

Spektren geladener Hadronen in
Kern–Gold—Stößen
bei 200 GeV/Nukleon

Diplomarbeit

von

Frank Laue

aus

Frankfurt am Main

Institut für Kernphysik
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

1994

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Der Experimentaufbau	7
2.1	Die NA35-Streamerkammer	9
2.2	Die Trigger	17
3	Die Streamerkammer–Detektoreffizienz	20
4	Korrektur auf die Detektorineffizienz	25
4.1	Die Korrekturmethode	25
4.1.1	Die Winkelausschnittsmethode	27
4.1.2	Die Zellenwichtungsmethode	27
4.1.3	Die Endpunktichtungsmethode	29
4.2	Vergleich der Korrekturmethode	36
4.3	Abschätzung der statistischen Fehler	43
5	Physikalische Korrekturen	45
5.1	Phasen der Korrektur	48
5.2	Korrekturen der Rapiditätsverteilung der Nettoprotonen	49
5.3	Korrektur der Transversalimpulsverteilung negativer Hadronen	53
6	Spektren	56
6.1	Die Rapiditätsverteilung	57
6.1.1	Die Rapiditätsverteilung der negativen Hadronen	58
6.1.2	Die Rapiditätsverteilung der Nettoprotonen	63
6.2	Multiplizität negativer Hadronen in Abhängigkeit teilnehmender Protonen	67
6.2.1	4π -Extrapolation der Rapiditätsverteilung negativer Hadronen	67
6.2.2	Extra- und Interpolation der Projekttilhemisphäre der Nettoprotonen in $^{16}O+^{197}Au$ -Daten	70
6.3	Die Transversalimpulsverteilung	73
6.3.1	Die Transversalimpulsverteilung der negativen Hadronen	74
6.3.2	Die Transversalimpulsverteilung der Nettoprotonen	81

7 Zusammenfassung	84
Tabellenverzeichnis	86
Abbildungsverzeichnis	89
Literaturverzeichnis	92

1 Einleitung

Die hier vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des **NA35**-Schwerionenexperiments am Super-Proton-Synchrotron **SPS** des europäischen Kernforschungszentrums CERN. Gegenstand dieses Experimentes ist es, das Verhalten von Kernmaterie bei sehr hohen Dichten oder Temperaturen, wie man sie in Neutronen-Sternen oder aber auch in Urknall-Modellen kurze Zeit nach dem Urknall (*Big-Bang*) vermutet, zu untersuchen. Geht man diesen Modellen nach, so stößt man schnell auf fundamentale Fragen, die sich z.B. mit dem Ungleichgewicht zwischen Materie und Anti-Materie im uns bekannten Teil des Universums befassen. Dies kann nun zu verschiedenen Schlüssen führen. Es könnte ein uns verborgener Teil des Universums existieren, in dem sich die Anti-Materie häuft, was die Frage aufwerfen würde, warum aus einem Zustand höchster Symmetrie (eine punktförmige Konzentration von Energie besitzt keine räumliche Auszeichnung) sich ein Zustand mit einer eben solchen Auszeichnung bilden sollte. Eine weitere Möglichkeit ist, daß es im frühen, dichten Universum Zustände gab, in denen die Reaktionen, also Wechselwirkungen der Materie, nicht den uns bekannten Erhaltungssätzen genügten. Mit anderen Worten: "Die Summe über eine Quantenzahl aller Eingangsprodukte eines Wechselwirkungsprozesses entspricht nicht der Summe der Ausgangsprodukte über diese Quantenzahl." Man spricht in diesem Fall von einer "symmetriebrechenden Wechselwirkung". Ein uns bekanntes Beispiel für eine derartige Symmetriebrechung ist die 1964 entdeckte Verletzung der CP-Invarianz des Zerfalls neutraler Kaonen[Chr]¹ .

Antworten auf solche Fragen hofft man in der Studie von zentralen Schwerionenstößen, in denen durch Kompression der Kernmaterie extrem hohe Energiedichten erzeugt werden, zu finden.

Grundlage der Beschreibung der elementaren Prozesse in diesen Stößen ist die **Quanten-Chromo-Dynamik** (QCD), eine Theorie, die die starke- oder Farbwechselwirkung beschreibt. Sie ist eine von vier bekannten Wechselwirkungen: Der schwachen, der elektromagnetischen, der starken Wechselwirkung und der Gravitation. Bis auf die letzte gibt

¹Unter einer CP-Transformation versteht man die Spiegelung aller Ladungs- (Charge) und Paritätszustände.

es für alle eine mehr oder weniger einleuchtende Theorie und den Versuch, diese in einer umfassenden Theorie zu einer Wechselwirkung zu verbinden, man spricht von der *grand unification*. Dies ist für die elektro-magnetische und die schwache Wechselwirkung in der elektro-schwachen Wechselwirkung schon gelungen, für die starke jedoch noch nicht. Analog zu allen anderen Wechselwirkungen wird sie durch Eichbosonen vermittelt, die auf eine Quantenzahl wirken. Die QCD kennt dazu 8 Gluonen, die an der Farbladung ansetzen. Im Gegensatz zu den anderen Wechselwirkungen ist die QCD jedoch selbstwechselwirkend. Dies bedeutet, daß die die Wechselwirkung vermittelnden Feldquanten selbst Träger der Quantenzahl sind, auf die sie wirken. Die Gluonen sind also farbig, genauer gesagt zweifarbig, sie tragen von den 6 möglichen Farbzuständen Rot R , Blau B , Grün G und deren Anti-Farben je eine Farbe und eine Anti-Farbe, z.B. $R\bar{B}$ oder $G\bar{R}$. Weitere Träger von Farbladung sind die Quarks, die jedoch einfarbig sind. Damit gibt es in der QCD zwei elementare Wechselwirkungsverices, nämlich die Streuung eines Quarks an einem Gluon, dem qgq-Vertex, den es z. B. in der QED analog als $ee\gamma$ -Vertex gibt, und die Streuung eines Gluons an einem zweiten Gluon, dem ggg-Vertex für den es in der QED kein Analogon gibt. Die Stärke der Wechselwirkung oder die Wahrscheinlichkeit ein Feldquant zu emittieren oder zu absorbieren, was eine andere Deutung dieser Vertices ist, wird durch die sogenannte Kopplungskonstante α bestimmt, die in Wirklichkeit jedoch gar nicht konstant, sondern vom Impulsübertrag q der Wechselwirkung abhängig ist. Man spricht von der *running coupling constant*.

Sämtliche in der Natur vorkommenden stark wechselwirkenden Teilchen sind farbneutral, ihre Quarkinhalte mischen also zu *Weiß*. Sie, Hadronen genannt, lassen sich in zwei Gruppen aufteilen, den Mesonen, aus einem Quark–Anti-Quark Paar aufgebaut, und den Baryonen, bestehend aus drei Quarks unterschiedlicher Farbe. Auch wurden bislang keine farbneutralen Teilchen aus mehr als drei Quarks oder gebundene, rein gluonische Zustände nachgewiesen, obwohl sie im Rahmen der QCD nicht verboten und deshalb Gegenstand aktueller Forschung sind. Der Grund für die Nichtexistenz von ungebundenen farbigen Objekten ist die Abhängigkeit der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s vom Impulsübertrag q . Für kleine Impulsüberträge q^2 , also große Abstände, wächst α_s mit dem Grenzwert $\lim_{(q^2 \rightarrow 0)} \alpha_s = \infty$ über alle Grenzen, während die auf die Farbladung wirkende Kraft konstant ist. Damit würde die zum Separieren eines einzelnen Quarks aus einem Hadron benötigte Energie ins Unendliche wachsen. Im $\lim_{(q^2 \rightarrow \infty)} \alpha_s \cong \lim_{(r \rightarrow 0)} \alpha_s = 0$ übt die starke Wechselwirkung keine Kraft auf die Farbladungen aus und Quarks und Gluonen können sich quasi-frei bewegen. Dieses Phänomen nennt man *asymptotische Freiheit* (asymptotic freedom). Effektiv führt dies alles zu einem Einschluß der Farbladungen auf ein Volumen von $\approx 1\text{fm}^3$, was in etwa dem Nukleonenvolumen entspricht. Für Kerne, deren mittlerer Nukleonabstand etwa 1.6fm beträgt, bedeutet dies, daß die Quarks nicht zwischen den Nukleonen ausgetauscht werden können, sondern immer im selben Nukleon festgehalten werden. Man spricht vom *confinement*. Gelingt es, durch Schwerionenstöße die Nukleonendichte ρ , die im Grundzustand ungefähr $\rho_0 \approx 0.15\text{Nukleonen}/\text{fm}^3$ beträgt, um etwa einen Faktor

10-15 zu steigern, so sollte die Energiedichte so groß werden, daß die Quarks und Gluonen in der asymptotischen Freiheit die Erinnerung an ihr Nukleon verlieren und sich frei bewegen und vermischen können[Sat]. In diesem Zustand, der *Quark-Gluon-Plasma* (*QGP*) heißt, ist die hadronische Struktur der Kernmaterie aufgelöst (*deconfined*), ein Übergang von der hadronischen zur Plasmaphase hat stattgefunden. Die Abbildung 1.1 skizziert die vermutete Abhängigkeit der Phase von Temperatur und Nukleonendichte, das sogenannte *Phasendiagramm*.

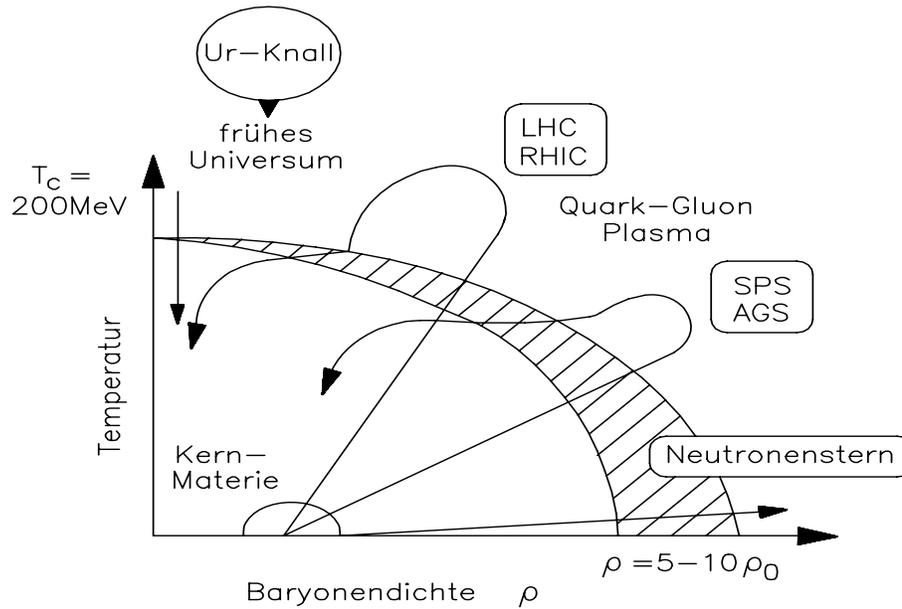


Abbildung 1.1 Phasendiagramm: Schematische Darstellung des Übergangs von der Plasmaphase zur hadronischen Materie[Boc].

Ziel des NA35-Experiments ist es, das Verhalten der Kernmaterie bei hohen Energiedichten zu untersuchen und Aufschluß darüber zu erhalten, ob der beobachtete Endzustand noch durch rein hadronische Prozesse oder nur noch unter Zuhilfenahme eines zumindest teilweisen *Deconfinements* erklärbar ist.

Dazu werden Reaktionen zwischen Projektilkernen, die auf 200 GeV/Nukleon beschleunigt wurden, und einem ruhenden Targetkernen (*Fixed-Target*) untersucht. Die Energie im Schwerpunktsystem (*Center-of-Mass System*) beträgt damit etwa $\sqrt{s} \approx 20 \frac{\text{GeV}}{\text{Nukleonpaar}}$. Der dabei in der Hochdichtephase eventuell erzeugte QGP-Zustand geht durch Expansion und einen Phasenübergang wieder in die hadronische Phase über, die schlußendlich bei hinreichend kleinen Dichten nicht mehr stark wechselwirkt (*freeze-out*) und als Endzustand gemessen wird. Rückschlüsse über die Hochdichtephase und die damit verbundenen Reaktionsmechanismen müssen aus dem hadronischen Endzustand gezogen werden, was die Anforderungen an den experimentellen Aufbau definiert, nämlich eine genaue Vermessung dieses Endzustands. Zudem ist eine Modellvorstellung der Reaktionsdynamik notwendig, anhand derer die Natur des anfänglichen Zustandes aus dem gemessenen Endzustand deduziert werden kann.

Dieser Endzustand besteht im wesentlichen aus den leichten Pionen π^+ , π^0 , π^- , den etwas schwereren, die Quantenzahl Strangeness tragenden Kaonen K^+ , K^0 , \bar{K}^0 , K^- und den Nukleonen und Anti-Nukleonen, sowie seltsamen Baryonen (z. B. Λ , $\bar{\Lambda}$), insgesamt je nach Stoßsystem bis zu 500 Hadronen. Die elektrisch neutralen, nicht schwach zerfallenden Hadronen sind in den benutzten Detektoren nicht nachweisbar und entziehen sich damit zunächst der Analyse. In isospinskalaren Stoßsystemen, wie $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S}$, entspricht z.B. die Anzahl der positiven oder negativen Pionen der der π^0 . In den nicht isospinskalaren Stoßsystemen wie etwa $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ kann die Anzahl neutraler Pionen nur durch Abschätzungen angegeben werden. Für beide Fälle sind jedoch die genaue und vollständige Erfassung der geladenen Hadronen nötig und großvolumige Detektoren wünschenswert. Da man den experimentell gemessenen Phasenraum so groß wie möglich gestalten möchte, ist es nötig die Detektoren in den Randbereichen ihrer Akzeptanz sehr gut zu verstehen. Damit werden Unsicherheiten der Extrapolation auf den gesamten Phasenraum minimiert. Dies ist die Motivation für diese Arbeit.

Die Vermessung der Phasenraums geschieht im **NA35**-Experiment durch ein Spektrometer bestehend aus einem 1.5 Tesla starken Analysiermagneten, einer Streamerkammer als zentralem Spurdetektor und einer Spurendriftkammer, der NA35-TPC. Die Streamerkammer liefert durch Photographieren der Ereignisse drei stereoskopische Ansichten der Teilchenspuren. Aufgrund der hohen Spurdichte um die Strahlachse, des begrenzten Auflösungsvermögens des Detektors und der optischen Auslese, können jedoch nicht alle Teilchenspuren räumlich rekonstruiert werden, die Streamerkammerakzeptanz ist auf niedrige Rapiditäten (niedrige longitudinale Geschwindigkeiten) beschränkt. Die erwünschte Vermessung des Endzustandes der Schwerionenstöße in einem möglichst vollständigen Phasenraum macht Korrekturen in den durch die Detektorineffizienz betroffenen Rapiditätsbereichen notwendig. Die Entwicklung einer Korrekturmethode und

die dadurch erleichterte Extrapolation auf den gesamten Phasenraum ist die Aufgabe dieser Arbeit.

2 Der Experimentaufbau

Der zentrale Spurdetektor des NA35-Experiments ist eine in einem 1.5 Tesla starken Magneten stehende Streamerkammer. Das Target ist ungefähr 10cm strahlaufwärts der Streamerkammer angebracht, während sich strahlabwärts ein Verbund aus dem Photon Position Detektor, dem Ring- und dem Intermediären Kalorimeter zur Messung der transversalen Energie¹ und abschließend ein Veto-Kalorimeter zur Ereignisselektion befinden[Mar]. Die Aufnahme der Streamerkammerdaten[Wen] erfolgt durch drei Kameras, die das Ereignis von oben photographieren. Ihre optischen Achsen bilden einen Stereowinkel von ungefähr 15 Grad (siehe Abbildung 2.2), wodurch eine 3-dimensionale, räumliche Rekonstruktion der Spuren möglich ist. In späteren Phasen des Experiments wurde eine zusätzliche *Time-Projection-Chamber* (TPC)[Har],[Gün],[Rol] als weiterer Spurdetektor benutzt. Sie steht 4 Meter hinter der Streamerkammer und dient dazu, Teilchenspuren mit hoher Rapidität (siehe Gleichung 2.6) zu detektieren und Teilchenidentifikation anhand der spezifischen Ionisation im TPC-Gas durchzuführen.

Zusätzlich gab es noch die *Sweeper*-Konfiguration, in der strahlaufwärts der Streamerkammer ein zusätzlicher Magnet mit einem inhomogenen Feld zwischen 2.1 Tesla und 1.5 Tesla stand. Das Target war in dieser Konfiguration vor diesem Magneten, damit also einige Meter vor der Streamerkammer, angebracht und eine Auffächerung der Teilchenspuren wurde somit erreicht (siehe Abbildung 2.2), so daß dadurch der Bereich hoher Rapiditäten der Datenanalyse zugänglich wurde [Rot], [Lee]².

Die in dieser Arbeit untersuchten Daten wurden zwar teilweise mit der TPC (negative Hadronen bei hohen Rapiditäten in $^{32}S + ^{197}Au$ -Ereignissen[Rot]) oder in der Sweeperkonfiguration (Nettoprotonen in $^{32}S + ^{197}Au$ -Ereignissen[Rot]) aufgenommen, doch richtet sich das Augenmerk hauptsächlich auf die Streamerkammer und so sei im folgenden deshalb auch nur sie, als der zentrale Spurdetektor des NA35-Experiments in der *norma-*

¹Die transversale Energie eines Teilchens ist definiert, als das Produkt aus Energie des Teilchens und dem Sinus des Winkels, der durch die Strahlachse und dessen Impulsvektor eingeschlossen wird:
 $E_T = E \cdot \sin(\theta)$.

²Die Erklärung dieses Umstandes wird im Kapitel "Die Detektoreffizienz" gegeben.

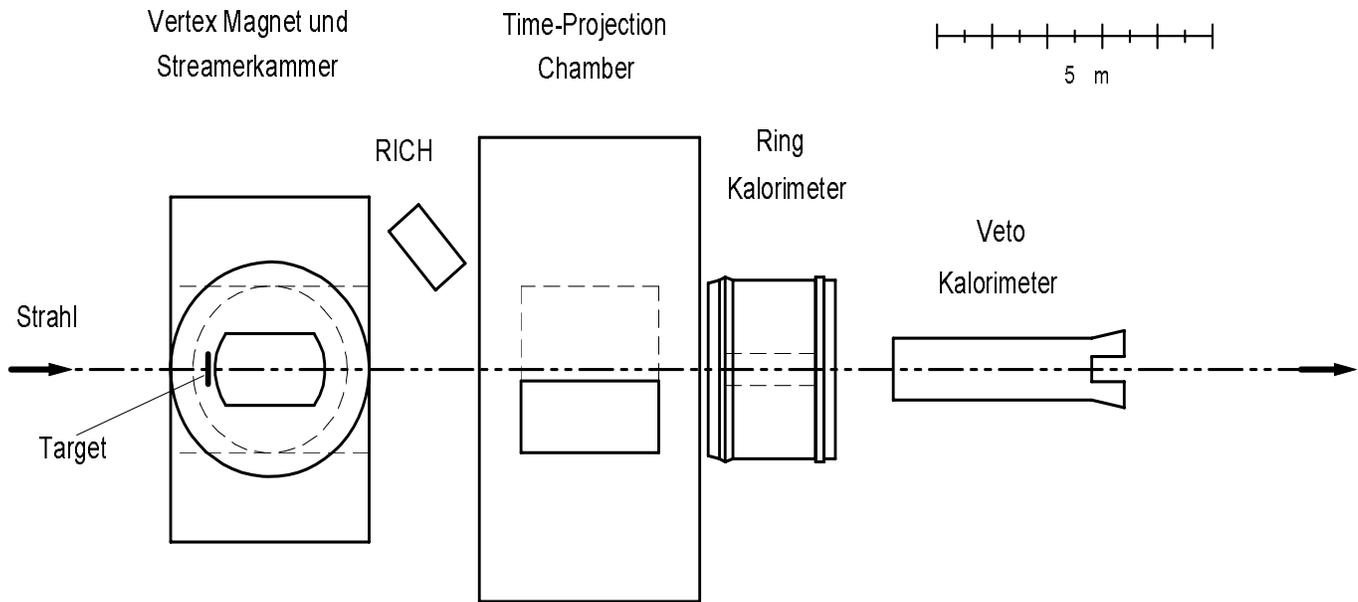


Abbildung 2.1 Skizze des neuen NA35-Experimentaufbaus mit der TPC (Vogelperspektive).

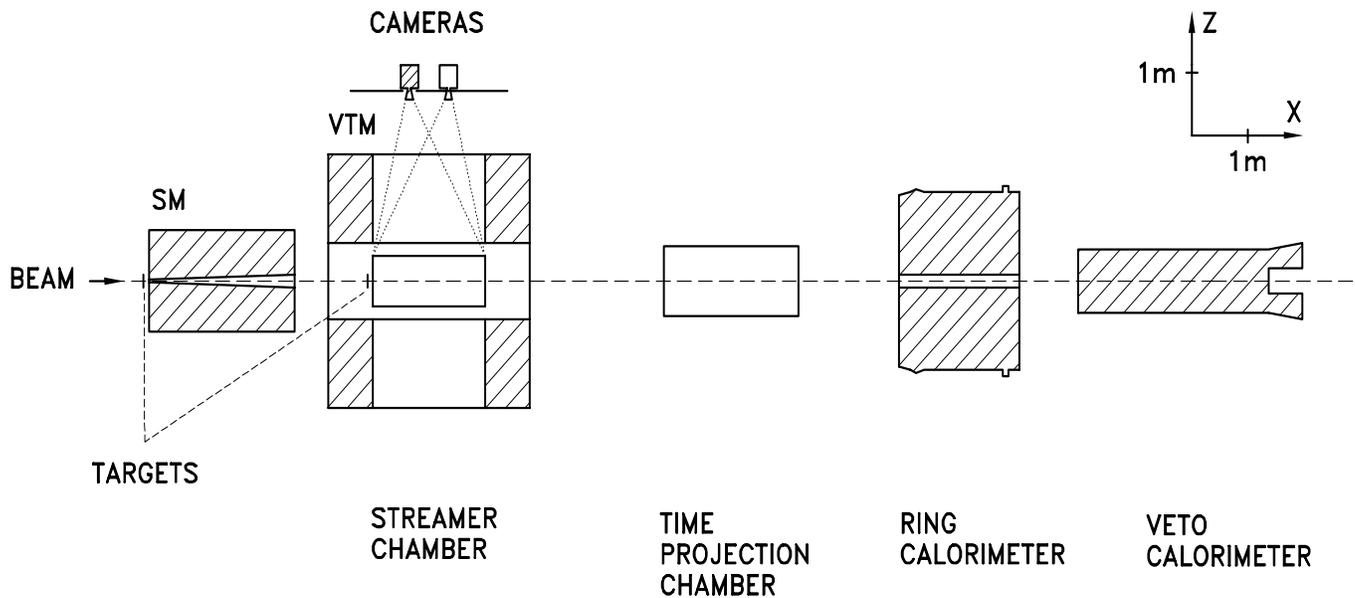


Abbildung 2.2 Skizze des NA35-Experimentaufbaus in der *Sweeper*-Konfiguration (Seitenansicht). Ist der Swepermagnet eingeschaltet, so ist das Target in der vorderen (strahl-aufwärts) Position angebracht, ist er ausgeschaltet, so sitzt es direkt vor der Streamerkammer.

len', ursprünglichen Konfiguration, kurz beschrieben, wobei nur die für das Verständnis dieser Arbeit relevanten Aspekte angesprochen werden³.

2.1 Die NA35-Streamerkammer

Die NA35-Streamerkammer ist vielleicht der letzte, große, optische Detektor in der Hochenergie-Kernphysik. Das Grundprinzip dieses Detektors ist ähnlich wie bei Blasen- und Funkenkammern. Ein geladenes Teilchen durchläuft einen großvolumigen Detektor und hinterläßt dabei entlang seiner Trajektorie eine optisch sichtbare Spur, die durch mehrere stereoskopisch angeordnete Kameras fotografiert wird, so daß eine räumliche Rekonstruktion der Teilchenbahn möglich ist. Bei der Blaskammer wird dies dadurch bewerkstelligt, daß ein Stempel die sich in einem Zylinder unter großem Druck befindende, überhitzte Flüssigkeit plötzlich dekomprimiert. Entlang der Teilchenbahn verdampft die Flüssigkeit, meist flüssiger Wasserstoff, und bildet dabei Gasblasen, die dann fotografiert werden können. Im Falle der Streamerkammer handelt es sich um ein Gasvolumen und das es durchdringende Teilchen führt zu Ionisation. Die dabei gebildeten freien Elektronen werden durch Anlegen eines starken, elektrischen Feldes (20kV/cm für $\approx 10\mu\text{sec}$) beschleunigt, und eine lawinenartige Sekundärionisation führt zur Bildung von schwach glimmenden Streamern (Vorstufen von Funkens), die als Abbild der Spur dann ebenfalls fotografiert werden. Neben unterschiedlichen Charakteristika wie der Zwei-Spur-Auflösung und der Totzeit gibt es noch einen fundamentalen Vorteil der Streamerkammer, sie kann "getriggert" werden. Das bedeutet, es kann eine Ereignisselektion z. B. auf zentrale Ereignisse vorgenommen werden. Dies ist nötig, da jedes Ereignis von drei Kameras aufgenommen wird, was eine enorme Menge von Filmmaterial bedeutet, welches später in einem sehr aufwendigen Datenanalyseverfahren weiterverarbeitet werden müssen. Dabei werden durch menschliche Operateure, die digitalisierten oder auf spezielle Meßtische projizierten Filme von Hand vermessen und das Ereignis mit seinen bis zu 300 Teilchenspuren aus den stereoskopischen Ansichten räumlich rekonstruiert. Die mittlerweile existierende, vollkommen computergestützte, automatische Bildauswertung der digitalisierten Filme[Bri] stand zum Zeitpunkt der Vermessung der in dieser Arbeit benutzten Daten noch nicht zur Verfügung[Bri][Küh]. Bei der Bildauswertung treten für hohen Multiplizitäten starke Probleme auf, da sowohl die Operateure als auch die Automatik durch die begrenzte Zwei-Spur-Auflösung der Streamerkammer einen beträchtlichen Teil der Spuren nicht vermessen können.

Sowohl der Zeitaufwand als auch die Anforderungen an die Rechnerleistung und die Speicherkapazität in diesem Prozess von den Bildern zum rekonstruierten Ereignis sind enorm hoch, was die Selektion auf interessierende (zentrale) Stöße unumgänglich macht. Dazu

³Für eine genaue Beschreibung siehe [Wen].

dienen im NA35-Experiment die verschiedenen Kalorimeter, die im Abschnitt "Trigger" kurz beschrieben werden.

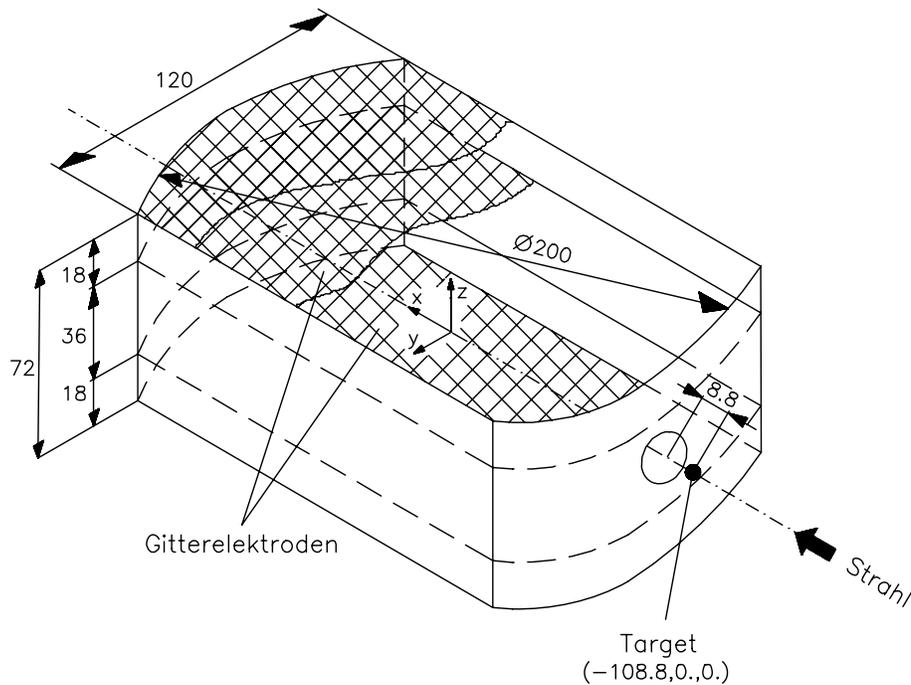


Abbildung 2.3 Schematischer Aufbau der NA35-Streamerammer

Die NA35-Streamerammer ist eine sogenannte 3-Gap-Kammer mit einem sensitiven Volumen von 2.0m Länge, 1.2m Breite und 0.72m Höhe. Der Ausdruck 3-Gap bedeutet eine vertikale Aufteilung des Volumens in drei Feldbereiche. Jeweils 18cm ober- und unterhalb der Mittelebene befinden sich die horizontalen Gitterelektroden, an die oben ein positive und unten ein negative Spannungsimpuls angelegt wird. Weitere 18cm darüber und darunter befinden sich Elektroden auf Massepotential. Alle Elektroden durchsichtige Gitter aus 0.1mm dicken Drähten einer Kupfer-Wolfram Legierung mit 1mm Drahtabstand und gewähren damit eine optische Transparenz von etwa 80% . Die Kammerdecke ist eine optisch klare $120\mu\text{m}$ starke Mylar-Folie. Somit gibt es drei Feldbereiche, die so eingestellt sind, daß sich in der Mittelebene der Kammer ein Massepotential bildet, obwohl sich dort keine stromführende Elektrode befindet. Dies ist wichtig, da die Mittelebene der Kammer mit der stark mit Teilchen bevölkerten Strahlebene zusammenfällt und eine sich dort befindende Elektrode durch Produktion von Sekundärteilchen störend bemerkbar machen würde.

Die Wahl des Kammergases ist durch verschiedene Faktoren bestimmt, so wird dem Hauptgas aus 80% Neon und 20% Prozent Helium noch etwa 0.25% Isobutan beige-mischt, um die Streamerhelligkeit zu erhöhen. Ebenfalls wird ein geringer Anteil von 0.05ppm (*parts per million*) des elektronegativen Gases Schwefelhexafluorid hinzugefügt. Damit wird die Rekombinationszeit für die Elektronen herabgesetzt und somit die

sogenannte Gedächtniszeit der Kammer um etwa eine Größenordnung auf ungefähr $10\mu s$ verkürzt[Wen2], was bei einer Strahlintensität von 10^4 Projektilen pro Extraktionspuls über eine Zeitspanne von vier Sekunden reicht, um Überlagerungen mehrerer Ereignisse auszuschließen.

Der Ursprung des rechtshändigen Ortsraum-Koordinatensystems, liegt in der Mitte des Vertex-Magneten und der Streamerkammer. Die x -Achse verläuft entlang der Strahlrichtung, die z -Achse nach oben, womit die y -Achse nach links zeigt.

Die Streamerkammer liegt im Bereich von $\pm 100cm$ in Strahlrichtung, $\pm 60cm$ in der Breite und $\pm 36cm$ in der Höhe. Das Target ist etwa $10cm$ strahlaufwärts der Streamerkammer angebracht ist, also bei $-110cm$.

Dort, im Vertex, wird die kinematische Charakterisierung der Teilchenspuren vorgenommen, indem aus dem Gesamtimpuls und den Emissionswinkel die Impulskomponenten berechnet werden. Der Impuls wird aus der Krümmung der Spuren unter dem Einfluß des Magnetfeldes bestimmt (siehe Gleichung 2.1), das senkrecht auf der xy -Mittalebene der Kammer, also in etwa parallel zu den optischen Achsen der Kameras steht. Dadurch ist die z -Komponente der Bewegung vom Magnetfeld entkoppelt, die Teilchen bewegen sich in z -Richtung gleichförmig, während sie in der xy -Ebene abgelenkt werden.

$$p = 3 \cdot B \cdot Radius \left[\frac{MeV}{c \cdot T \cdot cm} \right], \quad B = 1.5 \text{ Tesla} \quad (2.1)$$

Es sei hier – in einem Vorgriff auf das Kapitel "Die Detektorineffizienz" – schon erwähnt, daß diese Ablenkung nicht nur zur Bestimmung des Impulses dient, sondern auch durch die Auffächerung der Teilchenspuren, die eine Verringerung der Spurdichte bewirkt. Diese hat großen Einfluß auf die räumliche Rekonstruierbarkeit der Teilchenspuren aus den drei Ansichten eines Ereignisses. Da Teilchen mit großem Impuls, der im wesentlichen immer noch in Richtung des Strahlachse zeigt, nur schwach abgelenkt werden, bilden diese um die Strahachse jedoch immer noch einen Bereich hoher Spurdichte. Dadurch sind sie oft nicht mehr einzeln auflösbar oder weiter unten in der Kammer liegende Spuren werden einfach abgedeckt.

Doch nun wieder zur kinematische Charakterisierung der Teilchenspuren. Da die geladenen Teilchen im Magnetfeld eine Helixbahn beschreiben, kann diese an den Vertex zurückextrapoliert werden, wo die Emissionswinkel bestimmt werden.

Der Winkel zwischen der x -Achse und der Projektion des Impulsvektors auf die xy -Ebene wird Azimutwinkel φ genannt, der Winkel zwischen dieser Projektion und dem Impulsvektor selbst heißt Dipwinkel λ . Die einzelnen Impulskomponenten lassen sich dann wie folgt ableiten:

$$p_x = p \cdot \cos \lambda \cdot \cos \varphi \quad (2.2)$$

$$p_y = p \cdot \cos \lambda \cdot \sin \varphi \quad (2.3)$$

$$p_z = p \cdot \sin \lambda \quad (2.4)$$

Somit stehen die Impulskomponenten fest und der Impulsraum kann durch sie aufgespannt werden. Da es bei diesem Experiment jedoch keine ausgezeichnete Streurichtung

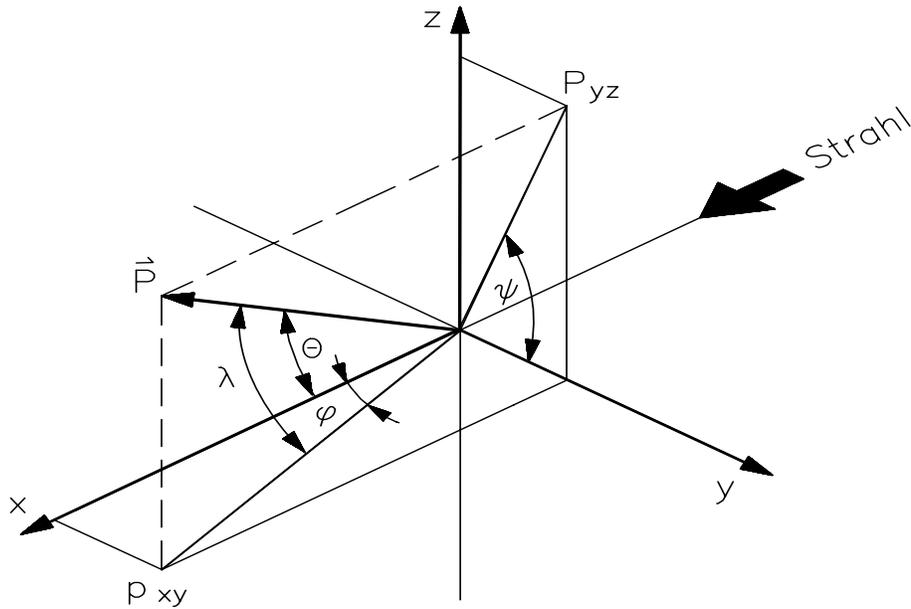


Abbildung 2.4 Das Koordinatensystem des Impulsraums

gibt, ist es sinnvoll die y - und die z -Komponente des Impulses zum Transversalimpuls senkrecht zur Strahlachse, also zur x -Achse zusammenzufassen:

$$p_T = \sqrt{p_y^2 + p_z^2}. \quad (2.5)$$

Führt man an dieser Stelle noch die Größe *Rapidity*

$$y = \frac{1}{2} \cdot \log \left(\frac{E + p_x c}{E - p_x c} \right) \quad (2.6)$$

mit

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (\text{relativistische Gesamtenergie}) \quad (2.7)$$

ein, so läßt sich der zwei-dimensionale Phasenraum als Abbild des Impulsraums darstellen: $\mathcal{R}^3(p_x, p_y, p_z) \longrightarrow \mathcal{R}^2(y, p_T)$.

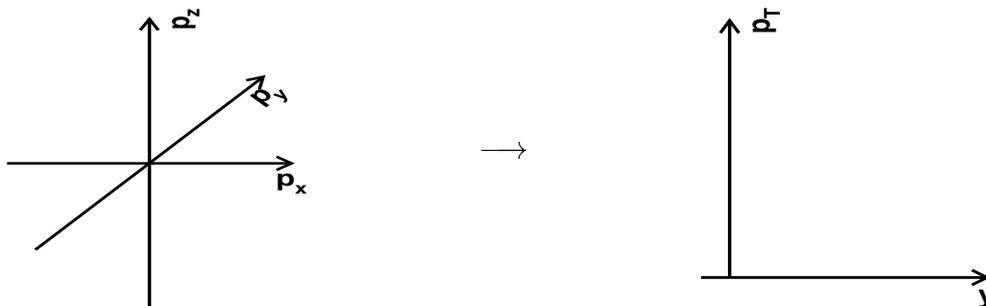


Abbildung 2.5 Übergang vom Impuls- zum Phasenraum

Da in der Streamerkammer nur Impulse (aus der Krümmung der Teilchenspuren im Magnetfeld), aber keine Energien gemessen werden, doch die Rapidität von der Energie und damit auch von der Masse des zu beschreibenden Teilchens abhängt (siehe Gleichung 2.6), kann sie nur unter der Annahme einer Teilchenmasse berechnet werden. Es wird deshalb im folgenden zwischen y_{Proton} und y_{Pion} unterschieden. Wie Abbildung 2.5 andeutet, kann die Rapidität durchaus negativ sein (Der Transversalimpuls hingegen ist immer positiv.), in einem *Fixed-Target*-Experiment wird die Verteilung der Teilchenspuren aber immer zu positiven Rapiditäten hin verschoben sein.

Die Rapidität ist ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit mit dem Vorteil der Additivität gegenüber einem Lorentz-Boost¹ in Strahlrichtung, was für die 'normale' relativistische Geschwindigkeit nicht gilt.

Dies ist wünschenswert, da dadurch der Vergleich mit anderen Experimenten, z. B. Colliderexperimenten, bei denen das Labor- gleich dem Schwerpunktsystem ist, vereinfacht wird.

Zudem werden zur Beschreibung einer Teilchenspur noch zwei weitere Größen eingeführt, die Winkel θ und ψ .

$$\theta = \arccos \frac{p_x}{p} \quad (2.8)$$

$$\psi = \arccos \frac{p_y}{p_T} \quad (2.9)$$

Von besonderer Bedeutung ist hierbei der ψ -Winkel. Er mißt, in wie weit die durch die Strahlachse und den Impulsvektor definierte Ebene aus der xy -Ebene, der horizontalen Mittelebene der Kammer, verdreht ist und hat damit entscheidenden Einfluß auf die Rekonstruierbarkeit der Spuren. Spuren mit $\psi < 180^\circ$ liegen in der oberen Kammerhälfte, die mit $\psi > 180^\circ$ in der unteren. Das Magnetfeld lenkt positive Teilchen in Richtung der y -Achse ab, negative entgegengesetzt. Negative Spuren mit ψ -Winkeln von $90^\circ < \psi < 270^\circ$ werden aus dem Bereich hoher Spurdichte um die Strahlache (Pencil) herausgebogen, *rightside*-Spuren genannt, und sind damit in ihrer Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber den Spuren außerhalb dieses Winkelbereichs, die in den Pencil zurückgebogen werden, begünstigt, wie das nächste Kapitel zeigen wird. Letztere werden *wrongside*-Spuren genannt. Durch die Definition des Koordinatensystems und die Polung des Magnetfeldes bedingt zeichnen sich *wrongside*-Spuren durch ein negatives Produkt aus Ladung und der y -Komponente des Impulses aus. Für *rightside*-Spuren ist dieses Produkt positiv. Die Spuren lassen sich also, wie in folgender Tabelle gezeigt, nach einfachen Kriterien unterteilen.

¹Unter einem Lorentz-Boost versteht man die Transformation in ein sich gleichförmig, mit konstanter Geschwindigkeit bewegendes Inertialsystem.

<i>rightside</i>	$q \cdot p_y > 0$
<i>wrongside</i>	$q \cdot p_y < 0$
oben	$\psi < 180^\circ, \quad p_z > 0$
unten	$\psi > 180^\circ, \quad p_z < 0$
rechts	$\psi < 90^\circ, \quad \psi > 270^\circ$
links	$90^\circ < \psi < 270^\circ$

Tab. 2.1 Einfache Kriterien zur Einteilung der Streamerkammer-Spuren

Beispiele von Streamerkammerbildern

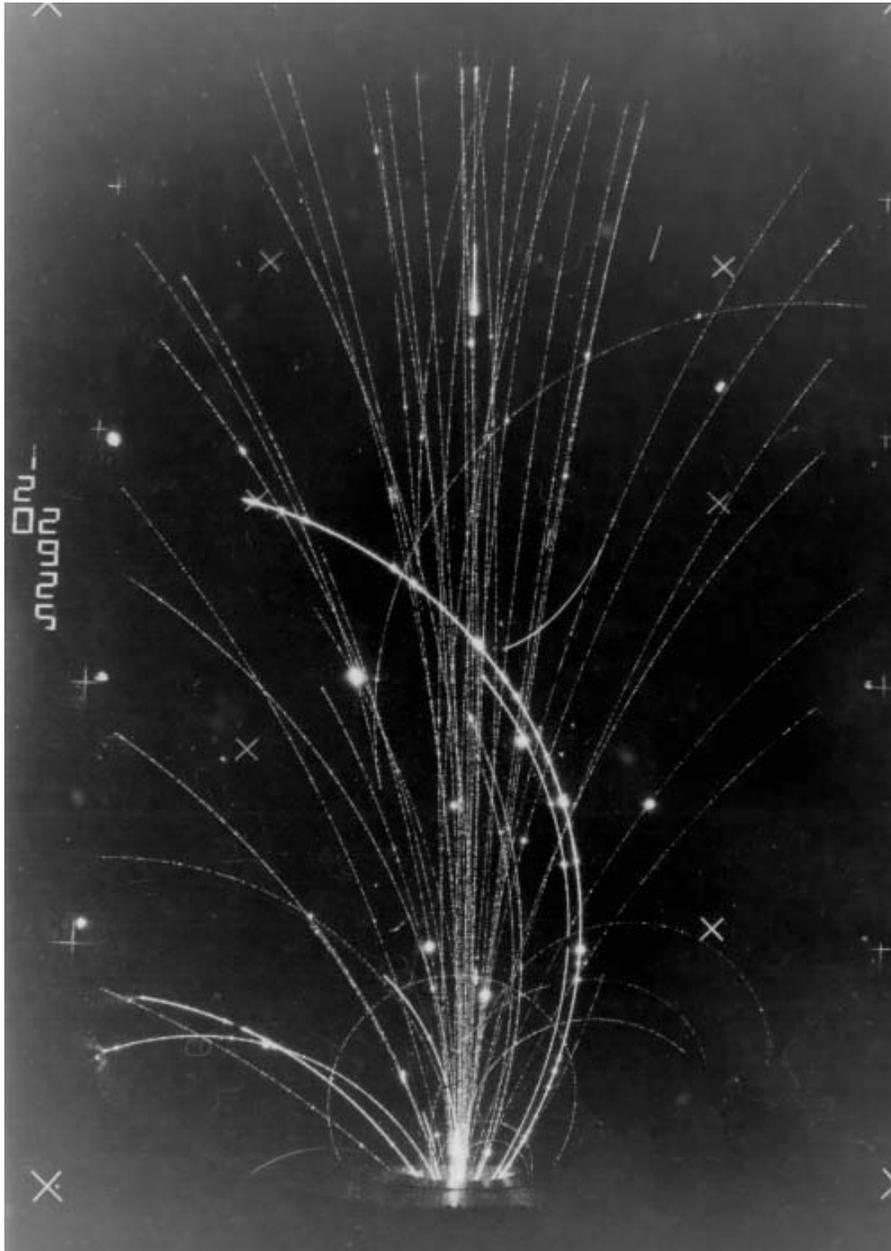


Abbildung 2.6 Ein ${}^2d+{}^{197}Au$ -Ereignis in der Streamerkammer

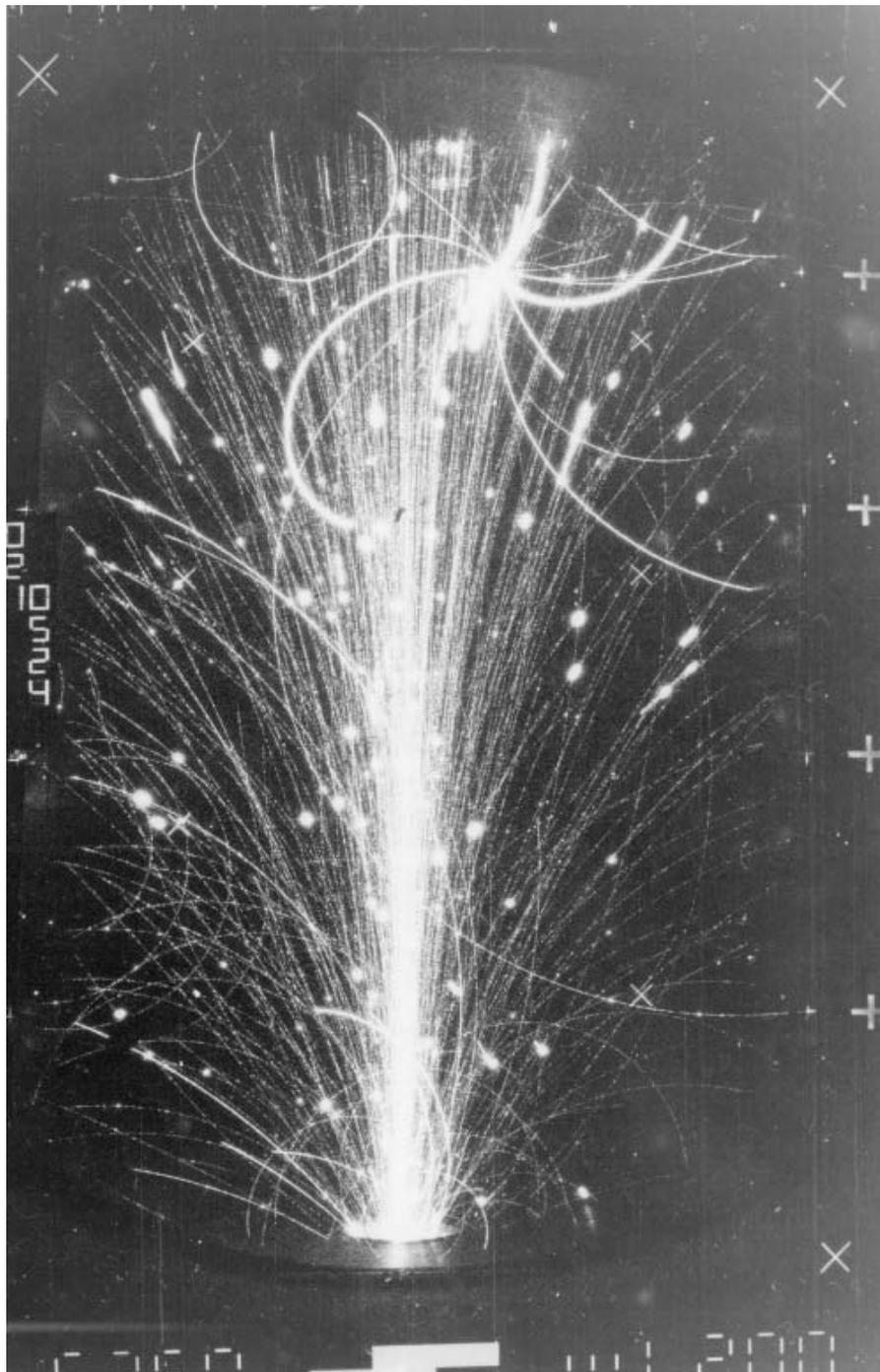


Abbildung 2.7 Ein $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ -Ereignis in der Streamerkammer

2.2 Die Trigger

Unter einem *Trigger* versteht man die für die Erfassung eines einzelnen Ereignisses nötigen Mechanismen, die die Detektorauslese starten. Dazu gehört es innerhalb der Gedächtniszeit des Detektors eine Entscheidung darüber zu treffen, ob es sich lohnt, das Ereignis aufzuzeichnen. Dies ist aus zwei Gründen vonnöten:

- Jeder Detektor besitzt eine Totzeit, also eine Zeitspanne, die er benötigt, um nach der erfolgten Auslese wieder auf das nächste Ereignis vorbereitet zu werden. Übertragen auf das NA35-Experiment bedeutet dies, die zum Transport der Filme nötige Zeit von $\approx 1\text{sec}$ abzuwarten. Findet während des Filmtransports ein Ereignis statt, so kann dies nicht aufgenommen werden. Es ist also sinnvoll die Auslese nur bei einem interessanten Stoßereignis zu starten.
- Da nur bei den wenigsten Experimenten eine *online*-Analyse, also eine simultane Auswertung der Ereignisse parallel zu deren Aufnahme, möglich ist, müssen anfallenden Daten zunächst gespeichert werden. Um sowohl die Kosten für die benötigten Speicherkapazitäten gering zu halten und trotzdem bei einer limitierten Experimentdauer möglichst viele vergleichbaren Daten aufzunehmen, als auch die zur späteren Auswertung benötigte Zeit zu begrenzen, sollen nur wirklich interessante Ereignisse aufgenommen werden, z.B. nur zentrale Stöße.

Um dies zu gewährleisten, gibt es im NA35-Experiment folgende Instrumente: Den sogenannten S_4 -Szintillationszähler, den **Photon Position Detektor**, das Ring-Kalorimeter-[Mar], das Intermediäre- und das Veto-Kalorimeter. Der S_4 -Szintillationszähler dient ausschließlich dem Triggern, während die übrigen Detektoren auch zur Charakterisierung der Ereignisse benutzt werden.

Der S_4 -**Szintillationszähler** mit einem Volumen vom $10 * 10 * 1\text{ mm}^3$ wird hinter der Streamerkammer so positioniert, daß ein im Target keine Wechselwirkung vollziehendes Strahlteilchen durch das Magnetfeld genau in ihn hineingelenkt wird. Um ein aus den Endprodukten einer Wechselwirkung resultierendes Hadron, das zufällig diese Zähler trifft, zu unterdrücken, wird eine Schwelle gesetzt, die ein Ansprechen dieses Zähler nur im Falle eines Projektilions mit der ursprünglichen Ladung gewährleistet. Der S_4 -Zähler stellt somit ein Instrument dar, welches lediglich eine Aussage darüber macht, ob eine inelastische Reaktion stattgefunden hat (kein Signal) oder nicht (Signal), ohne sie genauer zu charakterisieren, z. B. Information über die Zentralität zu geben. Ein solcher Trigger heißt *minimum bias trigger*.

Der **PPD**[Art] dient zur Messung des transversalen Energieflusses. Dieser ist ein Maß dafür, wieviel Energie aus der ursprünglich nur longitudinalen Bewegung in Transversalrichtung verschoben wird. Der PPD ist ein elektromagnetisches Kalorimeter mit einer Frontfläche von $3 * 3\text{ m}^2$ und einer Aussparung von $50 * 50\text{ cm}^2$ um die Strahlachse und

überdeckt damit in etwa den Winkelbereich von $12.5^\circ > \theta > 3.1^\circ$. Es stellt für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen 9.8 Strahlungslängen¹. und etwa 0.5 nukleare Wechselwirkungslängen² für Hadronen dar.

Das direkt daran anschließende **Ring-Kalorimeter**[deM] hat einen Durchmesser von 3m und ebenfalls ein Loch von 56cm Durchmesser um die Strahlachse. Es überdeckt bei etwa 6.5 nuklearen Wechselwirkungslängen denselben Winkelbereich und mißt dort den transversalen Energiefluß. Zusammen mit dem PPD wird so eine Energieauflösung von $0.3/\sqrt{E}$ im elektromagnetischen und $1/\sqrt{E}$ im hadronischen Teil erreicht.

Das **Intermediäre Kalorimeter**[Wen] ist in das zentrale Loch des Ring-Kalorimeters eingeschoben und deckt den Winkelbereich $3.1^\circ > \theta > 0.3^\circ$ ab. Es besitzt ein $20 * 10 \text{ cm}^2$ großes Loch, das wegen der Ablenkung des Strahls im Magnetfeld um 7cm versetzt ist. Die aus diesen drei Kalorimetern gewonnene Information über den transversalen Energiefluß kann zur Selektion zentraler Ereignisse benutzt werden, denn dieser sollte mit kleiner werdendem Stoßparameter stetig wachsen. Dieser Trigger, der das Überschreiten einer Schwelle minimaler "transversaler" Energie fordert, heißt E_T -Trigger.

Das Veto-Kalorimeter[deM] deckt den restlichen Winkelbereich von $0.3 > \theta$ ab und registriert somit die Projektilspektatoren, also die Nukleonen, die im Gegensatz zu den sogenannten Partizipanten, keine Nukleone-Nukleon-Stöße durchführen. Damit erfahren die Spektatoren auch keinen Impulsübertrag, ihr maximaler Transversalimpuls $p_F \approx 297\text{MeV}/c$ resultiert aus der Fermi-Energie¹. Bei einer Strahlenergie von 200GeV pro Nukleon ergibt sich damit ein maximaler Ablenkwinkel der Projektilfragmente von etwa 0.08° aus dem Fermi-Impuls und 0.2° aus der Ablenkung im Magnetfeld, was den durch das Vetokalorimeter abgedeckten Winkelbereich erklärt. Es hat eine sensitive Frontfläche von etwa 1m^2 . Mit einer Energieauflösung von $0.17/\sqrt{E}$ im elektromagnetischen und $0.74/\sqrt{E}$ im hadronischen Teil und der Eigenschaft die Projektilspektatoren zu messen, kann es hervorragend Ereignisselektion benutzt werden und arbeitet wie der S_4 -Zähler in einer *inversen* Logik. Je weniger Energie im Veto-Kalorimeter, also unter kleinen Ablenkwinkeln gemessen wird, desto vollständiger hat der Projektilkern an der Reaktion teilgenommen und desto zentraler ist der Stoß. Diese Art der Ereignisselektion wird als $\overline{\text{Veto}}$ -Trigger bezeichnet.

Der Quotient aus den durch diese Trigger akzeptierten Ereignisse und der durch den S_4 -Zähler bestimmten gesamten Anzahl inelastischer Wechselwirkungen wird zur Zentralitätsklassifikation als Anteil am totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts benutzt.

¹Unter einer Strahlungslänge versteht man die Wegstrecke, die benötigt wird, um die Energie eines Teilchens durch vielfache Coulombstreuung auf den e -ten Teil zu reduzieren: $E = E_0/e$

²Unter einer nuklearen Wechselwirkungslänge versteht man die Wegstrecke, die ein Teilchen zurücklegen kann, bis seine Energie durch vielfache Stoßprozesse nur noch den e -ten Teil der ursprünglichen Energie beträgt.

¹Im Fermi-Gas-Modell, in dem Kerne als ideales Gas aus nicht miteinander wechselwirkenden Nukleonen beschrieben werden, wird ihre kinetische Energie durch die Fermi-Energie $E_F \approx 28\text{MeV}$ abgeschätzt[Seg]. Mit $E_F = p_F^2/2m_{\text{Nukleon}}$ folgt damit $p_F \approx 297\text{MeV}/c$

Ein $n\%$ -Trigger bedeutet demnach:

$$\frac{\text{Anzahl akzeptierter Ereignisse}}{\text{Gesamtzahl inelastischer Wechselwirkungen}} = \frac{\text{Trigger-Ereignisse}}{S_4\text{-Ereignisse}} = n * 100\% \quad , \quad (2.10)$$

wobei dies immer für die selbe Anzahl von Strahlteilchen gemessen werden muß. Die in dieser Arbeit diskutierten Daten wurden im Falle der $^{32}S + ^{197}Au$ -Ereignisse teilweise mit dem E_T -Trigger, hauptsächlich jedoch mit dem $\overline{\text{Veto}}$ -Trigger im Falle der $^2d + ^{197}Au$ -, der $^{16}O + ^{197}Au$ -Ereignisse sowie der $^{32}S + ^{197}Au$ -Protondaten aufgenommen. Die jeweiligen Anteile am inelastischen Wirkungsquerschnitt sind im Kapitel "Spektren" kurz zusammengefaßt.

3 Die Streamerkammer— Detektoreffizienz

Um Teilchenspuren räumlich rekonstruieren zu können, müssen diese in mindestens zwei der drei perspektivischen Ansichten (*Views*) sichtbar und einander zuzuordnen sein, was jedoch nicht immer möglich ist. Verständlich wird dies aus der Überlegung, wie die Streamerkammer die Spuren '*sieht*', nämlich durch drei Kameras, die alle von oben nach unten, lediglich durch einen Stereowinkel von 15° getrennt, '*schauen*'. Ein hypothetisches Teilchen, das sich parallel zur optischen Achse einer Kamera bewegt, wird von dieser nur als Punkt gesehen. Durchquert dieses Teilchen nun noch die halbe Kammer, von der Mittelebene $z = 0\text{cm}$ bis zur der Kammerdecke $z = \pm 36\text{cm}$, so beträgt die Länge der Projektion dieser Spur in der Ansicht einer der anderen Kameras nur ca. 9.31cm , also etwa $\frac{1}{4}$ der wirklichen Spurlänge, was die räumliche Rekonstruierbarkeit erheblich beeinträchtigt, wie im folgenden erklärt wird. Dies ist selbstverständlich ein extremes und unrealistisches Beispiel, doch es verdeutlicht die Problematik. Je weiter der Transversalimpuls in die z -Richtung gerichtet ist, desto stärker ist die optische Verkürzung der Spurlänge. Anhand der die Impulskomponenten definierenden Gleichungen 2.2 erkennt man, daß dies besonders für Spuren mit großem Dipwinkel λ und einem ψ -Winkel um 90° oder 270° zutrifft.

Ebenso sind es genau die Spuren dieser Winkelbereiche, die, selbst wenn sie im Impuls- und Ortsraum weit voneinander getrennt sind, in den Projektionen dicht beieinander liegen können. Als Beispiel dafür seien zwei Spuren von Teilchen gegeben, deren Impulse sich nur durch das Vorzeichen der z -Komponente voneinander unterscheiden. Sicherlich sind die Teilchenbahnen in z -Richtung weit voneinander getrennt, doch sind die Projektionen durch die fast senkrecht zur z -Achse stehenden Filmebenen auf diese nur schwach sensitiv. Solche Spuren liegen auf den Filmen dicht zusammen, und wegen der begrenzten Auflösung von ungefähr 1.8mm in der Kammermitte und 2.8mm in der Nähe des Kammerbodens bzw. der Kammerdecke [Wen] in den einzelnen Ansichten kann es dazu kommen, daß die Streamer nicht mehr zu trennen sind. Mehrere Spuren werden von der Streamerkammer als eine einzige erkannt.

Ein weiterer, die Rekonstruktionsineffizienz bedingender Effekt tritt verstärkt bei Er-

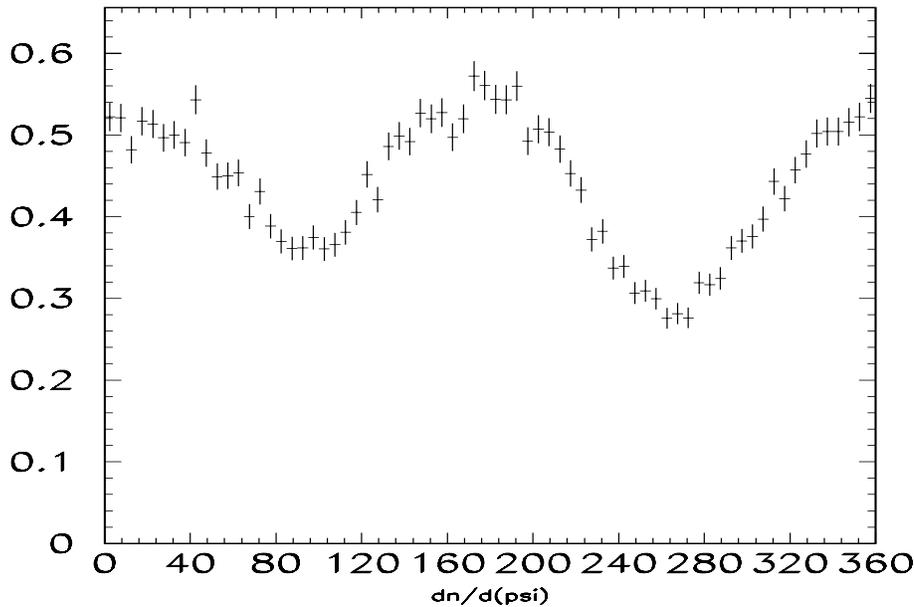


Abbildung 3.1 ψ -Winkelverteilung der rekonstruierten Spuren in der Streamerkammer, $^{16}S + ^{197}Au$ 200GeV/Nukleon, $p_T > 0.2\text{GeV}$

eignissen mit hoher Multiplizität auf. Da es sich bei NA35 um ein Fixed-Target-Experiment, also mit einem im Laborsystem ruhenden Target handelt, zeigt der Gesamtimpuls im Laborsystem vor und nach dem Stoß in Richtung der Strahlachse. Man sagt: „Die Spuren liegen in der Vorwärtshemisphäre.“, oder spricht von einem „vorwärtsfokussierten Ereignis“, was auch die Position des Targets, etwa 10cm strahlaufwärts der Streamerkammer erklärt. Nachteil dieser Fokussierung ist eine sehr hohe Spurdichte, insbesondere um die Strahlachse, *Pencil* genannt. Dieser *Pencil* wird durch Teilchen mit großen Impulsen gebildet. Sie werden durch das Magnetfeld nur wenig abgelenkt, sind magnetisch steif. Bei hohen Multiplizitäten, wie sie in $^{16}O + ^{197}Au$ - und $^{32}S + ^{197}Au$ -Ereignissen vorkommen, kann der *Pencil* so dicht werden, daß von einer Auflösung in einzelne Spuren nicht mehr zu reden ist. Besonders betroffen von diesem *Pencil*-Effekt sind die sogenannten *wrongside*-Spuren, also Spuren, die durch das Magnetfeld zur Strahlachse zurück, in den *Pencil* hineingelenkt werden. Bei steigendem Teilchenimpuls 'trifft' es durch die magnetische Steifigkeit dann zunächst alle Spuren, die nicht explizit aus dem *Pencil* herausgelenkt werden, also auch Spuren, deren Transversalimpuls nach oben oder unten zeigt, bis schließlich bei sehr hohen Impulsen alle Spuren im *Pencil* liegen. Die *Pencil*-Spuren, die einen großen Bereich um die Strahlachse abdecken und überdecken, werden zwar nur teilweise im obigen Sinne 'übersehen', denn ihr 'Gesehen-werden' bildet ja erst den *Pencil*, doch können sie in den meisten Fällen nicht räumlich rekonstruiert werden, da eine Zuordnung von Spuren der drei verschiedenen Ansichten nur in den seltensten Fällen möglich und damit ihre Charakterisierung durch die Bestimmung ihrer kinematischen Variablen nicht durchführbar ist. Sie können nicht in die Datenanalyse eingehen.

Dies kann jedoch auch durch eine zu geringe Spurlänge bedingt sein. Für die Rekonstruktion wird eine Spurlänge von mindestens 20cm gefordert. Diese Forderung der minimalen Spurlänge ist deshalb vonnöten, da die Teilchen im Magnetfeld eine Helixbahn beschreiben, die mit insgesamt 4 freien Parametern an die vermessene Spur angepaßt werden muß. Ist die Spur zu kurz, oder nicht auf ihrer vollen Länge sichtbar, so ist diese Anpassung nur mit starken Unsicherheiten durchführbar, welche sich damit auch auf den Impulsvektor \vec{p} auswirken, der im Vertex durch Rückextrapolation der Helixbahn bestimmt wird.

Ein weiterer Grund für das 'Verlorengehen' von Spuren sind Auflagen an die die Bilder vermessenden Operateure. So gab es, um die Anzahl der vermessenen Bilder zu erhöhen, für einige Datensätze die Anweisung, die Bilder nur im Außenbereich zu vermessen oder die aufwendige und langwierige Vermessung des *Pencil*-Bereichs wurde zeitlich limitiert, so daß nur vereinzelt sehr gut sichtbare Spuren in diesem Bereich eher zufällig vermessen wurden. Dadurch fallen natürlich einige Spuren weg, die eher einer *versäumten Rekonstruktion* als einer Nichtrekonstruierbarkeit zuzuschreiben sind, doch macht dies im Bezug auf die Qualität physikalischer Aussagen keinen Unterschied und so sollen im weiteren auch diese Spuren unter dem Begriff der 'Nichtrekonstruierbarkeit' geführt werden.

Zusammenfassend lassen sich folgende, wesentliche Kriterien nennen, die das Herausfallen von Teilchenspuren aus der Datenanalyse bedingen können:

- *Überdeckung* von Spuren bedingt durch die mangelnde Mehrspurauflösung (siehe Abbildung 3.2. Dies betrifft insbesondere ...
 - (a) im Impulsraum benachbarte Spuren. Diese sind auch im Ortsraum benachbart.
 - (b) Spuren im Bereich extrem hohe Spurdichte (*Pencil*) und die durch diesen abgedeckten Spuren.
 - (c) Spuren, die obwohl sie im Impuls- und im drei-dimensionalen Ortsraum getrennt sind, in der zwei-dimensionalen Projektion dicht beieinander liegen. Im allgemeinen kann dadurch die weiter unten liegende Spur nicht richtig erkannt werden.
- Zu kurze sichtbare Spurlänge durch ...
 - ... zu kurze reale Spurlänge.
 - ... starke optische Verkürzung der Spuren.
 - ... zu spätes Heraustreten der Spur aus dem *Pencil*.
- Beschränkungen bei der Vermessung von Bildern

Um die betroffenen Bereiche des Phasenraums dennoch in physikalische Betrachtungen einzubeziehen, wurden verschiedene Korrekturmethode entwickelt, die im folgenden beschrieben und verglichen werden sollen.

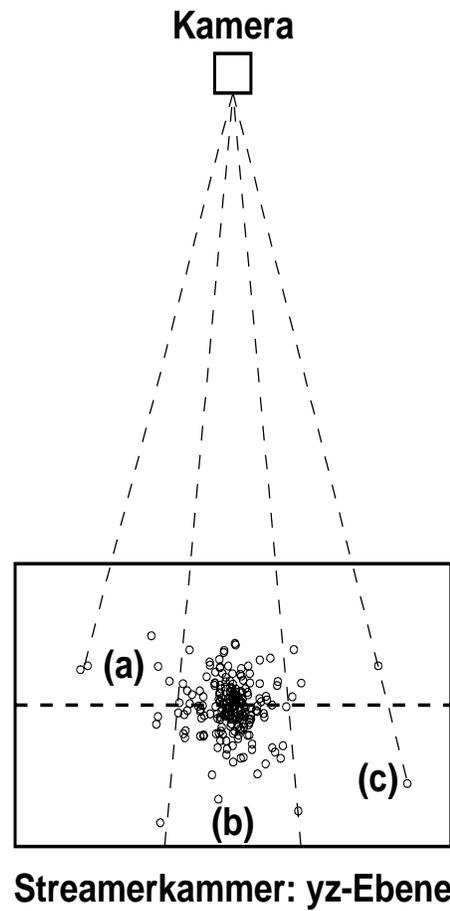


Abbildung 3.2 Spurenverluste durch optische Überdeckung: Schematische Darstellung einer yz -Schnittebene durch die Streamerkammer (Blickrichtung parallel zur Strahlachse).
 (a) Verluste durch dicht beieinander liegende Spuren
 (b) Verluste von Spuren im Pencil oder dem durch ihn abgedeckten Winkelbereich
 (c) Verluste aufgrund der optischen Überdeckung in den zweidimensionalen Projektionen

4 Korrektur auf die Detektorineffizienz

In diesem Kapitel sollen zunächst drei verschiedene Methoden zur Korrektur auf die nicht ideale Detektorakzeptanz vorgestellt werden. Zwei von ihnen, die *Winkelausschnitts-* und die *Zellenwichtungsmethode*, beruhen auf einfachen Algorithmen, während die Entwicklung der dritten, *Endpunktichtungsmethode* genannt, wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit ist. Gefolgt von einem Vergleich der Methoden werden zunächst deren verschiedenen Funktionsweisen dargestellt. Der Vergleich gliedert sich dann in zwei Teile. Zuerst sollen die Unterschiede speziell im Anwendungsbereich der drei Methoden anhand ihrer Funktionsweise und den dazu geforderten Bedingungen herausgearbeitet werden, dann erfolgt eine Gegenüberstellung von experimentell gemessenen Daten, auf die die Korrekturmethode angewandt wurden. Dabei werden die unterschiedlichen Ergebnisse der Winkelausschnittsmethode und der Endpunktichtungsmethode für $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ -Daten bei 200 GeV/Nukleon dargestellt, die Zellenwichtungsmethode wird hierbei ausgespart, da sie für die Gewinnung der später präsentierten und diskutierten Teilchenspektren nicht benutzt wurde, ihre Funktionsweise soll hier nur der Vollständigkeit halber erläutert werden. Für das Stoßsystem $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$ wurde ebenso verfahren wie bei den $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ -Daten. Die $^2\text{d}+^{197}\text{Au}$ -Daten bedürfen keiner dieser Korrekturen, da bei den lediglich c. a. 40 Teilchenspuren pro Ereignis eine fast ideale Rekonstruktionseffizienz erreicht wird [Rot].

4.1 Die Korrekturmethode

So unterschiedlich wie die im folgenden beschriebenen Korrekturmethode auch sein mögen, so beruhen sie doch alle auf einer Annahme, nämlich der isotropen Verteilung der Spuren um die Strahlachse. Diese ist, da der Stoßparameter keine Vorzugsrichtung besitzt, bei einer Mittelung über mehrere Hundert Ereignisse sicherlich gewährleistet. Probleme kann es jedoch bei der Auswertung der Bilder geben. Spuren, die nicht vom

Hauptvertex herrühren, sondern aus sekundären Stoßprozessen oder aus Zerfällen neutraler Teilchen stammen, können oft nicht als solche erkannt werden, wenn der Entstehungsort vom Pencil verdeckt wird oder zwischen Target und Streamerkammer liegt, die rekonstruierte Spur aber in Richtung des Hauptvertex zeigt. Dies ist nicht gerade selten, da neutrale Teilchen nicht abgelenkt werden, also eine Verdeckung ihrer Zerfallsverice vom Pencil wahrscheinlich ist. Die Zerfallsspuren sind, durch ihren Entstehungsort und den Pencil bedingt, meist nur über kurze Spurlängen sichtbar. Wegen dieser kurzen Spurlänge ist die Rekonstruktion aber oft nur unter Zuhilfenahme des Hauptvertex als Spurpunkt möglich; eine Spur wird auf den Vertex gezwungen.

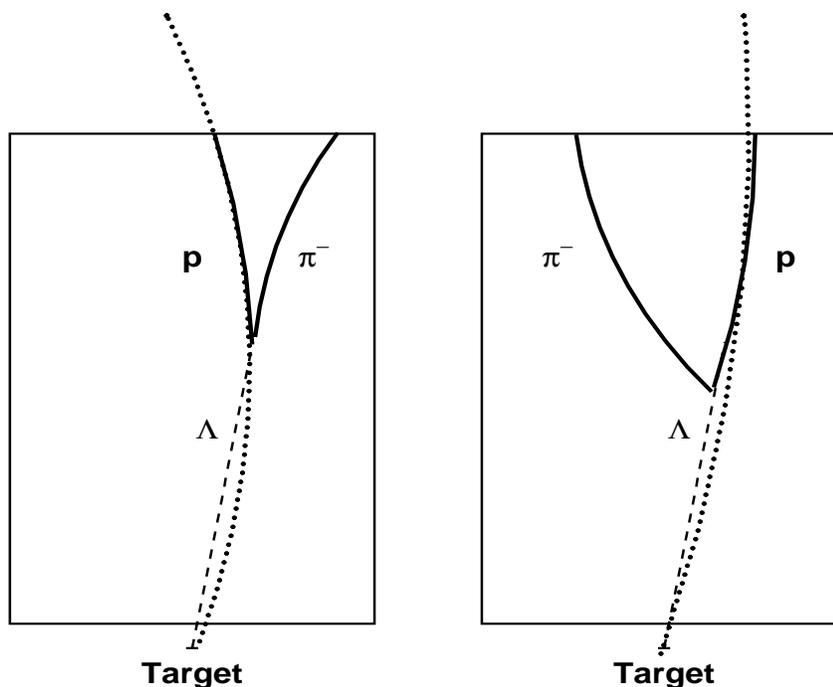


Abbildung 4.1 Schematische Darstellung zweier Λ -Zerfälle: $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$
Die durchgezogenen Linien entsprechen den sichtbaren Spuren (p, π^-), während die gestrichelte Linie die Bahn des neutralen, unsichtbaren Λ andeutet. Die gepunkteten Kreise zeigen die durch das Rekonstruktionsprogramm angenommene, extrapolierte Teilchenspur.

links: Zerfall in zwei *rightside*-Spuren:

Der sichtbare Teil der Protonspur erlaubt eine Extrapolation zum Hauptvertex. Das Proton wird nicht als Zerfallsteilchen erkannt. Aus einer *rightside*-Spur wird eine *wrongside*-Spur.

rechts: Zerfall in zwei *wrongside*-Spuren:

Der sichtbare Teil der Protonspur erlaubt eine Extrapolation zum Hauptvertex. Das Proton wird nicht als Zerfallsteilchen erkannt. Die *wrongside*-Spur bleibt eine *wrongside*-Spur.

Dabei werden im Rekonstruktionsprogramm die Emissionswinkel *präpariert* und es zeigt sich, daß diese nicht gleichmäßig verteilt sind. So können beispielsweise *rightside*-Spuren als *wrongside*-Spuren gemessen werden, nicht aber umgekehrt (siehe Abbildung 4.1). Die

ψ -Verteilung ist demnach selbst bei beliebiger Statistik und bei — wenn auch teilweise falscher — Rekonstruktion aller Spuren nicht flach.

Da der Anteil der sekundären, nicht vom Hauptvertex stammenden Spuren (*non-vertex-tracks*) an der Gesamtzahl der Spuren kleiner als 10% ist, (siehe Simulationsrechnungen in "5 Physikalische Korrekturen"), kann die ψ -Verteilung in erster Näherung aber doch als flach betrachtet werden. Außerdem wurde die letztendlich angewandte Korrekturmethode ebenfalls bei der Gewinnung der, wie später gezeigt wird, nötigen Korrekturspektren auf Teilchen aus Zerfällen oder sekundären Stößen benutzt, so daß sich der Einfluß der aufgrund dieser Teilchen nicht ideal flachen ψ -Verteilung bei der Korrektur auf diese Teilchen annulliert.

4.1.1 Die Winkelausschnittsmethode

Die Winkelausschnittsmethode ist die einfachste aller Korrekturmethode. Aus der Annahme der Isotropie um die Strahlachse folgt eine gleichmäßige Verteilung der ψ -Winkel. Die Korrekturmethode beruht nun darauf, für verschiedene Rapiditätsbereiche Plateaus in der experimentell gemessenen ψ -Verteilung zu finden, Bereiche die als frei von Verlusten, also mit einer Rekonstruktionseffizienz von 100%, angenommen werden. Die mit Verlusten behafteten ψ -Bereiche werden vollkommen verworfen, indem allen dort enthaltenen Spuren das Gewicht 0 zugeordnet wird. Die Spuren in den als verlustfrei angenommenen ψ - Bereichen erhalten das Gewicht 1, multipliziert mit dem Quotienten aus dem Gesamtwinkel 360° und dem akzeptierten Winkelbereich. Sei w_{Track} der Wichtungsfaktor, so bedeutet dies

$$w_{Track} = w_{Track}(\psi, y_{Pion}) = \frac{360^\circ}{\psi_{accepted}(y_{Pion})} \quad (\text{siehe Abbildung 4.2}). \quad (4.1)$$

4.1.2 Die Zellenwichtungsmethode

Die Zellenwichtungsmethode ist die zweite, etwas kompliziertere Methode, auf die Verluste zu korrigieren. Wie in der Winkelausschnittsmethode werden dort ψ -Bereiche festgelegt, die als verlustfrei und solche, die als mit Verlusten behaftet angesehen werden. Letztere werden jedoch nicht verworfen, sondern die in ihnen enthaltenen Spuren mit Gewichtungsfaktoren versehen.

Dies geschieht nach folgendem Algorithmus:

Für verschiedene Rapiditätsintervalle wird das ψ -Spektrum in 12 Teilbereiche (*Bins*) zu 30° aufgeteilt. Nun werden die drei benachbarten Bins mit dem höchsten Mittelwert gesucht. Da bei dieser Vorgehensweise statistisch positive Abweichungen vom Mittel-

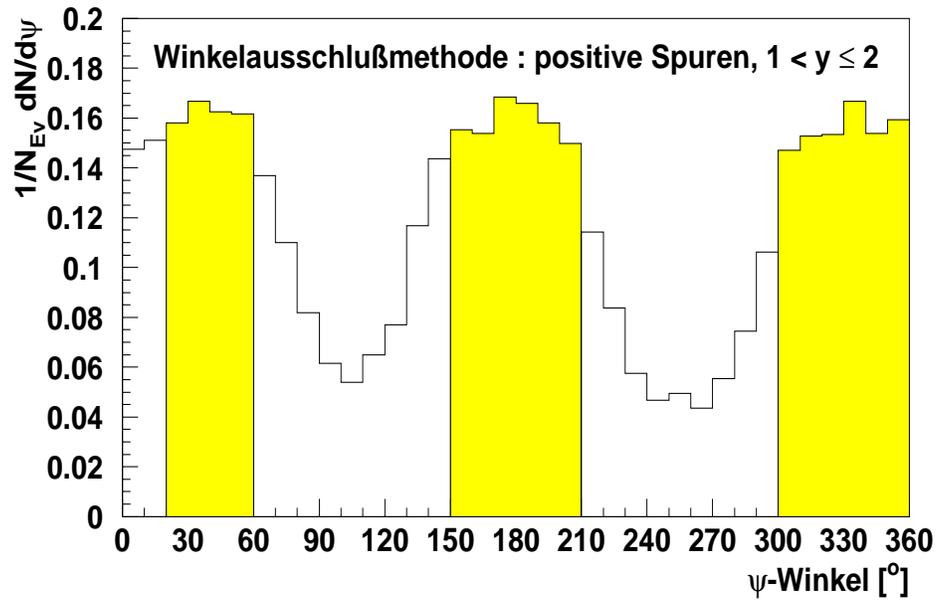


Abbildung 4.2 Beispiel für die Winkelausschlußmethode für negative Spuren im Rapiditätsintervall $1 < y \leq 2$. Die eingefärbten ψ -Bereiche werden als annähernd verlustfrei angesehen, die übrigen werden verworfen. Der Gewichtungsfaktor für dieses Beispiel ist $w = \frac{360^\circ}{160^\circ} \approx 2.1$.

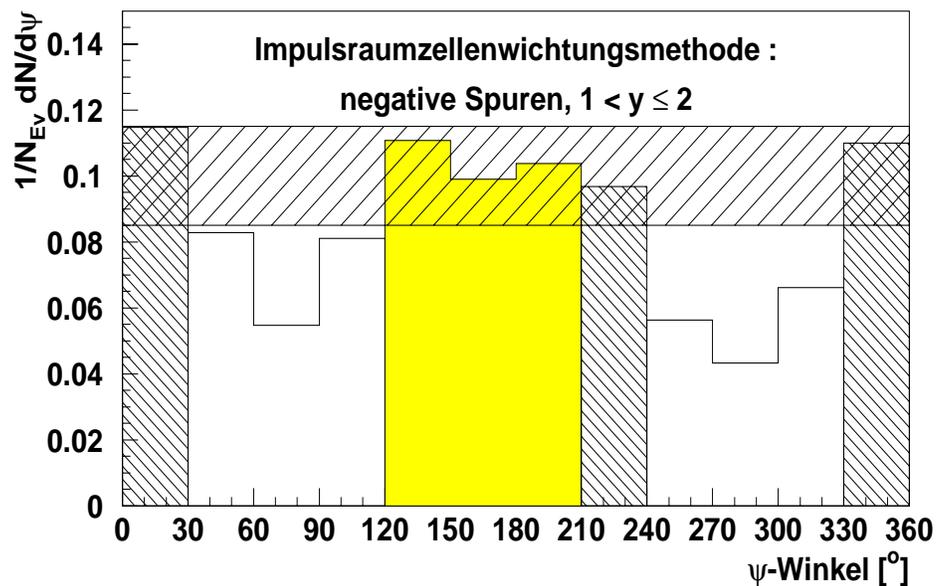


Abbildung 4.3 Beispiel für die Zellenwichtungsmethode für positive Spuren im Rapiditätsintervall $1 < y \leq 2$. Der eingefärbte Bereich stellt die drei benachbarten ψ -Intervalle mit dem höchsten Mittelwert da. Das Konfidenzintervall ist durch den horizontalen, breit schraffierten Balken gekennzeichnet. Die eng schraffierten, vertikalen Balken sind ψ -Bereiche die noch in diesem Konfidenzintervall liegen. Sie erhalten noch das Gewicht $w = 1$, alle übrigen, ungefärbten ψ -Intervalle werden mit Gewichtungsfaktoren größer eins gewichtet.

wert bevorzugt werden, wird an dieser Stelle eine Normalverteilung der Fehler in den Bins angenommen und der gefundene Mittelwert dementsprechend nach unten korrigiert. Danach wird ein Konfidenzintervall um den so korrigierten Mittelwert definiert und aus allen Bins, die innerhalb dieses Konfidenzintervalles liegen, wird erneut ein Mittelwert berechnet, der als Maßstab für die Wichtung dient. Alle Spuren innerhalb von ψ -Bereichen, die nicht im Konfidenzintervall liegen, werden mit einem Gewichtungsfaktor versehen, der sich als Quotient aus diesem Mittelwert und der Anzahl der Spuren des zugehörigen Bins berechnet (siehe Abbildung 4.3). Dieses Verfahren wird in Abhängigkeit vom Longitudinalimpuls p_x und dem Dipwinkel ϕ für 12 verschiedene Gruppen von Spuren, den sogenannten Zellen oder Impulsraumzellen durchgeführt .

$$w_{Track} = w_{Track}(y_{Pion}, \phi, \psi) \quad (4.2)$$

4.1.3 Die Endpunktwichtungsmethode

Die Endpunktwichtungsmethode wurde speziell zur Korrektur der Pencil -Verluste entwickelt. Ihre prinzipielle Funktionsweise beruht ebenfalls auf der Annahme einer isotropen ψ -Winkelverteilung der Teilchenspuren um die Strahlachse, jedoch werden aus dieser die Gewichtungsfaktoren w in Abhängigkeit vom Durchstoßpunkt durch die (y,z) -Endebene der Streamerkammer abgeleitet, also keine Winkelbereiche global mit einem Gewichtungsfaktor versehen

$$w_{Track} = w_{Track}(\mathbf{y}_{Endpunkt}, \mathbf{z}_{Endpunkt}). \quad (4.3)$$

Dies impliziert selbstverständlich einen Anwendungsbereich, der auf solche Spuren beschränkt ist, die die Kammer auch wirklich durch die Endebene verlassen, was jedoch für 99% aller Spuren mit Rapidity $y \geq 3$ zutrifft (68% für $y > 2$) . Die endgültige Gewichtungsfunktion wird also eine Kombination aus dieser Methode und einer anderen, für kleine Rapidityen besser geeigneten, sein.

Die hohe Spurdichte im Pencil sollte sich bei einer Rekonstruktionseffizienz von 100% als Häufung von Durchstoßpunkten im Bereich um die Strahlachse $y \approx 0\text{cm}, z \approx 0\text{cm}$ wieder spiegeln. Abbildung 4.4 zeigt jedoch entlang der z -Achse, also für kleine y , eine geringe Anzahl rekonstruierter Durchstoßpunkte. In Abbildung 4.5 sind die Projektionen dieser Verteilung auf die y - und z -Achse und damit deutlich die mangelnde Rekonstruktionseffizienz bei kleinen y -Werten dargestellt. Dieser eingangs schon beschriebene Effekt ist hier noch verstärkt, da hier nur Spuren mit Rapidity $y \geq 3.0$ und somit hauptsächlich Pencilspuren gezeigt sind. Beide Projektionen sind nicht symmetrisch zu $y = 0$ bzw. $z = 0$, was durch die größere Anzahl von positiven Teilchen (keine negativen Teilchen im Eingangskanal) im Falle der Projektion auf die y -Achse erklärt werden kann, denn diese werden in Richtung positiver y -Werte abgelenkt. Im Falle der Projektion auf die z -Achse ist Asymmetrie auf die stärkere Überdeckung der Spuren, die in der unteren Kammerhälfte liegen, zurückzuführen. Da dieses asymmetrische Verhalten für Spuren

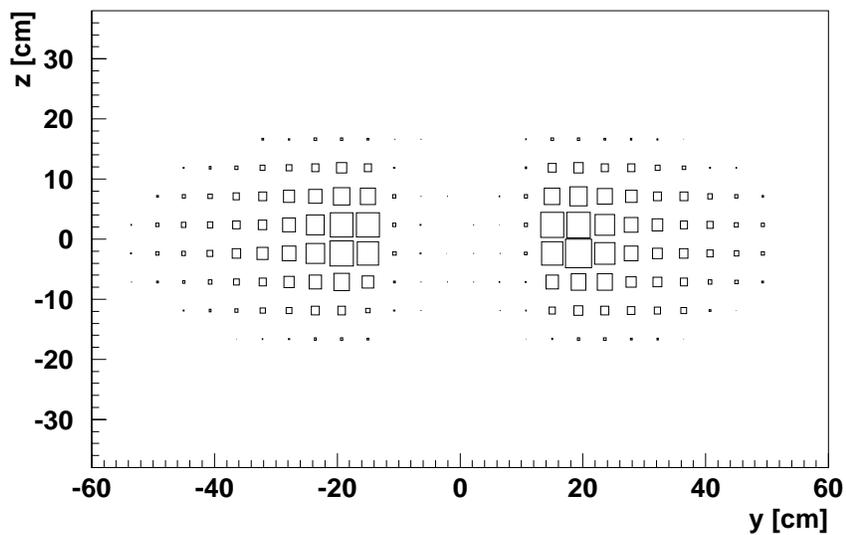


Abbildung 4.4 Verteilung der Durchstoßpunkte durch die yz -Endebene der Streamerkammer, $3.0 < y_{Pion} \leq 6.0$

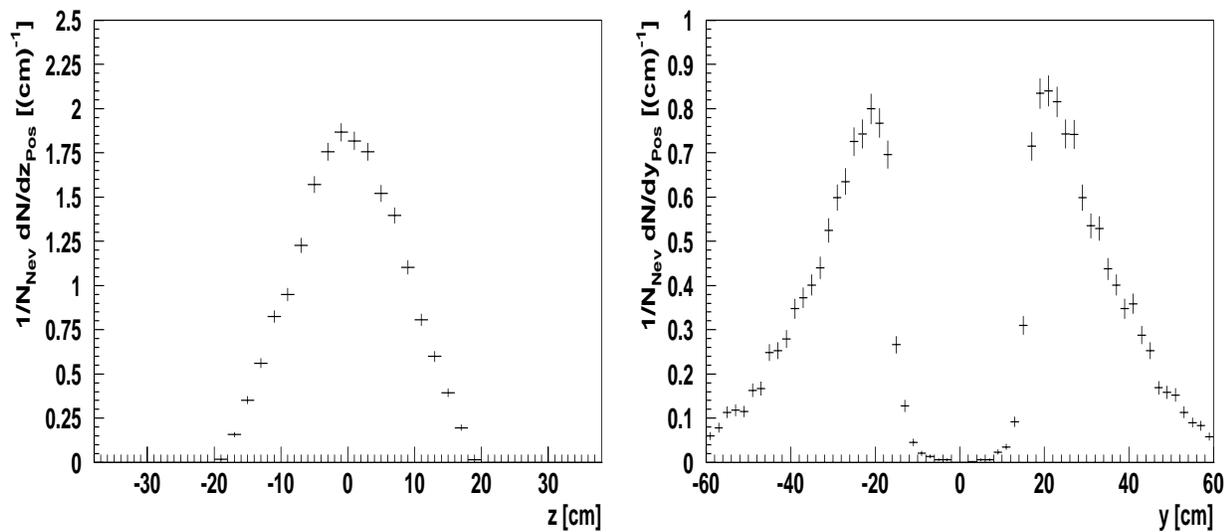


Abbildung 4.5 Projektion der Verteilung der Durchstoßpunkte durch die yz -Endebene der Streamerkammer auf die z -Achse (links) und die y -Achse (rechts), $3.0 < y_{Pion} \leq 6.0$

dieser Rapidität jedoch nicht besonders ausgeprägt und für die im folgenden beschriebene Methode ein Aufteilen in verschiedene \mathbf{z} -Bereiche auf Grund der schlechten Statistik nicht möglich ist, wurde zunächst die \mathbf{z} -Komponente der Durchstoßpunkte ignoriert. Damit folgt aus Gleichung 4.3

$$w_{Track} = w_{Track}(\mathbf{y}_{\text{Endpunkt}}). \quad (4.4)$$

Später wurde durch einfachen Vergleich der Anzahl der mit Gleichung 4.4 gewichteten Spuren in der oberen und der unteren Kammerhälfte eine weitere Wichtung vorgenommen und somit dem Effekt der stärkeren Überdeckung in der unteren Kammerhälfte Rechnung getragen. Wiederum ist eine Aufspaltung in feinere \mathbf{z} -Bereich auf Grund der mangelnden Statistik nicht möglich.

Die eigentliche Wichtung jedoch basiert auf dem Vergleich zwischen der Anzahl der *rightside*- und der Anzahl der *wrongside*-Spuren. Aus der Isotropie folgend sollten diese gleich sein.

$$r = \frac{N_{\text{rightside-Spuren}}}{N_{\text{wrongside-Spuren}}} = 1 \quad (4.5)$$

Da die *rightside*-Spuren jedoch durch das Magnetfeld aus dem Pencil heraus, die *wrongside*-Spuren aber in den Pencil hinein gelenkt werden, ist die Rekonstruktion der *rightside*-Spuren begünstigt, das gemessene Verhältnis ist

$$r = \frac{N_{\text{rightside-Spuren}}}{N_{\text{wrongside-Spuren}}} > 1. \quad (4.6)$$

Die Idee ist nun, aus dem Kehrwert dieses Verhältnisses den Gewichtungsfaktor $w = 1/r$ zu gewinnen und ihm einen Ort auf der \mathbf{y} -Achse zuzuordnen, was nach folgender Überlegung geschieht:

Die Spur eines Teilchen mit dem Transversalimpuls $p_T = 0$ wird ihren Durchstoßpunkt durch die Endebene auf der \mathbf{y} -Achse, also bei $\mathbf{z} = 0\text{cm}$ haben. Der \mathbf{y} -Wert des Durchstoßpunktes ist bei konstantem Magnetfeld damit allein vom longitudinalen Impuls p_x und der Ladung q abhängig und damit vollkommen bestimmt. Sei nun eine Menge von Spuren gegeben, die alle den gleichen Longitudinalimpuls besitzen und deren Transversalimpuls betraglich ebenfalls konstant ist $p_x = \text{const.}$, $|p_t| = \text{const.}$, so bilden ihre Durchstoßpunkte eine Ellipse auf der Endebene, denn die \mathbf{z} -Komponente des Impulses steht parallel zum Magnetfeld und ist damit von der restlichen Bewegung entkoppelt, was für die \mathbf{y} -Komponente nicht gilt. Die weiter innen, der Kammermitte näher liegende Hälfte der Ellipse setzt sich aus *wrongside*-Spuren zusammen; sie werden durch den Transversalimpuls näher an der $\mathbf{y}=0\text{cm}$ -Achse abgebildet, die äußere Hälfte aus *rightside*-Spuren. Sei nun für den Transversalimpuls kein diskreter Wert, sondern nur ein Intervall fester Breite Δp_T vorgegeben, so erhält man auf der Endebene einen Ellipsenring, in dem die Durchstoßpunkte liegen müssen (Abbildung 4.6).

In den *right*- und *wrongside*-Hälften dieses Ringes sollten nun aufgrund der zumindest theoretisch isotropen Verteilung der ψ -Winkel gleichviele Punkte liegen. Durch einfaches Abzählen der Anzahl der Einträge in diesen Hälften kann das Gewicht der Spuren

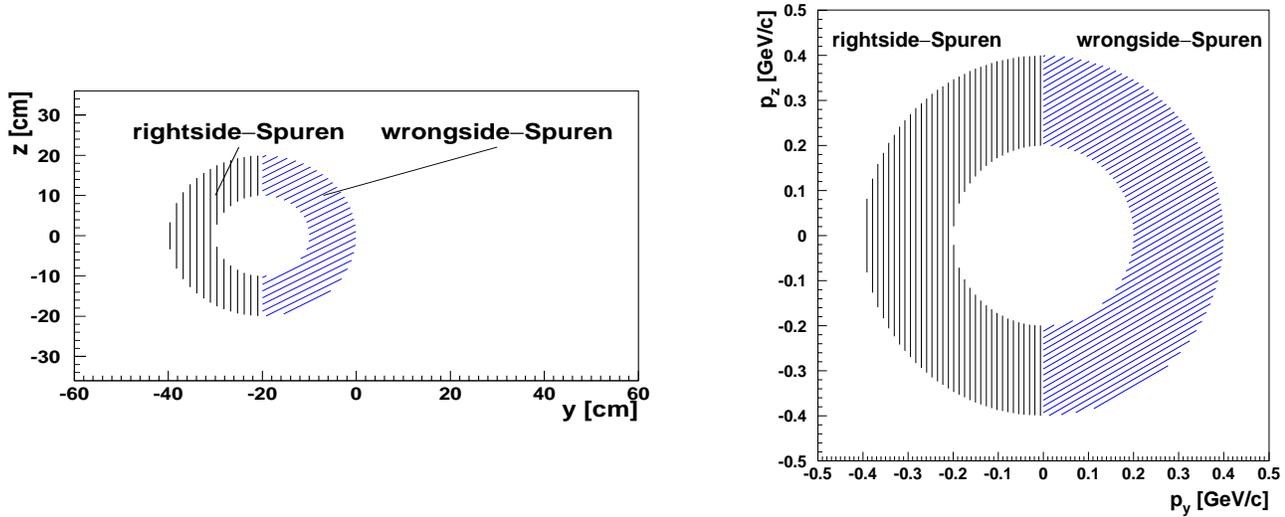


Abbildung 4.6 *rightside*- und *wrongside*-Spuren im Modell der Endpunktichtungsmethode ($\Delta p_T = 0.2-0.4 \text{ GeV}/c$, $\Delta p_x = 3.9-4.1 \text{ GeV}/c$)
 Die Verteilung der Durchstoßpunkte (links) ergibt durch die Krümmung der Endebene, die unterschiedliche Wegstrecke von *wrong*- und *rightside*-Spuren bei gleichen $|p_x|, |p_T|$ und der Entkopplung der z-Komponente der Bewegungsgleichung vom Einfluß des Magnetfelds keinen idealen Kreis, sondern ein eher ellipsenähnliches Gebilde. Aus Gründen der Einfachheit der Darstellung sind hier jedoch Kreise eingezeichnet, da das Hauptaugenmerk an dieser Stelle auf dem Verständnis des Korrekturverfahren liegt, nicht auf quantitativen Aussagen.

berechnet werden. Es gilt:

$$w_{Track}(p_x, |p_T|, q) = \frac{1}{r(p_x, |p_T|, q)} \quad (4.7)$$

mit

$$r(p_x, |p_T|, q) = \frac{N_{\text{wrongside-Spuren}}}{N_{\text{rightside-Spuren}}} \quad (4.8)$$

Um daraus ein Gewicht in Abhängigkeit vom Durchstoßpunkt zu erhalten, werden aus diesen Ellipsenringen noch die oberen und unteren 45° , also $|p_z| > |p_y|$ herausgeschnitten. Damit werden die verbleibenden Winkelbereiche auf Ringsegmente in relativ schmalen y-Intervallen abgebildet (Abbildung 4.7). Dies ist gerade für das die *wrongside*-Spuren enthaltende Segment wichtig, denn aus den y-Koordinaten der in ihm enthaltenen Durchstoßpunkte wird der Mittelwert $\langle y \rangle$ gebildet und ihm das berechnete Gewicht zugeordnet.

$$\frac{1}{w(\mathbf{y})} = r(\mathbf{y}) = r(\langle y \rangle) = r \left(\frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{wrong}}} y_{\text{wrong}_i}}{N_{\text{wrong}}} \right) \frac{dN_{\text{right}}}{dN_{\text{wrong}}} \Big|_{\Delta p_x, \Delta p_T} \quad (4.9)$$

Abbildung 4.8 zeigt die Umsetzung dieses Verfahrens am Beispiel von $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ -Daten in den Intervallen $\Delta p_x = 3.9 < p_x < 4.1$ und $\Delta p_T = 0.2 < p_T < 0.4$ [GeV/c] negativer

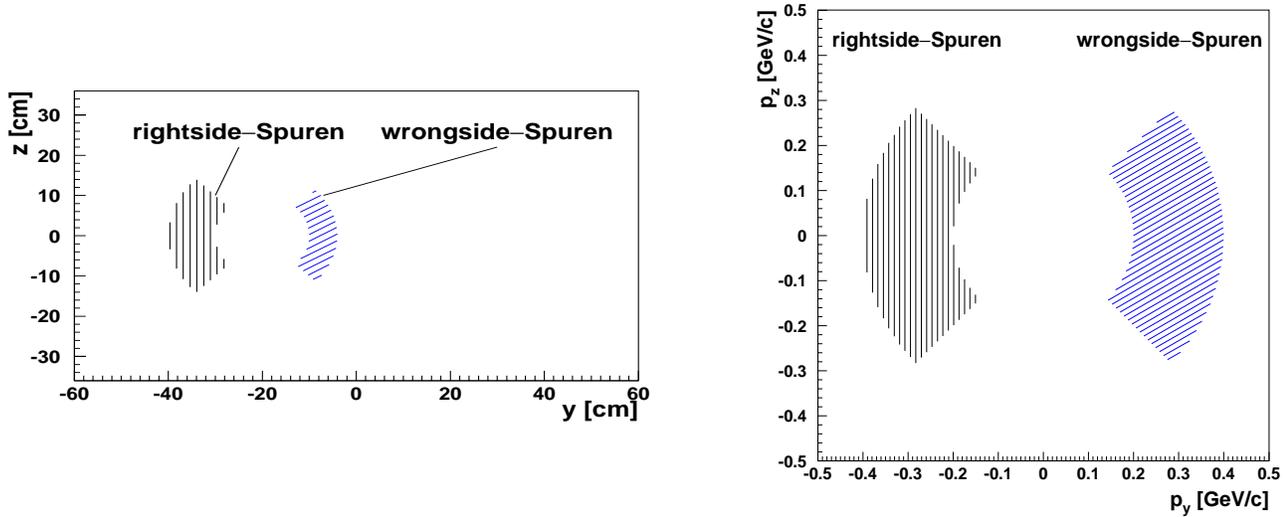


Abbildung 4.7 *rightside*- und *wrongside*-Spuren im Modell der Endpunktichtungsmethode.
 $\Delta p_T = 0.2-0.4 \text{ GeV}/c$, $\Delta p_x = 3.9-4.1 \text{ GeV}/c$, $|p_z| < |p_y|$

Spuren. Rechts ist die Verteilung des Transversalimpulses dargestellt, hieraus läßt sich der Gewichtungsfaktor $w = 1/r \approx 10$ bestimmen. Aus dem linken Teil der Abbildung wird die Zuordnung des Gewichts zur y -Achse aus den gemittelten y -Komponenten der Durchstoßpunkte gewonnen.

$$w_{Track}(\Delta p_x, \Delta p_T) \longrightarrow w_{Track}(y = 16 \text{ cm}) \approx 10$$

Durch Variation des Longitudinalimpulses lassen sich nun die Ellipsensegmente entlang der y -Achse verschieben und sich diese somit abtasten. Dabei ist darauf zu achten, daß das äußere, die *rightside*-Spuren enthaltene, Segment nicht im Pencil liegt und damit als von Verlusten frei angenommen werden kann. Dies ist durch geeignete Wahl von p_T zu bewerkstelligen, denn dadurch ist der Abstand der beiden Ellipsoidsegmente einzustellen. Abbildung 4.9 zeigt das so erstellte Verhältnis von *right*- zu *wrongside*-Spuren in Abhängigkeit der y -Position $r(y)$. Daran wurde die Funktion $r_{fit}(y)$ angepaßt, deren Reziprok $w_{fit}(y)$ letztlich zur Wichtung der Spuren benutzt wurde.

$$1/w_{fit}(y) = r_{fit}(y) = \begin{cases} a * e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y-y_0}{\sigma} \right)^{-2}} + d & : y < y_0 \\ a & : y \geq y_0 \end{cases} \quad (4.10)$$

y_0 kann dabei als ein Maß für die Breite des Pencils aufgefaßt werden, denn die Korrektur setzt bei $y = y_0$ ein, während σ ein Maß für die "Härte" des Pencils ist. Große σ bedeuten ein langsames wachsen der Gewichtungsfaktoren (weich), kleine σ ein schnelles Wachstum (hart).

Die Frage nach einer möglichen iterativen Anwendung, so daß eventuell vorhandene Rekonstruktionsverluste in den als verlustfreien angenommenen Ringsegmenten der *rightside*-

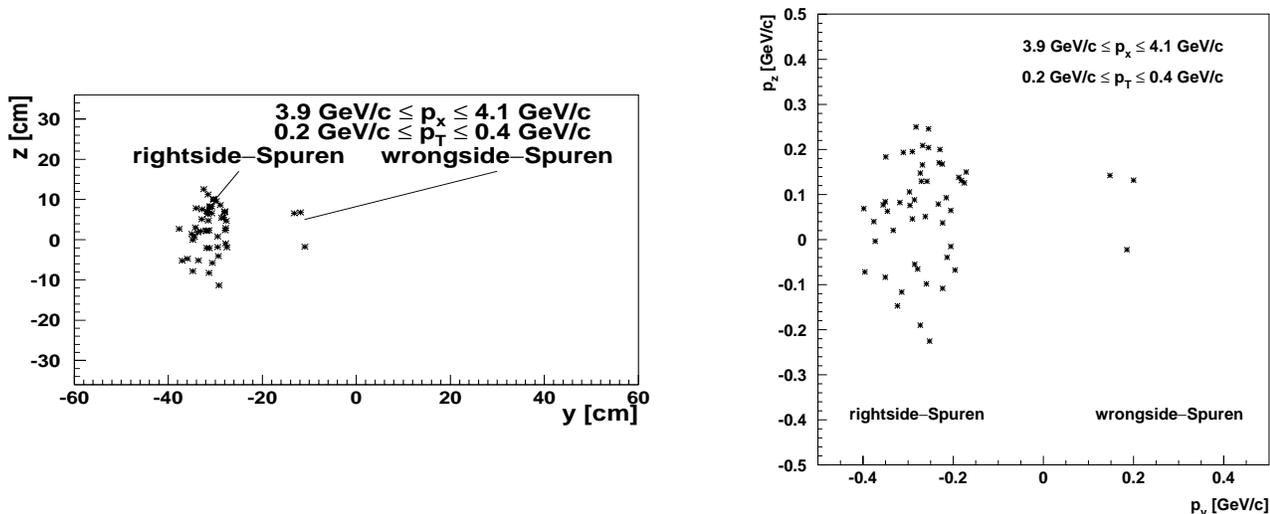


Abbildung 4.8 *rightside*- und *wrongside*-Spuren in der Endpunktichtungsmethode. Umsetzung des am Modell vorgestellten Verfahrens in die Praxis am Beispiel $\Delta p_T = 0.2-0.4 \text{ GeV}/c$, $\Delta p_x = 3.9 - 4.1 \text{ GeV}/c$. Aus der Verteilung der Transversalimpulse (rechts) wird der Gewichtungsfaktor bestimmt. Die Verteilung der Durchstoßpunkte auf der Endebene (links) bestimmt die Zuordnung des Gewichtungsfaktors zur y -Achse durch Berechnung des mittleren y -Wertes $\langle y \rangle$ der *wrongside*-Spuren.

Spuren ebenfalls korrigiert werden können und so ein tieferes Eindringen in den Pencil möglich ist, begleitete die Entwicklung dieses Verfahrens von Anfang an und bestimmte dessen *Design* maßgeblich. Sie muß hier jedoch verneint werden, da die statistischen Fehler, die beim Aufstellen der Funktion $r(y)$ entstehen, mit der Potenz der Anzahl der Iterationen wachsen. Für die lediglich knapp 600 zur Verfügung stehenden $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ -Streamerkeramereignisse, die in Abbildung 4.9 eingegangen sind, zeigt diese jedoch schon bei einmaliger Anwendung recht große statistische Unsicherheiten, so daß von weiteren Iterationen abgesehen wurde. Prinzipiell sollte dies bei einer deutlich größeren Anzahl von Ereignissen und damit verbesserter Statistik aber möglich sein.

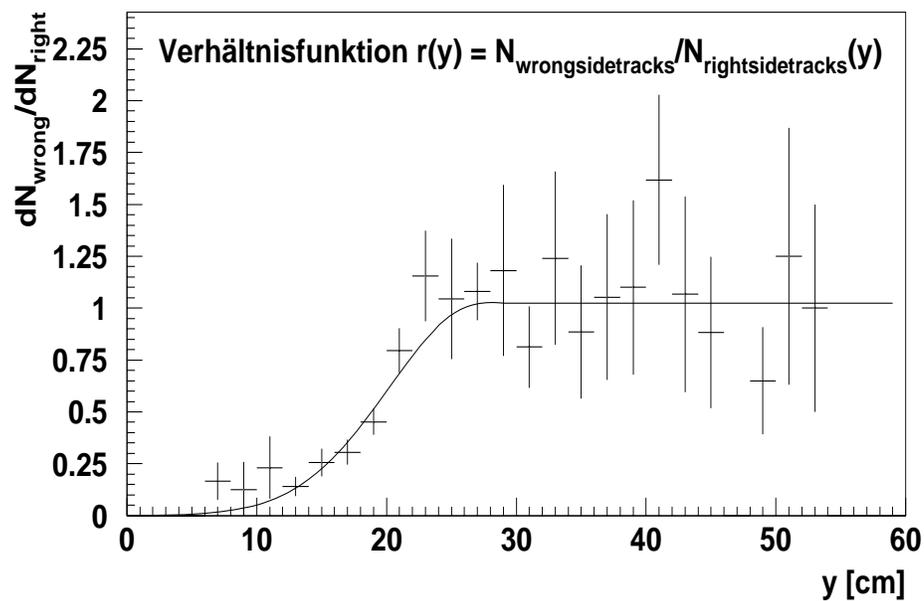


Abbildung 4.9 Reziproke Wichtungsfunktion in Anhängigkeit der y -Durchstoßpunkte durch die Streamerkammerendebene in $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ -Daten:
 Verhältnissfunktion $r(y) = \frac{1}{w_{\text{track}}(y)} = dN_{\text{wrong}}/dN_{\text{right}}$ der *wrong*- zu *rightside*-Spuren. $0.2 \leq \Delta p_T \leq 0.4 [\text{GeV}/c]$, $1.0 \leq \Delta y_{\text{Pion}} \leq 5.0$

4.2 Vergleich der Korrekturmethode

So unterschiedlich wie die Korrekturmethode sind leider auch die drei verschiedenen Datensätze. Für die $^{2d}+^{197}\text{Au}$ -Daten ist die Spurdichte bei etwa 40 Spuren pro Ereignis so gering, daß praktisch alle Spuren vermessen und rekonstruiert werden können. Eine Korrektur ist nicht nötig. Für die $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ - und $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$ -Daten treten jedoch starke Verluste in der Rekonstruktionseffizienz auf und so müssen diese mit den soeben beschriebenen Methoden korrigiert werden. Dabei ist es erfreulich, daß die korrigierten Rapiditätsverteilungen der $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$ -Ereignisse im überlappenden Akzeptanzbereich der zwei komplementären Detektoren Streamerkammer und TPC in hervorragender Übereinstimmung stehen, wie im Kapitel "Spektren" gezeigt wird, und damit die durchgeführten Korrekturen der Streamerkammerdaten bestätigen.

Der nun folgende Vergleich, der durch die unterschiedlichen Korrekturmethode gewonnenen Spektren, wird anhand der $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ -Daten dargestellt, die $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$ -Daten wurden jedoch gleichermaßen behandelt.

Alle drei Korrekturmethode beruhen auf der isotropen Verteilung der Transversalimpulse um die Strahlachse; sie sollten deshalb äquivalent zueinander sein. Ebenso verlangt jede die Definition von Spurkriterien, die eine ideale Rekonstruktionseffizienz garantieren. In der Wahl dieser Kriterien unterscheiden sie sich jedoch.

Die **Winkelausschlußmethode** definiert dazu in den verschiedenen Rapiditätsintervallen verlustfreie ψ -Bereiche und wichtet die Spuren dann als Funktion der Rapidität und des ψ -Winkels: $w_{Track} = w_{Track}(\psi, y_{Pion})$. In Abbildung 4.10 ist die ψ -Winkelverteilung für negative Spuren in $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ -Ereignissen für verschiedene Rapiditätsintervalle gezeigt. Deutlich erkennbare Plateaus gibt es lediglich für Rapiditäten zwischen $y = 0.5$ und $y = 3.0$. Für größere Rapiditäten liegen fast alle Spuren im Pencil, so daß es nicht mehr möglich ist, verlustfreie Plateaus zu definieren. Für Spuren kleinerer Rapidität wiederum sind kaum *rightsides*-Spuren zu sehen, da diese die Streamerkammer zu schnell durch die Seitenwände verlassen und so ebenfalls nicht meßbar sind. Das Definieren der Plateaus ist demnach kritisch zu bewerten, denn durch die Breite der gewählten Plateaus kann sich die Anzahl der Spuren ändern. Selbst wo klar sichtbare Plateaus zu finden sind, stellt sich die Frage, ob dies Bereiche idealer Rekonstruktionseffizienz sind, oder ob das Plateau nur gleichmäßig abgesenkt ist. Zudem gilt: Je schmaler der akzeptierte Winkelbereich ist, desto größer ist die Anzahl verworfener Spuren. Sowohl die durch die Bestimmung dieser Winkelbereiche eventuell eingeführten systematischen Fehler, als auch die statistischen Unsicherheiten werden dadurch auf den gesamten Winkelbereich übertragen und erhalten damit ein entsprechend hohes Gewicht.

Um dies zu unterbinden, wurde die **Zellenwichtungsmethode** entwickelt, die keine Spuren verwirft, sondern jeder Spur ein Gewicht zuordnet. Die Gewinnung des Referenzwertes, mit dem die einzelnen Zellen gewichtet werden, ist aber aus den oben genannten Gründen ebenso fraglich, denn auch hier werden von Verlusten freie ψ -Bereiche

ψ -Verteilung negativer Spuren in O + Au

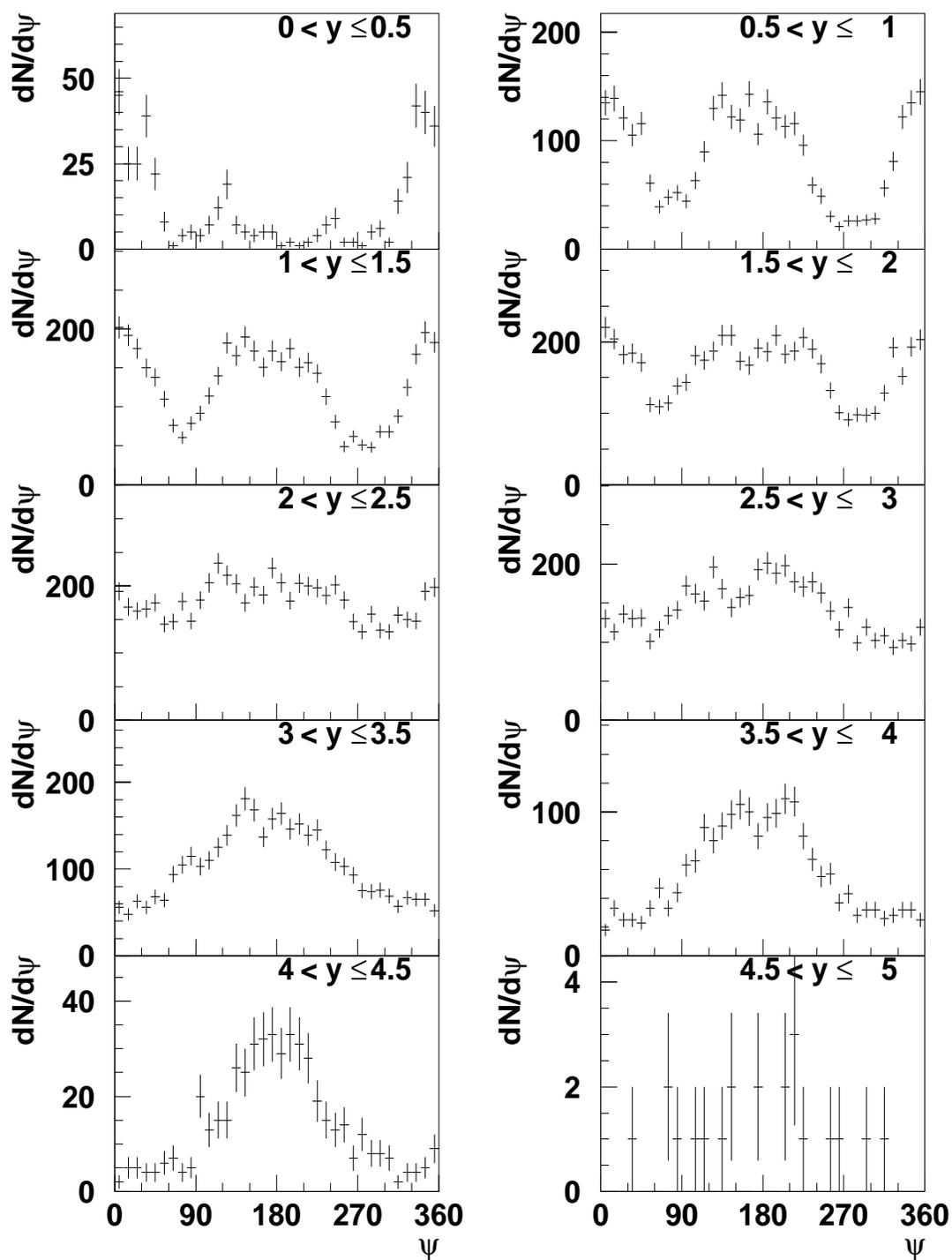


Abbildung 4.10 ψ -Verteilung der negativen Spuren in $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ -Daten für verschiedene Rapiditätsintervalle.

definiert.

Die **Endpunktichtungsmethode** hingegen definiert ihre Bereiche idealer Detektoreffizienz im Ortsraum, nämlich auf der Endebene der Streamerkammer. Durch geeignete Wahl des Δp_T -Intervalls ist dabei das die *rightside*-Spuren enthaltende Ringsegment immer weit nach außen, zu großen $|y|$ zu legen, wo keine oder nur sehr geringe Verluste auftreten sollten. Bei hohen Rapiditäten (für $^{16}O + ^{197}Au$ größer 4.0) ist die Anzahl der *wrongside*-Spuren jedoch so gering, daß der Gewichtungsfaktor $w = 1/r$ ebenfalls zu stark von statistischen Schwankungen abhängig wird. Das oben angeführte Beispiel mit lediglich drei *wrongside*-Spuren zeigt, daß sich bei einer einzigen mehr oder weniger rekonstruierten Spur sich das Gewicht von $w = 10$ auf $w = 15$ bzw. $w = 7.5$ um bis zu 50% verändern kann. Da das Gewicht aus der an das Verhältniss $r(y) = dN_{right}/dN_{wrong}$ angepaßten Wichtungsfunktion aus Gleichung 4.10 gewonnen wird, ist die statistische Unsicherheit letztendlich nicht so dramatisch wie eben dargestellt, trotzdem werden im folgenden in physikalischen Ergebnissen $^{16}O + ^{197}Au$ -Daten nur bis zur Rapidität $y = 3.8$, die $^{32}S + ^{197}Au$ -Daten bis Rapidität $y = 4.0$ gezeigt, die Gründe für die Wahl dieser Grenzen sind dem weiter unten stehenden Abschnitt "Abschätzung der statistischen Fehler" zu entnehmen.

Die Abbildung 4.11 zeigt die Abhängigkeit des Gewichtungsfaktors w von der y -Position des Durchstoßpunktes für negative Spuren. Der sehr schnelle Anstieg für kleine y wird durch die Bedingung $w \leq 15$ für die Einzelspur gebremst, was aber leider gleichbedeutend mit einem Abschneiden aller Spuren mit $|y| \leq 13cm$ ist und die Akzeptanz auf die oben angesprochenen Rapiditätsbereiche beschränkt. Die *wrongside*-Spuren werden in der Endpunktichtungsmethode komplett verworfen, so daß der soeben auf $w = 15$ begrenzte Gewichtungsfaktor noch mit dem Faktor 2 multipliziert wird, was die in der Abbildung dargestellten Werte $w > 15$, als auch den Gewichtungsfaktor $w = 2$ für die Spuren im Außenbereich erklärt. Die Abbildung 4.12 zeigt die mit der Winkelausschluß- bzw. Endpunktichtungsmethode gewichteten Rapiditätsverteilungen der negativen Hadronen h^- . Es ist deutlich zu erkennen, daß die Endpunktichtungsmethode für Rapiditäten $y < 2$ nicht anwendbar ist, was jedoch auch zu erwarten war, denn sie beruht auf dem Auftreffen der Spuren auf der Endebene der Kammer, was für Spuren mit kleiner Rapidität nicht unbedingt der Fall ist, sie verlassen diese zu oft durch die Seitenwände. Für den Bereich $2 < y < 3$ zeigen die beiden Methoden hervorragende Übereinstimmung, was als Indiz für ihre Funktionsfähigkeit gewertet werden kann. Für Rapiditäten größer 3 stößt die Winkelausschlußmethode an ihre Grenzen, da hier keine ψ -Bereiche idealer Rekonstruktionseffizienz mehr definiert werden können, hier wird die Endpunktichtungsmethode angewandt, doch kann auch mit ihr eine Erweiterung der Streamerkammerakzeptanz leider nur um etwa eine halbe Rapiditätseinheit erreicht werden. Logische Konsequenz daraus ist eine Kombination aus den zwei Methoden, die in Abbildung 4.13 zu sehen ist. Hier wurde für $y < 2$ die Winkelausschluß-, für $2 \leq y$, die Endpunktichtungsmethode benutzt.

Diese Kombination der zwei Methoden wurde zum festen Bestandteil der Korrektur

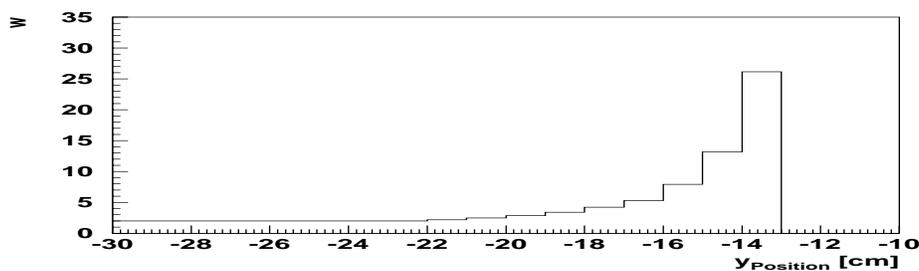


Abbildung 4.11 Der Gewichtungsfaktor w in Abhängigkeit der y -Position des Durchstoßpunktes durch die Endebene für negative Spuren im Rapiditätsintervall $3.0 < y < 3.8$

auf die Detektorineffizienz und so ist diese im folgenden immer gemeint, wenn von der Endpunktichtungsmethode die Rede ist.

Die Abbildungen 4.15 und 4.14 zeigen anhand der Rapiditätsverteilungen der negativen bzw. positiven Spuren die Wirkungen der reinen Winkelausschlußmethode und der Kombination aus Endpunktwickungs- und Winkelausschlußmethode im Vergleich zu den Verteilungen der Rohdaten.

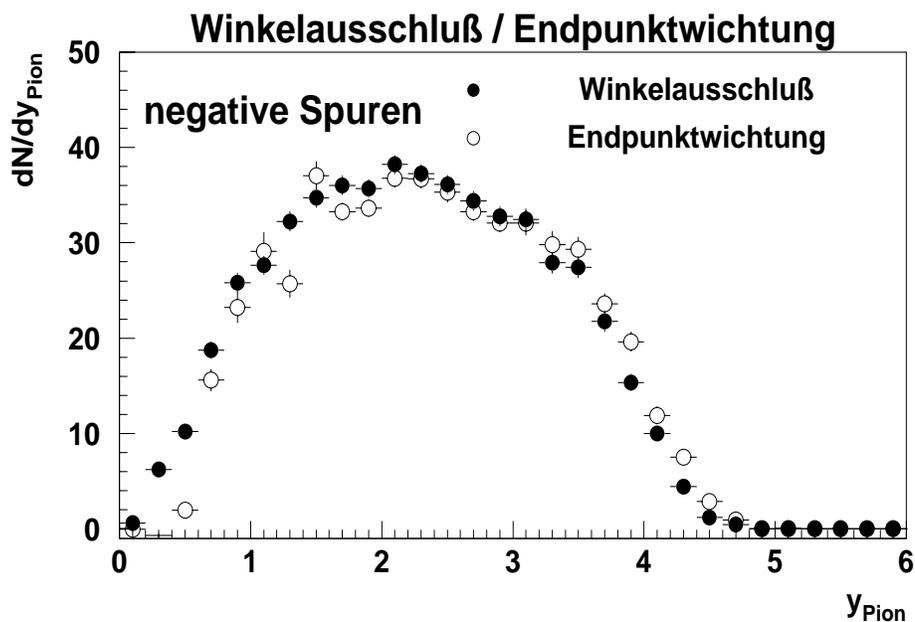


Abbildung 4.12 Vergleich zwischen Winkelausschluß- und Endpunktichtungsmethode für die Rapiditätsverteilung negativer Hadronen $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ -Ereignissen. Hier kann in drei Bereiche unterteilt werden.

- a.) $y < 2$: Deutlich zu erkennen ist das Scheitern der Endpunktichtungsmethode für kleine Rapiditäten. In diesem Bereich verlassen zu viele *rightsides*-Spuren die Streamerkammer durch die Seitenwände, die Winkelausschlußmethode muß hier eingesetzt werden.
- b.) $2 < y < 3$: In diesem Rapiditätsbereich liegen beide Korrekturmethode im Rahmen der statistischen Fehler gut aufeinander. Dies kann als Indiz für ihre Zuverlässigkeit gewertet werden.
- c.) $3 < y$: Die Winkelausschlußmethode kann nicht mehr angewandt werden, da das Definieren von verlustfreien ψ -Bereichen hier nicht möglich ist.

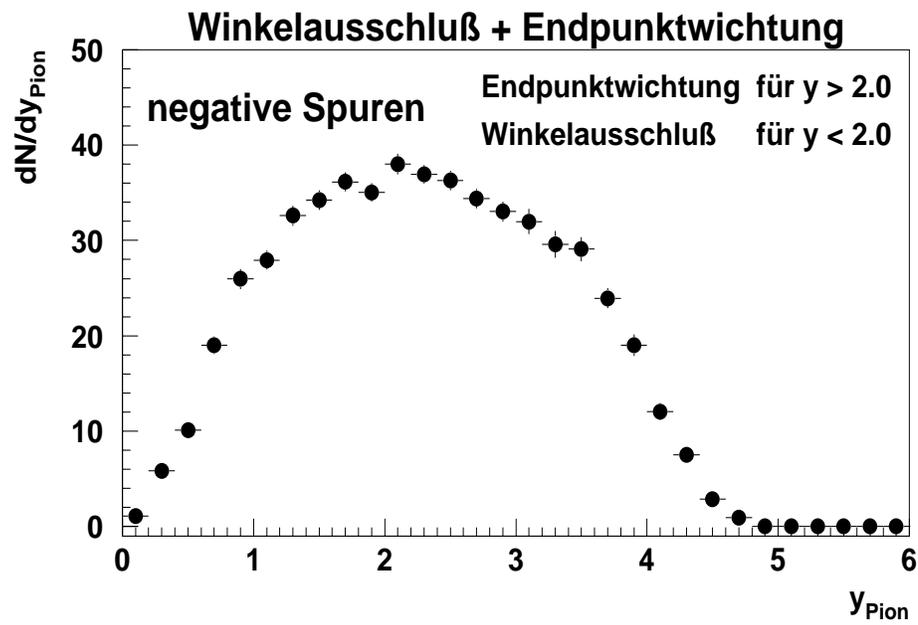


Abbildung 4.13 Kombination aus Winkelausschluß- und Endpunktichtungsmethode für die Rapiditätsverteilung negativer Hadronen $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ -Ereignissen. Für $y < 2$ wurde Winkelausschlußmethode angewandt, für $3 < y$ die Endpunktichtungsmethode.

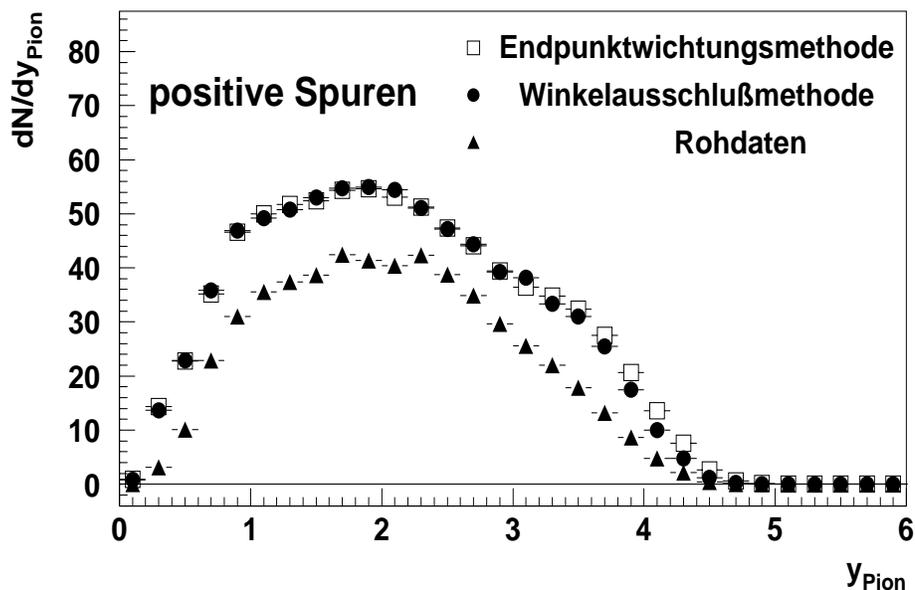


Abbildung 4.14 Vergleich der verschiedenen Korrekturmethode anhand der dN/dy -Verteilung rekonstruierter, positiver Spuren :
 Dreiecke (ausgefüllt) : unkorrigierte Rohdaten
 Kreise (ausgefüllt) : mit Winkelausschlussmethode korrigiert
 Quadrate (offen) : mit Endpunktichtungsmethode korrigiert

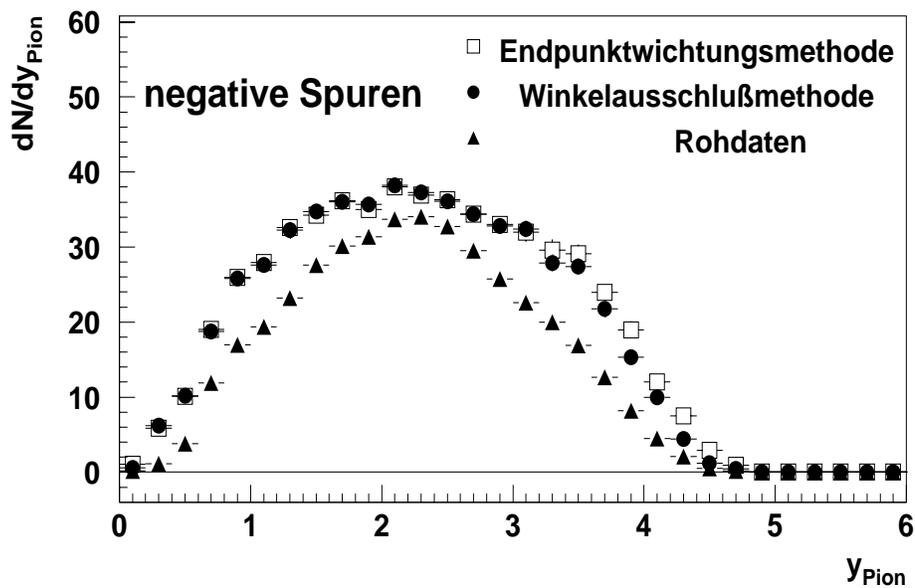


Abbildung 4.15 Vergleich der verschiedenen Korrekturmethode anhand der dN/dy -Verteilung rekonstruierter, negativer Spuren :
 Dreiecke (ausgefüllt) : unkorrigierte Rohdaten
 Kreise (ausgefüllt) : mit Winkelausschlussmethode korrigiert
 Quadrate (offen) : mit Endpunktichtungsmethode korrigiert

4.3 Abschätzung der statistischen Fehler

Um die statistischen Fehler der Endpunktichtungsmethode zu bestimmen, wurde der Einfluß einer geringfügigen Veränderung der Wichtungsfunktion $r(y)$ auf die Korrektur der Daten untersucht. Dazu wurden die bei der Anpassung der Funktion 4.10 gewonnenen Parameter um jeweils eine Standardabweichung dermaßen verändert, daß die Gewichtungsfaktoren maximal $w(y) = w(y)^+$ bzw. minimal $w(y) = w(y)^-$ wurden. Der Vergleich der nun damit erzeugten dN/dy -Verteilungen mit der mit Hilfe der unveränderten Parameter erhaltenen Verteilung ist in Abbildung 4.16 zu sehen. Der systematische Fehler

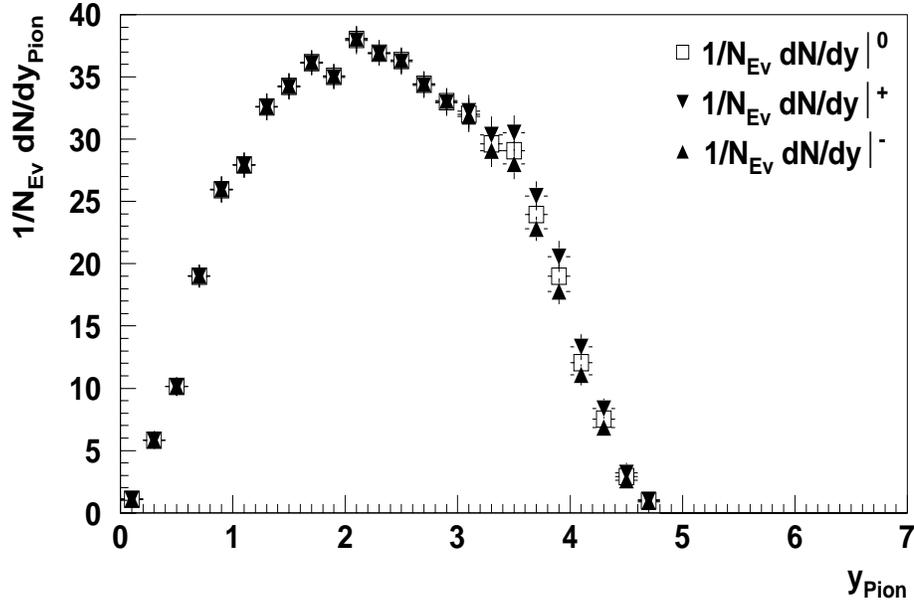


Abbildung 4.16 Auswirkungen der statistischen Unsicherheiten während der Anpassung der Wichtungsfunktion $r(y)$ auf die Endpunktichtungsmethode. Die offenen Quadrate zeigen die Korrektur basierend auf den am besten angepassten Parametern. Im Falle der ausgefüllten Dreiecke sind alle Parameter so um eine Standardabweichung verändert worden, daß Gewichtungsfaktoren möglichst groß (Spitze nach unten) bzw. möglichst klein (Spitze nach oben) sind.

er wurde nun als die mittlere relative Abweichung von dieser Verteilung abgeschätzt

$$\frac{1}{2} \left[\frac{|(dN/dy)^+ - (dN/dy)^0| + |(dN/dy)^- - (dN/dy)^0|}{(dN/dy)^0} \right], \quad (4.11)$$

er ist im kritischen Bereich hoher Rapiditäten in Abbildung 4.17 dargestellt. Zu sehen ist ein schnelles und lineares Anwachsen der Fehler mit der Rapidität. Oberhalb von $y = 4.2$ verläuft der Fehler konstant, was jedoch auf das Versagen des Korrekturmechanismus bei zu hohen Rapiditäten zurückzuführen ist. Die gestrichelte Linie markiert die 5%-Grenze des systematischen Fehlers. Um Fehler über 5% sicher ausschließen zu können, wurde daraus die Konsequenz gezogen, in den physikalischen Betrachtungen im

Ergebniskapitel "Spektren" die $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ -Daten nur bis zur Rapidität $y = 3.8$ zu zeigen und zu diskutieren. Im Falle der $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ -Streamerkeramkerdaten liegt die durch die 5%-Linie bestimmte Rapiditätsgrenze bei $y = 4.0$, doch gibt es hier zusätzlich die TPC-Daten und so ist es möglich, diese Ereignisse fast bis zur Projektilrapidität $y_{\text{Projektil}} = 6$ zu untersuchen.

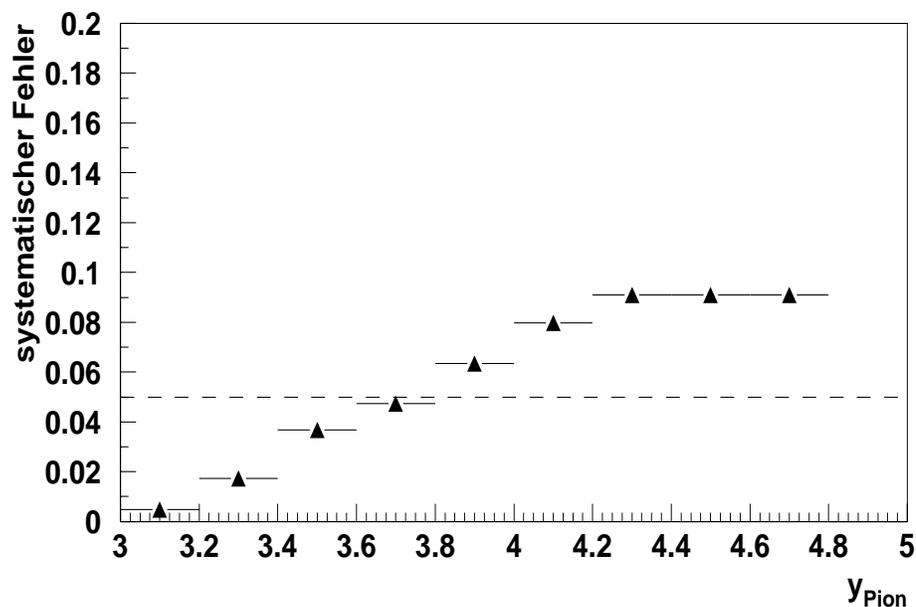
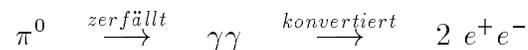


Abbildung 4.17 Abschätzung der systematischen Fehler der Endpunktichtungsmethode anhand der dN/dy -Verteilung negativer Hadronen in $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ -Daten. Die gestrichelte Linie zeigt die Grenze eines 5% Fehlers.

5 Physikalische Korrekturen

Im vorhergehenden Kapitel wurden Verfahren zur Korrektur auf die mangelhafte Detektoreffizienz vorgestellt. Diese Korrekturen wirken auf der Ebene von Spuren in den Streamerkammerbildern und deren räumlicher Rekonstruktion. Dabei werden alle Spuren, die in etwa aus der Richtung des Vertex stammen, gleich behandelt, es wird keine weitere Unterscheidung auf z. B. die Teilchensorte oder den Produktionsmechanismus vorgenommen.

Da es aber das Ziel des NA35-Experimentes ist, Rückschlüsse auf die hochverdichtete Reaktionszone von Schwerionenstößen, den Feuerball, zu gewähren, muß auf alle Prozesse, die die hadronischen Endprodukte des Stoßes beeinflussen, korrigiert werden. Dazu gehören neben Teilchenzerfällen auch sekundäre Reaktionen des Hadronschauers mit z. B. dem Target, den Kammerwänden oder dem Kammergas sowie Konversionselektronen. Konversionselektronen entstehen aus π^0 , die mit einer mittleren Lebensdauer von etwa 10^{-16} sec im Target in zwei Photonen zerfallen, die in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren können.



Dies alles geschieht im wesentlichen innerhalb des Targets, womit dieser Prozess zum einen von der Targetdicke und der Kernladungszahl des Target abhängig ist, zum anderen die daraus resultierenden Spuren scheinbar vom Wechselwirkungspunkt (Vertex) stammen.

Teilweise sind die durch diese drei Prozesse entstehenden Spuren durch bloßes "anschauen" der Streamerkammerbilder zu erkennen oder durch einen einfachen Qualitätschnitt auf Vertexspuren¹ als solche zu identifizieren. Insbesondere im Pencilbereich ist eine *optische* Identifikation jedoch nicht möglich. Um trotzdem auf diese Spuren korrigieren zu können, werden mit dem Ereignisgenerator FRITIOF[And] und dem Detektorsimulationsprogramm GEANT[Gea] künstliche Ereignisse erzeugt. In bestimmten

¹Als Vertexspuren werden solche Spuren bezeichnet, die vom primären Wechselwirkungspunkt stammen. einen minimalen Abstand vom Vertex kleiner eines definierten Grenzwertes erreichen.

Bereichen der Streamerkammer, in denen solche Spuren meßbar sind, ist es möglich, diese Simulationen an die realen Ereignisse anzugleichen und dann auf den gesamten Akzeptanzbereich der Streamerkammer zu extrapolieren. Sowohl die Konversionselektronen, die Hadronen aus sekundären Reaktionen als auch die Zerfallsteilchen, insbesondere die der Lambdas Λ und Kaonen K , die eine mittlere Wegstrecke von einigen Metern zurücklegen bevor sie zerfallen und anhand ihrer Zerfallstopologien identifiziert werden können [Lee], [Kab],[Esc] , sind so mit nur geringen Unsicherheiten simulierbar. Es kann eine Korrektur auf den Einfluß dieser Teilchen vorgenommen werden, so daß das Studium der primordialen Hadronen möglich ist.

Im Kapitel "Spektren" werden jedoch nur die Nettoprotonen p und die negativen Hadronen h^- untersucht. Die Gründe dafür sind sehr einfach. Die Nettoprotonen können als Repräsentanten der Target- und Projektilnukleonen aufgefaßt werden, während die negativen Hadronen die produzierten Teilchen vertreten; denn im Eingangskanal der Reaktion gibt es nur Protonen und Neutronen, also keine negativen Ladungen. Zwar ist es wünschenswert, die Pionen von den restlichen negativen Hadronen zu separieren und so zu Spektren einer Teilchensorte zu gelangen, doch ist dies mit der Streamerkammer auf Grund einer nicht vorhandenen oder nur sehr beschränkten Teilchenidentifikation nicht möglich. Die negativen Hadronen h^- bestehen zu etwa 90% aus Pionen π^- , die verbleibenden 10% setzen sich im wesentlichen aus Kaonen K^- und Antiprotonen \bar{p} zusammen. Wenn im folgenden von π^- oder h^- die Rede ist, so werden immer sämtliche negativen Hadronen gemeint, wobei ihnen die Pionmasse

$$m_{h^-} := m_{\pi^-} \approx 140 \text{ MeV} \quad (5.1)$$

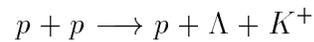
und damit auch die Pionenrapidity

$$y_{h^-} := y_{Pion} \quad (5.2)$$

zugeschrieben wird.

Die Nettoprotonen werden durch die sogenannte (+)-(-) – Methode gewonnen. Dies bedeutet, daß für die betreffenden Observablen die Werte aller negativen Spuren von denen der positiven abgezogen werden. Allen Teilchen wird hierbei die Protonmasse $m_p \approx 938 \text{ MeV}$ und damit die Protonrapidity $y_{Track} := y_{Proton}$ zugeordnet. Ein Verfahren, welches anwendbar ist, da die Produktionsraten der meisten positiven Teilchen in isospinsymmetrischen Systemen gleich denen der entsprechenden negativen ist, so werden ebensoviele h^+ wie h^- erzeugt. Da die benutzten Projektile, Deuteron, Sauerstoff und Schwefel, isospinsymmetrisch sind, also die Zahl ihren Neutronen gleich der der Protonen ist, sollte dies zumindest in der Projektilhemisphäre gelten. Einzige Ausnahme dabei bildet das Verhältnis K^+/K^- , denn die K^- -Produktion in Nuleon-Nukleon-Stößen, die nicht aus der paarweisen Erzeugung von K^+, K^- stammt, aus Gründen der Baryonenzahlerhaltung gegenüber der vergleichbaren K^+ -Produktion stark unterdrückt, da noch weiteren Baryonen erzeugt werden müssen. Es muß mehr Energie zur Verfügung

stehen muß; der Produktionsmechanismus ist unterdrückt. Das folgende Beispiel verdeutlicht dies anhand der K, Λ -Produktion in $p+p$ -Stößen.



Um dem daraus resultierenden " K^+ -Überschuß" Rechnung zu tragen, wurden die schon oben beschriebenen Simulationsrechnungen zusammen mit den gemessenen K^+, K^- benutzt und die (+)-(-) - Methode auf den " K^+ -Überschuß" korrigiert. Als Ergebnis erhält man nun die Nettoprotonen als Repräsentanten der Target- bzw. Projektilnukleonen.

Die Gewinnung physikalisch aussagekräftiger Spektren aus den Rohdaten¹ durchläuft also folgende Stationen:

- Korrektur der Rohdaten auf die Detektorakzeptanz
- Korrektur auf Konversionselektronen
- Korrektur auf sekundäre Reaktionen
- Korrektur auf Zerfallsteilchen
- Korrektur auf den K^+/K^- Überschuß (nur in Protonspektren)

¹Unter Rohdaten werden die lediglich in ihren kinematischen Variablen bestimmten und räumlich rekonstruierten Spuren bezeichnet; sie wurden keinerlei Qualitätskriterien unterworfen.

5.1 Phasen der Korrektur

Am Beispiel zweier Spektren, der Rapiditätsverteilung der Nettoprotonen und der Transversalimpulsverteilung der negativen Hadronen im Rapiditätsbereich $0.8 < y \leq 2.0$ in $^{16}O + ^{197}Au$ -Ereignissen seien diese Stationen im folgenden dargestellt. Für die Spektren negativer Hadronen h^- wurden einfach die oben beschriebenen Stationen durchlaufen, für die (+)-(-) – Methode wurde noch ein Qualitätsschnitt auf Transversalimpulse größer $0.2 GeV/c$ eingeführt, der bei der Gewinnung der Spektren zu bedenken ist. Dies hat folgenden Grund:

Zerfällt zum Beispiel ein vom Vertex stammendes Lambda in ein Proton und ein Pion, so zeigt die Spur des Protons durch die große Masse bedingt immer noch auf den Vertex, die des Pions nicht. Da das Rekonstruktionsprogramm jedoch die Impulskomponenten am Vertex, der mit als Spurpunkt betrachtet wird, zu berechnen versucht, wird diese Spur des aus dem Zerfall stammenden Pions auf den Vertex 'gezwungen'. Damit wird der Emissionswinkel, der zur Berechnung der Transversalimpulskomponenten dient (siehe Gleichung 2.2), falsch bestimmt, folglich auch der Transversalimpuls selbst. Der absolute Abweichung in den Transversalkomponenten $\Delta p_{T_{y,z}} = p_{y,z} - p_{y,z}^{gemessen}$ ist, wie Simulationsrechnungen zeigen, dabei in erster Näherung konstant, wodurch sie sehr kleine Transversalimpulse dominiert, für große jedoch vernachlässigbar ist. Das Wegschneiden von ψ – Bereichen in Kombination mit diesem Effekt hat hingegen einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf das Spektrum der Zerfallsteilchen bei Transversalimpulsen kleiner $0.2 GeV/c$, so daß in der (+)-(-) – Methode auf diese Spuren zunächst verzichtet wird. Da, wie später gezeigt wird, das Transversalimpulsspektrum der Protonen, in der Darstellung als lorentzinvarianter Wirkungsquerschnitt, sich wie eine thermischen Verteilung verhält, kann es dazu benutzt werden, auf den Einfluß dieses Qualitätsschnitts zurückzurechnen und die Proton–Rapiditätsverteilung nach der Formel

$$w = \frac{T + m_0}{e^{-c/T} \cdot (c + m_0 + T)} = \frac{\int_{p_{Tc}}^{\infty} N dp_T}{\int_0^{\infty} N dp_T} \quad (5.3)$$

mit dem Faktor w zu wichten. T ist dabei der im Kapitel "Spektren" näher erläuterte *inverse-slope-parameter*, oft auch als Temperatur bezeichnet. m_0 ist die Ruhemasse ($m_{0_{Protons}} \approx 940 MeV$), die Konstante c ergibt sich zu

$$c = \sqrt{m_0^2 + p_{Tc}^2} - m_0 \quad ,$$

p_{Tc} ist der Grenzwert des Transversalimpulses des Qualitätsschnittes.

5.2 Einfluß der physikalischen Korrekturen am Beispiel der Rapiditätsverteilung der Nettoprotonen in $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ -Ereignissen

Abbildung 5.1 zeigt den Einfluß der Endpunktichtungsmethode auf das (+)-(-) – Spektrum.

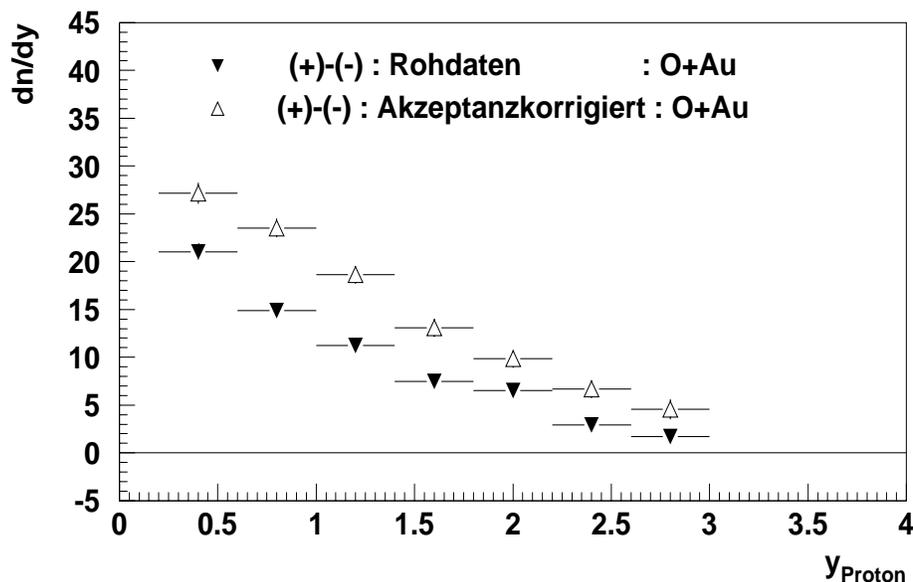


Abbildung 5.1 Vergleich der Rapiditätsverteilung der (+)-(-) – Methode für Roh- und akzeptanzkorrigierte Daten in $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$

Der beschränkte Akzeptanzbereich der Streamerkammer von $y_{\text{Pion}} \leq 3.8$ entspricht aufgrund der größeren Masse des Protons einer Protonakzeptanz von etwa $y_{\text{Proton}} \leq 3$. Um wirklich die Nettoprotonen zu erhalten, müssen die eben angesprochenen Korrekturen durchgeführt werden. Den Vergleich zwischen dem lediglich akzeptanzkorrigierten, experimentell, aufgenommenen Rapiditätspektrum der (+)-(-) – Methode und der benötigten FRITIOF/GEANT-Simulation zeigt Abbildung 5.2. Die Simulation gibt die experimentellen Daten recht gut wieder und so ist anzunehmen, daß die nötigen Korrekturspektren von der Simulation ebenfalls richtig beschrieben werden, was in den Akzeptanzbereichen der zu korrigierenden Teilchen auch nachgeprüft wurde[NA35].

Da die Konversionselektronen, die definitionsgemäß e^+e^- -Paare aus zerstrahlten Photonen sind, sich in der (+)-(-) – Methode gegeneinander aufheben, wie in Abbildung 5.4 zu erkennen ist, wurden hier nur die Korrekturen auf sekundäre und Zerfallsteilchen sowie die Kaonen durchgeführt.

Ihr Einfluß ist ebenfalls in Abbildung 5.4 aufgezeigt. In Abbildung 5.3 ist die Summe all dieser Korrekturen und das damit resultierende Ergebnis, die Rapiditätsverteilung der Nettoprotonen, dargestellt.

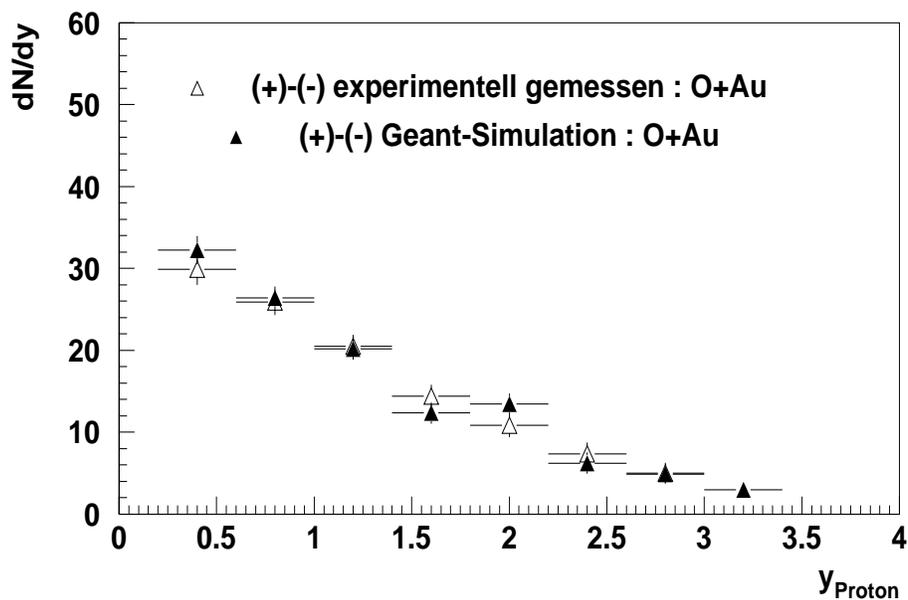


Abbildung 5.2 Rapiditätsverteilung dn/dy_{Proton} der experimentell gemessenen, lediglich akzeptanz-korrigierten (+)-(-) - Methode (offene Marker) im Vergleich zur Proton-Rapiditätsverteilung der Fritiof/Geant-Simulation (ausgefüllte Marker) in $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ -Ereignissen..

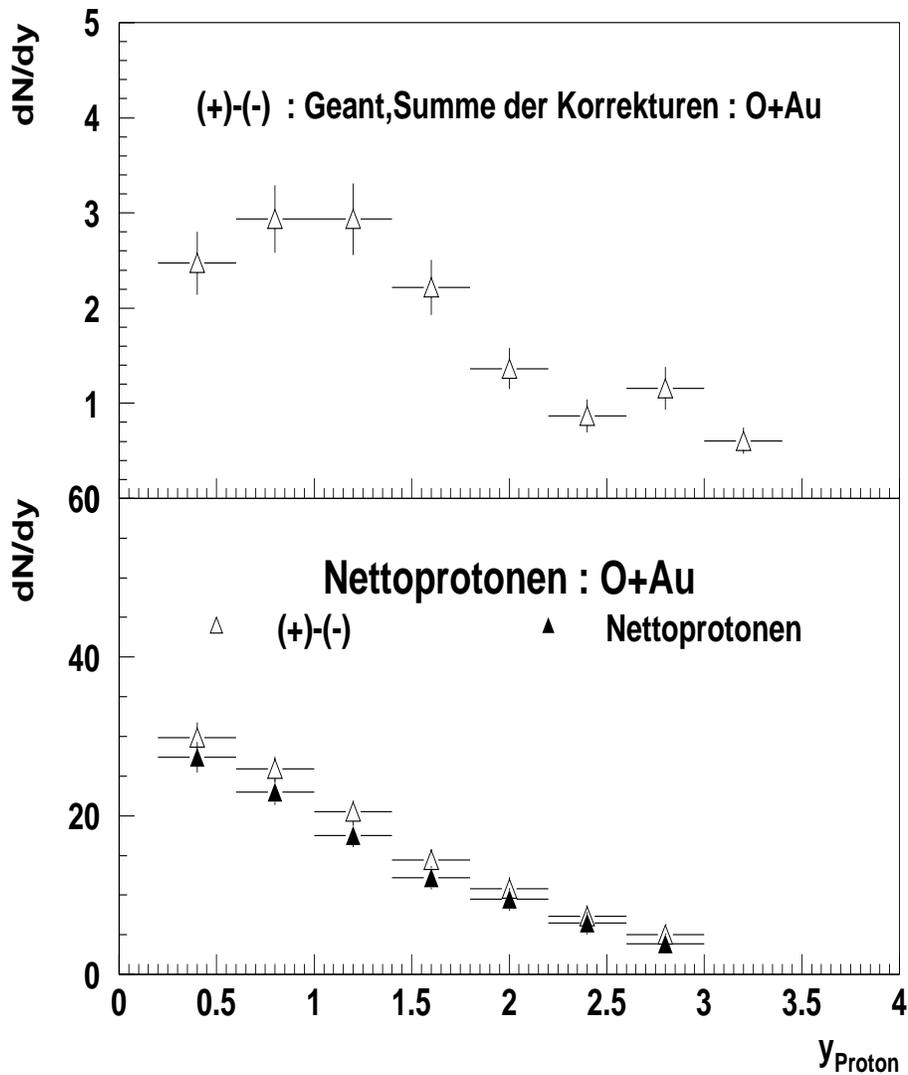


Abbildung 5.3 Oben: Summe der mit Hilfe der Fritiof/Geant-Simulation ermittelten Korrekturen an die (+)-(-) - Methode.
 Unten: Rapiditätsverteilung der Nettoprotonen (ausgefüllte Marker) in $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ im Vergleich zu den unkorrigierten Daten aus der (+)-(-) -Methode (offene Marker).

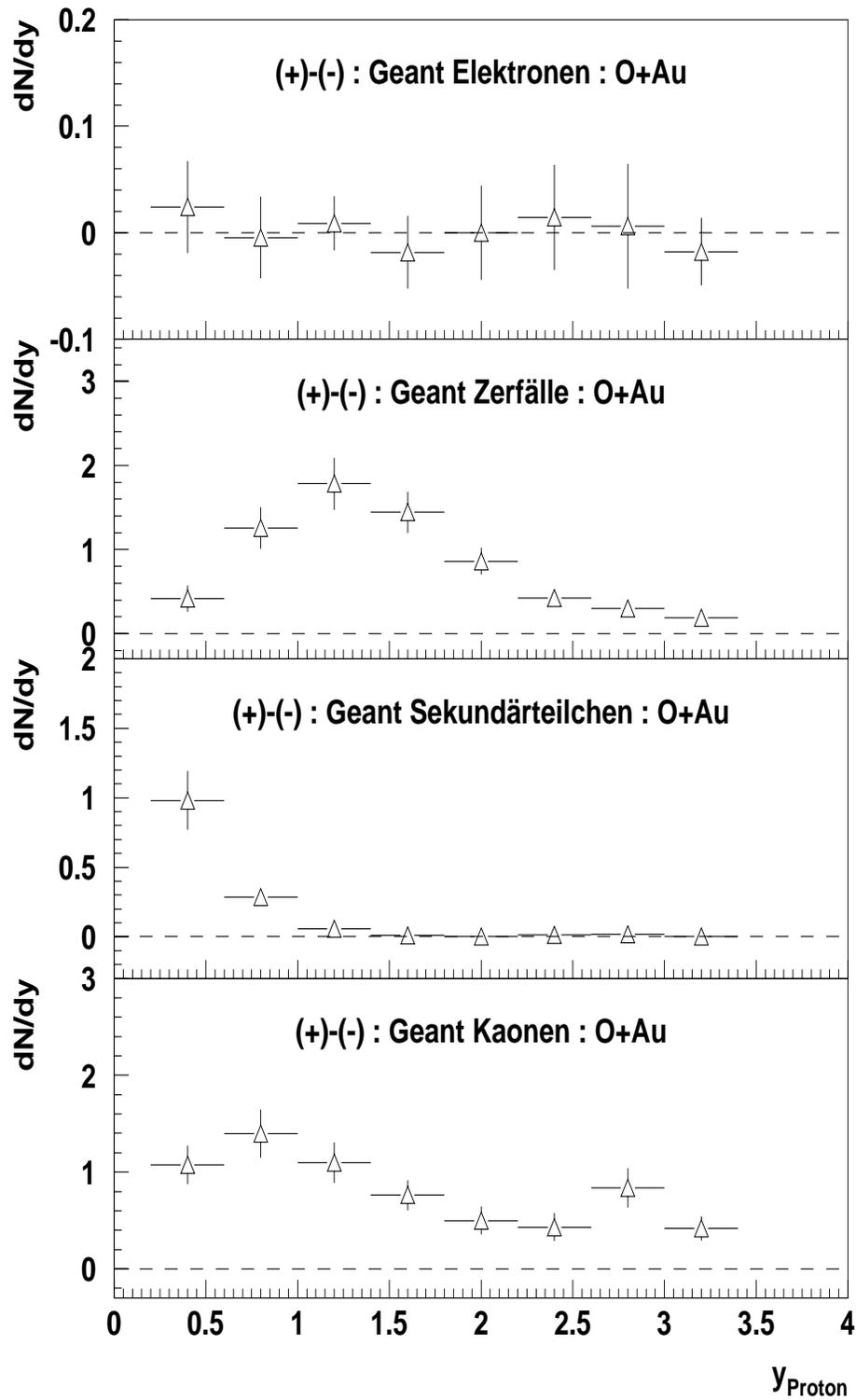


Abbildung 5.4 Die mit Hilfe der Fritiof/Geant-Simulation gewonnenen Rapiditätsverteilungen der Korrekturen zur (+)-(-) - Methode für $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$. Von oben nach unten: Konversionselektronen, Zerfallsteilchen, sekundäre Stoßprozesse, Kaonen.

5.3 Einfluß der physikalischen Korrekturen am Beispiel der Transversalimpulsverteilung für negative Hadronen h^- im Rapiditätsintervall $0.8 < y \leq 2.0$ für $^{16}O + ^{197}Au$ -Ereignisse

In Abbildung 5.5 ist die Transversalimpulsverteilung für negative Hadronen h^- für die akzeptanzkorrigierten Daten zusehen. Ebenfalls gezeigt wird die Summe der wiederum mit Hilfe der FRITIOF/GEANT-Simulation und ihrer teilweise meßbaren Anteile gewonnenen Korrekturspektren sowie das damit endgültige, korrigierte Spektrum. Abbildung 5.6 zeigt das Korrekturspektrum aufgeteilt in den Anteil der Konversionselektronen, der sekundären Stoßprozesse und der Zerfälle. Es ist klar zu erkennen, daß die Spuren aus der Elektronenkonversion nicht vernachlässigt werden können, wie es für die Spektrenerstellung der Nettoprotonen der Fall ist. Der stärkste Anteil des Korrekturspektrums resultiert hier nämlich aus den Konversionselektronen, deren Anzahl mit kleiner werdendem Transversalimpuls schnell wächst. Die übrigen Anteile des Korrekturspektrums zeigen dieselbe Abhängigkeit vom Transversalimpuls, doch sind sie um mindestens eine Größenordnung geringer. Alle drei Spektren haben keinen Einfluß auf hohe Transversalimpulse $p_T > 1. GeV/c$.

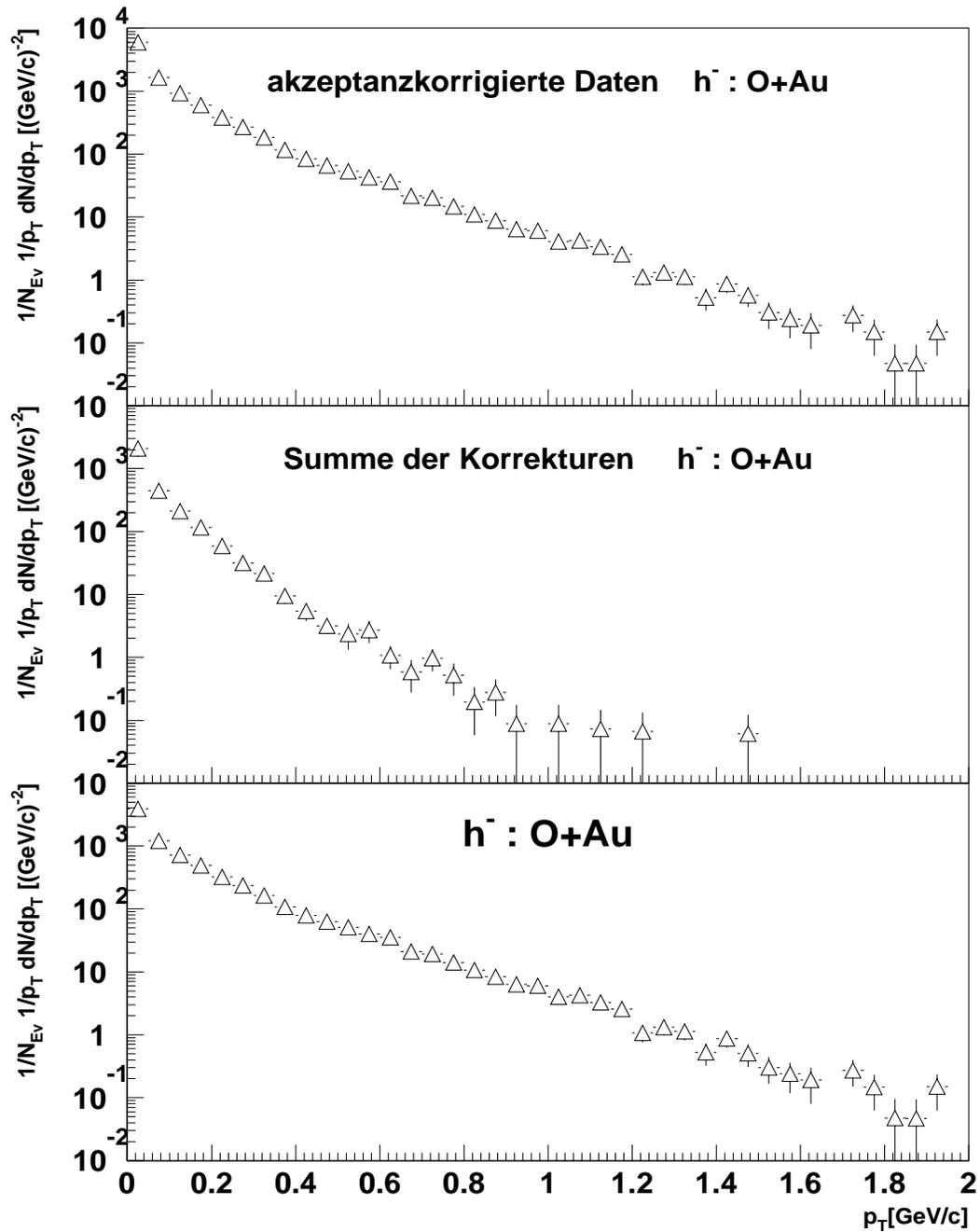


Abbildung 5.5 Transversalimpulsverteilungen für $^{16}O + ^{197}Au$ im Rapiditätsbereich $0.8 < y < 2.0$.
 Oben: lediglich akzeptanzkorrigierte Verteilung
 Mitte: Summe der mittels der Fritiof/Geant-Simulation gewonnenen Korrekturspektren. Elektronenkonversion, sekundäre Stoßprozesse, Zerfälle.
 Unten: korrigierte Transversalimpulsverteilung der negativen Hadronen h^-

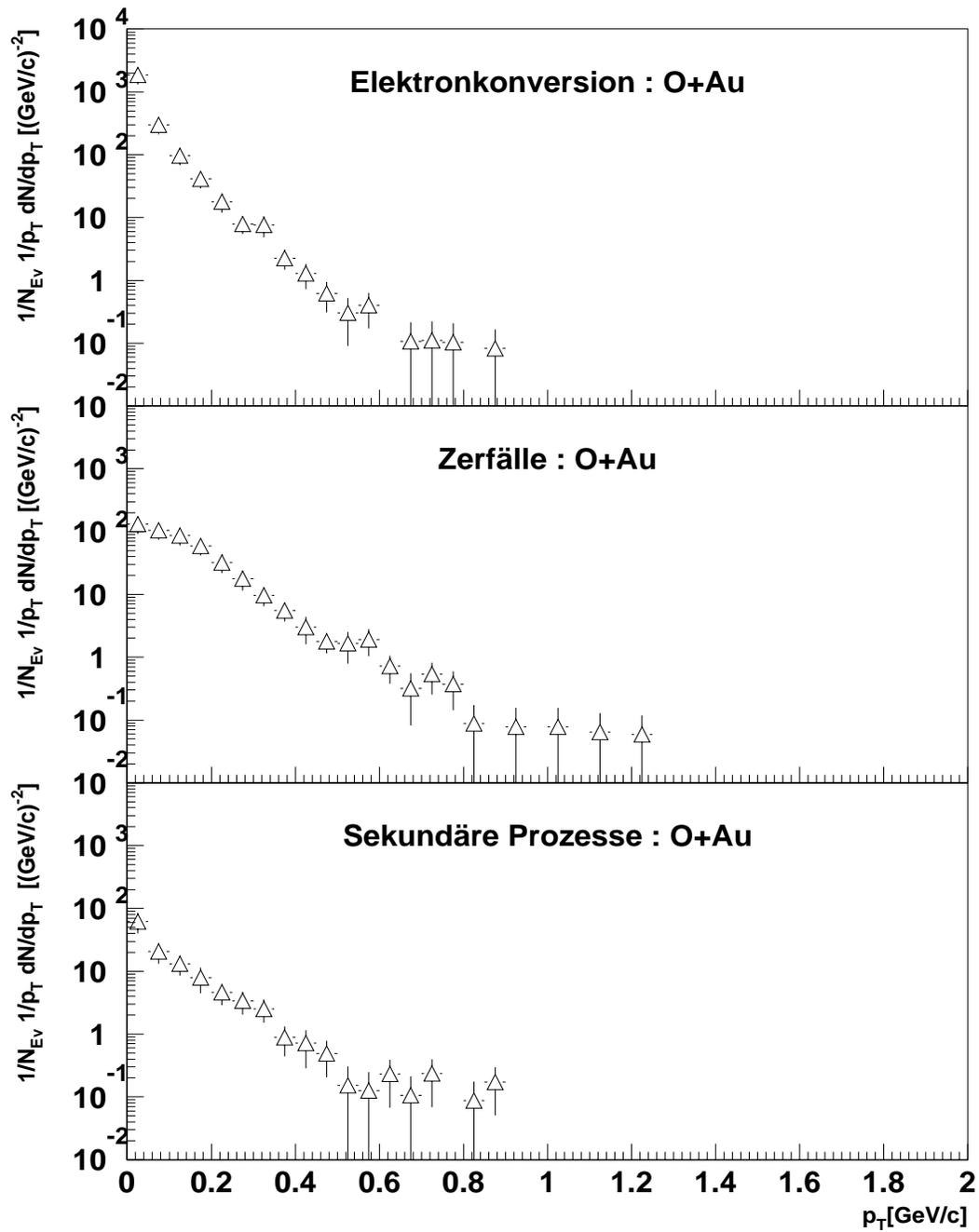


Abbildung 5.6 Die mit Hilfe der Fritiof/Geant-Simulation gewonnenen Korrekturspektren zur Transversalimpulsverteilung der negativen Hadronen h^- im Rapiditätsbereich $0.8 < y \leq 2.0$.

Von oben nach unten: Konversionselektronen, sekundäre Stoßprozesse, Zerfälle

6 Spektren

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die Gewinnung der Spektren aus den experimentell aufgenommenen Daten dargestellt wurde, soll ihre Diskussion Gegenstand dieses Kapitels sein. Dabei sollen die drei Stoßsysteme ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$, ${}^{16}\text{O}+{}^{197}\text{Au}$ und ${}^{32}\text{S}+{}^{197}\text{Au}$ und Projektilabhängigkeit der Teilchenspektren verglichen werden. Obwohl die verschiedenen Stoßsysteme mit demselben Experimentaufbau aufgenommen wurden, sind die Vergleiche kritisch zu betrachten, da jeweils unterschiedliche Kriterien zur Ereignis Selektion (*Trigger*) benutzt wurden.

Bei allen Sauerstoff–Gold– sowie den Deuteron–Gold– Ereignissen diente das Vetokalorimeter zur Ereignis Selektion, doch wurden sie in mehreren Sequenzen mit verschiedenen Anteilen am inelastischen Wirkungsquerschnitt aufgenommen. Die Schwefel–Gold–Ereignisse wurden im Falle der Daten negativer Hadronen mit dem Ringkalorimeter auf hohen Transversalimpuls selektiert, dem "*E_T-Trigger*". Die Deuteron–Daten sowie die Protonspektren in der *Sweeper*–Konfiguration wurden ebenfalls mit dem Vetotrigger gewonnen. Wiederum gab es mehrere Triggersequenzen mit unterschiedlichen Zentralitäten (Anteilen am inelastischen Wirkungsquerschnitt).

Trotzdem soll im folgenden neben der Diskussion der Einzelspektren auch ein Vergleich zwischen den unterschiedlichen Stoßsystemen durchgeführt werden. Die negativen Hadronen h^- , zu 90% Pionen, dienen dabei zur Untersuchung der produzierten Teilchen, da im Eingangskanal der Reaktion keine negativen Ladungen vorhanden waren, diese also allesamt aus der Teilchenproduktion stammen müssen. Die Betrachtung der Nettoprotonen soll Aufschluß über den Verbleib der Target- und Projektilnukleonen geben. Dies soll anhand der Rapiditätsverteilungen und der Verteilungen der Transversalimpulse geschehen.

Stoßsystem	N_{Ev}	$\frac{\sigma}{\sigma_{tot}}[\%]$	$\left\langle \frac{\sigma}{\sigma_{tot}} \right\rangle [\%]$
${}^2d + {}^{197}Au$	433	2.88	2.88
${}^{16}O + {}^{197}Au$	197	1.8	1.85
${}^{16}O + {}^{197}Au$	254	1.56	
${}^{16}O + {}^{197}Au$	114	2.56	2.43
${}^{32}S + {}^{197}Au$	76	5.6	
${}^{32}S + {}^{197}Au$	100	1.3	
${}^{32}S + {}^{197}Au$	30	1.35	
${}^{32}S + {}^{197}Au$	35	1.68	
${}^{32}S + {}^{197}Au$	99	1.53	

Tab. 6.1 Anteil am inelastischen Wechselwirkungsquerschnitt der verwendeten Datensätze

6.1 Die Rapiditätsverteilung

Aus der Rapiditätsverteilung $\frac{1}{N_{Ev}} \frac{dN}{dy}$ lassen sich Aussagen über die Dynamik von Kern-Kern-Stößen gewinnen. Die Rapiditätsachse y eignet sich dabei gut zur Unterteilung in drei grobe Bereiche, nämlich der Targethemisphäre, der Projektilhemisphäre und der *midrapidity-region*. *Midrapidity* wird dabei durch die Schwerpunktsrapidität des Nukleon-Nukleon-Systems bestimmt und ergibt sich damit zu $y_{mid} = 3$.

Aus der Rapiditätsverteilung der produzierten Teilchen lässt sich die Schwerpunktsrapidität und damit Informationen über das effektive Stoßsystem der Projektil- und Targetpartizipanten entnehmen. Die Rapiditätsverteilung der Target- und Projektilprotonen gibt Aufschluß über die in der Reaktionszone deponierte Energie. Hier wird die Größe *mean-rapidity-shift* definiert. Sie gibt an, wie weit die Projektilnukleonen von ihrer anfänglichen Rapidität $y_{Projectile}$ in Richtung *midrapidity* geschoben werden. Der *mean-rapidity-shift* der Projektilnukleonen ist ein Maß für den Grad des Abbremsvermögens (*stopping-power*) oder die Transparenz des Targets. Gemessen wird sie, indem das Rapiditätsspektrum der Protonen von $y_0 = 5.8^1$ zu kleineren Rapiditäten hin aufintegriert wird, bis das Integral der Anzahl der Projektilprotonen, für Deuteron 1, für Schwefel 16, entspricht.

$$\int_{y_x}^{y_0} N(y) dy = N_{proj} \quad (6.1)$$

Für die so erfassten Projektilprotonen wird der Rapiditätsschwerpunkt berechnet. Die

¹Die Differenz zwischen der oberen Integralgrenze $y_0 = 5.8$ und der Projektilrapidität $y_{Projektil} = 6.0$ resultiert aus der Annahme einer Fermi-Kugel mit $\Delta y = \pm 0.2$. Die in diesem Rapiditätsintervall enthaltenen Nukleonen können demnach sowohl Partizipanten als auch Spektatoren sein und dürfen dadurch nicht in die Berechnung eingehen.

Differenz aus diesem und der Projektilrapidität ergibt den *mean-rapidity-shift*

$$\Delta y = \langle y |_{y_x < y_0} \rangle - y_0 \quad . \quad (6.2)$$

Der Vergleich der Rapiditätsverteilungen unterschiedlicher Stoßsysteme ermöglicht es, Einblick in kollektive Effekte zu erlangen. Skalieren die Verteilungen von Nukleon-Kern-Stößen N+A mit denen von Kern-Kern-Stößen A+A im Verhältnis der Projektilmassen N/A, so deutet dies auf das Nichtvorhandensein kollektiver Effekte hin. Es sei jedoch bemerkt, daß dies nicht zwingend der Fall ist, denn die Möglichkeit sich kompensierender kollektiver Effekte kann nicht ausgeschlossen werden.

6.1.1 Die Rapiditätsverteilung der negativen Hadronen

Zur Untersuchung der produzierten Teilchen eignen sich die Rapiditätsverteilungen der negativen Hadronen h^- , da diese in den Eingangskanälen der Stöße nicht vorhanden sind. Abbildung 6.1 zeigt diese Verteilung für ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$ -Daten bei 200GeV/c pro Nukleon in der vollen Streamerkammerakzeptanz von $0.2 < y_{\text{Pion}} < 5.8$ mit einer Schwerpunktsrapidität von $y_{\text{Pions}}^{\text{cms}} \approx 2.5$. Eine Verteilung für das Stoßsystem ${}^{16}\text{O}+{}^{197}\text{Au}$ ist in

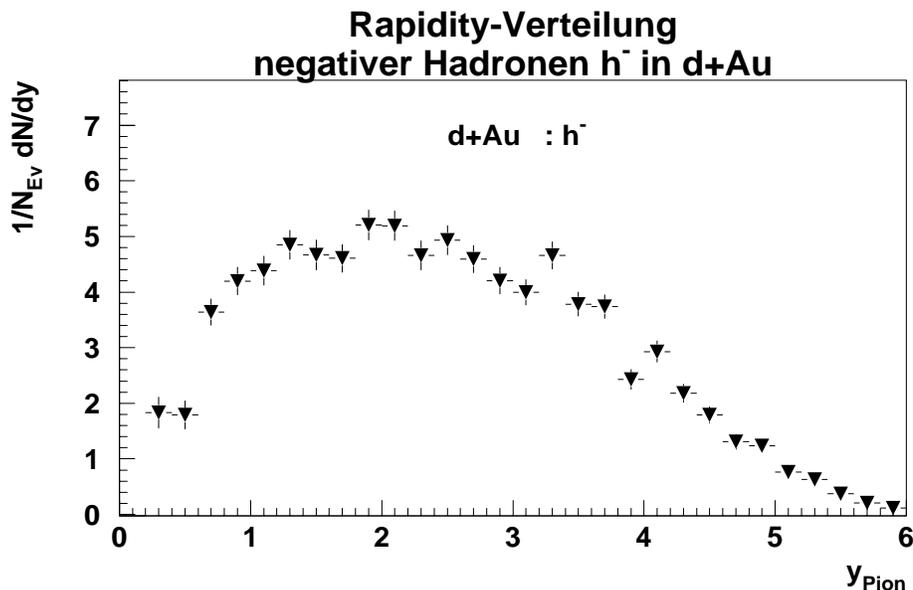


Abbildung 6.1 Rapiditäts-Verteilung $\frac{1}{N_{\text{Ev}}} \frac{dN}{dy}$ der negativen Hadronen h^- in d+Au

Abbildung 6.2 in der jedoch auf $0.8 < y_{\text{Pion}} < 3.8$ beschränkt Streamerkammerakzeptanz gezeigt und die Schwerpunktsrapidität kann hier nur extrapoliert werden, wie später gezeigt wird.

Die Rapiditätsverteilung für das noch schwerere Stoßsystem ${}^{32}\text{S}+{}^{197}\text{Au}$ ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Hier ist die Akzeptanz durch Messungen in der TPC [Rol] fast bis zur

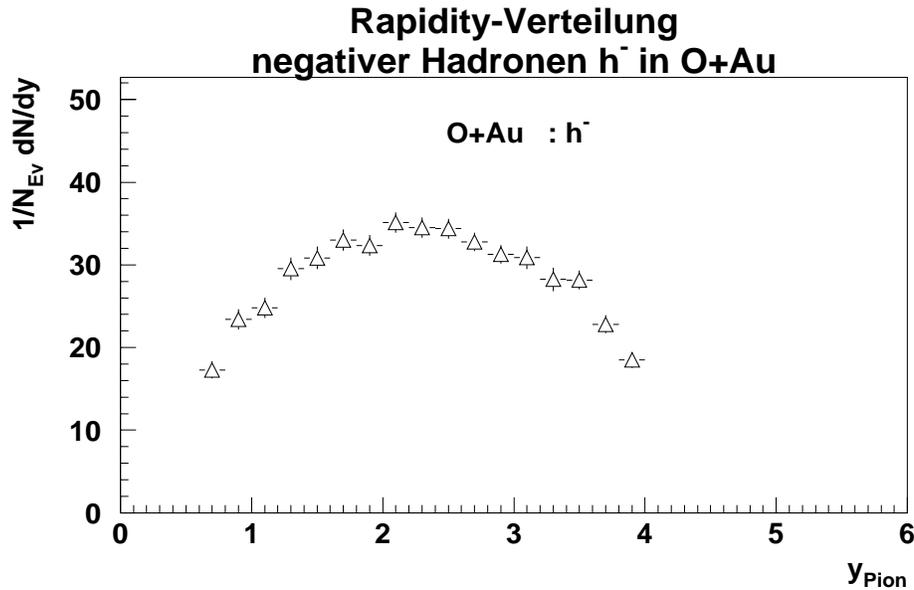


Abbildung 6.2 Rapidity-Verteilung $\frac{1}{N_{Ev}} \frac{dN}{dy}$ der negativen Hadronen h^- in O+Au

Projektilrapidity $y_{Projektil} = 6$ erweitert. Gut zu erkennen ist die Asymmetrie des Stoßsystems. Der Überlapp der beiden komplementären Dektoren Streamerkammer und TPC für Rapiditäten $3.2 < y_{Pion} < 3.8$ zeigt sehr gute Übereinstimmung und kann so zusätzlich als Rechtfertigung der benutzten Korrekturmethode aufgefaßt werden. Der durch die verschiedenen Methoden der Ereignis Selektion leicht verschiedene Anteil am inelastischen Wirkungsquerschnitt macht sich hier nicht bemerkbar. Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen noch einmal alle drei Stoßsysteme im Überblick und lassen die Abhängigkeit der Schwerpunktsrapidity von der Projektilmasse erkennen. Sie wächst wie erwartet mit der Projektilmasse, denn je schwerer das Projektil ist, desto mehr nähert sich das effektive Stoßsystem einem symmetrischen System an.

Aus den mit dem Faktor 16 bzw. 2, also mit dem Massenverhältnis, skalierten $^2d + ^{197}Au$ - bzw. $^{16}O + ^{197}Au$ -Daten scheint eine leichte, systematisch stärkere Produktion negativer Hadronen (zu 90% Pionen) bei kleineren Projektilmassen erkennbar zu sein.

Aufgrund der unterschiedlichen Trigger, speziell des $^2d + ^{197}Au$ -Trigger, der so eingestellt war, daß das Vetokalorimeter keine Projektilspektatoren zuließ (also beide Nukleonen am Stoß teilnahmen), ist diese leichte Abhängigkeit von der Projektilmasse jedoch nicht als signifikant anzusehen, obwohl sie durchaus qualitativ leicht zu erklären ist.

Eine mögliche Erklärung rührt aus der isospinasymmetrie der Stoßsysteme her. Die Projektile sind zwar Isospinsymmetrisch, die Anzahl der Protonen gleich der der Neutronen, doch durch die starke Asymmetrie im Goldkern verhält sich der Quotient aus Protonen und Neutronen für die Stoßsysteme

${}^2d+{}^{197}\text{Au}$, ${}^{16}\text{O}+{}^{197}\text{Au}$ und ${}^{32}\text{S}+{}^{197}\text{Au}$ wie

$$\frac{80}{119} \approx 0.67 : \frac{87}{126} \approx 0.69 : \frac{95}{134} \approx 0.71 \quad . \quad (6.3)$$

Je leichter das Projektil ist, desto größer ist der Neutronenüberschuß im gesamten System und der Anteil der elementaren Nukleon-Neutron-Stöße in der Reaktion sollte gegenüber dem Anteil der Nukleon-Proton-Stöße wachsen. Da in diesen elementaren Neutron-Neutron-Stößen der Produktionsquerschnitt für π^- , die 90% der negativen Hadronen ausmachen, größer ist als der für die π^+ -Produktion

$$\langle N_{n+p}^{h^-} \rangle - \langle N_{p+p}^{h^-} \rangle = 0.28 \pm 0.07 \quad [\text{Dad}] \quad (6.4)$$

$$\langle N_{n+p}^{\pi^-} \rangle - \langle N_{p+p}^{\pi^-} \rangle = 0.39 \pm 0.11 \quad [\text{Ga}\acute{z}2] \quad (6.5)$$

$$\langle N_{n+n}^{\pi^-} \rangle - \langle N_{p+p}^{\pi^-} \rangle = 0.60 \pm 0.18 \quad [\text{Ga}\acute{z}2], \quad (6.6)$$

kann die stärkere, skalierte h^- -Produktion in den leichteren Stoßsystemen erklärt werden.

Die wesentlich aussagekräftigere, da auf die Triggerbedingungen weniger sensitive, Produktionsrate der negativen Hadronen pro teilnehmenden Nukleon $\frac{N_{4\pi}}{N_{\text{part. Protons}}}$ wird im Abschnitt ?? vorgestellt.

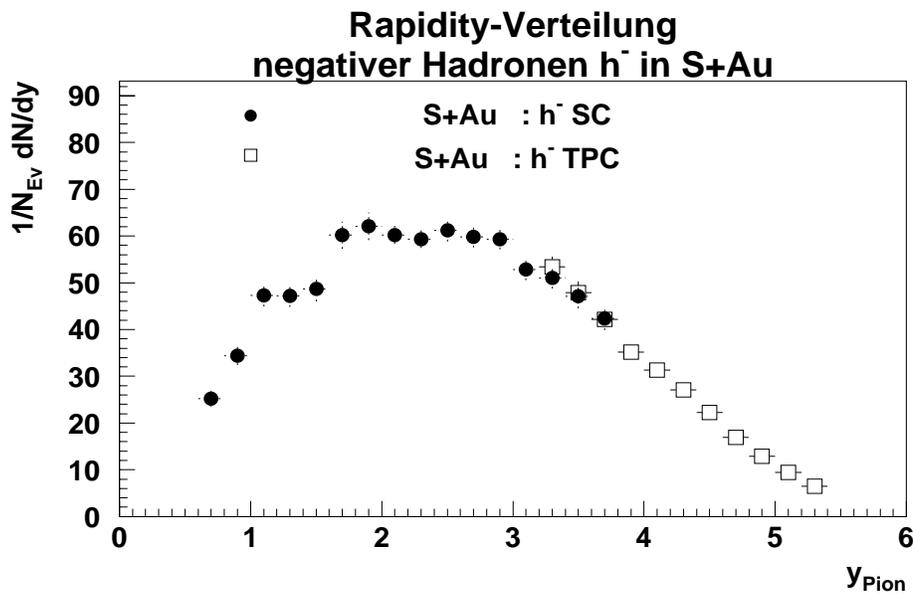


Abbildung 6.3 Rapiditäts-Verteilung $\frac{1}{N_{Ev}} \frac{dN}{dy}$ der negativen Hadronen h^- in S+Au, gemessen für die Targethemisphäre in der Streamerkammer (ausgefüllte Kreise) und in der Time-Projektion-Chamber (offene Quadrate) für die Projektilhemisphäre

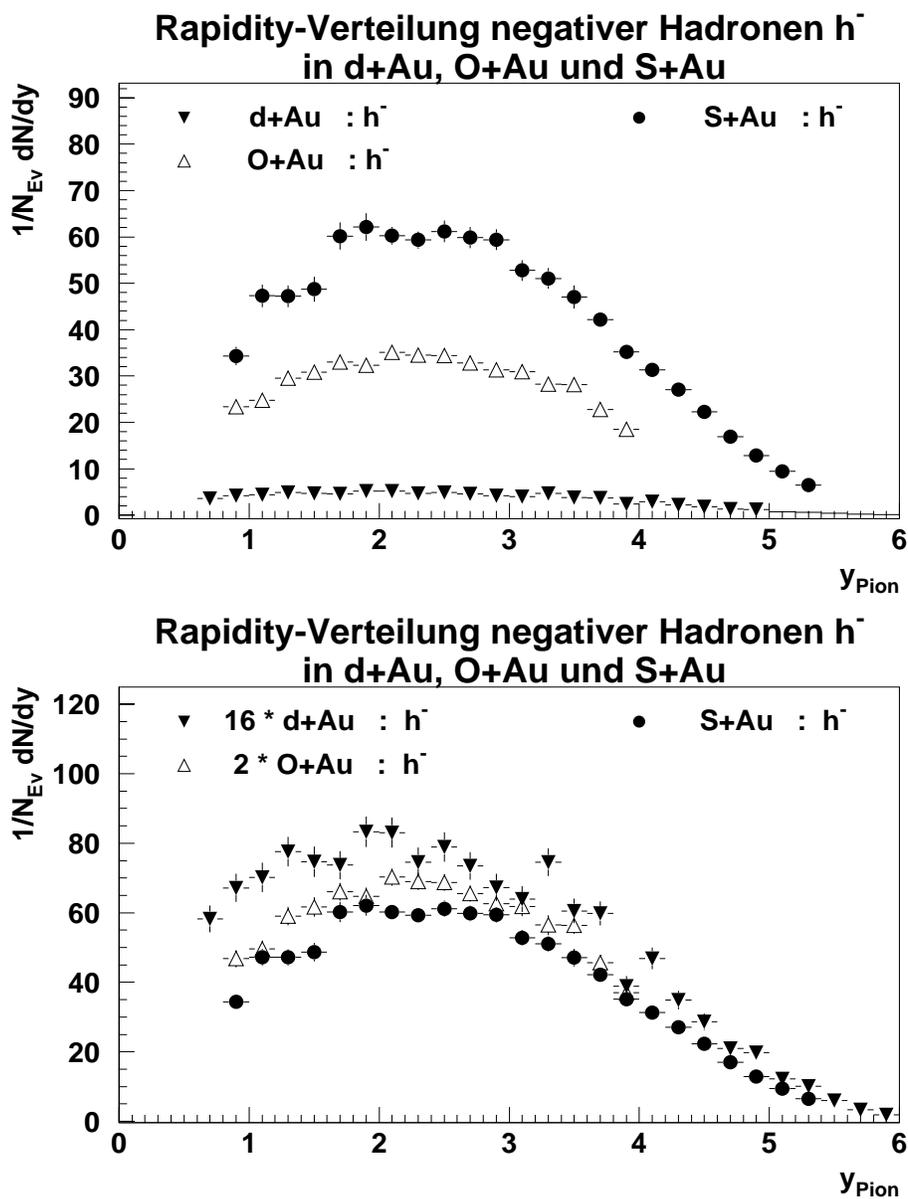


Abbildung 6.4 Rapidity-Verteilungen der verschiedenen Stoßsysteme übereinandergelegt. Gemäß des Massenverhältnisses sind die $^2d+^{197}Au$ -Daten im unteren Bild mit dem Faktor 16 skaliert, die $^{16}O+^{197}Au$ -Daten mit Faktor 2.

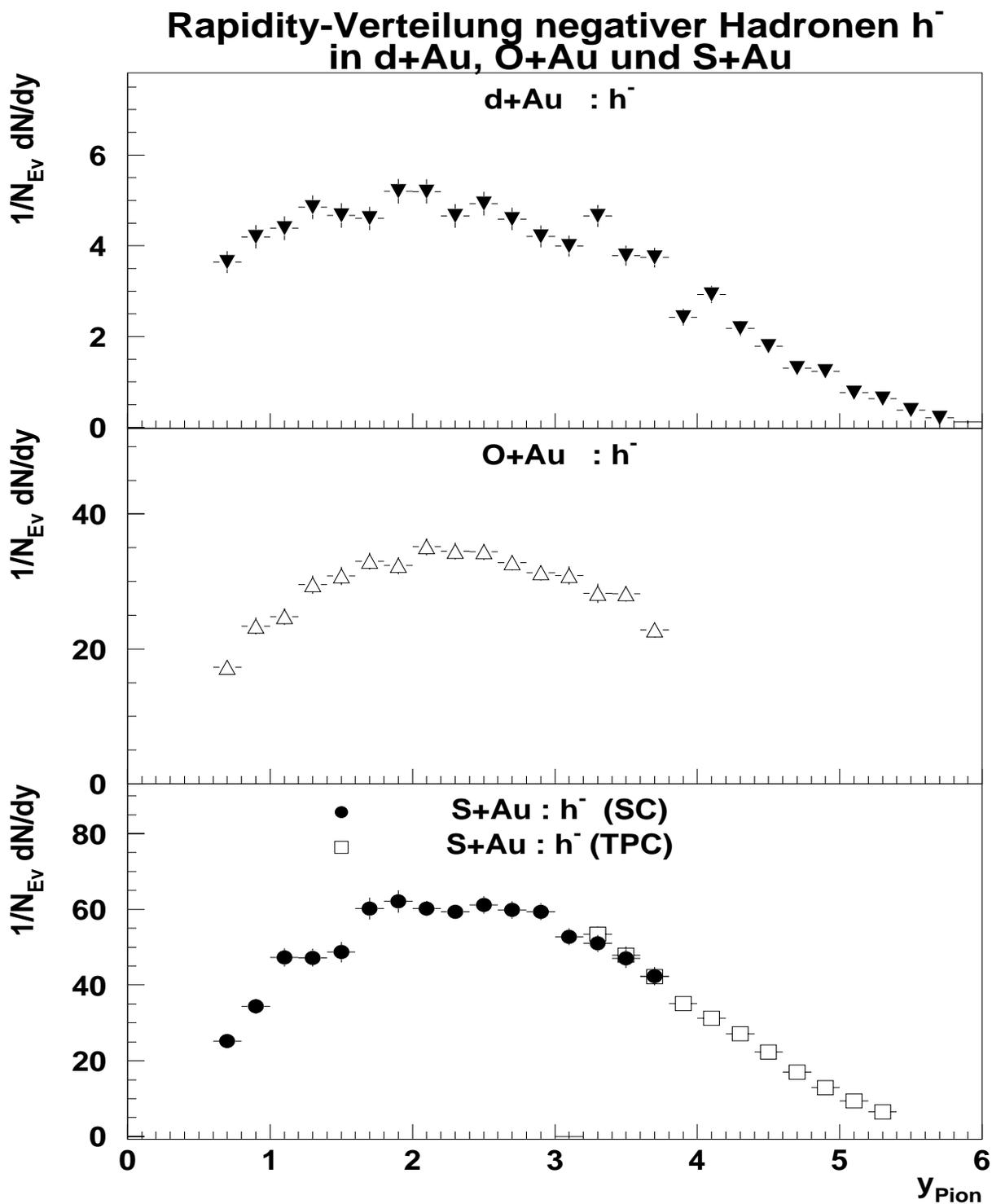


Abbildung 6.5 Vergleich der Rapiditätsverteilungen negativer Hadronen h^- in den Stoßsystemen $^2d+^{197}\text{Au}$, $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ und $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$. Eine leichte Verschiebung der Schwerpunktrapidität in Richtung der des Nukleon-Nukleon-Stoßes $y_{NN}^{cms} = 3.0$ mit zunehmender Projekttilmasse ist erkennbar.

6.1.2 Die Rapiditätsverteilung der Nettoprotonen

Für Protonen, die wie oben erklärt aus Target und Projektil stammen und nicht in der Reaktion produziert werden, ist in Abbildung 6.6 die Rapiditätsverteilung für das Stoßsystem ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$ gezeigt. Deutlich sind sowohl die Target- als auch die Projektilnukleonen in Richtung *midrapidity* verschoben. Der *mean-rapidity-shift* der Projektilpartizipanten beträgt $\Delta y \approx 1.7$.

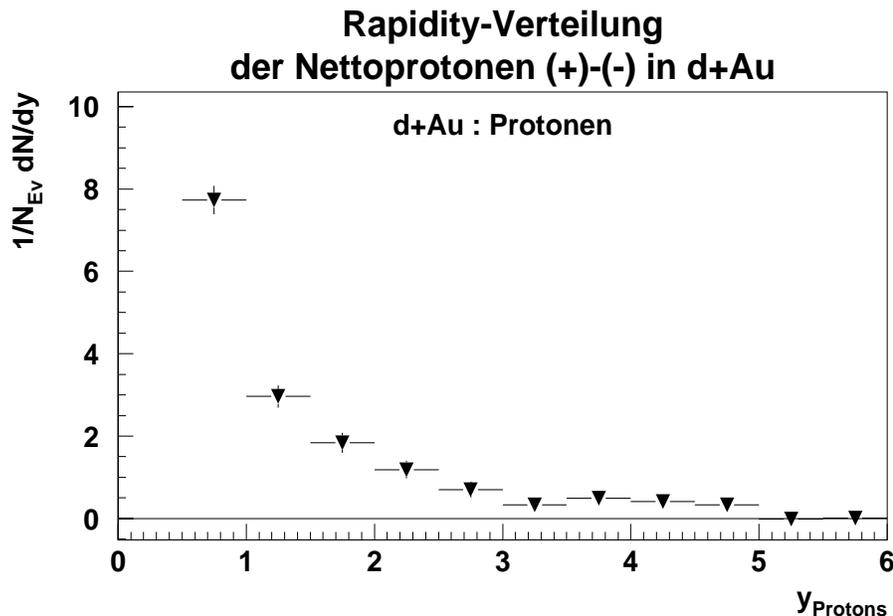


Abbildung 6.6 Rapidity-Verteilung $\frac{1}{N_{\text{Ev}}} \frac{dN}{dy}$ der teilnehmenden Protonen in ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$

Für ${}^{16}\text{O}+{}^{197}\text{Au}$ sind leider nur die Targetprotonen zu sehen (Abbildung 6.7), da die Akzeptanz der Streamerkammer für Protonen bei $y = 3.0$ endet; hier ist demnach auch keine *mean-rapidity-shift* zu messen. für das Stoßsystem ${}^{32}\text{S}+{}^{197}\text{Au}$ hingegen existieren keine Proton-Daten unterhalb von *midrapidity*, da positive Spuren nur in der *Sweeper*-Konfiguration vermessen wurden und so die (+)–(–)-Methode auch nur dort angewandt werden konnte. Der *mean-rapidity-shift* ergibt sich hier zu $\Delta y \approx 1.6$, also ähnlich dem des ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$ -Stoßsystems.

Der Vergleich der drei Stoßsysteme ist in Abbildung 6.9 für zwei verschiedene Rapiditätsbereiche gezeigt. Die Daten aus ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$ -Ereignissen sind gemäß des Massenverhältnisses $A_O/A_d = 8$ skaliert. Für den Bereich kleinerer Rapiditäten $0 < y < 2$ (links) gibt es eine starke Diskrepanz zwischen den Datenpunkten, die jedoch mit steigender Rapidity geringer wird, während sie bei etwas größeren Rapiditäten (rechts) innerhalb ihrer Fehlerbalken aufeinander fallen. Diese Übereinstimmung ist zwingend, denn diese Protonen sind gerade die Projektilprotonen, die das Verhältnisse $A_O/A_d = 8$ definieren. Die Protonen bei den geringeren Rapiditäten kommen aus dem Target. Ihr Nichtskalie-

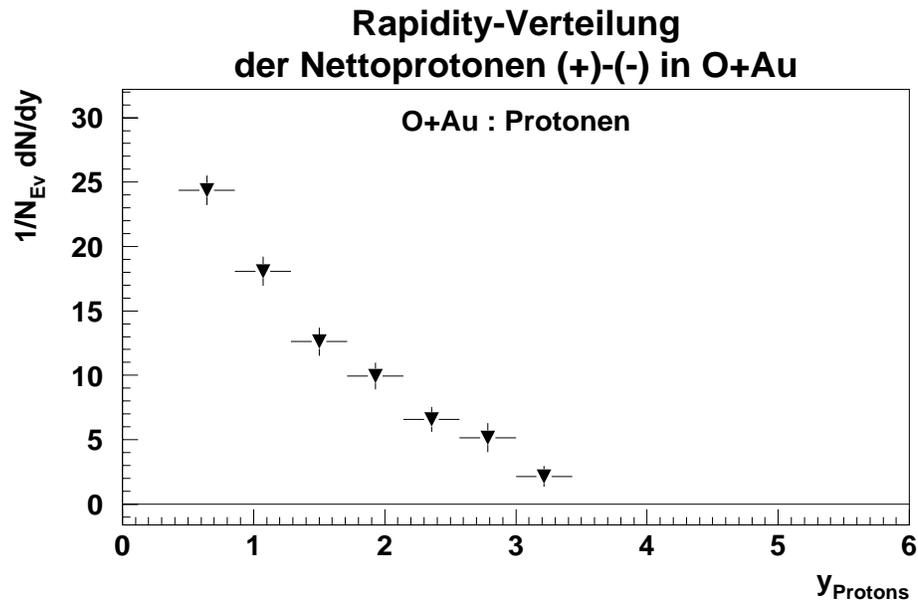


Abbildung 6.7 Rapidity-Verteilung $\frac{1}{N_{EV}} \frac{dN}{dy}$ der teilnehmenden Protonen in $^{16}O + ^{197}Au$ (+)-(-) Methode, korrigiert auf Zerfälle, sekundäre Stöße und Kaonen

ren mit der Projektillmasse ist, wie im Falle der Pionproduktion beschrieben, durch die Geometrie des Stoßes zu erklären.

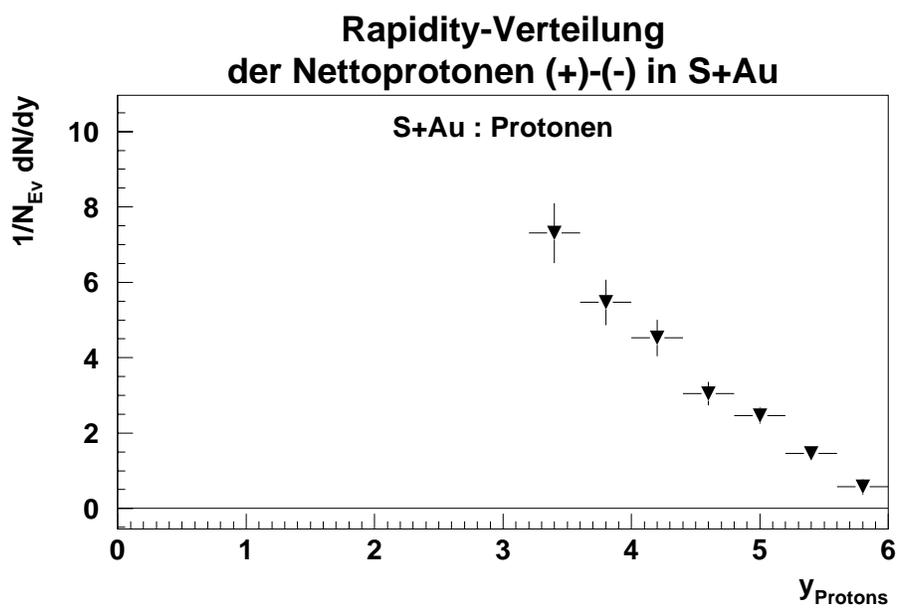


Abbildung 6.8 Rapidity-Verteilung $\frac{1}{N_{EV}} \frac{dN}{dy}$ der teilnehmenden Protonen in $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ (+)-(-) Methode, korrigiert auf Zerfälle, sekundäre Stöße und Kaonen

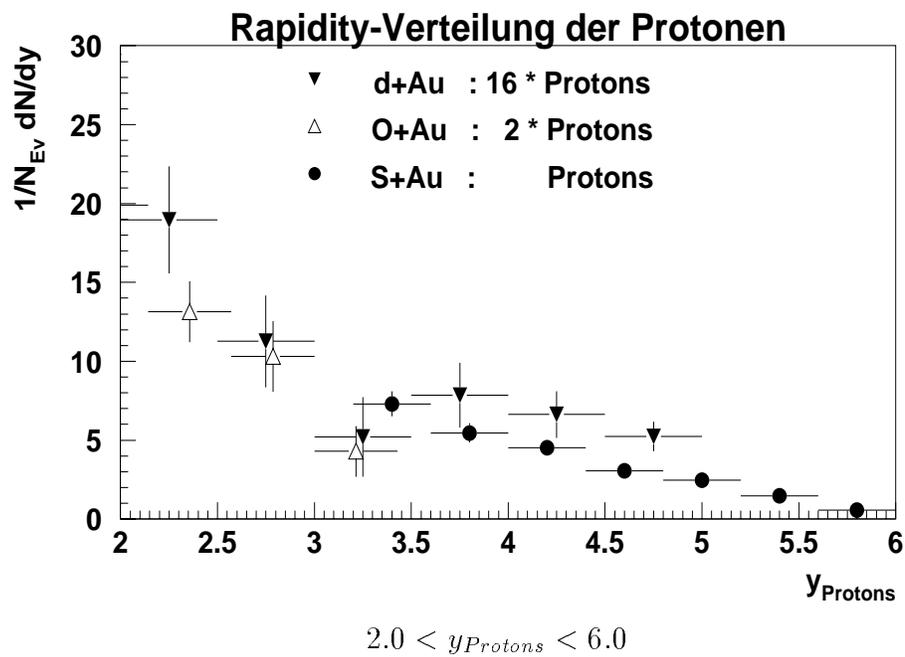
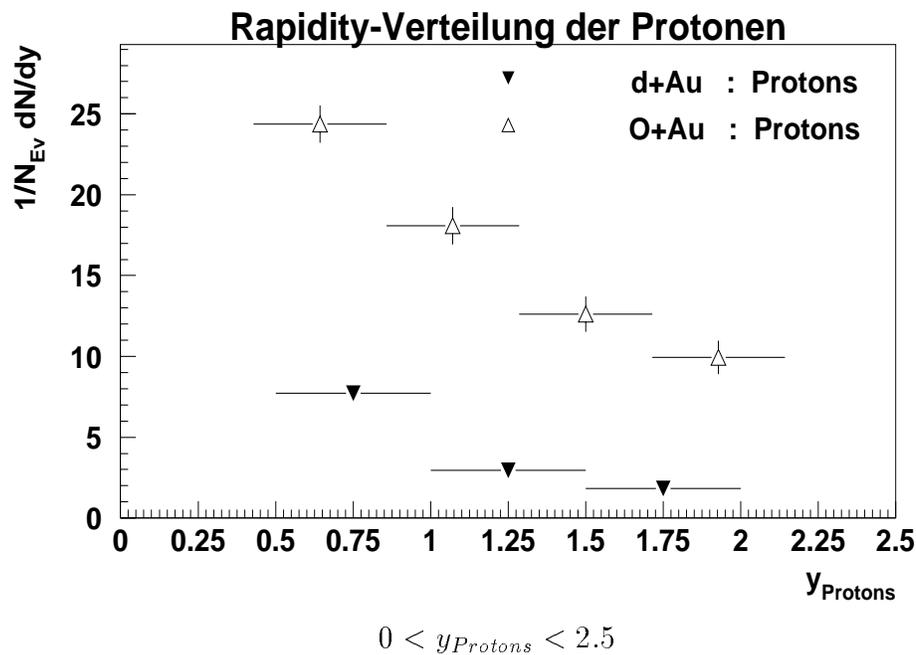


Abbildung 6.9 Rapidity-Verteilung $\frac{1}{N_{EV}} \frac{dN}{dy}$ der teilnehmenden Protonen in ${}^2d+{}^{197}Au$ ${}^{16}O+{}^{197}Au$ und ${}^{32}S+{}^{197}Au$
 Die ${}^2d+{}^{197}Au$ - bzw. ${}^{16}O+{}^{197}Au$ -Daten im Rapiditätsbereich $2.0 < y_{Protons} < 6.0$ sind gemäß ihres Massenverhältnisses mit dem Faktor 16 bzw. 2 gewichtet.

6.2 Multiplizität negativer Hadronen in Abhängigkeit teilnehmender Protonen

Ziel dieses Abschnittes ist es die Hadronproduktion mit Hilfe der gemessenen Daten zu quantifizieren. Das gewählte Maß, die Rate der produzierten negativen Hadronen pro teilnehmendem Proton, sollte dabei konsistent für verschiedene Stoßsysteme und vor allen unabhängig von den unterschiedlichen Akzeptanzbereichen für diese sein, damit ein Vergleich der Stoßsysteme möglich wird. Um den unterschiedlichen Akzeptanzen Rechnung zu tragen, wird dazu die Multiplizität der negativen Hadronen N_{h^-} auf den vollen Phasenraum $N_{4\pi}$ extrapoliert. Die Anzahl der partizipierenden Protonen $N_{part.Protons}$ kann den Proton-Rapidityverteilungen entnommen werden

$$r = \frac{N_{4\pi}}{N_{part.Protons}} \quad . \quad (6.7)$$

Für das Stoßsystem ${}^2d+{}^{197}Au$ ist diese im gesamten Rapiditybereich $0 < y < 6$ und eine einfache Integration genügt. Für ${}^{16}O+{}^{197}Au$ endet die Proton-Akzeptanz leider bei Rapidity $y \approx 3$, für ${}^{32}S+{}^{197}Au$ -Daten wurden positive Hadronen nur in der *Sweeper*-Konfiguration, also für Rapiditäten $y > 3$ gemessen. Für die ${}^{32}S+{}^{197}Au$ -Daten bedeutet dies, daß die Anzahl der partizipierenden Protonen leider nicht bestimmt werden kann, doch kann mit ihrer Hilfe und der der ${}^2d+{}^{197}Au$ -Daten die Projektilhemisphäre für das Stoßsystem ${}^{16}O+{}^{197}Au$ interpoliert werden. Ebenso gibt es für dieses Stoßsystem Proton-Daten bei einer Projektilenergie von $60 GeV/c$ [Ton] und auch sie erlauben eine Extrapolation auf die ${}^{16}O+{}^{197}Au$ -Protonen bei $200 GeV/c$.

Diese Extra- bzw. Interpolationen sind Thema der folgenden zwei Sektionen, anschließend werden die damit ermittelten Spektren und Produktionsraten vorgestellt und diskutiert.

6.2.1 4π -Extrapolation der Rapidityverteilung negativer Hadronen

Durch die Position des Target ungefähr $10 cm$ vor der Streamerkammer bedingt sind in ihr keine Spuren mit einer Rapidity kleiner 0.5 meßbar. Zu großen Rapiditäten hin ist die Akzeptanz für die *normale* Streamerkammerposition je nach Spurdichte zwischen $y = 3.8$ und $y = 5.8$ begrenzt. Nur für die in der *Sweeper*-Konfiguration oder mit der TPC vermessenen Stoßsysteme existieren Daten in einem Intervall höherer Rapiditäten, doch sollten diese genügen um eine 4π -Extrapolation und damit eine Beschreibung der Pionproduktion im gesamten Phasenraums zu ermöglichen.

Wie aus Abbildung 6.10 zu entnehmen, lassen sich die Rapidityverteilungen der negativen Hadronen der Stoßsysteme ${}^2d+{}^{197}Au$ und ${}^{32}S+{}^{197}Au$, für die ein Großteil der

Phasenraums erfaßt wird, sehr gut durch eine Gaußverteilung

$$N_{4\pi}^{h^-}(y) = y_{Max} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y - \langle y \rangle}{\sigma_y} \right)^2} \quad (6.8)$$

darstellen. Dies läßt den Schluß zu, daß die nur im Bereich $0.8 < y < 3.8$ gemessenen $^{16}O + ^{197}Au$ -Daten sich ähnlich verhalten. Auch hier wurde eine Gaußverteilung an die Daten angepaßt (Abbildung 6.10). $\langle y \rangle$ gibt den Ort des Maximums auf der Rapiditätsachse und damit den Mittelwert der Rapidität an. Es ist eine schwache, aber im Rahmen der Fehler signifikante, Projektilabhängigkeit zu erkennen.

<i>Projektil</i>	$N_{Nukleonen}$	$\langle y \rangle$
<i>d</i>	2	2.14 ± 0.04
<i>O</i>	16	2.33 ± 0.03
<i>S</i>	32	2.39 ± 0.01

Tab. 6.2 Mittelwert der extrapolierten 4π -Rapiditätsverteilung der negativen Hadronen h^- in Abhängigkeit des Stoßsystems

Das Integral über die Gaußverteilung ergibt sich zu

$$N_{4\pi}^{h^-} = \int_{-\infty}^{+\infty} N(y) dy = \sqrt{2\pi} \cdot \sigma_y \cdot y_{Max} \quad . \quad (6.9)$$

$N_{4\pi}$ heißt *totale* oder 4π -Multiplizität und mißt die Gesamtzahl der produzierten negativen Hadronen.

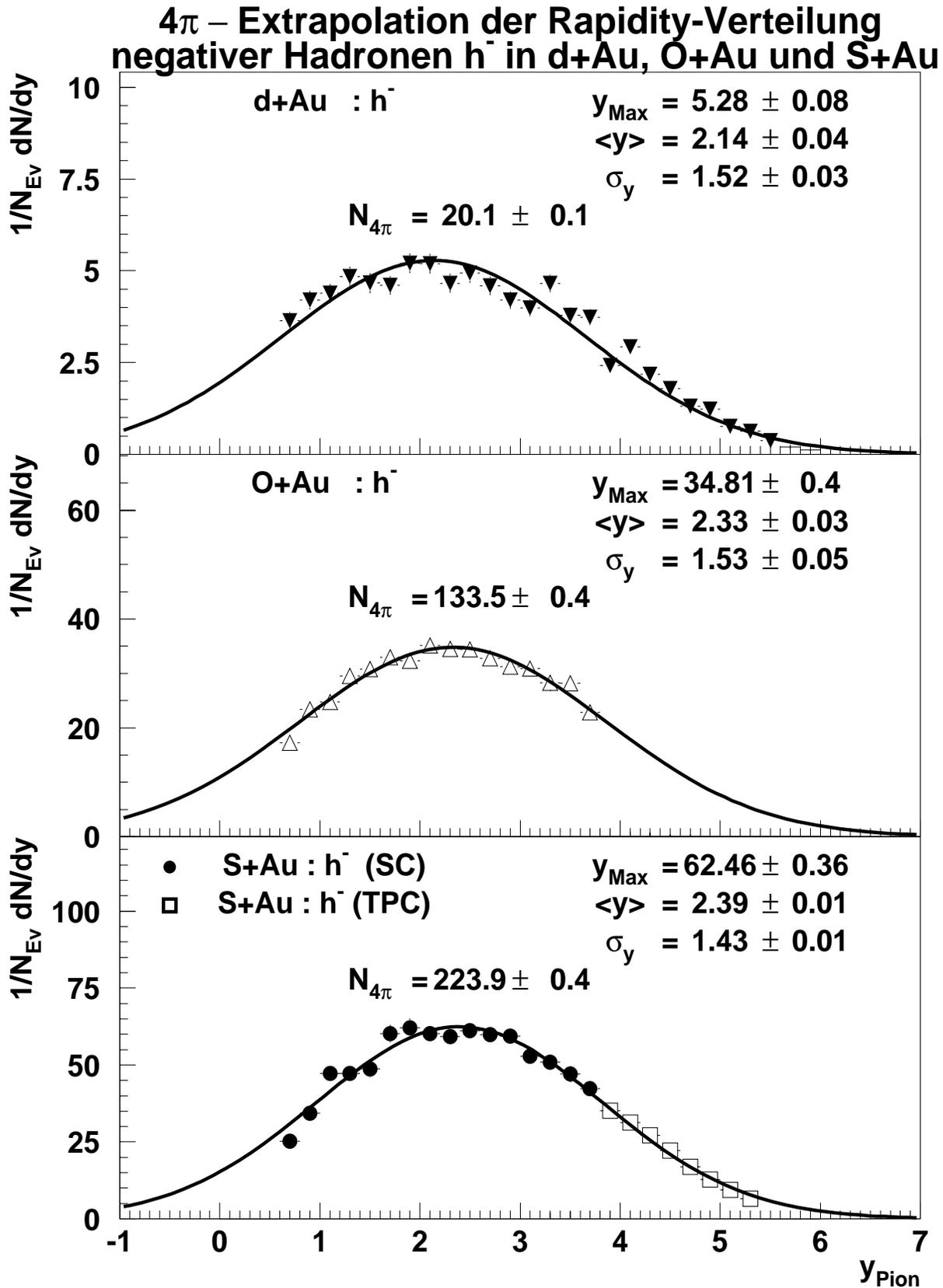


Abbildung 6.10 4π – extrapolierte Rapidity-Verteilungen negativer Hadronen h^- in den Stoßsystemen ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$, ${}^{16}\text{O}+{}^{197}\text{Au}$ und ${}^{32}\text{S}+{}^{197}\text{Au}$

6.2.2 Extra- und Interpolation der Projektilhemisphäre der Nettoprotonen in $^{16}O + ^{197}Au$ -Daten

Interpolation:

Mit Hilfe der $^2d + ^{197}Au$ -Daten und der $^{32}S + ^{197}Au$ -Daten für große Rapititäten aus der *Sweeper*-Konfiguration kann die Projektilhemisphäre der $^{16}O + ^{197}Au$ -Ereignisse interpoliert werden. Dazu wurde naiv ein linearer Verlauf der Projektilhemisphären angenommen:

$$N_{Protons} = c_1 \cdot y + c_2 \quad c_1, c_2 = const. \quad . \quad (6.10)$$

Bei einem Protonverhältnis von 1 : 8 : 16 für 2d , ^{16}O und ^{32}S sollten die $^{16}O + ^{197}Au$ -Daten demnach genau zwischen den anderen liegen. Abbildung 6.11 zeigt das Ergebnis dieser Interpolation sowie eine gemäß dem Massenverhältnis skalierte Rapiditätsverteilung der drei Stoßsysteme. Diese zeigt keinerlei Abhängigkeit vom Stoßsystem, was jedoch für die $^{16}O + ^{197}Au$ -Protonen durch die Interpolation vorausgesetzt ist.

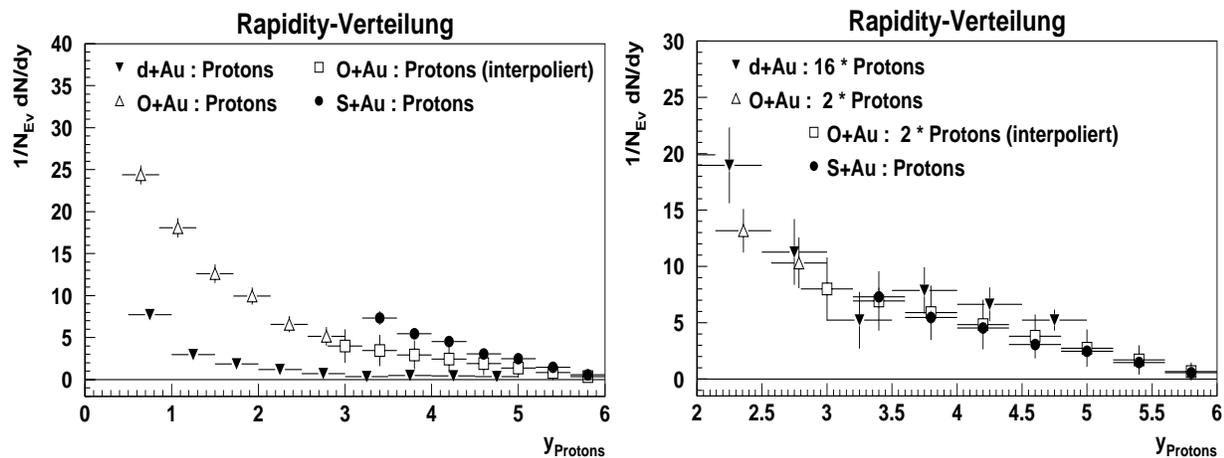


Abbildung 6.11 Interpolierte Proton - Rapiditätsverteilung in der Projektilhemisphäre von $^{16}O + ^{197}Au$ -Daten:

links: Die $^{16}O + ^{197}Au$ -Protonen der Projektilhemisphäre wurden gemäß dem Massenverhältnis von Deuteron und Schwefel zwischen den $^2d + ^{197}Au$ - und $^{32}S + ^{197}Au$ -Protonen interpoliert.

rechts: Die $^2d + ^{197}Au$ - bzw. $^{16}O + ^{197}Au$ -Daten wurden zusätzlich gemäß des Massenverhältnisses der Projektile mit Faktor 16 bzw. 2 skaliert.

Extrapolation:

Für eine Strahlenergie von $60 GeV/c$ stehen Proton-Daten auch für $^{16}O + ^{197}Au$ oberhalb von *midrapidity* zur Verfügung[Ton]. Um sie mit $200 GeV/c$ -Daten vergleichen zu können, muß die Rapiditätsachse mit dem Verhältnis der Strahlrapiditäten

$$\frac{y_{Beam}(200 GeV/c)}{y_{Beam}(60 GeV/c)} = \frac{6.0}{4.85} \quad (6.11)$$

gedehnt werden. Dies ist in Abbildung 6.12 zu sehen. Wiederum skalieren die Verteilungen oberhalb von *midrapidity* mit der Projektilmasse und deuten damit auf gleiches

stopping hin. Der schwere Goldkern *spürt* keinen Unterschied zwischen den verschiedenen, aber dennoch wesentlich leichteren, Targetkernen und bremst all ihre Nukleonen gleichermaßen ab.

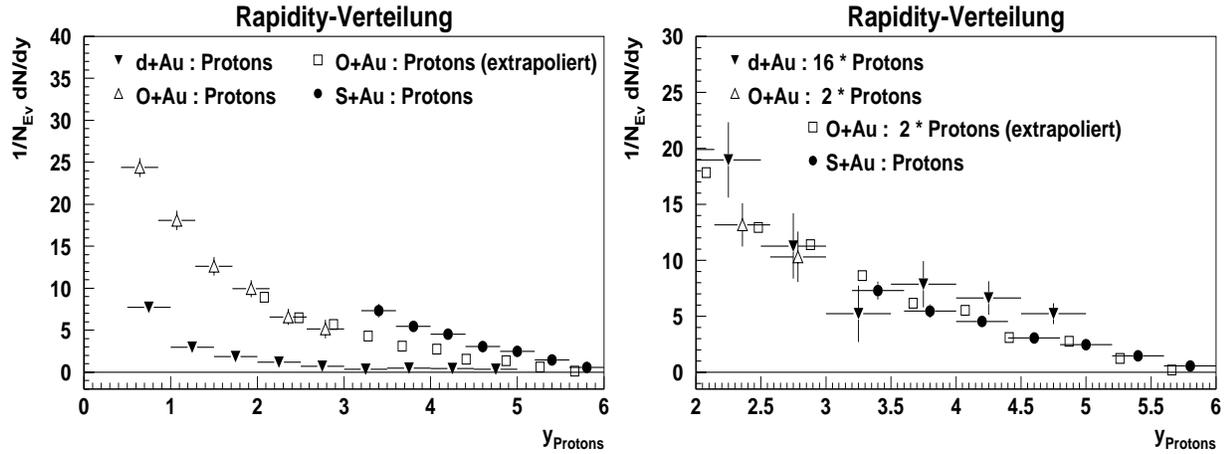


Abbildung 6.12 Extrapolierte Proton - Rapiditätsverteilung in der Projektilhemisphäre von $^{16}O+^{197}Au$ -Daten:

links: Die $^{16}O+^{197}Au$ -Protonen der Projektilhemisphäre wurden zusätzlich gemäß dem Verhältnis der Strahlrapiditäten von $200GeV/c$ und $60GeV/c$ pro Projektilnukleon $\frac{y_{Beam}(200GeV/c)}{y_{Beam}(60GeV/c)} = \frac{6.06}{4.85}$ aus $^{16}O+^{197}Au$ -Daten bei $60GeV/c$ extrapoliert.

rechts: Die $^2d+^{197}Au$ - bzw. $^{16}O+^{197}Au$ -Daten wurden zusätzlich gemäß des Massenverhältnisses der Projektile mit dem Faktor 16 bzw. 2 skaliert.

Da sowohl die Inter- als auch die Extrapolation im Einklang mit den gemessenen Daten stehen, als auch untereinander verträglich sind (siehe Abbildung 6.13), können diese als recht verlässlich angesehen werden und die Bestimmung der Anzahl der partizipierenden Protonen $N_{part.Protons}$ kann durch Integration der Rapiditätsverteilungen bestimmt werden:

$$N_{part.Protons} = \int_{0.2}^{5.8} N_{Protons} dy \quad . \quad (6.12)$$

Diese Integration erfolgt dabei über den Rapiditätsbereich $0.2 < y < 5.8$ um keine Spektatoren aus der Fermikugel von Target und Projektil in die Berechnung einfließen zu lassen.

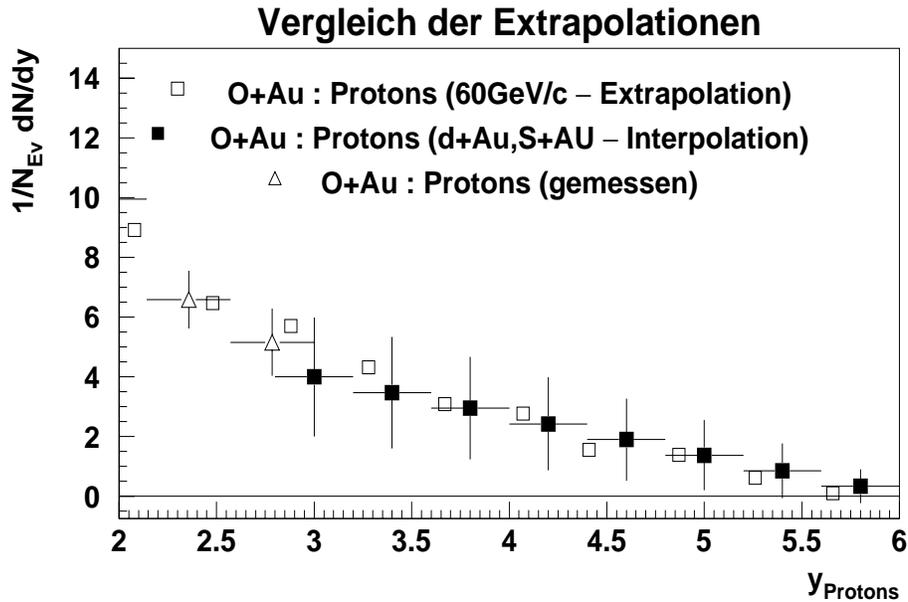


Abbildung 6.13 Vergleich der Inter- und Extrapolation der Proton-Rapidityverteilung in $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ -Daten

Die Produktionsraten negativer Hadronen

Die soeben durchgeführten Extrapolationen erlauben es nun die Teilchenproduktion durch das oben angesprochene Verhältnis zwischen der Multiplizität der negativen Hadronen und der der partizipierenden Protonen zu beschreiben. Die Tabelle 6.3 zeigt diese Produktionsrate und eine leicht schwächere Produktion der negativen Hadronen in dem schwereren Stoßsystem $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$.

<i>Stoßsystem</i>	$N_{part.Protons}$	$N_{4\pi}^{h^-}$	$N_{4\pi}^{h^-}/N_{part.Protons}$
$n + n$ [Gaz]	2	3.55 ± 0.1	1.78
$^2d+^{197}\text{Au}$	10.6	20.1 ± 0.1	1.89
$^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$	83.51	133.5 ± 0.4	1.60
$^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$		233.9 ± 0.4	

Tab. 6.3 Spezifische Produktion negativer Hadronen pro partizipierender Protonen

$$\frac{N_{4\pi}^{h^-}}{N_{part.Protons}}$$

6.3 Die Transversalimpulsverteilung

Die Verteilung der Transversalimpulse $\frac{1}{N_{EV}} \frac{1}{p_T} \frac{dN}{dp_T}$ repräsentiert bis auf eine Konstante den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = E \cdot \frac{1}{2\pi \cdot p_T} \cdot \frac{d^2\sigma}{dp_T d(p_L/E)} = \frac{1}{2\pi \cdot p_T} \cdot \frac{d^2\sigma}{dp_T dy}. \quad (6.13)$$

Nach Feynman [Fey] gilt für schmale Rapiditybereiche $\frac{d\sigma}{dy} = konst$ und damit

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = konst \cdot \frac{1}{2\pi \cdot p_T} \cdot \frac{d\sigma}{dp_T} = konst \cdot \frac{1}{2\pi \cdot p_T} \cdot \frac{d(dN/dy)}{dp_T}. \quad (6.14)$$

Das Hagedornmodell [Hag1] unterteilt die Reaktionszone in mehrere Feuerbälle. Diese Feuerbälle werden als ideale Hadronengase betrachtet und es folgt daraus die thermische Verteilung

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = konst \cdot \sqrt{p_T^2 + m^2} \cdot K_1 \left(\frac{\sqrt{p_T^2 + m^2}}{T} \right). \quad (6.15)$$

Der Faktor $\sqrt{p_T^2 + m^2}$ wird *transversale Masse* genannt, während K_1 die modifizierte Besselfunktion

$$K_1(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \cdot e^{-x} \cdot \left[1 + \mathcal{O}\left(\frac{1}{x}\right) \right] \quad \text{für } x \gg 1 \quad (6.16)$$

ist. T wird dabei als *inverse slope parameter* oder *Temperatur* bezeichnet, wobei T die Temperatur zum Zeitpunkt der Hadronisierung (*freeze-out*) darstellt. Hagedorn selbst gibt für ein Hadronengas einen Grenzwert, das Hagedorn-Limit, von $T \geq 160 \text{ MeV}$ an (also nur wenig mehr als die Ruhemasse des leichtesten Hadrons, des Pion).

Neben der Frage, ob diese Temperaturen erreicht oder überschritten werden, ist auch der mittlere Transversalimpuls eine wichtige Observable. In Modellen, in denen ein oder mehrere thermalisierte Feuerbälle entlang der Rapidityachse erzeugt werden, besitzen die in ihnen enthaltenen Teilchen alle die gleiche Temperatur; Teilchen gleicher Masse demnach auch den gleichen mittleren Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$. Für Teilchensorten, deren Masse deutlich größer ist als die Temperatur des Feuerballs gilt:

$$\langle p_T \rangle \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} m T \quad m \gg T \quad [\text{Had2}] \quad . \quad (6.17)$$

Diese Bedingung ist für Protonen erfüllt, und läßt den Vergleich zwischen den gemessenen Transversalimpulsen $\langle p_T^{meas} \rangle$ und den aus der Temperatur berechneten mittleren Transversalimpulsen $\langle p_T^{calc} \rangle$ zu.

6.3.1 Die Transversalimpulsverteilung der negativen Hadronen

Die im folgenden vorgestellten p_T -Verteilungen der negativen Hadronen wurden in die drei Rapiditätsintervalle $0.8 < y \leq 2.0$, $2.0 < y \leq 3.0$ und $3.0 < y \leq 3.8$ ($3.0 < y \leq 4.0$ für ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$) aufgeteilt. Dies ist im Rahmen der oben geforderten Bedingung $\frac{d\sigma}{dy} = \text{konst}$ in schmalen Rapiditätsbereichen sicherlich nicht optimal, doch ist eine feinere Unterteilung aufgrund der limitierten Statistik nicht möglich. Die Spektren konnten nicht an die thermische Verteilung aus Gleichung 6.15 angepaßt werden. Als Gründe für das Abweichen von einer thermischen Verteilung kommen in Betracht:

- Die negativen Hadronen bestehen zu etwa 90% aus Pionen. Die restlichen 10% setzen sich aus Kaonen K^- und Antiprotonen \bar{p} und zusammen, die in der Streamerkammer jedoch nicht von den Pionen zu separieren sind. Da ihre Massen $m_{K^-} \approx 494\text{MeV}$, $m_{\bar{p}} \approx 938\text{MeV}$ stark von der des Pions $m_{\pi^-} \approx 140\text{MeV}$ abweichen, ist ihr Einfluß auf den Radikanten $p_T^2 + m^2$ aus Gleichung 6.15 groß. Da die $p + p$ -Reaktionen sich jedoch durch eine thermische Verteilung beschreiben lassen[Röh], liegt die Vermutung nah, daß der Einfluß, also die Anzahl, der K^- und \bar{p} in den schwereren Stoßsystemen steigt, wie es auch von NA35 gemessen wurde.
- Ein weiterer Grund für Abweichungen von der thermischen Verteilung mag der Cronin-Effekt[Cro] sein. Er bezeichnet den experimentell gemessenen relativen Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei hohen Transversalimpulsen in $p + A$ - gegenüber vergleichbaren $p + p$ -Reaktionen.
- Bei kleinen Transversalimpulsen können die Diskrepanzen zwischen der gemessenen Verteilung und der thermischen Verteilung auf den Einfluß der Resonanzen zurückgeführt werden. Ein Großteil der Pionen stammen aus starken Zerfällen von Resonanzen, z.B. der Deltaresonanz: $\Delta^+ \rightarrow \pi^+ + N$. Sie stammen damit nicht aus dem Feuerball zum Zeitpunkt der Ausfrierens, sondern aus einem Zwei-Körper-Zerfall. Gehorchen die Resonanzen einer thermischen Verteilung, so ist diese für ihre Zerfallsprodukte nicht zu erwarten. Die Tatsache, daß in $p+p$ -Ereignissen sich die Transversalimpulsverteilung doch thermisch beschreiben läßt, deutet darauf hin, daß die Verhältnisse zwischen den Resonanzen und den Pionen oder den Resonanzen untereinander von den in schweren Stoßsystemen verschieden sind. Die Lebensdauer der stark zerfallenden Resonanzen beträgt lediglich wenige fm/c und so sind diese nicht in den Streamerkammerbildern durch ihre Zerfallstopologien meßbar, wie dies bei den schwachen Zerfällen der Kaonen K und Lambdas Λ möglich ist.
- Ebenso mag auch die Expansion der gesamten Reaktionszone (*flow*), die zur Produktion kleiner Transversalimpulse führt, zur Abweichung von der thermischen

Verteilung beitragen, doch kann dies nicht der dominierende Effekt sein, da sich der *flow* sicherlich auch auf die Protonen auswirkt.

Da im allgemeinen weder eine Überlagerung mehrerer thermischer Verteilungen (aus den Resonanzen stammend) erneut eine thermische Verteilung ergibt, noch die Pionen thermische verteilt sind (Cronin-Effekt, Zwei-Körper-Zerfall), kann die Summe dieser Effekte als Grund für die Abweichung von der thermischen Verteilung angenommen werden. Der sogenannte "Temperaturfit" nach Gleichung 6.15 ist nicht möglich.

Als Beispiel dafür ist dieser für das Stoßsystem $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ im Rapiditätsintervall $0.8 < y < 2.0$ in Abbildung 6.14 gezeigt (gestrichelte Linie).

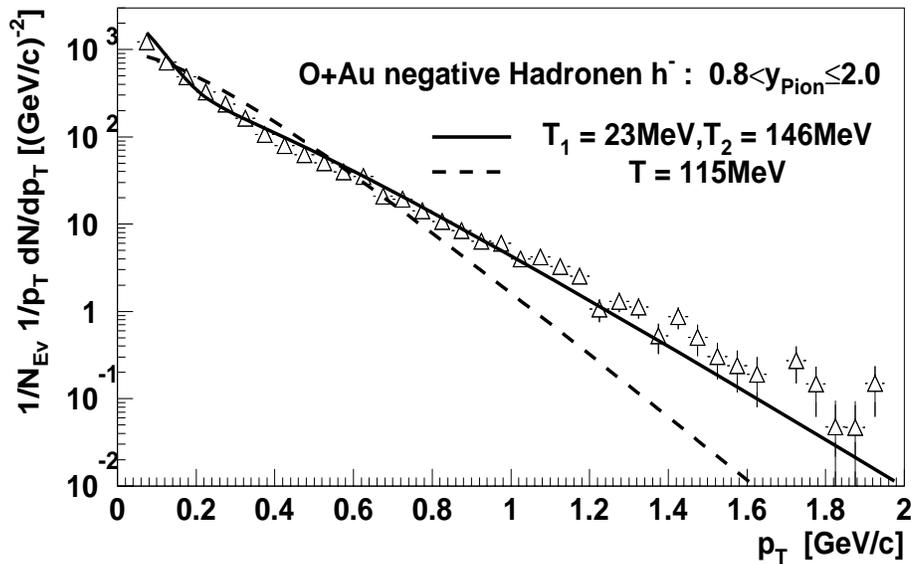


Abbildung 6.14 Transversalimpulsverteilung in $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ im Rapiditätsintervall $0.8 < y < 2.0$. Die an die Daten angepasste Zwei-Temperatur-Funktion beschreibt diese mit Temperaturen von $T_1 = 23\text{MeV}$ und $T_2 = 146\text{MeV}$ recht gut; die Ein-Temperatur-Funktion mit $T = 115\text{MeV}$ ist dazu nicht in der Lage. Für hohe Transversalimpulse wird p_T stark unterschätzt, der Fit wird aber aufgrund der besseren Statistik durch die Datenpunkte im Bereich $\Delta p_T = 0\text{--}600\text{MeV}$ bestimmt. Selbst hier stimmen die Formen von Daten und Fit jedoch nicht überein. Dem konvexen Verlauf der Datenpunkte steht ein konkaver Fit gegenüber.

Um den Anteil der aus den Resonanzen stammenden Pionen abschätzen zu können, wurde versucht, eine aus der Überlagerung von zwei thermischen Quellen resultierende Verteilung, einen 2-Temperaturfit, an die Daten anzupassen. Dieser (durchgezogene Linie) ist ebenfalls in der Abbildung zu sehen. Die Daten werden zwar sehr gut reproduziert, doch ist die physikalische Deutung eines thermischen Gases mit zwei verschiedenen Temperaturen und damit dieser Anpassung schwer zu verstehen. Eine mögliche Erklärung ist die Existenz von zwei Pionproduktionsmechanismen. Die Pionen der hohen Temperatur könnten dabei das Pionengas aus der Reaktionszone sein, die der niedrigeren Temperatur aus dem Zerfall der Resonanzen stammen.

Die Abbildungen 6.15, 6.16 und 6.17 zeigen die $\frac{1}{N_{EV}} \frac{1}{p_T} \frac{dN}{dp_T}$ -Verteilungen der verschiedenen Stoßsysteme in den drei oben angegebenen Intervallen, wobei im Intervall der niedrigsten Rapiditäten $0.8 < y_{Pion} \leq 2.0$ für $p_T < 0.04 GeV/c$ aufgrund des stark wachsenden Einflusses der Korrekturspektren bei kleinen Transversalimpulsen und der Rapiditäten (siehe "5 Physikalische Korrekturen") keine Angaben gemacht werden können. In allen drei Abbildungen ist die Form der Verteilung unabhängig vom Rapiditätsintervall, lediglich die statistischen Fehlerbalken werden mit wachsender Rapidität für große Transversalimpulse aufgrund der niedrigen Spuranzahl in diesen Bereichen größer.

Abbildung 6.18 zeigt die Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle$ von der Rapidität. Die Zahlenwerte sind in untenstehender Tabelle 6.4 zusammengefaßt und zeigen im Rahmen der statistischen Fehler keine signifikante Abhängigkeit von der Masse des Projektils.

<i>Projekttil/y</i>	0.8–2.0	2.0–3.0	3.0–3.8
<i>d</i>	$326 \pm 4 MeV$	$370 \pm 8 MeV$	$383 \pm 5 MeV$
<i>O</i>	$310 \pm 3 MeV$	$376 \pm 2 MeV$	$369 \pm 3 MeV$
<i>S</i>	$311 \pm 3 MeV$	$397 \pm 2 MeV$	$378 \pm 2 MeV$

Tab. 6.4 Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ der negativen Hadronen h^- in Abhängigkeit vom Stoßsystem und der Rapidität y

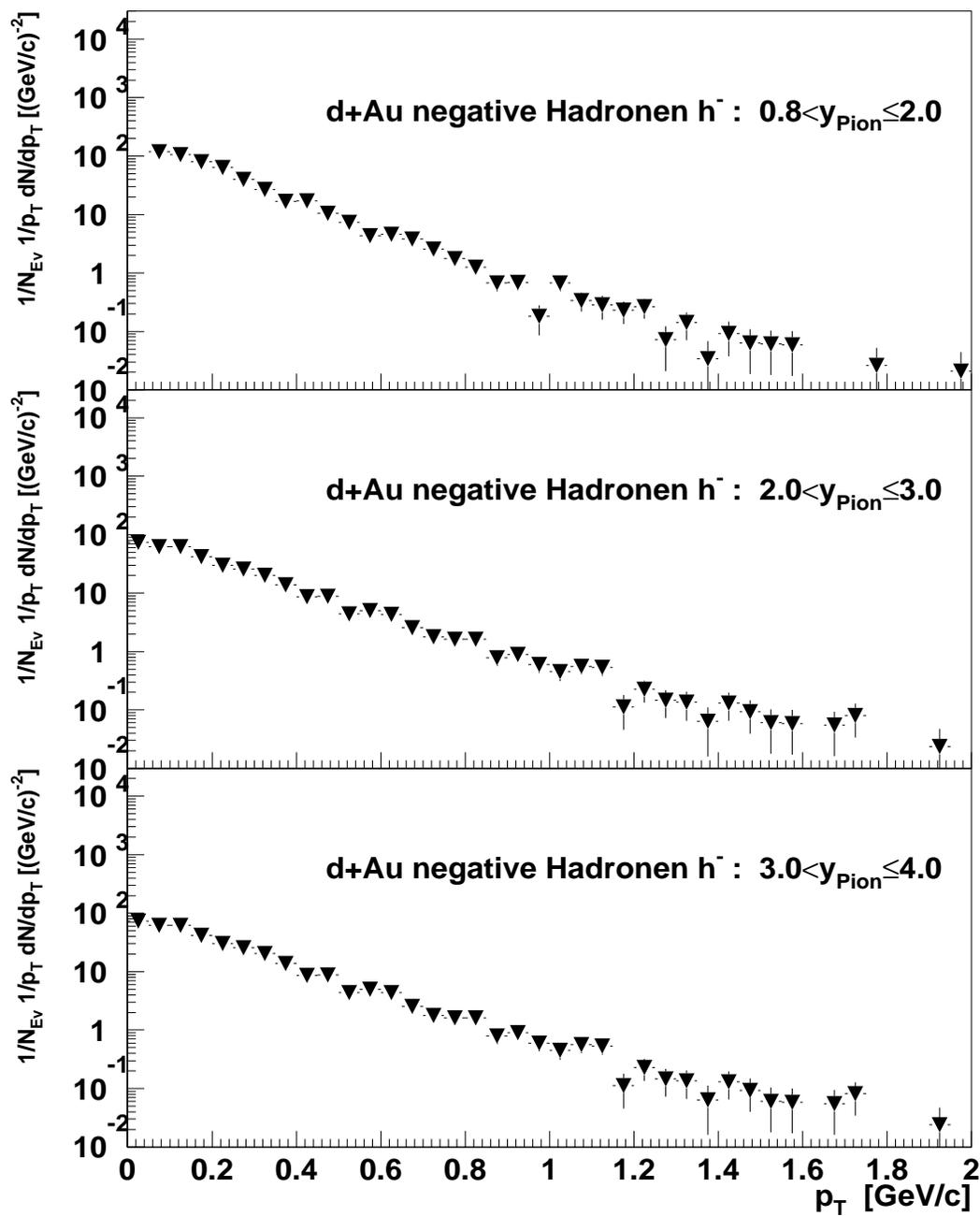


Abbildung 6.15 Transversalimpulsverteilung $\frac{1}{N_{Ev}} \frac{1}{p_T} \frac{dN}{dp_T}$ der $^2d + ^{197}\text{Au}$ -Daten in drei verschiedenen Rapiditätsintervallen.

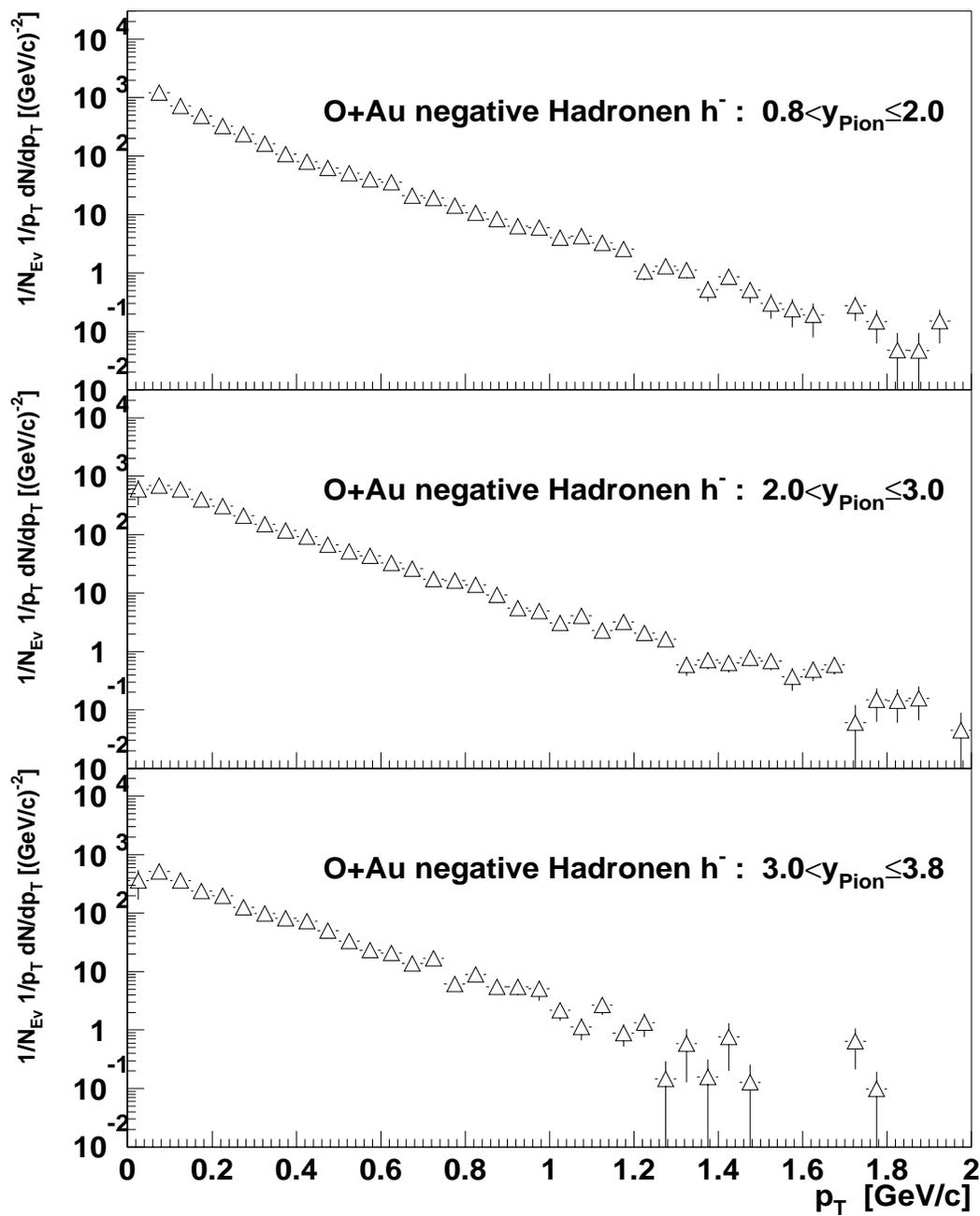


Abbildung 6.16 Transversalimpulsverteilung $\frac{1}{N_{\text{Ev}}} \frac{1}{p_T} \frac{dN}{dp_T}$ der $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ -Daten in drei verschiedenen Rapiditätsintervallen.

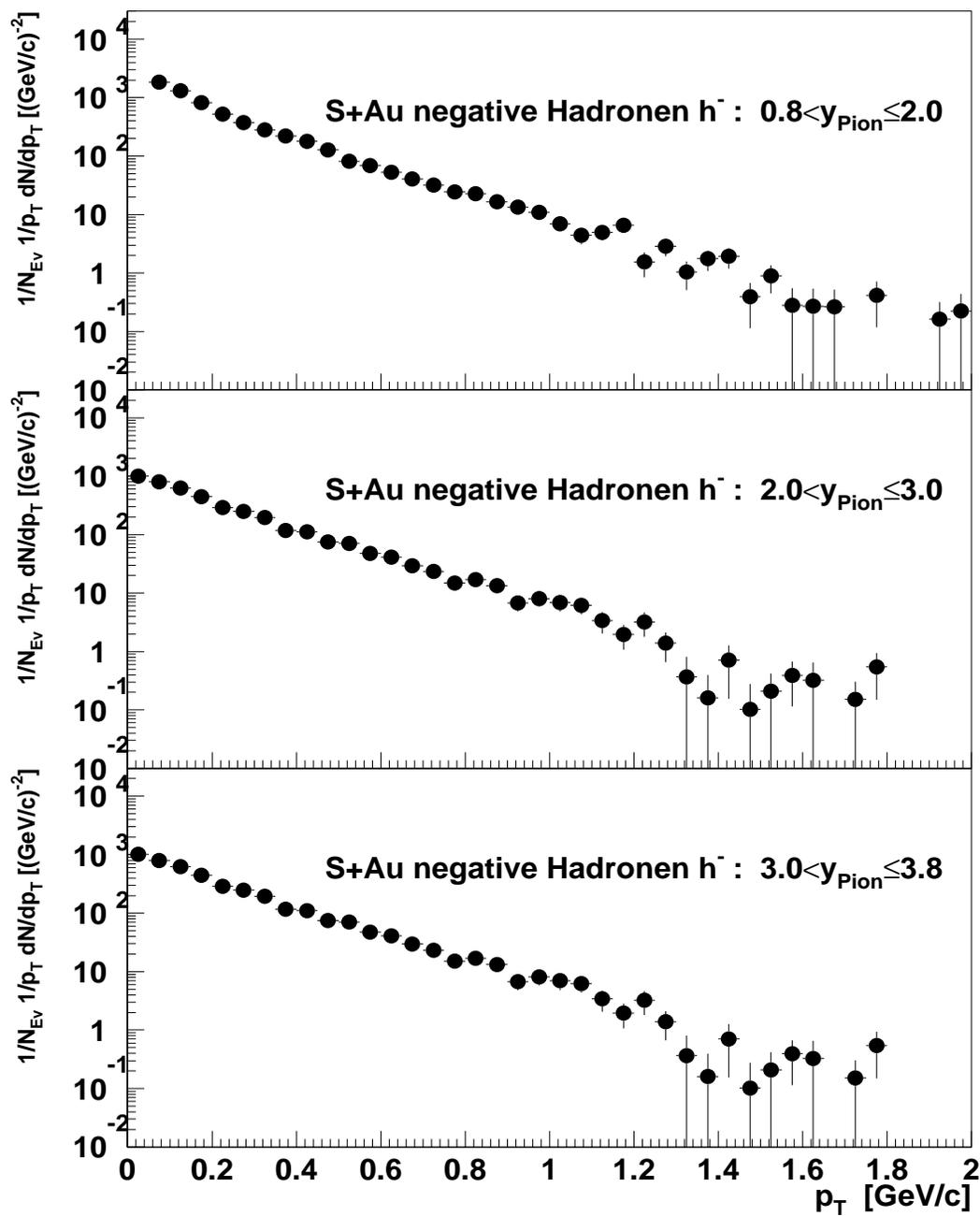


Abbildung 6.17 Transversalimpulsverteilung $\frac{1}{N_{Ev}} \frac{1}{p_T} \frac{dN}{dp_T}$ der $^{32}S + ^{197}Au$ -Daten in drei verschiedenen Rapiditätsintervallen.

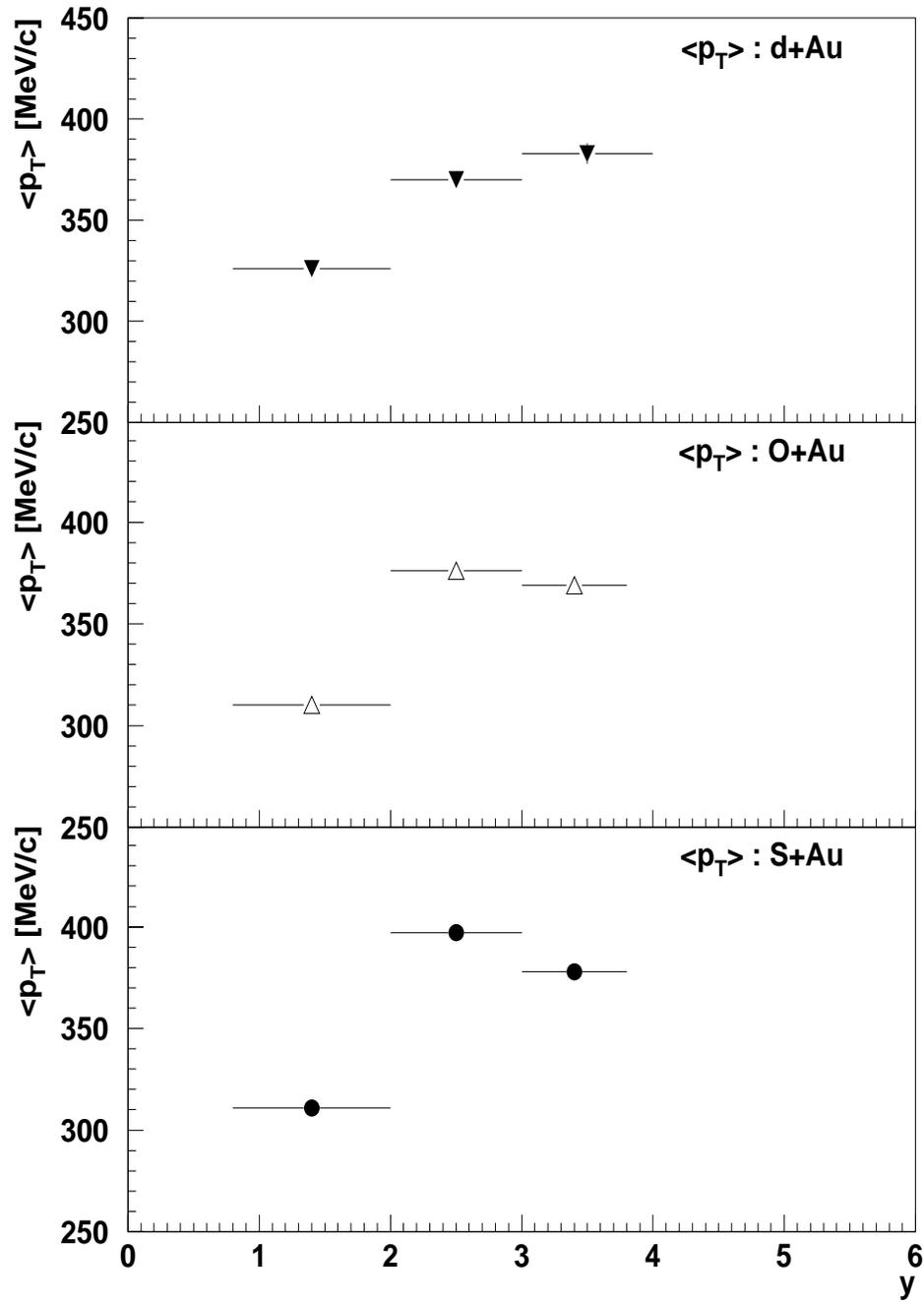


Abbildung 6.18 Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ der negativen Hadronen in Abhängigkeit von der Rapidität.

6.3.2 Die Transversalimpulsverteilung der Nettoprotonen

In diesem Abschnitt werden die Transversalimpulsverteilungen und der invariante Wirkungsquerschnitt der Nettoprotonen gezeigt und diskutiert. Für ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$ kann dies aufgrund der geringen Spuranzahl pro Ereignis nur in dem sehr breiten Rapiditätsintervall $0.5 < y \leq 3.0$ (Abbildung 6.19) geschehen, für ${}^{16}\text{O}+{}^{197}\text{Au}$ -Daten ist ein Aufteilen in die zwei Intervalle $0.5 < y \leq 2.0$ und $2.0 < y \leq 3.0$ (Abbildung 6.20) möglich.

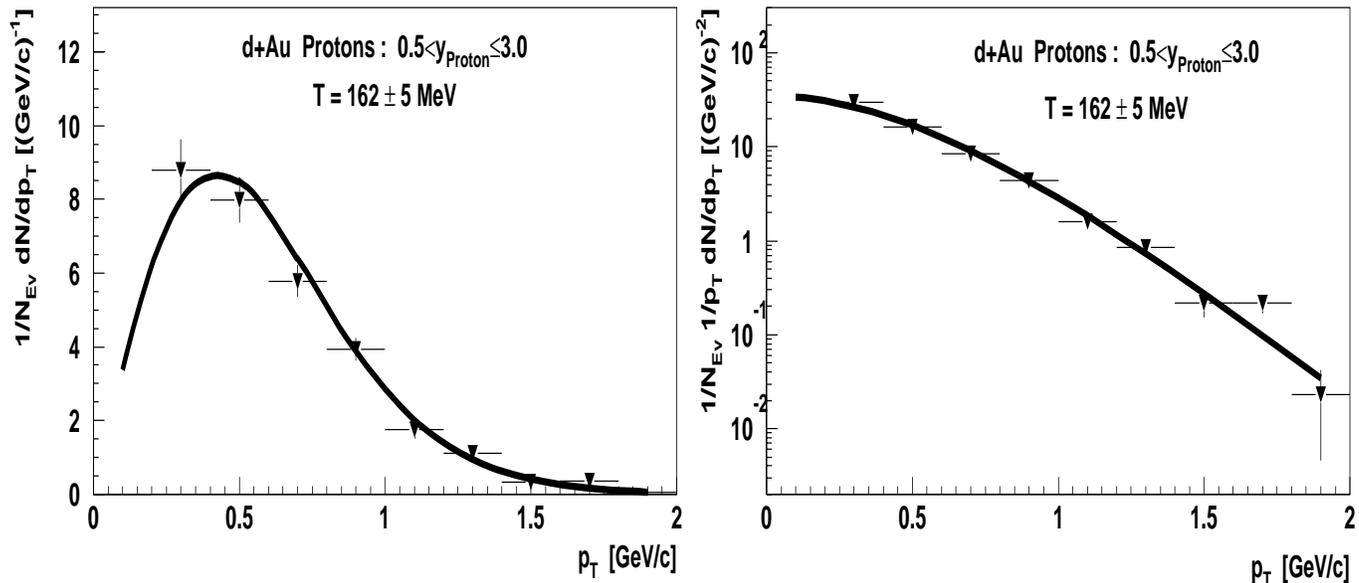


Abbildung 6.19 Transversalimpulsverteilung der Nettoprotonen im Stoßsystemen ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$. An die p_T -Verteilung (links) wurde ein Ein-Temperatur-Fit gemäß der Funktion aus Gleichung 6.15 mit $T = 165 \pm 5 \text{ MeV}$ angepaßt. Dieser Fit ist auch in der den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt repräsentierenden Verteilung (rechts) eingezeichnet.

Die Tabelle 6.3.2 faßt die Temperaturen in Abhängigkeit vom Projektil und der Rapidität zusammen. Für ${}^2d+{}^{197}\text{Au}$ liegt die Temperatur demnach genau im Hagedorn-Limit,

Projektil/ y	0.5–2.0	2.0–3.0
d	$162 \pm 5 \text{ MeV}$	
O	$198 \pm 5 \text{ MeV}$	$247 \pm 40 \text{ MeV}$
S		

Tab. 6.5 Temperatur T der Hadronengase der verschiedenen Stoßsysteme

während sie für die ${}^{16}\text{O}+{}^{197}\text{Au}$ -Daten signifikant darüber liegen. Abbildung 6.21 und die folgende Tabelle 6.6 zeigen die mittleren Transversalimpulse $\langle p_T \rangle$, die nach Gleichung 6.17 aus den *Temperaturfits* berechnet wurde..

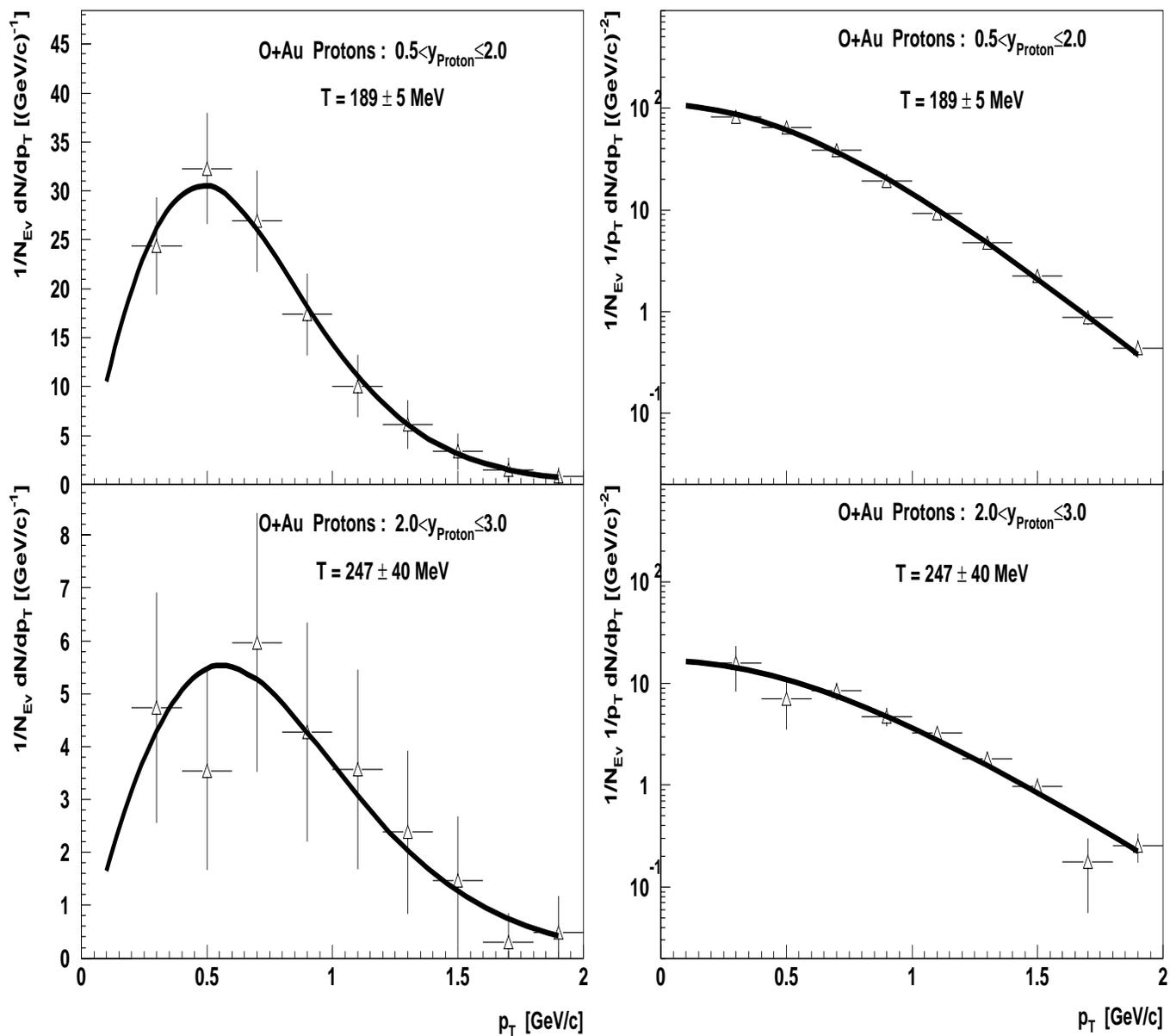


Abbildung 6.20 Transversalimpulsverteilung der Nettoprotonen p im Stoßsystemen $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ in zwei Rapiditätsbereichen. An die p_T -Verteilungen (links) wurde ein Ein-Temperatur-Fit gemäß der Funktion aus Gleichung 6.15 mit $T = 189 \pm 5 \text{ MeV}$ für $0.5 < y \leq 2.0$ und $T = 247 \pm 40 \text{ MeV}$ für $2.0 < y \leq 3.0$ angepaßt. Dieser Fit ist auch in den den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt repräsentierenden p_T -Verteilungen (rechts) eingezeichnet.

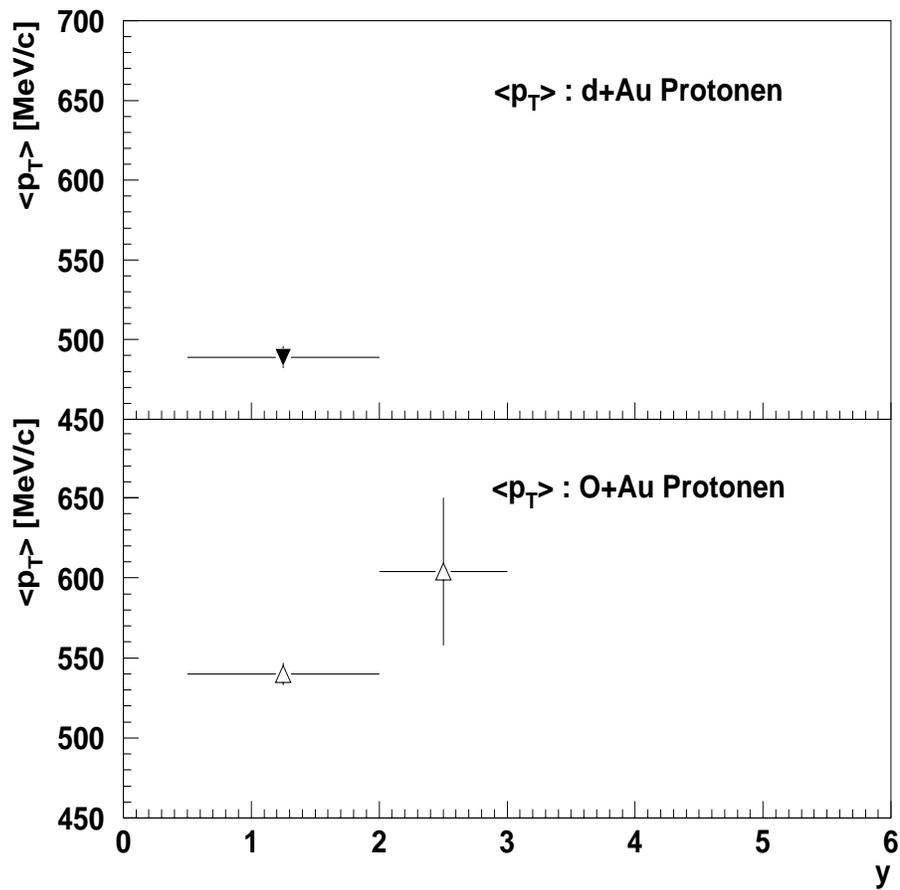


Abbildung 6.21 Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ der der Nettoprotonen in Abhängigkeit von der Rapidität.

Projekttil/ y	0.5–2.0	2.0–3.0
d	$489 \pm 7 \text{ MeV}/c$	
O	$540 \pm 7 \text{ MeV}/c$	$604 \pm 46 \text{ MeV}/c$
S		

Tab. 6.6 Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ der Nettoprotonen p in Abhängigkeit vom Stoßsystem und der Rapidität y

7 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung einer ergänzenden Korrekturmethode auf die bei hohen Multiplizitäten auftretende Ineffizienz des im Rahmen des **NA35**-Experiments benutzten zentralen Spurdetektors, der **NA35-Streamerkammer**, sowie die Analyse der damit aufgenommenen Kern-Gold-Ereignisse. Diese, speziell für hohe Multiplizitäten und große Rapiditäten konzipierte Korrekturmethode zeigt im Bereich um *Midrapidity* gute Übereinstimmung mit den traditionellen Korrekturmethode als auch mit den Daten des zweiten, zur Streamerkammer komplementären Spurdetektors, der **NA35-TPC**, für hohe Rapiditäten. Es ist somit eine Erweiterung der Streamerkammerakzeptanz je nach Stoßsystem um 0.5–1 Rapiditätseinheiten gelungen, die eine 4π -Extrapolation auf den vollständigen Phasenraum erlaubt.

Die Analyse der damit korrigierten Daten zeigt für die Rapiditätsverteilung der negativen Hadronen eine systematische Verschiebung der gemessenen sowie extrapolierten mittleren Rapidität weg von *Midrapidity* des Nukleon-Nukleon-Stoßes bei zunehmender Asymmetrie des Stoßsystems. Die Formen der Rapiditätsverteilungen scheinen sich jedoch zu gleichen und die Multiplizität skalierte in etwa mit dem Massenverhältnis der Projektilkerne. Ebenso zeigt die spezifische Produktionsrate für negative Hadronen pro partizipierendem Nukleon keine signifikante Projektilabhängigkeit, sie liegt bei $\approx 1.7 h^- / N_{part.Protons}$

Die Rapiditätsverteilungen der Nettoprotonen skalieren oberhalb *midrapidity* mit der Projektilmasse und deutet auf keine Abhängigkeit des *stoppings* von der Größe des Projektilkerns hin. Sämtliche Projektilnukleonen scheinen im wesentlich schwereren Targetkern demnach gleichviel Energie zu deponieren (gleich stark abgebremst zu werden). Die Transversalimpulsspektren der Nettoprotonen lassen sich gut durch die Verteilungen thermischer Quellen beschreiben, wobei sich für das Stoßsystem ${}^2d + {}^{197}\text{Au}$ eine Temperatur der Quelle von ungefähr 160 MeV , also im Bereich des Hagedorn-Limits, ergibt. Im Falle der ${}^{16}\text{O} + {}^{197}\text{Au}$ -Daten ergeben sich Temperaturen größer 200 MeV .

Diese Arbeit schließt die Akzeptanzlücke zwischen den zwei komplementären Spurdetektoren im **NA35**-Experiment und ermöglicht damit die Studie von Schwerionenstößen

im nahezu vollständigen Phasenraum für zentrale Kern-Gold-Kollisionen.

Tabellenverzeichnis

2.1	Einfache Kriterien zur Einteilung der Streamerkammer-Spuren	14
6.1	Anteil am inelastischen Wechselwirkungsquerschnitt der verwendeten Datensätze	57
6.2	Mittelwert der extrapolierten 4π -Rapiditätsverteilung der negativen Hadronen h^- in Abhängigkeit des Stoßsystems	68
6.3	Spezifische Produktion negativer Hadronen pro partizipierender Protonen	72
6.4	Mittlerer Transversalimpuls der negativen Hadronen	76
6.5	Temperatur der Protonen der verschiedenen Stoßsysteme	81
6.6	Mittlerer Transversalimpuls der Nettoprotonen	83

Abbildungsverzeichnis

1.1	Phasendiagramm: Schematische Darstellung des Übergangs von der Plasmaphase zur hadronischen Materie.	4
2.1	Skizze des neuen NA35 -Experimentaufbaus mit der TPC (Vogelperspektive).	8
2.2	Skizze des NA35 -Experimentaufbaus in der <i>Sweeper</i> -Konfiguration	8
2.3	Schematischer Aufbau der NA35 -Streamerammer	10
2.4	Das Koordinatensystem des Impulsraums	12
2.5	Übergang vom Impuls- zum Phasenraum	12
2.6	Ein ${}^2d + {}^{197}\text{Au}$ -Ereignis in der Streamerammer	15
2.7	Ein ${}^{16}\text{O} + {}^{197}\text{Au}$ -Ereignis in der Streamerammer	16
3.1	ψ -Winkelverteilung der rekonstruierten Spuren	21
3.2	Spurenverluste durch optische Überdeckung	24
4.1	Schematische Darstellung zweier Λ -Zerfälle	26
4.2	Beispiel für die Winkelausschlußmethode	28
4.3	Beispiel für die Zellenwichtungsmethode	28
4.4	Verteilung der Durchstoßpunkte durch die Endebene der Streamerammer	30
4.5	Projektion der Verteilung der Durchstoßpunkte durch die yz -Endebene der Streamerammer auf die z -Achse (links) und die y -Achse (rechts), $3.0 < y_{Pion} \leq 6.0$	30
4.6	<i>rightsided</i> - und <i>wrongside</i> -Spuren im Modell der Endpunktichtungsmethode	32
4.7	<i>rightsided</i> - und <i>wrongside</i> -Spuren im Modell der Endpunktichtungsmethode	33
4.8	<i>rightsided</i> - und <i>wrongside</i> -Spuren in der Endpunktichtungsmethode	34
4.9	Reziproke Wichtungsfunktion ${}^{16}\text{O} + {}^{197}\text{Au}$ -Ereignissen	35
4.10	ψ -Verteilung der negativen Spuren in ${}^{16}\text{O} + {}^{197}\text{Au}$ -Daten.	37
4.11	Gewichtungsfaktor in Abhängigkeit der y -Position	39
4.12	Vergleich zwischen Winkelausschluß- und Endpunktichtungsmethode	40
4.13	Kombination aus Winkelausschluß- und Endpunktichtungsmethode	41

4.14	Vergleich der verschiedenen Korrekturmethode anhand der dN/dy -Verteilung positiver Spuren	42
4.15	Vergleich der verschiedenen Korrekturmethode anhand der dN/dy -Verteilung negativer Spuren	42
4.16	Systematische Fehler der Endpunktichtungsmethode	43
4.17	Systematische Fehler der Endpunktichtungsmethode	44
5.1	(+)-(-) – Methode für Roh- und akzeptanzkorrigierte Daten in $^{16}O+^{197}Au$	49
5.2	Rapidityverteilung der (+)-(-) – Methode in $^{16}O+^{197}Au$ im Experiment und in der Simulation	50
5.3	Rapidityverteilung der Nettoprotonen in $^{16}O+^{197}Au$ und der (+)-(-) – Methode	51
5.4	Korrekturen zur (+)-(-) – Methode in $^{16}O+^{197}Au$	52
5.5	Korrekturen zur Transversalimpulsverteilung in $^{16}O+^{197}Au$	54
5.6	Korrekturen der Transversalimpulsverteilungen der h^- in $^{16}O+^{197}Au$	55
6.1	Rapidity-Verteilung $\frac{1}{N_{Ev}} \frac{dN}{dy}$ der negativen Hadronen h^- in d+Au	58
6.2	Rapidity-Verteilung $\frac{1}{N_{Ev}} \frac{dN}{dy}$ der negativen Hadronen h^- in O+Au	59
6.3	Rapidity-Verteilung $\frac{1}{N_{Ev}} \frac{dN}{dy}$ der negativen Hadronen h^- in S+Au	60
6.4	Rapidity-Verteilung negativer Hadronen in $^2d+^{197}Au$, $^{16}O+^{197}Au$ und $^{32}S+^{197}Au$ -Daten	61
6.5	Vergleich der Rapidityverteilungen negativer Hadronen h^- in den Stoßsystemen $^2d+^{197}Au$, $^{16}O+^{197}Au$ und $^{32}S+^{197}Au$.	62
6.6	Proton-Rapidity-Verteilung in $^2d+^{197}Au$	63
6.7	Proton-Rapidity-Verteilung in $^{16}O+^{197}Au$	64
6.8	Proton-Rapidity-Verteilung in $^{32}S+^{197}Au$	65
6.9	Proton-Rapidity-Verteilung $\frac{1}{N_{EV}} \frac{dN}{dy_{\text{Proton}}}$ in $^2d+^{197}Au$	66
6.10	4π – extrapolierte Rapidityverteilungen negativer Hadronen h^-	69
6.11	Interpolierte Proton–Rapidityverteilung in der Projektilhemisphäre von $^{16}O+^{197}Au$ -Daten	70
6.12	Extrapolierte Proton – Rapidityverteilung in der Projektilhemisphäre von $^{16}O+^{197}Au$ -Daten	71
6.13	Vergleich der Inter- und Extrapolation der Proton–Rapidityverteilung in $^{16}O+^{197}Au$ -Daten	72
6.14	Transversalimpulsverteilung in $^{16}O+^{197}Au$ im Rapidityintervall $0.8 < y < 2.0$	75
6.15	Transversalimpulsverteilung der $^2d+^{197}Au$ -Daten in drei verschiedenen Rapidityintervallen.	77
6.16	Transversalimpulsverteilung der $^{16}O+^{197}Au$ -Daten in drei verschiedenen Rapidityintervallen.	78
6.17	Transversalimpulsverteilung der $^{32}S+^{197}Au$ -Daten in drei verschiedenen Rapidityintervallen.	79

6.18	Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ der negativen Hadronen	80
6.19	Transversalimpulsverteilung der Nettoprotonen im Stoßsystemen $^2d+^{197}Au$	81
6.20	Transversalimpulsverteilung der Nettoprotonen im Stoßsystemen $^{16}O+^{197}Au$	82
6.21	Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ der Nettoprotonen	83

Literaturverzeichnis

- [And] B. Anderson, G. Gustafson, B. Nilsson - Almqvist (1987), *Nucl.Phys.* **B281** 289
- [Art] V. Artemiev et al. , *Nucl. Instr. and Meth.* **224** (1984) 408
- [Bri] D. Brinkmann et al., *Image Data Analysis for the NA35 Streamer Chamber*, submitted to Nucl. Inst. Meth. (1994)
- [Boc] R. Bock, *Beschleunigung schwerer Kerne auf höchste Energien*, AGF Forschungsthemen 6 (1992)
- [Chr] J. H. Christenson, J. Cronin, V. Fitch and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138(1964)
- [Cro] J. W. Cronin et al., *Phys. Rev.* D11 (1975) 3105
- [Dad] S. Dado et al. , *Phys. Rev.* **D20** (1979) 1589
- [deM] C. De Marzo et al. , *Nucl. Instr. and Meth.* **217** (1983) 405
- [Esc] J. Eschke, Dissertationsarbeit, J.W.Goethe-Universität Frankfurt
- [Fey] R. P. Feynman
- [Gaź] M. Gaździcki and D. Röhrich, *Pion Multiplicity in Nuclear Collisions*, submitted to Z. Phys. C
- [Gaź2] M. Gaździcki and O. Hansen, *Hadron Production in Nucleon-Nucleon Collisions at 200GeV/c - A Compilation*, Nucl. Phys. **A528** (1991) 754-770
- [Gün] J. Günther, Diplomarbeit, J.W.Goethe-Universität Frankfurt (1993)
- [Gea] GEANT — Detector Description and Simulation Tool Vers. 3.16, CERN Program Library, Genf CERN (1992)
- [Har] J. W. Harris et al., Nucl. Inst. Meth. A315,33(1992)
- [Hag1] R. Hagedorn, Ref.TH.3684-CERN