Flußeffekte geladener Pionen im System Au + Au bei $E_p = 1\,$AGeV

Christopher H. Pinkenburg

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung der nuklearen Zustandsgleichung ist für die Kern– und Astrophysik von fundamentaler Bedeutung. Während das Verhalten der Kerne in der Nähe der Grundzustandsdichte und bei kleinen Anregungsenergien gut erforscht ist, sind ihre Eigenschaften bei hohen Dichten und Temperaturen weitgehend unbekannt.

In der Natur kommen derartig extreme Dichten nur im Inneren von Neutronensternen und bei Supernovaexplosionen vor. Die einzige Möglichkeit komprimierte und angeregte Materie im Labor zu untersuchen sind Schwerionenkollisionen bei mittleren Energien. Um bei der Interpretation der Resultate den thermodynamischen Ansatz einer Zustandsgleichung zu rechtfertigen, sollten die verwendeten Kerne möglichst viele Nukleonen enthalten. Die Projektilgeschwindigkeit muß größer sein als die Schallgeschwindigkeit in Kernmaterie, damit überhaupt ein Kompressionseffekt auftritt. Aber sie darf auch nicht so groß sein, daß sich die Kernreaktion als pure Überlagerung von Stößen einzelner Hadronen darstellt. Bei einer solchen Schwerionenkollision wird bei Einschußenergien zwischen 100 AMeV und 2 AGeV für einen Zeitraum von etwa 10^{-22} die zwei– bis dreifache Grundzustandsdichte erreicht [Cas90]. Aufgrund der sehr kurzen Zeitskala ist eine direkte Beobachtung dieser Ereignisse unmöglich. Der einzige experimentelle Zugang besteht daher in der Messung der bei dieser Reaktion produzierten Teilchen.

Erste Experimente dieser Art fanden am BEVALAC–Beschleuniger in Berkeley statt. Hieraus ergab sich das in Abbildung 1.1 dargestellte Bild: Im Überlappbereich der beiden kollidierenden Kerne wird die Kernmaterie stark verdichtet und teilweise senkrecht zur aus Strahlachse und Stoßparameter b aufgespannten Reaktionsebene herausgequetscht (Squeeze–Out). Die Untersuchung dieser sogenannten Partizipanten bietet den direktesten experimentellen Zugriff auf die hochangeregte Kernmaterie. Im Gegensatz zu den Partizipanten werden die nicht unmittelbar an der Reaktion beteiligten Spektatoren in die Reaktionsebene gestreut (Bounce–Off). Zusätzlich werden noch einige Partizipanten ebenfalls in die Reaktionsebene emittiert (Side–Splash). Wie stark die einzelnen Effekte sind

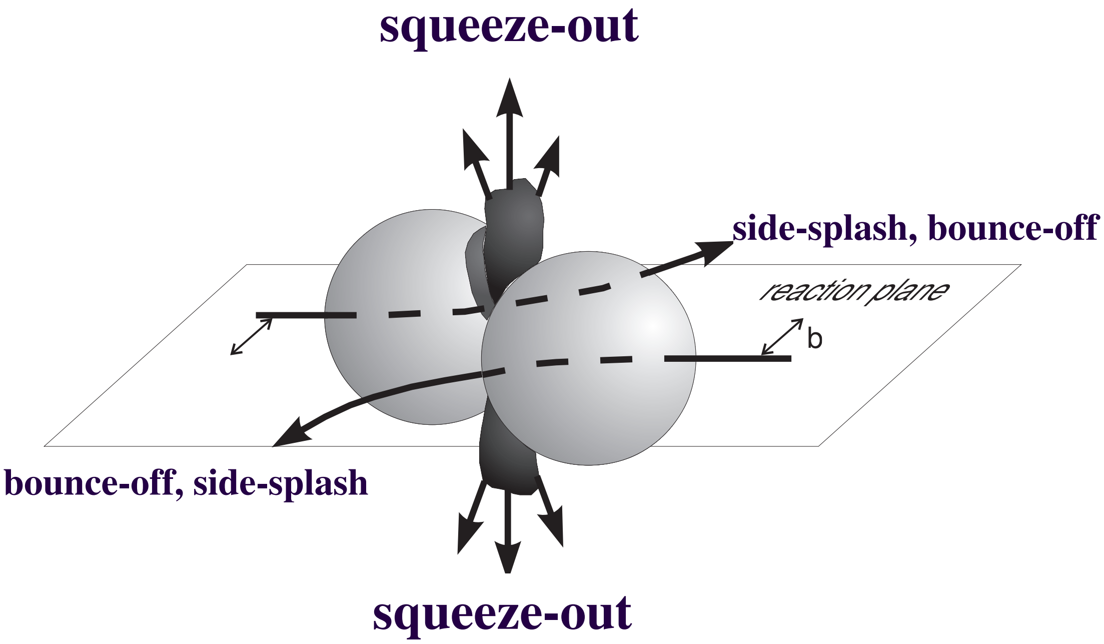

Abbildung 1.1: *Schematisches Bild einer Schwerionenkollision mit den dominanten Flußeffekten (Bounce–Off, Side–Splash und Squeeze–Out) der Nukleonen. Der Bounce Off ist die seitliche Deflektion von an der Reaktion unbeteiligten Nukleonen (Spektatoren) in die Reaktionsebene. Auch ein Teil der an der Reaktion beteiligten Nukleonen (Partizipanten) wird in die Reaktionsebene emittiert. Sie bilden den sogenannten Side–Splash. Zusätzlich gibt es eine Emission von Nukleonen aus der Reaktionszone (Fireball) senkrecht zur Reaktionsebene, den Squeeze–Out. Die Stärke dieser kollektiven Flußeffekte läßt sich bisher nur mit Modellen mit hydrodynamischen Ansätzen reproduzieren. Kaskadenmodelle, die eine Schwerionenreaktion als eine Überlagerung von Stößen einzelner Nukleonen beschreiben, produzieren dagegen nur sehr geringe Flußeffekte.*

hängt von der Einschußenergie und der Zentralität des Stoßes ab. Mit der Installation des Schwerionensynchrotrons SIS bei der GSI in Darmstadt ist dieser Energiebereich seit 1991 mit erheblich besserer Strahlqualität und –intensität zugänglich.

Die Komplexität einer Schwerionenreaktion erfordert die gleichzeitige Messung mehrerer Observabler, um Mehrdeutigkeiten beim Vergleich mit theoretischen Modellen weitgehend auszuschließen. Weil stoßparameterabhängige Flußeffekte eine große Rolle spielen, sind inklusive Messungen ohne genauere Ereignischarakterisierung wenig sinnvoll. Das bedeutet aber, daß es nötig ist, die einzelnen Ereignisse möglichst vollständig zu rekonstruieren. Zu diesem Zweck wurde der $4\,\pi$–Detektor konzipiert. Durch den fast vollständigen Nachweis aller geladenen Teilchen ist es möglich, die Reaktionsgeometrie (Zentralität, Reaktionsebene) sehr präzise festzulegen und alle Observablen für geladene Teilchen zu messen.

Zu ihnen zählen bei niedrigen Energien vorwiegend Flußeffekte mittelschwerer Fragmente [Wie93]. Es konnte gezeigt werden, daß es auch in zentralen Stößen eine im Schwerpunktsystem vollständig abgestoppte Quelle für solche Fragmente gibt [Sod94].

Bei höheren Energien setzt die Mesonenproduktion insbesondere von Pionen ein. Weil diese Teilchen erst in der Reaktion produziert werden, verfügt man mit ihnen über eine direkte Sonde aus der Reaktionszone ohne eine Kontamination durch Spektatoren wie bei den Baryonen. Weil für die Produktion von Mesonen Energie aufgewendet werden muß, ist ihre Multiplizität alleine schon ein Maß für die im System vorhandene Anregungsenergie. So lassen sich Rückschlüsse auf die Umwandlung der Projektilenergie in Anregungsenergie und damit auf den Grad des Abstoppens ziehen; eine Fragestellung, die mit der Kompressibiltät von Kernmaterie und damit der nuklearen Zustandsgleichung eng verbunden ist. Die Mesonen werden in einer Schwerionenreaktion bei SIS–Projektilenergien seltener direkt durch eine Reaktion $\mathrm{NN} \rightarrow \mathrm{NN} + \mathrm{Meson}$ produziert, sondern eher über Resonanzen wie die Δ_{33}–Resonanz. Erst beim Zerfall dieser Resonanz entsteht das Meson. Diese Resonanzen können als Energiereservoir dienen, wenn sie mit anderen Nukleonen oder Resonanzen kollidieren, bevor sie zerfallen. Dieser auf die in der Reaktionszone erreichte Dichte sensitive Mechanismus ist für eine Produktion von Mesonen unterhalb der Schwelle von großer Bedeutung [Met93]. So führte die Untersuchung der "subthreshold" Kaonenproduktion [Mis94] zu Spekulationen über eventuelle Dichteisomere [Har94] der nuklearen Zustandsgleichung. Ähnliches wurde früher schon für Pionen diskutiert [Stö78]. Während die Kaonenproduktion in den Modellen — wenn überhaupt — erst störungstheoretisch implementiert ist, ist die Pionenproduktion meist schon ein fester Bestandteil. Das in dieser Arbeit für Modellvergleiche benutzte IQMD–Modell [Har93, Bas93a] beschreibt die Pionenproduktion explizit durch die Berücksichtigung der Δ_{33}–Resonanz und ihres Zerfalls in ein Pion und ein Nukleon. Die berücksichtigten Prozesse sind:

- Deltaproduktion: $\mathrm{NN} \rightarrow \Delta\mathrm{N}$
- Deltazerfall: $\Delta \rightarrow \pi\mathrm{N}$
- Deltaabsorption: $\Delta\mathrm{N} \rightarrow \mathrm{NN}$
- Pionenabsorption: $\pi\mathrm{N} \rightarrow \Delta$

Im Gegensatz zu den Kaonen werden Pionen stark durch Kernmaterie absorbiert. Die gemessenen Pionenspektren geben daher nicht unmittelbar die Verhältnisse in der Reaktionszone wieder. Pionen frieren bei der Reaktion erst relativ spät aus und ihre Spektren sind damit nicht auf die frühen Stadien und die Hochdichtephase der Kernreaktion sensitiv. Da sie letztendlich aber aus Δ–Resonanzen stammen, gibt ihre Multiplizität Informationen über die Anzahl der produzierten

Δ–Resonanzen. So ließe sich feststellen, wieviele Nukleonen während der Hochdichtephase in Form von Resonanzen vorliegen und ob es dort eine neue Form von Kernmaterie – Resonanzmaterie – gibt [Bas94].

Durch exklusive Messungen konnte bereits gezeigt werden, daß Pionen bei Midrapidität wie die Nukleonen vorwiegend senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden [Bri93a, Ven93]. Ähnlich wie bei den Nukleonen nimmt dieser Effekt mit steigendem Transversalimpuls der Pionen zu. Diese azimutale Anisotropie ließ sich im IQMD–Modell qualitativ reproduzieren [Bas93b]. Hier wird dieses Emissionsverhalten auf die Absorption der Pionen in der umgebenden Spektatorenmaterie zurückgeführt. Denkbar ist aber auch, daß die Pionen das Flußverhalten der Δ–Resonanzen widerspiegeln, die als angeregte Nukleonen am Nukleonenfluß teilnehmen müßten. Durch eine Messung der Pionenemission in einem schmalen Fenster bei Midrapidität läßt sich diese Frage nicht weiter klären. Es war daher notwendig, die Flußeffekte der Pionen in einem großen Bereich des Phasenraums zu untersuchen. Der $4\,\pi$–Detektor ist in seiner Phase 2–Ausbaustufe mit seinem großen Akzeptanzbereich für Pionen prädestiniert für eine solche Messung. Folglich diente das erste Experiment der Untersuchung der Pionenproduktion und ihrer Flußeffekte im System Au + Au bei 1 AGeV Projektilenergie.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: In Kapitel 2 wird der experimentelle Aufbau beschrieben. Besonderes Gewicht wird hierbei auf die neu hinzugekommenen Komponenten des Detektors gelegt. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der technischen Seite der Datenanalyse. Eingegangen wird hierbei insbesondere auf die Spurerkennung für die zentrale Driftkammer und ihre Effizienz. Die experimentellen Ergebnisse werden in Kapitel 4 vorgestellt. Nach der Einführung der Ereignisklassifikation werden die globalen Rapiditätsverteilungen für die einzelnen Klassen diskutiert. Schließlich werden nach der Festlegung der Reaktionsebene die Flußeffekte von Baryonen und Pionen gezeigt. Ein Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen des IQMD–Modells folgt in Kapitel 5. Den Abschluß bildet die Zusammenfassung in Kapitel 6.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

2.1 Der $4\,\pi$–Detektor

Der in Abbildung 2.1 schematisch gezeigte $4\,\pi$–Detektor wurde für den möglichst kompletten Nachweis aller geladenen Reaktionsprodukte aus zentralen Kern–Kern Stößen bei Energien zwischen 100 AMev und 2000 AMeV konzipiert. Dieser Energiebereich ist zu niedrig für eine Teilchenidentifikation mit Hilfe der Kalorimetrie wie in der Hochenergiephysik. Andererseits ist die Energie der Teilchen zu groß für die klassische Methode der Niederenergiephysik, die Identifikation durch eine ΔE–E Messung. Selbst wenn der Szintillator dick genug wäre, um die Teilchen für eine Energiemessung zu stoppen, würden die Verluste durch Kernreaktionen im Szintillator die Messung unbrauchbar machen. So bleibt zur Teilchenidentifikation nur die Messung der Krümmung der Teilchenspuren in einem Magnetfeld mit einem Tracking–Detektor. Ist eine Auftrennung in die einzelnen Isotope nicht nötig, genügt eine Messung des Energieverlustes und der Flugzeit zur Identifikation der Ladung eines Teilchens.

Eine gute Massenauflösung ist zur Untersuchung von Mesonen unbedingt erforderlich, während für Messungen der Clusterproduktion bei niedrigen Energien eine Ladungsidentifikation genügt. Weil ein großer Teil der Mesonen (>50%) bei den zur Mesonenproduktion nötigen höheren Projektilenergien in den Laborwinkelbereich oberhalb von 30° emittiert wird, ist dort der Einsatz eines Tracking–Detektors in einem Magnetfeld nötig. Unter kleineren Winkeln ist eine Flugzeitwand zur Ladungstrennung zusammen mit einigen Teleskopen zur Messung der Isotopenzusammensetzung vorerst ausreichend. Wichtiger ist in diesem Bereich wegen der großen Teilchenmultiplizität bei schweren Systemen und hohen Energien eine hohe Granularität der Flugzeitwand. Erforderlich sind hier aber auch — besonders bei kleinen Einschußenergien — niedrige Energieschwellen zur Messung von Clustern, die vorwiegend bei kleinen Laborwinkeln emittiert werden.

Der $4\,\pi$–Detektor besteht daher aus zwei separaten Einheiten und auch der Aufbau selbst erfolgte in zwei Abschnitten: Phase 1 umfaßt die Vorwärtshemisphäre

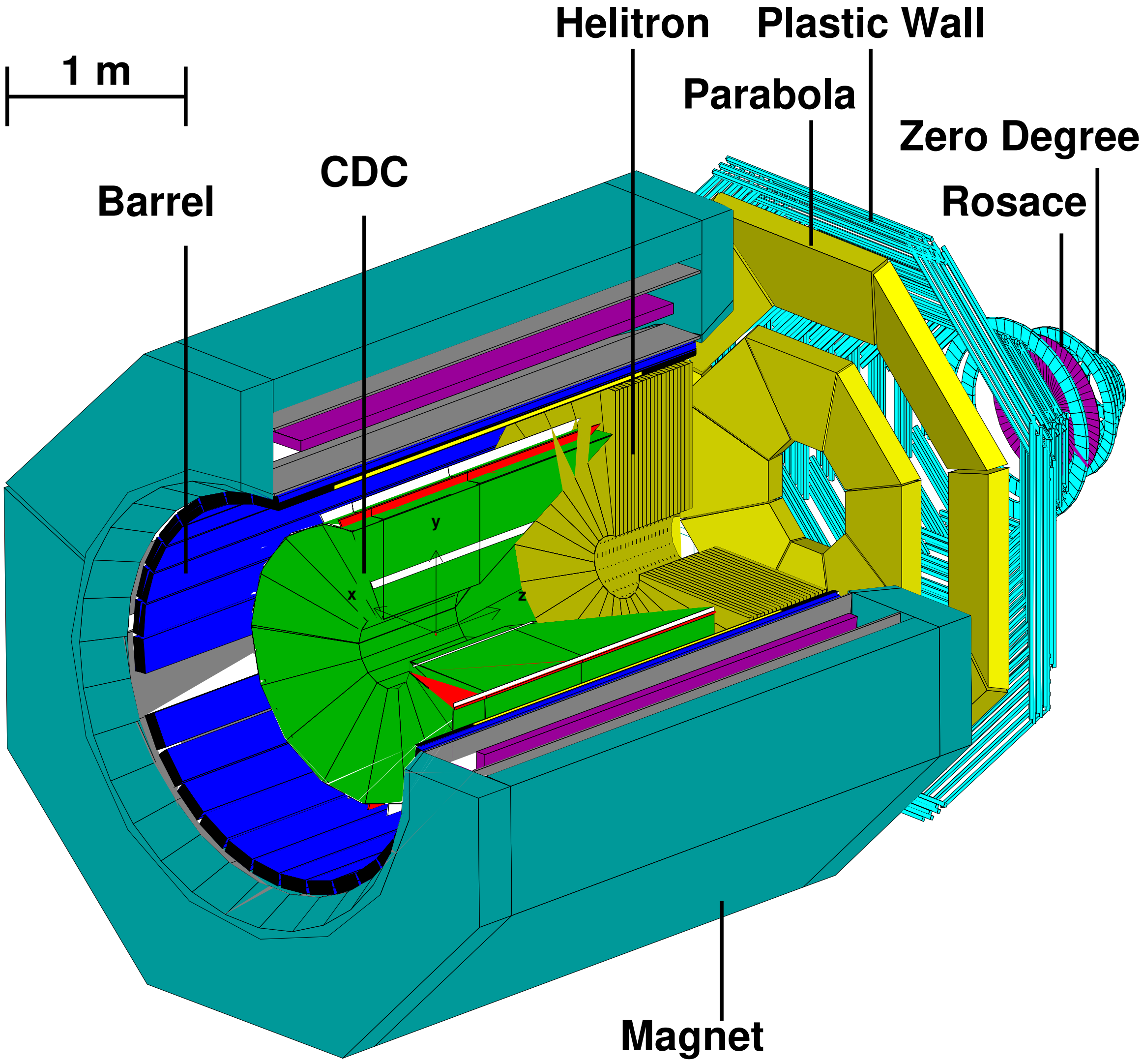

Abbildung 2.1: *Der komplett ausgebaute 4π–Detektor. Zum Zeitpunkt des Au + Au bei 1 AGeV Experimentes im Dezember 1992 befanden sich der Barrel und das Helitron noch im Aufbau. Eingesetzt wurden bei diesem Experiment die äußere Plastikwand (Plastic Wall), das Zero Degree Hodoskop und die CDC. Die Parabola und die Rosace wurden nicht benutzt. Sie dienen als ΔE–Detektoren zur Erniedrigung der Energieschwellen für Clustermessungen bei kleinen Einschußenergien.*

im Laborwinkelbereich zwischen 1.2° und 30°. Er besteht aus der inneren Flugzeitwand (Zero Degree Hodoskop), dem davor installierten ΔE–Detektor (Rosace) und der äußeren Plastikwand (Plastic Wall), vor der zur Verringerung der Energieschwellen zusätzliche Ionisationskammern (Parabola) aufgestellt werden können. Erste Experimente mit diesem Detektorsystem fanden im Jahr 1991 bei Energien von 150 AMeV bis 800 AMeV statt und beschäftigten sich mit Cluster-

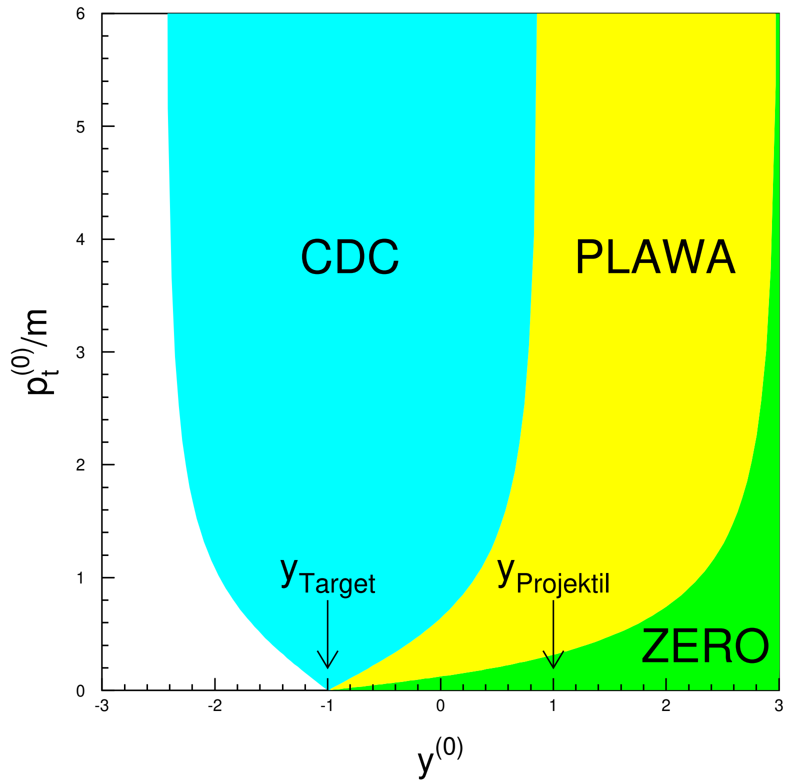

Abbildung 2.2: *Akzeptanz des 4π–Detektors für das Zero Degree Hodoskop (ZERO), die äußere Plastikwand (PLAWA) und die zentrale Driftkammer (CDC) für normierte Transversalimpulse gegen normierte Rapidität. So ist diese Darstellung von der jeweiligen Projektilenergie unabhängig. Die unteren Energieschwellen sind nicht eingezeichnet.*

produktion und Flußphänomenen [Wie93, Sod94]. Mit diesem Aufbau war nur eine Ladungs– aber keine Massenidentifikation möglich.

Der Ausbau der Phase 2 erfolgte wiederum in zwei Stufen. Der Hauptbestandteil ist ein supraleitender Solenoid mit einer maximalen Feldstärke von 0.6 Tesla. In ihm befindet sich die zentrale Driftkammer (Central Driftchamber: CDC), die den Laborwinkel zwischen 30° und ca. 140° abdeckt. Der obere Winkelbereich ist wegen der Kammergeometrie nicht scharf definiert. Der größte Winkel unter dem eine Teilchenspur noch Hits auf dem äußersten Draht produziert, beträgt 135°, für den innersten Draht liegt dieser Winkel bei 150°. Bei etwa 140° spricht noch die Hälfte aller Drähte an. In den Akzeptanzbereich der CDC werden bei einer Projektilenergie von 1 AGeV und einem symmetrischen System etwa 70% der produzierten Pionen emittiert. Die CDC ist daher schon alleine geeignet, um offene Fragen zur Pionenproduktion zu klären. Das erste Experiment (Au + Au bei 1 AGev) mit dieser Konfiguration (ohne die Parabola) lieferte die Daten für diese Arbeit.

Im Aufbau befindet sich im Moment ein zylindrischer Mantel aus wassergefüllten Cherenkov–Detektoren und Plastikszintillatoren (Barrel) um die CDC. Er soll die Trennung von Kaonen, Pionen und Protonen zu höheren Impulsen hin ermöglichen. Im Streufeld des Magneten wird eine weitere Driftkammer (Helitron) installiert. Mit dem Helitron ist in Kombination mit der Plastikwand eine Massenauflösung bis zu den Heliumisotopen in der vorderen Hemisphäre möglich.

Im folgenden werden die bei diesem Experiment eingesetzten Detektorkomponenten – Zero Degree Hodoskop, Plastikwand und CDC – näher beschrieben.

2.2 Das Zero Degree Hodoskop

Das Zero Degree Hodoskop deckt den Laborwinkelbereich von 1.2° bis 7.5° ab. Es besteht aus 252 trapezförmigen 2 cm dicken Plastikszintillatoren (BICRON BC 404), die auf einer Seite durch Photoröhren ausgelesen werden. Die Photoröhren liefern ein Zeit– und ein Energiesignal. Die Szintillatoren sind in sieben konzentrischen Ringen um die Strahlachse herum angeordnet. Die Zeitauflösung beträgt 230 ps–310 ps für die inneren fünf Ringe und geht auf 270 ps–340 ps für die beiden äußeren Ringe zurück [Gob93]. Die Ortsauflösung ist wegen der einseitigen Auslese durch die aktive Fläche des jeweiligen Szintillators gegeben. Sie beträgt zwischen $\Delta\Theta = 0.78°(\Delta\Phi = 20.0°)$ für die Module des inneren und $\Delta\Theta = 1.15°$ $(\Delta\Phi = 6.67°)$ für die Module des äußeren Ringes. Die Ladung der Teilchen wird durch die Messung der Flugzeit und des Energieverlustes bestimmt. Eine Massenauflösung ist erst im Zusammenspiel mit dem Helitron möglich. In Abbildung 2.3 ist der Energieverlust gegen die Geschwindigkeit eines Teilchens und die erreichte Ladungsauflösung im Zero Degree Hodoskop gezeigt. Hierzu wurden die Spektren aller 252 Einzeldetektoren überlagert.

Da die Ladungsidentifikation im Zero Degree Hodoskop auf der Messung des Energieverlustes und der Flugzeit beruht, können Teilchen mit einer Geschwindigkeit von unter ca. 10 cm/ns nicht identifiziert werden, weil sie im Szintillator steckenbleiben[1]. Um diese Schwelle gerade für niedrige Einschußenergien weiter zu senken, befindet sich vor den inneren fünf Ringen des Zero Degree Hodoskops ein zusätzlicher ΔE–Detektor, die Rosace. Sie besteht aus 60 schwertförmigen 2 mm dicken und 340 mm langen Plastikszintillatoren (NE 102A). Durch die Messung des Energieverlustes in der Rosace und der Flugzeit im Zero Degree Hodoskop können so gerade Cluster besser identifiziert werden. Bei diesem Experiment wurde die Rosace zwar ausgelesen, brachte aber keine Verbesserung gegenüber dem Zero Degree Hodoskop alleine. Die Geschwindigkeit der meisten Teilchen war zu groß, um überhaupt ein meßbares ΔE–Signal in der Rosace zu erzeugen.

[1] Für Protonen entspricht das einer kinetischen Energie von etwa 45 MeV. Die Energie im Schwerpunktsystem beträgt zum Vergleich ca. 260 MeV pro Nukleon. Wie Abbildung 2.3 schon zeigt stellt diese Schwelle kein Problem dar.

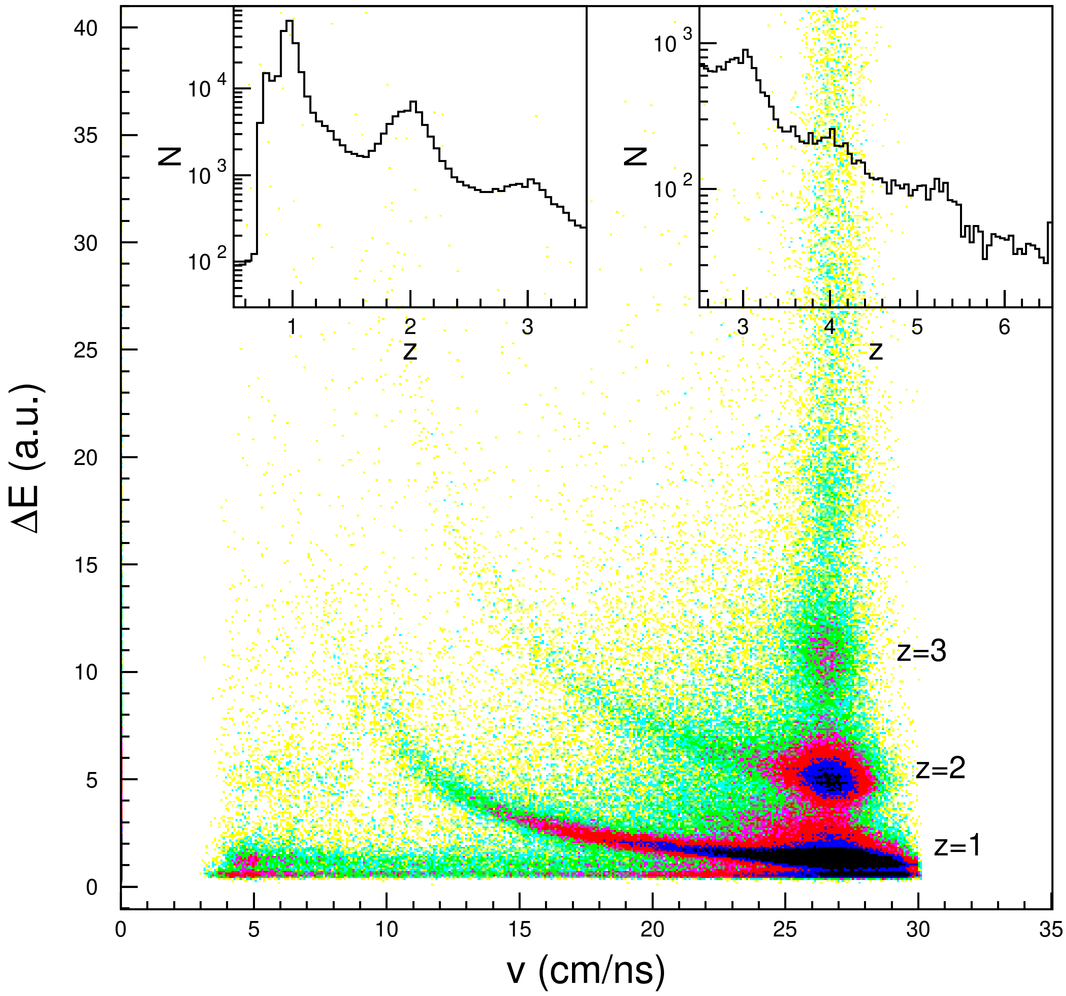

Abbildung 2.3: *Teilchenidentifikation im Zero Degree Hodoskop: Aufgetragen ist der Energieverlust (ΔE) gegen die Geschwindigkeit (v) der Teilchen im Zero Degree Hodoskop. Die schwach sichtbaren ansteigenden Äste links stammen von Teilchen, die im Szintillator gestoppt werden und für die eine eindeutige Ladungsidentifikation nicht möglich ist. Sie werden bei der Analyse ausgeschlossen. Die abfallenden Teilchenäste werden von Teilchen produziert, die den Szintillator durchdringen. Für diese ist oben die Ladungsauflösung gezeigt. Die Ladungstrennung ist bis zu $Z = 5$ möglich.*

2.3 Die äußere Plastikwand

Der Hauptbestandteil der Phase 1 Konfiguration des 4π–Detektors ist die äußere Plastikwand [Gob93, Wie93], die den Winkelbereich von 7° bis 30° abdeckt. Der Überlappbereich von 0.5° mit dem Zero Degree Hodoskop wird für einen relativen Zeitabgleich zwischen beiden Detektoren ausgenutzt. Die äußere Plastikwand besteht aus 512 Plastikszintillatorstreifen (BICRON BC 408), die in

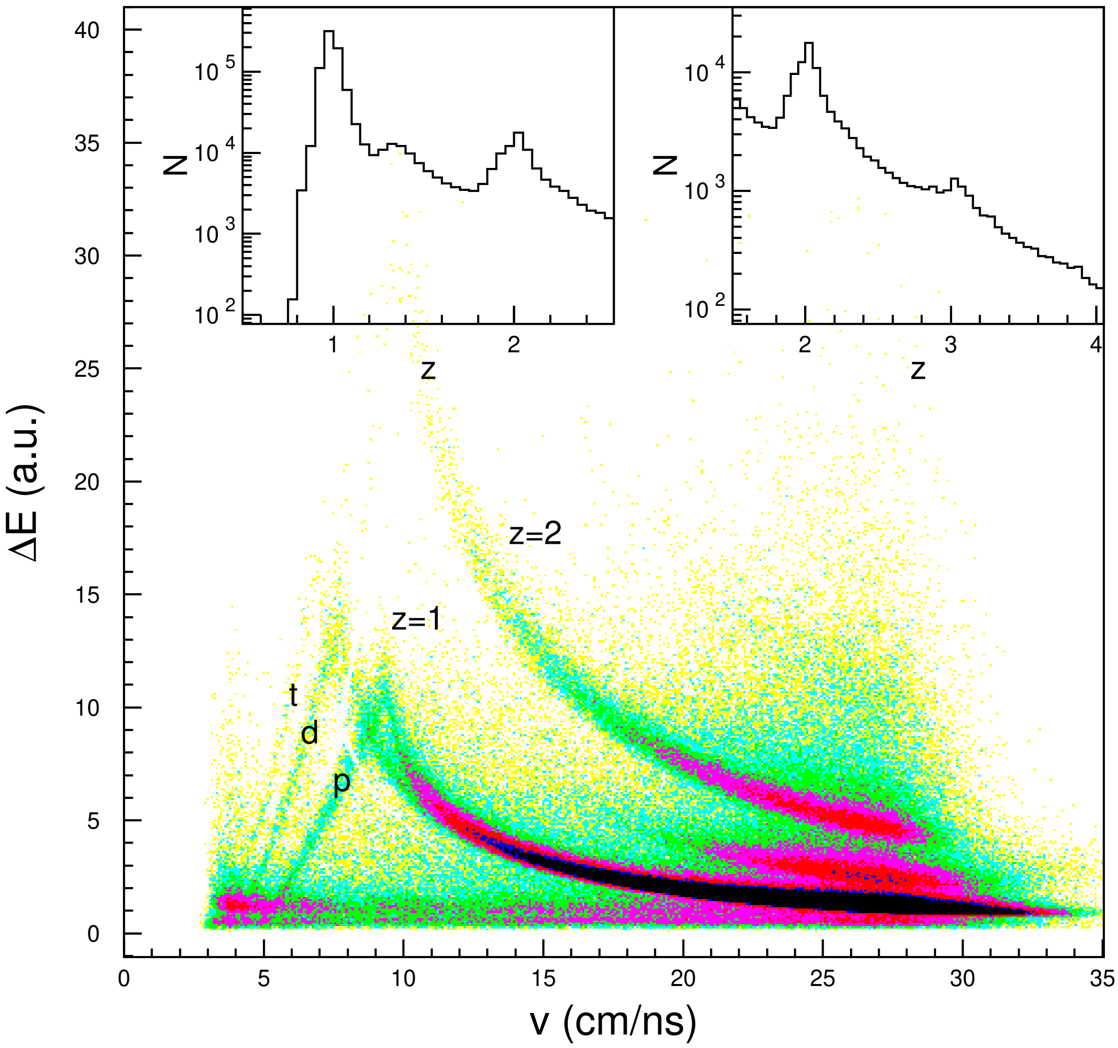

Abbildung 2.4: *Teilchenidentifikation in der äußeren Plastikwand: Aufgetragen ist der Energieverlust (ΔE) gegen die Geschwindigkeit (v) der Teilchen. Die ansteigenden Linien werden von Teilchen produziert, die im Szintillator gestoppt wurden. Hier ist für Wasserstoff eine Auftrennung in die einzelnen Isotope zu sehen. Da sich aber die ansteigenden Äste aller Teilchen (für Heliumisotope nur sehr schwach oben sichtbar) überlagern, ist eine eindeutige Teilchentrennung in diesem Bereich nicht durchführbar. Die abfallenden Äste stammen von Teilchen, die den Szintillator durchdrungen haben. In diesem Bereich ist eine eindeutige Ladungstrennung möglich. Die Linie zwischen den Ästen der Wasserstoff– und Heliumisotope wird von Doppeltreffern in einem Szintillator hervorgerufen. Ihre Häufigkeit beträgt etwa 5% der Häufigkeit der Wasserstoffisotope. Oben ist die Ladungsauflösung für die abfallenden Äste gezeigt. Bis Lithium lassen sich die Ladungen trennen. Aufgrund der endlichen Zeitauflösung für die Flugzeit, haben hier ca. 4% aller Teilchen eine höhere Geschwindigkeit als 30 cm/ns. Diese Teilchen werden bei der Analyse nicht berücksichtigt.*

acht Sektoren mit je 64 Streifen angeordnet sind. Die Streifen selbst sind 1.8 cm dick, 2.4 cm hoch und zwischen 45 cm und 165 cm lang. Sie werden auf beiden Seiten von Photoröhren ausgelesen, die ein Zeit– und Energiesignal liefern. Aus der gemessenen Zeitdifferenz wird die Position des Treffers im Streifen rekonstruiert. Die Zeitauflösung beträgt je nach Streifenlänge zwischen 80 ps und 120 ps, was einer Ortsauflösung von 1.2 cm – 2 cm entspricht. Die Auflösung in Theta ist durch die Streifenhöhe gegeben und beträgt $\Delta\Theta = 0.36°$. Die Energieschwelle ist geringfügig kleiner als die des Zero Degree Hodoskops. Die Ladungsidentifikation erfolgt wie im Zero Degree Hodoskop über eine Messung der Flugzeit und des Energieverlustes.

In Abbildung 2.4 ist die Teilchenidentifikation in der äußeren Plastikwand gezeigt. Die ansteigenden Äste stammen von Teilchen, die im Szintillator gestoppt wurden. Hier lassen sich scheinbar sogar die Isotope trennen. Da sich aber die ansteigenden Äste für alle Ladungen überlagern, ist eine eindeutige Identifikation nicht möglich. Die Struktur zwischen dem Wasserstoff– und Heliumast bei hohen Geschwindigkeiten ist auf Mehrfachtreffer von Wasserstoffisotopen in einem Szintillator zurückzuführen. Im Vergleich zu den Wasserstoffisotopen lag ihre Häufigkeit bei einer Projektilenergie von 1.06 AGeV aber immer noch unter 5%. Neben den Mehrfachtreffern wird bei höheren Einschußenergien der Einfluß durch Pionen immer problematischer. Sie werden aufgrund ihrer Ladung als Wasserstoffisotope misidentifiziert. Da sie eine hohe Geschwindigkeit besitzen, kontaminieren sie gerade den Bereich der hochenergetischen Protonen und können so die in Kapitel 4.3 vorgestellte Rekonstruktion der Reaktionsebene verschlechtern.

2.4 Die zentrale Driftkammer (CDC)

Die CDC deckt den Laborwinkel von 30° bis ca. 140° ab. Sie ist eine zylindrische Driftkammer mit 960 Zähldrähten, die in 16 Sektoren mit je 60 Drähten angeordnet sind. Sie wird bei Atmosphärendruck (leichter Überdruck) mit einer Mischung aus 88% Argon, 10% Isobutan und 2% Methan betrieben. Die 30 μm starken Zähldrähte haben einen Abstand von 10 mm zueinander. Sie werden auf beiden Seiten von einem in [Goe92] und [Häf92] beschriebenen 100 MHz Flash ADC (FADC) System ausgelesen. Die FADCs verfügen über 1024 Kanäle, die zyklisch gefüllt werden. Bei 100 MHz (10 ns pro Kanal) können Pulse aus einem maximalen Zeitraum von 10 μs gespeichert werden, wobei die maximale Driftzeit in der CDC etwa 5 μs beträgt. Die Pulse werden zwar mit 8 Bit digitalisiert aber wegen der nichtlinearen Kennlinie der FADC–Verstärker erreicht man einen dynamischen Bereich von ca. 10 Bit. Zur Rauschunterdrückung werden nur Pulse oberhalb einer über Software einstellbaren Schwelle berücksichtigt. Diese digitalisierten Pulse werden dann vom in Kapitel 2.11 beschriebenen CDC–VME System weiterverarbeitet. Dieses VME–System führt eine Pulsformanalyse durch und berechnet die Driftzeit und das Integral der Pulse.

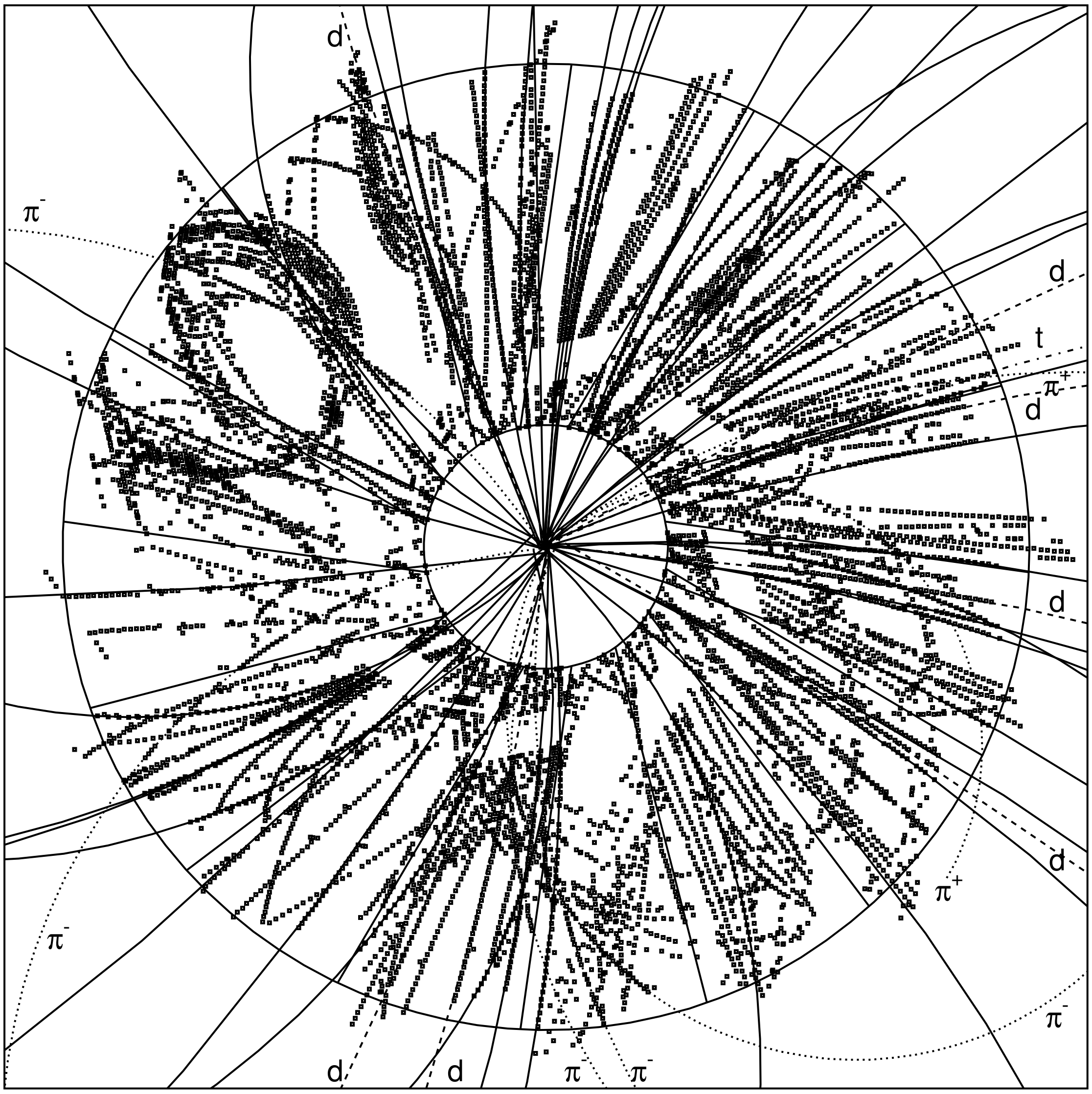

Abbildung 2.5: *Zentrales Au +Au Ereignis bei 1 AGeV mit 58 identifizierten Teilchen. Gezeigt ist eine Projektion auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse. Die ungekennzeichneten Spuren stammen von Protonen. Die Zahl der Hits in der CDC von etwa 4700 wird durch die in Abbildung 2.7 gezeigte Ambiguität von Hit und Spiegelhit verdoppelt. Aufgabe der Trackingprogramme ist es in dieser Hitmenge Spuren zu erkennen. In diesem Fall wurden 86 Spuren gefunden. Um aus dieser Menge die falsch identifizierten Spuren (entweder Spiegelspuren oder falsch kombinierte Hits) auszuschließen, wurde der Abstand vom gemeinsamen Vertex auf 3 cm begrenzt, was die Spurmultiplizität auf 58 reduzierte. Ausgeschlossen werden hierdurch auch sekundäre Zerfälle, die aber in diesem Zusammenhang nicht interessieren. Besondere Schwierigkeiten stellen aufspiralende Teilchen dar (meist Pionen) wie oben links gut sichtbar. Hits außerhalb der Kammer werden von Spiegelspuren erzeugt (siehe Abbildung 2.6).*

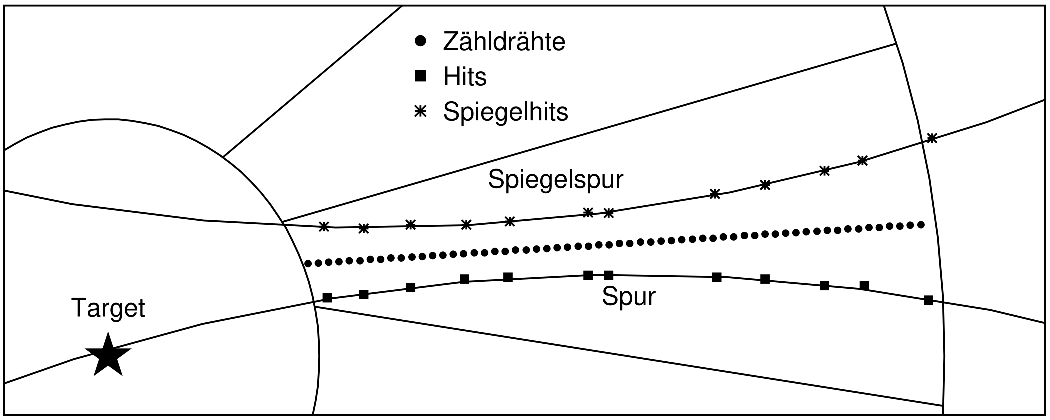

Abbildung 2.6: *Spiegelspuren in der CDC: Weil nur die Driftzeit aber nicht die Driftrichtung in der CDC bekannt sind, gibt es zu jedem Hit einen Spiegelhit und damit zu jeder Spur eine Spiegelspur. Aus diesem Grund sind die Sektoren in radialer Richtung um 8° gedreht. Dadurch zeigen die Spiegelspuren nicht auf das Target. Eine weitere Möglichkeit der Identifikation besteht darin, daß sich aufgrund der Kammergeometrie — wie rechts angedeutet — Spiegelhits außerhalb der Kammer befinden können.*

Aus der Driftzeit wird zusammen mit der Driftgeschwindigkeit und dem Lorentzwinkel[2] die x/y–Position (senkrecht zur Strahlrichtung) des Hits in der Kammer bestimmt. Die z–Koordinate (in Strahlrichtung) erhält man aus dem Verhältnis der Ladung, die auf beiden Drahtenden gemessen wurde. Da die Ladung (das Integral der Pulse) schlechter bestimmt ist, als die Ankunftszeit[3], ist diese Koordinate und damit die Rekonstruktion des Emissionswinkels in Strahlrichtung mit einer größeren Unsicherheit behaftet. Angestrebt wird bei der x/y Koordinate eine Auflösung von $\sigma = 300\mu$m. Für die z–Koordinate läßt sich durch die Ladungsteilung unter optimalen Bedingungen etwa 1% der Drahtlänge (bei den äußeren Drähten $\sigma = 2$ cm) erreichen [Pro88].

Da nur die Driftzeit, aber nicht die Driftrichtung bekannt ist, existiert zu jedem Hit ein Spiegelhit und damit zu jeder Spur eine Spiegelspur auf der gegenüberliegenden Seite der Zähldrahtebene. Für Spuren, die eine Sektorgrenze kreuzen, ist die Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur einfach, da die Spiegelspur an der Sektorgrenze endet. Um für Spuren, die innerhalb eines Sektors verlaufen, die in Abbildung 2.6 gezeigte Ambiguität zu beseitigen, sind die Sektoren radial um 8° gedreht. Die Spiegelspuren lassen sich identifizieren, da sie deshalb nicht mehr auf den gemeinsamen Vertex des Ereignisses zeigen.

[2]Die Driftgeschwindigkeit und der Lorentzwinkel sind Kalibrationsparameter. Der Lorentzwinkel ist der Winkel, um den die Drift der Elektronen durch das Magnetfeld aus der Senkrechten abgelenkt wird.

[3]Für die Ankunftszeit besteht zudem durch die unabhängige Bestimmung an beiden Drahtenden eine gewisse Redundanz.

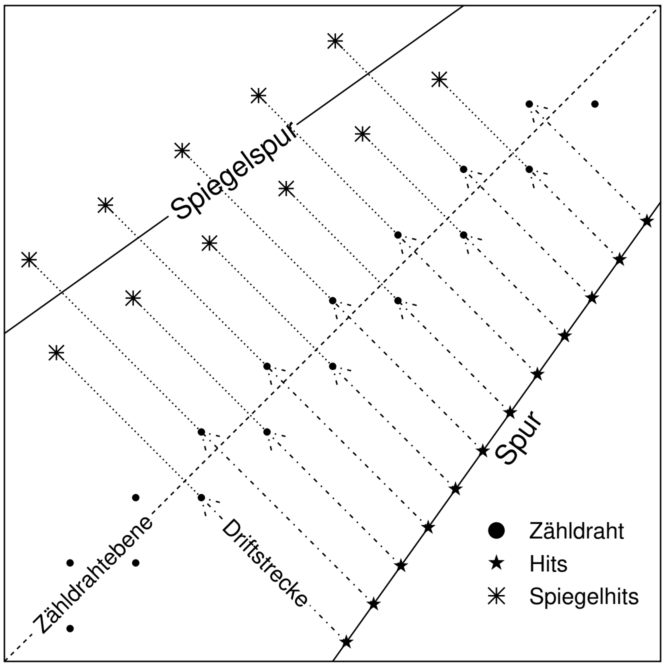

Abbildung 2.7: *Staggering in der CDC: Die Zähldrähte sind gegen die Zähldrahtebene um 220 µm versetzt, um eine bessere elektrostatische Stabilität zu gewährleisten. Dieses hilft zusätzlich bei der Identifikation von Spiegelspuren, die an den großen mittleren Abständen der Hits zur Spur erkannt werden können. Die hierfür erforderliche Ortsauflösung beträgt etwa 400 µm.*

Eine weitere Unterscheidungsmöglichkeit bietet das in Abbildung 2.7 gezeigte Staggering, dem Versatz der Zähldrähte um 220 μm gegen die Zähldrahtebene zur Verbesserung der elektrostatischen Stabilität. Dadurch zeichnen sich Fits von Spiegelspuren immer durch große mittlere Abstände der Hits von der Spur aus. Dieser Effekt kann aber nur dann erfolgreich ausgenutzt werden, wenn die Ortsauflösung mindestens in derselben Größenordnung ($\approx$400 μm) liegt wie das Staggering.

Nach der in Kapitel 3.2 beschriebenen Spurerkennung folgt die in Abbildung 2.8 gezeigte Teilchenidentifikation. Aus dem Radius der durch das Magnetfeld gekrümmten Spur und dem Emissionswinkel Θ zur Strahlachse läßt sich das Impuls zu Ladungsverhältnis (p/q) des Teilchens bestimmen. Zusammen mit dem über die Spur gemittelten Energieverlust[4] läßt sich die Teilchenidentifikation durchführen. Sie erfolgt über die Teilchenmasse, die mit Hilfe von Bethe–Bloch

[4] Da die Energieverluste vavilov–verteilt (eine Landau Verteilung aber mit einer maximalen Energiedeposition, wie es bei Gasen der Fall ist) sind [Vav57], wird zur Berechnung des mittleren Energieverlustes ein 70% "truncated mean" verwendet. D.h. es werden zur Mittelung nur die kleinsten 70% der Energieverluste der Hits benutzt, da die höchsten Energieverluste mit großer Wahrscheinlichkeit Fluktuationen darstellen und ihre Berücksichtigung den mittleren Energieverlust zu zu großen Werten hin verschieben würde.

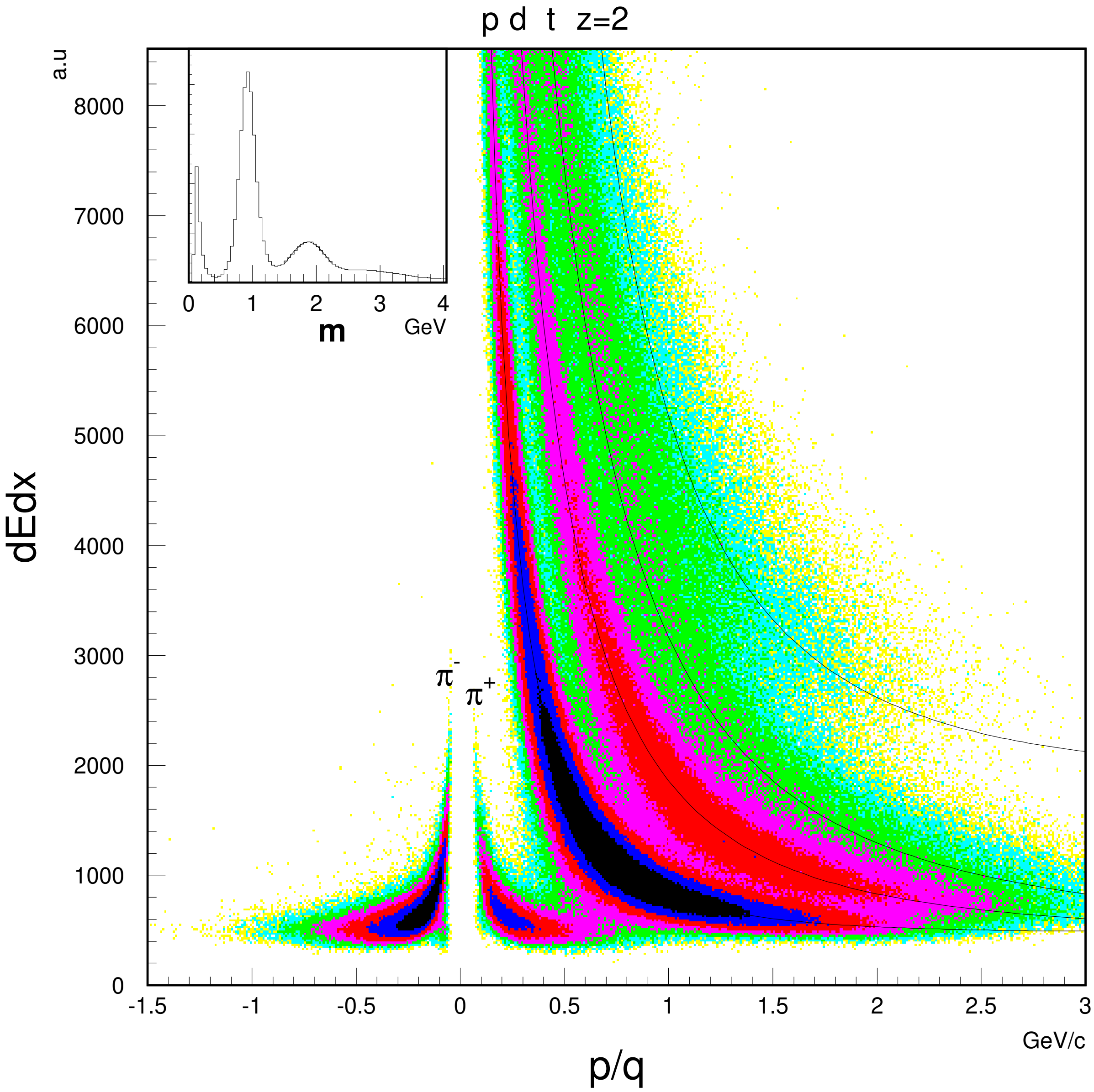

Abbildung 2.8: *Teilchenidentifikation mit der CDC: Aufgetragen ist das Impuls zu Ladungsverhältnis p/q gegen den über die Spur gemittelten Energieverlust dEdx. Die Linien sind die berechneten Energieverluste für die jeweiligen Teilchen, die sich aus angepaßten Bethe–Bloch Kurven nach Gleichung 2.1 ergeben. Oben ist die erreichte Massenauflösung gezeigt. Bis zu Deuterium ist eine Identifikation gut möglich, durch Extrapolation auch noch für Tritium. Heliumisotope sind zwar zu erkennen, aber eine Identifikation ist wegen der in diesem Experiment erreichten Auflösung der Kammer noch nicht durchführbar. Oberhalb eines Impulses von etwa 700 MeV/c lassen sich die positiven Pionen nicht mehr eindeutig von den Protonen trennen. Die Identifikation der positiven Pionen beschränkt sich daher auf Impulse unterhalb von 650 MeV/c.*

Kurven [Par92] berechnet wird[5]. Diese Kurven werden mit nur zwei Parametern (P1,P2) angepaßt:

$$-dE/dx = P1 * 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I}\right)^{P2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{2.1}$$

mit:

N_A: Avogadrosche Zahl: $6.022*10^{23}\,\mathrm{mol}^{-1}$

$m_e c^2$: Ruhemasse des Elektrons: $\approx 0.511\,\mathrm{MeV}$

r_e: klassischer Elektronenradius: $\approx\ 2.818\,fm$

z: Ladung des durchfliegenden Teilchens

Z: Ladung der Teilchen des Zählgases (Argon Z = 18)

A: Masse der Teilchen des Zählgases (Argon $\approx$ 36 g/mol)

I: Ionisationskonstante $\approx\ 16Z^{0.9}\,\mathrm{eV}$

δ: Dichtekorrektur für den Energieverlust

Der erste Parameter P1 dient lediglich der Normierung, da der Energieverlust der Teilchen unkalibriert ist. Der zweite Parameter P2 war notwendig, weil der Anstieg der Teilchenäste bei kleinen Impulsen weniger steil ist, als der durch die Bethe–Bloch Parametrisierung berechnete. Der Dichteeffekt $\frac{\delta}{2}$ spielt nur bei sehr hohen Energien eine Rolle und wird vernachlässigt.

Die mit dieser Parametrisierung erreichte Massenauflösung ist in Abbildung 2.8 oben gezeigt. Die Trennung von Pionen, Protonen und Deuteronen ist gut möglich. Die Identifikation von Tritonen erfolgt über eine Extrapolation mit Hilfe der Bethe–Bloch Kurven. Der Ast der Heliumisotope läßt sich zwar durch diese Parametrisierung beschreiben, aber die Auflösung der Kammer ist für eine Trennung der Heliumisotope nicht ausreichend. Die Teilchenidentifikation selber geschieht über Fenster im Massenspektrum. Für die positiven Pionen gibt es einen zusätzlichen Schnitt im Impuls bei 650 MeV/c, um eine Kontamination durch Protonen zu vermeiden.

[5] Technisch geschieht das, indem die Masse so lange variiert wird, bis bei bekanntem p/q des Teilchens der Energieverlust dE/dx mit 0.5% Genauigkeit reproduziert wird.

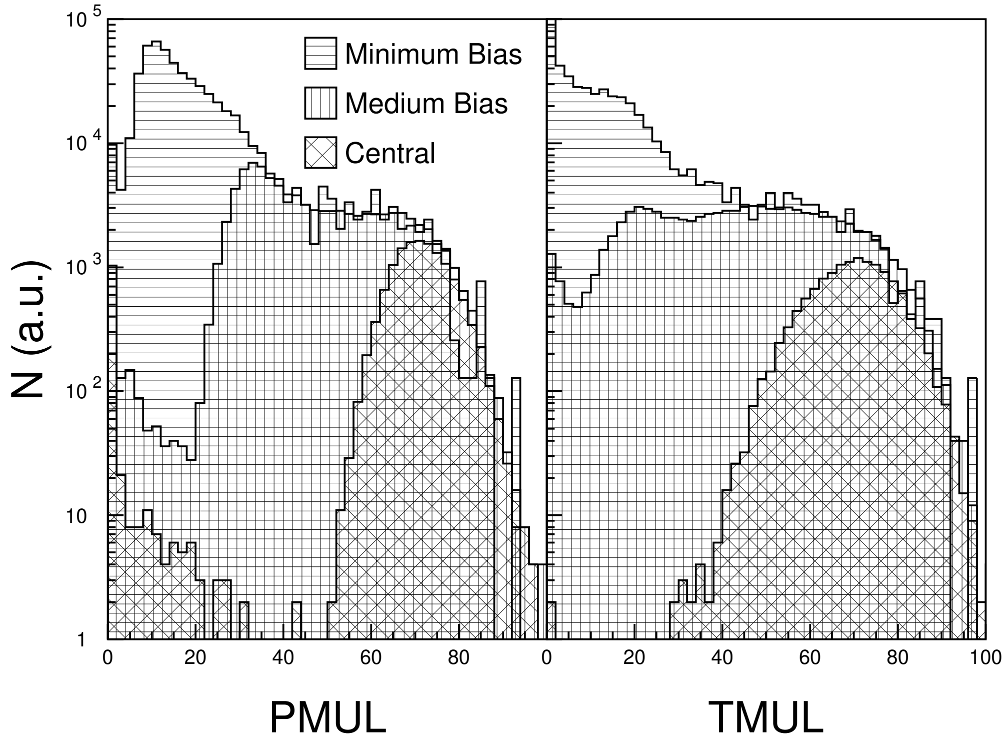

Abbildung 2.9: *Plastikwand– und Spurmultiplizität für die drei eingesetzten Trigger. Es zeigt sich, daß durch triggern auf hohe Plastikwandmultiplizitäten Ereignisse mit einer großen Spurmultiplizität in der CDC auswählen lassen.*

2.5 Der Trigger

Im Experiment diente die Rohmultiplizität der äußeren Plastikwand als Trigger. Zusätzlich wurde ein Signal des Startzählers und eine Antikoinzidenz mit den Strahlhalo–Detektoren gefordert. Um den Anteil zentraler Ereignisse anzureichern, wurden drei Trigger mit unterschiedlichen Untersetzungsfaktoren und Schwellen für die Plastikwandmultiplizität eingesetzt:

- Minimum Bias: PMUL > 4, Untersetzung 1:2^7 (1:128)
- Medium Bias: PMUL > 20, Untersetzung 1:2^2 (1:4)
- Zentral: PMUL > 60, Untersetzung 1:2^0 (1:1)

Die Schwelle des zentralen Triggers wurde so gewählt, daß sein Wirkungsquerschnitt etwa 10% des Wirkungsquerschnitts für den Minimum Bias Trigger betrug.

In Abbildung 2.9 ist links die auf die Untersetzungsfaktoren korrigierte Plastikwandmultiplizität PMUL für die drei Trigger gezeigt. Bei der Plastikwandmultiplizität gingen nur Teilchen ein, deren Ladung, wie in Abbildung 2.4 gezeigt, eindeutig bestimmt werden konnte.

Rechts ist die entsprechende Verteilung der Spurmultiplizität aus dem in Kapitel 3.2 vorgestellten Lokalen Tracking II gezeigt. Die Plastikwandmultiplizität ist mit der Spurmultiplizität korreliert, so daß durch triggern auf eine große Multiplizität der Plastikwand Ereignisse mit einer hohen Spurmultiplizität in der CDC ausgewählt werden können.

2.6 Das Datenaufnahmesystem

In der Datenaufnahme für den $4\,\pi$–Detektor finden sechs verschiedene Rechnertypen Anwendung. Die Prozessoren dieser Rechner stammen alle aus der 68000–Familie von Motorola:

VME: ELTEC–Eurocom 5 (E5) mit einem 68020 Prozessor und 1 MB Hauptspeicher; Betriebssystem: OS9 [OS9]

VME: ELTEC–Eurocom 6 (E6) mit einem 68030 Prozessor und 4 MB Hauptspeicher; Betriebssystem: OS9

VME: ELTEC–Eurocom 7 (E7) mit einem 68040 Prozessor und 4 MB Hauptspeicher; Betriebssystem: OS9

VME: FIC8230 von CES mit einem 68020 Prozessor und 1 MB Hauptspeicher; Betriebssystem: pSOS [pSOS]

FASTBUS: Aleph–Eventbuilder (AEB), eine CERN–Entwicklung für die FASTBUS–Auslese mit einem 68020 Prozessor und 4 MB Hauptspeicher; Betriebssystem: OS9

CAMAC: CVI, eine GSI–Entwicklung für die CAMAC–Auslese mit einem 68030 Prozessor und 1 MB Hauptspeicher; Betriebssystem: pSOS

Für die Phase 1 Experimente wurde das in Abbildung 2.10 skizzierte Datenaufnahmesystem TDAS [Lin92] eingesetzt. Es arbeitet auf einer E6, die über eine TCP/IP Implementierung, eine SCSI Schnittstelle und einen Ethernet Anschluß verfügen muß. TDAS selbst besteht im wesentlichen aus vier separaten Prozessen: TDASstart, TDASacquire, TDASarchive und TDASaccessd, deren Aufgaben im folgenden kurz vorgestellt werden sollen:

TDASstart erzeugt die Infrastruktur, die die anderen Prozesse benötigen. Dazu gehören u.a. der Ringpuffer[6], der später die Daten aufnehmen soll, die Vorbereitung der Mechanismen, über die die Prozesse miteinander kommunizieren, und

[6] Der Ringpuffer besteht aus (mindestens) drei separaten Puffern, die zyklisch gefüllt werden.

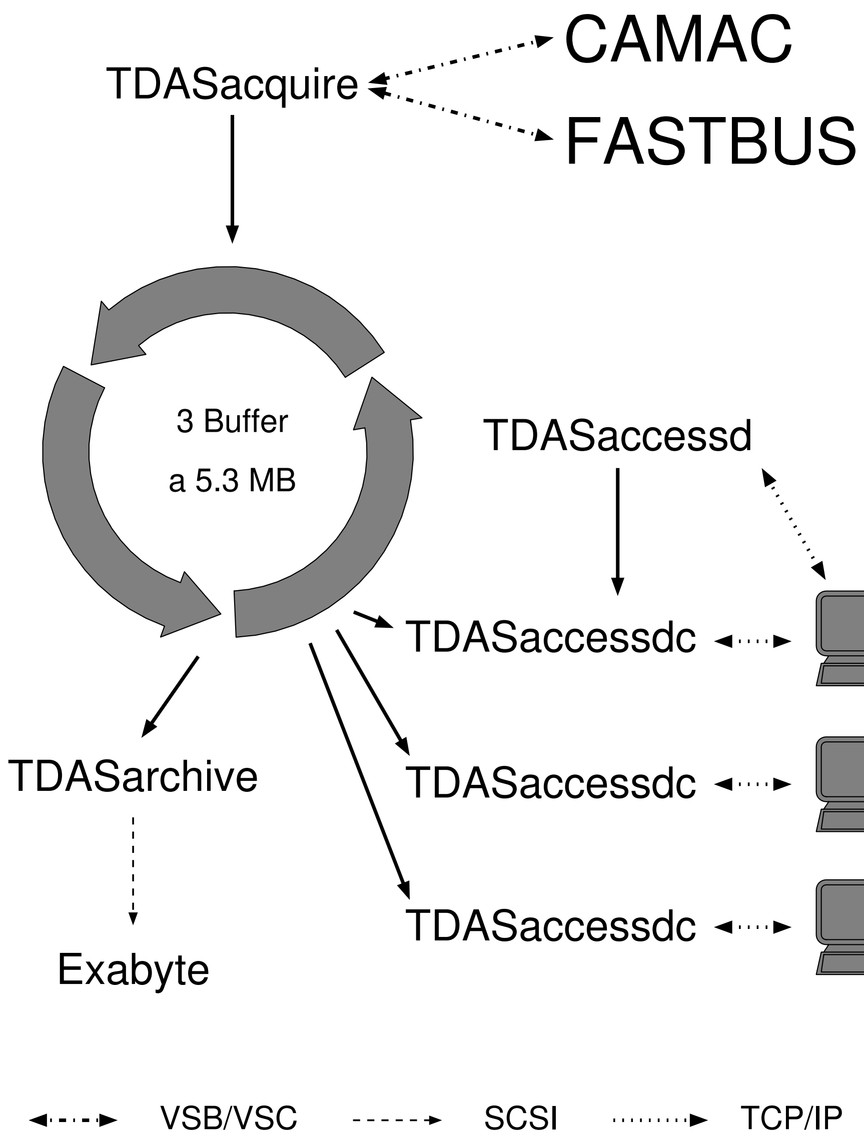

Abbildung 2.10: *Das Datenaufnahmesystem TDAS von Phase 1: TDASacquire kopiert die Subevents synchron aus den Subsystemen CAMAC und FASTBUS und füllt den Ringpuffer, der aus drei Puffern mit je 5.3 MB besteht. Außerdem regelt er die Kommunikation mit den Subsystemen. TDASarchive liest die Daten aus dem Ringpuffer und archiviert sie auf einem lokalen Exabyte Laufwerk. TDASaccessd organisiert die Kommunikation über TCP/IP mit den Analyse–Workstations. Werden Daten angefordert, startet er TDASaccessdc Prozesse, die den eigentlichen Transfer von Ereignissen zu einer Workstation übernehmen. Weil immer nur eine kleine Untermenge aller Ereignisse so übertragen werden kann, ist es möglich über Filterkriterien (z.B. Triggertyp) nur die interessanten Ereignisse auszuwählen. Die Änderungen für die Phase 2 Experimente betreffen größtenteils TDASacquire, der jetzt die Schnittstelle zwischen dem GOOSY–VME–System und TDAS darstellt.*

schließlich das Anlegen der Dateien, in die Fehler– und Statusmeldungen geschrieben werden. Sind diese Vorbereitungen fehlerfrei abgeschlossen worden, startet er die drei anderen TDAS–Prozesse.

TDASacquire kopiert die Daten aus den Subsystemen in den Ringpuffer und setzt sie zu einem Ereignis zusammen. Handelt es sich um einen passiven Controler (z.B. CAMAC–CAV oder –CBV), werden die Daten über einen direkt angeschlossenen VSB/VSC–Bus ausgelesen. Verfügt das Subsystem dagegen über einen eigenen Ausleseprozessor (AEB, CVI, ...) erfolgt das Kopieren der Daten über ein Dual–Ported–Memory[7]. Die Daten werden über einen VSB/VSC–Bus vom Ausleseprozessor in das Dual–Ported–Memory geschrieben und dann über den VME–Bus von TDASacquire gelesen. Die notwendige Kommunikation zwischen TDASacquire und dem jeweiligen Ausleseprozessor erfolgt über einen vorher festgelegten Adressenbereich im selben Dual–Ported–Memory. Der große Vorteil dieser Schnittstelle ist, daß fremde Auslesesysteme externer Gruppen sehr leicht über ein Dual–Ported–Memory in die Datenaufnahme integriert werden können.

TDASarchive archiviert die Daten auf einem lokalen Exabyte Laufwerk. Die maximale Schreibrate beträgt für diese Laufwerke 500 kB/sek. Auf einem Band können bis zu 4 GB gespeichert werden. Da eine Datei dieser Größe sehr umständlich zu handhaben wäre, werden die Daten in Dateien (Run–Files) mit einer typischen Größe von 150 MB gespeichert. Ist diese Größe erreicht, wird die Datei automatisch geschlossen und eine neue geöffnet. TDASacquire wird kurz vor Erreichen der Maximalgröße über ein Signal informiert, damit das später vorgestellte Parameterevent getriggert werden kann.

TDASaccessd koordiniert die Datenübertragung an Workstations, die online Daten analysieren. Sobald auf einer Workstation eine Analyse gestartet und Daten angefordert werden, startet TDASaccessd einen Subprozeß (TDASaccessdc) und gibt eine Portnummer zurück, unter der die Verbindung zwischen dem Analyseprogramm und TDASaccessdc zustande kommt. TDASaccessdc schickt dann Ereignisse über das TCP/IP Protokoll an die jeweilige Workstation. Ein großer Vorteil dieser Art der Übertragung ist die Unabhängigkeit vom Typ der benutzten Workstation. Die einzige Vorraussetzung ist die Unterstützung des TCP/IP–Protokolls. Weil nur immer ein kleiner Teil aller Ereignisse über diesen Mechanismus verschickt werden kann, gibt es die Möglichkeit, durch Filterkriterien nur die für die Analyse interessanten Ereignisse auszuwählen. Genügt ein Ereignis den Filterkriterien, wird es, um den Ringpuffer nicht zu blockieren, in einen separaten Puffer kopiert und erst von dort übertragen. Dieser Prozeß läuft mit sehr niedriger Priorität, um die Datenaufnahme möglichst wenig zu behindern.

Es gibt keinen prinzipiellen Unterschied zwischen Online– und Offline–Analyse, deren Struktur in Kapitel 3.1 beschrieben wird. Wird die Analyse beendet, terminiert der dazugehörige TDASaccessdc–Prozeß auf der E6.

[7] Ein Memory, das sowohl eine VME– als auch eine VSB–Schnittstelle besitzt.

Die TDAS–Prozesse arbeiten völlig unabhängig voneinander. Koordiniert werden sie über einen Verriegelungsmechanismus für die Puffer, die den Ringpuffer bilden. Ist ein Puffer von TDASacquire oder TDASarchive abgearbeitet, allokiert der jeweilige Prozeß zuerst den nächsten Puffer, bevor er den alten freigibt. So wird sichergestellt, daß dieser Ringpuffer sukzessive von TDASacquire gefüllt und dann von TDASarchive archiviert wird und sich die Prozesse nicht "überholen" können. Da ein Lesen der Daten unkritisch ist, können sich TDASarchive und die diversen TDASaccessdc–Prozesse[8] einen Puffer teilen. TDASacquire dagegen belegt einen Puffer exklusiv.

Ein gültiger Trigger generiert in einem CAMAC-Crate über eine IOL–Box einen Hardware–Interrupt, durch den die Auslese mit TDASacquire gestartet und die Totzeit gesetzt wird. Ist die Auslese aller Subsysteme beendet, wird die Totzeit zurückgesetzt. Dieses Konzept bedingt eine streng synchrone Auslese, d.h. erst wenn das Ereignis vollständig in den Ringpuffer kopiert wurde, wird die Totzeit zurückgenommen und der Detektor ist für den nächsten Trigger bereit.

Neben diesen Hardware–Triggern wurde die Möglichkeit von Software–Triggern bereitgestellt, die von TDASacquire ausgelöst werden können. Diese Software–Trigger werden eingesetzt, um am Beginn und Ende eines Run–Files wichtige Parameter[9] als eigenes Ereignis (Parameterevent) abzuspeichern. Damit diese Parameter, trotz einmaliger Auslese am Anfang jedes neuen Runs, für die Online–Kontrolle permanent zur Verfügung stehen, wird das aktuelle Parameterevent in einen separaten Memorybereich kopiert, der nicht gelöscht wird. Fordert eine Workstation das Parameterevent an, wird eine aktuelle Kopie aus diesem Memorybereichs übertragen.

Die Steuerung von TDAS wurde in einer Weise implementiert, daß die Kontrolle der Datenaufnahme an keine Masterkonsole gebunden ist. Kommandos können so von jedem Terminal mit einer Verbindung zur TDAS–E6 abgeschickt werden. Dies ist insbesondere zur Statuskontrolle bzw. Ferndiagnose nützlich.

Mit dem Ausbau des $4\,\pi$–Detektors wurde eine Neukonzeption der Datenaufnahme notwendig, wobei die Funktionalität des bisherigen Datenaufnahmesystems beibehalten werden sollte. Das eigentliche Problem war nicht so sehr das gestiegene Datenvolumen, als vielmehr die extrem unterschiedlichen Verarbeitungszeiten der Subevents[10]. Das alte Datenaufnahmesystem liest die Subevents synchron aus, d.h. die Subevents werden nacheinander in den Ringpuffer kopiert und dann erst wird die Totzeit zurückgesetzt. Eine solche Mimik hätte wegen der im folgenden beschriebenen Online–Reduktion für die Driftkammerdaten unakzeptable Totzeiten zur Folge gehabt. Die Umstellung auf eine asynchrone Auslese war

[8] Die TDASaccessdc–Prozesse sind so programmiert, daß sie Ereignisse aus dem jüngsten Puffer zuerst transferieren.

[9] Diese Parameter waren während Phase 1 die Hochspannungen der Photoröhren der Plastikwand und die Schwellen der Constant Fraction Diskriminatoren der Plastikwand.

[10] Subevents sind hier Teile eines Ereignisses, die von einzelnen Detektorkomponenten aufgenommen wurden.

daher eine unabdingbare Voraussetzung für die Durchführung der Phase 2 Experimente. Die Realisierung dieser asynchronen Auslese wurde im Rahmen dieser Arbeit geleistet.

2.6.1 Die Online–Reduktion der Driftkammerdaten

Das in der CDC anfallende Datenvolumen macht eine Online–Datenreduktion unerläßlich, wenn die angestrebte hohe Ereignisstatistik erreicht werden soll. Die Rohdatenmenge der CDC beträgt rein rechnerisch 2 MB pro Ereignis[11]. Die erste Stufe der Datenreduktion besteht daher darin, nur Kanäle auszulesen, die über einem bestimmten Schwellenwert liegen. Dies geschieht schon in den FADC–Crates und im Experimentbetrieb werden nur diese schon so reduzierten Daten vom in Abbildung 2.11 skizzierten VME–System bearbeitet. Nach dieser ersten Stufe hängt das Datenvolumen von der Anzahl der Pulse in der CDC ab. In zentralen Ereignissen können über 5000 Pulse in der CDC auftreten. Jeder Puls hat eine Länge zwischen 100 ns und 200 ns und damit beträgt das Rohdatenvolumen für zentrale Ereignisse zwischen 100 kB und 200 kB.

Diese Rohdaten werden über einen VSB/VSC–Bus durch eine E5 aus den FADC–Crates kopiert. Über diese E5 werden auch die nötigen Programme und Kommandos in die FADC–Crates geladen. Nachdem der Datentransfer für alle FADC–Crates beendet ist, wird die Totzeit der CDC zurückgesetzt und der Detektor ist für das nächste Ereignis bereit. Die Totzeit der CDC wird so durch die Dauer der Auslese der FADCs begrenzt und beträgt nur ungefähr 7 ms. Theoretisch kann so (bei einer Totzeit von 100%) eine Ereignisrate von 140 Ereignissen pro Sekunde während des Spills erreicht werden.

Diese Rohdaten werden zur weiteren Reduktion ereignisweise an Hochleistungsrechner vom Typ E7 verteilt. Bei diesem Schritt werden die Pulse differenziert und integriert. Dabei wird auch überprüft, ob der Puls auf beiden Drahtenden innerhalb einer bestimmten Zeitdifferenz vorhanden war. Liegen zwei Spuren so dicht nebeneinander, daß sich ihre Pulse innerhalb des Integrationsintervalls überlagern, wird darauf korrigiert. Durch Interpolation wird die Ankunftszeit des Pulses von 10 ns – der intrinsischen Auflösung der FADCs – auf 200 ps verbessert. Nach dieser Pulsformanalyse haben die Ereignisse noch eine Länge von 10 kB bis 30 kB[12]. Da dies der eigentlich zeitintensive Schritt bei der Vorverarbeitung der CDC–Daten ist, arbeiten hier mehrere Rechner parallel, um einen hohen Datendurchsatz zu gewährleisten.

Da die Bearbeitungszeit von der Ereignisgröße abhängt, die Ereignisse aber von hier an synchron weiterverarbeitet werden, ist eine an dieser Stelle eine massive

[11] Für 960 Zähldrähte, die beidseitig ausgelesen werden, ergeben sich bei 1024 Kanälen der FADCs mit einer Digitalisierung durch 8 Bit 2 MB pro Ereignis.

[12] Dieser Wert gilt für das gesamte Ereignis. Die einzeln verarbeiteten Subevents haben eine Größe zwischen 1 kB und 3 kB.

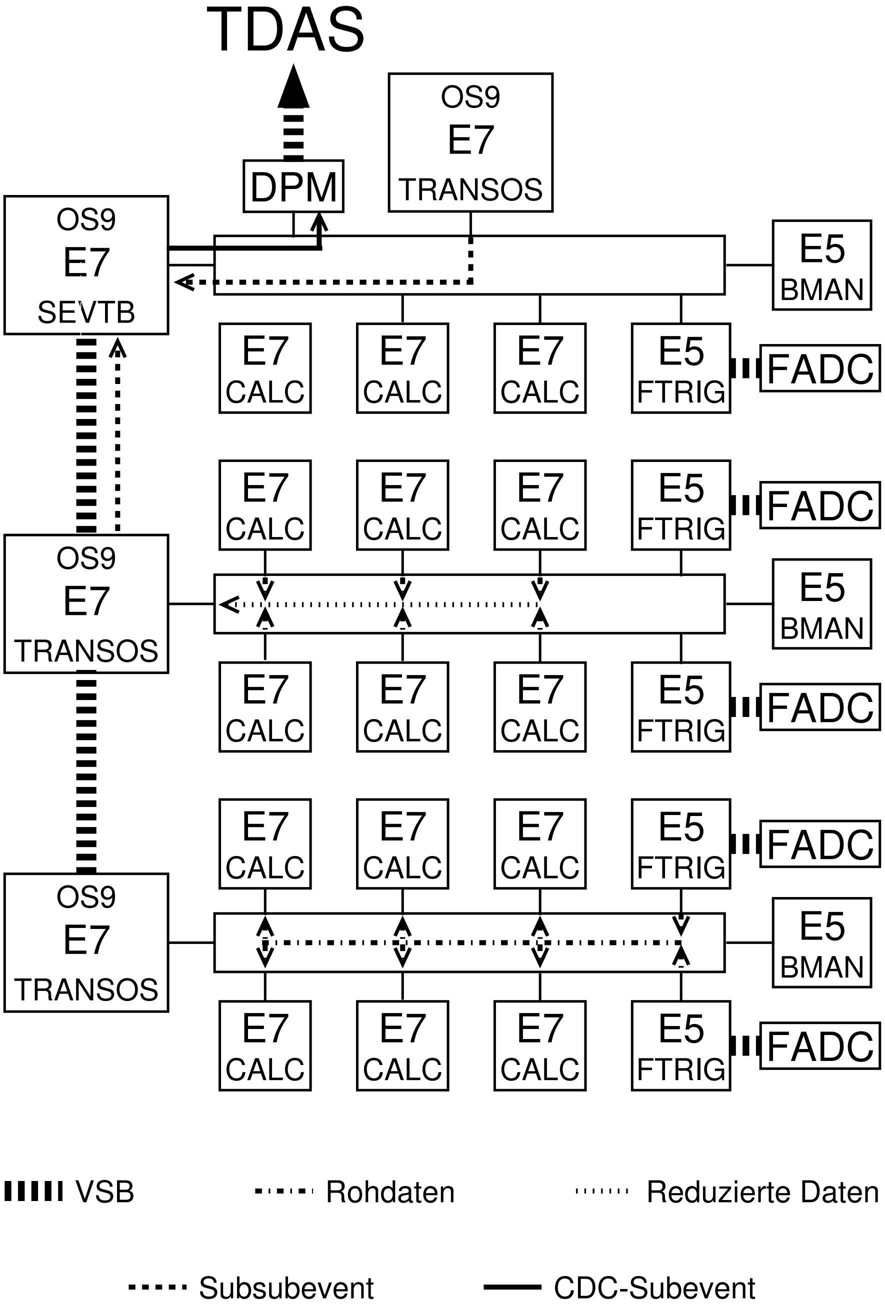

Abbildung 2.11: *VME–System für die Online–Reduktion der Driftkammerdaten: Die Daten der Flash–ADC werden über einen VSB/VSC Bus von einer E5 ausgelesen und dann die Totzeit zurückgesetzt. Die Datenreduktion findet parallel in schnellen VME–Rechnern des Typs E7 (CALC) statt. Die reduzierten Subevents werden über eine weitere E7 (TRANSOS) zum Subeventbuilder (SEVTB) kopiert, der die Subevents aus fünf FADC–Crates kombiniert. Der Subeventbuilder kopiert das fertige Subevent in ein Dual–Ported–Memory (DPM), von wo es von der zentralen Datenaufnahme über ein 50 m langes VSB–Kabel abgeholt wird. Insgesamt besteht das VME–System für die CDC aus zwei der hier abgebildeten Zweige.*

Pufferung der Ereignisse notwendig. Es können bis zu 128 Ereignisse zwischengespeichert werden. Die dadurch komplex gewordene Organisation des Datenstroms für das gesamte VME–Crate wird daher von einem separaten Prozeß auf einer E5 (Buffermanager: BMAN) übernommen.

Die reduzierten Daten aus einem VME–Crate werden durch einen Prozeß auf einer separaten E7 (TRANSOS) in der richtigen Reihenfolge gesammelt. Die zusammengehörigen Subevents werden anhand einer vom FADC–System vergebenen Subeventnummer identifiziert. Zur besseren Kontrolle wird jedes Subevent zusätzlich durch den Buffermanager markiert. Treten durch Fehler Inkonsistenzen bei der Numerierung auf, werden sie an dieser Stelle bemerkt. Es besteht auch hier die Möglichkeit einer zusätzlichen Pufferung der Subevents.

Die Daten aus drei VME–Crates werden vom Subeventbuilder (SEVTB) gesammelt und hier nochmals auf Konsistenz überprüft und falls nötig zwischengespeichert. Der Subeventbuilder kopiert die Daten dann über den VME–Bus in ein Dual–Ported–Memory, von wo sie über ein 50 m langes VSB–Kabel von einem Frontendprozessor der zentralen Datenaufnahme abgeholt werden. Durch Möglichkeit sehr große Datenmengen in diesem System zwischenzuspeichern, können auch die Pausen zwischen den Spills für die Datenverarbeitung genutzt werden. Die Pufferung, die nötig ist, um auch die Spillpausen zur Archivierung der Daten auf Band zu verwenden, wird dagegen größtenteils in dem Ringpuffer des TDAS bereitgestellt.

2.6.2 Das Datenaufnahmesystem von Phase 2 des $4\,\pi$–Detektors

Die im CDC–VME–System realisierte parallele asynchrone Verarbeitung vieler Subevents gleichzeitig, macht es notwendig die Subevents der anderen Subsysteme CAMAC und FASTBUS zwischenzuspeichern und dann die kompletten Ereignisse synchron zusammenzusetzen. Gerade dieses “Pipelining” ist im TDAS von Phase 1 mit seiner streng synchronen Auslese nicht implementiert.

Dieses Pipelining wurde für die VME–Komponente des bei der GSI entwickelten Datenaufnahmesystems GOOSY [Ess91a] verwirklicht. Hier wird für jedes Subsystem ein eigener Frontendprozessor (FEP) vom Typ FIC8230 verwendet, der die Subevents nacheinander in einer internen Queue speichert. Der ebenfalls auf einem FIC8230 arbeitende Eventbuilder setzt dann anhand der Subeventnummern synchron die vollständigen Ereignisse zusammen und transferiert sie in Form von GOOSY–Puffern[13] über ein HVR–Interface zu einer DEC–Microvax, wo sie auf einem Exabyte Laufwerk archiviert werden. Gesteuert wird dieses System vom Transportmanager, einem auf einer VAX residierenden Prozeß. Die Kommunika-

[13]Von GOOSY werden die Daten nicht wie von TDAS ereignisweise sondern in Puffern mit einer festen Länge von 8 kB transportiert.

tion zwischen dem Transportmanager und dem VME–System erfolgt durch eine E5, über die auch die Programme in die FIC8230 geladen werden[14].

Problematisch beim Pipelining ist, daß alle Subsysteme weitgehend unabhängig voneinander arbeiten und die Zugehörigkeit der Subevents zum selben Ereignis vom Eventbuilder nur anhand einer Subeventnummer[15] entschieden werden kann. Geht ein Trigger für ein Subsystem verloren, werden die Subevents später falsch kombiniert. Ein solcher Fehler kann vom Eventbuilder prinzipiell erst diagnostiziert werden, wenn die Pipeline geleert wird und dann Subevents fehlen[16]. Dies ist insofern problematisch, da im Experiment angestrebt wird, immer Ereignisse in der Pipeline zu haben und ein aufgetretener Fehler dadurch erst sehr spät bemerkt wird[17].

Der Triggersynchronisation kommt daher eine besondere Bedeutung zu. Zu diesem Zweck wurde bei der GSI der Triggerbus entwickelt [Ess91b]. Es handelt sich um FASTBUS bzw. CAMAC Module[18], die untereinander über einen schnellen 16 Bit–Bus verbunden sind. Der Trigger wird von einem vorher mit Software konfigurierten Master–Modul an die anderen Triggerbus–Module weitergegeben, die ihrerseits einen Interrupt im jeweiligen Ausleseprozessor auslösen. Zusätzlich ermöglicht dieser Triggerbus die Definition von 15 verschiedenen Readout–Typen, die an den Ausleseprozessor übermittelt werden. Ist die individuelle Auslese beendet, setzt der Prozessor die Totzeit in "seinem" Triggerbus–Modul zurück. Erst wenn in allen Triggerbus–Modulen die Totzeit zurückgenommen wurde, wird der Trigger vom Master–Modul wieder freigegeben.

Das schließlich realisierte Datenaufnahmesystem für den $4\,\pi$–Detektor ist in Abbildung 2.12 skizziert[19]. Insgesamt mußten zwei CAMAC–Crates (Parabola, Scaler), drei FASTBUS–Crates (PLAWA, Zero Degree, Barrel) und das VME–System der CDC in den Datenstrom integriert werden. Von diesen befanden sich, wie durch die Umrahmung angedeutet, das FASTBUS–Crate des Barrels und das VME–System der CDC direkt am Detektor im Cave. Das zum Datentransfer nötige 50 M lange VSB–Kabel reduzierte die maximal mögliche Übertragungsrate auf ca. 1 MB/sek.

Die Auslese der CAMAC–Crates wird durch Rechner vom Typ CVI bewerkstelligt. Das Betriebssystem der CVIs ist pSOS, weshalb die Ausleseprogramme wie

[14] Da pSOS, das Betriebssystem der FIC8230, kein eigenständiges Entwicklungssystem wie OS9 ist, werden die Programme unter VMS entwickelt und kompiliert.

[15] Diese Subeventnummer ist lediglich ein Zähler, der bei jedem Trigger inkrementiert wird.

[16] Durch die Einführung von verschiedenen Readout–Typen gibt es eine zusätzliche Möglichkeit der Konsistenzprüfung, da alle Subevents denselben Readout–Typ aufweisen müssen.

[17] Ein anderer Weg, der hier zur Sicherheit eingeschlagen wurde, ist die Überprüfung der Konsistenz der Daten bestimmter Ereignisse mit speziellen Signaturen (Laser, Pulser) in Online–Analysen.

[18] Die VME–Version war zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch in der Entwicklung/Erprobung

[19] Für das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment wurde lediglich ein CAMAC–Crate für die Scaler benötigt. Das zweite dient zur Auslese der Parabola.

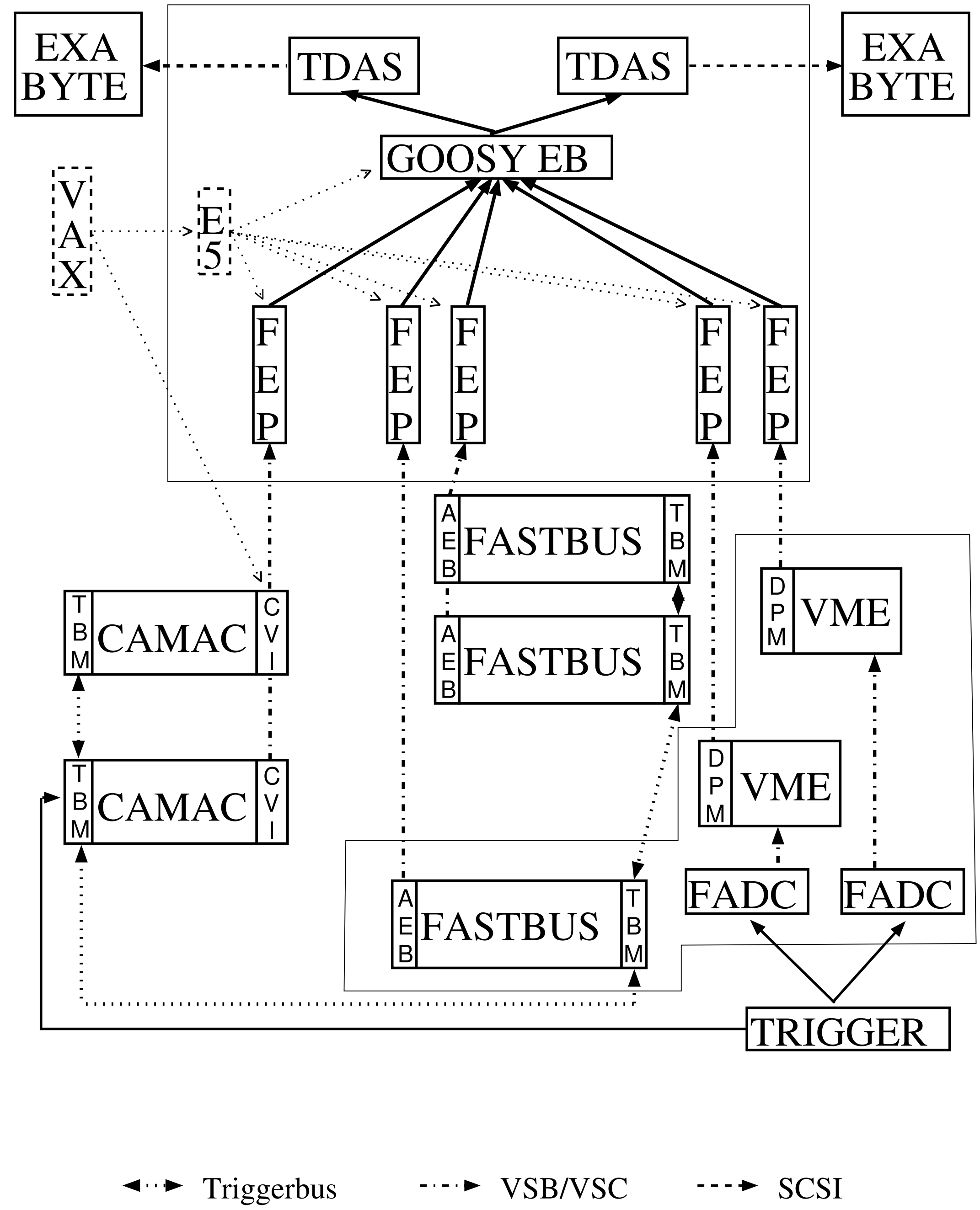

Abbildung 2.12: *Schematisches Bild des Datenaufnahmesystems für den 4π–Detektor: Die Daten der einzelnen Subsysteme CAMAC, FASTBUS und des VME–Systems für die CDC werden von den Frontendprozessoren (FEPs) des GOOSY–Systems gesammelt. Sobald alle Subevents eines Ereignisses in den FEPs vorhanden sind, wird das Ereignis vom GOOSY–Eventbuilder zusammengesetzt und dann vom TDAS–System, das in Abbildung 2.10 skizziert ist, auf einem lokalen Exabyte–Laufwerk archiviert. Die angestrebte Datenrate von 1 MB/sek machte die parallele Archivierung mit zwei TDAS–Systemen notwendig.*

die GOOSY–Software für die FIC8230 unter VMS entwickelt und kompiliert werden müssen. Die Programme werden wie durch die punktierten Pfeile angedeutet von einer VAX über eine Terminalleitung in den CVI geladen.

Die FASTBUS–Crates werden durch Aleph–Eventbuilder (AEB) ausgelesen. Sie führen nach der Auslese eine erste Reduktion der Daten durch Subtraktion einer Schwelle (Pedestal) durch. Da sie unter dem Betriebssystem OS9 arbeiten, konnte eine Auslesesoftware implementiert werden, die auch als eigenständiges Datenaufnahmesystem fungieren kann. Durch die Implementierung von TCP/IP ist mit diesen Rechnern ein Transfer von Subevents an Analyse–Workstations möglich[20]. Auch das im vorigen Kapitel beschriebene VME–System der CDC läßt eine solche Datenübertragung zu[21].

Der Trigger wird durch Triggerbus–Module an die CAMAC und FASTBUS Systeme distributiert. Da die VME–Version zum Zeitpunkt dieses Experiments noch nicht verfügbar war, wurde der Trigger direkt an das Flash–ADC–System der CDC weitergegeben.

Die zentrale Datenaufnahme befindet sich in einem VME–Crate, das durch den Rahmen in Abbildung 2.12 angedeutet ist. Das Kopieren der Daten aus den Subsystemen und das Zusammensetzen der Ereignisse wird von der schon beschriebenen GOOSY–Komponente übernommen. Durch eine Modifikation der Software war es möglich, mehr als einen Ausleseprozessor mit einem Frontendprozessor (FEP) zu verbinden. Aufgrund des Betriebssystems pSOS müssen die Programme der FEPs und des GOOSY–Eventbuilders von einer VAX geladen werden. Dies geschieht, wie die punktierten Pfeile andeuten über eine E5 mit Ethernet Adapter.

Nachdem der GOOSY–Eventbuilder aus den Subevents in den Frontendprozessoren ein komplettes Ereignis erzeugt hat, wird dieses in der vorher beschriebenen Weise von TDAS weiterverarbeitet. So konnte die Funktionalität von TDAS beibehalten und die gesamte Online–Datenanalyse unverändert übernommen werden. TDASacquire hat im neuen System nicht mehr die Funktion eines Eventbuilders sondern ist nunmehr die Schnittstelle zwischen GOOSY und TDAS.

Diese prinzipiell andere Funktion von TDASacquire machte eine Änderung für die Erzeugung des Parameterevents notwendig. Da TDASacquire keinen direkten Zugriff mehr auf die Ausleseprozessoren über ein Dual–Ported–Memory hat[22], können die benötigten Parameter nicht mehr direkt angefordert werden. Dieses Problem wurde im Rahmen eines Server–Client Konzepts gelöst.

---

[20] Diese Subevents werden vor dem Transfer in dieselbe Struktur wie vollständige Ereignisse eingepackt, so daß die Analysesoftware nicht speziell an diese Art von Ereignissen angepaßt werden muß.

[21] Sowohl TRANSOS als auch der Subeventbuilder SEVTB können die von ihnen produzierten Subevents übertragen.

[22] Im Zuge dieser Änderungen werden auch die Hochspannungen der Photoröhren von einem anderen Rechner in einem anderen VME–Crate gesetzt.

Auf den Rechnern, die Daten für das Parameterevent liefern, arbeitet ein Server–Prozeß. Am Beginn und Ende eines Runs wird von TDASacquire nacheinander eine TCP/IP–Verbindung zu den jeweiligen Rechnern aufgebaut und die erforderlichen Daten werden transferiert. Hierfür wurde ein Softwarepaket entwickelt, daß das Programmieren eines solchen Serverprozesses erlaubt, ohne eine genaue Kenntnis der zugrunde liegenden TCP/IP–Programmierung zu besitzen. Mit diesem Konzept können jetzt alle Rechner, die über eine TCP/IP–Implementierung verfügen, Daten für das Parameterevent bereitstellen.

Die angestrebte Datenrate von 1 MB/sek machte die Archivierung auf zwei Exabyte–Laufwerken mit je 500 kB/sek notwendig. Es müssen daher zwei CPUs zur Archivierung eingesetzt werden. Dies bedeutet aber auch zwei unabhängig voneinander arbeitende TDAS–Systeme, die koordiniert werden müssen. Die Koordination erfolgt über eine Liste im GOOSY–Eventbuilder, in die sich jedes aktive TDAS einträgt[23]. Der GOOSY–Eventbuilder verteilt die Daten spillweise an die jeweils aktiven TDAS–CPUs. Über diese Liste werden auch die TDASacquire–Prozesse über die Anzahl der aktiven TDAS–Systeme informiert, da die erforderlichen Aktionen für einige Kommandos je nach Anzahl der aktiven TDAS–Systeme durchaus verschieden sind.

Das gesamte Datenaufnahmesystem wird im laufenden Betrieb von nur zwei Konsolen, für jedes aktive TDAS–System eine, gesteuert. Die eben geschilderte selbstständige Konfiguration auf die Anzahl der aktiven TDAS–Systeme macht beide Konsolen gleichberechtigt und eine bestimmte Reihenfolge bei der Benutzung unnötig. Die Steuerung der GOOSY–Komponente, die im GOOSY vom Transportmanager übernommen wird, wurde im TDASacquire–Prozeß implementiert. Nur auf diese Weise können die von TDASarchive getriggerten automatischen Runwechsel ausgeführt werden.

Um das oben geschilderte noch einmal kurz zusammenzufassen: Zur Durchführung der Experimente mit Phase 2 des $4\,\pi$–Detektors war es notwendig, ein spezielles Datenaufnahmesystem zu entwickeln, mit dem eine Rate von 1 MB/sek archiviert werden kann. Dies wird durch massive Pufferung der Daten erreicht, die während des Spills mit einer Rate von 2 MB/sek anfallen. Die extrem unterschiedliche Verarbeitungszeit der Daten der einzelnen Subdetektoren wurde durch "Pipelining" aufgefangen. Das System läßt sich leicht konfigurieren und die Subsysteme können zu Testzwecken als eigenständige Datenaufnahmesysteme fungieren. Es können auf allen Ebenen Daten über eine TCP/IP–Verbindung an Analyse–Workstations transferiert werden. Aus allen Rechnern, die über eine TCP/IP–Implementierung verfügen, können Daten in den Datenstrom einfließen. Unter Experiment–Bedingungen konnten bisher Datenraten von 600 kB–700 kB und Ereignisraten bis 40 Ereignisse pro Sekunde erreicht werden.

[23]Sollte es sich als notwendig erweisen, können auf diese Weise auch mehr als zwei TDAS–Systeme zur Archivierung der Daten angeschlossen werden.

Kapitel 3

Die Datenanalyse

3.1 Struktur der Analysesoftware

Eine grundlegende Forderung, die die Analysesoftware für den $4\,\pi$–Detektor erfüllen muß, ist eine weitestgehende Unabhängigkeit von speziellen Betriebssystemen. Aus diesem Grund wird das Programmpaket PAW [Paw94] als Basis eingesetzt. Es ist in FORTRAN 77 geschrieben und wird auf vielen Plattformen unterstützt. Durch die Einbindung von ZEBRA [Zeb93] in PAW ist eine der Programmiersprache FORTRAN fremde quasidynamische Verwaltung des Speicherplatzes möglich. So entspricht die Struktur der Analysesoftware eher den physikalischen Gegebenheiten variabler Ereignisgrößen und damit variablem Speicherplatzbedarf und unterschiedlicher Speicherplatzaufteilung. Die im folgenden vorgestellten "Bänke" sind solche Zebrastrukturen, die für jedes Ereignis neu aufgebaut werden und in denen die experimentellen Daten gespeichert und verarbeitet werden.

In Abbildung 3.1 ist der schematische Ablauf der Datenanalyse für den $4\,\pi$–Detektor gezeigt. Links befindet sich der für die Auswertung der Phase 1–Detektoren entwickelte Zweig [Wie93]. Die Rohdaten werden in Form von ADC/TDC–Kanalinhalten für jeden Detektor in die MAP–Bänke kopiert. Diese Kanalinhalte werden kalibriert und die berechneten Energien/Zeiten in den CAL–Bänken gespeichert. Es folgt die Walk– und Sättigungskorrektur und mit Hilfe der Detektorgeometrie werden die Hitkoordinaten errechnet (Hit–Bank). Dann werden die Treffer in überlappenden Detektoren (Parabola $\leftrightarrow$ äußere Plastikwand, Rosace $\leftrightarrow$ Zero Degree Hodoskop) einander zugeordnet (TRK–Bank). Diese Daten werden in komprimierter Form für alle Detektoren in die EVENT–Bank kopiert, die nur noch die Geschwindigkeiten und Ladungen der Teilchen enthält. An der EVENT–Bank setzt später die eigentliche physikalische Analyse an.

Das Datenvolumen der CDC macht es unmöglich, dieses Schema genauso für die Analyse der CDC–Daten zu übernehmen. Daher wird die Kalibration gleich beim Kopieren der Rohdaten vorgenommen und sofort Zeit und Energieverlust der Hits in eine Bank geschrieben (CHIT–Bank). Mit Hilfe der Kalibrationspara-

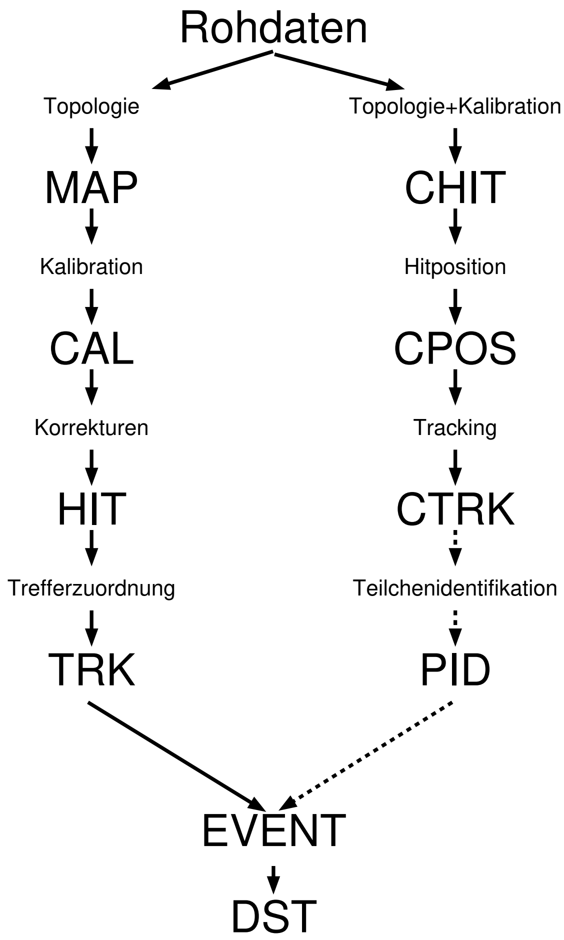

Abbildung 3.1: *Schematischer Ablauf der Datenanalyse für den 4π–Detektor: Links ist der Zweig für die Phase 1 Detektoren (äußere Plastikwand, Zero Degree Hodoskop, Parabola, Rosace) [Wie93]. Rechts ist der derzeitige Stand der Datenanalyse für die CDC gezeigt. Gezeigt sind die Namen der jeweils benutzten Bänke. Die physikalische Analyse setzt erst an der EVENT–Bank an, die nur noch die Geschwindigkeiten und Ladungen (Phase 1), bzw. Viererimpulse und Teilchenspezies (CDC) enthält. Diese EVENT–Bank wird in Form eines DST (Data–Summary–Tape) distributiert. Alle anderen Bänke sind nur temporärer Natur.*

meter Lorentzwinkel und Driftgeschwindigkeit wird die Position des Hits in der Kammer rekonstruiert (CPOS–Bank). Es folgt die im nächsten Abschnitt genauer vorgestellte Spurerkennung. Die Parameter der gefundenen Spuren werden in die CTRK–Bank geschrieben. Falls mehrere Trackingprogramme hintereinander ablaufen sollen, wird die Restpunktmenge (Hits, die keiner Spur zugeordnet werden konnten) wieder in einer CHIT–Struktur (CHI1–Bank, nicht gezeigt) abgelegt. Aus dieser werden wieder die Hitpositionen in der Kammer berechnet und eine weitere CPOS1–Bank angelegt, mit der das nächste Tracking–Programm arbeitet. Nach der Spurerkennung folgt die Teilchenidentifikation, die Extraktion der Viererimpulse und die Einbindung in die EVENT–Bank von Phase 1. Wie durch die gestrichelten Pfeile angedeutet, ist diese Software noch nicht vollständig implementiert worden.

3.2 Spurerkennung in der zentralen Driftkammer

Bei der Analyse von Experimenten mit der CDC macht alleine schon die Anzahl der Ereignisse eine automatische Spurerkennung unerläßlich. Hierbei stellt die große Multiplizität geladener Teilchen aus zentralen Kollisionen im Akzeptanzbereich der CDC besonders hohe Anforderungen an die verwendeten Tracking–Programme. In Abbildung 2.5 ist ein solches Ereignis mit ca. 4500 Hits in der CDC gezeigt. Aufgabe der Tracking–Programme ist es, diese Hits zu Spuren zusammenzusetzen und die Spurparameter zu extrahieren. Die Spurparameter sind der Radius der gekrümmten Spur, der Emissionswinkel Φ in der Ebene senkrecht zur Strahlachse und der Emissionswinkel Θ in Strahlrichtung. Zusätzlich wird noch der mittlere Energieverlust für die Spur aus den einzelnen Energieverlusten der Hits berechnet. Letzteres ist für die in Abbildung 2.8 gezeigte Teilchenidentifikation notwendig.

Man unterscheidet bei Tracking–Programmen lokale und globale Methoden. Lokale Methoden starten in Zonen geringer Spurdichte, d.h. in den Außenbereichen der CDC. Werden dort zusammenhängende Spursegmente gefunden, wird mit dem jeweiligen Trackmodell (Gerade, Kreis, Parabel etc.) in die inneren Bereiche der Kammer extrapoliert und dort nach weiteren zugehörigen Hits gesucht. Wenn dort innerhalb des Suchfensters – der erlaubten Abweichung eines Hits von der Spur – nicht mehr genügend Hits gefunden werden, wird dieser Trackkandidat verworfen. Weil auf diese Weise einzelne Hits mehrmals Trackkandidaten zugeordnet werden können, steigt der Aufwand ungefähr quadratisch mit der Zahl der Hits in der Kammer. Außerdem müssen die Spurparameter während der Suche ständig nachjustiert werden, um die Extrapolation für die nächsten Hits zu verbessern.

Mit zunehmender Spurdichte steigt aber auch die Wahrscheinlichkeit falscher Zuordnungen, weil rein statistisch immer mehr Hits in das jeweilige Suchfenster fallen. Umgekehrt sind Spuren, die große Lücken zwischen einzelnen Hits aufweisen, mit lokalen Methoden kaum mit genügender Sicherheit zu finden. Die Chance, falsche Hits zuzuordnen und damit in die falsche Richtung gelenkt zu werden, ist zu groß. Die für die CDC nötige Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur kann erst getroffen werden, wenn die gefundene Spur gefittet wurde. Zeigt die Spur zu weit am Target vorbei, handelt es sich um die Spiegelspur (Abbildung 2.6). Die andere Möglichkeit der Identifikation über das in Abbildung 2.7

gezeigte Staggering der Zähldrähte stieß wegen der in diesem Experiment erreichten Ortsauflösung von ca. 500 μm auf Grenzen.

Globale Methoden führen zuerst eine Koordinatentransformation durch und reduzieren die Spurerkennung auf die Suche nach Peaks in einem Histogramm (Conformal Mapping) oder in einer Ebene (Hough Transformation). Die Ambiguität von Spur und Spiegelspur wird durch die jeweilige Transformation beseitigt. Nur Spuren, die vom Wechselwirkungspunkt stammen, produzieren überhaupt einen Peak. Diese Methoden berücksichtigen jeden Hit nur einmal, so daß der Rechenaufwand linear mit der Anzahl der Hits steigt. Auch besitzen diese Methoden eine bessere Auflösung bei hohen Spurdichten und haben weniger Schwierigkeiten bei größeren Lücken zwischen den Hits einer Spur.

Bei der Analyse der CDC–Daten kamen zwei lokale und zwei globale Methoden zum Einsatz. Die beiden lokalen Methoden unterscheiden sich im wesentlichen durch das benutzte Trackmodell. "Lokales Tracking I" sucht Spuren, die eher auf einer Geraden liegen, d.h. Spuren, die von Teilchen mit einem großen Transversalimpuls stammen. "Lokales Tracking II" sucht kreisförmige Spuren und ist damit besonders für kleine Transversalimpulse und damit für Pionenspuren geeignet. Dieses Programm wurde speziell dafür entwickelt, sekundäre Vertices aufzuspüren (z.B. $\Lambda \rightarrow p\pi^-$). Die Identifikation einer Spiegelspur, die keine Sektorgrenze kreuzt, erfolgt daher nicht über die Forderung nach einem gemeinsamen Vertex der Spuren. Die Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur muß daher fast ausschließlich unter Ausnutzung des Staggering durchgeführt werden. Das führte dazu, daß in ca. 20% der Fälle die Spiegelspur ausgewählt wurde.

Als globale Methoden kamen das Conformal Mapping [Pel94] und die in [Bes93] entwickelte adaptive Hough Transformation zum Einsatz. Die in [Goe92] beschriebene Softwarestruktur für die CDC–Analyse ermöglicht über die Definition geeigneter Schnittstellen einen einfachen Austausch der verwendeten Tracking–Programme. Zusätzlich ist es möglich, verschiedene Tracking–Programme hintereinander arbeiten zu lassen. So können leicht zu identifizierende gerade Spuren mit dem schnellen Lokalen Tracking I aussortiert werden und die verbleibenden Hits durch kompliziertere und damit zeitaufwendigere Methoden analysiert werden.

Folgende Kombinationen kamen zum Einsatz:

- Lokales Tracking I
- Lokales Tracking I + lokales Tracking II (im folgenden nur mit "Lokales Tracking II" bezeichnet)
- Lokales Tracking I + Conformal Mapping (im folgenden nur mit "Conformal Mapping" bezeichnet)
- Adaptive Hough Transformation

3.3 Simulationen

Detektoren von der Komplexität des 4π–Detektors lassen sich ohne Unterstützung durch Simulationen nicht mehr auswerten. Die große Zahl der Kanäle, die auftretende hohe Teilchenmultiplizität und das Zusammenspiel der Detektorkomponenten machen eine Auswertung unmöglich, wie sie für Einzeldetektoren gemacht werden könnte.

Zur Simulation des Ansprechverhaltens des 4π–Detektors werden vorgegebene Teilchenverteilungen mit dem Simulationspaket GEANT [GEA93] durch den Detektor propagiert. Das Resultat liegt im Format kalibrierter Rohdaten vor und kann so mit derselben Analysesoftware wie die experimentellen Daten bearbeitet werden. Auf diese Weise können auch gleich Fehler in dieser Software aufgedeckt werden. Verwendet man theoretische Modelle als Ereignisgeneratoren, verfügt man gleichzeitig über einen realistischen Filter und kann nach der Analyse die Ergebnisse direkt miteinander vergleichen.

Für Phase 1 Experimente wurden solche Simulationen in [Sod94] für verschiedene Modelle durchgeführt. Weil bei diesem Experiment die Pionenproduktion im Vordergrund stand, wurde das IQMD–Modell [Har93] als Ereignisgenerator verwendet. Insbesondere sind die Effekte der Tracking–Programme auf die physikalischen Observablen von Interesse. Um den Einfluß der in Kapitel 2.6.1 beschriebenen Online–Datenreduktion mit zu berücksichtigen, werden mit der Simulation die Pulsformen generiert, wie sie auf den Zähldrähten vorliegen. Diese Pulse werden dann — wie im Experiment durch die FADCs — digitalisiert und dann mit denselben Reduktionsalgorithmen weiterverarbeitet. Bei diesem Schritt geht zwangsläufig die Information verloren, welcher Puls von welchem Teilchen stammt. Weil aber letztlich die rekonstruierten Spuren interessant sind, würde einem diese Information zwar bei der Optimierung der Algorithmen weiterhelfen, nicht aber bei der Interpretation der Ergebnisse. Die so erzeugten Hitverteilungen werden dann von den Tracking–Programmen genauso wie experimentelle Daten analysiert und die so rekonstruierten Observablen mit den Originalverteilungen verglichen.

In Abbildung 3.2 ist die mit dem Lokalen Tracking II erreichte Teilchenidentifikation für simulierte Ereignisse gezeigt. Der Verlauf der Teilchenäste stimmt qualitativ mit den experimentellen aus Abbildung 2.8 gut überein. Im Massenspektrum lassen sich aber schon signifikante Unterschiede bei den Multiplizitäten feststellen:

- Deuteronen, Tritonen und Heliumisotope sind im Experiment häufiger, als vom IQMD–Modell vorausgesagt.
- Es werden wesentlich weniger Pionen gemessen als vorhergesagt.

Auffällig ist die bessere Trennung der Teilchenäste bei den simulierten Daten. Dies läßt sich zum Teil auf die als Eingabe für die Simulationen verwendeten

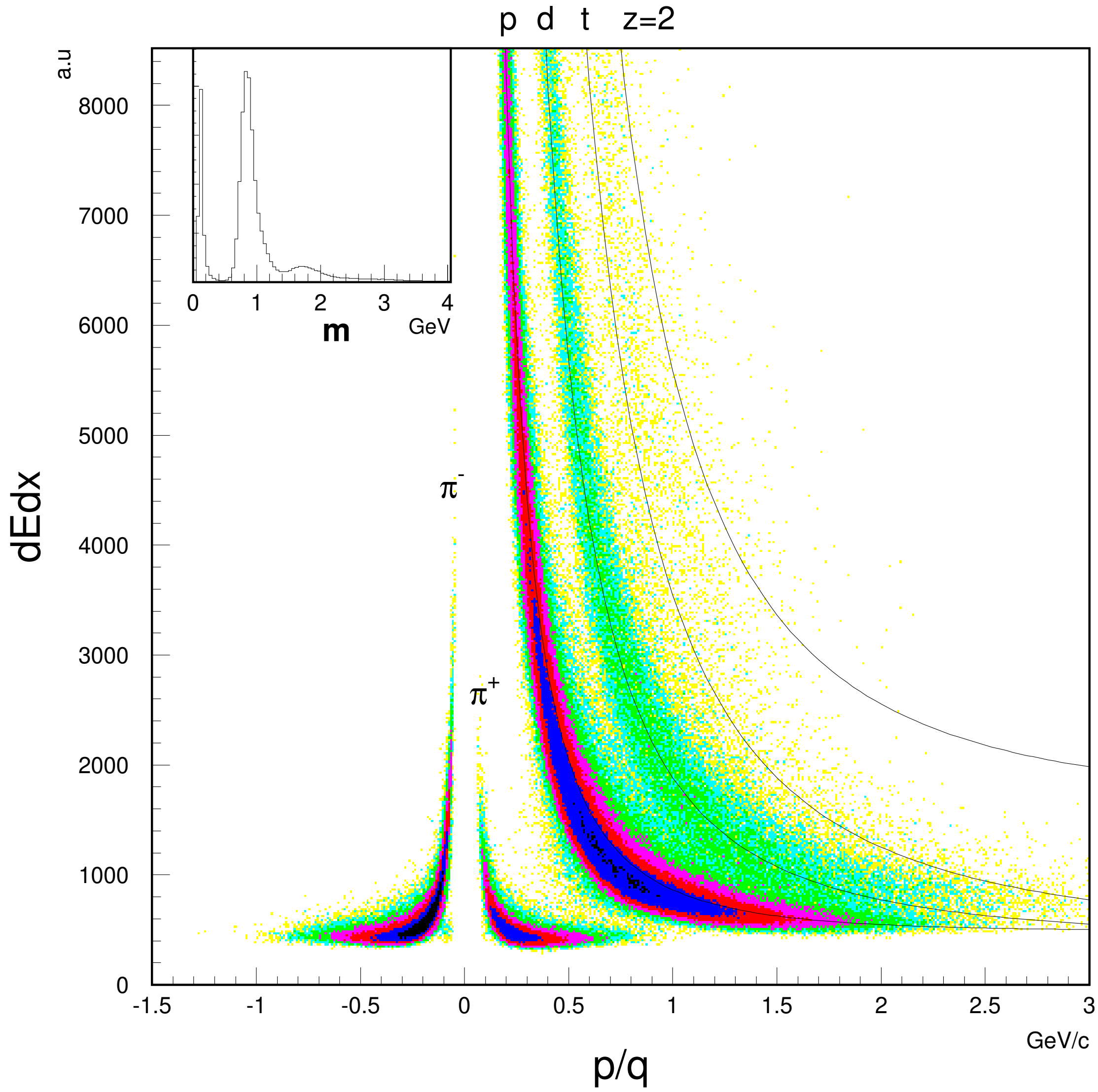

Abbildung 3.2: *Teilchenidentifikation für simulierte Ereignisse in der CDC: Aufgetragen ist das Impuls zu Ladungsverhältnis p/q gegen den über die Spur gemittelten Energieverlust dEdx. Die Linien sind die berechneten Energieverluste für die jeweiligen Teilchen, die sich aus angepaßten Bethe–Bloch Kurven nach Gleichung 2.1 ergeben. Oben ist die erreichte Massenauflösung gezeigt.*

IQMD–Ereignisse zurückführen. Sie wurden mit einer realistischen Stoßparameterverteilung generiert, d.h. der Hauptanteil dieser Ereignisse stammt aus sehr peripheren Stößen mit einer geringen Teilchenmultiplizität. Im Experiment dagegen wurden durch den Trigger zentrale Stöße mit entsprechend höheren Teilchenmultiplizitäten bevorzugt.

Ein anderer Grund liegt darin, daß zwar die Auflösungen für die Simulationen den experimentellen weitgehend angepaßt wurden, aber systematische Verzerrungen durch Detektoreinflüsse nicht berücksichtigt wurden. So ist die durchschnittliche Zahl der Hits in der Kammer bei vergleichbarer Spurmultiplizität in den simulierten Daten signifikant größer. Außerdem ist die experimentelle z–Koordinate der Hits (Koordinate in Strahlrichtung) erheblich schlechter, was sich direkt auf die Impulsauflösung und damit die Breite der Teilchenäste auswirkt. Auch Hits, die durch δ–Elektronen oder Rauschen verursacht werden, gingen in die Simulation nicht ein. Die im folgenden extrahierten Effizienzen der einzelnen Tracking–Programme zeigen daher eher, was unter optimalen Bedingungen mit den verschiedenen Ansätzen erreichbar wäre. Die Beeinflussung durch den Detektor muß dagegen noch kritisch hinterfragt werden.

3.3.1 Effizienz der Spurerkennung

Zur näheren Untersuchung der Effizienz der Spurerkennung sollte man das reine Erkennen einer Spur von der korrekten Zuordnung zu einer Teilchensorte trennen. Richtiges Erkennen einer Spur heißt, daß die Spurparameter (Spurradius, Emissionswinkel zur Strahlachse Θ und Emissionswinkel in der Ebene senkrecht zur Strahlachse Φ) innerhalb gewisser Grenzen richtig rekonstruiert wurden. Erst im nächsten Schritt findet die Zuordnung von Teilchenspezies zu den Spuren anhand ihres Radius, Emissionswinkels Θ und ihres Energieverlustes über die Parametrisierung mit Bethe–Bloch–Kurven statt.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Anzahl der künstlich produzierten Spuren. Hierunter fallen:

- Hits unterschiedlicher Herkunft werden zu einer Spur kombiniert.
- Die Hits einer Spur werden gefunden, aber die daraus berechneten Spurparameter liegen außerhalb des Toleranzbereichs.

Letzteres muß nicht unbedingt auf einen Programmfehler zurückzuführen sein. Bei stark gekrümmten Spuren stimmt die Annahme einer Kreisbahn nicht mehr[1] und so liefert der verwendete Kreis– oder Helixfit falsche Radien und Emissionswinkel. Diese beiden Fälle für künstlich produzierte Spuren lassen sich prinzipiell nicht unterscheiden, da die gefundenen Spuren gerade über die Spurparameter den Eingabeverteilungen zugeordnet werden.

Die Zuordnung der Spuren erfolgt über eine gleichzeitige Minimierung der Differenzen in allen drei Spurparametern. Dabei hat sich gezeigt, daß ein relativ grober Schnitt bei $\Delta\Phi = 7°$, $\Delta\Theta = 7°$ und für den rekonstruierten Radius eine 50%–Genauigkeit ausreicht, um auch bei hohen Multiplizitäten (≈ 120) die korrekte

[1] Diese stark gekrümmten Spuren stammen von niederenergetischen Teilchen, die den größten Energieverlust haben. Durch die Abbremsung während des Fluges krümmt sich die Spur immer stärker und der Radius der Teilchenspur wird kontinuierlich kleiner.

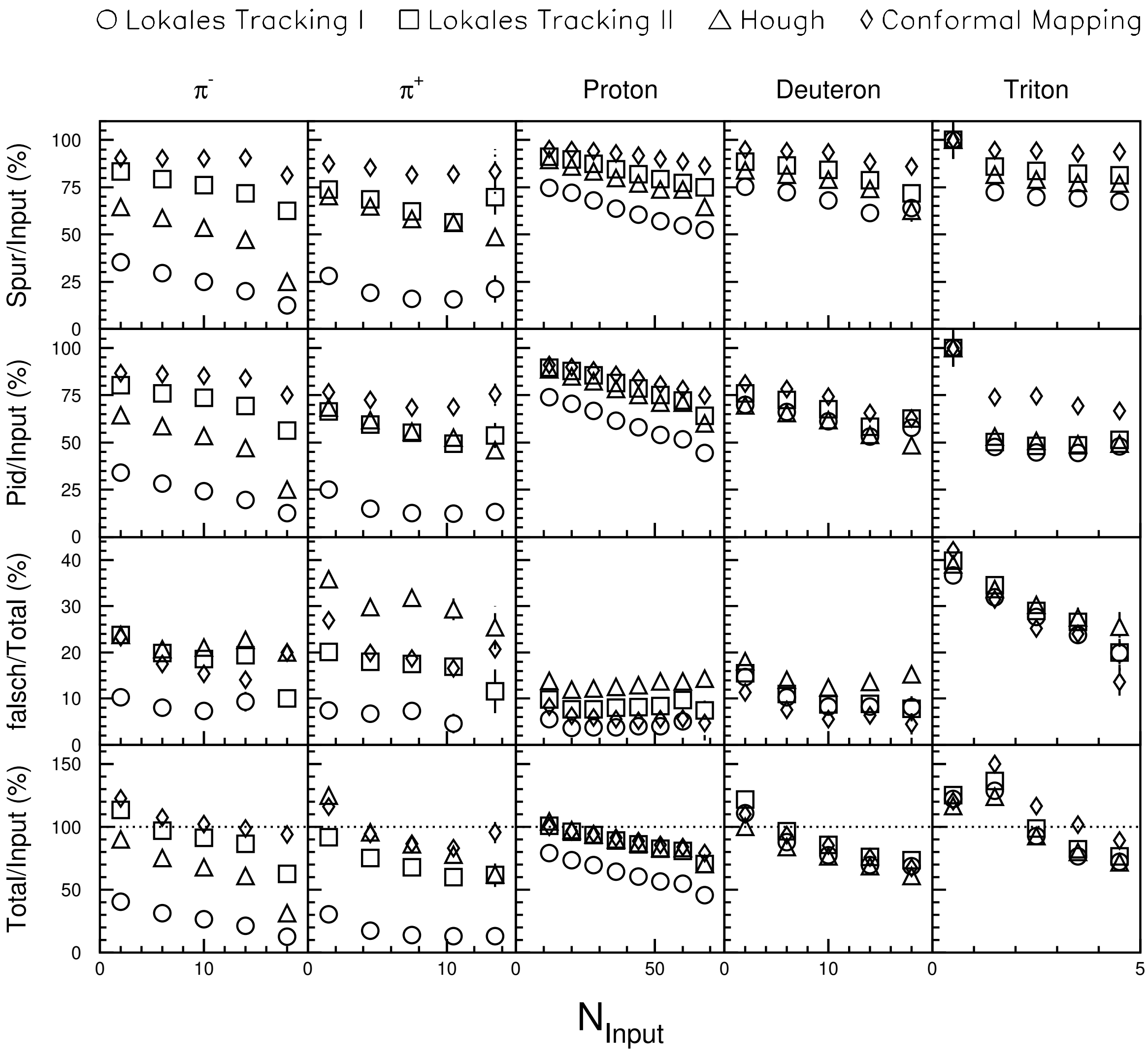

Abbildung 3.3: *Tracking–Effizienz für PM3: Oben ist der prozentuale Anteil der durch die Tracking–Programme gefundenen Teilchenspuren in Abhängigkeit der Eingabemultiplizität gezeigt. Die zweite Reihe zeigt den prozentualen Anteil der durch die Teilchenidentifikation korrekt identifizierten Teilchen. Die dritte Reihe zeigt den Anteil der Kontamination durch künstlich produzierte Spuren oder Fehlidentifikationen an der vom Tracking–Programm extrahierten Multiplizität dieser Teilchenspezies. Die vierte Reihe zeigt einen Vergleich der vom Tracking–Programm extrahierten totalen Multiplizität (korrekt identifizierte Spuren + Kontamination) mit der Eingabemultiplizität der jeweiligen Teilchensorte.*

Zuordnung zu gewährleisten. Zum besseren Vergleich mit den experimentellen Daten werden die simulierten Ereignisse in die in Abbildung 4.2 gezeigten Multiplizitätsklassen PM3 (peripher) und PM5 (zentral) eingeteilt, die sich aus der Teilchenmultiplizität in der äußeren Plastikwand ergeben.

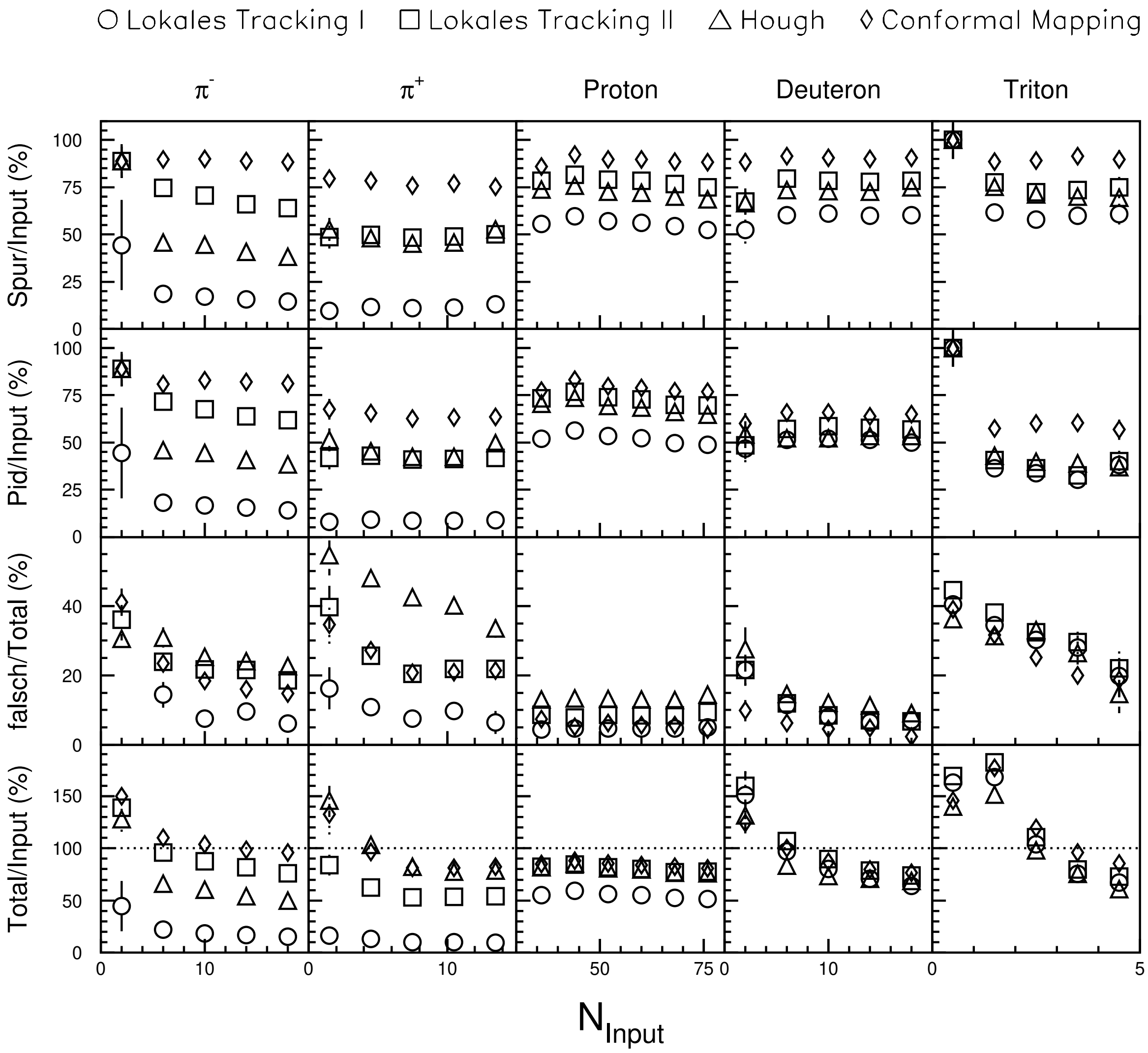

Abbildung 3.4: *Tracking–Effizienz für PM5: Wie zu erwarten nimmt im Vergleich zu Abbildung 3.4 allgemein die Zahl der gefundenen Spuren ab und die Zahl der Fehlidentifikationen zu. Am robustesten zeigt sich das Conformal Mapping, das für Pionen jetzt deutlich über den anderen Tracking–Programmen liegt.*

In Abbildung 3.3 und 3.4 sind die globalen Effizienzen der Tracking–Programme nach Teilchensorte getrennt gezeigt. Die oberste Reihe zeigt den prozentualen Anteil der richtig rekonstruierten Spuren und sagt damit etwas über das Potential eines Tracking–Programms aus. Die relativ geraden Spuren der Baryonen lassen sich danach schon mit einfachen Ansätzen aufspüren. Alle Trackingprogramme finden selbst bei hohen Multiplizitäten mindestens 60% der eingegebenen Baryonenspuren. Ganz anders sieht das Bild für die Pionen aus. Hier sind deutliche Effizienzunterschiede zu sehen, die im Gegensatz zu den Effizienzen für Baryonen stärker multiplizitätsabhängig sind. Das Lokale Tracking I ist schon vom

Ansatz her für gerade Spuren konzipiert und findet daher nur etwa 20% der normalerweise stärker gekrümmten Pionenspuren. Die Pionenspuren, die dieses Programm verliert, werden von den speziell für gekrümmte Spuren optimierten Lokalen Tracking II bzw. Conformal Mapping gefunden. Obwohl für die Tracking–Programme prinzipiell kein Unterschied zwischen positiv und negativ geladenen Pionen besteht, werden im Durchschnitt weniger positive Pionenspuren gefunden. Dies kann daher nur mit der in Kapitel 2.4 beschriebenen radialen Drehung der Sektoren um 8° zusammenhängen. Dadurch kreuzen die negativen Pionen häufiger eine Sektorgrenze. Lediglich die Hough–Transformation fällt aus dieser Systematik heraus. Sie findet ähnlich viele positive Pionen wie das Lokale Tracking II, hat aber offensichtlich Schwierigkeiten bei den negativen Pionen.

Die zweite Reihe zeigt den Anteil der Spuren, die der richtigen Teilchensorte zugeordnet wurden. Hier läßt sich der Einfluß der in Kapitel 2.4 beschriebenen Teilchenidentifikation[2] abschätzen. Die negativen Pionen sind aufgrund der Krümmung ihrer Spur leicht zu identifizieren und es gehen nur sehr wenige bei diesem Schritt verloren. Bei den positiven Pionen gehen bei diesem Schritt zwischen 5% und 10% verloren. Der von den experimentellen Daten übernommene Schnitt im Impuls bei 650 MeV/c, oberhalb dessen sie sich nicht mehr von den Protonen trennen lassen, spielt hier die Hauptrolle. Das Problem, daß sich die Teilchenäste überlagern, setzt sich bei den Baryonen fort. Die Verluste betragen hier für die Protonen wiederum zwischen 5% und 10%. Stärker sind die Verluste für Deuteronen und Tritonen. Das ist aber auch ein Effekt der sehr geringen Zählrate dieser Teilchen. Für die Tritonen zum Beispiel bedeutet dies einen Verlust von durchschnittlich einem Teilchen.

Die dritte Reihe zeigt den Anteil von künstlich produzierten Spuren an der vom Tracking–Programm angegebenen totalen Multiplizität dieser Teilchenspezies. Auch falsch identifizierte Teilchen fallen in diese Kategorie. Deshalb besteht ein Teil der Kontaminationen bei Deuteronen und auch Tritonen aus hochenergetischen Protonen, die durch die Teilchenidentifikation falsch zugeordnet wurden. Während der Anteil der Fehlidentifikationen für Protonen und Deuteronen auch bei hohen Multiplizitäten um 10% beträgt, liegt er bei den Tritonen zwischen 20% und 40%. Dieser Anteil fällt mit steigender Anzahl der Eingabe–Tritonen ab und deutet daher auf eine multiplizitätsunabhängige konstante Zahl von Fehlidentifikationen hin[3].

Dagegen ist die Trennung der Teilchenäste zwischen positiven Pionen und Protonen wesentlich besser und eine Kontamination der positiven Pionen durch fehlidentifizierte Protonen ausgeschlossen. Durch den Schnitt im Impuls ist nur ein als Proton identifiziertes Pion möglich. Diese bei den Pionen aufgeführten Fehlidentifikationen stellen daher eine echte Kontamination durch vom Tracking–

[2] Die Teilchenidentifikation wurde für alle Tracking–Programme identisch durchgeführt.

[3] Man muß hier berücksichtigen, daß hier nur eine Fehlidentifikation pro Ereignis ausreicht, um diesen prozentualen Anteil zu erhalten.

Programm produzierte Spuren dar. Sieht man vom Lokalen Tracking I wegen der geringen Pionenausbeute ab, muß man bei den geladenen Pionen mit etwa 20% Fehlidentifikationen rechnen. Die Hough–Transformation fällt mit 30%–40% für die positiven Pionen allerdings aus dem Rahmen.

Die vierte Reihe zeigt die mit dem Tracking–Programm extrahierte Multiplizität der Teilchen, wie man sie experimentell erwarten würde (korrekt identifizierte Spuren + Fehlidentifikationen) Die Multiplizität der negativen Pionen wird vom Lokalen Tracking II und vom Conformal Mapping weitgehend richtig reproduziert; d.h. die Anzahl Fehlidentifikationen gleicht die Zahl der nicht gefundenen Spuren ungefähr aus. Die Multiplizität der positiven Pionen muß dagegen nach oben korrigiert werden. Die Multiplizität der Baryonen wird mit zunehmender Zahl der Teilchenspuren leicht unterschätzt. Lokales Tracking II, Hough–Transformation und Conformal Mapping unterscheiden sich hier nicht.

Wichtiger als der Einfluß der Tracking–Programme auf die globale Multiplizität sind für die Untersuchungen in dieser Arbeit die Verzerrungen der Φ–, Θ– und Radiusverteilungen der Teilchen und ihre Auswirkungen auf die physikalischen Observablen.

In Abbildung 3.5 ist die azimutale Verteilung von Pionen und Baryonen aus den eingesetzten Tracking–Programmen gezeigt. Die durchgezogenen Linien stellen den Anteil der gefundenen Spuren dar, die gestrichelten Linien geben die Kontamination durch Fehlidentifikationen (künstlich produzierte Spuren oder durch die Teilchenidentifikation falsch zugeordnet) wieder. Auffällig ist, daß sich die Sektorstruktur der CDC in den meisten Verteilungen wiederfindet. Die Strukturen sind zudem deutlicher bei steigender Teilchenmasse und hängen daher wohl mit der geringeren Spurkrümmung zusammen[4]. Nähere Untersuchungen haben aber gezeigt, daß dieser Effekt nicht so sehr auf nicht gefundene Spuren zurückzuführen ist, sondern daß der Emissionswinkel Φ für Spuren in der unmittelbaren Nähe von Sektorgrenzen systematisch um bis zu $1.5°$ falsch rekonstruiert wird. Es handelt sich hier daher eher um eine Umverteilung der Spuren als um Spurverluste. Daß die Sektorgrenzen trotzdem Probleme bereiten, zeigen die Strukturen für die künstlich produzierten Spuren. Sie sind antikorreliert zu den Strukturen der gefundenen Spuren und deuten so eine "Spurerzeugung" an den Sektorgrenzen an. Die Kontamination bei den Tritonen ist von der gleichen Größe, wie die Anzahl der gefundenen Spuren selbst. Die im folgenden gezeigten Radius– und Θ–Verteilungen relativieren dies und es können Kriterien gefunden werden, diesen Untergrund zu reduzieren. Abgesehen vom Einfluß der Sektorgrenzen sind die azimutalen Verteilungen isotrop im Laborsystem.

In Abbildung 3.6 sind die Radiusverteilungen dargestellt. Die hier gezeigten Verzerrungen haben einen direkten Einfluß auf die Rekonstruktion der Transversalimpulse. Zusammen mit den danach gezeigten Θ–Verteilungen läßt sich der

[4] Für die Tritonen ist wegen der geringen Zählrate das Binning zu grob, um diese Strukturen auflösen zu können.

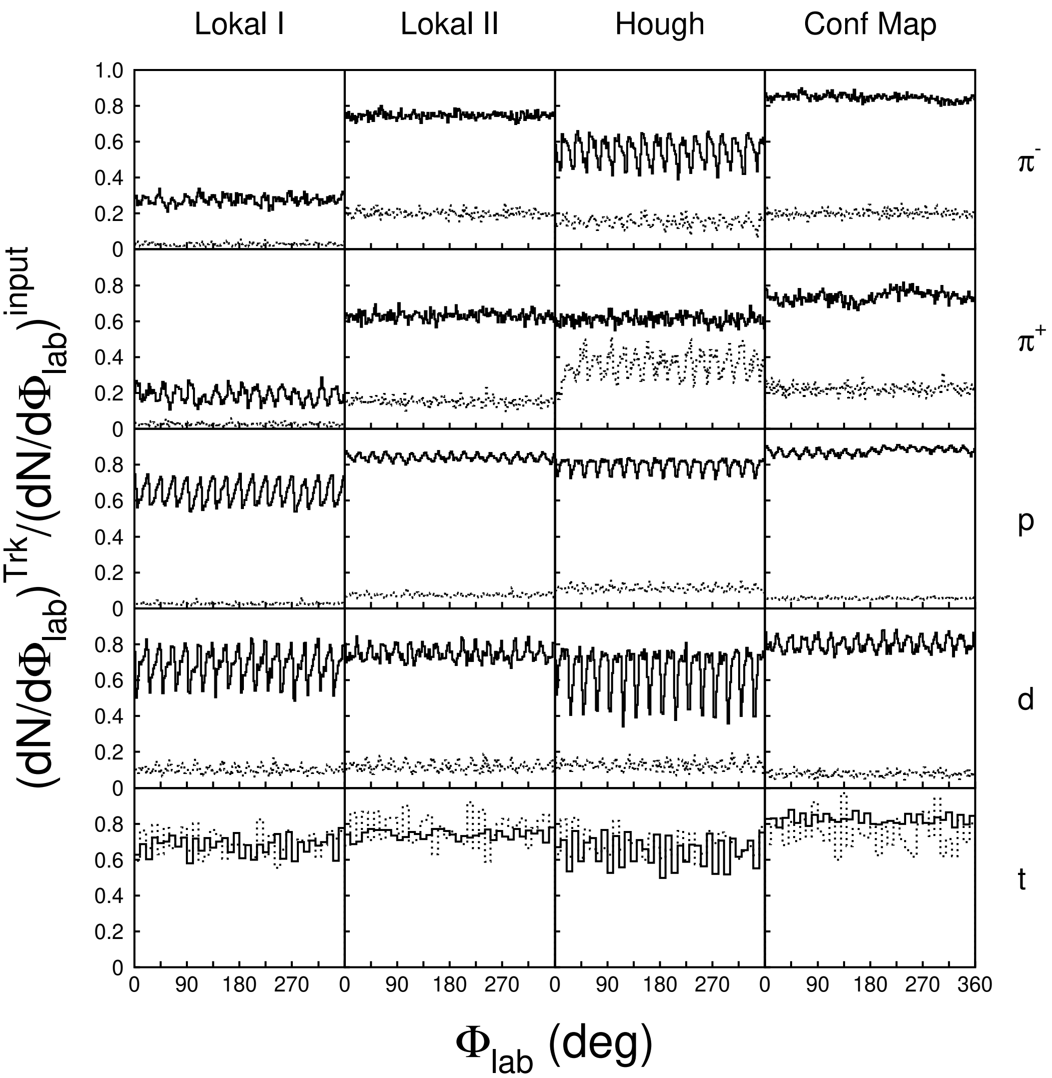

Abbildung 3.5: *Rekonstruktion der Φ–Koordinate: Die durchgezogene Linie zeigt den Anteil der richtig rekonstruierten Spuren, die gestrichelte den Anteil an Fehlidentifikationen. Die Sektorstruktur der CDC ist deutlich zu erkennen. Untersuchungen haben aber gezeigt, daß diese Struktur weniger durch Spurverluste, als vielmehr durch systematisch falsch rekonstruierte Emissionswinkel Φ und damit eine Umverteilung der Spuren, produziert wird. Aber die Betrachtung der Fehlidentifikationen zeigt auch eine Häufung an den Sektorgrenzen.*

Einfluß der Tracking–Programme auf die Energie– und Impulsspektren ablesen. Sie zeigen die schon angesprochene Problematik bei Spuren mit kleinen Radien. Während die Zahl der gefundenen Spuren stark abfällt, nimmt die Zahl der künstlich produzierten sprunghaft zu. Es stellt sich daher die Frage, ob das jeweilige Tracking–Programm diese Spuren produziert, oder ob die Spur zwar gefunden wird, aber der Trackfit nicht in der Lage ist, die erforderliche 50%–Genauigkeit

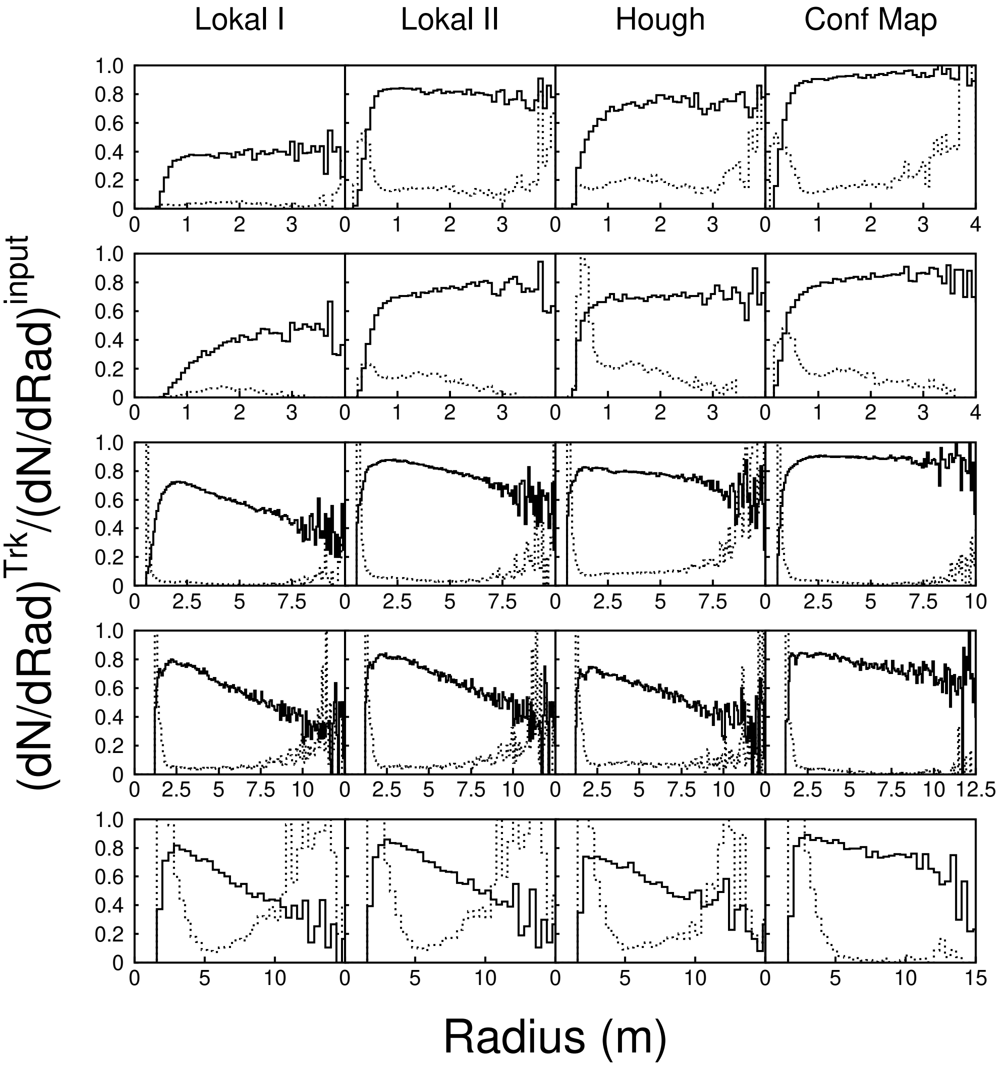

Abbildung 3.6: *Rekonstruktion des Spurradius: Die durchgezogene Linie zeigt den Anteil der korrekt zugeordneten Spuren an der Eingabeverteilung. Die gestrichelte Linie zeigt den Anteil der Fehlidentifikationen. Bei einem Magnetfeld von 0.6 Tesla entspricht 1 m Radius einem Transversalimpuls von ca. 180 MeV/c.*

im Spurradius zu liefern. Diese Spuren stammen von Teilchen mit sehr niedriger Energie, die in der Kammer zudem noch stark abgebremst werden. Dadurch ändert sich der Spurradius kontinuierlich in der Kammer. Eine Extraktion des "korrekten" Radius ist daher äußerst schwierig[5]. Für die Pionen wurde aus diesem Grund bei der späteren Analyse der experimentellen Daten im allgemeinen der Bereich unterhalb eines Transversalimpulses von 100 MeV/c ausgeschlossen.

[5]Bei den Baryonen spielt allerdings zusätzlich ein ganz anderer (technischer) Effekt im Zusammenhang mit dem Energieverlust eine Rolle. Dies wird zusammen mit den Θ–Verteilungen diskutiert.

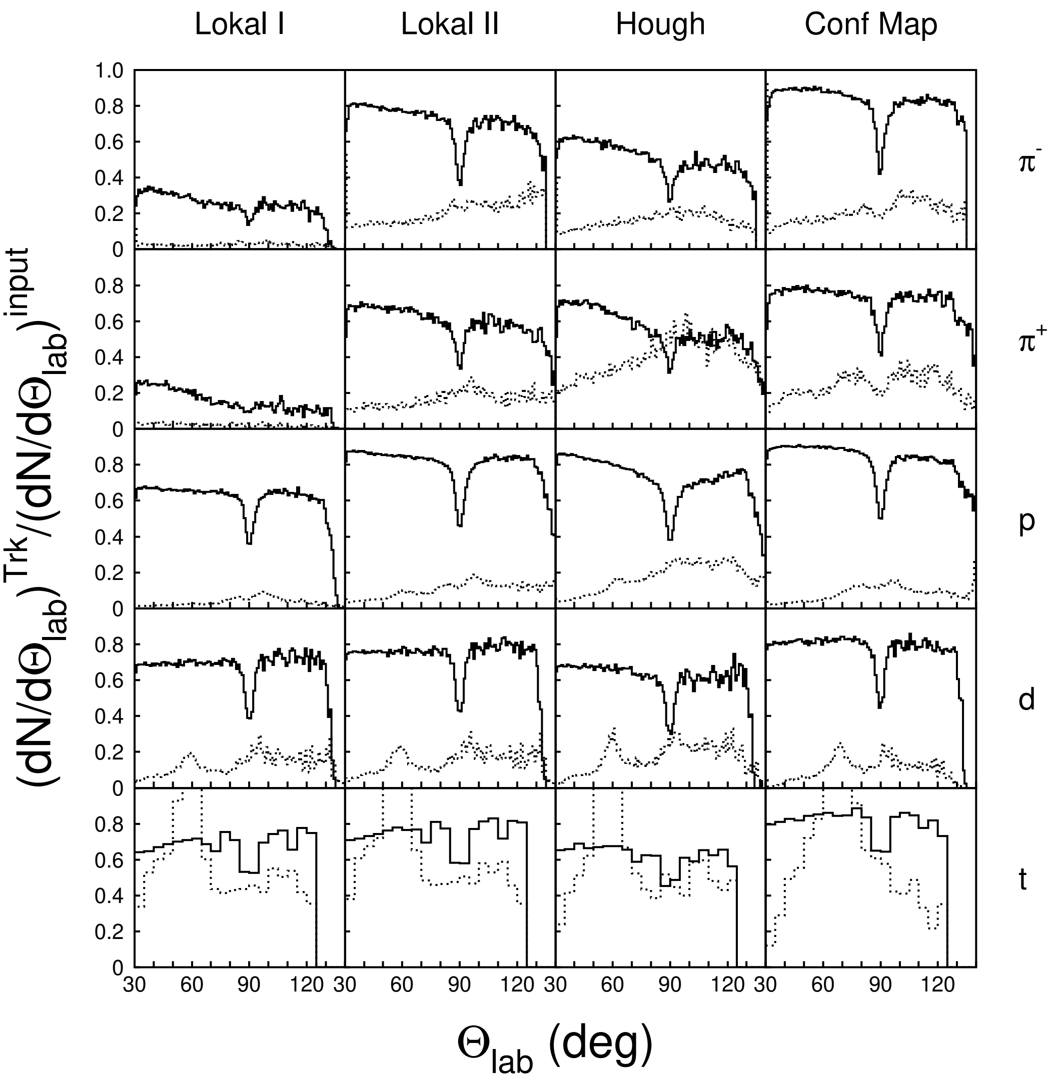

Abbildung 3.7: *Rekonstruktion der Θ–Koordinate: Die durchgezogene Linie zeigt den Anteil der korrekt zugeordneten Spuren, die gestrichelte Linie zeigt den Anteil der Fehlidentifikationen. Der Einbruch bei 90° stammt vom Targeteinfluß, der sich nicht vollständig aus den Eingabeverteilungen korrigieren läßt. Der Peak bei 60° für die Fehlidentifikationen läßt sich auf die Eigenschaften des Flash–ADC Systems in Kombination mit der Online–Reduktion der Driftkammerdaten zurückführen. Spuren mit vielen Hits, deren Energieverlust außerhalb des dynamischen Bereichs der Flash–ADCs lag, werden systematisch mit einem Emissionswinkel von $\Theta = 60°$ rekonstruiert.*

Zu größeren Radien hin erreichen sowohl die Verteilungen der gefundenen Spuren als auch die der Fehlidentifikationen ein Plateau. Für das Lokale Tracking I,II und für die Hough–Transformation fällt bei großen Radien (> 7.5 m) der Anteil der gefundenen Spuren ab bei einem gleichzeitigen Anstieg der künstlich produzierten

Spuren. Dies ist nur mit den bei diesen Programmen verwendeten Trackfitroutinen aus [Bes93] zu erklären, da das Finden dieser wenig gekrümmten Spuren kein Problem darstellt. Große Radien scheinen systematisch falsch gefitted zu werden. Dies hat direkte Auswirkungen auf den hochenergetischen Teil der Energie– und Impulsspektren, die daraufhin kritisch untersucht werden müssen. Das Conformal Mapping und die in diesem Programm verwendeten Fitroutinen geben dagegen auch große Radien innerhalb einer Genauigkeit von 50% korrekt wieder.

In Abbildung 3.7 sind die entsprechenden Θ–Verteilungen gezeigt. Die dominante Struktur ist ein Einbruch im Anteil der gefunden Spuren bei 90°. Dies ist auf die Simulation des Targets zurückzuführen. Zwar wurde das Target geometrisch bei der Filterung der Eingabeverteilungen berücksichtigt, aber da die Simulation auch Interaktionen im Target beinhalten, durch die Teilchen gestreut oder absorbiert werden können, ist eine vollständige Filterung nicht möglich. Auch der leichte Anstieg der Fehlidentifikationen ist darauf zurückzuführen.

Außerdem findet sich bei den künstlich produzierten Spuren bei den Baryonen ein großer Peak bei etwa 60°, der aber einen mehr technischen Grund hat: Dieser Peak wird durch niederenergetische Teilchen produziert. Der Energieverlust dieser Teilchen in der Kammer und damit die produzierten Pulse sind zu groß, um noch durch das simulierte FADC–System mit 8 Bit digitalisiert werden zu können ("Overflows"). Der damals verwendete Frontendalgorithmus zur Online–Datenreduktion versucht trotzdem, das Integral dieser Pulse zu berechnen und erhält so an beiden Drahtenden etwa denselben Wert. Die Berechnung der z–Koordinate erfolgt über die Ladungsteilung, was bei gleichgroßen Pulsen heißt, daß der Hit in der Drahtmitte unter einem Laborwinkel von $\Theta \approx 60°$liegt. So läßt sich zumindest ein großer Teil der künstlich produzierten Baryonenspuren bei kleinen Radien aus Abbildung 3.6 erklären. Inzwischen wurde der Frontendalgorithmus dahingehend geändert, daß Hits mit Overflows in den Daten markiert werden. Bei der Analyse des dieser Arbeit zugrunde liegenden Experiments wurden diese Hits durch einen Schnitt im Energieverlust ausgeschlossen.

Der Einfluß der Tracking–Programme auf die Rapiditätsverteilungen ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Dargestellt ist jeweils der prozentuale Anteil der vom Tracking–Programm extrahierten totalen Multiplizität (gefundene Spuren + Fehlidentifikationen). Die hier gezeigten Verzerrungen spielen vorwiegend bei Energie– und Transversalimpulsspektren eine Rolle.

Für die Untersuchung von Pionen sind hiernach lediglich das Lokale Tracking II und das Conformal Mapping gut geeignet. Sie zeigen beide eine weitgehend isotrope Verteilung sowohl bei negativen als auch bei positiven Pionen. Das Lokale Tracking II produziert eine leichte Überhöhung bei negativen Pionen im Rapiditätsbereich jenseits der Targetrapidität. Der größte Unterschied ist bei kleinen Transversalimpulsen unterhalb von etwa 100 MeV/c zu sehen. Die Multiplizität beträgt für das Lokale Tracking II lediglich noch 30%–60% der Eingabemultiplizität. Das Conformal Mapping produziert dagegen hier eine Targetquelle. Die

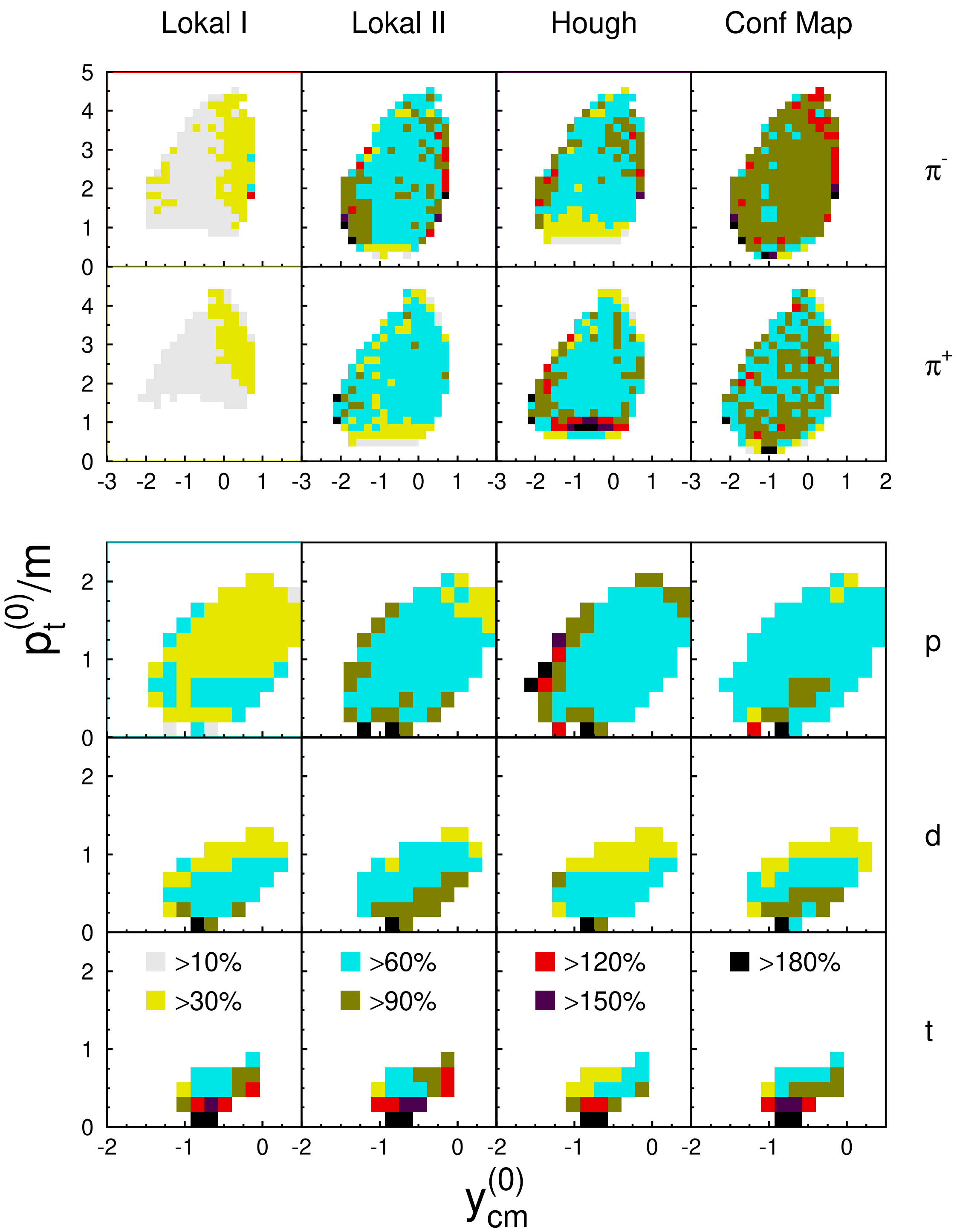

Abbildung 3.8: *Rekonstruktion der Rapiditätsverteilungen: Gezeigt ist der prozentuale Anteil im jeweiligen Rapiditäts–Transversalimpulsbereich für Ereignisse mit einer Multiplizität $\geq$ PM3. Angestrebt wird eine möglichst isotrope Verteilung. Bereiche mit mehr als 100% bedeuten, daß hier überproportional viele künstliche Spuren produziert wurden.*

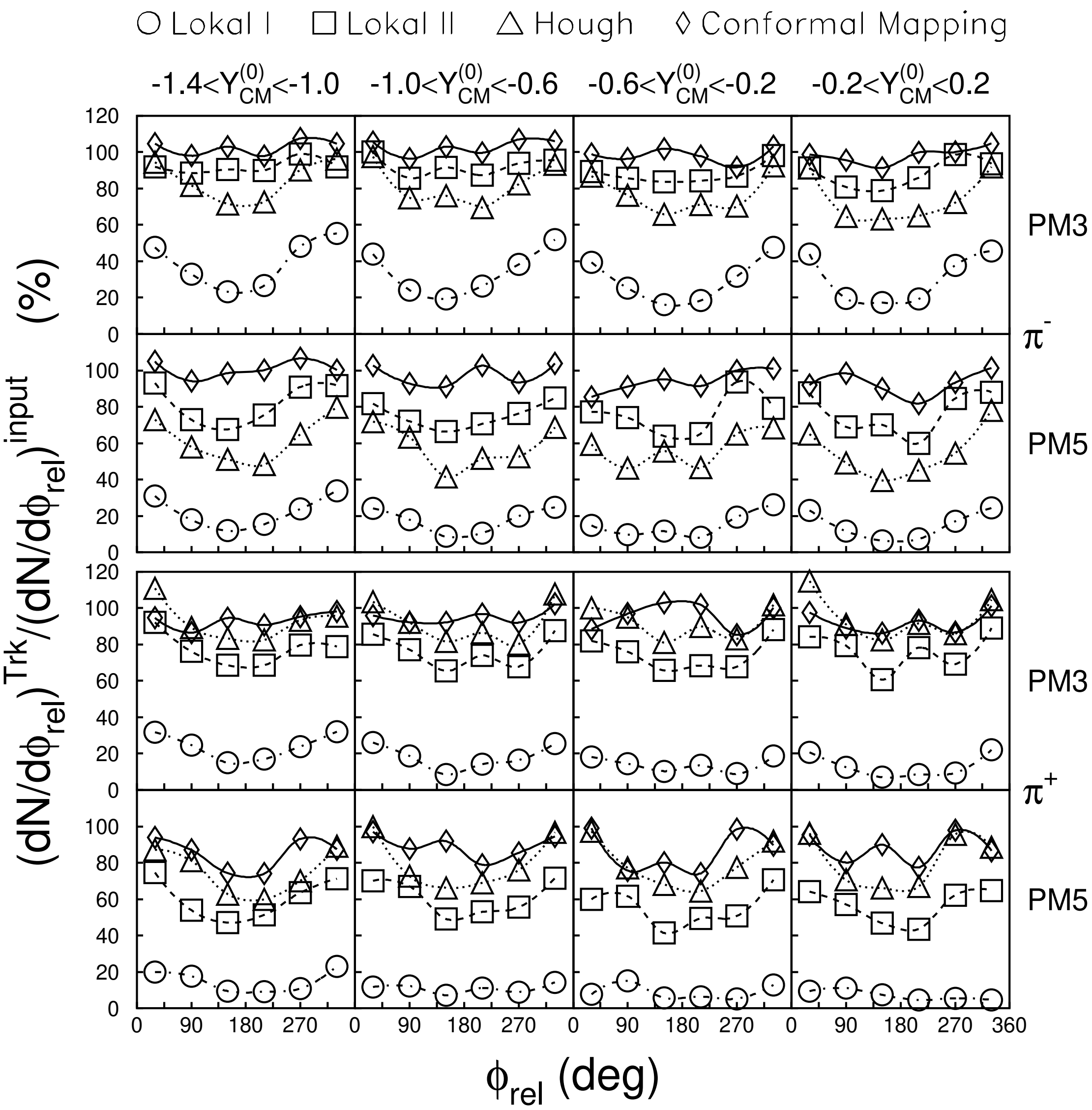

Abbildung 3.9: *Rekonstruktion der azimutalen Verteilungen von Pionen relativ zur Reaktionsebene: Bis auf das Conformal Mapping zeigen alle Tracking–Programme schon bei mittleren Spurmultiplizitäten bei PM3 systematische Verzerrungen in Zonen mit der höchsten Spurdichte bei 180°. In zentralen Stößen ist dieser Einbruch überall zu sehen. Dieses Problem ist in stärkerer Form in den Daten zu sehen. Die daraufhin eingeführte Korrektur ist in Kapitel 4.4.2 erklärt.*

Hough–Transformation liefert erst bei normierten Transversalimpulsen oberhalb von 2 ($p_t \approx 200\,\mathrm{MeV/c}$) verwertbare Ergebnisse. Ein Verhalten, daß sich auch in den experimentellen Rapiditätsverteilungen in Abbildung 4.5 zeigt.

Die Spektren der Baryonen zeigen für alle Tracking–Programme die künstliche Erzeugung einer Targetquelle an. Dies ist größtenteils auf die im Zusammenhang mit den Θ–Verteilungen geschilderte Online–Reduktion der Driftkammerdaten zurückzuführen. Während die Verteilung der Protonen überall weitgehend isotrop ist, sind für Deuteronen und noch verstärkt für Tritonen Verzerrungen zu sehen. Allerdings ist gerade für die Tritonen die Statistik sehr gering.

Der Einfluß der Tracking–Programme auf die in dieser Arbeit behandelte azimutale Verteilung von geladenen Pionen relativ zur Reaktionsebene ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Die in Abbildung 3.3 und 3.4 gezeigten globalen Verluste sind nach der Drehung in das Koordinatensystem der Reaktionsebene nicht mehr isotrop verteilt. Die Verluste sind in Bereichen größerer Spurdichte signifikant höher[6]. Im Rahmen der statistischen Schwankungen unterscheiden sich die Verluste aber nicht für verschiedene Rapiditätsbereiche. Am geringsten ist die Beeinträchtigung durch das Conformal Mapping. In peripheren PM3–Ereignissen zeigt sich hier keine signifikante Verzerrung der azimutalen Verteilungen. In zentralen Stößen mit einer hohen Spurmultiplizität gibt es dagegen Verluste, die für positive Pionen größer sind als für negative. Die anderen Tracking–Programme zeigen schon bei peripheren Ereignissen Verluste in der Reaktionsebene, die sich mit zunehmender Multiplizität noch verstärken. Es ergibt sich damit schon aus den Simulationsvergleichen die Notwendigkeit einer Korrektur der azimutalen Pionenverteilungen für eine Untersuchung der Flußeffekte. Diese Korrektur wird in Kapitel 4.4.2 vorgestellt.

Zusammenfassend ergibt sich für die einzelnen Tracking–Programme folgendes:

- Lokales Tracking I: Dieses Programm hat die niedrigste Tracking–Effizienz, aber es produziert nur sehr wenige künstliche Spuren. Deshalb ist es als Vorstufe für andere Programme (Lokales Tracking II, Conformal Mapping) zur Reduktion der Eingabehits gut geeignet. Zur Untersuchung von Baryonen ist es auch alleine einsetzbar, aber es zeigt eine starke Abhängigkeit von der Gesamtmultiplizität. Bei der Extraktion der Spurparameter werden die Radien wenig gekrümmter Spuren zu einem großen Teil falsch berechnet, was aber auf die Fitroutinen zurückzuführen ist.

- Lokales Tracking II: Es ist eigentlich konzipiert, um sekundäre Zerfälle in der Kammer zu finden und hat daher Probleme mit den Spiegelspuren, die eine Kontamination von etwa 20% bewirken. Diese Spiegelspuren können aber durch die Forderung nach einem gemeinsamen Vertex beseitigt werden. Es erreicht eine fast so hohe Tracking–Effizienz wie das Conformal Mapping bei etwa gleichgroßem Anteil an Fehlidentifikationen. Bei stark gekrümmten Spuren fällt die Effizienz allerdings ab.

[6]Die Spurdichte ist in der CDC bei 180°am größten, da sie die Rückwärtshemisphäre mit den Targetspektatoren abdeckt, die Richtung der Reaktionsebene aber definitionsgemäß durch die Projektilspektatoren bestimmt wird.

- Hough–Transformation: Dieses Programm befindet sich bei der Effizienz der Spurerkennung im Mittelfeld. Im Gegensatz zu den anderen Programmen ist die Identifikation von Spuren negativer Pionen weniger erfolgreich als die der positiven Pionen. Das größte Problem ist aber mit Sicherheit der höchste Anteil an Fehlidentifikationen bei allen Teilchen. Dieser Anteil ist bei positiven Pionen mit 30%–50% unakzeptabel hoch und macht eine glaubwürdige Analyse dieser Teilchenspezies unmöglich.

- Conformal Mapping: Dieses Programm findet die meisten Spuren von allen eingesetzten Tracking–Programmen und zeigt dabei über weite Multiplizitätsbereiche eine gleichbleibende Tracking–Effizienz. Es ist zudem bisher das einzige, das große Radien richtig berechnet. Die azimutalen Verteilungen relativ zur Reaktionsebene werden in den Simulationen am besten reproduziert. Die in Abbildung 4.6 gezeigten experimentellen Rapiditätsverteilungen mahnen aber gerade bei den positiven Pionen zur Vorsicht.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Ereignischarakterisierung

Im Gegensatz zu den theoretischen Modellen ist der Stoßparameter im Experiment prinzipiell unbekannt. Gesucht sind daher Observable, die möglichst eindeutig vom Stoßparameter abhängen oder zumindest den gewünschten Stoßparameterbereich selektieren.

Die einfachste Observable ist die Multiplizität der emittierten Teilchen bzw. die einfacher zu messende Multiplizität geladener Teilchen. Dieser Größe liegt die simple Annahme zugrunde, daß die Zahl der Reaktionsprodukte steigt, je zentraler die Kollision und je größer die Energiedeposition ist [Gut89a]. Auch werden bei zentraleren Stößen mehr sekundäre Teilchen (meist Pionen) produziert, was die Multiplizität weiter erhöht. Über die Multiplizität wird auch normalerweise schon auf dem Triggerlevel eine Vorauswahl über die Zentralität des Ereignisses getroffen, was bei komplizierteren Kriterien (das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Energie: ERAT [Rei92], die Balance der transversalen Impulse: Directivity [Ala92]...) erst Offline möglich ist.

Weil aus der Rohmultiplizität in der externen Plastikwand schon der Trigger extrahiert wurde, liegt es nahe, diese Multiplizität auch zur Klassifikation der Ereignisse zu benutzen.

Im folgenden wird mit PMUL die Multiplizität geladener Teilchen in der externen Plastikwand bezeichnet, die diese Bedingungen erfüllen:

- Das Teilchen muß den Szintillator durchdrungen haben, da sonst, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, eine Ladungsidentifikation nicht möglich ist.
- Die rekonstruierte Geschwindigkeit des Teilchens muß physikalisch sinnvoll sein ($v < c$)

In Anlehnung an die Klassifikation, die die Plastic–Ball Kollaboration verwendet [Gut89a], wird die in Abbildung 4.2 unten gezeigte Plastikwandmultiplizität in

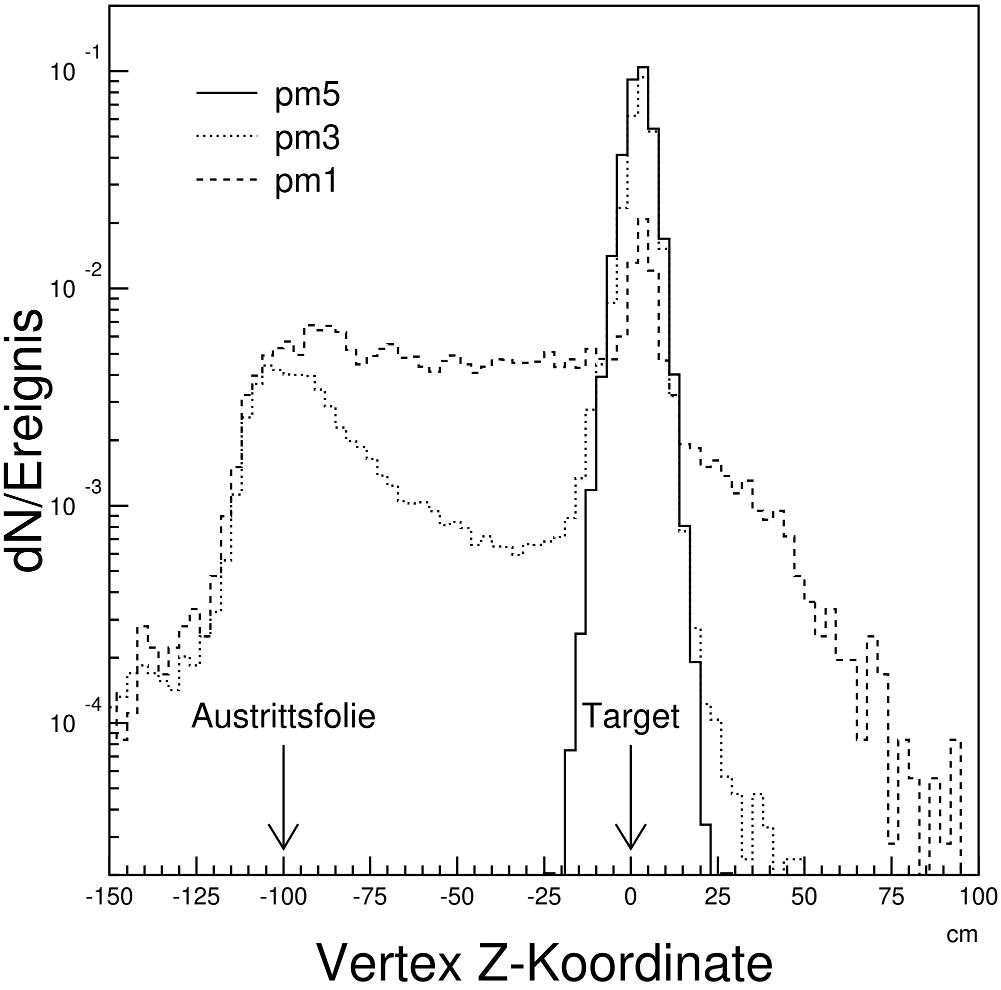

Abbildung 4.1: *Verteilung der Vertex z–Koordinate für verschiedene Multiplizitätsklassen in der Plastikwand. Während zentrale PM5 Ereignisse keine Kontamination durch Untergrundereignisse aufweisen, steigt dieser Beitrag für periphere Multiplizitätsbereiche stark an. Ein großer Teil des Untergrundes für PM3 wird in der Austrittsfolie des Strahlrohres etwa 1 m vor dem Target erzeugt, während für PM1 schon eine Reaktion mit der Luft ausreicht. Als Kriterium für ein Targetereignis wurde ein z–Vertex innerhalb von ±20 cm um das Target verlangt. Ereignisse mit weniger als zwei Spuren in der CDC wurden ebenfalls als Untergrundereignisse verworfen.*

fünf Bereiche (PM1–PM5) unterteilt. Diese Klassifikation orientiert sich an dem aus Kollisionen schwerer Systeme bekannten Plateau. PM5 wird dann als die Multiplizität festgelegt, bei der die Verteilung auf die Hälfte der Plateauhöhe abgefallen ist. PM1 bis PM4 ergibt sich aus der Einteilung der Multiplizität unterhalb von PM5 in gleichgroße Bereiche. Mit dieser Definition der PM–Klassen ist eine system– und energieunabhängige Ereignisklassifikation möglich.

Berücksichtigt werden muß noch, daß sich das Target nicht im Vakuum befand und daher ein Teil der Ereignisse aus Untergrundereignissen mit der umgebenden Luft stammt. Diese können über den mit Hilfe der Spuren in der CDC bestimmten Vertex des Ereignisses weitgehend erkannt und ausgeschlossen werden.

In Abbildung 4.1 ist die Verteilung des Ereignisvertex in Strahlrichtung für verschiedene Multiplizitätsbereiche gezeigt. Ereignisse mit hoher Multiplizität (PM5) werden fast nur im Target produziert. Bei mittleren Multiplizitäten (PM3) liefert die Edelstahl–Austrittsfolie des Strahlrohres den dominanten Beitrag zum Untergrund. Aber auch sehr zentrale Reaktionen mit Stickstoff bzw. Sauerstoff liefern eine genügend hohe Multiplizität. Den meisten Untergrund hat man erwartungsgemäß bei niedrigen Multiplizitäten (PM1). Hier reicht schon eine periphere Kollision mit Stickstoff oder Sauerstoff, um die erforderliche Multiplizität zu erreichen.

Der Abfall der Zählrate für Untergrundereignisse, die aus Kollisionen strahlabwärts vom Target stammen, liegt daran, daß immer weniger Teilchen so stark rückwärts emittiert werden, daß sie noch in den Akzeptanzbereich der CDC fallen. Daher werden Ereignisse, die weniger als zwei Spuren in der CDC aufweisen, ebenfalls verworfen. In Tabelle 4.1 ist der prozentuale Anteil an Untergrundereignissen im Trigger für die einzelnen PM–Klassen aufgeführt. Zusätzlich ist der nach dem Schnitt auf den z–Vertex verbliebene Anteil an Untergrundereignissen[1] (Kontamination) aufgelistet.

PM–Klasse	PM1	PM2	PM3	PM4	PM5
Multiplizität	1–16	17–35	36–54	55–74	>74
Untergrund (Trigger)	73%	68%	19%	1%	<1%
Kontamination	22.3%	11.1%	0.9%	<0.1%	<0.1%
$< b_{iqmd} >$ (fm), (σ)	11.4,(1.0)	8.8,(0.9)	6.7,(0.9)	4.2,(1.3)	2.5,(1.1)

Tabelle 4.1: *Multiplizität der äußeren Plastikwand, Untergrundbeitrag auf dem Triggerlevel, abgeschätzte verbliebene Kontamination durch Untergrundereignisse, mittlerer Stoßparameter $< b >$ und Halbwertsbreite σ aus dem IQMD–Modell für die verschiedenen PM–Klassen*

Abbildung 4.2 zeigt oben die auf die Untersetzungsfaktoren der einzelnen Trigger korrigierte PMUL–Verteilung aller Ereignisse und den Anteil der über den Vertex erkannten Untergrundereignisse im Trigger. Das vom Untergrund bereinigte Spektrum ist unten abgebildet. Bei sehr kleinen Multiplizitäten (PM1) ist es durch die untere Schwelle des Minimum Bias Triggers stark beeinflußt. Das muß bei der Interpretation der Daten in dieser PM–Klasse berücksichtigt werden.

In der Mitte ist der Zusammenhang zwischen dem Stoßparameter im IQMD–Modell und der gefilterten Multiplizität in der Plastikwand (PMUL) dargestellt.

[1] Dieser Anteil wurde aus der Zahl der Untergrundereignisse außerhalb des zugelassenen 20 cm Bereichs um den z–Vertex abgeschätzt.

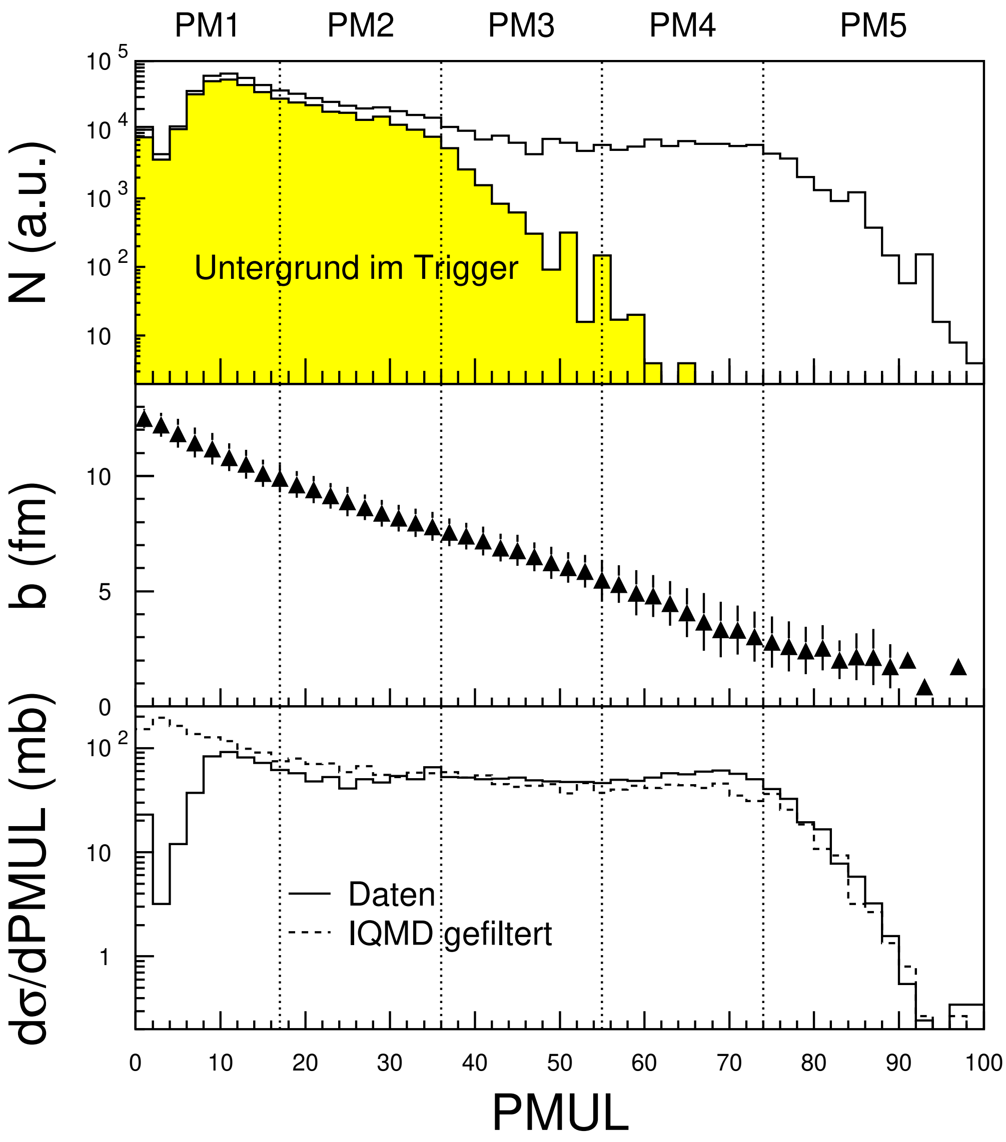

Abbildung 4.2: *Plastikwandmultiplizität: Oben ist die gemessene Verteilung der Plastikwandmultiplizität und der jeweilige über den Z–Vertex des Ereignisses bestimmte Untergrundbeitrag gezeigt. Lediglich für PM1 und PM2 stellt der Untergrund ein ernstzunehmendes Problem dar. Die beiden zentralen Multiplizitätsbereiche PM4 und PM5 sind weitgehend untergrundfrei. Die Korrelation des Stoßparameters im IQMD–Modell mit der Plastikwandmultiplizität ist in der Mitte gezeigt. Durch die Einteilung in Multiplizitätsklassen läßt sich eine Stoßparameterselektion bis zu 3fm erreichen. Unten ist die Übereinstimmung von simulierter Plastikwandmultiplizität mit der untergrundbereinigten experimentellen dargestellt. Die maximale Multiplizität liegt in beiden Fällen zwischen 90 und 100. Die Verwendung derselben Multiplizitätsklassen PM1–PM5 für Vergleiche zwischen Daten und IQMD–Modell ist daher gestattet. Nur die Verteilung bei PM1 ist stark durch den Detektor beeinflußt.*

Die mittleren Stoßparameter für die einzelnen PM–Klassen sind in Tabelle 4.1 angegeben. Bis zu b $\approx$ 3 fm gibt es im Mittel einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Multiplizität in der Plastikwand und dem Stoßparameter. Weil das Maximum der Flußeffekte im Bereich peripherer Stöße liegt, genügt diese Stoßparameterselektion über die Multiplizität. Will man zentralere Kollisionen mit b $\leq$ 3 fm auswählen, ist, wie aus den Phase 1 Experimenten bekannt [Sod94], die Multiplizität geladener Teilchen alleine kein ausreichendes Kriterium.

Unten ist zum Vergleich die PMUL–Verteilung für gefilterte IQMD–Ereignisse und für experimentelle Daten dargestellt. Die experimentelle Multiplizitätsverteilung wird vom Modell sehr gut reproduziert. Die Einteilung der IQMD–Ereignisse in dieselben Multiplizitätsklassen wie die experimentellen Daten ist daher gerechtfertigt.

4.2 Rapiditätsverteilungen

Zur globalen Untersuchung der Impulsverteilungen bietet sich die Darstellung der lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte in einem Transversalimpuls gegen Rapidität–Diagramm an. Der Transversalimpuls wird auf die Masse des jeweiligen Teilchens und auf den Projektilimpuls pro Nukleon normiert. Die so erhaltene dimensionslose Größe

$$p_t{}^0/m = (p_t/m)/(\beta_{proj} * \gamma_{proj})$$

hängt nicht mehr von der Teilchenmasse ab und ermöglicht durch die Normierung auf den Projektilimpuls einen Vergleich bei unterschiedlichen Einschußenergien.

Analog wird die Rapidität y auf die Schwerpunktsrapidität y_{cm} normiert:

$$y_{cm}^{(0)} = y/y_{cm} - 1$$

So liegt die Targetrapidität bei -1, die Projektilrapidität bei +1 unabhängig von der Strahlenergie.

In Abbildung 4.3 bis 4.6 sind diese Rapiditätsverteilungen für die verwendeten Tracking–Programme gezeigt. Aus diesen Diagrammen lassen sich Schlüsse über Produktionsmechanismen und –quellen der Teilchen ziehen. Zu diesem Zweck werden die Ereignisse in die in Kapitel 4.1 eingeführten PM–Zentralitätsklassen unterteilt und so die Abhängigkeit vom Stoßparameter betrachtet. Der Einfluß der verwendeten Tracking–Programme auf grundlegende physikalische Observable läßt sich durch den Vergleich dieser Diagramme abschätzen.

Generell läßt sich sagen, daß der Einfluß der Zentralität der Kollision auf die Rapiditätsverteilungen mit steigender Teilchenmasse zunimmt. Während die Pionen überall eine sehr breite Verteilung um Midrapidität aufweisen, zeigt sich bei den Baryonen eine immer stärkere Ausbildung einer Midrapiditätsquelle. Die Deformation der Spektren der positiven Pionen bei hohen Transversalimpulsen stammt

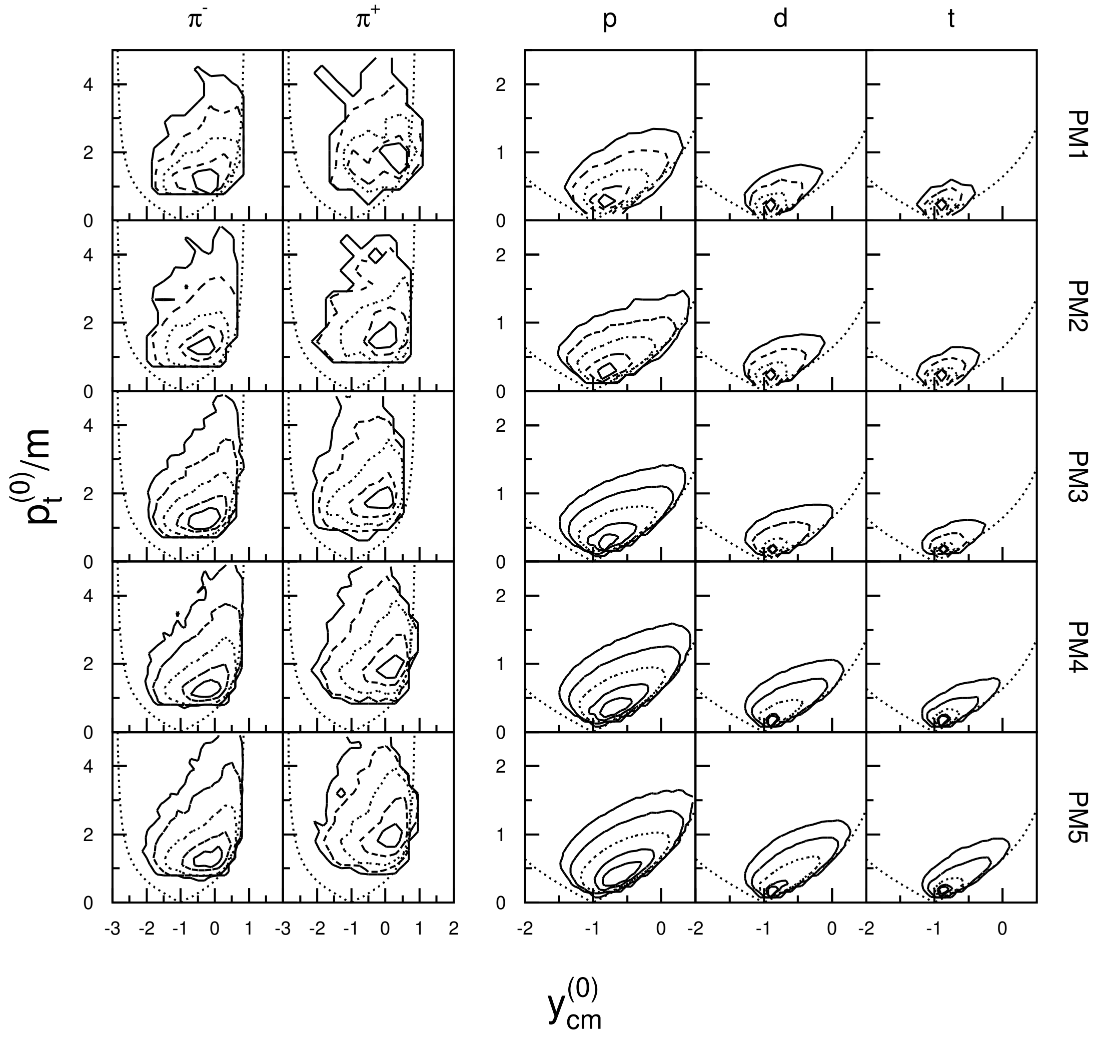

Abbildung 4.3: *Rapiditätsverteilung lokales Tracking I: die Konturlinien geben 80%, 50%, 20%, 5%, 1% des jeweiligen Maximums wieder. Die gepunkteten Linien zeigen die geometrische Akzeptanz der CDC. Die Pionenspektren sind durch die niedrige Effizienz dieses Tracking–Programms stark beeinflußt.*

von der Teilchenidentifikation. Es erfolgt im Impuls ein Schnitt bei 650 MeV/c, oberhalb dessen sie sich, wie in Abbildung 2.8 gezeigt, nicht mehr eindeutig von Protonen trennen lassen.

In Abbildung 4.3 sind die Rapiditätsverteilungen für Protonen, Deuteronen, Tritonen und geladene Pionen aus dem lokalen Tracking I gezeigt. Aufgrund des verwendeten Trackmodells gerader Spuren, ist die Pionenausbeute gering und schließt den Transversalimpulsbereich unterhalb von 100 MeV/c aus. Die in Abbildung 4.4 gezeigten Diagramme sind das Resultat des lokalen Tracking II. Wie erwartet, werden vorwiegend mehr Pionenspuren gefunden. Die Form der Pionenspektren ist ein wenig konkaver.

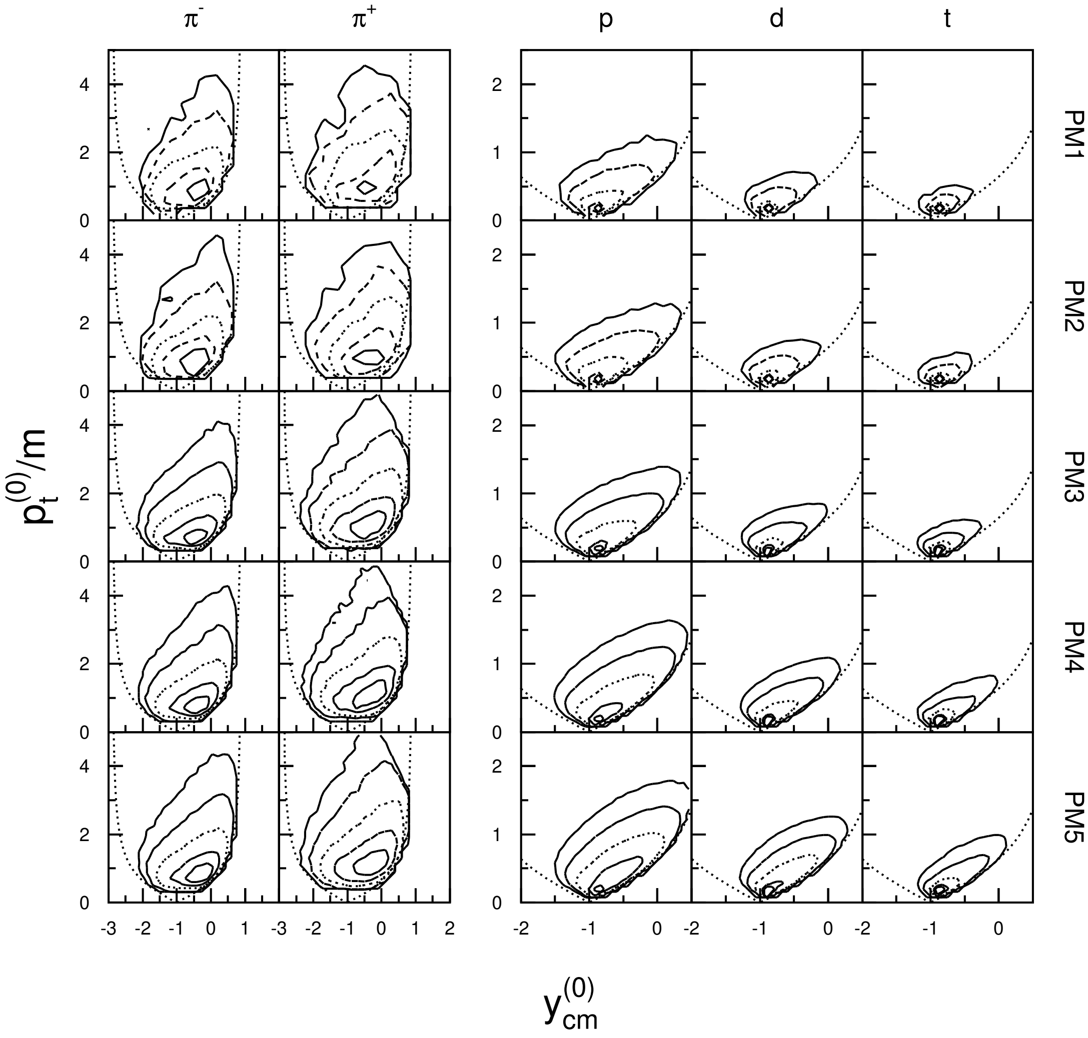

Abbildung 4.4: *Rapiditätsverteilung lokales Tracking II: die Konturlinien geben 80%, 50%, 20%, 5%, 1% des jeweiligen Maximums wieder. Die gepunkteten Linien zeigen die geometrische Akzeptanz der CDC. Die positiven Pionen zeigen gegenüber den negativen ein zu höheren Transversalimpulsen verschobenes Maximum.*

Das in Abbildung 4.5 gezeigte Ergebnis der adaptiven Hough–Transformation beschränkt sich bei Pionen wie das lokale Tracking I auf Transversalimpulse oberhalb von 100 MeV/c. Der größte Unterschied zu den anderen Diagrammen ist bei den positiven Pionen und hier bei niedrigen Transversalimpulsen zu sehen. Da diese Deformation auch schon bei den in Kapitel 3.3 gezeigten Simulationsvergleichen auftrat, ist sie wohl auf einen Programmfehler zurückzuführen. Dieser Fehler scheint die Spektren der anderen Teilchen aber nicht zu beeinflussen. Das Spektrum der negativen Pionen ist konvexer, als das mit den anderen Methoden erzeugte. Die Baryonen zeigen dasselbe massenabhängige Verhalten.

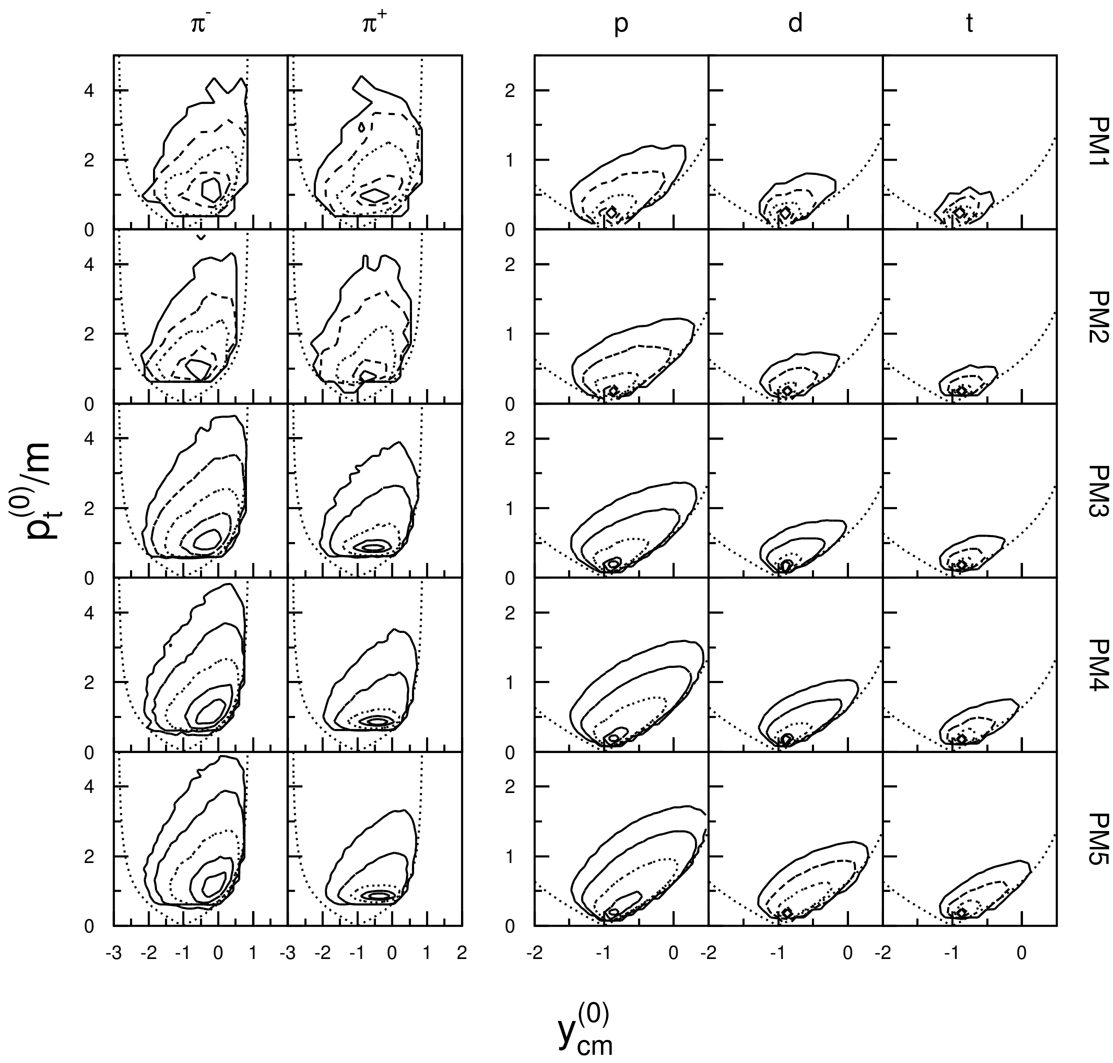

Abbildung 4.5: *Rapiditätsverteilung Hough Transformation: die Konturlinien geben 80%, 50%, 20%, 5%, 1% des jeweiligen Maximums wieder. Die gepunkteten Linien zeigen die geometrische Akzeptanz der CDC. Die Form der Verteilung der positiven Pionen ist auf einen Fehler im Programm zurückzuführen, der sich schon in den Simulationen in Abbildung 3.8 zeigte. Die Verteilung der negativen Pionen ist stärker um Midrapidität konzentriert als bei den anderen Tracking–Programmen.*

In Abbildung 4.6 ist das mit dem Conformal Mapping erzeugte Resultat dargestellt. Der stärkste Unterschied zu den vorherigen Spektren ist die Emission positiver Pionen bei mittleren Stoßparametern (PM3) mit hohen Transversalimpulsen und gleichzeitig sehr niedrigen Rapiditäten. Ansatzweise ist dieses Verhalten auch bei den negativen Pionen zu sehen. Weil aber auch die Protonen eine Andeutung dieses unerwarteten Verhaltens zu zeigen scheinen, könnte es sich um ein Arte-

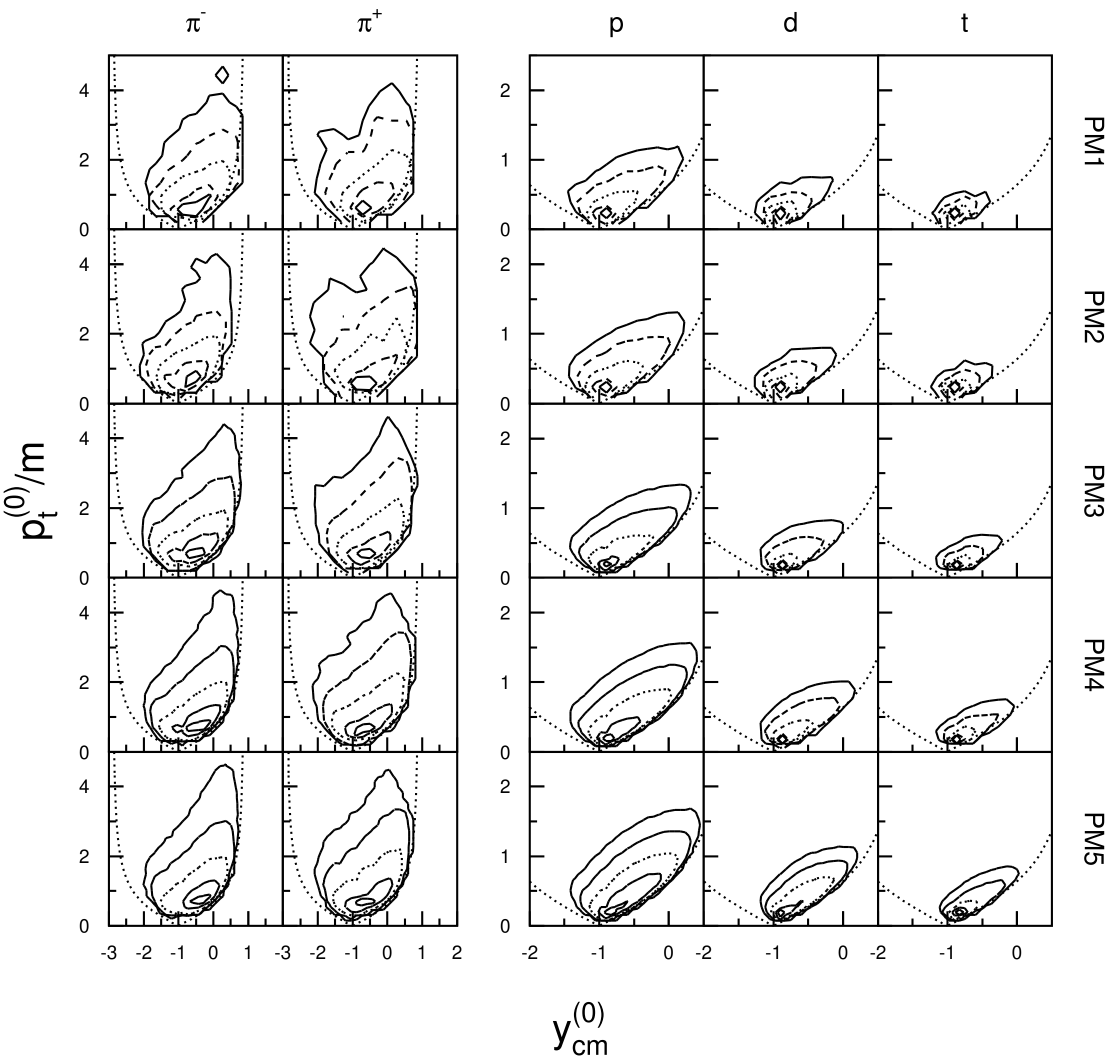

Abbildung 4.6: *Rapiditätsverteilung Conformal Mapping: die Konturlinien geben 80%, 50%, 20%, 5%, 1% des jeweiligen Maximums wieder. Die gepunkteten Linien zeigen die geometrische Akzeptanz der CDC. Der größte Unterschied zu den anderen Tracking–Programmen ist die Emission von positiven Pionen mit hohen Transversalimpulsen bei niedrigen Rapiditäten in peripheren Stößen. Hier sind weitere Untersuchungen notwendig.*

fakt durch das verwendete Tracking–Programm handeln. Auch daß keines der anderen Tracking–Programme solch eine Emission auch nur in Ansätzen zeigt, deutet daraufhin. Hier sind in Zukunft noch nähere Untersuchungen notwendig. Die Baryonenspektren fallen mit steigendem Transversalimpuls steiler ab, haben aber dasselbe massenabhängige Verhalten.

Ein weiterer hier interessanter Aspekt sind die Quellverteilungen für Pionen. Hierfür ist der 4π–Detektor durch seine Fähigkeit, geladene Pionen in einem

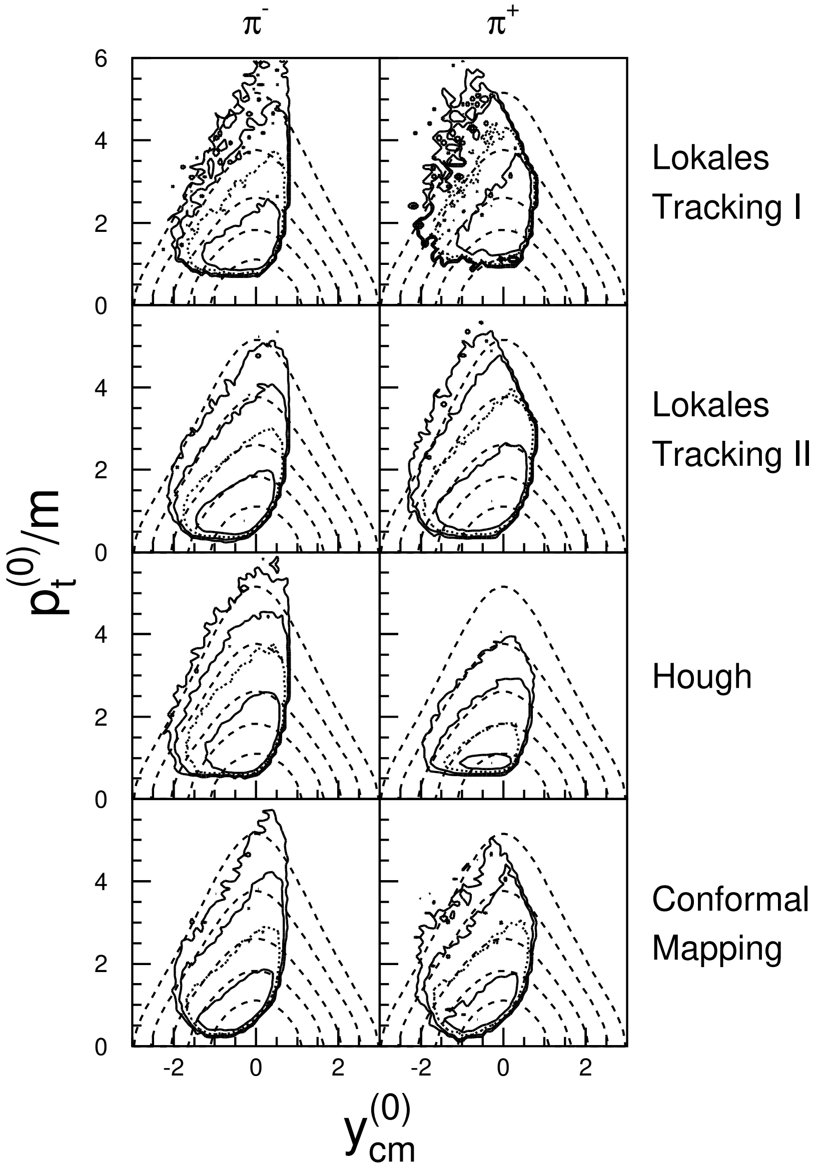

Abbildung 4.7: *Rapiditätsverteilung geladener Pionen bei PM5 für die eingesetzten Tracking–Programme: Die gestrichelten Linien zeigen die Verteilung für eine isotrope Emission aus einer Quelle bei Midrapidität. Die experimentellen Verteilungen lassen sich nicht durch eine solche Quelle beschreiben, die Annahme einer solchen isotropen Emission aus einer Quelle bei Midrapidität ist daher nicht gerechtfertigt.*

großen Bereich des Phasenraums simultan zu messen, besonders geeignet. In Abbildung 4.7 ist die Rapiditätsverteilung negativer und positiver Pionen bei PM5 gezeigt. Die gestrichelten Linien sind die berechnete Verteilung für eine isotrope Emission bei Midrapidität. In den vom Detektor unbeeinflußten Bereichen stimmen die gemessenen Rapiditätsverteilungen nicht mit dem Verlauf dieser Linien überein. Dies stimmt qualitativ mit Daten des Systems Ar + KCl bei 1.8 AGeV überein, die ebenfalls nicht mit einer isotropen Emission aus einer Quelle bei Midrapidität kompatibel waren [Sto86]. Die Annahme einer isotropen Emission geladener Pionen aus einer Quelle bei Midrapidität ist daher nicht gerechtfertigt.

4.3 Bestimmung der Reaktionsebene

Für die Quantifizierung kollektiver Effekte muß man sich zuerst ein adäquates Bezugssystem schaffen. Im allgemeinen wird hierfür die Reaktionsebene verwendet. Sie wird von der Strahlachse und der Richtung des Stoßparameters aufgespannt. Im Experiment ist die Richtung des Stoßparameters prinzipiell unbekannt, aber es gibt einen kollektiven Seitwärtsfluß von Nukleonen in die Reaktionsebene (Bounce–Off und Side–Splash in Abbildung 1.1). Diese Beobachtung wird von der Transversalimpulsanalyse nach [Dan85] zur Rekonstruktion der Reaktionsebene ausgenutzt.

Zu diesem Zweck wird der Vektor $\vec{Q}$ aus den Transversalimpulsen p_t gebildet:

$$\vec{Q} = \sum_{\nu=1}^{M} \omega_\nu (p_t)_\nu \tag{4.1}$$

mit den Gewichten
$\omega = -1$ für Baryonen mit $y < y_{cm}$
$\omega = 1$ für Baryonen mit $y > y_{cm}$
$\omega = 0$ für Pionen
Ohne diese Gewichtungsfaktoren für die Baryonen wäre $\vec{Q}$ aufgrund von Impulserhaltung immer 0. Die Pionen wurden bislang vernachlässigt, da ihr Flußverhalten unbekannt war.

Der so berechnete Vektor $\vec{Q}$ gibt die Richtung des Stoßparameters wieder. Zur Bestimmung des Fehlers bei der Rekonstruktion der Reaktionsebene werden alle Teilchen eines Ereignisses auf zwei Teilereignisse aufgeteilt. Die Zuordnung eines Teilchens zu einem der beiden Teilereignisse erfolgt zufällig, es wird lediglich dafür gesorgt, daß jedes Teilereignis dieselbe Anzahl an Teilchen enthält. Für diese Teilereignisse wird separat nach 4.1 die Reaktionsebene rekonstruiert. Der in Abbildung 4.8 für alle PM–Bereiche gezeigte eingeschlossene Winkel $\Delta\Phi_{12}$ zwischen beiden ist ein Maß für die Qualität der Reaktionsebenenbestimmung. Der Fehler, der sich für die Ausrichtung der Reaktionsebene ergibt ist die Hälfte dieses Winkels[2].

[2]Man erhält einen Faktor $1/\sqrt{2}$ aus der doppelten Anzahl der Teilchen, die für die Bestimmung der Reaktionsebene des gesamten Ereignisses zur Verfügung steht. Ein weiterer Faktor $1/\sqrt{2}$ resultiert daraus, daß die wahre Reaktionsebene feststeht und nur die rekonstruierte fluktuiert.

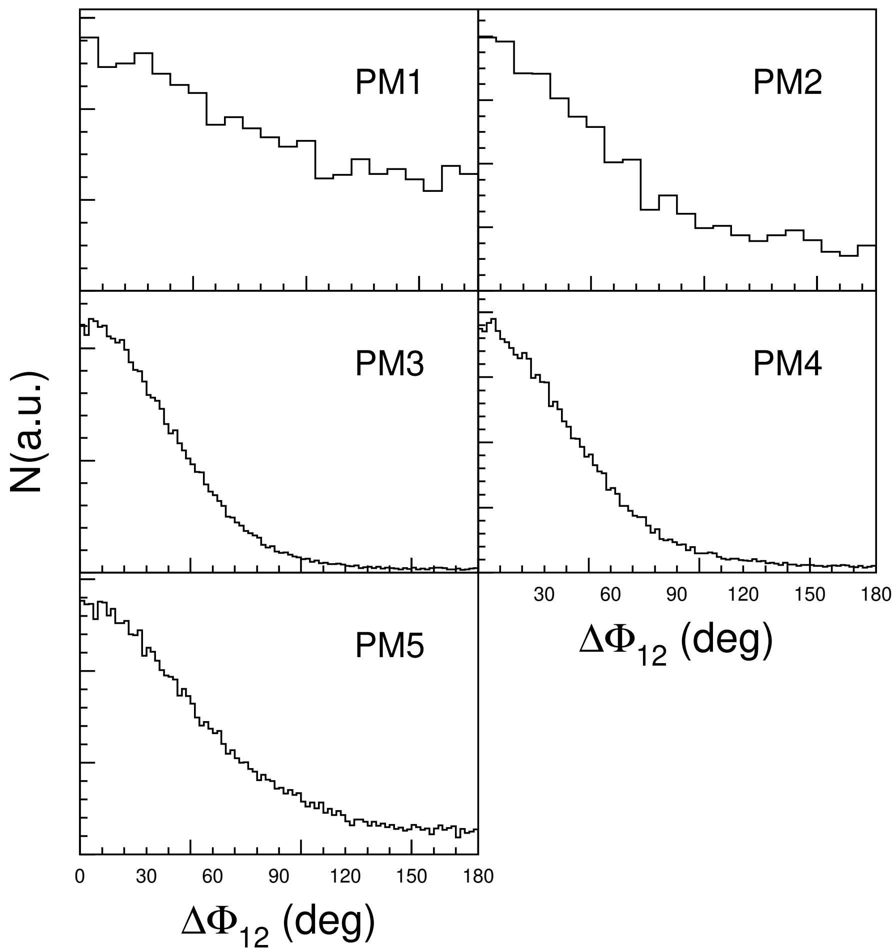

Abbildung 4.8: *Relativwinkel zwischen den Teilreaktionsebenen: Jedes Ereignis wird in zwei gleichgroße Teilereignisse unterteilt und für diese Teilereignisse separat nach [Dan85] die Reaktionsebene bestimmt. Der zwischen diesen beiden Teilreaktionsebenen eingeschlossene Winkel ist ein Maß für die Genauigkeit der Reaktionsebenenrekonstruktion. Abgebildet sind diese Relativwinkel für die verschiedenen PM–Klassen. Es wurde der vollständige* $4\,\pi$*–Detektor zur Rekonstruktion benutzt. Auf diese Weise läßt sich selbst bei PM1 eine Reaktionsebene festlegen, was mit den einzelnen Detektorkomponenten alleine nicht möglich wäre. Am besten bestimmt ist die Reaktionsebene bei PM3 und PM4. Die Genauigkeit der Reaktionsebenenrekonstruktion ist in Abbildung 4.9 gezeigt.*

In Abbildung 4.9 ist dieser Fehler als Funktion der Multiplizität der äußeren Plastikwand dargestellt. Hier wurde die Reaktionsebene mit Hilfe verschiedener Detektoren und Detektorkombinationen ermittelt. Erwartungsgemäß ist der Fehler beim Einsatz des kompletten $4\,\pi$–Detektors am geringsten. Der Trend ist aber für alle Detektoren gleich. Der Fehler der Reaktionsebenenbestimmung fällt zu mittleren Multiplizitäten (semizentralen Stößen) auf ein breites Minimum ab

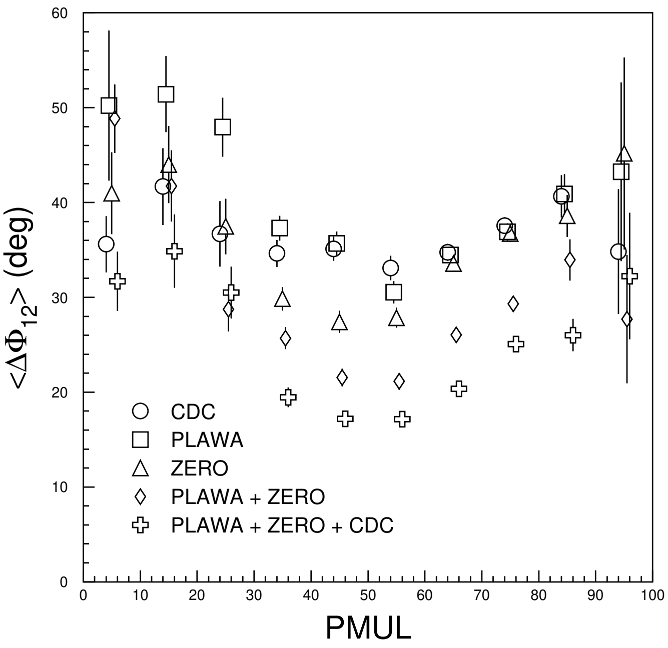

Abbildung 4.9: *Genauigkeit der Reaktionsebenenrekonstruktion: Dargestellt ist die mit den Einzeldetektoren erreichte Genauigkeit der Reaktionsebenenrekonstruktion nach [Dan85] als Funktion der Multiplizität der äußeren Plastikwand. Wird alle verfügbare Information verwendet (PLAWA+ZERO+CDC) läßt sich eine Auflösung bei mittleren Multiplizitäten von unter 18° erreichen.*

und steigt für zentrale Kollisionen wieder an. Bei sehr peripheren Stößen wird der Fehler durch die geringe Teilchenzahl bestimmt, die für die Rekonstruktion der Reaktionsebene zur Verfügung steht. Bei zentralen Stößen dagegen ist zwar die Teilchenmultiplizität genügend groß, aber die Reaktionsebene selber ist immer schlechter definiert und verschwindet in Kollisionen mit einem Stoßparameter von $b = 0$ völlig.

Die Tatsache, daß sich bei den höchsten Plastikwandmultiplizitäten immer noch eine Reaktionsebene bestimmen läßt, ist ein weiteres Indiz dafür, daß über die Multiplizität alleine eine Selektion zentralster Ereignisse nicht möglich ist.

Für die einzelnen Detektoren ergibt sich folgendes Bild:

- Für die Vorwärtshemisphäre ist das Zero Degree Hodoskop am besten zur Bestimmung der Reaktionsebene geeignet. Der kollektive Seitwärtsfluß tritt für schwerere Fragmente stärker zutage. Diese liegen bei einer Projektilenergie von 1 AGeV größtenteils im Akzeptanzbereich des Zero Degree Hodoskops.

- Die äußere Plastikwand überdeckt zwar einen größeren Raumwinkel und liefert die höchste Multiplizität aller Detektoren, hat aber keine Massenidentifikation. Das führt dazu, daß alle Teilchen mit der Ladung $z = 1$, also

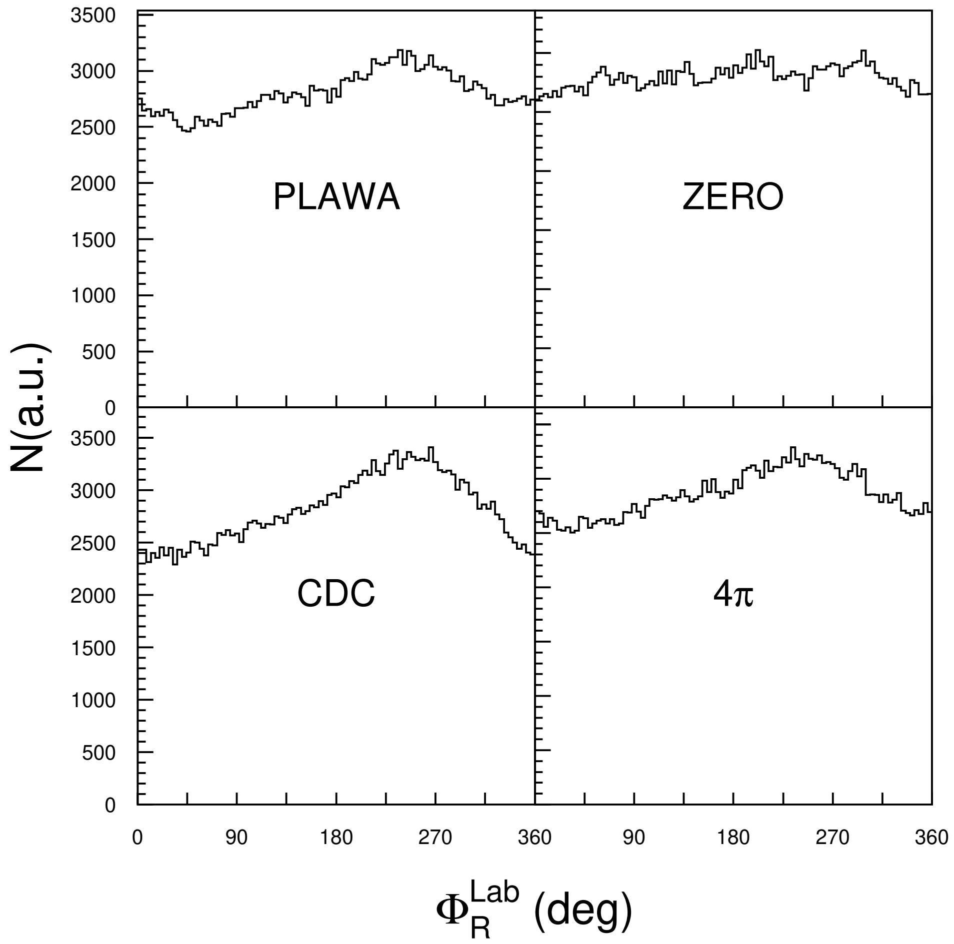

Abbildung 4.10: *Winkelverteilung der Reaktionsebene im Labor: Sie zeigt je nach Detektor, der zur Rekonstruktion benutzt wurde, eine Asymmetrie bei etwa 260° in der Größe von 10% für die Plastikwand bis zu 30% für die CDC. Dieser Effekt wurde eventuell durch einen Fehler im Triggersystem verursacht, der dazu führte, daß bevorzugt Ereignisse mit einem Teilchenfluß nach 260° im Laborsystem aufgenommen wurden. Da die Flußeffekte aber im Koordinatensystem der Reaktionsebene und nicht im Laborsystem diskutiert werden, hat dies keine Auswirkungen auf diese physikalischen Observablen.*

auch Pionen, als Protonen behandelt werden. Gerade Pionen werden aber, was noch gezeigt wird, vorwiegend senkrecht zur Reaktionsebene emittiert und ihre Behandlung als Protonen verschlechtert so die Rekonstruktion.

- Das Ergebnis für die CDC ist fast identisch mit dem für die äußere Plastikwand. Zwar ist hier eine Teilchenidentifikation möglich, so daß die Pionen sicher ausgeschlossen werden können. Aber die Multiplizität ist geringer als die der Plastikwand. Diese beiden Effekte heben sich gegenseitig auf.

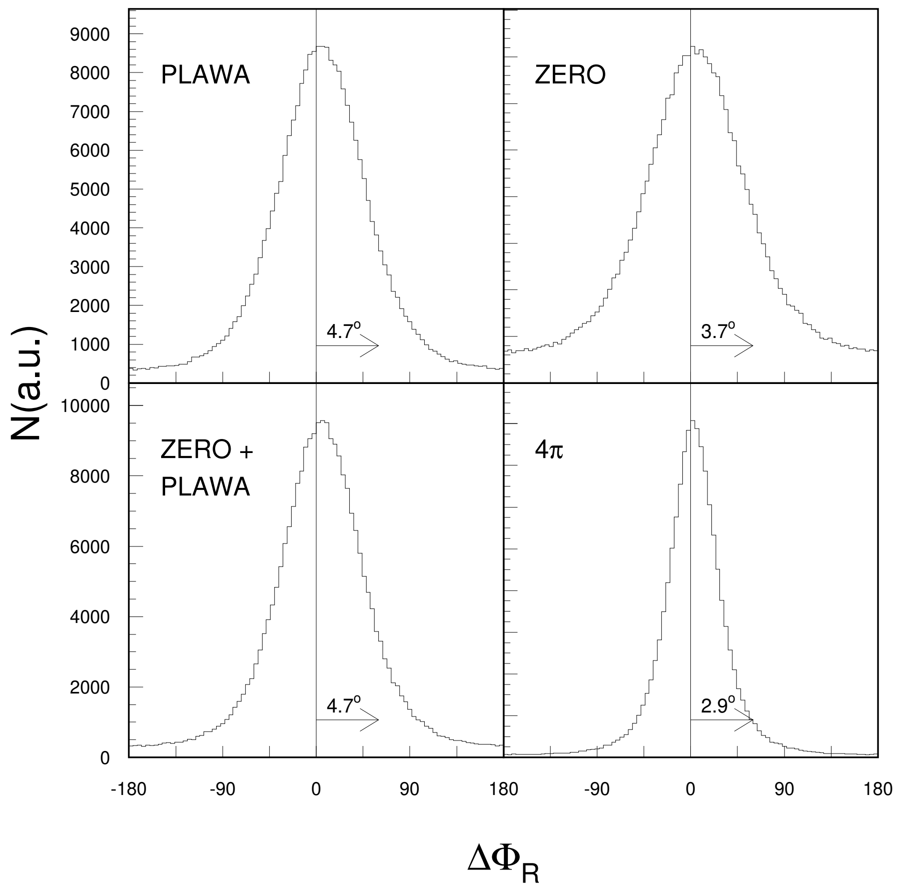

Abbildung 4.11: *Beeinflußung der Reaktionsebenenbestimmung durch das Magnetfeld: Aufgetragen ist die Ausrichtung der mit den einzelnen Detektoren rekonstruierten Reaktionsebene gegen die der CDC. Da die Teilchen erst durch das Streufeld des Magneten abgelenkt werden, ist die Reaktionsebene aus der CDC vom Magnetfeld unbeeinflußt. Die später verwendete Reaktionsebenenrekonstruktion mit dem gesamten $4\,\pi$–Detektor zeigt eine Abweichung von $2.9°$.*

- Durch den Einsatz aller Komponenten des $4\,\pi$–Detektors ist es möglich fast alle geladenen Teilchen aus einem Ereignis zu messen. Dadurch kann der Fehler bei der Reaktionsebenenbestimmung in semizentralen Stößen auf unter 18° begrenzt werden.

Der Einfluß des Detektors auf die Rekonstruktion der Reaktionsebene läßt sich aus der in Abbildung 4.10 gezeigten azimutalen Verteilung der Reaktionsebenen abschätzen. Die wahre Reaktionsebene hat keine Vorzugsrichtung und so sollte die rekonstruierte azimutal völlig isotrop verteilt sein. Die azimutale Verteilung zeigt dagegen eine Anisotropie von etwa 20%. Da die Reaktionsebene unabhängig für jeden Detektor bestimmt wurde aber alle Detektoren diese Anisotropie in unterschiedlicher Ausprägung zeigen, sind Verzerrungen durch Detektoreinflüsse

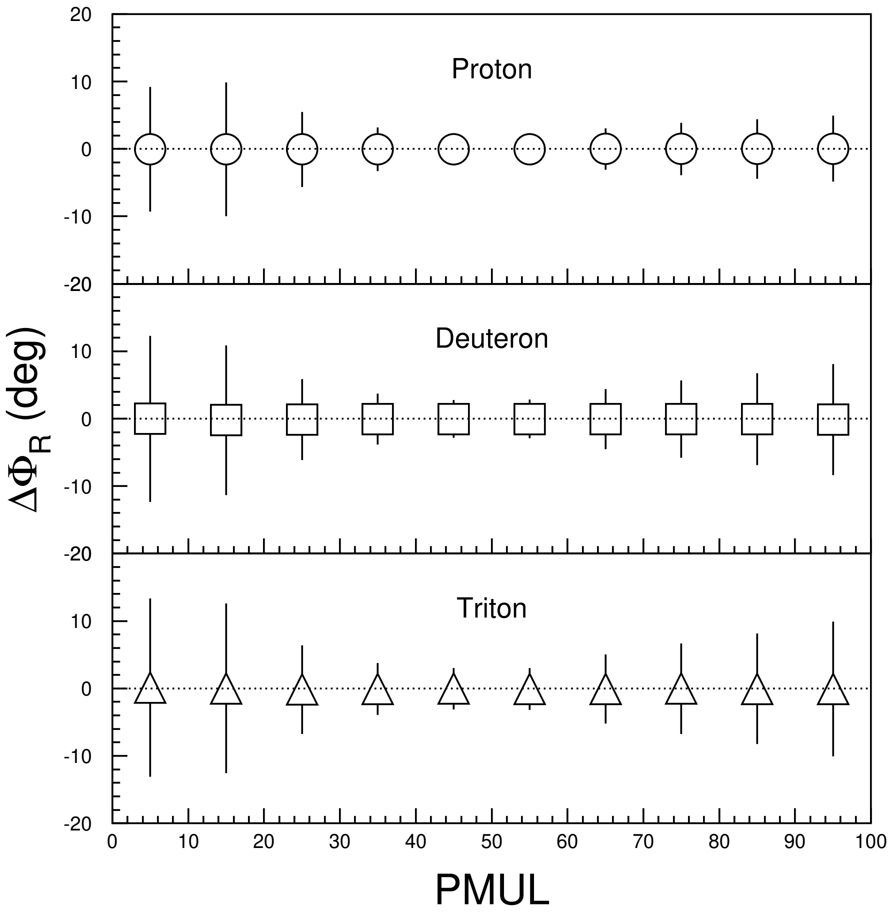

Abbildung 4.12: *Beeinflußung der Reaktionsebenenrekonstruktion durch einzelne Teilchen: Gezeigt ist der Relativwinkel $\Delta\Phi_R$ zwischen der aus allen verfügbaren Teilchen rekonstruierten Reaktionsebene und der Reaktionsebene bei Vernachlässigung eines Protons, Deuterons oder Tritons. Im Mittel sind diese Abweichung sehr gering ($< 0.2°$). Der Fehlerbalken zeigt die Breite der Verteilung. Die Breite korreliert mit der in in Abbildung 4.9 dargestellten multiplizitätsabhängigen Genauigkeit der Reaktionsebenenrekonstruktion und zeigt, daß in Bereichen mit schlechterer Rekonstruktion der Einfluß einzelner Teilchen zunimmt. Da die Masse in die Reaktionsebenenrekonstruktion eingeht, ist der Einfluß von Tritonen am größten.*

auszuschließen[3]. Wahrscheinlicher ist, daß durch den Trigger, der sektorweise aus der Multiplizität der äußeren Plastikwand abgeleitet wurde, bestimmte Ereignisgeometrien bevorzugt wurden. Da die Flußeffekte im Koordinatensystem der Reaktionsebene betrachtet werden, ist diese Asymmetrie zwar unschön, hat aber keine Auswirkung auf die physikalischen Aussagen.

[3] Die Rekonstruktion der Reaktionsebene mit simulierten Daten ergab auch keinen Hinweis auf Programmfehler.

Zu berücksichtigen ist noch der Einfluß des Magnetfeldes auf die Richtung der Reaktionsebene. Durch das Streufeld des Solenoiden werden positiv geladene Teilchen im Uhrzeigersinn abgelenkt. Dies sollte sich in der relativen Orientierung der aus den einzelnen Detektoren rekonstruierten Reaktionsebenen zueinander niederschlagen. In Abbildung 4.11 ist der Winkel $\Delta\Phi_R$ der einzelnen Reaktionsebenen relativ zu der mit der CDC rekonstruierten gezeigt. Die Reaktionsebene der CDC wurde als Referenz benutzt, da hier das Magnetfeld keinen Einfluß auf die Richtung haben sollte. Es ergibt sich für die am stärksten betroffene äußere Plastikwand eine durchschnittliche Abweichung von 4.7°. Das Zero Degree Hodoskop wird nicht so stark beeinflußt, da die Reaktionsebenenbestimmung hier eher durch schwerere Teilchen dominiert wird, die durch das Magnetfeld kaum abgelenkt werden. Außerdem ist die Bahn der Teilchen nahezu parallel zur Strahlachse und die Feldkomponente daher gering. Betrachtet man die Ausrichtung der Reaktionsebene, die mit dem gesamten $4\,\pi$–Detektor bestimmt wurde, ergibt sich noch eine Abweichung von 2.9°. Diese Verschiebung wurde bei den späteren Parametrisierung der Flußeffekte mit Gleichung 4.2 berücksichtigt.

Zur Vermeidung von Autokorrelationen bei der Betrachtung der Emission von Teilchen relativ zur Reaktionsebene wurde das jeweilige Teilchen bei der Rekonstruktion der Reaktionsebene ausgeschlossen. Die dadurch verursachten Abweichungen sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Aufgrund der fast vollständigen Rekonstruktion des Ereignis mit dem $4\,\pi$–Detektor ist der Einfluß durch den Ausschluß einzelner Teilchen im Mittel sehr gering ($< 0.2°$). Die durch den Fehlerbalken angezeigte Breite der Verteilung hängt ähnlich wie die Genauigkeit der Reaktionsebenenrekonstruktion selber von der Teilchenmultiplizität ab. Der Einfluß einzelner Teilchen auf die Reaktionsebenenrekonstruktion ist in Bereichen mit schlechterer Genauigkeit größer. Da die Teilchenmasse über den Transversalimpuls in den $\vec{Q}$–Vektor eingeht, haben Tritonen hier den größten Einfluß.

4.4 Flußeffekte

Im folgenden wird die Emission von Nukleonen und Pionen relativ zur Reaktionsebene untersucht. Hierfür wird die ϕ–Koordinate vom Laborsystem in das Koordinatensystem der Reaktionsebene (ϕ_{rel}) transformiert. Da eine Trennung der Wasserstoffisotope und die Pionenidentifikation nur mit der CDC möglich sind, wird nur der Rapiditätsbereich $-1.7 < y_{cm}^{(0)} < 0.3$ betrachtet. Für den Projektilrapiditätsbereich muß sich wegen des symmetrischen Systems dasselbe Bild ergeben[4]. Die in Abbildung 2.2 dargestellte Akzeptanz der CDC bei Midrapidität verlangt einen weiteren Schnitt im Transversalimpuls. Er beträgt $p_t^{(0)}/m > 0.8$

[4]Aufgrund der Definition der Ausrichtung der Reaktionsebene in Richtung des Bounce Off der Projektilspektatoren sind die azimutalen Verteilungen der Targetspektatoren um 180°gedreht.

für den hier verwendeten dimensionslosen normalisierten Transversalimpuls[5]. Diese azimutalen Verteilungen werden nach [Gut90] mit der Funktion

$$dN/d\Phi = a_0 * [1 + a_1 * \cos(\Phi) + a_2 \cos(2\Phi)] \tag{4.2}$$

parametrisiert. a_1 ist ein Maß für die Stärke der Emission in die Reaktionsebene. a_2 reflektiert die Stärke der Emission senkrecht zur Reaktionsebene (Squeeze–Out). Diese Interpretation für a_2 gilt aber nur in der Nähe von Midrapidität, wo der Fluß in die Reaktionsebene verschwindet und a_1 daher klein ist. Nimmt a_1 dagegen größere Werte an, gibt a_2 eher den Grad der Fokussierung in die Reaktionsebene wieder[6]. Hierbei muß aber noch die Ungenauigkeit der Reaktionsebenenrekonstruktion berücksichtigt werden. Sie verursacht eine Verschmierung der Strukturen und führt so zu systematisch kleineren a_1 und a_2 Werten. Der Einfluß dieser Verschmierung läßt sich durch einen Faktor korrigieren, der von der in Abbildung 4.9 gezeigten Auflösung der Reaktionsebenenrekonstruktion $<\Delta\Phi_{12}>$ abhängt [Dem90]:

$$a_1(corr) = \frac{a_1}{\cos(\Delta\Phi_{12})} \qquad a_2(corr) = \frac{a_2}{\cos(2\Delta\Phi_{12})}$$

Die für die beiden Multiplizitätsbereiche PM3 und PM5 berechneten Korrekturen sind in Tabelle 4.2 angegeben:

PM–Klasse	PM3	PM5
$\Delta\Phi_{12}$	18°	25°
$\cos(\Delta\Phi_{12})$	0.95	0.91
$\cos(2\Delta\Phi_{12})$	0.81	0.64

Tabelle 4.2: *Korrekturfaktoren für die extrahierten Flußparameter: Wegen der Ungenauigkeit $\Delta\Phi_{12}$ der Reaktionsebenenrekonstruktion sind die extrahierten Flußparameter systematisch zu klein und müssen mit den hier angegebenen Faktoren korrigiert werden.*

4.4.1 Flußeffekte der Baryonen

Die azimutale Verteilung der Wasserstoffisotope für verschiedene Rapiditätsbereiche für PM3 und PM5 ist in Abbildung 4.13 und 4.14 gezeigt. Um die Strukturen bei Midrapidität besser sichtbar zu machen, erfolgt die Skalierung relativ zu den

[5] Das entspricht etwa $p_t \approx 100\,\mathrm{MeV/c}$ für Pionen, $p_t \approx 550\,\mathrm{MeV/c}$ für Protonen, $p_t \approx 1100\,\mathrm{MeV/c}$ für Deuteronen und $p_t \approx 1600\,\mathrm{MeV/c}$ für Tritonen.

[6] Üblicherweise wird nicht a_2 sondern $-a_2$ dargestellt, so daß sich eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene in positiven a_2–Parametern niederschlägt. Eine Fokussierung in die Reaktionsebene zeigt sich dagegen durch negative a_2–Werte.

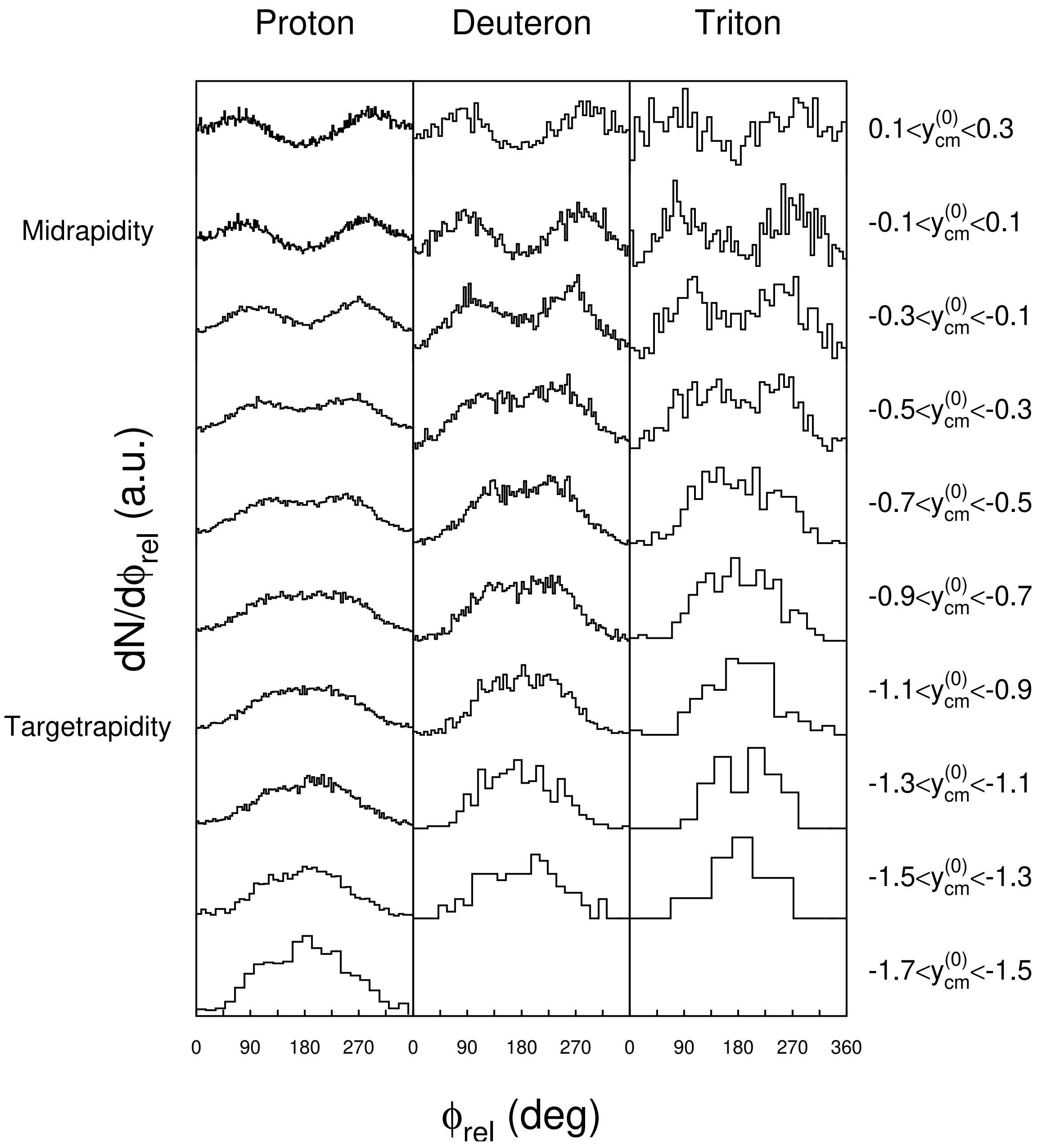

Abbildung 4.13: *Azimutale Verteilung der Wasserstoffisotope relativ zur Reaktionsebene bei PM3 für verschiedene Rapiditätsbereiche. Die Skalierung erfolgt anhand der Tritonen im jeweiligen Rapiditätsbereich. Der allmähliche Übergang vom Squeeze–Out bei Midrapidität (-0.1* $< y^{(0)}_{cm} <$ *0.1) zum Bounce–Off bei Targetrapidität (-1.1* $< y^{(0)}_{cm} <$ *0.9) ist gut zu beobachten. Er vollzieht sich für schwerere Teilchen schneller als für leichtere. Während bei den Tritonen das Squeeze–Out Signal bei (-0.7* $< y^{(0)}_{cm} <$ *0.5) weitgehend verschwunden ist, zeigen die Protonen es noch sehr deutlich. Auch die Größe der Effekte nimmt mit der Masse des Teilchens zu.*

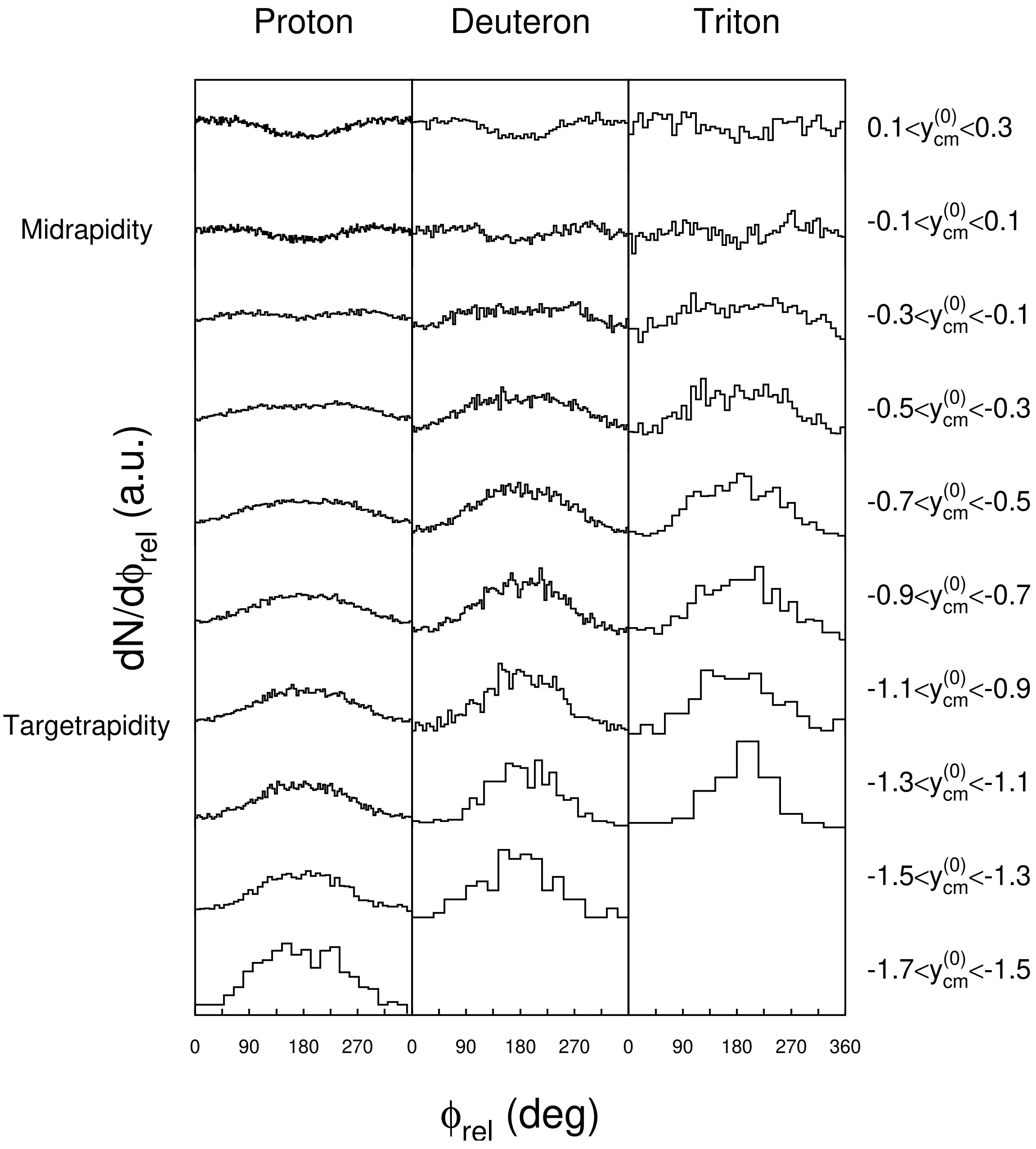

Abbildung 4.14: *Azimutale Verteilung der Wasserstoffisotope relativ zur Reaktionsebene bei PM5. Die Skalierung ist dieselbe wie in Abbildung 4.13, um einen direkten Vergleich mit den azimutalen Verteilungen bei PM3 zu ermöglichen. Wieder zeigen schwerere Teilchen stärkere Effekte. Das Squeeze–Out Signal ist, wie für zentrale Kollisionen zu erwarten, fast verschwunden. Daß es immer noch vorhanden ist, deutet daraufhin, daß diese Ereignisklasse immer noch einen weiten Stoßparameterbereich umfaßt, der auch periphere Ereignisse enthält.*

Tritonen im jeweiligen Rapiditätsbereich. In der Realität sind die Strukturen bei Midrapidität etwa um einen Faktor zwei kleiner als bei Targetrapidität. Diese Skalierung für PM3 wurde für PM5 übernommen, so daß die Stärke der azimutalen Asymmetrie in den einzelnen Rapiditätsbereichen direkt vergleichbar ist.

Schon die in Kapitel 4.3 beschriebene Rekonstruktion der Reaktionsebene beruht auf einem als "Bounce–Off" bezeichneten Flußeffekt von Nukleonen [Gus84]. Die Konstituenten sind Projektil– bzw. Targetspektatoren, d.h. Nukleonen des Projektil– und Targetkerns, die nicht unmittelbar an der Reaktion beteiligt waren. Sie werden durch die Kollision lediglich in die Reaktionsebene abgelenkt. Ihre ursprüngliche Rapidität bleibt dabei aber weitgehend erhalten. Dies äußert sich in der Überhöhung bei 180° bei Targetrapidität ($-1.1 < y_{cm}^{(0)} < -0.9$). Zu Midrapidität hin wird der Einfluß des Bounce–Off auf die azimutalen Verteilungen entsprechend immer geringer. In diesem Bereich nimmt der Anteil von Partizipanten — Nukleonen, die an der Reaktion beteiligt waren — immer mehr zu. Aber auch sie zeigen einen Fluß in die Reaktionsebene, den "Side–Splash" [Gus84].

Bei Annäherung an Midrapidität ($-0.1 < y_{cm}^{(0)} < 0.1$) ist die Ausbildung des als Squeeze–Out bekannt gewordenen Effektes sichtbar. Partizipanten werden aus der Reaktionszone heraus senkrecht zur Reaktionsebene emittiert. Dieser Effekt wurde von [Stö82] mit einem hydrodynamischen Modell vorhergesagt und von [Gut89b] mit dem Plastic–Ball experimentell bestätigt. Diese Teilchen werden nicht durch Projektil– und Targetspektatoren, die vorwiegend in die Reaktionsebene emittiert werden, beeinflußt und bieten daher den direktesten experimentellen Zugang zur heißen Reaktionszone. Auch hier zeigen schwerere Teilchen die stärksten Effekte.

Im Rapiditätsbereich bei ($0.1 < y_{cm}^{(0)} < 0.3$) ist bereits eine leichte Überhöhung bei 0°/360° gegenüber 180° zu sehen. Dies ist der wieder einsetzende Side–Splash.

Die Parametrisierung der gezeigten azimutalen Verteilungen der Baryonen nach Gleichung 4.2 wird im nächsten Abschnitt zusammen mit den Flußeffekten der Pionen diskutiert.

4.4.2 Flußeffekte der geladenen Pionen

In Zusammenhang mit den Flußeffekten der Nukleonen ist es an dieser Stelle interessant, in denselben Rapiditätsbereichen Flußeffekte für Pionen zu untersuchen. Das Tracking der Pionen stößt aber auf besondere Schwierigkeiten. Zur Illustration ist in Abbildung 4.15 die Emission von negativen und positiven Pionen relativ zur Reaktionsebene bei Midrapidität im PM3 Bereich ($36 \leq$PMUL≤ 54) für die eingesetzten Tracking–Programme gezeigt.

Alle Verteilungen zeigen einen mehr oder weniger starken Einbruch bei 180°[7]. Gerade in diesem Bereich ist die in Abbildung 4.16 gezeigte Spurmultiplizität

[7] Bei Midrapidität sollte die Emission unter 0°/360° und 180° gleichgroß sein

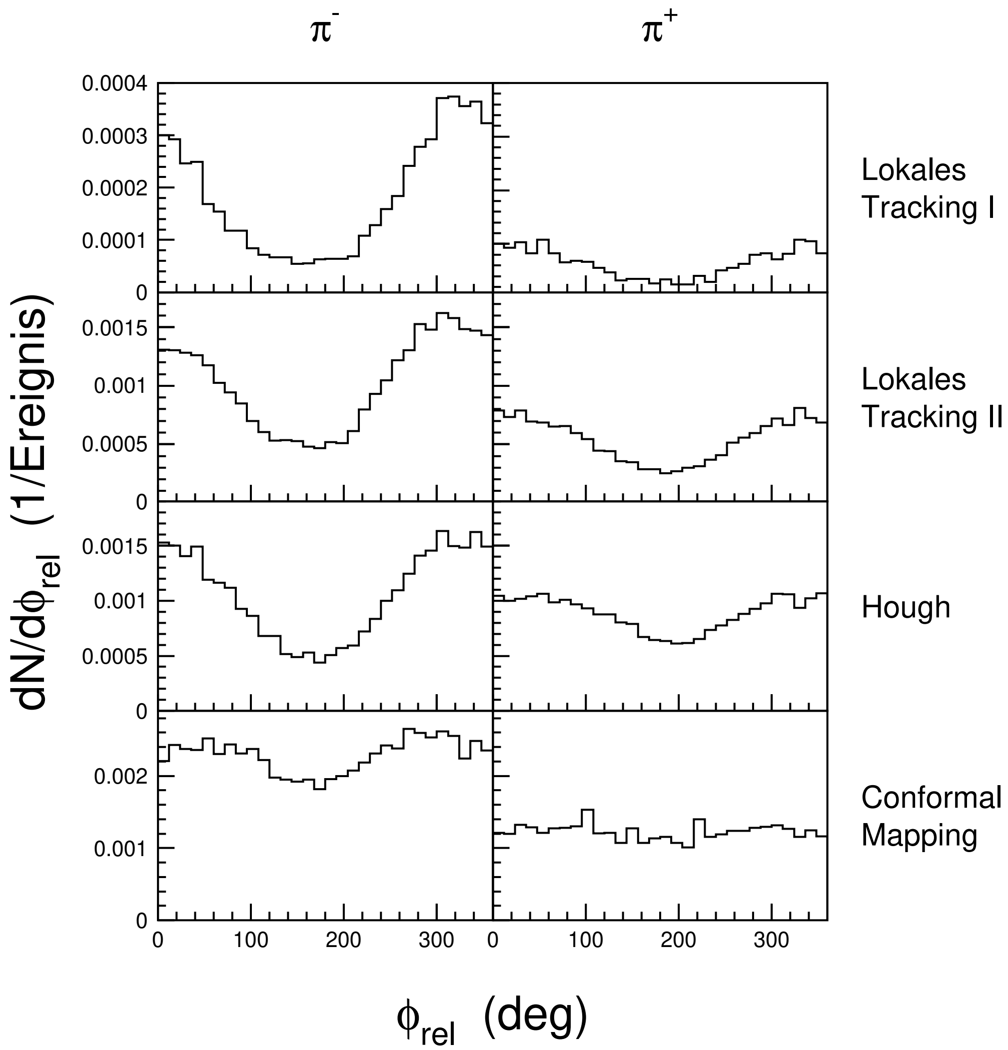

Abbildung 4.15: *Unkorrigierte azimutale Verteilung der Pionen bei Midrapidität ($0.1 < y_{cm}^{(0)} < 0.1$) relativ zur Reaktionsebene bei PM3: Alle Trackingprogramme zeigen unterschiedlich starke Verluste um 180°. Diese Verluste sind für negative Pionen stärker als für positive. Zur Extraktion der Stärke des Squeeze–Out Signals ist eine Korrektur daher unerläßlich. Die verschiedenen Zählraten pro Ereignis spiegeln die Effizienzunterschiede der einzelnen Trackingprogramme wider.*

in der CDC am größten. Zwar haben lokale Trackingmethoden eher Probleme mit zunehmender Spurdichte, aber die Effizienzabschätzung mit Hilfe der Simulationen aus Kapitel 3.3 zeigten einen wesentlich kleineren Effekt. Weil schon die Online Datenreduktion bei den Simulationen identisch durchgeführt wurde, liegt der Grund wahrscheinlich im realen Ansprechverhalten der CDC. Es kann aber nicht z.B. durch die falsche Wahl des dynamischen Bereichs der CDC zu völligen Spurverlusten gekommen sein, da mit der globalen Methode des Conformal

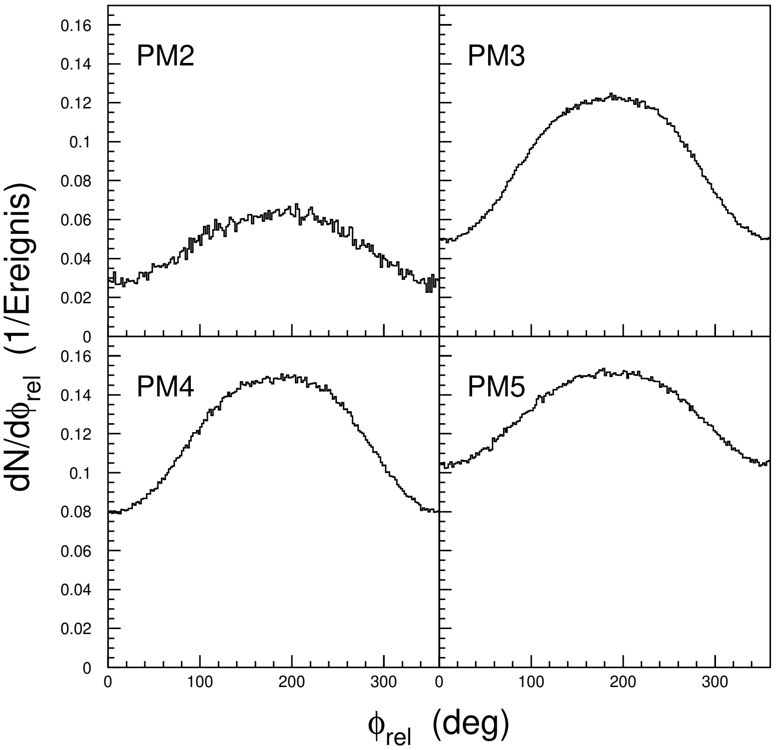

Abbildung 4.16: *Azimutale Verteilung aller mit dem Lokalen Tracking II gefundenen Spuren in der CDC relativ zur Reaktionsebene für verschiedene PM–Bereiche: Für die Korrektur der azimutalen Verteilungen der Pionen muß die azimutale Verteilung aller Spuren in der CDC berücksichtigt werden. Die Parametrisierung nach Gleichung 4.2 ergibt die in Tabelle 4.3 aufgeführten Werte. Daraus ergibt sich, daß die hier gezeigten Verteilungen in guter Näherung einer einfachen* $\cos(\Phi)$*–Verteilung folgen.*

Mapping die "fehlenden" Pionenspuren größtenteils gefunden werden. Die wahrscheinlichste Erklärung ist eine partielle Auslöschung von Pionenspuren in der Nähe oder beim Kreuzen von Spuren schwererer Teilchen. Das erklärt auch den stärkeren Einfluß auf die negativen Pionen, deren Spuren aufgrund der entgegengesetzten Krümmung wesentlich häufiger die Spuren schwerer Teilchen kreuzen als positive Pionen.

Die Parametrisierung der azimutalen Spurverteilungen in der CDC aus der Abbildung 4.16 ergibt die in Tabelle 4.3 aufgeführten Werte:

Der dominante Term ist die a_1–Komponente, d.h. die azimutalen Verteilungen aller Spuren in der Kammer lassen sich in guter Näherung durch einen $\cos(\Phi)$–Term parametrisieren. Das bedeutet für die Korrektur der azimutalen Verteilungen der Pionen, daß sie sich ebenfalls auf eine $\cos(\Phi)$–Abhängigkeit beschränkt.

Aus Symmetriegründen muß die Emission bei Midrapidität unter $0°/360°$ ebenso stark sein wie unter $180°$. Das bedeutet, daß die a_1–Komponente bei Midrapidität verschwinden muß. Hieraus läßt sich die Größe der cos(Φ)–Korrektur ableiten, die bei Midrapidität den Einbruch der Verteilungen bei 180° kompensieren soll. Diese so konstruierte Korrektur mit einer a_1*cos(Φ)–Verteilung wird dann auf alle Rapiditätsbereiche angewendet[8]. Ein Vergleich der Resultate, die mit verschiedenen Tracking–Programme erzielt wurden, zeigte, daß sich nur mit einer additiven Korrektur konsistente Ergebnisse erzielen lassen.

Die auf diese Weise korrigierten azimutalen Verteilungen aus Abbildung 4.15 sind in Abbildung 4.17 gezeigt. Eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene bei Midrapidität ist jetzt deutlich sichtbar. Aufgrund der unterschiedlichen Effizienz der Trackingprogramme gibt es aber verschiedene absolute Zählraten. So liegt das Lokale Tracking I nahezu eine Größenordnung unter dem Conformal Mapping.

Die verbleibende Asymmetrie von 90° zu 270° läßt sich wiederum mit Hitverlusten in der Nähe von Spuren schwererer Teilchen begründen: Die unter 90° emittierten negativen Pionen werden durch das solenoidale Magnetfeld in die Bereiche mit der größten Teilchendichte abgelenkt. Für die positiven Pionen gilt entsprechendes bei 270°. Der Effekt ist bei positiven Pionen nicht so stark, da die Nukleonen in dieselbe Richtung abgelenkt werden. Beschränkt man sich auf die in Abbildung 4.21 gezeigten Pionen mit hohen Transversalimpulsen, die durch das Magnetfeld kaum abgelenkt werden, ist die azimutale Verteilung wieder symmetrisch um 180°. Aus diesem Grund werden für die Parametrisierung nach Gleichung 4.2 nur die weitgehend unbeeinflußten Verteilungen von $180° < \phi_{rel} < 360°$ für negative und von $0° < \phi_{rel} < 180°$ für positive Pionen verwendet.

In Abbildung 4.18 und 4.19 sind die azimutalen Verteilungen für Protonen und Pionen in verschiedenen Rapiditätsbereichen für PM3 und PM5 gezeigt. Das generelle Bild ist für beide Zentralitätsklassen das Gleiche:

- Die azimutale Anisotropie ist für Pionen wesentlich schwächer als für Protonen.

- Negative Pionen zeigen stärkere Effekte als positive Pionen.

[8] Der Einfluß der Tracking–Programme auf die simulierten azimutalen Verteilungen der Pionen relativ zur Reaktionsebene in Abbildung 3.9 zeigte keine Abhängigkeit der Verluste bei 180° von der Rapidität.

PM–Klasse	PM1	PM2	PM3	PM4	PM5
a_1	-0.28	-0.39	-0.42	-0.30	-0.19
a_2	-0.024	-0.027	-0.036	-0.027	-0.017

Tabelle 4.3: *Parametrisierung der azimutalen Spurverteilungen in der CDC nach Gleichung 4.2.*

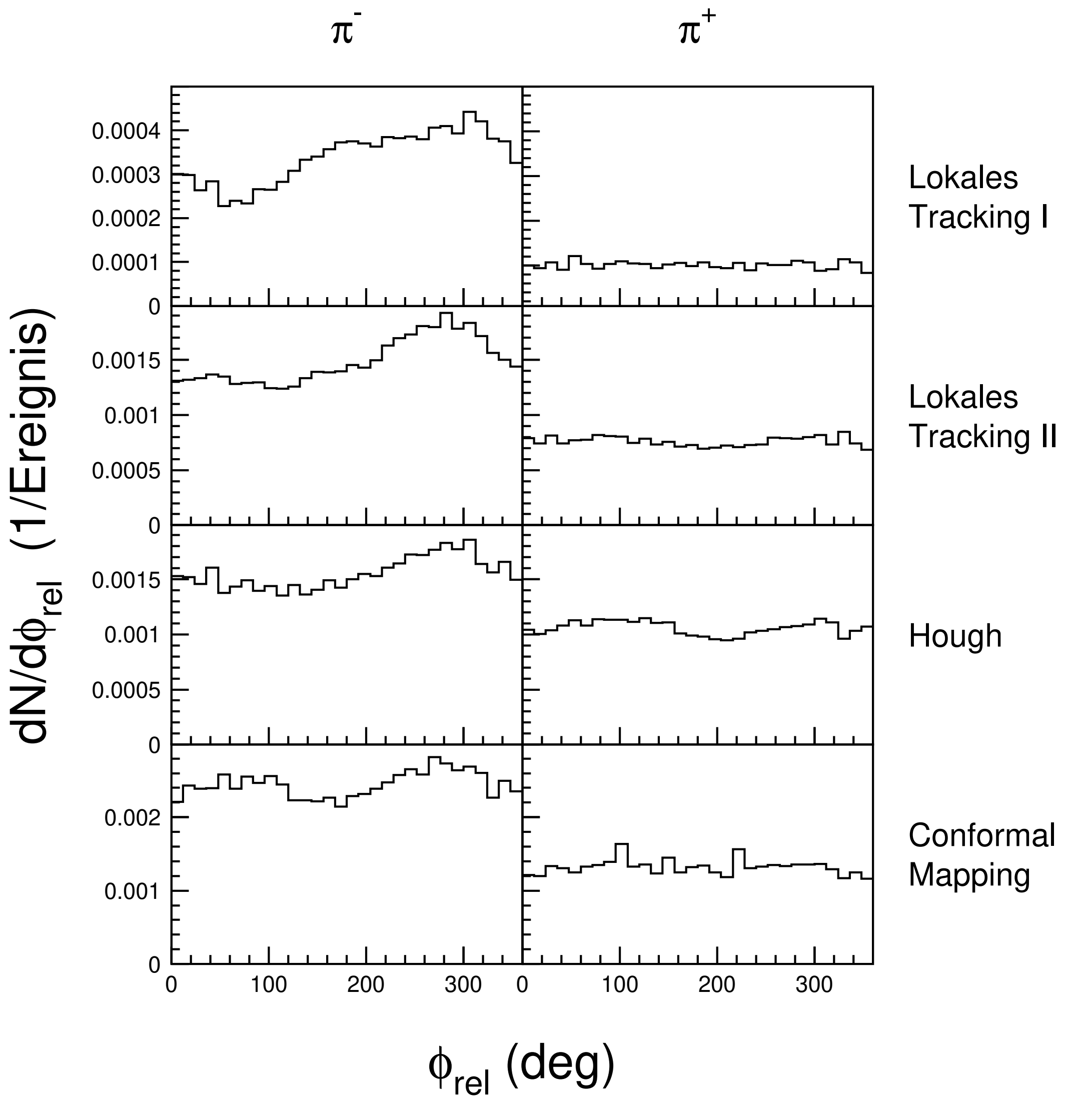

Abbildung 4.17: *Korrigierte azimutale Verteilung der Pionen bei Midrapidität relativ zur Reaktionsebene bei PM3: Ausgehend von der azimutalen Verteilung der Pionen in Abbildung 4.15 wird aus der azimutalen Verteilung aller Spuren in Abbildung 4.16 eine Korrektur mit einem* $\cos(\Phi)$*–Term abgeleitet. Die absolute Stärke der Korrektur ergibt sich aus Forderung nach Symmetrie bei Midrapidität: Die Emission unter 0°/360° muß ebenso stark sein wie unter 180°. Die Verluste in den Pionenverteilungen bei der Verwendung des Lokalen Tracking I sind zu groß, um noch korrigiert werden zu können.*

- Pionen zeigen zumindest in peripheren Kollisionen auch bei Targetrapidität eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene.

Letzteres spricht gegen die Interpretation der azimutalen Verteilung von Pionen bei Midrapidität als ein Squeeze–Out Effekt wie bei den Baryonen.

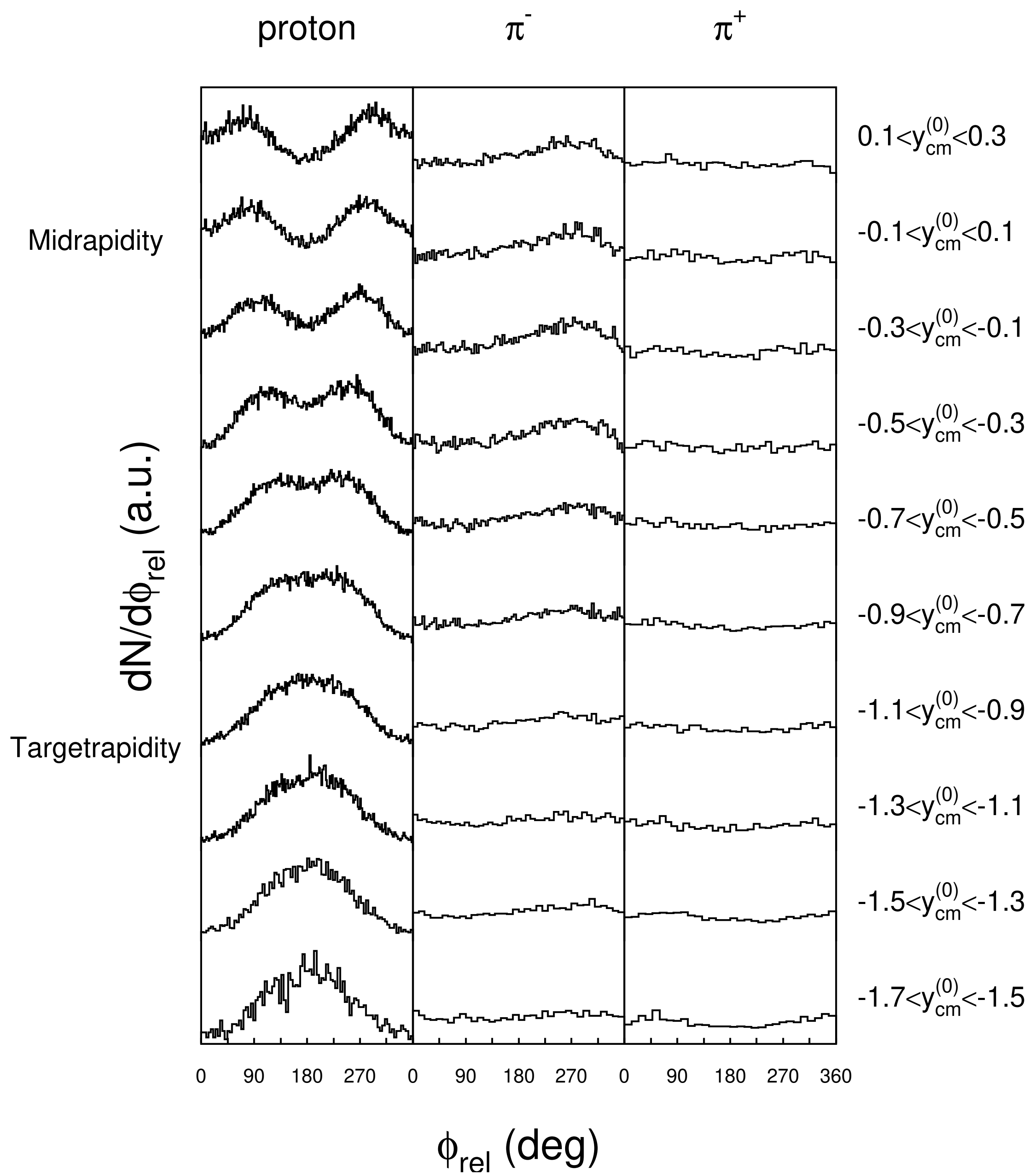

Abbildung 4.18: *Azimutale Verteilung der Pionen relativ zur Reaktionsebene für PM3: Benutzt wurde das Lokale Tracking II. Die Skalierung erfolgt anhand der Protonen im jeweiligen Rapiditätsbereich, so daß der Squeeze–Out der Protonen gut hervortritt. Die Flußeffekte der Pionen sind erheblich kleiner als die der Protonen. Negative Pionen zeigen in allen Rapiditätsbereichen eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene.*

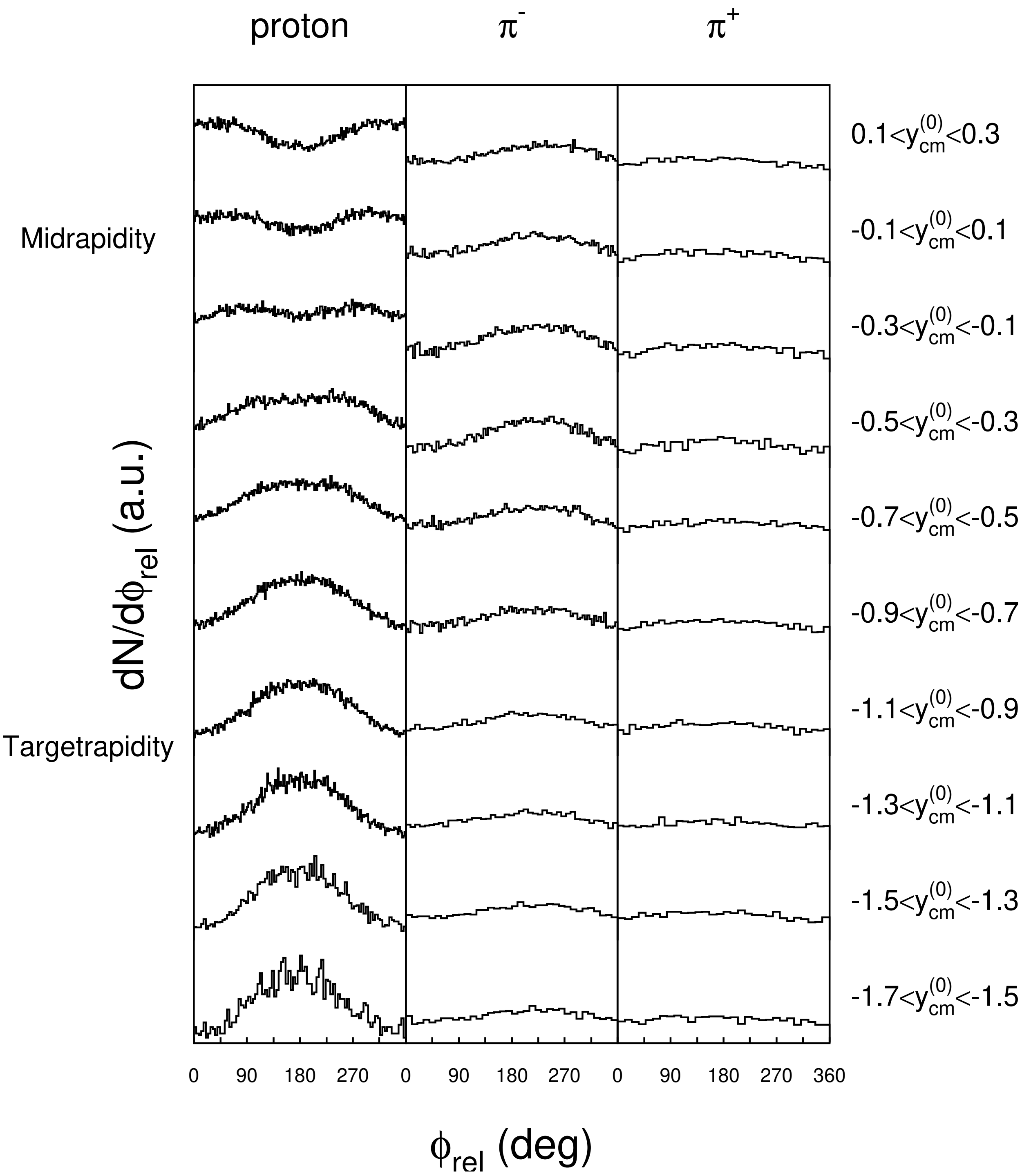

Abbildung 4.19: *Azimutale Verteilung der Pionen relativ zur Reaktionsebene für PM5: Benutzt wurde das Lokale Tracking II. Die Skalierung wurde aus Abbildung 4.18 übernommen, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Die Pionen zeigen eine leichte Korrelation mit den Protonen beim Fluß in die Reaktionsebene. Die Verteilung ist aber sehr breit.*

Deutlicher wird dies in Abbildung 4.20, die die Ergebnisse der Parametrisierung nach Gleichung 4.2 für Pionen und Wasserstoffisotope zeigt[9]. Die Baryonen zeigen das bekannte Flußverhalten in die Reaktionsebene (Bounce–Off, Side–Splash), das sich im linearen Abfall der a_1–Komponente zwischen Midrapidität und Targetrapidität äußert. Lediglich bei sehr kleinen Rapiditäten steigt sie wieder an. Die a_1–Komponente ist für Protonen und Deuteronen bei Midrapidität immer noch leicht positiv, d.h. es gibt kleine Verluste in der Reaktionsebene bei diesen Teilchen. Für Tritonen verschwindet die a_1–Komponente bei Midrapidität. Da die a_1–Komponente empfindlich von der Rapidität abhängt, die wiederum mit der dem Teilchen zugeordneten Masse verbunden ist, ist dies ein Zeichen dafür, daß die Kontaminationen durch andere Teilchen bei den Tritonen gering ist. Die schwereren Wasserstoffisotope zeigen in beiden PM–Bereichen stärkere Flußeffekte. Die in [Dos87] gezeigte Systematik für Elemente bis $Z = 6$ gilt somit auch für die einzelnen Isotope des Wasserstoffs.

Wie für die a_1–Komponente sind die Effekte für a_2 mit zunehmender Masse größer. Der Squeeze–Out bei Midrapidität ist bei den Tritonen am stärksten und folgt damit dem Trend aus [Gut90], der dieses Verhalten für Teilchen mit den Ladungen $Z = 1$ und $Z = 2$ nachwies. Zu kleineren Rapiditäten hin fällt die a_2–Komponente für schwerere Teilchen schneller ab und zeigt damit die in den Abbildungen 4.13 und 4.14 sichtbare stärkere Fokussierung in die Reaktionsebene an[10]. Lediglich im letzten Rapiditätsbereich bei $-1.7 < y_{cm}^{(0)} < -1.5$ deutet sich für die Protonen wieder eine Defokussierung an. Das Squeeze–Out Signal bei Midrapidität reagiert sehr empfindlich auf die Zentralität des Stoßes. Es geht, wie schon ein Vergleich der Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigt, um etwa einen Faktor drei zurück. Die Massenabhängigkeit der Stärke des Squeeze–Out Signals bleibt aber erhalten. Außerdem deutet sich eine Verschiebung des Nulldurchgangs an, die auf eine frühere Fokussierung in die Reaktionsebene bei niedrigen Rapiditäten hinweist, auch wenn das Flußsignal selber, die a_1–Komponente, kleiner ist.

Die wesentlich kleineren Flußeffekte der Pionen unterscheiden sich dagegen stark von denen der Baryonen. Negative Pionen zeigen in peripheren Stößen in allen Rapiditätsbereichen eine verschwindende a_1–Komponente und damit keinen ausgezeichneten Fluß in die Reaktionsebene. Ihre a_2–Komponente ist aber immer positiv, d.h. sie werden in allen Rapiditätsbereichen bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert. In zentralen Stößen zeigen die negativen Pionen eine Korrelation mit dem Baryonen bezüglich des Flusses in die Reaktionsebene. Ähnlich wie bei den Baryonen geht die Stärke der Emission senkrecht zur Reaktionsebene zurück, aber die a_2–Komponente bleibt im gesamten Rapiditätsbereich

[9] Die hier dargestellten a_1– und a_2–Komponenten sind noch nicht auf die Ungenauigkeit bei der Reaktionsebenenrekonstruktion korrigiert. Die korrigierten Parameter sind in Abbildung 5.1 und 5.2 gezeigt

[10] Das jeweilige Teilchen wurde bei der Bestimmung der Reaktionsebene vernachlässigt. Daher kann es sich hier nicht um eine Autokorrelation handeln.

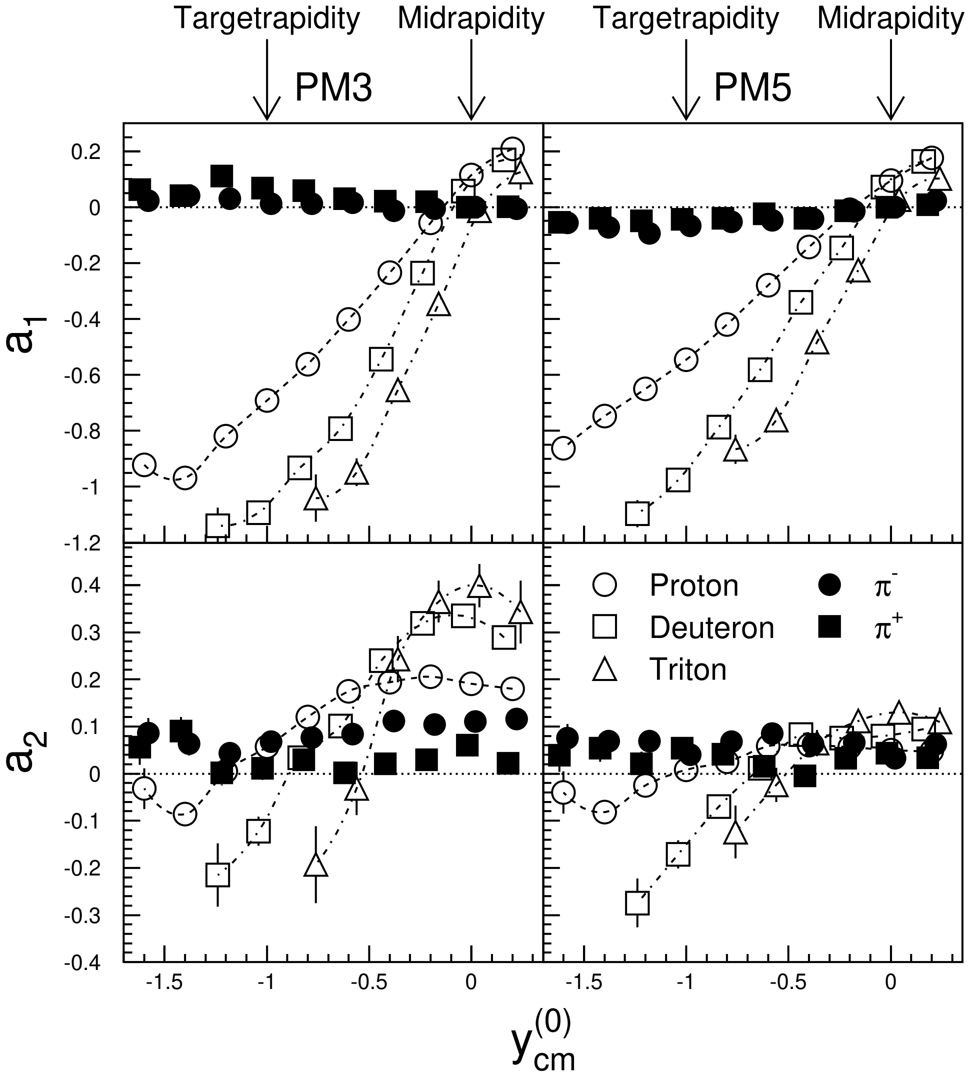

Abbildung 4.20: *Extrahierte Flußparameter für Pionen und Wasserstoffisotope bei PM3 und PM5 für verschiedene Rapiditätsbereiche: a_1 gibt die Stärke der Emission in die Reaktionsebene wieder, a_2 ist bei kleiner a_1–Komponente ein Maß für die Emission senkrecht zur Reaktionsebene. Nimmt a_1 größere Werte an, zeigt es die Fokussierung in die Reaktionsebene. In peripheren Ereignissen zeigen positive Pionen eine schwache Antikorrelation zum Fluß der Baryonen in die Reaktionsebene, negative Pionen zeigen hier keinen ausgezeichneten Fluß. Sie werden, wie die a_2–Komponente zeigt, in allen Rapiditätsbereichen bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert. Dieses Flußverhalten kehrt sich in zentralen Ereignissen um. Der Fluß der Pionen korreliert nun mit dem Fluß der Baryonen. Allerdings ist dieser Fluß, wie die a_2–Komponente zeigt, nicht sehr stark fokussiert. Die Fehlerbalken zeigen rein statistische Fehler an. Eine Abschätzung des systematischen Fehlers ergibt sich aus dem in Abbildung 5.3 gezeigten Vergleich der verschiedenen Tracking–Programme.*

weiterhin positiv. Zusammen mit der vom Betrag her etwa gleichgroßen negativen a_1–Komponente bedeutet das einen Fluß mit den Baryonen in die Reaktionsebene, der aber nicht stark ausgeprägt ist.

Die positive Pionen zeigen im Gegensatz zu den negativen Pionen bei peripheren Stößen eine klare Antikorrelation zu den Baryonen beim Fluß in die Reaktionsebene. Die a_2–Komponente ist bei Midrapidität kleiner als bei den negativen Pionen. Sie fällt bei kleinen Rapiditäten auf Null ab, das Flußverhalten der positiven Pionen entspricht daher einer einfachen Cosinus–Verteilung. Lediglich bei sehr kleinen Rapiditäten steigt die a_2–Komponente nochmal an. In zentralen Kollisionen kehrt sich der Fluß in die Reaktionsebene um, er zeigt jetzt eine Korrelation mit den Baryonen, ist aber insgesamt schwächer als in peripheren Stößen. Die Stärke der Emission senkrecht zur Reaktionsebene bei Midrapidität bleibt aber ungefähr gleich.

Zusammenfassend ergibt sich folgendes Bild:

- Flußeffekte der Wasserstoffisotope zeigen die bekannte massenabhängige Stärke.
- Negative Pionen werden in peripheren Stößen in allen Rapiditätsbereichen bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert. Dies deutet einen anderen Mechanismus an, als der für den Squeeze–Out der Baryonen verantwortliche.
- Der Pionenfluß ändert beim Übergang von peripheren zu zentralen Kollisionen seine Richtung.

Die Stärke der Emission senkrecht zur Reaktionsebene bei Midrapidität ist für Pionen ebenso wie für Baryonen vom Transversalimpuls abhängig. Die auf die Verluste in der Reaktionsebene korrigierten azimutalen Verteilungen der Pionen bei Midrapidität sind in Abbildung 4.21 für PM3 gezeigt. Hier sind deutliche Unterschiede zwischen positiven und negativen Pionen sichtbar. Negative Pionen zeigen schon bei niedrigen Transversalimpulsen eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene. Für positive Pionen tritt dieser Effekt erst bei einem Transversalimpuls oberhalb von 200 MeV/c deutlich hervor. Zur Quantifizierung wird das Verhältnis R_{out}/R_{in} aus der Zahl der senkrecht zur Reaktionsebene emittierten Pionen und der Zahl der in die Reaktionsebene emittierten gebildet. Es läßt sich mit Hilfe der a_2–Komponenten aus der Parametrisierung nach Gleichung 4.2 berechnen [Gut90]:

$$R_{out}/R_{in} = \frac{N(90°) + N(270°)}{N(180°) + N(0°/360°)} = \frac{1 - a_2}{1 + a_2} \tag{4.3}$$

Diese Größe ist in Abbildung 4.22 als Funktion des Transversalimpulses der Pionen dargestellt. Die a_2–Werte wurden auf die Unsicherheit der Reaktionsebenenrekonstruktion mit den Werten aus Tabelle 4.2 korrigiert. Wie schon in Abbildung 4.21 sichtbar ist R_{out}/R_{in} bei kleinen Transversalimpulsen für negative

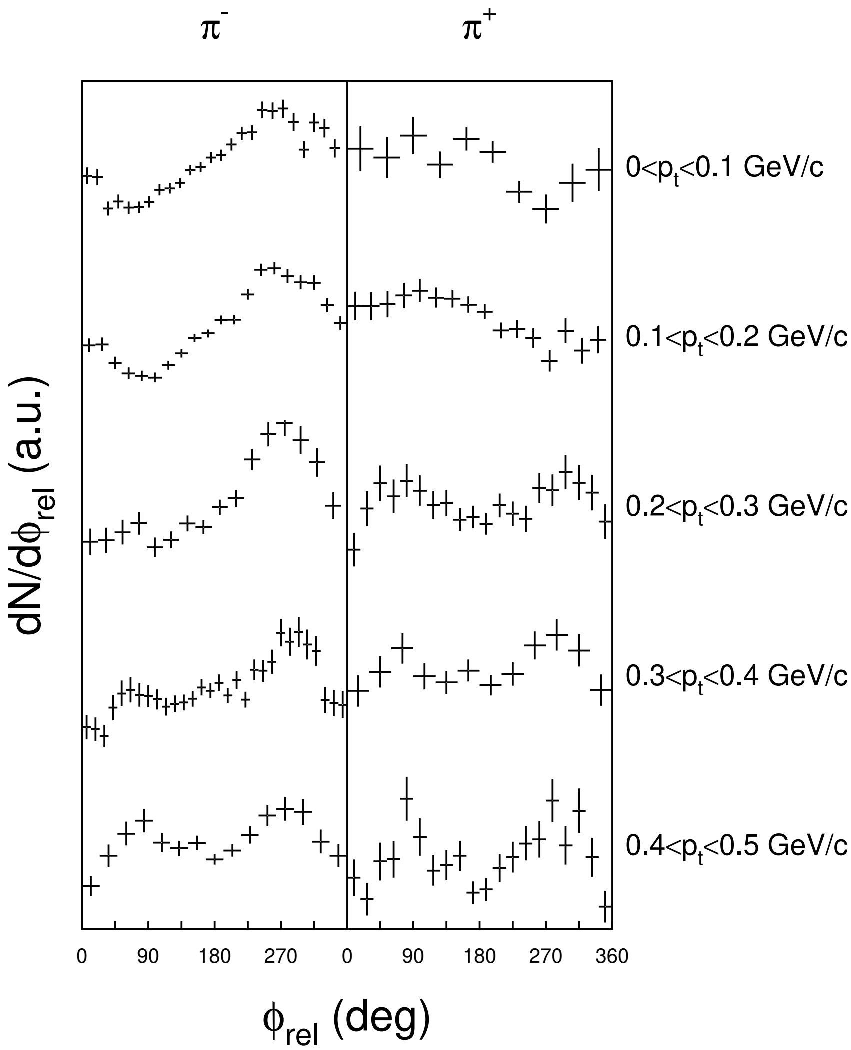

Abbildung 4.21: *Azimutale Verteilung der Pionen relativ zur Reaktionsebene bei Midrapidität für PM3 in Abhängigkeit vom Transversalimpuls: Benutzt wurde das Lokale Tracking II. Während negative Pionen schon bei kleinen Transversalimpulsen ein deutliches Signal zeigen, ist dies für positive Pionen erst bei Transversalimpulsen oberhalb von 200 MeV/c gut sichtbar. Bei Transversalimpulsen zwischen 400 MeV/c und 500 MeV/c sind beide Signaturen etwa gleichgroß. Gut sichtbar sind die transversalimpulsabhängigen Verluste durch die magnetfeldbedingte Ablenkung der Pionen in die Reaktionsebene. Negative Pionen zeigen stärkere Verluste, da ihre Spuren aufgrund der entgegengesetzten Krümmung die Spuren schwerer Teilchen häufiger kreuzen. Bei höheren Transversalimpulsen ist die Ablenkung schwächer und die Verluste werden geringer, was sich in der Ausbildung des zweiten Peaks äußert. Wegen der entgegengesetzten Krümmung treten diese Verluste bei negativen Pionen bei 90° hervor, während die Verluste bei positive Pionen bei 270° am stärksten sind. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler an.*

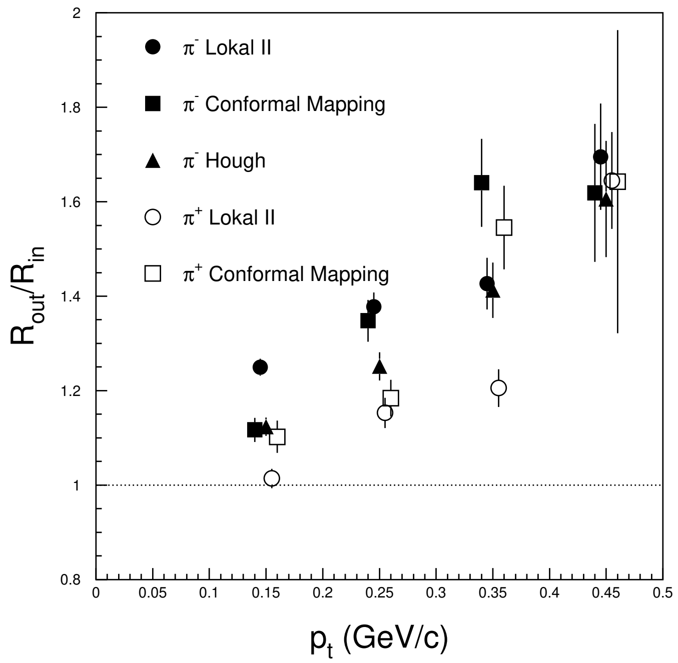

Abbildung 4.22: *R_{out}/R_{in} bei Midrapidität für Pionen bei PM3 als Funktion des Transversalimpulses für alle Tracking–Programme: Die Emission senkrecht zur Reaktionsebene ist für negative Pionen bei kleinen Transversalimpulsen stärker als für positive Pionen. Erst bei einem Transversalimpuls zwischen 400 MeV/c und 500 MeV/c hat sie etwa die gleich Stärke. Aus dem Vergleich der verschiedenen Tracking–Programme läßt sich der systematische Fehler abschätzen. Die Fehlerbalken geben rein statistische Fehler wieder.*

Pionen größer als für positive. Dieses Bild ändert sich bei höheren Transversalimpulsen und zwischen 400 MeV/c und 500 MeV/c liegen positive und negative Pionen auf gleicher Höhe.

Die Parametrisierung mit einer Geraden $R_{out}/R_{in} = m * p_t + b$ ergibt die in Tabelle 4.4 aufgeführten Werte:

	m_{π^-}	b_{π^-}	m_{π^+}	b_{π^+}
Lokal Tracking II	1.03	1.03	1.48	0.75
Conformal Mapping	1.35	0.93	1.49	0.84
Hough	1.22	0.91	—	—

Tabelle 4.4: *Parametrisierung der Transversalimpulsabhängigkeit der Emission senkrecht zur Reaktionsebene für Pionen mit einer Geraden. Wegen der in Kapitel 3.3 beschriebenen Probleme mit der Hough–Transformation wurden mit ihr nur die negativen Pionen ausgewertet. Positive Pionen zeigen eine größere Steigung als negative.*

Die Steigung m_π ist für positive Pionen größer und sofern die Parametrisierung mit einer Geraden gerechtfertigt ist[11], sollten positive Pionen oberhalb von 500 MeV/c eine stärkere Emission senkrecht zur Reaktionsebene zeigen als negative. Positive Pionen mit einem Transversalimpuls unterhalb von 100 MeV/c sollten nach dieser Extrapolation eine bevorzugte Emission in die Reaktionsebene zeigen. Dieses sollte mit der CDC grundsätzlich nachweisbar sein, aber zum Zeitpunkt dieser Arbeit waren die Tracking–Effizienzen für diese stark gekrümmten Spuren noch nicht genügend untersucht, um eine fundierte Aussage machen zu können. Negative Pionen sollten dagegen im Akzeptanzbereich der CDC immer bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden.

[11]Wie Abbildung 5.4 zeigt, sagt das IQMD–Modell ein nichtlineares Verhalten voraus.

Kapitel 5

Vergleich mit Modellrechnungen

Weil in dieser Arbeit die Flußeffekte der Pionen im Vordergrund stehen, wird für einen Modellvergleich das IQMD–Modell [Har93, Bas93a] herangezogen. Es behandelt explizit die Pionenproduktion über die Δ_{33}–Resonanz. Die folgenden Prozesse werden im Modell berücksichtigt:

- Deltaproduktion: NN→ΔN
- Deltazerfall: Δ→ πN
- Deltaabsorption: ΔN→NN
- Pionenabsorption: πN→Δ

Mit Hilfe der im vorherigen Kapitel vorgestellten Messungen der Flußeffekte der Pionen und Wasserstoffisotope lassen sich die diesbezüglichen Voraussagen dieses Modells erstmals in einem großen Bereich des Phasenraums überprüfen.

Für diesen Vergleich wurden die experimentellen Flußparameter a_1 und a_2 mit den in Tabelle 4.2 angegebenen Faktoren korrigiert. Eine Abschätzung des systematischen Fehlers ergibt sich aus der Verwendung der drei verschiedenen Tracking–Programme, die, wie in Kapitel 3.2 erläutert, mit grundverschiedenen Ansätzen arbeiten. Mit Hilfe der in Kapitel 3.3 vorgestellten Simulationen wurde die in Abbildung 4.2 unten gezeigte Einteilung in PM–Klassen für die Modelldaten vorgenommen. Die Modelldaten wurden sowohl durch einen geometrischen als auch durch einen zweidimensionalen Schnitt in der Transversalimpuls–Rapiditäts Verteilung an die Detektorakzeptanz angepaßt.

Die Parametrisierung der experimentellen und modellierten azimutalen Verteilungen der Baryonen bei PM3 und PM5 sind in Abbildung 5.1 und 5.2 gezeigt. Die Resultate, die mit den verschiedenen Tracking–Programmen erzielt werden, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung untereinander. Wegen mangelnder Statistik können die Deuteronen und Tritonen nicht über den gesamten Rapiditätsbereich gezeigt werden.

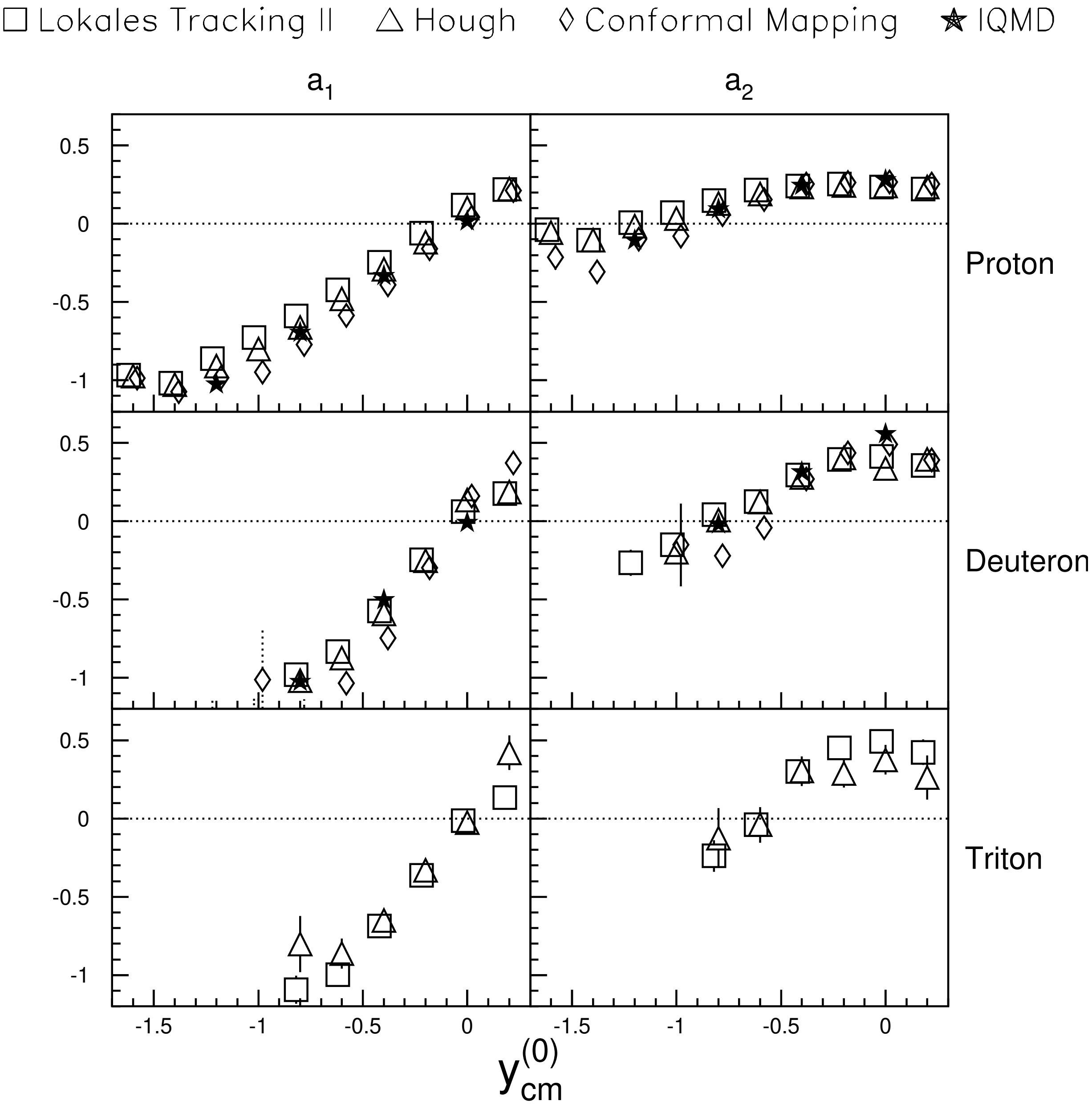

Abbildung 5.1: *Extrahierte Flußparameter für Baryonen bei PM3: Die Parametrisierung der azimutalen Verteilungen erfolgte nach Gleichung 4.2. Die auf die Ungenauigkeit der Reaktionsebenenbestimmung korrigierten Parameter a_1 und a_2 sind für die verschiedenen eingesetzten Tracking–Programme und für das IQMD–Modell dargestellt. Aufgrund mangelnder Statistik können die Deuteronen und Tritonen nicht über den gesamten Rapiditätsbereich gezeigt werden. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler wieder. Aus den Unterschieden zwischen den einzelnen Tracking–Programmen läßt sich aber der systematische Fehler abschätzen. Die Daten werden im Rahmen dieser Fehler durch das Modell sehr gut reproduziert.*

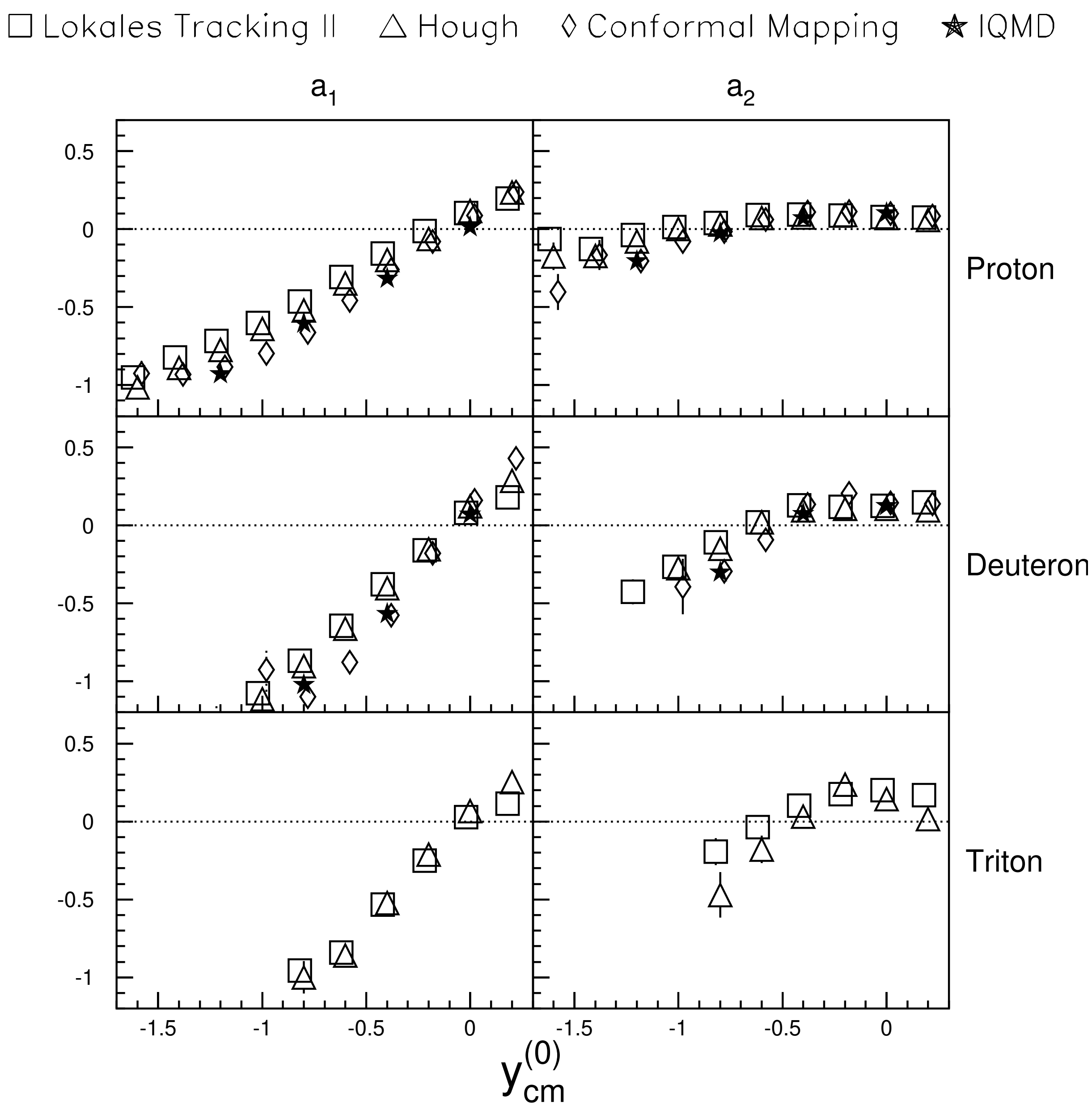

Abbildung 5.2: *Extrahierte Flußparameter für Baryonen bei PM5: Wie in Abbildung 5.1 stimmen die Modelldaten mit den experimentellen Daten gut überein. Allerdings zeigen die experimentellen Daten eine stärkere Änderung in der a_1–Komponente beim Übergang von PM3 zu PM5.*

Die a_1–Komponente ist bei Midrapidität für Protonen und Deuteronen leicht positiv, was daraufhin deutet, daß es hier schwache Verluste in der Reaktionsebene gibt. Der Fluß in die Reaktionsebene wird vom IQMD–Modell sowohl bei PM3 als auch bei PM5 sehr gut reproduziert. Der Unterschied in der a_1–Komponente zwischen PM3 und PM5 ist aber in den experimentellen Daten größer als im Modell. Für einen Vergleich der Flußeffekte von Tritonen stand keine ausreichende Statistik an Modelldaten zur Verfügung[1].

In Abbildung 5.3 sind die extrahierten Flußparameter der Pionen für PM3 und PM5 dargestellt. Aufgrund der größeren systematischen Fehler, die sich durch den Einsatz verschiedener Tracking–Programme abschätzen lassen, streuen die Werte stärker als bei den Baryonen[2]. Trends lassen sich zumindest qualitativ dennoch ablesen:

In peripheren Kollisionen zeigen negative Pionen im IQMD–Modell bei allen Rapiditäten keine Flußkomponente a_1 in die Reaktionsebene. Die Daten zeigen ein ähnliches Verhalten, eine Andeutung einer Antikorrelation. Der "Squeeze–Out", der sich in der a_2–Komponente zeigt wird in der richtigen Höhe wiedergegeben. Auch daß die bevorzugte Emission in allen Rapiditätsbereichen senkrecht zur Reaktionsebene stattfindet, wird im Modell reproduziert. In zentraleren Kollisionen weisen negative Pionen sowohl im Modell als auch in den experimentellen Daten eine Korrelation mit dem Nukleonenfluß in die Reaktionsebene auf. Aber die im Modell durch die negativen a_2–Werte vorhergesagte Fokussierung in die Reaktionsebene läßt sich aus den Daten nicht ablesen.

Die Streuung der Werte ist bei positiven Pionen größer als bei negativen. Zudem ist die Hough–Transformation wegen der in Kapitel 3.3 beschriebenen Probleme für positive Pionen nicht einsetzbar. Trotzdem läßt sich in peripheren Kollisionen eine klare Antikorrelation zum Fluß der Baryonen in die Reaktionsebene sehen, die vom Modell beschrieben wird. Das "Squeeze–Out" Verhalten ist aber in den Daten erheblich schwächer als im Modell. In zentralen Stößen kehrt sich der Fluß der positiven Pionen um und korreliert mit dem Fluß der Baryonen. Auch die a_2–Komponente stimmt im Rahmen der Fehler überein.

Die Transversalimpulsabhängigkeit des Pionenflusses senkrecht zur Reaktionsebene bei Midrapidität ist in Abbildung 5.4 für PM3 gezeigt. Zum Vergleich wurden neben der theoretischen Kurve aus dem IQMD–Modell [Bas93b] auch existierende experimentelle Daten des Kaonenspektrometers KAOS [Sen93] eingezeichnet. Die Pionendaten von KAOS[3] wurden auf die angegebene Unsicherheit der Reaktionsebenenrekonstruktion von $\Delta\Phi_R \approx 25°$ korrigiert. Der Multiplizitätsbereich MUL2–MUL3 entspricht einer peripheren Stoßparameterselektion [Bri93b].

Die Messungen des $4\,\pi$–Detektors stimmen mit den Daten von KAOS für negative Pionen gut überein. Das Verhältnis R_{out}/R_{in} wird durch das Modell unterschätzt. Vor allem der vorhergesagte Übergang von einer bevorzugten Emission senkrecht zur Reaktionsebene zu einer Emission in die Reaktionsebene läßt sich weder für

[1] Es bleibt die Tatsache, daß das IQMD–Modell die Multiplizität der Deuteronen und Tritonen unterschätzt, wie ein Vergleich der Abbildungen 2.8 und 3.2 zeigt.

[2] Hier spielt auch die in Kapitel 4.4.2 beschriebene Korrektur mit einem a_1–Term eine Rolle. Die Richtigkeit dieser Korrektur zeigt sich aber darin, daß mit den verschiedenen Tracking–Programmen konsistente Resultate erzielt werden.

[3] Die Datenpunkte positiver Pionen stammen aus [Bri93a], die negativer aus [Bri93b]

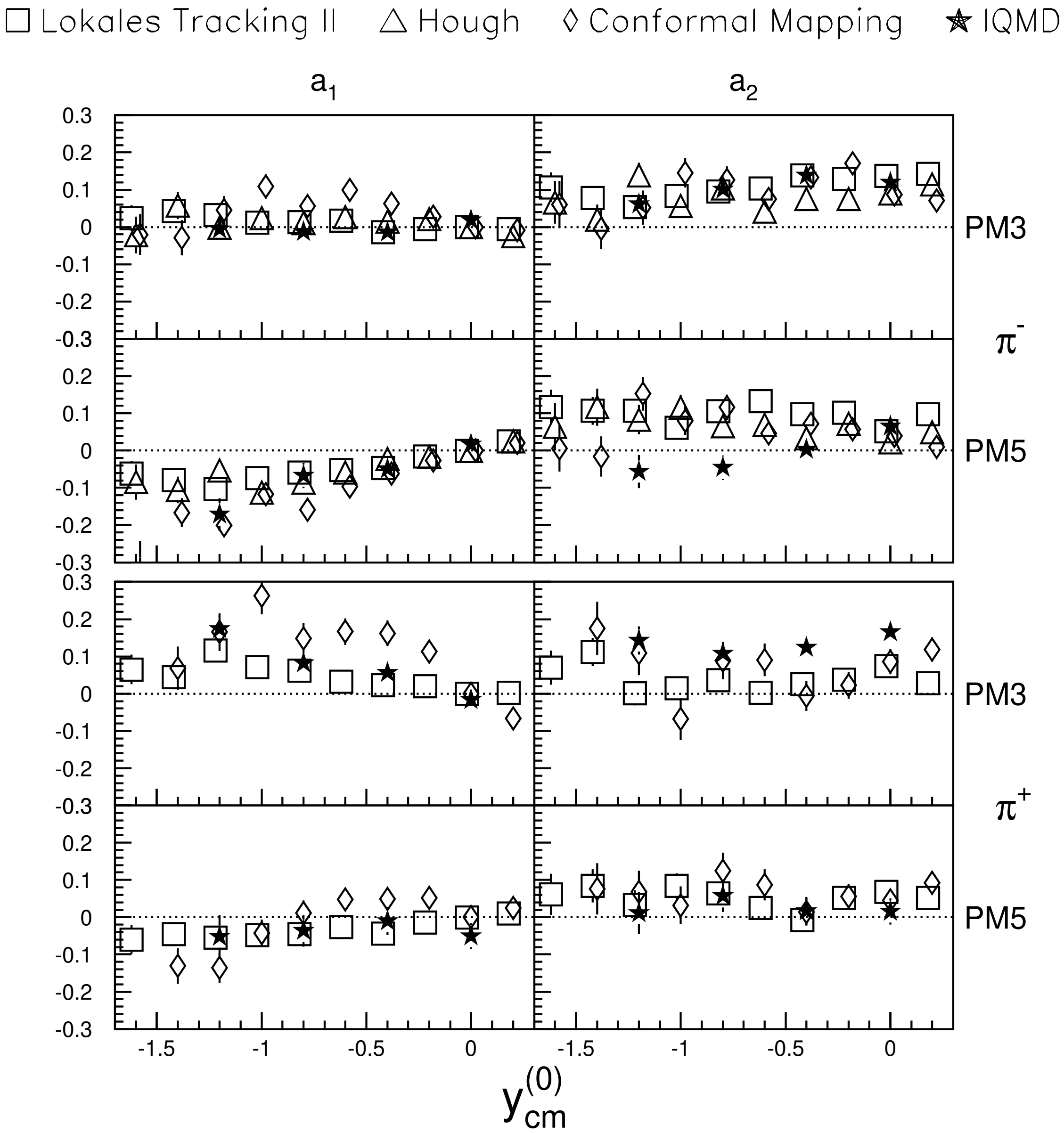

Abbildung 5.3: *Extrahierte Flußparameter für Pionen: Die Probleme mit den Pionen spiegeln sich in den größeren Unterschieden zwischen den Tracking–Programmen wider. Die Trends sind dennoch eindeutig. Negative Pionen zeigen in peripheren Stößen keinen ausgezeichneten Fluß in die Reaktionsebene. In zentralen Stößen tritt ein zu den Baryonen korrelierter Fluß in die Reaktionsebene auf. Positive Pionen zeigen in peripheren Stößen eine Antikorrelation zum Fluß der Baryonen. Dieses Flußverhalten kehrt sich in zentralen Stößen um. Die Daten werden im Rahmen der systematischen Fehler vom IQMD–Modell gut reproduziert. Lediglich die Emission positiver Pionen senkrecht zur Reaktionsebene in peripheren Stößen wird überschätzt. Auch ist die Fokussierung der negativen Pionen in die Reaktionsebene in zentralen Stößen nicht so stark ausgeprägt.*

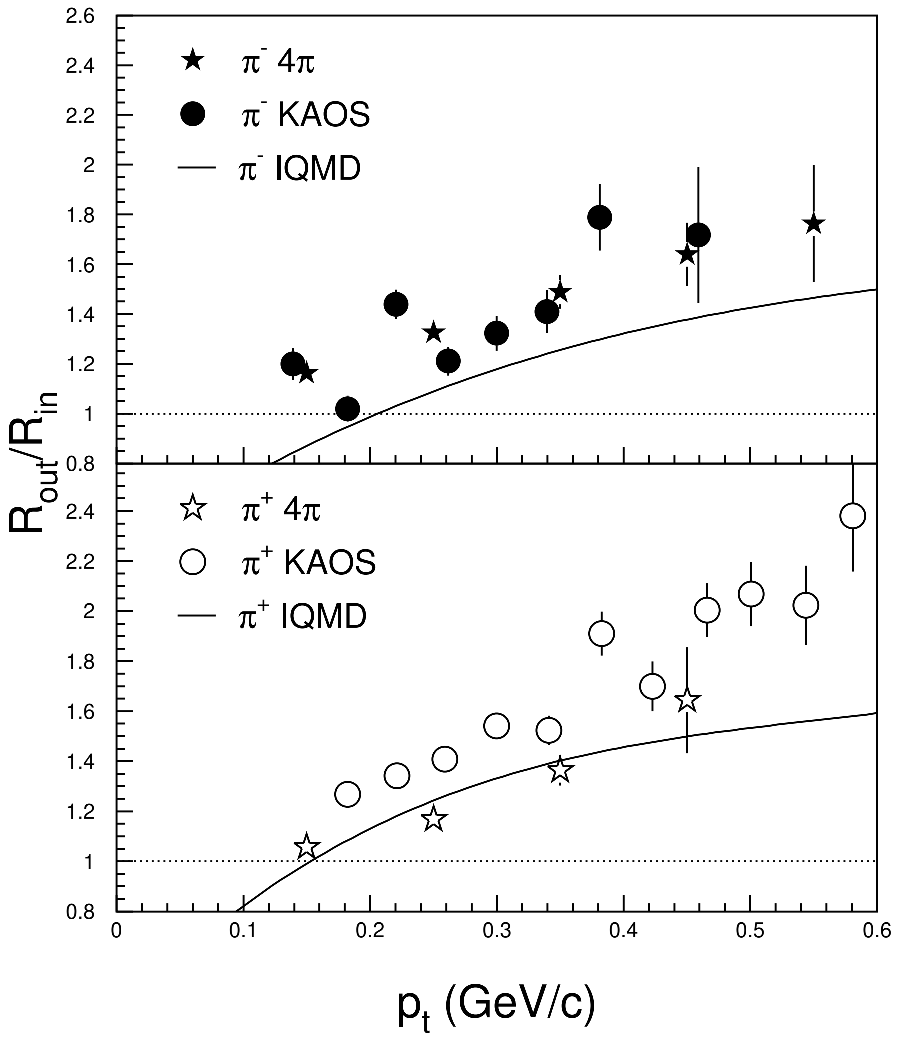

Abbildung 5.4: R_{out}/R_{in} *bei Midrapidität für Pionen als Funktion des Transversalimpulses, Vergleich mit KAOS und IQMD: Die Daten des* $4\,\pi$*–Detektors zeigen für negative Pionen eine gute Übereinstimmung mit den Daten des Kaonenspektrometers KAOS. Für positive Pionen zeigen die Daten des* $4\,\pi$*–Detektors eine schwächere Emission senkrecht zur Reaktionsebene an. Im Gegensatz zum IQMD–Modell deuten die Daten eine lineare Abhängigkeit vom Transversalimpuls an. Auch unterschätzt das Modell das Verhalten der negativen Pionen.*

negative noch für positive Pionen beobachten. Für positive Pionen ist die Übereinstimmung zwischen dem $4\,\pi$–Detektor und KAOS nicht ganz so gut. Die Daten des $4\,\pi$–Detektors liegen etwas niedriger, entsprechen aber im Rahmen der statistischen Fehler der Vorhersage des IQMD–Modells. Die KAOS–Daten werden dagegen unterschätzt. Auch legen diese Daten einen eher linearen Verlauf der Kurve nahe.

Im IQMD–Modell ist es möglich, die eingangs erwähnten Prozesse der Deltaproduktion und –Absorption zu aktivieren bzw. deaktivieren. Auf diese Weise können die Einflüsse der einzelnen Kanäle auf die Flußeffekte der Pionen studiert werden. Bei Unterdrückung der Pionenabsorption $\pi N \rightarrow \Delta$ wurde kein "Squeeze–Out" beobachtet [Bas93b]. Daraus würde sich die Absorption in Kernmaterie als der Mechanismus darstellen, der zur bevorzugten Emission senkrecht zur Reaktionsebene führt. Danach würde das unterschiedliche Flußverhalten der geladenen Pionen beim Übergang von peripheren zu zentralen Kollisionen durch die verschiedene Menge an Spektatorenmaterie erklärt. Das ursprüngliche Flußverhalten der Pionen wäre demnach in zentralen Ereignissen zu beobachten, wo sie den Fluß der Δ–Resonanzen widerspiegeln, der, da es sich um angeregte Nukleonen handelt, mit dem Nukleonenfluß korreliert sein sollte. Dieser Effekt wird in den zentralen PM5–Ereignissen beobachtet. Durch die Anwesenheit größerer Mengen an Spektatorenmaterie in peripheren Stößen werden diese Pionen absorbiert. Damit beruht der "Squeeze–Out" der Pionen nicht auf einer Kompression der Kernmaterie wie der Squeeze–Out der Nukleonen. Aus der Stärke dieses Effektes bei Pionen läßt sich somit keine Aussage über die Kompressibilität von Kernmaterie ableiten. Er ist aber ein Maß für die Absorption von Pionen in Kernmaterie.

Dagegen wird der Fluß in die Reaktionsebene durch Streuung der Pionen an der Spektatorenmaterie verursacht, wie eine Deaktivierung der Deltaabsorption $\Delta N \rightarrow NN$ zeigte. Durch diese Deaktivierung wird lediglich die Pionenabsorption nicht aber die Pionenstreuung unterdrückt[4]. Der Grund für die Antikorrelation beim Fluß in die Reaktionsebene in peripheren Ereignissen wäre demnach eine Rückstreuung der Pionen an der vorhandenen Spektatorenmaterie. Durch die Coulomb–Wechselwirkung zeigt sich dieser Effekt für positive Pionen stärker als für negative, da letztere von den Nukleonen der Spektatorenmaterie angezogen werden, während positive Pionen abgestoßen werden.

Trotz dieser anders gearteten Mechanismen, die das Flußverhalten der Pionen bestimmen, zeigen sie eine von den Baryonen bekannte Transversalimpulsabhängigkeit der Stärke des "Squeeze–Out". Pionen, die senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden, werden weniger oft gestreut und behalten auf diese Weise ihren ursprünglichen Transversalimpuls. In die Reaktionsebene emittierte Pionen werden dagegen häufiger gestreut und verlieren dadurch Energie. Die unter $90°/270°$ emittierten hochenergetischen Pionen geben deshalb ähnlich wie die Baryonen das am wenigsten verfälschte Bild über die heiße Reaktionszone wieder. Allerdings konnte der im Modell vorhergesagte Übergang in eine bevorzugte Emission in die Reaktionsebene bei Transversalimpulsen unterhalb von 200 MeV/c in den Daten nicht gefunden werden. Die unterschiedliche Stärke der Emission senkrecht zur Reaktionsebene stammt von der Coulomb–Wechselwirkung. Bezüglich des Unterschieds zwischen positiven und negativen Pionen gibt es aber einen Widerspruch zwischen den Messungen von KAOS und dem 4π–Detektor. Die Daten

[4] Die Δ–Resonanz zerfällt sofort wieder in πN.

des $4\,\pi$–Detektors zeigen bei Transversalimpulsen bis 400 MeV/c einen stärkeren "Squeeze–Out" Effekt für negative Pionen. Zwischen 400 MeV/c und 500 MeV/c ist der Effekt etwa gleichgroß. Die KAOS–Daten zeigen dagegen in allen Transversalimpulsbereichen eine stärkere Emission der positiven Pionen senkrecht zur Reaktionsebene und folgen damit der Voraussage des IQMD–Modells über die relative Stärke.

Die in dieser Arbeit gezeigten Verteilungen bestätigen durch die Übereinstimmung mit den Modellrechnungen die grundlegenden Annahmen des Modells bezüglich der Mechanismen, die für die Flußeffekte dert Baryonen und der Pionen verantwortlich sind.. Im Detail sind aber bei den Pionen noch Abweichungen zu erkennen, deren Verständnis weiterer Untersuchungen bedarf: Das Flußverhalten der negativen Pionen ist als Funktion des Transversalimpulses in den experimentellen Daten ausgeprägter als im Modell. Auch ist die a_2–Komponente für positive Pionen in peripheren Stößen in den experimentellen Daten schwächer als in den Rechnungen. Dieses Verhalten widerspricht der Argumentation mit der Coulomb–Wechselwirkung. In zentralen Stößen wird im Modell für negative Pionen eine Fokussierung in die Reaktionsebene vorausgesagt. Die Daten zeigen dagegen eine positive a_2–Komponente und damit eine sehr breite Verteilung.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit ist das erste Experiment mit Phase 2 des $4\,\pi$–Detektors am Schwerionensynchrotron SIS bei der GSI in Darmstadt. Das Kernstück dieses neuen Detektors ist die zentrale Driftkammer, mit der eine Massenauflösung und damit die Pionenidentifikation und eine Trennung der Wasserstoffisotope möglich ist. Das erste Experiment mit dieser Ausbaustufe des $4\,\pi$–Detektors diente daher der näheren Untersuchung der Pionenproduktion und ihrer Flußeffekte im System Au + Au bei 1 AGeV. Im Gegensatz zu den gut bekannten Flußeffekten der Baryonen [Gut89a], war über Flußeffekte der Pionen bei schweren Systemen bislang wenig bekannt. Bisherige Messungen beschränkten sich nur auf einen kleinen Phasenraumbereich um Midrapidität mit dem Ergebnis, daß Pionen ein den Baryonen ähnliches Flußverhalten, den Squeeze–Out, an den Tag legen [Bri93a, Ven93].

Die Frage, ob diese Flußeffekte der Baryonen und Pionen dieselbe Ursache haben oder nur dieselbe Signatur aufweisen, ließ sich aber aufgrund dieser Messungen nicht eindeutig beantworten. Zur Klärung dieser Fragestellung war es notwendig, Pionen simultan in einem großen Phasenraumbereich mit guter Statistik zu messen, eine Aufgabe, für die der $4\,\pi$–Detektor prädestiniert ist[1].

Das mit dem Ausbau des $4\,\pi$–Detektors anfallende Datenvolumen machte eine Online–Datenreduktion der Driftkammerdaten und damit eine Neukonzeption des Datenaufnahmesystems notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das bestehende Datenaufnahmesystem TDAS unter Einbeziehung von Komponenten des an der GSI entwickelten Datenaufnahmesystems GOOSY den neuen Erfordernissen angepaßt. Der $4\,\pi$–Detektor verfügt jetzt über ein modulares Datenaufnahmesystem, dessen Komponenten in der Einstellphase oder zu Testzwecken als eigenständige Datenaufnahmesysteme unabhängig voneinander fungieren können.

Die Reduktion der Driftkammerdaten auf etwa ein zehntel des Rohdatenvolumens wird von einem eigenen aus ca. 60 CPUs bestehenden VME–System bewerkstelligt. Durch massives Zwischenpuffern der Daten werden auch die Spillpausen

[1] Bei einer Einschußenergie von 1 AGeV und einem symmetrischen System werden ca. 70% der Pionen in den Akzeptanzbereich der zentralen Driftkammer emittiert.

zum Verarbeiten und Schreiben der Daten ausgenutzt. Auf diese Weise ist es möglich, die während des Strahlpulses anfallende Datenrate von 2 MB/sek zu archivieren. Die hierfür erforderliche Schreibleistung von 1 MB/sek konnte damals nur durch die Archivierung über zwei separate VME–Rechner mit lokalen Exabyte–Laufwerken mit einer maximalen Rate von je 500 kB/sek zur Verfügung gestellt werden. So wurde auch gleichzeitig die Belastung durch die Online–Datenübertragung für Monitoraufgaben auf zwei Rechner verteilt, was wiederum dem Datendurchsatz zugute kam. Es wurden bisher im Experiment Datenraten von 600 kB/sek bis 700 kB/sek erreicht.

Die Analyse der Driftkammerdaten mit vier unterschiedlichen Tracking–Programmen, zwei lokale und zwei globale Ansätze, erforderte eine Untersuchung der Tracking–Effizienzen mit Hilfe simulierter Daten. Als Eingabe wurden realistische Teilchenverteilungen verwendet, die mit dem IQMD–Modell generiert wurden.

Ein Vergleich der Teilchenmultiplizitäten zeigte, daß Baryonenspuren mit allen Ansätzen leicht zu finden und die Effizienzen weitgehend identisch sind. Für Pionenspuren sind dagegen deutliche Unterschiede zu sehen und lokale Methoden stoßen bei den hohen Multiplizitäten zentraler Ereignisse an prinzipielle Grenzen. Auch der Anteil der künstlich produzierten Pionenspuren von etwa 20% ist bei allen Tracking–Programmen doppelt so groß wie die Zahl der künstlichen Baryonenspuren. Eine Untersuchung der rekonstruierten Spurradien zeigte, daß stark gekrümmte Spuren von Pionen mit einem Transversalimpuls unterhalb von 100 MeV/c die meisten Probleme bereiten. Aber auch bei sehr großen Radien gibt es teilweise systematische Verfälschungen, was vorwiegend die Spektren hochenergetischer Baryonen beeinflußt.

Der Einfluß der Tracking–Programme auf die Rekonstruktion der Flußeffekte von Pionen wurde untersucht. Hier wurden erst bei zentralen Ereignissen mit hohen Spurmultiplizitäten systematische Verluste in der Reaktionsebene gefunden. In den experimentellen Daten dagegen tauchte dieser Effekt schon bei wesentlich kleineren Multiplizitäten auf. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich in Hitverlusten in der Kammer und ist, wie die Simulationen zeigten, nicht auf Unzulänglichkeiten der Tracking–Programme zurückzuführen. Anhand der Spurdichteverteilung konnte aber für diese Verluste eine Korrektur eingeführt werden, die konsistente Ergebnisse liefert.

Durch die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse konnte gezeigt werden, daß sich das Flußverhalten der Pionen grundlegend von dem der Baryonen unterscheidet und wahrscheinlich nicht durch die Kompression der Kernmaterie im Überlappbereich der stoßenden Kerne verursacht wird. Mit einem Kompressionsszenario ließe sich zwar die beobachtete bevorzugte Emission von Pionen senkrecht zur Reaktionsebene (Squeeze–Out) bei Midrapidität erklären, nicht aber die Beobachtung, daß dieses Verhalten auch noch bei Targetrapidität auftritt. Auch die Antikorrelation positiver Pionen zu den Baryonen beim Fluß in die Reaktionsebene läßt andere Mechanismen vermuten.

Ein Vergleich mit dem IQMD–Modell, das die Pionenproduktion explizit behandelt, weist vielmehr auf Pionenabsorption und Pionenstreuung als die verantwortlichen Prozesse hin. Im Rahmen dieses Modells, das die gemessenen Daten in weiten Teilen gut reproduziert, wird der "Squeeze–Out" der Pionen mit einer Absorption in Spektatorenmaterie begründet. Dies führt dazu, daß bei allen Rapiditäten Pionen, die senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden, mit größerer Wahrscheinlichkeit die Reaktionszone verlassen können und so die Signatur des Squeeze–Out der Baryonen bei Midrapidität erzeugt wird. Im Gegensatz zur Vorhersage des IQMD–Modells ist der "Squeeze–Out" für negative Pionen aber stärker als für positive.

Das Flußverhalten der Pionen in die Reaktionsebene wird im IQMD–Modell dagegen nicht durch Absorption sondern durch Streuung verursacht. In peripheren Reaktionen mit viel Spektatorenmaterie werden die Pionen in die Reaktionsebene zurückgestreut. Die Stärke dieses Effekts wird durch die Coulomb–Wechselwirkung beeinflußt. Positive Pionen, die von der Spektatorenmaterie abgestoßen werden, zeigen daher eine Antikorrelation zu den Baryonen, negative Pionen zeigen keinen ausgezeichneten Fluß in die Reaktionsebene. In zentralen Ereignissen mit wenig Spektatorenmaterie dagegen sollten Pionen eine Korrelation zum Fluß der Baryonen aufweisen. Diese vorhergesagte Umkehr der Flußrichtung läßt sich in den experimentellen Daten erstmals beobachten.

Weiterhin wurde die Transversalimpulsabhängigkeit des Pionenflusses senkrecht zur Reaktionsebene bei Midrapidität untersucht. Die bei diesem Vergleich einbezogenen Pionendaten des Kaonenspektrometers KAOS stimmen mit den Daten des $4\,\pi$–Detektors gut überein. Hier sind deutliche Unterschiede zum IQMD–Modell feststellbar. Die Daten deuten in allen Transversalimpulsbereichen einen stärkeren "Squeeze–Out" der negativen Pionen an als das Modell. Für positive Pionen liegt das Modell zwischen den Daten von KAOS und denen des $4\,\pi$–Detektors. Der vom Modell vorhergesagte Übergang zu einer bevorzugten Emission in die Reaktionsebene konnte in den Daten nicht gefunden werden. Generell folgen diese Daten nicht dem vom Modell vorausgesagten Verlauf.

Die in dieser Arbeit vorgestellten ersten Ergebnisse des nahezu kompletten $4\,\pi$–Detektors zeigen die Notwendigkeit der gleichzeitigen Messung möglichst vieler Observabler in einem großen Bereich des Phasenraums. Nur auf diese Weise können Mehrdeutigkeiten, die sich aus der Komplexität von Schwerionenreaktionen ergeben, aufgelöst werden. Mit den Messungen zum Pionenfluß konnte gezeigt werden, daß die Modellvorstellungen grundsätzlich in die richtige Richtung weisen, aber das Verständnis wichtiger Details noch weiterer Untersuchungen bedarf. Das Studium der kollektiven Effekte der Pionen wird aufgrund der verschiedenen relevanten Prozesse weiterhin von großem Interesse sein. Aus den Flußeffekten in die Reaktionsebene lassen sich Rückschlüsse auf die Pion–Nukleon Streuung ziehen, während die Emission senkrecht zur Reaktionsebene auf die Absorption in Kernmaterie sensitiv ist und letztlich ist die Pionenmultiplizität selber von der im

System deponierten Anregungsenergie abhängig. Hier bieten sich gerade für den $4\,\pi$–Detektor durch die Fähigkeit, den Stoßparameter und die Ereignisgeometrie sehr genau bestimmen und damit selektieren zu können, weite Möglichkeiten.

Literaturverzeichnis

[Ala92] J.–P. Alard, Z. Basrak, N. Bastid, I.M. Belayev, M. Bini, Th. Blaich, R. Bock, A. Buta, R. Čaplar, C. Cerruti, N. Cindro, J.P. Coffin, M. Crouau, P. Dupieux, J. Erö, Z.G. Fan, P. Fintz, Z. Fodor, R. Freifelder, L. Fraysse, S. Frolov, A. Gobbi, Y. Grigorian, G. Guillaume, N. Herrmann, K.D. Hildenbrand, S. Hölbling, O. Houari, S.C. Jeong, M. Jorio, F. Jundt, J. Kecskemeti, P. Koncz, Y. Korchagin, R. Kotte, M. Krämer, C. Kuhn, I. Legrand, A. Lebedev, C. Maguire, V. Manko, T. Matulewicz, G. Mgebrishvili, J. Mösner, D. Moisa, G. Montarou, P. Morel, W. Neubert, A. Olmi, G. Pasquali, D. Pelte, M. Petrovici, G. Poggi, F. Rami, W. Reisdorf, A. Sadchikov, D. Schüll, Z. Seres, B. Sikora, V. Simion, S. Smolyankin, U. Sodan, N. Taccetti, K. Teh, R. Tezkratt, P. Wagner, J.P. Wessels, T. Wienold, Z. Wilhelmi, D. Wohlfarth, A.V. Zhilin,
A Midrapidity Source of Intermediate Mass Fragments in Highly Central Collisions of Au + Au at 150 A MeV,
Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 889–892

[Bas93a] S. A. Bass,
Kollektive Effekte von Pionen bei SIS–Energien,
Diplomarbeit Universität Frankfurt, Report GSI–93–13

[Bas93b] S. A. Bass, C. Hartnack, H. Stöcker, W. Greiner,
Out–of–Plane Pion Emission in Relativistic Heavy–Ion Collisions: Spectroscopy of Δ Resonance Matter,
Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 1144–1147

[Bas94] S. A. Bass, M. Hofmann, C. Hartnack, H. Stöcker, W. Greiner,
Probing Δ Resonance Production in Au + Au Collisions at 1 GeV/Nucleon,
Phys. Lett. B 335 (1994) 289–294

[Bes93] D. Best,
Tracking mit der Hough Transformation für die zentrale Driftkammer des GSI–4 π–Experiments,
Diplomarbeit Universität Mainz, Report GSI–93–11

[Bri93a] D. Brill, W. Ahner, P. Baltes, R. Barth, C. Bormann, M. Cieślak, M. Dcebowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppl, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, K. Völkel, A. Wagner,
Azimuthally Anisotropic Emission of Pions in Symmetric Heavy–Ion Collisions,
Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 336–339

[Bri93b] D. Brill,
Azimutal anisotrope Teilchenemission in relativistischen Schwerionenstößen,
Dissertation Universität Frankfurt, Report GSI–93–36

[Cas90] W. Cassing, U. Mosel,
Many–Body Theory of High–Energy Heavy Ion reactions,
Prog. Part. Nucl. Phys. 25 (1990), 235–323

[Dan85] P. Danielewicz, G. Odyniec,
Transverse Momentum Analysis of Collective Motion in Relativistic Nuclear Collisions,
Phys. Lett. 157B (1985) 146–150

[Dem90] M. Demoulins, D. L'Hôte, J.P. Alard, J. Augerat, R. Babinet, N. Bastid, F. Brochard, C. Cavata, N. De Marco, P. Dupieux, H. Fanet, Z. Fodor, L. Fraysse, P. Gorodetzky, J. Gosset, T. Hayashino, M.C. Lemaire, A. Le Merdy, B. Lucas, J. Marroncle, G. Montarou, M.J. Parizet, J. Poitou, R. Racca, W. Schimmerling, Y. Terrien, O. Valette,
Measurement of a Baryon Azimuthal Emission Pattern in Ne + (NaF,Nb,Pb) Collisions at 800 MeV per Nucleon
Phys. Lett. 241B (1990) 476–480

[Dos87] K.G.R. Doss, H.A. Gustaffson, H.H. Gutbrod, J.W. Harris, B.V. Jacak, K.H. Kampert, B. Kolb, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, H.R. Schmidt, L. Teitelbaum, M. Tincknell, S. Weiss, H. Wieman,
Fragment Flow in Nuclear Collisions,
Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2720–2723

[Ess91a] H.G. Essel et al., IEEE Reports on 7. Conference on Computer Application in Nuclear, Particle and Plasma Physics (1991) 83

[Ess91b] H.G. Essel et al., IEEE Reports on 7. Conference on Computer Application in Nuclear, Particle and Plasma Physics (1991) 383

[GEA93] GEANT 3.15 – Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN (1993)

[Gob93] A. Gobbi, J.–P. Alard, G. Augustinski, Z. Basrak, N. Bastid, I.M. Belayev, T. Blaich, P. Boccaccio, R. Bock, S. Boussange, A. Buta, R. Čaplar, C. Cerruti, R.J. Charity, N. Cindro, J.P. Coffin, M. Crouau, F. Daudon, J.F. Devin, P. Dupieux, J. Erö, Z.G. Fan, C. Fayard, P. Fintz, Z. Fodor, L. Fraysse, R. Freifelder, S. Frolov, E. Gimenez, Y. Grigorian, G. Guillaume, N. Herrmann, K.D. Hildenbrand, S. Hölbling, F. Hornecker, A. Houari, S.C. Jeong, M. Jorio, F. Jundt, J. Kecskemeti, P. Koncz, Y. Korchagin, R. Kotte, M. Krämer, C. Kuhn, A. Lebedev, I. Legrand, C.F. Maguire, V. Manko, M. Marquardt, T. Matulewicz, S. Mayade, G. Mgebrishvili, J. Mösner, D. Moisa, G. Montarou, I. Montbel, P. Morel, W. Neubert, R. Neunlist, G. Ortlepp, D. Pelte, M. Petrovici, F. Rami, W. Reisdorf, M.A. Saettel, E. Sahuc, G. Savinel, Z. Seres, D. Schüll, B. Sikora, V. Simion, S. Smolyankin, U. Sodan, M.H. Tanaka, K.M. Teh, R. Tezkratt, B. Tischler, M. Trzaska, M.A. Vasiliev, D. Vincent, P. Wagner, J. Weinert, J.P. Wessels, T. Wienold, Z. Wilhelmi, D. Wohlfarth, A.V. Zhilin,
A highly–segmented ΔE–time–of–flight wall as forward detector of the $4\,\pi$–system for charged particles at the SIS/ESR accelerator,
Nucl. Instr. Meth. A324 (1993) 156-176

[Goe92] G. Goebels,
Entwicklung und erste Anwendung der Auslese– und Überwachungsprogramme für die zentrale Driftkammer des $4\,\pi$–Experiments,
Diplomarbeit Universität Heidelberg 1992

[Gus84] H.A. Gustaffson, H.H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H.G. Ritter, A. Warwick, F. Weik, H. Wieman,
Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions,
Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1590–1593

[Gut89a] H.H. Gutbrod, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter,
Plastic Ball Experiments,
Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 1267–1328

[Gut89b] H.H. Gutbrod, K.H. Kampert, B. Kolb, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, H.R. Schmidt,
A new Component of the Collective Flow in Relativistic Heavy–Ion Collisions,
Phys. Lett. B 216 (1989) 267–271

[Gut90] H.H. Gutbrod, K.H. Kampert, B. Kolb, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, R. Schicker, H.R. Schmidt,
Squeeze–Out of Nuclear Matter as a Function of Projectile Energy an Mass,
Phys. Rev. C 42 (1990) 640–651

[Häf92] E. Häfele,
Untersuchungen zum Datenaufnahmesystem der zentralen Driftkammer des $4\,\pi$–Experimentes,
Diplomarbeit Universität Heidelberg 1992

[Har93] C. Hartnack,
Beschreibung von Flußeffekten und Teilchenproduktion in relativistischen Schwerionenstößen,
Dissertation Universität Frankfurt, Report GSI–93–05

[Har94] C. Hartnack, J. Aichelin, H. Stöcker, W. Greiner,
Subthreshold Kaons would Reveal Density Isomers,
Phys. Rev. Lett. 72 3767–3770

[Lin92] V. Lindentstruth,
Dynamik der Multifragmentation,
Anhang A, Dissertation Universität Frankfurt, Report GSI–93–18

[Met93] V. Metag,
Near–Threshold Particle Production: A Probe for Resonance Matter Formation in Relativistic Heavy Ion Collisions,
Prog. Part. Nucl. Phys. Vol. 30 (1993) 75–88

[Mis94] D. Miśkowiec, W. Ahner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dcebowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, R. Schicker, E. Schwab, P. Senger, P. Baltes, C. Müntz, H. Oeschler, S. Sartorius, C. Sturm, A. Wagner, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, Y. Shin, J. Stein, R. Stock, H. Ströbele, B. Kohlmeyer, H. Pöppl, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel, W. Waluś,
Observation of Enhanced Subthreshold K^+ Production in Central Collisions between Heavy Nuclei,
Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3650–3653

[OS9] OS9 operating system manuals, Microware Systems Corporation

[Par92] Particle Data Group,
Particle Properties Data Booklet,
American Institute of Physics, Juni 1992

[Paw94] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, P. Zanarini,
PAW — Physics Analysis Workstation — The Complete Reference – Version 2.04 (März 1994),
CERN Program Library Entry Q121

[Pel94] D. Pelte, private Mitteilung, Publikation in Vorbereitung.

[Pro88] R. Bock, A. Gobbi, R. Freifelder, H.H. Gutbrod, N. Herrmann, K.D. Hildenbrand, B. Kolb, F. Rami, W. Reisdorf, D. Schüll, R.S. Simon, H. Stelzer, J.P. Wessels, W. Kühn, V. Metag, R. Novotny, S. Riess, T. Schick, D. Pelte, M. Trzaska, U. Winkler, N. Brummund, H. Löhner, R. Santo, A. Olmi, J.P. Coffin, P. Engelstein, P. Fintz, G. Guillaume, B. Heusch, F. Jundt, P. Wagner, J.–P. Alard, J. Augerat, N. Bastid, P. Dupieux, G. Montarou, M.J. Parizet, M. Petrovici, L. Chulkov, Y. Grigorian, A. Oglobin, N. Cindro, R. Čaplar, D. Počanić,
Technical Proposal of the $4\,\pi$–Detector for SIS/ESR,
Report GSI–88–03

[pSOS] pSOS–68K User's manual, Software Components Group, Inc. (1985)

[Rei92] W. Reisdorf,
FOurPI Studies of Au on Au Collisions at SIS Energies, Proc. Int. Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations,
Hirschegg 1992

[Sen93] P. Senger, W. Ahner, P. Baltes, R. Barth, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieślak, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöppl, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, E. Schwab, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, K. Völkel, A. Wagner, W. Waluś,
The Kaon Spectrometer at SIS,
Nucl. Instr. and Meth. A327 (1993) 393

[Sod94] U. Sodan,
Abbremsverhalten mittelschwerer Fragmente in zentralen Au + Au–Stößen bei $E_p = 150$ bis 800 AMeV,
Dissertation Universität Heidelberg

[Sto86] R. Stock,
Particle Production in High Energy Nucleus–Nucleus Collisions,
Phys. Rep. 135 (1986), 261–315

[Stö78] H. Stöcker, W. Greiner, W. Scheid,
Dependance of Particle Production in High Energy Heavy Ion Collisions on the Nuclear Equation of State,
Z. Phys. A286 (1978), 121–122

[Stö82] H. Stöcker, L.P. Csernai, G. Graebner, G. Buchwald, H. Kruse, R.Y. Cusson, J.A. Maruhn, W. Greiner,
Jets of nuclear matter from high energy heavy ion collisions,
Phys. Rev C 25 (1982), 1873–1876

[Vav57] P.V. Vavilov,
J. Exp. Theoret. Phys. 5, no. 4 (1957) 749

[Ven93] L.B. Venema, H. Braak, H. Löhner, A.E. Raschke, R.H. Siemssen, M. Šumbera, H.W. Wilschut, F.-D. Berg, W. Kühn, V. Metag, M. Notheisen, R. Novotny, M. Pfeiffer, J. Ritman, O. Schwalb, A. Gobbi, K.D. Hildenbrand, S. Hlaváč, R. Holzmann, R.S. Simon, U. Sodan, K. Teh, J.P. Wessels, N. Herrmann, T. Wienold, R. Kotte, J. Mösner, W. Neubert, D. Wohlfarth, R. Ostendorf, Y. Schutz, N. Brummund, R. Santo,
Azimuthal Asymmetry of Neutral Pion Emission in Au + Au Reactions at 1 GeV/Nucleon,
Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 835–838

[Wie93] T. Wienold,
Fragmentproduktion und kollektives Verhalten in zentralen ^{197}Au+^{197}Au Reaktionen bei E/A = 100 MeV bis 800 MeV,
Dissertation Universität Heidelberg, Report GSI–93–28

[Zeb93] R. Brun, M. Goossens, J. Zoll,
ZEBRA Users Guide,
Program Library Entry Q100, CERN (1993)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

♡ Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. R. Bock für die interessante Aufgabenstellung und die von ihm ermöglichten ausgezeichneten Arbeitsbedingungen an der GSI.

♡ Ich danke Herrn Prof. Dr. D. Pelte für viele Diskussionen und sein reges Interesse am Fortgang der Arbeit.

♡ Besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. N. Herrmann für die tatkräftige Unterstützung, permanenten Einsatz und seinen unerschütterlichen Glauben an diese Arbeit.

♡ Ohne die Tracking–Programme von Dr. M. Trzaska (Lokal I), Dr. N. Herrmann (Lokal II), D. Best (Hough), Prof. Dr. D. Pelte (Conformal Mapping) wäre eine Auswertung der CDC–Daten für mich unmöglich gewesen.

♡ Die Kalibration der Flugzeitwand wurde von Dr. P. Dupieux (Zero Degree), J. Bieganskу und D. Wohlfarth (äußere Plastikwand) durchgeführt.

♡ Beim Thema Kalibration dürfen die Heidelberger Kollegen und ihr beständiger Kampf gegen die Tücken der Technik von Driftkammern G. Goebels und E. Häfele nicht vergessen werden.

♡ Für die Hilfe bei den regelmäßig auftretenden Problemen mit der Datenaufnahme des $4\,\pi$–Detektors möchte ich mich ganz herzlich bei Dr. D. Schall und Dr. H.G. Essel sowie allen anderen Mitgliedern der ELEX bedanken.

♡ Von S.A. Bass erhielt ich 30.000 IQMD–Ereignisse, auf denen der Modellvergleich und die Effizienzabschätzung der Tracking–Programme basiert.

♡ Ohne die gute Arbeitsatmosphäre, die meinen Zimmerkollegen Dr. U. Sodan, D. Best und W. Gaosheng zu verdanken ist, wäre die Arbeit um einiges härter gewesen. Auch Dr. J. Ritman und Dr. Y. Leifels haben hier einen großen Beitrag geleistet.

♡ Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. A. Gobbi, Dr. K.D. Hildenbrand und Dr. W. Reisdorf, die für Diskussionen und Ratschläge immer zur Verfügung standen.

♡♡♡ Mindestens drei für Ana Piçarra, die am meisten unter dieser Arbeit zu leiden hatte.