

Experimentelle Physik

Untersuchungen zur  
Nachweiswahrscheinlichkeit eines  
Streamer-Tube-Detektors

Diplomarbeit

von

Stefan Bathe

Westfälische Wilhelms-Universität Münster  
Institut für Kernphysik

März 1997



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1 Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma . . . . .	3
1.2 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen . . . . .	8
1.2.1 Eigenschaften ultrarelativistischer Schwerionenstöße . . . . .	8
1.2.2 Signale eines Quark-Gluon-Plasmas . . . . .	11
<b>2 Das WA98-Experiment</b>	<b>17</b>
2.1 Startsignal . . . . .	17
2.2 Ereignisklassifizierung . . . . .	18
2.3 Teilchenspektrometrie . . . . .	19
2.4 Multiplizitätsmessung . . . . .	21
2.4.1 Multiplizität geladener Teilchen . . . . .	21
2.4.2 Photonenmultiplizität . . . . .	24
2.5 Nachweis direkter Photonen . . . . .	24
2.5.1 Aufbau und Funktionsprinzip des LEDA . . . . .	24
2.5.2 Teilchenidentifizierung . . . . .	25

<b>3 Der Streamer-Tube-Detektor</b>	<b>27</b>
3.1 Streamer-Tubes . . . . .	27
3.1.1 Aufbau . . . . .	28
3.1.2 Erzeugung eines Streamers . . . . .	29
3.2 Datenauslese . . . . .	31
3.2.1 Der Auslesechip . . . . .	31
3.2.2 Weitere Elemente der Auslese . . . . .	32
<b>4 Testmessungen</b>	<b>35</b>
4.1 Experimenteller Aufbau der Testmessungen . . . . .	36
4.2 Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	37
4.3 ADC-Schwelle . . . . .	40
4.4 Cluster-Eigenschaften . . . . .	42
4.5 Entladungszeit der Pads . . . . .	45
<b>5 Leistungsmerkmale des Streamer-Tube-Detektors</b>	<b>47</b>
5.1 ADC-Schwelle . . . . .	47
5.2 Multiplizitätsmessung . . . . .	50
5.3 Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	60
5.3.1 Relativpositionen von LEDA und SPMD . . . . .	61
5.3.2 Abstandskriterium . . . . .	68
5.3.3 1. Algorithmus . . . . .	72
5.3.4 2. Algorithmus . . . . .	79
5.4 Teilchenidentifizierung . . . . .	86
<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>93</b>

---

<b>A Anhang</b>	<b>95</b>
A.1 Variablen der Schwerionenphysik	95
A.2 Tabelle zur Nachweiswahrscheinlichkeit	96
A.3 Das Auslese-Board	96



# Einleitung

In Kollisionen hochenergetischer schwerer Ionen wird eine hohe Energiedichte in einem großen Reaktionsvolumen erzeugt. Dabei wird ein Übergang der Kernmaterie in einen bisher nicht beobachteten Materiezustand erwartet, das Quark-Gluon-Plasma. In diesem Zustand sollte der Einschluß der Quarks in Nukleonen aufgehoben sein, so daß sich durch die langreichweitige Komponente der starken Wechselwirkung bedingte kollektive Effekte beobachten lassen.

Gegenstand dieser Arbeit sind Untersuchungen mit einem Streamer-Tube-Detektor, der bei einem dieser Experimente zur Multiplizitätsmessung geladener Teilchen und als Veto-Detektor für ein elektromagnetisches Kalorimeter eingesetzt wird. Da sich die Auswertung der Daten noch im Anfangsstadium befindet, gilt das Interesse dabei weniger der Beschreibung der Schwerionenreaktionen, als vielmehr einer Untersuchung der Eigenschaften des Detektors.

Die Arbeit beginnt mit einer kurzen Einführung in die Theorie der starken Wechselwirkung und des Quark-Gluon-Plasmas. Anschließend werden einfache Modelle zur Beschreibung von Kollisionen hochenergetischer Atomkerne vorgestellt. Dabei wird darauf eingegangen, wie sich der neue Materiezustand experimentell erfassen ließe.

Im zweiten Kapitel wird das Schwerionenexperiment skizziert. Aufbau und Funktionsprinzip des Streamer-Tube-Detektors werden im dritten Kapitel ausführlicher behandelt.

Im vierten Kapitel folgen Untersuchungen, die im Labor zur Vorbereitung des Schwerionenexperiments durchgeführt wurden.

Das fünfte Kapitel bildet den Hauptteil der Arbeit. Hier wird zunächst die mit dem Streamer-Tube-Detektor gemessene Multiplizitätsverteilung ge-

ladener Teilchen vorgestellt. Dabei in Erscheinung tretende Fehler werden diskutiert. Es folgt eine systematische Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors. Das Ergebnis dieser Untersuchung wird mit der Effizienz der Unterdrückung geladener Teilchen im elektromagnetischen Kalorimeter verglichen.

# 1. Grundlagen

## 1.1 Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma

Nach den Erkenntnissen der heutigen Physik sind die elementaren Bausteine der Materie Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin. Sie lassen sich in Quarks und Leptonen einteilen. Diese Bausteine treten durch den Austausch virtueller Bosonen miteinander in Wechselwirkung. Bosonen tragen einen ganzzahligen Spin. Es sind vier verschiedene Wechselwirkungen bekannt. Jede ist mit bestimmten Eigenschaften der Fermionen verbunden und wird durch bestimmte Bosonen vermittelt. So wirkt beispielsweise das Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft, das Photon, nur auf geladene Teilchen.

Quarks sind die Konstituenten der Hadronen. Man unterscheidet Baryonen, wie z. B. das Proton, die aus drei Quarks bestehen, und Mesonen, z. B. Pionen, die aus einem Quark-Antiquark-Paar gebildet werden. Die Kraft zwischen den Quarks heißt starke Wechselwirkung. Sie bewirkt den Zusammenhalt von Quarks in Hadronen, hat aber keinen Einfluß auf Leptonen.

Die starke Wechselwirkung wird erfolgreich durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Sie wurde nach dem Vorbild der Quantenelektrodynamik (QED) entwickelt, der Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung. In Analogie zur Ladung in der QED tragen die Quarks in der QCD eine Farbladung. Sie kann drei Werte annehmen, die mit rot, grün und blau bezeichnet werden. Die Kombination der drei Farben, ebenso wie die Kombination von Farbe und Antifarbe, heißt farblos. Fordert man, daß nur farblose Systeme als freie Teilchen auftreten, so erhält man eine Beschreibung dafür, daß im Experiment nur Kombinationen dreier Quarks (Baryonen) oder Quark-Antiquark-Paare (Mesonen) beobachtet werden (Quarkeinschluß). An die Farbladung koppeln die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die

Gluonen<sup>1</sup>. Gluonen sind masselos und tragen selbst Farbladungen. Sie können deshalb auch untereinander in Wechselwirkung treten. Das ist ein wichtiger Unterschied zur QED, bei der die Austauschteilchen, die Photonen, elektrisch neutral sind.

Die Selbstwechselwirkung der Gluonen führt zu Eigenschaften der starken Wechselwirkung, die den Eigenschaften der QED entgegengesetzt sind. Das wird an der Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung deutlich. Sie bestimmt die Stärke der Wechselwirkung.  $\alpha_s$  lässt sich in Abhängigkeit vom Impulsübertrag  $q$  darstellen:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{B \cdot \ln(q^2/\Lambda^2)} \quad \text{mit } B = (33 - 2N_f)/12\pi \quad (1.1)$$

$N_f$  gibt die Zahl der Quarksorten an. Der Parameter  $\Lambda$  dient zur Normierung auf einen typischen Impulsübertrag.

Für große Impulsüberträge  $q$  (gleichbedeutend mit kleinen Abständen) wird  $\alpha_s$  klein. Im Grenzfall verhält sich das Quark wie ein freies Teilchen (asymptotische Freiheit).

Für kleine Impulsüberträge (große Abstände) divergiert die Kopplungskonstante. Daraus erwächst eine Schwierigkeit bei der mathematischen Behandlung der QCD. Die Störungstheorie, mit deren Hilfe die QED zu präzisen Voraussagen gelangt, lässt sich auf den langreichweitigen Teil der Wechselwirkung nicht anwenden. Es ist jedoch gerade dieser Beitrag, der das Potential eines Quarks in einem Hadron bestimmt ([Per87]).

Ein Ausweg wird über die Gitterreichtheorie([Wil74]) beschritten. Das Potential wird dabei nicht für die kontinuierliche Raumzeit, sondern nur für diskrete Punkte berechnet. Die Diskretisierung entspricht der Abbildung auf ein vierdimensionales Gitter. Dieses Verfahren ist aufwendig und erfordert den Einsatz moderner Computer.

Nach der Gitterreichtheorie führt der langreichweite Teil der Wechselwirkung im Grundzustand der Materie zu einem Einschluß von Quarks in Hadronen (Confinement). Zwischen diesen farblosen Systemen verschwindet

---

<sup>1</sup>engl. glue: Leim

die starke Wechselwirkung annähernd. Außerdem ist die chirale Symmetrie „spontan gebrochen“.

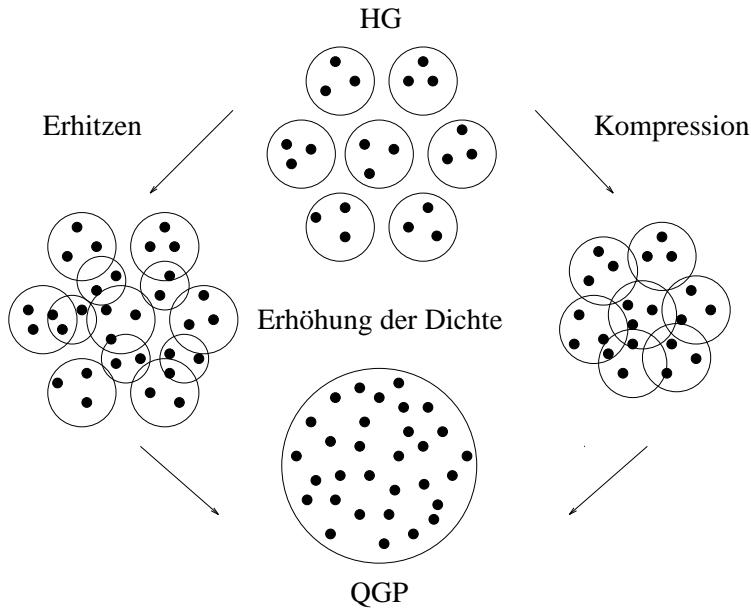
Unter chiraler Symmetrie versteht man, daß die Händigkeit der Teilchen nicht von der Wechselwirkung beeinflußt wird. Die Händigkeit wird durch die Orientierung von Spin und Bewegungsrichtung bestimmt. Hat ein Teilchen eine von null verschiedene Masse, so läßt sich seine Bewegungsrichtung und damit auch seine Händigkeit umkehren. Die Masse der leichten Quarks, u und d, ist klein im Vergleich zur Masse eines Hadrons. Deshalb kann näherungsweise davon gesprochen werden, daß die chirale Symmetrie nicht durch die Quarkmassen gebrochen ist. Ausdruck davon ist die Isospinsymmetrie.

Im Grundzustand von Quarkmaterie kann ein linkshändiges Quark trotzdem durch die starke Wechselwirkung in ein rechtshändiges überführt werden (und umgekehrt). Das wird als „spontane Brechung“ der chiralen Symmetrie bezeichnet. Sie äußert sich zum Beispiel im großen Massenunterschied von Pion und Nukleon.

Die Gitterreichtheorie sagt einen weiteren Zustand von Quarkmaterie voraus. In diesem angeregten Zustand sollte der Quarkeinschluß aufgehoben (Deconfinement) und die chirale Symmetrie wiederhergestellt sein. Er wird als **Quark-Gluon-Plasma** bezeichnet. Bei einer kritischen Temperatur  $T_c$  oder einer kritischen Dichte  $\rho_c$  wird ein Phasenübergang in diesen Zustand vorhergesagt. Wegen des Deconfinements der Quarks und Gluonen steigt dabei die Zahl der Freiheitsgrade des Systems stark an. Falls Deconfinement und Wiederherstellung der chiralen Symmetrie nicht bei gleicher kritischer Temperatur oder Dichte erfolgen, kommt es zu zwei verschiedenen Phasenübergängen ([Shu88]).

Vereinfacht betrachtet werden die Hadronen im angeregten Zustand gezwungen, sich zu überlappen (vgl. Abb. 1.1). Dies kann einmal durch Erhitzen bewirkt werden. Dabei werden Mesonen produziert, welche den Raum zwischen den Hadronen ausfüllen. Ein Überlapp kann ebenso durch Kompression der Hadronen erreicht werden. Die Quarks kommen sich durch die Anregung so nah, daß ihre Farbladung von benachbarten Quarks abgeschirmt wird. So wird die Bindung zu den ursprünglichen Partnern aufgelöst.

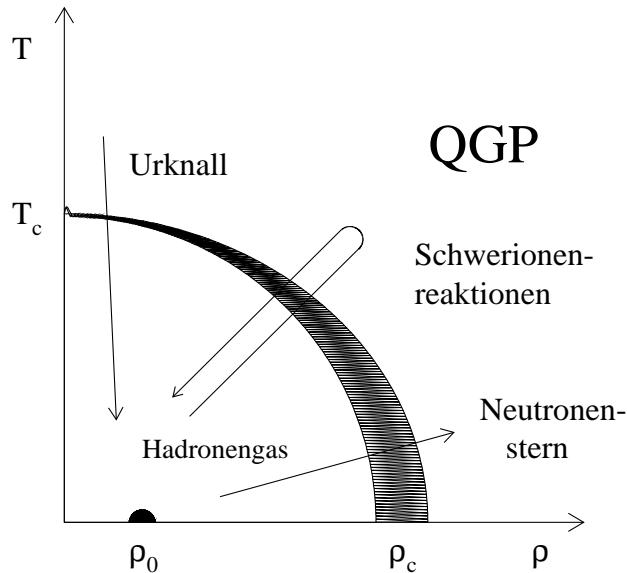
Eine erste quantitative Beschreibung des Phasenübergangs liefern soge-



**Abbildung 1.1:** Zur Veranschaulichung des Übergangs der Quarkmaterie vom Hadronengas (HG) zum Quark-Gluon-Plasma.

nannte Bag-Modelle. Nach dem MIT-Bagmodell ([Cho74]) eines Hadrons sind masselose, nicht miteinander in Wechselwirkung tretende Quarks in ein räumlich begrenztes Volumen eingeschlossen, das als Bag bezeichnet wird. Das Confinement ergibt sich aus einem Gleichgewicht zwischen Bagdruck  $B$  und innerem Druck der Quarks, der durch thermische Bewegung und Fermienergie verursacht wird. Der Bagdruck wird eingeführt, um die nicht störungstheoretisch beschreibbaren Auswirkungen des langreichweitigen Teils der starken Wechselwirkung zu berücksichtigen. Er lässt sich unter Annahme einer auf dem Rand des Bags verschwindenden Quark-Wellenfunktion zu ca. 200 MeV berechnen. Das Deconfinement kann über verschiedene Wege erreicht werden:

Eine Erhöhung der Temperatur lässt den durch die thermische Bewegung der Quarks verursachten Druck steigen. Bei der kritischen Temperatur  $T_c$  überschreitet dieser Druck schließlich den Bagdruck. Das Bag kann die Quarkmaterie nicht mehr halten. Der Quarkeinschluß ist aufgehoben, so daß die Quarkmaterie in das Quark-Gluon-Plasma übergeht. Für  $T_c$  ergibt sich bei einer Baryondichte  $\rho=0$  ein Wert von ca. 140 MeV. Noch höhere



**Abbildung 1.2:** Pasediagramm von Kernmaterie. Der Grundzustand liegt bei  $T=0$  und  $\rho = \rho_0$ . Bei  $T = T_c$  oder  $\rho = \rho_c$  wird die Phasengrenze zum Quark-Gluon-Plasma überschritten. Der Phasenübergang vom QGP zum Hadronengas nach dem Urknall wird bei geringer Baryonendichte und hoher Temperatur vermutet. Dagegen könnte im Innern von Neutronensternen ein QGP bei hoher Baryonendichte und kleiner Temperatur vorliegen. In hochenergetischen Schwerionenkollisionen soll ein QGP bei mittleren Dichten und Temperaturen erzeugt werden.

Temperaturen herrschten unmittelbar nach dem Urknall. Das frühe Universum könnte demnach ein Quark-Gluon-Plasma gewesen sein, bevor ein Übergang zu hadronischer Materie erfolgte (s. Abb. 1.2).

Ein anderer Weg zum Quark-Gluon-Plasma führt über eine Erhöhung der Baryonendichte, der Dichte des Überschusses an Quarks gegenüber Antiquarks. Steigt diese Dichte, so steigt auch die Fermienergie und damit der Druck der Quarks. Bei einer Temperatur  $T=0\text{ K}$  beträgt die kritische Baryonendichte  $\rho_c$  ca.  $0,72\text{ fm}^{-3}$ . Sie ist etwa viermal so groß wie die Baryonendichte  $\rho_0$  von Kernmaterie im Grundzustand ( $\rho_0 = 0,17\text{ fm}^{-3}$ ). Es wird vermutet, daß in einigen Neutronensternen die kritische Baryonendichte aufgrund der Gravitation überschritten wird (s. Abb. 1.2, [Won94]).

In hochenergetischen Kollisionen von Atomkernen sollte im Labor ein Materiezustand erreicht werden können, der jenseits der erwarteten Phasengrenze zum Quark-Gluon-Plasma liegt. Temperatur und Dichte lägen dabei zwischen den oben beschriebenen Extremen ([Won94]). In ersten Experimenten wird tatsächlich eine Temperatur im Bereich des erwarteten Phasenübergangs gemessen ([Qua96]).

## 1.2 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

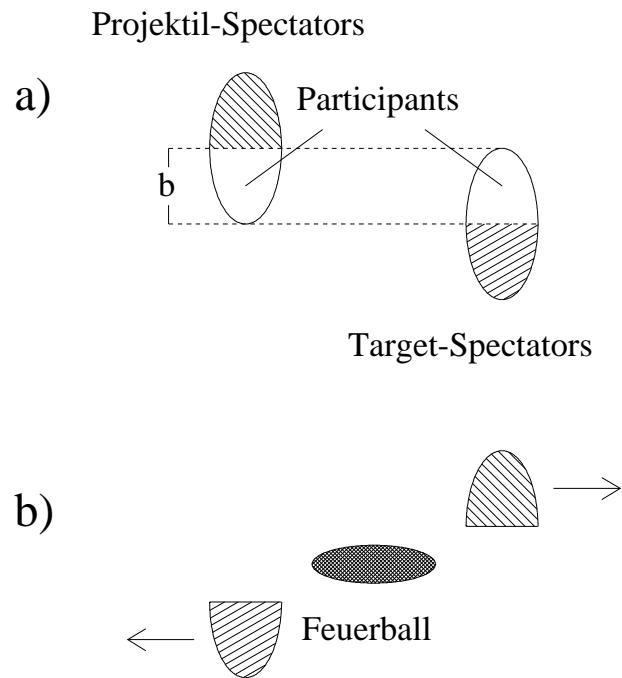
### 1.2.1 Eigenschaften ultrarelativistischer Schwerionenstöße

Um die Bedingungen für einen Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma und das Plasma selbst experimentell untersuchen zu können, muß die für einen Phasenübergang nötige Energiedichte in einem möglichst großen Reaktionsvolumen erzeugt werden. Das wird durch Stöße schwerer Ionen bei Schwerpunktsenergien oberhalb  $10 \text{ GeV}$  pro Nukleon<sup>2</sup> erreicht. Sie werden als ultrarelativistisch bezeichnet ([Cse94]). Bei diesen Energien kann der Wellencharakter der Reaktionspartner vernachlässigt werden. Die Reaktion läßt sich dann näherungsweise als Stoß klassischer Teilchen beschreiben, bei dem nur diejenigen Nukleonen beteiligt sind, die sich im Bereich des geometrischen Überlapps der Stoßpartner befinden (vgl. Abb. 1.3). Diese Nukleonen heißen „Participants“. Die übrigen Nukleonen bleiben unbeeinflußt von der Reaktion. Sie tragen den Namen „Spectators“. Das Reaktionsvolumen kann nach diesem Modell aus der Energie bestimmt werden, die die Reaktionszone in Projektilrichtung verläßt. Sie entspricht der Energie der „zuschauenden“ Projektilfragmente. Je kleiner sie ist, desto größer ist das Reaktionsvolumen.

In der Reaktionszone werden die Kernbruchstücke zunächst durch harte Nukleon-Nukleon-Stöße abgebremst. Aus der kinetischen Energie der Nukleonen entstehen dabei neue Hadronen, die wieder inelastisch mit anderen

---

<sup>2</sup>GeV pro Nukleon wird im folgenden auch mit  $AGeV$  bezeichnet.

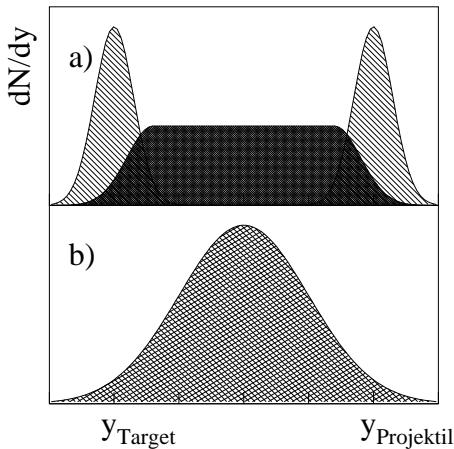


**Abbildung 1.3:** Geometrisches Modell eines Schwerionenstoßes im Schwerpunktssystem. Aufgrund der Lorentzkontraktion erscheinen die Kerne abgeflacht. Im Überlappbereich von Projektil und Target bildet sich ein „Feuerball“.

Hadronen kollidieren. Das System heizt sich auf. Man spricht deshalb von einem Feuerball.

Ob eine vollständige Thermalisierung erreicht wird, hängt von der Formationszeit eines Hadrons und von der Lebenszeit des Feuerballs ab. Letztere lässt sich aus der Größe des Reaktionsvolumens abschätzen. Dazu wird angenommen, daß der Feuerball so lange besteht, wie das mit Lichtgeschwindigkeit fliegende Projektil benötigt, um das Target zu durchdringen. Das sind einige fm/c also ungefähr  $10^{-23}$  s. Die Formationszeit ist die Zeit, die ein Hadron zur Entstehung benötigt. Sie ist nicht genau bekannt.

In jedem Fall ist der Feuerball ein dynamisches System. Die beste Beschreibung liefern hydrodynamische Modelle, in denen der Feuerball als Flüssigkeit behandelt wird. Bei Energien von ca. 10 AGeV im Schwerpunktssystem wird da-



**Abbildung 1.4:**

Erwartete Rapiditätsverteilung des Feuerballs im Bjørken-McLellan- (a) und im Fermi-Landau-Modell (b).

nach ein vollständiges Abstoppen der am Stoß beteiligten Nukleonen erwartet. Die Participants von Projektil und Target befinden sich nach der Reaktion zusammen mit den produzierten Teilchen im zentralen Rapiditybereich<sup>3</sup> (vgl. Abb. 1.4 b). Falls es zu einem Phasenübergang kommt, entsteht ein baryonenreiches Quark-Gluon-Plasma (Fermi-Landau-Bild<sup>4</sup>).

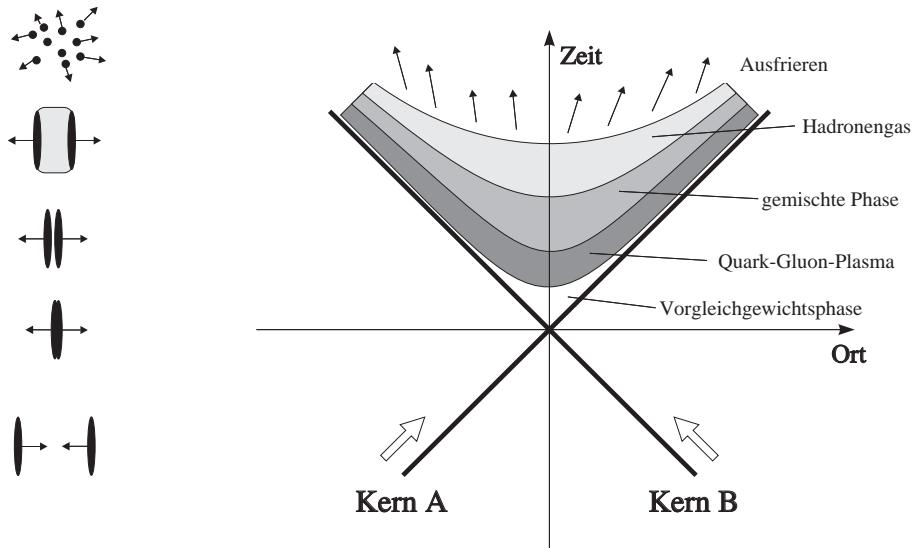
Für höhere Energien, ab ca. 100 AGeV im Schwerpunktssystem, wird nur ein Teil der kinetischen Energie des Projektils in der Reaktionszone deponiert. Die Restenergie der Nukleonen ist so groß, daß diese das Target durchdringen und so den Feuerball wieder verlassen. Auf diese Weise kann ein Quark-Gluon-Plasma geringer Baryonendichte entstehen. Projektil- und Targetparticipants befinden sich nach der Reaktion annähernd im Rapiditybereich der Spectators (vgl. Abb. 1.4 a). Diese Vorstellung entspricht dem Bjørken-McLellan-Bild<sup>5</sup> ([Won94]).

Der Reaktionsverlauf wird nach [Bjo83] wie folgt beschrieben (vgl.

<sup>3</sup>Die Rapidity ist ein Maß für die Longitudinalgeschwindigkeit, vgl. Anhang A

<sup>4</sup>nach [Lan53]

<sup>5</sup>nach [McL82]



**Abbildung 1.5:** Entwicklung einer Schwerionenreaktion nach Bjørken im Raum-Zeit-Diagramm.

Abb. 1.5): Nach einer Vergleichsgewichtsphase kann sich bei ausreichender Temperatur und Dichte ein Quark-Gluon-Plasma im thermischen Gleichgewicht ausbilden. Bei der anschließenden Expansion kühlt sich die Reaktionszone adiabatisch ab und der Übergang zum Hadronengas setzt ein. Es entsteht zunächst eine gemischte Phase, bis schließlich die gesamte Reaktionszone hadronisiert ist. Während der weiteren Expansion verlieren die Hadronen den räumlichen Kontakt zueinander, so daß keine Wechselwirkung mehr stattfinden kann. Man spricht vom „Ausfrieren“ der Hadronen. Die Reaktion endet mit dem Aussenden der Teilchen. Der Reaktionsverlauf wird durch globale Variablen wie Energiedichte des Feuerballs und Rapiditätsverteilung der Reaktionsprodukte beschrieben. Sie können experimentell aus den Multipizitätsverteilungen der geladenen Teilchen und der Photonen bestimmt werden.

### 1.2.2 Signale eines Quark-Gluon-Plasmas

Wenn es gelingt, ein Quark-Gluon-Plasma in einer hochenergetischen Schwerionenreaktion zu erzeugen, muß nach geeigneten Signalen gesucht werden,

um es zu identifizieren. Es besteht Konsens, daß dies wegen der Möglichkeit, die einzelnen Signale auch alternativ zu deuten, nur durch die gleichzeitige Beobachtung mehrerer Signale gelingen kann ([Won94]). Häufig diskutierte Signale werden im folgenden kurz vorgestellt.

### **Elektromagnetische Signale**

In der Plasmaphase produzierte Leptonen und Photonen können die Reaktionszone nahezu ungehindert verlassen, da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen. Sie liefern somit Informationen aus der frühen Phase der Reaktion. Allerdings werden sie von einem hohen Untergrund in hadronischer Wechselwirkung produzierter Leptonen und Photonen überlagert.

- **Erzeugung von Leptonenpaaren**

Im Quark-Gluon-Plasma kann in einer Wechselwirkung eines Quarks mit seinem Antiquark ein virtuelles Photon gebildet werden, welches anschließend in ein Lepton-Antilepton-Paar zerfällt ( $q + \bar{q} \rightarrow l^+ + l^-$ ). Die Produktionsrate solcher Dileptonen und ihre Impulsverteilung spiegeln die Impulsverteilung der Quarks wieder, welche wiederum durch den thermodynamischen Zustand des Plasmas bestimmt wird. Dileptonen tragen somit Informationen über diesen Zustand zur Zeit ihrer Entstehung mit sich.

Das Quark-Gluon-Plasma ist jedoch nicht die einzige Quelle der Leptonenpaare. Einen großen Beitrag zur Produktionsrate liefern Wechselwirkungen von Valenzquarks eines Nukleons mit See-Antiquarks eines anderen (Drell-Yan-Prozeß). Auf diese Art können ebenfalls über virtuelle Photonen Leptonpaare erzeugt werden. Des Weiteren werden Dileptonen durch die Vernichtung von Hadron-Antihadron-Paaren (z. B.  $\pi^+ + \pi^- \rightarrow l^+ + l^-$ ) oder den Zerfall hadronischer Resonanzen (z. B.  $\rho$ ,  $\omega$ ) produziert. Diese Beiträge müssen genau quantifiziert werden, um den Anteil der aus dem QGP stammenden Dileptonen zu separieren ([Won94]).

- **Produktion direkter Photonen**

Der Hauptbeitrag zur Photonenproduktion im Quark-Gluon-Plasma wird durch zwei Prozesse geliefert: die Quark-Antiquark-Anihilation, bei welcher ein Photon und ein Gluon entstehen ( $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$ ) und die Quark-Gluon-Streuung, bei der das Gluon in ein Photon übergeht ( $g + q \rightarrow \gamma + q$  bzw.  $g + \bar{q} \rightarrow \gamma + \bar{q}$ ). Letztere wird in Analogie zur QED auch Comptonstreuung genannt. Die in diesen Reaktionen produzierten Photonen heißen „direkte Photonen“. Sie liefern wie die Leptonenpaare Informationen über die Thermodynamik der frühen Reaktionsphase.

Auch hier gibt es hadronische Prozesse, die sich mit dem Signal der direkten Photonen überlagern und deshalb untersucht werden müssen. Zu nennen sind Wechselwirkungen von Mesonen (z. B.  $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \gamma + \rho^0$ ) und partonische Wechselwirkungen in den harten Stößen der Vorgleichgewichtsphase.

Außerdem gibt es einen großen Untergrund an Photonen aus Zerfällen neutraler Mesonen. Diese können jedoch auf statistischer Basis rekonstruiert und so vom Signal der direkten Photonen getrennt werden ([Won94]).

## Hadronische Signale

Sollen in der Plasmaphase produzierte hadronische Teilchen zur Identifizierung des Plasmas herangezogen werden, so muß bedacht werden, daß diese der starken Wechselwirkung unterliegen und deshalb in der hadronischen Phase, die sich an das Quark-Gluon-Plasma anschließt, stark beeinflußt werden.

- **Unterdrückung des  $J/\Psi$ -Mesons**

Die Unterdrückung des  $J/\Psi$ -Mesons ist eines der zuerst vorgeschlagenen Signale. Das  $J/\Psi$ -Meson ist ein gebundener langlebiger Zustand eines  $c\bar{c}$ -Paars. Aufgrund seiner großen Masse kann es nur in der frühen Phase der Reaktion durch harte Nukleon-Nukleon-Stöße gebildet werden. Falls in der Gleichgewichtsphase ein Quark-Gluon-Plasma entsteht, werden die Farbladungen des  $c\bar{c}$ -Paars durch die umgebenden Quarks abgeschirmt (Debye-Screening). Die Bindung des  $J/\Psi$ -Meson kann aufgebrochen werden. Deshalb wird eine geringere Anzahl dieser Mesonen prognostiziert.

Tatsächlich konnte in Schwerionenkollisionen eine Unterdrückung des  $J/\Psi$ -Mesons im Vergleich zu Proton-Proton- und Proton-Kern-Kollisionen gemessen werden. Jedoch gibt es auch hier eine alternative Erklärung des Phänomens, die allein auf hadronischen Prozessen beruht: Die Bindung des  $c\bar{c}$ -Paars könnte beim Durchgang des  $J/\Psi$  durch hadronische Materie ebenso aufgebrochen werden ([Won94]).

- **Produktion von Seltsamkeit**

Seltsamkeit tragende Quarks (s-Quarks) werden in hochenergetischen hadronischen Reaktionen als Konstituenten freier Teilchen erzeugt. Der einfachste Prozeß dieser Art ist  $p + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + n$ . Die für eine solche Reaktion benötigte Mindestenergie beträgt 700 MeV, was der Masse der produzierten Mesonen entspricht.

Im Quark-Gluon-Plasma setzt die assoziierte Produktion von  $s\bar{s}$ -Paaren bereits bei einer Energie von 300 MeV ein, entsprechend der Masse der freien Quarks. Diese Energie entspricht der Größenordnung der Temperatur im Plasmazustand. Sie wird also in thermischen Stößen zur Verfügung gestellt. Zudem ist in einem baryonenreichen Plasma die assoziierte Produktion der leichten Quarks (u- und d-Quark) aufgrund des chemischen Potentials unterdrückt. Falls ein Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma erfolgt, wird also eine vermehrte Produktion von Seltsamkeit erwartet.

Experimentell kann ein Überschuß an seltsamen Quarks beispielsweise an einer Veränderung des gemessenen  $\frac{K^+}{\pi^+}$ -Verhältnisses nachgewiesen werden ([Raf86]).

- **Bildung eines disorientierten chiralen Kondensats**

Wie oben bereits erwähnt, sollte im Plasmazustand die chirale Symmetrie wiederhergestellt sein. Bei der erneuten Symmetriebrechung während des Phasenübergangs zum Hadronengas könnte durch eine schnelle Abkühlung ein etwas anderer, metastabiler Zustand als der Ausgangszustand „eingefroren“ werden. Man spricht in diesem Fall von einem disorientierten chiralen Kondensat. Es sollte sich in Verschiebungen des Multiplizitätsverhältnisses geladener zu neutralen Pionen äußern, die über das statistisch zu erwartende Maß hinausgehen.

Die Bildung eines disorientierten chiralen Kondensats kann mit dem Magnetismus verglichen werden, wo bei einer Abkühlung Domänen gleicher magnetischer Ausrichtung (Weiss'sche Bezirke) gebildet werden. Tatsächlich wurde eine Verschiebung des Multiplizitätsverhältnisses in einzelnen hochenergetischen Reaktionen gemessen, die von der kosmischen Strahlung ausgelöst wurden ([Lat80]). In Schwerionenreaktionen hofft man, solche Ereignisse unter kontrollierten Bedingungen untersuchen zu können.

### Signale des Phasenübergangs

- Charakteristischer Temperatur-Entropie-Verlauf

Ein Phasenübergang erster Ordnung zum Quark-Gluon-Plasma zeichnet sich durch das Freisetzen einer großen Anzahl neuer Freiheitsgrade aus. Die Temperatur sollte also während des Phasenübergangs bei steigender Entropiedichte nahezu konstant bleiben. Experimentell können die Temperatur über den mittleren Transversalimpuls und die Entropiedichte über die Multiplizität bestimmt werden. Da sich jedoch nicht unbedingt ein thermodynamisches Gleichgewicht im Reaktionsvolumen einstellt, ist es fraglich, ob sich ein klar zu erkennendes Plateau im Temperatur-Entropie-Verlauf ausbilden wird ([Hov82]).

- Multiplizitätsfluktuationen

Die Hadronisierung des Plasmas wird nicht homogen über den gesamten Raumbereich, sondern, wie beim Sieden von Wasser, explosionsartig, ausgehend von einzelnen Punkten erfolgen. Durch singuläre Effekte könnte es dabei zu räumlichen Fluktuationen der Multiplizität innerhalb einzelner Ereignisse kommen.



## 2. Das WA98-Experiment

Am Super-Protonen-Synchrotron (SPS) des CERN<sup>1</sup> können seit 1994 erstmals Experimente mit  $^{208}\text{Pb}$ -Ionen einer Energie von 158 GeV pro Nukleon durchgeführt werden. Die Ionen werden dazu auf ruhende Bleikerne geschossen. Im Vergleich zu früheren Experimenten mit  $^{16}\text{O}$ - und  $^{32}\text{S}$ -Projektilen bei 200 AGeV wird so ein größeres Reaktionsvolumen, eine größere Gesamtenergie (ca. 33 TeV) und eine längere Lebensdauer des angeregten Zustands der Reaktionszone erreicht. Dadurch soll eine eindeutige Identifizierung des Quark-Gluon-Plasmas möglich werden.

Die Vielfalt der möglichen Signaturen des QGP und deren Überlagerung durch Produkte hadronischer Wechselwirkungen erfordern eine möglichst vollständige Beschreibung der Kernreaktionen. Im WA98-Experiment wird dazu eine Vielzahl unterschiedlicher Detektoren eingesetzt, mit denen sich sowohl elektromagnetische als auch hadronische Signale messen lassen. Den Aufbau des gesamten Experiments illustriert Abbildung 2.1. Im folgenden soll kurz auf die Aufgaben und Bauweise der einzelnen Detektoren eingegangen werden.

### 2.1 Startsignal

Das Eintreffen von Projektilen des Bleistrahls wird von zwei Gas-Čerenkov-Zählern registriert, die sich vor dem Target befinden. Durch ein Koinzidenzsignal dieser Detektoren lässt sich der Zeitpunkt einer Reaktion mit einer Auflösung von ca. 30 ps festlegen.

Ringförmig um die Strahlachse angeordnete Vetodetektoren ermöglichen die Registrierung von strahlbegleitenden Myonen und von Teilchen, die ihren Ursprung in Kernreaktionen der Projektile mit Restgasatomen im Strahlrohr

---

<sup>1</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

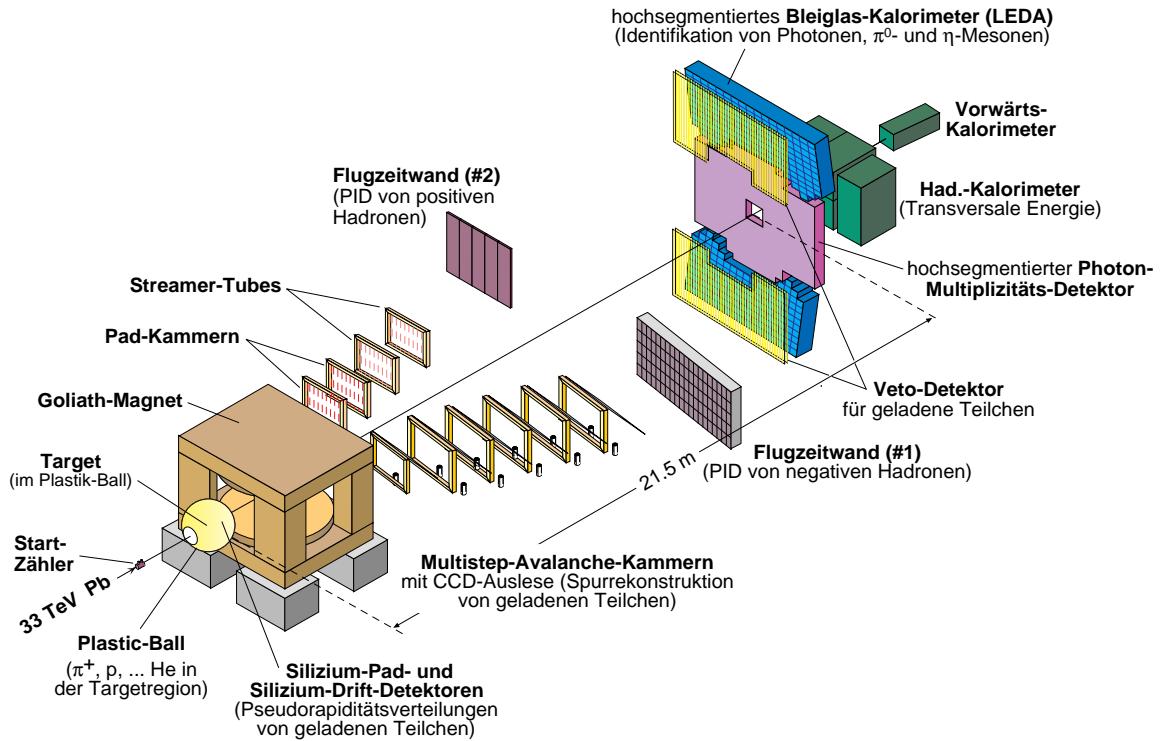


Abbildung 2.1: Aufbau des WA98-Experiments. Zeichnung: K.-H. Kampert.

oder mit der Materie der Startdetektoren haben. So lassen sich Startsignale verwerfen, die nicht durch Bleiionen hervorgerufen werden.

## 2.2 Ereignisklassifizierung

Projektile des Bleistrahls treffen mit unterschiedlichen Stoßparametern auf Kerne des Targets. Man erwartet, daß nur in zentralen Stößen Volumen und Lebensdauer des erzeugten hochangeregten Materiezustands ausreichen, ein deutliches Signal eines Quark-Gluon-Plasmas entstehen zu lassen. Periphere Stöße sollten sich als rein hadronische Reaktionen beschreiben lassen, ähnlich Proton-Proton-Kollisionen. In ihnen wird mit hoher Wahrscheinlichkeit kein QGP erzeugt. Die Identifikation des Plasmas könnte dann durch einen Vergleich dieser beiden Klassen von Reaktionen gelingen. Zum Vergleich werden desweiteren Reaktionen herangezogen, die durch Beschuß des Targets mit

einem Protonenstrahl ausgelöst werden. Auch hier rechnet man nicht mit einem Signal des Plasmazustands.

Der Vergleich dieser verschiedenen Reaktionen erfordert eine Klassifizierung bleiinduzierter Ereignisse nach der Zentralität des Stoßes. Dazu werden im WA98-Experiment sowohl die Energie in Vorwärtsrichtung als auch die seitlich emittierte Energie bestimmt. Die Energie in Vorwärtsrichtung entspricht im wesentlichen der Energie der Projektilfragmente, die nicht an der Reaktion teilgenommen haben. Je kleiner sie ist, desto zentraler war der Stoß. Diese Energie wird vom **Null-Grad-Kalorimeter** ZDC<sup>2</sup> gemessen ([Vod93a]). Dieses Sandwich-Kalorimeter besteht aus 35 Modulen einer Dicke von 8,5 nuklearen Absorptionslängen  $\lambda$ , die insgesamt den Winkelbereich kleiner  $0,3^\circ$  um die Strahlachse abdecken. Das entspricht einer Pseudorapidität<sup>3</sup>  $\eta > 5,9$ .

Die seitlich emittierte Energie (Transversalenergie  $E_T$ ) ist ein Maß für die Energie, die zur Thermalisierung zur Verfügung steht. Auch sie wird von einem modularen Kalorimeter in Sandwich-Bauweise gemessen, dem sogenannten **MIRAC**<sup>4</sup> ([Awe89], [You89]). Vor dem hadronischen Sektor einer Tiefe von  $6,1\lambda$  befindet sich hier zusätzlich ein elektromagnetischer Schauerzähler (15,6 Strahlungslängen). Das MIRAC deckt den Winkelbereich  $0,5^\circ < \theta < 3^\circ$  ( $3,7 < \eta < 5,3$ ) ab. Aus der im  $i$ -ten Modul deponierten Energie  $E_i$  und dem zugehörigen Winkel  $\theta_i$  ergibt sich die transversale Energie zu  $E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i$ .

Das Signal dieser Detektoren dient zusammen mit dem Startsignal zur Auswahl derjenigen Ereignisse, die von der Datenerfassung aufgezeichnet werden. So lassen sich die verhältnismäßig seltenen, aber interessanten, zentralen Stoße im Datensatz anreichern.

## 2.3 Teilchenspektrometrie

Zur Messung hadronischer Signale des Quark-Gluon-Plasmas werden im WA98-Experiment geladene Pionen, Kaonen und Protonen durch zwei Ma-

<sup>2</sup>Zero Degree Calorimeter

<sup>3</sup>Zur Definition der Pseudorapidität s. Anhang A

<sup>4</sup>MId RApidity Calorimeter

gnetsspektrometer bestehend aus dem Dipolmagneten „**Goliath**“, Spurdetektoren und Flugzeitwänden identifiziert. Zusätzlich lässt sich durch Teilchen-Interferometrie<sup>5</sup> auf die Größe des Reaktionsvolumens schließen.

Das Magnetfeld des Goliath lenkt geladene Teilchen entsprechend ihren Impulsen ab. Die Spuren der entgegengesetzt beeinflussten negativen und positiven Teilchen werden in zwei separaten Detektorarmen rekonstruiert. So lässt sich der Radius der Teilchenbahn im Magnetfeld und, mit der Stärke des Magnetfelds, der Impuls der Teilchen berechnen.

Im ersten Arm wird der Ort eines Teilchendurchgangs in sechs hintereinanderliegenden **MSAC**<sup>6</sup>-Detektoren bestimmt ([Cha88], [Izy91]). Dies sind Gasdetektoren, die primär erzeugte Elektronen in mehreren Stufen verstärken. In der letzten Verstärkungsstufe wird durch zusätzlich zum Zählgas vorhandene TEA<sup>7</sup>-Moleküle UV-Licht erzeugt, das durch Wellenlängenschieber in blaues Licht umgewandelt wird. Durch eine verspiegelte Folie wird das erzeugte Licht auf CCD-Kameras gelenkt und von diesen ausgelesen. Durch den Einsatz der Folie konnten die Kameras außerhalb des Teilchensstroms plaziert werden, damit sie die nachfolgenden Detektoren nicht durch Absorption von Teilchen stören.

Im zweiten Detektorarm werden die Durchgangsorte der positiven Teilchen in zwei Pad-Kammern und zwei Streamer-Tube-Detektoren gemessen. Die **Pad-Kammern** sind eine neu entwickelte Variante der MSAC-Detektoren. Die erzeugten Elektronenlawinen werden hier nicht über sekundäre Photonen gemessen, sondern über die Ladung, die auf außen an den Detektoren angebrachten Metallstreifen (Pads) influenziert wird. Die **Streamer-Tube-Detektoren** zur Spurrekonstruktion arbeiten nach dem gleichen Funktionsprinzip wie der im folgenden Abschnitt beschriebene Streamer-Tube-Detektor, der zur Multiplizitätsmessung und als Veto-Detektor eingesetzt wird.

Beide Arme werden durch Detektoren zur **Flugzeitmessung** abgeschlossen. Diese bestehen aus Szintillatorstreifen, die an beiden Seiten durch Photomultiplier ausgelesen werden. Durch die Laufzeitdifferenz der Signale ist

---

<sup>5</sup>Zur Anwendung s. beispielsweise [Blu93]

<sup>6</sup>Multi Step Avalanche Chamber

<sup>7</sup>Tri-Ethyl-Amine

der Teilchenort festgelegt. Die Flugzeit ergibt sich aus der zeitlichen Differenz zum Signal der Startdetektoren. Aus der Flugzeit kann zusammen mit dem aus der Spurrekonstruktion berechneten Impuls die Masse der Teilchen bestimmt werden.

Zur Spektrometrie geladener Teilchen im Bereich der Targetrapidity ( $-1,7 < \eta < 1,3$ ) dient der **Plastic-Ball-Detektor** ([Bad82]). Er besteht aus 655 sphärisch angeordneten Modulen und umschließt das Target und die im nächsten Abschnitt beschriebenen Detektoren SDD und SPMD. Jedes Modul setzt sich aus einem  $\text{CaF}_2$ -Szintillator zur Energieverlustmessung und einem sich daran anschließenden Plastiksintillator zur Energiemessung zusammen und gestattet so die Identifizierung von  $\pi$ , p, d, t,  ${}^3\text{He}$  und  ${}^4\text{He}$ . Dieser Detektor wurde bereits am Lawrence-Berkeley-Laboratorium erfolgreich eingesetzt.

## 2.4 Multiplizitätsmessung

Eventuell auftretende Multiplizitätsfluktuationen beim Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma können im WA98-Experiment mit Detektoren festgestellt werden, die einen großen Winkelbereich um das Target abdecken. Aufgrund der hohen Multiplizitäten bleiinduzierter Reaktionen reicht die in einem einzelnen Ereignis vorliegende Statistik aus, solche Fluktuationen zu erkennen. Es werden sowohl die Multiplizität geladener Teilchen als auch die Photonenmultiplizität gemessen. Die Photonen stammen im wesentlichen aus dem Zerfall von neutralen Pionen. Damit könnte das Experiment sensitiv auf ein disorientiertes chirales Kondensat sein, das sich durch eine Verschiebung des Verhältnisses  $N_{\pi^0}/N_{\pi^\pm}$  äußern sollte.

### 2.4.1 Multiplizität geladener Teilchen

Die Multiplizität geladener Teilchen wird von einem Siliziumdriftdetektor, einem Siliziumpaddeldetektor und dem bereits erwähnten Streamer-Tube-Detektor gemessen.

Der scheibenförmige **Siliziumdriftdetektor** (SDD) ([Ste94]) befindet sich wenige Zentimeter hinter dem Target. Beim Durchgang eines geladenen

Teilchens durch das Halbleitermaterial des Detektors werden Elektronen freigesetzt, die wegen eines radialen elektrischen Felds nach außen zu einem der 360 Anodenkontakte driften. Aus der Winkelposition des Kontakts und der Driftzeit ergibt sich der Ort des Teilchendurchgangs.

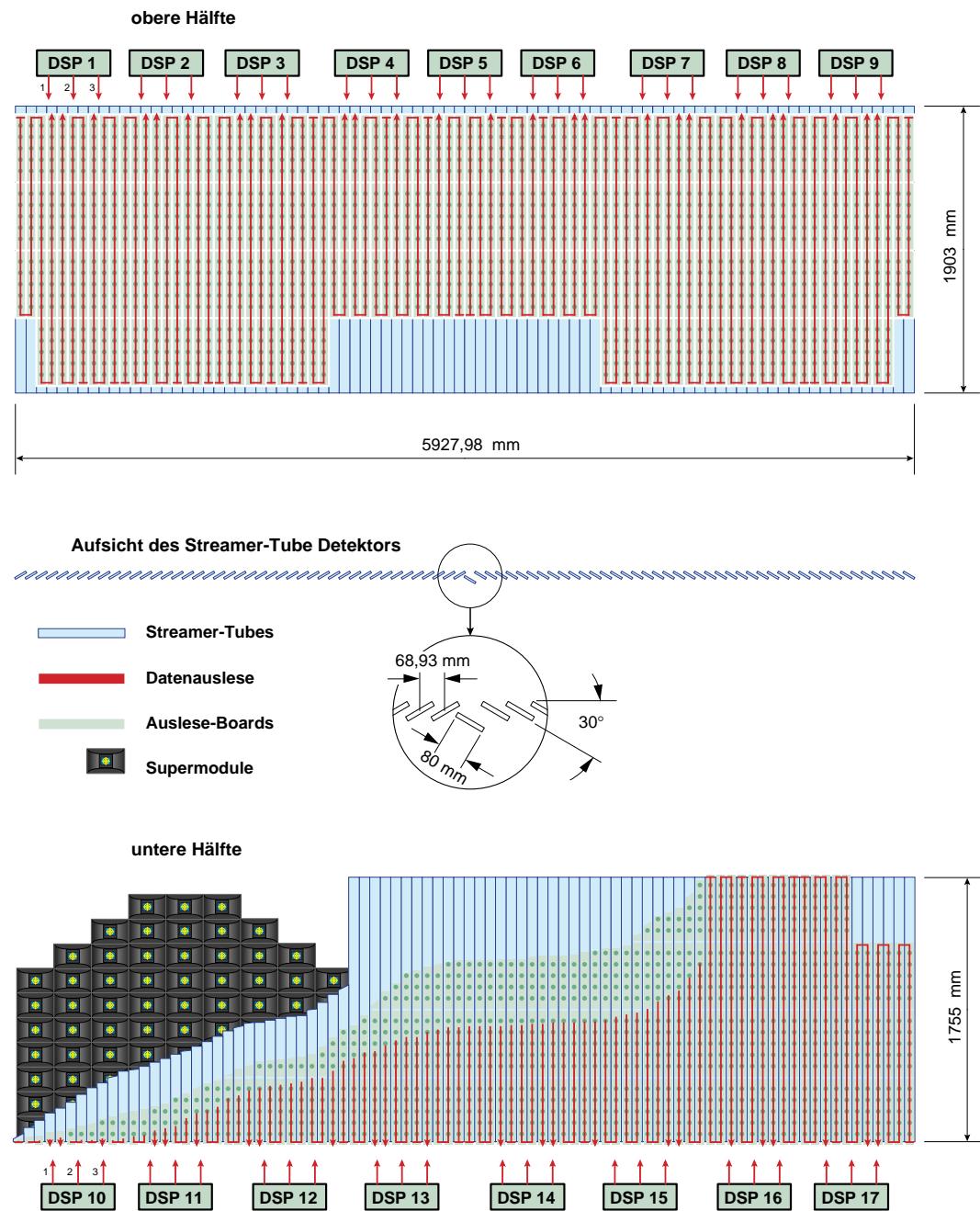
Der **Silizium-Pad-Multiplizitäts-Detektor** (SPMD) besteht ebenfalls aus einer Siliziumscheibe. Die Auslese der bei einem Teilchendurchgang freigesetzten Elektronen erfolgt hier in unmittelbarer Nähe des Entstehungsorts durch Pads, die in 21 konzentrischen Ringen angeordnet sind. Jeder dieser Ringe deckt einen Bereich von  $\Delta\eta = 0,0643$  ab und ist in azimutaler Richtung in 180 Pads unterteilt. Insgesamt wird das Pseudorapiditätsintervall  $2,4 < \eta < 3,75$  erfaßt.

Neben seiner Hauptaufgabe, eine Vetoinformation für das Bleiglaskalorimeter LEDA (s. u.) zu liefern, dient der **Streamer-Tube-Detektor** zur Messung der Multiplizität geladener Teilchen ([Rey95]). Der Aufbau ist in Abbildung 2.2 skizziert. Der Detektor besteht aus zwei Sektoren mit jeweils 86 Streamer-Tubes. Dabei handelt es sich um Gasdetektoren. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens entsteht eine räumlich begrenzte Entladung. Diese bewirkt eine Ladungsverschiebung auf außen auf den Streamer-Tubes angebrachten Pads. Insgesamt stehen  $49120 \text{ } 7 \times 42 \text{ mm}^2$  große Pads zur Verfügung, was einer sensitiven Fläche von ca.  $19 \text{ m}^2$  entspricht.

Die Ladungssignale von je 16 Pads werden durch einen Chip digitalisiert, der sich mit bis zu 70 anderen Chips in einer Auslesekette befindet. Die Ladungswerte werden von Chip zu Chip weitergereicht und gelangen schließlich zu einem DSP<sup>8</sup> am Ende der Kette. Dieser verwirft Ladungswerte unterhalb einer Schwelle, um die Datenrate zu reduzieren. Jeweils drei DSPs sind auf einem von insgesamt 17 DSP-Boards plaziert. Die Boards sind über eine Schnittstelle mit der Datenerfassung des Experiments verbunden. In Kapitel 3 wird näher auf Aufbau und Funktion der Streamer-Tubes und der Ausleseelektronik eingegangen.

---

<sup>8</sup>Digital Signal Processor



**Abbildung 2.2:** Aufbau des Streamer-Tube-Detektors. Neben den Streamer-Tubes ist der Verlauf der Ausleseketten mit den 17 DSP-Boards dargestellt. Im unteren linken Bildabschnitt ist ein Teil des hinter dem Streamer-Tube-Detektor stehenden Bleiglasdetektors zu erkennen. Zeichnung: N. Heine.

### 2.4.2 Photonemultiplizität

Für den Nachweis der in der Reaktionszone produzierten Photonen stehen im WA98-Experiment der **Photonemultiplizitätsdetektor** (PMD) und das Bleiglaskalorimeter LEDA<sup>9</sup>, das im folgenden Abschnitt beschrieben wird, zur Verfügung. Mit dem PMD wird die Multiplizität der Photonen im Pseudorapiditätsintervall  $2,9 < \eta < 5,4$  gemessen. Dort kommt es zu einem Überlapp mit dem Akzeptanzbereich der im vorigen Abschnitt beschriebenen Detektoren (SDD, SPMD und Streamer-Tube-Detektor), so daß die Photonemultiplizität mit der Multiplizität geladener Teilchen verglichen werden kann. Der PMD besteht aus einem Bleikonverter, dessen Stärke mit 3,8 Strahlungslängen so gewählt ist, daß Photonen mit hoher Wahrscheinlichkeit in Elektron-Positron-Paare konvertieren, die Ausbildung hadronischer Schauer aber vernachlässigt werden kann. Die geladenen Schauerteilchen generieren Licht in hinter dem Bleikonverter angebrachten kleinen Szintillatorscheiben. Von dort wird das optische Signal über wellenlängenschiebende Lichtleiter CCD-Kameras zugeführt. Das kleine Signal minimalionisierender hadronischer Teilchen kann durch eine Schwelle vom Photonensignal getrennt werden.

## 2.5 Nachweis direkter Photonen

Das wesentliche Ziel des WA98-Experiments ist der Nachweis direkter Photonen als Signal eines eventuell entstandenen Quark-Gluon-Plasmas. Mit dem Bleiglaskalorimeter **LEDA** können diese im Winkelbereich  $6,0^\circ < \theta < 11,6^\circ$  ( $2,28 < \eta < 2,96$ ) gemessen und von Photonen aus den Zerfällen neutraler Mesonen unterschieden werden.

### 2.5.1 Aufbau und Funktionsprinzip des LEDA

Der Detektor ist in 10080 Einzelmodule unterteilt, die jeweils aus einem Bleiglasblock<sup>10</sup> der Größe  $4 \times 4 \times 40 \text{ cm}^3$  und einem Photovervielfacher

---

<sup>9</sup>Leadglass Detector Array

<sup>10</sup>Zusammensetzung des Bleiglases: 51 % PbO und 49 % SiO<sub>2</sub>

zusammengesetzt sind. Hochenergetische Photonen konvertieren im Bleiglas zu Elektron-Positron-Paaren, welche durch Bremsstrahlung wiederum Photonen erzeugen usw. So entsteht ein elektromagnetischer Schauer. Die geladenen Schauerteilchen generieren Čerenkovstrahlung, welche an den Modulwänden reflektiert wird und so zu den Photovervielfachern gelangt. Dort wird sie in elektrische Signale umgewandelt. Da praktisch der gesamte Schauer im Bleiglas absorbiert wird, kann die Energie der Photonen aus der Menge des erzeugten Čerenkovlichts bestimmt werden. Die laterale Segmentierung gestattet die Rekonstruktion des Einfallsorts der Photonen.

Jeweils  $6 \times 4$  Einzelmodule sind zu autarken Untereinheiten, den sogenannten Supermodulen zusammengefaßt. Jede Untereinheit ist mit einem eigenen Referenzsystem ([Pei96]) ausgestattet. Es besteht aus Leuchtdioden, die das Čerenkovlicht nachahmen, um durch einen Vergleich eventuell auftretende Verstärkungsschwankungen zu registrieren. Intensitätsveränderungen der Leuchtdioden werden von zusätzlich in jedem Referenzsystem vorhandenen Photodiode überwacht. Die Gliederung in autarke Untereinheiten erlaubt es, die Geometrie des Detektors an zukünftige Experimente anzupassen.

### 2.5.2 Teilchenidentifizierung

Der größte Teil der vom Bleiglasdetektor nachgewiesenen Photonen stammt aus dem Zerfall der bei der Kernkollision produzierten neutralen Mesonen  $\pi^0$  und  $\eta$ . Diese lassen sich über ihre invariante Masse  $M_{inv} = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos \psi)}$  aus den Energien  $E_1$  und  $E_2$  der Zerfallsphotonen und deren Öffnungswinkel  $\psi$  rekonstruieren<sup>11</sup>. Dazu wird für jedes Ereignis die invariante Masse aller paarweisen Kombinationen von Photonen berechnet. Im Massenspektrum dieser Photonenpaare ergeben sich zwei Peaks bei den Massen des  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Mesons. Nach Subtraktion des kombinatorischen Untergrunds kann aus dem Inhalt dieser Peaks auf die Zahl der  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Mesonen geschlossen werden. Um den Anteil der direkten Photonen zu bestimmen, wird die Zahl der Zerfallsphotonen von der Zahl aller nachgewiesenen Photonen subtrahiert.

Das Photonensignal muß von Signalen geladener Teilchen unterschieden

---

<sup>11</sup>zur Anwendung siehe z. B. [Boh96]

werden. Dieses Untergrundsignal stammt zum größten Teil von Hadronen. Aufgrund ihrer großen Masse werden Hadronen im elektrischen Feld der Kerne des Detektormaterials kaum gebremst. Sie lösen deshalb keine elektromagnetischen Schauer aus. Hadronen können jedoch in einer Serie inelastischer hadronischer Wechselwirkungen sekundäre Hadronen produzieren, die wiederum in inelastischen Stößen mit den Kernen des Bleiglases in Wechselwirkung treten. So entsteht ein hadronischer Schauer. Die laterale Ausdehnung hadronischer Schauer ist deutlich größer als die Ausdehnung elektromagnetischer Schauer. Deshalb können Hadronen, die einen Schauer im LEDA erzeugen, gut von Photonen unterschieden werden ([Ber92]). Aufgrund der im Vergleich zur Modullänge großen nuklearen Absorptionslänge  $\lambda$  durchquert der größte Teil der Hadronen das Bleiglas jedoch mit geringem Energieverlust (*minimum ionizing particles*, MIP). Signale solcher Hadronen können allein mit dem Bleiglasdetektor nicht von Photonsignalen unterschieden werden. Deshalb müssen alle Signale unterhalb einer bestimmten Energieschwelle unterdrückt werden. Das hat zur Folge, daß prinzipiell keine Photonen unter dieser Schwelle meßbar sind.

Eine weitere Quelle geladener Teilchen sind Elektron-Positron-Paare aus der Konversion von Photonen im Target oder auf dem Weg vom Target zum Detektor. Da diese Teilchen wie Photonen elektromagnetische Schauer auslösen, verursachen sie ein Signal, das dem von Photonen vergleichbar ist. Sie tragen zum Untergrund bei, wenn ihr Öffnungswinkel so groß ist, daß sie im Bleiglasdetektor als getrennte Teilchen nachgewiesen werden.

# 3. Der Streamer-Tube-Detektor

Die Hauptaufgabe des Streamer-Tube-Detektors im WA98-Experiment ist die Identifizierung geladener Teilchen im LEDA. Dadurch soll dort der hadronische Untergrund des Photonensignals reduziert und eine Unterscheidung zwischen Photonen einerseits und Elektronen und Positronen andererseits möglich werden. Der Streamer-Tube-Detektor wird deshalb im folgenden auch kurz als CPV<sup>1</sup> bezeichnet.

Ähnliche Detektoren kamen bereits in den Vorgängerexperimenten WA80 und WA93 zum Einsatz<sup>2</sup>. Die Auslese der dort verwandten Streamer-Tube-Detektoren lieferte durch einen Vergleich der Signale mit einer Diskriminatorschwelle eine binäre Information über das Ladungssignal. Im WA98-Experiment soll eine neu entwickelte Ausleseelektronik durch die Digitalisierung des Ladungssignals eine bessere Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund ermöglichen. Durch die Information über die Größe des Ladungssignals kann zusätzlich der Ladungsschwerpunkt genauer berechnet, und so die Ortsauflösung verbessert werden.

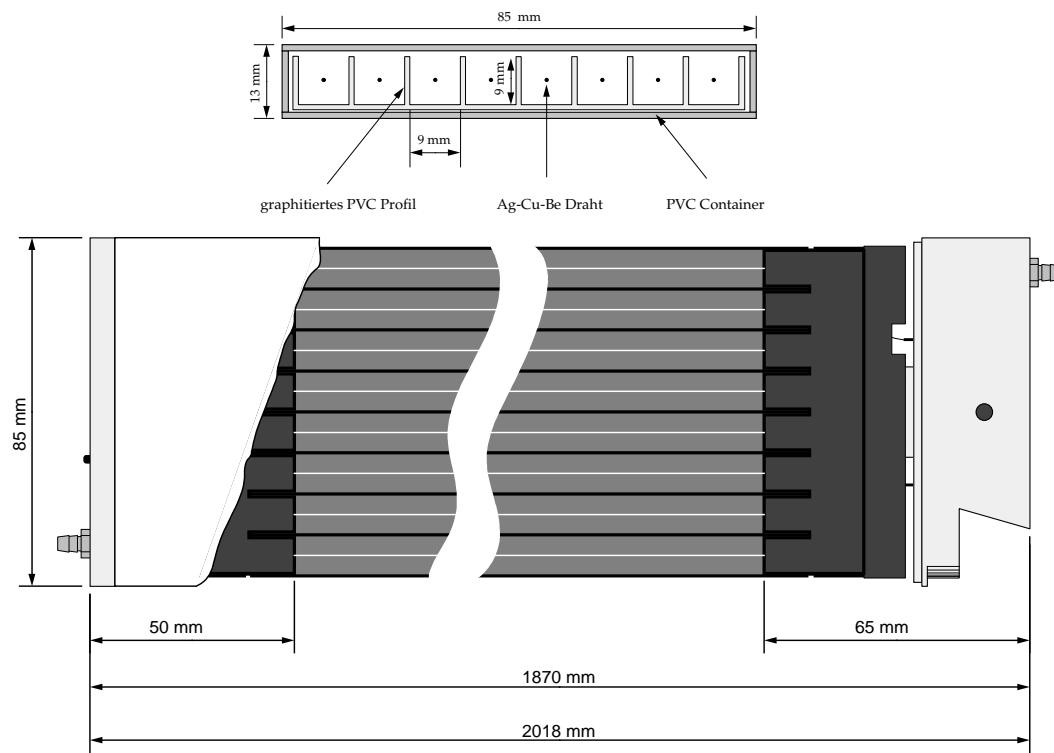
## 3.1 Streamer-Tubes

Streamer-Tubes werden seit zwei Jahrzehnten als Ortsdetektoren in der Hochenergiephysik eingesetzt. Ihr einfacher Aufbau ermöglicht eine kostengünstige Herstellung. Sie eignen sich deshalb besonders für die Abdeckung großer Raumbereiche ([Iar83]).

---

<sup>1</sup>Charged Particle Veto

<sup>2</sup>siehe z. B. [Ber90]



**Abbildung 3.1:** Querschnitt und Aufsicht einer Streamer-Tube. Das im Querschnitt zu erkennende graphitierte PVC-Profil war ursprünglich von einer weiteren graphitierten PVC-Schicht abgeschlossen. Zeichnung: N. Heine

### 3.1.1 Aufbau

Die im WA98-Experiment eingesetzten Streamer-Tubes sind vom Iarroci-Typ ([Iar83]). Als Grundgerüst einer Streamer-Tube dient ein in acht Kammern unterteiltes offenes PVC-Profil, das mit einer Graphitschicht überzogen ist (vgl. Abb. 3.1). Die Graphitschicht stellt die Kathode dar. In jeder Kammer ist ein  $100\ \mu\text{m}$  dicker Anodendraht aus einer versilberten Be-Cu-Legierung gespannt. Er wird in Abständen von  $0,5\ \text{cm}$  in der Mitte der Kammern fixiert. Ein PVC-Behälter schließt die Kammern gasdicht ein. An den Enden des Behälters befinden sich Anschlüsse für die Hochspannungs- und Gasversorgung.

Die Streamer-Tubes werden unter Atmosphärendruck mit einer Gasmischung von 60 % Kohlendioxid und 30 % Isobutan als Löschgase und 10 %

Argon als Zählgas betrieben<sup>3</sup>, welche die Kammern mit geringem Fluß durchströmt. Die angelegte Hochspannung beträgt etwa 4600 V.

Durch die inaktiven Stege zwischen den Kammerzellen ist die Nachweisefizienz bei senkrechtem Teilcheneinfall prinzipiell auf 93 % begrenzt ([Alb89]). Deshalb sind die Streamer-Tubes in einem Winkel von 30° zur Ebene senkrecht zur Strahlachse angeordnet (vgl. Abb. 2.2). Die mittlere freie Weglänge eines ionisierenden Teilchens wird so in mindestens einer der Kammern überschritten ([Rey95]).

### 3.1.2 Erzeugung eines Streamers

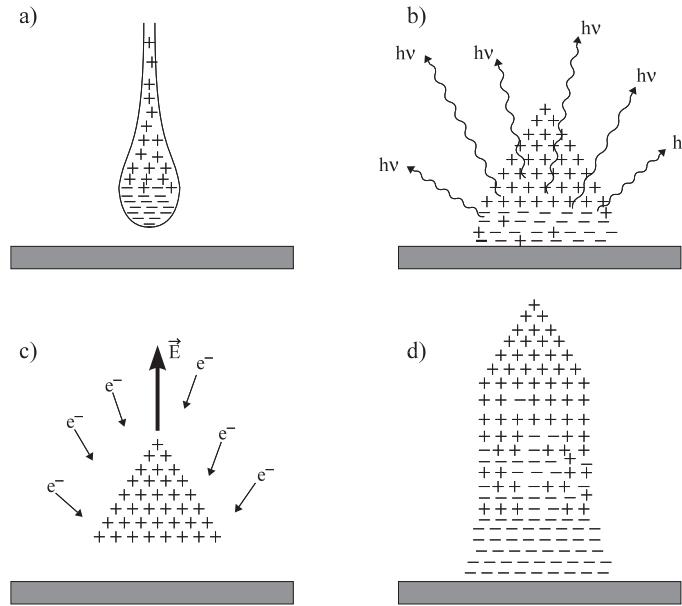
Streamer-Tubes können sowohl im Proportionalbereich als auch im Streamerbereich betrieben werden. Im Proportionalbereich löst ein ionisierendes Teilchen eine Lawine von Elektronen und ionisierten Gasatomen aus. Die entstehende Ladungsmenge steigt exponentiell mit der Hochspannung. Wird eine bestimmte Hochspannung überschritten, so geht die Entladung in den Streamerbereich über. Dort wird eine hohe Ionisationsdichte erreicht, so daß das elektrische Feld durch die positiven Gasionen abgeschirmt wird (vgl. Abb. 3.2). In der Folge werden Elektronen abgebremst und können mit Gasionen rekombinieren. Die entstehenden UV-Photonen setzen durch Ionisation weitere Elektronen in der Nähe der Raumladungszone frei. Diese werden in Richtung der Ionenwolke beschleunigt und erzeugen dabei erneut Sekundärelektronen. Dadurch steigt die Ladungsmenge im Vergleich zum Proportionalbereich sprunghaft an. Es entsteht ein schmaler Entladungskanal, der sich vom Anodendraht in Richtung der Kathode erstreckt. Mit optischen Methoden wurden eine Breite dieses Kanals von 150  $\mu\text{m}$  bis 200  $\mu\text{m}$  und eine Länge von 1,5 mm bis 3 mm bestimmt (vgl. [Ata82]).

Bei weiter erhöhter Spannung können Photonen trotz des Löschgases die Umgebung der Raumladungszone verlassen und zusätzliche Streamer auslösen. Schließlich kommt es zu unkontrollierbaren Dauerentladungen.

Das durch den Streamer verursachte Spannungssignal kann ohne weitere Verstärkung direkt am Anodendraht abgegriffen werden. Eine typische

---

<sup>3</sup>zum Einfluß verschiedener Gasmischungen siehe z. B. [Alp90]

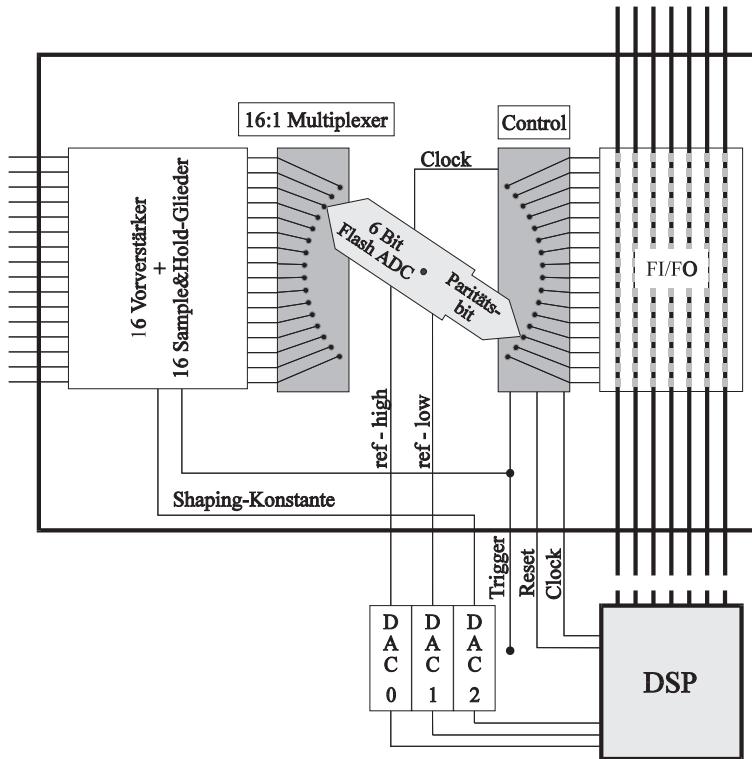


**Abbildung 3.2:** Entstehung eines Streamers nach [Ata82]. Zeichnung: K. Reygers.

Pulshöhe ist 100 mV bei einer Pulsdauer von  $1\mu\text{s}$ .

Die im Streamermodus freigesetzte Ladungsmenge ist etwa 100mal größer als im Proportionalmodus. Dadurch wird eine bessere Trennung von Signal und Untergrund ermöglicht. Gleichzeitig ist jedoch die Teilchenrate, die im Streamermodus ohne Effizienzverlust verarbeitet werden kann, auf ca.  $10^6 / \text{s} \cdot \text{m}^2$  begrenzt. Bei zentralen Blei-Blei-Reaktionen werden etwa 2500 Hadronen produziert (vgl. [Sto95]). Zusammen mit der Ereignisrate von etwa  $400 / \text{s}$  (vgl. Kap. 4.5) ergibt sich daraus eine Teilchenrate von der Größenordnung  $10^6 / \text{s}$  bezogen auf den ganzen Raumwinkel. Diese Teilchenrate sollte also problemlos verarbeitet werden können.

Im WA98-Experiment ist der ursprünglich angestrebte Betrieb der Streamer-Tubes im Proportionalmodus nicht möglich, weil Fehler des Auslesechips das elektronische Rauschen so sehr erhöhen, daß Signal und Untergrund nicht getrennt werden können ([Rey95]).



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung des MSACII-Chips. Zeichnung: K. Reygers.

## 3.2 Datenauslese

### 3.2.1 Der Auslesechip

Der Chip (MSACII, s. Abb. 3.3) zur Auslese der Padladungen wurde in Zusammenarbeit der Firma Sicon (Schweden), der Universität Lund (Schweden), der GSI<sup>4</sup> (Darmstadt) und der Universität Münster entwickelt. Er basiert auf dem Design des Chips zur Auslese der Pad-Kammern<sup>5</sup>. Jeder der 16 Eingänge des MSACII-Chips enthält einen ladungsempfindlichen Vorverstärker und ein Sample&Hold-Glied. Der Vorverstärker wandelt das Ladungssignal des angeschlossenen Pads in ein Spannungssignal um, dessen Abklingzeit (Shaping-

<sup>4</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung

<sup>5</sup>s. Kap. 2.3

Zeit) durch eine externe Spannung eingestellt werden kann. Beim Eintreffen des Triggersignals des Experiments wird der Momentanwert des Spannungssignals im Sample&Hold-Glied gespeichert. Die gespeicherten Spannungswerte werden, gesteuert durch ein Clock-Signal des DSPs, nacheinander einem Flash-ADC zugeführt, dort in einen 6-Bit-Wert (entsprechend einem ADC-Spektrum von 0 bis 63 Kanälen) umgewandelt und dann in einem FIFO<sup>6</sup>-Speicher abgelegt. Von dort werden die Daten von Chip zu Chip weitergereicht und gelangen schließlich zum DSP.

Der dynamische Bereich des ADCs kann durch zwei Referenzspannungen variiert werden. Innerhalb des eingestellten Bereichs wird der Spannungswert so digitalisiert, daß sich für kleine Pulshöhen eine höhere Auflösung ergibt als für große Pulshöhen. Dadurch lassen sich Signale über einen weiten Bereich erfassen. Gleichzeitig kann der Untergrund gut vom Signal unterschieden werden (vgl. [Sun96], [Rey95]).

### 3.2.2 Weitere Elemente der Auslese

Jeweils fünf Chips sind als SMD<sup>7</sup>-Bausteine auf eine eigens für den Streamer-Tube-Detektor entwickelten Platine<sup>8</sup> (Board) montiert. Auf der Rückseite der Platine befinden sich die  $5 \times 16$  Pads, welche durch die Chips ausgelesen werden. Die Platinen werden durch Steckkontakte miteinander verbunden. So entsteht eine Kette, über die den Chips Clock-, Trigger- und Reset-Signale, die statischen Spannungswerte zur Kontrolle des dynamischen Bereichs und der Shaping-Zeit und schließlich die Spannungsversorgung für Analog- und Digitalteil zugeführt werden. In umgekehrter Richtung werden die digitalisierten Ladungssignale durch diese Kette von Chip zu Chip zum DSP übertragen (vgl. [Rey95]).

Die Auslese der Daten wird durch das Clock-Signal eines DSPs gesteuert. Es besteht aus langsamem Pulsen, welche die Digitalisierung der einzelnen Kanäle steuern, und darauf folgenden schnellen Pulsen zur Auslese der FIFO-Speicher. Im DSP werden die ADC-Werte der einzelnen Pads mit einer Adresse

---

<sup>6</sup>First In First Out

<sup>7</sup>Surface Mounted Device

<sup>8</sup>s. Abb. A.1 in Anhang A.3

versehen und temporär gespeichert. Durch Subtraktion eines Schwellenwerts, der für jedes Pad individuell festgelegt werden kann, werden Rauschsignale unterdrückt, um die Datenrate zu reduzieren.

Jeweils drei DSPs befinden sich neben Digital-Analog-Wandlern, welche die Spannungen zur Kontrolle des dynamischen ADC-Bereichs und der Shaping-Zeit erzeugen, auf einem DSP-Board. Die Zwischenspeicher der DSPs werden von einem sogenannten Master-DSP ausgelesen, welches die Schnittstelle zur endgültigen Speicherung der Daten über ein VME<sup>9</sup>-System oder, zu Testzwecken, durch einen PC darstellt (vgl. [Fra95], [Rey95]).

---

<sup>9</sup>Verto Memory Eurocard



## 4. Testmessungen

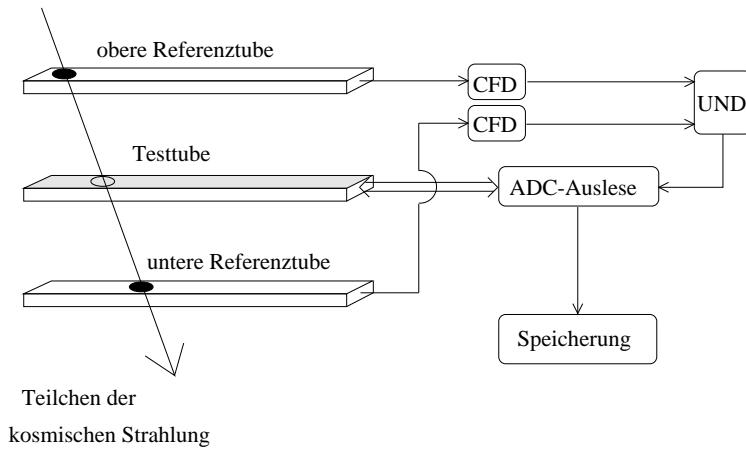
Während der Bleistrahlzeit 1995 am CERN konnte erstmals ein größerer Teil des Streamer-Tube-Detektors eingesetzt werden (ca. 1/3 des vorgesehenen Gesamtaufbaus). Es stellte sich jedoch heraus, daß der Detektor in seiner damaligen Form nicht funktionsfähig war. Neben Fehlern bei der Datenauslese (vgl. Kap. 5.2) beeinträchtigte das Auftreten großer Cluster, welche sich entlang der Streamer-Tubes erstreckten, die Funktion.

Als Cluster wird eine Menge benachbarter Pads bezeichnet, deren ADC-Werte eine bestimmte Schwelle überschreiten. Zusätzlich wird gefordert, daß der ADC-Wert mindestens eines Pads oberhalb einer weiteren, höheren, Schwelle liegt. Jeder Cluster wird mit einem Teilchentreffer identifiziert.

Die zu großen Cluster verringerten die Nachweiswahrscheinlichkeit und das Auflösungsvermögen. Gleichzeitig war wegen der vielen ansprechenden Pads die Datenrate zu hoch.

Eine Ursache für die Bildung großer Cluster könnte eine Ausbreitung der Gasentladung sein. Doch eine Erhöhung des Anteils von Isobutan (Lösungsgas) an der Gasmischung zeigte keinen Einfluß auf die Clustergröße.

In der ursprünglichen Fassung befand sich eine zusätzliche Graphitschicht auf der rückwärtigen, den Padboards zugewandten Seite der Tubes (vgl. Abb. 3.1). Sie war vorgesehen, um ein Abfließen der großen Ladungsmenge sicherzustellen, die bei der hohen Teilchenmultiplizität bleiinduzierter Kernreaktionen im gasgefüllten Innern der Tubes freigesetzt wird. Durch diese Schicht wurde möglicherweise die von einzelnen Streamern verursachte Influenz auf einen Großteil der Pads übertragen, was ebenfalls große Cluster entstehen ließe. Erste Tests während der Strahlzeit zeigten, daß sich die Cluster durch Entfernen dieser Schicht tatsächlich verkleinern ließen. Um den Einfluß dieser Modifikation auf die Funktion der Tubes zu untersuchen, waren erneute Testmessungen im Labor erforderlich.



**Abbildung 4.1:** Experimenteller Aufbau zur Untersuchung des Einflusses der Graphitschicht. Die Schattierung der Testtube deutet ihre Ausstattung mit Padboards an. Beispielhaft ist ein mögliches Szenario eines durchgehenden Teilchens der kosmischen Strahlung eingezeichnet, das in den Referenztubes jeweils einen Streamer erzeugt, in der Testtube hingegen nicht.

## 4.1 Experimenteller Aufbau der Testmessungen

Den experimentellen Aufbau der Testmessungen zeigt Abbildung 4.1 : Drei Streamertubes sind in einem Abstand von wenigen Zentimetern übereinanderliegend angeordnet. Die mittlere Tube (Testtube) ist mit Padboards bestückt. Es handelt sich wahlweise um eine Tube mit oder ohne Graphitschicht. Der Einfluß dieser Graphitschicht auf die von Streamern influenzierten Ladungswerte der Pads soll gemessen werden. Das geschieht mit der auch im WA98-Experiment verwandten Ausleseelektronik (vgl. Kap. 3.2). Die Ladungswerte der Pads werden also zu bestimmten Zeiten digitalisiert und auf einem externen Datenträger (in diesem Fall die Festplatte eines PCs) gespeichert. Anschließend werden die Daten analysiert. Da bei diesem Versuchsaufbau nur die Padboards einer einzigen Tube ausgelesen werden, ist die Datenrate weitaus geringer als im WA98-Experiment. Es müssen also keine Schwellen in den DSPs gesetzt

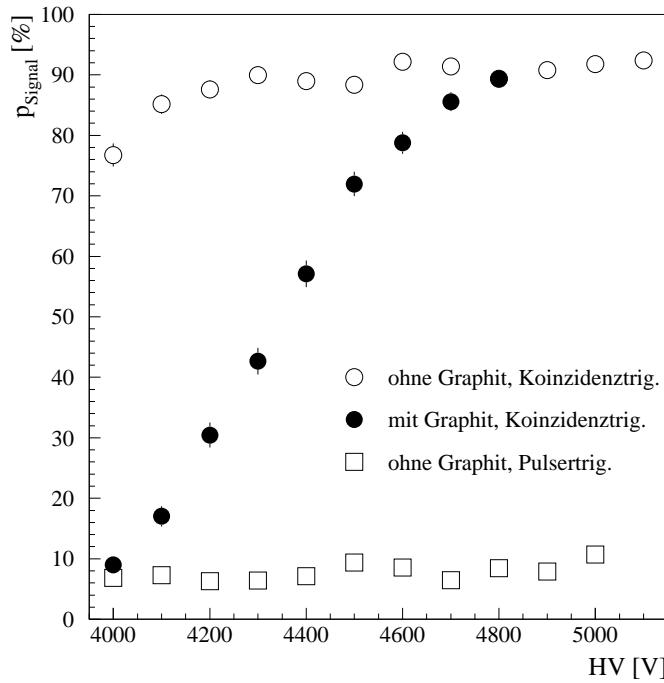
werden. So läßt sich die gesamte in den ADC-Werten enthaltene Information speichern. Eine Trennung der physikalischen Signale vom Rauschen erfolgt allein durch eine variable Software-ADC-Schwelle bei der späteren Analyse der Daten. Durch Zusammenfassen einzelner Pads zu Clustern werden dann Treffer der kosmischen Strahlung, welche als Teilchenquelle dient, rekonstruiert.

Mit Hilfe der äußeren Tubes (Referenztubes) werden die Zeitpunkte der Auslese festgelegt. Dazu wird ein Koinzidenzsignal dieser Tubes verlangt. So ist mit hoher Wahrscheinlichkeit auch mit einem Signal der Testtube zu rechnen, das vom Rauschen verschieden ist. Der Grund ist folgender: Ein in beiden Referenztubes gleichzeitig auftretendes Signal bedeutet, daß sie von einem geladenen Teilchen durchquert worden sind. Bedingt durch die Geometrie des Aufbaus müssen solche Teilchen auch die Testtube passiert haben. Zufällige Koinzidenzsignale der äußeren Tubes, ausgelöst durch Rauschen oder Treffer verschiedener Teilchen, sind unwahrscheinlich und werden im folgenden vernachlässigt. Durch Diskriminatoren (*constant fraction discriminator*, CFD) werden die Anodendrahtsignale in logische Signale umgewandelt, die von der Signalhöhe unabhängig sind. Gleichzeitig werden Rauschsignale unterdrückt. Die Ausgänge der Diskriminatoren werden in einer logischen UND-Schaltung zusammengefaßt und realisieren so das Startsignal der Datenauslese.

## 4.2 Nachweiswahrscheinlichkeit

Nicht alle geladenen Teilchen, die eine Tube des CPV durchqueren, können auch nachgewiesen werden. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Nachweises ist ein wesentliches Leistungsmerkmal des Detektors. Ein Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeit (Effizienz) für Tubes mit und ohne Graphitschicht soll daher Aufschluß über die Funktionsfähigkeit der Tubes geben. Dazu wurde die Abhängigkeit der Effizienz von der Hochspannung im Bereich von 4000 V bis 5100 V gemessen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $p_{signal}$  ergibt sich bei der oben beschriebenen Messung aus der Anzahl  $N_{positiv}^K$  der Koinzidenzen, für welche auch in der Testtube ein Signal nachgewiesen werden konnte, dividiert durch die Anzahl



**Abbildung 4.2:** Nachweiswahrscheinlichkeit ( $p_{Signal}$ ) als Funktion der Hochspannung für Tubes mit und ohne Zusatz-Graphitschicht bei einem Koinzidenzsignal als Trigger; für eine Tube ohne zusätzliche Graphitschicht auch bei einem Pulserignal als Trigger. Bei der Datenanalyse wurde eine Softwareschwelle von 20 ADC-Kanälen gewählt.

$N_{gesamt}^K$  aller Koinzidenzen :

$$p_{Signal} = \frac{N_{positiv}^K}{N_{gesamt}^K} \quad (4.1)$$

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Bei der Analyse wurde eine Softwareschwelle von 20 ADC-Kanälen verwandt: Bei einer Spannung von 4000 V beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit der Tube mit Graphitschicht nur etwa 10 %. Sie steigt mit zunehmender Hochspannung an und erreicht ihren Maximalwert von etwa 90 % bei einer Spannung von 4800 V. Eine Messung bei höheren Spannungen war nicht möglich, da die Grenze zum Bereich der Dauerentladungen bereits erreicht war.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen für die Tube ohne Graphitschicht zeigt, daß in diesem Fall die Nachweiswahrscheinlichkeit auch bei kleinen Spannungen hoch ist. Die maximale Effizienz wird bereits bei ca. 4300 V erreicht. Sie beträgt ebenfalls etwa 90 %. Bei Erhöhung der Spannung verläuft die Nachweiswahrscheinlichkeit entlang eines Plateaus und erst bei Werten über 5100 V kommt es zu Dauerentladungen. Somit ist für Tubes ohne Graphitschicht ein Betrieb über einen weiten Spannungsbereich bei konstanter Effizienz möglich.

Ein systematischer Fehler dieser Messung wird durch zufällig in der Testtube auftretende Signale verursacht. Sie entstehen durch Rauschen, das über der Softwareschwelle liegt, oder durch zusätzliche Treffer der Testtube, die mit den Koinzidenzsignalen der Referenztubes zusammenfallen. Die Wahrscheinlichkeit  $p_{zuf}$  solcher zufälligen Signale lässt sich bestimmen, wenn die Padboards der Testtube nicht für Koinzidenzsignale der äußeren Tubes, sondern zu willkürlichen Zeitpunkten ausgelesen werden. Dazu wurde die Auslese in einer weiteren Messung durch einen Pulser gestartet. Die Wahrscheinlichkeit eines zufälligen Signals erhält man als Quotienten aus der Anzahl  $N_{positiv}^K$  der Pulssignale, für welche in der Testtube ein Signal auftrat, und der Gesamtzahl  $N_{gesamt}^K$  der Pulssignale:

$$p_{zuf} = \frac{N_{positiv}^P}{N_{gesamt}^P} \quad (4.2)$$

Das Resultat der Messung für eine Tube ohne Graphitschicht findet man ebenfalls in Abbildung 4.2. Nahezu unabhängig von der Hochspannung ergibt sich für  $p_{zuf}$  ein Wert von 8 %.

Aus  $p_{zuf}$  und der Wahrscheinlichkeit  $p_{Signal}$ , für ein Koinzidenzsignal ein Signal in der Testtube zu erhalten, lässt sich die Wahrscheinlichkeit  $p_{nz}$  eines nicht zufälligen Signals, also die korrigierte Nachweiswahrscheinlichkeit berechnen: Die Wahrscheinlichkeit, ein Signal zu erhalten, ist gleich der Wahrscheinlichkeit, ein nicht zufälliges oder ein zufälliges Signal zu erhalten:

$$\begin{aligned} p_{Signal} &= p_{nz} \cup p_{zuf} \\ &= p_{nz} + p_{zuf} - p_{nz} \cap p_{zuf} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Da  $p_{nz}$  und  $p_{zuf}$  stochastisch unabhängig sind, gilt:

$$p_{nz} \cap p_{zuf} = p_{nz} \cdot p_{zuf} \quad (4.4)$$

Daraus folgt:

$$p_{nz} = \frac{p_{Signal} - p_{zuf}}{1 - p_{zuf}} \quad (4.5)$$

Der statistische Fehler von  $p_{Signal}$  und  $p_{zuf}$  lässt sich durch die Standardabweichung  $\sigma$  ausdrücken. Unter Annahme einer Binomialverteilung der Meßwerte gilt:

$$\sigma = \sqrt{\frac{p(1-p)}{N}} \quad (4.6)$$

mit

$$\begin{aligned} p &= p_{Signal} \quad \text{bzw.} \quad p_{zuf} \quad \text{und} \\ N &= N_{gesamt}^K \quad \text{bzw.} \quad N_{gesamt}^P \end{aligned}$$

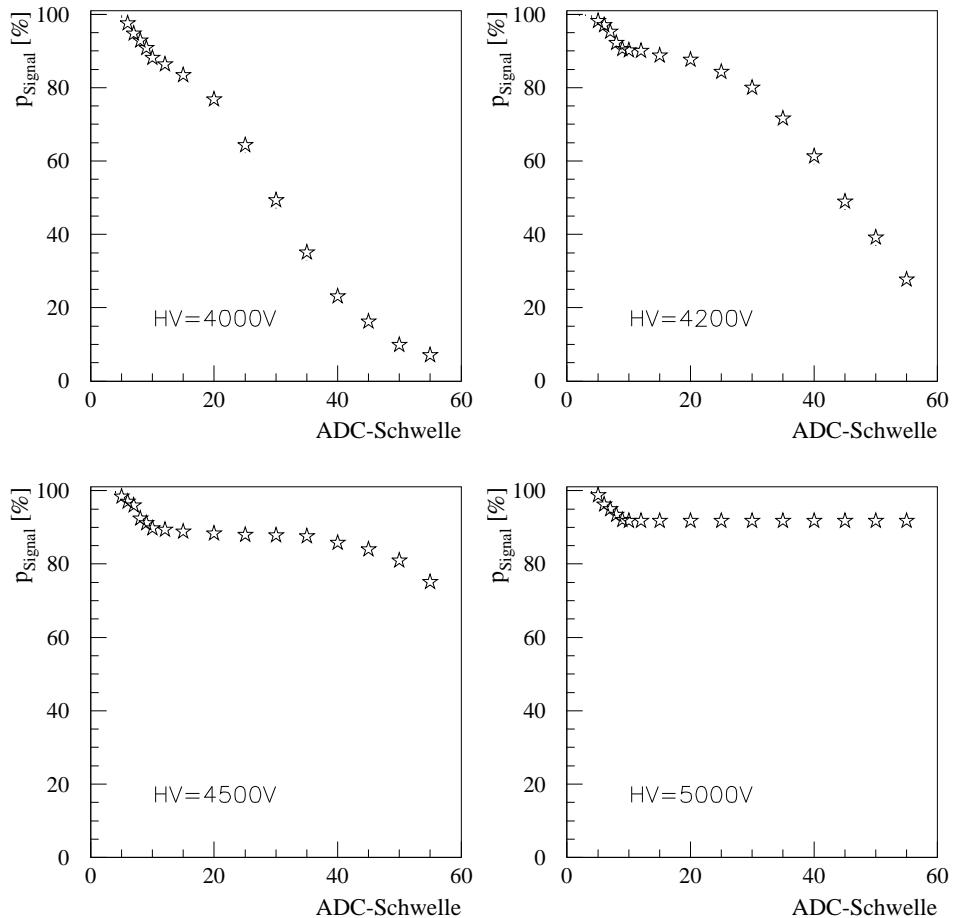
Der statistische Fehler von  $p_{nz}$  ergibt sich nach dem gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz. Für eine Hochspannung im Bereich des Plateaus der Effizienz wurden bei einer ADC-Schwelle von 20 Kanälen folgende Ergebnisse erhalten:

$$\begin{aligned} p_{Signal} &= (92,2 \pm 1,2)\% \\ p_{zuf} &= (8,6 \pm 1,4)\% \\ p_{nz} &= (91,5 \pm 1,3)\% \end{aligned}$$

### 4.3 ADC-Schwelle

Der erste Schritt bei der Analyse der Daten ist die Trennung der physikalischen Signale vom Untergrund. Das geschieht durch eine Software-ADC-Schwelle. Eine sinnvolle Wahl dieser Schwelle ergibt sich aus dem Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Softwareschwelle für verschiedene Hochspannungen. Dieser Verlauf wurde für eine Tube ohne Graphitschicht aufgezeichnet (vgl. Abb. 4.3):

Bei einer Softwareschwelle von null sorgt das elektronische Rauschen dafür, daß zu jedem Koinzidenzsignal der Referenztubes auch ein Signal in der Testtube auftritt. Mit zunehmender Schwelle wird das Rauschen immer stärker unterdrückt. Die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit nimmt ab, bis der Beitrag des Rauschens praktisch ganz verschwindet. Eine weitere Erhöhung der Schwelle hat zunächst keinen Einfluß mehr auf die Nachweiseffizienz. Die Kurve verläuft entlang eines Plateaus. Dessen Höhe nimmt den Wert der wirklichen



**Abbildung 4.3:** Nachweiswahrscheinlichkeit ( $p_{\text{Signal}}$ ) als Funktion der Software-ADC-Schwelle für verschiedene Hochspannungen.

Effizienz an. Schließlich wird die Schwelle so groß, daß auch physikalische Signale unterdrückt werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt wieder.

Um möglichst wenige physikalische Signale zu verlieren, wird eine Schwelle im Anfangsbereich des Plateaus gewählt. Eine solche Wahl hat außerdem den Vorteil, daß der Schwellenwert für verschiedene Hochspannungen nicht geändert werden muß, denn der Einsatzpunkt des Plateaus ist nahezu unabhängig von der Spannung. Die in diesem Kapitel beschriebenen Testmessun-

gen wurden daher mit einer Softwareschwellen von 20 ADC-Kanälen analysiert.

Im WA98-Experiment müssen bereits vor der Speicherung der Daten Rauschsignale durch Schwellen in den DSP-Boards (vgl. Kap. 3.2) unterdrückt werden, da sonst die Datenmenge zu groß wird. Damit nicht bereits vor der Speicherung der Daten physikalische Signale verworfen werden, setzt man diese Schwellenwerte möglichst niedrig an. Der verbleibende Untergrund wird bei der späteren Datenanalyse durch variable Schwellen abgetrennt.

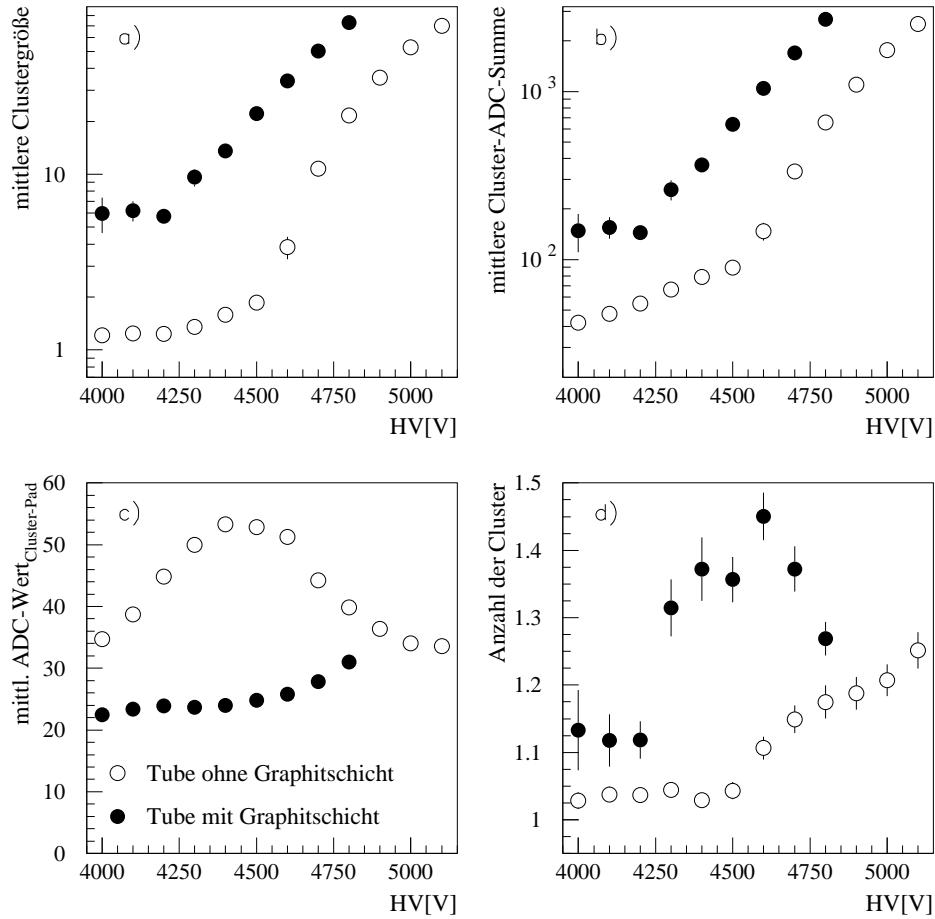
## 4.4 Cluster-Eigenschaften

Der Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten (Kap. 4.2) zeigte bereits, daß für modifizierte Tubes die Hochspannung über einen weitaus größeren Bereich variiert werden kann, ohne an Effizienz zu verlieren. Durch eine Untersuchung verschiedener Cluster-Eigenschaften sollen nun genauere Informationen über den Einfluß der Graphitschicht gewonnen werden. Das Hauptinteresse gilt dabei der Frage, ob sich die Ausdehnung der Cluster durch Entfernen der Graphitschicht wirklich auf wenige Pads reduzieren läßt. Des Weiteren wird nach einer optimalen Hochspannung im Hinblick auf Ortsauflösung und Datenmenge bei gleichzeitig hoher Effizienz gesucht.

Analysiert wurden Clustergröße und Cluster-ADC-Summe sowie die ADC-Werte clusterzugehöriger Pads und schließlich die Anzahl der Cluster pro Ereignis. Die Mittelwerte dieser Größen für verschiedene Hochspannungen im Bereich von 4000 V bis 5100 V finden sich in Abbildung 4.4.

Die Größe der Cluster steigt mit der Spannung. Bei einer Hochspannung von 4600 V beträgt die mittlere Clustergröße für Tubes ohne Graphitschicht 3,5 Pads. Bei dieser Größe sollte sich die Trefferposition gut aus dem Clusterschwerpunkt bestimmen lassen. Gleichzeitig ist die anfallende Datenmenge gering.

Mit zusätzlicher Graphitschicht haben die Cluster bei dieser Spannung bereits die zehnfache Ausdehnung. Die anfallende Datenmenge ist also groß. Dabei ist die maximale Effizienz noch nicht erreicht (vgl. Abschnitt 4.2).



**Abbildung 4.4:** Verschiedene Cluster-Eigenschaften als Funktion der Hochspannung für eine ADC-Schwelle von 20: a) mittlere Clustergröße (Anzahl der beitragenden Pads), b) mittlere ADC-Summe aller Pads eines Clusters, c) mittlerer ADC-Wert eines clusterzugehörigen Pads, d) Anzahl der Cluster für solche Ereignisse, bei denen mindestens ein Cluster gefunden wird.

Die mittlere Cluster-ADC-Summe nimmt einen ähnlichen Verlauf mit der Hochspannung wie die Clustergröße. Für Tubes ohne Graphitschicht steigt die Clustergröße oberhalb einer Spannung von 4600 V jedoch stärker an als die Cluster-ADC-Summe. Das zeigt der Verlauf des mittleren ADC-Werts eines

clusterzugehörigen Pads. Dieser Wert nimmt für solche Tubes ein Maximum bei ca. 4300 V bis 4600 V an. Mit weiter zunehmender Spannung sinkt er wieder. Dies läßt sich durch einen Schwelleneffekt erklären: Für hohe Spannungen werden auch Ladungswerte derjenigen Pads, die nicht unmittelbar in der Nähe der Streamerentladung liegen, über die Schwelle gehoben. Die Höhe des Maximums beträgt etwa 53 ADC-Kanäle. Da es sich dabei um den mittleren ADC-Wert aller zum Cluster beitragenden Pads handelt, darf darauf geschlossen werden, daß der Wert des zentralen Pads bereits die Grenze des ADC-Spektrums von 63 Kanälen erreicht hat. Bei höherer Spannung liegt er im Overflow und kann dann nicht seiner Ladung entsprechend zur ADC-Summe beitragen. Dadurch geht Information über die Pulshöhe und implizit auch Ortsinformation verloren. Die Betriebsspannung der Streamer-Tubes sollte daher nicht über 4600 V liegen.

Für Tubes mit zusätzlicher Graphitschicht ist ein solcher Schwelleneffekt nicht zu beobachten. Das läßt darauf schließen, daß durch die Graphitschicht die Influenz auf viele Pads gleichmäßig verteilt wird. Das zentrale, direkt über der Streamerentladung liegende Pad kann nicht mehr identifiziert werden. Dadurch sinkt das Auflösungsvermögen.

Die letzte Darstellung in Abbildung 4.4 zeigt die Anzahl der Cluster als Funktion der Hochspannung für den Fall, daß mindestens ein Cluster gefunden wurde. Durch den Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit bedingte Effekte treten hier also nicht in Erscheinung. Vielmehr kann so das Auftreten zufälliger Cluster untersucht werden. Sie lassen die Anzahl der gefundenen Cluster größer als eins werden.

Für modifizierte Tubes steigt die Wahrscheinlichkeit für zufällige Cluster ab einer Spannung von etwa 4600 V an. Auch dies spricht gegen den Betrieb bei einer höheren Spannung.

Der hohe Anteil zufällig auftretender Cluster für nicht modifizierte Tubes verdeutlicht noch einmal deren mangelhafte Funktion.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß durch Entfernen der Graphitschicht die Funktionsfähigkeit der Tubes wiederhergestellt werden kann. Bei einer Spannung von 4600 V sollte sich dann eine gute Ortsauflösung mit einer geringen Datenmenge und kleiner Wahrscheinlichkeit für zufällig auftretende

Verzögerung [ $\mu$ s]	0,6	0,9	1,2	1,5	4,0	33
NW [%]	89	90	92	92	91	7

**Tabelle 4.1:** Gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit (NW) für verschiedene Zeitverzögerungen des Triggersignals.

Cluster bei größtmöglicher Nachweiseffizienz verbinden lassen. Für Tubes mit zusätzlicher Graphitschicht ist dies nicht möglich.

## 4.5 Entladungszeit der Pads

Das SPS liefert die Projektilerne in einem sogenannten „Spill“ von ca. 2,5 Sekunden Dauer. Diese Spills werden mit einer Periode von etwa 15 Sekunden wiederholt. Während der Spilldauer werden ca. eine Million Projektilerne auf die Targetfolie geschossen. Der größte Teil von ihnen durchfliegt die Folie unbeeinflußt. Nur etwa 0,1 % stößt auf Targetkerne und löst eine Reaktion (Ereignis) aus. In jeder dieser Reaktionen wird eine Vielzahl von Sekundärteilchen erzeugt, welche auf die Detektoren treffen.

Damit der CPV diese Kernreaktionen zeitlich trennen kann, muß die Ladung der bei einer Reaktion getroffenen Pads bis zur nächsten Reaktion wieder abgeflossen sein. Sonst kommt es zu einer Ansammlung der Ladungen über mehrere Ereignisse. Um auszuschließen, daß es ohne Graphitschicht zu einer solchen Ladungsanhäufung kommt, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Zeitverzögerung des Triggersignals gemessen (vgl. Tabelle 4.1).

Bei einer Verzögerung von  $0,6 \mu$ s bis  $4 \mu$ s beträgt die Effizienz etwa 90 %. Wird das Triggersignal um  $30 \mu$ s verzögert, ist sie auf einen Wert gesunken, der sich von der Effizienz bei einer Auslese zu willkürlichen Zeitpunkten nicht mehr unterscheidet. Der Bereich zwischen  $4 \mu$ s und  $30 \mu$ s konnte nicht untersucht werden, da entsprechende Verzögerungsstufen nicht zur Verfügung standen. Die Ladung auf den Pads ist also in weniger als  $30 \mu$ s abgeflossen.

Dieser Wert ist fast zwei Größenordnungen kleiner als die zwischen zwei Kernreaktionen liegende Zeit von im Mittel 2,5 ms. Es kann also nicht zu einer Ladunganhäufung kommen.

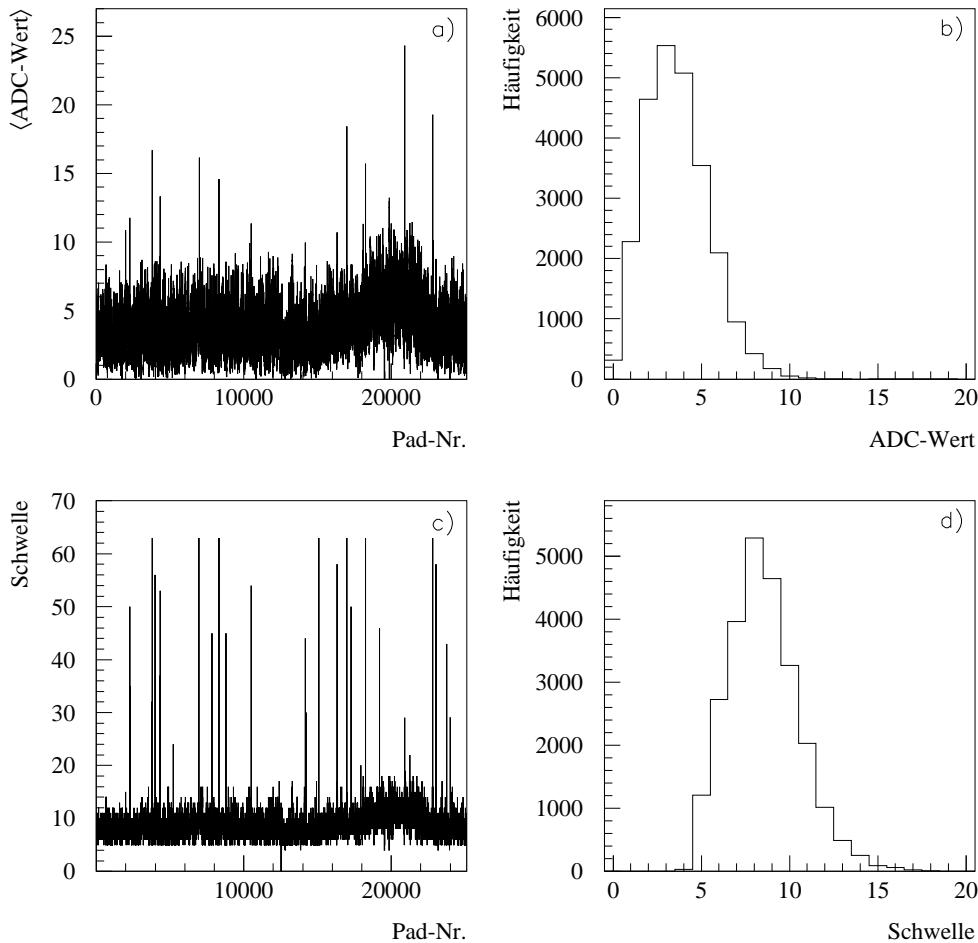
# 5. Leistungsmerkmale des Streamer-Tube-Detektors

Aufgrund der Erfahrungen in der Bleistrahlzeit 1995 und der Ergebnisse der im letzten Kapitel vorgestellten Testmessungen wurden Änderungen in der Datenauslese und eine Modifikation sämtlicher Tubes vorgenommen. Der erste Einsatz des kompletten Streamer-Tube-Detektors, so wie er in Kapitel 3 beschrieben ist, erfolgte während der Protonenstrahlzeit 1996 am CERN. Damit ergab sich auch erstmals die Möglichkeit, die Leistungsfähigkeit des Gesamtdetektors unter Strahlzeitbedingungen zu überprüfen. Die verschiedenen Leistungsmerkmale des CPV werden hinsichtlich dessen Aufgaben beurteilt: Messung der Multiplizität geladener Teilchen und Identifizierung geladener Teilchen im LEDA. Der Schwerpunkt der Betrachtungen dieses Kapitels liegt auf der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit.

## 5.1 ADC-Schwelle

In den DSPs wird ein Teil des Rauschens durch Schwellenwerte vom Signal getrennt, um die Datenrate zu reduzieren (vgl. Kap. 3.2). Die Schwellenwerte werden für jedes Pad individuell gesetzt. So wird berücksichtigt, daß die Höhe des Untergrundsignals für die einzelnen Pads variiert. Unterschiede können z. B. durch Fluktuationen der Verstärkungsfaktoren der ADC-Kanäle, durch verschieden starkes elektronisches Rauschen der ADCs oder durch Störsignale bedingt sein, die von anderen Detektoren ausgehen und somit ortsabhängig sind.

Um die Höhe der Schwellen festzulegen, wird das Untergrundsignal der Pads für 30 Ereignisse gemessen. Dazu werden die Schwellen in den DSPs gleich null gesetzt. Das Ergebnis einer solchen Messung für eine Detektorhälfte



**Abbildung 5.1:** a) Mittelwerte einer Untergrundmessung für alle Pads des oberen Detektorteils; b) Verteilung dieser Mittelwerte; c) Daraus berechnete Schwellen; d) Verteilung der Schwellen.

zeigt Abbildung 5.1 a. Das Untergrundsignal liegt im Mittel bei etwa 4 ADC-Kanälen. Man sieht individuell verschiedene Signale und ganze Bereiche, die sich in der Signalhöhe unterscheiden. Außerdem lassen sich einige defekte Pads erkennen, die deutlich höhere Untergrundsignale liefern.

Die individuelle Schwelle  $s$  wird aus Mittelwert  $m$  und Standardabweichung  $\sigma$  der 30 gemessenen ADC-Werte eines Pads berechnet. In der Protonenstrahl-

zeit wurde der Schwelle folgender Wert zugewiesen:

$$s = m + \max(k, n\sigma) \quad k = 4, n = 3 \quad (5.1)$$

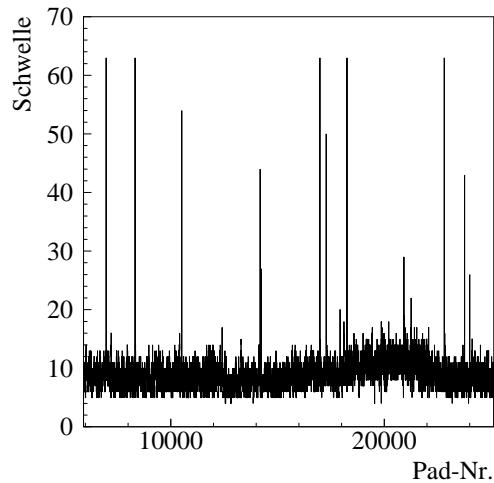
Auf diese Weise liegt die Schwelle für alle Pads mindestens 4 ADC-Kanäle über dem Mittelwert des Untergrundsignals. Falls die dreifache Standardabweichung größer ist als 4, wird diese zum Mittelwert addiert.

Zusätzlich wurde während der Protonenstrahlzeit überprüft, ob einer der 30 gemessenen ADC-Werte größer war als die ermittelte Schwelle. In diesem Fall wurde die Schwelle gleich diesem ADC-Wert gesetzt.

Die nach dieser Vorschrift festgelegten Schwellen sind in Abbildung 5.1 c dargestellt. Der Vergleich der Verteilungen von ADC-Mittelwerten und Schwellenwerten zeigt, daß die Schwellen der meisten Pads etwa 4 bis 5 ADC-Kanäle über dem Mittelwert liegen (Abb. 5.1 b,d).

Durch einen Vergleich der Bilder a und c wird deutlich, daß mehr Pads mit hohen Schwellen versehen werden, als defekte Pads vorhanden sind. Die Ursache sind Treffer geladener Teilchen, die zufällig mit dem Triggersignal zusammenfallen. Sie liefern Signale, die über der aus Mittelwert und Standardabweichung berechneten Schwelle liegen, und deshalb als neue Schwelle verwandt werden. Die zugehörigen Pads erhalten also zu hohe Schwellen. Der Anteil der betroffenen Pads ist mit 0,05 % allerdings gering.

Um dies zu vermeiden, wurde während der Bleistrahlzeit ein veränderter Algorithmus angewandt: Die Schwellen werden dabei allein aus Mittelwert und Standardabweichung berechnet. Einzelne, über dieser Schwelle liegende Werte, werden nicht mehr als neue Schwelle verwandt. Um den Einfluß zufälliger Treffer auf die Schwelle ganz auszuschalten, werden die gemessenen ADC-Werte außerdem zweimal ausgewertet: Beim ersten Durchlauf wird analog Gl. 5.1 eine obere Grenze berechnet. Erst im zweiten Durchlauf wird die Schwelle festgelegt. Dabei werden nur ADC-Werte berücksichtigt, die unterhalb der berechneten Grenze liegen. Zufällige Treffer mit hohen Signalen haben dann keinen Einfluß mehr auf die Schwelle. Die mit diesem Algorithmus erhaltenen Schwellenwerte zeigt Abbildung 5.2: Die Anzahl der Pads mit hoher Schwelle beschränkt sich jetzt auf die Anzahl der defekten Pads.



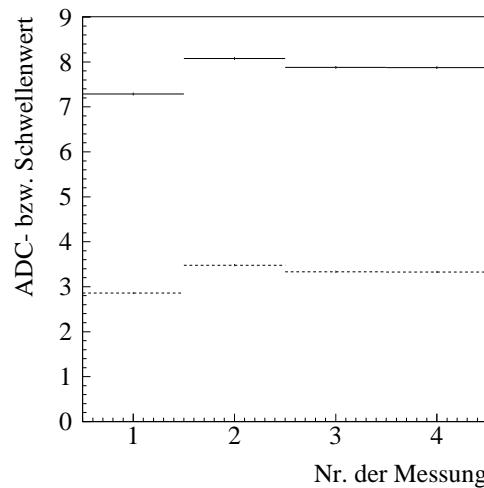
**Abbildung 5.2:** Schwellenwerte berechnet nach dem veränderten Algorithmus.

Schließlich wurde noch die zeitliche Konstanz des Untergrundsignals untersucht. Dazu wurden die Mittelwerte der Verteilungen der ADC-Werte und der Schwellenwerte, wie sie sich aus Abbildung 5.1 b,d ergeben, für vier verschiedene, in einem zeitlichen Abstand von insgesamt drei Wochen durchgeführte Messungen bestimmt (Abb. 5.3). Die größte Veränderung wird zwischen der ersten und zweiten Messung festgestellt. Sie beträgt jedoch nicht einmal 1 ADC-Kanal. Die Größe dieses Sprungs ist zudem klein verglichen mit der Höhe der Schwelle. Für praktische Zwecke kann also von einem zeitlich konstanten Untergrund ausgegangen werden.

## 5.2 Multiplizitätsmessung

Neben seiner Funktion als Vetodetektor soll der Streamer-Tube-Detektor zur Messung der Multiplizität geladener Teilchen dienen. Ein Vergleich mit dem SPMD zeigt jedoch, daß nicht alle „Trefferkandidaten“ im CPV auf tatsächliche Teilchendurchgänge zurückzuführen sind. Die Multiplizität der Trefferkandidaten und der Vergleich mit der im SPMD aufgetretenen Multiplizität werden im folgenden vorgestellt.

Der SPMD deckt einen weit größeren Raumwinkelbereich ab als der CPV.



**Abbildung 5.3:** Mittelwerte der Verteilung der ADC-Werte (gestrichelt) und der Schwellenwerte (durchgezogen) für vier verschiedene Untergrundmessungen.

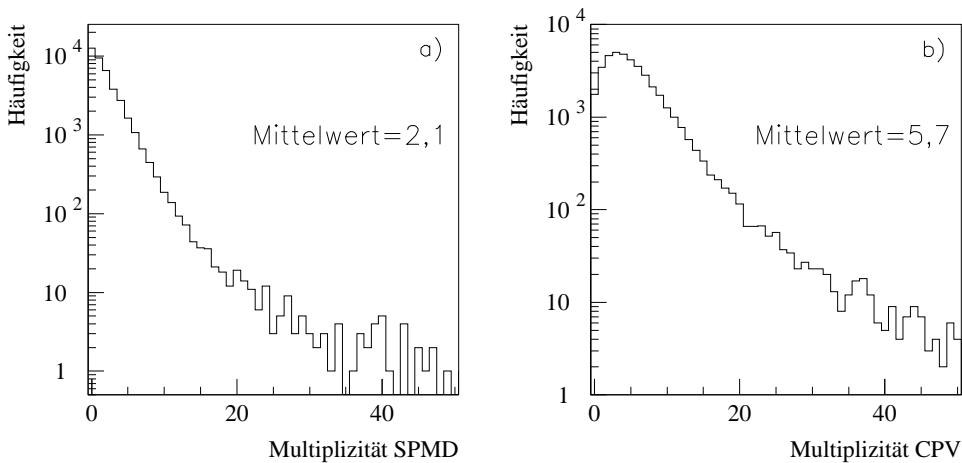
Um die mit beiden Detektoren gemessenen Multiplizitäten vergleichen zu können, werden deshalb nur solche Treffer des SPMD gezählt, deren Projektion auf der Oberfläche des CPV liegt.

Aufgrund der relativ großen Pads des SPMD wird ein Teil der Pads von mehr als einem Teilchen pro Ereignis getroffen. Die Multiplizität wird daher nicht allein durch die Anzahl der getroffenen Pads bestimmt. Zusätzlich muß die Energie berücksichtigt werden, die in einem Pad deponiert wurde. Dividiert man diese Energie durch die Energie, die ein minimalionisierendes<sup>1</sup> Teilchen im Mittel deponiert, so erhält man die Anzahl der Treffer des Pads. Da die von einem Teilchen abgegebene Energie eine Funktion der Wegstrecke ist, die das Teilchen im Detektor zurücklegt, und diese vom Winkel der Teilchenbahn bezüglich der Strahlachse abhängt, muß die Anzahl der Treffer noch mit einem winkelabhängigen Faktor korrigiert werden. Die Summe der korrigierten Trefferzahlen ergibt dann die Multiplizität ([Ste96]).

In protoneninduzierten Reaktionen variiert die Multiplizität weit weniger als in bleiinduzierten Reaktionen. Deshalb wurde auf eine getrennte Betrachtung verschiedener Zentralitätsklassen verzichtet.

<sup>1</sup>Minimalionisierend meint hier, daß kein Schauer erzeugt wird.

Man erhält auf diese Weise für den SPMD im Raumwinkelbereich, der auch vom CPV abgedeckt wird, eine mittlere Multiplizität von 2,1 (Abb. 5.4 a). Die mit dem CPV bestimmte Multiplizität der Trefferkandidaten liegt etwa 2,7 mal so hoch: Hier ergibt sich ein Mittelwert von 5,7 (Abb. 5.4 b). Der SPMD gilt als zuverlässiger Detektor. Seine in einem Teststrahl gemessene Nachweiseffizienz beträgt 99 %. Das deutet darauf hin, daß die zusätzlichen Treffer im CPV keinen physikalischen Ursprung haben.



**Abbildung 5.4:** Verteilung der Multiplizität geladener Teilchen im Raumwinkelbereich des CPV gemessen mit dem SPMD (a) und dem CPV (b).

Die Natur dieser zusätzlichen Treffer im CPV soll durch eine Betrachtung der Verteilung der Multiplizität pro Pseudorapiditätsintervall  $\Delta N/\Delta\eta$  näher untersucht werden. Da der CPV sich nur über einen Teil des vollen Azimutalwinkels erstreckt, muß  $\Delta N/\Delta\eta$  entsprechend der Akzeptanz für den jeweiligen  $\eta$ -Bereich skaliert werden. Die Akzeptanz, das ist der Anteil des  $\eta$ -Bereichs, der durch den CPV abgedeckt wird, ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Für den SPMD ist eine solche Korrektur nicht erforderlich, weil der Detektor kreisförmig ist.

Der zu erwartende Schwerpunkt der  $\Delta N/\Delta\eta$ -Verteilung soll mit Hilfe eines einfachen Modells berechnet werden (vgl. [Kam93]). Dazu wird angenommen,

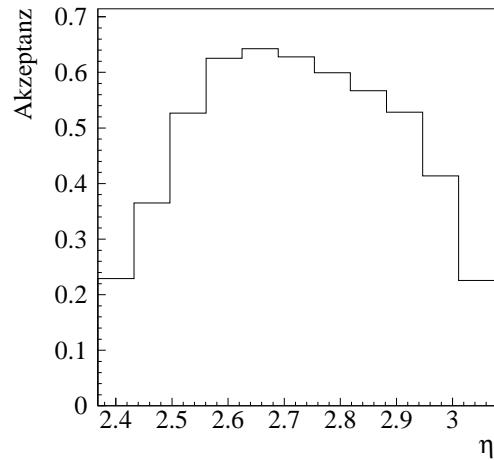


Abbildung 5.5: Akzeptanz des CPV als Funktion der Pseudorapidity  $\eta$ .

daß das Projektil das Target durchdringt und beim Austritt seine gesamte Energie abgegeben hat. Es tritt dann mit denjenigen Nukleonen des Targets in Wechselwirkung, die innerhalb des Zylinders liegen, der sich aus der Querschnittsfläche des Projektils und der im Target zurückgelegten Wegstrecke ergibt (vgl. Abb. 5.6). Das entspricht der Vorstellung des *Participant-Spectator*-Modells (vgl. Kap. 1.2.1). Für ein kugelförmiges Target ist die

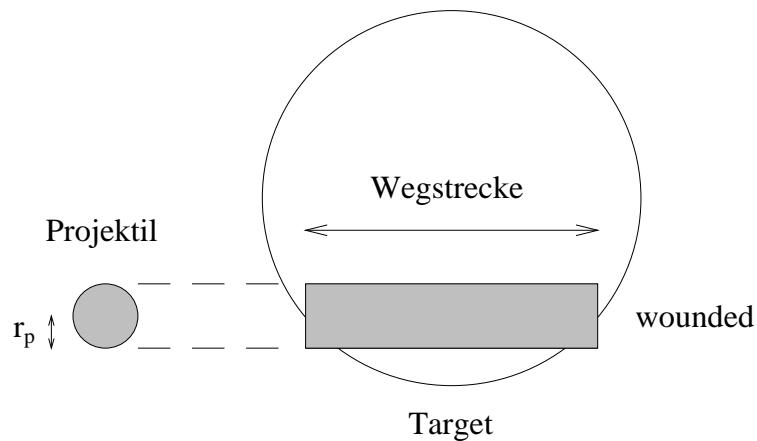


Abbildung 5.6: Modell zur Berechnung der Anzahl der an einer Reaktion teilnehmenden Nukleonen.

mittlere im Target zurückgelegte Wegstrecke  $\langle d \rangle$  gleich dem Volumen des Targets dividiert durch seine Querschnittsfläche:  $\langle d \rangle = \frac{4}{3}r_T$  (mit  $r_T$  als dem Radius des Targets). Die Anzahl  $N_T^w$  der an der Reaktion teilnehmenden (*wounded*) Nukleonen des Targets berechnet sich dann zu:

$$N_T^w = F_P \cdot \frac{4}{3} \cdot r_T \cdot \rho_0 \quad (5.2)$$

Dabei ist  $F_P$  die Querschnittsfläche des Projektils, in diesem Fall des Protons. Die analysierten Daten wurden für ein Bleitarget aufgenommen.  $r_T$  ist hier also der Radius eines  $^{207}\text{Pb}$ -Kerns;  $\rho_0$  bezeichnet die Nukleonendichte von Kernmaterie. Mit

$$\begin{aligned} F_P &= \pi r_p^2 & r_p &: \text{Protonradius} \\ r_T &= r_0 A_T^{1/3} & A_T &: \text{Massenzahl eines Targetkerns} \end{aligned}$$

folgt:

$$N_T^w = \pi r_p^2 \cdot \frac{4}{3} r_0 A_T^{1/3} \cdot \rho_0 \quad (5.3)$$

Werden die Werte

$$\begin{aligned} r_p &= 0,8 \text{ fm} & ([\text{Mus88}]) \\ r_0 &= 1,1 \text{ fm} & ([\text{May94}]) \\ \rho_0 &= 0,17 \text{ fm}^{-3} \end{aligned}$$

eingesetzt, so erhält man für  $N_T^w$  das Ergebnis:

$$N_T^w = 2,97 \quad (5.4)$$

Aus der Energie  $E_{beam}=158 \text{ GeV}$  des Strahls lässt sich mit  $N_T^w$  die Energie  $E_{cm} = \sqrt{s}$  im Schwerpunktsystem berechnen ( $m_N$ : Nukleonmasse):

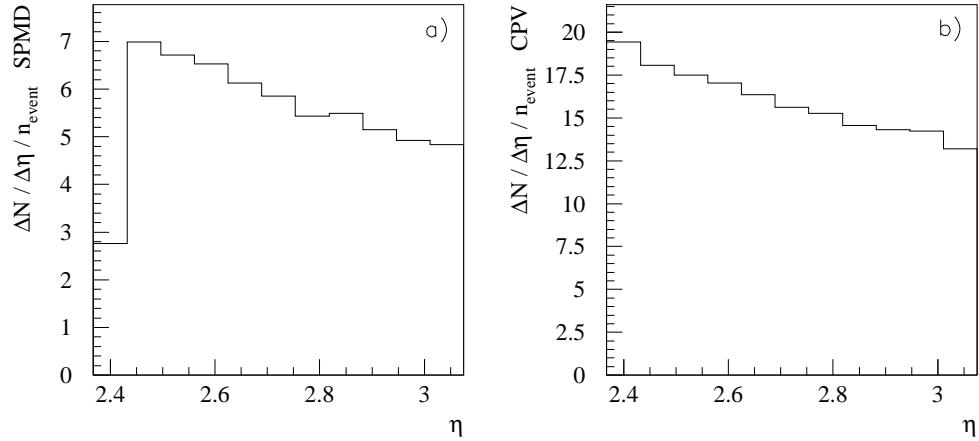
$$\sqrt{s} = [ (m_N c^2)^2 + (N_T^w \cdot m_N c^2)^2 + 2E_{beam} \cdot N_T^w \cdot m_N c^2 ]^{\frac{1}{2}} \quad (5.5)$$

$$= \sqrt{891} \text{ GeV} = 29,8 \text{ GeV} \quad (5.6)$$

Für die Rapidität  $y_{cm}$  im Schwerpunktsystem gilt dann:

$$y_{cm} = \ln \frac{\sqrt{s}}{N_T^w \cdot m_N \cdot c^2} = \ln(10,7) = 2,37 \quad (5.7)$$

Im Grenzfall großer Energien ist die Rapidität annähernd gleich der Pseudorapidity. Unter der Annahme gegenseitigen Stoppens ist bei dieser Rapidität ein Maximum der  $\Delta N/\Delta\eta$ -Verteilung zu erwarten.

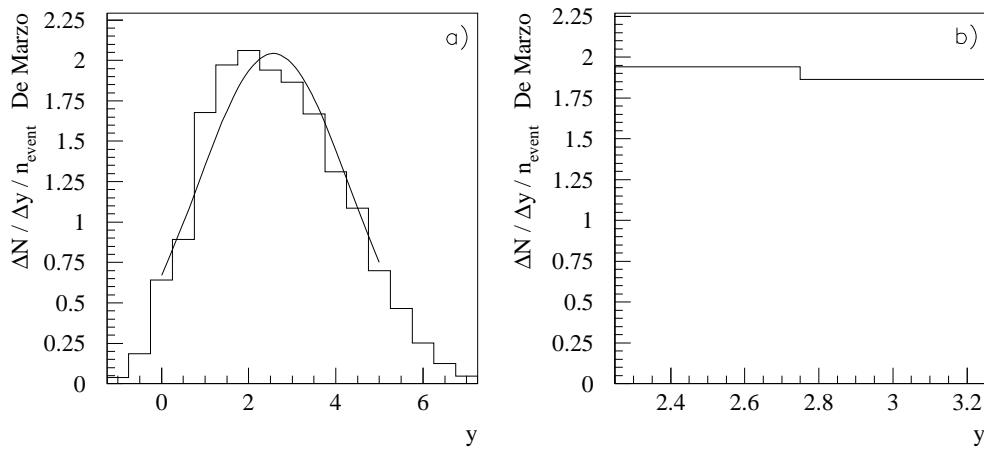


**Abbildung 5.7:** Multiplizität pro Pseudorapiditätsintervall gemessen mit dem SPMD (a) und dem CPV (b). Der Einbruch der Multipizität im kleinsten  $\eta$ -Intervall in Bild a ist wahrscheinlich auf ausgefallene Module im äußersten Ring des SPMD zurückzuführen.

Das experimentelle Ergebnis ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Bild a zeigt  $\Delta N / \Delta \eta$  als Funktion von  $\eta$  gemessen mit dem SPMD, Bild b das mit dem CPV erhaltene Ergebnis. Beide Pseudorapiditätsverteilungen stehen in Einklang mit der obigen Überlegung bezüglich des Schwerpunkts der Verteilung. Die Anpassung einer Gaußfunktion, deren Maximum an der Stelle 2,37 (s. o.) festgehalten wurde, ergab Breiten der Verteilungen von  $\sigma_\eta = 0,77 \pm 0,41$  (SPMD) und  $\sigma_\eta = 0,87 \pm 0,37$  (CPV).

Dieses Ergebnis kann mit der Multiplizitätsverteilung verglichen werden, die beim Beschuß eines Xenon-Targets mit Protonen einer Energie von 200 GeV in einer Streamerkammer gemessen wurde (vgl. [DeM82]). Sie ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Eine Berechnung des erwarteten Schwerpunkts dieser Verteilung nach dem oben vorgestellten geometrischen Modell ergibt einen Wert von  $y=2,56$  ( $N_T^w=2,55$ ;  $\sqrt{s}=31,1$ ). Eine Gaußfunktion, die mit einem Maximum an dieser Stelle an die Verteilung angepaßt wurde (Abb. 5.8 a), besitzt eine Breite von  $1,7 \pm 0,7$ . Diese Breite ist zwar größer als die mit SPMD

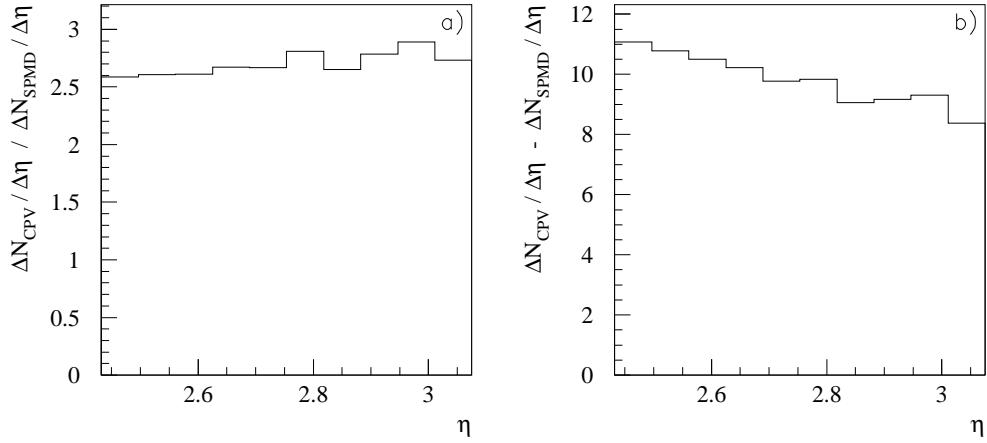
und CPV gemessenen Breiten, im Rahmen der Fehler sind die Breiten aber miteinander vereinbar. Die Multiplizitätsverteilung wurde von [DeM82] über den gesamten Rapiditysbereich gemessen. So kann überprüft werden, ob mit dem geometrischen Modell der Schwerpunkt der Verteilung in guter Näherung vorhergesagt werden kann. Offensichtlich ist das der Fall.



**Abbildung 5.8:** Rapidityverteilung der Multiplizität für den Beschuß eines Xenon-Targets mit Protonen einer Energie von 200 GeV. a) gesamter Bereich; b) der Ausschnitt, der auch mit SPMD und CPV gemessen wird.

Nach diesem Exkurs über die zu erwartende Rapidityverteilung wird im folgenden der Ursprung der zusätzlichen Treffer durch einen Vergleich der in Abbildung 5.9 dargestellten Kurvenverläufe erforscht. Die qualitative Form der Kurven ist in etwa gleich. Das wird offensichtlich, wenn  $\Delta N_{CPV} / \Delta \eta$  durch  $\Delta N_{SPMD} / \Delta \eta$  dividiert wird. Dieser Quotient steigt über den gesamten  $\eta$ -Bereich um weniger als 1/10 an (Abb. 5.9 a). Die mit dem CPV gemessene Multiplizität der Trefferkandidaten liegt um den Faktor 2,6 bis 2,8 höher.

Die Ähnlichkeit der Kurvenformen für SPMD und CPV deutet auf eine Korrelation zwischen den Treffern hin, die in beiden Detektoren auftreten, und denen, die zusätzlich im CPV erscheinen. Solche korrelierten zusätzlichen Treffer könnten entstehen, wenn die Clusterroutine aus Pads, die zu einem



**Abbildung 5.9:** a) Verhältnis von  $\Delta N_{CPV}/\Delta\eta$  zu  $\Delta N_{SPMD}/\Delta\eta$ . b) Differenz aus  $\Delta N_{CPV}/\Delta\eta$  und  $\Delta N_{SPMD}/\Delta\eta$ . Das Bin bei niedrigstem  $\eta$  ist jeweils nicht dargestellt, weil in diesem Bereich defekte Module des SPMD vermutet werden.

Treffer gehören, mehrere Cluster bildet. Durch Variation der Clusterschwellen konnten die zusätzlichen Treffer jedoch nicht unterdrückt werden, ohne entscheidend an Nachweiseffizienz zu verlieren ([Rey97]).

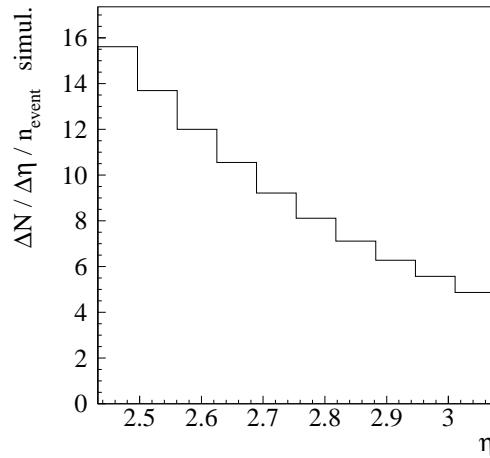
Eine weitere Ursache für das Entstehen zusätzlicher Treffer könnten Fehler bei der Auslese der Daten sein. Diese Vermutung liegt nahe, weil die Datenauslese bereits in der Vergangenheit Probleme bereitete: In der ursprünglichen Fassung des CPV war in jeder Kette eine mehrmalige Auffrischung der Chip-Signale durch Schmitt-Trigger vorgesehen. Dadurch wurde das Signal jedoch so sehr verzögert, daß die Zeitabstimmung zwischen Chips und DSPs gestört wurde. Das Problem ließ sich dadurch beheben, daß nur ein einzelner, stärkerer Schmitt-Trigger eingesetzt wurde. Des Weiteren traten Auslesefehler auf, die sich durch mehrfaches Erscheinen von Adressen innerhalb eines Ereignisses zeigten. Dies war durch Reflexionen auf der Datenleitung zwischen DSP-Boards und Master-DSP-Board bedingt. Durch eine Feinabstimmung des Abschlußwiderstands auf den Wellenwiderstand dieser Leitung ließ sich der Anteil solcher fehlerhaften Ereignisse auf  $(0,10 \pm 0,01)\%$  während der

Protonenstrahlzeit und  $(6,1 \pm 0,2)\%$  während der Bleistrahlzeit begrenzen. Die verbleibenden fehlerhaften Ereignisse werden vom Analysealgorithmus verworfen. Die größere Fehlerrate während der Bleistrahlzeit kann durch die für bleiinduzierte Ereignisse größere Anzahl an übertragenen Datenwörtern erklärt werden. Mit dieser Anzahl steigt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Datenwort fehlerhaft übertragen wird. Das Verhältnis der Fehlerraten ist tatsächlich von der Größenordnung des Verhältnisses der Multiplizitäten in blei- und protoneninduzierten Reaktionen.

Es ist denkbar, daß bei der Übertragung der Daten vom DSP zum Master-DSP nicht nur Datenwörter vervielfacht, sondern auch Adressen verändert werden. So könnten zufällig über die Detektoroberfläche verteilte Treffer entstehen. Weil die den  $\eta$ -Intervallen entsprechende Detektorfläche mit zunehmendem  $\eta$  kleiner wird, sollte die Multiplizität solcher zufälligen Treffer mit  $\eta$  abfallen.

Geht man davon aus, daß nur diejenigen Treffer physikalischer Natur sind, die in beiden Detektoren auftreten, so erhält man die Pseudorapiditätsverteilung der zusätzlichen, unphysikalischen Treffer des CPV, indem man  $\Delta N_{SPMD}/\Delta\eta$  von  $\Delta N_{CPV}/\Delta\eta$  subtrahiert. Diese Differenz ist in Abbildung 5.9 b gezeigt. Der Verlauf der Verteilung ist zunächst mit obiger Annahme zufällig über die Detektoroberfläche verteilter Treffer verträglich. Die Multiplizität nimmt mit  $\eta$  insgesamt etwa 1/5 ab. Eine Simulation des Multiplizitätsspektrums gleichmäßig über die Oberfläche verteilter Treffer zeigt aber, daß der Abfall der Multiplizität steiler sein sollte (ca. 60 % Abnahme, vgl. Abb. 5.10), um den Kurvenverlauf durch zufällige Treffer zu erklären. Bei dieser Simulation wurde eine Multiplizität von 3,6 Treffern pro Ereignis angenommen, wie sie der Differenz der mit CPV und SPMD gemessenen Multiplizitäten entspricht (vgl. Abb. 5.7). Es besteht also offensichtlich wirklich eine Korrelation zwischen zusätzlichen und in beiden Detektoren auftretenden Treffern.

Um zusätzliche von echten Treffer unterscheiden zu können, kann vielleicht ausgenutzt werden, daß die ADC-Werte echter Treffer oft im Overflow-Bereich des Chips liegen (63 Kanäle). Falls die Höhe der ADC-Werte der zusätzlichen Treffer dem Zufall unterliegt, sind zusätzliche Treffer mit einem ADC-Wert von 63 Kanälen unwahrscheinlich. Durch Verwerfen aller Treffer mit ADC-Werten unterhalb einer sehr hohen Software-Schwelle von beispielsweise 60



**Abbildung 5.10:** Simulation der Pseudorapiditätsverteilung der Multiplizität für homogen über die Oberfläche des CPV verteilte Treffer bei einer Multiplizität von 4,4 Treffern pro Ereignis.

Kanälen könnte also eine Unterscheidung möglich werden. Zu diesem Zweck muß zuvor der in den DSPs subtrahierte individuelle Schwellenwert wieder zu dem von der Datenerfassung gespeicherten Wert addiert werden. Wird der ursprüngliche ADC-Wert nicht wiederhergestellt, so wird wegen der für jedes Pad unterschiedlichen Schwelle der Peak der Overflow-Werte stark verbreitert. Er läßt sich dann nicht mehr eindeutig vom übrigen ADC-Spektrum trennen.

Diese Methode konnte bisher wegen eines erst wenige Tage vor Fertigstellung dieser Arbeit entdeckten Fehlers (vgl. Kap. 5.4) in der Routine zur Dekodierung der Pad-Adressen nicht angewandt werden. Aufgrund dieses Fehlers war die den Pads zugeordnete laufende Nummer für jedes Pad um eins zu groß. So wurde jeweils der Schwellenwert des benachbarten Pads zum von der Datenerfassung gespeicherten Wert addiert. Deshalb ließ sich der ursprünglich scharfe Peak der Overflow-Werte nicht rekonstruieren. Bis zur Entdeckung des Fehlers in der Dekodierungsroutine wurden Auslesefehler als Ursache dieses Phänomens vermutet.

Eine erster Versuch, die zusätzlichen Treffer zu unterdrücken, blieb jedoch ohne Erfolg. Trotz einer Software-Schwelle von 60 Kanälen für den

ursprünglichen ADC-Wert lag der Mittelwert der Multiplizität noch bei 3,3. Gleichzeitig war die Nachweiswahrscheinlichkeit bereits auf  $52 \pm 3\%$  reduziert. Die Frage nach dem Ursprung der zusätzlichen Treffer konnte also noch nicht abschließend beantwortet werden.

### 5.3 Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit ist wichtig, um die mit dem CPV im WA98-Experiment erhaltenen Ergebnisse zu korrigieren oder ihre Unsicherheit anzugeben. An einer einzelnen Tube wurde die Effizienz unter Laborbedingungen bereits getestet (vgl. Kap. 4.2). Die Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV während der Strahlzeit muß jedoch nicht mit dem Ergebnis dieses Tests übereinstimmen. Eine Abweichung könnte sich zum Beispiel aus höherem elektronischen Rauschen ergeben, das durch benachbarte Detektoren verursacht wird. Zudem ergeben sich beim Betrieb des gesamten Detektors Effekte, die bei der Messung an einer einzelnen Tube nicht auftreten. Zu nennen sind das Übersprechen zwischen benachbarten Tubes und Auslesefehler. Schließlich könnte während des Spills die Strombelastung des Detektors so groß werden, daß die Anodenspannung kurzzeitig absinkt. All dies würde die Nachweiseffizienz verringern.

Dagegen erhöht sich die Effizienz durch die Drehung der Tubes bezüglich der Ebene senkrecht zur Strahlachse (vgl. Kap. 3.1), da der Aufbau der Testmessung auch senkrechten Teilcheneinfall erlaubt.

Eine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit unter den Bedingungen des WA98-Experiments wurde mit Daten vorgenommen, die für die Detektoren LEDA, SPMD und CPV während der Protonenstrahlzeit aufgezeichnet wurden. LEDA und SPMD dienen bei dieser Untersuchung zum Auffinden von Teilchenbahnen, welche die Oberfläche des CPV schneiden. Sie erfüllen damit eine ähnliche Aufgabe wie die Referenztubes im Laborversuch. Um solche Teilchenbahnen zu finden, wird nach Trefferkorrelationen zwischen LEDA und SPMD gesucht. Dazu müssen zunächst die Relativpositionen der Detektoren genau bestimmt werden.

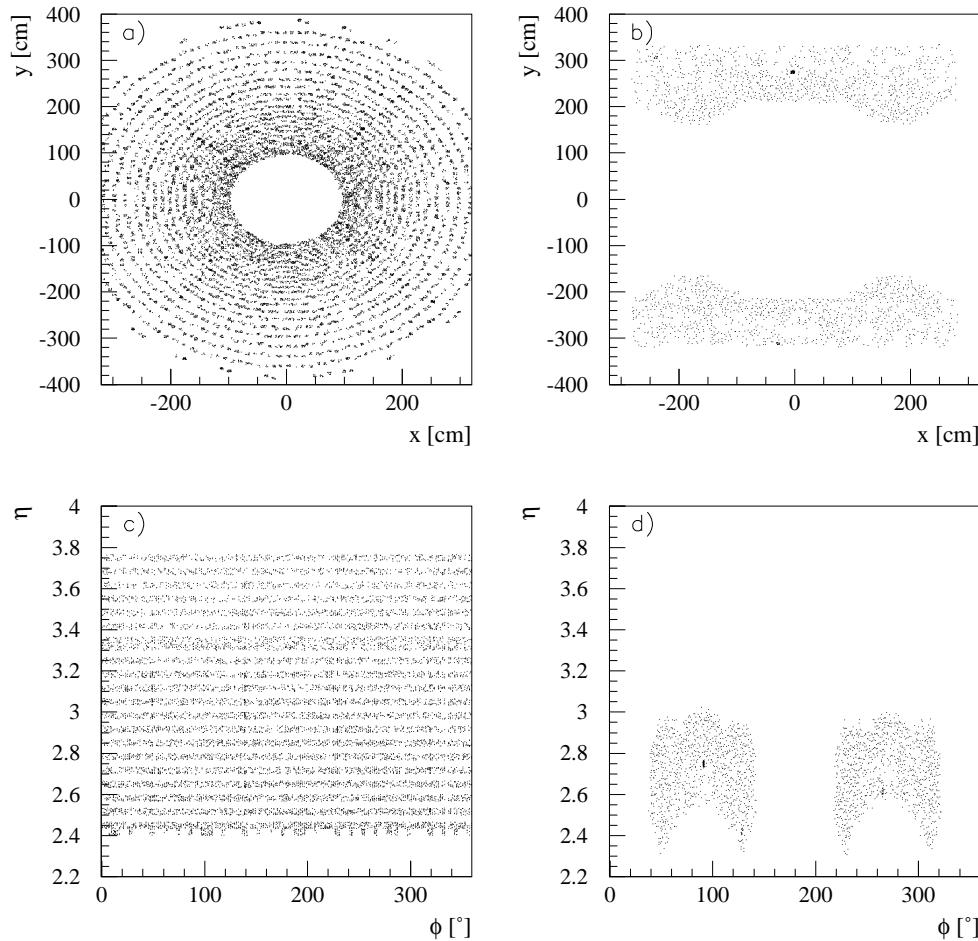
### 5.3.1 Relativpositionen von LEDA und SPMD

Im WA98-Experiment wird die Koinzidenz der Treffer in verschiedenen Detektoren durch einen gemeinsamen Trigger gewährleistet. Im Unterschied zum Laborversuch treten aber mehrere Treffer pro Ereignis auf. Sie lassen sich zeitlich nicht mehr trennen. Um zu bestimmen, ob Treffer in verschiedenen Detektoren korreliert sind, das heißt durch dasselbe Teilchen erzeugt wurden, müssen also die Positionen der Treffer verglichen werden. Das geschieht in einem Koordinatensystem  $K_{wa98}$ , das zur Beschreibung des gesamten Experiments geeignet ist. Dieses rechtshändige System hat seinen Ursprung im Target und ist durch Strahlachse (z), Horizontale (x) und Vertikale (y) festgelegt.

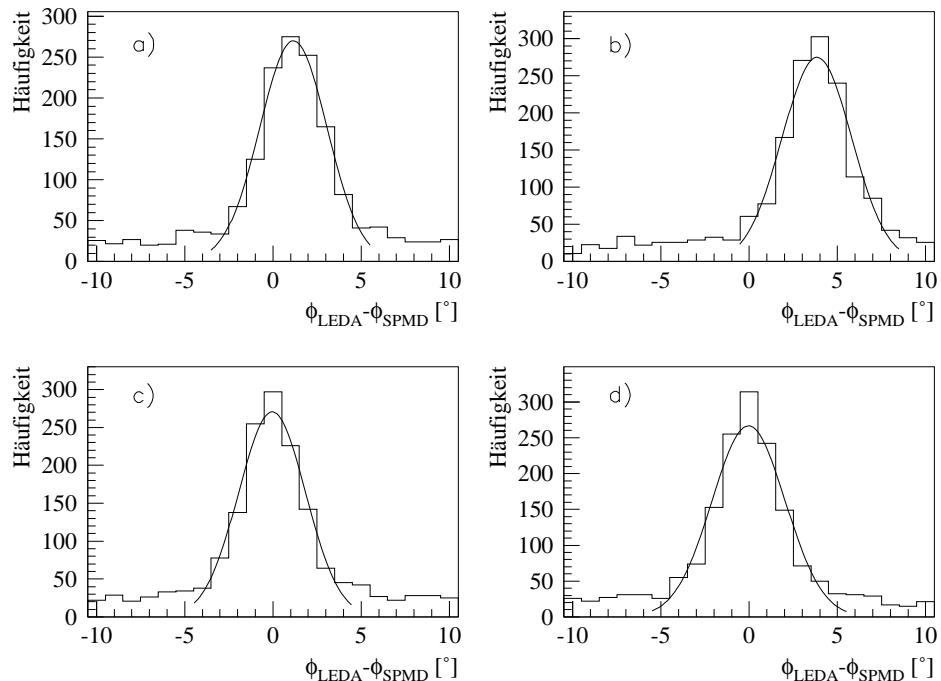
Zunächst ist die Position eines Treffers nur in einem detektoreigenen Koordinatensystem  $K_{Detektor}$  bekannt. Sie ergibt sich aus den ansprechenden Modulen. Zur Berechnung der Trefferposition im System  $K_{wa98}$  wird außerdem die Lage von  $K_{Detektor}$  in  $K_{wa98}$ , also die Lage des Detektors im Raum benötigt. Die so erhaltene Trefferposition in  $K_{wa98}$  ist mit einem Fehler behaftet, der sich im wesentlichen aus der Meßgenauigkeit bei der Lagebestimmung des Detektors ergibt. Zur Entscheidung darüber, ob Treffer in verschiedenen Detektoren korreliert sind, kann dieser Fehler nicht vernachlässigt werden. Sein Einfluß lässt sich in diesem Fall jedoch eliminieren, wenn die Relativpositionen der Detektoren bestimmt werden. Dazu bedient man sich gerade solcher Korrelationen. Sie werden bei einem Vergleich der Positionen aller Treffer im ersten Detektor mit denen im zweiten sichtbar.

Die Winkelauflösung des SPMD ist geringer als die des LEDA. Daher werden die Trefferpositionen zur Bestimmung der Relativpositionen von LEDA und SPMD in den „natürlichen“ Koordinaten des SPMD (vgl. Kap. 2),  $\eta$  und  $\phi$  verglichen. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 5.11 die Trefferpositionen von SPMD und LEDA einmal in  $(x, y)$  projiziert auf die Ebene des CPV, und ein zweites Mal in  $(\phi, \eta)$ .

Betrachtet man die statistische Verteilung der Azimutalwinkeldifferenzen aller Kombinationen von Treffern im LEDA mit Treffern im SPMD, so erhält man eine glockenförmige Verteilung der korrelierten Treffer mit einem



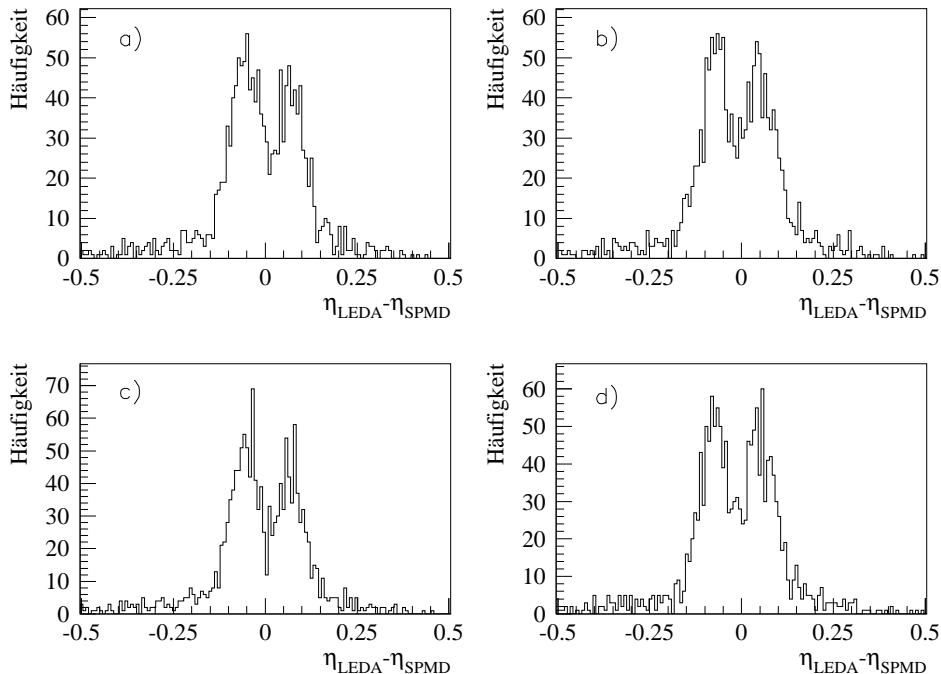
**Abbildung 5.11:** a,b) Verteilung der auf die CPV-Ebene projizierten Trefferpositionen des SPMD (a) und des LEDA (b) summiert über 5000 Ereignisse. Die Positionen sind in  $(x, y)$  angegeben. c,d) Verteilung der in  $(\phi, \eta)$  angegebenen Trefferpositionen des SPMD (c) und des LEDA (d). Die Ringe beziehungsweise Streifen in den Bildern a und c entsprechen den konzentrischen Kreisen, in denen die Pads des SPMD angeordnet sind.



**Abbildung 5.12:** Verteilung der  $\phi$ -Differenzen für unteren (links) und oberen (rechts) Detektorbereich. a,b): vor Korrektur der Unstimmigkeiten in  $\phi$  und  $x$ ; c,d): nach der Korrektur. Zur besseren Abgrenzung zum Untergrund sind nur Korrelationen von Treffern dargestellt, deren Abstand in  $\eta$  kleiner ist als 0,2.

Untergrund aus nicht korrelierten. Die Breite der Verteilung wird durch das Auflösungsvermögen der Detektoren bestimmt.

Getrennte Untersuchungen für unteren und oberen Teildetektor des LEDA zeigen, daß die Verteilungen verschieden stark zu positiven Winkeldifferenzen hin verschoben sind (Abb. 5.12 a und b). Die über beide Teildetektoren gemittelte Verschiebung entspricht einer Drehung der Position des SPMD in WA98-Koordinaten gegenüber der des Bleiglasdetektors um die Strahlachse. Die in beiden Teildetektoren entgegengesetzte Abweichung von dieser mittleren Verschiebung resultiert aus einer Unstimmigkeit der Relativpositionen von LEDA und SPMD in horizontaler Richtung.



**Abbildung 5.13:** Verteilung der  $\eta$ -Differenzen für unteren (links) und oberen (rechts) Teilbereich des LEDA. a,b) vor Korrektur der Unstimmigkeiten in  $\phi$  und  $x$ ; c,d) nach der Korrektur. Zur besseren Abgrenzung vom Untergrund sind nur Kombinationen von Treffern dargestellt, deren Abstand in  $\phi$  kleiner ist als  $5^\circ$

Durch entsprechende Koordinatentransformationen lassen sich nun die Positionen der detektoreigenen Koordinatensysteme aufeinander abstimmen. Danach erhält man für beide Teildetektoren eine Verteilung der Winkeldifferenzen um null (Abb. 5.12, untere Reihe).

Die Verteilung der Pseudorapiditätsdifferenzen bleibt von diesen Korrekturen nahezu unberührt (Abb. 5.13). Sie gehen in der Breite der Verteilung unter. Auffällig ist aber die Doppel-Struktur. Sie suggeriert eine Unstimmigkeit in  $x$ -Richtung, die deutlich größer sein müßte als die bereits korrigierte.

Dieser Widerspruch wird unter einer der drei folgenden Annahmen auflöst:

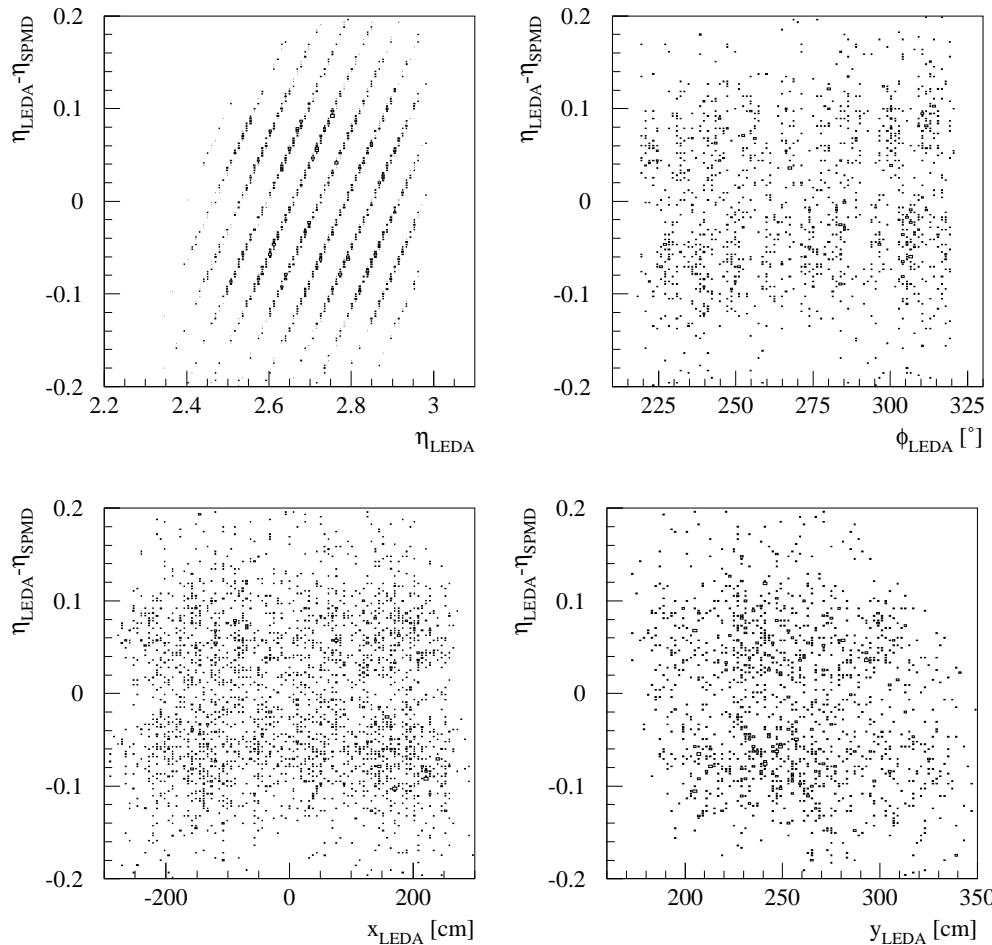
- Die Unstimmigkeit kann auch durch eine andere Koordinatentransformation als eine einfache Verschiebung in  $x$  beseitigt werden.
- Das verwandte Analyseprogramm ist fehlerhaft.
- Es liegt ein Fehler in der Hardware von LEDA oder SPMD vor.

Um eine Transformation zu finden, durch die eine Abstimmung der Detektorkoordinatensysteme möglich ist, wird nach einer Ortsabhängigkeit der Verteilung der Pseudorapiditätsdifferenzen gesucht. Eine Darstellung der Verteilung als Funktion von  $\eta$ ,  $\phi$ ,  $x$  und  $y$  zeigt jedoch keine Abhängigkeit von diesen Variablen (Abb. 5.14). Beide Maxima erstrecken sich jeweils über den gesamten untersuchten Bereich. Die offensichtliche Ortsunabhängigkeit legt nahe, daß eine solche Transformation nicht existiert.

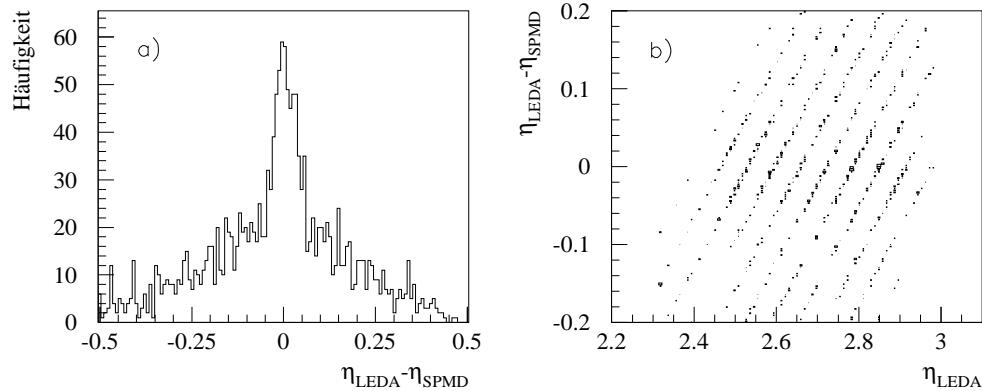
Ein Fehler im Analyseprogramm wird durch eine Untersuchung von Daten der Bleistrahlzeit 1995 ausgeschlossen. Hier zeigt sich mit demselben Programm eine einfache, glockenförmige Verteilung der  $\eta$ -Differenzen (Abb. 5.15).

Als mögliche Ursache bleibt noch eine Veränderung von LEDA oder SPMD, die zwischen der Bleistrahlzeit 1995 und der Protonenstrahlzeit 1996 entstanden ist. Da die Korrelation von LEDA und CPV keine Auffälligkeit zeigt (Abb. 5.16), mußte es sich um eine Veränderung des SPMD handeln. Es stellte sich heraus, daß durch Umstecken zweier Kabel die Zuordnung der Module in radialer Richtung paarweise vertauscht worden war. Dieser Fehler wurde durch eine Änderung in der Datenbank korrigiert. Die sich nun ergebende Verteilung der Pseudorapiditätsdifferenzen zeigt Abbildung 5.17. Nicht erkennbar ist ein kleiner Offset für den oberen Detektorbereich von 0,0142.

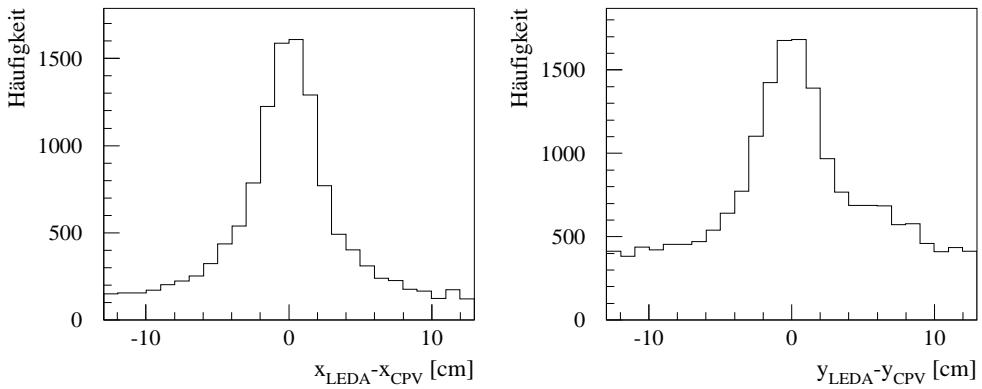
Für Vergleiche zwischen LEDA und SPMD ist es gleichgültig, ob die Koordinaten des LEDA oder des SPMD zuvor einer Transformation unterworfen werden. Im folgenden werden zu diesem Zweck die transformierten Koordinaten  $\phi_{korr}^{LEDA}$  und  $\eta_{korr}^{LEDA}$  des LEDA verwandt. Sie werden aus den



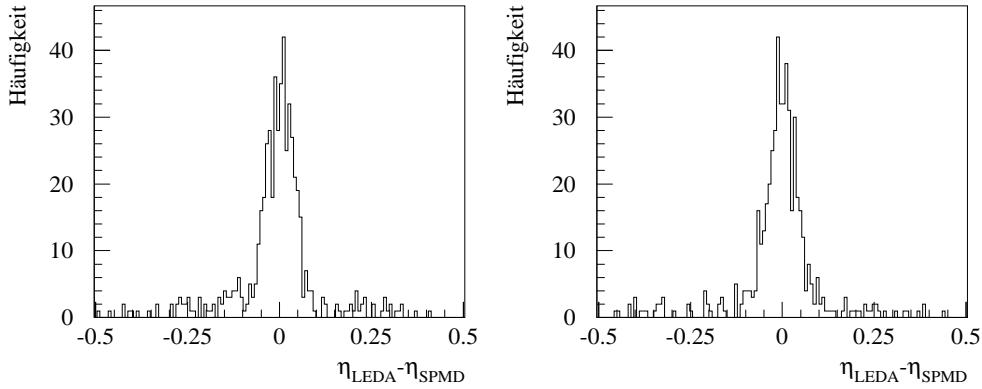
**Abbildung 5.14:** Verteilung der Pseudorapiditätsdifferenzen  $\eta_{\text{LED}\Delta} - \eta_{\text{SPMD}}$  als Funktion von  $\eta_{\text{LED}\Delta}$ ,  $\phi_{\text{LED}\Delta}$ ,  $x_{\text{LED}\Delta}$  und  $y_{\text{LED}\Delta}$ . Die Dichte der Punkte ist ein Maß für die Häufigkeit. Es lassen sich jeweils zwei Maxima der Verteilung der  $\eta$ -Differenzen erkennen. Sie zeigen sich unabhängig von der untersuchten Variablen. Die Maxima liegen bei Differenzen von ca.  $\pm 0,06$ . Das entspricht gerade der Ortsauflösung des SPMD in  $\eta$  von 0,064. Die Streifen im oberen linken Bild entstehen, weil die Binbreite des Histogramms kleiner ist als diese Ortsauflösung.



**Abbildung 5.15:** a) Verteilung der Pseudorapiditätsdifferenzen  $\eta_{LEDA} - \eta_{SPMD}$  in der Bleistrahlzeit 1995 summiert über beide Teildetektoren; b)  $\eta_{LEDA} - \eta_{SPMD}$  als Funktion von  $\eta_{LEDA}$ .



**Abbildung 5.16:** Verteilung der Differenzen  $x_{LEDA} - x_{CPV}$  und  $y_{LEDA} - y_{CPV}$  summiert über beide Teildetektoren. Hier unterliegt die jeweils andere Koordinate keiner Einschränkung. Daher scheint der Untergrund größer zu sein als bei Korrelationen zwischen LEDA und SPMD.



**Abbildung 5.17:** Verteilung der  $\eta$ -Differenzen für unteren (links) und oberen (rechts) Teildetektor des LEDA nach Änderung der Modulzuordnung.

Koordinaten in  $K_{wa98}$  wie angegeben berechnet:

$$\begin{aligned}
 x &= x_{wa98} + 7,0 \text{ cm} \\
 \phi_{LEDA} &= \phi(x, y_{wa98}, z_{wa98}) - 2,41^\circ \\
 \theta &= \theta(x, y_{wa98}, z_{wa98}) \\
 \eta_{korr}^{LEDA} &= \eta(\theta) && \text{für den unteren Teildetektor} \\
 \eta_{korr}^{LEDA} &= \eta(\theta) + 0,0142 && \text{für den oberen Teildetektor}
 \end{aligned}$$

### 5.3.2 Abstandskriterium

#### Abstandskriterium für LEDA und SPMD

Nachdem nun ein Vergleich der Trefferpositionen möglich ist, muß entschieden werden, in welchem Fall zwei Treffer als korreliert gelten. Das geschieht anhand des Abstands, der sich zwischen ihren Projektionen auf eine bestimmte Ebene ergibt. In diesem Fall ist das die Ebene der Koordinaten  $\eta$  und  $\phi$ . Der Abstand wird aus den Differenzen ( $\Delta\eta$ ,  $\Delta\phi$ ) in diesen Koordinaten berechnet, um wiederum der geringeren Winkelauflösung des SPMD gerecht zu werden.

Es muß nun eine Vorschrift zur Berechnung des Abstands festgelegt werden. Dazu bedarf es eines Maßstabs, mit dem sich beide Koordinaten vergleichen lassen. Dieser Maßstab sollte durch das Auflösungsvermögen der Detektoren in der jeweiligen Koordinate charakterisiert sein, damit der Einfluß von  $\Delta\eta$  und  $\Delta\phi$  auf den Abstand sinnvoll gewichtet wird. Dazu bietet sich die Standardabweichung der Verteilung aller Differenzen in  $\eta$  bzw.  $\phi$  an ( $\sigma_\eta$  bzw.  $\sigma_\phi$ ) (vgl. Abschnitt 5.3.1). Mit dieser Standardabweichung als Maßstab wird nun ein Abstand  $d_{LS}$  nach dem Vorbild des geometrischen Abstands definiert:

$$d_{LS} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\eta}{\sigma_\eta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2} \quad (5.8)$$

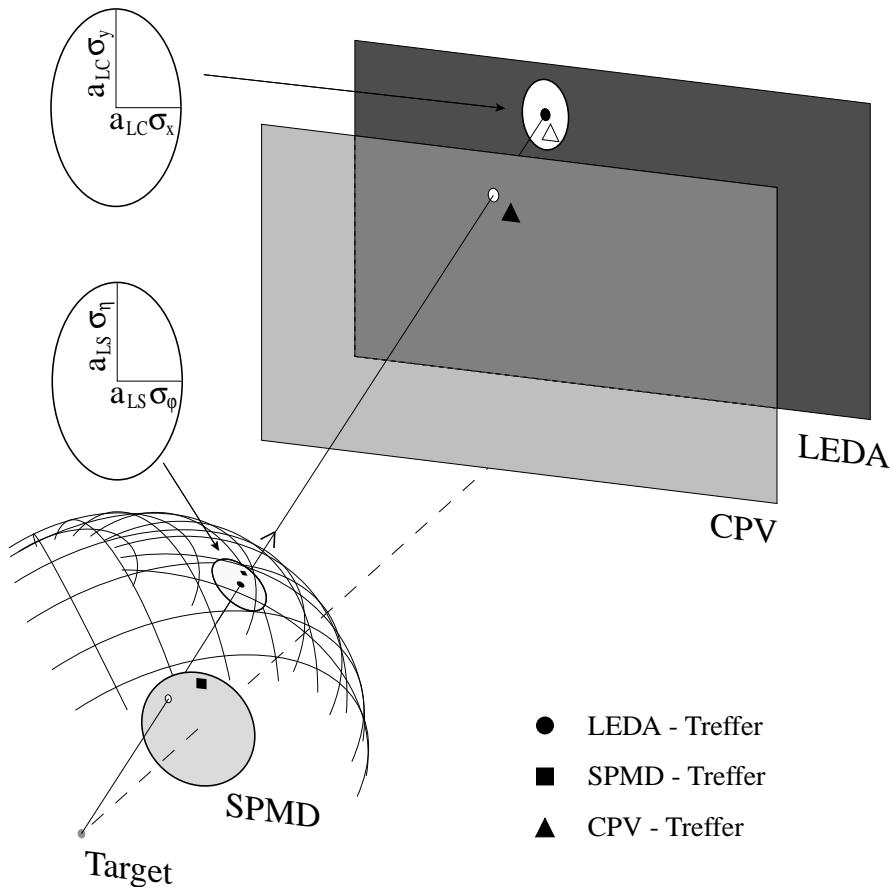
Jetzt läßt sich ein Kriterium aufstellen, nach dem entschieden wird, ob zwei Treffer als korreliert gelten: Ihr Abstand  $d_{LS}$  darf einen bestimmten Wert  $a_{LS}$  nicht überschreiten. Anschaulich heißt das: Ein Treffer im SPMD wird genau dann als korreliert zu einem Treffer im LEDA angesehen, wenn er innerhalb einer Ellipse mit den Halbachsen  $a_{LS} \cdot \sigma_\eta$  und  $a_{LS} \cdot \sigma_\phi$  um die Position des LEDA-Treffers liegt (zur Illustration s. Abb. 5.18). Für  $\sigma_\eta$  und  $\sigma_\phi$  wurden durch die Anpassung einer Gaußfunktion an die Verteilungen folgende Werte ermittelt:

$$\begin{aligned} \sigma_\eta &= 0,038 \\ \sigma_\phi &= 2,0^\circ \end{aligned}$$

Diese Korrelationsuntersuchung wird nur für Treffer angestellt, deren Projektionen auf der Oberfläche des CPV liegen. Die Auswahl der LEDA-Treffer unterliegt einer weiteren Einschränkung: Es werden keine Treffer untersucht, deren Energie größer ist als 1 GeV. Dies sind mit hoher Wahrscheinlichkeit Photonen. Sie werden von SPMD und CPV nicht nachgewiesen.

### Abstandskriterium für LEDA und CPV

Hat man ein Paar  $P_{LS}$  solcher korrelierter Treffer gefunden, so muß geprüft werden, ob die zugehörige Teilchenbahn vom CPV nachgewiesen werden konnte. Das ist genau dann der Fall, wenn es zu den Treffern des Paars einen



**Abbildung 5.18:** Dargestellt sind die beiden Abstandsellipsen, die um die Position eines LEDA-Treffers in der  $x$ - $y$ - und der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene definiert werden, um über eine Korrelation dieses Treffers mit CPV- und SPMD-Treffern zu entscheiden. Zeichnung: N. Heine.

korrelierten CPV-Treffer gibt. Dies soll wiederum nach einem Abstandskriterium entschieden werden.

Die Position des Paars wird dazu allein durch den LEDA-Treffer festgelegt. Wegen der besseren Winkelauflösung des LEDA ist die Teilchenbahn durch die Position dieses Treffers genauer bestimmen als durch die Position des SPMD-

Treffers. Außerdem ist die Entfernung zwischen CPV und LEDA weitaus geringer als zwischen CPV und SPMD. Somit treten Unsicherheiten bezüglich der Lage der Detektoren im Raum bei der Projektion der Treffer weniger stark in Erscheinung (vgl. Abschnitt 5.3.1).

Die Position des CPV ist relativ zum LEDA definiert. Die Trefferpositionen dieser Detektoren können also direkt verglichen werden.

Es muß nun ein Abstand zwischen den Projektionen eines LEDA- und eines CPV-Treffers definiert werden. Er wird aus den Differenzen der Positionen in  $x_{wa98}$  und  $y_{wa98}$  ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ) berechnet, um der Form der Detektormodule und ihrer Lage im Raum Rechnung zu tragen. Die CPV-Treffer werden dazu auf die LEDA-Oberfläche projiziert. Als Maßstab wird die Standardabweichung der Verteilung aller Differenzen in  $x$  bzw.  $y$  ( $\sigma_x$  bzw.  $\sigma_y$ ) gewählt (Abb. 5.16). So wird das Auflösungsvermögen der Detektoren berücksichtigt. Man erhält dann in Analogie zu Gleichung 5.8 den Abstand  $d_{LC}$ :

$$d_{LC} = \sqrt{\left(\frac{\Delta x}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{\sigma_y}\right)^2} \quad (5.9)$$

Das Kriterium dafür, daß die durch das Paar  $P_{LS}$  festgelegte Teilchenbahn vom CPV nachgewiesen werden konnte, lautet: Es gibt zu  $P_{LS}$  mindestens einen Treffer im CPV für den gilt:  $d_{LC}$  ist kleiner als ein Parameter  $a_{LC}$ . Dieser CPV-Treffer bildet mit dem Paar  $P_{LS}$  ein Tripel  $T_{LSC}$ . Man stelle sich wieder eine Ellipse um den LEDA-Treffer vor (vgl. wiederum Abb. 5.18). Liegt die Projektion des CPV-Treffers innerhalb dieser Ellipse mit den Halbachsen  $a_{LC} \cdot \sigma_x$  und  $a_{LC} \cdot \sigma_y$ , so gilt er als korreliert. Die Anpassung einer Gaußfunktion ergab für  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  die Werte:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= 2,06 \text{ cm} \\ \sigma_y &= 2,47 \text{ cm} \end{aligned}$$

### Systematische Korrekturen

Die auf diese Weise bestimmte Anzahl an Paaren und Tripeln muß noch korrigiert werden: Einerseits gibt es Treffer, deren Abstand nur zufällig kleiner ist als der maximal zugelassene Abstand  $a$ . Sie werden als korreliert angesehen,

obwohl sie nicht durch dasselbe Teilchen verursacht wurden. Der Anteil dieser zufälligen Korrelationen läßt sich durch die Methode der „gemischten Ereignisse“ bestimmen: Werden die Treffer eines Detektors mit solchen Treffern des zweiten kombiniert, die aus einem anderen Ereignis stammen, so kann es keine echten Korrelationen geben. Die Anzahl der auf diese Weise gefundenen Paare oder Tripel entspricht der Anzahl der zufällig gebildeten  $P_{LS}$  oder  $T_{LSC}$ , wenn Treffer aus demselben Ereignis kombiniert werden. Auf eine Unterscheidung nach verschiedenen Zentralitätsklassen kann dabei wieder verzichtet werden.

Zum anderen werden nicht alle Korrelationen gefunden. Es gibt Treffer, die zwar korreliert sind, aber trotzdem das Abstandskriterium nicht erfüllen. Die Anzahl aller Korrelationen erhält man durch Variation des Abstandsparameters  $a$ : Die Anzahl der gefundenen Tripel, mit der Methode der gemischten Ereignisse korrigiert, nähert sich mit zunehmendem  $a_{LC}$  asymptotisch der Anzahl aller Tripel. Die Anzahl aller Paare  $P_{LS}$  muß nicht bestimmt werden. Es genügt, für die Auswahl der bei einem bestimmten Abstandsparameter  $a_{LS}$  gefundenen Paare den CPV auf den Nachweis der entsprechenden Teilchenbahn zu überprüfen.

Um diese Korrekturen zu berücksichtigen, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit nach zwei verschiedenen Algorithmen berechnet. Diese unterscheiden sich prinzipiell darin, daß einmal lediglich die Existenz einer Korrelation überprüft wird. Nach dem zweiten Algorithmus werden alle gefundenen Korrelationen gezählt.

### 5.3.3 1. Algorithmus

An dieser Stelle soll ein erster Algorithmus zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit vorgestellt werden: Zu jedem LEDA-Treffer eines Ereignisses werden zunächst die SPMD-Treffer nacheinander auf Korrelationen überprüft. Sobald ein als korreliert angesehener Treffer gefunden ist, werden LEDA- und SPMD-Treffer als Paar  $P_{LS}$  zusammengefaßt. Falls kein solcher SPMD-Treffer gefunden wurde, beginnt der Algorithmus mit dem nächsten LEDA-Treffer von neuem.

In einem zweiten Schritt werden die CPV-Treffer des Ereignisses mit diesem

Paar  $P_{LS}$  verglichen. Erfüllt einer der CPV-Treffer das Abstandskriterium, so werden CPV-Treffer und  $P_{LS}$  als Tripel  $T_{LSC}$  bezeichnet. Ohne Untersuchung eines weiteren CPV-Treffers wird dann mit dem nächsten LEDA-Treffer von neuem begonnen. Falls sich kein korrelierter CPV-Treffer findet, wird der Algorithmus ebenfalls erneut durchlaufen. So kann zu jedem LEDA-Treffer höchstens ein Paar  $P_{LS}$  und zu jedem solchen Paar höchstens ein Tripel  $T_{LSC}$  gebildet werden.

Dieses Verfahren wird für eine große Anzahl  $N_E$  von Ereignissen durchgeführt. Die gefundenen Paare und Tripel werden jeweils über alle Ereignisse summiert.

Es kann dann eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit gemacht werden, zu einem Paar  $P_{LS}$  ein Tripel  $T_{LSC}$  zu finden. Für nicht gemischte Ereignisse ist diese Wahrscheinlichkeit  $p^{11}$  gleich der Wahrscheinlichkeit  $p_{11} \cup p_{12}$ , ein Tripel zu finden, dessen LEDA- und CPV-Treffer entweder echt korreliert oder nur zufällig korreliert sind (analog Gl. 4.3):

$$\begin{aligned} p^{11} &= p_{11} \cup p_{12} \\ &= p_{11} + p_{12} - p_{11} \cdot p_{12} \end{aligned} \quad (5.10)$$

Die oberen Indizes  $(^{ij})$  geben an, ob die Treffer aus nicht gemischten  $(^{11})$  oder gemischten  $(^{12})$  Ereignissen stammen. Die unteren Indizes  $(_{kl})$  unterscheiden zwischen echt korrelierten  $(_{11})$  und zufällig korrelierten  $(_{12})$  Treffern.  $p_{11}$  und  $p_{12}$  sind bei diesem Verfahren stochastisch unabhängig.

Werden die CPV-Treffer jeweils einem anderen Ereignis entnommen als LEDA- und SPMD-Treffer, so kann es keine echt korrelierten Treffer geben. Es gilt:

$$p^{12} = p_{12} \quad (5.11)$$

Aus (5.10) und (5.11) folgt für die Wahrscheinlichkeit  $p_{11}$ , ein echt korreliertes Tripel zu finden:

$$p_{11} = \frac{p^{11} - p^{12}}{1 - p^{12}} \quad (5.12)$$

Dies ist die gesuchte Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV.  $p^{ij}$  erhält man aus der Summe  $N_T^{ij}$  der für alle Ereignisse gefundenen Tripel dividiert durch die

Summe  $N_P^{11}$  aller gefundenen Paare:

$$p^{11} = \frac{N_T^{11}}{N_P^{11}}, \quad p^{12} = \frac{N_T^{12}}{N_P^{11}}$$

Der statistische Fehler wird durch die Standardabweichung der binomialverteilten Meßwerte  $p^{11}$  und  $p^{12}$  beschrieben (vgl. Kap. 4.2). Den Verlauf von  $p^{11}$

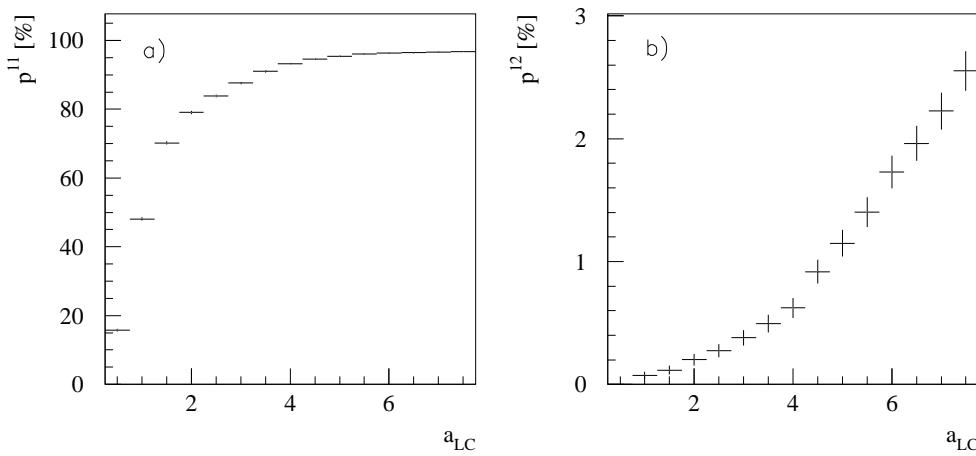
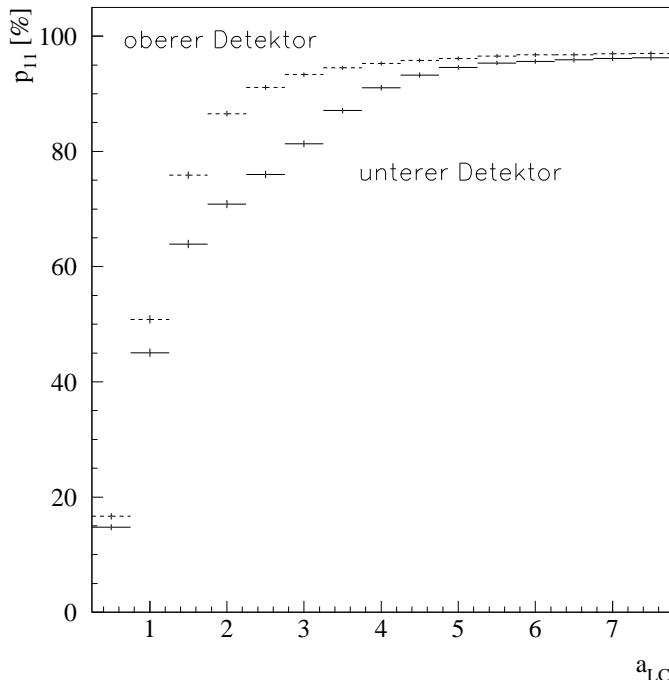


Abbildung 5.19: a)  $p^{11}$  als Funktion von  $a_{LC}$ ; b)  $p^{12}$  als Funktion von  $a_{LC}$ .

und  $p^{12}$  als Funktion des Abstandsparameters  $a_{LC}$ , bei festgehaltenem  $a_{LS}$  von 1,25, zeigt Abbildung 5.19. Der zunächst steile Anstieg von  $p^{11}$  wird durch die korrelierten Trefferpaare verursacht. Mit zunehmendem Abstandsparameter  $a_{LC}$  werden immer weniger zusätzliche Korrelationen gefunden. Schließlich wird annähernd eine Sättigung erreicht.

$p^{12}$  steigt quadratisch mit  $a_{LC}$ , weil die Wahrscheinlichkeit, zufällig einen Treffer innerhalb der Abstandsellipse zu finden, proportional zu deren Flächinhalt ist.  $p^{12}$  bleibt aber auch für große  $a_{LC}$  klein im Vergleich zu  $p^{11}$ . Man erkennt, daß der Fehler von  $p^{11}$ , der aufgrund der zufällig gebildeten Trefferpaare entsteht, selbst für den größten untersuchten Wert von  $a_{LC}$  vernachlässigt werden könnte.

Abbildung 5.20 zeigt die korrigierte Nachweiswahrscheinlichkeit  $p_{11}$  als Funktion von  $a_{LC}$  getrennt nach den beiden Detektorbereichen (vgl. auch



**Abbildung 5.20:** 1. Algorithmus: Nachweiswahrscheinlichkeit  $p_{11}$  als Funktion des Abstandsparameters  $a_{LC}$  für  $a_{LS}=1,25$ .

Tabelle A.1). Das unterschiedliche Verhalten der Detektorteile im mittleren Bereich von  $a_{LC}$  ist auf etwas kleinere Breiten der Verteilungen von  $x_{LEDA} - x_{CPV}$  und  $y_{LEDA} - y_{CPV}$  für den oberen Detektorteil zurückzuführen. Deren Ursache könnte eine bessere Positionsabstimmung der oberen Detektorbereiche von LEDA und CPV sein. Es ergeben sich Sättigungswerte von

$$(96,2 \pm 0,5)\% \quad \text{für den unteren und} \\ (97,0 \pm 0,4)\% \quad \text{für den oberen Detektorteil.}$$

Sie stimmen innerhalb des Fehlers überein.

Beim Einsatz des CPV als Veto-Detektor ist es fraglich, ob der Abstandsparameter so gewählt werden kann, daß die volle Effizienz erreicht wird. Dies gilt vor allem für die hohen in Bleikollisionen erreichten Multiplizitäten. Beispielsweise muß die Rekonstruktion neutraler Pionen aus ihren Zerfallsphotonen für jedes einzelne Ereignis durchgeführt werden. Es muß also für jeden einzelnen

LEDA-Treffer entschieden werden, ob es einen korrelierten CPV-Treffer gibt. Dazu wird ebenfalls eine Ellipse festgelegt, die alle als korreliert geltenden Treffer einschließt (Veto-Ellipse). Es ist also nicht möglich, die Halbachsen der Veto-Ellipse beliebig groß zu wählen und die irrtümlichen Korrelationen nach einer Rechnung mit gemischten Ereignissen zu subtrahieren. Die Größe dieser Ellipse muß vielmehr dahingehend optimiert werden, möglichst viele Korrelationen zu finden, den Anteil irrtümlich einander zugeordneter Treffer aber gering zu halten. Deshalb ist es wichtig, die Nachweiseffizienz für den entsprechenden Abstandsparameter zu kennen.

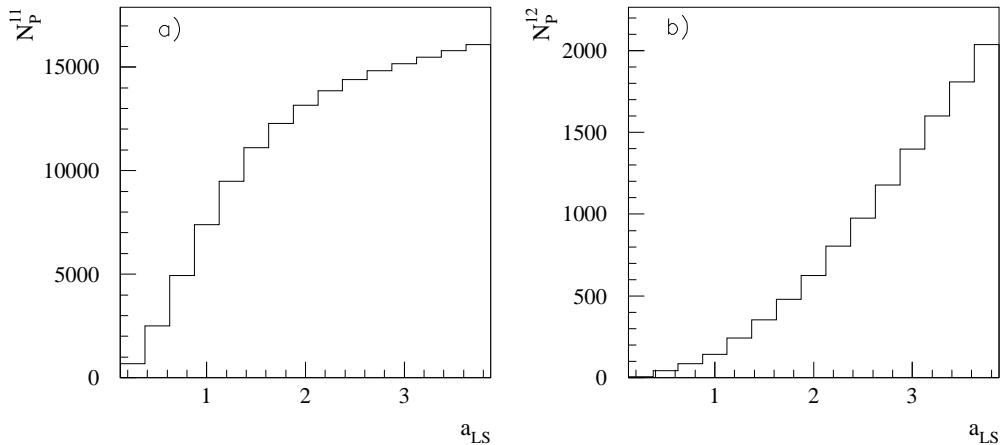
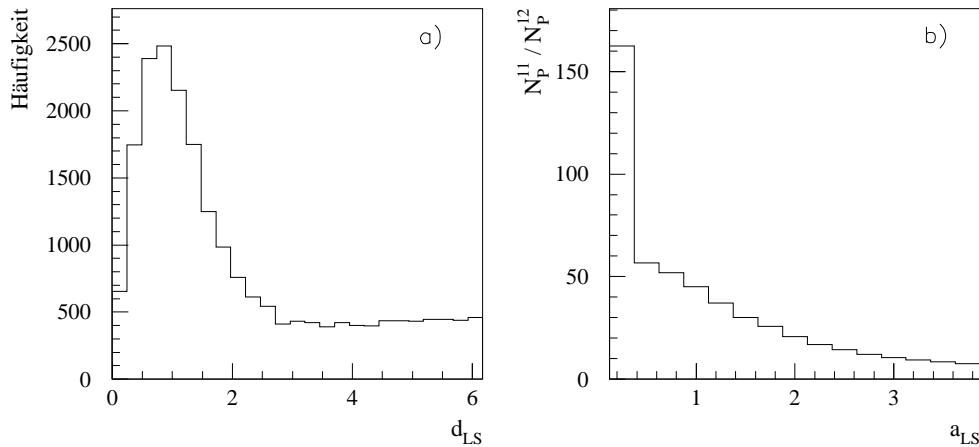


Abbildung 5.21: a)  $N_P^{11}$  als Funktion von  $a_{LS}$ ; b)  $N_P^{12}$  als Funktion von  $a_{LS}$ .

Bisher wurde nicht berücksichtigt, daß der CPV auch für solche Paare  $P_{LS}$  auf den Nachweis einer Teilchenbahn überprüft wird, deren Trefferabstand nur zufällig kleiner ist als  $a_{LS}$ . Das für  $p^{11}$  ermittelte Ergebnis liegt also systematisch unter der wirklichen Nachweiswahrscheinlichkeit. Der Vergleich von  $N_P^{11}$  und  $N_P^{12}$  als Funktion von  $a_{LS}$  zeigt, daß diese zufälligen Paare, anders als die zufälligen Tripel, nicht ohne weiteres zu vernachlässigen sind (Abb. 5.21). Deshalb wird ein optimaler Abstandsparameter  $a_{LS}$  festgelegt, bei dem der Einfluß der zufälligen Paare möglichst klein ist. Für diesen Wert wird die Effizienz als Funktion von  $a_{LC}$  berechnet.

Dazu wird zuerst die Verteilung der Trefferabstände aller LEDA-SPMD-

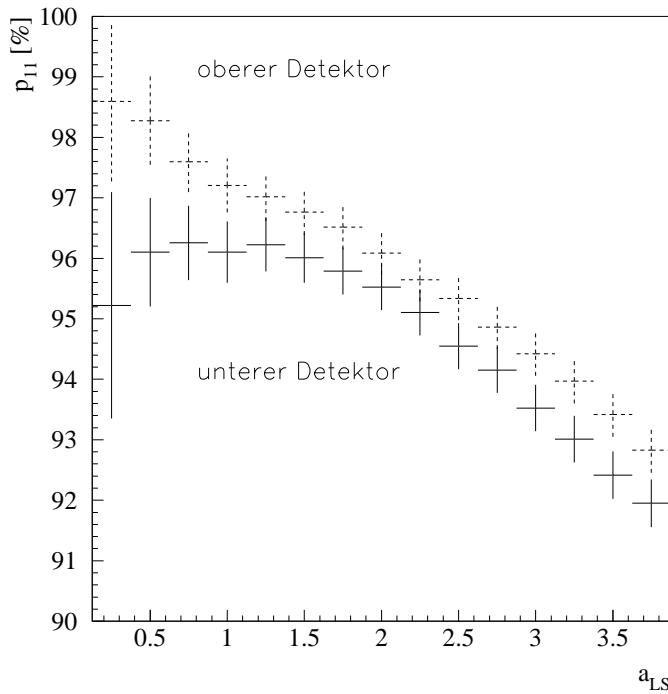


**Abbildung 5.22:** a) Verteilung der Trefferabstände aller LEDA-SPMD-Paare. Diese Verteilung entspricht der Ableitung der Kurve  $N_P^{11}(a_{LS})$  aus Abbildung 5.21 a. b)  $N_P^{11}/N_P^{12}$  als Funktion von  $a_{LS}$ .

Paare betrachtet. Sie ist in Abbildung 5.22 a gezeigt. Die Häufung der Einträge bei Abständen zwischen 0 und 2,5 entspricht den Paaren aus korrelierten Treffern. Fälschlicherweise einander zugeordnete Treffer treten bei größeren Abständen in Erscheinung. Die Häufigkeit dieser Abstände steigt linear, denn die Wahrscheinlichkeit, bei einem bestimmten Abstand zufällig einen Treffer zu finden, ist proportional zum differentiellen Flächenelement der Abstandsellipse. Dieses ist wiederum eine lineare Funktion des Abstands.

Das Verhältnis von  $N_P^{11}$  zu  $N_P^{12}$  ist in Abbildung 5.22 b aufgetragen. Es ist sehr groß für den kleinsten untersuchten Wert von  $a_{LS} = 0,25$  und nimmt mit zunehmendem Abstandsparameter annähernd exponentiell ab. Dieses Verhältnis ist aber nicht allein entscheidend für den Anteil zufällig gebildeter  $P_{LS}$ . Analog Gleichung 5.12 beeinflussen zufällige Paare die Wahrscheinlichkeit für die Bildung echter Paare umso weniger, je größer der absolute Wert dieser Wahrscheinlichkeit ist. Die Effizienz wird also mit zunehmendem  $a_{LS}$  weniger steil abfallen als  $N_P^{11}/N_P^{12}$ . Der günstigste Abstandsparameter kann deshalb bei einem größeren Wert als  $a_{LS}=0,25$  liegen. Er wird aber nicht

größer als 2,5 sein, weil dann keine zusätzlichen  $P_{LS}$  mehr gefunden werden. Der optimale Abstandsparameter sollte sich durch ein lokales Maximum der Nachweiseffizienz auszeichnen.



**Abbildung 5.23:** 1. Algorithmus: Nachweiswahrscheinlichkeit  $p_{11}$  als Funktion des Abstandsparameters  $a_{LS}$  für  $a_{LC} = 7.5$ .

Die Sättigungseffizienz als Funktion von  $a_{LS}$  ist in Abbildung 5.23 dargestellt. Für den unteren Detektorbereich deutet sich ein lokales Maximum bei  $a_{LS} \approx 1$  an. Der Kurvenverlauf der oberen Hälfte zeigt dort nur eine leichte Veränderung der Krümmung. Man erkennt aber, daß die Effizienz bis zu  $a_{LS} = 1,5$  ungefähr konstant ist. Erst dann fällt sie aufgrund der zufälligen Paare merklich ab. Als optimalen Abstandsparameter wurde ein Wert von 1,25 festgelegt. Für kleinere  $a_{LS}$  wird der statistische Fehler zu groß und die Effizienzen der beiden Detektorteile entfernen sich voneinander. Dieser Wert wurde zur Beschreibung der Nachweiseffizienz als Funktion von  $a_{LC}$  bereits benutzt (vgl. Abb. 5.20).

### 5.3.4 2. Algorithmus

Bei der geringen Teilchenmultiplizität, die in protoneninduzierten Reaktionen erzeugt wird, liefert die oben beschriebene Methode gute Ergebnisse. Soll die Nachweiswahrscheinlichkeit auch unter den Bedingungen bleiinduzierter Reaktionen bestimmt werden, so kann aufgrund der hohen Trefferdichte bei solchen Reaktionen der Fehler, der durch zufällig zu Paaren  $P_{LS}$  zusammengefaßte LEDA- und SPMD-Treffer entsteht, nicht mehr vernachlässigt werden. Aus diesem Grund wurde ein weiterer Algorithmus entworfen, bei dessen Anwendung dieser Fehler korrigiert werden kann. Auch nach diesem Verfahren wurde die Nachweiseffizienz für die Protonenstrahlzeit berechnet. Durch einen Vergleich der mit beiden Methoden erzielten Ergebnisse soll deren systematischer Fehler abgeschätzt werden.

Im Unterschied zum ersten Algorithmus werden jetzt mit jedem LEDA-Treffer eines Ereignisses alle SPMD-Treffer, die das Abstandskriterium erfüllen, zu Paaren  $P_{LS}$  zusammengefaßt. Diese Paare werden innerhalb des Ereignisses summiert.

Zu jedem solchen Paar  $P_{LS}$  werden dann alle CPV-Treffer des Ereignisses auf ihren Abstand überprüft. Alle, die als korreliert gelten, werden zusammen mit dem entsprechenden Paar  $P_{LS}$  als Tripel  $T_{LSC}$  gewertet. Diese Tripel werden ebenfalls innerhalb des Ereignisses summiert. So können mit jedem LEDA-Treffer mehrere Paare  $P_{LS}$  und mit jedem dieser Paare mehrere Tripel  $T_{LSC}$  gebildet werden.

Auch dieser Algorithmus wird auf eine große Zahl  $N_E$  von Ereignissen angewandt. Alle gefundenen Paare und Tripel werden jeweils addiert. Bei diesem Verfahren lassen sich Aussagen über die gefundenen Anzahlen von Paaren und Tripeln machen. Dazu soll zunächst die im letzten Abschnitt eingeführte Schreibweise erweitert werden:

- $N_P^{ij}$ : Anzahl der gefundenen Paare, wenn LEDA- und SPMD-Treffer aus nicht gemischten (<sup>11</sup>) bzw. aus gemischten (<sup>12</sup>) Ereignissen stammen.
- $N_{P,ij}$ : Anzahl der Paare, die echt korreliert sind (<sub>11</sub>) bzw. die zufällig als korreliert angesehen werden (<sub>12</sub>).

- $N_T^{ijk}$ : Anzahl der gefundenen Tripel. Gleiche Indizes bedeuten, daß die Treffer jeweils demselben Ereignis entnommen sind, verschiedene, daß sie aus verschiedenen Ereignissen stammen.  $i$  gibt das LEDA-Ereignis an,  $j$  das SPMD-Ereignis und  $k$  das des CPV. So bedeutet z. B.  $(^{121})$ , daß LEDA- und CPV-Treffer jeweils aus demselben Ereignis stammen, die SPMD-Treffer aber aus einem anderen.
- $N_{T,ijk}$ : Anzahl der Tripel, die echt korreliert sind bzw. zufällig als korreliert angesehen werden. Gleiche Indizes bedeuten eine echte Korrelation der Treffer der entsprechenden Detektoren, verschiedene eine zufällige Korrelation. Dabei steht  $i$  wieder für LEDA,  $j$  für SPMD und  $k$  für CPV.  $N_{T,123}$  ist z. B. die Anzahl der Tripel, deren jeweils drei Treffer untereinander nur zufällig korreliert sind.

Da bei diesem Algorithmus bereits innerhalb der Ereignisse summiert wird, gilt für die Gesamtzahl  $N_P^{11}$  der bei nicht gemischten Ereignissen gefundenen Paare:

$$N_P^{11} = N_{P,11} + N_{P,12} \quad (5.13)$$

Für gemischte Ereignisse gilt:

$$N_P^{12} = N_{P,12} \quad (5.14)$$

Daraus folgt für die Anzahl  $N_{P,11}$  der Paare aus korrelierten Treffern:

$$N_{P,11} = N_P^{11} - N_P^{12} \quad (5.15)$$

Für die Zahl  $N_T$  der gefundenen Tripel ist die Situation etwas komplizierter. Für nicht gemischte Ereignisse sind alle Kombinationen von Korrelationen denkbar:

$$N_T^{111} = N_{T,111} + N_{T,211} + N_{T,121} + N_{T,112} + N_{T,123} \quad (5.16)$$

Werden die LEDA-Treffer einem anderen Ereignis entnommen als SPMD- und CPV-Treffer, so können sie mit diesen nicht echt korreliert sein:

$$N_T^{211} = N_{T,211} + N_{T,123} \quad (5.17)$$

Entsprechend gilt bei SPMD- bzw. CPV-Treffern aus jeweils anderen Ereignissen:

$$N_T^{121} = N_{T,121} + N_{T,123} \quad (5.18)$$

$$N_T^{112} = N_{T,112} + N_{T,123} \quad (5.19)$$

Stammen die Treffer aller drei Detektoren aus verschiedenen Ereignissen, so kann es keine echten Korrelationen geben:

$$N_T^{123} = N_{T,123} \quad (5.20)$$

Daraus folgt für die gesuchte Anzahl  $N_{T,111}$  der Tripel aus Gleichung 5.16, deren Treffer jeweils alle miteinander korreliert sind:

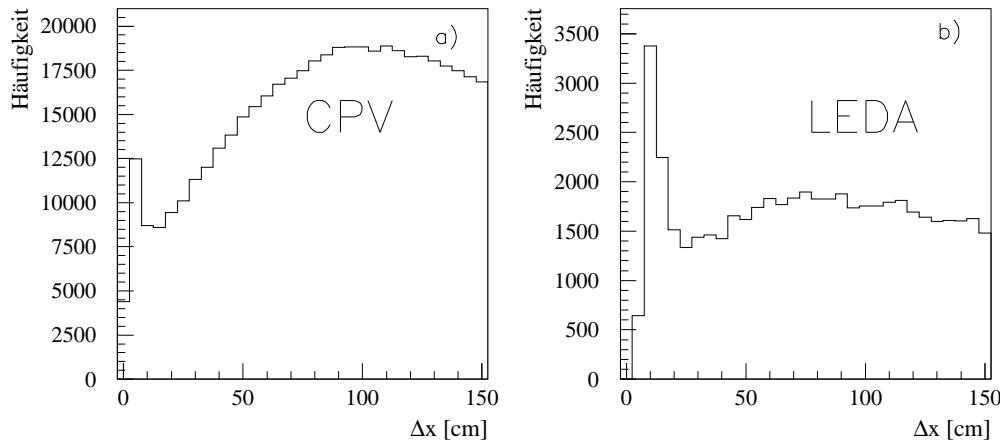
$$N_{T,111} = N_T^{111} - N_T^{112} - N_T^{121} - N_T^{211} + 2N_T^{123} \quad (5.21)$$

Die gesuchte Nachweiswahrscheinlichkeit  $p$  ist der Quotient aus  $N_{T,111}$  und  $N_{P,11}$ :

$$p = \frac{N_{T,111}}{N_{P,11}} \quad (5.22)$$

Zur Berechnung des statistischen Fehlers wird angenommen, daß die gefundene Anzahl von Paaren  $N_P^{i,j}$  und Tripeln  $N_T^{k,l,m}$  einer Poissonverteilung unterliegt. Ihr Fehler beträgt dann  $\sqrt{N}$ . Die Poissonverteilung geht von einer verschwindend kleinen Wahrscheinlichkeit aus. Aufgrund der kleinen Teilchenmultiplizität protoneninduzierter Reaktionen ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Treffer als korreliert angesehen wird, jedoch relativ groß. Der statistische Fehler wird hier also etwas überschätzt. Der Fehler der Effizienz  $p$  ergibt sich wieder nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz.

Bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit nach diesem Algorithmus ergibt sich ein Problem, dessen Ursache Paare korrelierter Treffer sind, welche die Detektoren LEDA und CPV treffen. Die Bezeichnung „korreliert“ bezieht sich diesmal nicht auf Paare von Treffern, die in verschiedenen Detektoren auftreten und durch dasselbe Teilchen erzeugt wurden, sondern auf Treffer innerhalb eines einzigen Detektors. Diese Doppeltreffer treten zum Beispiel in der Verteilung der Abstände aller Kombinationen verschiedener Treffer eines Detektors in Erscheinung. Summiert man diese Abstände über viele Ereignisse, so ergeben sich die in Abbildung 5.24 gezeigten Verteilungen



**Abbildung 5.24:** Verteilung der Trefferabstände aller Kombinationen verschiedener Treffer im CPV (a) und im LEDA (b).

für CPV und LEDA: Aus dem kombinatorischen Untergrund tritt jeweils ein Peak bei Abständen zwischen 0 cm und 20 cm heraus. Die zu diesen Abständen gehörenden Treffer sind offensichtlich korreliert. Der Peak im CPV erscheint deshalb so klein, weil durch die zusätzlichen Treffer (vgl. Kap. 5.2) der kombinatorische Untergrund sehr viel größer ist als im LEDA. Der absolute Peakinhalt ist im CPV aber größer. Die Ursache dafür könnte eine geringere Ortsauflösung des LEDA sein, wodurch ein Teil der Doppeltreffer nicht mehr als zwei verschiedene Treffer aufgelöst werden kann.

Die Doppeltreffer lassen sich durch Konversion von Photonen erklären. Für Daten der Bleistrahlzeit treten sie nicht in Erscheinung. Sie werden dort vom viel größeren kombinatorischen Untergrund „verschluckt“.

Berechnet man die Effizienz, ohne diese Doppeltreffer zu berücksichtigen, so erhält man ein Ergebnis von etwa 100 % für den unteren Teildetektor des CPV und 99 % für den oberen. Das erklärt sich wie folgt: Ein Doppeltreffer im LEDA kann zusammen mit Treffern im SPMD zwei Paare  $P_{LS}$  bilden. Wenn derselbe Doppeltreffer ebenfalls im CPV auftritt, entstehen aus jedem dieser Paare zwei Tripel  $T_{LSC}$ . Es werden also doppelt so viele Tripel wie Paare

gefunden.

Der dadurch entstehende Fehler wird korrigiert, indem in einem ersten Schritt nur solche LEDA-Treffer untersucht werden, die keinen unmittelbaren Nachbarn haben. Als Kriterium dafür wurde ein Mindestabstand von 40 cm festgelegt. Da im CPV jedoch mehr Doppeltreffer erscheinen als im LEDA (3,5 bzw. 3,8 mal so viele im unteren bzw. oberen Detektorteil), reicht diese Korrektur noch nicht aus. Es ist allerdings nicht möglich, ein Tripel  $T_{LSC}$  zu verwerfen, falls sein CPV-Treffer einen unmittelbaren Nachbarn besitzt. Sonst würden in der Auswahl der Paare solche begünstigt, für die kein CPV-Treffer gefunden wird, und die Effizienz würde unterschätzt. Der verbleibende Fehler, der durch die überschüssigen Doppeltreffer des CPV entsteht, lässt sich aber in einem zweiten Schritt durch eine globale Korrektur der Anzahl der gefundenen Tripel eliminieren:

Zunächst wird die Anzahl  $N_{D+}$  der im CPV überzähligen Doppeltreffer bestimmt. Die Anzahl  $N_D$  der Doppeltreffer in einem der Detektoren entspricht dem halben Inhalt des Peaks aus Abbildung 5.24, wenn zuvor der kombinatorische Untergrund, angenähert durch eine Gerade, subtrahiert wird.  $N_{D+}$  ergibt sich aus der Differenz dieser Anzahlen in CPV und LEDA.

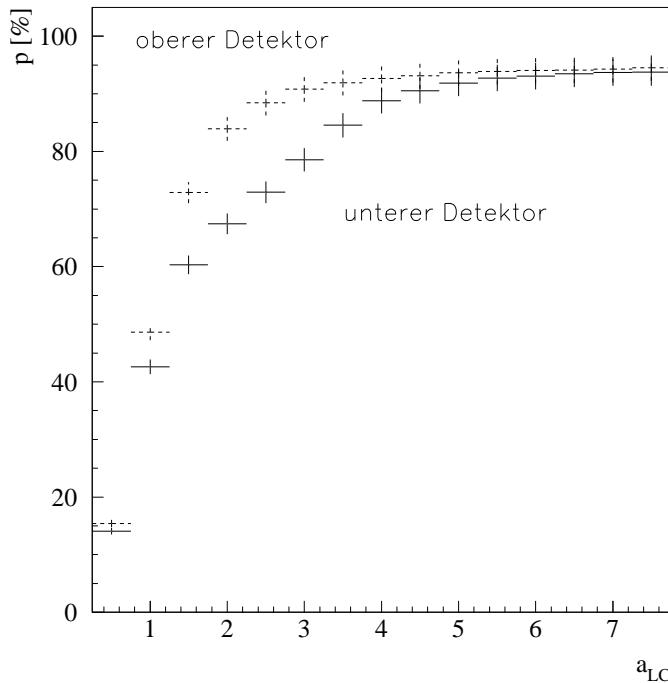
Um einen Korrekturfaktor  $K$  für die Anzahl der Tripel anzugeben, muß jetzt  $N_{D+}$  von der Anzahl  $N_{gesamt}$  aller Treffer subtrahiert werden.  $N_{gesamt}$  erhält man aus dem Inhalt des Multiplizitätsspektrums aus Abbildung 5.4 b. Die Differenz aus  $N_{gesamt}$  und  $N_{D+}$  entspricht der Gesamtzahl  $N_E$  der Treffer, wenn Doppeltreffer nur einfach gezählt werden. Als Korrekturfaktor  $K$  ergibt sich dann:

$$K = \frac{N_{gesamt} - N_{D+}}{N_{gesamt}} = \frac{N_E}{N_{gesamt}} \quad (5.23)$$

Der statistische Fehler von  $K$  wird nach Poisson aus den Wurzeln von  $N_{gesamt}$ ,  $N_D^{CPV}$  und  $N_D^{LEDA}$  berechnet. Er geht in den Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit ein.

Für  $K$  wurden folgende Werte berechnet:

$$\begin{aligned} K &= 0,9696 \pm 0,0053 && \text{für den unteren Teildetektor} \\ K &= 0,9669 \pm 0,0054 && \text{für den oberen Teildetektor} \end{aligned}$$



**Abbildung 5.25:** 2. Algorithmus: Nachweiswahrscheinlichkeit  $p$  als Funktion des Abstandsparameters  $a_{LC}$  für  $a_{LS}=2,0$ . Der Fehler entspricht der Summe des statistischen Fehlers und des Fehlers, der durch die globale Korrektur entsteht.

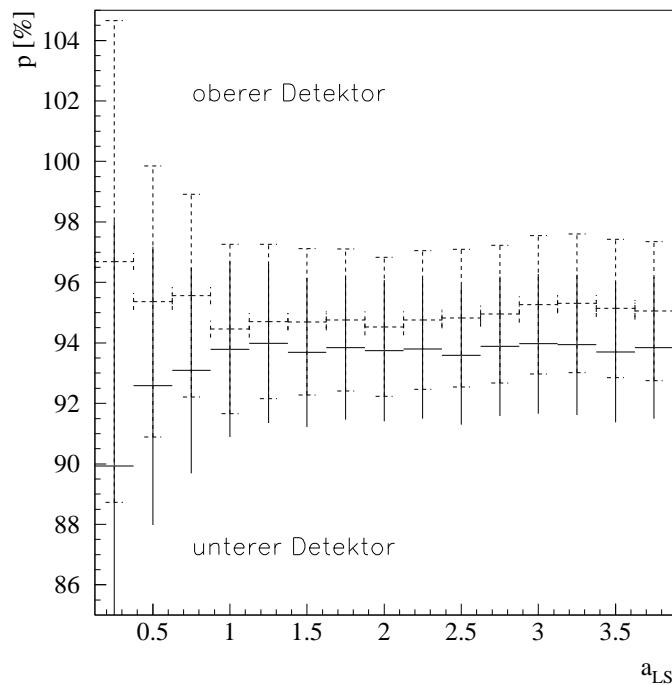
Die korrigierte Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion von  $a_{LC}$  ist in Abbildung 5.25 dargestellt (vgl. Tabelle A.2). Die Sättigungswerte der Effizienz ergeben sich zu

$$\begin{aligned}
 (93,7 \pm 2,3)\% & \quad \text{für den unteren und} \\
 (94,5 \pm 2,3)\% & \quad \text{für den oberen Detektorbereich.}
 \end{aligned}$$

Sie stimmen im Rahmen des Fehlers mit dem nach der ersten Methode erhaltenen Ergebnis überein.

Der Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit ist bei einer Rechnung nach diesem Algorithmus viel größer (Faktor 6) als nach der ersten Methode. Das hat zwei Gründe. Zum einen ist diesmal eine globale Korrektur der Anzahl der Tripel erforderlich. Das erhöht den systematischen Fehler. Den entscheidenden Beitrag liefert aber der statistische Fehler. Er ist bei Anwendung des zweiten

Algorithmus deshalb größer, weil hier die Anzahl der gefundenen Paare nicht mehr als sicher gilt. Die Fehler von  $N_T$  und  $N_P$  gehen also unabhängig voneinander in den Fehler der Nachweiseffizienz ein. Es genügt nicht, eine Binomialverteilung des Quotienten aus diesen Größen anzunehmen.

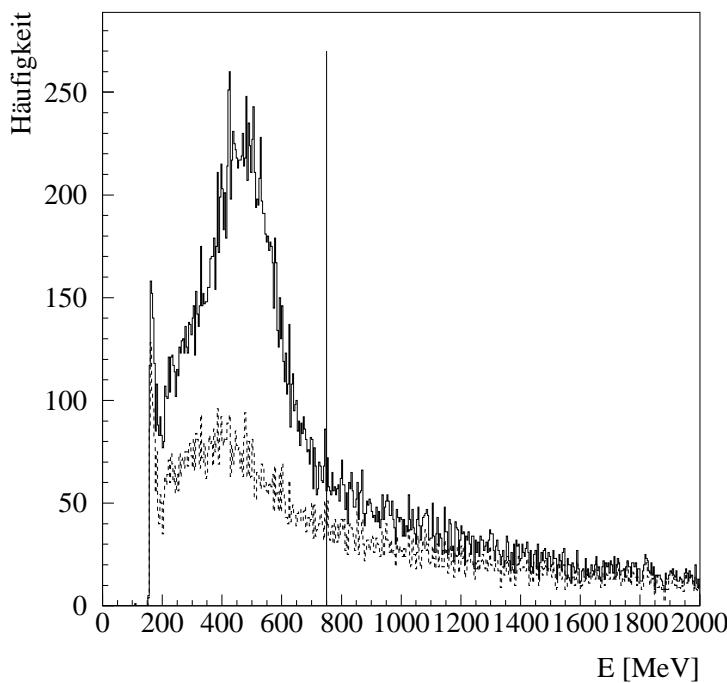


**Abbildung 5.26:** 2. Algorithmus: Nachweiswahrscheinlichkeit  $p$  als Funktion des Abstandsparameters  $a_{LS}$  für  $a_{LC}=7.5$ . Der Fehler setzt sich aus dem statistischen Fehler und dem Fehler, der durch die globale Korrektur entsteht, zusammen.

Die Sättigungseffizienz als Funktion von  $a_{LS}$  zeigt Abbildung 5.26. Ein Absinken der Werte mit zunehmendem Abstandsparameter, wie es bei einer Rechnung nach dem ersten Verfahren auftritt, ist diesmal nicht zu erkennen, da die Anzahl der Paare korrigiert wird. Daher ist man bei der Wahl von  $a_{LS}$  frei. In der Darstellung der Nachweiseffizienz als Funktion von  $a_{LC}$  (vgl. Abb. 5.25) wurde ein Wert von  $a_{LS}=2,0$  verwandt. Bei diesem Wert ist der statistische Fehler klein.

## 5.4 Teilchenidentifizierung

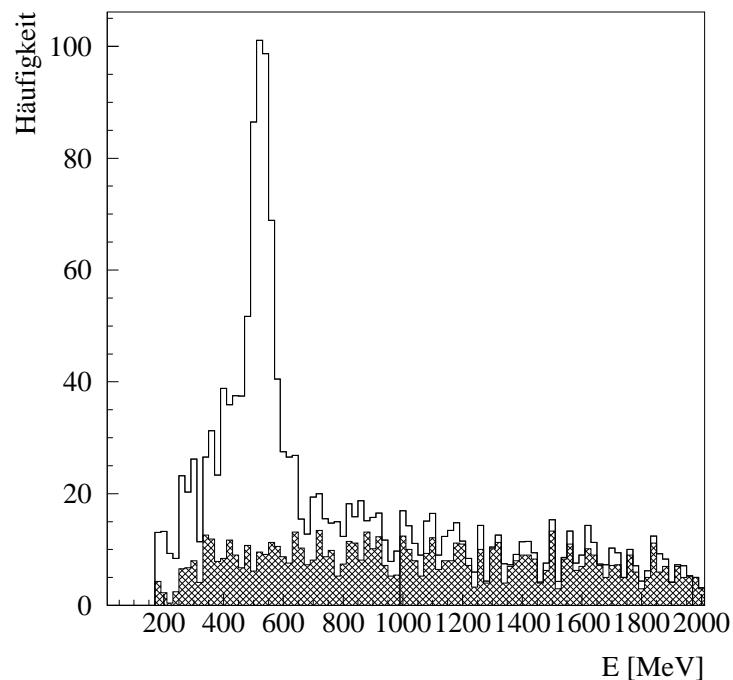
Signale minimalionisierender Hadronen können nur mit Hilfe der Vetoinformation des CPV von Photonensignalen unterschieden werden. Abbildung 5.27 zeigt einen Ausschnitt des Energiespektrums des LEDA einmal ohne Unterdrückung des Untergrunds und ein weiteres Mal unter Anwendung der Vetoinformation. Man erkennt deutlich einen Peak bei 500 MeV, der von minimalionisierenden Teilchen hervorgerufen wird. Mit der Vetoinformation wird dieser Peak erheblich reduziert. Die Effizienz der Reduktion ist durch



**Abbildung 5.27:** Energiespektrum aller Treffer im LEDA. Durchgezogene Linie: ohne Veto, gestrichelt: mit Veto. Die senkrechte Linie bezeichnet die Energieschwelle unterhalb derer alle Signale verworfen werden, wenn kein Veto des CPV zur Verfügung steht. Bild: C. Barlag.

das Verhältnis der Peakinhale mit und ohne Anwendung des CPV-Vetos bestimmt. Sie sollte der Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV entsprechen.

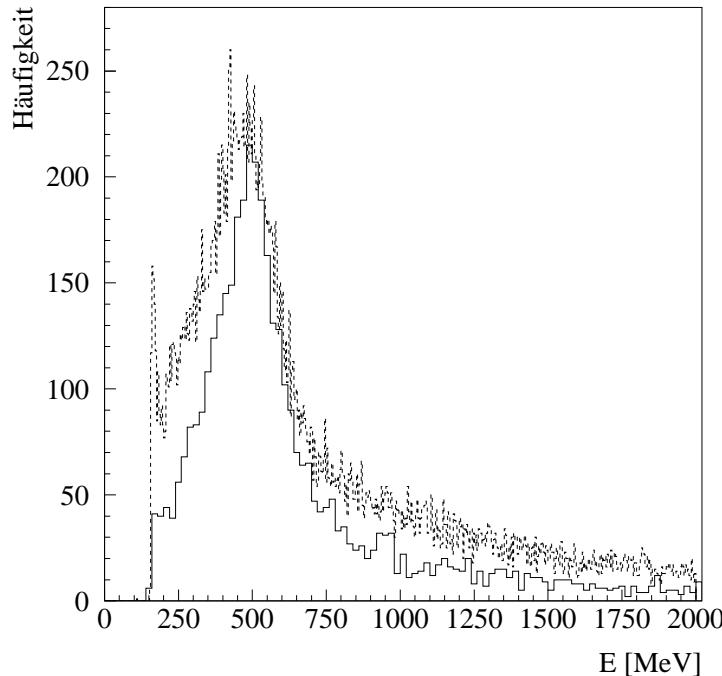
Um diese Effizienz zu bestimmen, muß der hauptsächlich durch Photonen entstehende Untergrund vom Inhalt der Peaks subtrahiert werden. Dazu wird zunächst jeweils eine Funktion an die Kurven im Bereich außerhalb der MIP-Peaks angepaßt. Diese Funktionen werden dann in den Peakbereich extrapoliert und vom Peakinhalt subtrahiert.



**Abbildung 5.28:** GEANT-Simulation des Energiespektrums im Bereich des MIP-Peaks ([Büs97]). Der Anteil der Photonen (und Neutronen) am Gesamtspektrum ist grau unterlegt.

Die wirkliche Form des Untergrunds ist jedoch nicht genau bekannt. Eine GEANT<sup>2</sup>-Simulation des zu erwartenden Energiespektrums im Bereich des MIP-Peaks ergab einen nahezu konstanten Verlauf des Photonenuntergrunds ([Büs97]). Abbildung 5.28 zeigt das Ergebnis dieser Simulation. Die Annahme eines konstanten Untergrunds würde den experimentell erhaltenen Untergrund aber unterschätzen (vgl. Abb. 5.27).

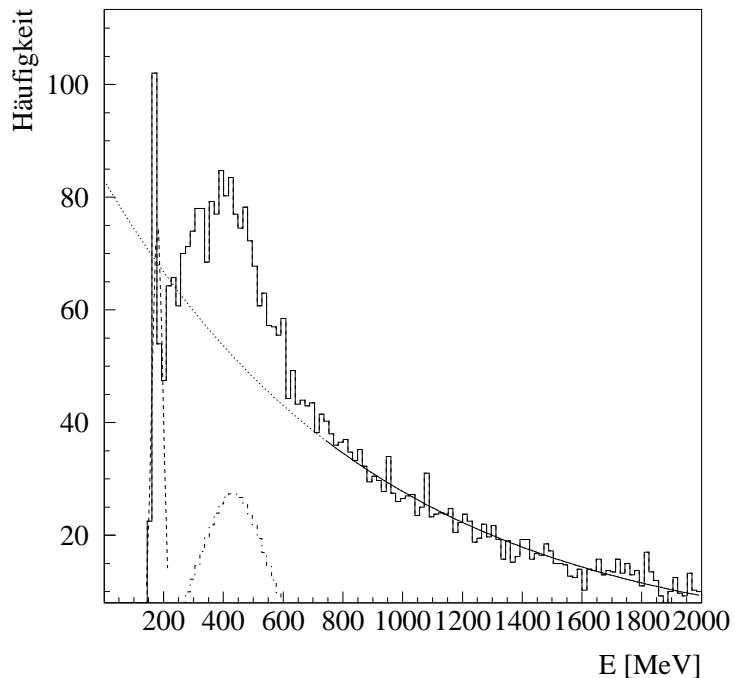
<sup>2</sup>GEANT ist ein Simulationsprogramm des CERN, siehe z. B. [Büs97]



**Abbildung 5.29:** Energiespektrum eingeschränkt auf solche LEDA-Treffer, die auch in SPMD und CPV auftraten. Zum Vergleich ist noch einmal das Energiespektrum aller LEDA-Treffer eingezeichnet (gestrichelt).

Dies wird ebenfalls am Energiespektrum eines „reinen“ MIP-Peaks deutlich (Abb. 5.29). Es enthält nur solche LEDA-Treffer, die ebenfalls in SPMD und CPV auftraten. Dabei wurden die gleichen Abstandskriterien verwandt wie in Abschnitt 5.3.2 eingeführt. Dieser MIP-Peak ist schmäler als der Peak, den man aus allen LEDA-Treffern erhält (gestrichelt). Im Bereich der ansteigenden Flanke scheint der Untergrund besonders hoch zu sein. Dies könnte durch niedrigerenergetische Photonen verursacht werden, die bisher jedoch nicht gemessen und deshalb bei der Simulation des Untergrunds nicht berücksichtigt wurden. Um der tatsächlichen Form des Untergrunds gerecht zu werden, wird dieser also nicht durch eine Konstante, sondern durch verschiedene andere Funktionen angenähert.

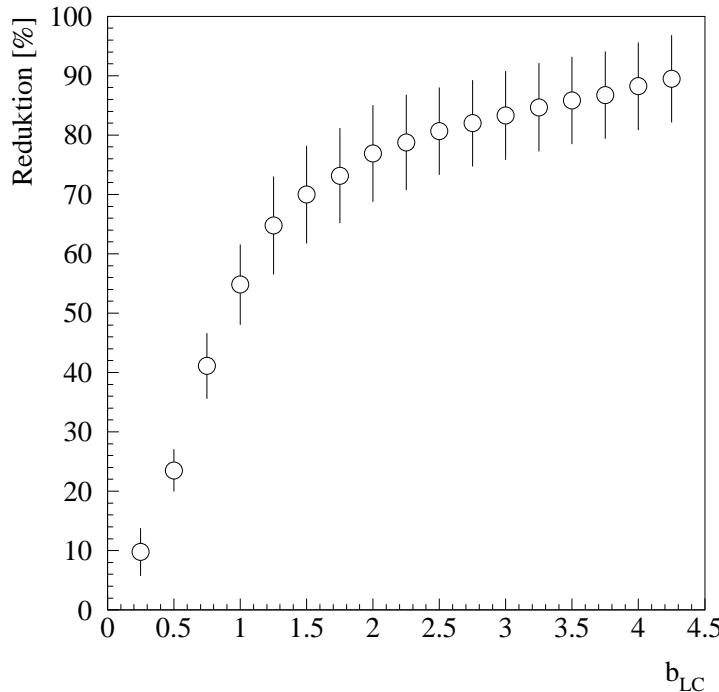
Das Ergebnis der Effizienz hängt entscheidend davon ab, in welchem



**Abbildung 5.30:** Beispiel für eine Anpassung von MIP-Peak (mit Veto) und Untergrund. Bild: C. Barlag.

Bereich die Funktion angepaßt und welche Anpassungsfunktion gewählt wird. Als Beispiel zeigt Abbildung 5.30 eine Exponentialfunktion, die im Intervall oberhalb 750 MeV angepaßt wurde. Bei ca. 200 MeV läßt sich ein Ausreißer erkennen. Er wurde gesondert durch eine Gaußfunktion angenähert und subtrahiert. Alternativ wird der Untergrund bei hohen Energien durch eine Gerade mit Stützpunkten zwischen Ausreißer und MIP-Peak angepaßt. Für die weitere Rechnung werden die Ergebnisse der Anpassungen mit der höchsten und der geringsten Reduktion des Peaks gemittelt. Der angegebene systematische Fehler wird gleich der halben Differenz dieser Ergebnisse gesetzt.

Die korrigierten MIP-Peaks werden schließlich durch Gaußfunktionen angenähert und integriert (vgl. Abb. 5.30). Der Quotient der Peakinhalte ist gleich der Wahrscheinlichkeit, daß ein geladenes Teilchen im LEDA nicht mit einem Veto versehen wurde. Die in Abbildung 5.31 dargestellte Effizienz der



**Abbildung 5.31:** Reduktion des MIP-Peaks im LEDA bei Anwendung des CPV-Vetos. Datenpunkte: C. Barlag.

MIP-Peak-Unterdrückung ist das Komplement dieser Wahrscheinlichkeit.

Die Effizienz ist wieder abhängig von einem Abstandsparameter. Dieser Abstandsparameter  $b_{LC}$  kann jedoch aufgrund des in Abschnitt 5.2 bereits angesprochenen Fehlers bezüglich der Adressen der Pads nicht direkt mit dem bereits eingeführten Parameter  $a_{LC}$  verglichen werden, da die in diesem Abschnitt vorgestellten Rechnungen zur Teilchenidentifizierung nicht mehr korrigiert werden konnten. Die Pads sind entlang der Ausleseketten zeilenweise nummeriert, so daß nach jeweils acht Pads ein Zeilenumbruch erfolgt und die nächste Zeile in umgekehrter Richtung durchlaufen wird. Die Verschiebung um ein Pad führte also für 7/8 der Pads zu einem Fehler von  $\pm 1$  cm in x-Richtung und für jedes achte Pad zu einem Fehler von  $\pm 4,5$  cm in y-Richtung. Dadurch wurde die Ortsauflösung verringert. Es ergaben sich deshalb für  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  größere Werte:  $\sigma_x = 3,10$  und  $\sigma_y = 5,14$ . Gleichzeitig konnten Cluster, die

sich über zwei Zeilen erstreckten, durch die in beiden Zeilen entgegengesetzte Verschiebung auseinandergerissen werden. So entstanden zusätzliche Treffer, die ähnlich den in Abschnitt 5.3.4 vorgestellten, aus der Konversion von Photonen stammenden Doppeltreffern in Erscheinung traten. Dadurch wurde die Multiplizität um 14 % gegenüber dem in Abschnitt 5.2 vorgestellten Wert erhöht.

Der Maximalwert der Veto-Effizienz sollte sich unabhängig von diesem Fehler mit dem Sättigungswert der Nachweiseffizienz, der mit Hilfe von Trefferkorrelationen in LEDA, SPMD und CPV bestimmt wurde (vgl. Abschnitte 5.3.3 und 5.3.4), vergleichen lassen. Die maximale Vetoeffizienz liegt bei  $90 \pm 8 \%$ . Sie stimmt im Rahmen des Fehlers mit der aus Trefferkorrelationen bestimmten Effizienz überein.

Abschließend ist zu bemerken, daß mit Hilfe der Vetoinformation des CPV eine Identifizierung von minimalionisierenden Hadronen im LEDA möglich ist und so der Bereich der Photonenmessung zu niedrigen Energien erweitert werden kann. In diesem Bereich wurde von der WA93-Kollaboration ein über den erwarteten exponentiellen Anstieg hinausgehender invarianter Wirkungsquerschnitts gemessen ([WA93]). Eine Erweiterung des Meßbereichs gewinnt dadurch zusätzliches Interesse.



## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit stellt Untersuchungen mit einem Streamer-Tube-Detektor vor, der im Schwerionenexperiment WA98 am CERN im Jahr 1996 in einer Protonen- und einer Bleistrahlzeit eingesetzt wurde. Der Detektor dient zur Multiplizitätsmessung geladener Teilchen und als Vetodetektor für ein elektromagnetisches Kalorimeter. Aufgrund der geringen Teilchenmultiplizitäten eignet sich die Protonenstrahlzeit besonders gut zu einer systematischen Untersuchung der Leistungsmerkmale des Streamer-Tube-Detektors. Solche Untersuchungen bilden den Schwerpunkt der Arbeit.

Eine Korrelationsuntersuchung von Treffern im Streamer-Tube-Detektor mit Treffern zweier weiterer Detektoren zeigt, daß mit dem Streamer-Tube-Detektor geladene Teilchen unter den Bedingungen der Protonenstrahlzeit mit hoher Wahrscheinlichkeit (etwa 96 %) nachgewiesen werden können. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird dazu nach zwei verschiedenen Algorithmen berechnet. Der erste Algorithmus ist einfacher und führt prinzipiell zu einem geringeren statistischen Fehler. Der systematische Fehler, der dadurch entsteht, daß auch falsche, nur irrtümlich mit Hilfe der anderen Detektoren rekonstruierte Teilchenbahnen auf einen Nachweis im Streamer-Tube-Detektor überprüft werden, kann jedoch mit diesem Algorithmus nicht korrigiert werden. Mit dem zweiten, komplexeren Algorithmus ist eine solche Korrektur möglich. Es ist zu erwarten, daß diese Korrektur vor allem unter den Bedingungen der Bleistrahlzeit wichtig wird, weil dort wegen der hohen Trefferdichte die Wahrscheinlichkeit fälschlicherweise rekonstruierter Teilchenbahnen weit größer ist als in der Protonenstrahlzeit. In Weiterführung dieser Arbeit muß die Effizienz des Streamer-Tube-Detektors auch unter den Bedingungen der Bleistrahlzeit bestimmt werden.

Die mit dem Streamer-Tube-Detektor gemessene Multiplizität geladener

Teilchen ist annähernd dreimal so groß wie die erwartete Multiplizität. Es treten also zusätzliche Treffer auf, die keinen physikalischen Ursprung haben. Durch einen Vergleich der Pseudorapiditätsverteilung der Multiplizität sowohl mit der von einem weiteren Detektor gemessenen Verteilung als auch mit einer simulierten Multiplizitätsverteilung wird gezeigt, daß eine Korrelation zwischen echten und zusätzlichen Treffern besteht. Mögliche Ursachen der zusätzlichen Treffer werden diskutiert.

Diese zusätzlichen Treffer stören nicht nur die Multiplizitätsmessung, sie beeinträchtigen ebenso die Veto-Funktion des Streamer-Tube-Detektors. Dies wirkt sich wiederum bei bleiinduzierten Reaktionen wegen der hohen Trefferdichte besonders stark aus, denn diese führt zu einer hohen Wahrscheinlichkeit, einen Treffer im elektromagnetischen Kalorimeter zufällig mit einem Veto zu versehen. Aus diesem Grund ist zur Zeit die Identifizierung geladener Teilchen anhand der lateralen Schaurausdehnung im Kalorimeter bei Energien oberhalb 750 MeV der Veto-Methode überlegen.

Während der Erprobungsphase des Streamer-Tube-Detektors waren Auslesefehler ein schwerwiegendes Problem. Sie konnten durch eine Änderung der Hardware weitgehend eliminiert werden. Nach der Entdeckung eines Fehlers in einer Dekodierungsroutine gibt es jetzt keine Indizien mehr für Auslesefehler, die nicht erkannt und somit verworfen werden könnten. Deshalb besteht die Hoffnung, in naher Zukunft eine Methode zur Unterscheidung der echten von den zusätzlichen Treffern zu finden.

# A. Anhang

## A.1 Variablen der Schwerionenphysik

Da die in Schwerionenkollisionen produzierten Teilchen sich mit einer Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit bewegen, ist die Anwendung der speziellen Relativitätstheorie unerlässlich. Die relativistische Energie ist definiert als:

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist  $m_0$  die Ruhemasse des Teilchens und  $p$  der Dreierimpuls. Der Dreierimpuls wird in eine Komponente  $p_{\parallel}$  parallel und eine Komponente  $p_{\perp}$  senkrecht zur Strahlrichtung zerlegt. Die senkrechte Komponente ist unabhängig gegenüber einer Lorentztransformation vom Labor- ins Schwerpunktsystem, so daß sich der Transversalimpuls eines in der Reaktionszone produzierten Teilchens direkt beobachten läßt. Der Longitudinalimpuls wird hingegen durch die Transformation verändert. An seiner Stelle wird eine dimensionslose Größe eingeführt, die Rapidity  $y$ :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}c}{E - p_{\parallel}c} \quad (\text{A.2})$$

Wie der Longitudinalimpuls hängt die Rapidity vom gewählten Bezugssystem ab. Sie hat jedoch anders als  $p_{\parallel}$  die Eigenschaft, sich unter Lorentz-Transformationen additiv zu verhalten. Damit bleibt die Form der Rapidityverteilung einer Größe, z.B. der Multiplizität, bei einer Transformation ins Laborsystem unverändert. Im nichtrelativistischen Grenzfall ist die Rapidity eines sich in longitudinaler Richtung fortbewegenden Teilchens gleich seiner Geschwindigkeit gemessen in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit.

Oft ist es nicht möglich, Energie und Impuls eines Teilchens zu messen. In diesem Fall kann der Longitudinalimpuls auch durch die Pseudorapidity  $\eta$

beschrieben werden:

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_{||}}{p - p_{||}} \\ &= -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]\end{aligned}\quad (\text{A.3})$$

Dazu muß lediglich der Winkel des Teilchens relativ zur Strahlachse bestimmt werden. Im Grenzfall  $E \gg m_0 c^2$  sind  $E$  und  $pc$  und damit auch Rapidity und Pseudorapidity gleich.

## A.2 Tabelle zur Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Tabellen A.1 und A.2 enthalten die numerischen Werte der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstandsparameters, wie sie nach den beiden verschiedenen Algorithmen berechnet wurden (vgl. Abb. 5.20 und Abb. 5.25).

## A.3 Das Auslese-Board

In Abb. A.1 sind Vorder- und Rückseite der Platine zur Auslese der Streamer-Tubes dargestellt. Auf der Vorderseite (rechts) sind die Chips und der Verlauf der elektrischen Leitungen angedeutet. Die Rückseite zeigt die Anordnung der Pads. Das Board hat eine Größe von  $80 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$ .

$a_{LS}$	NW <sub>u.</sub> [%]	abs. Fehler [%]	NW <sub>o.</sub> [%]	abs. Fehler [%]
0,5	14,8	0,5	16,6	0,5
1,0	42,1	0,7	50,8	0,7
1,5	63,9	0,7	75,9	0,6
2,0	70,9	0,7	86,6	0,5
2,5	76,0	0,6	91,1	0,4
3,0	81,3	0,6	93,3	0,4
3,5	87,1	0,5	94,5	0,4
4,0	91,1	0,4	95,3	0,3
4,5	93,3	0,4	95,8	0,3
5,0	94,6	0,4	96,1	0,3
5,5	95,4	0,4	96,5	0,3
6,0	95,6	0,4	96,8	0,4
6,5	95,9	0,4	96,8	0,4
7,0	96,1	0,4	97,0	0,4
7,5	96,2	0,4	97,0	0,4

**Tabelle A.1:** 1. Algorithmus: Nachweiswahrscheinlichkeit  $p^{11}$  als Funktion des Abstandsparameters  $a_{LC}$  für  $a_{LS} = 1, 25$ ; links: unterer Detektorteil, rechts: oberer Teil

$a_{LS}$	NW <sub>u.</sub> [%]	abs. Fehler [%]	NW <sub>o.</sub> [%]	abs. Fehler [%]
0,5	14,1	0,6	15,4	0,6
1,0	42,6	1,3	48,6	1,4
1,5	60,3	1,6	72,8	1,8
2,0	67,4	1,8	83,9	2,1
2,5	72,9	1,9	88,4	2,1
3,0	78,5	2,1	90,8	2,2
3,5	84,5	2,2	91,9	2,2
4,0	88,8	2,3	92,6	2,2
4,5	90,5	2,3	93,2	2,3
5,0	91,9	2,3	93,7	2,3
5,5	92,7	2,3	93,9	2,3
6,0	93,1	2,3	94,1	2,3
6,5	93,5	2,3	94,1	2,3
7,0	93,7	2,3	94,3	2,3
7,5	93,7	2,3	94,5	2,3

**Tabelle A.2:** 2. Algorithmus: Nachweiswahrscheinlichkeit  $p$  als Funktion des Abstandsparameters  $a_{LC}$  für  $a_{LS} = 2,0$ ; links: unterer Detektorteil, rechts: oberer Teil

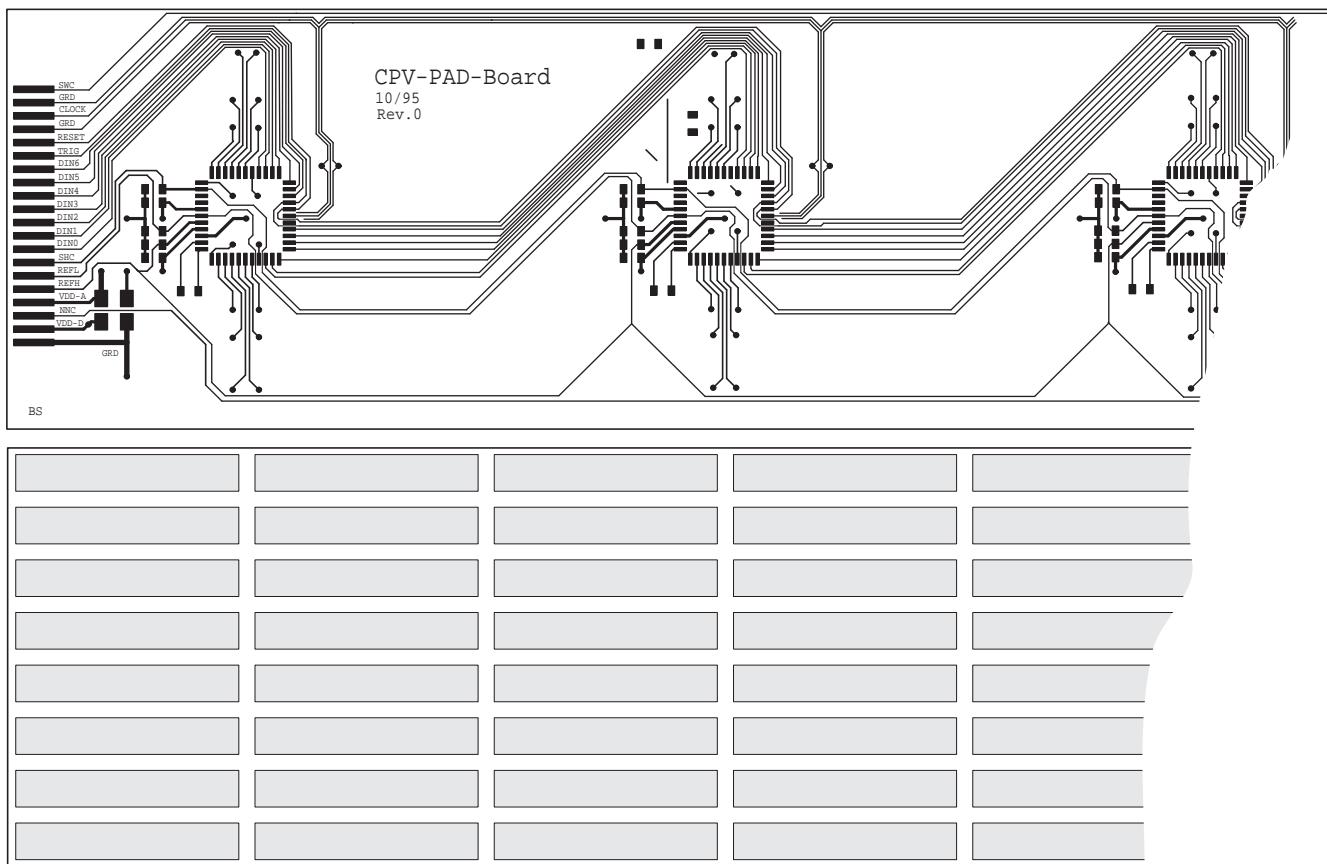


Abbildung A.1: Vorder- und Rückseite der Platine zur Auslese der Streamer-Tubes

---



# Literaturverzeichnis

- [Alb89] R. Albrecht et al. Nucl. Instr. and Meth. **A276** (1989) 131-139
- [Ata82] M. Atac, A. Tollestrup, und D. Potter, Nucl. Instr. and Meth. **200** (1982) 345-354
- [Awe89] T. C. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 479
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **A203** (1982) 189
- [Ber90] F. Berger, *Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, (1990)
- [Ber92] F. Berger, D. Bock, G. Clewing, L. Dragon, R. Glasow, G. Hölker, K. H. Kampert, T. Peitzmann, M. Purschke, B. Roters, R. Santo, K. Steffens, D. Stüken und A. Twyhues, Nucl. Instr. Meth **A321** (1992) 152-164
- [Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140-151
- [Blu3] C. Blume *Proton-Proton-Korrelationen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Münster, (1993)
- [Boh96] E.-M. Bohne, *Einsatz eines Bleiglaskalorimeters zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenkollisionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Münster, (1996)

- [Büs97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglaskalorimeter LEDA – eine Computersimulation –*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Münster, (1997)
- [Cha88] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. **A269** (1988) 142
- [Cho74] A. Chodos et al., Phys. Rev. **D9** (1974) 3471-3495
- [Cse94] L.P. Csernai, *Introduction to relativistic heavy ion collisions*, John Wiley & Sons, (1994)
- [DeM82] C. De Marzo et al. *Multiparticle production on hydrogen, argon, and xenon targets in a streamer chamber by 200-GeV/c proton and antiproton beams*, Phys. Rev. **D26** (1982) 1019
- [Fra95] J.R. Fransens, *Pad readout project version 2*, Centrum voor Technische Informatica, Groningen, (1995)
- [Hov82] L. van Hove, Phys. Lett. **118B** (1982) 138-140
- [Iar83] E. Iarocci, Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983) 30-42
- [Izy91] M. Izycki et al., Nucl. Instr. and Meth. **A310** (1991) 98
- [Kam93] K.-H. Kampert, *Hochenergetische Schwerionenreaktionen, Studium heißer dichter Kernmaterie*, Habilitationsschrift, Universität Münster, (1993)
- [Lan53] L. Landau, Proc. Acad. Sci., USSR (Phys. Series) **17** (1953) 51
- [Lat80] C. M. G. Lattes et al., Phys. Rep. **65** (1980) 151
- [McL82] L. McLellan, Phys. Rep. **88** (1983) 379-391
- [May94] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Teubner, Stuttgart (1994)
- [Mus88] G. Musiol et al., *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, (1988)
- [Pei96] T. Peitzmann et al. *A new monitoring system for the photon spectrometer LEDA in the WA98 experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A376** (1996) 368-374

- [Per87] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, (1987)
- [Qua96] *Quark Matter '96, Proceedings of the Twelfth International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions*, North-Holland, (1996)
- [Raf86] J. Rafelski and B. Müller, Phys. Rev. Lett. **56**, 2334E (1986)
- [Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube-Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, September (1995)
- [Rey97] K. Reygers, private Mitteilung, (1997)
- [Shu88] E. V. Shuryak, *The QCD vacuum, hadrons and the superdense matter*, World Scientific, Singapore (1988)
- [Ste94] P. Steinhaeuser, *Der Siliziumdriftdetektor im WA93-Experiment*, Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Frankfurt a. M., (1994)
- [Ste96] P. Steinberg, *SPMD DST documentation*, WA98 internal homepage, <http://www.cern.ch/WA98/internal/>, (1996)
- [Sto95] R. Stock, *Der Blei-Strahl am CERN-SPS*, Physikalische Blätter 6, Juni (1995)
- [Sun96] R. Sundblad, *Specification for streamer tube readout circuit, MSA-CII*, (1996)
- [Vod93a] A. S. Vodopianov, *ZDC Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, (1993)
- [Vod93b] A. S. Vodopianov, *TOF Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, (1993)
- [WA93] WA93-Kollaboration *Soft Photon Production in Central 200 GeV/Nucleon  $^{32}S + Au$  Collisions*, eingereicht bei Phys. Rev. C

- [Wil74] K. G. Wilson, Phys. Rev. **D10** (1974) 2445-2459
- [Won94] C. Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, Singapore (1994)
- [You89] G. R. Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 503

# Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mir bei dieser Arbeit geholfen und zu ihrer Entstehung beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die interessante Aufgabe, die Ermöglichung mehrerer Forschungsaufenthalte am CERN und der Teilnahme an Tagungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Herrn Dr. T. Peitzmann danke ich für die Betreuung der Arbeit. Seine Tür stand mir immer offen.

Herrn Dipl.-Phys. C. Barlag und Herrn Dipl.-Phys. K. Reygers danke ich für die gute Zusammenarbeit und viele anregende Diskussionen. An dieser Stelle möchte ich Herrn N. Heine und Herrn W. Verhoeven für ihre Unterstützung auf technischem Gebiet danken.

Herrn H. Büsching danke ich besonders für das gemeinsame Meistern der alltäglichen Probleme.

Für das gute Arbeitsklima danke ich Dipl.-Phys. C. Blume, Dipl.-Phys. D. Bock, Dr. E.-M. Bohne, Z. K. Böröcz, Dipl.-Phys. D. Bucher, Dr. A. Claussen, Dr. H. Dombrowski, Dipl.-Phys. H. Feldmann, Dr. R. Glasow, S. Joerrens, Dipl.-Phys. S. Kees, Dr. A. Khoukaz, Stefan Köhler, H. Köhncke, T. Krümpel, Dipl.-Phys. J. Langheinrich, Dipl.-Phys. T. Lister, Dipl.-Phys. R. Ottenhues, Dipl.-Phys. C. Quentmeier, Dipl.-Phys. A. Röhrling, Dipl.-Phys. G. Schepers, Dipl.-Phys. H. Schlagheck, Dipl.-Phys. S. Sewerin, Dipl.-Phys. D. Stüken und C. Thomas.

Für die Durchsicht des Manuskripts möchte ich mich bei Dipl.-Phys. C. Barlag, Dipl.-Phys. K. Reygers, Dr. T. Peitzmann und M. A. F. Staeck bedanken.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern für ihre ideelle und finanzielle Unterstützung.



*Ich versichere, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig  
verfaßt und keine anderen als die angegebenen  
Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.*

Münster, den 31. März 1997

Stefan Bathe