

# **Gerichteter und Elliptischer Fluss in Blei-Blei-Stößen bei einer Strahlenergie von 40 GeV pro Nukleon**

Diplomarbeit

von

Alexander Wetzler

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

Frankfurt am Main, 2002

---



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Die starke Wechselwirkung . . . . .	1
1.2	Schwerionenkollisionen . . . . .	2
1.3	Der kollektive Fluss . . . . .	4
1.3.1	Der gerichtete Fluss $v_1$ . . . . .	6
1.3.2	Der elliptische Fluss $v_2$ . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Methoden</b>	<b>9</b>
2.1	Korrelation von Teilchen mit der Reaktionsebene . . . . .	9
2.1.1	Bestimmung der Reaktionsebene . . . . .	9
2.1.2	Korrektur für eine nicht azimutal symmetrische Akzeptanz	11
2.1.3	Korrelation der Teilchen mit der Ereignisebene . . . . .	12
2.1.4	Korrektur des statistischen Fehlers der Ereignisebene . . .	13
2.1.5	Autokorrelation . . . . .	16
2.1.6	Einfluss durch Nicht-Fluss-Korrelationen . . . . .	17
2.2	Andere Methoden . . . . .	18
2.2.1	Korrelation der Teilchen zu der Reaktionsebene mittels eines modifizierten Korrelationsterms . . . . .	18
2.2.2	Bestimmung des Flusses ohne Reaktionsebene . . . . .	19
2.2.3	Bestimmung des Flusses mit Hilfe des Sphericity Tensors	20
2.2.4	Methoden mit 4-,6-,... Teilchenkorrelationsfunktionen . .	20
<b>3</b>	<b>Das Experiment NA49</b>	<b>21</b>
3.1	Trigger . . . . .	21
3.2	Vetokalorimeter . . . . .	23
3.3	Spurendriftkammern . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Die Rekonstruktion der Ereignisse</b>	<b>27</b>
4.1	Die Residuen-Korrektur . . . . .	27
4.2	Datenstrukturen . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Analyse</b>	<b>33</b>
5.1	Verwendete Software . . . . .	33
5.2	Verwendete Datensätze . . . . .	33
5.3	Selektion der Ereignisse . . . . .	34
5.4	Selektion der Spuren . . . . .	34
5.4.1	Selektion der Teilchen zur Bestimmung der Ereignisebene	35

5.4.2	Selektion der Teilchen zur Korrelation mit der Ereignis- ebene . . . . .	36
5.4.3	Akzeptanz in $y$ und $p_T$ . . . . .	36
5.4.4	Teilchenidentifikation . . . . .	36
5.5	Bestimmung der Zentralität der Reaktionen . . . . .	39
5.6	Integration der Messwerte . . . . .	41
5.7	Überprüfung der Funktion der Methode mit modifiziertem Kor- relationsterm . . . . .	42
<b>6</b>	<b>Auswertung</b>	<b>45</b>
6.1	Der Fluss von geladenen Pionen . . . . .	45
6.2	Der Fluss von Protonen . . . . .	46
6.3	Bestimmung des Vorzeichens von $v_2$ . . . . .	48
6.4	Untersuchung des Einflusses anderer Korrelationen . . . . .	48
6.4.1	Transversalimpulserhaltung . . . . .	48
6.4.2	Kurzreichweitige 2-Teilchenkorrelationen . . . . .	49
6.4.3	Resonanzzerfälle . . . . .	50
<b>7</b>	<b>Vergleiche mit anderen Resultaten und Modellen</b>	<b>53</b>
7.1	Energieabhängigkeit . . . . .	53
7.1.1	Vergleich mit NA49-Messungen bei einer Strahlenergie von 158 AGeV . . . . .	53
7.1.2	Vergleich mit anderen Experimenten . . . . .	57
7.2	Vergleich mit Modellen . . . . .	60
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>65</b>

# 1 Einleitung

## 1.1 Die starke Wechselwirkung

Normale Kernmaterie, wie sie in den Atomkernen vorkommt, besteht aus Protonen und Neutronen. Nach dem Standardmodell der Teilchenphysik setzen sich diese wiederum aus Elementarteilchen, den Quarks zusammen. Gebunden sind die Quarks durch die starke Wechselwirkung, deren Wechselwirkungsteilchen die Gluonen sind.

Die bisher beobachteten stark wechselwirkenden Teilchen bezeichnet man als Hadronen, die aus Quarks und Antiquarks gebildet werden. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten: Einerseits können drei Quarks ( $qqq$ ) beziehungsweise Antiquarks ( $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ) ein Baryon, andererseits können je ein Quark und ein Antiquark ( $q\bar{q}$ ) ein Meson bilden.

Wenn man im Vakuum aus einem Hadron ein Quark zu entfernen versucht, steigt die Energie im Feld immer soweit an, dass ein Paar aus einem Quark und einem Antiquark erzeugt wird. Quarks kommen also nicht als freie Teilchen, sondern nur in Hadronen gebunden vor. Da sie auf diese Weise eingeschlossen sind, spricht man vom *Confinement*.

Da dies aber nur im Vakuum gilt, stellt sich nun die Frage, inwieweit diese Eigenschaften unter extremen Bedingungen, wie hoher Temperatur und hohem Druck, erhalten bleiben. Solche extremen Bedingungen lagen beispielsweise in der Frühzeit des Universums wenige Millisekunden nach dem Urknall mit extremen Temperaturen vor. Heute herrschen extreme Bedingungen noch im Zentrum von Neutronensternen, bei denen die Dichte etwa fünf bis zehn mal größer ist als in normaler Kernmaterie.

Als die beste Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung gilt die Quantenchromodynamik (QCD), eine nicht abelsche Eichtheorie. Sie ist störungstheoretisch nur für kleine Abstände berechenbar, da mit dem größeren Abstand die Kopplungskonstante so groß wird, dass die Terme nicht mehr konvergieren. Eine partielle Lösung für dieses Problem bietet die Gittereichtheorie, die das Problem umgeht, indem sie den Raum mit einem Gitter aufteilt und die Terme dann für jede Zelle des Gitters einzeln berechnet. Das war für lange Zeit nur bei einer Baryondichte von null möglich; seit kurzem existieren aber auch

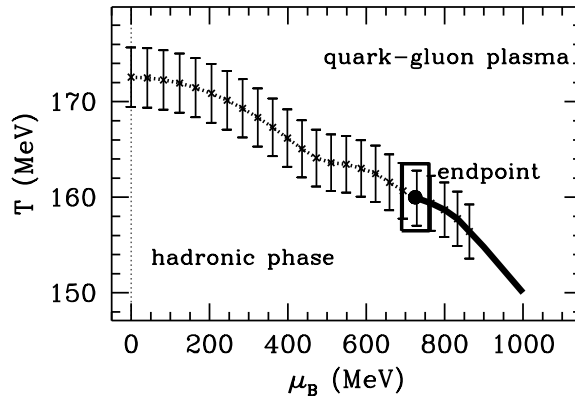


Abbildung 1.1: Rechnungen der Gittereichtheorie mit endlicher Baryonendichte [Fod01]

Berechnungen bei einer endlichen Baryonendichte (Abbildung 1.1)[Fod01].

Aus den Berechnungen mit der Gittereichtheorie folgt, dass es bei einer Energiedichte von etwa  $1\text{GeV}/f\text{m}^3$  und einer Baryonendichte von null einen Phasenübergang von einem Gas freier Hadronen zu einem Plasma aus freien Quarks und Gluonen gibt.

Beim Vergleich mit experimentellen Daten aus Kern-Kern-Stößen hat sich aber gezeigt, dass die QCD das Problem hat, nur in wenigen Fällen Beschreibungen von Endzuständen liefern zu können. Neben der QCD wurden deshalb statistische, thermo- und hydrodynamische Modelle zur Beschreibung experimenteller Daten herangezogen.

## 1.2 Schwerionenkollisionen

Im Labor lassen sich ausgedehnte hohe Energiedichten am besten durch die Kollision von schweren Ionen herstellen. Die ersten Experimente wurden am Lawrence Berkeley National Laboratory in Berkeley mit dem Beschleuniger BEVALAC durchgeführt. Später kamen Versuche am Synchrotron am JINR (Joint Institute for Nuclear Research) in Dubna, am AGS (Alternating Gradient Synchrotron) am BNL (Brookhaven National Laboratory) in New York und am SPS (Super Proton Synchrotron) am CERN in Genf dazu. Am AGS erreicht man bei der Kollision von zwei Goldkernen Energien pro Nukleonpaar im Schwerpunktsystem von  $\sqrt{s_{NN}} = 5,4\text{GeV}$ . Beim SPS sind es bei Schwefelreaktionen  $\sqrt{s_{NN}} = 19,4\text{GeV}$  und bei Bleireaktionen bis zu  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3\text{GeV}$ . Die neuesten Experimente stehen am RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) am BNL und erreichen in Gold-Gold-Stößen Energien bis zu  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ . Ab dem Jahr 2006 sollen auch noch Experimente am Large Hadron Collider (LHC) des CERN bei Energien von bis zu  $\sqrt{s_{NN}} = 5,4\text{TeV}$  stattfinden.

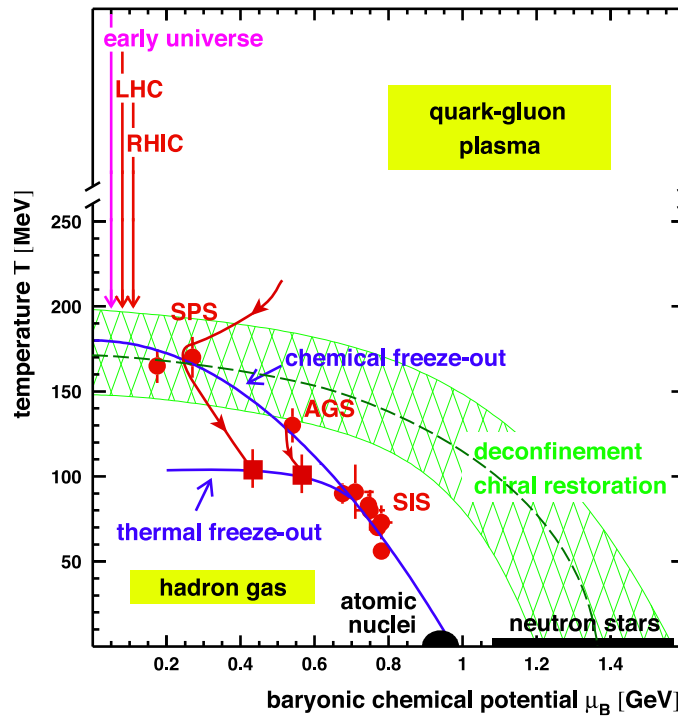


Abbildung 1.2: Phasendiagramm für Kernmaterie [Hei01]

Im Gegensatz zu einzelnen Nukleon-Nukleon-Stößen wird bei einer Schwerionenkollision ein großer Teil der longitudinalen kinetischen Energie im Schwerpunktsystem deponiert. Da bei großen Kernen die Teilchen im Schnitt mehrfach stoßen, wird aus der geordneten Bewegung der Teilchen im Anfangszustand schnell eine statistisch verteilte Bewegung. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, von einer Temperatur und einem Druck des Systems zu sprechen. Diese führen zu einer schnellen Expansion. Die ganze Reaktion läuft in sehr kurzer Zeit ( $10^{-22} s$ ) ab.

Schwerionenreaktionen verlaufen immer bei endlicher Baryonendichte und Temperatur. Im Phasendiagramm (Abbildung 1.2) dargestellt erhält man so eine Trajektorie, die zwischen den Extremen des frühen Universums und des Neutronensterns liegt. Bei steigender Energie werden die Nukleonen nicht mehr so stark abgebremst, dass sie im Schwerpunktsystem zum Stehen kommen. Daher nimmt die Baryonendichte im Zentrum ab, die Temperatur steigt an.

Der Ablauf der Reaktion lässt sich nur aus den Observablen des Endzustandes rekonstruieren. Für einen Phasenübergang in ein Quark-Gluon-Plasma signifikante Signale könnten dabei beispielsweise Anomalien in der Produktion von seltsamen Teilchen und Pionen, Ereignis-zu-Ereignis-Fluktuationen oder der kollektive Fluss sein. Eine eindeutige Aussage ist durch die Messung dieser Observablen aber immer noch nicht möglich, da die Messungen häufig auch durch Effekte in einem Hadronengas erklärt werden können. Aus diesem Grund

braucht man eine große Zahl von gemessenen Observablen, um ein möglichst konsistentes Bild zu erhalten.

Das Experiment NA49 hat seit dem Jahr 1994 bei einer Projektilenergie von  $160\text{AGeV}$  Blei-Blei-Kollisionen untersucht. Dabei wurden Anomalien in verschiedenen Observablen festgestellt. Zur Suche nach einem möglichen Phasenübergang zu einem Quark-Gluon-Plasma zwischen der SPS-Energie und der höchsten AGS-Energie von  $10,4\text{AGeV}$  wurden Strahlzeiten bei niedrigeren Energien genehmigt. So wurden im Jahr 1999 vier Wochen lang Ereignisse bei einer Projektilenergie von  $40\text{AGeV}$  und im Jahr 2000 zwei Wochen lang bei einer Projektilenergie von  $80\text{AGeV}$  aufgezeichnet.

Tatsächlich wurden in der Energieabhängigkeit der Pionen- und Seltsamkeitsproduktion Anomalien nahe der Laborenergie von  $40\text{AGeV}$  beobachtet [Bra01, Kol01].

Im Rahmen dieser Arbeit werden wird erstmals der kollektive gerichtete und elliptische Fluss in Blei-Blei-Stößen bei einer Laborenergie von  $40\text{AGeV}$  untersucht. Wenn ein Phasenübergang stattfindet, sollte der Druck und damit die kollektive Bewegung des Systems ein anomales, beispielsweise nicht monotonisches, Verhalten aufweisen. Daher könnte der Fluss eine geeignete Observable sein, um einen Phasenübergang zu erkennen.

### 1.3 Der kollektive Fluss

In einer Kern-Kern-Reaktion stoßen die Nukleonen und erzeugten Teilchen meistens mehrfach, was zu einer statistischen Verteilung der Teilchen im Impulsraum führt. Neben dieser Statistischen Verteilung gibt es aber noch geordnete Komponenten, die durch den kollektiven Fluss hervorgerufen werden. Diese Verteilung im Impulsraum ist korreliert mit der Ortsverteilung der Teilchen während der Reaktion. Man unterscheidet dabei zwischen verschiedenen Komponenten des Flusses [Her99]:

- Der longitudinale Fluss beschreibt die kollektive Geschwindigkeit der Teilchen parallel zur Strahlachse.
- Der transversale Fluss beschreibt die Verteilung der in die zur Strahlachse orthogonalen Ebene projizierten kollektiven Geschwindigkeiten.
- Der radiale Fluss beschreibt die kollektiven Geschwindigkeiten unabhängig vom Raumwinkel.

Beim transversalen Fluss unterscheidet man jetzt noch verschiedene Fälle. Der eine ist die vom Azimutalwinkel unabhängige kollektive Geschwindigkeit. Der gerichtete und der elliptische transversale Fluss beschreiben die Anisotropien in



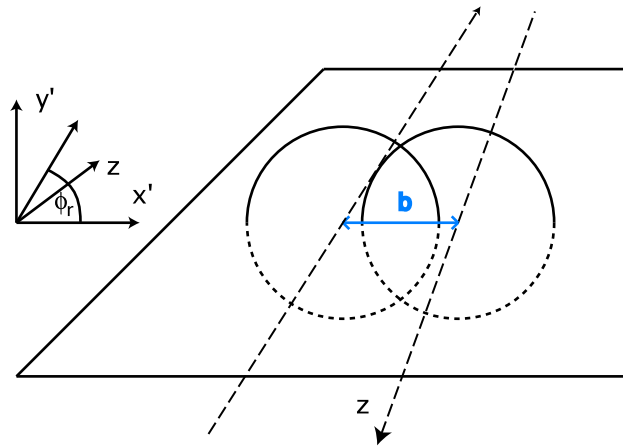


Abbildung 1.3: Darstellung der Reaktionsebene eines Stoßes und Definition des Azimutalwinkels  $\phi_r$  relativ zur Reaktionsebene. Die gestrichelten Pfeile beschreiben die Trajektorien der Kerne im Schwerpunktsystem entlang der z-Achse.

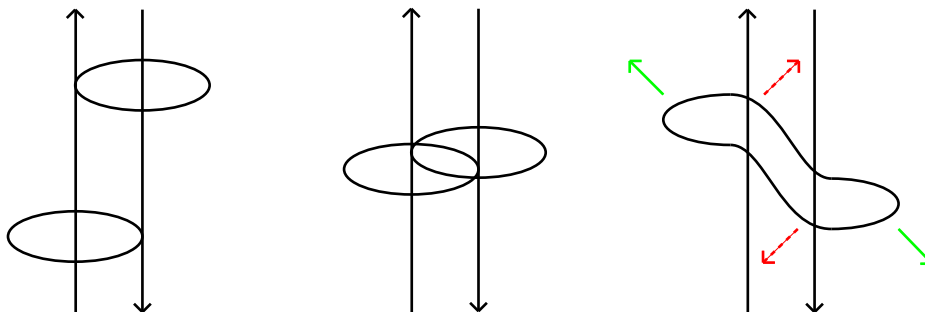


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung eines Stoßes vor, während und nach der Reaktion. Den gerichteten Fluss zeigen die durchgezogenen Pfeile, den entgegengesetzten Antifluss die gestrichelten Pfeile.

der azimuthalen Verteilung relativ zur Reaktionsebene. Die Reaktionsebene wird per Definition durch die Strahlrichtung und den Impaktparameter aufgespannt. Relativ zu dieser Ebene lässt sich dann die Verteilung der Teilchen durch eine Fourierreihe approximieren:

$$p(\phi_r) = v_0 + v_1 \cdot \cos(\phi_r) + v_2 \cdot \cos(2 \cdot \phi_r) + \dots \quad (1.1)$$

Dabei entsprechen die erste Harmonische,  $v_1$ , dem gerichteten und die zweite Harmonische,  $v_2$ , dem elliptischen Fluss. Sinusterme gibt es aus Symmetriegründen nicht.

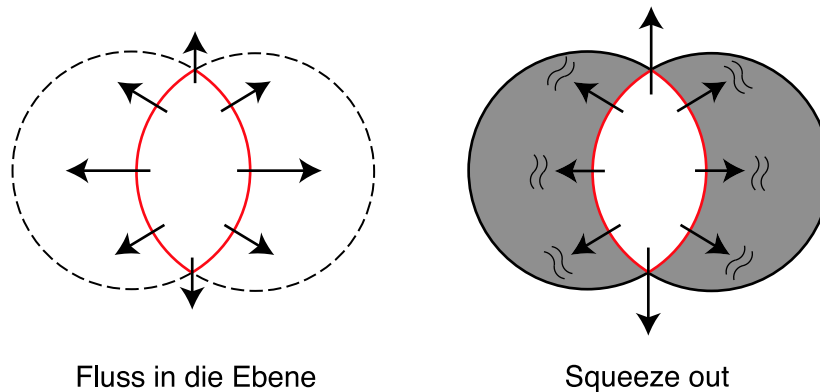


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der verschiedenen Möglichkeiten des elliptischen Flusses. Die Strahlachse steht senkrecht zur Bildebene. Links wird der Fluss innerhalb der Ebene, der durch die geometrische Form der Wechselwirkungszone verursacht wird, rechts der Fluss senkrecht zur Ebene wegen der Dominanz der Abschirmung durch die Spektatoren gezeigt.

### 1.3.1 Der gerichtete Fluss $v_1$

Der gerichtete Fluss,  $v_1$ , muss aus Gründen der Impulserhaltung in der vorderen und hinteren Hemisphäre das umgekehrte Vorzeichen haben und für verschwindenden Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem gleich null sein. Das ist nur dann der Fall, wenn man symmetrische Kollisionen, wie beispielsweise Blei-Blei-Stöße, untersucht.

Die Spektatoren von Projektil und Target erfahren bei der Reaktion durch den Druck in der Wechselwirkungszone eine Abstoßung von der Strahlachse weg. Der größte Teil wird allerdings nur so wenig abgelenkt, dass er im Wesentlichen die Strahlrichtung beibehält. Die Teilchen, die nahe an der Grenze zwischen Partizipanten und Spektatoren sind, werden stärker abgelenkt und abgebremst. Da die Teilchen hier an der Wechselwirkungszone abgelenkt werden, spricht man vom *bounce off*, also vom abprallen. Dieser Effekt tritt bei Protonen auf. Das Vorzeichen des Protonenflusses ist in der vorderen Hemisphäre des Impulsraumes, also der näher am Projektil gelegenen, per Definition positiv.

Auch bei Pionen wurde in Experimenten ein gerichteter Fluss beobachtet, der jedoch dem der Protonen entgegengerichtet ist. Eine mögliche Erklärung ist die Abschattung durch die Spektatoren.

## Die Energieabhängigkeit des gerichteten Flusses

Der gerichtete Fluss kommt zustande, während die Spektatoren die Wechselwirkungszone passieren. Aus diesem Grund wird er mit steigender Energie durch eine immer kürzer werdende Phase zu Beginn der Reaktion bestimmt. Da der Druck in der Wechselwirkungszone erst während der Reaktion aufgebaut wird und die Wechselwirkungszeit mit höheren Energien immer kürzer wird, nimmt der gerichtete Fluss mit steigender Kollisionsenergie ab.

### 1.3.2 Der elliptische Fluss $v_2$

Beim elliptischen Fluss gibt es drei unterschiedliche Effekte, die zu einem Fluss in unterschiedliche Richtungen führen:

Bei Stößen mit sehr hohen Laborenergien des Projektils von mehr als 4 AGeV baut sich in der Wechselwirkungszone ein hoher Druck auf, der zur schnellen Expansion des Systems führt. Die Wechselwirkungszone hat die Form einer Ellipse, deren Hauptachse senkrecht zur Reaktionsebene steht. Diese geometrische Form führt dazu, dass die Druckgradienten bevorzugt in die Reaktionsebene zeigen, was zu einer verstärkten Emission von Teilchen in diese Richtung führt. Dies erzeugt eine Verteilung der Teilchenhäufigkeiten mit Maxima bei  $0$ ,  $\pi$  und  $2\pi = 0$ , also in der Reaktionsebene. Nach der Gleichung 1.1 hat  $v_2$  dann ein positives Vorzeichen.

Bei Laborenergien zwischen 100 AMeV und 4 AGeV gilt prinzipiell Letzteres ebenfalls. Im Unterschied zu den Stößen bei höheren Energien ist die longitudinale Geschwindigkeit der Spektatoren aber niedriger als die Expansionsgeschwindigkeit des Feuerballs. Deshalb kommt es zu einer Abschirmung, die es den Teilchen erschwert, sich in die Reaktionsebene zu bewegen, wohingegen es für sie viel leichter ist, den Feuerball senkrecht zur Reaktionsebene zu verlassen. Man spricht hier vom *squeeze out*, da die Teilchen sozusagen senkrecht zur Reaktionsebene von den Spektatoren aus der Wechselwirkungszone herausgedrückt werden. Da der Fluss hier senkrecht zur Reaktionsebene stattfindet, hat  $v_2$  ein negatives Vorzeichen.

Bei Stößen unterhalb einer Laborenergie des Projektils von 100 AMeV wird bei den Kollisionen relativ wenig Druck aufgebaut. Es bildet sich ein sehr kurzlebiger - aber im Vergleich zur longitudinalen Geschwindigkeit der Spektatoren sehr langlebiger -, schnell rotierender Kern, dessen Rotationsachse senkrecht zur Reaktionsebene steht. Aufgrund der Rotation werden die Teilchen bevorzugt in die Reaktionsebene emittiert, was wieder zu einem positiven Vorzeichen von  $v_2$  führt.

## **Die Energieabhängigkeit des elliptischen Flusses**

Bei hohen Energien von mehr als 40 AGeV im Laborsystem erlaubt das Verhalten von  $v_2$  Rückschlüsse auf den Druck im Feuerball. Tritt bei der Variation der Energie ein Phasenübergang auf, sollte hier also ein anomales Verhalten von  $v_2$ , also beispielsweise ein nicht monotonisches, sichtbar sein.

## 2 Methoden

### 2.1 Korrelation von Teilchen mit der Reaktionsebene

Es gibt verschiedene Methoden, den kollektiven Fluss zu quantifizieren. Der anschaulichste Ansatz wurde ursprünglich von P. Danielewicz und G. Odyniec im Jahr 1985 entwickelt [Dan85]. Die Idee ist dabei, zunächst für jedes Ereignis die Lage der Reaktionsebene abzuschätzen. In Relation zur jeweiligen Reaktionsebene kann man dann die azimutale Verteilung der Teilchen über viele Ereignisse gemittelt betrachten. Die eigentliche Schwierigkeit bei dieser Methode besteht darin, dass man die Reaktionsebene nicht direkt experimentell messen kann. Also muss man sich einer Observablen bedienen, die mit der Reaktionsebene korreliert ist. Die beste Observable dieser Art ist der Fluss selber, den man mit der Messung eigentlich messen will. Hier besteht nun die Möglichkeit, sowohl den gerichteten wie auch den elliptischen Fluss zur Bestimmung der Reaktionsebene zu nutzen.

#### 2.1.1 Bestimmung der Reaktionsebene

Zur Berechnung der Reaktionsebene nutzt man den Transversalimpuls der Teilchen  $\vec{p}_T$ , also nur die Impulskomponente, die senkrecht auf der Strahlrichtung steht. Den Winkel dieses zwei-komponentigen Vektors in einem beliebigen Koordinatensystem  $(x, y)$ , beispielsweise dem des Experiments, bezeichnet man mit  $\phi$ , also

$$p_{T,x} = |\vec{p}_T| \cdot \cos(\phi)$$

$$p_{T,y} = |\vec{p}_T| \cdot \sin(\phi)$$

Um die verschiedenen Harmonischen des Flusses,  $v_1$  und  $v_2$ , analysieren zu können, nutzt man den Winkel  $n \cdot \phi$ , wobei hier  $n$  die  $n$ te Harmonische des Flusses ist. Damit kann man dann den Vektor  $\vec{q}$  definieren:

$$\vec{q} = \begin{pmatrix} q_x \\ q_y \end{pmatrix}$$

$$q_x = \cos(n \cdot \phi)$$

$$q_y = \sin(n \cdot \phi)$$

Weiterhin bildet man die Summe über alle Teilchen ( $i$ ) in einem Ereignis ( $= m_{part}$ ) und die Summe über alle Ereignisse ( $j$ ) in der Analyse ( $= m_{Event}$ ).

Zur Bestimmung der Lage der Ereignisebene bestimmt man zunächst den Flussvektor  $\vec{Q}$  des Ereignisses. Er ist definiert als

$$\vec{Q}_n = \begin{pmatrix} Q_x \\ Q_y \end{pmatrix}$$

$$Q_{n,x} = \sum_i w_i \cdot \frac{\cos(n \cdot \phi_i)}{m_{part}}$$

$$Q_{n,y} = \sum_i w_i \cdot \frac{\sin(n \cdot \phi_i)}{m_{part}}$$

oder vektoriell geschrieben

$$\vec{Q}_n = \sum_i w_i \cdot \frac{\vec{q}_i}{m_{part}}$$

Der Faktor  $w_i$  ist ein Gewichtungsfaktor, der im Allgemeinen als Funktion von der Rapidität, dem Transversalimpuls und der Teilchenidentität gewählt wird. Die Gewichtungsfunktionen unterscheiden sich für die Bestimmung von  $v_1$  und  $v_2$ : Da  $v_1$  als Funktion der Rapidität um die Schwerpunksrapidität herum antisymmetrisch ist, muss auch der Gewichtungsfaktor hier sein Vorzeichen ändern. Andernfalls erhielte man sonst bei einer Summe über alle Teilchen unter der Annahme, dass man alle Teilchen messen kann, genau null, da bei einer Reaktion der Transversalimpuls erhalten ist. Da  $v_2$  als Funktion der Rapidität bei der Schwerpunksrapidität symmetrisch ist, würde hier ein solches Gewicht allerdings genau das Gegenteil bewirken. Daher braucht man für  $v_1$  und  $v_2$  unterschiedliche Gewichtungsfunktionen. Möglich sind zum Beispiel für  $v_1$

$$w_i = y - y_{CM}$$

und für  $v_2$

$$w_i = p_T$$

Der Flussvektor eines Ereignisses entspricht dem über alle Teilchen mit dem gewählten Gewicht integrierten Fluss in einem Ereignis:

$$\vec{Q}_n \cdot \vec{Q}_n = v_n^2$$

Der Vektor enthält aber zusätzlich die Information über die Richtung des Flusses in dem Ereignis, mit dem man  $\psi$ , die Lage der Ereignisebene im gewählten Koordinatensystem  $(x, y)$ , bestimmen kann:

$$\cos(\psi) = \frac{Q_x}{|\vec{Q}|}$$

$$\sin(\psi) = \frac{Q_y}{|\vec{Q}|}$$

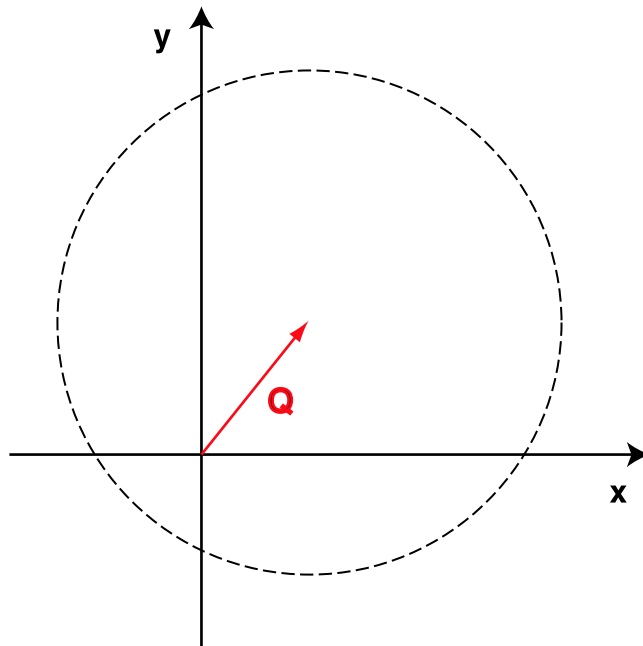


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Flussvektors  $\vec{Q}$  eines Ereignisses. Der schwarz gestrichelte Kreis gibt eine idealisierte Winkelverteilung der gemessenen Teilchen an. Über alle Teilchen gemittelt erhält man dann den Vektor  $Q$ .

### 2.1.2 Korrektur für eine nicht azimutal symmetrische Akzeptanz

Natürlich hat bei der oben beschriebenen Methode zur Bestimmung der Ereignisebene eine Akzeptanz, die nicht azimutal symmetrisch ist, einen Einfluss auf die Verteilung der Winkel der Ereignisebenen. So werden Winkel, in denen sich akzeptanzbedingt mehr Teilchen befinden als in anderen, bei der Berechnung der Ereignisebene bevorzugt. Deshalb muss man hier eine Korrektur durchführen. Zunächst geht man davon aus, dass, über viele Ereignisse gemittelt, die Winkelverteilung der Reaktionsebenen im Labor flach sein sollte, wenn der Trigger des Experimentes nicht auf unterschiedliche Winkel der Reaktionsebene empfindlich ist. Eine Winkelverteilung der Ereignisebenen sollte also ihre Unebenheiten nur durch eine schlechte Akzeptanz bekommen. Um das Ungleichgewicht der Teilchenverteilung bei verschiedenen Winkeln zu beheben, gibt es verschiedene Möglichkeiten:

Bei Betrachtung der Winkelverteilung aller Teilchen über alle Ereignisse summiert sieht man, welche Winkel eine schlechtere und welche eine bessere Akzeptanz haben. Mit dem Inversen dieser Verteilung kann man dann jedes Teilchen in Abhängigkeit von seinem  $\phi$ -Winkel gewichten:

$$w(\phi) = \left( \frac{dN}{d\phi} \right)^{-1}$$

Diese Methode hat aber den Nachteil, dass sie nur dann funktioniert, wenn die azimutale Akzeptanz als Funktion von  $y$  und  $p_T$  weitgehend konstant ist. Andernfalls erhalten durch diese Gewichtung bestimmte Phasenraumregionen stärkere Gewichte als andere, was zur Verfälschung der Ebenenbestimmung führen kann. Und wenn es in einem Winkelbereich überhaupt keine gemessenen Teilchen gibt, ist die Korrektur nicht definiert. Außerdem müssen noch die benutzten Gewichte bei der Berechnung der Ereignisebene in Betracht gezogen werden.

Eine andere Methode besteht darin, die Verteilung von  $\vec{Q}$  zu zentrieren. Bei vorhandener azimutaler Symmetrie sollte die Summe

$$\langle \vec{Q} \rangle = \sum_j \left( \frac{\vec{Q}_j}{|\vec{Q}_j|} \cdot \frac{1}{m_{event}} \right)$$

gegen null gehen. Wenn aber durch die Akzeptanz bestimmte Richtungen bevorzugt werden, nimmt die Summe einen endlichen Wert an. Diese Summe kann man auch über die einzelnen Teilchen berechnen:

$$\langle \vec{q} \rangle = \sum_{i,j} \frac{\vec{q}_{i,j}}{m_{event} \cdot m_{part}}$$

Den durch die Akzeptanz verursachten, über alle Ereignisse gemittelten Vektor  $\langle \vec{q} \rangle$  kann man jetzt von jedem Teilchen in dem jeweils zugehörigen Phasenraumbereich abziehen und erhält damit ein  $\vec{Q}$ , das keinen Beitrag mehr durch die Akzeptanz haben sollte:

$$\vec{Q} = \sum_i \frac{\vec{q}_i - \langle \vec{q}_{y,p_T} \rangle}{m_{part}}$$

Der Vorteil dieser Methode ist, dass man für diese Summe auch Teilchen aus nur kleinen Bereichen des Phasenraums nehmen und damit die Korrektur in Abhängigkeit von  $y$  und  $p_T$  des zu korrigierenden Teilchens vornehmen kann. Ein Nachteil dieser Methode ist allerdings, dass man diese Korrektur für jede Harmonische des Flusses separat durchführen muss. Korrigiert werden also auch immer nur die Anisotropien der gleichen Harmonischen und nicht die der höheren Harmonischen. Diese haben aber keine Effekte auf die niedrigeren Ordnungen und sollten daher kein Problem darstellen. Eine Methode dieser Art, die für mehrere oder alle Ordnungen auf einmal funktioniert, gibt es nicht.

### 2.1.3 Korrelation der Teilchen mit der Ereignisebene

Nachdem die Ereignisebene nun für eine oder mehrere Ordnungen bestimmt wurde, kann man zur Bestimmung des Flusses selber kommen. Dies geschieht,



indem man die Winkel der Teilchentrajektorien eines Ereignisses in der zum Strahl transversalen Ebene,  $\phi$ , mit dem Winkel der Ereignisebene,  $\psi$ , korreliert:

$$v_n = \sum_i \frac{\cos(n \cdot (\phi_i - \psi))}{m_{part}}$$

Dieser Term ist natürlich auch noch von der azimuthalen Akzeptanz abhängig. Wenn man aber die Summe über eine große Anzahl von Ereignissen bildet und die Ereignisebenen,  $\psi$ , flach verteilt sind, werden relativ zur Ereignisebene alle Winkel gleich gut mit der Akzeptanz abdeckt. Deshalb ist dann auch keine weitere Korrektur für die Akzeptanz nötig. Der komplette Term ist dann

$$v_n = \sum_{i,j} \frac{\cos(n \cdot (\phi_{i,j} - \psi_j))}{m_{part} \cdot m_{event}}$$

Die Teilchen, die man mit der Ereignisebene korreliert, kann man jetzt nach verschiedenen Gesichtspunkten auswählen. Indem man unterschiedliche Teilchenarten, wie beispielsweise  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  oder Protonen, auswählt, misst man den Fluss dieser Teilchensorten. Indem man Teilchen nur aus bestimmten Phasenraumintervallen auswählt, kann man den Fluss als Funktion von Rapidität und Transversalimpuls messen.

#### 2.1.4 Korrektur des statistischen Fehlers der Ereignisebene

Da zur Berechnung der Ereignisebene nur eine begrenzte Anzahl von Teilchen pro Ereignis zur Verfügung steht, ist die Ereignisebene niemals eine genaue Schätzung der Reaktionsebene, sondern immer mit einem Fehler behaftet. Zu dessen Berechnung geht man von dem oben hergeleiteten Term zur Berechnung des Flusses aus:

$$v_n^{obs} = \sum_{i,j} \frac{\cos(n \cdot (\phi_{i,j} - \psi_j))}{m_{part} \cdot m_{event}} = \langle \cos(n \cdot (\phi - \psi)) \rangle$$

Die Bezeichnung  $v_n^{obs}$  bedeutet, dass es sich hier um den tatsächlich beobachteten Fluss handelt und nicht um den wirklichen  $v_n$ . Da man aber letzteren bestimmen möchte, erweitert man den Term um  $\psi_R$ , den Winkel der Reaktionsebene.

$$v_n^{obs} = \sum_{i,j} \frac{\cos(n \cdot (\phi_{i,j} - \psi_{R,j} + \psi_{R,j} - \psi_j))}{m_{part} \cdot m_{event}} = \langle \cos(n \cdot (\phi - \psi_R + \psi_R - \psi)) \rangle$$

Dies kann man umformen zu

$$\begin{aligned} v_n^{obs} &= \sum_{i,j} \frac{\cos(n \cdot (\phi_{i,j} - \psi_{R,j})) \cdot \cos(n \cdot (\psi_j - \psi_{R,j}))}{m_{part} \cdot m_{event}} + \\ &\sum_{i,j} \frac{\sin(n \cdot (\phi_{i,j} - \psi_{R,j})) \cdot \sin(n \cdot (\psi_j - \psi_{R,j}))}{m_{part} \cdot m_{event}} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &< \cos(n \cdot (\phi - \psi_R)) \cdot \cos(n \cdot (\psi - \psi_R)) > + \\ &< \sin(n \cdot (\phi - \psi_R)) \cdot \sin(n \cdot (\psi - \psi_R)) > \end{aligned}$$

Unter der Annahme, dass die einzige Korrelation zwischen  $\phi$  und  $\psi$  der Fluss, also  $\psi_R$ , ist, sind  $(\phi - \psi_R)$  und  $(\psi - \psi_R)$  nicht korreliert und man kann weiter umformen.

$$\begin{aligned} v_n^{obs} &= \sum_{i,j} \frac{\cos(n \cdot (\phi_{i,j} - \psi_{R,j}))}{m_{part} \cdot m_{event}} \cdot \sum_{i,j} \frac{\cos(n \cdot (\psi_j - \psi_{R,j}))}{m_{part} \cdot m_{event}} + \\ &\sum_{i,j} \frac{\sin(n \cdot (\phi_{i,j} - \psi_{R,j}))}{m_{part} \cdot m_{event}} \cdot \sum_{i,j} \frac{\sin(n \cdot (\psi_j - \psi_{R,j}))}{m_{part} \cdot m_{event}} = \\ &< \cos(n \cdot (\phi - \psi_R)) > \cdot < \cos(n \cdot (\psi - \psi_R)) > + \\ &< \sin(n \cdot (\phi - \psi_R)) > \cdot < \sin(n \cdot (\psi - \psi_R)) > \end{aligned}$$

Da der Fluss symmetrisch zur Reaktionsebene ist, konvergieren die Mittelwerte aller Sinusterme gegen null und man erhält am Ende

$$v_n^{obs} = v_n \cdot \sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_j - \psi_{R,j}))}{m_{event}}$$

beziehungsweise

$$v_n^{obs} = v_n \cdot < \cos(n \cdot (\psi - \psi_R)) >$$

Das Resultat der Überlagerung ist also ein nicht phasenverschobener Cosinus mit einer kleineren Amplitude. Also braucht man für den Wert des gemessenen Flusses einen Korrekturfaktor.

Da der Faktor  $< \cos(n \cdot (\psi - \psi_R)) >$  immer kleiner als 1 ist, muss der gemessene Fluss  $v_n^{obs}$  also auch immer kleiner als der wirkliche  $v_n$  sein. Zur Korrektur ist daher eben dieser Faktor zu bestimmen und der gemessene Flusswert mit dessen Kehrwert zu multiplizieren.

$$v_n = v_n^{obs} \cdot < \cos(n \cdot (\psi - \psi_R)) >^{-1}$$

Die Schwierigkeit liegt nun in der Bestimmung dieses Faktors, da die mittlere Abweichung der Ereignisebene von der Reaktionsebene nicht bekannt ist.

Sie kann aber in guter Näherung aus den Daten ermittelt werden. Dazu teilt man jedes Ereignis in zwei unabhängige, teilchenzahlenmäßig gleich große Teilereignisse und berechnet für jede Hälfte die Ereignisebene. Aus der Stärke der Korrelation zwischen beiden Ebenen lässt sich dann die Auflösung bestimmen. Die Winkel der beiden Ereignisebenen seien nun  $\psi_1$  und  $\psi_2$ . Ihre gemittelte Korrelation ist dann

$$\sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,2}))}{m_{event}}$$

Da aber die Korrelation der beiden Ereignisebenen zur Reaktionsebene mit dem Winkel  $\psi_R$  interessant ist, ergänzt man

$$\begin{aligned} & \sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,2}) - n \cdot (\psi_{j,2} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} = \\ & \sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,R})) \cdot \cos(n \cdot (\psi_{j,2} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} + \\ & \sum_j \frac{\sin(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,R})) \cdot \sin(n \cdot (\psi_{j,2} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} \end{aligned}$$

Unter der Annahme, dass die Winkel  $\psi_1$  und  $\psi_2$  keine weitere Korrelation außer der mit  $\psi_R$ , also dem Fluss, haben, kann man umformen zu

$$\begin{aligned} & \sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} \cdot \sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,2} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} + \\ & \sum_j \frac{\sin(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} \cdot \sum_j \frac{\sin(n \cdot (\psi_{j,2} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} \end{aligned}$$

Da beide Teilereignisse die gleiche Multiplizität und damit auch die gleiche Auflösung haben, kann man weiter vereinfachen zu

$$\left( \sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} \right)^2 + \left( \sum_j \frac{\sin(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} \right)^2$$

Da  $\psi_1$  um  $\psi_R$  symmetrisch verteilt ist, konvergiert der Sinusterm gegen Null. Damit bleibt dann die relativ einfache Beziehung

$$\sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,2}))}{m_{event}} = \left( \sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,R}))}{m_{event}} \right)^2$$

erhalten. Die Auflösung, die hier bestimmt wurde, ist allerdings nicht die für das ganze Ereignis, sondern die für die Teilereignisse. Um die Auflösung für das ganze Ereignis zu bestimmen, kann man die Relation

$$\langle \cos(n \cdot (\psi - \psi_r)) \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \chi_n \cdot e^{-\frac{\chi_n^2}{4}} \cdot \left[ I_0\left(\frac{\chi_n^2}{4}\right) + I_1\left(\frac{\chi_n^2}{4}\right) \right]$$

nutzen [Pos98].  $I_\nu$  ist die modifizierte Besselfunktion der Ordnung  $\nu$ . Weiterhin gilt

$$\chi_n = v_n \cdot \sqrt{2N} \cdot \frac{\langle w \rangle^2}{\langle w^2 \rangle}$$

$N$  ist die Multiplizität der zur Berechnung der Ereignisebene genutzten Teilchen,  $v_n$  ist der dazugehörige Fluss und  $w$  sind die in der Berechnung genutzten Gewichtungsfaktoren. Da diese Gleichung eine Funktion des Flusses ist, kann

man mit ihr zwar nicht die Auflösung berechnen, man kann sie aber nutzen, um die Abhängigkeit der Auflösung von der Multiplizität zu bestimmen. Für kleine Auflösungen ergibt sich eine annähernd lineare Abhängigkeit der Auflösung vom Faktor  $\chi_n$  und damit

$$\langle \cos(n \cdot (\psi - \psi_r)) \rangle \propto \sqrt{N}$$

Da die Multiplizität der Teilereignisse halb so groß ist, steigt die Auflösung damit um den Faktor  $\sqrt{2}$  an:

$$\sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_j - \psi_{j,R}))}{m_{event}} = \sqrt{2 \sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,2}))}{m_{event}}}$$

beziehungsweise

$$\langle \cos(n \cdot (\psi - \psi_r)) \rangle = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\langle \cos(n \cdot (\psi_1 - \psi_2)) \rangle}$$

### 2.1.5 Autokorrelation

Man kann den Korrelationsterm auch vektoriell schreiben

$$v_n = \sum_i \left( \frac{\vec{q}_i}{m_{part}} \cdot \frac{\vec{Q}}{|\vec{Q}|} \right)$$

Wenn man jetzt auch noch  $\vec{Q}$  als eine Summe von  $\vec{q}_i$  schreibt, erhält man

$$\vec{Q} = \sum_i w_i \cdot \frac{\vec{q}_i}{m_{part}}$$

und damit

$$v_n = \frac{1}{m_{part}^2 \cdot |\vec{Q}|} \cdot \sum_{i,k} (w_i \cdot \vec{q}_i \cdot \vec{q}_k)$$

Es handelt sich hier also um eine Korrelationsfunktion von zwei Teilchen  $q_i$  und  $q_k$ . Wenn man davon ausgeht, dass man keinerlei Korrelation zwischen den Teilchen hat, also auch keinen Fluss, sollte die Summe

$$\sum_{i \neq k} (\vec{q}_i \cdot \vec{q}_k)$$

gegen null gehen. Sobald man eine Korrelation durch Fluss hat, erreicht man einen endlichen Wert. Anders verhält es sich aber bei diesen Termen:

$$\sum_{i=k} (\vec{q}_i \cdot \vec{q}_k)$$

Diese erzeugen, unabhängig davon, ob es Korrelationen mit anderen Teilchen gibt, einen festen Beitrag, da immer  $\vec{q}_i \cdot \vec{q}_i = 1$  gilt. Aus diesem Grunde muss man die oben genannte Methode verändern, damit ein Teilchen nicht mit sich

selber korreliert wird. Das kann man machen, indem man ein Ereignis in zwei Hälften teilt und die Teilchen der einen Hälfte zur Bestimmung der Ereignisebene nutzt, die der anderen zur Korrelation mit dieser Ebene. Diese Methode hat aber den Nachteil, dass wegen der geringeren Multiplizitäten in den Hälften die statistischen Fehler stark ansteigen. Eine effizientere Methode besteht darin, für jedes Teilchen die Ereignisebene mit allen anderen Teilchen zu berechnen. Der einzige Nachteil ist hier der größere Rechenaufwand.

### 2.1.6 Einfluss durch Nicht-Fluss-Korrelationen

Die hier beschriebene Methode geht, wie schon gesagt, davon aus, dass die einzige Korrelation zwischen den Teilchen der kollektive Effekt des Flusses ist, beziehungsweise dass alle anderen Effekte diesem gegenüber so klein sind, dass sie zu vernachlässigen sind. In der Realität scheinen aber die Nicht-Fluss-Effekte so groß zu sein, dass sie bei der Bestimmung des Flusses das Ergebnis systematisch verfälschen [Bor00, Din00, Bor01]. Dabei spielen vor allem folgende Effekte eine Rolle:

#### Transversalimpulserhaltung

Da bei der Kinetik einer Reaktion die Impulserhaltung gilt, muss der Transversalimpuls erhalten bleiben. Die Summe über die Transversalimpulse aller Teilchen, nicht nur der gemessenen, einer Reaktion muss also gleich null sein:

$$\sum_i \vec{p}_{T,i} = \vec{0}$$

Diese Bedingung führt dazu, dass man eine leichte Antikorrelation zwischen zwei Teilchen hat. Der Einfluss ist berechenbar und kann daher nachträglich korrigiert werden (siehe Kapitel 6.4.1) [Bor01, Bor04].

#### Resonanzzerfälle

Da bei einer Schwerionenkollision neben den gemessenen  $\pi^+, \pi^-, K^+, K^-$  und Protonen auch Resonanzen erzeugt werden, die im Feuerball auch wieder zerfallen, stammt ein Teil der gemessenen Teilchen aus den Zerfällen dieser Resonanzen. Die relative Winkelverteilung zweier Teilchen aus einer Resonanz ergibt sich aus dem Transversalimpuls  $\vec{p}_{TR}$  der zerfallenden Resonanz und den Transversalimpulsen  $\vec{p}_{T1}$  und  $\vec{p}_{T2} = -\vec{p}_{T1}$  der Zerfallsteilchen relativ zur Resonanz. Für die Korrelationsfunktion beider Teilchen  $\cos(\phi_1 - \phi_2)$  bedeutet das dann, dass im Extremfall  $\vec{p}_{TR} = \vec{0}$  und  $\vec{p}_{T2} = -\vec{p}_{T1} \neq \vec{0}$  dann  $\cos(\phi_1 - \phi_2) = -1$  ist, also eine vollständige Antikorrelation vorliegt, während im Fall  $\vec{p}_{TR} \neq \vec{0}$  und  $\vec{p}_{T2} = -\vec{p}_{T1} = \vec{0}$  dann  $\cos(\phi_1 - \phi_2) = 1$  ist und damit die Teilchen vollständig

korreliert sind. Zwischen diesen beiden Extremfällen liegt die Korrelationsfunktion, die Berechnung ihres genauen Beitrages zur Flussmessung ist aber nicht trivial. Eine Korrektur existiert daher nicht.

## Kurzreichweitige Korrelationen

Zwischen Teilchen, die im Phasenraum nahe beieinander liegen, finden starke und Coulomb-Wechselwirkungen sowie Korrelationen aufgrund der Quantenstatistik wie HBT statt. Da hier sowohl attraktive als auch repulsive Kräfte vorliegen, sind Korrelationen wie auch Antikorrelationen vorhanden. Der Beitrag dieser Effekte zur Flussmessung lässt sich aber recht einfach studieren, indem man zur Bestimmung der Ereignisebene Teilchen aus einem Bereich des Phasenraumes nutzt, der von dem, aus dem man die Teilchen zur Korrelation mit der Ereignisebene nimmt, ausreichend weit entfernt ist.

## 2.2 Andere Methoden

Neben der Messung des Flusses durch Korrelation der Teilchen mit der Reaktionsebene gibt es auch noch andere Verfahren.

### 2.2.1 Korrelation der Teilchen zu der Reaktionsebene mittels eines modifizierten Korrelationsterms

Diese Methode ist im Großen und Ganzen mit der vorher beschriebenen identisch. Sie bietet sich dann an, wenn die azimutale Akzeptanz starke Asymmetrien aufweist, die Korrekturen bei der Ereignisebenenbestimmung also sehr groß werden. Der ideale Fall für diese Methode ist es, wenn die Asymmetrie so ist, dass von dem Korrekturvektor in der Zentrierungsmethode (siehe Abschnitt 2.1.2) eine Komponente sehr groß und die andere sehr klein ist:

$$\langle \vec{q} \rangle = \begin{pmatrix} \langle \sin(n \cdot \phi) \rangle \\ \langle \cos(n \cdot \phi) \rangle \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0 \\ x \end{pmatrix}$$

Dieser Fall ist beispielsweise bei NA49 für den elliptischen Fluss gegeben, weil in der horizontalen Ebene besonders viele und in der vertikalen Ebene besonders wenige Teilchen nachgewiesen werden können. Zwischen den einzelnen Diagonalen sind die Differenzen aber sehr viel kleiner. Die Idee ist es nun, diejenigen Teilchen, die in den Bereichen mit der symmetrischeren Akzeptanz liegen, bei der Analyse stärker zu gewichten als diejenigen aus den weniger symmetrischen Regionen. Dazu geht man wie folgt vor:

Die Ereignisebene bestimmt man zunächst einmal genau so wie bei der normalen Methode. Der Unterschied kommt dann durch eine Umformung des Korrelati-

onstermes zustande:

$$v_n = \sum_{i,j} \frac{\cos(n \cdot (\phi_{i,j} - \psi_j))}{m_{part} \cdot m_{event}}$$

Unter Verwendung der Relation

$$\cos(\phi - \psi) = \cos(\phi) \cdot \cos(\psi) + \sin(\phi) \cdot \sin(\psi)$$

erhält man

$$v_n = \sum_{i,j} \frac{\cos(n \cdot \phi_{i,j}) \cdot \cos(n \cdot \psi_j) + \sin(n \cdot \phi_{i,j}) \cdot \sin(n \cdot \psi_j)}{m_{part} \cdot m_{event}}$$

beziehungsweise

$$v_n = \sum_{i,j} \frac{\cos(n \cdot \phi_{i,j}) \cdot \cos(n \cdot \psi_j)}{m_{part} \cdot m_{event}} + \sum_{i,j} \frac{\sin(n \cdot \phi_{i,j}) \cdot \sin(n \cdot \psi_j)}{m_{part} \cdot m_{event}}$$

Da im genannten Beispiel die Cosinusterme die größeren Korrekturen haben, kann man sich auf die Sinusterme beschränken und wegen der Gleichverteilung der Reaktionsebenen aus Symmetriegründen vereinfachen zu

$$v_n = 2 \cdot \sum_{i,j} \frac{\sin(n \cdot \phi_{i,j}) \cdot \sin(n \cdot \psi_j)}{m_{part} \cdot m_{event}}$$

Die gleiche Methode kann man jetzt auch bei der Berechnung der Auflösung der Ebene nutzen. Zur Bestimmung der Auflösung verwenden wir die Formel

$$\sqrt{2 \sum_j \frac{\cos(n \cdot (\psi_{j,1} - \psi_{j,2}))}{m_{event}}}$$

Durch die Umformung des Cosinus erhält man dann

$$\sqrt{2 \sum_j \frac{\cos(n \cdot \psi_{j,1}) \cdot \cos(n \cdot \psi_{j,2}) + \sin(n \cdot \psi_{j,1}) \cdot \sin(n \cdot \psi_{j,2})}{m_{event}}}$$

Jetzt kann man sich zum Beispiel wieder auf die Sinusterme beschränken und aus Symmetriegründen vereinfachen zu

$$\sqrt{2} \cdot \sqrt{2 \sum_j \frac{\sin(n \cdot \psi_{j,1}) \cdot \sin(n \cdot \psi_{j,2})}{m_{event}}}$$

## 2.2.2 Bestimmung des Flusses ohne Reaktionsebene

An die azimutale Verteilung der Impulse in jedem einzelnen Ereignis kann man eine Fourierreihe annähern. Daraus erhält man dann für jedes Ereignis einzeln die Flusskoeffizienten  $v_1$  und  $v_2$ . Bei dieser Methode braucht man zur Anpassung der Fourierreihe eine ausreichend große Statistik, weshalb man dafür größere Phasenraumbereiche nimmt. Eine differenzielle Analyse ist daher nur eingeschränkt möglich.

### 2.2.3 Bestimmung des Flusses mit Hilfe des Sphericity Tensors

Bei den ersten Flussanalysen Anfang der achtziger Jahre [Gus84] übernahm man zunächst einmal einen Ansatz aus der Hochenergiephysik, mit dem man Jets charakterisiert hat. Es handelt sich dabei um den *thrust vector* und den *sphericity tensor*. Der sphericity tensor ist definiert als

$$F_{i,j} = \sum_{\nu} p_i(\nu)p_j(\nu)w(\nu)$$

Hier sind  $p$  die Impulse,  $w$  ein Gewicht und die Summe über  $\nu$  geht über alle Teilchen in einem Ereignis. Dabei stellte man die Impulsraumverteilung des Ereignisses in Form eines Ellipsoiden dar. Der Winkel  $\theta$  zwischen seiner Hauptachse und der Strahlachse sowie die Länge der Hauptachse waren dann die einzigen Observablen. Da diese Methode es nur erlaubt, diese zwei Observablen pro Ereignis zu bestimmen, wurde sie durch andere ersetzt, die es erlauben, die Struktur detaillierter zu studieren.

### 2.2.4 Methoden mit 4-,6-,... Teilchenkorrelationsfunktionen

Ganz andere Methoden beschränken sich nicht mehr auf die Nutzung von 2-Teilchenkorrelationen, sondern benutzen Korrelationsfunktionen mit 4 oder mehr Teilchen [Bor01, Bor02, Bor05]. Der größte Vorteil besteht hierbei darin, dass man auf diese Weise den Einfluss der 2-Teilchenkorrelationen, die nicht durch Fluss hervorgerufen werden, quantifizieren kann. Der größte Nachteil dieser Methoden ist, dass mit der höheren Zahl von Teilchen, die korreliert werden, auch die benötigte Zahl der Ereignisse und der Teilchen pro Ereignis steigt. Damit sind diese Methoden vor allem für die Experimente an RHIC und LHC geeignet, funktionieren aber zumindest in einzelnen Fällen auch bei NA49.



## 3 Das Experiment NA49

Das Experiment NA49 (Abbildung 3.1) ist Teil des Schwerionenprogrammes am CERN, der Europäischen Organisation für Kernforschung. Aufgebaut ist es in der North Area an der H2 Beamline des Super Proton Synchrotron (SPS). Das SPS beschleunigt Protonen auf Energien von bis zu 450 GeV. Daneben ist es auch in der Lage, Schwerionen-Strahlen zu erzeugen. Bisher wurden Schwefel auf bis zu 200 AGeV und Blei auf 158 AGeV, 80 AGeV und 40 AGeV beschleunigt; in Zukunft sollen auch noch 20 AGeV und 30 AGeV folgen. Außerdem besteht noch die Möglichkeit, unter Benutzung eines Produktionstargets Strahlen mit Hadronen oder leichteren Kernen zu erzeugen.

Kernstück des Experimentes sind vier großvolumige Spurendriftkammern. Zwei von ihnen, die VTPCs, befinden sich in zwei supraleitenden Dipolmagneten. Diese haben bei Strömen von 5000 A eine gemeinsame Ablenkkraft von maximal etwa 9 TM. Hinter den MTPCs befinden sich vier Flugzeitwände mit einer Zeitauflösung von 60 ps (TOF-TL, TOF-TR) und 85 ps (TOF-GL, TOF-GR). Weiter hinten befindet sich das Ringkalorimeter. Es besteht aus einer Blei- und einer Eisenszintillatorsektion mit jeweils 240 Zellen. Als letztes steht hinter einem Kollimator das Vetokalorimeter.

Bei der weiteren Beschreibung werde ich nur kurz diejenigen Bereiche ansprechen, die für meine Analyse von besonderer Bedeutung sind.

### 3.1 Trigger

Der Trigger besteht aus einer Reihe von Zählern in der Beamline. S1, ein Čerenkov-Zähler, besteht aus einem 200  $\mu\text{m}$  dicken Quarzszintillator und dient als Startzähler. Er ist auf eine besonders hohe Zeitauflösung optimiert, da die Flugzeitwände ein sehr genaues Startsignal benötigen. S2' und S3 sind mit Helium gefüllte Čerenkov-Zähler. S3 befindet sich hinter dem Target. Sein Ausgangssignal ist maximal, wenn das Projektil im Target nicht wechselgewirkt hat. In Antikoinzidenz mit S2' dient S3 als Interaktionstrigger. Bei der Aufzeichnung von zentralen Blei-Blei-Kollisionen wird zusätzlich in den Trigger noch das Vetokalorimeter geschaltet.

In der Beamline befinden sich drei Strahlpositionsdetektoren (BPD 1, 2, 3) mit

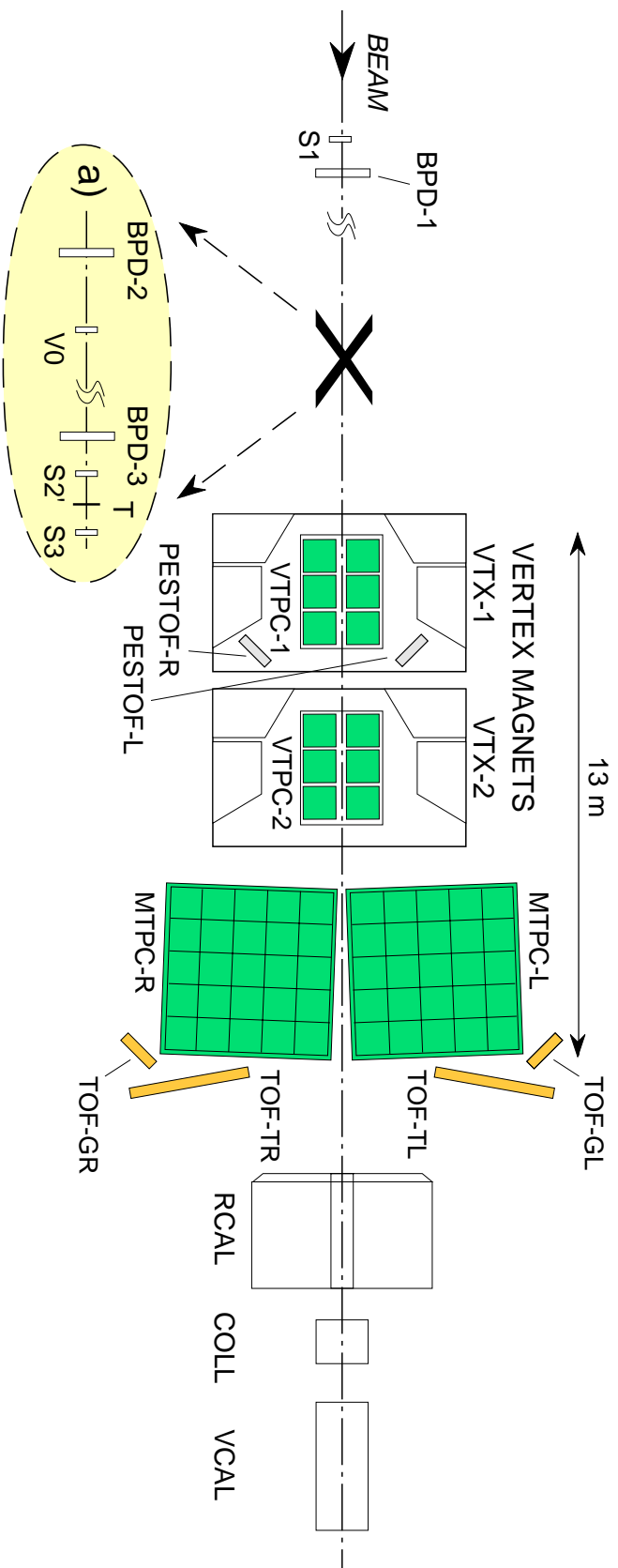


Abbildung 3.1: Aufbau des Experimentes NA49

einer Fläche senkrecht zur Strahlrichtung von jeweils  $3\text{ cm} \cdot 3\text{ cm}$ . Sie sind Vieldrahtproportionalkammern mit jeweils zwei senkrecht zueinander ausgerichteten Drahtebenen. Die Drähte haben einen Durchmesser von  $15\text{ }\mu\text{m}$  und untereinander einen Abstand von  $2\text{ mm}$ . Anhand der gemessenen Durchstoßpunkte eines Strahlteilchens in diesen drei Detektoren kann die Flugbahn des Teilchens extrapoliert und so der Durchstoßpunkt durch die Targetebene bestimmt werden.

### 3.2 Vetokalorimeter

Das Vetokalorimeter steht am Ende des Experimentes etwa 20 Meter hinter dem Target und hinter einem Kollimator, der dazu dient, im Wesentlichen nur die Spektatoren und einen möglichst kleinen Teil der an der Reaktion partizipierenden Teilchen auf das Kalorimeter treffen zu lassen. Konstruiert wurde es für das Experiment NA5 und fand auch im Aufbau von NA35 Verwendung. Es besteht aus zwei Szintillatorsektionen, die für hadronische beziehungsweise elektronische Proben optimiert sind. Jeder dieser Teile besteht aus vier Sektoren, deren Signale jeweils mit einem Photovervielfacher verstärkt werden. Da das Vetokalorimeter genau in der Beamline steht, wird es von allen Strahl-Teilchen getroffen, die im Target keine Wechselwirkung erfahren haben, sowie den Spektatoren des Projektils bei einer Blei-Blei-Reaktion. Die gemessene Energie erlaubt dann einen Rückschluss auf die Zentralität der Reaktion. Die Kalibration des Kalorimeters erfolgt durch die Analyse der Signale von Strahlteilchen, die keine Wechselwirkung im Target erfahren. Diese Teilchen haben beim Auftreffen auf das Kalorimeter noch immer ihre volle Energie. Die Energieauflösung des Kalorimeters ist

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{1}{\sqrt{E}}$$

mit  $E$  in  $\text{GeV}$ . Die Summe der Ausgangssignale des Vetokalorimeters kann direkt in den Trigger des Experimentes miteinbezogen werden, um die Datennahme auf eine bestimmte Zentralitätsklasse von Stößen zu beschränken. Bei der Analyse gibt einem das Signal des Vetokalorimeters dann die Möglichkeit, verschiedene Zentralitätsklassen von Stößen zu selektieren.

### 3.3 Spurendriftkammern

Für die Analyse der meisten Observablen sind die wichtigsten Detektoren die Driftkammern, da sie sowohl Informationen über den Impuls der Teilchen liefern als auch über die Teilchenidentität.

Die verwendeten Kammern sind für unterschiedliche Anforderungen optimiert worden: Zur Impulsbestimmung über die Krümmung der Spuren im Magnetfeld dienen die VTPCs. In diesem Bereich ist auch wegen der höheren Spurdichte

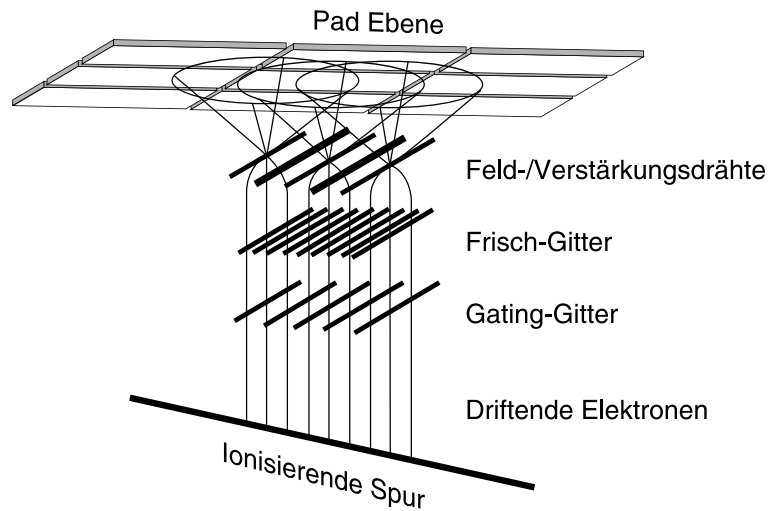


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Driftkammer

eine höhere Ortsauflösung nötig. Die Auflösung bei der Messung des spezifischen Energieverlustes,  $dE/dx$ , ist zu gering, um mit ihnen alleine die Teilchen zu identifizieren. Dazu dienen in erster Linie die MTPCs. Um hier die Energieauflösung zu optimieren, haben die Kammern eine Länge von 4 Metern.

Bei der Entwicklung aller Kammern wurde darauf Wert gelegt, dass sie möglichst wenig Masse haben, um die Anzahl der Interaktionen der Teilchen mit dem Detektor zu minimieren. Genutzt werden deshalb Driftkammern mit Pad-Auslese.

Sie bestehen aus einem Feldkäfig, in dem ein annähernd homogenes elektrisches Feld erzeugt wird [Afa99]. Gefüllt ist der Detektor mit einem Gasgemisch (Tabelle 3.1). Wenn ein geladenes Teilchen den Detektor durchquert, ionisiert es das Gas. Diese Ionen driften dann im Gas wegen des Feldes nach oben (Abbildung 3.2).

Am oberen Ende des Detektors befinden sich kleine Plättchen, die Auslesepads. Sie sind in Reihen angeordnet; die einzelnen Pads sind senkrecht zur mittleren Flugrichtung der Teilchen in dem jeweiligen Bereich des Detektors ausgerichtet. An den Pads wird der Stromfluss, der durch auftreffende Ladungen entsteht, gemessen. Vom Rest der Kammer werden sie durch drei Ebenen von Drähten abgetrennt. Die dritte Ebene, aus Richtung der Pads gezählt, ist das Gating-Grid und dient dazu, den Fluss von Ionen in Richtung der Pads zu unterbinden, wenn durch den Trigger kein Ereignis festgestellt wird. Die zweite Ebene ist das Frischgitter und dient dazu, das Driftfeld in der Kammer vom Verstärkungsfeld an den Pads zu trennen. Die erste Ebene sind die Feld- und Verstärkungsdrähte. Durch sie wird ein starkes Feld gebildet, das zu einer erheblichen Beschleunigung und lawinenartigen Vermehrung der Ladungsträger führt. Neben der Verstärkung wird die einfließende Ladung auf mehrere Pads verteilt. Auf diese

TPC	Vertex-TPC	Main-TPC
Höhe	0,98 m	1,8 m
Länge	2,5 m	3,9 m
Breite	2 m	3,9 m
Gas	$Ne/CO_2(90/10)$	$Ar/CH_4/CO_2(90/5/5)$
Driftspannung	13 kV	19 kV
Driftfeld	200 V/cm	175 V/cm
Padreihen	24	18
Pads pro Reihe	192	192 / 128
Padlänge	16 mm, 24 mm (VT1) 24 mm (VT2)	40 mm
Padbreite	3,5 mm	3,6 mm, 5,5 mm
Padwinkel	12° – 55° (VT1) 3° – 20° (VT2)	0°, 15°

Tabelle 3.1: Technische Daten der TPCs

Weise lässt sich aus der Verteilung der Ladungen auf mehrere Pads die Position des Clusters, die durch ein Teilchen auf der Pad-Reihe erzeugte Ladung, mit einem Fehler bestimmen, der deutlich kleiner ist als die Ausmaße eines Pads. Neben der Position wird noch die Ladung des ganzen Clusters bestimmt. Aus der Ladungssumme aller Cluster einer Teilchenspur kann man mittels der Bethe-Bloch-Funktion die Geschwindigkeit des Teilchens berechnen.



## 4 Die Rekonstruktion der Ereignisse

Aus den Ausgangssignalen der Detektoren, die im Wesentlichen aus Impulshöhen, Zeiten und ähnlichem bestehen, müssen die Daten extrahiert werden, die für die physikalische Analyse relevant sind. Dazu werden die in den TPCs gemessenen Ladungen zunächst zu Clustern, deren Raumkoordinaten bestimmt werden, und dann zu Spuren zusammengesetzt, deren Impulse und Geschwindigkeiten berechnet werden. Für die anderen Detektoren werden entsprechende Informationen bestimmt. Bei diesem Vorgehen spricht man von der Rekonstruktion.

Im Rahmen der Rekonstruktion werden auch Korrekturen für systematische Fehler durchgeführt. Zur Extraktion der physikalisch relevanten Daten und Korrektur der Fehler existiert eine umfangreiche Softwarebibliothek. Die Programme werden zu einer Kette zusammengesetzt, die die Rekonstruktion der Ereignisse durchführt.

Genauere Erklärungen hierzu findet man in diversen Diplom- und Doktorarbeiten [Mar01, Bil01, Kol01, Bra01].

### Koordinatensystem

Für die meisten Berechnungen in der Rekonstruktionskette wird das NA49-Koordinatensystem genutzt. Es ist ein rechtshändiges Koordinatensystem, das seinen Ursprung in der Mitte der Vertex-TPC 2 hat. Die  $z$ -Achse wird durch die Strahlrichtung, die  $y$ -Achse in der Driftrichtung der Elektronen definiert. Die  $x$ -Achse liegt somit waagrecht und zeigt in Strahlrichtung gesehen nach links.

### 4.1 Die Residuen-Korrektur

Bei der Auslese der TPCs geht man in erster Näherung davon aus, dass sich die elektrischen Ladungen, die entlang der Trajektorie freigesetzt wurden, parallel zur  $y$ -Achse des NA49-Koordinatensystems mit konstanter Geschwindigkeit bewegen. Verzerrungen im elektrischen und im Magnetfeld bewirken Abweichungen, die berechnet und gemessen wurden; sie werden in der Rekonstruktio-

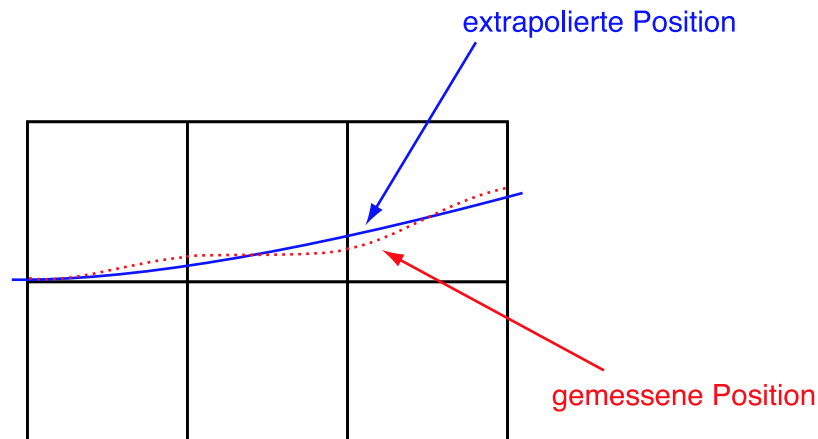


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Residuen bei der Messung der Spurposition im Detektor.

onskette durch die Programme *edisto* und *vt\_ncalc* korrigiert.

Nach diesen Korrekturen bleiben aber noch weitere Verzerrungen erhalten (Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3), die beispielsweise durch Raumladungseffekte, Abweichungen in der Driftgeschwindigkeit und durch die nicht perfekt funktionierenden vorhergehenden Korrekturen hervorgerufen werden. Zur Korrektur [Mar01] wird eine rein phänomenologische Methode genutzt. Es wird eine dreidimensionale Tabelle angelegt, in der die, allen Bereichen des Detektors zugeordneten, Verzerrungen eingetragen sind.

Die Korrekturterme bestimmt man, indem man den gemessenen Impuls eines jeden Teilchens nutzt, um seinen Weg durch den Detektor zu berechnen. An der Position jedes Messpunktes, an dem ein Cluster erwartet wird, bestimmt man die Differenz zwischen der gemessenen und der errechneten Position des Clusters, die Residuen, in  $x$ - und  $y$ -Richtung des NA49-Koordinatensystems. Sie werden über viele Ereignisse gemittelt und in die Tabelle eingetragen.

Zur Korrektur werden dann bei einem gemessenen Cluster die, in der Tabelle der Position zugeordneten, Residuen von den Koordinaten abgezogen. Die Auswirkungen der Korrektur kann man in den Abbildungen 4.3 und 4.2 sehen. Diese Korrekturmethode erlaubt es, lokale Verzerrungen auf einer Spur zu korrigieren. Sollte die Spur als ganzes verschoben sein, ist sie nutzlos.

## 4.2 Datenstrukturen

Die aus der Rekonstruktion erhaltenen Daten werden in einer Datenbank angelegt und in den Data Summary Tables (DST) gespeichert. Dafür wird die Software DSPACK [DSPACK] verwendet. Da die DSTs für eine allgemeine Analyse



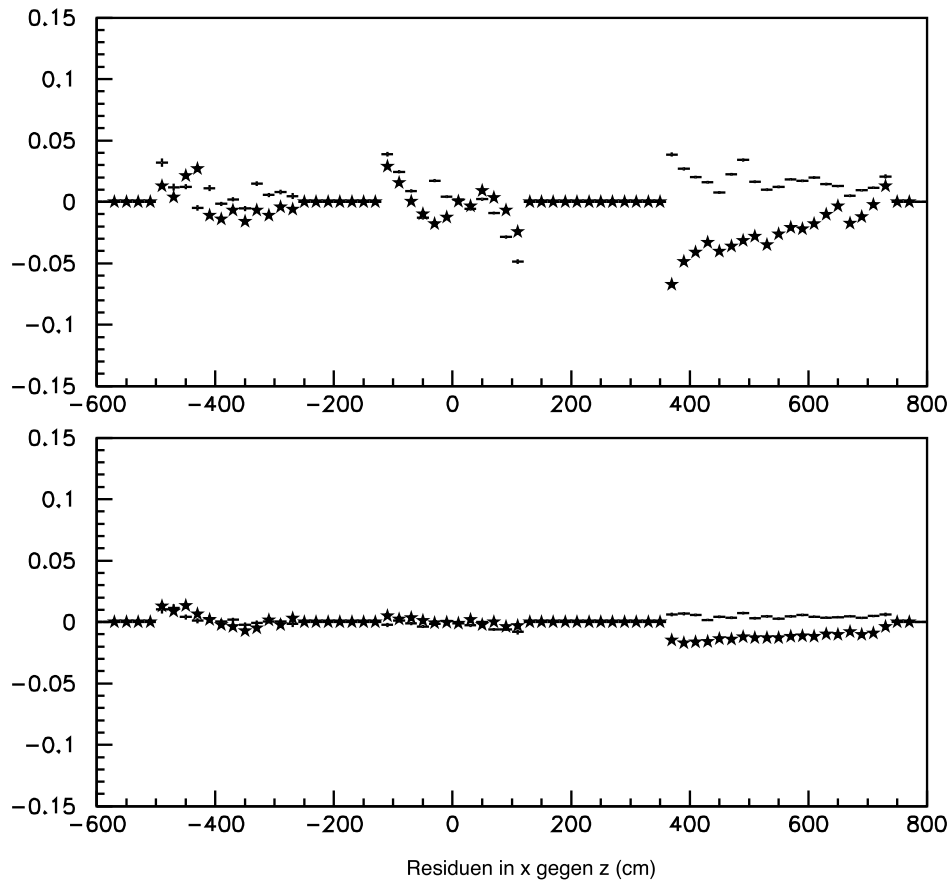


Abbildung 4.2: Residuen in x gegen z aufgetragen vor der Korrektur (oben) und nach der Korrektur (unten).

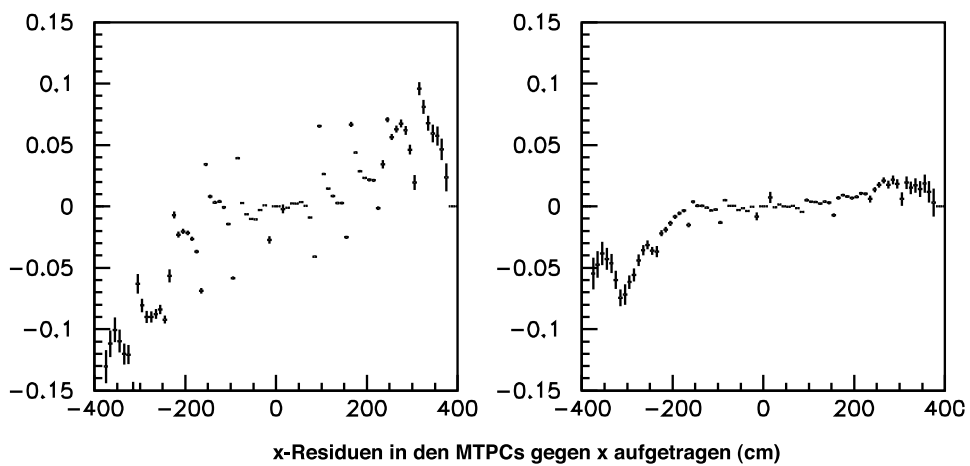


Abbildung 4.3: Residuen in x gegen x aufgetragen in den Main-TPCs vor der Korrektur (links) und nach der Korrektur (rechts).

alle relevanten Daten enthalten, sind sie mit einer Größe von bis zu 10 MB pro Ereignis nur vergleichsweise langsam zu lesen. Deshalb wurden mini-DSTs definiert, die nur diejenigen Teile der DSTs enthalten, die für die meisten Analysen interessant sind. Dadurch wird die Größe der DSTs auf einige hundert KB pro Ereignis gedrückt. Ursprünglich gab es mini-DSTs, die mit DSPACK angelegt wurden. Diese wurden jedoch durch mini-DSTs ersetzt, die mit ROOT [ROOT] geschrieben werden, einem objektorientierten Datenanalysepaket.

Für die in dieser Arbeit durchgeführte spezielle Analyse wurden  $\mu$ DSTs (Tabelle 4.1) verwendet, die noch einmal kleiner sind (etwa 50 kB pro Ereignis). Ihr Format wurde so gewählt, dass für sie ein Interface in der Softwarebibliothek des Experimentes STAR existiert, in dem eine standardisierte Kette für die Flussanalyse zur Verfügung steht (siehe nächstes Kapitel).

Für jedes aufgezeichnete Ereignis	
OrigMult	Zahl aller rekonstruierten Spuren mit <i>track iflag = 0</i>
E veto	Veto Energie
EventID	Ereignis-Nummer
RunID	Run-Nummer
ADCS3	ADC-Werte des S3-Zählers
S1	Anzahl der Signale in S1, S2 und S4
S2	
S4	
Vx	Position des Hauptvertex
Vy	
Vz	
Vpchi2	$\chi^2$ des Hauptvertex
Viflag	iflag des Hauptvertex
VnFitTrack	Zahl der Spuren zur Bestimmung des Hauptvertex
Für jede aufgezeichnete Spur	
Px	Impuls
Py	
Pz	
Eta	Pseudorapidität
Phi	Azimutalwinkel
Charge	Ladung
Chi2	Qualität des Impulsfits $\chi^2$
Flag	rtrack iflag
Bx	Entfernung zum Hauptvertex auf Höhe des Targets
By	
NFoundPoints	
NFoundPointsV1	Zahl der gefundenen Punkte insgesamt und in den einzelnen Detektoren
NFoundPointsV2	
NFoundPointsM	
NMaxPoints	Zahl der maximalen Punkte und in den einzelnen Detektoren
NMaxPointsV1	
NMaxPointsV2	
NMaxPointsM	Zahl der zum Fit benutzten Punkte und in den einzelnen Detektoren
NFitPoints	
NFitPointsV1	
NFitPointsV2	und in den einzelnen Detektoren
NFitPointsM	
TMeanCharge	
TMeanChargeV1	dE/dx global und in den einzelnen Detektoren
TMeanChargeV2	
TMeanChargeM	
DetectorID	ID der TPCs in denen die Spur gemessen wurde

Tabelle 4.1: In den  $\mu$ DSTs enthaltene Daten. Zur genaueren Erklärung der iflags finden sich Informationen in der NA49-Software-Bibliothek [Na49Lib].



# 5 Analyse

## 5.1 Verwendete Software

Die Analysesoftware basiert auf dem objektorientierten Datenanalysepaket ROOT [ROOT] beziehungsweise auf der erweiterten ROOT-Version ROOT4STAR der STAR-Kollaboration. Die in der dortigen Softwarebibliothek vorhandenen *StFlow-Maker* und *StFlowAnalysisMaker* wurden übernommen und an die besonderen Gegebenheiten von NA49 angepasst. Dazu gehören die Unterstützung von mehreren TPCs im Experiment, die Unterstützung des experimentunabhängigen  $\mu$ DST-Formates und die modifizierte Methode mit einem reduzierten Korrelationsterm zur Flussbestimmung.

## 5.2 Verwendete Datensätze

Die für die Analyse grundsätzlich verfügbaren Datensätze (Tabelle 5.1) wurden im Oktober und November 1999 aufgezeichnet. Im März 2001 wurden sie teilweise rekonstruiert. Die Ereignisse sind Daten, die ohne einen Zentralitätstrigger (**minimum bias**) aufgezeichnet wurden. Da die zentraleren Ereignisse in einem derartigen Datensatz aus geometrischen Gründen zahlmäßig selten sind, wird zusätzlich noch ein Teil der zentralen Ereignisse aus einer gesonderten Datennahme mit Zentralitätstrigger hinzugefügt. Da zum Zeitpunkt der für diese Arbeit durchgeführten Analyse aber einige Daten noch nicht produziert waren, wurde die Analyse auf den Datensatz mit der Feldpolarität  $40g$ - ohne zentrale Ereignisse beschränkt.

Feld	Prod.-Key	Trigger	# Ereignisse
$40g+$		mb	400k
$40g-$	01D	mb	400k
$40g+$	00W	central	420k
$40g-$	00C	central	290k
$40g-$	01D	mb	400k

Tabelle 5.1: Für die Analyse grundsätzlich verfügbare (oben) und verwendete (unten) Datensätze

Multiplicity	$> 10$
Vertex Iflag	0
Vertex X	$[-0.5;0.5]$
Vertex Y	$[-0.5;0.3]$
Vertex Z	$[-581.7;580.5]$
ADC S3	$< 24$

Tabelle 5.2: Selektionskriterien für Ereignisse

### 5.3 Selektion der Ereignisse

Die meisten der nicht erwünschten Ereignisse sind solche, bei denen das Projektil nicht im Target, sondern mit anderen Materialien wechselgewirkt hat. Bei zentralen Blei-Blei-Stößen gibt es davon nur sehr wenige, da bei einer Kollision eines Bleikerns mit einem leichteren Kern immer noch ein großer Teil des Bleikerns im Vetokalorimeter ankommt und so verhindert, dass der Trigger das Ereignis aufzeichnet. Dieses Unterscheidungskriterium ist aber bei peripheren Blei-Blei-Stößen nicht mehr gegeben, da hier als Interaktionstrigger nur der S3-Zähler genutzt wird. Da im Gas die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit relativ klein ist und sich unmittelbar vor und hinter dem Target keine dichteren Materialien befinden, ist das beste Kriterium, um Wechselwirkungen außerhalb des Targets herauszufiltern, die aus den Spuren extrapolierte Position des Hauptvertex. Sie sagt aus, wo die Wechselwirkung stattgefunden hat.

Der Cut auf das Vertex Iflag soll verhindern, dass Ereignisse genutzt werden, bei denen die Vertex-Rekonstruktion Probleme gemacht hat. Bei der Aufzeichnung der Daten gab es zwei unterschiedliche Triggereinstellungen für S3 mit zwei verschiedenen Einstellungen der Schwelle von 130 mV, mit dem auch extrem periphere Stöße aufgenommen werden, und 24 mV, was die Aufnahme auf etwas weniger periphere Stöße beschränkt. Der Cut dient dazu, einen Datensatz mit einheitlicher Zentralitätsselektion zu bekommen (Tabelle 5.2).

### 5.4 Selektion der Spuren

Die grundsätzliche Philosophie bei der Teilchenselektion war es, möglichst viele Teilchen zu akzeptieren. Daher wurden auch nur sehr schwache Qualitätskriterien für die Spuren vorgegeben (Tabelle 5.3).

Hier muss jetzt darauf hingewiesen werden, dass man bei der Flussanalyse zwei verschiedene Selektionen von Teilchen hat: Die Teilchen, die man zur Bestimmung der Ereignisebene nutzt, sind nicht identisch mit denen, die man mit der Ereignisebene korreliert.

Track Iflag	0
Max points	Vtx1 > 20 oder Vtx2 > 20 oder MTPC > 30
$\frac{\text{fitpoints}}{\text{maxpoints}}$	> 0,55
$\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$	< 10
$p_T$	< 2
$B_x$	[-3.0;3.0]
$B_y$	[-0.5;0.5]

Tabelle 5.3: Selektionskriterien für Spuren

	$v_1$	$v_2$
$y$	[3.0;4.48]	[1.8;3.5]
$p_T(\text{GeV}/c)$	[0.05;1.0]	[0.05;1.0]

Tabelle 5.4: Schnitte in  $y$  und  $p_T$  im Phasenraum auf den Bereich der Spuren zur Bestimmung der Ereignisebene

#### 5.4.1 Selektion der Teilchen zur Bestimmung der Ereignisebene

Um eine gute Auflösung zu erhalten, wurde versucht, die Ereignisebene mit möglichst vielen Teilchen zu berechnen. Dabei ist für die Bestimmung des elliptischen Flusses kein Wert auf die Identität der Teilchen gelegt worden, da für Pionen und Protonen das gleiche Vorzeichen von  $v_2$  gemessen wurde. Für den gerichteten Fluss sind dagegen aus der Selektion alle identifizierten Protonen (siehe unten) entfernt worden, da für ihr  $v_1$  gegenüber den Pionen das umgekehrte Vorzeichen gemessen wurde. Zur weiteren Optimierung des Fluss-signales wurden nur die Phasenraumbereiche zur Bestimmung der Ereignisebene benutzt, in denen der Fluss stark ist (siehe Tabelle 5.4). Bei  $v_1$  ist das hauptsächlich in der vorderen und der hinteren Hemisphäre des Phasenraums, bei  $v_2$  vor allem nahe der Schwerpunktsrapidität der Fall. Außerdem wurden die Rapiditäts- und Transversalimpulsbereiche des Phasenraumes ausgeschlossen, in denen die Korrekturfaktoren für die azimutale Asymmetrie besonders groß sind (siehe Tabelle 5.5).

$ \langle \sin(\phi) \rangle $	< 0.2
$ \langle \cos(\phi) \rangle $	< 0.2
	< 1.0 für $v_2$

Tabelle 5.5: Schnitte auf die Korrekturfaktoren für die azimutale Asymmetrie, die Teilchen in denjenigen  $y$ - und  $p_T$ -Phasenraumbereichen eliminieren sollen, in denen die Korrekturfaktoren zu groß werden.

Teilchen	Cut
$p^+$	$dE/dx < 0.8913 + 0.089 \cdot \ln(p) + 0.0103 \cdot \ln(p^2)$
$p^+$	$p > 3GeV$
$\pi^+$	$dE/dx > 0.931 + 0.136 \cdot \ln(p) + 0.001 \cdot \ln(p^2)$
$\pi^+, \pi^-$	$dE/dx < 1.232 + 0.159 \cdot \ln(p) + 0.0152 \cdot \ln(p^2)$

Tabelle 5.6:  $dE/dx$ -cuts parametrisiert als Funktion des Impulses

### 5.4.2 Selektion der Teilchen zur Korrelation mit der Ereignisebene

Da der Fluss für die einzelnen identifizierten Teilchensorten separat gemessen werden soll, werden jeweils nur die entsprechend identifizierten Teilchen mit der Ereignisebene korreliert.

### 5.4.3 Akzeptanz in $y$ und $p_T$

NA49 wurde mit dem Ziel gebaut, eine große Akzeptanz in Rapidität und Transversalimpuls abzudecken. Während man bei der maximalen Strahlenergie von 160 AGeV in der Strahlhemisphäre Pionen etwa bis zur Rapidität von 5 und Protonen bis 4.5 messen kann, ist die Akzeptanz bei 40 AGeV noch besser. Dort kann man fast die gesamte Strahlhemisphäre für die Pionen abdecken. Bei den Protonen kommt man bis zu einer Rapidität von 4. Die Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung der gemessenen Pionen und Protonen im Phasenraum.

### 5.4.4 Teilchenidentifikation

Die in den TPCs bei NA49 messbaren Teilchen sind zum größten Teil  $\pi^+$  und  $\pi^-$ . Weiterhin kommen Protonen,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $e^+$  und  $e^-$  vor. Außerdem gibt es sehr wenige Antiprotonen und Deuteronen. Die Identifikation erfolgt über den spezifischen Energieverlust,  $dE/dx$  der Teilchen in den TPCs. Dabei sind zwei Aspekte zu beachten:

Die  $dE/dx$ -Auflösung in den VTTPCs ist mit  $\geq 6\%$  deutlich schlechter als in den MTTPCs mit  $\geq 3\%$ . Daher ist eine gute Separation der Teilchen im  $dE/dx$ -Spektrum nur bei Spuren in den MTTPCs möglich. Ein weiteres Problem ist, dass sich die Bethe-Bloch-Funktionen der  $\pi^+$  und der Protonen bei kleineren Impulsen überschneiden (Abbildung 5.2).

Die grundlegende Idee hinter der Teilchenidentifikation für diese Analyse ist, zunächst einmal alle Teilchen als  $\pi^+$  und  $\pi^-$  zu behandeln, da sie mit Abstand am häufigsten vorkommen, und dann diejenigen auszuschließen, die mit ziemlicher Sicherheit keine Pionen sind. Das sind zum einen die  $e^+$  und  $e^-$ , die im  $dE/dx$ - $p_{lab}$ -Spektrum oberhalb von den Pionen liegen (Abbildung 5.2); zum an-



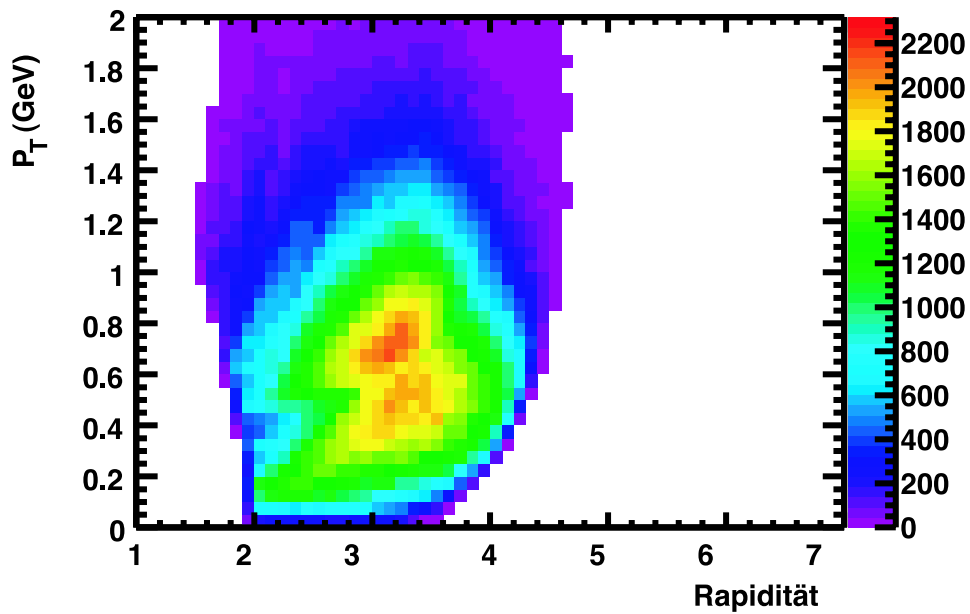
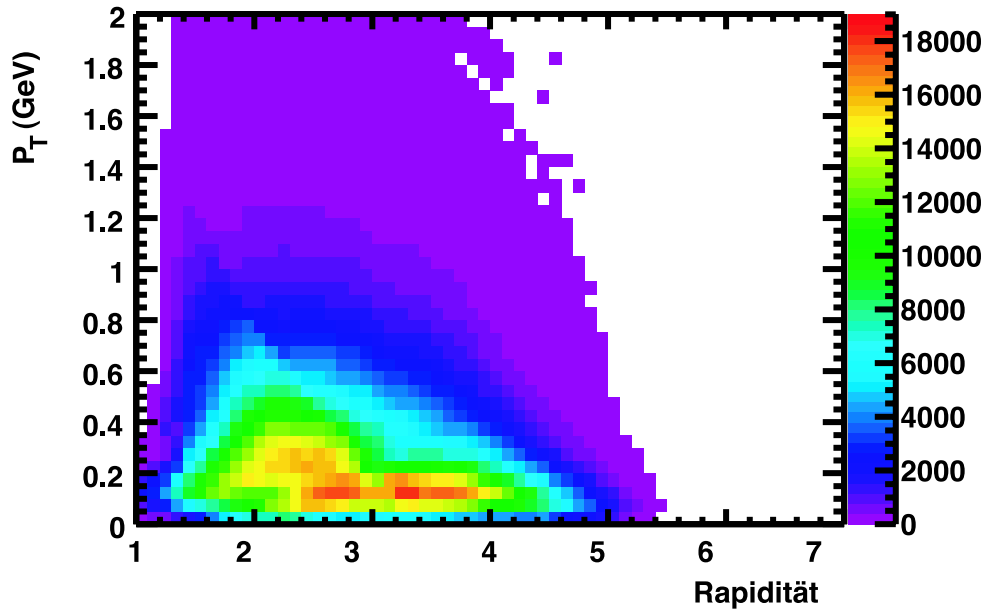


Abbildung 5.1: Verteilung der gemessenen Pionen (oben) und Protonen (unten) im Phasenraum aufgetragen gegen Rapidity und Transversalimpuls. Das Target liegt dabei bei einer Rapidity von 0, das Projektil bei 4.48.

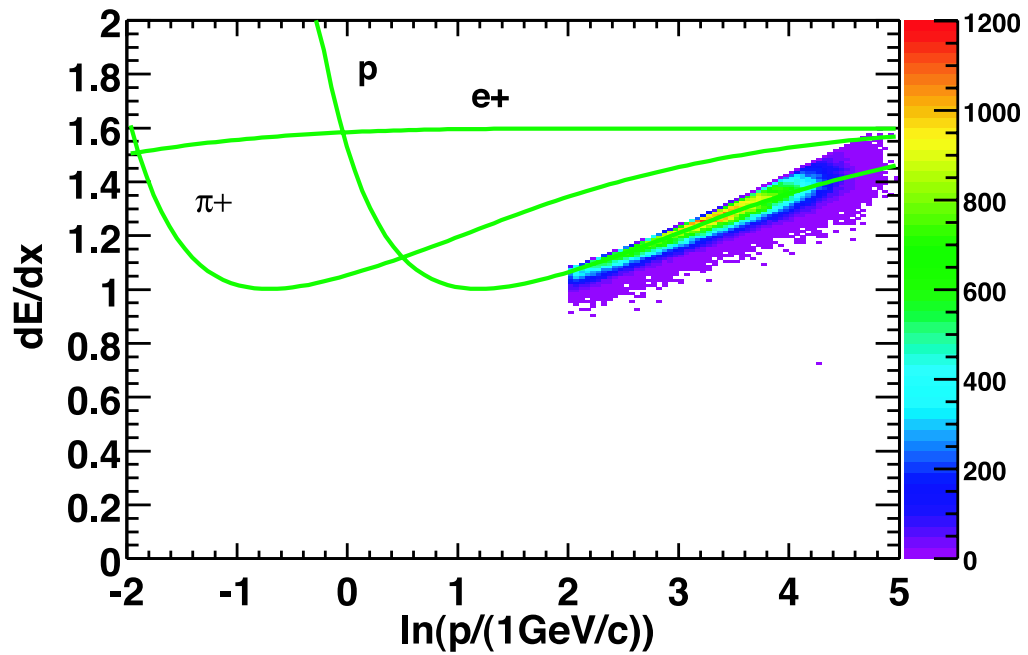
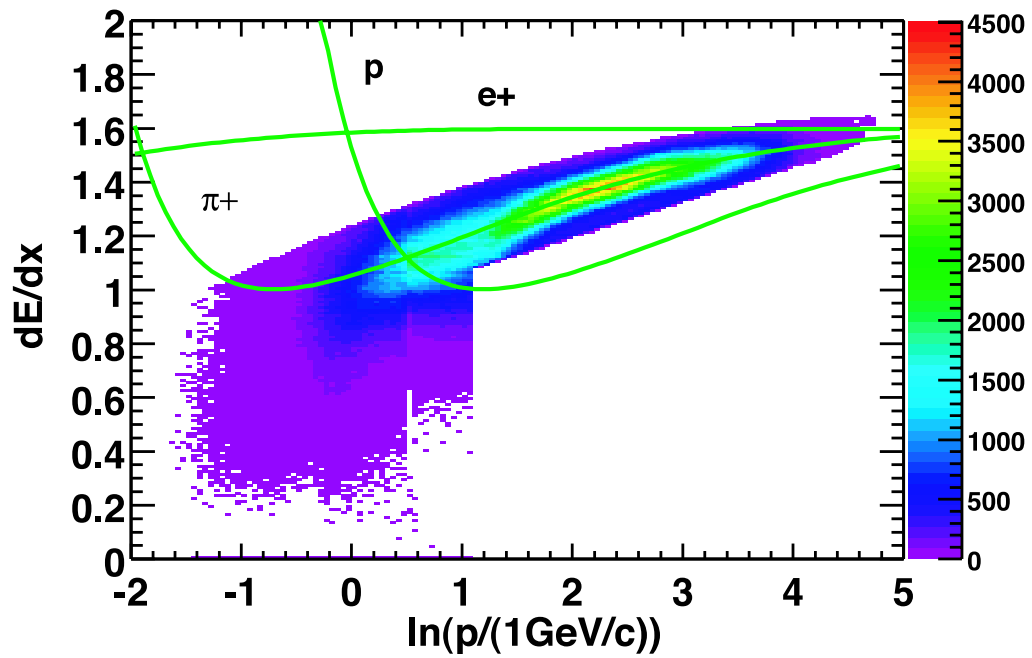


Abbildung 5.2: Auswahl der Pionen (oben) und der Protonen (unten) über  $dE/dx$ . Aufgetragen ist jeweils der  $dE/dx$ -Wert einer Spur geteilt durch den minimalen Ionisationswert gegen den natürlichen Logarithmus des Impulses in  $\frac{GeV}{c}$ .

deren die Protonen, die nur in den MTPCs erkannt werden und unterhalb der Pionen liegen. Für alle Cuts wird, wenn vorhanden, MTPC- $dE/dx$  verwendet, andernfalls das VTPCs- $dE/dx$ .

Bei den Protonen ist die Philosophie darauf gerichtet, eine möglichst reine Auswahl zu erhalten. Identifiziert werden nur Spuren mit  $dE/dx$  in den MTPCs, die einen Impuls von mehr als 3 GeV haben. Um eine zu starke Kontamination durch  $K^+$  zu vermeiden, wird nur etwa die untere Hälfte der Protonenverteilung im  $dE/dx$ -Spektrum akzeptiert.

Die Grenzen im  $dE/dx$ - $p_{lab}$ -Spektrum werden mit Polynomen parametrisiert (siehe Tabelle 5.6).

Eine ausführliche Beschreibung der Teilchenidentifikation mittels des spezifischen Energieverlustes kann anderen Arbeiten entnommen werden [Rol00, Kol01].

## 5.5 Bestimmung der Zentralität der Reaktionen

Die Zentralität einer Reaktion wird bei NA49 mittels des Vetokalorimeters gemessen. Der Kollimator des Kalorimeters ist so eingestellt, dass vom gesamten Phasenraum der Bereich, der die Projektilspektatoren und Projektile enthält, abgedeckt wird.

Ein Problem der Datennahme bei der Projektilenergie von 40 AGeV besteht darin, dass keine Kalibration durchgeführt wurde. Daher wurde das vorliegende Spektrum mit denselben Einstellungen wie für die Messungen bei voller Energie berechnet, obwohl verschiedene Einstellungen am Experiment, wie die Verstärkungsspannungen der Photovervielfacher, geändert wurden. Als Ergebnis erhält man damit ein Spektrum, das dem bei 158 AGeV gleicht, allerdings um etwa 5 TeV verschoben ist.

Zur Analyse der Zentralitätsabhängigkeit wurden wegen dieser Ähnlichkeit die gleichen Einteilungen benutzt wie bei der Analyse bei 158 AGeV (siehe Abbildung 5.3). Allerdings wurde das Spektrum noch um 5052 GeV verschoben, um eine Verteilung zu erhalten, die der von 158 AGeV möglichst ähnlich ist.

Um den Wirkungsquerschnitt zu erhalten, wurde zunächst die Wahrscheinlichkeit bestimmt, dass ein Projektil im Target ein Ereignis erzeugt, das den Trigger auslöst. Diese Information erhält man aus der Zahl der Teilchen, *bGated*, die das Target passiert haben, während der Trigger in der Lage war, die Aufzeichnung eines Ereignisses auszulösen (siehe Abbildung 5.4). Aus dieser Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und dem Massenbelag des Targets kann man dann den Wirkungsquerschnitt berechnen. Unter Nutzung eines einfachen *hard sphere* Modells, das annimmt, dass Projektil und Target solide Kugeln sind, kann

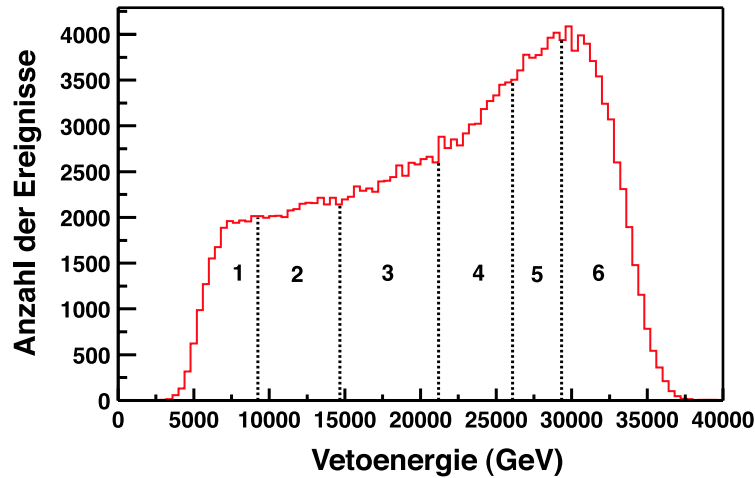


Abbildung 5.3: Das Energiespektrum des Vetokalorimeters wurde nicht kalibriert, sondern gibt nur eine relative Verteilung der Zentralitäten wieder. Es wird in 6 Teilbereiche unterteilt, um die Zentralitätsabhängigkeit des Flusses messen zu können.

man den Wirkungsquerschnitt in einen Impaktparameter umrechnen:

$$\sigma = \pi b^2$$

Das Ganze kann man jetzt auch statt mit allen getriggerten Ereignissen nur mit Ereignissen aus einem Abschnitt des Vetoenergiespektrums machen, um den Wirkungsquerschnitt eines einzelnen Zentralitätsabschnittes zu bestimmen. Ein häufig genutztes Maß für die Zentralität ist der Prozentsatz der zentralsten Kollisionen von allen inelastischen Kollisionen. Dabei wurde für den totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt ein Wert von  $\sigma_{tot} = 7,1 \text{ barn}$  angenommen. Von den durch den Trigger und die Ereigniseselektion ausgeschlossenen *guten* Ereignissen wird angenommen, dass sie nur zum periphersten Zentralitätsabschnitt 6 beitragen. Daher ergeben sich für diesen zwei verschiedene Werte.

Die so erhaltenen Impaktparameter und Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 5.7 zu sehen. Bei der Präsentation werden zum Teil andere Bezeichnungen benutzt. Dabei steht *zentral* für die Zentralitätsabschnitte 1 und 2, *semi-zentral* für 3 und 4 und *peripher* für 5 und 6.

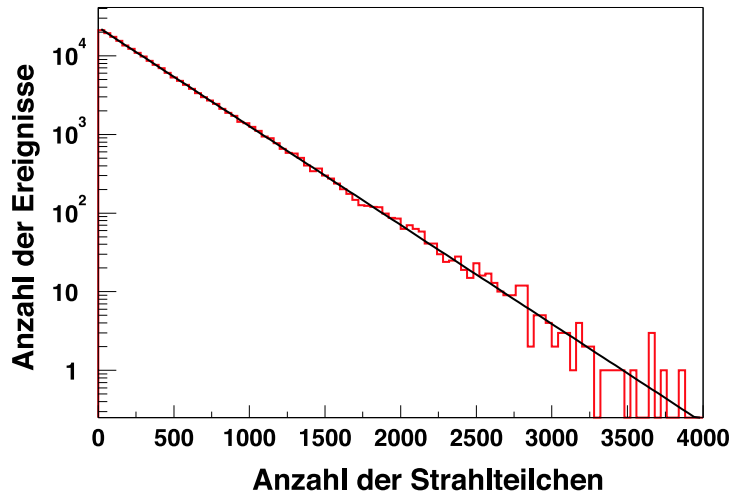


Abbildung 5.4: Verteilung der Anzahl der Strahlteilchen pro aufgezeichnetem Ereignis. Die schwarze Gerade ist ein Fit, aus dem sich die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit berechnen lässt. Es wurden Schnitte auf die Vertexposition, den ADC-Wert des S3-Zählers sowie auf das Vertex-Iflag gemacht. Die gezeigte Verteilung gilt für alle Stöße ohne Zentralitätsselektion und beinhaltet daher keinen Schnitt auf die Vetoenergie.

Zentralität	Impaktparameter (fm)	$\sigma$ (barn)	$\sum \sigma$ (barn)	$\sigma/\sigma_{tot}$
1	$0 < b < 3,6$	0,42	0,42	0,06
2	$3,6 < b < 5,8$	0,64	1,06	0,09
3	$5,8 < b < 7,8$	0,88	1,94	0,125
4	$7,8 < b < 9,4$	0,83	2,77	0,115
5	$9,4 < b < 10,5$	0,71	3,48	0,1
6	$10,5 < b < 11,9$	0,97	4,45	0,135
$6_{tot}$	$10,5 < b < 11,9$	3,62	7,1	0,51

Tabelle 5.7: Jeder Zentralitätsabschnitt entspricht einem Bereich von Impaktparametern. Die Summe der Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  sind die Summen für den entsprechendem Zentralitätsabschnitt plus jeweils aller zentraleren. Der zweite Wert für den sechste Zentralitätsabschnitt schließt alle Ereignisse ein, die durch Trigger und Selektionskriterien ausgesondert wurden (siehe Text).

## 5.6 Integration der Messwerte

Das benutzte Verfahren liefert zunächst einmal nur Werte für den Fluss als Funktion von Feldpolarität, Zentralität,  $y$  und  $p_T$ . Um die statistischen Fehler zu reduzieren und die Darstellungen lesbarer zu machen, werden die Werte gegen eine der Variablen aufgetragen und über die jeweils anderen integriert.

Gewichtet wird dabei mit den relativen Wirkungsquerschnitten der Teilchen in den jeweiligen Phasenraumbereichen.

Genutzt werden zur Bestimmung der relativen Wirkungsquerschnitte die gemessenen  $y$ - und  $p_T$ -Verteilungen der Pionen [Bra01] sowie  $y$ - und  $p_T$ -Verteilungen der Protonen, die aus der skalierten 160 AGeV Messung bestehen. Die  $y$ -Verteilungen werden durch zwei Gaussfunktionen, deren Mittelwerte symmetrisch zur Schwerpunktsrapidität verteilt sind, die  $p_T$ -Verteilungen durch eine Exponentialfunktion approximiert. Über unterschiedliche Zentralitäten wird mit dem relativen Wirkungsquerschnitt der Zentralität gemittelt.

## 5.7 Überprüfung der Funktion der Methode mit modifiziertem Korrelationsterm

Ein Problem der bei 40AGeV aufgezeichneten Daten ist, dass bei dieser Energie die azimutale Akzeptanz des Detektors deutlich schlechter ist als bei der anderen gemessenen Strahlenergie von 158AGeV. Bei der Messung des gerichteten Flusses  $v_1$  ist das kein so großes Problem, da die Asymmetrie in der Akzeptanz symmetrisch in  $\pi$  ist. Für den elliptischen Fluss hingegen führt sie zu sehr großen Korrekturfaktoren. Wegen der Beschränkung der Teilchenselektion auf die Bereiche, in denen die Korrekturfaktoren klein sind (siehe Abschnitt 5.4), werden so nur sehr wenige Teilchen bei niedrigen Transversalimpulsen selektiert, wo der Fluss klein ist. Dadurch wird die Auflösung stark verringert und die gemessenen Werte gehen im statistischen Rauschen unter.

Da bei NA49 die Asymmetrie aber nur in einer Komponente des  $\vec{Q}$ -Vektors besonders groß ist, wurde bei der Bestimmung des Flusses ein reduzierter Korrelationsterm genutzt (siehe Abschnitt 2.2.1), der Spuren aus den Teilen des Phasenraumes stärker gewichtet, in denen die azimutale Asymmetrie klein ist.

Als Test wurden die schon vorher analysierten Daten bei voller SPS-Energie mit dieser Methode noch einmal analysiert, was zu keinen signifikanten Unterschieden führte. Um noch den Einfluss der schlechteren azimutalen Akzeptanz untersuchen zu können, wurde die Akzeptanz bei voller Energie künstlich verschlechtert.

Die Reduktion der Akzeptanz erfolgte mit Hilfe einer Tabelle: Der Bereich des Phasenraumes, der zur Bestimmung der Ereignisebene genutzt wird, wurde in Rapidität und Transversalimpuls in ein Raster eingeteilt. In jeder der so entstandenen Zellen wurde die azimutale Verteilung der Teilchen aufgezeichnet (siehe Abbildung 5.5). Diese Tabelle wurde mit den 40AGeV-Daten erstellt. Bei der Testanalyse der 160AGeV-Daten wurde dann für jedes Teilchen überprüft, ob in den 40AGeV-Daten bei dem gleichen Azimutalwinkel, Transversalimpuls und skalierten Rapidität Teilchen vorhanden sind. Wenn das nicht der Fall war, wurden sie von der Analyse ausgeschlossen. Auf diese Weise erhält man eine

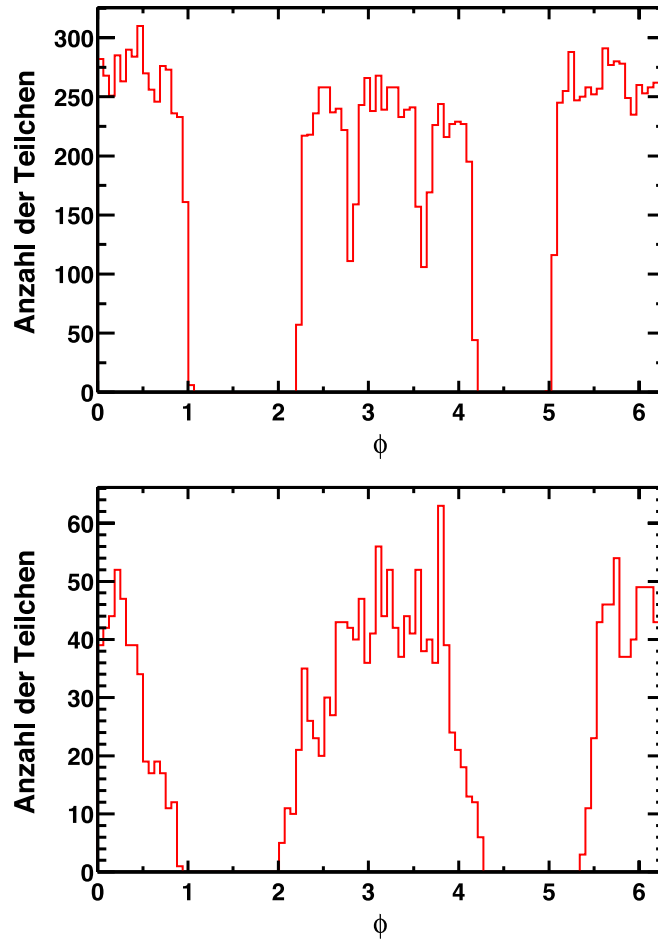


Abbildung 5.5: In kleinen  $y$ - $p_T$ -Zellen im Phasenraum ist die azimutale Verteilung der Teilchen fast diskret. Daher lässt sich die Verteilung einfach parametrisieren und als Selektionskriterium für Spuren bei einer anderen Strahlenergie nutzen, um die gleiche Akzeptanz zu simulieren. Gezeigt sind als Beispiel die Verteilungen der positiven Teilchen  $2,4 < y < 2,6$  und  $0,5 < p_T < 0,6$  (oben) sowie der negativen Teilchen mit  $3,0 < y < 3,2$  und  $0,8 < p_T < 0,9$  (unten).

ähnlich schlechte azimutale Akzeptanz wie bei der niedrigeren Strahlenergie.

Die so analysierten Daten (Abbildung 5.6) zeigten eine gute Übereinstimmung mit den Resultaten der früheren Analyse. Deutliche Unterschiede treten allerdings für die zentralsten Kollisionen auf, wenn man den Fluss als Funktion der Rapidität betrachtet. Dies gilt besonders für die Bereiche nahe der Schwerpunktsrapidität. Für die zentralen Stöße ist also mit größeren Fehlern zu rechnen.

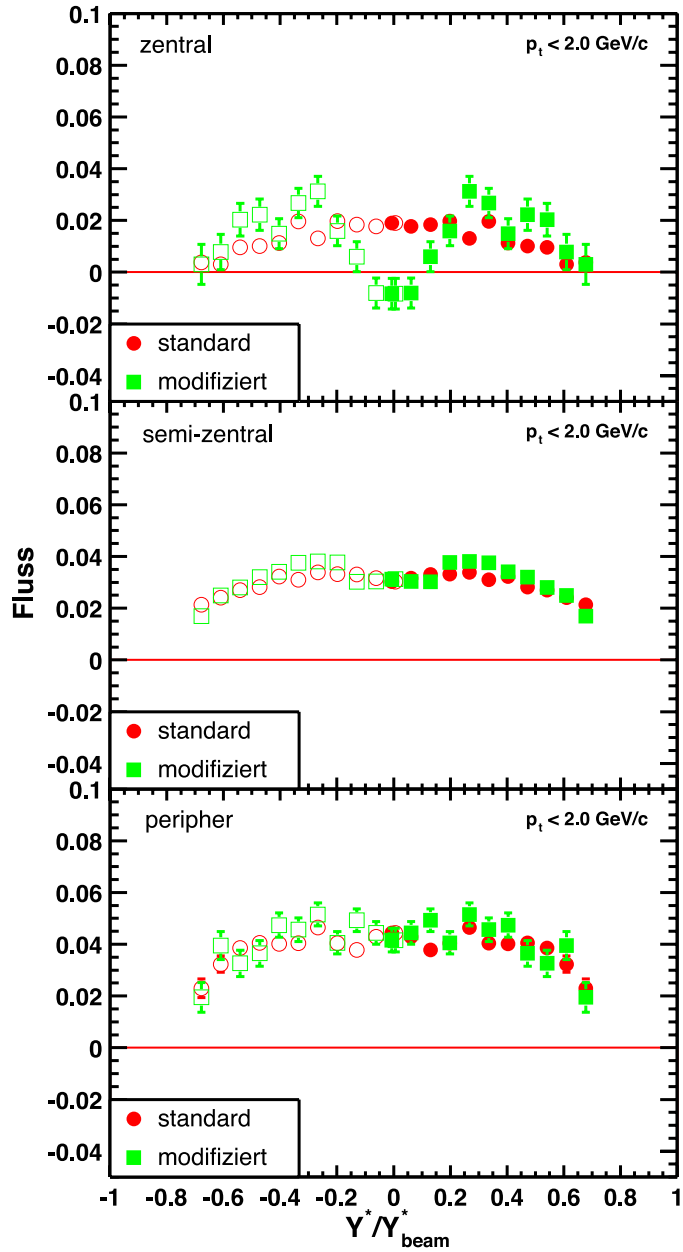


Abbildung 5.6: Gezeigt ist der elliptische Fluss bei der vollen Strahlenergie von 160 GeV gemessen mit der Standardmethode der Korrelation der Teilchen mit der Reaktionsebene und mit dem modifizierten Korrelationsterm.



## 6 Auswertung

Auf den folgenden Seiten ist die gemessene Rapiditäts-, Transversalimpuls- und Zentralitätsabhängigkeit des gerichteten und des elliptischen Flusses für geladene Pionen und Protonen graphisch dargestellt.

### 6.1 Der Fluss von geladenen Pionen

Der gerichtete Fluss geladener Pionen (Abbildung 6.1) erreicht seinen maximalen Wert nahe der Target- und Projektilrapidity. Bei der Schwerpunktsrapidity wird kein gerichteter Fluss gemessen, was aus Impulserhaltungsgründen auch zu erwarten ist. Die Abhängigkeit vom Transversalimpuls ist komplizierter. Für niedrige Transversalimpulse hat  $v_1$  ein negatives Vorzeichen, bei höheren ändert sich das Vorzeichen.

Der elliptische Fluss (Abbildung 6.1) erreicht für peripherere Stöße sein Maximum bei der Schwerpunktsrapidity und fällt in Richtung von Projektil und Target langsam ab. Für die zentraleren Stöße wird nahe der Schwerpunktsrapidity ein sehr kleiner Wert von  $v_2$  gemessen, der Fluss scheint in Richtung Projektil und Target zunächst einmal stärker zu werden und dann wieder abzufallen. Es könnte sich dabei aber auch um eine statistische Fluktuation handeln und der Fluss in Wirklichkeit konstant klein sein. Gegen den Transversalimpuls aufgetragen steigt  $v_2$  mit höheren Transversalimpulsen für mittlere Zentralitäten bis zum Transversalimpuls von 2 GeV/c linear an, für periphere und zentrale Stöße scheint  $v_2$  weniger stark anzusteigen und ab einem Transversalimpuls von etwa 0.8 GeV/c zu saturieren.

Bei der Betrachtung der Zentralitätsabhängigkeit des integrierten Flusses auf Abbildung 6.3 stellt man nur eine geringe Zentralitätsabhängigkeit von  $v_2$  fest. Für sehr zentrale Stöße scheint er, wie aus Symmetriegründen zu erwarten ist, gegen null zu gehen. Für das erste Zentralitätsbin existiert kein Messwert, da hier die Auflösung nicht bestimmt werden konnte, was vermutlich daran liegt, dass sie zu klein ist.  $v_1$  dagegen wächst mit fallender Zentralität stetig an.

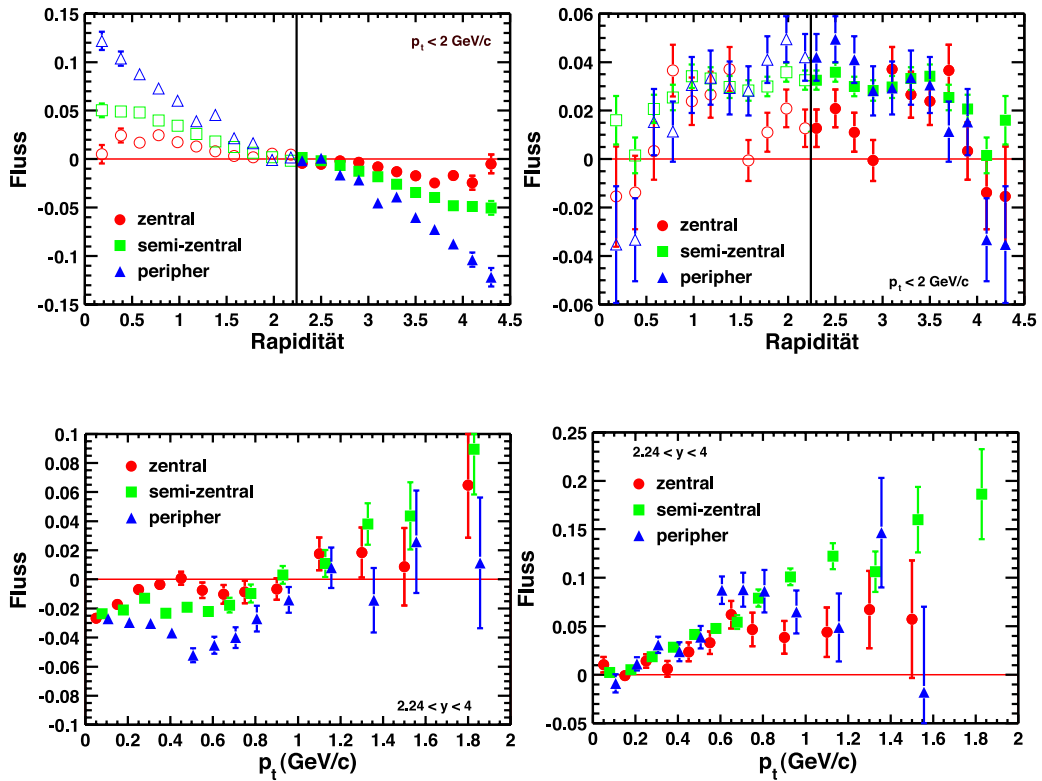


Abbildung 6.1: Der gerichtete (links) und elliptische (rechts) Fluss von geladenen Pionen als Funktion der Rapidity und des Transversalimpuls für drei verschiedene Zentralitätsselektionen. Die offenen Punkte in der Darstellung des Flusses gegen die Rapidity sind nicht gemessen, sondern an der Schwerpunktsrapidity gespiegelt. Alle Punkte im Plot gegen den Transversalimpuls liegen jeweils auf dem zugehörigen Punkt für die Zentralität 2 und wurden der Übersichtlichkeit halber leicht verschoben.

## 6.2 Der Fluss von Protonen

Beim gerichteten Fluss der Protonen (Abbildung 6.2) sieht man gegen die Rapidity aufgetragen ein anderes Verhalten als bei den Pionen. So ist das Vorzeichen des  $v_1$  anders, in der vorderen Hemisphäre positiv und in der hinteren negativ. Außerdem zeigt  $v_1$  nahe der Schwerpunktsrapidity nur eine geringe Rapidityabhängigkeit. Ein deutliches Signal wird erst eine halbe Rapidityeinheit jenseits des Schwerpunktes gemessen. Für die periphersten Kollisionen ist allerdings im Bereich von der Schwerpunktsrapidity an eine Rapidityeinheit aufwärts ein kleiner Fluss mit negativem Vorzeichen messbar. Als Funktion des Transversalimpuls steigt  $v_1$  nahezu linear bis zum Transversalimpuls von 2 GeV/c an. Das Verhalten ist bei allen Zentralitätsklassen sichtbar, bei den Abschnitten drei und vier aber am deutlichsten ausgeprägt.

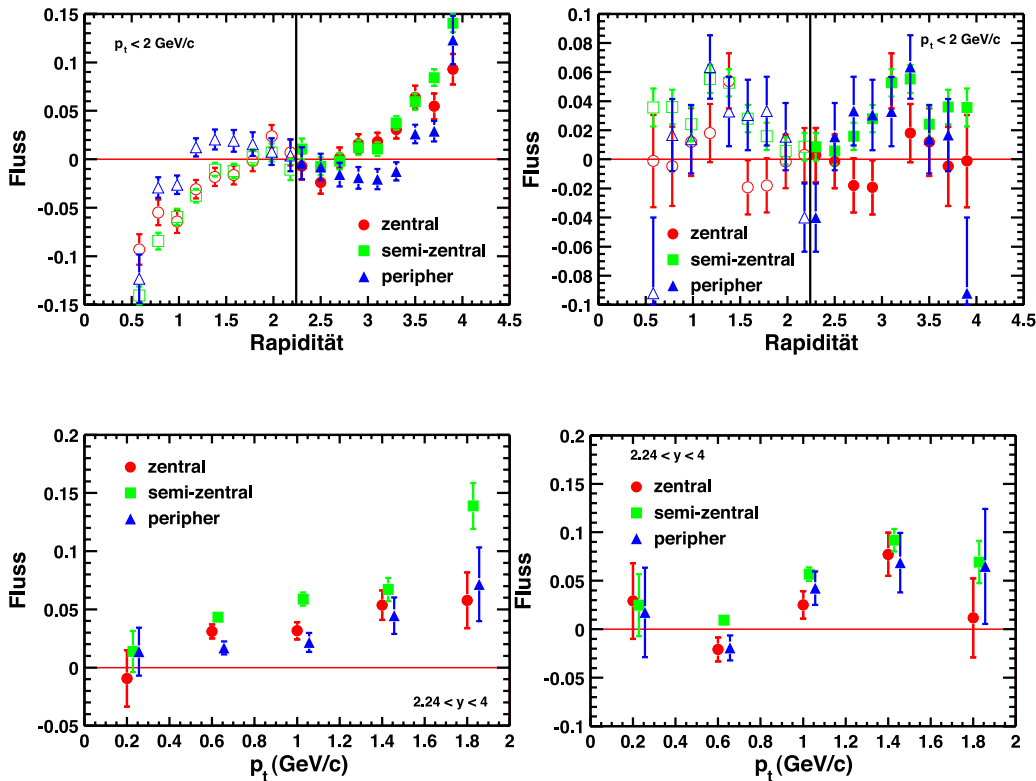


Abbildung 6.2: Gerichteter (links) und elliptischer Fluss (rechts) von Protonen als Funktion der Rapidity und des Transversalimpuls für drei verschiedene Zentralitätsselektionen. Die offenen Punkte in der Darstellung des Flusses gegen die Rapidity sind nicht gemessen, sondern an der Schwerpunktsrapidity gespiegelt. Alle Punkte im Plot gegen den Transversalimpuls liegen jeweils auf dem zugehörigen Punkt für die Zentralität 2 und wurden der Übersichtlichkeit halber leicht verschoben.

Der elliptische Fluss der Protonen (Abbildung 6.2) scheint nahe der Schwerpunktsrapidity deutlich kleiner als eine Rapidityeinheit davon entfernt zu sein. Aufgrund der großen statistischen Fehler ist darüber aber keine klare Aussage zu treffen. Ein deutlich klareres Signal sieht man gegen den Transversalimpuls aufgetragen. So nimmt  $v_2$  zunächst kleine Werte mit einem negativen Vorzeichen an, ab einem Transversalimpuls von 0.8 GeV/c werden die Werte aber positiv und steigen weiter an. Wegen des Vorzeichenwechsels bei höheren Transversalimpulsen ergibt die Integration über alle Transversalimpulse aber ein schwaches Signal als Funktion der Rapidity.

Gegen die Zentralität aufgetragen (Abbildung 6.3) sieht man, dass sowohl der gerichtete als auch der elliptische Fluss für semizentrale Stöße ihr Maximum erreichen.  $v_2$  hat überhaupt nur in den Zentralitätsabschnitten drei und vier Werte, die signifikant von null verschieden sind. Abschnitt eins konnte genauso

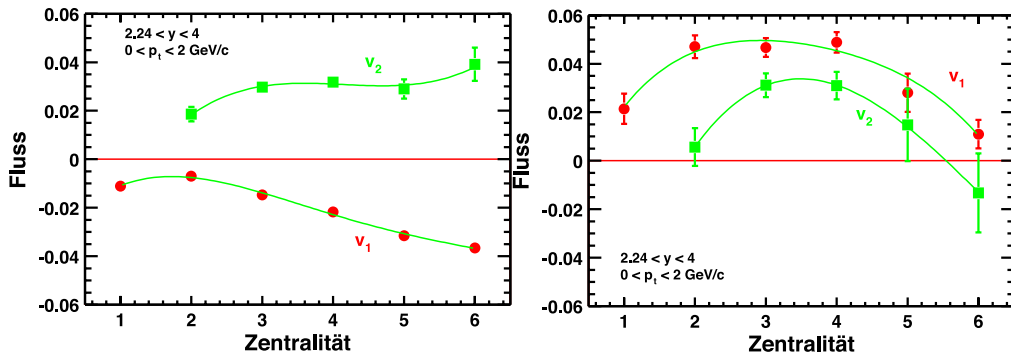


Abbildung 6.3:  $v_1$  und  $v_2$  von geladenen Pionen in Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes.

wie bei den Pionen nicht gemessen werden, da für diesen Zentralitätsabschnitt keine Auflösung bestimmt werden konnte.

### 6.3 Bestimmung des Vorzeichens von $v_2$

Beim elliptischen Fluss unterscheidet man die beiden Fälle des “squeeze out” und des “in plane flows”. Letzterer findet, wie der Name schon sagt, in der Reaktionsebene statt, der andere senkrecht zu ihr. Da man zur Bestimmung der Ereignisebene für den elliptischen Fluss aber eben diesen benutzt, liegt die Ereignisebene immer in der Richtung, die auch die bevorzugte Flussrichtung ist. Die Frage ist nun, ob diese Ebene im Mittel parallel zur Reaktionsebene verläuft oder senkrecht zu ihr steht. Das kann man herausfinden, indem man die Ereignisebene des elliptischen Flusses mit der des gerichteten Flusses korreliert. Dazu benutzt man zwei voneinander unabhängige Teilereignisse, um Autokorrelationen zu vermeiden.

Bei der Auftragung der Winkeldifferenz zwischen den Ereignisebenen für den gerichteten und den elliptischen Fluss auf Abbildung 6.4 sieht man, dass eine leichte Korrelation vorliegt. Damit ist das Vorzeichen des  $v_2$  der Pionen positiv. Da der Fluss der Protonen relativ zur Ebene der Pionen gemessen wird und er dabei das gleiche Vorzeichen hat, ist auch der  $v_2$  der Protonen positiv.

### 6.4 Untersuchung des Einflusses anderer Korrelationen

#### 6.4.1 Transversalimpulserhaltung

Alle hier gezeigten Graphen von  $v_1$  enthalten bereits die Korrektur für die Transversalimpulserhaltung [Bor04]. Ohne diese Korrektur ist der gemessene

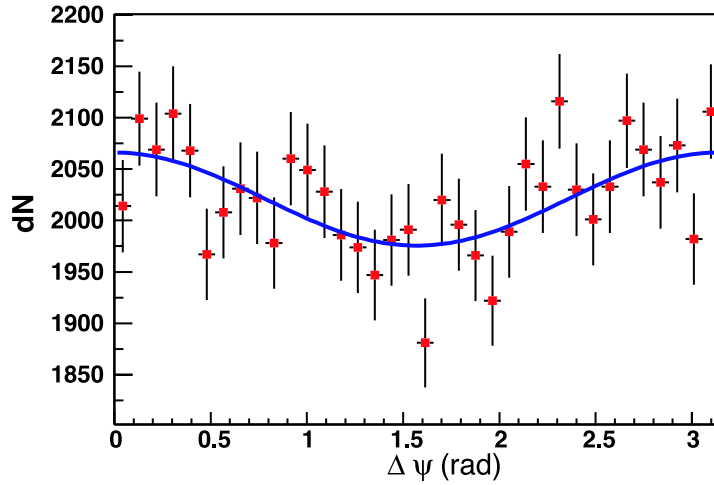


Abbildung 6.4: Auf der horizontalen Achse ist die Lage der Ereignisebene des elliptischen Flusses relativ zu der des gerichteten Flusses aufgetragen ( $\psi_{v_2} - \psi_{v_1}$ ), auf der vertikalen Achse die Anzahl der Ereignisse mit der jeweiligen Winkeldifferenz. Da die Verteilung bei 0 und  $\pi$  Maxima hat, liegen die beiden Ebenen häufiger parallel als senkrecht zueinander. Daher erhält man ein positives Vorzeichen für  $v_2$ .

Fluss kleiner, was zur Folge hat, dass die Graphen verschoben sind. Insbesondere führt es dazu, dass bei der Schwerpunktsrapidität der gerichtete Fluss nicht null ist (Abbildung 6.5).

## 6.4.2 Kurzreichweitige 2-Teilchenkorrelationen

Der Einfluss von im Phasenraum kurzreichweitigen 2-Teilchenkorrelationen wie HBT wurde untersucht, indem man zur Bestimmung der Ereignisebene Teilchen benutzt hat, die von denen, die mit der Ebene korreliert wurden, durch ein Phasenraumintervall separiert sind. Dazu wurde der Phasenraum in Streifen mit der Breite von 0.1 Rapiditätseinheiten zerteilt. Jeder zweite Streifen wurde nun aus der Analyse ausgeschlossen. Von den restlichen wurde jeder zweite genutzt, um die Ereignisebene zu berechnen, und die jeweils anderen dann zur Korrelation mit der Ereignisebene. Das Ganze wird viermal durchgeführt. Anschließend werden die Ergebnisse zusammengefasst, sodass alle Bereiche des Phasenraums abgedeckt sind.

Bei dieser Analyse sieht man vor allem einen Einfluss auf den  $v_1$  von Pionen bei niedrigen Transversalimpulsen (Abbildung 6.6). Obwohl der Effekt unabhängig von der Ordnung des analysierten Flusses sein sollte, ist er im Signal von  $v_2$  nicht sichtbar, was vermutlich darauf zurückzuführen ist, dass bei der Berechnung der  $v_2$ -Ereignisebene die Teilchen mit dem Transversalimpuls gewichtet wurden,

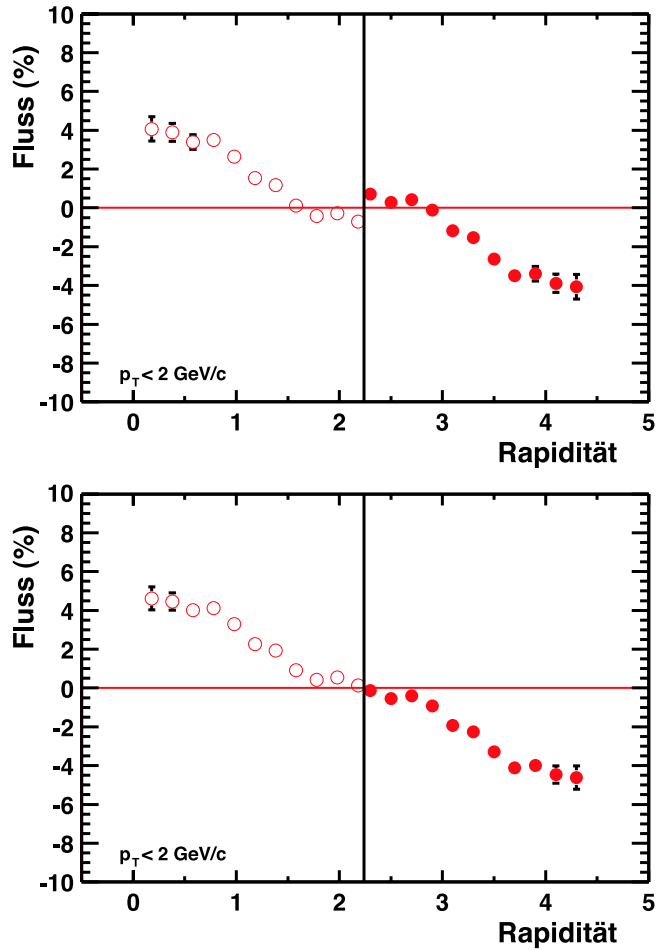


Abbildung 6.5: Die Erhaltung des Transversalimpulses hat einer Verfälschung des gerichteten Flusses zur Folge (oben). Mit der Korrektur erhält man ein Signal, das auch bei der Schwerpunktsrapidität null ist (unten), wie es sein sollte. Gezeigt ist der  $v_1$  von Pionen.

wodurch die Korrelationsterme für Teilchen mit geringen Transversalimpulsen klein im Vergleich zu denen mit höheren sind.

Beim Vergleich der über  $y$  und  $p_T$  integrierten Werte sieht man, dass der einzige klare Effekt beim  $v_1$  der Pionen vorliegt (Abbildung 6.7). Beim  $v_2$  der Pionen und bei den Protonen ist keine eindeutige systematische Änderung sichtbar (Abbildung 6.7).

### 6.4.3 Resonanzzerfälle

Der Einfluss von Resonanzzerfällen wurde mit dieser Analysemethode nicht genauer untersucht. Allerdings wurde parallel eine Analyse mit einer Mehrteil-

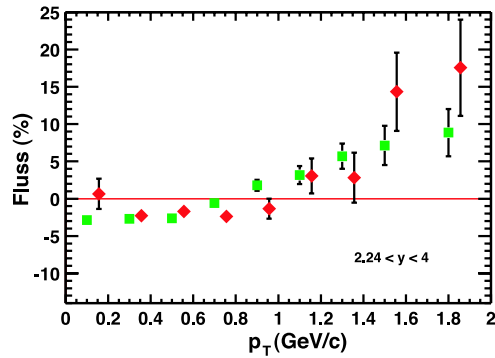


Abbildung 6.6: Durch die Methode mit gestreiften Teilereignissen wird der  $v_1$  vor allem bei niedrigen Transversalimpulsen beeinflusst. Gezeigt sind die Resultate mit der Standardmethode (grüne Quadrate) und mit der Teilereignismethode (rote Rauten und um  $0.05 \text{ GeV}/c$  verschoben).

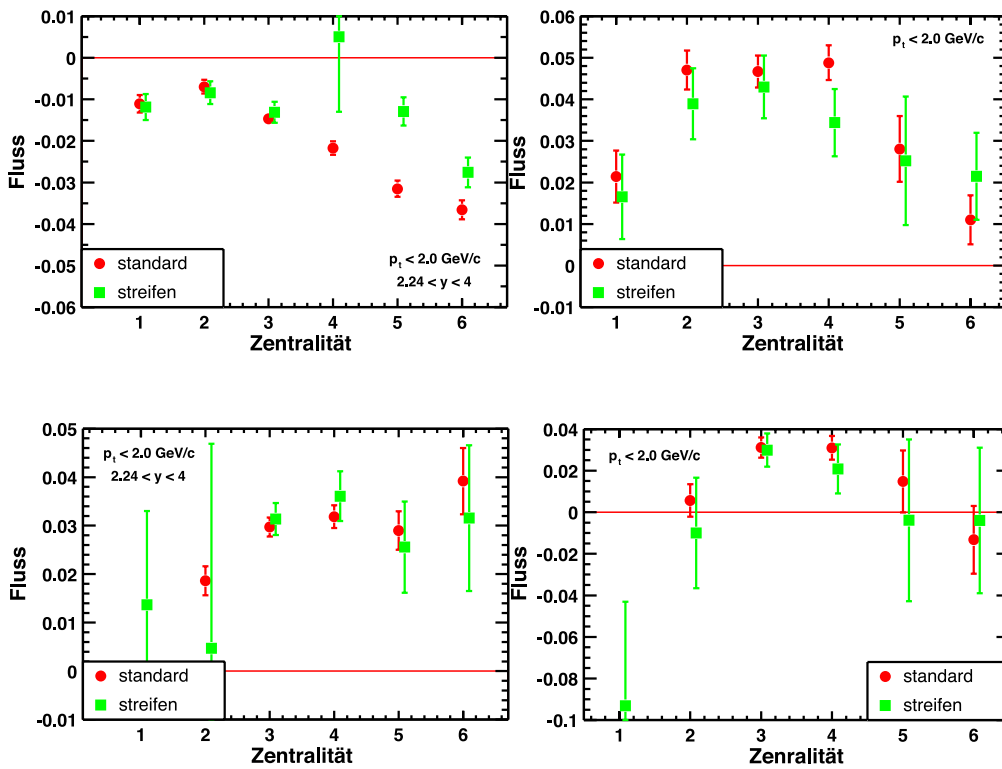


Abbildung 6.7: Gezeigt sind  $v_1$  (oben) und  $v_2$  (unten) von Pionen (links) und Protonen (rechts) über  $y$  und  $p_T$  integriert mit der Standardmethode (rote Kreise) und mit der Methode mit gestreiften Teilereignissen (grüne Quadrate und um  $0.1$  verschoben).

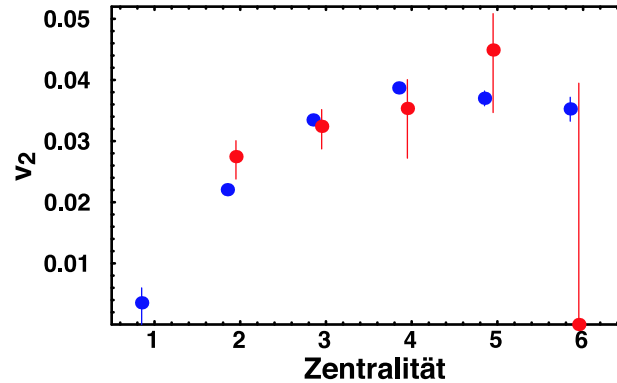


Abbildung 6.8: Gezeigt ist  $v_2$  gemessen mit einer 2-Teilchenkorrelationsanalyse (blaue Punkte) und mit einer 4-Teilchenkorrelationsanalyse (rote und leicht nach rechts verschoben Punkte). Die gemessenen Werte sind mit einem anderen Gewicht über  $y$  und  $p_T$  integriert als die anderen Graphen in dieser Arbeit und daher nicht direkt vergleichbar.

chenkorrelationsanalyse durchgeführt, die allgemein den Einfluss von 2-Teilchenkorrelationen, die keine kollektiven Effekte sind, eliminieren soll [Bor02, Bor03, Bor05]. Diese Analyse ist noch nicht beendet; es existieren allerdings vorläufige Resultate. Die Methode kann mit 2- oder Mehrteilchenkorrelationstermen durchgeführt werden. Die 2-Teilchenkorrelationsanalyse sollte dabei die gleichen Fehler haben, wie die in dieser Arbeit benutzte Methode. Beim Vergleich zwischen der 2- und 4-Teilchenkorrelationsanalyse für elliptischen Fluss (Abbildung 6.8) lässt sich wegen der großen statistischen Fehler aber noch keine genaue Aussage darüber treffen, ob die Resultate der 2-Teilchenkorrelationsanalyse nun durch Nicht-Fluss-2-Teilchen-Korrelationen beeinflusst sind.



# 7 Vergleiche mit anderen Resultaten und Modellen

## 7.1 Energieabhängigkeit

Ein großes Problem beim Vergleich mit den Resultaten anderer Experimente liegt darin, dass die Bedingungen, unter denen die Messungen stattfinden, sich meist stark unterscheiden. Im Einzelnen spielen hier die Selektion der Zentralität, die geometrische Akzeptanz und die detektierte Teilchensorte eine große Rolle.

### 7.1.1 Vergleich mit NA49-Messungen bei einer Strahlenergie von 158 AGeV

Zum direkten Vergleich eignen sich wohl am besten die Messungen von NA49 bei der Energie von 158 AGeV, da abgesehen von der Energie die experimentellen Bedingungen weitgehend gleich sind. Ein wichtiger Unterschied ergibt sich allerdings aus der unterschiedlichen Akzeptanz bei beiden Energien. Bei 40 AGeV kann für Protonen bis zu einer Rapidität von 4 und für Pionen sogar bis etwa 4.2 gemessen werden. Bei voller Strahlenergie begrenzt die andere Akzeptanz, bedingt durch das stärkere Magnetfeld, den messbaren Rapiditätsbereich auf einem Maximalwert von 5. In Relation zur jeweiligen Strahlrapidity gesehen, deckt die Akzeptanz bei 40 AGeV einen größeren Bereich im Phasenraum ab. Daher bietet es sich an, die Rapiditätsabhängigkeit des Flusses zu vergleichen.

Bei der differentiellen Betrachtung des Flusses als Funktion der Rapidität fällt auf, dass sich beide Verteilungen sehr ähnlich sind (siehe Abbildungen 7.1, 7.2). Das ist insbesondere dann der Fall, wenn man den Fluss gegen die auf Strahlrapidity normierte Schwerpunktrapidity ( $y^*/y_{beam}^* = \frac{y-y_{CM}}{y_{beam}-y_{CM}}$ ) aufträgt. Weiterhin wird sichtbar, dass der gemessene Rapiditätsbereich für 40 AGeV deutlich näher an die Strahlrapidity heranreicht als für 158 AGeV.

Der gerichtete Fluss der Pionen (Abbildung 7.1) ist für die 40 und 158 AGeV Daten in allen Zentralitätsabschnitten nahezu identisch. Der elliptische Fluss der Pionen (Abbildung 7.1) stimmt zumindest im mittleren Zentralitätsabschnitt innerhalb der statistischen Fehler für beide Energien überein. Bei den peri-

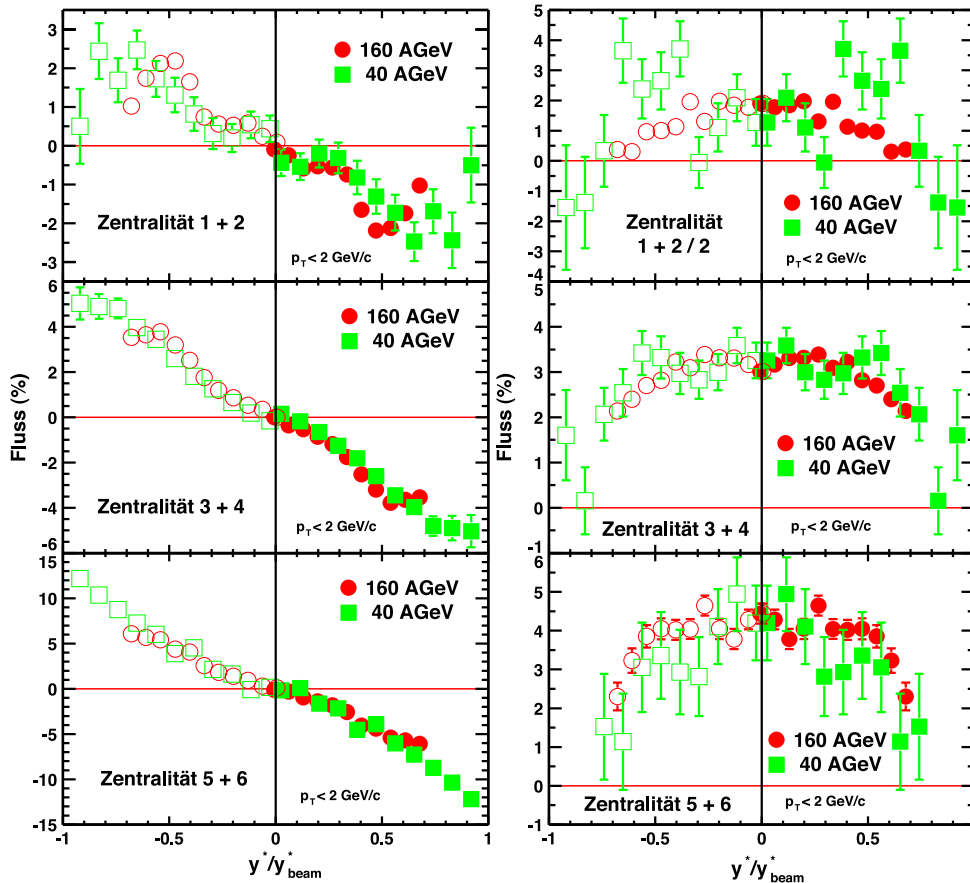


Abbildung 7.1:  $v_1$  (links) und  $v_2$  (rechts) von Pionen über  $p_T$  integriert gemessen von NA49 bei den Energien im Laborsystem von 40 AGeV und 158 AGeV. Gezeigt ist die Abhängigkeit von der skalierten Rapidität im Schwerpunktsystem für drei verschiedene Zentralitäten. Da bei 40 AGeV für den Zentralitätsabschnitt 1 keine Ergebnisse für  $v_2$  gemessen wurden, ist der Vergleich rechts im obersten Graphen nur bedingt zulässig.

phersten Kollisionen scheint der Fluss mit steigender Rapidität bei 40 AGeV etwas schneller abzufallen als bei 158 AGeV. Bei den zentralsten Kollisionen ist ein Vergleich nur schlecht möglich, da bei 40 AGeV keine Werte für den Zentralitätsabschnitt 1 bestimmt werden konnten wie bei 158 AGeV. Unter der Annahme, dass der elliptische Fluss sich bei 40 AGeV genau so verhält wie bei 158 AGeV müsste man bei 40 AGeV in diesem Falle einen höheren Wert erhalten, da bei der Mittelung der erste Zentralitätsabschnitt nicht mit einbezogen wird, in dem der Fluss geringer wäre als im zweiten. Außerdem sind die statistischen Fluktuationen bei 40 AGeV sehr viel größer und es könnte eine andere Abhängigkeit von der Rapidität vorliegen.

Bei der Betrachtung des gerichteten Flusses der Protonen (Abbildung 7.2) fällt

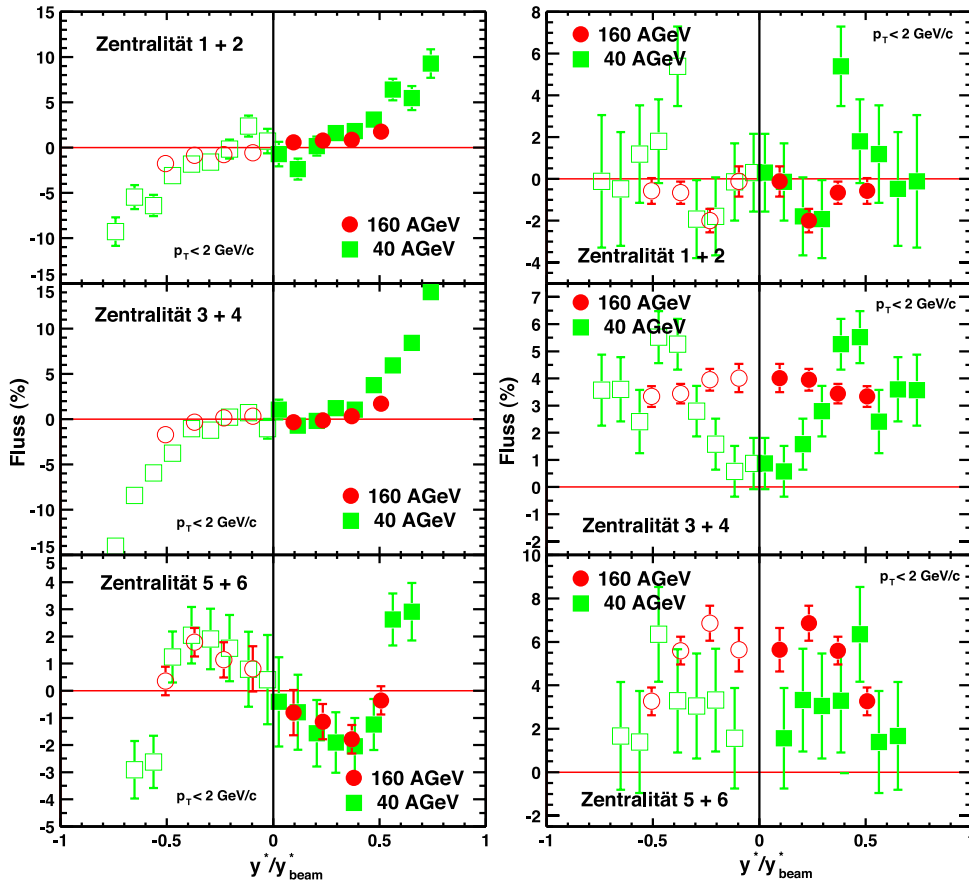


Abbildung 7.2:  $v_1$  (links) und  $v_2$  (rechts) von Protonen über  $p_T$  integriert gemessen von NA49 bei den Energien im Laborsystem von 40 AGeV und 158 AGeV. Gezeigt ist die Abhängigkeit von der skalierten Rapidität im Schwerpunktsystem für drei verschiedene Zentralitäten. Da bei 40 AGeV für den Zentralitätsabschnitt 1 keine Ergebnisse für  $v_2$  gemessen wurden, ist der Vergleich rechts im obersten Graphen nur bedingt zulässig.

zunächst einmal auf, dass die Abhängigkeit von der Rapidität für 40 AGeV und 158 AGeV in allen Zentralitätsabschnitten ähnlich zu sein scheint, man den starken Anstieg nahe der Projektilrapidity bei 158 AGeV aber nicht sehen kann, da die Akzeptanz zu begrenzt ist. Daher ist nur ein Vergleich der relativ kleinen Werte nahe der Schwerpunktsrapidity möglich. In den Zentralitätsabschnitten eins bis vier scheinen die Werte dort innerhalb der Fehler identisch zu sein. Die Werte mit den größten Rapiditäten scheinen dagegen für 158 AGeV geringfügig kleiner zu sein. In den Zentralitätsabschnitten fünf und sechs ist bei beiden Energien das gleiche Verhalten zu beobachten: Von der Schwerpunktsrapidity an wurde zunächst einmal ein Fluss mit negativem Vorzeichen gemessen, der dann allerdings auf dem halben Weg zur Projektilrapidity für 40 AGeV sein Vorzeichen ändert und für 158 AGeV zumindest nahezu null wird, bevor

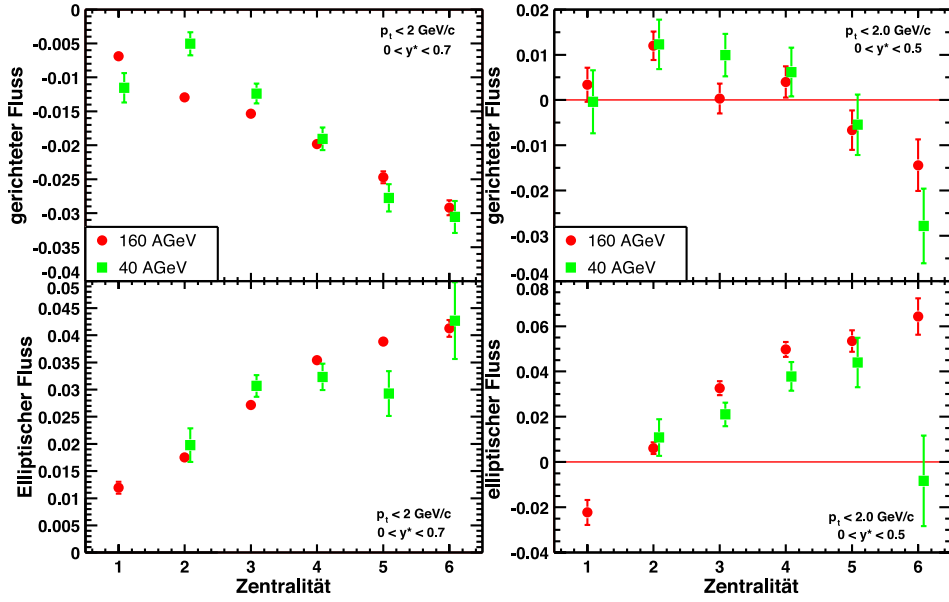


Abbildung 7.3: gerichteter und elliptischer Fluss von Pionen (links) und Protonen (rechts) über  $y$  und  $p_T$  integriert als Funktion der Zentralität gemessen von NA49 bei den Energien im Laborsystem von 40 AGeV und 158 AGeV.

die Grenze der Akzeptanz erreicht ist.

Der Vergleich des elliptischen Flusses von Protonen (Abbildung 7.2) bei beiden Energien ist schwierig, da das bei 40 AGeV gemessene Signal sehr große statistische Fehler aufweist. Auffällig ist jedoch die Abweichung der beiden Signale nahe der Schwerpunktsrapidität für die Zentralitätsabschnitte 3 und 4. Um hier eine genauere Aussage treffen zu können sollte man jedoch abwarten, bis die zweite Hälfte der verfügbaren Daten analysiert ist.

Um die integrierten Werte vergleichbar zu machen, wurden für beide Energien identische Intervalle in der Rapidität zur Integration gewählt. Für Pionen ist es  $0 > y^* > 0,7$ . Für Protonen wurde mit  $0 > y^* > 0,5$  ein kleinerer Bereich gewählt, da die Akzeptanz für Protonen kleiner ist. Außerdem kann der Bereich nahe der Schwerpunktsrapidität so besser untersucht werden, da am oberen Ende der Akzeptanz die Werte von  $v_1$  bei 40 AGeV Laborenergie stark ansteigen.

Der Vergleich der integrierten Werte für Pionen (Abbildung 7.3) bestätigt im Wesentlichen, dass  $v_1$  und  $v_2$  bei beiden Energien sehr ähnliche Werte annehmen. Die Unterschiede im gerichteten Fluss sind vor allem bei zentralen Kollisionen zu sehen. Da die Abweichungen jedoch in beide Richtungen gehen, scheint es eher eine statistische Fluktuation zu sein. Beim elliptischen Fluss stimmen alle Punkte bis auf den bei der Zentralität fünf innerhalb der statistischen Fehler überein. Bei den Protonen konnte man in der differentiellen Darstellung nicht

so genau erkennen, dass auch hier der Fluss bei beiden Energien sehr ähnliche Werte annimmt, was bei der Betrachtung der integrierten Werte klar wird (Abbildung 7.3).

## 7.1.2 Vergleich mit anderen Experimenten

CERES/NA45 hat am SPS bei Energien von 40 AGeV, 80 AGeV und 158 AGeV gemessen. Bei den höchsten Energien am AGS von 10 AGeV hat das Experiment E877 gemessen. Am RHIC wurde bei einer Energie von  $\sqrt{s} = 130 \text{ AGeV}$  vom Experiment STAR gemessen. Weitere Messungen wurden und werden am RHIC durchgeführt, es liegen aber noch keine Resultate vor.

### CERES/NA45

Bei der gemessenen Energie von 40 AGeV ist CERES/NA45 das einzige weitere Experiment, das gerichteten und elliptischen Fluss gemessen hat. Da es bis jetzt keine vollständige Publikation von CERES/NA45 zu den Flussmessungen gibt, basieren die hier genannten Werte auf Konferenzbeiträgen [Fil01].

Im Gegensatz zu NA49 wurden als Projektil ebenfalls Bleikerne, als Target aber Gold verwendet, was aber nur einen geringen Einfluss auf die Resultate haben dürfte, da ein Goldkern nur unwesentlich kleiner als ein Bleikern ist. Die geometrische Akzeptanz von CERES/NA45 ist deutlich kleiner als die von NA49. Gemessen wurde der Fluss im Pseudorapiditätsbereich von  $1,6 < \eta < 3,2$ . Außerdem ist man nur in der Lage, den Fluss von geladenen Teilchen zu bestimmen, und kann nicht Pionen von Protonen unterscheiden. Da der größte Teil der geladenen Teilchen bei 40 AGeV Pionen sind, vergleicht man diese Werte am besten mit der Messung von Pionen.

Für geladene Teilchen liegen von CERES/NA45 Werte für den elliptischen Fluss in drei verschiedenen Zentralitätsabschnitten vor. Im Vergleich mit den NA49-Resultaten (Abbildung 7.4) für die entsprechenden Zentralitäten stellt man eine Übereinstimmung fest. Dass der zentralste Punkt von NA49 nicht in die Systematik passt, kann an der verwendeten Methode liegen, die für zentrale Kollisionen offenbar ein Problem hat, das gerade bei der Schwerpunktsrapidität zu Abweichungen führt (siehe Abschnitt 5.7). Weiterhin beobachtet CERES/NA45 für ansteigende Kollisionsenergien einen ansteigenden elliptischen Fluss von etwa 2,75% für 40 AGeV bis zu 4% bei 158 AGeV, was im Widerspruch zu den Messungen bei NA49 steht. Für einen genaueren Vergleich müssten allerdings vollständige Resultate von CERES/NA45 vorliegen.

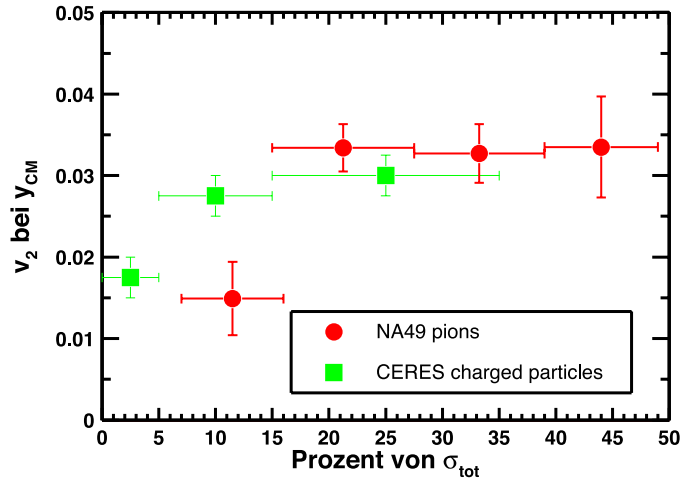


Abbildung 7.4:  $v_2$  bei Schwerpunktsrapidität über  $p_T$  integriert als Funktion der Zentralität für CERES/NA45 und NA49. Die Zentralität ist in Prozenten der zentralsten Kollisionen gezeigt. Die Fehlerbalken für die CERES/NA45-Werte wurden aus der Ablesegenauigkeit der Punkte aus einem Graphen in einer Publikation bestimmt.

## E877

Das Experiment E877 hat mit der Laborenergie von 10,7 AGeV bei Gold-Gold-Kollisionen Messungen durchgeführt. Dabei wurden der gerichtete und der elliptische Fluss von geladenen Teilchen, Protonen und als Asymmetrien in der Transversalenergie gemessen [Bar96, Vol98, Bar99]. Die geometrische Akzeptanz für die Messung der geladenen Teilchen ist  $0,8 \leq \eta \leq 2,65$  und für die der Transversalenergie  $-0,5 \leq \eta \leq 0,8$  und  $0,9 \leq \eta \leq 4,2$ .

Ein Vergleich des  $v_1$  ist problematisch, da E877 bei der Messung des Flusses von Protonen eine andere Abhängigkeit von der Rapidität beobachtet als NA49. Eine gute Observable zum Vergleich wäre der mittlere in die Reaktionsebene projizierte Transversalimpuls der Protonen. Das lässt sich aber über den ganzen Phasenraum integriert nur schlecht machen, da der Teil des Phasenraumes, in dem  $v_1$  besonders große Werte annimmt, bei NA49 nahe des Projektils durch die Akzeptanz verloren geht. Den in die Ebene projizierten Transversalimpuls kann man aber auch für einzelne Rapiditätsintervalle berechnen und mit den Messungen von E877 vergleichen (Abbildung 7.5). Dabei kann man sehen, dass nahe dem Schwerpunkt des Systems bei einer Energie von 40 AGeV weniger Transversalimpuls in der Ebene deponiert wird als bei 10 AGeV. Weiter vom Schwerpunktsystem entfernt ist ein Punkt kompatibel mit dem bei der niedrigeren Energie. Ob das jedoch ein systematischer Trend oder nur eine statistische Fluktuation ist, lässt sich nicht sagen, da die Akzeptanz von NA49 in diesem Bereich endet. Im direkt vergleichbaren Bereich ist  $v_1$  bei 40 AGeV also kleiner als bei 10,7 AGeV.

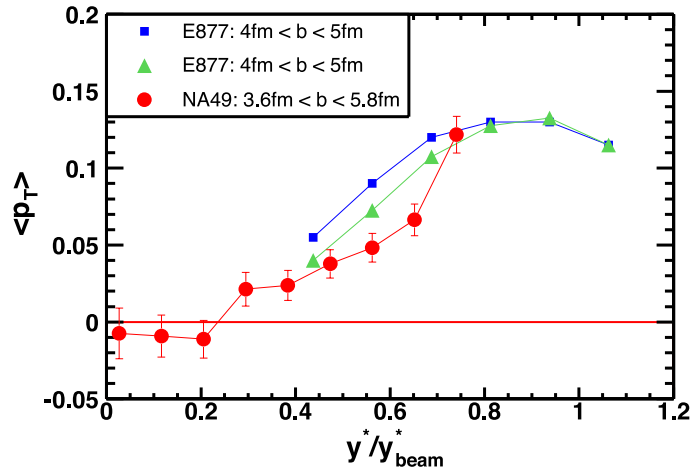


Abbildung 7.5: Der mittlere in die Reaktionsebene projizierte Transversalimpuls der Protonen ist aufgetragen gegen die Rapidity. Gezeigt sind die über den gemessenen Phasenraum integrierten Werte von NA49 (rot, runde Marker) und die von E877 (grün und blau, dreieckige und quadratische Marker) mit zwei verschiedenen Funktionen angepassten Werte.

Die Messung des elliptischen Flusses ergab maximale Werte für  $v_2$  von etwa  $1,9 \pm 0,2\%$  mit positivem Vorzeichen. Von der Pseudorapidity ist er nur in geringem Maße abhängig. Diese Maximalwerte werden bei einer Zentralität von etwa 25% erreicht, wo der von NA49 gemessene Fluss höher ist (siehe Abbildung 7.6).

## STAR

Vom Experiment STAR am RHIC wurde der elliptische Fluss von Pionen, Protonen und Kaonen bei einer Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$  in Gold-Gold-Kollisionen gemessen [Adl01]. Gemessen wurde in einem Phasenraumbereich von  $-1,8 < \eta < 1,8$  um die Schwerpunktrapidity herum.

Der elliptische Fluss von Pionen erreicht über  $y$  und  $p_T$  integriert für  $v_2$  Werte von bis zu 6.5% bei semizentralen Stößen und damit deutlich mehr als NA49 bei 158 AGeV. Er zeigt denselben linearen Anstieg mit  $p_T$  wie bei NA49. Für höhere Transversalimpulse scheint aber eine Sättigung erreicht zu werden. Der elliptische Fluss von Protonen steigt deutlich weniger stark mit  $p_T$  an als der der Pionen.

Der gerichtete Fluss konnte wegen der nur schmalen Akzeptanz um die Schwerpunktrapidity bisher nicht gemessen werden.

Bei der Auftragung der Messwerte von  $v_2$  als Funktion der Energie auf Ab-

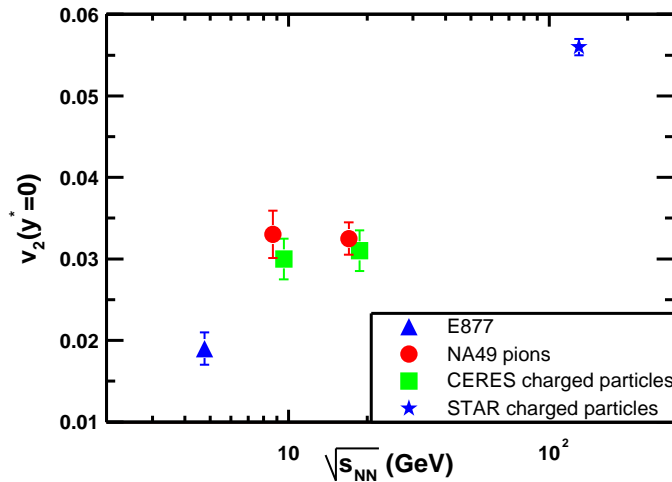


Abbildung 7.6:  $v_2$  bei Schwerpunktsrapidität über  $p_T$  integriert, im Vergleich bei Energien von  $\sqrt{s_{NN}} = 4.87 AGeV$  bis  $\sqrt{s_{NN}} = 130 AGeV$  beim einer Zentralität von 25% [Vol00, Fil01, Pos02].

Abbildung 7.6 sieht man, dass die Messung von NA49 bei 40 AGeV nicht der Systematik eines monotonen Anstieges von  $v_2$  im Bereich von Schwerpunktsenergien zwischen  $\sqrt{s_{NN}} = 4.8 GeV$  und  $\sqrt{s_{NN}} = 130 GeV$  widerspricht, aber auch eine Nicht-Monotonie als Interpretation zulässt.

## 7.2 Vergleich mit Modellen

### Der gerichtete Fluss von Protonen

Besonders interessant ist die Beobachtung des gerichteten Flusses von Protonen bei peripheren Kollisionen, da dort nahe der Schwerpunktsrapidität ein negativer Fluss beobachtet wurde, während er weiter davon entfernt sein Vorzeichen ändert und positive Werte annimmt. Dieses Verhalten wurde von vielen Theoretikern vorhergesagt und daher existieren dafür mögliche Erklärungen.

Von mehreren Autoren [Cse99, Bra00] wird der Anti-Fluss als Signal für die Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas diskutiert. So ergeben hydrodynamische Berechnungen, dass man mit einer hadronischen Zustandsgleichung ein lineares Verhalten des gerichteten Flusses als Funktion der Rapidität erwartet. Dagegen erhält man mit einer Zustandsgleichung für ein Quark-Gluon-Plasma eine weitere Flusskomponente, die zu einem Plateau nahe der Schwerpunktsrapidität führt und eventuell zu einem negativen Fluss.



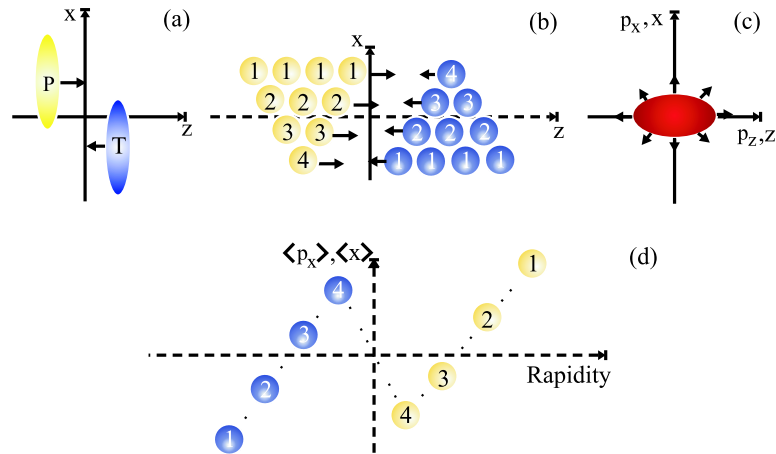


Abbildung 7.7: Schematische Darstellung der Bildung des negativen Flusses nahe der Schwerpunktsrapidität. [Sne00]

Es gibt allerdings auch eine andere Erklärung [Sne00]. Bei einer peripheren Kollision (Abbildung 7.7a) kommt es in verstärktem Maße in der Wechselwirkungszone zu Kollisionen zwischen unterschiedlich schweren Teilchengruppierungen (Abbildung 7.7b). Auf diese Weise werden einzelne Teile von Projektil und Target jeweils unterschiedlich stark abgebremst beziehungsweise beschleunigt (Abbildung 7.7d). Eine Korrelation zwischen Orts- und Impulsraum führt nun zu einem gerichteten Fluss, der als Funktion der Rapidity dreimal sein Vorzeichen ändert. Für diese Erklärung spricht auch, dass der Anti-Fluss nur für periphere Kollisionen beobachtet wird.

## Energieabhängigkeit

Generell ist ein Vergleich von 49 AGeV Resultaten mit theoretischen Vorhersagen schwierig, da es bei der Laborenergie von 40 AGeV so gut wie keine Modellrechnungen gibt. Es gibt aber Berechnungen für die Energieabhängigkeit des gerichteten und elliptischen Flusses in den Bereichen von AGS bis RHIC, mit denen man vergleichen kann.

Die Energieabhängigkeit des gerichteten Flusses ist schwierig zu untersuchen, da die Vergleichsexperimente E877 und NA49 bei 158 AGeV sich in ihrer Akzeptanz nur in geringem Maße überlagern. Für 40 AGeV liegt NA49 dazwischen und deckt die Akzeptanzbereiche beider Experimente teilweise ab. Aus diesen Vergleichen folgt, dass der gerichtete Fluss bei 40 AGeV etwas kleiner als bei 10,7 AGeV und kompatibel mit demjenigen bei 158 AGeV ist und somit nur in geringem Maße von der Energie abhängt. Bei einem Phasenübergang zu einem Quark-Gluon-Plasma sagen verschiedene Berechnungen [Bra00] ein Minimum in der Energieabhängigkeit von  $v_1$  voraus. Da bei den drei gemessenen Energien keine Anomalie vorliegt, deutet hier aus dieser Sicht nichts auf einen

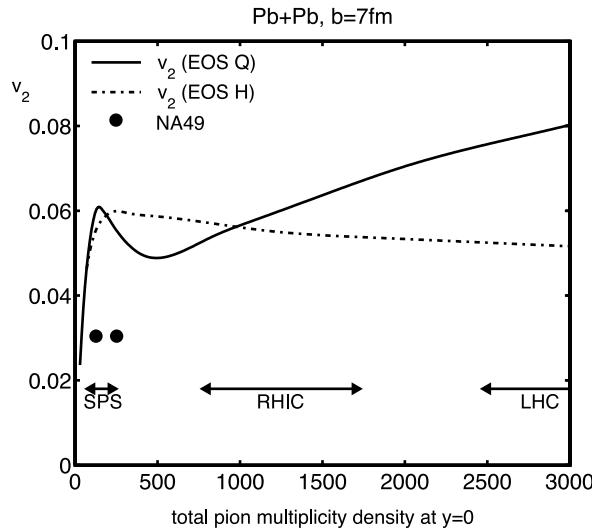


Abbildung 7.8: Gezeigt ist die Abhängigkeit des elliptischen Flusses von der Pionendichte bei der Schwerpunktrapidität gerechnet mit einem hydrodynamischen Modell für eine Zustandsgleichung für Hadronen (EOS H) und für eine Zustandsgleichung mit Phasenübergang zu einem Quark-Gluon-Plasma (EOS Q) gerechnet. [Kol00]. Die NA49-Punkte wurden nachträglich zum Vergleich eingefügt. Die Dichte geladener Pionen wurde für 158 AGeV gemessen und mit 1,5 multipliziert um die Zahl aller Pionen zu erhalten. Für 40 AGeV wurde die Zahl der Pionen bei zentralen Kollisionen im gleichen Verhältnis skaliert wie es bei 158 AGeV gemessen wurde.

Phasenübergang an einem dieser Punkte hin.

Im Vergleich zu rein hydrodynamischen Rechnungen (siehe Abbildung 7.8) sieht man, dass die Rechnungen im Bereich der NA49-Messungen die Daten um etwa den Faktor zwei übertreffen. Der hydrodynamische Grenzfall ist also am SPS nicht erreicht. Ein Vergleich mit der systematischen Energieabhängigkeit führt auch nicht zu einer Bevorzugung einer der beiden Zustandsgleichungen.

Ein anderes Modell verknüpft hydrodynamische Rechnungen für die sehr heiße und dichten Phase der Reaktion mit dem mikroskopischen Transportmodell RQMD, das die spätere hadronische und weniger dichte Phase nach einem Phasenübergang besser geeignet sein soll [Tea01].

Die daraus resultierenden Flusswerte sind auf Abbildung 7.9 gezeigt. Die Kurven *LH8 EoS*, *LH16 EoS* und *LH∞ EoS* sind die errechneten Werte für den elliptischen Fluss unter der Annahme von drei Zustandsgleichungen mit einem Phasenübergang zu einem Quark-Gluon-Plasma. *RG EoS* beschreibt den elliptischen Fluss in einem System ohne einen Phasenübergang. *Hydro  $T_f=120$  MeV*

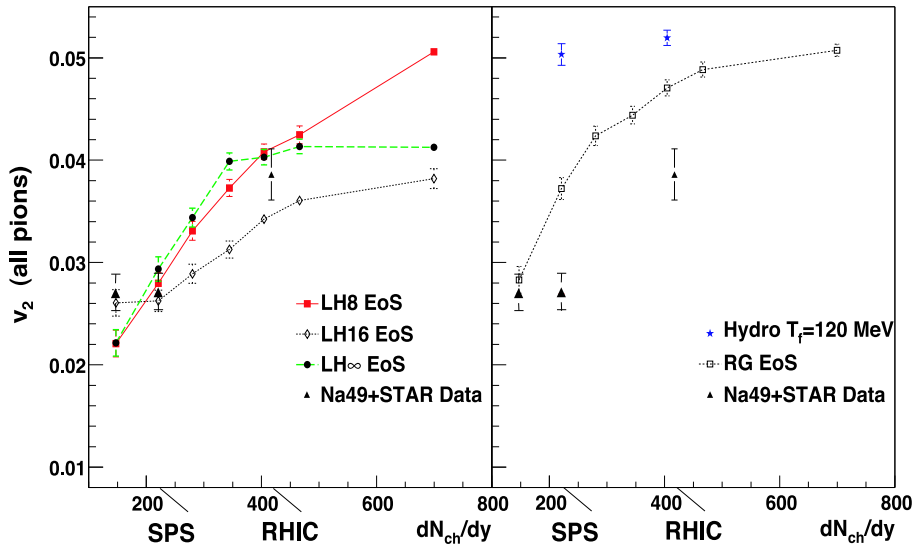


Abbildung 7.9: Gezeigt ist die Abhängigkeit des elliptischen Flusses von der Dichte der geladenen Teilchen bei der Schwerpunktrapidität gerechnet mit einem hydrodynamischen Modell, das zusätzlich mit dem mikroskopischen Transportmodell RQMD erweitert wurde [Tea01]. Die NA49-Punkte wurden nachträglich zum Vergleich eingefügt. Die Dichte geladener Pionen wurde für 158 AGeV gemessen und mit 1,5 multipliziert um die Zahl aller Pionen zu erhalten. Für 40 AGeV wurde die Zahl der Pionen bei zentralen Kollisionen im gleichen Verhältnis skaliert wie es bei 158 AGeV gemessen wurde.

sind die Resultate aus einem reinen hydrodynamischen Modell zum Vergleich, das wie vorher schon gesagt, die experimentell gemessenen Werte weit überschätzt. Die Rechnungen aus dem gemischten Modell hingegen, liegen von der Größenordnung her richtig. Nur die Modellrechnungen für ein Gas von Resonanzen überschätzt die Messwerte bei 158 AGeV Strahlenergie von NA49 und  $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$  von STAR deutlich. Keine der Kurven gibt aber den genauen Verlauf der Datenpunkte wieder.



## 8 Zusammenfassung

Gemessen wurden der gerichtete und der elliptische Fluss von Pionen und Protonen in Blei-Blei-Stößen bei einer Laborenergie des Projektils von 40 GeV pro Nukleon. Bestimmt wurde die Abhängigkeit der beiden Flusskomponenten von der Zentralität des Stoßes sowie von der Rapidität und dem Transversalimpuls der gemessenen Teilchen.

Zur Rekonstruktion des Flusses wurde die Methode der Korrelation der Teilchen mit der abgeschätzten Reaktionsebene verwendet. Zur Korrektur der azimutalen Anisotropien des Detektors wurde die Methode des Zentrierens der Teilchenverteilung in Abhängigkeit von Rapidität und Transversalimpuls angewendet. Für den  $v_2$  wurde eine Abänderung des Korrelationsterms nötig, um den Einflüssen durch die schlechte Akzeptanz entgegenzuwirken.

Weiterhin wurde der Einfluss von Nicht-Fluss-Korrelationen zwischen den gemessenen Teilchen auf den Fluss untersucht. Dabei erkannte man einen starken Einfluss der Transversalimpulserhaltung in  $v_1$ , der durch eine Korrektur behoben werden konnte. Einen weniger starken Einfluss konnte man bei der Untersuchung im Phasenraum kurzreichweitiger Korrelationen feststellen.

Es wurde erstmals deutlich ein negativer gerichteter Fluss von Protonen nahe der Schwerpunktsrapidität beobachtet, der bereits mittels mehrerer theoretischer Rechnungen vorhergesagt wurde. Sowohl der gerichtete als auch der elliptische Fluss erreicht bei 40 AGeV Laborenergie annähernd die gleichen Werte, die von NA49 bei 158 AGeV Laborenergie gemessen wurden.

Die für den Fluss gemessenen Werte befinden sich teilweise in Übereinstimmung mit denen des Experimentes CERES/NA45, ist allerdings nur bedingt möglich, da bisher nur einzelne vorläufige Resultate veröffentlicht wurden.

Die für den elliptischen Fluss gemessenen Werte bei der Schwerpunktsrapidität und einer Zentralität von 25% liegen etwas höher als man aus der beobachteten Systematik der Energieabhängigkeit zwischen den Experimenten E877 (mit 10 AGeV Laborenergie am AGS), CERES und NA49 (bei einer Energie von und 160 AGeV am SPS) sowie STAR (am RHIC bei einer Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$ ) erwartet hat. So wird von den Werten am AGS bei voller Energie zu denen am SPS bei 40 AGeV ein Anstieg von 2% auf 3,3% beobachtet. Von 40 AGeV zu 158 AGeV Laborenergie am SPS ändert sich der Wert nur minimal von 3,3% auf 3,2%. Zwischen der höheren SPS-Energie von

158 AGeV und der RHIC-Energie von  $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$  wird ein weiterer Anstieg von 3,2% auf 5,6% gemessen. Das ist ein Anzeichen für eine Anomalie, die im Bereich der SPS-Energien vorliegen könnte.

Eine genauere Bestimmung des Flusses ist noch möglich, da für die Analyse dieser Arbeit erst eine Hälfte der gemessenen Daten zur Verfügung stand. Mit Hilfe dieser Daten ließe sich die Energieabhängigkeit des Flusses genauer untersuchen und die gefundene Anomalie bestätigen.

# Literaturverzeichnis

- [Adl01] C. Adler *et al.*, [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182301, [nucl-ex/0107003]
- [Afa99] S. Afanasiev *et al.*, [NA49 Collaboration], Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A430** (1999) 210-244
- [Bar96] J. Barrette *et al.*, [E877 Collaboration], Phys. Rev. **C55** (1997) 1420-1430, [nucl-ex/9610006]
- [Bar99] J. Barrette *et al.*, [E877 Collaboration], Nucl.Phys. **A661** (1999) 329-332, [nucl-ex/9910003]
- [Bil01] A. Billmeier, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2001)
- [Bor00] N. Borghini, P. M. Dinh, J.-Y. Ollitrault, To be published in the proceedings of 30th International Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD 2000), [nucl-th/0011013]
- [Bor01] N. Borghini, P. M. Dinh, J.-Y. Ollitrault, Phys.Rev. **C62** (2000) 034902, [nucl-th/0004026]
- [Bor02] N. Borghini, P. M. Dinh, J.-Y. Ollitrault, Phys.Rev. **C63** (2001) 054906, [nucl-th/0007063]
- [Bor03] N. Borghini, P. M. Dinh, J.-Y. Ollitrault, Phys.Rev. **C64** (2001) 054901, [nucl-th/0105040]
- [Bor04] N. Borghini, P. M. Dinh, J.-Y. Ollitrault, A.M. Poskanzer, S.A. Voloshin, [nucl-th/0105040]
- [Bor05] N. Borghini, P. M. Dinh, J.-Y. Ollitrault, [nucl-th/0204017]
- [Bra00] J. Brachmann *et al.*, Phys.Rev. **C61** (2000) 024909, [nucl-th/9908010]
- [Bra01] R. Bramm, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2001)
- [Cse99] L. P. Csernai, D. Rörich, Phys.Lett. **B458** (1999) 454, nucl-th/9908034

- [Dan85] P. Danielewicz, G. Odyniec, Phys.Lett. **B157** (1985) 146-150,
- [Din00] P. M. Dinh, N. Borghini, J.-Y. Ollitrault, Phys.Lett. **B477** (2000) 51-58, [nucl-th/9912013]
- [DSPACK] <http://hpna49-1.cern.ch/dspack.html>
- [Fil01] K. Filimonov *et al.* [CERES-Collaboration], Talk given at International Nuclear Physics Conference (INPC 2001): Nuclear Physics and the 21st Century, Berkeley, California, 30 Jul - 3 Aug 2001, [nucl-ex/0109017]
- [Fod01] Z. Fodor, S. D. Katz, [hep-lat/0106002]
- [Gus84] H. A. Gustafsson *et al.*, Phys.Rev.Lett.**52** (1984) 1590-1593
- [Hei01] U. Heinz, Nucl. Phys. **A685** (2001) 414-431, [hep-ph/0009170]
- [Her99] N. Herrmann, J.P. Wessels, T. Wienold, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49** (1999) 581-632
- [Kol00] P. Kolb, J. Sollfrank, U. Heinz, Phys. Rev. **C62** (2000) 054909, [hep-ph/0006129]
- [Kol01] T. Kollegger, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2001)
- [Mag00] V.K. Magas, L.P. Csernai, D.D. Strottman, Talk given at 30th International Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD 2000), Tihany, Lake Balaton, Hungary, 9-15 Oct 2000. Published in \*Tihany 2000, From e+ e- to heavy ion collisions\* 523-528, nucl-th/0009049
- [Mag01] V.K. Magas, L.P. Csernai, Talk given at Crimean Summer School-Seminar on New Trends in High-Energy Physics (Crimean 2000), Yalta, Crimea, Ukraine, 27 May - 4 Jun 2000. Published in \*Jalta 2000, New trends in high-energy physics\* 93-100, hep-ph/0101125
- [Mar01] C. Markert, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2001)
- [Na49Lib] NA49-Software-Bibliothek, /afs/cern.ch/na49/library
- [Pos98] A. M. Poskanzer, S. A. Voloshin, Phys.Rev.**C58** (1998) 1671-1678, [nucl-ex/9805001]
- [Pos02] A. M. Poskanzer, A. Tang, Private Communication
- [Rol00] C. Roland, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2000)
- [ROOT] <http://root.cern.ch>
- [Sat84] H. Satz, Nucl. Phys. **A418** (1984) 447c-465c



- [Sne00] R.J.M. Snellings, H. Sorge, S.A. Voloshin, F.Q. Wang, N. Xu, Phys.Rev.Lett. **84** (2000) 2803-2805, nucl-ex/9908001
- [Tea01] D. Teaney, J. Lauret, E.V. Shuryak, nucl-th/0110037
- [Vol96] S. Voloshin, Y. Zhang, Z.Phys **C70** (1996) 665-672, [hep-ph/9407282]
- [Vol98] S. Voloshin *et al.*, [E877 Collaboration], Nucl.Phys. **A638** (1998) 455c-458c, [nucl-ex/9802001]
- [Vol00] S. A. Voloshin, A. M. Poskanzer, Phys.Lett **B474** (2000) 27-32, [nucl-th/990675]



# Danksagung

Ich danke Herbert Ströbele für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und in die NA49-Kollaboration. Außerdem hat er meine Arbeit regelmäßig mit guten Ideen und Anregungen vorangebracht.

Ein besonderer Dank geht an Art Poskanzer, von dem ich alles wesentliche über den gerichteten und elliptischen Fluss gelernt habe. Er hat mit seinem Fachwissen meine Analyse die ganze Zeit über aufopferungsvoll unterstützt, obwohl das meist nur telefonisch und via E-Mail möglich war.

Reinhard Stock danke ich für die Unterstützung bei physikalischen und organisatorischen Problemen, die er immer mit Bravour löste. Ein weiterer Dank gilt Marek Gaździcki, der mich mit grundlegenden Analysetechniken der Schwerionenphysik vertraut gemacht hat und später auch meine Analyse trotz anfänglichen Desinteresses tatkräftig gefördert hat. Ich danke weiterhin Phuong Mai Thi Dinh, Nicolas Borghini und Jean-Yves Ollitrault, die mit ihren neuen Analysetechniken in der Lage waren einige offene Fragen zu klären, und auch zu meinem Verständnis der Materie beigetragen haben. Ebenso gebührt Sergei Voloshin Dank, der durch seine Idee, eine modifizierte Methode zu nutzen, die Analyse des elliptischen Flusses überhaupt erst möglich machte.

Ich danke Roland Bramm, Thorsten Kollegger, Peter Dinkelaker, Clemens Adler, Dominik Flierl, Boris Wagner, Jacek Zaranek, Anja Billmeier, Christina Markert, Christoph Blume, André Mischke, Christine Meurer und Ingrid Kraus, die nicht nur in physikalischen Fragen immer eine Hilfe waren, sondern auch abseits der Physik immer für eine gute Atmosphäre gesorgt haben. Ein weiterer Dank geht an Rainer Renford für viele Erklärungen. Jutta Berschin, Heidrun Rheinfels und Werner Amend danke ich für die Unterstützung während meiner Zeit am IKF. Weiterhin danke ich allen Mitgliedern der NA49-Kollaboration.

Ganz besonders dankbar bin ich meiner Familie für die Unterstützung und meinem Vater, der die Bürde auf sich genommen hat, diese Arbeit mehrfach zur Korrektur zu lesen.