INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Wolfgang Schmitz
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Juli 2001

Lambda-Produktion in Pb-Au-Kollisionen bei 40 A GeV

Gutachter: Prof. Dr. Johanna Stachel
Prof. Dr. Norbert Herrmann

Lambda-Produktion in Pb-Au-Kollisionen bei 40 A GeV

Das CERES-Experiment am CERN-SPS studiert die Produktion von Elektron-Positron-Paaren in ultrarelativistischen Kern-Kern-Kollisionen. Im Jahr 1998 ist das Spektrometer um eine zylindrische Spurenkammer mit radialer Drift (TPC) und zwei Magnetfeldspulen zur Impulsbestimmung erweitert worden.
Unter Verwendung der Spurendriftkammer und der Siliziumdriftdetektoren konnten im CERES-Experiment erstmals die Produktion von Λ- und $\bar{\Lambda}$-Hyperonen in Pb+Au Kollisionen bei 40 A GeV Strahlenergie analysiert werden. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist Design und Bau der CERES-Spurendriftkammer und eine Auswertung erster Testmessungen hinsichtlich einer Detektoroptimierung, sowie eine Λ-Analyse der 40 A GeV-Daten.
Mit Hilfe der gemessenen Breite des invarianten Λ-Massenspektrums (σ=12MeV/c^2) und einer TPC-Simulation konnte unter Verwendung aller gemessenen systematischen Spurverzerrungen die relative Impulsauflösung $\sigma(dp/p)^2 = 0.027^2 + (0.024\,p)^2$ (in GeV/c) bestimmt werden. Diese ist um etwa einen Faktor 2.5 schlechter als der Design-Wert, was weitgehend auf die verwendete Kalibration zurückgeführt werden konnte.
Eine Analyse vollständig korrigierter Λ-Transversalimpulsspektren im Rapiditätsbereich $2.0 < y_\Lambda < 2.4$ ergab einen inversen Steigungsparameter $T = 273 \pm 22$ MeV und eine gemessene Rapiditätsdichte $dN/dy_\Lambda = 5 \pm 0.5$ im p_t-Intervall 0.9 $< p_t^\Lambda <$ 2.5 GeV/c für Zentralitäten $\sigma/\sigma_{\mathrm{geo}} <$ 5%. Die Extrapolation über das vollständige p_t-Intervall von Null bis ∞ ergab eine Rapiditätsdichte $dN/dy_\Lambda = 11 \pm 2$. Mit Hilfe einer Messung des $\bar{\Lambda}$ im gleichen Rapiditätsbereich und einer separaten Analyse der Netto-Protonen-Produktion im Rapiditätsbereich $2.1 < y_{\mathrm{p}} < 2.4$ bei zentralen Kollisionen konnten die Teilchen-Verhältnisse $\bar{\Lambda}/\Lambda = 0.024 \pm 0.01$ und $\Lambda/\mathrm{p} = 0.22 \pm 0.05$ bestimmt werden. Unter Benutzung eines thermischen Modells war es möglich, das baryo-chemische Potential $\mu_B = (440 \pm 60)$ MeV und die Temperatur $T = (140 \pm 5)$ MeV zum Zeitpunkt des chemischen Ausfrierens der Reaktion zu bestimmen.

Lambda production in Pb-Au-collisions at 40 A GeV

The CERES-experiment at the CERN-SPS investigates the production of electron-positron pairs in ultrarelativistic nuclear collisions. The CERES spectrometer was upgraded during 1998 by the addition of a Time Projection Chamber (TPC) with a radial electric drift field and two coils of a warm magnet to provide a momentum analysis. This thesis deals with the design and construction of the CERES TPC and a first Λ-analysis in 40 A GeV Pb+Au collisions.

The relative momentum resolution $\sigma(dp/p)^2 = 0.027^2 + (0.024\ p)^2$ (in GeV/c) was determined using the measured width of the Λ invariant mass spectrum (σ = 12 MeV/c^2) and comparing it to a TPC simulation containing all measured distortions of a trajectory. The resolution is about a factor of 2.5 worse compared to its design value due to the still incomplete calibration.
Analysing the fully corrected Λ transverse momentum spectra in a rapidity interval $2.0 < y_\Lambda < 2.4$ close to midrapidity for centralities $\sigma/\sigma_{\mathrm{geo}} < 5\%$ the inverse slope parameter and the rapidity density were measured in a p_t interval $0.9 < p_t^\Lambda <$ 2.5 GeV/c^2: T = 273 $\pm$ 22 MeV/c^2, dN/dy_Λ = 5 $\pm$ 0.5. Extrapolations over the whole p_t region from zero to ∞ the rapidity density was determined to be dN/dy_Λ = 11 $\pm$ 2. Using the measurement of $\bar{\Lambda}$ yield and a separate analysis of the net-proton production close to midrapidity it was possible to calculate particle ratios $\bar{\Lambda}/\Lambda$ = 0.024$\pm$0.01 and Λ/p = 0.22 $\pm$ 0.05. Comparing these ratios to a thermal model the baryo-chemical potential and the temperature at hadro-chemical freeze-out were determined as μ_B = (440 $\pm$60) MeV/c^2 and T = (140 $\pm$5) MeV/c^2.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Gegenstand umfangreicher Forschungsprojekte ist die Untersuchung des Verhaltens und der Eigenschaften von Kernmaterie unter extremen Bedingungen, wie sie vermutlich in den ersten Sekundenbruchteilen bei der Entstehung unseres Universums geherrscht haben oder immer noch in stellaren Objekten (z.B. Neutronensternen) vermutet werden [1] [2].
Unter Laborbedingungen sollen nun Eigenschaften der Materie erzeugt werden, wie sie im frühen Universum bei extremen Temperaturen und wenigen Mikrosekunden nach dem Urknall existiert hat. Um diese Untersuchungen durchzuführen, werden seit Mitte der achtziger Jahre am AGS-Beschleuniger am Brookhaven National Laboratory (BNL) und am SPS-Beschleuniger am europäischen Zentrum für Kernforschung (CERN) zahlreiche Programme zur Erforschung des Verhaltens von Kernmaterie bei hohen Energiedichten und Temperaturen durchgeführt. In diesen Experimenten werden schwere Ionen auf ultra-relativistische Energien beschleunigt und mit einem ruhenden Target zur Kollision gebracht. Dabei zeigte sich, dass mit steigender Kollisionsenergie und schwereren Stosssystemen eine immer höhere Energiedichte erzeugt werden kann und somit ein immer früherer Blick in die Anfänge unseres Universums möglich ist. In neueren Experimenten seit dem Jahr 2000 am *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) am BNL und zukünftigen Experimenten am *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN werden diese Fragestellungen bei noch höheren Energien untersucht. Allerdings sind nicht nur die jeweils höchsten erreichbaren Energiedichten von Interesse. Das Ziel ist vielmehr ein möglichst umfassendes Verständnis des Verhaltens von Kernmaterie bei unterschiedlichen Anfangsbedingungen zu erhalten. In zahlreichen theoretischen Arbeiten wurde darauf hingewiesen [3], dass kritische Phänomene bei Strahlenergien um 40 AGeV ($\sqrt{s} \approx 8$ GeV) zu erwarten sind. Es wurden daher 1999 und 2000 am CERN auch Pb-Strahlen bei Energien von 40 AGeV und 80 AGeV zur Verfügung gestellt. Eine erste Analyse von 40 AGeV Pb+Au Kollisionen steht im Mittelpunkt dieser Arbeit.

Die Basis für eine theoretische Beschreibung der Kernmaterie stellt das statische Quark-Modell von M. Gell-Mann und G. Zweig dar ([4] [5] [6]). In diesem Modell werden Nukleonen, die Bausteine der Kerne, nicht mehr als strukturlose Teilchen betrachtet; sie weisen eine Substruktur auf, die Quarks.
Insgesamt existieren sechs verschiedene Quark-Arten (*flavour*) und ihre jeweiligen Antiteilchen. Alle beobachteten Hadronen sind danach ein Zusammenschluss aus drei Quarks (Baryonen) oder bestehen aus einem Quark und einem Antiquark (Mesonen). Auf Grund des Pauli-Prinzips muss den Quarks ein weiterer Freiheitsgrad - die Farbe - zugeordnet werden. Die Quantenzahl Farbe kann nun sechs verschiedene Zustände annehmen: rot, grün, blau, sowie die entsprechende Anti-Farbe. Alle in der Natur vorkommenden Hadronen sind nach aussen farbneutrale Objekte, d.h die Farben der Quarks mischen sich analog zur klassischen Farblehre zu weiss. Die beschreibende Theorie der Farb-Wechselwirkung zwischen den Quarks - sie wird auch starke Wechselwirkung genannt - ist die Quantenchromodynamik (QCD). Das farbkraft-vermittelnde Feld-Austausch-Quant ist das Gluon. Es gehört somit zur Familie der Bosonen und ist ein Zustand aus Farbe und Antifarbe. Gluonen können insgesamt acht verschiedene Farb-Zustände annehmen. Die Tatsache, dass Gluonen selbst Träger der Farb-Ladung sind, führt zur Eigenschaft, dass Hadronen nach aussen farbneutral sind, denn bei grossen Abständen kann die Kopplungskonstante α_s beliebig grosse Werte annehmen, wohingegen sie bei kleinen Abständen nahezu verschwindet.
Der Einschluss der Quarks in Hadronen (*confinement*) wird durch das Bag-Modell beschrieben. Hiernach können Hadronen im Grundzustand als Blase im sie umgebenden Vakuum aufgefasst werden. Der innere Druck, verursacht durch die kinetische Energie der eingeschlossenen Quarks, befindet sich mit dem vom Vakuum erzeugten Druck im Gleichgewicht. Innerhalb des Bag-Volumens (≈ 1 fm^3) werden die Quarks als masselos betrachtet und können sich frei bewegen (asymptotische Freiheit). Ausserhalb der Blase verschwindet ihre Wellenfunktion auf Grund einer stetig anwachsenden Masse.

Mit Hilfe von QCD-Gitterrechnungen konnte gezeigt werden, dass der Einschluss der Quarks und Gluonen bei genügend hohen Energiedichten aufgebrochen werden kann (*deconfinement*) [7].

In hoch energetischen Kern-Kern-Kollisionen kann die Energiedichte auf einen kritischen Wert von 2-3 GeV/fm^3 und die Temperatur auf $T_c \approx$ 160-200 MeV steigen. Es bildet sich der fundamentale QCD-Kontinuumszustand - ein Plasma freier Quarks und Gluonen (QGP) [8] [9]. Dieser Zustand ist verbunden mit einem sprunghaften Anstieg der Freiheitsgrade, bei dem die effektiven Freiheitsgrade der Hadronen und Hadronen-Resonanzen in die von Quarks und Gluonen übergehen.

Im Zusammenhang mit einem möglichen Übergang von Confinement zu Deconfinement erwartet man, dass der im QCD-Vakuum von Null verschiedene $<q\bar{q}>$-Erwartungswert vernachlässigbar wird und als Folge die QCD bei hohen Temperaturen und/oder grosser baryonischer Dichte chiral symmetrisch wird [10] [11] [12]. Die Folge hiervon ist eine Ununterscheidbarkeit der Mesonen von ihren chiralen Partnern und einer damit verbundenen Veränderung der Massen bzw. Breiten der mesonischen Resonanzen.

Zielsetzung der ultra-relativistischen Schwerionen-Experimente ist nun, den Zustand des QGP im Labor zu erzeugen und eindeutig zu erkennen.
Um die nötigen Temperaturen und Baryonendichten zur Erzeugung eines QGP zu erhalten, werden schwere Atomkerne mit hohen Energien miteinander zur Kollision gebracht. Nach dem Durchdringen der Lorentz-kontrahierten ultra-relativistischen Kerne brechen die Formfaktoren der Nukleonen durch die Nukleon-Nukleon-Stösse auf, die Energiedichte und die Temperatur überschreiten den kritischen Wert, und die Nukleonen verschmelzen in eine partonische Phase (QGP). Bei genügend grossem Verhältnis von Druck zu Energiedichte kann die hochkomprimierte, heisse Materie mit einem möglichen Phasenübergang des QGP in eine hadronische Phase expandieren. Die in einer Schwerionen-Kollision erzeugte Plasmaphase hat auf Grund einer stetigen Ausdehnung des Systems (Feuerball) und einer damit verbundenen Abkühlung eine sehr kurze Lebensdauer. Die Hadronisierung vollzieht sich im Verlauf des hadro-chemischen Ausfrierens (*freeze-out*) der Flavours und der Formation der Hadronen. Ein kinematischer (thermischer) freeze-out erfolgt zum Zeitpunkt der letzten elastischen Kollision.

Abbildung 1.1 zeigt das Phasendiagramm hadronischer Materie als Funktion des baryo-chemischen Potentials bzw. der Baryonendichte und der Temperatur. Im Bereich kleiner Temperaturen sowie kleiner baryo-chemischer Potentiale sind Quarks und Gluonen in Hadronen eingeschlossen (confinement). Die nötigen Bedingungen für baryo-chemisches Potential und Temperatur für einen Übergang von hadronischer Materie zu einem Quark-Gluon-Plasma sind durch das schraffierte Band in Abb. 1.1 dargestellt. Hierbei ist die untere Grenze gegeben durch eine Gitter-QCD Rechnung mit einer Baryonendichte gleich Null, die obere Grenze beinhaltet einen der Rechnung zu Grunde liegenden maximalen systematischen Fehler [13].
Mit Hilfe einer hadro-chemischen Analyse der Teilchen-Produktions-Raten bei SPS, AGS und SIS Energien konnten die jeweiligen freeze-out Parameter bestimmt werden. Die berechneten chemischen freeze-out Punkte für AGS [14] und SPS [15] befinden sich in der Nähe der Phasengrenze, die Punkte bei niedrigeren SIS-Energien hingegen sind weit entfernt von dieser Phasengrenze. Alle Punkte befinden sich jedoch entlang einer Linie mit konstanter Energie pro Hadron von etwa 1 GeV [16].

Der gesuchte QGP-Phasenübergang sollte nach theoretischen Überlegungen durch mehrere Signale charakterisiert sein, von denen hier nur drei erwähnt werden:

- Unterdrückung der Produktion von J/Ψ-Vektormesonen

- Emission hochenergetischer Photonen und Leptonenpaare
- Zunahme der Produktion seltsamer Teilchen

Das neutrale J/Ψ-Meson ist ein 1s gebundener Zustand aus einem 'charm'- und Anti'charm'-Quark ($c\bar{c}$). Die Unterdrückung der Produktion dieses Mesons wurde für den Fall der Entstehung eines QGP theoretisch vorhergesagt [17]. Auf Grund der grossen Masse des $c\bar{c}$-Paares (3.097 GeV/c^2) wird die Produktion dieser Quark-Paare überwiegend in der Anfangsphase der Reaktion stattfinden. Der Grund für die Unterdrückung der J/Ψ-Produktion aus $c\bar{c}$-Paaren ist auf die Debyesche Abschirmung der Farbladung in der QGP-Phase zurückzuführen ('Debye-/Colour-Screening'). Die Vorhersage ist, dass der Debyesche Radius R_D beim Durchlaufen der QGP-Phase kleiner als der Bindungsradius des J/Ψ ist, und somit eine Bindung zwischen diesen Quarks im 1s Zustand nicht mehr zustande kommt. Die c- und $\bar{c}$-Quarks werden vielmehr mit den umliegenden Antiquarks bzw. Quarks wechselwirken und andere Charm-Mesonen (D-,$\bar{D}$-Mesonen) bilden. Das NA50-Experiment am CERN-SPS konnte diese Unterdrückung der Mesonen-Resonanz messen [18] [19].

Die Erzeugung hochenergetischer Photonen und Leptonenpaare kann durch Quark-Gluon-Compton-Streuung und Quark-Antiquark-Annihilation in der QGP-Phase erfolgen [8]. Die so erzeugten Paare können die Reaktionszone ohne weitere Wechselwirkung verlassen, da diese nur der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen. Diese Observablen liefern damit eine direkte Information über die Dynamik der frühesten Phase der Kollision. Beiträge zum Dileptonenspektrum entstehen allerdings auch während der hadronischen Phase der Kollision, etwa durch leptonische Zerfälle von Mesonen oder durch thermische Prozesse wie Pion-Annihilation. Eine quantitative Interpretation des Dilepton-Spektrums bedarf daher einer Berücksichtigung sämtlicher Phasen der Reaktion. Die Messung leptonischer Observablen bietet im Gegensatz zur Messung der Photonen die Möglichkeit der Untersuchung unterschiedlicher Produktionsprozesse anhand ihrer invarianten Massen.

Das NA45/CERES-Spektrometer ist ein Experiment am CERN-SPS zur Untersuchung dieser Photonen und Leptonenpaare [20]. Im invarianten Massenbereich $0.25 < m_{ee} < 0.7$ GeV/c^2 wurde für ein Pb+Au-Kollisionssytem bei 158 AGeV Strahlenergie eine Überhöhung der e^+e^--Paare um einen Faktor 2.6 $\pm$ 0.5 (stat.) $\pm$ 0.5 (syst.) im Vergleich zum Beitrag aller bekannten hadronischen Quellen gemessen [21] [22] [23]. Die Form des Dileptonen-Spektrums (siehe Abb. 1.2) kann nicht ohne eine In-Medium-Modifikation der Eigenschaften des ρ-Vektormesons beschrieben werden, die zu einer dichte- und temperaturabhängigen Verbreiterung und/oder Massenverschiebung dieses Zustands führt [24] [25] [26].

Zur Verbesserung der Massenauflösung der ω, ϕ-Mesonen in den Bereich ihrer natürlichen Breiten wurde das CERES-Spektrometer im Jahr 1998 um ein neues Magnetsystem und eine Spurendriftkammer zur Impulsbestimmung erweitert [27]. Mit dem erweiterten NA45/CERES-2-Experiment können nun auch systematisch hadronische Observablen, z. B. die Produktion seltsamer Hyperonen, studiert werden.

Die Erhöhung der Produktion seltsamer Teilchen in einem QGP wurde theoretisch vorhergesagt [28]. Während das schwere $c\bar{c}$-Paar ausschliesslich in der Anfangsphase der Kollision erzeugt wird, können seltsame Teilchen während des gesamten Reaktionsverlaufs erzeugt werden. Sowohl am AGS als auch am SPS konnte eine Überhöhung der Produktion (*enhancement*) seltsamer Teilchen in Schwerionen-Kollisionen im Vergleich zu Proton-Proton-Kollisionen gemessen werden. Die Produktion seltsamer Quarks ist normalerweise in einer hadronischen Reaktion unterdrückt [29]. Das Verhältnis von *strange*- zu *non-strange*-Quark-Antiquark-Paaren wird *strangeness suppression* Faktor genannt und ist definiert als:

$$\gamma_{sl} \;=\; \frac{< s\bar{s} >}{< q\bar{q} >} \;. \tag{1.1}$$

Der Faktor γ_{sl} beschreibt, wie stark die Erzeugung der schweren $s\bar{s}$-Quarkpaare gegenüber der Produktion leichter $q\bar{q}$-Quarkpaare (up-/down-Quark) unterdrückt ist [30].
Im *String* Modell [31] [32] wird der Einschluss der Quarks in Hadronen durch ein chromo-elektrisches Feld (*strings* bzw. *flux-tubes*) beschrieben, dass zwischen zwei Quarks wirkt. Dieses Feld besitzt eine bestimmte String-Stärke $\sigma \approx 1$ GeV/fm. Neue Quark-Paare können nun durch das Aufbrechen der sog. Strings erzeugt werden. Der Unterdrückungs-Faktor γ_{sl} kann in diesem Modell durch die Schwinger-Gleichung beschrieben werden:

$$\gamma_{sl} \;=\; \exp(-\pi(m_s^2 - m_q^2)/2\sigma) \;, \tag{1.2}$$

wobei $m_{s,q}$ die jeweilige Quarkmasse beschreibt. Der experimentelle Wert $\gamma_{sl} \approx 0.28$ für pp Kollisionen bei 360 GeV [33] kann erklärt werden, wenn in Gleichung (1.2) die Konstituenten-Quark-Massen ($m_s \;\approx 500$ MeV, $m_{u,d} \;\approx 300$ MeV) eingesetzt werden.
Eine Beschreibung der Produktionsmechanismen seltsamer Teilchen findet im nachfolgenden Kapitel 2 statt.

Im einzelnen gliedert sich die Arbeit wie folgt: In Kapitel 3 werden die einzelnen Detektorkomponenten des CERES-Spektrometers vorgestellt. Da ein Schwerpunkt dieser Arbeit Design und Konstruktion der neuen CERES-Spurendriftkammer ist, sind diesen Detektorkomponenten zwei Kapitel gewidmet. Kapitel 4 behandelt die Anforderungen an das Design und das Funktionsprinzip der Spurendriftkammer, wohingegen in Kapitel 5 erste Messergebnisse und deren Verwendung für eine anschliessende Optimierung diskutiert werden. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Methode der Spurerkennung und der Bestimmung der Teilchenimpulse in der Driftkammer. In diesem Kapitel wird, auch mit besonderem Hinblick auf eine spätere

Λ-Analyse, das Verfahren zur Rekonstruktion dieses seltsamen Teilchens beschrieben, und eine Methode erläutert, mit deren Hilfe unter Einbeziehung der Λ-Analyse die Impulsauflösung des Detektors selbstkonsistent bestimmt werden kann. In Kapitel 7 werden die Resultate der Analyse vorgestellt und mit anderen Experimenten und Modellvorhersagen verglichen und diskutiert.

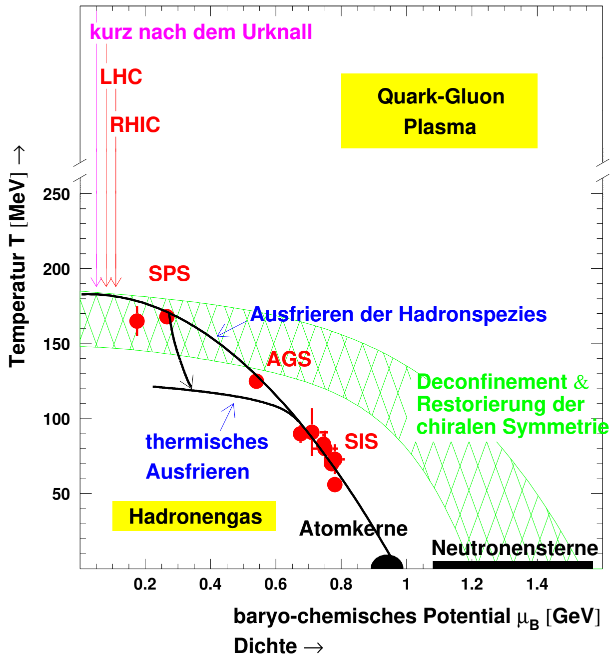


Abbildung 1.1: *Phasendiagramm zum Übergang von hadronischer Materie in ein Quark-Gluon-Plasma als Funktion des baryo-chemischen Potentials bzw. der Baryonendichte und der Temperatur. Eingezeichnet sind die freeze-out Punkte für Schwerionen-Kollisionen bei SIS,AGS und SPS-Energien. Der schraffierte Bereich zeigt die aus Gitter-QCD-Rechnungen für μ_b = 0 erwartete Phasengrenze [34]. Der Übergang von der chemischen zur thermischen freeze-out-Kurve bei SPS-Energien wurde berechnet unter der Annahme einer konstanten Entropy pro Baryon.*

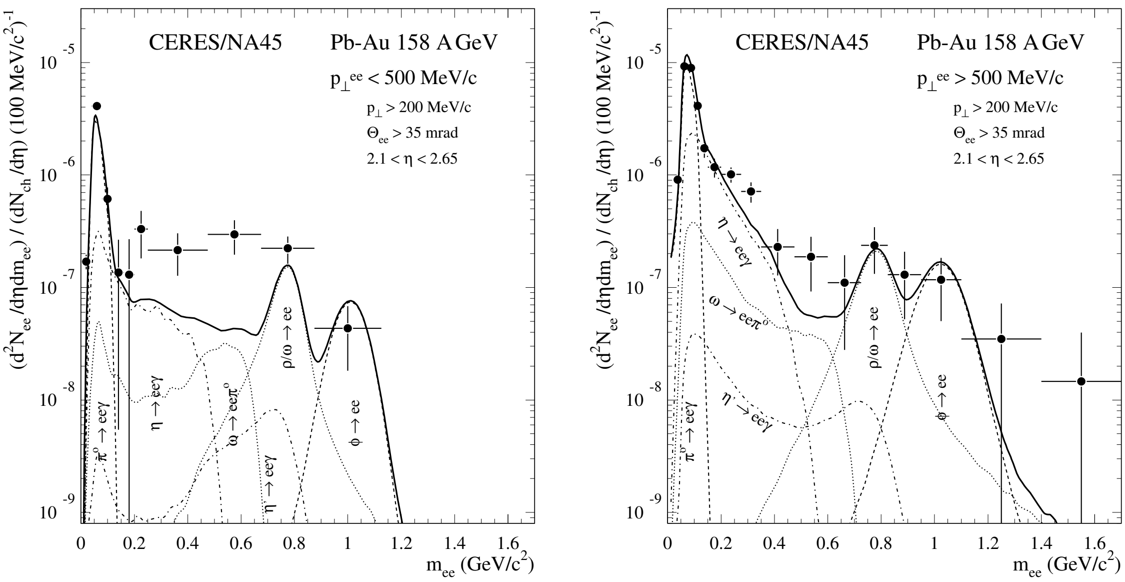


Abbildung 1.2: *Invariantes Dileptonen-Massenspektrum gemessen in Pb+Pb Kollision bei 158 AGeV/c. Links: p_t < 500 MeV/c, Rechts: p_t > 500 MeV/c [35].*

Kapitel 2

Produktion seltsamer Teilchen in Schwerionenkollisionen

Eine zentrale Frage in der Schwerionenphysik ist, ob der in der Kollision erzeugte Feuerball innerhalb seiner Lebensdauer einen thermischen und/oder hadrochemischen Gleichgewichtszustand erreichen kann. Ein System im thermischen Gleichgewicht entsteht durch elastische Streuprozesse. Dieser Zustand lässt sich durch eine gemeinsame Temperatur beschreiben. Ein chemisches Gleichgewicht wird dagegen durch inelastische Streuprozesse erreicht. Hier werden Hadronenspezies in andere umgewandelt und neue Teilchen erzeugt. Erreicht das System schliesslich ein chemisches Gleichgewicht, so ist die Rate für ihre Erzeugung und Vernichtung gleich gross. Ein System im chemischen Gleichgewicht kann z. B. als grosskanonisches Ensemble durch ein gemeinsames chemisches Potential beschrieben werden. Befindet es sich jedoch im Ungleichgewicht, benötigt jede Teilchenspezies ihr eigenes chemisches Potential.
In einem expandierenden Feuerball kann kein globales, sondern nur ein lokales Gleichgewicht herrschen, da der Feuerball kein abgeschlossenes System darstellt. Auf Grund eines möglichen Temperaturgradienten im Feuerball frieren die äusseren kühleren Schichten früher aus als die weiter innen liegenden Bereiche. Der *freeze-out* findet letztendlich für alle Bereiche des Feuerballs bei fast der gleichen Temperatur statt [36]. Mit Hilfe thermischer Modelle können nun die im hadronischen Endzustand des Feuerballs produzierten Hadronen-Häufigkeiten durch Variation der Baryonendichte bzw. des baryo-chemischen Potentials μ_B und der Temperatur T beschrieben werden. Abbildung 2.1 zeigt die gemessenen Teilchen-Raten für zentrale Pb+Pb Kollisionen für 158 AGeV/c am CERN-SPS im Vergleich zu einer Rechnung für ein grosskanonisches Ensemble [15]. Hierbei ergibt sich eine gefittete Temperatur von 168 MeV und ein baryo-chemisches Potential $\mu_\mathrm{B} = 266$ MeV.
Thermische Modelle geben Aufschluss über den Zustand einer Schwerionenkollision im Phasenraum zum Zeitpunkt des chemischen freeze-out (siehe Abb. 1.1).

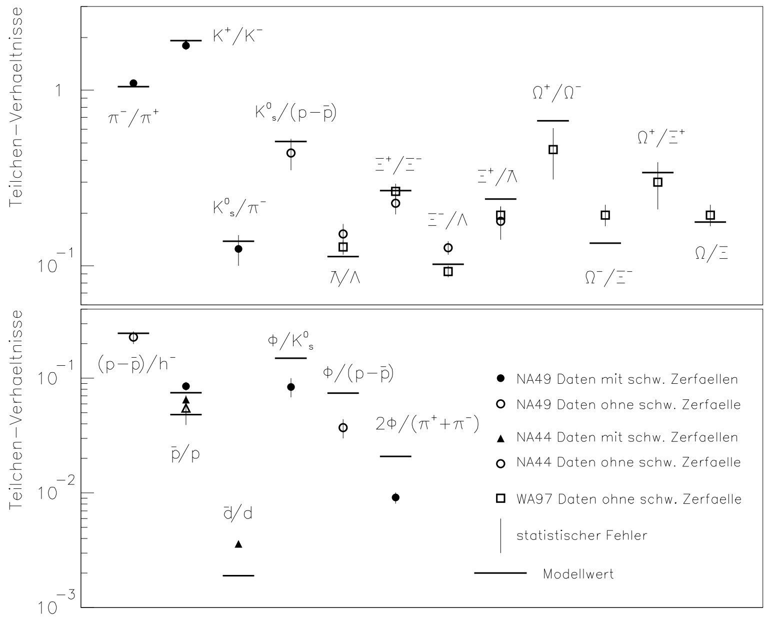


Abbildung 2.1: *Experimentelle Pb+Pb Daten für 158 AGeV/c am CERN-SPS im Vergleich zu den Fit-Ergebnissen eines thermischen Modells (aus [41]). Die Temperatur ergibt sich zu T = 170 MeV mit einem baryo-chemischen Potential* μ_B *= 280.*

Mit der Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas (QGP) wird eine erhöhte Produktion seltsamer Teilchen erwartet, die somit als eine Observable für die frühe Phase der Reaktion gilt [28].
Im Vergleich zu p+p / p+A -Reaktionen konnten in Schwerionen-Kollisionen eine um einen Faktor zwei überhöhte Produktion seltsamer Teilchen relativ zu nicht-seltsamen Teilchen beobachtet werden [37]. Diese Signatur kann jedoch sowohl mit einem QGP als auch mit dem Bild eines Hadronengases erklärt werden, vorausgesetzt, das System lebt lange genug, um ein chemisches Gleichgewicht zu erreichen. Seltsame $s\bar{s}$ Quarkpaare können in einem 'deconfined' QGP kontinuierlich mittels der Gluon-Gluon-Fusion ($gg \rightarrow s\bar{s}$) erzeugt werden (siehe Kapitel 2.1). In einem Hadronengas (HG) muss die $s\bar{s}$-Produktion mittels einer Paarerzeugung seltsamer Hadronen mit einer hohen Produktionsschwelle geschehen (siehe Kapitel 2.1). Jedoch kann in einem chemisch equilibrierten Hadronengas die Seltsamkeitsproduktion genauso gross werden wie in einem QGP [38] [39]. Die Zeit, die ein Hadronengas zum Erreichen dieses Gleichgewichtszustands benötigt, ist jedoch signifikant länger als die typische Lebensdauer einer Schwerionen-Reaktion ($\approx$ 10 fm/c) [38] [39] [40]. Der Gleichgewichtszustand kann im QGP hingegen schon nach 1-3 fm/c erreicht werden [40]. Auf Grund des schnelleren Erreichens des Gleichgewichtszustands und der damit verbundenen schnelleren Erzeugung von $s\bar{s}$-Paaren im QGP im Vergleich zu einem hadronischen System wird eine vermehrte *Strangeness*-Produktion

erwartet. Die resultierende gesteigerte Erzeugung von seltsamen Hadronen wurde als Signatur für die QGP-Phase vorhergesagt [28].

Befindet sich das System nach der Kollision in einem chemischen Gleichgewicht, so folgt für die Häufigkeit produzierter seltsamer Teilchen, dass sie mit der Temperatur der Materie bzw. mit der Kollisionsenergie $\sqrt{s}$ ansteigt.
Definiert man, etwas vereinfacht, eine relative Seltsamkeitsproduktion E_s und eine Fermi-Konstante F [42]:

$$\begin{aligned} < E_s > &= \frac{< \Lambda > + < K + \bar{K} >}{< \pi >} , \qquad (2.1) \\ F &= \frac{(\sqrt{s} - 2 \cdot m_p)^{3/4}}{\sqrt{s}^{1/4}} , \end{aligned}$$

mit $<\Lambda>$ und $<\pi>$ als die mittlere Multiplizität aller produzierten Λ-Hyperonen sowie Pionen und trägt sie als Funktion der Schwerpunktsenergie auf, so lässt sich dieser Sachverhalt bestätigen. Für die Summe aller Kaonen gilt $<K + \bar{K}>$ $= <K^+>+<K^->+2 \cdot<K^0_S>$ [42]. In Abbildung 2.2 ist $<E_s>$ in Abhängigkeit von der Fermi-Variablen F für verschiedene Kollisionssysteme aufgetragen. Deutlich erkennbar ist ein Anstieg bei AGS-Energien bis hin zur Saturation bei SPS-Energien. Das ansteigende $<E_s>$-Verhalten bei N+N-Kollisionen kann durch ein Schwellenverhalten erklärt werden. Die eingezeichnete Kurve beschreibt einen hypothetischen Übergang von hadronischer Materie zum QGP bei Strahlenergien um 40 AGeV, wodurch eine sprunghafte Änderung des Strangeness-Produktionsmechanismus und damit ein Anstieg der relativen Seltsamkeitsproduktion E_s verbunden ist [42].

2.1 Produktion seltsamer Teilchen im HG und im QGP

Seltsame Teilchen können im Verlauf hadronischer Kollisionen erzeugt werden. Hierbei findet der Erzeugungsprozess so lange statt, bis die Hadronen nicht mehr miteinander in Wechselwirkung treten können (freeze-out). In der starken Wechselwirkung ist mit der Seltsamkeit eine Erhaltungsgrösse verbunden; sie muss vor und nach einer Kern-Kern-Kollision gleich sein - Netto-Seltsamkeit gleich Null. Die Seltsamkeitsproduktion in Nukleon-Nukleon-Stössen kann daher nur paarweise oder assoziiert erfolgen. Die Standardreaktion der assoziierten Erzeugung ist

$$\mathrm{N} + \mathrm{N} \rightarrow \Lambda + \mathrm{K}^+ + \mathrm{N} \; .$$

Hierfür beträgt die kinetische Energieschwelle im Schwerpunktsystem etwa 600 MeV. Die Erzeugung seltsamer Antibaryonen (z.B. $\bar{\Lambda}$) erfordert eine höhere Schwel-

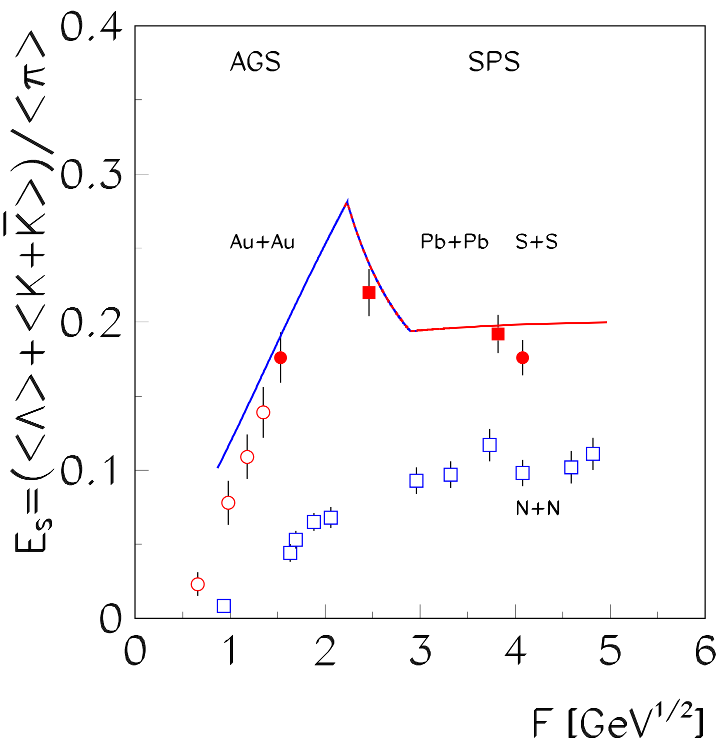


Abbildung 2.2: *Abhängigkeit der totalen Seltsamkeitsproduktion E_s von der Fermi-Variablen F [43].*

lenenergie von 2.2 GeV :

$$\mathrm{N} + \mathrm{N} \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda} + \mathrm{N} + \mathrm{N}$$

Ein weiterer in Kern-Kern-Kollisionen wichtiger Produktionsmechanismus erfolgt durch sekundäre π-Nukleon-Reaktionen

$$\pi + \mathrm{N} \rightarrow \Lambda + \mathrm{K}$$

und π-π-Reaktionen

$$\pi + \pi \rightarrow \bar{K} + \mathrm{K} \; .$$

Diesem Mechanismus kommt ein wesentliches Gewicht zu, da ein grosser Anteil aller im Endzustand befindlichen Teilchen Pionen sind. Durch Wechselwirkung von

π-Mesonen mit Hyperonen können weitere mehrfach seltsame Hyperonen erzeugt werden, z.B. $\pi + \Lambda \rightarrow \Xi$ (S=-2) + K . Die Produktion mehrfach seltsamer Teilchen ist in einem Hadronengas auf Grund einer hohen Energieschwelle stark unterdrückt. Die erzeugten seltsamen Teilchen können bis zum Zeitpunkt ihres chemischen Ausfrierens ineinander übergehen. Beim Austausch von Seltsamkeit ist die Schwellenenergie erheblich niedriger als bei der Seltsamkeitsproduktion [28]. So ist beispielsweise der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{K}$ + N $\rightarrow \Lambda + \pi$ etwa 10-mal grösser als bei der Produktion eines seltsamen Teilchens. Seltsame Teilchen können also sehr viel leichter ineinander übergehen als neu erzeugt werden. Die Produktion seltsamer Antibaryonen durch die Wechselwirkung eines Antinukleons ist wegen einer kleinen Produktionsrate des Antiprotons stark unterdrückt.
Auf Grund der Baryonenzahlerhaltung ist das baryo-chemische Potential μ_B für leichte Quarks von Null verschieden; ihre Erzeugung ist unterdrückt. Dagegen ist, wie bereits erwähnt, das chemische Potential der seltsamen Quarks μ_S gleich Null. Die Produktion seltsamer Teilchen im QGP wird daher nur auf Grund ihrer grossen Massen (150 MeV/c^2) im Vergleich zu den leichten Quarks (5-10 MeV/c^2) unterdrückt. Ist der Phasenraum in einem Plasma mit hoher Nettoquarkdichte bereits mit up- und down-Quarks bis über die Fermi-Energie der $s\bar{s}$-Quarkmassen belegt, so kann die Erzeugung eines $s\bar{s}$-Quarkpaares sogar gegenüber der Produktion von $u\bar{u}$- und $d\bar{d}$-Quarkpaaren bevorzugt werden.
In einem Quark-Gluon-Plasma können $s\bar{s}$-Paare durch die Fusion von Quark-Antiquark-Paaren und durch die Wechselwirkung zweier Gluonen erzeugt werden. Abbildung 2.3 zeigt die relevanten $s\bar{s}$-Produktionsprozesse in der niedrigsten Ordnung. Bei der Erzeugung seltsamer Teilchen spielen die Gluonen eine wichtige Rolle; etwa 90 % der im QGP erzeugten Quarks stammen aus gg-Wechselwirkungen [28]. Die Wechselwirkungskanäle für die $s\bar{s}$-Produktion sind bei gg-Kollisionen zahlreicher als bei Quark-Antiquark-Annihilation.
Die relative Häufigkeit der drei leichtesten Quarksorten (u,d,s) sollte in einem QPG in erster Näherung gemäss der jeweiligen Quarkmassen nach einer Bolzmannverteilung gegeben sein. In einem Plasma ohne Nettoquark-Konstituenten (μ_B=0) und einer Temperatur von 150-200 MeV sollte ein Verhältnis von strange- zu non-strange-Quark-Antiquark-Paaren von etwa γ_{sl} = 0.45-0.5 resultieren. Die Hadronisierung des Plasmas kann dieses Verhältnis jedoch wieder reduzieren.
Ein deutlich erhöhtes Verhältnis von strange- zu non-strange-Quark-Antiquark-Paaren sollte sich einstellen, falls die Quarkmassen auf Grund der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in einem QGP vollständig verschwinden würden (vgl. Gleichung (1.2)). Die gesteigerte Produktion von $s\bar{s}$-Paaren in einem QGP mit (teilweise) wiederhergestellter chiraler Symmetrie würde zu Häufigkeiten an seltsamen Hadronen führen, die auf der Basis hadronischer Reaktionen schwer zu verstehen wären [44].

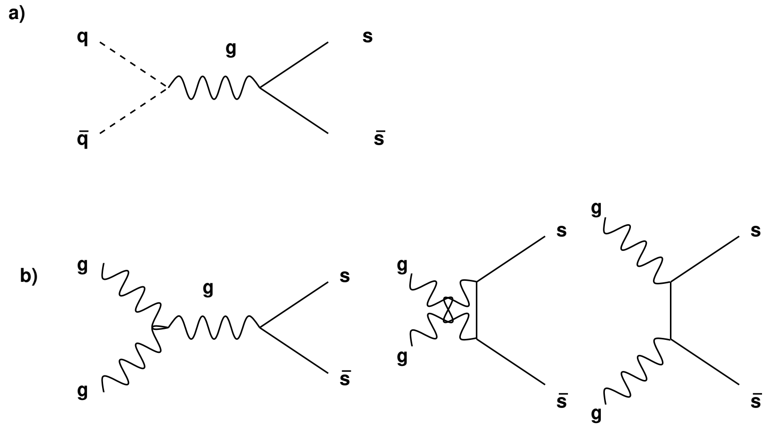


Abbildung 2.3: *Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung zur Erzeugung von $s\bar{s}$-Paaren im Quark-Gluon-Plasma mittels (a) Quark-Antiquark-Annihilation und (b) Gluon-Gluon-Wechselwirkung.*

2.2 Beschreibung einer Schwerionenkollision

2.2.1 Das thermische Modell

Zur Beschreibung des Feuerballs in einer ultra-relativistischen Schwerionenkollision mit den Mitteln der statistischen Thermodynamik wird der Formalismus des grosskanonischen Ensembles zu Grunde gelegt; d.h. die Teilchenzahl und die Energie bleiben nur im Mittel erhalten. Für den Fall eines QGP muss die Zahl der einzelnen Quarkflavours getrennt voneinander erhalten bleiben. Daher erhält jedes Flavour ein eigenes chemisches Potential. Diese Erhaltungsgrössen gelten auch zur Beschreibung eines HG, berücksichtigt man die Tatsache, dass schwache Zerfälle sehr viel langsamer erfolgen als die Zeit zwischen Kollision und freeze-out dauert. Im Folgenden wird das thermische Modell nach Braun-Munzinger, Stachel, Wessels und Xu [14] [15] [41] [47] kurz dargestellt.

Dieses Modell verwendet den Formalismus des grosskanonischen Ensembles zur Berechnung von Teilchen-, Energie- und Entropiedichten sowie dem Druck. Ausgangspunkt ist hierbei ein sich im Gleichgewicht befindendes ideales Quantengas aus Fermionen und Bosonen. Dieses System kann mit Hilfe der Parameter Temperatur T, Volumen V, baryo-chemisches und seltsam-chemisches Potential μ_B,μ_S beschrieben werden, wobei nur T und μ_B unabhängige Parameter sind. Das Potential μ_{I_z} berücksichtigt die Asymmetrie zwischen up- und down-Quarks (Isospin-Formalismus).

Jede Teilchenspezies i wird durch ihr eigenes chemisches Potential charakterisiert:

$$\mu_i \;=\; \mu_B B_i \;+\; \mu_S S_i \;+\; \mu_{I_z} I_{zi} \;-\; v_0 p \;. \tag{2.2}$$

Hierbei beschreibt I_{zi} die z-Komponente des Isospins der jeweiligen Teilchensorte, p die Summe der Einzeldrücke $\sum_i p_i$ und v_0 das Hadron-Eigenvolumen.
Aus Nukleon-Nukleon-Streuexperimenten ist bekannt, dass das Kernpotential für kleine Abstände repulsiv wird. Die starke Wechselwirkung verhindert also, dass sich Protonen und Neutronen beliebig nahe kommen. Diese Tatsache wird im Modell berücksichtigt, indem den Hadronen ein Eigenvolumen zugewiesen wird. Das Volumen des Feuerballs vergrössert sich um das Eigenvolumen der Hadronen v_0 und der Druck sinkt entsprechend:

$$p_i \;=\; \frac{p_i^0}{1+\sum_i v_0 n_i^0} \tag{2.3}$$

wobei der Index 0 die idealen Teilchendichten und Drücke ohne Korrektur beschreibt. Für die Teilchendichte n pro Spezies i gilt analog:

$$n_i \;=\; \frac{n_i^0}{1+\sum_i v_0 n_i^0} \tag{2.4}$$

Das Modell berücksichtigt alle Mesonen mit Massen bis 1.5 GeV/c^2 und Baryonen bis 2 GeV/c^2. Nach ihrer thermischen Erzeugung zerfallen alle höheren Resonanzen. Bei den Zerfällen werden nicht nur die primären Zerfälle berücksichtigt, sondern auch alle mehrstufigen Zerfallskaskaden. Auf diese Weise sind viele π-Mesonen nicht thermischen Ursprungs, sondern stammen aus Zerfällen.
Ausgehend von einer Temperatur T und einem baryo-chemischen Potential μ_B wird zunächst der Druck des Systems berechnet. Anschliessend werden die Häufigkeiten von etwa 200 verschiedenen Hadronenspezies so oft neu berechnet, bis schliesslich alle Parameter mit den jeweiligen Erhaltungssätzen verträglich sind:

$$\begin{aligned}
\text{Erhaltung der Seltsamkeit } \sum_{\mathrm{i}} \mathrm{n_i S_i} \;&=\; 0 \;, && (2.5)\\
\text{Erhaltung des Isospins } \mathrm{V}\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{n_i I_{zi}} \;&=\; \frac{Z-N}{2} \;, && (2.6)\\
\text{Erhaltung der Baryonenzahl } \mathrm{V}\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{n_i B_i} \;&=\; Z+N \;, && (2.7)
\end{aligned}$$

wobei Z, N die Zahl der Protonen bzw. Neutronen beschreibt.
In einem weiteren Schritt zerfallen alle kurzlebigen Hadronen, und es werden dann alle Teilchensorten aufsummiert.

2.2.2 Das mikroskopische (hadronische) Modell

Dynamische mikroskopische Modelle, wie z.B. UrQMD (Ultrarelativistische Quanten Molekular Dynamik) [48], basieren auf dem Lund-Modell und auf den bekann-

ten hadronischen Wirkungsquerschnitten. Mit Hilfe von Transportmodellen wird die Entwicklung des Systems von Beginn der Reaktion bis zum Ausfrieren der beteiligten Teilchen beschrieben. Im Vergleich hierzu sind thermodynamische Modelle auf die Beschreibung der globalen Observablen beschränkt.
Im UrQMD-Modell werden alle an der Reaktion beteiligten Hadronen gemäss der Hamiltonschen-Bewegungsgleichungen kovariant propagiert.

2.3 Λ-Hyperonen aus sekundären Zerfällen

Nicht alle produzierten Λ-Hyperonen wurden direkt aus der Reaktionszone emittiert. Im Folgenden werden einige Quellen möglicher Kontamination diskutiert.

Neutrale Kaonen

Neutrale Kaonen (K^0- und $\bar{K}^0$-Meson) zerfallen in zwei oder drei Pionen, je nach ihrem CP-Eigenwert (C: Ladungskonjugation und P: Paritätsoperator). Der Zustand mit CP = +1 zerfällt in zwei Pionen, er trägt den Namen K^0_S. Für CP = -1 gilt ein Drei-Körper-Zerfall in drei Pionen, dieser Zustand wird K^0_L genannt. K^0_S und K^0_L werden als Linearkombinationen von K^0 und $\bar{K}^0$ aufgefasst. Die Erhaltung der CP-Invarianz ist in diesem System zu etwa $2.3 \cdot 10^{-3}$ verletzt.
Die Kontamination von K^0_S-Mesonen im Λ-Signal kann mit Hilfe des Armenteros-Diagramms (siehe Kapitel 6.4) unterdrückt werden. Beim Zwei-Körper-Zerfall steht ein grösserer Phasenraum als beim Drei-Körper-Zerfall zur Verfügung, was eine höhere Zerfallsrate bzw. kürzere Lebensdauer ($c\tau$ = 2.675 cm für K^0_S) zur Folge hat. Das K^0_L hat eine relativ lange Lebensdauer von etwa $c\tau$ = 1550 cm und verursacht daher keinen Beitrag zum Λ-Signal.

Σ-Baryon

Der Zerfall des Σ^0 wird beschrieben durch die elektromagnetische Wechselwirkung ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\ \gamma$). Daher bleibt die Seltsamkeit erhalten, und die Lebensdauer ($c\tau$ = $2.2 \cdot 10^{-9}$ cm) ist erheblich kürzer als die anderer seltsamer Teilchen. Da der Zerfallsvertex praktisch im Target liegt, können die beim Zerfall produzierten Teilchen nicht von solchen unterschieden werden, die direkt aus der Reaktionszone stammen. Die Messung identifizierter Λ setzt sich also aus $\Lambda\ +\ \Sigma^0$ zusammen.

Ξ-Hyperonen

Der grösste Teil sekundärer Λ stammt aus dem Zerfall des Ξ-Hyperons. Dieses Hyperon trägt Seltsamkeit zwei, d.h. das Teilchen besteht aus zwei seltsamen und einem leichten Quark. Die sekundären Λ stammen aus $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\, \pi^0$ und $\Xi^- \rightarrow \Lambda\, \pi^-$ In der nachfolgenden Tabelle sind einige seltsame Teilchen und deren Eigenschaften aufgelistet.

Ω-Meson

Der Beitrag zur Kontamination von Λ aus dem Ω-Zerfall ist auf Grund dessen geringer Erzeugungsrate klein.

Teilchen	Masse (GeV/c^2)	Lebensdauer $c\tau$ (cm)	Zerfalls-Modus	Verzweigungs-Verhältnis (%)
Λ	1.1156	7.89	p π^- π^+ π^-	64.1 35.7
$\bar{\Lambda}$	1.1156	7.89	$\bar{p}$ π^+ π^- π^+	64.1 35.7
K^0_S	0.4977	2.68	π^+ π^- π^0 π^0	68.6 31.4
K^0_L	0.4977	1550	π^0 π^+ π^- π^0	21.6 12.4
Σ^0	1.1926	$2.2 \cdot 10^{-9}$	Λ γ	100
Ξ^0	1.3149	8.69	Λ π^0	100
Ξ^-	1.3213	4.91	Λ π^-	100
Ω^-	1.6724	2.46	Λ K^0 Ξ^0 π^0 Ξ^- π^-	67.8 23.6 8.6
ϕ	1.0194	$4.4 \cdot 10^{-12}$	K^+ K^- K^0_S K^0_L	49.5 34.4

Tabelle 2.1: *Eigenschaften seltsamer Teilchen.*

Kapitel 3

Das CERES Spektrometer

Das CERES-Spektrometer befindet sich am CERN-SPS und gehört zur Gruppe der Schwerionen-Experimente. Zentrale Fragestellung dieses Experimentes ist die systematische Analyse der Produktion von e^+e^--Paaren in Nukleon-Kern- und Kern-Kern-Stössen im Bereich invarianter Massen von 50 MeV/c^2 bis 2 GeV/c^2 bei zentralen Rapiditäten $2.1 < \eta < 2.65$.
Im Jahre 1990 ist das Spektrometer in der Nordhalle des CERN II-Geländes am H8-Strahlrohr aufgebaut und 1991 in Betrieb genommen worden. Um die 1996 erreichte Massenauflösung von $\delta m/m \approx 6\%$ bis in die Grössenordnung der natürlichen Linienbreiten im Bereich der ω/ϕ Massen ($\delta m/m < 2\%$) zu verbessern, ist 1998 das Spektrometer um eine zylindrische Spurendriftkammer (engl. Time Projection Chamber (TPC)) mit radialem Driftfeld strahlabwärts erweitert worden (siehe Abb. 3.1). Im Folgenden werden Funktionsweise und Aufbau der verschiedenen Subdetektoren des Spektrometers kurz skizziert.

3.1 Die RICH-Detektoren

Die Aufgabe der RICH-Detektoren besteht darin, eine Elektronen-Identifikation durchzuführen. Bei diesem Detektortyp handelt es sich um zwei azimutalsymmetrische, ringabbildende Čerenkovdetektoren (RICH-1 und RICH-2), die jeweils mit einem sphärischen Spiegel bestückt sind, in dessen Krümmungsmittelpunkt sich das Target und in dessen Fokalebene $f = \frac{R}{2}$ sich ein ortsempfindlicher UV-Detektor befindet. Der Raum zwischen Detektor und Spiegel ist mit einem Radiatorgas mit Brechungsindex n gefüllt. Durchquert ein geladenes Teilchen dieses Medium mit einer Geschwindigkeit β grösser als die Mediumslichtgeschwindigkeit, so wird

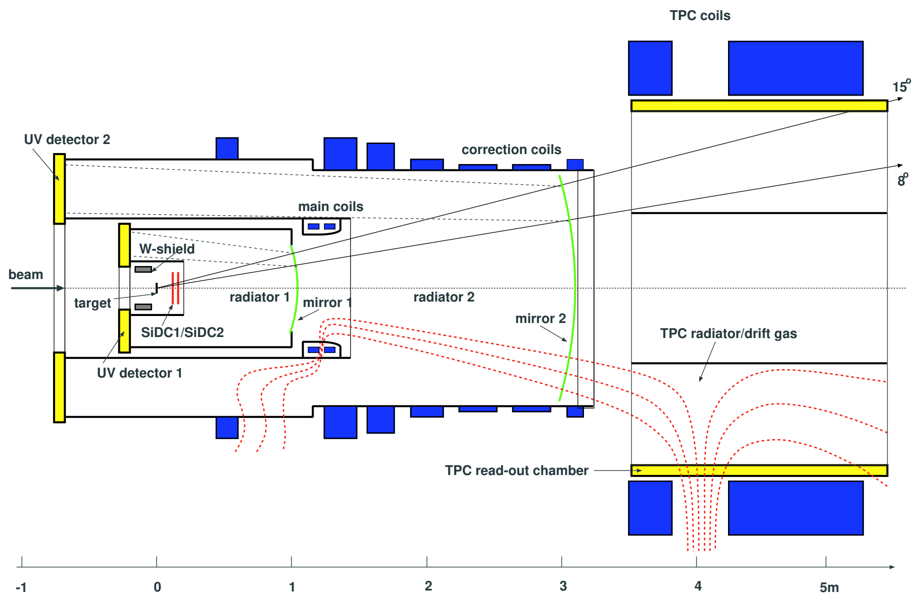


Abbildung 3.1: *Aufbau des CERES-Spektrometers.*

Čerenkovlicht in einem Kegel unter dem Winkel

$$\Theta_C = \arccos \frac{1}{n\beta} \tag{3.1}$$

emittiert. Die mit dieser Gleichung verknüpfte Schwellenwertbedingung ($\cos\Theta < 1$) ergibt sich somit zu:

$$\gamma_{\text{th}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}. \tag{3.2}$$

Unter konstantem Winkel emittierte Čerenkovphotonen werden in der Fokalebene auf einen Ring abgebildet. Bei konstantem Brechungsindex ist der Ringradius ein Mass für die Teilchengeschwindigkeit und kann somit zur Teilchenidentifikation herangezogen werden. Im Limit $\beta \to 1$ bzw. $\gamma \to \infty$ ergibt sich für den Emissionswinkel asymptotisch ein Maximalwert :

$$\Theta_\infty = \arccos \frac{1}{n} \approx \frac{1}{\gamma_{\text{th}}}. \tag{3.3}$$

Der Radius des abgebildeten Ringes und die Zahl der Photonen auf dem Ring für $\gamma > \gamma_{\text{th}}$ sind gegeben durch:

$$R = R_\infty \sqrt{1 - (\frac{\gamma_{\text{th}}}{\gamma})^2}, \tag{3.4}$$

$$N = N_\infty(1 - (\frac{\gamma_{\text{th}}}{\gamma})^2). \tag{3.5}$$

Die zu erwartende asymptotische Photonenzahl N_∞ kann berechnet werden zu:

$$N_\infty = N_0 \frac{L}{\gamma_{\text{th}}^2}, \tag{3.6}$$

wobei L die Länge des Radiators (L_{RICH1} = 0.8 m, L_{RICH2} = 1.6 m) beschreibt. Die Grösse N_0 der RICH-Detektoren unterliegt zum einen der Transmission der Photonen durch alle Komponenten des Detektors, zum anderen der Nachweiseffizienz der UV-Zähler. N_0 beschreibt somit die Güte des Spektrometers. Im CERES-Experiment beträgt $N_0 = 131$ cm^{-1} (RICH-1) bzw. $N_0 = 75$ cm^{-1} (RICH-2).
Als Radiatorgas wird in den CERES-RICH-Detektoren Methan bei atmosphärischem Druck verwendet, wodurch sich eine Schwelle von $\gamma_{\text{th}} \approx 32$ ergibt. Hieraus ergibt sich $N_\infty = 10$ (RICH-1) bzw. $N_\infty = 12$ (RICH-2).
Die hohe γ_{th} Schwelle führt dazu, dass bereits niederenergetische Elektronen ab p = 0.1 GeV/c Čerenkovringe mit nahezu asymptotischen Radien erzeugen. Die hohe Schwelle gewährleistet, dass im Wesentlichen nur Elektronen Čerenkovlicht erzeugen; so können beispielsweise geladene Pionen die Čerenkovschwelle erst ab Impulsen von 4.4 GeV/c überschreiten. Durch die hohe Čerenkovschwelle wird sichergestellt, dass nur 5 % aller in der Kollision entstandenen geladenen Hadronen ein Signal in den RICH-Detektoren erzeugen.
Das Čerenkovlicht wird über zwei sphärische Spiegel mit hoher UV-Reflektivität und guter optischer Qualität in flache Bildebenen strahlaufwärts vom Target fokussiert. Der Spiegel in RICH-1 weist eine geringe Strahlungslänge auf, um Vielfachstreuung durchtretender geladener Teilchen möglichst gering zu halten. Er ist gefertigt aus einer 1 mm dicken (0.4 % relative Strahlungslängen), mit Epoxidharz beschichteten Kohlefaserschale. Der Spiegel in RICH-2 hingegen besteht aus 6 mm dickem Glas.

3.2 Die UV-Detektoren

Zum ortsempfindlichen Nachweis der Čerenkovphotonen befinden sich UV-Detektoren strahlaufwärts in der Bildebene der Spiegel [49]. In diesen Detektoren werden Čerenkovphotonen in Photoelektronen konvertiert. Die räumliche Trennung dieser Detektoren vom Radiator erfolgt durch UV-transparente Quarz- (RICH-2) und CaF_2- (RICH-1) -Fenster. Abbildung 3.2 zeigt einen schematischen Querschnitt der UV-Detektoren. Beide Detektoren sind mit einer auf 40^0C geheizten Helium-Methan Gasmischung (97:3) bei Normaldruck gefüllt. Dem Zählgas ist ein gesättigter TMAE-Dampf (Tetrakis-di-Methyl-Amino-Ethylen) beigemischt. TMAE zeichnet sich wegen seines niedrigen Ionisationspotentials von 5.4 eV durch eine hohe

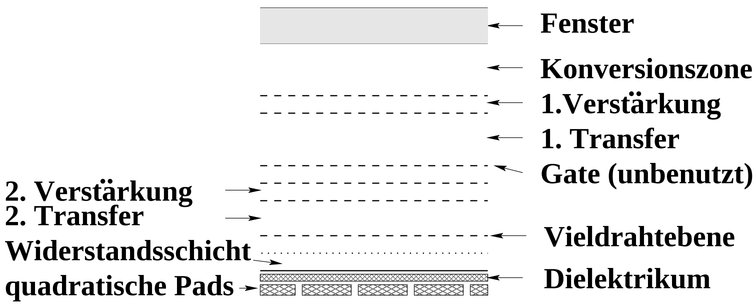


Abbildung 3.2: *Schematischer Querschnitt der UV-Detektoren.*

Quanteneffizienz im UV-Bereich aus. Durch das Heizen der Gasmischung wird eine Konversionslänge für UV-Photonen von 5 mm erreicht. Somit kann in der 15 mm langen Konversionszone eine Konversionswahrscheinlichkeit von 95 % erreicht werden.
Die Verstärkung des Photoelektronen-Signals geschieht in drei Stufen. Das erzeugte Photoelektron driftet zunächst im elektrischen Feld der Konversionszone auf einer aus zwei parallelen Drahtgitterebenen bestehenden Verstärkungszone hin; im hier herrschenden hohen Verstärkungsfeld wird durch Stossionisation eine Ladungsmultiplikation erreicht. Nach der Drift der Elektronenlawine durch die sich anschliessende erste Transferstufe und den z. Z. unbenutzten *Gate*-Bereich erfährt die Lawine eine weitere Ladungsmultiplikation in der zweiten Verstärkungsstufe. Eine letzte, dritte Signalverstärkung geschieht an einer Vieldrahtebene, die sich einer zweiten Transferstufe anschliesst.
Durch die Aufteilung der Gesamtverstärkung in drei Stufen wird eine Dauerentladung, die bei einer zu hohen Gasverstärkung einer einzelnen Stufe hervorgerufen würde, vermieden. Diese Dauerentladungen werden hervorgerufen durch rücklaufende Photonen (Photonenrückkopplung) , entstanden in der primären Ladungsmultiplikation.
Die letzte Kathode besteht aus einer Widerstandsschicht, einer dielektrischen Schicht und einer Padelektrode. Die resistive Kathode definiert einerseits das Potential für die Drahtverstärkung, ist andererseits transparent für die Influenzsignale der Lawinen um die Drähte. Die hinter der Kathode und einer Isolatorschicht angebrachten Pads liegen auf Erdpotential. Damit sind beide Enden der Zähler, sowohl das Eintrittsfenster als auch die Ausleseseite, geerdet. Die UV-Zähler sind in 5 (UV-1) und 8 (UV-2) Sektoren unterteilt, die jeweils separat mit Hochspannung versorgt werden. Mit dem hier verwendeten UV-Detektoraufbau wird eine dynamische Bandbreite von einem Photoelektron bis hin zu 5000 primären Elektronen erzielt. Die unter Strahlbedingungen im Dauerbetrieb erreichbare Verstärkung beträgt etwa $5 \cdot 10^5$.
Insgesamt besitzt UV-1 53800 und UV-2 48400 schachbrettartig angeordnete Pad-

elektroden mit einem jeweiligen Raster von $2.74 \times 2.74\text{mm}^2$ (UV-1) bzw. $7.62 \times 7.62\ \text{mm}^2$ (UV-2). Die Ausleseelektronik befindet sich direkt auf der Detektorrückwand.

3.3 Die Target-Region

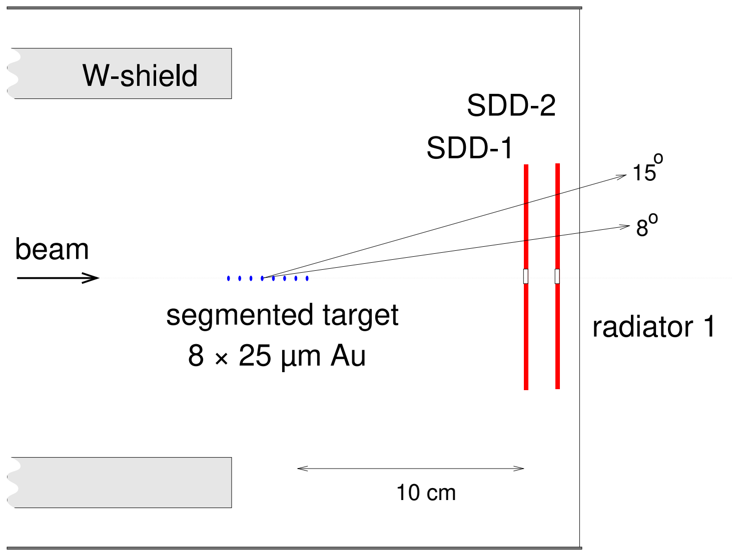


Abbildung 3.3: *Die Target-Region.*

Die Target-Region (siehe Abb. 3.3) befindet sich strahlaufwärts im Spektrometer und umfasst das segmentierte Target sowie zwei radiale Siliziumdriftkammern (SDD) und eine Wolfram-Abschirmung. Umgeben ist diese Region von einem Kohlefaser-Zylinder.

3.3.1 Das Target

Das Target besteht aus acht Gold-Scheiben von 600 μm Durchmesser und 25 μm Dicke, die auf eine dünne Folie mit geringer Strahlungslänge aufgebracht wurden. Durchmesser und Abstand (3 mm) der Targetscheiben wurden so optimiert, dass im Falle einer Kollision diejenigen produzierten Teilchen, die innerhalb der CERES-Akzeptanz liegen, höchstens eine weitere Targetscheibe durchqueren. Dadurch wird eine Minimierung der Konversion von γ-Quanten, hauptsächlich aus π^0-Zerfällen, in e^+e^--Paaren erzielt. Die Wolfram-Abschirmung hinter dem Target dient dem

Schutz der UV-Zähler vor stark ionisierenden δ-Elektronen, die im Target produziert werden.

3.3.2 Die Siliziumdriftdetektoren

Die Siliziumdriftdetektoren befinden sich 10 cm strahlabwärts hinter dem Target [50]. Zur Sicherstellung der völligen Abdeckung der Rapiditätsakzeptanz der RICH-Detektoren wurde für die Siliziumdetektoren ein ringförmiges, radialsymmetrisches Design gewählt. Beide Detektoren sind 280 μm dicke 4″ Siliziumscheiben. Die aktive Fläche erstreckt sich radial von r = 4.5 mm bis 42 mm bei voller azimutaler Akzeptanz. Der abgedeckte Polarwinkel-Bereich beträgt 8° bis 15°. Auf Grund der hohen Ortsauflösung wird dieser Detektortyp zum einen zur Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes herangezogen, zum anderen liefert er während des Experimentes Multiplizitäts-Informationen, die für eine Triggerentscheidung eingesetzt werden.
Beim Durchgang geladener Teilchen durch das depletierte Silizium können Elektron-Loch-Paare erzeugt werden (siehe Abb. 3.4) [51]. Die Elektronen driften auf Grund eines radialen elektrischen Driftfeldes zum äusseren Rand des Detektors.

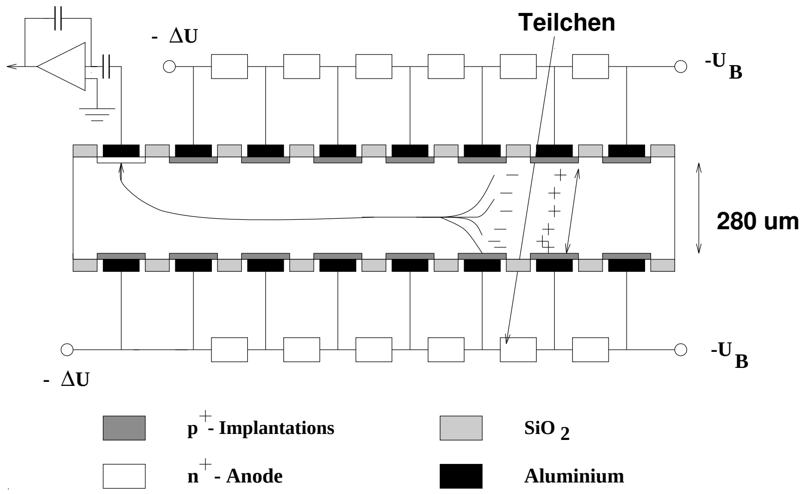


Abbildung 3.4: *Funktionsprinzip der Siliziumdriftkammer. Die freigesetzten Elektronen werden in der Detektormitte gesammelt.*

Das Driftfeld wird mit Hilfe ringförmiger implantierter Spannungsteiler erzeugt. Bei einem Driftfeld von typischerweise 700 V/cm beträgt die maximale Driftzeit 3.8 μs. Die Elektronen erzeugen auf den am Rand befindlichen 360 Anoden ein Ladungssignal, das mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen und von Pulsformern in annähernd gaussförmige Pulse umgewandelt und nochmals verstärkt wird.

Die Rekonstruktion der radialen Spurposition erfolgt durch Analyse der Driftzeit-Information. Der Azimutalwinkel ergibt sich aus der Bestimmung des Schwerpunkts der Ladungssignale, die sich über zwei oder mehr benachbarte Anoden verteilen. Ladungssignale, deren korrespondierende Elektronenwolke bei kleinen Radien im Siliziumwafer erzeugt worden sind, verteilen sich auf Grund der Elektronendiffusion über mehrere Anodenpads. Um diese Verteilung auch für Ladungswolken mit kleinen Driftzeiten zu gewährleisten, ist jede 1^0 abdeckende Anode in fünf Teile segmentiert worden. Abb. 3.5 zeigt schematisch die Aufteilung der Anodenstruktur. Diese Art der Anodenaufteilung erlaubt eine optimale Ladungsteilung über zwei oder mehr benachbarte Anodenpads durch ein Ineinandergreifen benachbarter Anoden [52].

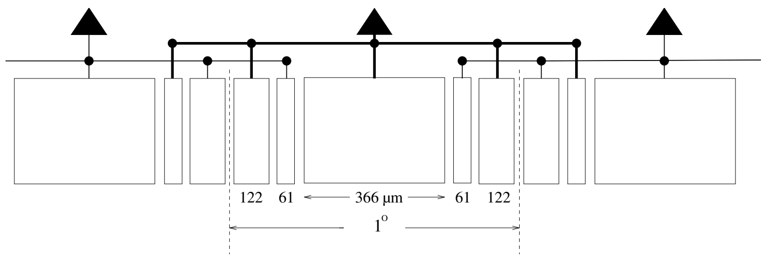


Abbildung 3.5: *Prinzip der Anodensegmentierung in den Siliziumdriftkammern. Jedes Anodenpad deckt einen Winkelbereich von* 1^0 *ab.*

3.4 Die Spurendriftkammer

Bei diesem Detektortyp handelt es sich um eine grossvolumige Gasionisationskammer, mit deren Hilfe eine Impulsbestimmung durch eine genaue Vermessung der Teilchentrajektorie in einem Magnetfeld durchgeführt werden soll. Auch hier wurde die Kammergeometrie an die azimutale Symmetrie sowie an die Θ-Polarwinkelakzeptanz - $8°$ bis $15°$ - der RICH-Detektoren angepasst. Abb. 4.1 zeigt einen Querschnitt der CERES-TPC. Da sowohl Design als auch die Kalibration und Datenauswertung der TPC im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen, ist ihrer technischen Beschreibung ein eigenes Kapitel gewidmet (siehe Kapitel 4).

Kapitel 4

Die CERES-Spurendriftkammer

Die CERES-Spurendriftkammer ist eine zylindrische Gasproportionalkammer mit radialem Driftfeld und segmentierter Kathodenauslese. Abbildung 4.1 zeigt den Detektor im Querschnitt. Die Kammer umfasst ein sensitives Volumen von 9 m^3 mit einer aktiven Länge von 2 m in longitudinaler (Strahl) Richtung. Die innere Kammergeometrie ist gegeben durch einen doppelwandigen Aluminium-Zylinder ($2 \cdot 1$ mm) mit einem Durchmesser von 97.2 cm; er dient als innere Elektrode des elektrischen Driftfeldes und ist ausgelegt für Spannungen bis -50 kV. Sechzehn Auslesekammern sind in eine polygon-förmige Aluminium-Struktur eingebracht, die den geometrischen äusseren Rand der Detektorabmessung und gleichzeitig das Erdpotential des Driftfeldes definiert. Der TPC-Durchmesser beträgt etwa 2.6 m. Die Auslesekammern (2 x 0.5 m^2) sind konventionelle Vieldrahtproportionalkammern mit je drei, in azimutaler Richtung parallel verlaufenden Drahtebenen - Gating-Grid-, Kathoden- und Anoden-Drahtebene - und einer segmentierten Kathodenstreifenauslese (Kathodenpads) , mit einer speziellen, sog. *chevron*-Struktur (siehe Kapitel 4.4).
Zur Unterstützung der mechanischen Stabilität ist die TPC von einem Aluminium-Zylinder umgeben, der auf einer massiven Aluminium-Rückwand befestigt ist. Das gesamte System befindet sich auf einer beweglichen Stützstruktur, die eine genaue Positionierung der TPC zwischen zwei Magnetfeldspulen ermöglicht.
Zur Impulsbestimmung ist die TPC zwischen zwei Warmspulen, die ein inhomogenes Magnetfeld erzeugen, eingebracht (siehe Abb. 4.2). Die Ströme des Spulenpaares - bis zu 4000 A - sind gegenläufig. Die resultierende radiale Magnetfeldkomponente erreicht ihre maximale Feldstärke in der Region zwischen den beiden Spulen. Die Ablenkung geladender Teilchen in diesem Magnetfeld erfolgt vornehmlich in azimutaler Richtung, wobei das Feldintegral 0.18 Tm bei $\Theta = 8°$ und 0.38 Tm bei $\Theta = 15°$ beträgt. Abbildung 4.2 zeigt das mit dem *Poisson*-Programmpaket berechnete zur Strahlrichtung transversale und longitudinale Magnetfeld als Funktion von z für unterschiedliche Radien. Die CERES-TPC verfügt insgesamt über

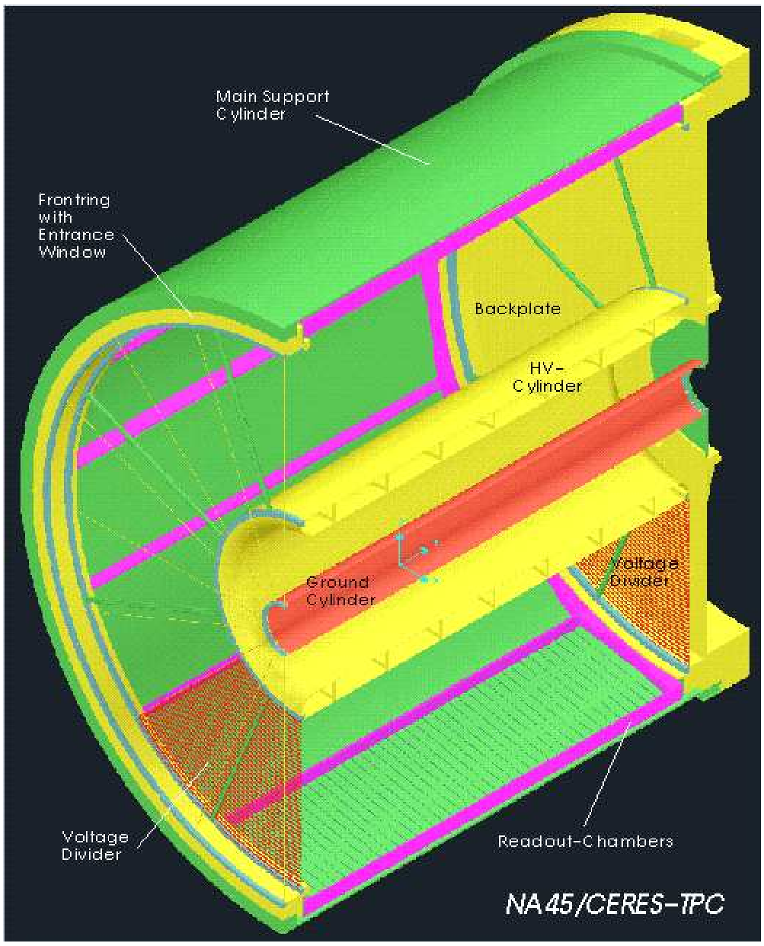


Abbildung 4.1: *Querschnitt der CERES-TPC.*

15360 auszulesende Kathodenpads. Jeder Auslesekanal ist bestückt mit low-noise Elektronik, die ein analoges Signal mit einem 8-bit ADC in 256 Zeitbins pro Kanal abtastet. Insgesamt verfügt die CERES-TPC damit über etwa 4 Mio. Spurpunktinformationen (Pixel). Die Elektronik-Verstärkung beträgt 40 mV/fC (siehe Kapitel 4.5).
Als Zählgas dient ein Ne/CO_2-Gemisch (80/20) bei atmosphärischem Druck und einer Gasverstärkung von $8 \cdot 10^3$ (siehe Kapitel 4.3).

4.1 Das Koordinatensystem der TPC

In Abbildung 4.3 ist das verwendete Koordinatensystem der TPC und der Zusammenhang mit den gebräuchlichen Koordinaten des CERES-Experimentes darge-

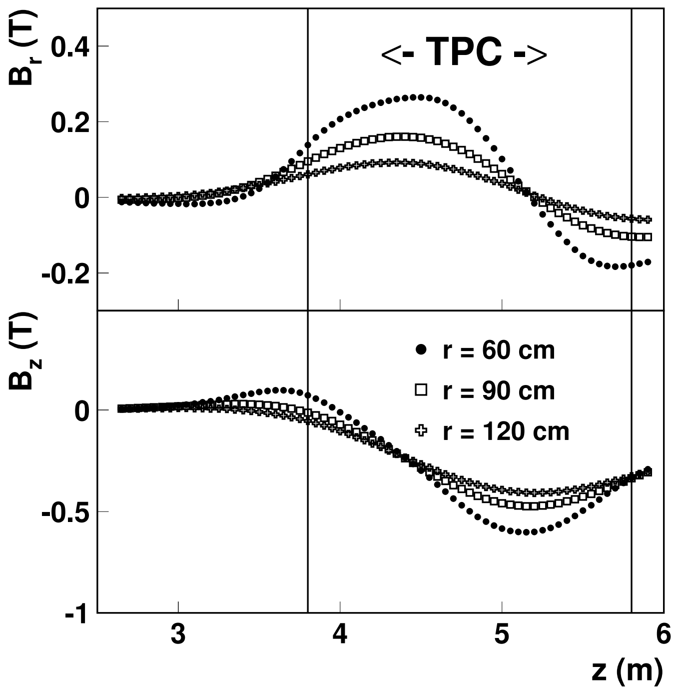


Abbildung 4.2: *Die zur Strahlrichtung senkrechte und parallele Magnetfeld-Komponente B_r/B_z als Funktion von z für verschiedene Radien.*

stellt. Die z-Achse ist definiert durch die Strahlachse, ihr Ursprung liegt in der Mitte von SDD 1.
Die CERES-TPC ist zusammengesetzt aus sechzehn Auslesekammern, die in einer polygon-förmigen Struktur eingebracht sind. Die einzelnen Auslesekammern sind von 0 bis 15 durchnummeriert. Abbildung 4.4 zeigt mit einem Blick gegen die Strahlrichtung die Orientierung der Auslesekammern in der TPC. Zwischen den beiden Auslesekammern 0 und 15 ist per Definition der Azimutal-Winkel ϕ gleich Null gesetzt.

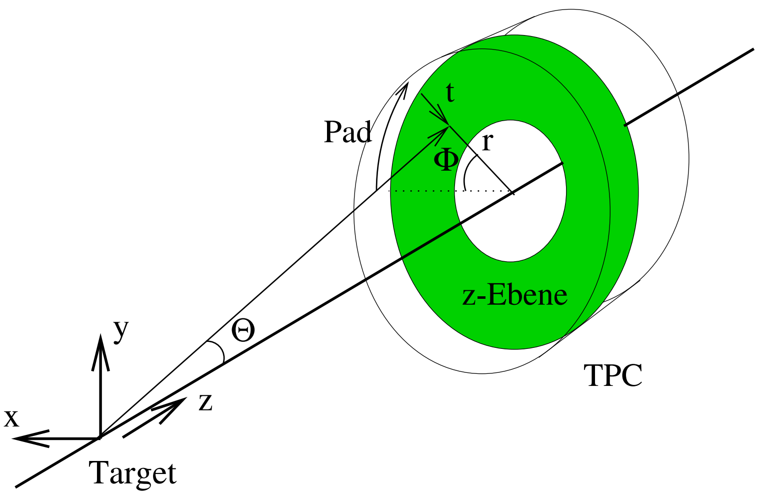


Abbildung 4.3: *Das Koordinatensystem der TPC.*

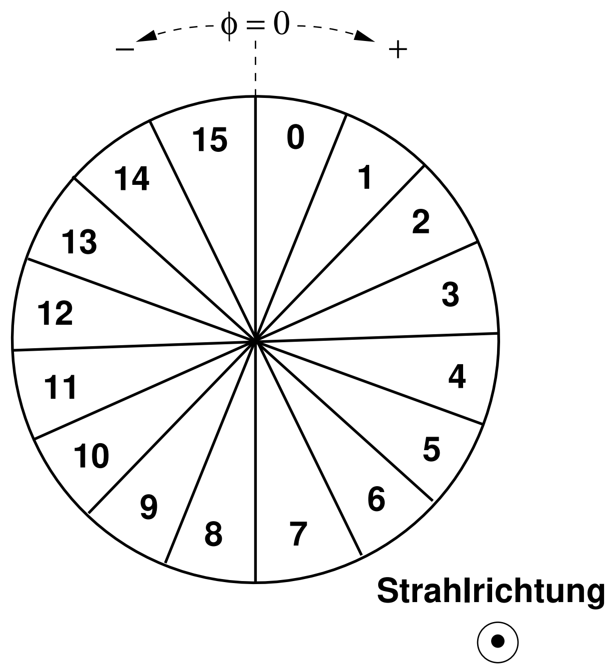


Abbildung 4.4: *Die Auslesekammern-Orientierung in der TPC (Blick ist gegen die Strahlrichtung).*

4.2 Das elektrische Driftfeld

Das elektrische Driftfeld wird bestimmt durch den negativ geladenen inneren Al-Zylinder, mit einem Potential von -30 kV, und der sich auf Erdpotential befindenden Kathodendrahtebene der Auslesekammern. Auf Grund der gewählten Kammergeometrie entsteht ein radiales elektrisches Driftfeld, mit einer 1/r-Variation zwischen 0.6 und 0.2 kV/cm, und einem zugehörigen Driftgeschwindigkeits-Intervall zwischen 2.4 und 0.7 cm/μs. Hieraus ergibt sich eine mittlere maximale Driftzeit von 71 μs. An den beiden Endkappen befinden sich jeweils Spannungsteiler, die eine Stabilisierung des Driftfeldes über das endliche Nachweisvolumen der TPC sicherstellen. Hierbei handelt es sich um 50 μm dicke Kaptonfolien, die beidseitig mit 100 - 200 nm starken Kupferstreifen von 15 mm Breite und 5 mm Abstand bedampft sind. Die einzelnen Kupferstreifen sind über Widerstände, durch die das jeweilig herrschende Potential definiert ist, miteinander verbunden.

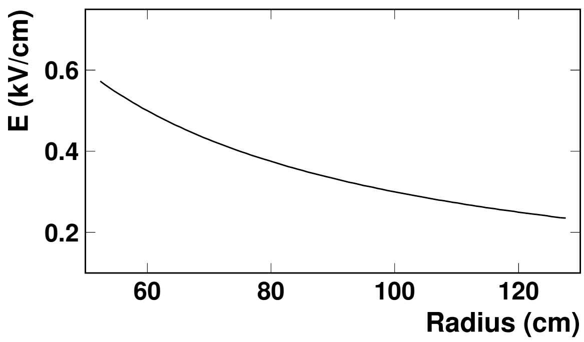


Abbildung 4.5: *Elektrisches Feld und Potential in der TPC als Funktion des Radius r für eine innere Elektrodenspannung von -30 kV.*

4.3 Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Durchquert ein geladenes Teilchen das mit Zählgas gefüllte aktive Detektorvolumen, so entstehen entlang seiner Trajektorie Elektron-Ion-Paare. Die auf diese Weise erzeugten Elektronen werden mit Hilfe eines elektrischen Driftfeldes zu einer Ebene von Proportionaldrähten transportiert, in deren Umgebung Gasverstärkung (*Avalanche*-Prozess) stattfindet. Die in diesem Verstärkungsprozess erzeugten Elektronen werden schnell am Anodendraht neutralisiert; die Bewegung der viel langsameren Gasionen hingegen erzeugt eine positive Spiegelladung auf einer Ebene von Kathodensegmenten (*pads*). Jedes einzelne Pad wird getrennt ausgelesen, wobei

der zeitliche Verlauf des Induktionssignals festgehalten und digitalisiert wird. Ist die Padgeometrie so gewählt, dass pro Spursegment mehrere benachbarte Pads und aufeinanderfolgende Zeitbins angesprochen werden, so ergibt sich ein *cluster* von Ladungswerten. Die Position des Spursegmentes ergibt sich bei genauer Kenntnis der Driftgeschwindigkeit aus der Messung der Ankunftszeit und des Clusterschwerpunktes in Padrichtung (parallel zur Orientierung der Anodendrähte). Durch mehrfache Messung von Spursegmenten entlang der Spur auf hintereinander angeordneten Padreihen erhält man eine Sequenz von Raumpunkten, aus der schliesslich die Trajektorie im Raum rekonstruiert werden kann.
Befindet sich die Spurendriftkammer in einem Magnetfeld, so kann aus der Richtung der Krümmung der Spur das Ladungsvorzeichen und aus der Stärke der Krümmung der Impuls des Teilchens bestimmt werden.

4.4 Wahl des Zählgases

In Spurendriftkammern werden meist Gasgemische als Zählgase eingesetzt. Die Eigenschaften eines Zählgases sind zum einen bestimmt durch seine Hauptkomponente, gewöhnlich ein Edelgas, und zum anderen durch die Wahl des *quenchers*. Üblicherweise werden Molekülgase (z.B. CO_2 oder CH_4) als *quencher* eingesetzt, um den Avalanche-Prozess in der Verstärkungsregion zu stabilisieren. Die grosse Zahl der beim Avalanche-Prozess erzeugten Photonen kann an Metalloberflächen Photoelektronen erzeugen und zu Entladungen führen. Molekülgase weisen auf Grund ihrer grossen Zahl von Anregungszuständen einen hohen Absorptionsgrad für Photonen auf, und wirken dadurch Gasentladungen entgegen.
Im Folgenden werden zunächst nur kurz die verschieden Kriterien für die Wahl des Zählgases dargestellt.
Als Zählgas wird in der CERES-TPC ein $Ne/CO_2(80/20)$-Gemisch verwendet. Die Wahl dieses Zählgases erfolgte hinsichtlich der Optimierung von :

- Strahlungslänge X_0 und Vielfachstreuung Θ_{ms}
- Zahl n_{e} der Elektron-Ion-Paare pro cm
- Driftgeschwindigkeit v_{d} und maximale Driftzeit $t_{\mathrm{d,max}}$
- Lorentzwinkel $\Theta_{\mathrm{Lorentz}}$
- Longitudinale σ_{l} und transversale σ_{t} Diffusion

Für eine Vielzahl von Gasmischungen sind die vorangestellten Eigenschaften berechnet und gemessen worden. Abbildung 4.6 zeigt Rechnungen mit dem Simulationspaket *Garfield/Magboltz* für verschiedene Edelgas/CO_2 Mischungen [27].

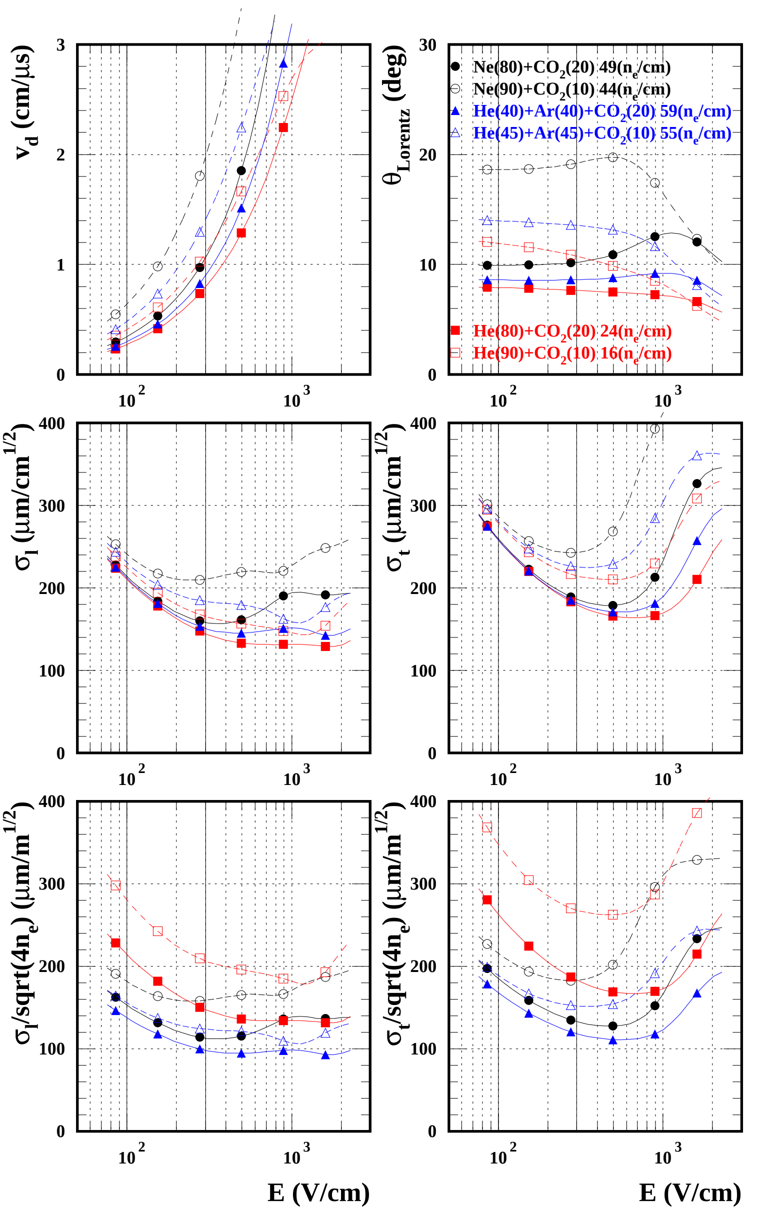


Abbildung 4.6: *Garfield/Magboltz-Rechnungen: Driftgeschwindigkeit* v_{d}*, Lorentzwinkel* $\Theta_{\mathrm{Lorentz}}$*, longitudinale und transversale Diffusionskonstanten* $\sigma_{\mathrm{l,t}}$*, longitudinale und transversale Diffusionskonstanten normiert zur Wurzel der Zahl der Ladungsträger für verschiedene Edelgas/*CO_2*-Mischungen als Funktion der elektrischen Feldstärke. Die dargestellten Resultate sind für den Fall eines 0.5 T starken, senkrecht zum elektrischen Feld stehenden Magnetfeldes. [27]*

In den folgenden Teilkapiteln werden die oben aufgelisteten Punkte im Einzelnen betrachtet.

Strahlungslänge X_0 und Vielfachstreuung Θ_{ms}

Auf Grund von Vielfachstreuung im Zählgas erfährt ein durchdringendes Teilchen eine Ablenkung von seiner ursprünglichen Flugrichtung, die sich verzerrend auf seine Impulsbestimmung ausübt. In guter Näherung kann der Zusammenhang zwischen der Breite Θ_{ms} der Streuwinkel-Verteilung verursacht durch Vielfachstreuung und der Strahlungslänge angegeben werden als [53]:

$$\Theta_{\mathrm{ms}} = \frac{13.6\ \mathrm{MeV}}{\beta \mathrm{cp}} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} (1 + 0.038 \ln(\frac{x}{X_0}))\ . \tag{4.1}$$

In dieser Darstellung geben p, βc, z und x/X_0 den Impuls, die Geschwindigkeit und die Ladungszahl des durchdringenden Teilchens, sowie die auf die Dicke des Mediums normierte Strahlungslänge an. Um den Einfluss der Vielfachstreuung zu minimieren ist es demnach von Nutzen, ein Gas mit grosser Strahlungslänge zu verwenden.
Die Strahlungslänge kann wie folgt berechnet werden [53]:

$$X_0 = \frac{716.4\ \mathrm{g\ cm^{-2}\ A}}{\mathrm{Z(Z+1)\ ln}(287/\sqrt{\mathrm{Z}})}\ . \tag{4.2}$$

Hierbei bezeichnen A und Z die Massen- und Ladungszahl des jeweiligen Mediums. Liegt ein Gasgemisch vor, so gilt:

$$1/X_0 = \Sigma\ w_i/X_i\ . \tag{4.3}$$

w_i und X_i sind der Anteil und die Strahlungslänge des i-ten Elements.
Tabelle 4.1 enthält die berechneten Strahlungslängen für unterschiedliche Gasgemische. Dieser Tabelle ist zu entnehmen, dass Neon-dominierte Gasgemische im Vergleich zu Argon-dominierten Gasgemischen sich durch grössere Strahlungslängen und damit kleinere Vielfachstreuung auszeichenen.

Zahl der Elektron-Ion-Paare

Beim Durchtritt eines ionisierenden Teilchens durch ein Medium erfolgt eine diskrete Zahl ionisierender Stossprozesse mit dem Medium, wobei Elektron-Ion-Paare erzeugt werden. Die freigesetzten, primären Elektronen können eine Energie besitzen, die grösser als das Ionisationspotential des Mediums ist, und somit weitere sekundäre Elektron-Ion-Paare erzeugen. Die Gesamtzahl n_{e} aller erzeugten

Gasgemisch	Anteile in %	X_0 in m	n_e/cm
Ne/CO_2	80 / 20	280	49
Ne/CH_4	80 / 20	360	41
Ar/CO_2	80 / 20	120	93
Ar/CH_4	80 / 20	130	86
$He/Ar/CO_2$	40 / 40 / 20	210	59

Tabelle 4.1: *Eigenschaften verschiedener Gasmischungen: Strahlungslänge X_0 und mittlere Elektronen-Zahl n_{e}.*

Elektron-Ion-Paare pro cm Wegstrecke ergibt sich zu [54]:

$$n_{\mathrm{e}} \;=\; \frac{\Delta E}{W_{\mathrm{i}}}. \tag{4.4}$$

Hierbei geben ΔE den Gesamtenergieverlust pro Wegstrecke eines minimal ionisierenden Teilchens ($\beta\gamma \;\approx 4$), gegeben durch die Bethe-Bloch-Gleichung [54] [55] [56], und W_{i} die mittlere Ionisationsenergie des Mediums an. Liegt ein Gasgemisch vor, gilt ein einfaches Kompositionsgesetz.
Bezüglich der Auflösung des Detektors ist ein Gas mit einer grossen Zahl $\mathrm{n_e}$ nützlich, da die statistische Signifikanz der Ortsauflösung mit der Zahl der primären Ladungsträger skaliert. Jedoch steigt mit n_{e} auch die Wahrscheinlichkeit zur Produktion hochenergetischer δ-Elektronen, was sich wiederum negativ auf die Auflösung auswirkt. Tabelle 4.1 enthält die Gesamtzahl n_{e} für verschiedene Gasgemische.
Die Gasgemische Ar/CH_4 und Ar/CO_2 ergeben durch die hohe Zahl an Elektronen pro Wegstrecke eine gute Detektor-Ortsauflösung. Auf Grund ihrer geringen Strahlungslängen und der damit verbundenen Vielfachstreuung wirken sie sich jedoch verzerrend auf die Impulsbestimmung aus. Im Hinblick auf Vielfachstreuung und Ortsauflösung zeigt Ne/CO_2 gute Eigenschaften.

Longitudinale σ_{l} und transversale σ_{t} Diffusion

Die thermische Diffusion driftender Elektronen führt zu einer driftzeitabhängigen Verbreiterung einer ursprünglich scharf lokalisierten Elektronenwolke. Durch Beimischen von CO_2 zum Gas wird eine Reduktion der Elektronendiffusion und damit eine Verbesserung der Detektorauflösung erzielt; das Gas wird 'kühler', d.h. die thermische Bewegung der Elektronen wird reduziert. Abbildung 4.6 zeigt die Diffusionskonstanten longitudinal und transversal zur Driftrichtung für verschiedene Gasmischungen in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. Es ist deutlich erkennbar, dass die Diffusion insbesondere in transversaler Richtung durch Erhöhen des CO_2-Anteils erheblich reduziert wird.

Lorentzwinkel $\Theta_{\mathrm{Lorentz}}$

Bei Anwesenheit eines Magnetfeldes $\vec{\mathrm{B}}$ und elektrischen Feldes $\vec{\mathrm{E}}$ lässt sich die Driftgeschwindigkeit in der folgenden Form darstellen [57]:

$$\vec{v}_{\mathrm{d}} = \frac{\mu}{1+(\omega\tau)^2}\,(\vec{\mathrm{E}} + \omega\tau\frac{\vec{\mathrm{E}}\times\vec{\mathrm{B}}}{\mathrm{B}} + (\omega\tau)^2\frac{(\vec{\mathrm{E}}\vec{\mathrm{B}})\vec{\mathrm{B}}}{\mathrm{B}^2})\ , \tag{4.5}$$

$$\omega\tau = \frac{\mathrm{e}}{\mathrm{m}}\mathrm{B}\tau = \mathrm{B}\mu\ . \tag{4.6}$$

Hierbei beschreiben ω, τ und μ die Zyklotron-Frequenz, die mittlere Zeit zwischen zwei Stössen und die Mobilität. Aus der obigen Gleichung ist ersichtlich, dass die Richtung der Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{\mathrm{d}}$ hauptsächlich durch die dimensionslose Grösse $\omega\tau$ bestimmt ist.

Die zwei Magnetfeldspulen erzeugen neben einer radialen auch eine longitudinale Feldkomponente (siehe Abb. 4.2), die senkrecht zum elektrischen Feld steht und so zu einer spiralförmigen Bewegung der Ionisationselektronen gemäss Gleichung (4.5) in der r-Φ-Ebene führt, die sich der radialen Driftbewegung überlagert. Dies führt zu einer Ablenkung der Elektronen von einer ursprünglich geradlinigen Bewegung. Der sich hierdurch ergebende Lorentzwinkel $\Theta_{\mathrm{Lorentz}}$ berechnet sich aus [56]:

$$\tan\Theta_{\mathrm{Lorentz}} = \omega\tau\ . \tag{4.7}$$

Dieser Winkel beschreibt die Ablenkung der Elektronenbahnen von einer geradlinigen Bewegung.
Um diesen Effekt bei gegebenem Magnetfeld zu minimieren, muss der $\omega\tau$-Term klein gehalten werden. Da τ und die Elektronen-Mobilität μ miteinander in Beziehung stehen (siehe Gl. 4.6), ist es ratsam ein Gas mit geringer Mobilität zu wählen. In Abb. 4.6 oben rechts ist der Lorentzwinkel als Funktion des elektrischen Feldes abgebildet. Deutlich zuerkennen ist, dass durch Erhöhung des CO_2-Anteils der Lorentzwinkel reduziert werden kann. Für Ne/CO_2 halbiert sich etwa der Lorentzwinkel $\Theta_{\mathrm{Lorentz}}$, indem der CO_2-Anteil von 10 % auf 20 % erhöht wird.

Der in der CERES-TPC verbleibende Lorentz-Effekt bei Verwendung eines Ne/CO_2-Gasgemischs (80/20) und einer Driftfeldspannung von -30 kV ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Abgebildet ist hier die Verzerrung einer Laserspur in Abhängigkeit vom Ort z der jeweiligen Ausleseebene (siehe Kapitel 4.7). Der Lasereinschuss erfolgte mit einer parallelen Orientierung zur Strahlrichtung, zentriert über Auslesepad-Nummer 24 bei verschiedenen Radien (r = 60, 90, 120 cm). Deutlich zu erkennen ist, dass der Versatz des Registrierungs-Ortes der Ladungscluster seine maximale Ablenkung an dem Ort erreicht hat, an dem die Magnetfeld-Komponente B_z ihren Maximal-Wert besitzt (siehe Abb. 4.2). Diese Spurverzerrung ist der Krümmung

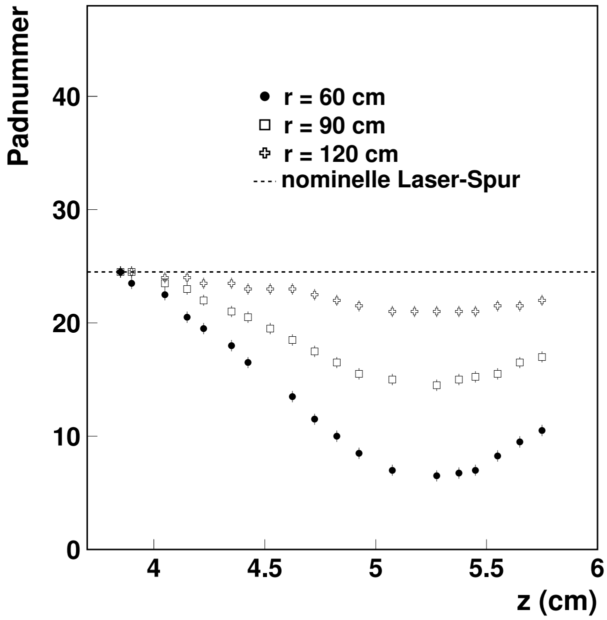


Abbildung 4.7: *Gemessene Ladungscluster entlang einer geradlinigen Laserspur für unterschiedliche Spurradien. Ein Pad besitzt eine Breite von 10.4 mm. Die Ablenkung der gemessenen Ladungscluster hat ihr Maximum am Ort der maximalen Magnetfeld-Komponente B_z erreicht (siehe Abb. 4.2).*

einer Trajektorie eines geladenen Teilchens überlagert. Hierbei ist unmittelbar einsichtig, dass eine genaue Kenntnis des $E \times B$-Effektes und der Driftzeiten der Ionisationselektronen wichtig ist, um aus der Krümmung der Trajektorie den Impuls zu bestimmen.

Elektronen-Absorption

Mit dem Einsatz von CO_2 als 'Kühlgas' ist jedoch eine Erhöhung der Elektronen-Absorption von primären Ionisationselektronen im Zählgas (*attachment*) verbunden, die sich negativ auf die Detektorauflösung auswirkt. Für das Elektronen-Attachment wird folgender Drei-Körper-Prozess verantwortlich gemacht [58]: Der hier interessierende Prozess ist in Abbildung 4.8 (2) dargestellt. Tritt ein Elektron mit einem Sauerstoffmolekül in Wechselwirkung, so kann ein angeregtes, negativ geladenes Sauerstoffion O_2^{-*} entstehen. In einem weiteren Stossprozess mit einem Molekülgas kann der Sauerstoff entweder das Elektron wieder zurückgeben (Abb. 4.8 (2.a)) oder seine Anregung auf das Molekülgas (Abb. 4.8 (2.b)) übertragen; das

Elektron geht verloren. CO_2 besitzt viele niedrig liegende Anregungszustände, so dass der Prozess 4.8 (2.b) hier stärker auftritt. Bei der Verwendung von CO_2 in Gasmischungen besteht daher eine hohe Anforderung an die Sauerstoffreinheit des Zählgases. Die relative zeitliche Abnahme $\frac{N_e(t)}{N_e(0)}$ der Elektronen im Zählgas kann

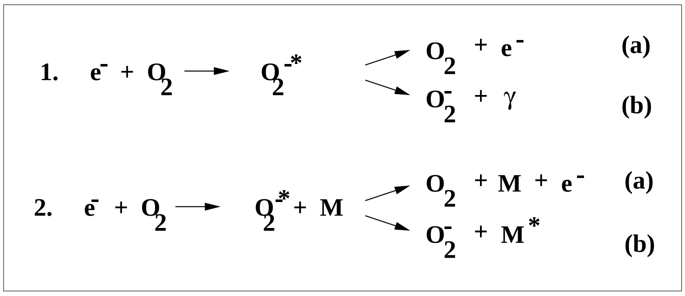


Abbildung 4.8: *Prozess des Elektron-Attachment: e^- Elektron, O_2^{-*} angeregtes Sauerstoffion, M Molekülgas; Prozess 1. Relevant bei niedrigen Drücken, Prozess 2. Relevant bei atmosphärischen Drücken.*

durch ein einfaches Exponentialgesetz beschrieben werden:

$$\frac{N_e(t)}{N_e(0)} = \exp\left(- C \cdot P(O_2) \cdot \mathrm{P(M)} \cdot \mathrm{t}\right) , \tag{4.8}$$

wobei C den Elektronen-Attachment-Koeffizienten, t die Driftzeit, $P(O_2)$ den Partialdruck von O_2 und $P(M)$ den Arbeitsdruck des Zählgases beschreibt.
Für die CERES-TPC ergibt sich bei einem 20 %-igen CO_2-Anteil im Zählgas ein Elektronen-Attachment-Koeffizient $C = 420\ (\mathrm{atm}^2\mu\mathrm{s})^{-1}$ [59]. Unter der Annahme einer maximalen Driftzeit von 71 μs und einer maximalen akzeptablen Elektronen-Abnahme von etwa 15 % errechnet sich ein maximaler Sauerstoffanteil von weniger als 8 ppm im Zählgas.
Eine weitere Erhöhung des CO_2-Anteils im Zählgas würde zwar den Lorentz-Winkel-Effekt noch weiter reduzieren, jedoch die Anforderung an die Sauerstoff-Reinheit des Gasgemisches würde auf Grund der Elektronen-Absorption weiter steigen.

Driftgeschwindigkeit $\mathrm{v_d}$ und Driftzeit t_d

Die Optimierung der Driftgeschwindigkeit bzw. der maximalen Driftzeit der CERES-TPC erfolgt im Hinblick darauf, dass diese Detektorkomponente nicht gänzlich die aufnehmbare Datenrate des CERES-Spektrometers beeinträchtigt.
Für den Fall $B = 0$ ergibt sich aus Gleichung (4.5):

$$v_\mathrm{d} = \mu \cdot E \ . \tag{4.9}$$

Abbildung 4.6 zeigt die Driftgeschwindigkeit für verschiedene Gasmischungen in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. Es ist zu erkennen, dass mit Erhöhen des CO_2-Anteils die Driftgeschwindigkeit abnimmt.
Die maximale Driftzeit für ein Ne/CO_2-Gemisch (80/20) ergibt sich zu 71 μs für eine elektrische Driftfeldspannung von -30 kV.
Auch hier würde eine weiter Erhöhung des CO_2-Anteils eine weiter Reduzierung der Driftgeschwindigkeit und damit der Driftzeit mit sich bringen, die nur durch eine Erhöhung der Driftfeldspannung kompensiert werden könnte.

4.5 Auslesekammern

Die 16 Auslesekammern sind konventionelle Vieldrahtproportionalkammern mit segmentierter Kathodenpadauslese (siehe Abb. 4.9). Drei Drahtebenen verlaufen parallel in azimutaler Richtung. Driftende Elektronen passieren zunächst das Gating Grid (siehe Kapitel 5) und die Kathodendraht-Ebene, bis sie in der Nähe der Anodendrähte den Avalanche-Prozess erzeugen. Die korrespondierende Spiegella-

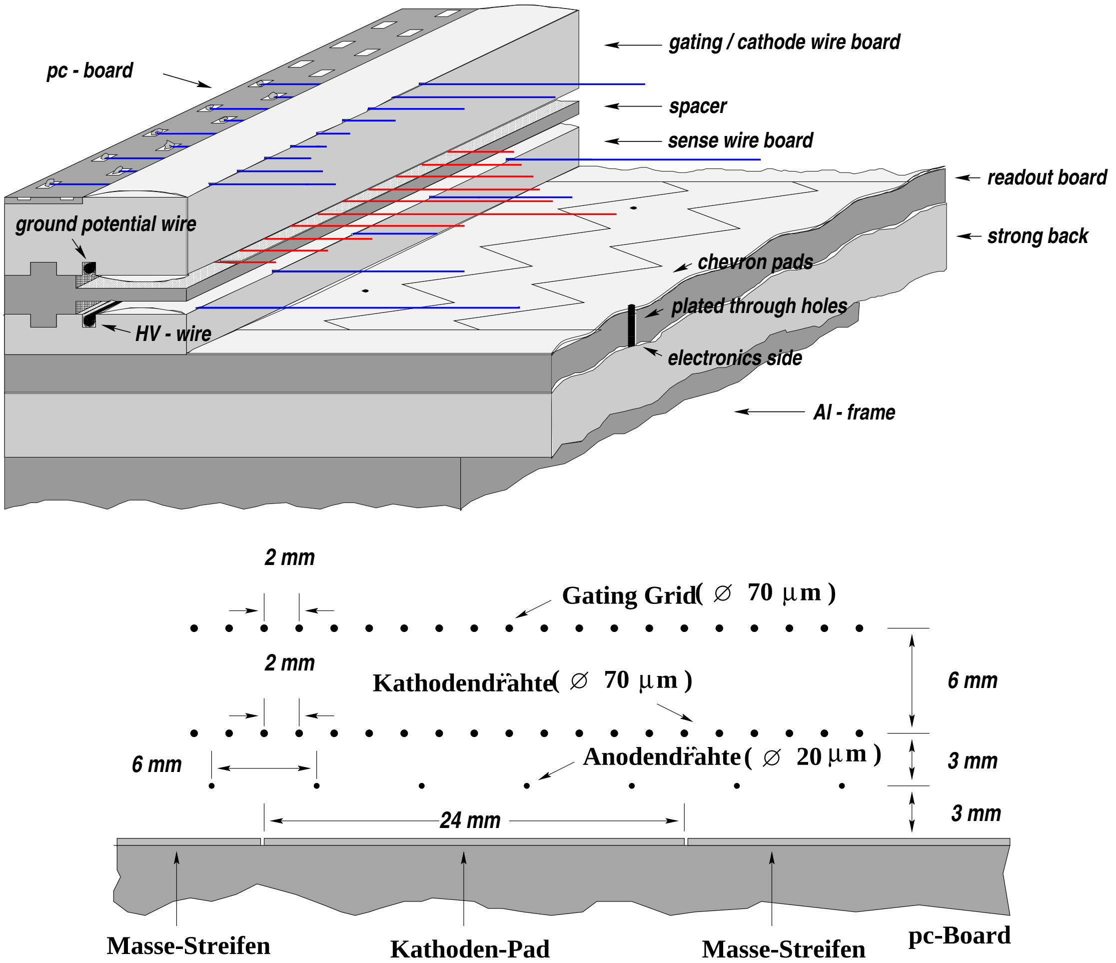


Abbildung 4.9: *Querschnitt der CERES-TPC Auslesekammer*

dung wird auf die Kathodenpads induziert und direkt zur rückseitig liegenden Ausleseelektronik weitergeleitet. Als Kathodenpads dienen Chevron-Pads. Die Pads sind gruppiert in vierzig Reihen (*row*) in longitudinaler Richtung zur Strahlachse und je achtundvierzig Pads in azimutaler Richtung pro Auslesekammer. Während der 98er und 99er Strahlzeiten war nur jede zweite Row pro Kammer mit Ausleseelektronik bestückt. Somit hatte die TPC 48 x 20 x 16 (=15630) Auslesekanäle.

4.5.1 Die Kathodenpad-Struktur

Für eine akkurate Ortsauflösung mit Hilfe geometrischer Ladungsteilung ist es wichtig, dass sich die Ladung eines Spursegmentes über mindestens zwei bis drei benachbarte Kathodenpads verteilt. Die besondere Form der Chevron-Pads [60] (siehe Abb. 4.10) ermöglicht, im Vergleich etwa zu rechteckigen Pads, auch bei geringerer Pad-Granularität eine optimale Ladungsteilung. Basierend auf Rechnungen und experimentellen Resultaten [60], wurde entschieden, den nichtzentrierten einfachen Chevron-Typ zu verwenden (siehe Abb. 4.10.b).

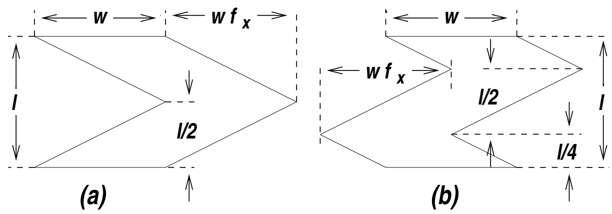


Abbildung 4.10: *Form eines (a) zentrierten einfachen Chevrons, (b) nicht zentrierten einfachen Chevrons; w : Breite in azimutaler Richtung, f_x : Überlappungsfaktor, l : Länge in longitudinaler Richtung; $w{\cdot}f_x$ definiert die Tiefe einer Chevron-Struktur. Der Anodendraht verläuft in azimutaler Richtung zentriert über das Chevron bei $l/2$.*

4.5.2 Kathodenpad-Design

Die Ortsauflösung $\delta_{r\Phi}$ eines Detektors setzt sich zusammen aus einem statistischen $\delta_{\rm stat}$ und einem systematischen $\delta_{\rm sys}$ Anteil:

$$\delta_{\rm r\Phi} \;=\; \delta_{\rm stat} + \delta_{\rm sys}\ . \tag{4.10}$$

In diesem Kontext bezeichnet $\delta_{r\Phi}$ die Auflösung in azimutaler Richtung in der Pad-Ebene. Der statistische Term ist gegeben aus der Zahl der am Anodendraht erzeugten, räumlich verteilten Elektronen; Diffusion der driftenden Elektronenwolke $\delta_{\rm diff}$, Spurwinkel α bzgl. der Padrichtung δ_α , Verschmierung der Elektronenverteilung hervorgerufen durch den $E \times B$-Effekt $\delta_{E\times B}$ in der Nähe des Anodendrahtes und das Rauschverhalten des gesamten Detektors δ_0 [61]:

$$\delta^2_{\rm stat} \;=\; \delta^2_{\rm diff} \;+\; \delta^2_\alpha \;+\; \delta^2_{E\times B} + \delta^2_0 \tag{4.11}$$

$$\delta_{\text{diff}} \sim 1/\sqrt{l};\ \delta_\alpha \sim l;\ \delta_{E\times B} \sim \sqrt{d};\ \delta_0 = \text{const}\ .$$

Hierbei bezeichnen l die Länge der Pads und d den Anodendrahtabstand (siehe Abb. 4.11). Mit $l = 24$ mm und $d = 6$ mm kann der statistische Auflösungsfehler δ_{stat} für ein Ne/CO_2-Gemisch (80/20) auf 200 - 400 μm minimiert werden [27]. Aus diesem Grunde werden vier Chevron-Pads (je $l/4$) zu einem Auslesekanal zusammengefasst. Mit der Festlegung von achtundvierzig Pads ($w = 10.3$ mm) pro Row und Kammermodul, sowie einer sensitiven Modulbreite von 490 mm ergibt sich das Pad-Design wie in Abb. 4.11 gezeigt.

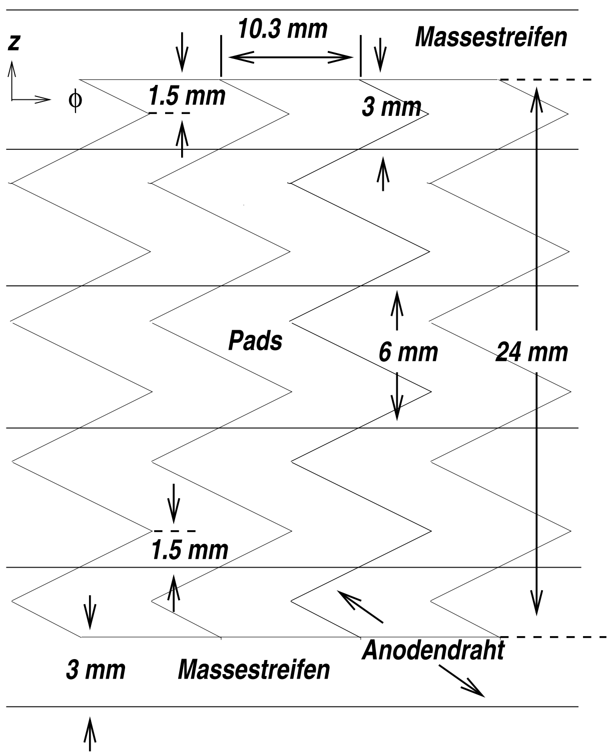


Abbildung 4.11: *Geometrie der Auslesepads: Ein Auslesepunkt besteht aus vier in longitudinaler Richtung (z-Richtung) verbundenen nichtzentrierten Chevronpads. Jedes einzelne Chevronpad enthält zentriert einen in azimutaler Richtung verlaufenden Anodendraht.*

Pad-Response-Funktion

Der systematische Fehler der Ortsauflösung beschreibt den intrinsischen Positionsfehler bedingt durch die Granularität der Auslesepunkte. Eine Minimierung dieses Anteils kann durch eine Optimierung des Überlappungsfaktors f_x erreicht werden.

Zur Berechnung der induzierten Kathodenladung ist eine zwei-dimensionale Parametrisierung [62] [63] verwendet worden (L: Anoden-Kathodenpad-Abstand; x, y: Koordinaten in der Padebene) :

$$\sigma(\lambda) \;\simeq\; K_1 \cdot \frac{1 - \tanh^2(K_2\lambda)}{1 + K_3 \cdot \tanh^2(K_2\lambda)} \;; \tag{4.12}$$

$$K_1 = \frac{K_2\sqrt{K_3}}{4{\cdot}\arctan\sqrt{K_3}};\; K_2 = \frac{\pi}{2}\;(1\text{-}0.5{\cdot}\sqrt{K_3});\; \lambda = \frac{x}{L}, \frac{y}{L}\;.$$

Der K_3-Parameter ist in dieser Darstellung ein zwei-dimensionaler, von der Kammergeometrie abhängiger, empirisch bestimmter Wert. Er beschreibt die Ladungsverteilung einer Punktladung in azimutaler (parallel zum Anodendraht) und longitudinaler (senkrecht zum Anodendraht) Richtung [64]. Für die Geometrie der CERES-TPC ergeben sich $K_3^{\|} = 0.655$ und $K_3^{\perp} = 0.805$. Abbildung 4.12 zeigt die hiermit berechnete Ladungsteilung und Pad Response Funktion (PRF) dreier benachbarter Kathodenpads ($f_x = 1$) als Funktion des Ladungsschwerpunktes. Hierbei beschreibt PRF die aufgesammelte Ladung eines Pads als Funktion seines Abstandes vom Ladungsschwerpunkt.

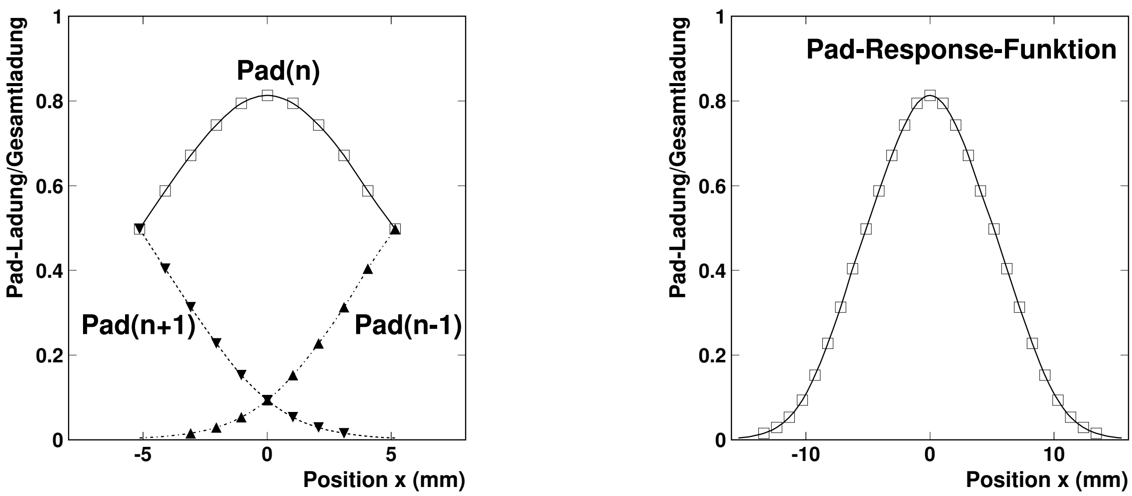


Abbildung 4.12: *Links: Auf die Gesamtladung normierte Ladungsteilung benachbarter Kathodenpads als Funktion des Ladungsschwerpunktes. Null bezeichnet die Mitte des mittleren Pads(n). Rechts: Pad Response Funktion. Überlappungsfaktor $f_x = 1$.*

Eine Messung der PRF an einem Prototypen ist der Abbildung 4.13 zu entnehmen. Die obere Darstellung zeigt die Ladungsteilung dreier benachbarter Auslesepads als Funktion des berechneten Ladungsschwerpunktes im Vergleich zur Simulation. Deutlich erkennbar ist die gute Übereinstimmung. Die untere Abbildung in 4.13 enthält die gemessene PRF mit einer angepassten Gauss-Funktion. Die gemessene PRF kann in guter Näherung mit einer Gauss-Funktion der Breite $\sigma = 0.49$ Pad-Einheiten (eine Pad-Einheit = 10.4 cm) beschrieben werden.

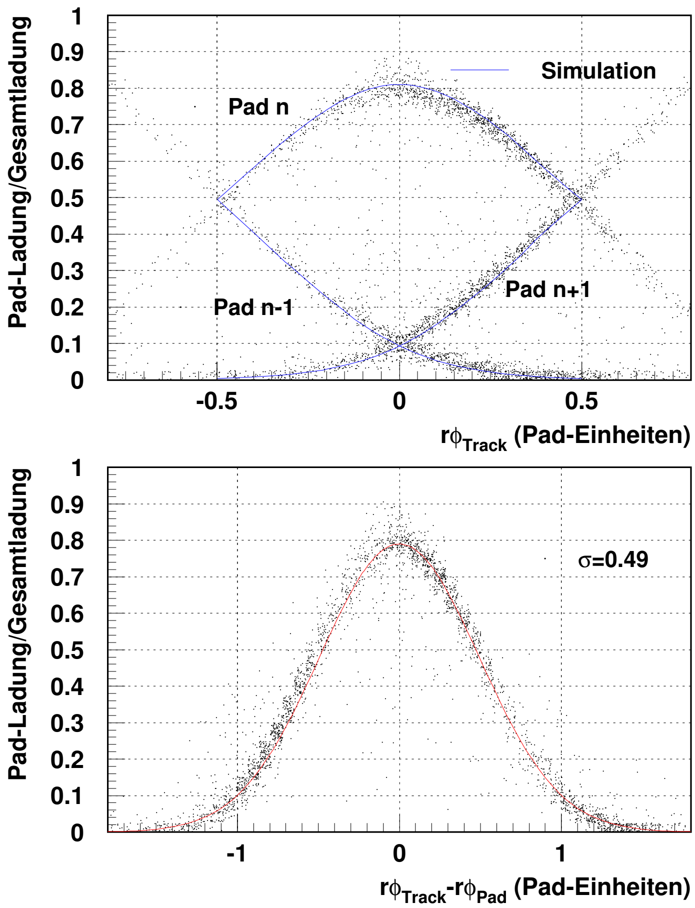


Abbildung 4.13: *Gemessene Ladungsteilung benachbarter Kathodenpads.*

Nicht-Linearität und *Uniform Irradiation Response*

Das *Uniform Irradiation Response*-Signal (UIR) ist definiert als das Inverse der Ableitung des rekonstruierten Ladungsschwerpunktes $x_{\rm rec}$ gegeben als Funktion seiner wahren Position $x_{\rm true}$.

$$x_{\rm rec} \;=\; f(x_{\rm true}) \;;\; UIR(x_{\rm true}) \;=\; 1/f'(x_{\rm true}) \;. \tag{4.13}$$

Eine sich hieraus ableitende gebräuchliche Grösse ist die '*Differentielle Nicht-Linearität*' ($DFNL$). Sie wird definiert als:

$$DFNL \;=\; \frac{UIR_{\rm max} \;-\; UIR_{\rm min}}{(UIR_{\rm max} \;+\; UIR_{\rm min})/2}. \tag{4.14}$$

Zur Minimierung des Positionsfehlers muss zunächst die PRF für verschiedeneÜberlappungsfaktoren f_x berechnet werden. Aus dem rekonstruierten und dem gegebenen Ladungsschwerpunkt kann dann das UIR-Signal als Funktion des wahren Ladungsschwerpunktes berechnet werden; $DFNL$ ergibt sich aus Gleichung 4.14. Das DFNL als Funktion des Überlappungsfaktors f_x weist für $f_x = 1$ ein Minimum

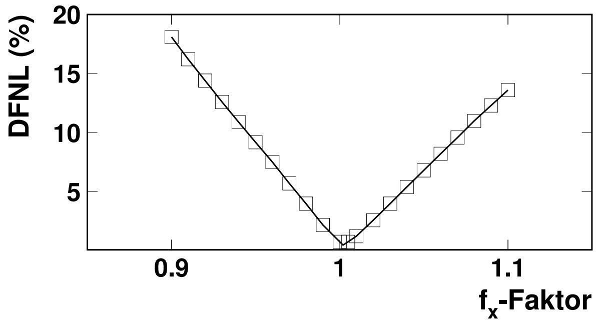


Abbildung 4.14: *Differentielle Nicht-Linearität (DFNL) als Funktion des Überlappungsfaktors f_x für die CERES-TPC Kathodenpad-Geometrie.*

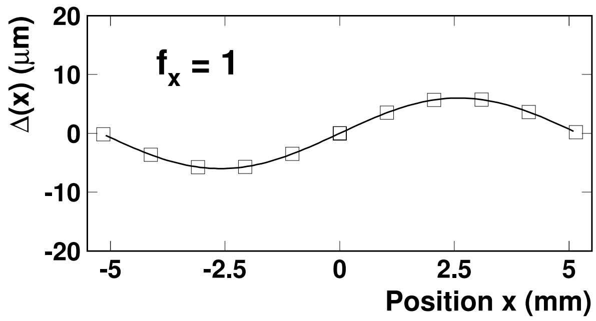


Abbildung 4.15: *Positionsfehler in Abhängigkeit vom wahren Ladungsschwerpunkt.*

auf (siehe Abb. 4.14). Für diesen Wert ergibt sich ein systematischer Positionsfehler von weniger als $\pm$ 10 μm. Für die Layoutvorlage wurde unter Berücksichtigung eines endlichen Abstandes benachbarter Pads der Überlappungsfaktor um $\Delta f_x =$ .05 vergrössert [56].

4.5.3 Design der Auslese-Platten

Die Ausleseﬂäche jedes Kammermoduls ist zusammengesetzt aus fünf einzelnen Auslese-Boards, die auf einer Seite die aufgeätzte Chevron-Padstruktur und auf der gegenüberliegenden Seite die Leiterbahn-/Kontakt-Struktur besitzen (siehe Abb. 4.16 und 4.17).
Die Auslese-Platten bestehen aus 3.2 mm ($\pm^{0.32}_{0.30}$ mm) starkem FR4-Material, mit einer mit Gold bedampften (0.09 $\pm^{0.1}_{0.0}$ μm Au, 4.5 $\pm^{0.1}_{0.2}$ μm Ni) Kupferoberﬂäche (18 μm Cu). Die Toleranz der Strukturposition erfolgte mit $\pm$ 50 μm in jeder Richtung. Die Ätzdicke zwischen zwei leitenden Flächen ist 125 μm auf der Pad- und 250 μm auf der Leiterbahnseite.
Die Weiterleitung des Kathodensignals zur gegenüberliegenden Elektronikseite erfolgt über durchkontaktierte Bohrungen von 1 mm Durchmesser. Um Gasdichtigkeit zu gewährleisten, sind alle Bohrungen mit Klebstoff versiegelt worden. Die Pad-Rows sind über strukturlose Massestreifen mit einem alternierenden Abstand von 24 mm und 30 mm voneinander getrennt (siehe Abb. 4.16). Aus Stabilitäts- und Dichtigkeitsgründen sind die Boards auf eine verstärkende G10-Rückwand (*strong back*) geklebt worden. Die Rückwand enthält Aussparungen für die Steckverbindungen der Ausleseelektronik, die direkt auf die Rückseite der Pad-Platten aufgelötet worden sind. Diese ganze Einheit wurde auf den Al-Rahmen geklebt. Die Drahtleisten (G10) wurden ebenfalls auf die Pad-Platten geklebt. Um eine genaue Positionierung bei den einzelnen Arbeitsschritten zu gewährleisten, sind alle Bauteile mit Normbohrungen versehen worden. Teﬂon-Stifte sorgten dafür, dass bei der Klebung die Materialien wie Schablonen übereinander gelegt werden konnten.

Abbildung 4.16: *Padseite des Auslese-Boards mit Chevron-Pad-Struktur.*

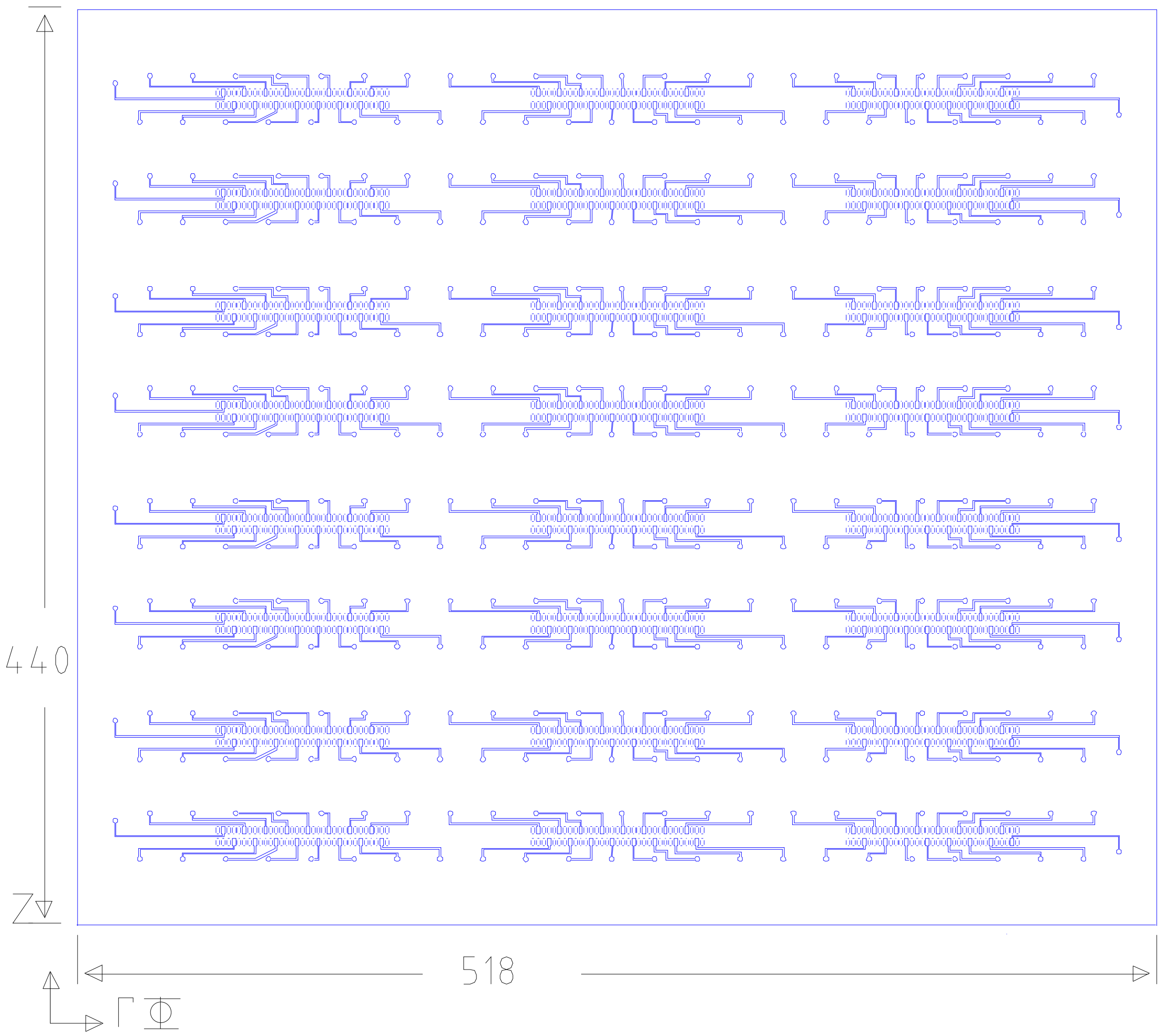


Abbildung 4.17: *Elektronikseite des Auslese-Boards mit Leiterbahn-/Kontakt-Struktur.*

4.6 Die Datenauslese

Die CERES-TPC besitzt insgesamt 30720 Kathodenpads, verteilt auf 40 Ausleseebenen zu je 768 Pads. Während der 99er Strahlzeit war nur jede zweite Ausleseebene mit *Front-End*-Elektronik (FEE-Karten) bestückt. Die Signale von jeweils sechzehn Kathodenpads werden einem FEE-Board zugeführt (siehe Abb. 4.18) [65] [66]. Die Digitalisierung der TPC-Signale in Zeitrichtung erfogt in 256-Zeit-Samples, die während eines Auslesezyklus von der TPC aufgenommen werden. Dazu wird das Signal nach einer Pulsformung in einem analogen Speicher (*Switched Capacitor Array* (SCA)) mit einer Tiefe von 256 Samples (Kondensatoren) zwischengespeichert und anschliessend von einem 8-Bit-Analog-Digital-Wandler (ADC) digitalisiert. Die Sampling-Frequenz richtet sich dabei nach der Driftzeit der TPC. Bei der verwendeten Driftspannung von -30 kV ergibt sich eine maximale Driftzeit von etwa 71 μs. Daraus ergibt sich eine Sampling-Frequenz von etwa 3.3 MHz. Für das Gas-Volumen der TPC erhält man damit ein drei-dimensionales Gitter von 15360 $\times$ 256 Pixeln. Abbildung 4.19 zeigt den typischen Verlauf eines Kathodensignals nach seiner Digitalisierung.
Insgesamt zwanzig FEE-Boards senden ihre digitalisierten Signale an ein Motherboard (drei Motherboards pro Auslesekammer), das zum einen die Datenströme zusammenfasst und zum anderen Clock- und Trigger-Signale an die FEE-Boards verteilt (siehe Abb. 4.20) [68]. Die FEE-Daten werden in zwei serielle Datenströme verpackt und via optischer Links an Receiver-Boards übertragen. Zur Reduzierung der Datenmenge wird hier eine Null-Unterdrückung und eine Huffmann-Kompression der Daten durchgeführt. Bei der Null-Unterdrückung werden nur Pixel weiter verarbeitet, die eine bestimmte Schwelle überschreiten. Diese Schwelle wird für jedes einzelne Zeitbin der Auslesekanäle mit Hilfe einer Rausch-Messung der Elektronik bestimmt. Nur Amplitudeninformation eines Pixels, die 3σ oberhalb des Pedestals (im weiteren Verlauf oft auch als *Baseline* bezeichnet) liegen, wurden verarbeitet (siehe Abb. 4.19). Das mittlere Rauschen aller TPC-Auslesekanäle ergibt sich zu $<\sigma> \approx 1.25$ ADC counts - 1 ADC count entspricht einem ENC (*Equivalent Noise Charge*) von etwa 1150 e^-. Im Vergleich hierzu beträgt der Design-Wert pro Kanal nur 1 ADC count (siehe Kapitel 5.1).
Nach dieser Reduzierung werden die Daten via FDCS (*Fast Data Collection System*) an ein Memory-Modul gesendet [67]. Das FDCS ist eine Entwicklung der CERES-Elektronik-Gruppe und stellt ein besonderes Bus-System dar, in dem die einzelnen Module der Receiver-Boards in einer *Daisy-Chain* angeordnet sind. Da alle Receiver unabhängig voneinander arbeiten und daher auch keine feste Sendereihenfolge der Daten vorliegt, werden auf dem Memory-Modul alle erhaltenen Daten wieder nach Receivern sortiert. Nach diesem Sortierungsprozess werden wieder alle Daten via optischer Links an ein CompactPCI-System übertragen, von wo aus sie der DAQ (*Data Acquisition*) zugeführt und auf Daten-Platten gespeichert werden [69] [70].

Während der Datennahme 1999 war es nicht möglich die gesamte Ausleseelektronik in einen fehlerfreien und komplett funktionsfähigen Zustand zu versetzen. Etwa 15 % der FEE-Boards konnten im Verlauf der Strahlzeit auf Grund von Problemen der Receiver und Übertragungsproblemen des CompactPCI-Systems nicht ausgelesen werden. Auslesekammer 2 musste als Ganzes aus der Datenauslese herausgenommen werden. Desweiteren zeigte eine nicht fest lokalisierte, von Ereignis zu Ereignis wechselnde Anzahl weiterer FEE-Boards, bzw. Receiver, während der Datennahmen Probleme.
Ein weiteres Problem ergab sich bei der späteren Analyse der Daten. Hierbei zeigte sich, dass die auf Platte gespeicherten Informationen einzelner Ausleskammern nicht immer einen lesbaren Zustand aufwiesen, d.h. die komprimierten Daten konnten teilweise nicht mehr dekodiert werden. Auch dieses Problem zeigte sich unabhängig von der Auslesekammer.
Mit diesen Problemen ist eine ständig wechselnde Detektor-Akzeptanz verbunden, die bei einer späteren Datenanalyse berücksichtigt werden muss. Lediglich die Auslesekammern 0 und 1 erwiesen sich als 'stabil' und weitgehend fehlerfrei hinsichtlich der Funktionsfähigkeit ihrer Ausleseelektronik.
Aus diesem Grund wurden in der vorliegenden Analyse nur Daten aus Auslesekammer 0 und 1 ausgewertet. Der damit verbundene Verlust an Statistik wurde in Kauf genommen, da die Bestimmung der Detektoreffizienzen danach erheblich erleichtert und der Einfluss systematischer Unsicherheiten wesentlich reduziert wurden.

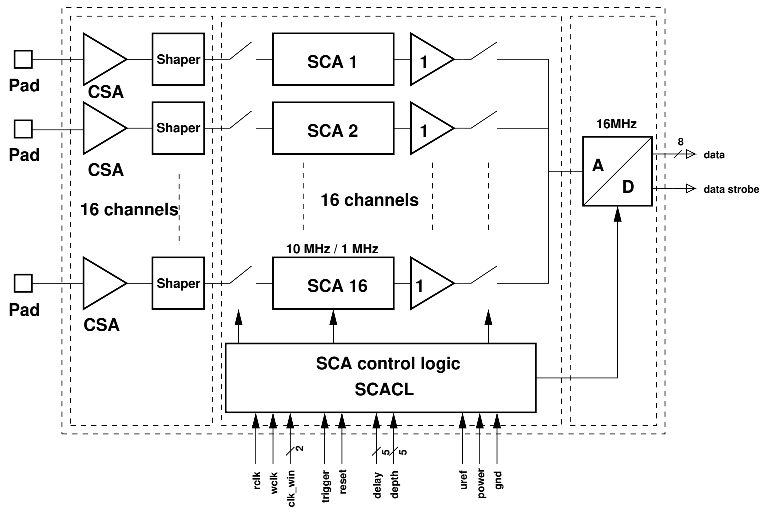


Abbildung 4.18: *Schema der Front-End-Elektronik-Karte der CERES-TPC mit Ladungsverstärker (CSA =* Charge Sensitive Amplifier*), Pulsformer (Shaper), Analogspeicher (SCA =* Switched Capacitor Array*) und Analog-Digital-Wandler (A/D).*

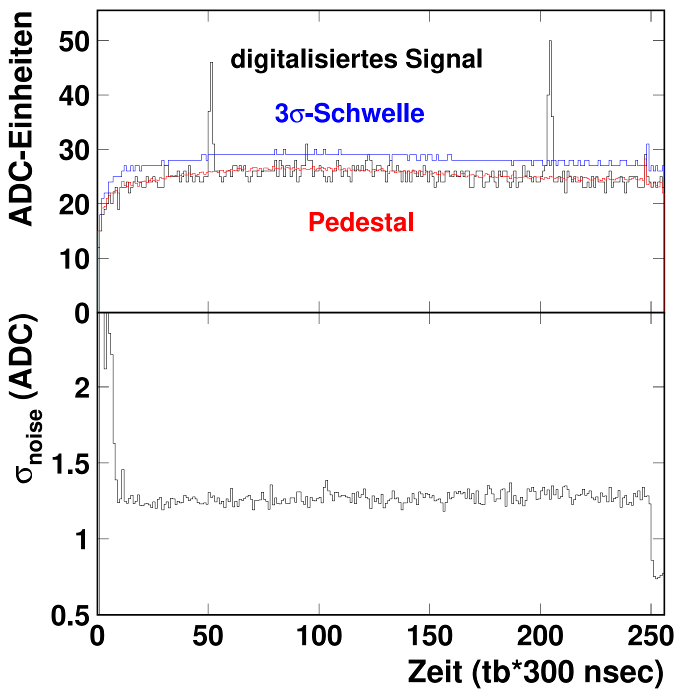


Abbildung 4.19: *Zeitliche Entwicklung eines Kathodensignals. Abgebildet ist das Signal, das Pedestal und die 3σ-Schwelle, sowie das elektronische Rauschverhalten σ des Auslesekanals.*

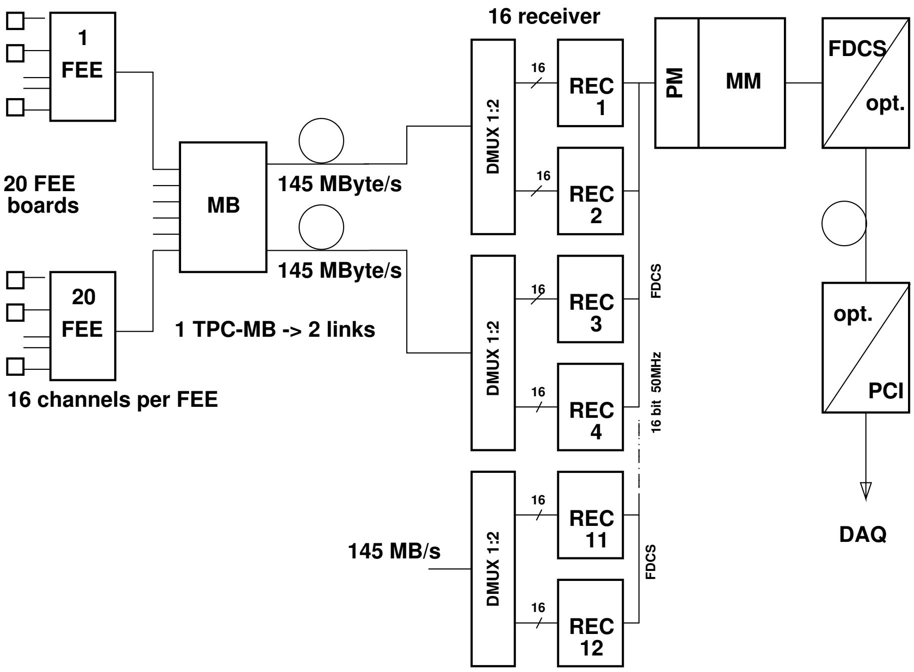


Abbildung 4.20: *Das CERES-TPC-Auslesesystem. FEE: Front-End-Elektronik, MB: Mother Board, DMUX: DeMUltipleXer, REC: RECeiver, PM: Pipeline Mode, MM: Memory Modul, FDCS: Fast Data Collection System, PCI: PCI-Bussystem, DAQ: Data AcQuisition [68]-[70].*

4.7 Das Lasersystem

Zur Kalibration und Online-Datenüberwachung wichtiger Detektoreigenschaften (wie z.B. Driftgeschwindigkeit) werden üblicherweise UV-Laser in Gasdetektoren eingesetzt [72]. Sie ermöglichen die Erzeugung reproduzierbarer Ionisationsspuren mit guter Ortsauflösung (z.B. keine Vielfachstreuung) und gleichmässiger Ionisation (keine Landau-Fluktuationen im Zählgas [54] [56]). Da Laser auch im Magnetfeld gerade Spuren erzeugen, können $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekte systematisch untersucht werden. Auch die CERES-TPC ist mit einem Lasersystem ausgestattet (siehe Abb. 4.21). Eine genaue Beschreibung dieses Systems findet sich in [73] [74].
Die Reproduzierbarkeit der Laserspuren ermöglicht auch eine besonders einfache Untersuchung der Impulsformen sowie von Übersprecheffekten. Ergebnisse einer solchen Untersuchung werden in Kapitel 5 vorgestellt.

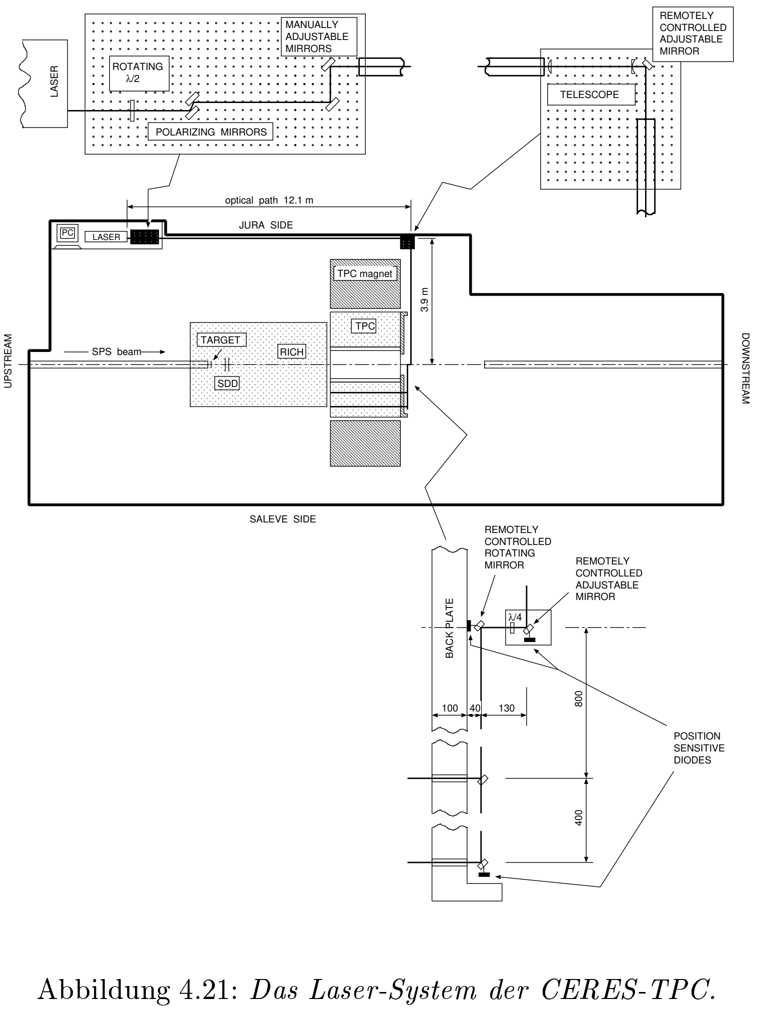


Abbildung 4.21: *Das Laser-System der CERES-TPC.*

Kapitel 5

Betriebsparameter der TPC-Auslesekammern

Nach Fertigstellung der Installation der CERES-TPC im Jahr 1998 konnten erstmals Test-Messungen an den Auslesekammern durchgeführt und verschiedene Betriebs-Parameter der TPC bestimmt werden. Hierbei zeigte sich ein Einfluss der Leiterplatten-Geometrie auf das Rauschverhalten der Ausleseelektronik (siehe Kapitel 5.1). Basis für eine Minimierung der 'kapazitiven' Signalkoppelung stellte eine Messung mit Hilfe von Laserspuren dar (siehe Kapitel 5.2). Hierbei konnte auch das 'späte' Ionensignal gemessen werden (siehe Kapitel 5.3). Mit Hilfe weiterer umfangreicher Messungen wurden die Arbeitspunkt-Einstellungen des Gating-Grid vorgenommen. Eine genaue Beschreibung dieses Gitters befindet sich in Kapitel 5.4 .

5.1 Das Rausch-Verhalten der Elektronik

Die aufgesammelten Signale von insgesamt sechzehn benachbarten Kathodenpads werden einem FEE-Board zugeführt. Jedes Kammermodul ist mit drei FEE-Boards pro Ausleseebene bestückt. Abbildung 5.1 zeigt das Rauschverhalten einzelner Kanäle einer Kammermodul-Ausleseebene. Diese Darstellung zeigt eine Abhängigkeit des mittleren σ_{noise} von der jeweiligen Kanalnummer. Dieses Rausch-Muster findet seine Erklärung in der unterschiedlichen Länge der Leiterbahnen auf der Ausleseseite der Padplatten (vgl. Abb. 4.17). Der Zusammenhang zwischen diesen Leiterbahnlängen und dem Rauschen der Ausleseelektronik ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Ein Geraden-Fit ergibt einen Rauschwert $\sigma_0 = 1.12$ ADCcounts für eine Leiterbahnlänge gleich Null, was einem einzelnen isolierten Auslesekanal entspricht.

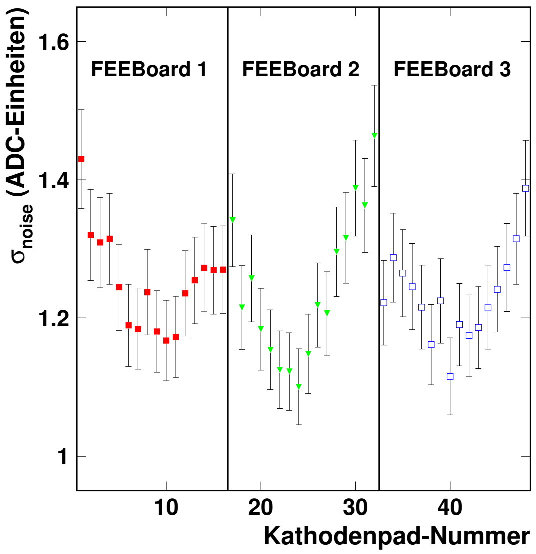


Abbildung 5.1: *Rauschverhalten einzelner Kanäle einer Auleseebene eines Kammermoduls.*

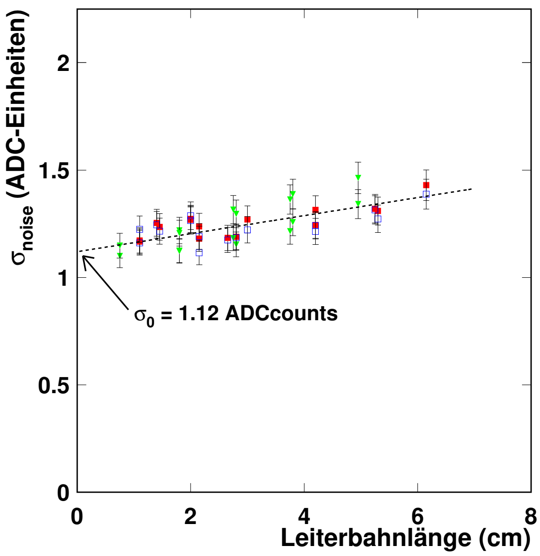


Abbildung 5.2: *Mittleres elektronisches Rauschen der Auslesekanäle in Abhängigkeit von den Leitbahnlängen auf der Ausleseseite der Padplatte.*

Die Kapazität eines Auslesepads

Bei Ladungsverstärkern ist es üblich, das Rauschen in *ENC* (*Equivalent Noise Charge*) anzugeben. Als Rauschen σ (*noise*) werden die statistischen Fluktuationen der Verstärker-Ausgangsspannungen V_{out} definiert:

$$\sigma \;=\; \sqrt{< V_{\mathrm{out}}^2 >}\;. \tag{5.1}$$

Das ENC entspricht der Ladung, die am Eingang eines Ladungsverstärkers angelegt werden muss, um an dessen Ausgang eine Spannung zu erhalten, die der mittleren Amplitude der Rausch-Spannung σ entspricht. Das bedeutet, dass das ENC von den Parametern des Vorverstärkers und von den Parametern des SCA abhängig ist.
Für die CERES-TPC-Elektronik berechnet sich das ENC_{out} zu [66]:

$$ENC_{\mathrm{out}} \;=\; gain_{\mathrm{SCA}} \cdot \sqrt{(gain_{\mathrm{pre}} \cdot ENC_{\mathrm{pad}})^2 + ENC_{\mathrm{SCA}}^2}\;, \tag{5.2}$$

wobei $gain_{\mathrm{SCA}} = 1.6$ die Verstärkung des SCA und $gain_{\mathrm{pre}} = 1.5$ die Verstärkung des Vorverstärkers beschreibt. ENC_{pad} gibt das Rauschen eines Kathodenpads und $ENC_{\mathrm{SCA}} = 300\ e^-$ das Rauschen des SCA an. Mit dem ermittelten Rauschwert $ENC_{\mathrm{out}} = 1.12$ ADCcounts $= 1288\ e^-$ (1 ADCcount $= 1150\ e^-$) berechnet sich ein $ENC_{\mathrm{pad}} = 498\ e^-$. Unter Berücksichtigung der verwendeten *peaking time* (Zeit, in der das Maximum des Signals erreicht wird) von etwa $\tau_{peak} = 340$ ns und einer Rechnung des ENC als Funktion von τ_{peak} für verschiedene Eingangs-Kapazitäten [66] kann die Kapazität des Kathodenpads bestimmt werden. Hierbei ergab sich eine obere Grenze der Padkapazität $C_{pad} \approx 15$ pF. Diese gemessene Padkapazität zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem Design-Wert $C_{pad} = 12$ pF.

5.2 Laterale Signalkoppelung

Die laterale Signalkoppelung entlang des Anodendrahtes ist ein Drahtkammern inhärenter Effekt und wird in der Literatur als *lateral crosstalk* bezeichnet [75]. Abbildung 5.3 zeigt den auf Baseline-Schwankungen korrigierten Mittelwert vieler summierter Laser-Events (Datennahme im Jahr 1998) für eine Auslesebene in Kammer 8. Deutlich erkennbar ist das starke Laser-Signal in der Mitte und das sich anschliessende Reflexions-Signal der inneren Elektrode, verursacht durch UV-Streulicht des Lasers. Neben dem Baseline-Shift, der dem Lasersignal unmittelbar in zeitlicher Richtung folgt, ist ein Absinken der Baseline im selben Zeitbin (d.h. in Pad-Richtung) erkennbar. Dieser Effekt wird als *Lateraler Crosstalk* bezeichnet. Auf Grund der Ladungsmultiplikation am Signaldraht-Gitter entsteht ein Spannungsabfall ΔU:

$$\Delta U \;=\; \frac{Q_{\mathrm{amp}}}{C_{\mathrm{aw}}} \tag{5.3}$$

wobei Q_{amp} die im Avalanche-Prozess erzeugte Ladungsmenge und C_{aw} die Kapazität des Anodendraht-Gitters gegenüber allen auf Masse befindlichen Drähten und Kathodenpads beschreiben.
Der Zusammenhang zwischen gemessener Signal-Pulshöhe PH_{signal} und der deponierten Ladungsmenge Q_{amp} kann wie folgt angegeben werden:

$$PH_{\mathrm{signal}} = \frac{256}{2.1[\mathrm{mV}]} \cdot Q_{\mathrm{amp}}[\mathrm{fC}] \cdot \mathrm{Gain}_{\mathrm{electronics}}[\mathrm{mV/fC}] \cdot 0.3 \cdot 0.5 \;. \tag{5.4}$$

Mit dem Faktor 0.3 wird berücksichtigt, dass nur etwa 30 % des erzeugten Signals mit der Kathodenpad-Ebene koppeln. Die Verluste auf Grund einer endlichen Integrationszeit der Ausleseelektronik werden mit einem Effizienz-Verlust-Faktor von 0.5 berücksichtigt. Das Verhältnis $\frac{256}{2.1[\mathrm{mV}]}$ rechnet Pulshöhe von mV in ADC-Einheiten um.
Die induzierte Ladung $q_{\mathrm{crosstalk}}$ auf einem Auslesepad verursacht durch einen Spannungsabfall ΔU berechnet sich zu:

$$\begin{aligned} q_{\mathrm{crosstalk}} &= C_{\mathrm{pad-aw}} \cdot \Delta U \qquad (5.5) \\ &= \frac{C_{\mathrm{pad-aw}}}{C_{\mathrm{aw}}} \cdot Q_{\mathrm{amp}} \;. \end{aligned}$$

$C_{\mathrm{pad-aw}}$ gibt die Kapazität eines einzelnen Kathodenpads bezüglich der Signaldraht-Ebene an. Analog zur Gleichung 5.4 kann nun der gemessene Abfall der Baseline $PH_{\mathrm{crosstalk}}$ geschrieben werden :

$$PH_{\mathrm{crosstalk}} = \frac{256}{2.1[\mathrm{mV}]} \cdot q_{\mathrm{crosstalk}}[\mathrm{fC}] \cdot \mathrm{Gain}_{\mathrm{electronics}}[\mathrm{mV/fC}] \cdot 0.5 \;. \tag{5.6}$$

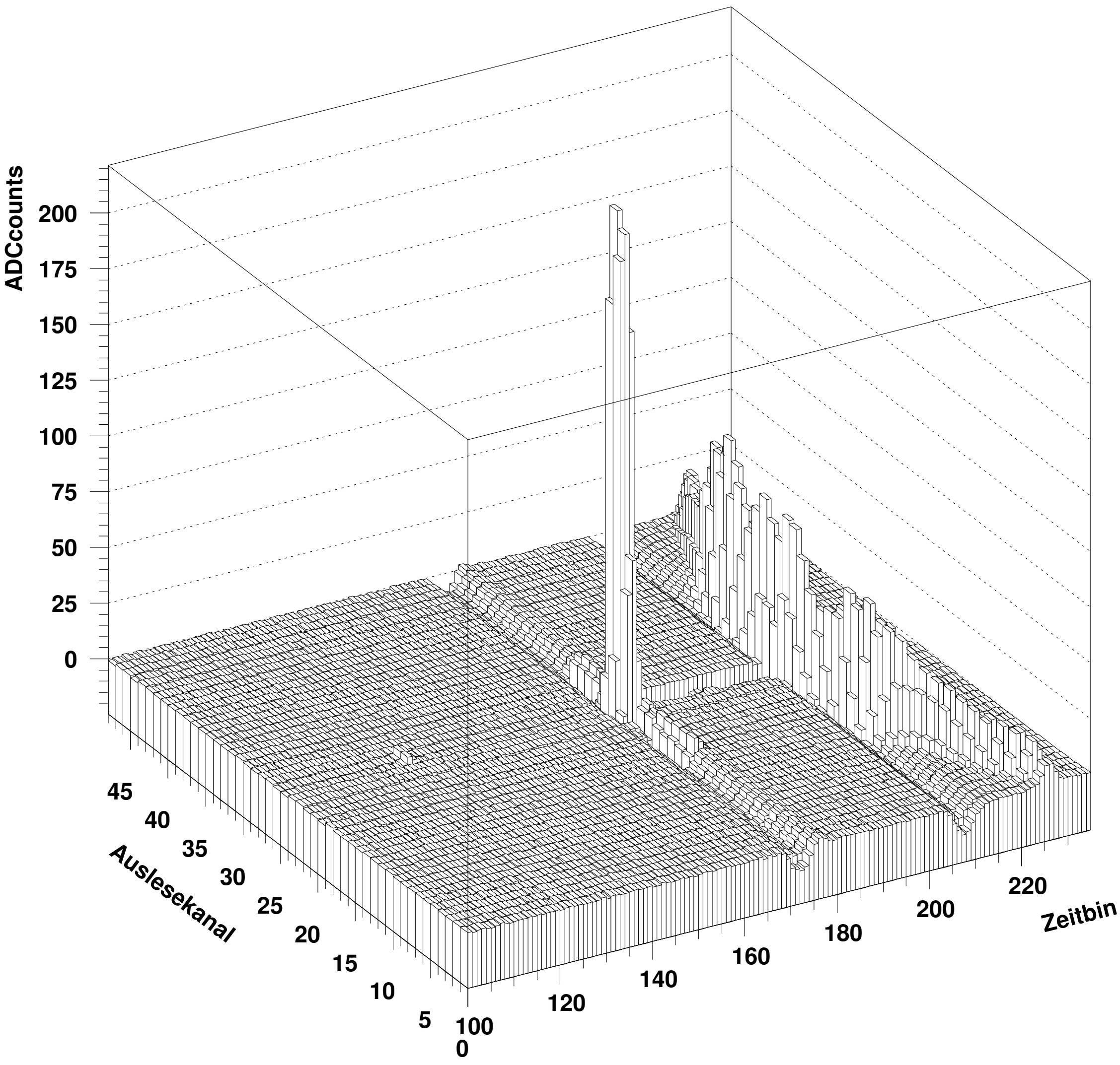


Abbildung 5.3: *Mittelwert vieler Laser-Events in Pad-Zeit-Richtung für eine Ausleseebene in Auslesekammer 8.*

HV-Sektor	Kabellänge (cm)	Kapazität $C_{\rm aw}$ (pF)
1	250	812
2	200	722
3	170	668
4	144	622
5	116	571
6	74	492

Tabelle 5.1: *Kabellängen und gemessene Kapazitäten der einzelnen Hochspannungs-Sektoren.*

In dieser Darstellung wird der Faktor 0.3 auf Grund der Koppelung zwischen Signaldraht-Gitter und Kathodenpad explizit durch die Kapazität $C_{\rm pad-aw}$ berücksichtigt.
Werden nun Gleichung 5.5 und 5.6 zu Grunde gelegt, so erwartet man eine lineare Abhängigkeit des Crosstalk-Effekts von der in der Gasverstärkung erzeugten Ladungsmenge. Abbildung 5.4 gibt genau diesen Sachverhalt wieder. Hier ist das mittlere Abfallen der Baseline als Funktion des gesamten positiven Signals für das gleiche Zeitbin aufgetragen. Das Anodengitter ist in sechs Gruppen, die unabhängig voneinander mit der gleichen Hochspannung versorgt werden, aufgeteilt. Die HV-Kabel der einzelnen Sektoren besitzen unterschiedliche Längen und damit verschiedene Kapazitäten, die gemessen worden sind (siehe Tab. 5.1). Dies äussert sich im unterschiedlichen Verhalten des gefitteten Steigungsparameters der jeweiligen HV-Sektoren.
Der Pulshöhenabfall $\rm PH_{crosstalk}$ kann nun mittels der summierten positiven Signale $PH_{\rm signal}$ berechnet werden, unter Verwendung der Gleichungen (5.4)-(5.6):

$$PH_{\rm crosstalk} = \frac{1}{0.3 \cdot 0.24} \cdot \frac{C_{\rm pad-aw}}{C_{\rm aw}} \cdot PH_{\rm signal} \tag{5.7}$$

Der Faktor 0.24 berücksichtigt, dass für die CERES-TPC der 'sichtbare' Signalanteil nur etwa 24 % der gesamten auf den Anodendrähten deponierten Ladungsmenge ausmacht. Eine Kapazitäts-Messung ergab für $C_{\rm pad-aw} \approx 0.27$ pF. Für Gleichung 5.7 ergibt sich nun :

$$\begin{aligned} \rm PH_{crosstalk} &= \frac{1}{0.3 \cdot 0.24} \cdot \frac{0.27}{C_{\rm aw}} \cdot \rm PH_{visiblesignal} \\ &\approx \frac{3.75}{C_{\rm aw}} \cdot \rm PH_{visiblesignal} \;. \end{aligned} \tag{5.8}$$

In Abbildung 5.5 ist der inverse Steigungsparameter aus Abbildung 5.4 als Funktion der Kapazität des jeweiligen HV-Sektors aufgetragen. Die gestrichelte Linie gibt das erwartete lineare Verhalten von Gleichung (5.8) wieder. Die durchgezogene Linie beschreibt einen an die Daten angepassten Geraden-Fit:

$$\mathrm{PH}_{\mathrm{crosstalk,exp}} \approx \frac{2.65}{\mathrm{C}_{\mathrm{aw}}} \cdot \mathrm{PH}_{\mathrm{visiblesignal,exp}} \; . \tag{5.9}$$

Hieraus leitet sich ein experimenteller Wert für $C^{\mathrm{exp}}_{\mathrm{pad-aw}} \approx 0.2$ pF.
Das unterschiedliche Verhalten der Daten im Vergleich zur Erwartung kann dadruch erklärt werden, dass die Kapazitätsmessung eine Ungenauigkeit von mindestens 20 % enthält. Innerhalb dieser Ungenauigkeit stimmt das gemessene Verhalten relativ gut mit dem erwarteten Verhalten überein.

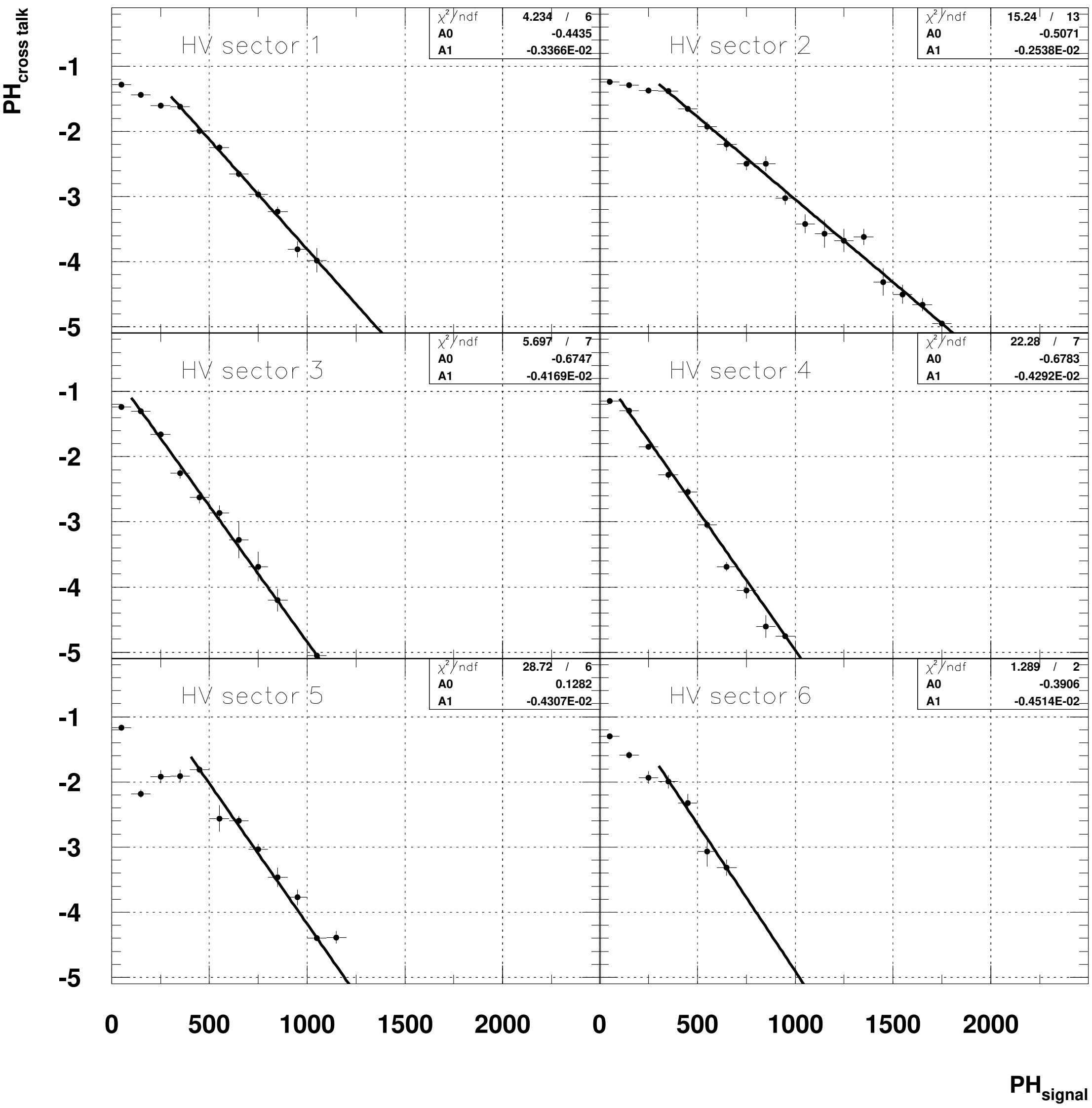


Abbildung 5.4: *Mittlerer Baseline-Abfall eines einzelnen Auslesepads in Abhängigkeit von der gesamten sichtbaren Ladung im gleichen Zeitbereich. Nur der lineare Bereich wurde für einen Geraden-Fit verwendet, da die Bereiche mit niedriger integrierter Ladung stark durch Störsignale und Rauschen beeinflusst sind.*

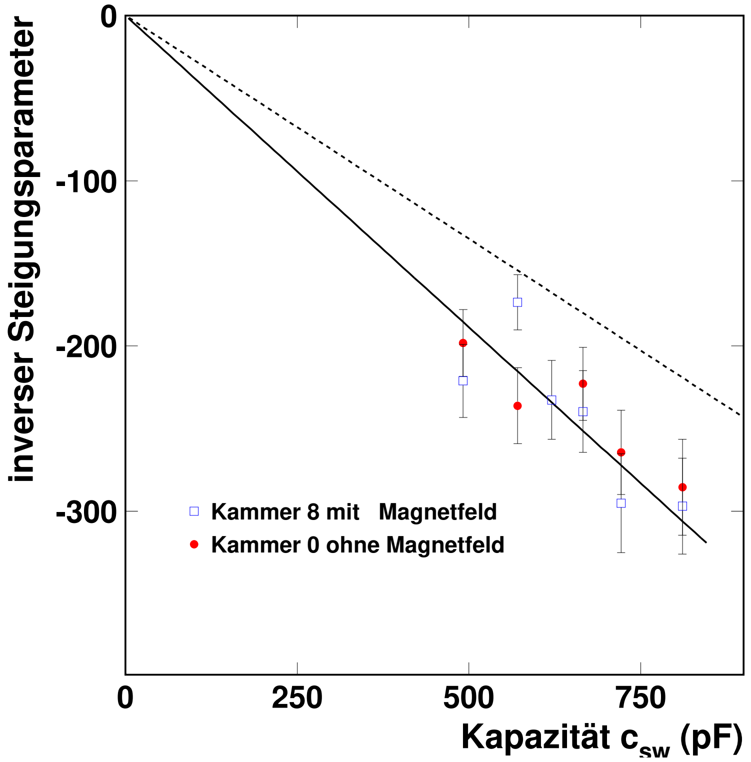


Abbildung 5.5: *Inverser Steigungs-Parameter der linearen Fits aus Abb. 5.4, sowie eine gleiche Messung ohne Magnetfeld, als Funktion der Kapazität der Signaldraht-Gruppe. Die gestrichelte Linie zeigt das erwartete Verhalten nach Gleichung 5.8 . Die durchgezogene Linie beschreibt einen Geraden-Fit an die Daten.*

Zur Reduzierung des Crosstalk-Effekts für die Datennahme im Jahr 1999 wurden zusätzliche Kapazitäten von 5 nF jedem HV-Sektor parallel zugeführt. Abbildung 5.6 zeigt den verbleibenden Crosstalk-Effekt nach Erhöhen der HV-Sektor-Kapazitäten. Erkennbar ist eine mittlere Abnahme des Effektes um einen Faktor 2.5 .

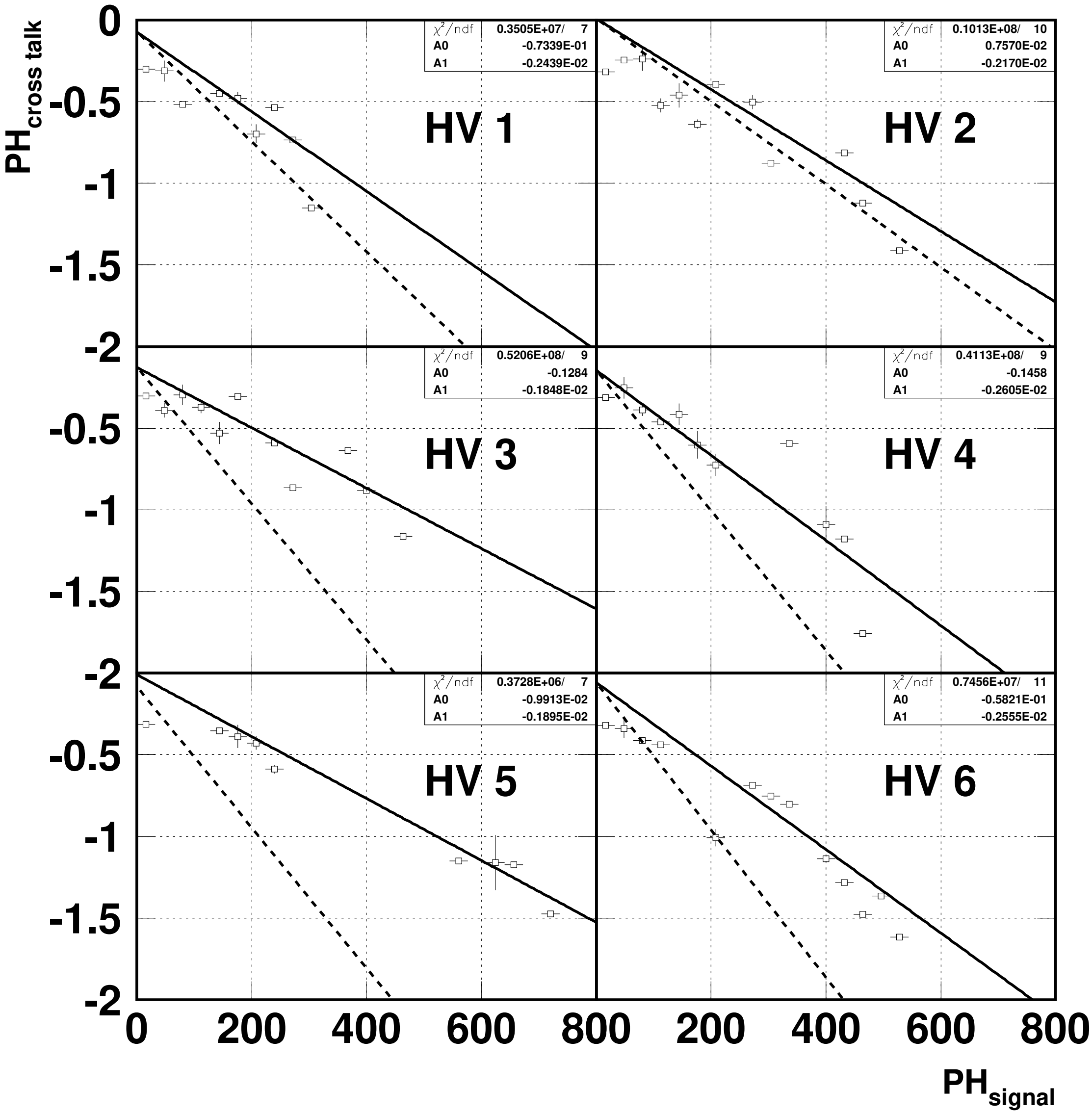


Abbildung 5.6: *Crosstalk-Effekt nach Erhöhen der Kapazitäten der HV-Sektoren. Gestrichelte Linien entsprechen den Ergebnissen aus Abb. 5.4.*

5.3 Ionensignal

Die im Nachweisvolumen der TPC entlang der Teilchentrajektorie erzeugten Elektronen driften gemäss Gleichung (4.5) zur Verstärkungsregion. Die Ladungsmultiplikation findet erst in unmittelbarer Nähe der Anodendrähte (weniger als 50 μm) statt [54]. Der gesamte Multiplikationsprozess ist typischerweise innerhalb von weniger als 1 ns beendet. Innerhalb dieser Zeit sind die erzeugten Elektronen von der Anode aufgesammelt und die positiven Ionen driften nun mit abnehmender Geschwindigkeit zu den Kathoden. Die Drift w_+ der Ionen ist verhältnismassig langsam im Vergleich zur Driftgeschwindigkeit w_- der Elektronen:

$$w_+ \;=\; 10^{-3} - 10^{-2} w_- \; . \tag{5.10}$$

Das von den Kathodenpads detektierte Induktions-Signal besitzt eine positive Polarität und ergibt sich aus der Änderung der Energie des Systems, hervorgerufen durch die Bewegung der Ladungen. Nach einer Zeit von etwa 1 μs hat sich die Ionengeschwindigkeit in einem Ne/CO_2-Gasgemisch auf Grund des stark abnehmenden elektrischen Feldes soweit reduziert, dass die eigentliche Signalerzeugung weitgehend abgeschlossen ist. Abhängig von der Kammergeometrie kann es jedoch wieder in der Nähe der Kathodendrähte zu einer Beschleunigung der Gasionen auf Grund der hier ansteigenden Feldstärke kommen, die sich durch einen negativen Signalanteil im Kathodenpad-Signal äussert. Dieser Signal-Anteil wird als 'spätes' Ionensignal bezeichnet. Entsprechend einer *Garfield*-Rechnung wird für die CERES-TPC das Ionensignal mit einer Zeitverzögerung von 42 μsec nach dem 'Hauptsignal' erwartet [76]. Eine Messung dieses Signals wurde mit Hilfe von nichtnullunterdrückten Laser-Events durchgeführt, wobei viele Events überlagert und anschliessend Pedestal korrigiert wurden. Abbildung 5.7 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Die untere Darstellung enthält das auf die maximale Pulshöhe normierte, Pedestal korrigierte Signal. Die gemessene zeitliche Verzögerung des Ionensignals beträgt etwa 52 μs. Berücksichtigt man die ungenaue Kenntnis der Ionen-Mobilität und damit auch der Ionen-Driftgeschwindigkeiten bei sehr hohen elektrischen Feldern, wie sie in der Nähe eines Drahtes herrschen, so beschreibt der berechnete Wert der Zeitverzögerung von 42 μsec den gemessenen Wert von 52 μsec relativ genau.

Der Pedestal-Abfall in diesem Zeitbin ist kleiner als 0.8 % bezogen auf das maximale Signal, daher muss eine Korrektur auf diesen Effekt nicht durchgeführt werden.

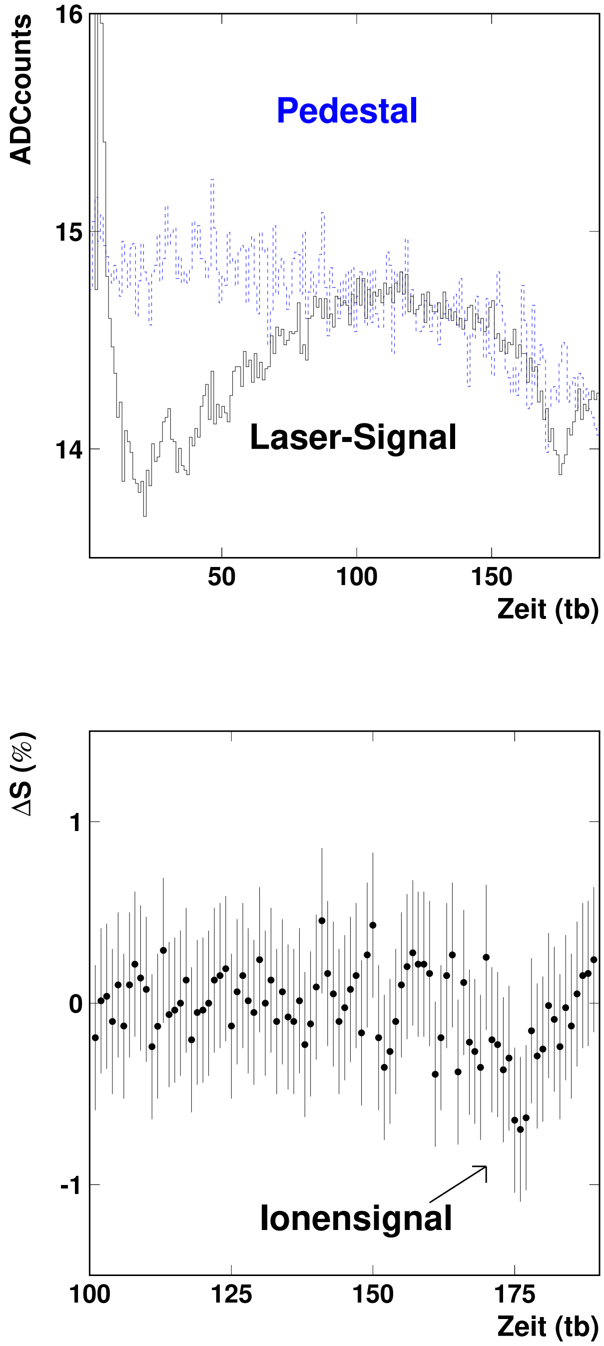


Abbildung 5.7: *Oben : Zeitliche Entwicklung des Mittelwertes vieler Laser-Signale (durchgezogene Linie) und zugehöriges Pedestal (gestrichelte Linie). Unten: Auf die maximale Pulshöhe normiertes, Pedestal korrigiertes Lasersignal. In beiden Darstellungen ist deutlich das Ionensignal zu erkennen. Ein Zeitbin (tb) entpricht tb = 300 ns.*

5.4 Das bipolare Gating-Grid

In der Ladungsmultiplikation werden etwa $8 \cdot 10^3$ Elektronen-Gasionen-Paare pro primärem Elektron erzeugt. In Abhängigkeit von der Kammergeometie können 5-15 % [56] dieser Gasionen das Kathodengitter passieren und in das Driftvolumen gelangen, wo sie feldverzerrende Effekte hervorrufen können. In gross-volumigen Driftkammern werden daher üblicherweise zusätzliche Drahtgitter - Gating-Grid - zwischen Kathodengitter und Driftelektrode eingesetzt. Die Aufgabe dieses Gitters ist es, nur Ladung während der Zeit eines Auslesezyklus passieren zu lassen. Durch eine Änderung des Verlaufes der elektrischen Feldlinien kann ein Öffnen und Schliessen des Gitters erzeugt werden.
Im Wesentlichen existieren zwei Methoden zur Realisierung des Gating-Grid:
(i) monopolar
(ii) bipolar
Beim monopolaren Gating-Grid befinden sich alle Gitterdrähte auf dem selben Potential (Offset-Spannung $\mathrm{U_{offset}}$). Es stellt einen geschlossenen Zustand für Elektronen dar, wenn alle Feldlinien auf ihm enden. Ein mit dieser Feldkonfiguration verbundenes Problem besteht darin, dass die in einer sehr kurzen Zeit $\tau = \mathrm{RC}$ (C: Gitter-Kapazität) auf das Gitter gebrachten Ladungen starke Störungen in der Nähe der Signaldrähte hervorrufen. Eine Lösung für dieses Problem besteht darin, ein weiteres *Shielding Grid* zwischen Gating-Grid und Anodendrähten einzuführen [56].
Eine andere hier angewandte Methode zur Minimierung der eingekoppelten Ladung bietet das bipolare Gitter. In diesem Modus wird alternierend auf benachbarte Drähte, die eine gemeinsame Offset-Spannung besitzen, eine Spannung $\pm\Delta U$ (Bias-Spannung) gelegt, um einen geschlossenen Zustand zu erreichen (siehe Abb. 5.8) [77] [56]. In dieser Konfiguration ändert sich die gesamte auf das Gitter gebrachte Ladung nicht. Die auf die Elektroden induzierte Ladung ist kleiner als im monopolaren Modus.
Zum Öffnen und Schliessen des Gitters wird in der CERES-TPC ein vom NA49-Experiment am CERN entwickelter Pulser eingesetzt [78]. Jedes Gating-Grid der insgesamt sechzehn Kammermodule wird separat von einem Pulser geschaltet (siehe Abb. 5.9).

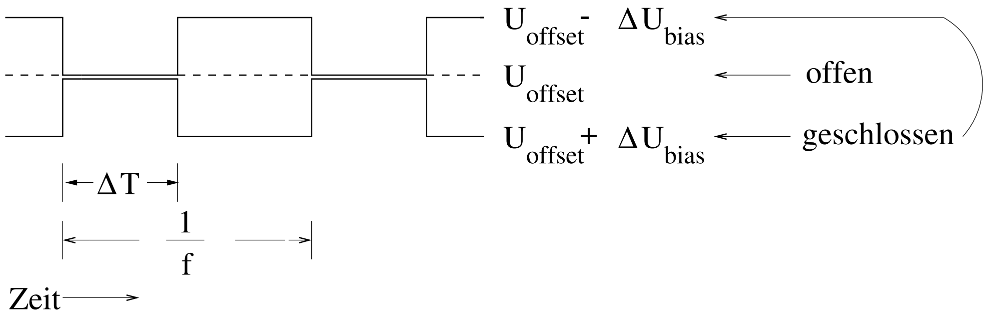


Abbildung 5.8: *Schaltprinzip des bipolaren Gating-Grid: Schaltfrequenz f, ΔT gibt die Länge der Öffnungszeit an. Sie bestimmt die Länge der Auslesezeit und ist gegeben durch die maximale Driftzeit von Elektronen im Nachweisvolumen.*

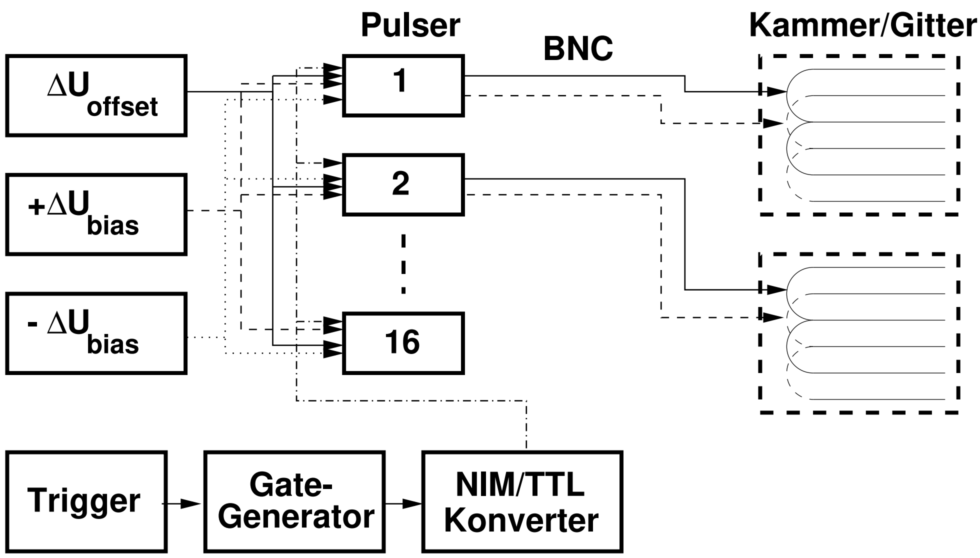


Abbildung 5.9: *Schema der Gating-Grid-Pulser-Einheit.*

5.4.1 Bestimmung der Offset-Spannung

Auf dem Gating-Grid endende Driftfeldlinen sorgen dafür, dass auf ihm Elektronen abfliessen; im geöffneten Zustand müssen alle Driftfeldlinien durch das Gitter hindurchgreifen. Zur Beschreibung der Durchlässigkeit des Gating-Grid wird der Begriff der Transparenz definiert. Allgemein ist die Transparenz T des Gitters bestimmt durch verschiedene Parameter:

- Offset-Spannung U_{offset}
- Driftfeldstärke E und Driftspannung U_{HV}
- Magnetfeld B
- Elektronendiffusion im Zählgas
- Verstärkungsspannung der Anodendrähte U_{Anode}
- Kammergeometrie

Die Elektronen-Transparenz T_{e} des Gitters wird berechnet aus dem Verhältnis der Feldlinien, die durch das Gitter hindurchgreifen, zu der Zahl an Feldlinien, die insgesamt von der Driftelektrode ausgehen. Auf analoge Weise ist auch die Transparenz der Gasionen T_{i} definiert. In Abbildung 5.10 ist der Verlauf der mit *Garfield* berechneten Drifttrajektorien für Elektronen und Gasionen für den Fall eines geöffneten Gating-Grid dargestellt. Abbildung 5.11 zeigt die erwartete Elektronen-Transparenz T_{e} des Gitters und die Ionen-Transparenz T_{i} der übrigen Elektroden als Funktion der Offset-Spannung für eine Zylinderspannung U_{HV} = -30 kV:
Der in das sensitive Volumen laufende Ionenstrom nimmt mit steigender Offset-Spannung ab; die vom Kathodengitter aufgenommene Zahl an Ionen nimmt zu. Ein Durchgreifen der Feldlinien vom Gating-Grid auf die Kathodenpads durch das Anodengitter erfogt nicht, da $U_{\mathrm{offset}} \ll U_{\mathrm{Anode}}$. Für die Elektronen ist mit positiv werdender Offset-Spannung eine Abnahme der Transparenz erkennbar, da nun immer mehr elektrische Feldlinien auf dem Gitter enden. Zur Durchführung einer Messung der Gitter-Transparenz der TPC wurde eine ^{55}Fe-Quelle von aussen an der Folie eines Spannungsteilers befestigt und die Anodenströme in Abhängigkeit von der Offset-Spannung am Gating-Grid für verschiedene Driftspannungen U_{HV} ermittelt. In Abbildung 5.12 sind die Messergebnisse dargestellt. Deutlich erkennbar ist das übereinstimmende Transparenz-Verhalten T_e bei U_{HV} = -30 kV der Messung und der *Garfield*-Rechnung.

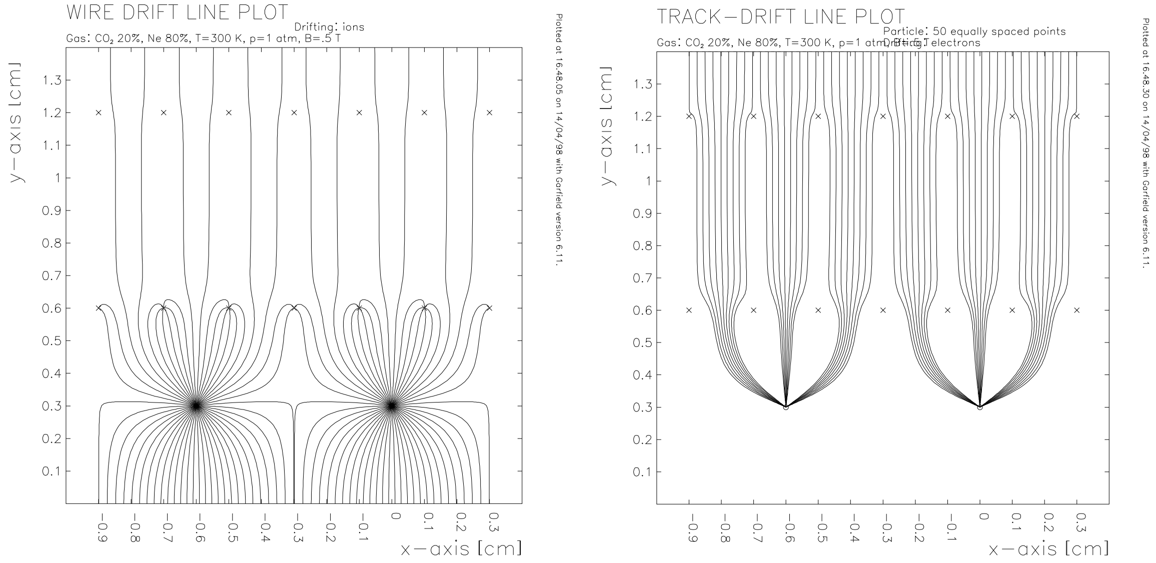


Abbildung 5.10: *Mit Garfield berechnete elektrische Driftfeldlinien für ein Gasgemisch* Ne/CO_2 *(80:20),* $\Delta U_{\text{offset}} = -140V$, $U_{Kathode} = 0V$, $U_{Anode} = -1400V$, U_{HV} = *- 30 kV. links: Gasionen, rechts: Elektronen.*

5.4.2 Bestimmung der Bias-Spannung

Ohne Magnetfeld ist die Bewegung einer Ladung bestimmt durch den Verlauf der elektrischen Feldlinien. Durch den in Driftrichtung radial verlaufenden Anteil des Magnetfeldes erfahren die Elektronen eine spiralförmige Drehung um ihre Bahn. Durch diese Drehung und Diffusionseffekte können Elektronen auf Bahnen gelangen, die es ihnen ermöglichen, das Gating-Grid trotz angelegter Bias-Spannung zu passieren [80] [79]. Bestimmend für das Transparenzverhalten des Gitters ist die radiale Magnetfeldkomponente B_r. In der CERES-TPC ändert sich diese Magnetfeldkomponente auch mit der z-Richtung. Dies impliziert eine Abhängigkeit des Schliessverhaltens des Gating-Grid in Strahl-Richtung. Für die CERES-TPC wird auf Grund eines schwachen Magnetfelds und des verwendeten 'kühlen' Zählgases nur eine geringe Abhängigkeit der Bias-Spannung von der jeweiligen Auslese-Ebene erwartet. Abbildung 5.13 zeigt die mit Hilfe von Laserspuren ermittelte Gitter-Transparenz als Funktion des radialen Magnetfelds der jeweiligen Ausleseebene für verschiedene Schliessspannungen ΔU. Erkennbar ist eine schwache lineare Abhängigkeit der Elektronen-Transparenz vom Magnetfeld.

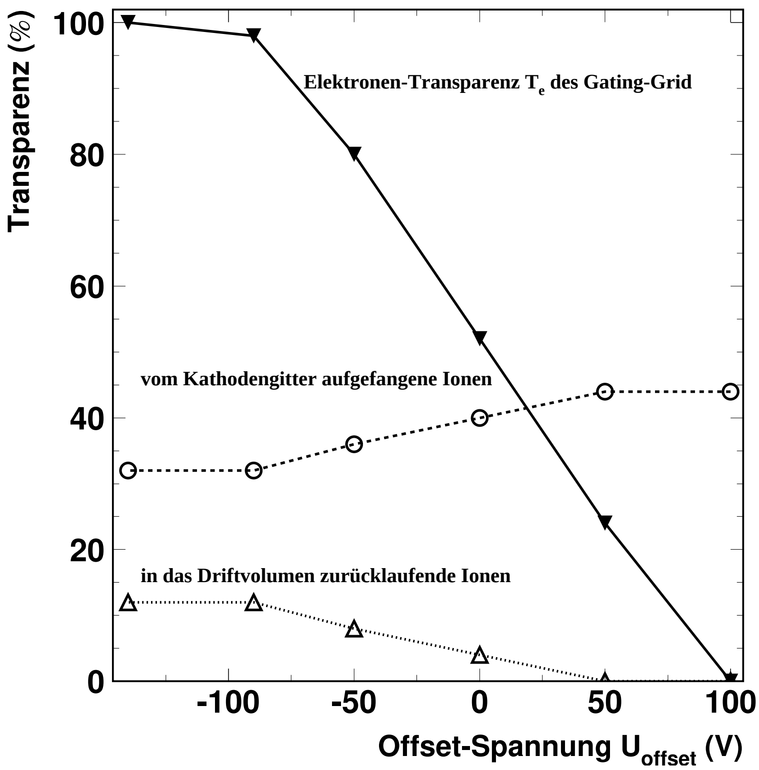
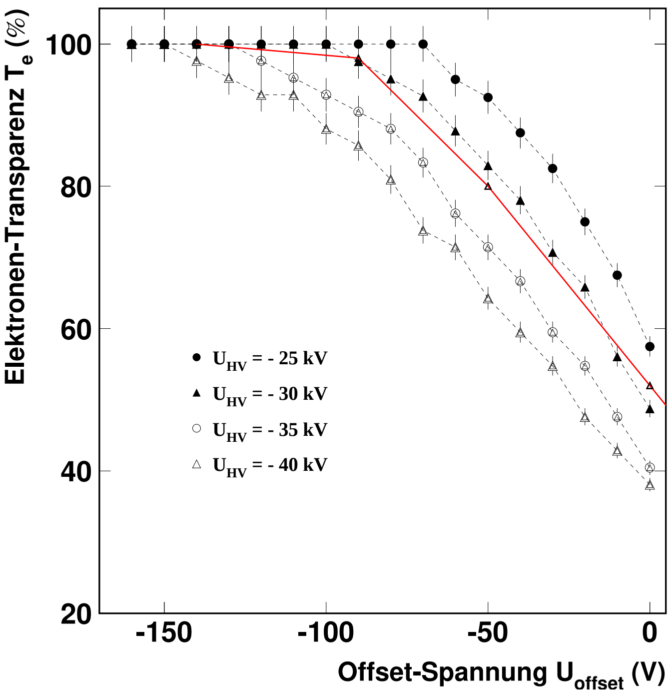


Abbildung 5.11: *Berechnete Elektronen- und Ionen-Transparenz in Abhängigkeit von der Offset-Spannung bzgl. verschiedener Drahtebenen (Ne/CO_2 (80/20), $U_{Kathode} = 0V$, $U_{Anode} = -1400V$, $U_{HV} = -30kV$, B = 0.5 T). Der Anteil der Ionen, die am Kathodenpad neutralisiert werden, beträgt unabhängig von der Offset-Spannung 56 %.*



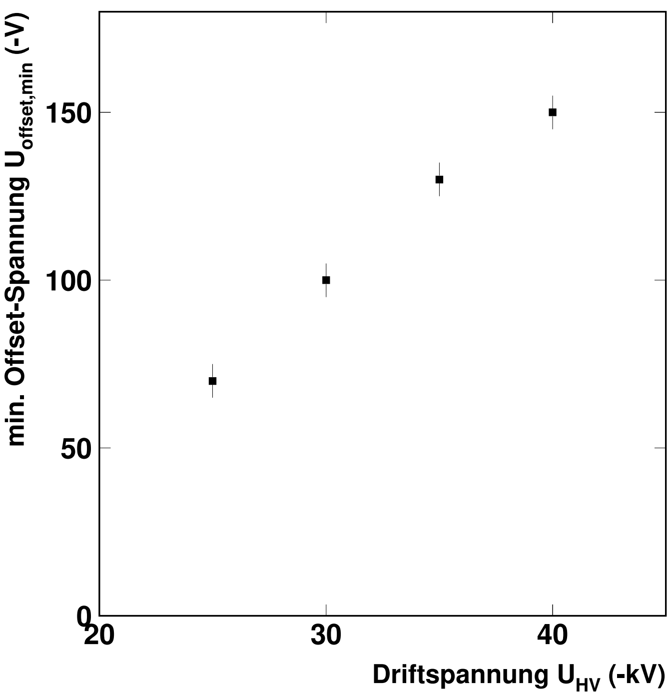


Abbildung 5.12: *Oben: Gemessene Elektronen-Transparenz als Funktion der Offsetspannung für verschiedene Driftspannungen U_{HV}. Die durchgezogene Linie gibt die erwartete Elektronen-Transparenz für U_{HV} = -30 kV aus Abb. 5.11 an. Unten: Benötigte Mindestspannung für volle Transparenz als Funktion der angelegten Driftspannung.*

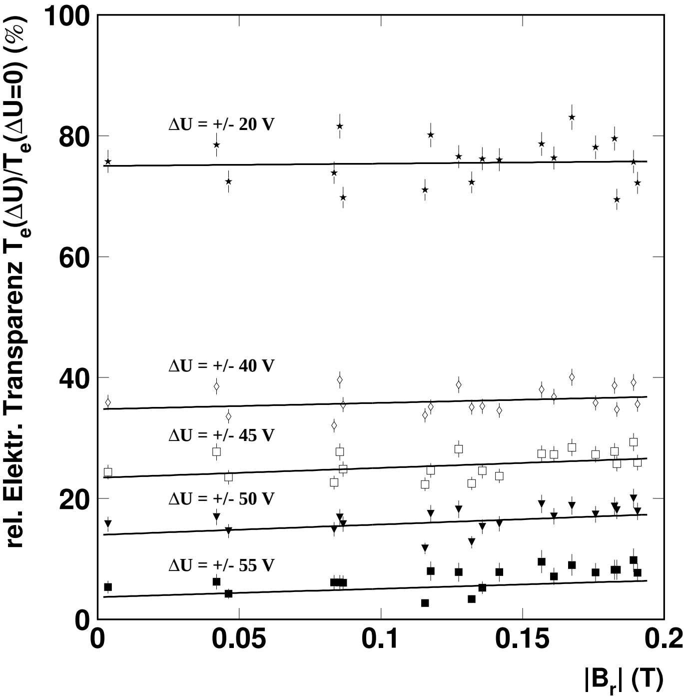


Abbildung 5.13: *Gemessene relative Gitter-Transparenz für Elektronen in Abhängigkeit vom radialen Magnetfeld und für verschiedene Bias-Spannungen* ΔU.

Durch Bestimmung der minimalen benötigten Bias-Spannung ΔU_{min} zum Schliessen des Gitters ($T_e = 0$) für die einzelnen Magnetfeldstärken gelangt man zur Abbildung 5.14. In dieser Darstellung ist ΔU_{min} als Funktion des Magnetfeldes aufgetragen. Hier ist ein schwacher linearer Zusammenhang zwischen der minimalen Bias-Spannung und dem magnetischen Feld erkennbar. Diese nur schwache Abhängigkeit ist bedingt durch die Wahl des Zählgases Ne/CO_2 (80/20), was ein sehr 'kühles' Gas ist (siehe Kapitel 4.4).

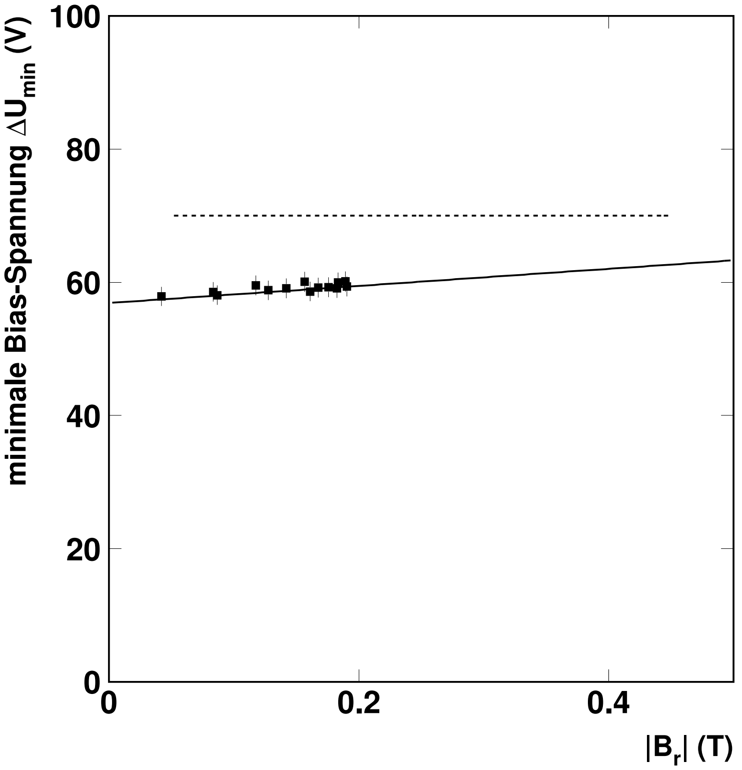


Abbildung 5.14: *Benötigte minimale Bias-Spannung ΔU zum Schliessen des Gating-Grids als Funktion des Magnetfelds. Die gestrichelte Linie zeigt die im Experiment eingestellte Bias-Spannung.*

Um eine gewisse Flexibilität der Schliessspannung in Bezug auf das Magnetfeld zu erhalten, wurde das Gating-Grid mit einer Offset-Spannung U_{offset} = -140 V und einer Bias-Spannung $U_{bias} = \pm$ 70 V betrieben. Die hohe Bias-Spannung wurde gewählt, um weitestgehend unabhängig von der Wahl der Stärke des Magnetfelds zu sein.

5.4.3 Bestimmung der Einschwingzeit

Da das Gating-Grid eine Kapazität darstellt, geschieht die Öffnung nach einem positiven Trigger nicht unmittelbar, sondern mit einer endlichen Öffnungszeit τ^* :

$$\tau^* \; = \; 4.6 \cdot \tau \; = \; 4.6 \cdot Z_0 \cdot C_{gg} \; , \tag{5.11}$$

wobei Z_0 die Impedanz des Übertragungskabels (R658) zwischen Pulser und Gating-Grid und C_{gg} die Kapazität des Gitters bezeichnet. Der Faktor 4.6 gibt an, wann das eingekoppelte Signal 99 % seines maximalen Wertes erreicht hat. Für die Impedanz eines R658-Kabels gilt $Z_0 = 50\ \Omega$. Die Kapazität des Gitters berechnet sich aus (siehe Abb. 5.15) [81] :

$$C_{gg} \; = \; C_0 \; + \; 2 \cdot C_M \; . \tag{5.12}$$

Hierbei bezeichnet C_M die Kapazität der Gitterdrähte untereinander und C_0 die Kapazität des Gating-Grid gegenüber dem Kathodendraht-Gitter. Die Kapazität gegenüber der inneren Elektrode kann vernachlässigt werden. Somit errechnet sich eine Gitter-Kapazität von etwa $C_{gg} \approx 8.1$ nF und die Einschwingzeit τ^* ergibt sich damit zu etwa 2 μsec.
Im Vergleich hierzu ergab eine Kapazitätsmessung am Gitter $C_{gg}^{\mathrm{exp}} \approx 6.6$ nF. Die Bestimmung der Einschwingzeit wurde mit Hilfe einer Rausch-Analyse der Auslesekanäle durchgeführt. Hierzu wurden nur Ereignisse ohne Strahl-Target-Interaktion (*empty events*) benutzt. Abbildung 5.16 zeigt die zeitliche Entwicklung des mittleren Rauschverhaltens aller Auslesekanäle. Deutlich erkennbar ist der Einfluss des Einschaltvorgangs des Pulsers innerhalb der ersten acht Zeitbins (ein Zeitbin (tb) entspricht 300 nsec). Dies entspricht einer gemessenen Einschwingzeit $\tau^*_{\mathrm{exp}} = 2.4$ μsec . Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert von τ^* = 2 μsec,

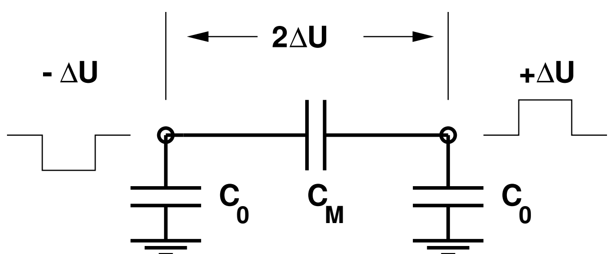


Abbildung 5.15: *Skizze für die Berechnung der Kapazität des Gating-Grid.*

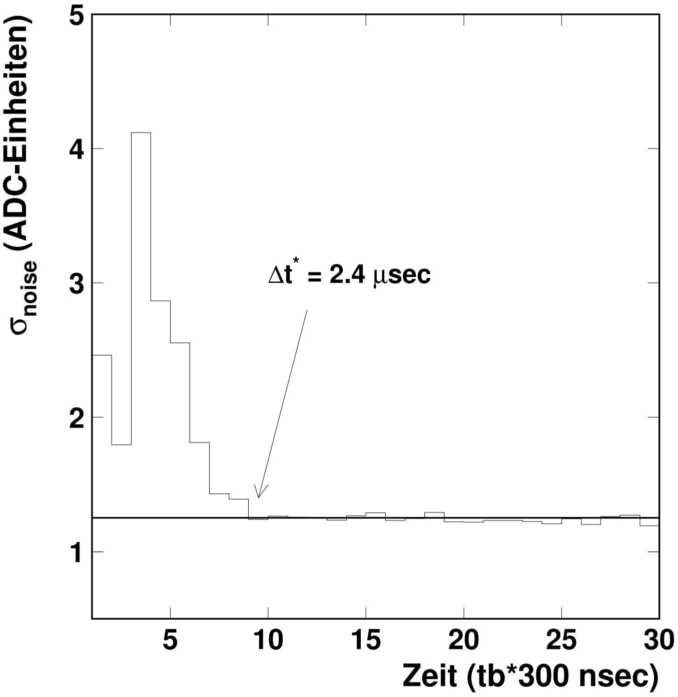


Abbildung 5.16: *Mittleres zeitliches Rauschverhalten der TPC-Ausleseelektronik für die ersten 30 Zeitbins - ein Zeitbin (tb) entspricht etwa 300 nsec . Die eingezeichnete Linie bezeichnet das gesamte mittlere Rauschen* $\sigma^{\mathrm{noise}} \approx$ *1.25 ADC-Einheiten.*

Kapitel 6

Die Datenanalyse

Zur Analyse der Λ-Hyperonen ist der Datensatz, der während der Strahlzeit 1999 in semizentralen Pb+Au-Ereignissen bei einer Strahlenergie von 40 AGeV aufgezeichnet wurde, verwendet worden. Mit besonderem Hinblick auf eine Rekonstruktion von Λ-Hyperonen wird das verwendete Rekonstruktions-Verfahren zur Spurerkennung und Impulsbestimmung vorgestellt. Für diese Λ-Analyse sind nur die Subdetektorkomponenten SDD und TPC verwendet worden. Bedingt durch Probleme seitens der Ausleseelektronik in der TPC wurden nur die Auslesekammern 0 und 1 analysiert.
In den folgenden Kapiteln wird zunächst die Zentralitäts-Verteilung aller analysierten Ereignisse vorgestellt, die im Hinblick auf eine spätere Λ-Analyse in drei Multiplizitäts-Klassen unterteilt worden ist. In einem weiteren Kapitel wird das Verfahren zur Spurrekonstruktion in der TPC und die Bestimmung der Teilchenimpulse mit Hilfe eines Impulsfit-Algorithmus vorgestellt. Danach schliesst sich die Beschreibung der Vorgehensweise zur Rekonstruktion von Λ-Hyperonen unter Verwendung der Impulsfit-Informationen an. Mit Hilfe einer Analyse der Λ-Hyperonen konnte im Zusammenhang mit einer Simulation die TPC-Impulsauflösung bestimmt werden (Kapitel (6.5)).

6.1 Event-Selektion und Zentralität

Während der 99er Strahlzeit sind insgesamt 8 Mio. semizentrale Pb+Au-Ereignisse ($\sigma/\sigma_{\mathrm{geo}} < 37\%$) bei 40 AGeV Strahlenergie aufgezeichnet worden. Für die vorliegende Analyse wurden etwa 2.8 Mio. Ereignisse untersucht.
Abbildung 6.1 zeigt die Verteilung der SDD-Spurmultiplizität aller analysierten Ereignisse. Zur systematischen Untersuchung der Λ-Produktion in Abhängigkeit von der Zentralität des Stosssystems erfolgte eine Unterteilung dieser Multiplizitäts-Verteilung in drei Klassen (siehe Tab. 6.1). Mit Hilfe einer UrQMD-Rechnung

Mult. Klasse	sdd 1	sdd 2	sdd 3
SDD-Spuren	100 - 200	200 - 300	300 - 400
Ereignisse (Mio.)	0.8	1.3	0.7
$\sigma/\sigma_{\text{geo}}$ (%)	15 - 36.7	4.8 - 15	< 4.8
N_{part}	237	328	384

Tabelle 6.1: *Zahl der Ereignisse in unterschiedlichen SDD-Multiplizitäts-Klassen, sowie der zugehörige relative geometrische Wirkungsquerschnitt $\sigma/\sigma_{\text{geo}}$ und die Zahl der partizipierenden Nukleonen N_{part}.*

konnte an Hand dieser Multiplizitäts-Verteilung der zugehörige relative geometrische Wirkungsquerschnitt $\sigma/\sigma_{\text{geo}}$ und die Zahl der partizipierenden Nukleonen N_{part} bestimmt werden.

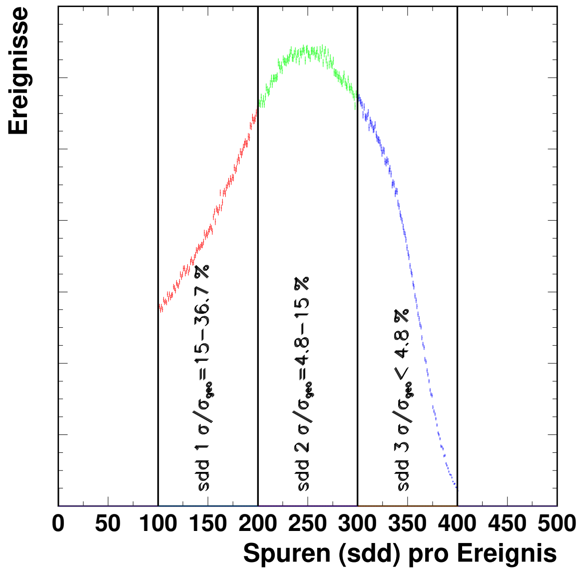


Abbildung 6.1: *Verteilung der SDD-Spurmultiplizität aller analysierten Ereignisse. Die Unterteilung erfolgte in drei Multiplizitäts-Klassen sdd1 - sdd3. Eingetragen sind die relativen geometrischen Wirkungsquerschnitte, ermittelt aus UrQMD-Ereignissen.*

6.2 Die Rekonstruktionskette

Die verwendete Software-Umgebung ist die COOL-Bibliothek des CERES-Experiments (COOL : 'CERES Object Oriented Library'), basierend auf einer C++ Sammlung von Klassen, die den für die Analyse der CERES-Daten notwendigen Funktionsumfang bietet. Eine Beschreibung der wichtigsten COOL-Softwarekomponenten findet sich in [71]. Abbildung 6.2 zeigt schematisch die verwendete Analyse-Kette.

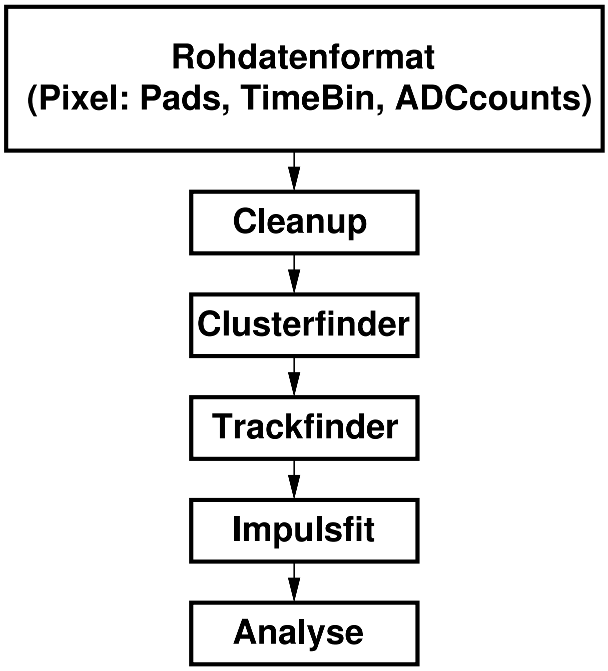


Abbildung 6.2: *Schematische Darstellung der verwendeten Analyse-Kette.*

Vor jeder Verarbeitung der Rohdaten müssen zunächst die ständig wechselnden Bereiche fehlerhafter Elektronik in der TPC mit Hilfe des *cleanup*-Algorithmus detektiert und herausgeschnitten werden, um später einen sauberen Datensatz zu gewährleisten. Dieser Algorithmus vergleicht das Pedestal eines jeden Auslesekanals mit seiner gespeicherten Dateninformation und sucht nach Auffälligkeiten in der zeitlichen Entwicklung der Signale. Nur die Auslesekammern 0 und 1 erwiesen sich diesbezüglich als stabil und weitgehend fehlerfrei und wurden daher ausschliesslich für die Analyse verwendet.
Nach dieser Datenaufbereitung werden die Signale benachbarter Auslesepads und Zeitbins zu einem sog. Cluster zusammengefasst und der Cluster-Schwerpunkt in zeitlicher und in Pad-Richtung mit der COG-Methode (*Center Of Gravity*) be-

stimmt. Nun erfolgt eine Umrechnung der (Pad,Zeit)-Koordinate in eine räumliche (x,y,z)-Koordinate. Bei dieser Umrechnung ist eine genaue Kenntnis des elektrischen und magnetischen Feldes an jedem Punkt in der TPC wichtig, um den Entstehungsort des Ladungsclusters zu ermitteln. Bedingt durch eine noch nicht abgeschlossene und daher nicht ausreichend präzise Feld- bzw. Driftgeschwindigkeit-Kalibration ergaben sich hierbei Verzerrungen, die sich negativ auf die Impulsbestimmung auswirkten (siehe Kapitel (6.5)).
Hier schliesst sich die Spurrekonstruktion an. Sie verwendet 'potentiell' interessante Spur-Kandidaten, die sich durch eine erste Selektion aus den rekonstruierten Clustern ergeben, und sucht dann in der Nähe der Kandidaten nach weiteren Clustern. Anschliessend werden die der Spur am nächsten liegenden Cluster ausgewählt, die insgesamt die beste Übereinstimmung mit einer physikalischen Spur bieten.
Aus diesen herausgefilterten Spuren werden nun mit Hilfe des Impulsfit-Algorithmus das Ladungsvorzeichen sowie der Impuls des Teilchens bestimmt.

6.3 Der Impulsfit-Algorithmus

Die Trajektorie eines ionisierenden Teilchens in der TPC besteht aus maximal 20 Raumpunkten. Wegen des stark inhomogenen Magnetfeldes in der TPC ist keine geschlossene analytische Beschreibung der Trajektorie möglich. Eine Impulsbestimmung erfolgt daher durch die Verwendung eines zwei-dimensionalen Impuls-Fits mit Referenz-Tabellen. Diese Tabellen wurden mit Hilfe einer Simulation erzeugt und enthalten Trajektorien eines Referenz-Teilchens mit einem Impuls von 1 GeV/c für verschiedene Θ-Winkel. Die Bestimmung der einzelnen Impulskomponenten geschieht durch Extrapolation in Θ- und ϕ-Richtung, wie in Abbildung 6.3 schematisch dargestellt. Unter der Annahme, dass die Ablenkung der Trajektorie im Magnetfeld in erster Ordnung nur in ϕ-Richtung erfolgt, kann der Θ-Winkel durch eine Geraden-Extrapolation bestimmt werden (siehe Abb. 6.3.a). Die zur Verfügung stehenden Impulsfit-Parameter sind nachfolgend aufgelistet (siehe auch Abb. 6.3.b):

$$\begin{aligned} R_0 = \tan\Theta &: \quad \mathrm{Polar-Winkel\ beim\ Eintritt\ in\ die\ TPC} \\ R_1 &: \quad \mathrm{Achsenabschnitt\ am\ Target} \\ q/p &: \quad \mathrm{Ladungsvorzeichen\ q\ und\ inverser\ Gesamtimpuls} \\ \phi &: \quad \mathrm{Azimutal-Winkel\ der\ Spur\ beim\ Eintritt\ in\ die\ TPC} \\ \frac{d\phi}{dz} &: \quad \mathrm{Richtungswinkel\ der\ Spur\ beim\ Eintritt\ in\ die\ TPC}\ . \end{aligned} \tag{6.1}$$

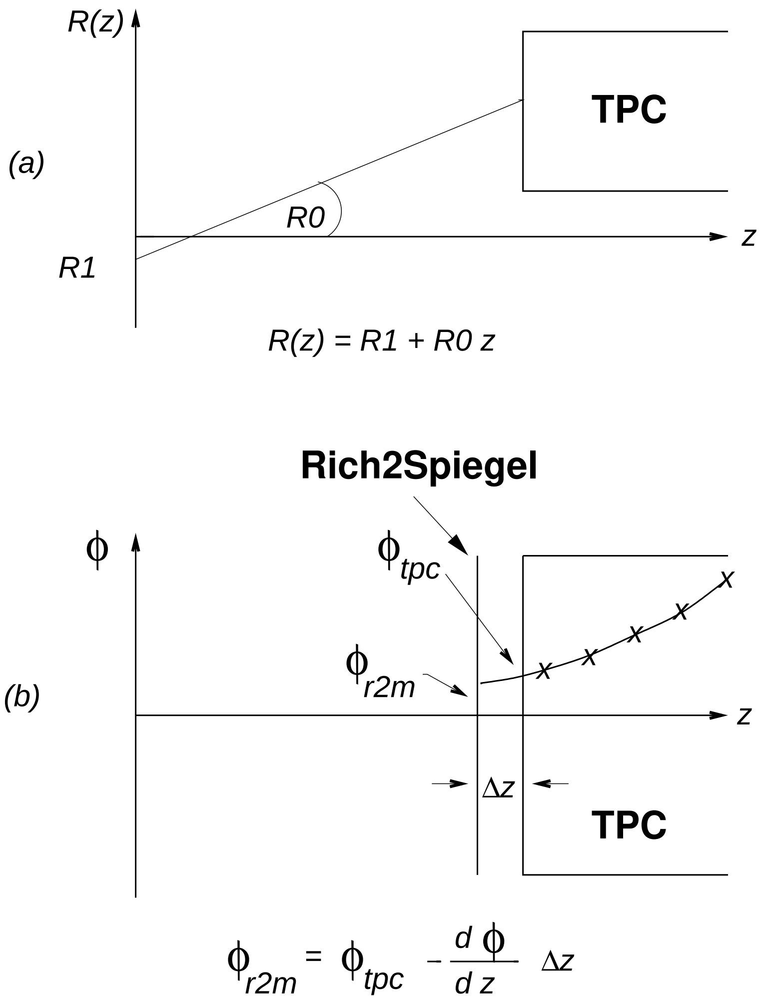


Abbildung 6.3: *Schematische Darstellung der verwendeten zwei-dimensionalen Fitprozedur:* $R_0 = \tan\Theta$, $d\phi = \phi_{\mathrm{r2m}} - \phi_{\mathrm{tpc}}$ *wobei* Θ, ϕ *den Polar-/Azimutal-Winkel der Spur beschreiben.*

6.4 Die Rekonstruktion seltsamer Teilchen

Die Rekonstruktion der Λ-Hyperonen und der K^0_S-Mesonen erfolgt mittels ihrer geladenen Zerfallsprodukte

$$\begin{aligned} \Lambda &\rightarrow \mathrm{p}\ \pi^-, \\ \bar{\Lambda} &\rightarrow \bar{\mathrm{p}}\pi^+, \\ K^0_S &\rightarrow \pi^+\ \pi^-\ , \end{aligned}$$

deren Spuren in der TPC registriert und deren Impulse bestimmt werden. Bei der Analyse wird keine Teilchenidentifizierung der Tochterteilchen durchgeführt. Die Bestimmung der invarianten Massen erfolgt daher durch Kombination aller positiven mit allen negativen Spuren aus dem selben Ereignis unter der Annahme der jeweiligen Zerfalls-Hypothese (s.o.). Analog hierzu wird in einer Mixed-Event-Methode die invariante Masse von Spurpaaren aus unterschiedlichen Ereignissen berechnet, um den kombinatorischen Untergrund zu bestimmen.
Im Nachfolgenden werden die einzelnen Rekonstruktionsschritte genauer erläutert.

6.4.1 Berechnung der invarianten Masse

Beim Zerfall bleibt die Gesamtenergie, die sich aus Impuls und Ruhemasse zusammensetzt, erhalten. Daher kann die Masse des Mutterteilchens unter der Annahme eines bestimmten Zerfallskanals berechnet werden. Die invariante Masse leitet sich aus der Energie- und Impulserhaltung ab:

$$\begin{aligned} M^2_{inv} &= (\sqrt{(p_1^2 + m_1^2)} + \sqrt{(p_2^2 + m_2^2)})^2 \\ &- (p_{1x} + p_{2x})^2 - (p_{1y} + p_{2y})^2 - (p_{1z} + p_{2z})^2 \\ &= (\sqrt{(p_1^2 + m_1^2)} + \sqrt{(p_2^2 + m_2^2)})^2 \\ &- (p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2\cos(\alpha)) \end{aligned} \tag{6.2}$$

wobei p_1,p_2 der Gesamtimpuls, p_{1x},p_{2x} usw. die Impulskomponenten und m_1,m_2 die Ruhemasse des entsprechenden Tochterteilchens bedeutet; α beschreibt den Öffnungswinkel des Paares (siehe Abb. 6.4). Die Berechnung der invarianten Massen wird unabhängig für die verschiedenen Zerfallshypothesen durchgeführt.

6.4.2 Rekonstruktion des Zerfallspunktes

Die verwendete Impuls-Rekonstruktion setzt für alle Spuren implizit das Target als Ursprung voraus. Somit werden bei der Rekonstruktion 'spät' zerfallender Teilchen

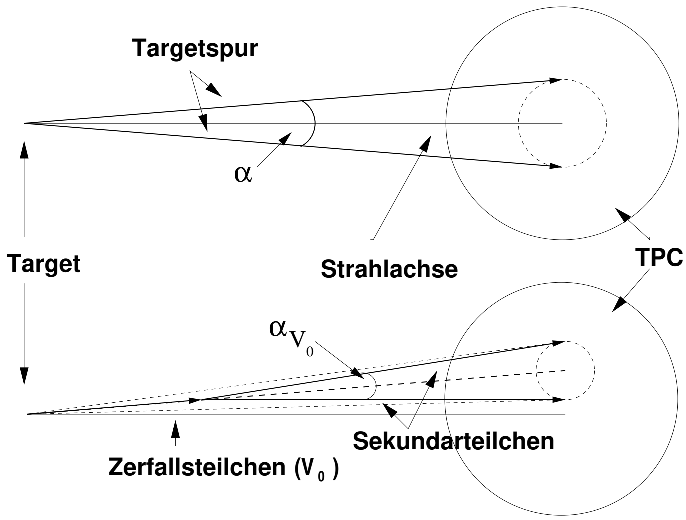


Abbildung 6.4: *Bestimmung des Öffnungswinkels α für Targetspuren und spät-zerfallende Teilchen.*

mittels der Impulse ihrer Tochterteilchen stets zu kleine Öffnungswinkel rekonstruiert (siebe Abb. 6.4). Diese Fehlrekonstruktion nimmt mit grösser werdender Lebensdauer zu. Da Öffnungswinkel und rekonstruierte invariante Masse miteinander korreliert sind (vgl. Gleichung (6.2)), impliziert dieses eine Abhängigkeit der rekonstruierten Masse vom Zerfallspunkt. Ausserdem wird der Zerfallspunkt benötigt, um die Impulskomponenten des Λ zu bestimmen.
Für Targetspuren ist der ϕ-Winkel bis zum Eintritt in die TPC konstant. Dieses gilt für sekundäre Spuren nicht. Hier ist der Winkel ϕ im Allgemeinen eine Funktion vom Ort z. Durch Kenntnis des räumlichen Eintrittspunktes $\vec{X} = (x_0,y_0,z = z_{\mathrm{tpc}})$ des ionisierenden Teilchens in die TPC kann die ursprüngliche Flugbahn wie folgt parametrisiert werden:

$$\begin{aligned} x(z) &= R(z)\ \cos(\phi(z))\ , \\ y(z) &= R(z)\ \sin(\phi(z))\ . \end{aligned} \tag{6.3}$$

Für die Definition von $R(z)$ und $\phi(z)$ (siehe Abb. 6.3) gilt:

$$\begin{aligned} R(z) &= R_1\ + R_0 z\ , \\ \phi(z) &= \phi_{tpc}\ + \frac{d\phi}{dz}(z - z_{\mathrm{tpc}})\ . \end{aligned} \tag{6.4}$$

Unter der Annahme eines geradlinigen Bahnverlaufs zwischen Zerfallspunkt und Eintrittspunkt in die TPC kann folgender Ansatz gemacht werden:

$$\begin{aligned} x(z) &= x_0 + d_x(z - z_{\text{tpc}}) \ , \\ y(z) &= y_0 + d_y(z - z_{\text{tpc}}) \ , \\ \text{wobei } d_x &= \frac{dR}{dz}\cos\phi - R\frac{d\phi}{dz}\sin\phi \ , \\ d_y &= \frac{dR}{dz}\sin\phi + R\frac{d\phi}{dz}\cos\phi \ , \\ \frac{dR}{dz} &= R_0 \ , \\ \frac{d\phi}{dz} &= \frac{\phi_{\text{r2m}} - \phi_{\text{tpc}}}{\Delta z} \ . \end{aligned} \tag{6.5}$$

Mit diesem Ansatz kann nun mit den vom Impulsfit zur Verfügung gestellten Parametern eine einfache Geradengleichung aufgestellt werden:

$$\begin{aligned} g : \vec{X} &= \vec{X}_0 + \mathrm{k}\vec{\mathrm{D}} \ , \\ \text{mit } \vec{X}_0 &= (x_0, y_0, z_0) \ , \\ \vec{D} &= (d_x, d_y, 1) \ . \end{aligned} \tag{6.6}$$

Mit Hilfe dieser Geradengleichung kann nun die Trajektorie jeder in der TPC gemessenen Spur in Target-Richtung zurückextrapoliert werden.
Die Bestimmung des Zerfallspunktes erfolgt durch die Berechung des Ortes des kürzesten Abstandes zweier Geraden im Raum. Dieser Punkt dient nun als neues Bezugssystem, auf das alle Richtungsvektoren der Zerfallsprodukte neu berechnet werden.

Streufeld-Korrektur

Bei der Rekonstruktion des Zerfallspunktes zeigt sich ein Problem, das mit der jeweiligen Zerfalls-Topologie des Zerfallssystems und dem verwendeten Impulsfitalgorithmus verbunden ist (siehe Abb. 6.5). Die vom Impulsfit gelieferte Richtungsinformation $\frac{d\phi}{dz}$ beinhaltet nur die ϕ-Orientierung der Trajektorie beim Eintritt in die TPC. Für eine Bestimmung des Λ-Zerfallspunktes muss jedoch die Richtungsänderung der Trajektorien im magnetischen Streufeld vor der TPC berücksichtigt werden, da sonst, je nach Orientierung des Λ-Zerfalls ('Cowboy'- oder 'Sailor'-Konfiguration (siehe Abb. 6.5)) der Vertex zu weit vorne bzw. zu weit hinten rekonstruiert wird.

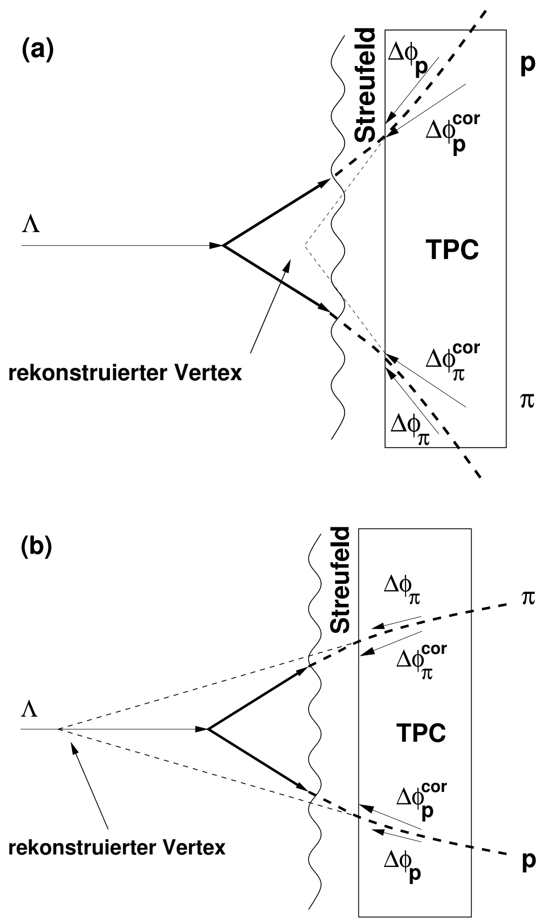


Abbildung 6.5: *(a) 'Sailor'-Konfiguration (b) 'Cowboy'-Konfiguration.*

Unter Verwendung der $\frac{d\phi}{dz}$-Information von Target-Spuren kann näherungsweise eine Streufeld-Korrektur für Produkte spätzerfallender Teilchen durchgeführt werden, da für diese Spuren die Richtungsänderung $\frac{d\phi}{dz}$ im Mittel gleich Null sein muss. Die $\frac{d\phi}{dz}$-Korrektur leitet sich wie folgt ab:

$$\frac{d\phi}{dz}^{cor} \;=\; \frac{d\phi}{dz} \;-\; f(1/\mathrm{p}, \phi, \Theta)\ . \tag{6.7}$$

In dieser Darstellung beinhaltet die Funktion $f(1/\mathrm{p}, \phi, \Theta)$ alle Korrekturinformationen ermittelt aus der $\frac{d\phi}{dz}$-Abhängigkeit der Targetspuren. Sie muss für ϕ, $\Theta =$ konstant eine lineare Funktion sein, denn:

$$\frac{d\phi}{dz}(\phi, \Theta) \;\sim\; 1/p\ . \tag{6.8}$$

Abbildung 6.6 zeigt die Richtungswinkel $\frac{d\phi}{dz}$ als Funktion des inversen Impulses für verschiedene Auslesekammern (für Daten und MonteCarlo). Erkennbar ist hier der lineare Zusammenhang zwischen $\frac{d\phi}{dz}$ und 1/p; die durchgezogenen (Daten) und gestrichelten (MonteCarlo) Linien sind ermittelt aus Geraden-Fits. Zu bemerken ist, dass aus dem MC eine stärkere Streufeld-Korrektur zu erwarten wäre. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass die relative Position der TPC bzgl. des Magnetfelds im MC im Vergleich zum Experiment leicht versetzt ist.
Für die Korrektur der Daten wurde selbstverständlich die aus den Daten ermittelte Korrektur-Funktion verwendet.
In Abbildung 6.7 sind die Geraden-Fit-Parameter für verschiedene Θ-Bereiche als Funktion von ϕ aufgetragen. Aus dieser Darstellung ist ersichtlich, dass die Korrektur-Funktion f beschrieben werden kann als:

$$f(1/\mathrm{p}, \phi, \Theta) \;=\; \mathrm{b}(\phi, \Theta) \;+\; \mathrm{m}(\Theta) \cdot 1/\mathrm{p}\ , \tag{6.9}$$

wobei b dem Offset- und m dem Steigungs-Parameter entspricht. Der Offset-Parameter lässt sich in der folgenden Form darstellen:

$$b(\phi, \Theta) \;=\; a_0 \cos(\phi - \phi_0) \;+\; b_0(\Theta)\ , \tag{6.10}$$

mit $a_0 = 1.4$ mrad und $\phi_0 = 2.6$ rad. Die cos-förmige Struktur von Abbildung 6.7 lässt auf eine systematische ϕ-Abhängigkeit der relativen Orientierung vom elektrischen und magnetischen Feld schliessen, die in der vorliegenden Datenanalyse nicht berücksichtigt wurde.
Die Θ-Winkel-Abhängigkeiten der Parameter b_0 und m sind den Abbildungen 6.8 zu entnehmen.

In Abbildung 6.9 ist der nach Streufeld-Korrektur rekonstruierte Λ-Vertex in z-Richtung für MonteCarlo-Spuren als Funktion des wahren z-Vertex aufgetragen. Hierfür wurden Λ's generiert und mittels GEANT zerfallen gelassen. Die so entstandenen Spuren wurden dann mit einem makroskopischen TPC-Simulationspaket eingelesen und in das 99er Datenformat umgewandelt. Diese Daten-Files sind anschliessend mit der TPC-Analyse-Kette verarbeitet worden.

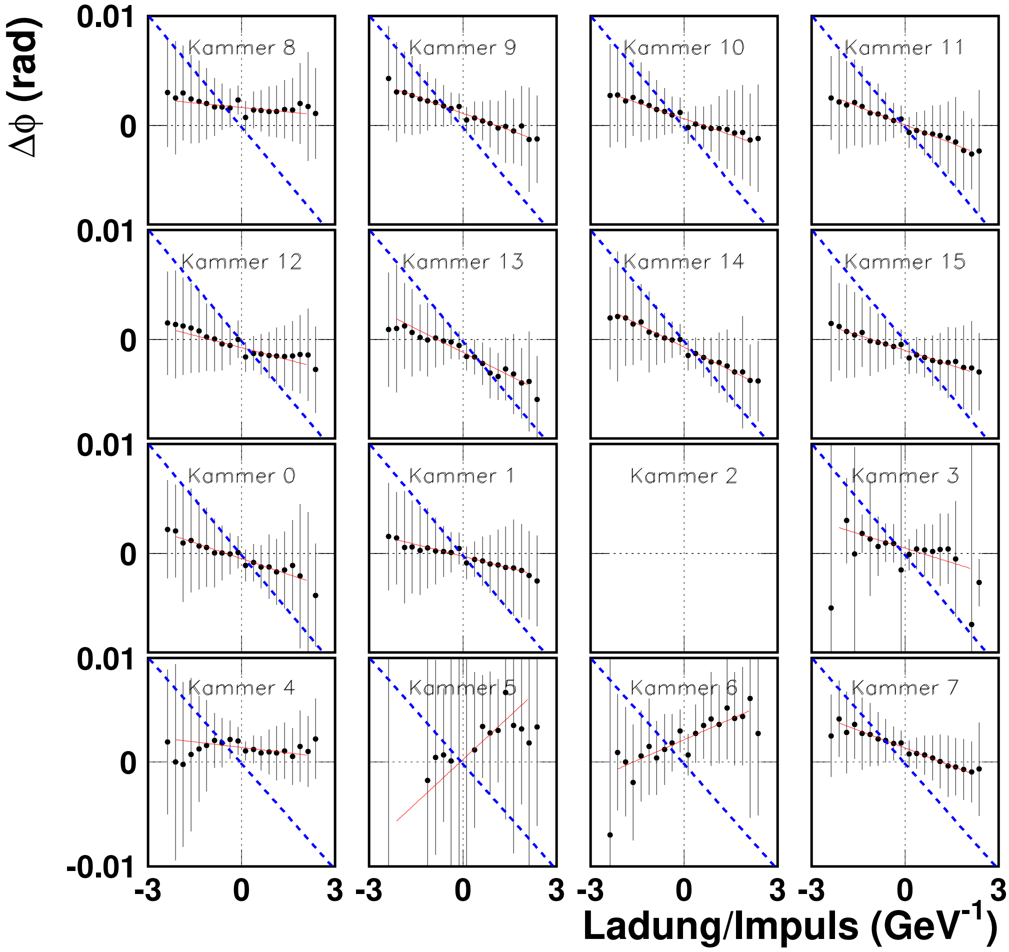


Abbildung 6.6: *Richtungswinkel* $\frac{d\phi}{dz}$ *als Funktion des inversen Impulses für verschiedene Auslesekammern. Gestrichelte Linie : MonteCarlo; Eingezeichnete Punkte: Daten.*

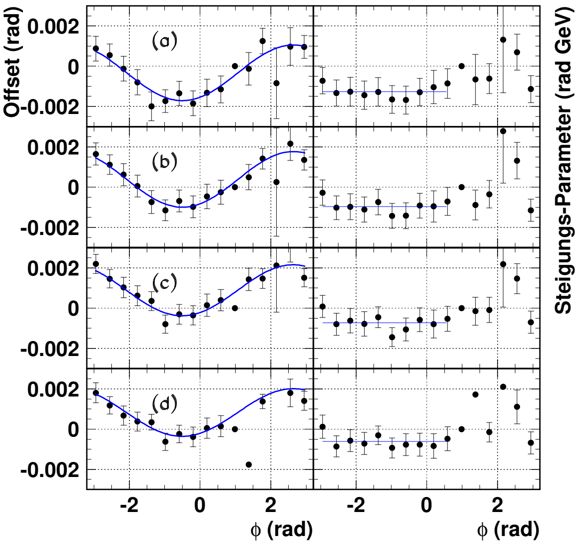


Abbildung 6.7: *Geraden-Fit-Parameter für verschiedene Θ-Bereiche als Funktion von ϕ in verschiedenen Θ-Bereichen: (a) 150 - 175 mrad, (b) 175 - 200 mrad, (c) 200 - 225 mrad, (d) 225 - 250 mrad.*

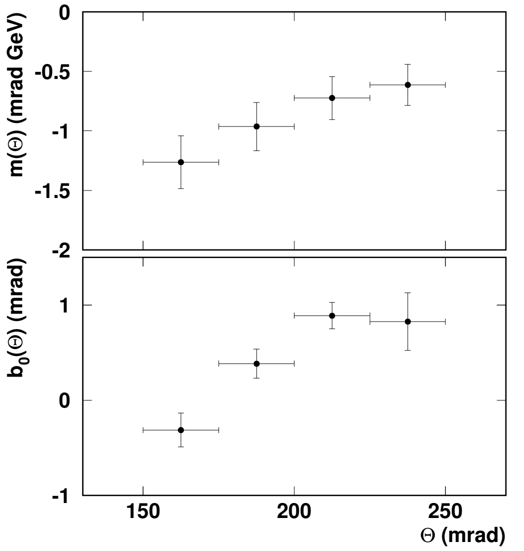


Abbildung 6.8: *Fit-Parameter als Funktion des Θ-Winkels.*

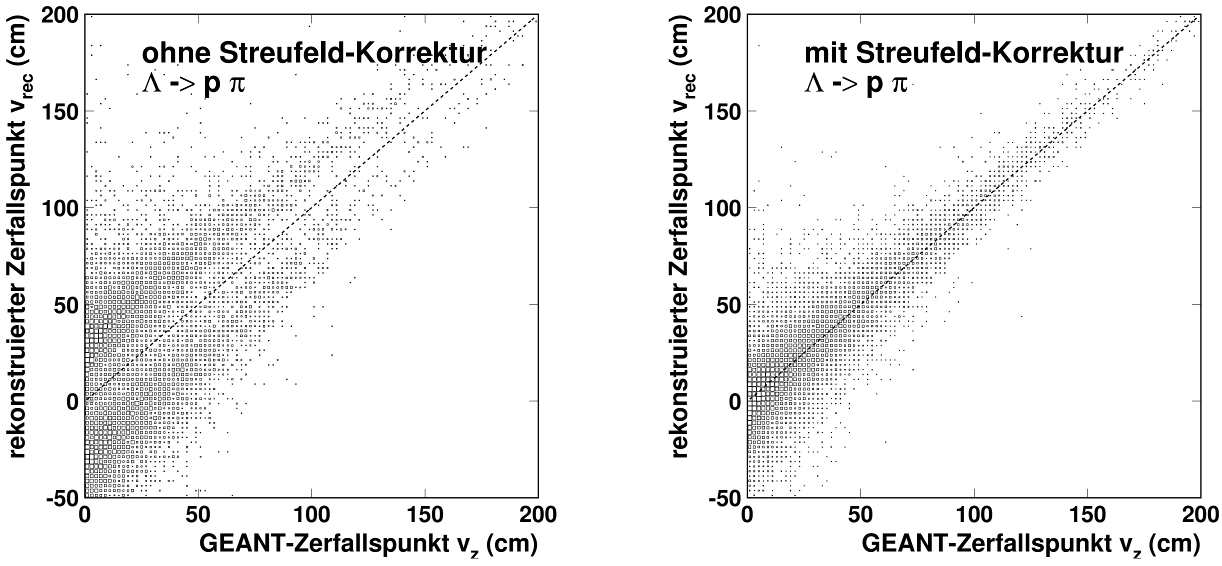


Abbildung 6.9: *Rekonstruierter Λ-Vertex in z-Richtung als Funktion des wahren z-Vertex (MonteCarlo) ohne/mit Streufeldkorrektur.*

6.4.3 Das Armenteros-Diagramm

Eine Identifizierung der Λ-Hyperonen ist mit Hilfe des Armenteros-Diagramms möglich [82], denn neutrale seltsame Teilchen sind durch ihre Zerfallskinematik charakterisiert. Im Armenteros-Podolanski-Diagramm werden zwei kinematische Variablen gegeneinander aufgetragen, die folgendermassen definiert sind:

$$\alpha = \frac{p_l^+ - p_l^-}{p_l^+ + p_l^-} , \tag{6.11}$$

$$p_t^+ = p^+ \sin\theta , \tag{6.12}$$

wobei p_l und p_t der Longitudinal- und Transversalimpuls für Zerfallsteilchen im V^0-Ruhesystem (relativ zur V^0-Flugrichtung) sind. Das indizierte Vorzeichen gibt den Ladungszustand des Zerfallsteilchens an. Der Winkel θ ist bestimmt durch den Winkel zwischen dem zerfallenden Teilchen und dem positiven Zerfallsprodukt.
Durch Transformation von Gleichung 6.11 in das Ruhesystem des Mutterteilchens ergibt sich:

$$\alpha = \frac{2p_l^+ + \beta(E^+ - E^-)}{\beta \cdot M} , \tag{6.13}$$

wobei $E^\pm$ die Energie des jeweiligen Tochterteilchens und M die Masse des Mutterteilchens beschreibt. Unter Verwendung von Energie- und Impulserhaltung lässt sich eine analytische Funktion $p_t(\alpha)$ angeben:

$$p_t(\alpha) = p\sqrt{1 - (\frac{1}{2p}(M \cdot \alpha - \frac{m_+^2 - m_-^2}{M}))^2} , \tag{6.14}$$

hierbei ist p bestimmt durch den maximal zur Verfügung stehenden Transversalimpuls (Q-Wert). Dieser maximale Transversalimpuls wird erreicht bei:

$$< \alpha > = \frac{m_+^2 - m_-^2}{M^2} , \tag{6.15}$$

Daraus ergibt sich $< \alpha_\Lambda >$ = 0.69, $< \alpha_{\bar{\Lambda}} >$ = -0.69 und $< \alpha_{K_S^0} >$ = 0. Der maximale p_t-Wert von 206 MeV/c bei K_S^0, 101 MeV/c bei Λ und $\bar{\Lambda}$ wird für den Fall erreicht, dass der gesamte verfügbare Zerfallsimpuls in transversaler Richtung verteilt wird.
Das Armenteros-Diagramm bietet eine einfache graphische Zugänglichkeit der V^0-Zerfallstopologie. Abbildung 6.10 zeigt die berechneten Diagramme für verschiedene V^0-Teilchen. Die Teilchen liegen jeweils auf einer Ellipsenbahn um den eigenen Mittelwert $< \alpha >$. In der Realität wird diese Ellipsenbahn auf Grund der Messungenauigkeit verschmiert sein. Eine Trennung von Λ und K_S^0 ist im Bereich $\alpha >$ .69 nicht möglich. Eine weitere mögliche Kontamination des Λ-Signals wird verursacht durch γ-Konversionen. Diese sind auf Grund ihres extrem kleinen Öffnungswinkels im niedrigen p_t-Bereich zu erwarten.

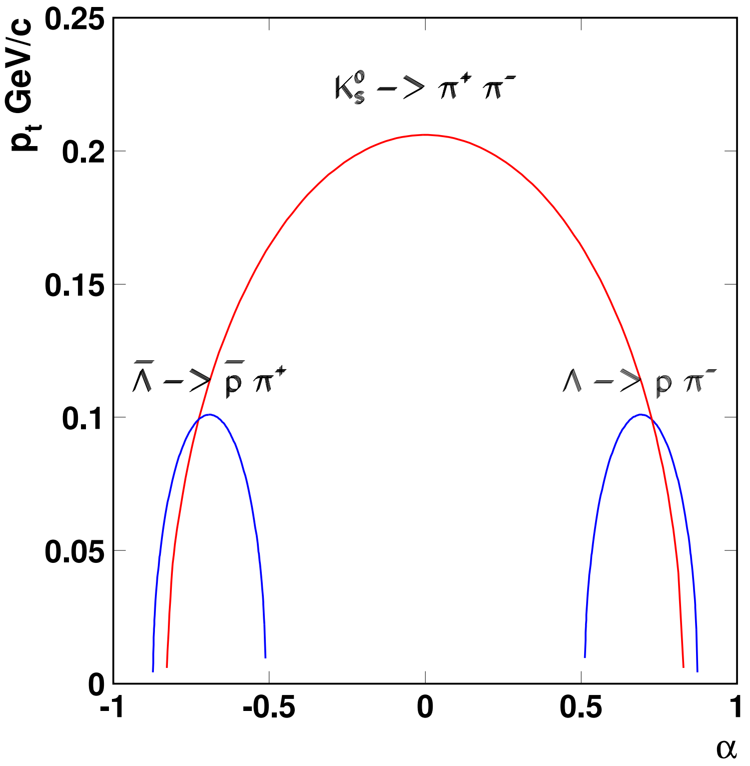


Abbildung 6.10: *Armenteros-Diagramm für V^0-Teilchen:* $\alpha = \frac{p_l^+ - p_l^-}{p_l^+ + p_l^-}$ *und* $p_t = p^+ \sin\Theta$.

6.4.4 Kinematische Schnitte und kombinatorischer Untergrund

Um ein statistisch signifikantes Λ-Signal zu erhalten ist eine Reduzierung von Untergrundspuren bzw. Untergrundpaaren im relevanten Massenbereich ($M_{\text{inv}} < 1.2$ GeV/c^2) unerlässlich. Diese Reduzierung geschieht in verschiedenen Schritten.

Phasenraum-Akzeptanz und kinematische Grenzen

Zunächst einmal erfolgt eine Bestimmung der geometrischen Akzeptanz der CERES-TPC. Hierzu wurde eine flache Phasenraum-Verteilung von Λ-Hyperonen gewürfelt. Ein Λ-Hyperon gilt als Rekonstruktionskandidat, wenn die Trajektorien beider Zerfallsprodukte in einen Θ-Bereich von 130 mrad bis 240 mrad fallen (Akzeptanz-Bereich der TPC). Abbildung 6.12 zeigt die Phasenraum-Akzeptanz für Λ-Hyperonen.
Auf Grund von Effizienz-Problemen in der Spurrekonstruktion mit Transversalim-

pulsen kleiner 200 MeV/c, wurde ein Schnitt (*Cut*) auf Einzelspuren von $p_t > 250$ MeV/c gewählt. Abbilung 6.11 zeigt die Korrelation zwischen den Transversalimpulsen der Λ-Zerfallsprodukte Pion und Proton in der CERES-TPC-Akzeptanz. Der Einzelspur-Impulscut ($p_t > 250$ MeV/c) zieht nicht nur eine Verkleinerung der Λ-Akzeptanz mit sich, sondern er bewirkt auch implizite Cuts auf die jeweiligen Einzelspuren:

$$\begin{aligned} p_t^{\pi} &> 250 \text{ MeV/c} \\ \Rightarrow : \; p_t^{\mathrm{p}} &> 500 \text{ MeV/c} \\ p_t^{\Lambda} &> 900 \text{ MeV/c} \\ y^{\Lambda} &> 2 \, . \end{aligned} \tag{6.16}$$

Diese Schnitte im Impulsraum führen nun dazu, dass vorzugsweise Λ-Kandidaten mit Armenteros-Parameter $\alpha < 0.69$ in die TPC-Akzeptanz gelangen (siehe Abbildung 6.13), d.h. das Proton wird beim Zerfall des Λ's nach hinten gestreut. Durch den starken p_t-Cut von 250 MeV wird also eine untere kinematische Grenze definiert.
Die Bestimmung einer kinematisch bedingten oberen Grenze der Einzelspur-Impulse erfolgte mit Hilfe einer thermischen Λ-Verteilung mit einer Temperatur von etwa 280 MeV. Nachfolgend sind die verwendeten einzelnen Impuls-Cuts aufgelistet :

- Einzelspur-Cuts :
  130 mrad $< \Theta^{\pm} <$ 240 mrad
  500 MeV/c $< p_t^{+} <$ 2 GeV/c
  250 MeV/c $< p_t^{-} <$ 600 MeV/c

- Paar-Cuts :
  Armenteros-Cuts 10 MeV/c $< p_t <$ 120 MeV/c und $\alpha < 0.65$
  Öffnungswinkel $\alpha >$ 20 mrad

Für die mittleren Transversalimpulse des Protons und Pions mit diesen Cut-Bedingungen ergibt sich für eine thermische Λ-Verteilung ($T = 280$ MeV): $<p_t^{\mathrm{p}}> \approx$ 1 GeV/c und $<p_t^{\pi}> \approx$ 300 MeV/c.
Abbildung 6.14 zeigt die Phasenraum-Akzeptanz (flache p_t^{Λ}- und y^{Λ}-Verteilung) der CERES-TPC nach allen Einzelspur- und Paar-Cuts. Für die spätere Analyse ist der Rapiditätsbereich um Midrapidität ($y_{\mathrm{mid}} = 2.23$) gewählt worden : $2.0 < y_{\Lambda} < 2.4$.

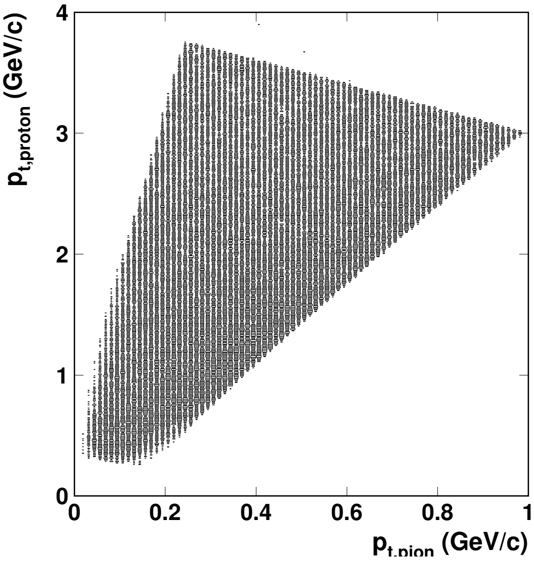


Abbildung 6.11: *Korrelation zwischen Transversalimpuls des Pions und des Protons aus einem Λ-Zerfall (flache p_t^Λ- und y^Λ-Verteilung) mit der Bedingung, dass die Trajektorien beider Zerfallsprodukte in das Polarwinkel-Intervall 130 mrad $< \Theta <$ 240 mrad fallen.*

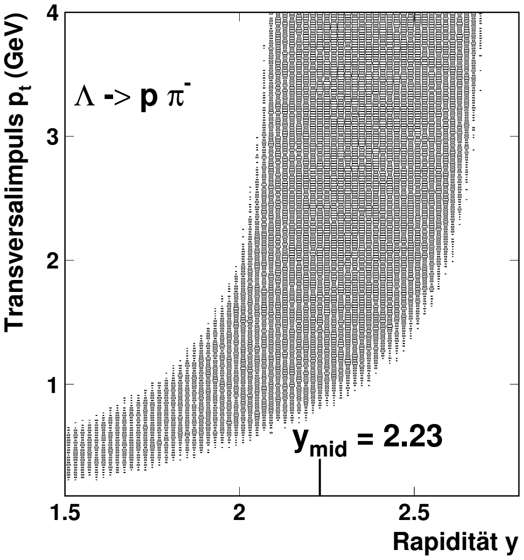


Abbildung 6.12: *Geometrische Akzeptanz der CERES-TPC für Λ-Hyperonen (flache p_t^Λ- und y^Λ-Verteilung) mit der Bedingung, dass die Trajektorien beider Zerfallsprodukte in das Polarwinkel-Intervall 130 mrad $< \Theta <$ 240 mrad fallen.*

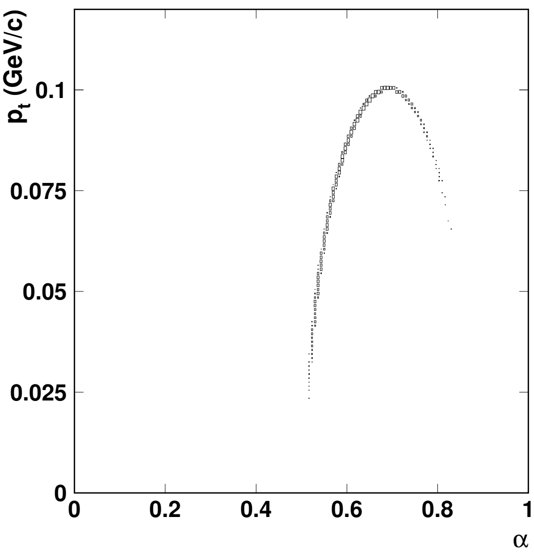


Abbildung 6.13: *Armenteros-Diagramm für Λ-Hyperonen nach π^--Cuts $p_t^{\pi^-} >$ 250 MeV. Die verwendeten Cuts entsprechen denen aus Gleichung 6.16 . Die Definition der Parameter folgt der aus Kapitel 6.4.3 .*

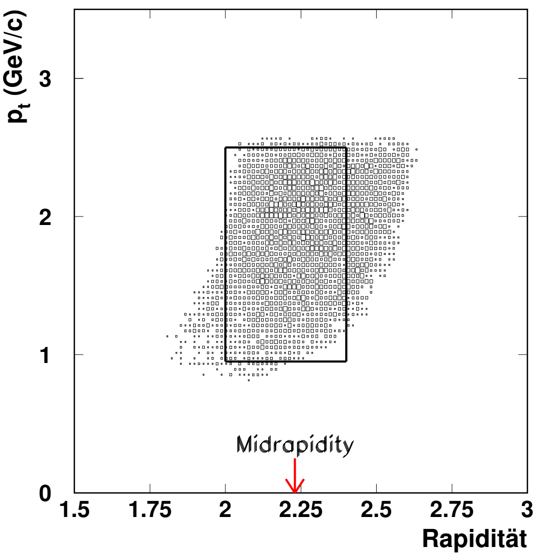


Abbildung 6.14: *Phasenraum-Akzeptanz für Λ-Hyperonen nach allen Einzelspur- und Paar-Cuts. Die eingezeichnete Box umschliesst den in den Daten analysierten Bereich.*

Diskriminierung von Targetspuren

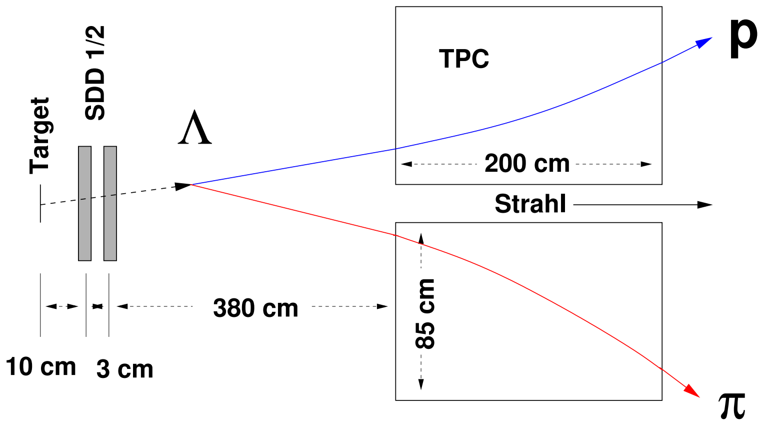


Abbildung 6.15: *Reduktion des Untergrunds durch Diskriminierung von Targetspuren mit Hilfte des SDD.*

In einem zweiten Schritt wird die Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds durch Diskriminierung von Targetspuren mit Hilfe des SDD erzielt (siehe Abb. 6.15). Die verfolgte Strategie ist hierbei, nur solche Spuren bei der Bestimmung der invarianten Masse zu verwenden, deren Ursprungsort sich hinter dem Target befindet. Hierbei wird nach Spuren in der TPC gesucht, die kein Signal im SDD erzeugt haben ('SDD-Veto'). Die Konsequenz dieser Cut-Strategie ist die Verwerfung aller Λ-Zerfälle, die vor dem SDD statt gefunden haben.
Die mittlere Λ-Zerfallslänge beträgt $c\tau = 7.89$ cm [53]. Dieser Wert gilt im Ruhesystem des Teilchens. Die Transformation der Zerfallslänge in das Laborsystem erfolgt durch Multiplikation mit dem $\gamma\beta$-Faktor.

$$c\tau_{lab} \quad = \quad \gamma\beta \cdot c\tau \ . \tag{6.17}$$

Legt man ein $\gamma\beta \approx 5$ zu Grunde, so errechnet sich damit eine Laborsystem-Zerfallslänge von etwa 40 cm. Daraus folgt, dass mehr als 70 % aller im Target produzierten Λ-Hyperonen hinter dem SDD zerfallen (Target-SDD-Abstand d = 10 cm).
Eine weitere optionale Methode zur Untergrundsreduktion bieten Cuts auf den rekonstruierten Zerfallspunkt, so werden nur Λ-Kandidaten analysiert, deren rekonstruierter Zerfallspunkt z_{vertex} z.B. grösser als 50 cm ist ($z = 0$ bezeichnet hier die Mitte des Targets). Im Ganzen stehen somit vier Analysemethoden zur Verfügung:

- TPC-Spuren ohne SDD-Veto: ohne/mit Vertex-Cut $z_{\text{vertex}} > 50$ cm
- TPC-Spuren mit SDD-Veto: ohne/mit Vertex-Cut $z_{\text{vertex}} > 50$ cm

Die Analysemethoden ohne/mit Vertex-Cut werden im Folgenden jeweils mit (a) bzw. (b) bezeichnet.

6.4.5 Das Massenspektrum

Das Massenspektrum dN_Λ/dm errechnet sich aus:

$$\frac{dN_\Lambda}{dm} = \frac{dN_{\mathrm{Daten}}}{dm} - k \cdot \frac{dN_{\mathrm{B}}}{dm} , \tag{6.18}$$

wobei $\frac{dN_{\mathrm{Daten}}}{dm}$, $k \cdot \frac{dN_{\mathrm{B}}}{dm}$ den Daten sowie dem auf die Daten normierten Untergrund entspricht. Der verwendete Normierungsbereich ist $m > 1.2$ GeV/c^2.
Das Signal S und der normierte Untergrund B berechnet sich dann zu:

$$S = \sum_{m=1.077GeV}^{1.15GeV} \frac{dN_\Lambda}{dm} , \tag{6.19}$$
$$B = \sum_{m=1.077GeV}^{1.15GeV} k\frac{dN_{\mathrm{B}}}{dm} .$$

Abbildung 6.16 zeigt das rekonstruierte invariante Massenspektrum für verschiedene Analysemethoden; Methode b beinhaltet jeweils den zusätzlichen Cut auf den rekonstruierten Zerfallspunkt in z-Richtung mit $z_{\mathrm{vertex}} > 50$ cm. Ein Gauss-Fit im $\frac{dN_\Lambda}{dm}$-Spektrum ergibt ein $m_\Lambda \approx 1.117 \pm 0.001$ GeV/c^2 bei einer Breite von σ_Λ $\approx 11.2 \pm 0.4$ MeV/c^2. Abbildung 6.17 zeigt das ermittelte Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (S/B) als Funktion der SDD-Multiplizität für verschiedene Reduktions-Methoden. Deutlich erkennbar ist eine Verbessung des S/B-Verhältnis durch die Diskriminierung von Targetspuren. Eine weitere Optimierung kann erzielt werden, indem nur Spurpaare einen Signalbeitrag im Massenspektrum liefern, deren rekonstruierter Zerfallspunkt mindestens 50 cm hinter dem Target liegt. Abbildung 6.17 ist ebenfalls zu entnehmen, das mit steigender Spurmultiplizität eine Abnahme des Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbunden ist, da die Zahl der Untergrundkombinationen stärker steigt als die Zahl der echten Λ's.

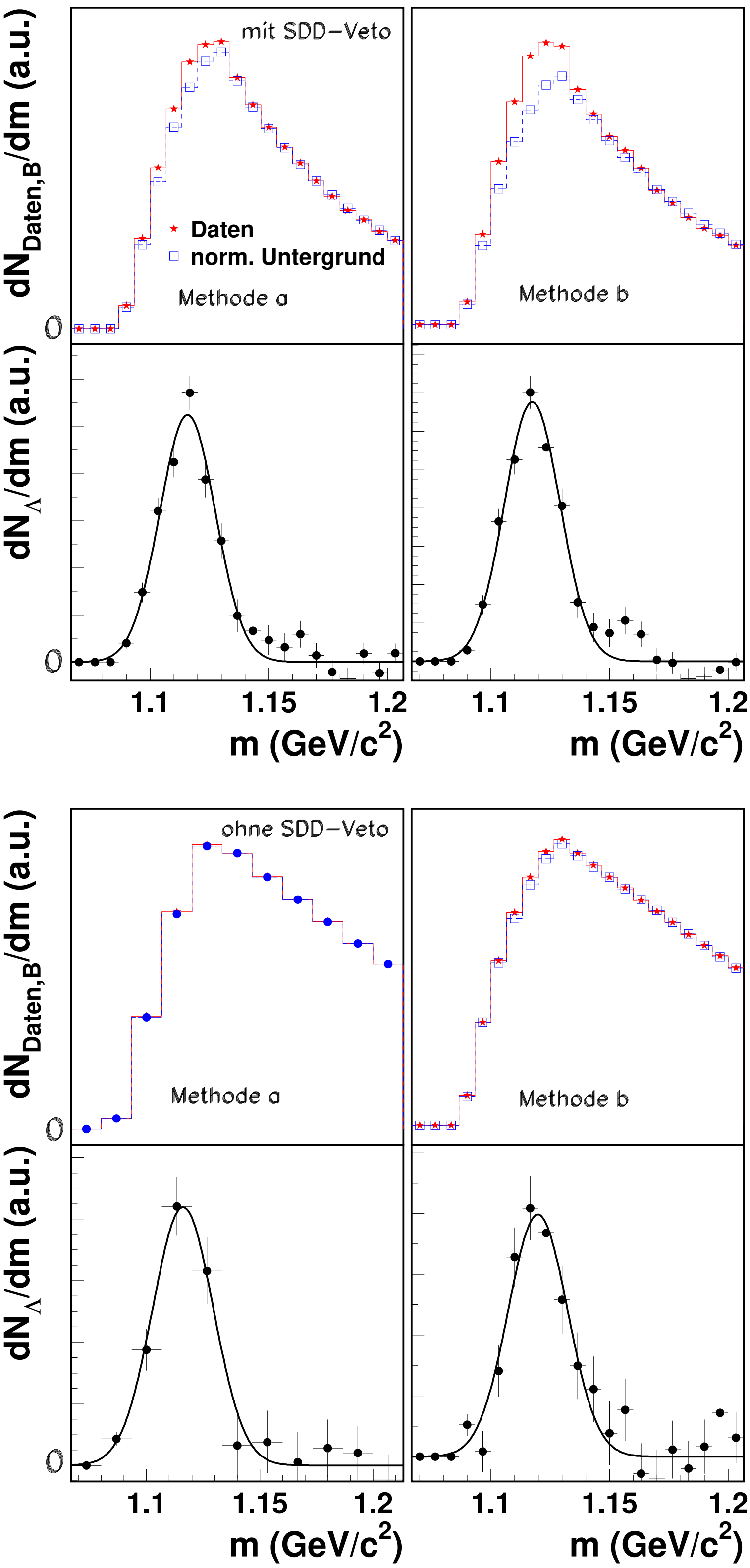


Abbildung 6.16: *Rekonstruierte invariante Λ-Massenspektren für verschiedene Analysemethoden (Erklärung siehe Text).*

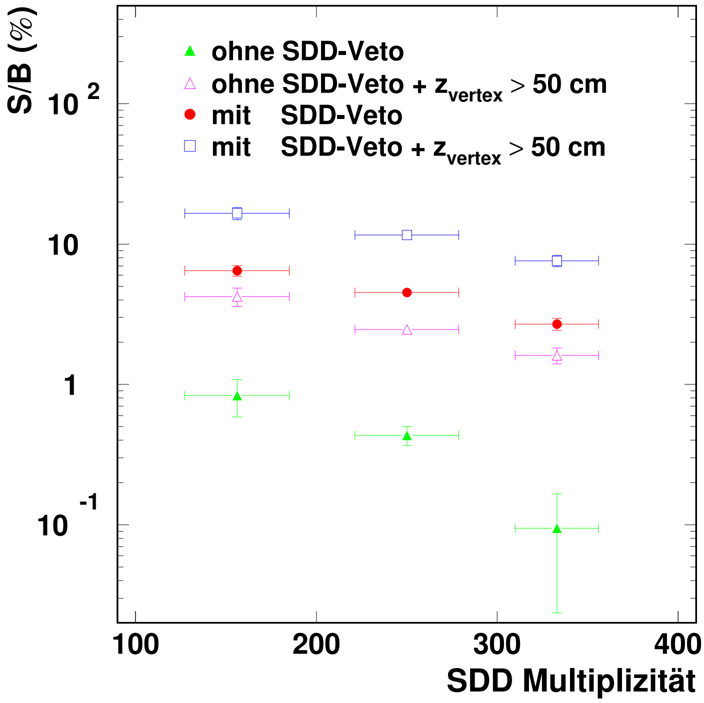


Abbildung 6.17: *Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (S/B) als Funktion der SDD-Multiplizität für verschiedene Analyse-Methoden.*

6.5 Impulsauflösung

Bei der Betrachtung der Genauigkeit der Impulsmessung in der CERES-TPC müssen Fehler auf Grund statistischer Messungenauigkeiten und systematischer Effekte voneinander unterschieden werden.
Die statistische Impulsauflösung des Spektrometers ist limitiert durch eine endliche Ortsauflösung der Trajektorie und durch Vielfachstreuung des Teilchens im Medium. Die relative Impulsauflösung dp/p_{stat} kann dargestellt werden als :

$$(\frac{dp}{p})^2_{\mathrm{stat}} = (\frac{dp}{p})^2_{\mathrm{res}} + (\frac{dp}{p})^2_{\mathrm{ms}} \tag{6.20}$$

mit:

$$(\frac{dp}{p})_{\mathrm{res}} \propto p \ , \tag{6.21}$$

$$(\frac{dp}{p})_{\mathrm{ms}} \propto \frac{1}{|\vec{B}|}\sqrt{\frac{1}{L \cdot X_0}} \ , \tag{6.22}$$

wobei L die gemessene Spurlänge und X_0 die auf die Dichte normierte Strahlungslänge angibt [53] [56] [83]. Die Vielfachstreuung sollte nur im Bereich kleiner Impulse einen Beitrag zur gesamten Impulsauflösung liefern.
Eine entscheidende Bedeutung für die Messung von Teilchenspektren haben die systematischen Fehler der Impulsbestimmung. Dieser Teil der Impulsauflösung ist gegeben durch Verzerrungen der Clusterpositionen und der Unsicherheit der absoluten TPC-Position im Magnetkoordinatensystem, sowie der absoluten Impulskalibration.
Die in der Literatur [56] [61] [83] und [84] angegebenen analytischen Ausdrücke zur Bestimmung des statistischen Anteils der Impulsauflösung können hier nicht ohne weiteres angewendet werden, da diese im Allgemeinen vom speziellen Aufbau des Detektorsystems und von der verwendeten Feldgeometrie abhängig sind. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird ein Verfahren vorgestellt, um die Impulsauflösung dennoch quantitativ mittels gemessener und simulierter Daten beschreiben zu können.
Die Impulsauflösung und Impulskalibrierung wurde mit Hilfe des Zerfalls des Λ-Hyperon in Proton und Pion untersucht.

6.5.1 Impulskalibrierung

Eine Analyse der inversen Impulsverteilungen ergab, dass die Form der Verteilung zwar konstant ist, jedoch die Position des Minimums der $1/p$-Verteilung von Run zu Run variiert (ein Run umfasst mehrere tausend Events). Eine mögliche Erklärung hierfür liegt in einer nicht genügend präzisen Kalibration des $E \times B$-Effekts und der

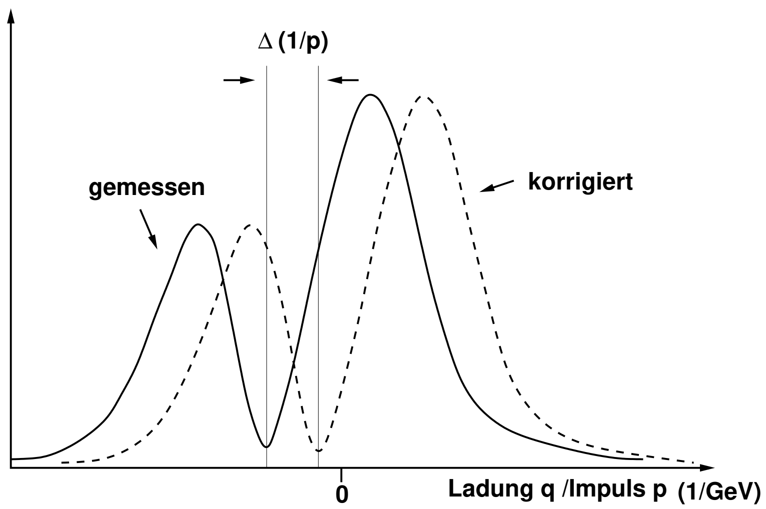


Abbildung 6.18: *Schematische Darstellung zur Bestimmung der Impulskorrektur. Abgebildet ist die inverse Impulsverteilung für negative und positive Spuren.*

Driftgeschwindigkeiten. Dies führt zu einer zusätzlichen, scheinbaren Krümmung $\Delta\phi_{E\times B}$ der Spur, die sich der wahren, zu $1/p$ proportionalen Krümmung überlagert:

$$\Delta\phi_{\mathrm{meas}} \;=\; \Delta\phi_{1/p} \;+\; \Delta\phi_{E\times B} \tag{6.23}$$

Je nach Ladungsvorzeichen des Teilchens, werden nun zu 'grosse' bzw. zu 'kleine' Impulse rekonstruiert. Für Teilchen mit sehr hohen Impulsen kann dies sogar zu einer falschen Bestimmung des Ladungsvorzeichens führen. Im Folgenden wird die verwendete Methode vorgestellt, mit deren Hilfe das Minimum der $1/p$-Verteilung bestimmt wurde.

In einer Run-By-Run-Korrektur sind zunächst die Minima der $1/p$-Verteilungen bestimmt worden, mit deren Hilfe eine relative $\Delta(1/p)^{\mathrm{run}}$-Korrektur analog zu Abbildung 6.18 durchgeführt wurde.

Die korrekte absolute Position des Minimums der $1/p$-Verteilung ist jedoch a priori nicht bekannt. Für einen Detektor mit unendlicher Auflösung sollte sie um Null zentriert sein. Die endliche Auflösung in Verbindung mit der unterschiedlichen Häufigkeit positiver und negativer Spuren führt jedoch zu einer systematischen Verschmierung zu Werten $1/p_{\mathrm{min}} < 0$.

Daher wurde erst in einem zweiten Schritt mit Hilfe der rekonstruierten Λ-Masse eine absolute Impulskalibrierung $\bar{\Delta}(1/p)$ durchgeführt. Die Annahme hierbei ist, dass die Position des $1/p$-Minimums dann korrekt ist, wenn die rekonstruierte Λ-Masse $m_\Lambda = 1.1156$ GeV/c^2 beträgt.

Dazu wurde der rekonstruierte Massenschwerpunkt des Λ-Hyperons für verschiedene Impuls-Offsets $\Delta(\bar{1}/p)$ als Funktion des Θ-Winkels der Spur des Protons untersucht. Durch die Θ-Winkel-Abhängigkeit ist eine differentielle $E\times B$-Korrektur

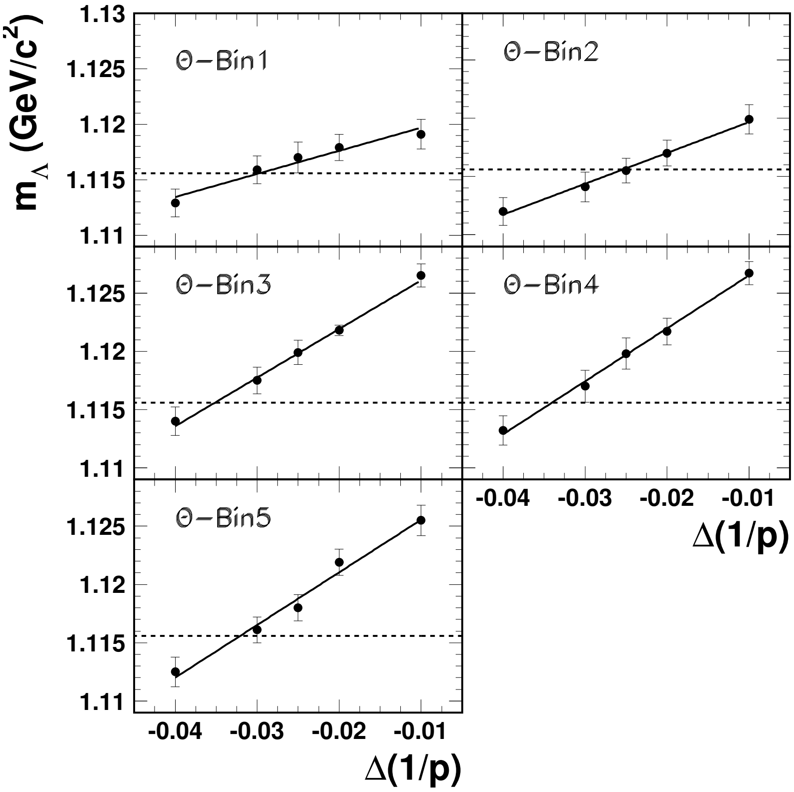


Abbildung 6.19: *Rekonstruierter Massenschwerpunkt des Λ-Hyperons als Funktion des Impuls-Offsets $\Delta(1/p)$ für verschiedene Θ-Winkel-Intervalle der Proton-Spur (Bin1: 130 - 152 mrad, Bin2: 152-174 mrad, Bin3: 174-196 mrad, Bin4: 196-218 mrad, Bin5:218-240 mrad). Die eingezeichneten Linien sind Ergebnisse aus Geraden-Fits.*

möglich.
Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Deutlich erkennbar ist die Sensitivität der rekonstruierten Λ-Masse vom Offset in der Impulsskala $1/p$. In jedem Θ-Bin wurde mittels eines Geraden-Fits der Wert für $\bar{\Delta}(1/p)$ an der Stelle $m_\Lambda = 1.1156$ GeV/c^2 bestimmt. In Abbildung 6.20 sind die so ermittelten $\bar{\Delta}(1/p)$-Werte als Funktion des Θ-Winkels aufgetragen. Erkennbar ist, dass $\bar{\Delta}(1/p)$ in erster Näherung konstant für die verschiedenen Θ-Bereiche ist. Die eingezeichnete Linie ergibt sich aus einem Geraden-Fit, der die absolute Impulskalibrierung $\bar{\Delta}(1/p)$ = -0.033 festlegt; die absoluten Impulse positiver Teilchen werden vergrössert, die negativer Teilchen verkleinert.

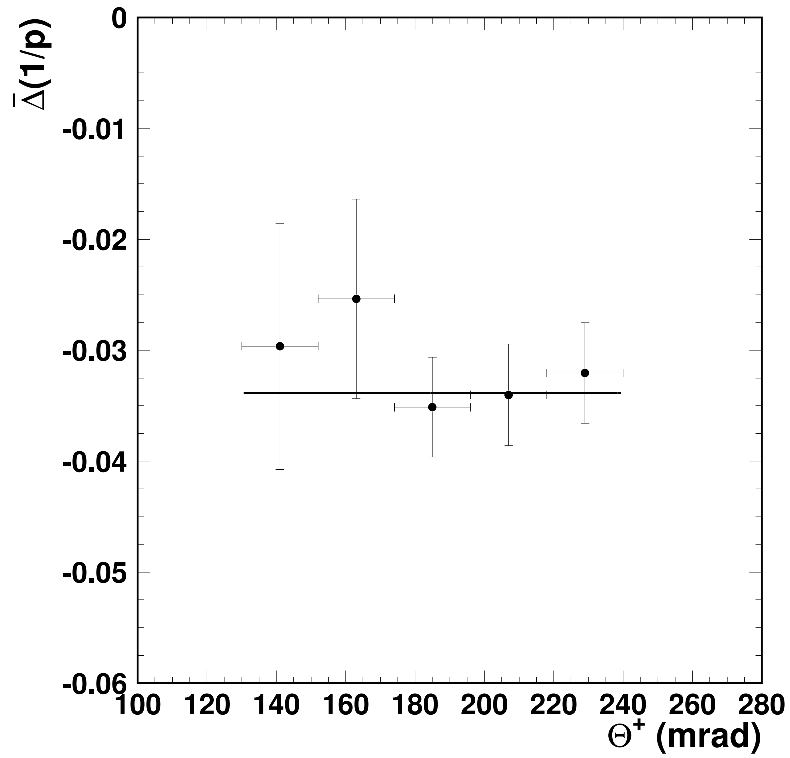


Abbildung 6.20: *Absolute Impuls-Korrektur $\bar{\Delta}(1/p)$ als Funktion des Θ-Winkels. Erklärung siehe Text.*

6.5.2 Ortsauflösung

Zur Bestimmung der Ortsauflösung werden die Abweichungen der gemessenen Clusterkoordinaten vom Spurfit ermittelt, wobei eine gaussförmige Verteilung der Clusterkoordinaten um den Fitwert erwartet wird. Als Ortsauflösung wird die Standardabweichung dieser Verteilung definiert. Für die CERES-TPC lässt sich die Ortsauflösung aufspalten in einen radialen Anteil σ_{r} und Winkelanteil σ_{ϕ}.
In Abbildung 6.21 sind die Residuen in r- und ϕ-Richtung als Funktion der Ausleseebene aufgetragen. $\Delta_{\mathrm{r},\phi}$ bezeichnet den Schwerpunkt und $\sigma_{\mathrm{r},\phi}$ die Breite der residualen Verteilung der jeweiligen Ausleseebene. Deutlich erkennbar sind ein 'Durchhängen' der Spuren in radialer Richtung und systematische Verzerrungen in ϕ-Richtung (siehe Abb. 6.21.a). Die radiale Spurverzerrung wird auf feldverzerrende Effekte des elektrischen Feldes an den Rändern der TPC zurückgeführt, die Verzerrungen in ϕ-Richtung, wie bereits mehrfach erwähnt, auf eine unvollständige $E \times B$-Korrektur. Die mittlere Auflösung in ϕ beträgt $\sigma_{\phi} \approx 500$ μrad und in radialer Richtung $\sigma_r \approx 800$ μm.

Im Vergleich hierzu betragen die Design-Werte $\sigma_\phi^{\mathrm{design}}$ = 200 - 300 μrad und $\sigma_r^{\mathrm{design}}$ = 600 - 700 μm .

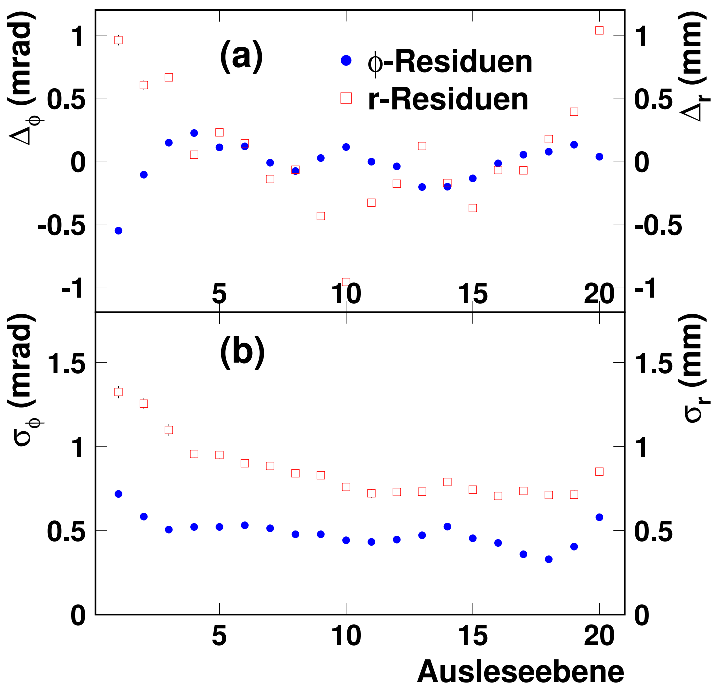


Abbildung 6.21: *Residuen in r- und ϕ-Richtung als Funktion der Ausleseebene. Hierbei bezeichnet $\Delta_{\mathrm{r},\phi}$ den Schwerpunkt und $\sigma_{\mathrm{r},\phi}$ die Breite der residualen Verteilungen.*

Die Abbildungen 6.22 bis 6.25 enthalten die differentiellen Darstellungen $\Delta_{\mathrm{r},\phi}$ und $\sigma_{\mathrm{r},\phi}$ als Funktion der Radius-Position des rekonstruierten Hits für die verschiedenen Ausleseebenen.

Die im Gasvolumen entlang der Trajektorie des ionisierenden Teilchens erzeugten Ladungswolken driften unter Einfluss des elektrischen und magnetischen Feldes zu den Auslesekammern hin, die sich bei einem Radius r = 130 cm befinden. Auf ihrem Driftweg unterliegen die Ladungswolken einer Diffusion. Dieser Effekt spiegelt sich in den Abbildungen 6.24 und 6.25 wieder. Hier ist ein Abnehmen der residualen Breiten $\sigma_{\mathrm{r},\phi}$ mit grösser werdenden Hit-Radien, d.h. mit kleiner werdenden Driftstrecken, erkennbar.

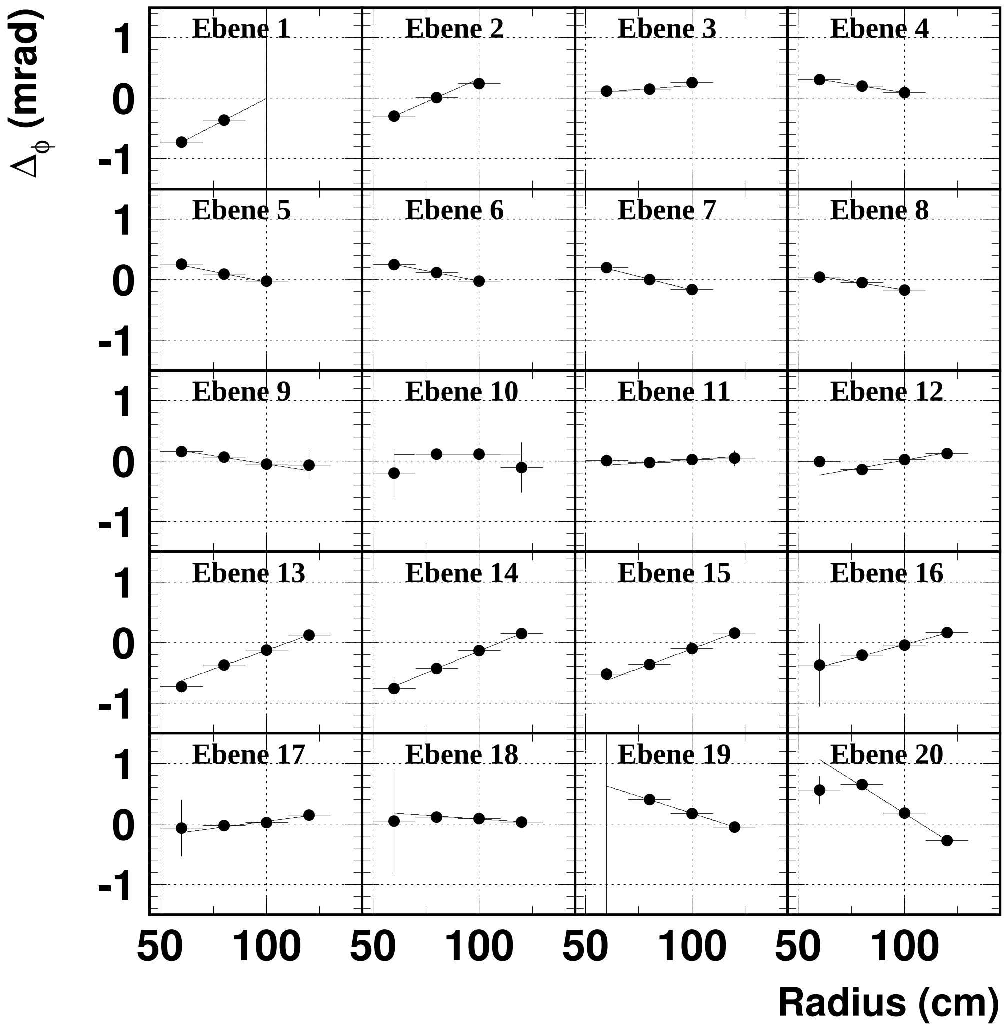


Abbildung 6.22: Δ_ϕ *als Funktion der Radius-Position des rekonstruierten Hits für verschiedene Ausleseebenen.*

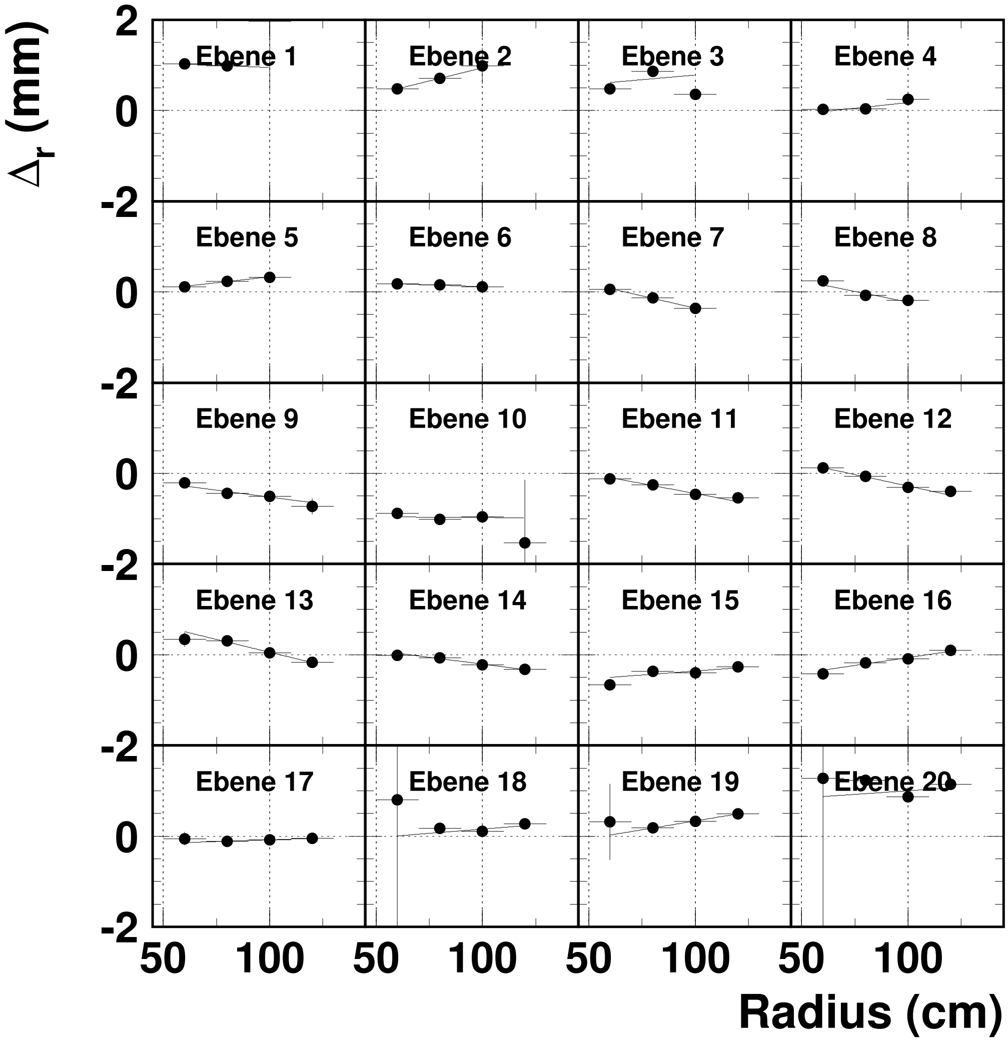


Abbildung 6.23: Δ_{r} *als Funktion der Radius-Position des rekonstruierten Hits für verschiedene Ausleseebenen.*

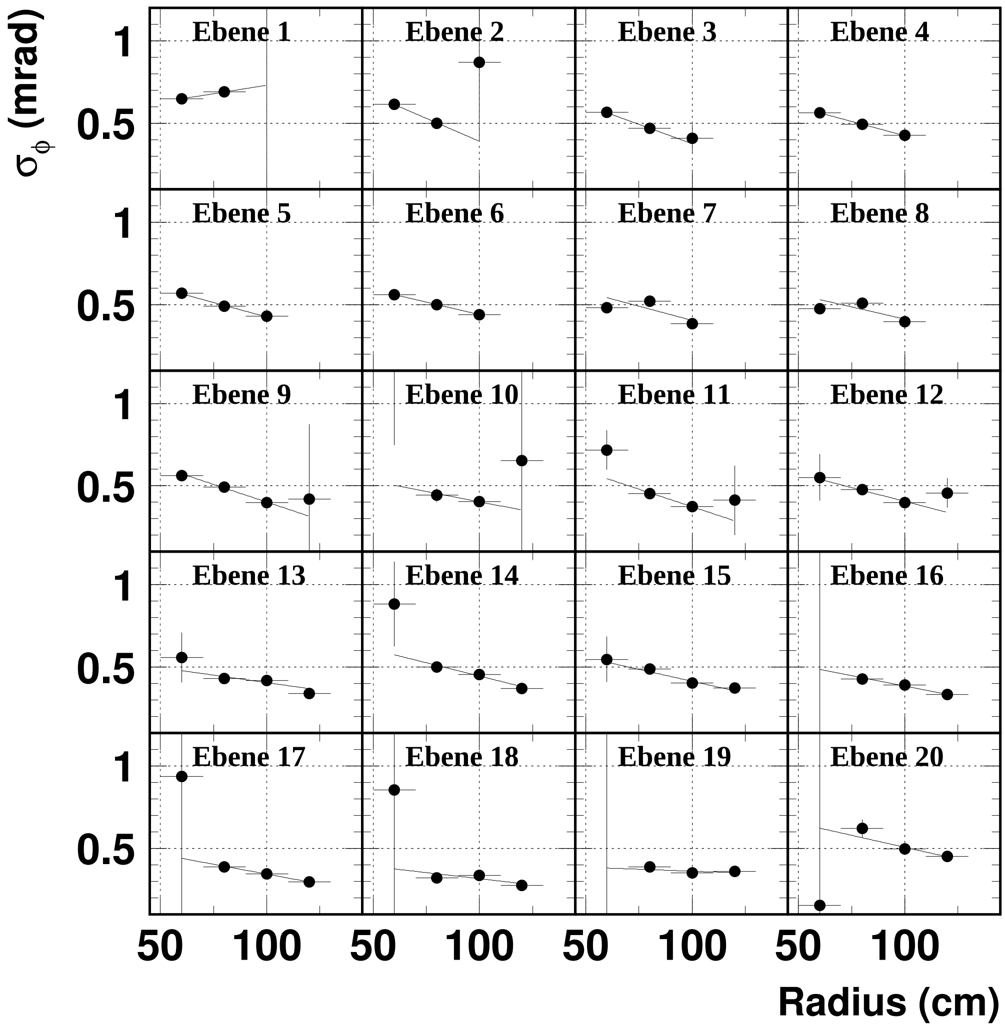


Abbildung 6.24: σ_ϕ *als Funktion der Radius-Position des rekonstruierten Hits für verschiedene Ausleseebenen.*

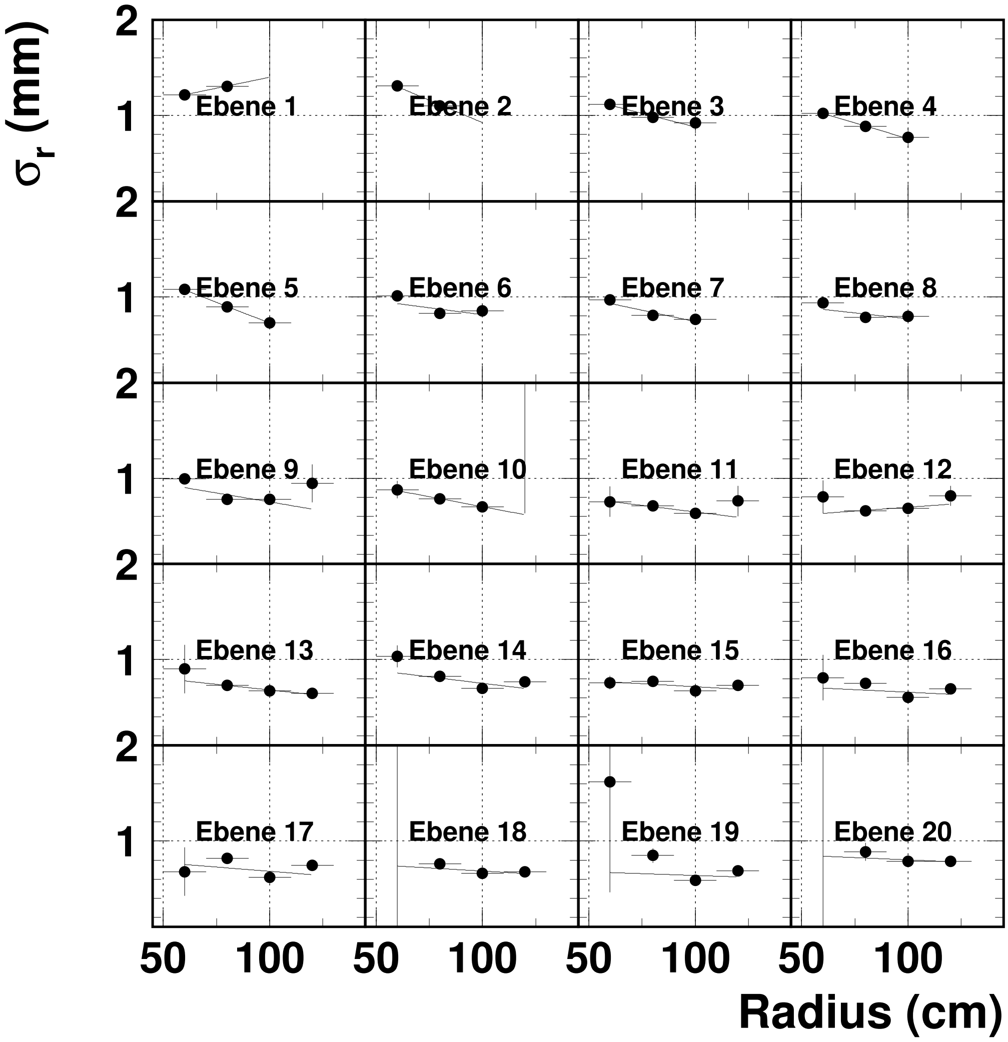


Abbildung 6.25: σ_{r} *als Funktion der Radius-Position des rekonstruierten Hits für verschiedene Ausleseebenen.*

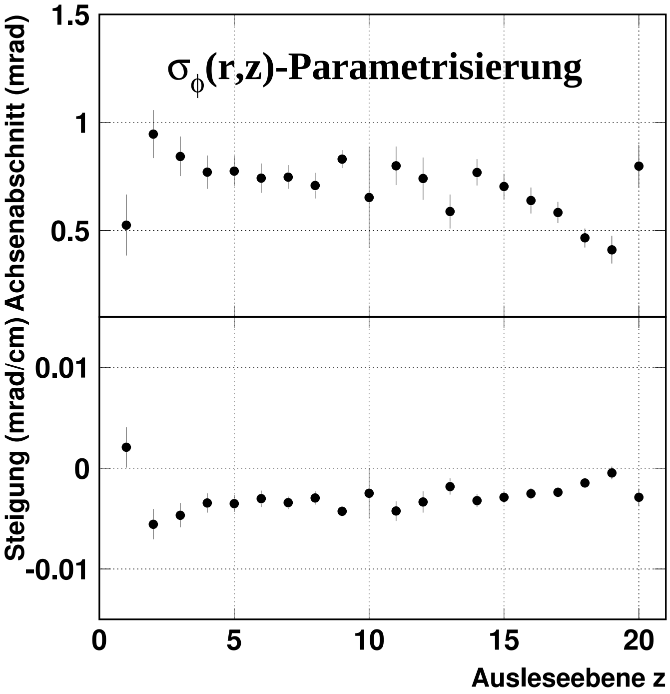
6.5.3 Massenauflösung

Auf Grund der komplizierten Trajektorie der Teilchenspuren im Feld des TPC-Magneten kann die Impulsauflösung nicht ohne weiteres direkt aus der Ortsauflösung abgeleitet werden. Anhand der Breite der gemessenen Λ-Masse ist jedoch die Bestimmung der Impulsauflösung mit Hilfe des TPC-MonteCarlos möglich. Dazu wurden wieder Λ-Hyperonen gemäss einer Boltzmann-Verteilung mit einer Temperatur von T = 280 MeV generiert, mittels GEANT durch das CERES-Spektrometer propagiert und anschliessend mit dem TPC-Simulationspaket in das Rohdatenformat umgewandelt und mit der Analyse-Kette verarbeitet.
Zur Anpassung der MonteCarlo-Spuren an das gemessene TPC-Verhalten wurden die ermittelten Residuen parametrisiert und dem MonteCarlo hinzugefügt. Die Parametrisierung erfolgte durch einen Geraden-Fit (a + m·x; a : Achsenabschnitt, m Steigung) in den Verteilungen der Abbildungen 6.22 bis 6.25. Die Resultate sind den Darstellungen 6.26 und 6.27 zu entnehmen.
Ein weiterer Schritt zur Anpassung des MonteCarlos an den realen Datensatz erfolgt in Bezug auf die Anzahl der Punkte auf der Spur. So zeigt der gemessene Datensatz eine mittlere Spurpunkte-Zahl von etwa 11 Spurpunkten, d.h die Vermessung einer Trajektorie erfolgt im Mittel nur in 11 Ausleseebenen. Es wurden daher im MC systematisch Punkte von den Spuren entfernt, bis die Zahl der Spurpunkte im Mittel derjenigen der echten Spuren entsprach. Die Abbildungen 6.28 und 6.29 zeigen die aus echten Daten ermittelte bzw. die im MC erhaltene Λ-Massenverteilung nach der Anpassung des MC an den realen Datensatz. Die gemessene Breite des Λ ($\sigma_\Lambda^{\mathrm{Daten}} = 11.2$ MeV/c^2) kann nach der oben erwähnten Anpassung gut vom MC reproduziert werden ($\sigma_\Lambda^{\mathrm{MC}} = 11.5$ MeV/c^2).
Abbildung 6.30 zeigt in einer differentiellen Darstellung die gemessene Breite der Λ-Masse als Funktion des Λ-Transversalimpulses für zwei unterschiedliche Analysemethoden (vgl. Kapitel 6.4). Beide Methoden weisen eine Zunahme der Breite als Funktion des Transversalimpulses auf. Dieses Verhalten kann im MonteCarlo durch Verwendung der Spurverzerrungen und deren Breiten sowie unter Hinzunahme einer Spurverkürzung beschrieben werden. Die hieraus resultierende Impulsauflösung ist in Abbildung 6.31 dargestellt; die Bestimmung erfolgte unter Verwendung von Target-Spuren im TPC-MC. Die Impulsauflösung kann folgendermassen parametrisiert werden (vgl. Gleichung (6.19)):

$$\sigma(dp/p) \ = \ \sqrt{0.027^2 \ + \ (0.024 \cdot p)^2} \tag{6.24}$$

wobei der Impuls p in Einheiten von GeV/c gegeben ist. Diese Parametrisierung ist jedoch nur gültig für Impulse $p > 1$ GeV, für kleine Impulse ist ein abweichendes Verhalten erkennbar. Der Grund für das abweichende Verhalten kleiner Impulse sind magnetische Feldeffekte 2. Ordnung, die nicht in den Referenz-Tracks enthalten sind.
Die Design-Impulsauflösung entspricht $\sigma(dp/p)^{\mathrm{design}} \ = \ \sqrt{0.0105^2 \ + \ (0.0103 \cdot p)^2}$.

Im Vergleich hierzu ist die in der Analyse beobachtete Impulsauflösung etwa um einen Faktor 2.5 schlechter.



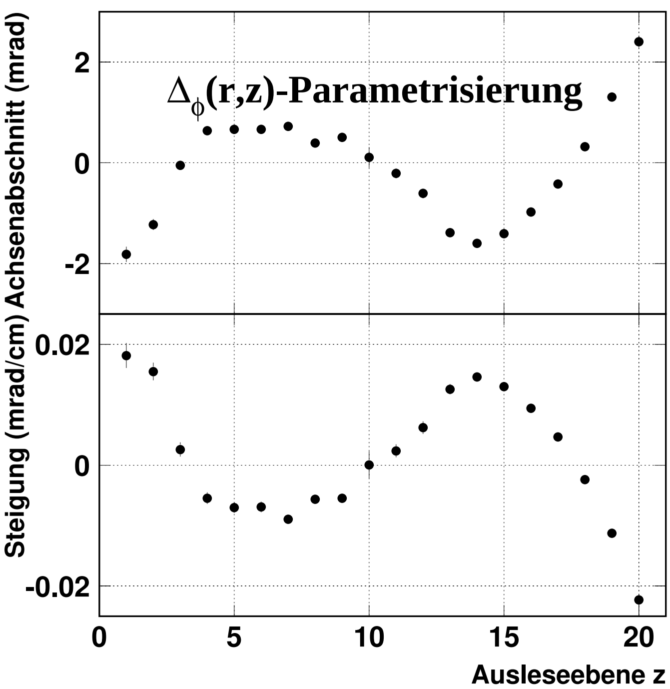
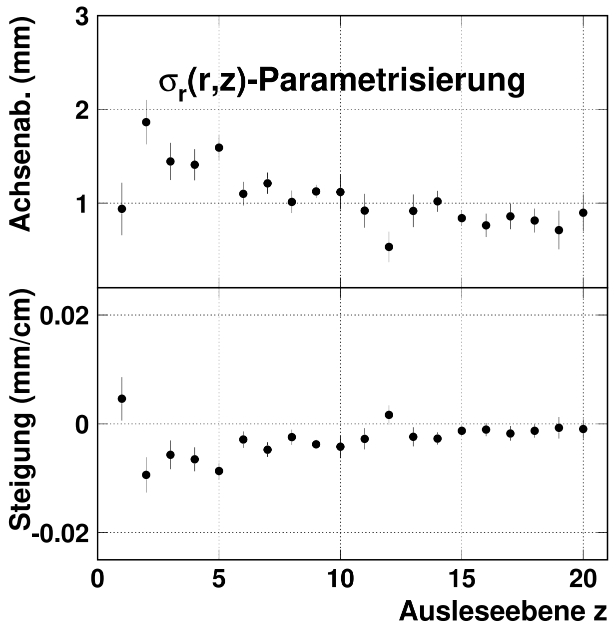


Abbildung 6.26: *Parametrisierung der ϕ-Residuen als Funktion des Radius für verschiedene Ausleseebenen (Erklärung siehe Text).*



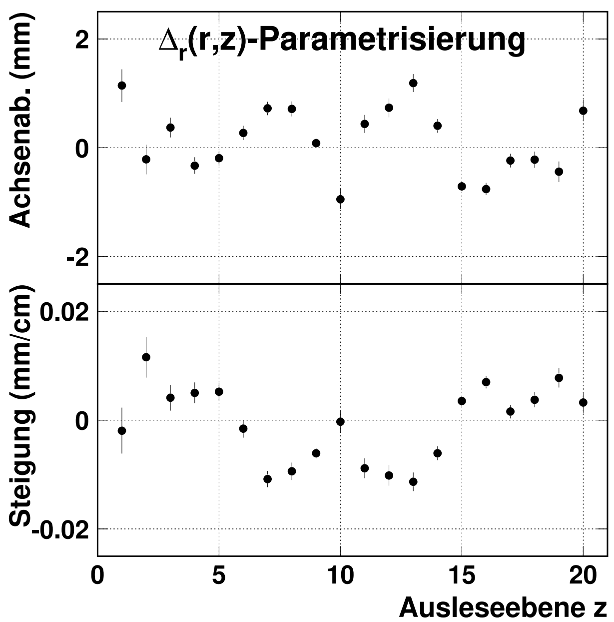


Abbildung 6.27: *Parametrisierung der Radial-Komponente der Residuen als Funktion des Radius für verschiedene Ausleseebenen (Erklärung siehe Text).*

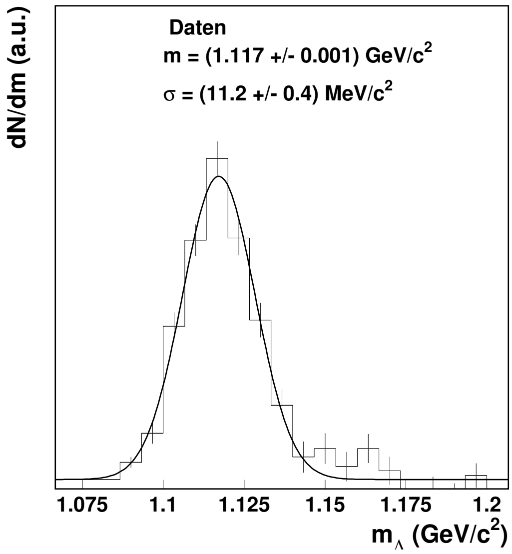


Abbildung 6.28: *Invariante Λ-Masse ermittelt aus Data.*

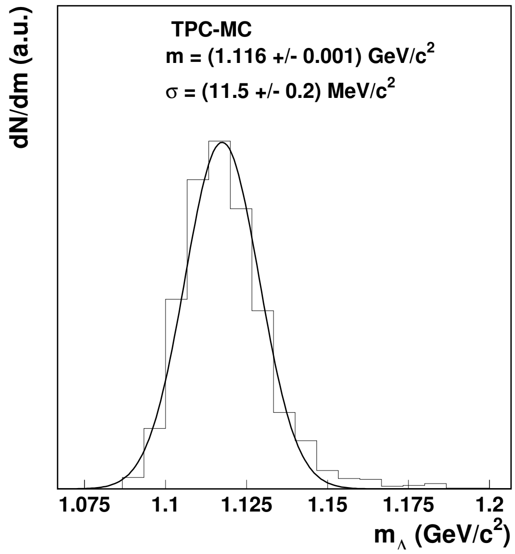


Abbildung 6.29: *Invariante Λ-Masse ermittelt aus MC.*

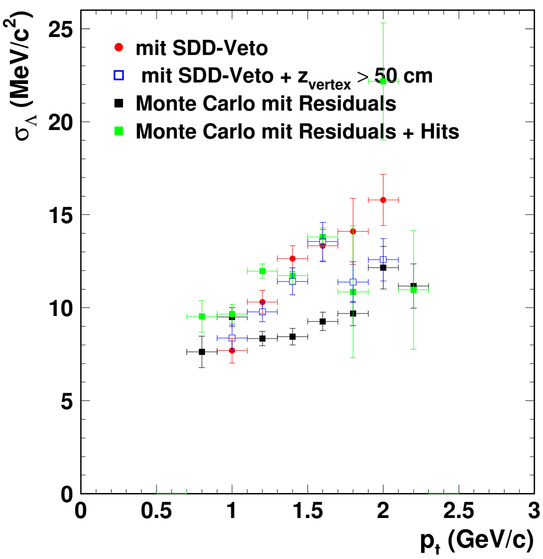


Abbildung 6.30: *Gemessene Breiten der Λ-Massen als Funktion des transversalen Λ-Impulses im Vergleich zu MonteCarlo-Ergebnissen.*

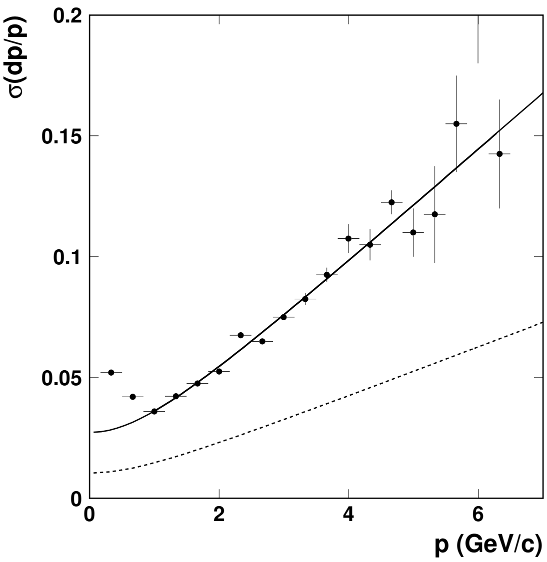


Abbildung 6.31: *Relative Impulsauflösung der CERES-TPC berechnet durch eine Detektorsimulation, dargestellt durch die Punkte. Die durchgezogene Linie ist ein Fit der From* $\sqrt{a^2 + (b \cdot x)^2}$. *Die gestrichelte Linie gibt die Design-Auflösung an.*

6.6 Bestimmung der Korrekturen

Da eine Vielzahl unterschiedlicher Cuts zur Rekonstruktion des Λ-Signals verwendet werden, muss die Rekonstruktions-Effizienz aller einzelnen Schritte bestimmt werden. Alle diese Effizienzen tragen später als Korrekturen zur absoluten Bestimmung des Λ-Wirkungsquerschnittes bei. Die Beschreibung der wechselnden Akzeptanzen bedingt durch eine fehlerhafte Ausleseelektronik der CERES-TPC und eine Übertragung in das TPC-MC erwies sich als äusserst problematisch. Um dennoch stabile Akzeptanzbedingungen zu erhalten, wurde die Analyse nur mit den Auslesekammern 0 und 1 durchgeführt. Diese Kammern zeigten ein weitgehend stabiles Verhalten bzgl. ihrer Ausleseelektronik. Alle Korrekturen wurden daher nur für diesen schmalen ϕ-Bereich (0 - 790 mrad) an Hand der Daten extrahiert.
Die Effizienz ϵ setzt sich aus verschiedenen Einzeleffizienzen zusammen:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_{\text{accep}} \cdot \epsilon_{\phi} \cdot \epsilon_{\text{occupancy}} \cdot \epsilon_{\text{RM}} \qquad (6.25)\\ \text{mit } \epsilon_{\text{accep}} &: \text{Phasenraum} - \text{Akzeptanz} \\ \epsilon_{\phi} &: \phi\text{−Winkel} - \text{Akzeptanz} \\ \epsilon_{\text{occupancy}} &: \text{Spurdichte} - \text{Effizienz} \\ \epsilon_{\text{RM}} &: \text{Verluste durch } \textit{Random Matches } (gilt\ nur\ f\ddot{u}r\ SDD - Veto)\ . \end{aligned}$$

Eine detaillierte Beschreibung aller Korrekturen findet nachfolgend statt.

6.6.1 Phasenraum-Akzeptanz

Abbildung 6.32 enthält die p_t-abhängige geometrische Λ-Akzeptanz im Rapiditätsbereich $2.0 < y_\Lambda < 2.4$ für verschiedene Analysemethoden nach allen Cuts. Diese Akzeptanz enthält bereits das *branching ratio* ($\Lambda \to p\pi$ (64.1 %)). Bei der Verwendung des SDD als Veto wird angenommen, dass alle Λ-Hyperonen mit einem Zerfallspunkt z_{vertex} hinter dem SDD ($z_{\text{SDD}} = 13$ cm) bei der Analyse verworfen werden. Daher besitzen die Methoden 'ohne SDD-Veto + $z_{\text{vertex}} > 50$cm' und 'mit SDD-Veto + $z_{\text{vertex}} > 50$cm' gleiche Korrekturen und werden gemeinsam aufgeführt.

6.6.2 ϕ-Akzeptanz

Unter der Annahme einer isotropen Teilchenemission erwartet man innerhalb der ϕ-Akzeptanz von Kammer 0 und 1 (0-790 mrad) eine konstante Teilchendichte. An den Kammerrändern kommt es jedoch zu Effizienzverlusten, die durch $E \times B$-Effekte zusätzlich verstärkt werden. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass innerhalb eines schmalen ϕ-Bereichs in der Mitte der Kammer 1 (500 bis 650 mrad) die

Effizienz bei niedriger Spurdichte annähernd 100 % beträgt [85] [93]. Unter dieser Annahme kann der mittlere Einzelspur-Effizienz-Verlust im gesamten hier verwendeten ϕ-Bereich als Funktion von p_t bestimmt werden (siehe Abb. 6.33). Durch Falten dieser Einzelspur-Effizienzen in die Λ-Verteilung ergibt sich eine Paareffizienz von etwa

$$\epsilon_\phi = 0.82 \pm 0.012 \tag{6.26}$$

unter Verwendung aller Cuts.

6.6.3 Bestimmung der Spurdichte-Effizienz

Die Wahrscheinlichkeit, eine Spur zu finden, ist abhängig von der Höhe der Spurdichte (*occupancy*) in der TPC. Diese Effizienz-Korrektur kann als Funktion der SDD-Spurmultiplizität dargestellt werden, unter der Annahme, dass für niedrige SDD-Multiplizitäten (kleiner 200) und einer damit verbundenen niedrigen Spurdichte in der TPC alle Spuren zu fast 100 % registriert werden. Die Θ-Winkelverteilung aller negativen Targetspuren sollte unabhängig von der Spurdichte in der TPC und damit auch unabhängig von der SDD-Multiplizität sein. Alle Abweichungen hiervon sind verursacht durch Effizienz-Verluste des Tracking-Algorithmus. Betrachtet man in einem gegebenen ϕ-Intervall (500 - 650 mrad) diese Θ-Verteilung in verschiedenen SDD-Multiplizitäts-Klassen und normiert sie jeweils auf die niedrigste Multiplizitäts-Klasse, so kann die Spurdichte-Effizienz berechnet werden, indem die einzelnen Verteilungen in das MonteCarlo hineingefaltet werden. Hierbei zeigte sich, dass diese Effizienz unabhängig von der Analyse-Methode ist. Sie weist jedoch eine schwache Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Λ-Hyperonen auf (siehe Abb. 6.34).

6.6.4 Verluste durch Target-Spur-Unterdrückung

Die Effizienz ϵ_{RM} berücksichtigt den Verlust eines hinter dem SDD zerfallenden Λ-Rekonstruktions-Kandidaten, verursacht durch die zufällige Kombination eines nur in der TPC nachgewiesenen Tochterteilchens mit einer anderen SDD-Spur (*random matching*). Bei Verwendung des 'SDD-Veto' wird eine solches Tochterteilchen verworfen. Die Wahrscheinlichkeit für ein solches Random-matching konnte an Hand der Daten zu 5 % bestimmt werden. Daraus ergibt sich $\epsilon_{\mathrm{RM}} = 0.95^2$.

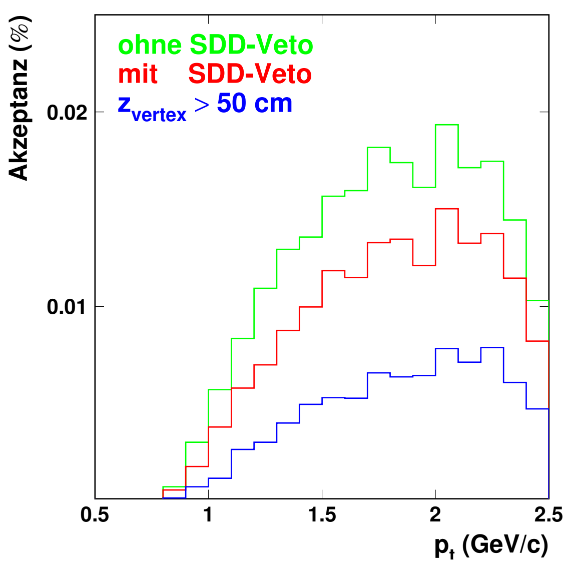


Abbildung 6.32: *Geometrische Akzeptanz-Korrekturen in Abhängigkeit vom Λ-Transversalimpuls für unterschiedliche Analysemethoden.*

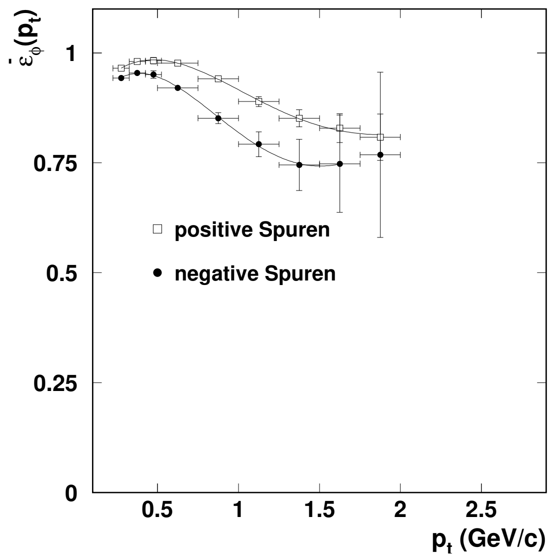


Abbildung 6.33: *Aus den Daten ermittelte Einzelspureffizienz $\bar{\epsilon}_\phi$ für positive und negative Spuren.*

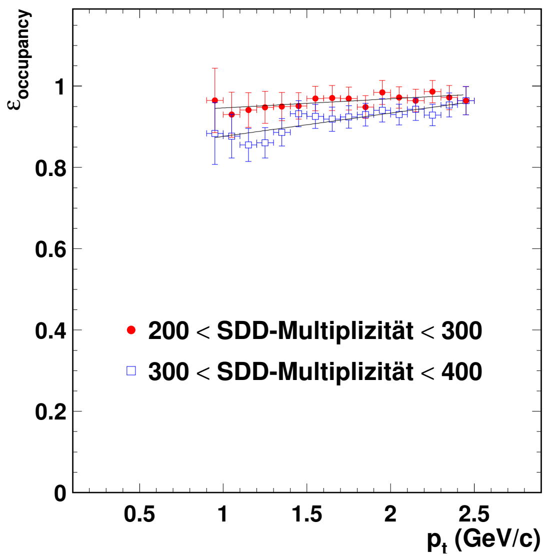


Abbildung 6.34: *TPC-Paar-Effizienz als Funktion des Λ-Transversalimpulses für unterschiedliche Multiplizitäts-Bereiche nach allen Cuts.*

Kapitel 7

Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse der Λ-Produktion in 40 AGeV Pb-Au-Kollisionen vorgestellt. Die Verwendung unterschiedlicher Analyse-Methoden erlaubt hierbei eine Abschätzung der systematischen Fehler.
Zunächst werden Konsistenz-Überprüfungen als 'Qualitäts'-Nachweis der Analyse präsentiert. Desweiteren werden die gemessenen Transversalimpuls-Spektren sowie die Λ-Multiplizitäten als Funktion der Zentralität der Kollision gezeigt. Am Ende des Kapitels findet ein Vergleich der Ergebnisse mit anderen Experimenten und Modellvorhersagen statt.

7.1 Konsistenz-Überprüfung

Wie aus dem vorhergehenden Kapitel bekannt, beruht die in dieser Arbeit vorgestellte Λ-Analyse auf der Rekonstruktion dieses Teilchens an Hand seiner geladenen Zerfallsprodukte Proton und Pion. Es erfolgt jedoch keine Identifikation dieser Tochterteilchen. Die Bestimmung des Signals geschieht durch die Kombination aller positiven mit allen negativen Spuren unter der Annahme der Zerfallshypothese $\Lambda \rightarrow p\pi$. Analog wird in einer Mixed-Event-Methode der kombinatorische Untergrund bestimmt. Zur Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds werden verschiedene Schritte unternommen. Das Signal wird aus der Differenz der Massenspektren nach Gleichung (6.18) bestimmt.
Als 'Qualitäts'-Nachweis der vorliegenden Analyse werden verschiedene Methoden verwendet, die verifizieren sollen, dass das gefundene Signal zweifelsfrei dem Λ-Hyperon zugeschrieben werden kann.

Armenteros-Diagramm

Abbildung 7.1 zeigt das ermittelte Armenteros-Diagramm für Λ-Hyperonen. Die Form dieser Verteilung entspricht den Erwartungen aus Abb. 6.13. Deutlich zu erkennen ist, dass hauptsächlich Λ-Zerfälle in der CERES-TPC-Akzeptanz liegen, bei denen das Proton beim Λ-Zerfall im Ruhesystem nach hinten gestreut wird (Armenteros-Parameter $\alpha < 0.69$). Zur Unterdrückung der Beimischungen von K_S^0-Mesonen im Λ-Signal wurde für die spätere Analyse der Bereich $\alpha > 0.65$ und $p_t > 120$ MeV/c herausgeschnitten. Der untere p_t-Cut dient der Unterdrückung von Signalen durch γ-Konversion.

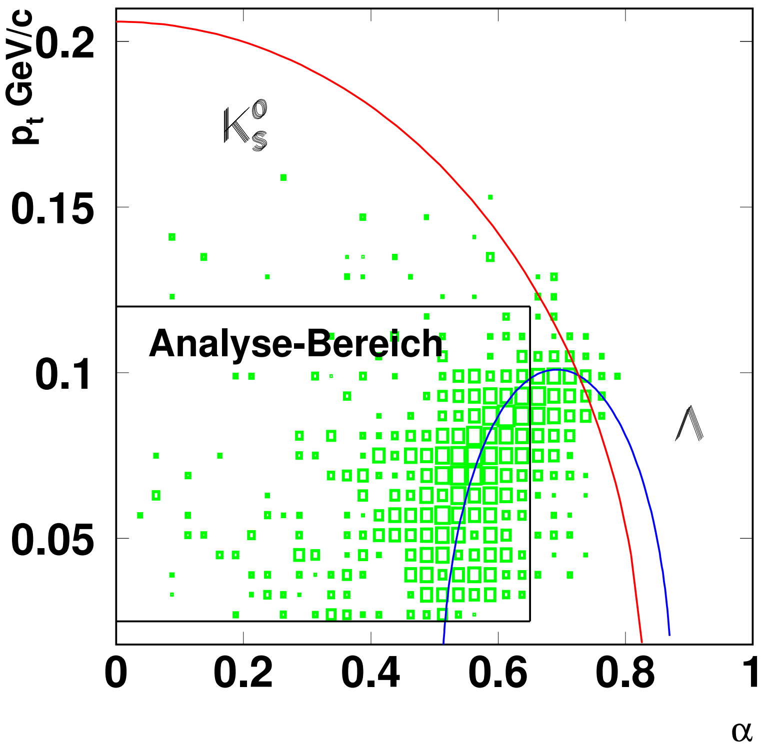


Abbildung 7.1: *Armenteros-Diagramm. Die durchgezogenen Linien geben den theoretischen Verlauf der Parameter wieder. Die eingezeichnete Box beschreibt den in der Analyse verwendeten Armenteros-Bereich.*

Lebensdauermessung

Die Messung der Λ-Lebensdauer $c\tau_0$ erfolgte mittels einer zwei-dimensionalen Entfaltung in den Variablen $c\tau$ und p_t der Form [94]:

$$\frac{d^2N}{dp_t d\tau} \propto p_t \exp\left(-\frac{m_t}{T}\right) \exp\left(-\frac{c\tau}{c\tau_0}\right) . \tag{7.1}$$

Die $c\tau$-Projektionen der akzeptanzkorrigierten, entfalteten Spektren sind der Abbildung 7.2 (a-f) zu entnehmen. Die überlagerten Linien entsprechen Fits der Form $p_t \exp(-\frac{m_t}{T})$.
Durch eine p_t-Integration in den jeweiligen $c\tau$-Projektionen gelangt man zur unteren Darstellung. In dieser Abbildung repräsentiert die Linie einen Exponential-Fit der Form $\exp\left(-(c\tau)/(c\tau_0)\right)$ mit einer ermittelten Lebensdauer von

$$c\tau_\Lambda = 8.1 \pm 0.5 \text{ cm}$$

(Lebensdauer aus [53] $c\tau_\Lambda = 7.89$ cm).

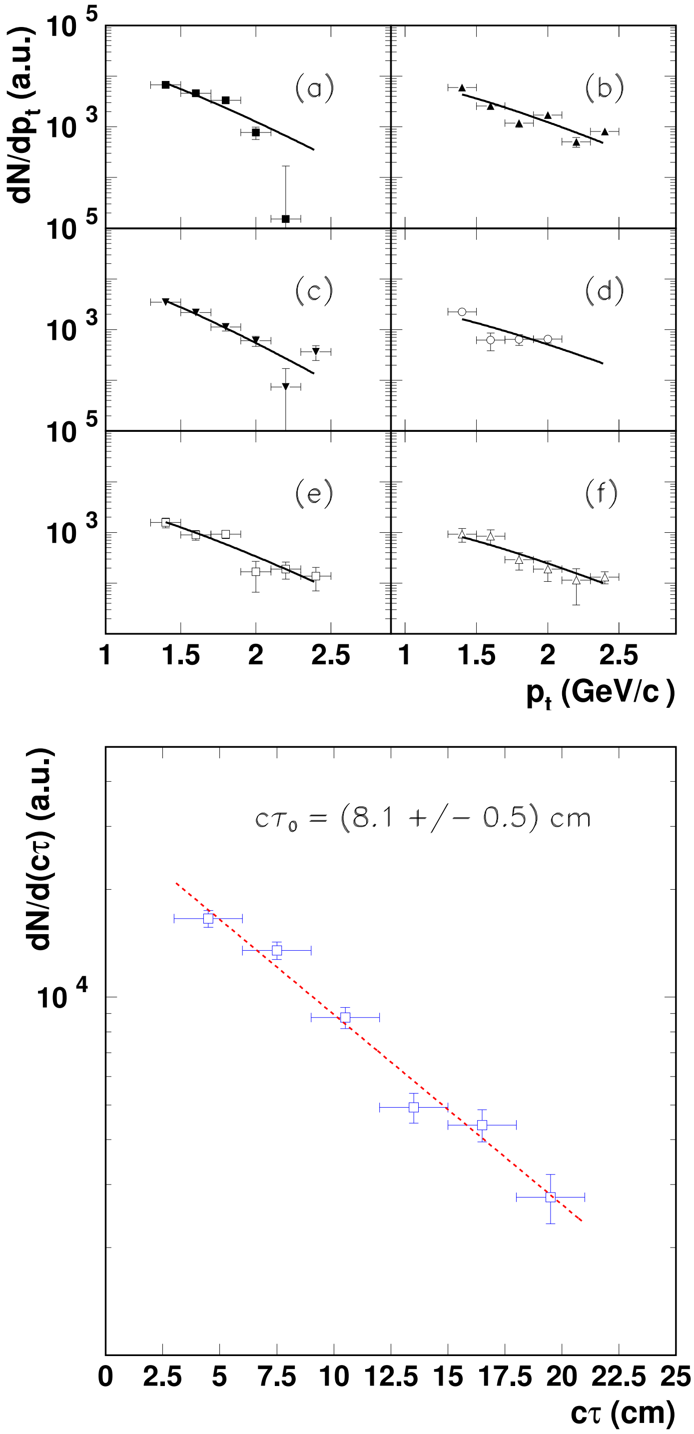


Abbildung 7.2: *Gemessene Λ-Lebensdauer. Oben: Akzeptanzkorrigierte p_t-Spektren für sechs unterschiedliche $c\tau$-Bereiche: (a) 3-5 cm, (b) 5-9 cm, (c) 9-12 cm, (d) 12-15 cm, (e) 15-18 cm, (f) 18-21 cm; Unten: $dN/d(c\tau)$ als Funktion des mittleren $c\tau$ der jeweiligen Bereiche (a)-(f). Die gestrichelte Linie ist ein Exponential-Fit mit $c\tau_0 = (8.1 \pm 0.5)$ cm.*

7.2 Λ-Transversalimpulsspektren und Rapiditätsdichte

Auf Grund einer unvollständigen Phasenraum-Akzeptanz ist es notwendig, die vorhandenen Transversalimpulsspektren in die Bereiche fehlender Akzeptanz zu extrapolieren, um so die Rapiditätsdichte bzw. Multiplizität zu bestimmen.
Die dN/dp_t-Verteilung der Λ-Hyperonen wurde im gewählten Rapiditätsintervall $2 \leq y_\Lambda \leq 2.4$ (um Midrapidität $y_{\text{mid}} = 2.23$) gemessen. Sie deckt ein Transversalimpuls-Intervall von 0.9 GeV/c $\leq p_t \leq$ 2.5 GeV/c ab. Abbildung 7.3 zeigt die vollständig korrigierten Transversalimpulsspektren in verschiedenen Zentralitäts-Klassen und für unterschiedliche Analysemethoden.

7.2.1 Extrapolation des Phasenraumes

Im Falle einer vollständig thermalisierten Quelle werden Teilchen einer gegebenen Spezies isotrop mit einer Temperatur T gemäss der Boltzmann-Verteilung emittiert

$$f(E,T)d^3p \;\propto\; \exp(-E/T)d^3p\;. \tag{7.2}$$

Hiermit ergibt sich für den invarianten Wirkungsquerschnitt nach Integration über den Raumwinkel [95]:

$$E\frac{d^2\sigma}{dp^3} \;\propto\; \frac{1}{2\pi}\cdot\frac{1}{p_t}\cdot\frac{d^2N}{dp_t dy}\;. \tag{7.3}$$

Durch Integration $\int dy$ über alle longitudinalen Impulsanteile ergibt sich:

$$\frac{1}{p_t}\frac{dN}{dp_t} \;=\; \frac{1}{m_t}\frac{dN}{dm_t} \;\propto\; \sqrt{m_t}\cdot K_1(m_t/T)\;, \tag{7.4}$$

wobei $m_t = \sqrt{p_t^2 + m^2}$ und K_1 eine modifizierte Bessel-Funktion 1. Ordnung ist. Unter der Voraussetzung, dass die transversale Masse $m_t \gg$ T ist, ergibt sich folgende Näherung:

$$\frac{1}{p_t}\frac{dN}{dp_t} \;=\; \frac{1}{m_t}\frac{dN}{dm_t} \;\propto\; \sqrt{m_t}\cdot\exp\left(-\frac{m_t}{T}\right)\;. \tag{7.5}$$

Für ein festes Rapiditäts-Intervall Δy gilt nach Gleichung (7.3):

$$\frac{1}{p_t}\frac{dN}{dp_t} \;=\; \frac{1}{m_t}\frac{dN}{dm_t} \;\propto\; \exp\left(-\frac{m_t}{T}\right)\;. \tag{7.6}$$

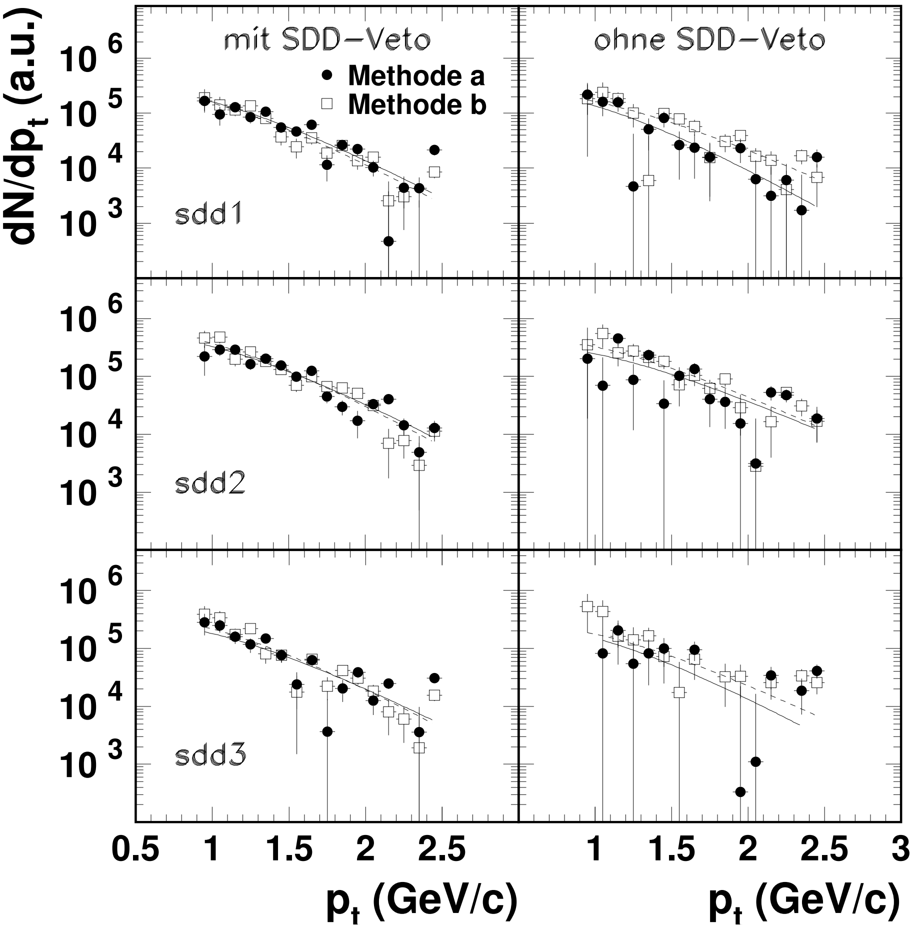


Abbildung 7.3: *Vollständig korrigierte Transversalimpulsspektren der* Λ*-Hyperonen für verschiedene Multiplizitätsklassen (sdd1-3) und verschiedene Analysemethoden im Rapiditätsintervall* $2.0 \leq y_\Lambda \leq 2.4$. *Die an die Daten angepasste Funktion wird durch Gleichung (7.6) beschrieben.*

Zur Berechnung der Rapiditätsdichte dN/dy kann nun die angepasste Funktion f_i (Gleichung (7.6)) in ein Histogramm gefüllt und dieses aufsummiert werden, gemäss

$$\frac{dN}{dy} = \sum_{p_t=0}^{p_t=0.9} \left.\frac{dN}{dp_t}\right|_{\text{Fit}} \Delta p_t + \left.\frac{dN}{dy}\right|_{\text{gemessene}}^{0.9<p_t<2.5} + \sum_{p_t=2.5}^{\infty} \left.\frac{dN}{dp_t}\right|_{\text{Fit}} \Delta p_t \ . \qquad (7.7)$$

Hierbei beschreibt $\frac{dN}{dy}\Big|^{0.9<p_t<2.5}_{\text{gemessene}}$ die Summe der Λ-Hyperonen im gemessenen p_t-Intervall 0.9 GeV/c $< p_t <$ 2.5 GeV/c.

7.2.2 Der inverse Steigungsparameter T

An die jeweiligen p_t-Spektren (siehe Abb. 7.3) sind Funktionen entsprechend der Gleichung (7.7) angepasst worden. Die sich hieraus ergebenden inversen Steigungs-Parameter T sind in Abbildung 7.4 als Funktion der SDD-Spurmultiplizität dargestellt für die einzelnen Analyse-Methoden. Die angegebenen Fehler sind statistisch. Auf Grund der Verbesserung der statistischen Signifikanz der Messung unter Verwendung der SDD-Veto-Information zur Diskriminierung von Target-Spuren (S/B > 8 %) ist hier der Fehler im inversen Steigungsparameter T relativ klein ($\Delta T/T <$ 15 %) im Vergleich zu den Methoden ohne diesen Cut. Alle vier Analyse-Methoden zeigen eine schwache Abhängigkeit des inversen Steigungs-Parameters T von der SDD-Multiplizität. Auf der rechten Seite der Abbildung 7.4 ist der ermittelte inverse Steigungsparamter nach Methode (a) unter Verwendung der SDD-Veto-Information als Funktion von der Zahl N_{part} der teilnehmenden Nukleonen an der Kollision im Vergleich zur vollen SPS-Energie [96] und der AGS-Energie [97] dargestellt. Für zentrale Kollisionen zeigen alle drei Strahlenergien innerhalb der Fehlergrenzen einen gleichen Wert des inversen Steigungs-Parameters $T \approx 290$ MeV. Auch die schwache Zentralitäts-Abhängigkeit des inversen Steigungs-Parameters ist bei beiden SPS-Energien (40 und 158 AGeV) erkennbar.

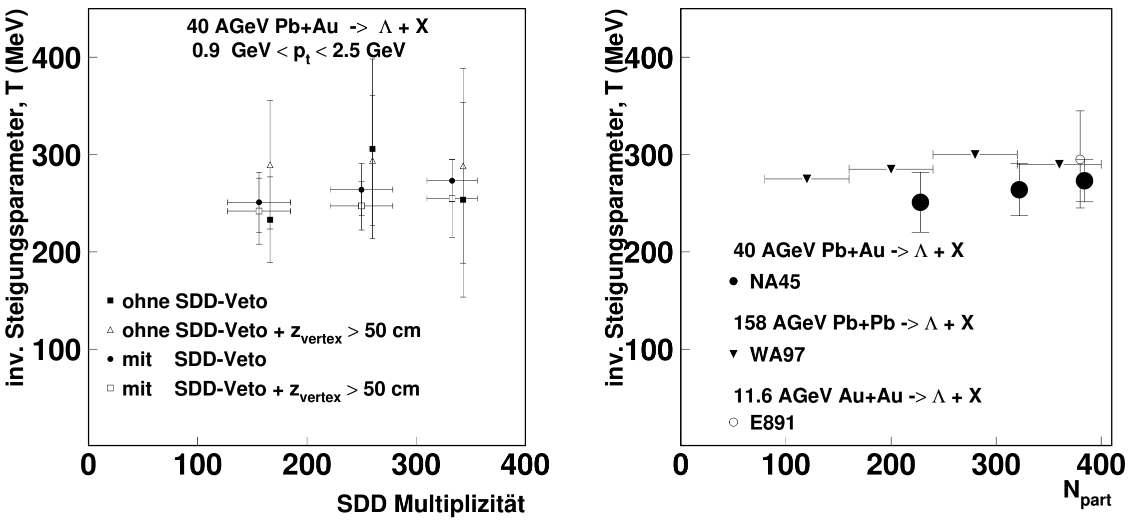


Abbildung 7.4: *Inverser Steigungsparameter T in Abhängigkeit von der SDD-Multiplizität für verschiedene Analysemethoden (linke Seite) und in Abhängigkeit von der Zahl der partizipierenden Nukleonen (rechte Seite). WA97 Datenpunkte aus [96], E891 Datenpunkt aus [97].*

7.2.3 Rapiditätsdichte dN/dy

Abbildung 7.5 zeigt die Rapiditätsdichte dN/dy im p_t-Bereich von 0.9 GeV/c bis 2.5 GeV/c für das Rapiditätsintervall $2.0 < y_\Lambda < 2.4$. Deutlich erkennbar ist ein ansteigendes Verhalten von dN/dy mit zunehmender SDD-Multiplizität.

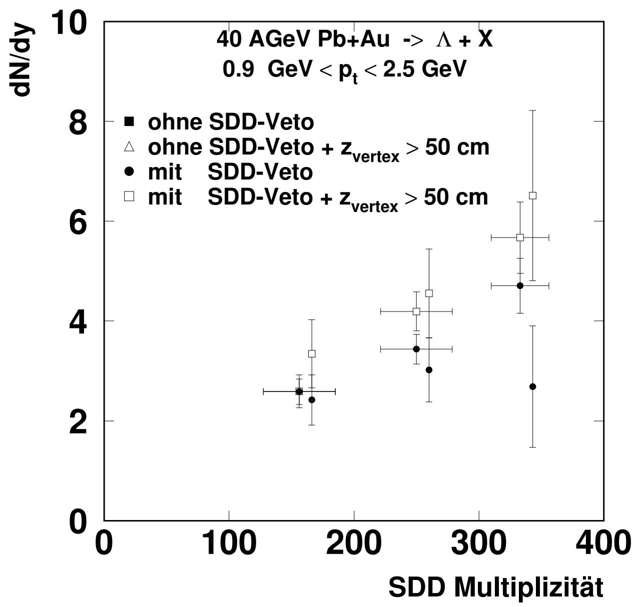


Abbildung 7.5: *Rapiditätsdichte dN/dy im Bereich von 0.9 GeV/c < p_t < 2.5 GeV/c in Abhängigkeit von der SDD-Multiplizität für verschiedene Analysemethoden.*

Der angegebene Fehler ist rein statistisch. Auch hier weisen die Methoden unter Verwendung des SDD-Vetos eine höhere statistische Signifikanz auf. Im Rahmen der statistischen Fehler sind jedoch alle verwendeten Methoden gleich. Auf Grund der geringen statistischen Signifikanz der Methoden ohne SDD-Veto werden diese im weiteren Verlauf nicht weiter berücksichtigt. Zur Vereinfachung wird das Analyse-Verfahren 'mit SDD-Veto ohne Vertex-Cuts' mit Methode (a) und das Verfahren 'mit SDD-Veto mit Vertex-Cuts' als Methode (b) bezeichnet werden.
Die Extrapolation der Rapiditätsdichte über den gesamten p_t-Bereich erfolgte gemäss Gleichung (7.7). Die Berechnung des Fehlers erfolgte mit:

$$\Delta\left(\frac{dN}{dy}\right)^2 = \Delta\left(\frac{dN}{dy}\Big|_{Fit}(T \pm \Delta T)\right)^2 + \Delta\left(\frac{dN}{dy}\Big|_{gemessen}^{0.9<p_t<2.5}\right)^2 . \tag{7.8}$$

Hierbei ist T die gefittete inverse Steigung mit ihrem zugehörigen statistischen Fehler ΔT (siehe Abb. 7.4). Abbildung 7.6 zeigt die ermittelte Λ-Rapiditätsdichte dN/dy gemessen um Midrapidität im Bereich $0 < p_t < 2.5$ GeV. Beide Metho-

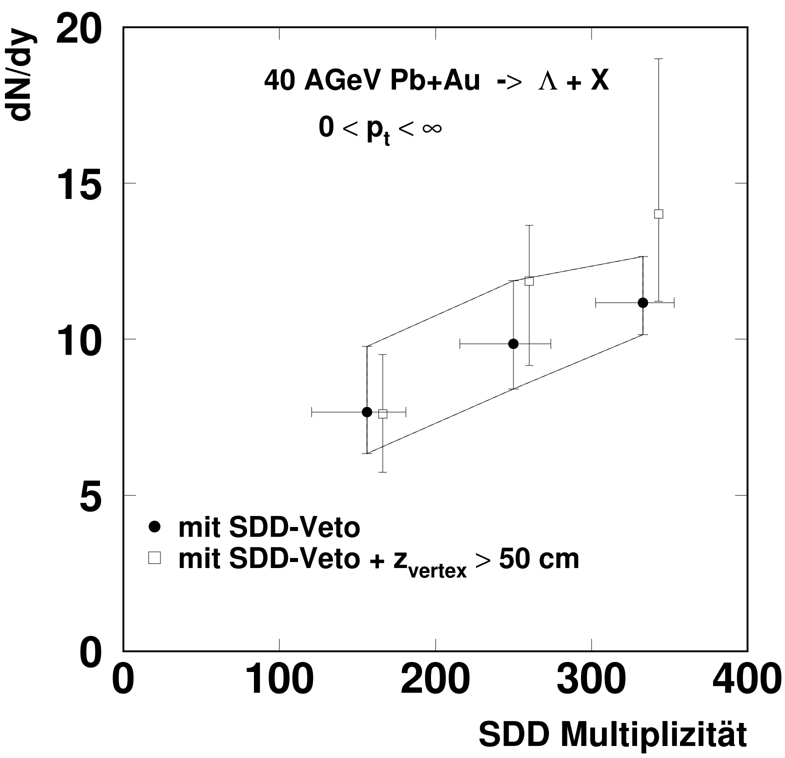


Abbildung 7.6: *Rapiditätsdichte dN/dy im Bereich von* $0 < p_t < \infty$ *in Abhängigkeit von der SDD-Multiplizität für verschiedene Analysemethoden.*

den (a) und (b) liefern innerhalb ihrer Fehler konsistente Ergebnisse. Der grosse statistische Fehler in der Methode (b) resultiert aus der Tatsache, dass hier der Fehler des inversen Steigungsparameters T um einen Faktor zwei grösser ist als in Methode (a).

7.3 Invariante Massenspektren von $\bar{\Lambda}$-Hyperonen und K^0_S-Mesonen

Nur unter Vergrösserung der geometrischen Akzeptanz ist es möglich die Signale des $\bar{\Lambda}$ und des K^0_S herauszufiltern. Eine Analyse der $\bar{\Lambda}$-Hyperonen und K^0_S-Mesonen erfolgte daher unter Verwendung von elf Kammermodulen (Kammern 0 und 1, sowie Kammern 7 bis 15). Ein $\bar{\Lambda}$-Signal kann nur durch die Diskriminierung von Targetspuren und einem zusätzlichen Schnitt auf späte Zerfalls-Kandidaten erhalten werden. Die nachfolgenden Abbildungen 7.7 und 7.8 zeigen die gemessenen Massenspektren der Lambda-Hyperonen und des K^0_S-Mesons. Die rekonstru-

Teilchen	rek. Masse (GeV/c^2)	Breite (GeV/c^2)	Zählrate
Λ	1.119 $\pm$ 0.001	12.6 $\pm$ 0.34	21795 $\pm$ 563
$\bar{\Lambda}$	1.110 $\pm$ 0.004	8.0 $\pm$ 2.0	525 $\pm$ 207
K^0_S	0.490 $\pm$ 0.003	21.7 $\pm$ 0.3	-

Tabelle 7.1: *Analyse unter Verwendung von elf TPC-Auslesekammern. Die angegebenen Zählraten enthalten keine Korrekturen, und sind bezogen auf ein Rapiditätsintervall $2 < y < 2.4$ für Λ und $\bar{\Lambda}$.*

ierten invarianten Massen und deren Breiten sowie die unkorrigierten Zählraten im Rapiditäts-Bereich 2.0 < y < 2.4 sind Tabelle 7.1 zu entnehmen. Auf Grund der fehlerhaften Ausleseelektronik der TPC in den Kammern 7-15 und den damit verbundenen ständig wechselnden Akzeptanzen erweist sich eine p_t-abhängige Korrektur-Bestimmung als sehr problematisch.
Daher werden an dieser Stelle keine vollständig korrigierten p_t-Spektren für Λ-, $\bar{\Lambda}$-Hyperonen und K^0_S-Mesonen gezeigt. Unter der Voraussetzung, dass die Akzeptanzen und Effizienzen für Λ und $\bar{\Lambda}$ in guter Näherung gleich sind, kann aus den unkorrigierten Zählraten in Tab. 7.1 das Teilchenverhältnis $\bar{\Lambda}/\Lambda$ bestimmt werden. Man erhält:

$$\bar{\Lambda}/\Lambda \quad = \quad 0.024 \pm 0.01 \tag{7.9}$$

Auf die Angabe der relativen Zählraten für das K^0_S-Meson wird verzichtet, da sie für den weiteren Verlauf der Analyse nicht relevant sind.

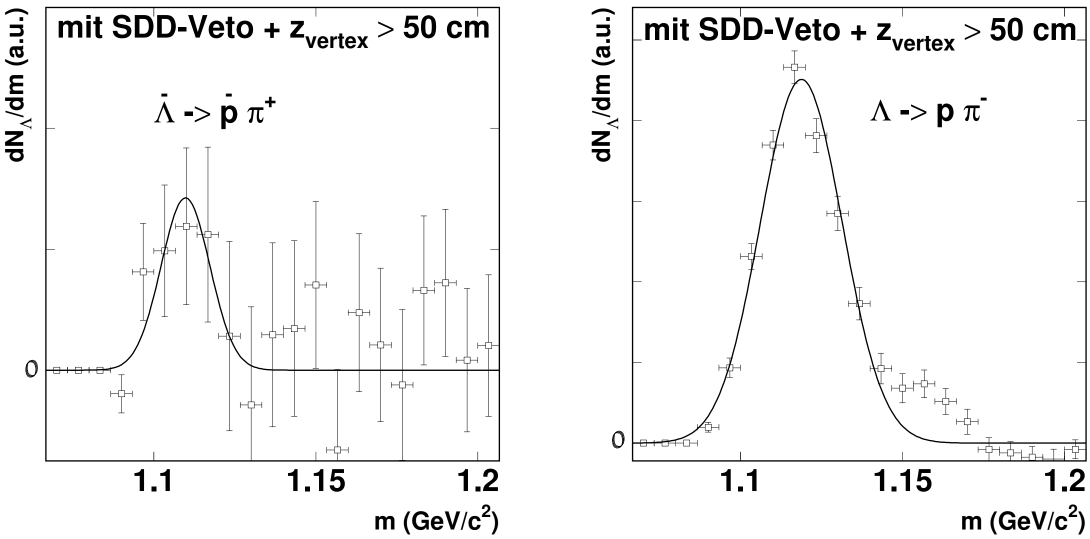


Abbildung 7.7: *Invariante Massenspektren für $\bar{\Lambda}$- und Λ-Hyperonen für eine Analyse mit elf Auslesekammern (Erklärung siehe Text).*

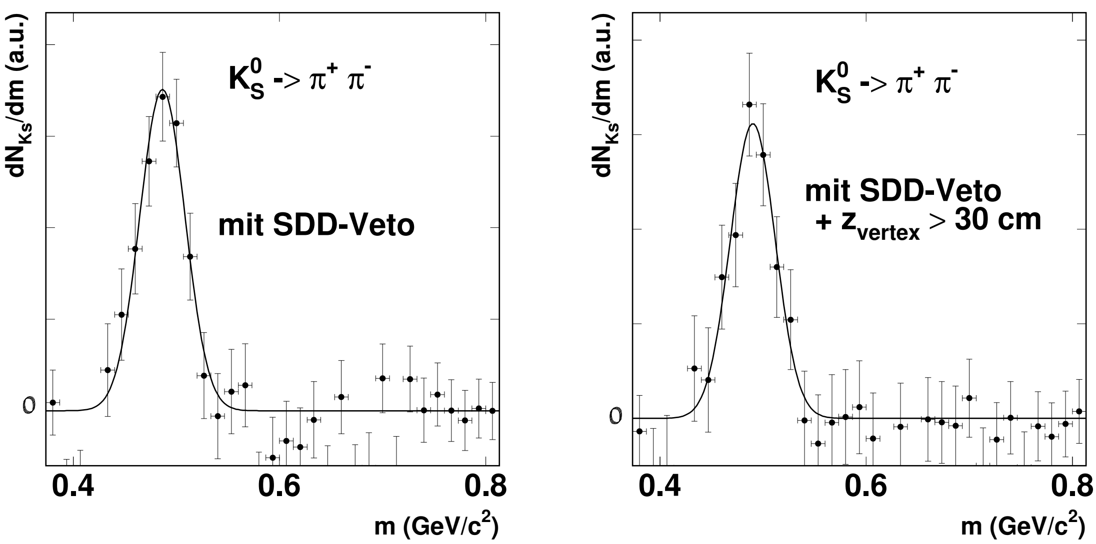
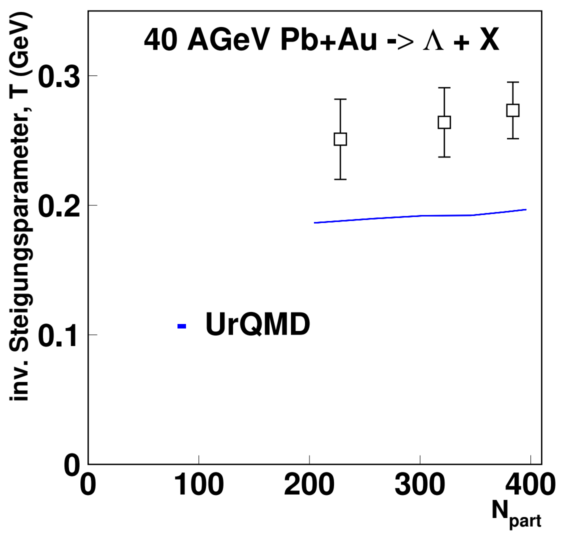


Abbildung 7.8: *Invariantes K_S^0-Massenspektrum für eine Analyse mit elf Auslesekammern. Links: Benutzung des SDD als Veto-Information. Rechts: SDD-Veto plus Triggern auf späte Zerfälle.*

7.4 Vergleiche mit anderen Experimenten und Modellvorhersagen

In diesem Kapitel werden die präsentierten Ergebnisse der Λ-Analyse in Relation zu Messungen anderer Experimente und Modellvorhersagen gesetzt. Desweiteren wird nur noch die Analyse-Methode 'mit SDD-Veto ohne Vertex-Cut' berücksichtigt. Bei Ausnahmen wird explizit darauf hingewiesen.

7.4.1 Inverser Steigungsparameter T



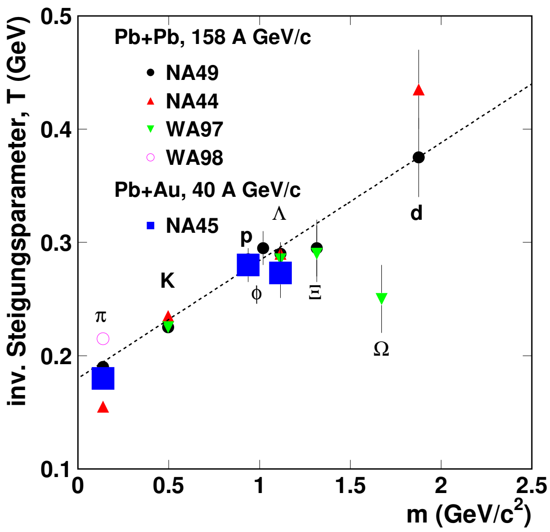


Abbildung 7.9: *Links: Inverser Steigungsparameter für Λ-Hyperonen als Funktion von der Zahl der partizipierenden Nukleonen N_{part}. Die durchgezogene Linie beschreibt das aus einer UrQMD-Rechnung erwartete Verhalten des inv. Steigungs-Parameters T. Rechts: Abhängigkeit des inversen Steigungsparameters T von der Teilchenmasse m. Experimentelle Daten aus [86]-[90].*

Auf der linken Seite der Abbildung 7.9 ist der ermittelte inverse Steigungsparameter T, sowie das Ergebnis einer UrQMD-Rechnung in Abhängigkeit von der Zahl der partizipierenden Nukleonen dargestellt. Beide Spektren weisen eine nur schwache Zentralitäts-Abhängigkeit des inversen Steigungsparameters auf. Für zentrale Kollisionen ergibt sich für die Daten:

$$T_\Lambda \quad = \quad 273 \;\pm\; 22 \text{ MeV} \;, \tag{7.10}$$

im Rapiditätsbereich $2.0 < y_\Lambda < 2.4$.
In einer separaten Analyse der 40 AGeV Pb-Au-Daten sind die Spektren der ne-

gativ geladenen Hadronen h^- (Pionen ähnlich) und der positiv geladenen Netto-Hadronen '(+)-(-)' (Protonen ähnlich) gemessen worden [85]. Auch hier zeigte sich eine schwache Abhängigkeit des inversen Steigungsparameters T von der Zahl der Partizipanten. Die ermittelten inversen Steigungsparameter T sind:

$$\begin{aligned} T_{h^-} &= 176 \pm 5 \text{ MeV} \\ T_{(+)-(-)} &= 278 \pm 12 \text{ MeV} , \end{aligned} \tag{7.11}$$

im Rapiditätsintervall $2.2 < y_\pi < 2.5$ (h^-) und $2.1 < y_p < 2.4$ $(+) - (-)$.
Auf der rechten Seite der Abbildung 7.9 ist der inverse Steigungsparameter T als Funktion der Teilchenmasse aufgetragen. Hier ist ein ähnliches Verhalten des inversen Steigungsparameters wie bei höheren SPS-Energien erkennbar. Der inverse Steigungsparameter einer Teilchenspezies ist linear von dessen Masse abhängig. Auf Grund einer vorliegenden transversalen Expansion des Systems nach der Kollision kann der inverse Steigungsparameter nicht als die Temperatur des Systems interpretiert werden. Für eine Vielzahl hadronischer Teilchensorten - von Pionen bis Deuteronen - konnte diese lineare Abhängigkeit bestätigt werden (siehe Abb. 7.9) [86] [87]. Ein abweichendes Verhalten bzgl. dieses Schemas ist vor allem für das Ω-Hyperon zu erkennen [89], der gemessene inverse Steigungsparameter T ist signifikant kleiner im Vergleich zum generellen Trend, dargestellt in Abbildung 7.9 durch die gestrichelte Linie. In [91] wird dieses beobachtete Verhalten dadurch erklärt, dass in Pb+Pb Kollisionen mehrfach-seltsame Hadronen zu einem Zeitpunkt ausfrieren, an dem sich der transversale Fluss noch nicht vollständig entwickelt hat, und diese Teilchen daher nur einen verminderten transversalen Fluss erfahren.

Der gemessene starke Unterschied zwischen inversen Steigungsparametern der h^--Spektren und der $'(+) - (-)'/\Lambda$-Spektren deutet auf das Vorhandensein eines starken transversalen Flusses auch bei 40 AGeV Kollisionen hin. Eine Zwei-Pion-Bose-Einstein-Korrelation-Analyse ('HBT') der 40 AGeV Pb-Au-Kollisionen [85] ergab bei Annahme einer thermischen freeze-out Temperatur von $T_f = 120$ MeV eine mittlere transversale Flussgeschwindigkeit $<\beta_t> \approx 0.57$. Dieses Verhalten wird von UrQMD nur qualitativ bei niedrigeren Temperaturen beschrieben:

$$\begin{aligned} T_\Lambda^{(\mathrm{UrQMD})} &\approx T_{(+)-(-)}^{(\mathrm{UrQMD})} \approx 200\text{MeV} \\ T_{h^-}^{(\mathrm{UrQMD})} &\approx 150\text{MeV} . \end{aligned} \tag{7.12}$$

7.4.2 Rapiditätsdichte dN/dy und Teilchen-Verhältnisse

Abbildung 7.10 enthält die extrapolierte Λ-Rapiditätsdichte dN/dy_Λ bei Midrapidität als Funktion der Zahl der partizipierenden Nukleonen im Vergleich zu UrQMD-Rechnungen. Die aus den Daten ermittelte Rapiditätsdichte ergibt sich bei zentralen Kollisionen ($\sigma/\sigma_{\mathrm{geo}} < 4.8$ %) zu:

$$dN/dy_\Lambda = 11 \pm 2 . \tag{7.13}$$

UrQMD zeigt eine stärkere Zentralitätsabhängigkeit der Λ-Rapiditätsdichte als die Messungen, für zentrale Kollisionen stimmen Daten und UrQMD jedoch gut überein (UrQMD : $dN/dy_\Lambda = 12$). In Kapitel 2.3 wurden mögliche Quellen zur Kontamination (*feed down*) des primären Λ-Signals diskutiert. Hierbei zeigte sich, dass der grösste Teil aller sekundären Λ's aus dem Zerfall des Ξ-Hyperons stammen. Eine obere Grenze zum feed down kann aus dem erwarteten Teilchen-Verhältnis Ξ/Λ im Rapiditätsintervall $2.0 < \mathrm{y} < 2.4$ abgeschätzt werden, unter der Annahme, dass hauptsächlich das Λ beim Ξ-Zerfall ($\Xi^0 \rightarrow \Lambda\ \pi^0$ und $\Xi^- \rightarrow \Lambda\ \pi^-$) den Impuls des Ξ-Hyperons trägt. Dieses erwartete Teilchenverhältnis ergibt sich nach UrQMD zu $(\Xi^0 + \Xi^-)/\Lambda\ \approx 0.08$ [92]. Hieraus folgt, dass der Anteil sekundärer Λ's in der Gesamtmultiplizität dN/dy_Λ weniger als 8 % beträgt.

Die Bestimmung der Rapiditätsdichten für $(+) - (-)$ um Midrapidität ergibt [85]:

$$dN/dy_{(+)-(-)} \quad = \quad 50\ \pm\ 5\ . \tag{7.14}$$

Im Vergleich hierzu erwartet man nach UrQMD: $dN/dy_{(+)-(-)} = 57$.
Das gemessene Λ/Proton-Verhältnis berechnet sich zu:

$$\begin{aligned} \text{Daten}: \ \Lambda/\mathrm{p} \quad &= \quad 0.22\ \pm\ 0.05\ , \qquad (7.15)\\ (\text{UrQMD}: \ \Lambda/\mathrm{p} \quad &= \quad 0.21). \end{aligned}$$

Aus der Messung der Lambda-Hyperonen ergibt sich ein $\bar{\Lambda}/\Lambda$-Verhältnis von:

$$\begin{aligned} \text{Daten}: \ \bar{\Lambda}/\Lambda^{(\mathrm{b})} \quad &= \quad 0.024 \pm 0.01 \qquad (7.16)\\ (\text{UrQMD}: \ \bar{\Lambda}/\Lambda \quad &= \quad 0.01)\ . \end{aligned}$$

(Der Index (b) bezeichnet die Analysemethode 'mit SDD-Veto, mit Vertex-Cut')
Dieses Verhältnis beruht auf der Bedingung, dass beide Teilchen gleiche geometrische Akzeptanzen und Effizienzen besitzen. Eine Analyse der 40 AGeV-Daten der NA57-Kollaboration ergibt ein $\bar{\Lambda}/\Lambda$-Verhältnis von [98]:

$$\bar{\Lambda}/\Lambda^{(\mathrm{NA57})}\ =\ 0.023 \pm 0.001\ . \tag{7.17}$$

Auch dieser Wert ist nicht auf Akzeptanz korrigiert, und beruht auf der Annahme einer symmetrischen Effizienz für Teilchen und Antiteilchen. Im Vergleich zu UrQMD-Rechnungen weisen die Daten ein doppelt so hohes Produktions-Verhältnis von $\bar{\Lambda}/\Lambda$ auf.
Aus der Messung verschiedener Teilchen-Verhältnisse kann mit Hilfe thermischer Modelle das baryo-chemische Potential μ_B und die Temperatur T des Systems zum Zeitpunkt des chemischen freeze-out bestimmt werden. Mit Hilfe des thermischen Modells nach J. Stachel und P. Braun-Munzinger [15] wurden die in zentralen Pb+Pb Kollisionen bei voller SPS-Energie gemessenen Teilchen-Verhältnisse für ein grosskanonisches Ensemble bestimmt. Die sich hieraus ergebenden

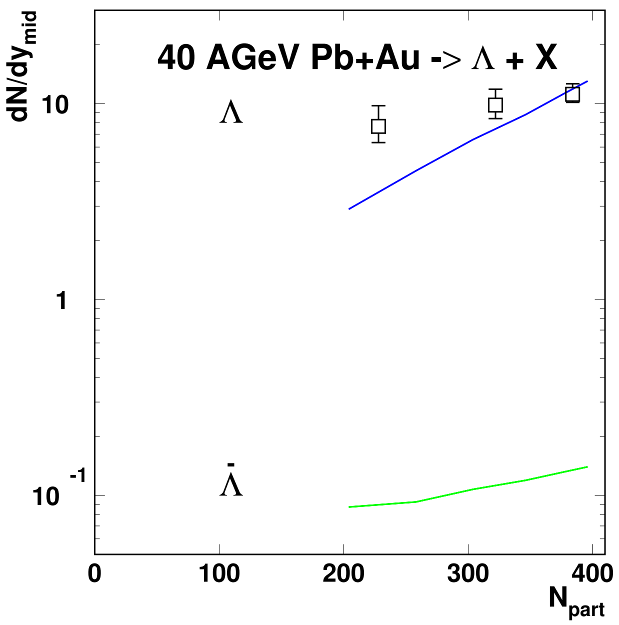


Abbildung 7.10: *Rapiditätsdichte dN/dy_Λ als Funktion von $N_{\rm part}$ im Vergleich zu UrQMD-Rechnungen.*

Fit-Parameter sind $T = 168$ MeV und $\mu_B = 266$ MeV [15]. Analog wurde mit Teilchen-Verhältnissen bei AGS-Energie verfahren [15] [100]. Hierbei ergeben die Fit-Parameter $T = 125$ MeV und $\mu_B = 540$ MeV [100]. Beide gefitteten Punkte folgen einer Linie im Phasenraum-Diagramm, die durch eine konstante Energie pro Teilchen (1 GeV) beschrieben wird [16]. Entlang dieser Kurve wurden weitere Rechnungen für verschiedene Parameter T und μ_B durchgeführt.
In Tabelle 7.2 [99] sind für unterschiedliche Phasenraum-Parameter μ_B und T verschiedene berechnete Teilchen-Verhältnisse eingetragen. Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, dass das Teilchen-Verhältnis K^+/π^+ sowie die relative Seltsamkeit $<E_s>$ eine nur schwache Abhängigkeit vom Verhältnis μ_B/T zeigen. Die übrigen Teilchen-Verhältnisse weisen jedoch eine stärkere Abhängigkeit vom Parameter μ_B/T auf, so dass diese für eine Bestimmung von μ_B und T als geeignete Teilchen-Verhältnisse erscheinen.
Eine Analyse von Pb+Pb-Kollisionen bei 40 AGeV Strahlenergie des NA49-Expe-

Temperatur T (MeV)	baryo-chem. Potential μ_B (MeV)	Verhältnis μ_B/T	$<E_s>$	$\frac{\Lambda}{\mathrm{p}}$	$\frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}$	$\frac{K^+}{K^-}$	$\frac{K^+}{\pi^+}$	$\frac{K^-}{\pi^-}$	$\frac{\Xi^+}{\Xi^-}$
125	540	4.3	0.204	0.183	0.002	4.70	0.197	0.037	0.0074
135	480	3.5	0.216	0.226	0.005	3.62	0.201	0.051	0.019
140	440	3.1	0.222	0.251	0.010	3.11	0.202	0.059	0.031
145	375	2.6	0.228	0.292	0.020	2.50	0.201	0.075	0.055
150	350	2.3	0.231	0.308	0.033	2.33	0.201	0.080	0.079
168	266	1.6	0.231	0.357	0.114	1.90	0.194	0.097	0.23

Tabelle 7.2: *Parameter T (Temperatur) und μ_B (baryo-chemisches Potential) zur Berechnung der Teilchen-Raten im thermischen Modell [15] [99]. $<E_s>$ beschreibt die relative Seltsamkeitsproduktion nach Gleichung (2.1).*

riments am SPS ergab folgende gemessenen Teilchen-Verhältnisse [101]:

$$\begin{aligned} < E_s > &= 0.22 \pm 0.02 \ , \\ K^+/K^- &= 2.5 \pm 0.3 \ , \\ K^+/\pi^+ &= 0.2 \pm 0.02 \ , \\ K^-/\pi^- &= 0.059 \pm 0.006 \ . \end{aligned} \tag{7.18}$$

Abbildung 7.11 enthält verschiedene berechnete und gemessene Teilchen-Verhältnisse als Funktion von μ_B/T.

Aus den Einzel-Verhältnissen der gemessenen Teilchen ergeben sich verschiedene μ_B/T-Intervalle:

$$\begin{aligned} \bar{\Lambda}/\Lambda \quad &: \quad \mu_B/T \ = \ 2.5 \ \pm \ 0.3 \\ \Lambda/\mathrm{p} \quad &: \quad \mu_B/T \ = \ 3.5 \ \pm \ 0.5 \\ K^+/K^- \quad &: \quad \mu_B/T \ = \ 2.6 \ \pm \ 0.4 \\ K^-/\pi^- \quad &: \quad \mu_B/T \ = \ 3.1 \ \pm \ 0.2 \\ &\Rightarrow \ \mu_B/T \ = \ 2.9 \ \pm \ 0.7 \\ &\Rightarrow \ \mu_B \ = \ (440 \ \pm^{40}_{90}) \ MeV \ , \ T \ = \ (140 \ \pm^{10}_{5}) \ MeV \ . \end{aligned} \tag{7.19}$$

Eine genaue Bestimmung von μ_B und T kann erst erfolgen, wenn mehr gemessene Teilchenverhältnisse zur Verfügung stehen.

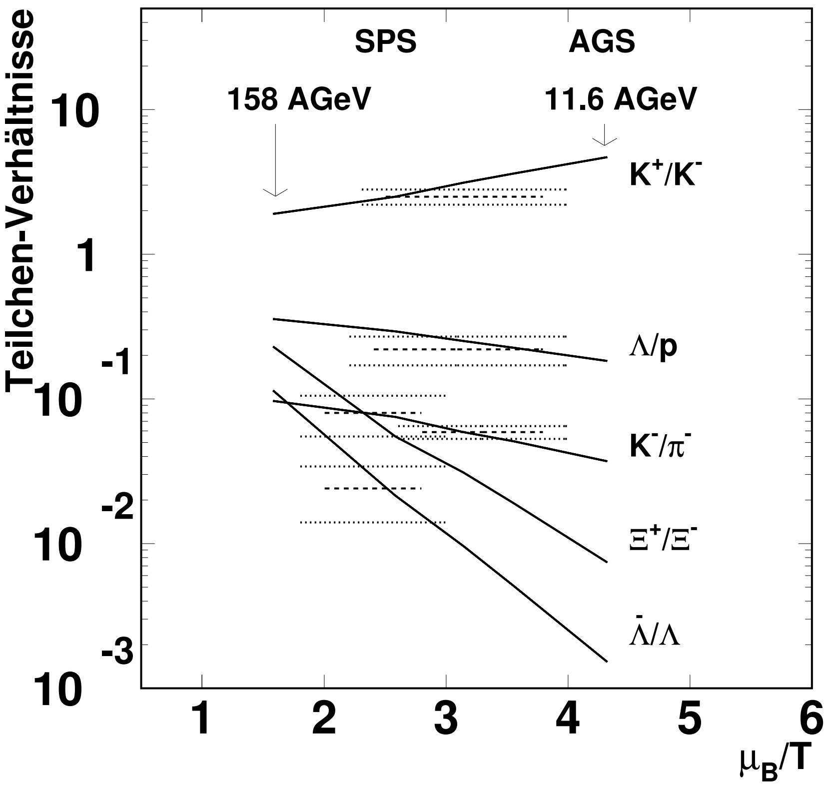


Abbildung 7.11: *Mit dem thermischen Modell [15] vorhergesagte Teilchenzahl-Verhältnisse für Λ/p und $\bar{\Lambda}/\Lambda$ in Abhängigkeit vom Verhältnis μ_b/T. Eingezeichnet sind die gemessenen Teilchen-Verhältnisse bei 40 AGeV: Λ/p und $\bar{\Lambda}/\Lambda$ (NA45/CERES), K^+/K^- und K^-/π^- (NA49) [101]. Die durchgezogene Linie bezeichnet die mit dem thermischen Modell erwarteten Teilchenraten, die gestrichelten Linien geben die gemessenen Verhältnisse mit ihren Fehlergrenzen (punktierte Linien) an. (Erklärung siehe Text).*

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Das CERES-Experiment befindet sich am CERN-SPS und studiert die Produktion von Elektron-Positron Paaren in ultrarelativistischen Kern-Kern-Stössen. Zur Verbesserung der Impulsauflösung bis in die Grössenordnung der natürlichen Linienbreiten im Bereich der $\rho/\omega/\phi$-Massen ($\delta m/m < 2$ %) ist im Jahr 1998 das Spektrometer um eine zylindrische Spurendriftkammer mit radialem Driftfeld (TPC) und zwei Magnetfeldspulen strahlabwärts erweitert worden.

Durch die Erweiterung des NA45/CERES-Experiments um diese Spurendriftkammer ist es möglich, die im Jahr 1999 aufgenommenen semizentralen Pb+Au Kollisionen bei 40 AGeV Strahlenergie auch hinsichtlich hadronischer Observablen zu studieren. Durch eine erstmalige Analyse des Λ-Hyperons im CERES-Spektrometer und unter Einbeziehung einer Detektor-Simulation konnte an Hand der Breite der Λ-Massenverteilung ($\sigma_\Lambda = 12$ MeV/c^2) die Impulsauflösung der TPC bestimmt werden. Es konnte in dieser Analyse gezeigt werden, dass die Impulsauflösung, auf Grund systematischer spurverzerrender Effekte, hervorgerufen durch eine nicht hinreichend präzise $E \times B$- und Driftgeschwindigkeits-Kalibration sowie als Folge von Ineffizienzen beim Auffinden der Spurpunkte, um einen Faktor 2.5 schlechter als die Design-Impulsauflösung ist.

Bedingt durch eine fehlerhafte Ausleseelektronik während der 1999er Datennahme konnten nur 2/16 der TPC-Akzeptanz (Ausleseskammern 0 und 1) für eine Λ-Analyse verwendet werden. Zur Rekonstruktion des Λ-Hyperons wurden nur die Subdetektorkomponenten SDD und TPC eingesetzt.

Die dieser Analyse zu Grunde gelegte Cut-Strategie zur Optimierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnis basiert auf dem Versuch einer einfachen Beschreibung aller Effizienzen an Hand des realen Datensatzes. Insgesamt wurden vier Methoden mit unterschiedlichen statistischen Signifikanzen entwickelt. Auf diese Weise war es möglich, den systematischen Fehler der Λ-Analyse abzuschätzen.

In einer systematischen Analyse der Λ-Transversalimpulsspektren sowie der h^-- und Netto-Protonen-Spektren in 40 AGeV Pb+Au Kollisionen konnte gezeigt werden, dass die ermittelten inversen Steigungsparameter T als Funktion ihrer Teilchenmassen im Vergleich zu voller SPS-Strahlenergie ein ähnliches Verhalten aufweisen:

$$\begin{aligned} T_\Lambda &= 273 \pm 22 \text{ MeV} , \\ T_{h^-} &= 176 \pm 5 \text{ MeV} , \\ T_{(+)-(-)} &= 278 \pm 12 \text{ MeV} , \end{aligned} \tag{8.1}$$

im Rapiditätsbereich $2.0 < y_\Lambda < 2.4$, $2.2 < y_{h^-} < 2.5$ (h^-) und $2.1 < y_p < 2.4$ $(+)-(-)$. Der gemessene starke Unterschied zwischen inversen Steigungsparametern der h^--Spektren und der $'(+)-(-)'/\Lambda$-Spektren deutet auf das Vorhandensein eines starken radialen Flusses auch bei 40 AGeV Kollisionen hin.

Mit Hilfe der aus den Daten berechneten Effizienzen konnten die Rapiditätsdichten um Midrapidität ($y_{\min} = 2.23$) für zentrale Kollisionen ($\sigma/\sigma_{\text{geo}} < 5\%$) bestimmt werden:

$$\begin{aligned} dN/dy_\Lambda &= 11 \pm 2 , \\ dN/dy_{(+)-(-)} &= 50 \pm 5 , \\ \Lambda/\text{p} &= 0.22 \pm 0.05 . \end{aligned} \tag{8.2}$$

(UrQMD : $dN/dy_\Lambda = 12$, $dN/dy_{(+)-(-)} = 57$, $\Lambda/\text{p} = 0.21$)

Unter Vergrösserung der TPC-Akzeptanz von 2/16 auf 11/16 (Kammern 0 und 1 plus 7 bis 15) war es möglich, ein $\bar{\Lambda}$- und ein K^0_S-Signal aus den Daten herauszufiltern. Unter der Voraussetzung nahezu identischer Effizienz-Verluste für Teilchen und Antiteilchen konnte ein relatives $\bar{\Lambda}/\Lambda$-Verhältnis bestimmt werden:

$$\bar{\Lambda}/\Lambda = 0.024 \pm 0.01 \tag{8.3}$$

(UrQMD : $\bar{\Lambda}/\Lambda = 0.01$)
Mit Hilfe des thermischen Modells nach J. Stachel und P. Braun-Munzinger konnte vorläufig das baryo-chemische Potential μ_B und die Temperatur T für 40 AGeV Pb+Au Kollisionen bestimmt werden:

$$\mu_B = (440 \pm^{40}_{90})\ MeV , \ T = (140 \pm^{10}_{5})\ MeV . \tag{8.4}$$

Eine genauere Bestimmung von μ_B und T kann erst erfolgen, wenn mehr gemessene Teilchenverhältnisse zur Verfügung stehen.

Dazu ist eine Reanalyse der 40 AGeV-Daten mit einer genaueren Feldkalibration und optimaler Spurerkennung zur Verbesserung der Impulsauflösung unabdingbar. Auch müssen die Effizienz-Verluste aller Kammermodule verstanden werden, um vollständig korrigierte Transversalimpulsspektren unter Verwendung aller Auslesemodule zu bestimmen. Denn nur bei Ausnutzung der vollständigen TPC-Akzeptanz ist es möglich, ein stabiles $\bar{\Lambda}$- und K_S^0-Signal zu erhalten.

Das NA45/CERES-2 Experiment ist in der Lage ein breites Spektrum von Observablen zur Untersuchung und Beschreibung einer Schwerionen-Kollision zu studieren:

- Emission hochenergetischer Photonen und Leptonenpaare
- Azimutale Anisotropien (Flow)
- Produktion seltsamer Teilchen (Λ, $\bar{\Lambda}$, $\phi \to K^+K^-$)
- Bose-Einstein-Korrelationen (HBT)

Während der Strahlzeit im Jahr 2000 gelang es durch eine Veränderung der Ausleseelektronik die TPC vollständig und fehlerfrei auszulesen. In diesem Jahr wurden bei zwei unterschiedlichen Strahlenergien (80/158 AGeV) Pb+Au Kollisionen gemessen. Dabei wurden rund 30 Mio. Pb+Au-Kollisionen bei 158 AGeV sowie 0.8 Mio. Pb+Au-Kollisionen bei 40 AGeV Strahlenergie aufgezeichnet. Dies erlaubt die systematische Analyse einer Vielzahl von Observablen als Funktion der Strahlenergie.

Literaturverzeichnis

[1] G.W. Gibbons, S.W. Hawking and S.T.C. Siklos, The very early universe (Cambridge University Press, 1983).

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

[3] C. Hung and E. Shuryak, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 4003

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

[5] D.H. Perkins, Introduction to high energy physics (Addison-Weslye,1987).

[6] F. Halzen and A.D. Martin, Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics (J. Wiley, New York, 1984).

[7] siehe z.B. Proceedings of the Lattice'98, Nucl. Phys. B63 (1998).

[8] E.V. Shuryak, Phys. Lett. B78 (1978) 150.

[9] B.Müller, The Physics of the Quark-Gluon Plasma (Springer-Verlag, Heidelberg, 1985).

[10] V. Koch, Aspects of chiral symmetry, nucl-th/9706075.

[11] C. Bernard et al., MILC collaboration, Phys, Rev. D56 (1997) 5584.

[12] E. Laermann, Nucl. Phys. B63 (1998) 114.

[13] E. Learmann, Nucl. Phys. A610 (1996) 1c.

[14] P.Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessels and N. Xu, Phys. Lett. B344 (1994) 43.

[15] P.Braun-Munzinger, I. Heppe and J. Stachel, Phys. Lett. B465 (1999) 15-20.

[16] J. Cleymans and K. Redlich, Nucl. Phys. A661 (1999) 379c-382c.

[17] T.Matsui und H. Satz, Phys. Lett. B178, (1986) 416.

[18] C. Lourenco, Nucl. Phys. A610 (1996) 552c.

[19] M.C. Abreu et al., Phys. Lett B410 (1997) 337.

[20] P. Holl et al., CERES/NA45 Report to Cogne 1995, CERN/SPSLC 95-20, SPSLC/M542.

[21] G.Agakichiev et al., CERES collaboration, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1272.

[22] G.Agakichiev et al., CERES collaboration, Phys. Lett. B422 (1998) 405.

[23] B. Lenkeit et al., CERES collaboration, Nucl. Phys. A661 (1999) 23c-32c.

[24] G.E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2720.

[25] R. Rapp, G. Chanfray and J.Wambach, Nucl. Phys. A617 (1997) 472.

[26] J.Wambach and R. Rapp, Nucl. Phys. A638 (1998) 171c.

[27] Technical Note on the NA45/CERES upgrade. CERN/SPSLC 96-50 (1996) und Addendum to proposal; SPSLC/P280: CERN/SPSLC 96-35/P280 Add.1 .

[28] J. Rafelski, P. Koch and B. Müller, Strangeness in relativistic heavy ion collisions, Phys. Reports 142, No. 4 (1986) 167-262.

[29] P. Koch and J. Rafelski, Nucl. Phys. A444 (1985) 678.

[30] A.Casher, N. Neuberger and S. Nussinov, Phys. Rev. D20 (1979) 179.

[31] C. Wong, Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions (World Scientific, Singapore, 1994).

[32] L.P. Csernai, Introdution to Relativistic Heavy-Ion Collisions (John Wiley and sons, New York, 1994).

[33] J.L. Bailly et al. for the EHS-RCBC collaboration, Phys. Lett. B195 (1987) 609.

[34] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Nucl. Phys. A606 (1996) 320.

[35] B. Lenkeit, Elektron-Positron-Paar Emission in Pb-Au-Kollisionen bei 158 AGeV (Doktorarbeit, Heidelberg, 1998).

[36] U. Heinz, Nucl. Phys. A638 (1998).

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

[38] J. Kapusta and A. Mekjina, Phys. Rev C33 (1986) 1304.

[39] K.S. Lee, M.J. Rhoades-Brown, and U. Heinz, Phys. Rec. C37 (1988) 1452

[40] H.C. Eggers and J. Rafelski, Int. J. Mod.Phys. A6 (1991) 1067.

[41] I. Heppe, Ein statistisches Modell für die Teilchenproduktion in hochenergetischen Schwerionenkollisionen (Diplomarbeit, Heidelberg, 1998).

[42] M. Gaździcki and D. Röhrich, Strangeness in nuclear collisions, Z. Phys. C71 (1996) 55-63.

[43] http://na49info.cern.ch/na49/Archives/Images/Publications/QM2001:Blume/

[44] B. Müller, Physics of the QGP, preprint Duke-University, DUKE-TH-92-36 (1992).

[45] J. Sollfrank and U. Heinz, Quark-Gluon Plasma 2, R.C. Hwa (Eds.) (1995).

[46] U. Heinz, Nucl. Phys. A566 (1994) 205c.

[47] P.Braun-Munzinger, J. Stachel, J.P. Wessels, N. Xu, Phys. Lett. B 365 (1996) 1..

[48] M. Bleicher et al., Elementary Hadron-Hadron Collisions in the Relativistic Region, (1997) Draft.

[49] A. Breskin et al., A highly efficient low-pressure UV-RICH detector with optical avalanche recording, (Proc. Int. Conf. on Position-Sensitive Detectors, London 1987) Nucl. Instr. and Meth. A273 (1988) 798-802.

[50] W. Chen et al., Performance of the multianode cylindrical silicon drift detector in the CERES NA45 experiment - first results, Nucl. Instr. and Meth. A326 (1993) 273-278.

[51] E. Gatti, P. Rehak, Nucl. Instr. and Meth. A225 (1984) 608.

[52] O. Nix, Einsatz und Lasertest von 4″ Siliziumdriftdetektoren (Diplomarbeit, Heidelberg, 1996).

[53] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Review D50 (1994).

[54] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09 (1977).

[55] W.R. Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments, (Springer-Verlag, Heidelberg, 1994).

[56] W. Blum and L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag (1994).

[57] K.Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner, Stuttgart (1987).

[58] M. Huk, P. Igo-Kemerns and A. Wagner, Nucl. Instr. and Meth. A267 (1988) 107-119.

[59] S. Wenig, R. Bock, H.G. Fischer, R. Sendelbach and R. Stock, Gas Studies for the NA49 TPC's, GSI Annual Report (1994).

[60] B. Yu et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-38 (1991) 454.

[61] T. Lohse, W. Witzeling, The Time Projection Chamber, ALEPH91-156(1991).

[62] E. Mathieson et al., Nucl. Instr. and. Meth. A234 (1984) 505.

[63] E. Mathieson et al., Nucl. Instr. and. Meth. A270 (1988) 602.

[64] E. Mathieson et al., Nucl. Instr. and. Meth. A277 (1989) 277.

[65] R. Baur, P. Ernst, G. Gramegna and M. Richter, Nucl. Instr. and. Meth. A409 (1998) 278.

[66] P. Ernst, Ladungsempfindliche Auslese und Signalpulsformung des Signals der CERES-Zeitprojektionskammer (TPC) in CMOS- und BiCMOS-Technologie (Diplomarbeit, Heidelberg, 1997).

[67] P. Fischer, Die Padauslese des CERES-Experiments (Doktorarbeit, Heidelberg, 1992).

[68] H. Tilsner et al., The Read-Out System for the CERES TPC, GSI Annual Report (1998).

[69] R. Baur et al., A Fast, High-Bandwith Data Acquisition System for CERES, GSI Annual Report (1998).

[70] T. Dietel et al., A High Performance DAQ System for the CERES Experiment at CERN, GSI Annual Report (1999).

[71] T. Dietel, Zweispurauflösung der CERES Time Projection Chamber (Diplomarbeit, Heidelberg, 2000).

[72] H.J. Hilke, Detector Calibration with Lasers, Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 169-179.

[73] P.Braun-Munzinger, D.Miskowiec, and P.Stiller, GSI Annual Report 1997.

[74] P.Braun-Munzinger, D.Miskowiec, and P.Zimmermann, GSI Annual Report 1998.

[75] R. Renfordt et al., NA49 collaboration, IKF-58 Annual Report, 4 (1997).

[76] C. Garabatos (GSI), private Mitteilung.

[77] S.R. Amendolia et al., Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 403-406.

[78] ALICE TDR 7, Technical Design Report of the TPC, CERN/LHCC 2000-001.

[79] W. Blum et al., Nucl. Instr. and Meth. A234 (1985) 47-53.

[80] R. Benetta et al., Nucl. Instr. and Meth. A239 (1985) 192-196.

[81] private Mitteilung von D. Vranic (NA49).

[82] P. Armenteros and J. Podolanski, Phil. Mag. 45 (1954) 13.

[83] R.K. Bock et al., Data Analysis Techniques for High-Energy Physics Experiments, Cambridge University Press (1995).

[84] R. Gluckstern, Nucl, Instr. and Methods 24 (1963) 381-389.

[85] H. Appelshäuser for the CERES-Collaboration, Quark Matter 2001, Proceedings.

[86] G. Roland et al. for the NA49 collaboration, Nucl. Phy. A638 (1998) 91c.

[87] I. Bearden et al. for the NA44 collaboration, Phy. Rev. Lett. 78 (1997) 2080.

[88] M. Kaneta et al. for the NA44 collaboration, Nucl. Phys. A638 (1998) 419c.

[89] E. Andersen et al. for the WA97 collaboration, Phys. Lett. B433 (1998) 209; R. Lietava et al. for the WA97 collaboration, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1999).

[90] M. Aggarwal et al. for the WA98 collaboration, Nucl. Phys. A638 (1998) 147c.

[91] H. van Hecke, H. Sorge and N. Xu, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 5764.

[92] private Mitteilung von H. Tilsner.

[93] private Mitteilung von H. Appelshäuser.

[94] F. Antinori et al., WA97 collaboration, Eur. Phys. J., C14 (2000) 633-641.

[95] R. Hagedorn, Multiplicities, p_T-Distributions and the expected Hadron-Quark-Gluon Phase Transition, Ref TH. 3684-CERN (1983).

[96] L. Sandor, et al. for the WA97 collaboration, Nucl. Phys. A661 (1999) 481c-484c.

[97] S. Ahmad et al., for the E891 collaboration, Phys. Lett. B382 (1996) 35-39.

[98] private Mitteilung von N. Carrer (NA57 collaboration).

[99] private Mitteilung von J. Stachel.

[100] J. Stachel, Nucl. Phys. A610 (1996) 509c.

[101] P. Seyboth, for the NA49 collaboration, Search for Deconfinement in NA49 at CERN SPS, Proc. 17th Winter Workshop on Nuclear Dynamics (2001) 000-000.

Die CERES Kollaboration

P. Rehak
Brookhaven National Laboratory, Upton, USA

B. Lenkeit, A. Pfeiffer, J. Schukraft
CERN, Geneva, Switzerland

G. Agakichiev, P. Braun-Munzinger, C. Garabatos, G. Hering, J. Holeczek, A. Maas, A. Marin, D. Miskowiec, J. Rak, H. Sako, S. Sedykh
GSI, Darmstadt, Germany

V. Belaga, K. Fomenko, Y. Panebrattsev, O. Petchenova, S. Shimansky, V. Yurevich
JINR, Dubna, Russia

J. P. Wurm
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

H. Appelshäuser, S. Damjanovic, T. Dietel, L. Dietrich, S. I. Esumi, K. Filimonov, P. Glässel, J. Milosevic, V. Petracek, W. Schmitz, W. Seipp, J. Slivova, H. J. Specht, J. Stachel, H. Tilsner, J. P. Wessels, T. Wienold, B. Windelband, S. Yurevich
Universität Heidelberg, Germany

D. Adamova, V. Kushpil, M. Sumbera
NPI/ASCR, Rez, Czech Republic

A. Drees, F. Ceretto
Department for Physics and Astronomy, SUNY Stony Brook, USA

A. Cherlin, Z. Fraenkel, A. Gnaenski, A. Milov, I. Ravinovich, I. Tserruya, W. Xie
Weizmann Institute, Rehovot, Israel

Danksagung

Frau Prof. Stachel danke ich, dass sie mir die Teilnahme am CERES-Experiment, insbesondere am Design und Bau der Spurendriftkammer, und damit diese Arbeit ermöglicht hat. Auch für ihre motivierende Unterstützung, die zum Fortgang der Analyse beitrug, möchte ich ihr danken.
Herrn Prof. Herrmann danke ich, dass er sich als Zweitgutachter zur Verfügung stellte.
Ein ganz besonderer Dank gilt Dr. Appelshäuser, von dessen Erfahrungen im Bezug auf Detektorbau und Datenanalyse ich sehr viel profitiert habe. Danke, Harry !!
Nicht zu vergessen seien Dr. Ana Marin, Dr. Hannes Wessels und Prof. Peter Glässel, die immer ein offenes Ohr für mich hatten, und auf deren Hilfe ich auch stets bauen konnte.
Meinen Mitdoktoranden Heinz Tilsner, Jana Slivova und Gunar Hering danke ich für die Hilfe beim täglichen Kampf mit der Hard- und Software und das unterhaltsame Arbeitsklima.
Ich möchte allen danken, die das Gelingen dieser Arbeit möglich gemacht haben. Mein Dank gilt natürlich der gesamten CERES Kollaboration.

Vor allem danke ich dir, liebe Nicole und auch dir, liebe Adriane, dass ihr mich stets daran erinnert habt, dass es auch noch ein Leben ausserhalb des Physikalischen Instituts gibt.