

**Untersuchung von Photonenemissionsmustern mit dem  
Minimal-Spanning-Tree in ultrarelativistischen  
Schwerionenstößen von S + Au bei 200 A \* GeV**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

im Fachbereich Physik  
der J. W. Goethe Universität  
Frankfurt

von  
**Irmgard Langbein**  
aus Frankfurt

Frankfurt am Main 1997

<b>1 Einleitung und Motivation</b> .....	<b>1</b>
<b>2 Ultrarelativistische Schwerionenphysik</b> .....	<b>7</b>
<b>2.1 Grundbausteine</b> .....	7
<b>2.2 Kern - Kern - Kollision</b> .....	10
2.2.1 Reaktionsdynamik .....	11
2.2.2 Makroskopische und mikroskopische Modelle .....	13
<b>2.3 Mesonen- und Photonenproduktion in Schwerionenstößen</b> .....	16
<b>3 Zusammenhang zwischen der Verteilung von Mesonen und ihren Zerfallsphotonen</b> .....	<b>21</b>
<b>3.1 Azimutal asymmetrische Verteilung</b> .....	22
<b>3.2 Pionencluster</b> .....	24
<b>4 Korrelationen und Cluster</b> .....	<b>27</b>
<b>4.1 Zweiteilchenkorrelation</b> .....	27
<b>4.2 Vielteilchenkorrelation</b> .....	28
<b>4.3 Die <i>Minimal-Spanning-Tree</i>-Methode</b> .....	31
<b>5 Das WA93-Experiment</b> .....	<b>35</b>
<b>5.1 Schwerionenprogramm am CERN</b> .....	35
<b>5.2 Beschreibung des Experiments</b> .....	36
5.2.1 Aufbau und Funktion der Detektoren .....	36
5.2.2 Ereignis-Selektion und Triggerlogik.....	40
5.2.3 Nachweis von Photonen .....	43

<b>5.3 Der Photonen-Multiplizitäts-Detektor (PMD)</b> .....	48
5.3.1 Aufbau und Wirkungsweise.....	48
5.3.2 Auslese und Signalaufbereitung .....	51
<b>6 Datenaufbereitung</b> .....	<b>59</b>
<b>6.1 Trefferrekonstruktion</b> .....	59
<b>6.2 Mehrfachtrefferauflösung</b> .....	62
<b>6.3 Separation von Hadronen und Photonen</b> .....	63
<b>6.4 Effizienz der Photonenmessung</b> .....	66
<b>6.5 Globale Daten der Photonenmessung</b> .....	68
<b>7 Untersuchung der Mehrphotonenkorrelation mit der MST-Methode</b> ....	<b>73</b>
<b>7.1 Konstruktion von Vergleichereignissen</b> .....	73
7.1.1 Simulierte Ereignisse.....	74
7.1.2 Konstruktion von <i>Mixed Events</i> .....	74
7.1.3 Zufallereignisse.....	75
<b>7.2 Anwendung der Analysemethode auf verschiedene Datensätze     und Vergleich der Ergebnisse</b> .....	<b>75</b>
7.2.1 Berechnung der Abstände.....	76
7.2.2 Aufspaltung des Wegenetzes.....	80
7.2.3 Clusterbestimmungseffizienz .....	85
7.2.4 Räumliche Verteilung der Cluster.....	87
7.2.5 Wahrscheinlichkeit $P(S)$ und Dichte .....	95
<b>8 Zusammenfassung und Ausblick</b> .....	<b>109</b>

<b>Literaturverzeichnis</b> .....	113
<b>Danksagung</b> .....	123
<b>Lebenslauf</b> .....	

# 1 Einleitung und Motivation

Im Verlauf der vergangenen Jahrzehnte hat sich unser Bild über den Aufbau der Materie wesentlich geändert. Galten früher noch Protonen, Neutronen und Elektronen als elementarste Bestandteile der Atome, so werden heute Quarks und Leptonen als die Grundbausteine aller uns bekannten Materie angenommen.

Ungeklärt ist bisher noch der genaue Ablauf des Materieaufbaus aus der reinen Energie am Beginn unseres Universums über Quarks und Hadronen bis hin zu Atomen. Es wird jedoch angenommen, daß sich ein *Urknall* ereignete, bei dem die gesamte Materie und Antimaterie des Universums in Form von Energie auf einen sehr kleinen Raum komprimiert war und dann explosionsartig expandierte. Dabei wandelte sich während der ersten Bruchteile von Sekunden ein Teil der Energie in Materie um. Betrachtet man Energie und Materie als verschiedene Aggregatzustände desselben Stoffes, können die Schritte des Umwandlungsprozesses auch als Phasenübergänge bezeichnet werden.

Die Suche nach diesen Phasenübergängen ist das Hauptmotiv der Schwerionenphysik am SPS (Super Protonen Synchrotron) an der Großforschungsanlage CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire). Mit der Erzeugung eines Mikro-Urknalls durch Kern-Kern-Stöße könnte der Ablauf der Teilchenproduktion von Energie zu Materie beobachtet werden. Die umgesetzte Energie ist dabei die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ , die am SPS abhängig vom Reaktionssystem etwa 17 GeV pro Nukleon beträgt. Diese Energie soll ausreichen, um die Kernmaterie in einen neuen Zustand, das *Quark-Gluon-Plasma* (QGP), zu versetzen, der als Zwischenschritt vor der Bildung der Hadronen im frühen Universum angesehen wird. Als Signale für die Existenz des QGP wurden direkte Photonen [Har96], die Erhöhung der Seltsamkeit [Raf82], die Farbabschirmung [Sat90], sowie Teilchendichtefluktuationen erwähnt [Stö78], [Ruc76] und [vHo89].

Teilchendichtefluktuationen sind schon im Zusammenhang mit dem Phasenübergang von Flüssigkeit zu Gas diskutiert worden (vgl. [Sta71], [Kia70]) und konnten auch in Schwerionenstößen bei niedrigen Strahlenergien nachgewiesen werden [Gut82], [War83] und [Min82]. Hier war die Konzentration der im Stoßsystem befindlichen Masse in Fragmenten (gebundene Teilchen) unterschiedlicher Größe ein Hinweis auf Fluktuationen in der Dichteverteilung der emittierten Teilchen. Es wurde festgestellt, daß die Größenverteilung der beobachteten Fragmente  $A$  folgendem Gesetz gehorchte:

$$\text{Häufigkeit (A)} \propto \text{A}^{-\tau}$$

Dabei ist  $A$  die Größe des Fragments und  $\tau$  eine empirisch bestimmte Zahl von der Größenordnung 2.3 bis 2.6. Dieser Zusammenhang wurde schon für einen Phasenübergang bei Flüssigkeiten zu Gas durch kondensierende Tropfen in der Nähe des kritischen Punktes beobachtet [Fis67] und erstmals von R. Hagedorn et al. auch für Kernmaterie angenommen [Hag80].

Weil Gruppierungen ungebundener Teilchen (Cluster) ebenfalls Dichtefluktuationen in der Gesamtheit der emittierten Teilchen darstellen, kann die Untersuchung der Größenverteilung von Clustern auch einen Hinweis auf einen möglichen Phasenübergang im System geben, wenn obengenannter Zusammenhang beobachtbar wäre.

Eine weitere Frage bei der Beobachtung des Verhaltens der Kernmaterie ist die Produktion von Entropie während der Kollision. Mit Auftreten von größeren Fragmenten aufgrund der Dichtefluktuationen in der Teilchenemission, ist die Entropie niedriger als bei isotroper Emission der Teilchen [Dos85]. Der Nachweis von Fragmenten und Clustern im Phasenraum in der Gesamtheit der emittierten Teilchen gibt damit einen Hinweis auf die Entropieproduktion bei einer Kern-Kern-Kollision.

In hochenergetischen Kern-Kern-Kollisionen kann über die Untersuchung von Pionenverteilungen eine Aussage zur Entropieproduktion gemacht werden, weil die Pionen mit etwa 4 Einheiten pro Pion den größten Teil zur produzierten Entropie beitragen.

Bei der Untersuchung der räumlichen Verteilung von Teilchen sind Korrelationsanalysen ein wichtiges Instrument. Bisher wurden überwiegend geladenen Teilchen untersucht, weil durch die einfacheren Nachweisverfahren mehr Messungen vorhanden sind als für neutrale Teilchen und Photonen. Die Untersuchung von Korrelationen in Pionenverteilungen ist insbesondere deshalb interessant, weil der größte Teil der Photonen das Endprodukt eines Pionen- oder Resonanzzerfalls, wie  $\eta$ - und  $\rho$ -Mesonen, ist und diese Mesonen den Hauptanteil der produzierten Teilchen bilden. Photonen sind immer produzierte Teilchen, wogegen die Messung geladener Teilchen auch die anfangs vorhandenen Baryonen beinhaltet.

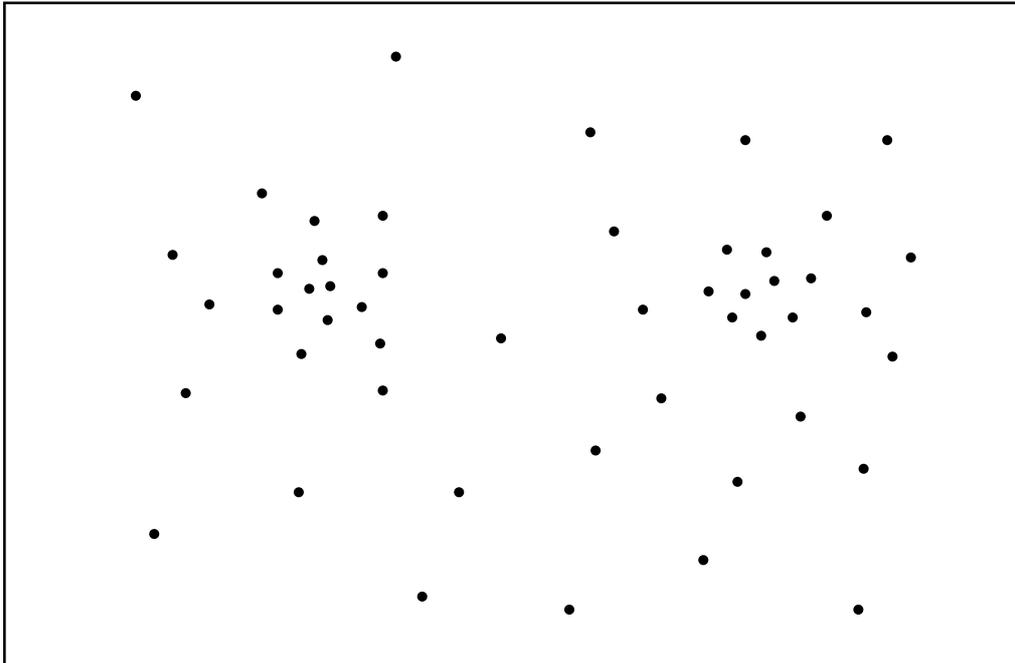
Weil die Photonen unbeeinflusst von Coulomb- und starker Wechselwirkung im Detektor ankommen, kann man davon ausgehen, daß sie die räumliche Verteilung ihrer Ursprungsteilchen widerspiegeln (s.a. Kapitel 3). Diese kann durch einen während der

Kollision erwarteten Phasenübergang von Hadronen zu Quarks und durch den Zerfall höherer Resonanzen beeinflusst sein, wodurch dann die Emissionsstruktur von einer homogenen oder isotropen Verteilung abweichen kann und sich Cluster bilden können. Mit einer Analyse auf der Basis von Einzelereignissen (*event-by-event-Analyse*) können solche Abweichungen gefunden werden, was mit der Analyse von inklusiven Spektren nicht möglich ist. Um den statistischen Fehler bei der Untersuchung von Korrelationen in einzelnen Ereignissen möglichst klein zu halten, muß die Multiplizität pro Ereignis ausreichend hoch sein.

Diese Arbeit stellt eine Analyse von Vielteilchenkorrelationen vor, die über die bekannten Korrelationsmethoden wie die Untersuchung der Zwei-Teilchen-Korrelation nach der Methode von Hanbury-Brown und Twiss (HBT) [Sch90] und der Untersuchung der Intermittenz [Alb94] hinausgeht. Dabei wird die Korrelation von mehreren Photonen mit Hilfe der Konstruktion und Untersuchung von Clustern mit der *Minimal-Spanning-Tree* (MST)-Methode (s.a. Kap.4.3) im Einzelereignis studiert. Die Verteilungen charakteristischer Variablen dieser Photoncluster werden mit den Ergebnissen aus Simulationen und Zufallsereignissen verglichen.

Diese zunächst rein mathematische Methode basiert auf dem Prinzip des *nächsten Nachbarn* [Kru56] und [Gow69]. Dabei werden alle Punkte innerhalb einer gegebenen Punkteverteilung immer mit ihrem nächsten Nachbarn verbunden, so daß ein Wegenetz gebildet wird, dessen Gesamtsumme aller Verbindungen minimal ist und keine geschlossenen Wege enthält. Diese Methode wurde schon von J. B. Kruskal im Jahre 1956 beschrieben und auf Strukturierungsprobleme und Aufbau von Hierarchien in Bibliotheken angewandt und von R. C. Prim im Jahre 1957 zur Minimierung des Kabelverbrauchs in einem Computernetz eingesetzt [Kru56] und [Pri57].

Durch eine Weiterentwicklung von C.T. Zahn konnte dieser Algorithmus in der angewandten Mathematik zur Erkennung von *Gestaltclustern* mit dem Computer eingesetzt werden [Zah71]. Dabei handelt es sich um das Herausfiltern von dichter zusammenliegenden Punkten innerhalb einer beliebigen Verteilung von Punkten, die als Cluster bezeichnet werden. Die menschliche Wahrnehmung eines Clusters basiert auf der Grundlage, daß die Punkte innerhalb eines Clusters dichter liegen als zwischen den Clustern.



*Abbildung 1.1: Zwei Gestaltcluster, die vom menschlichen Auge leicht als getrennt erkannt werden und wie sie im Emissionsmuster von Photonen vorkommen können. Aus [Zah71].*

In Abbildung 1.1 ist eine Punkteverteilung, wie sie von C.T. Zahn als Beispiel benutzt wurde, dargestellt. Als Mensch kann man deutlich erkennen, daß sich die Punkte in zwei Gruppen, bzw. Cluster, aufteilen. Um diese Erkennung von einem Computer vornehmen zu lassen, muß ein passender Algorithmus entwickelt werden. C.T. Zahn setzte dazu erfolgreich seine auf dem *Minimal-Spanning-Tree-Algorithmus* basierende Methode ein. Dieser *Minimal-Spanning-Tree-Algorithmus* bot sich als eine geeignete Grundlage für die Entwicklung einer Methode zur numerischen Lösung des Problems dieser *Gestaltcluster*-Erkennung an, weil dabei wie in der menschlichen Wahrnehmung die ungleichmäßige Dichteverteilung der Punkte zur Definition der Cluster genutzt wird.

Ein wesentlicher Vorteil der MST-Methode besteht darin, daß sie zunächst keinerlei Einschränkungen in der Art der zu suchenden Strukturen erfordert. Es müssen keine räumlichen Strukturen vorgegeben werden, nach denen dann in der Punkteverteilung gesucht wird. Dies ist bei der *Sphericity*-Analyse der Fall, bei der man durch die vorgegebene Form eines Ellipsoids eingeschränkt ist und möglicherweise keine Effekte finden

kann, die von der vorgegebenen Form abweichen. Ein solcher Effekt, die Drei-Jet-Ereignisse bei PEP- und PETRA- Energien (ungefähr 30 GeV im Schwerpunkssystem), wurde von J. Dorfan durch den erfolgreichen Einsatz der MST-Methode erkannt ([PEP] und [Dor80]).

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung der Dichtefluktuationen mit der MST-Methode in der räumlichen Verteilung von Photonen, die nach einer Schwerionenkollision in die Vorwärtsrichtung emittiert werden. Im WA93-Experiment, einem der Schwerionenexperimente am CERN, wurde zum erstenmal ein feingranulierter *Preshower*-Detektor, der nur den Anfang eines elektromagnetischen Schauers wahrnimmt, zur Messung der Multiplizität, der Rapiditäts- und Winkelverteilung von Photonen in jedem Ereignis eingesetzt. Der Aufbau und die Funktionsweise dieses **Photonen-Multiplizitäts-Detektors** (PMD) werden ausführlich in Kapitel 5.3 beschrieben. Die mit dem PMD gemessenen Photonverteilungen aus Kollisionen von Schwefel- mit Goldkernen bei 200 GeV pro Nukleon sind Grundlage dieser Arbeit.

Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen: im nächsten Kapitel werden Grundlagen der Kern-Kern-Kollision und Mechanismen der Teilchenproduktion beschrieben. Im anschließenden Kapitel wird der Zusammenhang zwischen den Verteilungen der produzierten Mesonen und ihrer Zerfallsphotonen untersucht. Danach folgt eine kurze Übersicht über verschiedene Korrelationsmethoden und ihre Möglichkeiten und eine ausführliche Darstellung der *Minimal-Spanning-Tree*-Methode. Nach einer kurzen Beschreibung des Experiments und seiner Detektoren in Kapitel 5, wird näher auf den PMD und die Aufbereitung der mit ihm aufgenommenen Photonendaten eingegangen. Schließlich wird in Kapitel 7 die Analysemethode im Detail untersucht und ihre Anwendung auf verschiedene Ereignisklassen diskutiert.



## 2 Ultrarelativistische Schwerionenphysik

Die ultrarelativistische Schwerionenphysik befaßt sich mit der Untersuchung der Teilchenproduktion mit dem Ziel, das Verhalten der Kernmaterie über möglichst weite Bereiche von Druck und Temperatur zu studieren und eine allgemeingültige Zustandsgleichung der Kernmaterie aufzustellen. Dabei gehört die Untersuchung unter extremen Bedingungen und die Suche nach Phasenübergängen zu den Eckpunkten des Gebietes. Die Motivation ist dabei das Verständnis der Entstehung unseres Universums.

Durch das Vordringen bei Streuexperimenten in Auflösungsbereiche von kleiner als  $10^{-19}$  m konnten Nukleonen genauer untersucht werden und man erkannte, daß sie aus noch kleineren Teilchen zusammengesetzt sind. Dies ist der Hinweis auf die Existenz von Quarks als den Bestandteilen von Nukleonen. Die Weiterentwicklung zur Beschleunigung von schweren Ionen auf hohe Energien schaffte die Voraussetzung, beim Stoß in der Kernmaterie Energiedichten aufzubauen, die zu einem Phasenübergang vom Hadronengas zum *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) führen können.

### 2.1 Grundbausteine

Zur Entstehung unseres Universums gibt es die Vorstellung, daß der Anfang durch eine Explosion, den Urknall gemacht wurde [Cra95]. Die gesamte Materie und Antimaterie des Universums soll als Energie auf ein sehr kleines Volumen komprimiert gewesen sein. Bei der explosionsartigen Expansion wandelte sich in den ersten Bruchteilen von Sekunden diese Energie in Masse um.

Zunächst manifestierten sich die Grundbausteine, die Quarks und die Leptonen. Dann könnte sich ein Plasma (QGP) gebildet haben, in dem sich die Quarks und ihre Wechselwirkungsteilchen, die Gluonen, frei bewegten. Mit zunehmender Expansion und damit abnehmender Temperatur wird es zu einem Phasenübergang vom Quark-Gluon-Plasma zum Hadronengas gekommen sein, bei dem die ungebundenen Quarks und Gluonen zu Hadronen kondensierten. Aus den so entstandenen Hadronen setzten sich dann die Kerne zusammen.

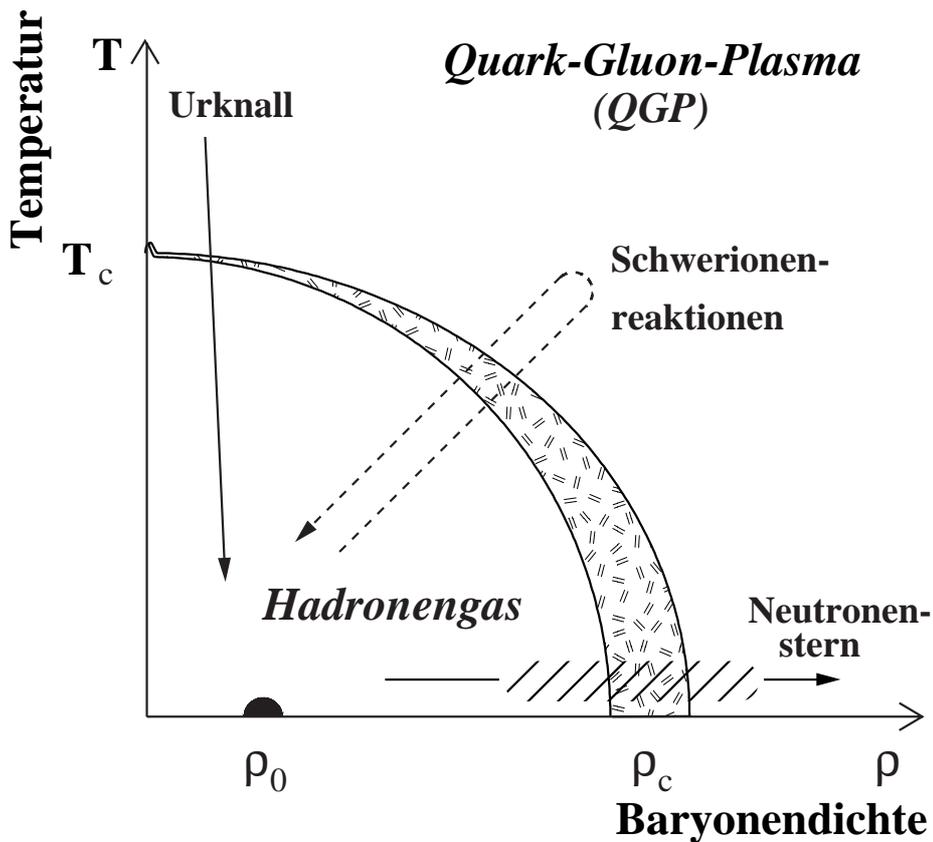


Abbildung 2.1: Phasendiagramm der Kernmaterie. Bei niedrigen Temperaturen und niedrigen Baryondichten befindet sich die hadronische Phase, bei hohen Temperaturen und hohen Baryondichten wird das Quark-Gluon-Plasma angenommen. Dazwischen soll sich eine gemischte Phase befinden (schattiert).

In Abb. 2.1 ist das mit dem bisherigen Wissen aufgestellte Phasendiagramm der Kernmaterie dargestellt. Es wird angenommen, daß der Phasenübergang während der Abkühlung nach dem Urknall bei einer Baryondichte von etwa normaler Dichte der Kernmaterie  $\rho_0$  stattfand. Ein Phasenübergang kann auch durch die Änderung der Baryondichte verursacht werden, wie es für die Bildung von Neutronensternen angenommen wird. Hierbei wird die gemischte Phase bei einer kritischen Dichte  $\rho_c$  von etwa 2 bis 3-facher Dichte der normalen Kernmaterie angenommen. In Schwerionenreaktionen könnte sich bei mittleren Dichten der Zustand der Materie entlang der gestrichelten Linie verändern und dabei die gemischte Phase durchqueren [Kam93].

<i>Leptonen</i>			<i>Quarks</i>		
Flavour	Masse GeV/c <sup>2</sup>	Ladung	Flavour	Masse GeV/c <sup>2</sup>	Ladung
$\nu_e$ Neutrino	$< 2 \cdot 10^{-8}$	0	<b>u</b> up	$5 \cdot 10^{-3}$	2/3
<b>e</b> Elektron	$5.1 \cdot 10^{-4}$	-1	<b>d</b> down	$10 \cdot 10^{-3}$	-1/3
$\mu_e$ Neutrino	$< 3 \cdot 10^{-4}$	0	<b>c</b> charm	1.5	2/3
$\mu$ Muon	0.106	-1	<b>s</b> strange	0.15	-1/3
$\nu_\tau$ Neutrino	$< 4 \cdot 10^{-2}$	0	<b>t</b> top	175	2/3
$\tau$ Tau	1.784	-1	<b>b</b> bottom	4.7	-1/3

*Tabelle 1.1: Standardmodell der Elementarteilchen*

Die in Tabelle 2.1 angegebenen Quarks und Leptonen (und ihre Antiteilchen) gelten heute als die elementarsten Grundbausteine, aus denen die gesamte uns bekannte Materie des Universums aufgebaut ist. Entscheidend für unsere Welt sind die leichtesten Teilchen, das *up*-(*u*) und *down*-(*d*) Quark, sowie das Elektron  $e^-$  mit seinem Neutrino  $\nu_e$ . Die mit ansteigender Energie, also mit größeren Impulsüberträgen in Stoßprozessen, erzeugten Quarks und Leptonen der beiden höheren Generationen gehen nach kurzer Lebensdauer wieder in die leichteren Elementarteilchen über.

Für die Beschreibung der starken Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen wird die *Quanten-Chromo-Dynamik* (QCD) benutzt. In dieser Theorie wird die Wechselwirkung zwischen Quarks durch den Austausch von Gluonen beschrieben und ist damit dem Austausch von Photonen zwischen geladenen Teilchen in der *Quanten-Elektro-Dynamik* (QED) vergleichbar.

Aus Hochenergieexperimenten ist bekannt, daß die Quarks neben den schon bekannten Quantenzahlen noch einen weiteren Freiheitsgrad besitzen, der als Farbladung bezeichnet wird. Er tritt in drei Zuständen auf, die allgemein als *rot*, *grün* und *blau* benannt werden. Gluonen tragen im Gegensatz zu den neutralen Photonen selbst eine Farbladung und können dadurch untereinander wechselwirken. Diese Eigenschaft bewirkt, daß mit zunehmendem Abstand die Kopplung zwischen den Quarks und Gluonen so stark wächst, daß sie nicht isoliert nachgewiesen werden können. Dieses Verhalten ist

unter anderem dafür verantwortlich, daß Quarks nur eingeschlossen in Nukleonenbeuteln (*bags*) in Zweier- (Mesonen) oder Dreiergruppen (Baryonen) auftreten, was als *Confinement* (Quark-Einschluß) bezeichnet wird. Bei geringer werdendem Abstand wird die Kopplung zwischen den Ladungsträgern so schwach, daß die Teilchen als „quasifrei“ erscheinen. Alle frei beobachtbaren Teilchen müssen farbneutral sein und die Farbladungen ihrer Konstituenten müssen sich entsprechend ergänzen.

Hadronen, aus mehreren Quarks zusammengesetzt, sind ausgedehnte Teilchen. Diese Erkenntnis hat weitreichende Konsequenzen auf die Betrachtung von Kernmaterie. Nukleonen können nicht mehr als punktförmige Teilchen und damit nicht mehr als ein ideales Gas angesehen werden. Durch Erzeugung von Temperaturen und Dichten in der Kernmaterie, wie sie kurz nach dem Urknall geherrscht haben sollen, wird versucht, ein Abbild dieses Urknalls unter Laborbedingungen zu erzeugen und damit die Möglichkeit zu schaffen, die Kernmaterie unter extremen Zuständen zu untersuchen und die Umwandlung von Energie in Materie zu beobachten.

## **2.2 Kern - Kern - Kollision**

Der Kern eines schweren Ions ist aus mehreren einzelnen Nukleonen zusammengesetzt, die ihrerseits wiederum aus jeweils drei Quarks gebildet werden. Eine gewisse Vorstellung, wie eine Kern-Kern-Kollision abläuft, kann man sich mit einer einfachen geometrischen Betrachtung verschaffen. In Abbildung 2.2 ist eine Schwerionenkollision unter der Annahme einer scharf definierten Reaktionsgeometrie dargestellt. Dabei bewegen sich die Projektilnukleonen auf geradlinigen Bahnen parallel zur Strahlachse auf die Targetnukleonen zu. Nur die Nukleonen im geometrisch überlappenden Bereich des Projektil- und Targetkerns treffen aufeinander und bilden die Reaktionszone. Diese Nukleonen werden deshalb als Partizipanten und die nicht direkt an der Kollision beteiligten Nukleonen werden als Spektatoren bezeichnet.

Diese Betrachtungsweise ist bei ultrarelativistischen Energien von 200 GeV pro Nukleon möglich, denn bei diesen Energien ist die Relativgeschwindigkeit der Kerne groß gegenüber der Schallgeschwindigkeit der Nukleonen in der Kernmaterie, so daß die Informationsausbreitung im Kern gegenüber der Reaktionszeit vernachlässigbar wird.

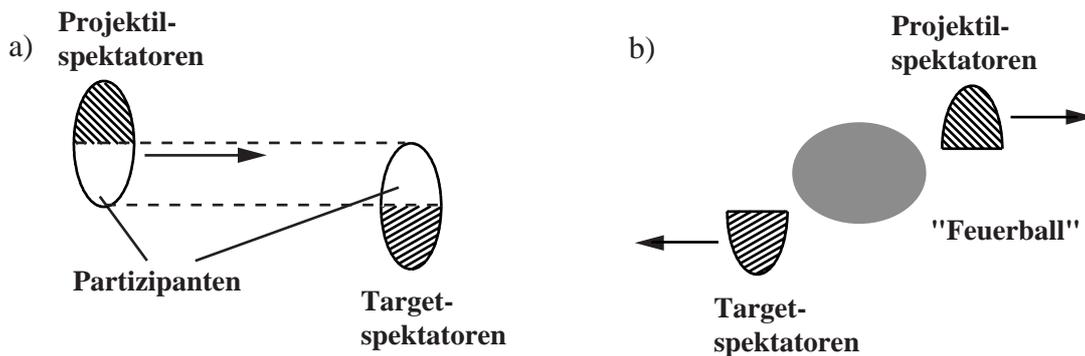


Abbildung 2.2: Geometrische Darstellung einer Schwerionenkollision. Spektatoren und Partizipanten vor dem Stoß (a) und der aus den Partizipanten entstandene „Feuerball“ mit den sich entfernenden Spektatoren nach dem Stoß (b).

Die Anzahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen kann mit Hilfe bestimmter Annahmen mit makroskopischen Größen wie der transversalen Energie und der Anzahl der nachgewiesenen geladenen Teilchen in Verbindung gebracht werden.

### 2.2.1 Reaktionsdynamik

Was bei einem Kern-Kern-Stoß im einzelnen mit den Partizipanten abläuft, ist nicht genau bekannt. Man kann sich jedoch verschiedene einfache Szenarien vorstellen, die zunächst nur makroskopische Größen betrachten und damit, trotz Vernachlässigung der mikroskopischen Abläufe, die experimentellen Ergebnisse annähernd beschreiben.

Die Untersuchung von Multiplizitäts-, Winkel- und Rapiditätsverteilungen der Nukleonen und der produzierten Teilchen ermöglicht Rückschlüsse auf das Verhalten der Kernmaterie während der Kollision. Globale Meßgrößen sind außerdem die Vorwärtsenergie  $E_F$ , die von den Spektatoren transportiert wird und die Transversalenergie  $E_T$ , die in den Partizipanten und den produzierten Teilchen enthalten ist.

Eine wichtige Frage bei der Reaktionsdynamik ist die Verteilung der longitudinalen Projektilenergie auf innere Freiheitsgrade innerhalb der sehr kurzen Reaktionszeit. Der für die Produktion von neuen Teilchen und für die Erzeugung von Entropie, d.h. für chaotische Bewegung, zur Verfügung stehende Teil der kinetischen Energie hängt vom Grad des *Stoppings*, d.h. vom Grad der Abbremsung der Projektilpartizipanten, ab. Ein Maß für den Grad der Abbremsung ist die Rapiditätsverteilung der Nukleonen/Baryonen.

Die Rapidität  $y$  ist die longitudinale logarithmische Geschwindigkeit, die den Vorteil hat, daß sie sich unter Lorentztransformation additiv verhält. Sie ist folgendermaßen definiert:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_l}{E - p_l} \right) = \ln \left( \frac{E + p_l}{\sqrt{p_T^2 + m^2}} \right) \quad (2.1)$$

In Abbildung 2.3 sind die Rapiditätsverteilungen von Baryonen und produzierten Teilchen dargestellt. Vor der Kollision ist die Rapidität des Targets um  $y_T$  und die des Projektils um  $y_P$  verteilt. Der mittlere Rapiditätsverlust der Baryonen in einem zentralen Stoß beträgt fast 3 Einheiten, was etwa der Differenz zwischen der Projektil- und Targetrapidität zur Schwerpunktsrapidität bei 200 AGeV Strahlenergie entspricht. Für den Fall der eher transparenten Kernmaterie fällt die Rapiditätsänderung der Nukleonen geringer aus und der zentrale Rapiditätsbereich (Schwerpunktsrapidität) wird fast ausschließlich von produzierten Mesonen bevölkert (*Bjørken-McLerran-Bild*) (Abb. 2.3 a). Ist die Kernmaterie dagegen eher dicht, werden fast alle Baryonen während des Stoßes abgebremst und erscheinen zusammen mit den produzierten Teilchen bei mittlerer Rapidität, wie es in Abb. 2.3. b zu erkennen ist.

Die Kernmaterie wird als transparent bezeichnet, wenn die Reichweite der Kernkräfte klein gegenüber der mittleren freien Weglänge eines Nukleons im Kern ist. Dann verhält sich die Kernmaterie annähernd wie ein dünnes Gas. In diesem Fall kann ein Kern-Kern-Stoß durch eine Überlagerung isolierter Zweikörper-Kollisionen, der sogenannten *intranuklearen Kaskade*, beschrieben werden [Kam93]. Ist jedoch die mittlere freie Weglänge klein gegenüber den Abmessungen des Kerns, ist die Kernmaterie sehr dicht und die vielen Stöße, die ein Nukleon während der Kollision erfährt, führen zu einer Kompression der Kernmaterie. Dabei können kollektive Phänomene auftreten, wie sie schon bei Experimenten im relativistischen Energiebereich von 150 MeV - 1 GeV pro Nukleon nachgewiesen wurden [Gut87]. In diesem Fall ist der Formalismus der Hydrodynamik ein geeigneteres Mittel zur Beschreibung des Reaktionsablaufs (s.a. Kap. 2.2.2).

Aus dem Studium der bisherigen Experimente hat sich herausgestellt, daß der Grad der Abbremsung sehr stark von der Gesamtmasse des Systems abhängt. Etwa 60% der

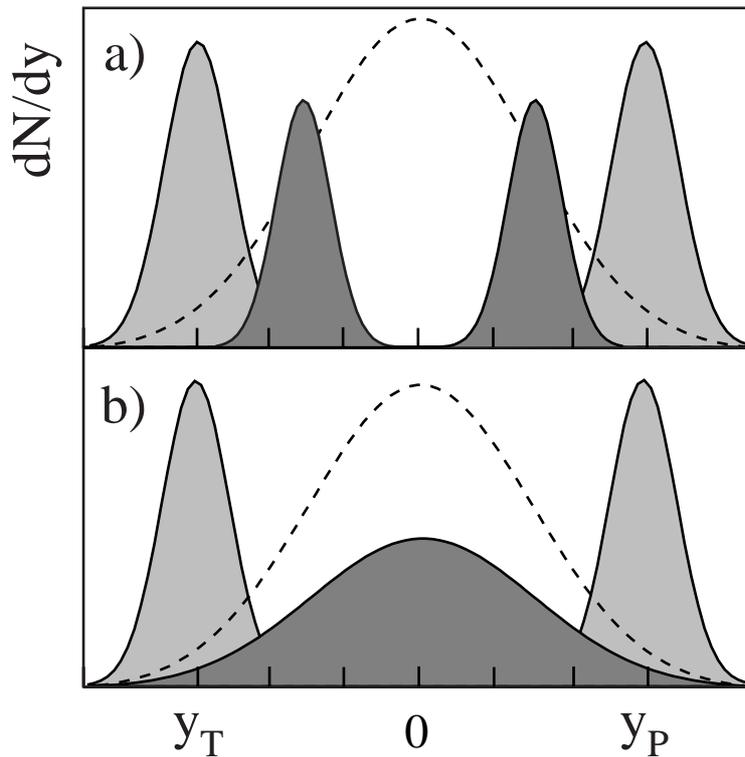


Abbildung 2.3: Rapidityverteilung der Baryonen vor (hell) und nach einer Kollision (dunkel). Im Falle der Transparenz verschiebt sich die Rapidity der Baryonen um etwa 1 - 2 Einheiten (a). Bei vollem Abbremsen werden alle Fragmente nur noch im zentralen Rapiditybereich beobachtet (b). Produzierte Mesonen erscheinen um Mitrapidity (gestrichelte Linien).

Energie werden beim Abbremsen in innere Freiheitsgrade umgesetzt [Mit94]. Zusammen mit der Lorentzkontraktion, durch die die Baryonen schon vor der Kollision longitudinal verdichtet sind, könnte ein hohes Maß an Abbremsung zu einer Baryondichte führen, mit der eine genügend große Energiedichte in der Reaktionszone erreicht wird, was wiederum die Ausbildung eines *Quark-Gluon-Plasmas* begünstigen könnte [Won94].

### 2.2.2 Makroskopische und mikroskopische Modelle

Die in einer Kernkollision ablaufenden Prozesse sind so komplex, daß umfangreiche, auf unterschiedlichen Modellvorstellungen basierende Programme entwickelt wurden, um eine Voraussage der Ergebnisse aus Kernkollisionen machen zu können. Sie be-

nutzen experimentelle Daten wie Zerfallsraten und Wirkungsquerschnitte aus der Kernphysik sowie aus niederenergetischen Experimenten und aus Proton-Proton Stößen, um daraus die komplexeren Systeme der Schwerionenphysik zusammenzusetzen. Man versucht mit den Modellen das Verhalten der Kernmaterie in jedem Zustand zu beschreiben.

Basierend auf dem Erfolg bei relativistischen Energien, gibt es Modelle, wie schon erwähnt, die auf hydrodynamischen Ansätzen beruhen und die versuchen, die Kernmaterie wie eine Flüssigkeit mit makroskopischen Größen wie Dichte, Viskosität, Druck und Temperatur zu beschreiben. Die beiden aufeinandertreffenden Kerne und die produzierten Teilchen werden dabei als ein System aus zwei Flüssigkeiten betrachtet und der Reaktionsablauf durch die Veränderung der makroskopischen Größen beschrieben. Dabei werden die unterschiedlichen Teilchen durch Einführen verschiedener chemischer Potentiale berücksichtigt [Stö84], [Kat86], [Bla87] und [Gor87].

Die am häufigsten zur Reaktionsbeschreibung herangezogenen Modelle sind die *Stringmodelle* (aus dem Englischen: Strang, Faden), die den Reaktionsablauf auf mikroskopischer Ebene betrachten [Cap80] und [And83]. Dabei wird der Ablauf einer Kernkollision durch die Überlagerung von Einzelstößen der Nukleonen angenähert. Die *Stringmodelle* kommen in verschiedenen Simulationsprogrammen, wie FRITIOF [And87], [Nil87], HIJING [Wan90], VENUS [Wer89] und anderen [Lud85], [Pai86], [Ran89], [Ame89] zum Einsatz. Da später Vergleiche zwischen den experimentellen Ergebnissen und Modellrechnungen mit VENUS gemacht werden, wird das Prinzip der *Stringmodelle* hier kurz erläutert.

Die Grundannahmen dieser Modelle sind relativ einfach. Die Nukleonen des Projektilkerns laufen auf geradlinigen Bahnen durch den Targetkern und reagieren mit dessen Nukleonen, sobald ein Minimalabstand unterschritten wird. Der erste Schritt in der Reaktionsbeschreibung ist die Formation der *Strings* in den elementaren Kollisionen, danach deren Aufbrechen und anschließend die Mehrfachstreuung der *Strings* bzw. der sich daraus bildenden Hadronen an den Targetnukleonen oder untereinander.

In den verschiedenen Modellen werden unterschiedliche Mechanismen der Stringformation und -fragmentation benutzt. Die *Strings* werden entweder durch Farb- oder durch Impulsaustausch zwischen den Quarks der kollidierenden Nukleonen gebildet. In Abbildung 2.4 sind die beiden Anregungsmöglichkeiten schematisch dargestellt. Beim

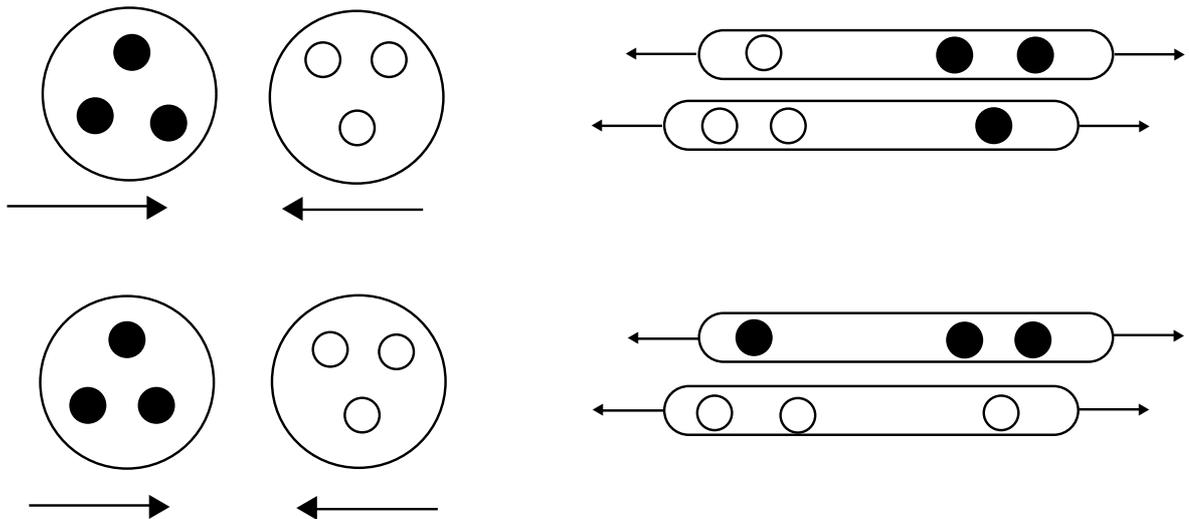


Abbildung 2.4: Quarkliniendiagramm zur Veranschaulichung der Stringbildung in Modellen durch Farbaustausch (oben) und durch longitudinale Anregung (unten). Links sind die Hadronen vor dem Stoß dargestellt, rechts nach dem Stoß.

Farbaustausch wird zwischen zwei Quarks der beiden reagierenden Nukleonen ein Gluon ausgetauscht (Abb. 2.4 oben). Bei der longitudinalen Anregung ändert sich nur der Impuls der beteiligten Quarks (Abb. 2.4 unten).

Die Farbladung der Quarks erzeugt, wie die elektrische Ladung, ein Feld, dessen Feldlinien jedoch nicht, wie im elektromagnetischen Fall, weit voneinander entfernt verlaufen, sondern fast parallel zwischen den beiden Quarks, weshalb man von einem *String* spricht [Per86]. Das dazugehörige Potential der starken Wechselwirkung enthält einen zum Abstand linearen Term, so daß mit zunehmender Entfernung die im *String* gespeicherte Energie größer wird. Wird eine Schwellenenergie überschritten, bricht der *String* auf und an der Stelle tunnelt ein Quark aus dem negativen Energiekontinuum im Vakuum in das positive Energiekontinuum. Das zurückbleibende Loch verhält sich wie ein Antiquark im positiven Energiekontinuum. So ist ein Quark-Antiquark-Paar entstanden, das sich zu einem Meson manifestiert.

Bei der Stringfragmentation werden Erhaltungssätze und Phasenraumbetrachtungen berücksichtigt und die Fragmentationswahrscheinlichkeiten an den einfachsten Testfall der  $e^+e^-$  - Streuung angepaßt. Innerhalb eines *Strings* können, abhängig von seinem

Energieinhalt, mehrere Mesonen gebildet werden, weshalb die Anzahl der produzierten Teilchen größer als die Gesamtzahl der Stöße sein kann.

Die in hochenergetischen Reaktionen produzierten Teilchen existieren nicht unmittelbar nach der Kollision, sondern benötigen eine gewisse Eigenzeit, die Formationszeit, um manifestiert zu werden. Diese Formationszeit wurde schon von Landau und Pomeranchuk im Zusammenhang mit der Streuung relativistischer Elektronen in Materie entdeckt und beschrieben [Lan53]. Vor dem Ablauf dieser Formationszeit wird der Wirkungsquerschnitt, mit dem das gerade entstandene Teilchen oder gestreute Elektron mit der umgebenden Materie wechselwirken kann, als verschwindend angenommen. Danach können Reaktionen mit den anderen Nukleonen stattfinden. Diese Wechselwirkung der produzierten Teilchen mit den umgebenden Nukleonen wird als Mehrfachstreuung in einigen der Modelle bei der Teilchenproduktion und der Impulsverteilung berücksichtigt.

Es hat sich herausgestellt, daß diese relativ phänomenologisch aufgebauten Modelle einen großen Teil der Ergebnisse der Schwerionenkollisionen beschreiben können. Die mit solchen Modellen berechneten Verteilungen nach einer Kernkollision werden mit globalen experimentellen Größen, wie die Anzahl der produzierten Teilchen und die erzeugte transversale Energie verglichen und man versucht zu verstehen, welche physikalischen Prozesse mögliche Unterschiede zwischen Experiment und Theorie verursachen.

### **2.3 Mesonen- und Photonproduktion in Schwerionenstößen**

Die in einer Schwerionenkollision produzierten Teilchen sind vor allem leichte Mesonen. Die Zusammensetzung der produzierten Mesonen und Resonanzen hängt stark von der Temperatur der Materie in der Reaktionszone ab und der Anteil höherer Resonanzen nimmt mit steigender Temperatur zu [Sch92]. Wegen der kleinen Masse und der daraus hervorgehenden hohen Produktionswahrscheinlichkeit entstehen überwiegend leichte Mesonen wie Pionen. Bei SPS-Energien werden pro Nukleon-Nukleon-Stoß etwa 10 Pionen erzeugt.

Die drei Ladungszustände der Pionen bilden zusammen ein Isospin-Triplett und unterscheiden sich nicht gegenüber der starken Wechselwirkung. Deshalb ist die Produktionswahrscheinlichkeit für die drei Ladungszustände gleich und es gilt für die Anzahl der produzierten positiven, negativen und neutralen Pionen:

$$N_{\pi^0} = N_{\pi^+} = N_{\pi^-}$$

Der überwiegende Teil der gemessenen Photonen stammt aus dem neutralen Zerfallskanal von Mesonen und höheren Resonanzen. Einen wesentlichen Beitrag zu der Photonenmultiplizität liefern die neutralen Pionen, die nach einer Lebensdauer von ca.  $10^{-17}$  s zu 98.9 % in zwei Photonen zerfallen. Neben den neutralen Pionen sind die  $\eta$ 's noch Lieferanten für Photonen. Die  $\eta$ 's bilden mit einem Produktionsverhältnis von  $N_{\eta}/N_{\pi^0} \approx 0.15$  einen großen Anteil an den produzierten Teilchen [Alb95]. Von den produzierten  $\eta$ 's zerfallen etwa 39 % direkt in zwei Photonen, etwa 32 % zunächst in drei neutrale Pionen. Die aus den drei neutralen Pionen entstehenden Photonen könnten möglicherweise als zusammenhängende Gruppe nachgewiesen werden und damit einen Beitrag zu Dichtefluktuationen im Photonenemissionsmuster liefern.

Ein weiterer Teil der Photonen kann als direkte Photonen schon vor der Hadronisierung aufgrund der Temperatur in der Reaktionszone und der Quark-Gluon-Wechselwirkungen abgestrahlt werden [Cle93]. Die direkten Photonen sollen Hinweise auf die Existenz des QGP geben. Ihr erwarteter Anteil an der Gesamtzahl der Photonen beträgt allerdings nur wenige Prozent und liefern damit auch keinen beobachtbaren Beitrag zu möglichen Fluktuationen.

Photonen, die also überwiegend das Zerfallsprodukt von Mesonen sind, können Fluktuationen, die in der Produktion der Mesonen auftreten, widerspiegeln. Erste Hinweise auf solche Fluktuationen gaben Ereignisse, die in Emulsionsexperimenten mit Höhenstrahlung beobachtet wurden. Diese wurden wegen ihrer ungewöhnlichen Abbildung im Detektor in Anlehnung an die griechische Mythologie als *Centauro-* bzw. *Anticentauro-*Ereignisse bezeichnet [Bjø79]. Dabei wich das gemessene Verhältnis von Photonen zu geladenen Teilchen deutlich von dem erwarteten Verhältnis ab.

Wenn die Annahme stimmt, daß überwiegend Pionen produziert werden und der Anteil von schwereren Resonanzen an den produzierten Teilchen klein ist, kann das Verhältnis von Anzahl der Photonen ( $\pi^0$ -Zerfall) zu der Anzahl der geladenen Teilchen folgendermaßen abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned}
N_\gamma &= 2N_{\pi^0} \\
N_{ch} &= N_{\pi^+} + N_{\pi^-} \\
\frac{N_\gamma}{N_{ch}} &\approx 1
\end{aligned}$$

Eine deutliche Abweichung von 1 bedeutet, daß einer der Ladungszustände unterdrückt oder überbevölkert ist. Eine mögliche Ursache für dieses Ungleichgewicht in der Pionenproduktion wird in einer besonderen Eigenschaft des Vakuums angenommen, der Bildung eines *disoriented chiral condensate* (DCC). Dies ist zur Zeit ein intensiv diskutierter Punkt in der Schwerionenphysik [Bjo92],[Bjo93] und [Koc95].

Man stellt sich das Vakuum als ein Kondensat aus Gluon- und Quark-Antiquark-Paaren vor, ähnlich wie die Cooperpaare in der Supraleitung. Die entsprechenden Felder, mit denen dieses Vakuum beschrieben werden kann, sind das isoskalare Feld  $\sigma$  und die Pionenfelder  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^0$ , die die Komponenten des Vektorfeldes  $\Phi$  bilden:

$$\Phi = (\sigma, \pi^+, \pi^-, \pi^0)$$

Das Vektorfeld  $\Phi$  ist im Grundzustand nicht null, also nicht symmetrisch, sondern zeigt in Richtung  $\sigma$ , wobei  $\sigma$  alle Quantenzahlen des Vakuums besitzt.

Durch eine hochenergetische Kern-Kern-Kollision kann das Vakuum zwischen den sich entfernenden Nukleonen angeregt werden, wobei es möglicherweise zur Wiederherstellung der chiralen Symmetrie kommt. Da der Grundzustand nicht eindeutig ist, kann es bei der Abregung des Vakuums vorübergehend zu einer Disorientierung kommen, bei der das Vektorfeld nicht in Richtung  $\sigma$ , sondern in die Richtung eines Pionenfeldes zeigt.

Durch Abstrahlen von Pionen kommt das Vakuum in seinen ursprünglichen Zustand zurück. Von der Lebensdauer und dem Volumen des disorientierten Zustandes hängt die Anzahl der abgestrahlten Pionen ab. Dies könnte zu einer merklichen Fluktuation in der Anzahl von neutralen und geladenen Pionen führen [Gav95] und im Experiment durch deren gleichzeitige Messung festgestellt werden.

Die nach einer Schwerionenkollision gemessenen Photonen stammen aus unterschiedlichen Quellen, so daß es verschiedene Möglichkeiten für Fluktuationen in deren

Emissionsmuster geben kann. Inwieweit die Photonen auch nach dem Zerfall noch die Verteilung ihrer Ursprungsteilchen, der Mesonen widerspiegeln, wird im nächsten Kapitel genauer untersucht.



### 3 Zusammenhang zwischen der Verteilung von Mesonen und ihren Zerfallsphotonen

Wie in diesem Kapitel gezeigt werden soll, kann die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Photonen Aufschluß über die Verteilung der in einer Kern-Kern-Kollision produzierten Mesonen geben, die in Photonen zerfallen. Denn die Photonen sollten die Verteilung ihrer Ursprungsteilchen zum Zeitpunkt des Zerfalls beibehalten, weil sie sich unbeeinflusst von Coulombwechselwirkung und starker Wechselwirkung von ihrem Entstehungsort entfernen. Lediglich der Zerfall könnte eine leichte Verbreiterung der Verteilungen verursachen.

Um diesen Zusammenhang genauer zu untersuchen, wurden simulierte Ereignisse aus Pionen und Eta-Mesonen konstruiert und deren Zerfall mit dem JETSET-Programm [Sjö93] berechnet. Für die Konstruktion der simulierten Ereignisse werden pro Ereignis

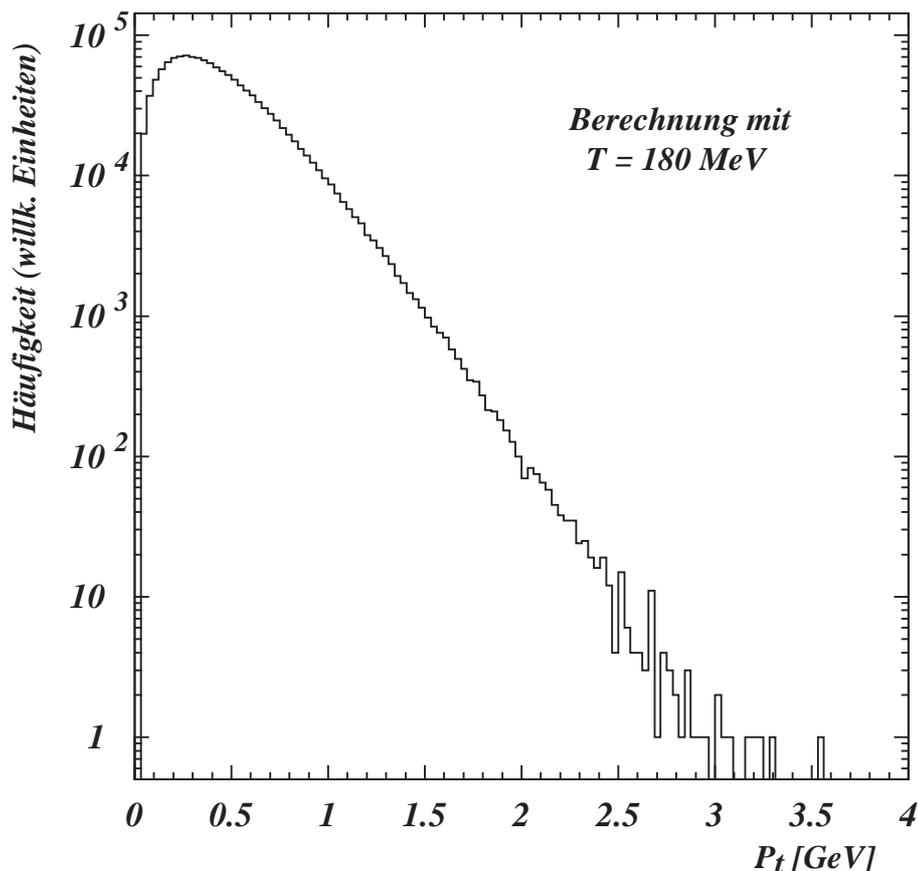


Abbildung 3.1: Verteilung des berechneten Transversalimpulses der Pionen.

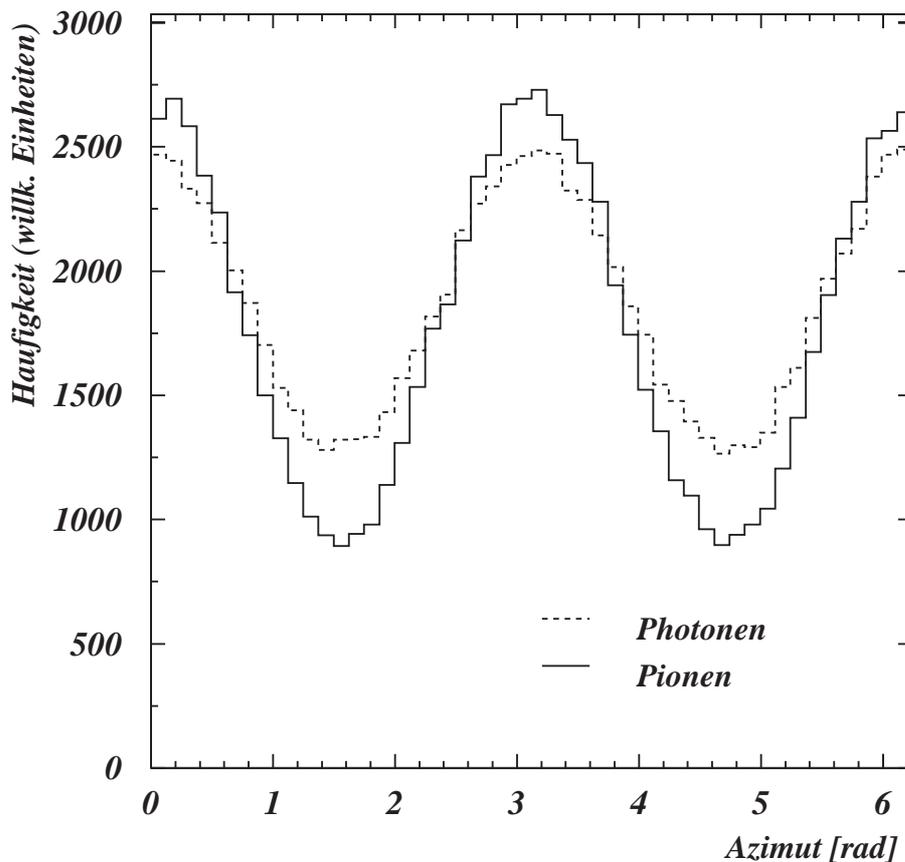


Abbildung 3.2: Eine azimuthal asymmetrische Verteilung von Pionen (durchgezogene Linie) ist auch nach dem Zerfall noch in der azimuthalen Verteilung der Photonen sichtbar (gestrichelte Linie).

so viele Pionen generiert, daß die Anzahl der Photonen nach dem Zerfall in dem vom Detektor abgedeckten Raumwinkel etwa der eines zentralen Ereignisses entspricht. Die Rapiditätsverteilung und die Energie der Pionen werden aus einem Spektrum der transversalen Masse der Pionen bestimmt, das mit einem thermodynamischen Modell theoretisch berechnet wurde [Sch92]. Die Verteilung der transversalen Impulse der Mesonen ist annähernd realistisch, wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist.

### 3.1 Azimutal asymmetrische Verteilung

Eine azimuthal asymmetrische Verteilung von Teilchen wurde schon bei Schwerionenkollisionen niedrigerer Energien als Flow nachgewiesen (s.a. Kap. 4.2.). Nach Untersuchungen der Photonverteilungen des WA93-Experiments hat sich

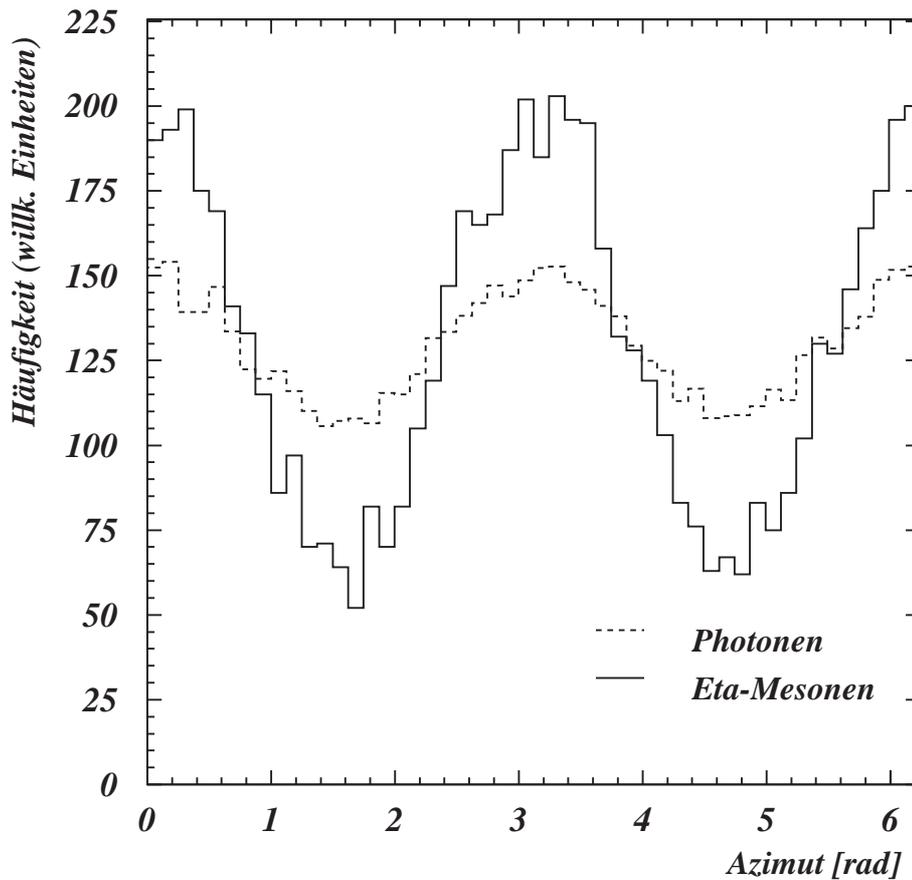


Abbildung 3.3: Azimutal asymmetrische Verteilung von Eta-Mesonen und ihren Zerfallsphotonen.

zeigt, daß auch bei höheren Energien ein Floweffekt von etwa 7% auftritt [Agg97a], [Oll92]. Als einfache asymmetrische Verteilung des Azimut der Mesonen wird eine Kosinusverteilung angenommen.

In Abbildung 3.2 sind die beiden simulierten Verteilungen für Pionen und deren Zerfallsphotonen dargestellt. Zum besseren Vergleich wurden die Verteilungen bei  $\pi/4$  auf den gleichen Wert skaliert. Es wurden nur die Pionen berücksichtigt, deren Photonen innerhalb des Rapiditätsbereichs des PMD liegen. Dabei wurde in allen Ereignissen die Orientierung der Asymmetrie beibehalten, d.h. die Maxima der Asymmetrie befinden sich beim gleichen Winkel, wodurch deutlicher zu erkennen ist, daß die Photonen die Winkelverteilung der Pionen widerspiegeln. Bei realistischen Ereignissen müßte man dazu die Reaktionsebene kennen und die Ereignisse so drehen, daß die Reaktionsebenen übereinanderfallen.

In Abbildung 3.2 kann man deutlich erkennen, daß die Verteilung der Photonen nur unwesentlich gegenüber der Verteilung der Pionen verbreitert ist und die Winkelverteilung der ursprünglichen Mesonen durch den Zerfall nicht bis zur Unkenntlichkeit verwischt wird.

Nach der gleichen Methode wurden Ereignisse aus Eta-Mesonen generiert. Hier kommt hinzu, daß der Zerfall von Eta-Mesonen in Photonen zum Teil in zwei Stufen abläuft (s.a. Kap 2.3.). Wieder werden der Polarwinkel und die Energie der Mesonen aus dem theoretisch berechneten Spektrum der transversalen Masse bestimmt und die Verteilung des Azimut mit einer Kosinusverteilung angegeben. In Abbildung 3.3 sind die Verteilung der Eta-Mesonen und ihrer Zerfallsphotonen dargestellt. Der Vergleich zeigt, daß trotz des zum Teil zweistufigen Zerfalls auch in diesem Fall die Photonen die Verteilung der Eta-Mesonen widerspiegeln, allerdings nicht so deutlich wie im Falle der Pionen.

### **3.2 Pionencluster**

Für die Untersuchung, ob ein in der Pionenverteilung auftretendes Cluster auch nach dem Zerfall noch in der Verteilung der Photonen erkennbar ist, wurden Ereignisse bestehend aus einem Pionencluster innerhalb einer Zufallsverteilung von Pionen generiert. Für die zufällig verteilten Pionen wird der Polarwinkel  $\Theta$  und die Energie der Pionen wie oben angegeben berechnet. Für das Pionencluster wird eines der zufälligen Pionen ausgewählt und vervielfältigt, so daß das Cluster aus einer bestimmten Anzahl von Pionen besteht, die alle mit dem gleichen Azimutwinkel, dem gleichen Polarwinkel und der gleichen Energie starten. Der Zerfall der Pionen wurde mit dem Programm JETSET berechnet. In Abbildung 3.4 ist die Verteilung der Photonen eines solchen Ereignisses innerhalb der Detektorfläche dargestellt. Auch nach dem Zerfall sind die Photonen der Clusterpionen als zusammenhängende Gruppierung zu erkennen.

Aus dieser Untersuchung kann man schließen, daß die räumliche Verteilung der Zerfallsphotonen Aufschluß über die Verteilung der ursprünglichen Mesonen gibt. Treten Dichtefluktuationen in der Emission der Mesonen auf, dann sind sie auch noch nach dem Zerfall in der Verteilung der Photonen als Strukturen im Emissionsmuster enthalten. Solche Vielteilchenkorrelationen können mit geeigneten Methoden als Cluster sichtbar gemacht werden.

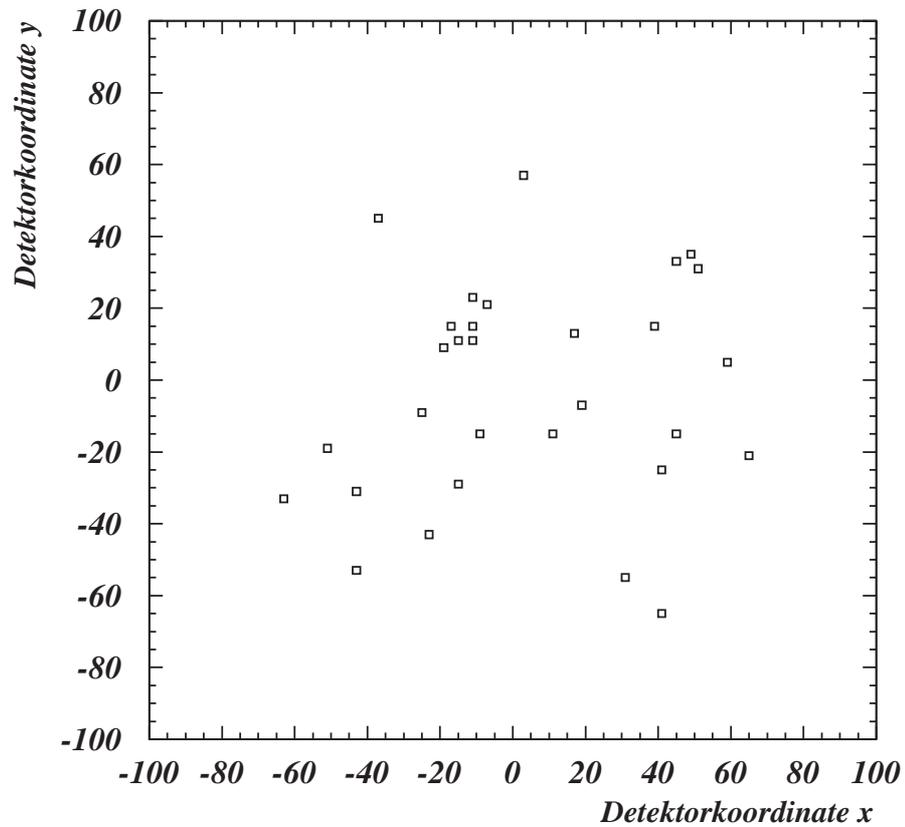


Abbildung 3.4: Photonen nach dem Zerfall von Pionen innerhalb der PMD-Akzeptanz. Ereignis mit Pionencluster wie im Text beschrieben.

Im nächsten Kapitel wird zunächst allgemein auf die Untersuchung von Teilchenkorrelationen eingegangen, bevor die *Minimal-Spanning-Tree*-Methode als eine mögliche Methode zur Untersuchung von Vielteilchenkorrelationen ausführlich beschrieben wird.



## 4 Korrelationen und Cluster

Neben der Untersuchung von Einteilchenverteilungen bietet die Untersuchung von Teilchenkorrelationen in der Hochenergiephysik ein wichtiges Instrument zum Studium der Kern-Kern-Kollisionen. Die unterschiedlichen Observablen von Teilchen werden dabei in Beziehung gesetzt, um zum Beispiel Information über den Reaktionsablauf, die Geometrie und die Expansion der Reaktionszone zu erhalten. Auch über die Produktions- und Emissionsprozesse von Teilchen können Aussagen über den Ablauf gewonnen werden. Die Untersuchung der Zweiteilchenkorrelation ist dabei eine der häufigsten. Für die Analyse von Korrelationen mehrerer Teilchen lassen sich aus kombinatorischen Gründen meistens nicht die gleichen Verfahren anwenden; es wurden neue Methoden entwickelt und erprobt. Um einen Einblick in das Gebiet der Korrelationen zu geben, werden im folgenden einige existierende Methoden vorgestellt.

### 4.1 Zweiteilchenkorrelation

Für die Untersuchung einer Zweiteilchenkorrelation wird die Differenz einer Meßgröße (Winkel, Abstand, etc.) zwischen zwei Teilchen berechnet und zwar von jedem Teilchen zu jedem anderen Teilchen in einem Ereignis. Wenn es die Statistik erlaubt, kann die Verteilung der Meßgrößendifferenz innerhalb eines Ereignisses betrachtet werden. Häufiger ist jedoch die zusammengefaßte (inklusive) Betrachtung mehrerer Ereignisse.

Die gleichen Verteilungen werden auch in den sogenannten *Mixed Events* (Deut.: "gemischtes Ereignis", ausführlicher in Kap 7.2) berechnet, in denen die Teilchen nicht korreliert sind. Für diese künstlich erzeugten Ereignisse werden einzelne Teilchen aus realen Ereignissen zufällig ausgewählt und zu neuen, den *Mixed Events* zusammengesetzt, wodurch mögliche Korrelationen aufgehoben werden.

Der Unterschied in den Verteilungen der beiden Ereignisgruppen ergibt ein Maß für die Korrelation. Die Meßgröße, deren Differenz berechnet wird, kann sich auch aus mehreren Variablen zusammensetzen, so daß man von ein-, zwei- und mehrdimensionalen Korrelationsanalysen spricht.

Eine Analyse von Zweiteilchenkorrelationen in Photonendaten des PMD im WA93-Experiment wurde von A. Das in ein und zwei Dimensionen durchgeführt. Die Ergebnisse der Untersuchung finden sich in Referenz [Das95].

Eine weitere Methode zur Untersuchung einer Zweiteilchenkorrelation ist die Zwei-Photonen-Intensitätsinterferometrie nach Hanbury-Brown und Twiss (HBT) [Han56]. Die Methode basiert auf der in der Astronomie angewandten Amplitudeninterferometrie des von Himmelskörpern ausgesandten Lichts zur Bestimmung der Ausdehnung der Lichtquelle. In der Schwerionenphysik wird die HBT-Methode zur Untersuchung von Korrelationen geladener Teilchen angewandt und ist ein wichtiges Instrument zur Bestimmung von Radien der Teilchenquellen. Dabei werden, im Gegensatz zur Amplitudeninterferenzmessung in der Astronomie, Intensitäten interferiert, so daß die Abhängigkeit von der Phasendifferenz der beiden interferierenden Wellenzüge wegfällt.

Wird das Produkt der Intensitäten gegen den Relativimpuls der Teilchen aufgetragen, tritt für Bosonen ein Maximum von 2 des Intensitätsprodukts bei einem Relativimpuls von Null auf, was auch als HBT-Effekt bezeichnet wird. Aus der Verteilung läßt sich unter bestimmten Annahmen der Radius der abstrahlenden Quelle bestimmen. Die Radien sind für verschiedene Teilchenarten unterschiedlich, da die *Freeze-out-Zeit*, die vergeht bis die Teilchen nicht mehr wechselwirken, unterschiedlich lang ist. Außerdem beeinflußt die Expansion der Reaktionszone die Bestimmung der Radien.

Die Korrelation bei kleinem Relativimpuls ist bei geladenen Pionen stark durch die Coulombwechselwirkung und die starke Wechselwirkung beeinflußt, so daß aufwendige Korrekturen durchgeführt werden müssen. Bei der Untersuchung von Photonen würden diese Korrekturen entfallen.

## **4.2 Vielteilchenkorrelation**

Die meisten Untersuchungen beschränken sich auf die Korrelationen von zwei Teilchen. Eine Erweiterung der Algorithmen, die in der Untersuchung von Zweiteilchenkorrelationen angewandt werden, ist zur Untersuchung von Vielteilchenkorrelationen durch die mit der Teilchenzahl quadratische Zunahme der Kombinationen nicht trivial. Schon bei drei Teilchen ist es nahezu unmöglich, einen eventuell auftretenden Effekt aus dem kombinatorischen Untergrund herauszufiltern. Für die Untersuchung von Korrelationen mit mehreren Teilchen wurden deshalb andere Verfahren entwickelt, worunter verschie-

dene Arten von Analysen verstanden werden. Einige der Möglichkeiten Vielteilchenkorrelationen zu untersuchen, werden nachfolgend kurz skizziert, um einen Überblick zu geben:

**Flow:** Werden die Teilchen nach der Kollision nicht gleichmäßig in alle Richtungen emittiert, sondern wird eine Richtung bevorzugt, spricht man von Flow. Diese asymmetrische Emission kann auch beobachtet werden, wenn Teilchen von Spektatormaterie absorbiert werden. Zur Untersuchung von Flow kann die von J. Y. Ollitrault vorgeschlagene Sphericity-Methode angewandt werden ([Oll92] und [Oll93]). Dazu wird ein Tensor aus den Impulsvektoren der Teilchen gebildet. Nimmt man für die Form der Teilchenverteilung ein Ellipsoid an, so ergeben die Eigenvektoren des Tensors die Richtung der Hauptachsen und die Eigenwerte deren Länge, womit die Lage des Ellipsoids im Raum bestimmt ist. Mit solchen Untersuchungen konnten in Schwerionenkollisionen bei relativistischen Energien Flow nachgewiesen werden, der auf verschiedenen kollektiven Effekten beruhte [Gut89]. Die Untersuchungen beschränkten sich jedoch bei diesen Energien fast ausschließlich auf die Nukleonen und ihre Cluster und beinhalten keine produzierten Teilchen.

Bei ultrarelativistischen Energien liegt die Hauptbewegungsrichtung der Teilchen, wegen des großen longitudinalen Impulses, im Laborsystem überwiegend in Richtung der Strahlachse. Deshalb wird bei diesen Energien nur die transversale Komponente des Flow untersucht, in dem der Sphericity-Tensor aus den transversalen Impulsvektoren gebildet wird. Aufgrund der endlichen Multiplizität und damit einer nicht absolut homogenen Teilchenverteilung der Ereignisse ergibt der Sphericity-Tensor immer Flow. Deshalb wird zusätzlich die relative Anisotropie der Ereignisse und die azimutale Korrelation von Unterereignissen bestimmt. Ergebnisse einer solchen Analyse können in den Referenzen [Gos96], [vHe96] und [Agg97a] nachgelesen werden.

**Summe der Impulsvektoren:** Bei relativistischen Energien wurde noch eine weitere Untersuchung der Vielteilchenkorrelation mit Einheitsvektoren in Impulsrichtung der Teilchen in einem Ereignis durchgeführt. Dabei wird über alle Einheitsvektoren in einem Ereignis summiert. Diese Summe sollte wegen der Impulserhaltung Null sein, ist aber von Null verschieden, wenn der Detektor nur eine beschränkte Akzeptanz ( $< 4\pi$ ) hat. Es läßt sich trotzdem eine Aussage über die Isotropie der Emission der gemessenen Teilchen

machen, wenn die Summe der Vektoren für die vorwärtige und die rückwärtige Hemisphäre des Detektors getrennt berechnet wird [Kam93].

**Intermittenz:** Auch die Untersuchung von intermittierenden Strukturen in Verteilungen nach der von Bialas und Peschanski vorgeschlagenen Methode der Berechnung von faktoralen Momenten ist eine globale Vielteilchenkorrelationsanalyse [Bia86]. Dazu wird der vom Detektor ausgemessene Rapiditätsbereich in gleiche Intervalle eingeteilt und die Teilchenbesetzung in jedem Intervall über alle Ereignisse gemittelt. Wenn die Produktion der Teilchen über eine sich wiederholende Kaskade abläuft, sollten die mittleren faktoralen Momente  $\langle F_q \rangle$  exponentiell von den Rapiditätsintervallen abhängen. Diese Untersuchung wurde schon an Daten des WA80-Experiments durchgeführt, bisher wurde jedoch kein Hinweis auf Intermittenz gefunden [Alb94].

**Cluster:** Die Vielteilchenkorrelation kann auch auf der Grundlage von Einzelereignissen studiert werden, wenn die Multiplizität ausreichend groß ist und damit der statistische Fehler der Untersuchung klein gegenüber dem gesuchten Effekt wird. Dazu wird die Gesamtheit der in einem Ereignis gemessenen Teilchen in Gruppen mit gleichen Eigenschaften zusammengefaßt und die Korrelation zwischen diesen sogenannten Clustern untersucht. Für die Definition der Cluster gibt es verschiedene Möglichkeiten.

Für die Untersuchung der Photonendaten des WA93-Experiments wurde, neben der MST-Methode, eine Methode angewandt, bei der die Detektorfläche durch Intervalle im Azimut  $\Phi$  und im Polarwinkel  $\Theta$  mit einem Gitter belegt wird. Dabei haben die Intervalle feste Werte in  $\Delta\Phi$  und  $\Delta\Theta$ , so daß die Gitterzellen zur Strahlachse hin kleiner werden, wobei die Auflösung des Detektors berücksichtigt wurde. Zusammenhängende, mit Teilchen populierte Gitterzellen, die von leeren Zellen eingeschlossen sind, werden als Cluster bezeichnet. Berechnet wird, mit welcher Wahrscheinlichkeit  $P(S)$  eine bestimmte Teilchenzahl  $S$  pro Cluster vorkommt. Dieser Zusammenhang sollte exponentiell sein, wenn sich das Reaktionssystem in einer gemischten Phase befunden hat [Hwa94]. Das tritt dann auf, wenn ein Phasenübergang erster Ordnung von Hadronen zum Quark-Gluon-Plasma stattgefunden hat. Die bisherigen Ergebnisse aus der Analyse der Photonendaten können diese Annahme nicht bestätigen [Nay96].

Die räumliche Nähe der clusterbildenden Photonen wird in einer anderen Möglichkeit zur Definition von Clustern in einer beliebigen Punktgruppe stärker mit einbezogen,

in der Minimal-Spanning-Tree-Methode. Sie ist die Grundlage der Analyse in dieser Arbeit und wird im nachfolgenden Abschnitt ausführlich beschrieben.

#### 4.4 Die *Minimal-Spanning-Tree*-Methode

Es wurde eine Methode gesucht, die in einer beliebigen Punktgruppe, wie die Photonenverteilung auf dem Photonen-Multiplizitäts-Detektor (PMD) eine ist, zusammenhängende Bereiche findet. Eine Clustermethode, basierend auf der Konstruktion eines *Minimal-Spanning-Trees*, scheint dafür geeignet zu sein. Zunächst werden die Punkte einer gegebenen Verteilung durch einen *Minimal-Spanning-Tree* verbunden und danach bestimmte Verbindungen nach gegebenen Kriterien herausgenommen, so daß zusammenhängende Bereiche, sogenannte Cluster, zurückbleiben.

Der Aufbau des *Minimal-Spanning-Trees* erfolgt nach einem einfachen Algorithmus [Whi72]. Gegeben ist eine Anordnung von Punkten, wie sie in Abb. 4.1 als ein einfaches Beispiel dargestellt ist. Zunächst werden die Abstände von allen Punkten zu allen anderen Punkten berechnet. Diese Abstände zwischen den Punkten können in verschiedenen Metriken definiert und mit physikalischen, für die Punkte charakteristischen Größen gewichtet werden [Dor81].

Ausgehend von einem beliebigen Punkt wird der kürzeste Abstand zu einem zweiten Punkt als erste Verbindung in das Wegenetz, den *Tree*, aufgenommen. Von dem dadurch verbundenen zweiten Punkt aus wird der nächste Punkt mit dem kürzesten Abstand in das Netz aufgenommen und die Summe der beiden Verbindungen berechnet. Nun wird geprüft, ob die Verbindungen der drei Punkte wirklich die Lösung mit der kleinsten Summe ergibt. Nach ausreichender Wiederholung dieser Schritte überspannt ein Wegenetz alle Punkte in der Weise, daß die Gesamtsumme aller Verbindungsstrecken die minimalste ist und keine geschlossenen Wege enthält, aber mehrere Verbindungen an einem Punkt haben kann. Nun hat man ein vollständiges Wegenetz, das alle Punkte der Verteilung miteinander verbindet, wobei die Verbindung nicht immer direkt, sondern über mehrere „Zwischenpunkte“ verläuft. Es gibt eine eindeutige Lösung, unabhängig vom Anfangspunkt, es sei denn, mehrere Verbindungen haben exakt die gleiche Länge.

Nach dem Aufbau des Wegenetzes wird ein Kriterium definiert, nach dem bestimmte Verbindungen herausgenommen werden. Die verbleibenden Verbindungen fassen Punkte zu Gruppen, den sogenannten Clustern, zusammen. J. Dorfman [Dor81] hat

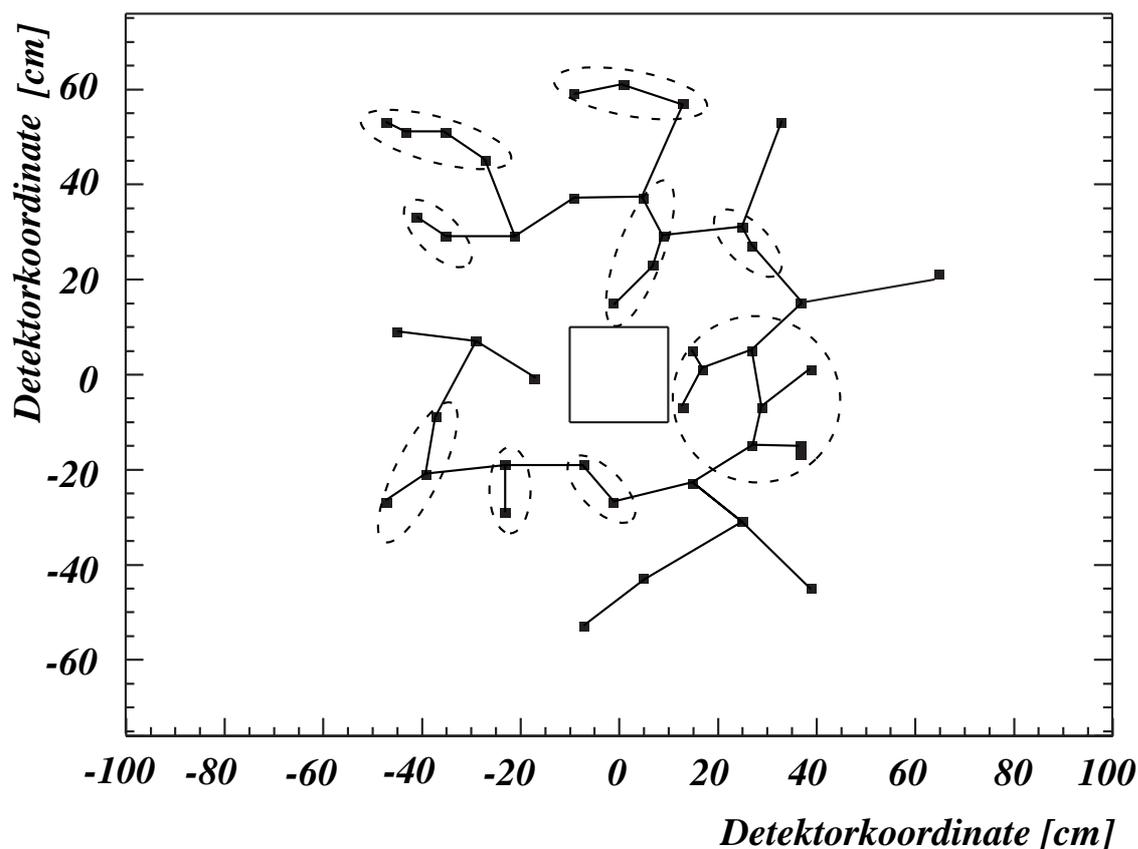


Abbildung 4.1: Zur Veranschaulichung der MST-Methode ist hier ein Ereignis mit niedriger Multiplizität (44 Photonen) dargestellt, wie es mit dem Photonen-Multiplizitäts-Detektor aufgenommen wurde. Nach der Aufspaltung des Wegenetzes bleiben die Punkte in den Ovalen verbunden und werden als Cluster bezeichnet. Der Rahmen entspricht den geometrischen Abmessungen des PMD.

bei der Suche nach Quark-Antiquark-Gluon-Jets in Hochenergiephysikexperimenten an PEP und PETRA ([PEP]) sehr erfolgreich den Median als Aufspaltungskriterium eingesetzt. Der Median ist die mittlere aller Streckenlängen, nicht zu verwechseln mit dem Mittelwert der Strecken. Im Vergleich zu anderen Untersuchungsmethoden von Vielteilchenkorrelationen wird durch diese Art der Clusterdefinition keinerlei Annahme über die zugrundeliegenden Strukturen gemacht, womit das Ergebnis, das Emissionsmuster, schon von vornherein auf ein Erwartetes (z.B. ein Ellipsoid) eingeschränkt würde.

In Abbildung 4.1 ist ein mit dem PMD aufgenommenes Ereignis dargestellt, wie es nach der Rekonstruktion der Treffer erscheint (vgl. Kapitel 6). Der äußere Rahmen der Abbildung entspricht den Abmessungen des Detektors, das Quadrat in der Mitte ist die Aussparung für den Strahldurchgang. Die Verbindungslinien, gebildet aus der Menge der zuvor berechneten Abstände, bilden das Wegenetz des *Minimal-Spanning-Trees*.

Die zur Konstruktion des Wegenetzes benutzten Abstände werden nach ihrer Länge geordnet, so daß der Median, die in der Mitte der Gesamtmenge der Abstände liegende Länge, ermittelt werden kann. Danach werden alle Verbindungen, die länger als der Median sind, aus dem Wegenetz herausgenommen. Die markierten Gruppen (gestrichelte Ovale) in Abbildung 4.1 bleiben nach dieser Aufspaltung als Cluster erhalten. Man erkennt, daß einzelne Treffer außerhalb der Cluster bleiben. Cluster sind definiert als eine Gruppe aus mindestens zwei Photonen. Demzufolge werden einzelne Treffer nicht als Cluster gezählt.

Bevor der Einsatz dieser Methode und die Ergebnisse dargestellt werden, folgt im nächsten Kapitel die Beschreibung des WA93-Experiment mit seinen Detektoren, in dessen Rahmen der PMD zu Messungen von Photonerverteilungen eingesetzt wurde.



## 5 Das WA93-Experiment

### 5.1 Schwerionenprogramm am CERN

Mit dem Bau des Super-Protonen-Synchrotrons (SPS) hat das Europäische Zentrum für Nuklearforschung (CERN) in Genf 1976 die Möglichkeit geschaffen, Protonen auf ultrarelativistische Energien von bis zu 450 GeV zu beschleunigen. Mit dem Bau eines Schwerioneninjektors wurde die Beschleunigung schwerer Ionen bis zu  $^{32}\text{S}$  möglich. Schwere Ionen können, abhängig vom jeweiligen Verhältnis von Protonen zu Neutronen im Kern, auf etwa die Hälfte der Protonenenergie pro Nukleon beschleunigt werden. Im Falle von Schwefel und Sauerstoff sind das etwa 200 GeV pro Nukleon (im folgenden als "A GeV" bezeichnet).

Im Jahr 1986 wurden zum ersten Mal Experimente mit schweren Ionen wie  $^{16}\text{O}$  und später mit  $^{32}\text{S}$  durchgeführt. Bei den Schwerionenexperimenten geht es insbesondere darum, Information über den globalen Reaktionsmechanismus und über die Dynamik des Kern-Kern-Stoßes zu erhalten. Wesentlich dabei ist es, Hinweise auf nukleare Effekte zu finden, die über die Vorhersagen aus pA- und pp-Reaktionen hinausgehen. Außerdem sollen die erzielten Energiedichten gemessen werden, um die Wahrscheinlichkeit einer *Quark-Gluon-Plasma*-Bildung abzuschätzen.

Das WA80-Experiment, aus dem im Jahre 1991 das WA93-Experiment hervorging, war eines der ersten Experimente neben weiteren großen Experimenten wie NA34, NA35 und NA38, das Daten aus ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen aufnahm. Aus den ersten Messungen hat sich ergeben, daß detaillierte Untersuchungen mit ausreichend hoher Statistik erforderlich sind, um das Verhalten der Kernmaterie unter solchen extremen Bedingungen zu beschreiben. Es wurden Nachfolgeexperimente gebaut, die umfangreichere Messungen durchführen, sich aber aus Kostengründen jeweils auf wenige Schwerpunkte konzentrieren. Das WA93-Experiment ist dabei eines der universellen Experimente und ist in der Lage, hadronische und elektromagnetische Signale gleichzeitig zu messen. Seit 1990 können durch den Bau eines neuen Schwerioneninjektors Bleiionen  $^{208}\text{Pb}$  auf eine Strahlenergie von 33 TeV beschleunigt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Experimente am CERN findet sich in [CER95].

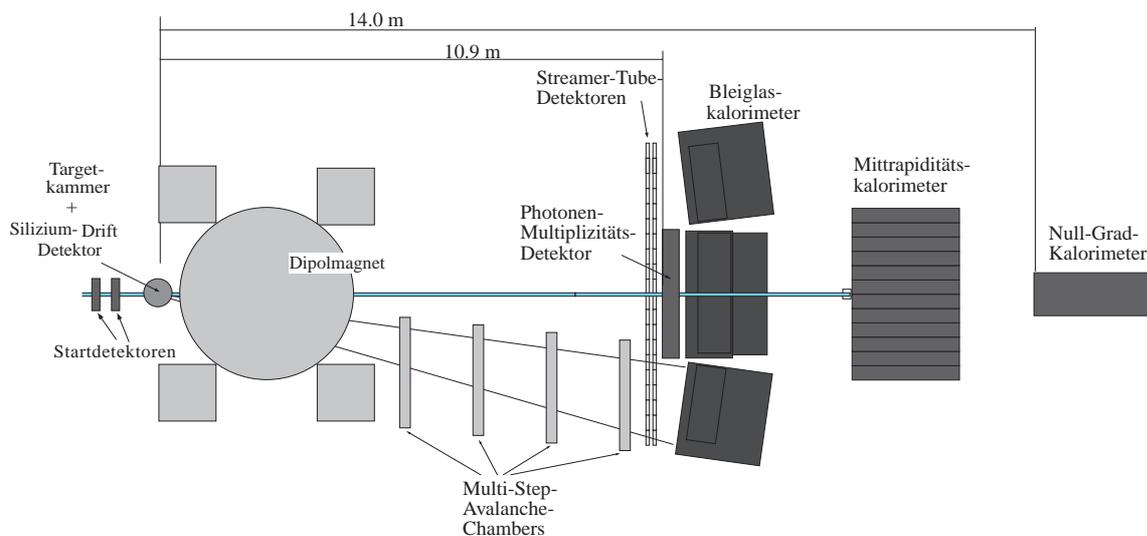


Abbildung 5.1: Aufbau des WA93-Experiments wie er 1992 zu Messungen am Schwefelstrahl eingesetzt wurde. Strahlrichtung ist von links nach rechts.

## 5.2 Beschreibung des Experiments

### 5.2.1 Aufbau und Funktion der Detektoren

Der in dieser Arbeit analysierte **Photonen-Multiplizitäts-Detektor (PMD)** wurde im Rahmen des WA93-Experiments zu Messungen von Rapiditäts-, Multiplizitäts- und Winkelverteilungen von Photonen eingesetzt. In diesem Kapitel werden zunächst die verschiedenen Detektoren des Experiment kurz beschrieben. Die Beschreibung beginnt mit den Startzählern und den Kalorimetern und wird dann vom *Target* aus in Strahlrichtung (in Abb. 5.1 von links beginnend) fortgesetzt. In Kapitel 5.3 folgt eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise des PMD.

In Abbildung 5.1 ist der Aufbau des Experiments schematisch dargestellt, wie er während der Messungen mit dem Schwefelstrahl im Frühjahr 1992 eingesetzt wurde. Das Experiment ist als sogenanntes *Fixed-Target-Experiment* ausgelegt, bei dem der hochbeschleunigte Ionenstrahl auf ein feststehendes *Target* (engl.: Ziel) geschossen wird. Vollständig ionisierte Schwefelkerne wurden im SPS auf Energien von 200 GeV pro

Nukleon beschleunigt und etwa 1 Kilometer vor dem Experiment aus dem Beschleunigerring extrahiert, wobei der Teilchentransport durch ein evakuiertes Strahlrohr erfolgt.

Bevor die Kerne das *Target* erreichen, passieren sie zunächst die Startzähler. Diese Detektoren überprüfen die Sollbahn und die Ladung des Ions und liefern damit die Signale zur Entscheidung, ob es sich bei dem Projektil um ein akzeptierbares handelt oder das Ereignis verworfen wird. Für die Auswahl von physikalisch interessanten aus den so akzeptierten Ereignissen werden noch andere Detektoren mit einbezogen (Kap. 5.2.2). Nach den Startzählern durchqueren die Schwefelkerne eine Metallfolie, das *Target*, die im Falle des Goldtargets eine Dicke von nur 0.128 mm hatte (250 mg/cm<sup>2</sup>). Pro *Spill* (Teilchenpaket im Beschleuniger) treffen 10<sup>5</sup> - 10<sup>6</sup> Kerne auf das *Target*, wobei für die meisten Projektile das *Target* transparent ist, d.h. sie durchqueren es ohne Wechselwirkung mit den Kernen.

Diese nichtreagierenden Projektilkerne erreichen durch ein weiteres evakuiertes Strahlrohr das **Null-Grad-Kalorimeter** (engl.: *zero degree calorimeter*, ZDC), wo sie gestoppt werden und ihre Gesamtenergie gemessen wird [You89]. Beim ZDC handelt es sich um ein Kalorimeter in Sandwichbauweise, das abwechselnd aus passiven Konverterschichten und aktiven Szintillatorschichten zusammengesetzt ist. Die von den unterschiedlichen Teilchenarten deponierte Energie kann durch die Unterteilung des Kalorimeters in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil und durch die getrennte Auslese des Szintillatorlichts der beiden Teile separiert werden.

Die Schichten bestehen aus Uran und Szintillatormaterial, die im elektromagnetischen Teil 2 mm und 3 mm dick und im hadronischen Teil jeweils 3 mm dick sind. Das ergibt für den elektromagnetischen Teil 20.5 Strahlungslängen (Erklärung in Kap. 5.2.3) und 0.6 Interaktionslängen (Erklärung in Kap. 5.2.3) und für den hadronischen Teil 9.6 Interaktionslängen. Die Abmessungen des gesamten Kalorimeters sind 60 x 60 x 189 cm<sup>3</sup> und der Abstand zum Target beträgt 13.85 m. Damit nimmt das ZDC unter einem Winkel von 0° - 0.3° (Pseudorapiditätsbereich von  $\eta > 5.9$ ) die gesamte nach der Reaktion noch verbleibende Strahlenergie auf.

Hat im *Target* eine Reaktion stattgefunden, d.h. ein Projektilkern hat einen Targetkern getroffen, so wird im ZDC lediglich die Energie des nicht direkt an der Kollision beteiligten Projektilfragments registriert. Die fehlende Energie wird in Teilchenproduktion und Transversalimpuls der Nukleonen umgesetzt. Die damit auf den gesamten

Raumwinkel verteilte Energie kann teilweise im kombinierten elektromagnetischen und hadronischen **Mittrapiditätskalorimeter** (engl.: *midrapidity calorimeter*, MIRAC) nachgewiesen werden [Awe89].

Das MIRAC ist ebenfalls ein Sandwich-Kalorimeter mit einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Insgesamt ist es aus 144 Einzelmodulen mit einer Frontfläche von  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  aufgebaut, die zu vier Einheiten je  $132 \times 120 \text{ cm}^2$  zusammengefaßt sind und sich in einem Abstand von 11.25 m vom Target befinden. Um die Strahlachse herum hat das MIRAC ein Loch der Größe  $10.5 \times 10.5 \text{ cm}^2$ , um den Durchgang des Reststrahls zum ZDC zu ermöglichen. Das MIRAC deckt damit den Pseudorapiditätsbereich von  $2.7 < \eta < 5.5$  ab.

Der elektromagnetische Teil besteht alternierend aus 27 Konverterschichten ( $0.8 \text{ mm Al} + 3 \text{ mm Pb} + 0.8 \text{ mm Al}$ ) und 27 Szintillatorschichten (je 3 mm dick). Das ergibt eine Strahlungslänge von  $15.6 X_0$  (s.a. Kap. 5.2.3). Der hadronische Teil ist abwechselnd aus 122 Stahlplatten der Dicke 8 mm und 122 Szintillatorplatten von 3 mm Dicke aufgebaut. Die Szintillatoren der einzelnen Module werden wie beim ZDC für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil getrennt mit Photovervielfachern ausgelesen. Mit der bekannten Modulposition kann die transversale Energie  $E_T$  berechnet werden. Einzelheiten zur Kalibrierung und Analyse des MIRAC sind in den Referenzen [Awe89] und [You89] zu finden.

In der Targetkammer folgt hinter dem *Target* in Strahlrichtung der **Silizium-Drift-Detektor** (SDD) zur Messung der geladenen Teilchen über einen sehr großen Raumwinkelbereich. Der Detektor besteht aus einer Siliziumscheibe von ungefähr 70 mm Durchmesser und einer Dicke von  $280 \mu\text{m}$ . Die beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Verarmungszone des Halbleiterdetektors freigesetzten Elektronen wandern wegen der angelegten Hochspannung radial nach außen und werden von einigen der 360 ringförmig angeordneten Anoden aufgenommen. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Elektronen fortbewegen, hängt linear von der angelegten Feldstärke und der Beweglichkeit der Elektronen ab. Die Zeit, die die Elektronen von ihrem Entstehungsort bis zur Anode benötigen, ist ein direktes Maß für die radiale Position des Durchgangsortes. Die Anordnung der 360 Anoden entlang des äußeren Randes der Siliziumscheibe bestimmen den Azimut, womit der Ort des Teilchendurchgangs eindeutig festgelegt werden kann. Näheres zu Testergebnissen und Analysen findet sich in der Referenz [Ste94].

Der große Dipolmagnet GOLIATH, mit einem Feld von etwa 1.6 Tm, gehört zusammen mit den vier *Multi-Step-Avalanche-Chambers* (MSAC) zum Trackingsystem des WA93-Experiments [Izy91]. Die vier Kammern bestehen aus mehreren, 158 x 120 cm<sup>2</sup> großen, parallelen Metallgittern, die in gasgefüllten Gehäusen untergebracht sind. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens werden durch die Ionisation der Gasmoleküle Elektronen freigesetzt, die in einem starken elektrischen Feld beschleunigt werden. Die hochenergetischen Elektronen erzeugen durch weitere Ionisation eine Elektronenlawine. Im nachfolgenden sogenannten *lightgap* (Lichtspalt) sind dann genügend Elektronen vorhanden, die durch Anregung von TMAE-Molekülen (einem speziellen Gas) ausreichend Licht erzeugen, das mit CCD-Kameras ausgelesen wird.

Das Magnetfeld zwingt geladene Teilchen auf eine Bahn, deren Krümmungsradius vom Impuls der Teilchen abhängt. Durch analytische Rekonstruktion der Teilchenbahn aus den aufgezeichneten Durchgangspunkten in den vier Kammern kann somit der Teilchenimpuls berechnet werden. Daten dieses Detektors sind Grundlage der Korrelationsstudie nach Hanbury-Brown und Twiss [Han56]. Eine ausführliche Beschreibung der Bahnrekonstruktion und der Analyse kann in der Referenz [Izy91] nachgelesen werden.

Weiter strahlabwärts folgen die *Streamer-Tube-Detektoren* (STD), die ebenfalls auf geladene Teilchen ansprechen und als sogenanntes *Charged-Particle-Veto* (Veto für geladene Teilchen) für die nachfolgenden Bleiglasdetektoren eingesetzt werden. Das bedeutet, wenn in beiden Detektoren Treffer direkt hintereinander liegen, werden sie als geladene Teilchen angesehen und für die Photonverteilung nicht in Betracht gezogen. Bei den Streamertubedetektoren handelt es sich um Gasentladungszähler, die mit sehr hohen Spannungen betrieben werden. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens kommt es nicht zu einer Dauerentladung, sondern zu einem sogenannten *Streamer*, einer mit einem starken elektromagnetischen Impuls begleiteten Blitzentladung. Einzelheiten zum Aufbau und zur Funktionsweise des Detektors finden sich in den Referenzen [Alb89] und [Ste91].

Die Photonendetektoren sind in Strahlrichtung zunächst der **Photonen-Multiplizitäts-Detektor** (PMD), der die Anzahl und den Ort der in einem Ereignis emittierten Photonen registriert. Aufbau und Funktionsweise dieses Detektors werden ausführlich in Kapitel 5.3 beschrieben.

Weitere Photonendetektoren sind die **Bleiglasspektrometer** SAPHIR, TOWER 1 und TOWER 2, die zu der Anzahl der Photonen auch noch deren Energie messen. Diese drei Detektoren sind ‘U’-förmig um die Strahlachse angeordnet und decken damit einen Pseudorapiditätsbereich von  $2.1 < \eta < 2.9$  ab. Es handelt sich hierbei um reine elektromagnetische Kalorimeter, bestehend aus insgesamt 3798 einzelnen Bleiglasmodulen mit einer Strahlungslänge von  $18 X_0$ , bzw.  $15 X_0$  für die Tower. Diese Abmessung gewährleistet die fast vollständige Aufnahme des in den Bleiglasmodulen von den auftreffenden Photonen ausgebildeten elektromagnetischen Schauers. Die Anzahl der im Schauer produzierten Teilchen ist proportional zur deponierten Energie. Auftreffende Hadronen verhalten sich mit großer Wahrscheinlichkeit wie minimal ionisierende Teilchen. Ausführlich wird der Nachweis von Photonen in Kapitel 5.2.3 beschrieben.

Um ein für die Auslese verwertbares Signal zu erhalten, das möglichst proportional zur Anzahl der geladenen Teilchen im elektromagnetischen Schauer ist, macht man sich die Tatsache zunutze, daß geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie Cherenkovlicht erzeugen, sobald ihre Geschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichts  $v_p > c/n$  im Medium ist ( $n$  ist der Brechungsindex und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum).

Bei der Cherenkovstrahlung handelt es sich, ähnlich wie beim Überschallknall, um eine Schockwelle, die unter einem Winkel  $\cos \theta = 1/\beta n$  relativ zur Bewegungsrichtung des Teilchens emittiert wird. Dieses Cherenkovlicht wird dann mit Photovervielfachern mit der passenden spektralen Empfindlichkeit ausgelesen. Ab etwa 100 MeV ist die erzeugte Lichtmenge proportional zur Energie des nachzuweisenden Primärteilchens. Näheres zu der Kalibration, der sehr aufwendigen Effizienzberechnung und der Analyse finden sich in den Referenzen [Cle93], [Höl93], [Cla96] und [Boh96].

### **5.2.2 Detektoren zur Ereignisselektion und Triggerlogik**

Wie schon erwähnt, ist eine Kombination aus verschiedenen Detektoren notwendig, um eine Auswahl an physikalisch interessanten Ereignissen zu treffen. Neben den Startdetektoren, die gültige Projektilteilchen auswählen, werden ZDC und MIRAC zur Ereignisklassifizierung herangezogen. Mit den Signalen dieser Detektoren werden die *Triggerbedingungen* für die Datenerfassung definiert.

Der Strahl trifft, bevor er das Target erreicht, auf verschiedene Detektoren, mit denen ein gültiges Projektilteilchen ausgewählt oder die Erfassung eines ungültigen Teilchens verhindert wird. Zunächst passiert der Strahl die Halo-Wand von ca. 1 m<sup>2</sup> Fläche, die sich in einem Abstand von ca. 4 m vor dem Target befindet. Sie besteht aus mehreren Szintillationszählern, die jeweils mit einem Photovervielfacher ausgelesen werden. Hier werden alle Teilchen registriert, die sich außerhalb der Sollbahn rund um das Strahlrohr bewegen. Dies sind überwiegend Muonen aus Reaktionen der Projektilteilchen mit sich im Strahlweg befindlichen Materialien, z.B. Restgas. Sie würden ohne Wechselwirkung am Target vorbeifliegen, aber möglicherweise gleichzeitig mit einem gültigen Strahlteilchen und dadurch in einem nachfolgenden Detektor ein Signal erzeugen. Um das zu vermeiden, wird die Datenaufnahme für ein Ereignis verhindert, sobald in der Halo-Wand ein Signal registriert wird.

Auf seinem weiteren Weg trifft das Projektilteilchen auf die beiden Startzähler, bei denen es sich um Quarz-Cherenkov-Detektoren handelt, die jedes Strahlteilchen zählen und seine Ladung erfassen. Beim Cherenkoveffekt hängt die abgestrahlte Energie  $dE$  pro Einheit des zurückgelegten Weges  $dx$  in einem dispersiven Medium mit dem Brechungsindex  $n$  quadratisch von der Ladung  $Z$  des Projektils ab, sobald die Geschwindigkeit des Teilchens  $v = \beta c$  die Lichtgeschwindigkeit  $c/n$  im Dielektrikum überschreitet.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{c^2} \int 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} v dv \quad (5.1)$$

Die geometrische Anordnung der Startdetektoren sorgt darüber hinaus dafür, daß nur Reaktionen solcher Strahlteilchen registriert werden, die zentriert im Strahlrohr auf das *Target* treffen. Die Signale der Startzähler sind nur einige Nanosekunden lang, so daß es unproblematisch ist, den Zeitpunkt, zu dem ein Projektil die Startzähler passiert hat, auch bei Zählraten von 10<sup>6</sup> - 10<sup>7</sup> Hz genau zu bestimmen. Wie jedes Material, das von Projektilteilchen passiert wird, kann auch durch die Startzähler eine Reaktion induziert werden. Um solche Reaktionsprodukte von einer Reaktion im Target auszuschließen, wurde ein *Little-Veto-Detektor* etwa 30 cm vor dem Target eingebaut. Dies ist ein Szintillationszähler mit einem um die Strahlachse zentrierten Loch von 3 mm. Nur wenn kein

Signal vom *Little-Veto-Detektor* kommt, wird das Projektilteilchen zugelassen. Teilchen oder Fragmente aus unerwünschten Reaktionen entlang des Transportweges werden mit dieser Anordnung von Startzählern weitestgehend von den erwünschten Teilchen separiert und die Aufnahme einer möglichen Reaktion im Target ausgeschlossen.

Zum Signal der Startdetektoren und der Vetodetektoren ist eine zusätzliche Bedingung notwendig, die die Datenerfassung nur dann aktiviert, wenn ein physikalisch interessantes Ereignis stattgefunden hat und nicht jeder Durchgang eines gültigen Projektilteilchens registriert wird. Bei einer Massenbelegung des *Targets* von  $250 \text{ mg/cm}^2$  treffen ungefähr 3000 der etwa  $10^6$  Projektilteilchen pro *Spill* einen Targetkern. Aus diesen Ereignissen werden je nach Datenvolumen bis zu 300 Ereignisse pro *Spill* auf Datenträger gespeichert. Es ist wichtig bei der Datenaufnahme besonders periphere und besonders zentrale Ereignisse zu registrieren, da die meisten physikalischen Aussagen aus dem Vergleich von zentralen und peripheren Ereignissen abgeleitet werden können.

Bei der Kollision eines Projektilkerns mit einem Targetkern wird ein Teil der Projektilenergie in die Produktion von Teilchen und Transversalimpuls umgesetzt. Dieser Teil ist um so größer, je kleiner der Stoßparameter ist. Damit ist die Energie in transversaler Richtung ein gutes Maß für die Zentralität der Reaktion. Zusammen mit dem ZDC wurde das MIRAC zur Selektion der zentralen und peripheren Ereignisse herangezogen. Mit einer entsprechenden *Triggerlogik* werden dann Ereignisse mit Energien oberhalb, bzw. unterhalb einer vorgegebenen Schwelle bevorzugt registriert. Um ausreichend Ereignisse dieser *Triggerklassen* auf Datenträger speichern zu können, wird die Aufnahme der Ereignisse mit mittleren Stoßparametern gemäß eines Skalierungsfaktors reduziert. Das dadurch entstandene Ungleichgewicht in der Anzahl der registrierten Ereignisklassen wird später durch die Berücksichtigung der Skalierungsfaktoren ausgeglichen. Für alle *Triggerklassen* wird gefordert, daß die Startdetektoren ein gültiges Projektilteilchen detektiert haben.

In Abbildung 5.2 ist die Antikorrelation zwischen der im ZDC gemessenen Energie und der im MIRAC gemessenen Transversalenergie ohne Berücksichtigung der Skalierungsfaktoren dargestellt. Zentrale Ereignisse erscheinen bei hohen Werten für  $E_T$  periphere Ereignisse bei niedrigen Werten.

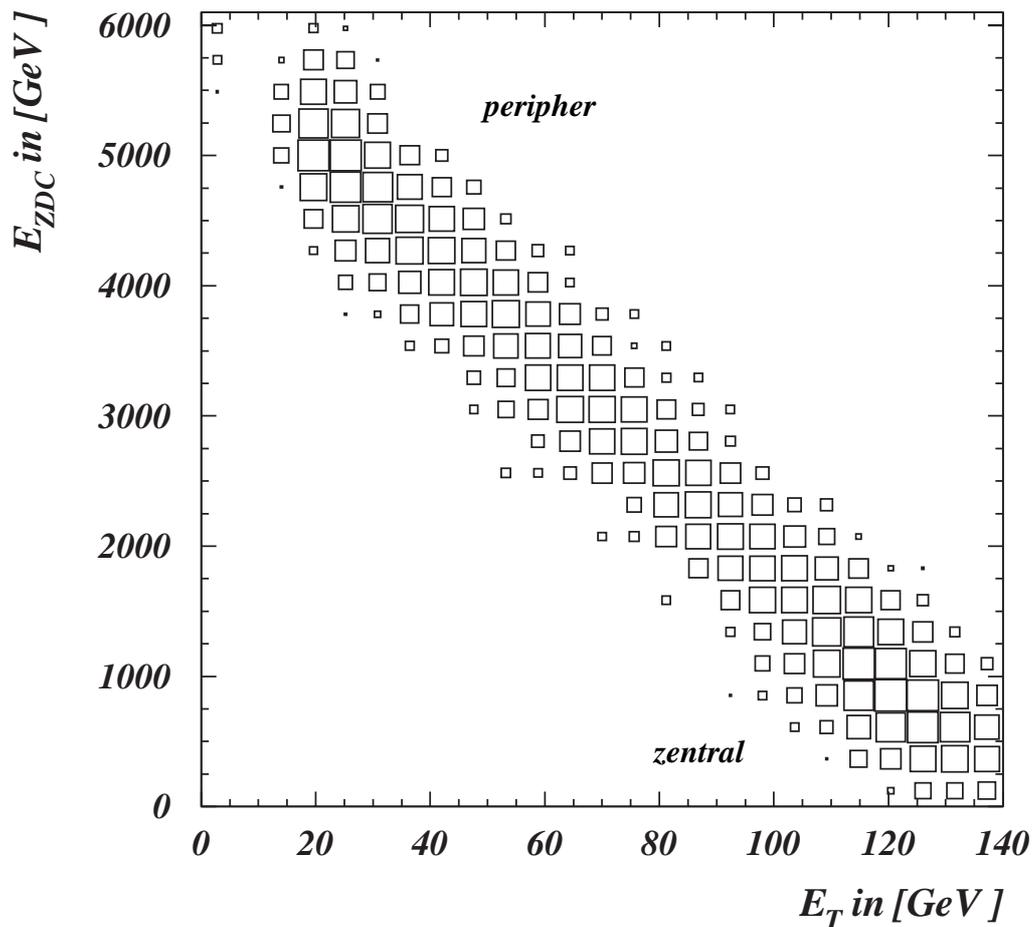


Abbildung 5.2: Antikorrelation zwischen der im ZDC gemessenen Energie  $E_{zdc}$  und der im MIRAC gemessenen transversalen Energie  $E_T$ .

### 5.2.3 Nachweis von Photonen

Im WA93-Experiment gibt es mehrere Detektoren, die Photonen nachweisen. Alle machen sich die Eigenschaft zunutze, daß Photonen, genau wie Elektronen und Positronen, beim Einfall auf Materie elektromagnetische Schauer ausbilden. Der Mechanismus zum Nachweis von Photonen wird in diesem Kapitel ausführlich erklärt.

Der elektromagnetische Schauer entsteht aus zwei Prozessen, der Bremsstrahlungsemission und der Paarbildung. Zunächst bildet das den Detektor treffende Photon, induziert durch die Kernfelder der Konvertermaterie, ein  $e^+e^-$  - Paar (Paarproduktion). Diese Elektronen und Positronen strahlen in den Feldern der Kerne Bremsstrahlungsphotonen ab und diese erzeugen wiederum  $e^+e^-$  - Paare. Es bildet sich eine Kaskade aus Photonen,

Elektronen und Positronen, die als elektromagnetischer Schauer bezeichnet wird. Obwohl die Schauerbildung ein statistischer Prozeß und mit starken Fluktuationen behaftet ist, lassen sich für einige Größen Abschätzungen vornehmen [Koc59], [Tsa74], [Dav54] und [Rev92].

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung hängt nicht nur von der Anfangsenergie  $E_0$  des Elektrons, sondern auch stark vom Stoßparameter und der Kernladungszahl  $Z$  des durchquerten Materials ab. Er läßt sich wie folgt ausdrücken:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{E_0}{X_0} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{X_0} = 4NZ^2r_e^2\alpha\left(\ln\frac{2E_0}{m_e c^2} - \frac{1}{3} - f(Z)\right) \quad (5.2)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Atome pro  $\text{cm}^3$  und  $f(Z)$  eine kleine Korrektur ist, die die Coulombwechselwirkung der Elektronen mit dem elektrischen Feld des Kerns berücksichtigt. Die Strahlungslänge  $X_0$  ist definiert als die Wegstrecke in einem bestimmten Konvertermaterial, nach der die Primärenergie eines Elektrons nur durch Strahlungsverluste auf  $1/e$  ( $e = 2.7183$ ) des Ursprungswertes abgesunken ist. Bei der Bremsstrahlung wird von dem Elektron oder Positron im Mittel ein Photon abgestrahlt, das dabei etwa die Hälfte der Teilchenenergie erhält.

Für extrem hohe Energien und der Annahme vernachlässigbarer Ladungsabschirmung mit  $mc^2 \ll h\nu \ll 137 mc^2 Z^{-1/3}$  kann der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung nach einer analytischen Integration einer Bornschen Näherungsgleichung folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\sigma_{pair} = 4Z^2\alpha r_e^2 \left[ \frac{7}{9} \left( \ln \frac{2h\nu}{m_e c^2} - f(Z) \right) - \frac{109}{54} \right] \quad (5.3)$$

Dabei ist  $f(Z)$  wieder eine kleine Korrektur für die Coulombwechselwirkung und die Konstante  $109/54$  ergibt sich aus den Integrationsgrenzen und den Näherungswerten. Aus der Gleichung 5.3 läßt sich eine mittlere freie Weglänge  $\lambda$  berechnen, nach der das Photon in ein Elektron-Positron-Paar übergegangen ist:

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma_{pair}} \approx \frac{9}{7} X_0$$

Wenn man annimmt, daß nach einer Strahlungslänge  $X_0$  ein Elektron ein Bremsstrahlungsphoton abgestrahlt hat, läßt sich die Gesamtzahl der Teilchen inklusive Photonen nach einer zurückgelegten Wegstrecke  $nX_0$  abschätzen:

$$N(n) \sim 2^n \tag{5.4}$$

Die Energie jedes Teilchens nach  $nX_0$  ist dann:

$$E(n) = \frac{E_0}{2^n} \tag{5.5}$$

Weil beim Konversionsprozeß die Energie des Photons im Mittel auf zwei Teilchen verteilt wird, kann unter der Annahme, daß der Schauer bei einer kritischen Energie  $E_c$  abbricht, die maximale Eindringtiefe ( $n_{\max}X_0$ ) des Schauers aus Gl. 5.4 bestimmt werden. Unterhalb der materialabhängigen kritischen Energie  $E_c$  überwiegt bei Elektronen und Positronen der Energieverlust durch Ionisation und der Verlust durch Bremsstrahlung wird vernachlässigbar.

$$(n_{\max}X_0) = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$$

Daraus ergibt sich zusammen mit 5.3 und 5.4, daß die Anzahl der Teilchen  $N$  in einem elektromagnetischen Schauer über einen weiten Bereich annähernd linear mit der Energie  $E_0$  der einfallenden Photonen ist:

$$N(n_{\max}X_0) \approx 2^{n_{\max}} = \frac{E_0}{E_c}$$

Wieviel Energie entlang der Eindringtiefe des Schauers abgegeben wird, ist in Abbildung 5.3 zu sehen, die eine Monte-Carlo-Rechnung der Energieabgabe durch die Kaskade zeigt. Die Eindringtiefe ist in Einheiten der Strahlungslänge  $X_0$  angegeben. Man erkennt, daß die maximale Energieabgabe etwa bei einer Eindringtiefe von 6 Strahlungslängen stattfindet. Nach 20 Strahlungslängen ist annähernd die gesamte Energie des Primärteilchens abgegeben worden.

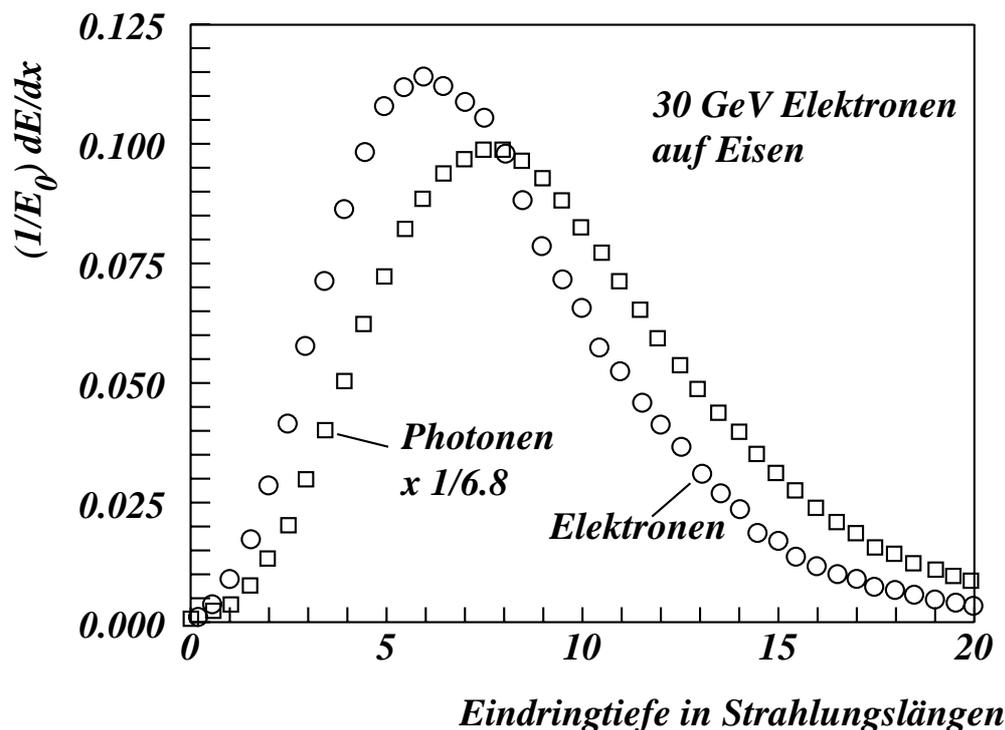


Abbildung 5.3: Energieabgabe als Funktion der Eindringtiefe für Elektronen (Kreise) und Photonen (Quadrate).

Für den Nachweis von Photonen ist auch die transversale Dimension des Schauers wichtig, die bei kleinen Abständen der Schauerzentren zu möglichen Überlappungen führen kann. Ein Maß für die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers ist der Molière-Radius  $R_M$ . Er ist proportional zur Strahlungslänge  $X_0$  und kann mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{E_c} \quad , \text{ wobei } E_s \sim m_e c^2 \text{ und } E_c \text{ die kritische Energie ist.}$$

Innerhalb von  $2R_M$  hat der elektromagnetische Schauer etwa 95% der Gesamtenergie im Material deponiert.

Für Hadronen definiert man eine entsprechende Größe, die Interaktionslänge  $\lambda_I$ . Nach dem Zurücklegen einer Interaktionslänge hat die Intensität eines Hadronenstrahls auf den 1/e Teil abgenommen. Beim hadronischen Schauers nimmt man an, daß aufgrund inelastischer Stöße der Hadronen weitere Hadronen erzeugt oder Kerne des

Detektormaterials aufgebrochen werden. Ein Teil der Gesamtenergie kann dann in elektromagnetische Schauer umgesetzt werden, in dem einige der erzeugten Hadronen und Kernfragmente in  $\pi^0$ -Mesonen und diese wiederum in zwei Photonen zerfallen. Die Vielfalt der beitragenden Prozesse macht eine detaillierte Beschreibung eines hadronischen Schauers sehr aufwendig.

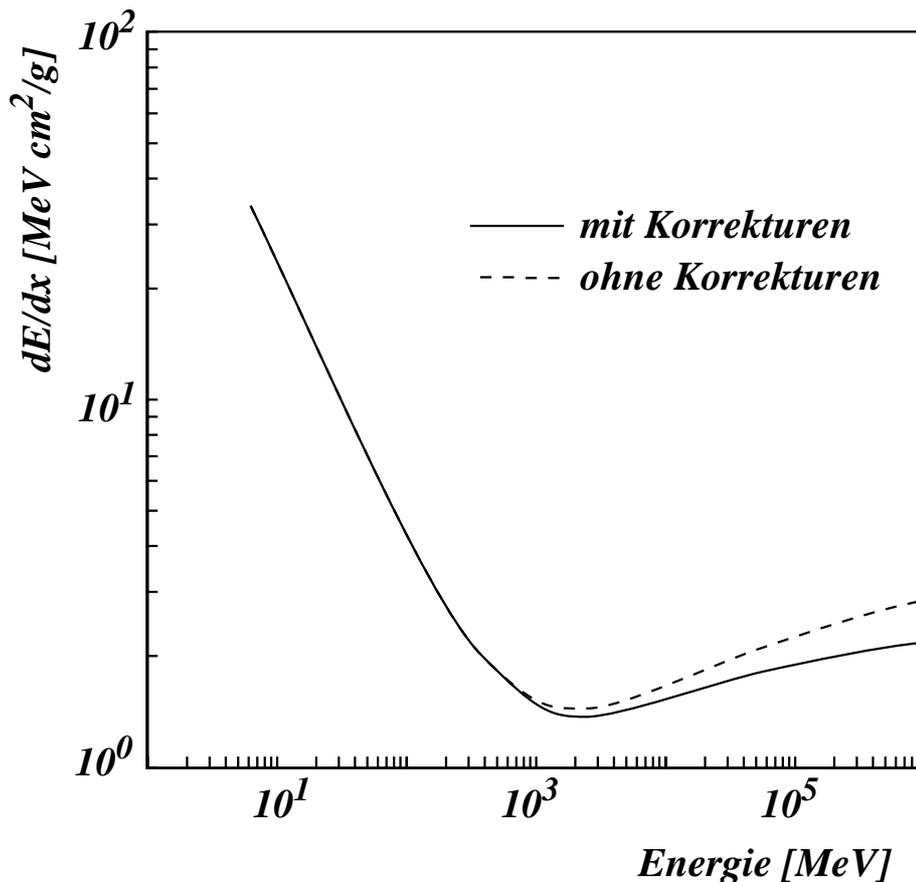


Abbildung 5.4: Energieabgabe von Hadronen pro Wegstrecke  $x$  in Materie. Berechnet nach der Bethe-Bloch-Formel mit und ohne Korrekturen für Materialdichte und Geschwindigkeit der gebundenen Elektronen.

Die Länge der elektromagnetischen Kalorimeter ist in Einheiten der Interaktionslänge mit  $\sim 1\lambda_I$  sehr klein, um die Energieabgabe für Hadronen einzuschränken und damit den Untergrund in der Messung gering zu halten. Die meisten der einfallenden Hadronen bilden keine Schauer, sondern verhalten sich wie minimal ionisierende Teilchen (engl.: *minimal ionizing particle*, wird im weiteren Verlauf als MIP bezeichnet).

In Abbildung 5.4 ist die Energieabgabe von Hadronen in Materie pro zurückgelegter Wegstrecke  $dE/dx$  in Abhängigkeit der Anfangsenergie der Teilchen dargestellt, wie sie nach der Bethe-Bloch-Formel berechnet wurde. Man erkennt ein Minimum bei etwa  $10^3$  MeV Anfangsenergie und danach nur noch einen geringen Anstieg. Der Bruchteil, der im Detektormaterial von allen hochenergetischen geladenen Teilchen (MIP's) deponierten Energie, kann somit annähernd als direkt proportional zur zurückgelegten Wegstrecke betrachtet werden.

### 5.3 Der Photonen-Multiplizitäts-Detektor (PMD)

Bisher wurde die Photonenproduktion in Hochenergie-Experimenten mit Spektrometern untersucht, wobei die Gesamtenergie und der Emissionswinkel von elektromagnetischen Kalorimetern gemessen wurde. In der vorderen Hemisphäre ist es wegen der bei sehr hohen Multiplizitäten überlappenden elektromagnetischen Schauern fast unmöglich, die Photonen mit Kalorimetern einzeln zu messen. Wenn man jedoch einen *Preshower*-Detektor mit sehr feiner Granularität einsetzt, der nur den Beginn eines elektromagnetischen Schauers zur Messung benutzt, kann man auch in diesem Bereich die Multiplizität sowie die Winkel- und Rapiditätsverteilung der Photonen untersuchen [Viy91].

#### 5.3.1. Aufbau und Wirkungsweise

In Abbildung 5.5, einer schematischen Seitenansicht, sind die Hauptkomponenten des PMD erkennbar. Alle Komponenten sind in einem Gehäuse aus 6 mm dickem Stahl untergebracht. Die Frontfläche hat eine Größe von  $210 \times 161 \text{ cm}^2$ , an die von innen die Konverterplatten aus Blei von 1.7 cm Dicke befestigt sind. In der Mitte befindet sich ein Loch der Größe  $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$  für den Durchgang des Reststrahls. Direkt hinter diesen Konverterplatten sind dachziegelartig die 7500 Szintillatorplättchen von  $20 \times 20 \times 3 \text{ mm}^3$  Größe angebracht. In diesen Plättchen erzeugen geladene Teilchen Szintillationslicht, das mit wellenlängenschiebenden (WLS) Fasern zum Eingangsfenster der Auslesekameras geleitet wird [Ans87].

Die Messung von Photonen mit dem *Preshower*-Detektor basiert auf dem gleichen Prinzip wie es bei Kalorimetern angewandt wird (siehe ausführliche Beschreibung in

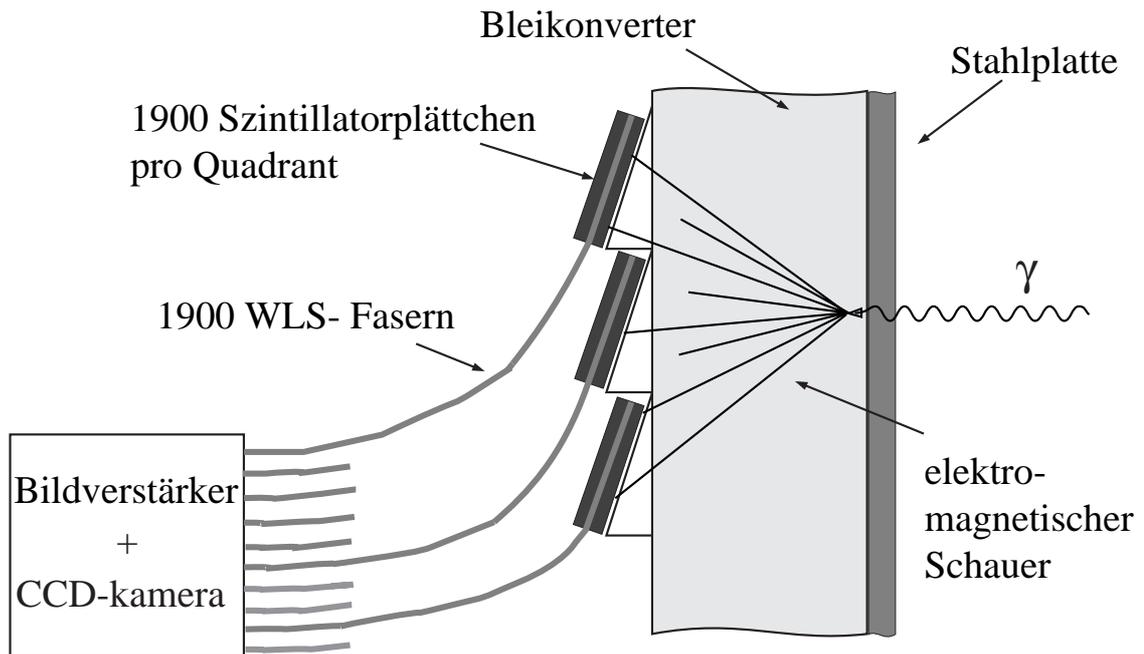


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung eines Schnittes durch den PMD zur Veranschaulichung des Aufbaus (nicht maßstabgerecht). Der Bildverstärker mit der CCD-Kamera ist nur vereinfacht dargestellt.

Kap. 5.2.3). Bei einem *Preshower*-Detektor wird nur der Beginn des elektromagnetischen Schauers genutzt, um die Position des Teilchens zu bestimmen. Abgesehen von geringen Unterschieden in der Schauerform ist es für die Positionsmessung unerheblich, ob das Primärteilchen ein Elektron, ein Positron oder ein Photon war. Mit dem Einsatz von Konvertermaterial mit nur  $2 X_0$  Dicke im Falle von Elektronen, wird die gleiche Verteilung deponierter Energie erhalten wie mit Photonen (s. a. Abb. 5.3). Dieser Aspekt wurde genutzt, um den PMD mit einem Elektronenstrahl zu testen.

Solange die Konverterdicke nur wenige Prozent einer Interaktionslänge beträgt, verhalten sich die einfallenden hochenergetischen Hadronen wie minimal ionisierende Teilchen (MIP, s.a. Kap. 5.2.3) und erzeugen beim Durchqueren nur in einem einzelnen dahinterliegenden Szintillatorplättchen Licht. Der Teil der Hadronen, der mit dem Konverter wechselwirkt und Sekundärteilchen produziert ist im Verhältnis zur Gesamtzahl der ankommenden Hadronen gering (s. a. Kap. 6.3).

Die Wahl des Konvertermaterials und dessen Dicke ist eine Optimierung der verschiedenen Effekte, die Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen und die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit haben. Das elektromagnetische Signal muß ausreichend groß und die Konversionseffizienz für die nachzuweisenden Photonen nahezu 100% sein, während die Wechselwirkungslänge für Hadronen und die transversale Dimension des elektromagnetischen Schauers möglichst gering sein sollten.

Wie aus Gleichung 5.2 hervorgeht, ist der Energieverlust und damit die Höhe des elektromagnetischen Signals quadratisch von der Kernladungszahl  $Z$  des Konvertermaterials abhängig. Als Material wurde Blei gewählt, das eine große Kernladungszahl  $Z$  und dazu noch eine hohe Dichte von  $11.34 \text{ g/cm}^3$  hat. Die Dicke wurde mit Simulationen auf 3 Strahlungslängen optimiert, was einer Bleidicke von 1.7 cm entspricht. Zusammen mit den 6 mm des Stahlgehäuses ergibt das eine Gesamtdicke des Konverters von 3.34 Strahlungslängen. Damit erhält man eine Konversionseffizienz von etwa 80% (s.a. Kap. 6.4).

Mit  $\lambda_\gamma(\text{Pb}) \sim \lambda_\gamma(\text{Stahl}) = 17 \text{ cm}$  ergibt sich eine Wechselwirkungslänge des Konverters für Hadronen von nur  $\sim 0.1 \lambda_\gamma$ . Etwa 15% der auftreffenden Hadronen beginnen noch innerhalb der 1.7 cm Blei Schauer auszubilden. Die größeren, von Photonen erzeugten Schauer, erzeugen ein höheres Signal als die Hadronenschauer und können später in der Analyse durch Einführen einer Schwellenenergie zum Teil separiert werden. Die maximal durch einen elektromagnetischen Schauer deponierte Energie liegt etwa bei 72 MeV [Agg95]. Durch entsprechende Granularität der Szintillatorplättchen kann das Zentrum des elektromagnetischen Schauers relativ genau ( $\sim$ halbe Plättchenbreite) bestimmt werden.

### 5.3.2 Auslese und Signalaufbereitung

Um einen großen Teil des in den Szintillatorplättchen erzeugten Lichts auszulesen, muß es möglichst effizient in einen Lichtleiter eingekoppelt werden. Nun sind Lichtfasern so konstruiert, daß das zu transportierende Licht an der Innenseite der Faser reflektiert wird. Das hat zur Folge, daß Licht nicht über die gesamte Oberfläche, sondern nur über die Fläche des Faseranfangs hineingeleitet werden kann. Bei einer direkten Verbindung von Faser und Szintillatorplättchen würde deshalb nur das Licht weitergeleitet, das in den vom Faserdurchmesser gegebenen Raumwinkelbereich abgestrahlt wird.

Um die transportierte Lichtmenge in der Faser zu erhöhen, wurde deshalb eine indirektere Einkopplung benutzt. Dazu wurden diagonale Bohrungen in den Plättchen angebracht und 1 mm dicke wellenlängenschiebende Kunststofffasern (WLS) mit einem Spezialkleber blasenfrei eingeklebt. Diese Fasern sind speziell dotiert, so daß sie nach einer Anregung durch blaues Licht im grünen Wellenlängenbereich abstrahlen. Das in den Plättchen entstandene blaue Szintillationslicht regt nun beim Durchgang durch den Lichtleiter diese Atome zur Abstrahlung von Licht an, von dem ein großer Teil durch Reflektion an der Innenseite der Faserummantelung in Richtung Auslesekamera geführt wird. Die Dotierung wurde extra so gewählt, daß die Wellenlänge des erzeugten Lichts dem spektralen Empfindlichkeitsmaximum der Phosphorschicht der ersten Bildverstärkerstufe der Auslesekamera entspricht.

Jeweils 1900 solcher WLS Fasern wurden zu Bündeln zusammengefaßt und mit Kunstharz so in eine Lochplatte eingeklebt, daß die geometrische Anordnung der Plättchen eines Quadranten (38 Reihen x 50 Spalten) exakt abgebildet wurde. Die Oberfläche des Kunstharzes wurde zur Optimierung der Lichtübertragung hochglanzpoliert und die Lochplatte anschließend auf dem Eingangsfenster der Kamera angebracht. Das Eingangsfenster besteht aus einer Schicht dichtgepackter feiner Lichtfasern mit einem Durchmesser von 6  $\mu\text{m}$ , so daß eine annähernd verlustfreie Einkopplung des Lichts gewährleistet ist.

Die Kameras bestehen aus einem mehrstufigen elektrostatischen Bildverstärker, einem Elektronenvervielfacher (engl.: *multi channel plate*, MCP) in der zweiten Stufe und einer photosensitiven Siliziumscheibe (engl.: *charged coupled device*, CCD) zur Auslese [Ans87]. Die drei Verstärkerstufen sind in separaten Glasgehäusen untergebracht.

Zur Illustration ist in Abbildung 5.6 ein Schnitt durch die Auslesekamera dargestellt, der der Referenz [Ans87] entnommen wurde. Der Lichttransport erfolgt von rechts mit dem Einkoppeln des Lichts mit den Lichtfasern. In der ersten Verstärkerstufe  $II_1$  sind die Elektroden für den Zoom und den Fokus zu erkennen. Zwischen den Stufen befinden sich jeweils zwei Phosphorschichten, die das Licht in Elektronen (Photokathode C) oder, für die Übertragung zwischen den Glasgehäusen, die Elektronen wieder in Licht konvertieren (Anode A). Die Photokathode besteht aus sogenanntem *schnellen Phosphor*

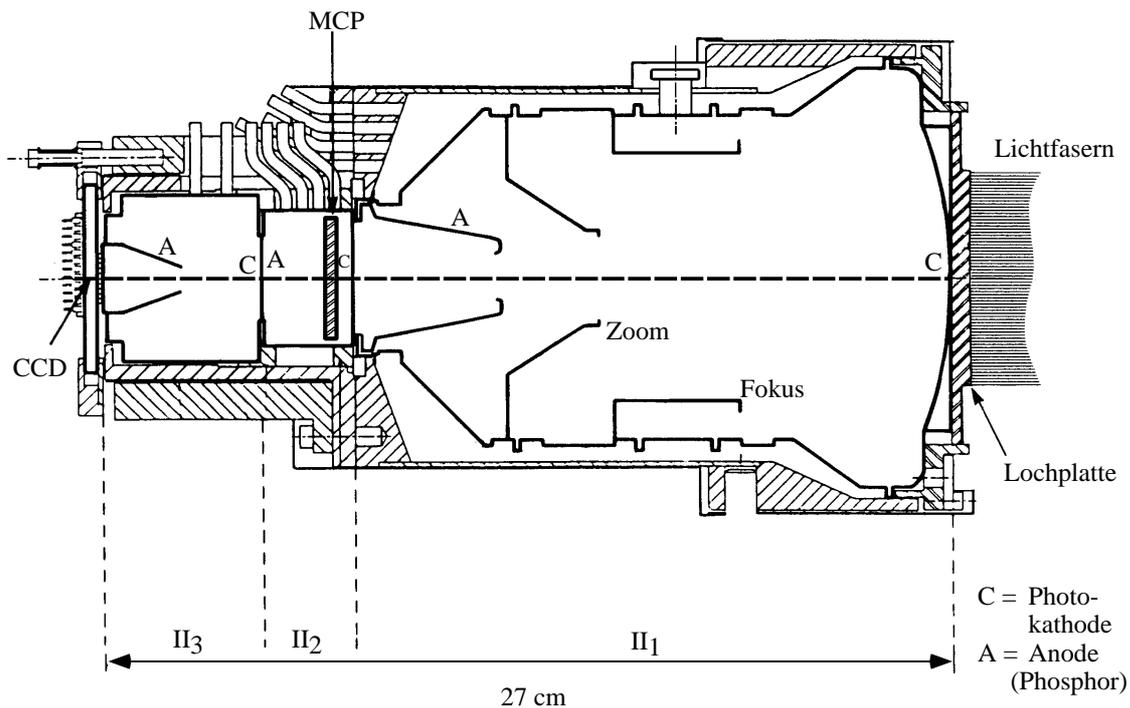


Abbildung 5.6: Schnitt durch die Auslesekamera mit MCP und CCD.

mit einer Abklingzeit von 50 - 100 ns, so daß es keine Überlagerung der Lichtemission von schnell aufeinander folgenden Ereignissen gibt.

Die durch Photoemission aus der ersten Phosphorschicht ausgelösten Elektronen werden in einem starken elektrischen Feld auf eine gegenüberliegende ebenfalls phosphorbeschichteten Anode beschleunigt, wo sie mehrere Photonen auslösen. Die Anzahl der durch die Elektronen im Phosphor ausgelösten Photonen ist abhängig von der Elektronenenergie. Somit erreicht man durch die Beschleunigung eine Verstärkung der Signalintensität in dieser ersten Stufe von  $\sim 10$ . Durch separate Elektroden für Zoom und Fokus wird das Bild vom Eingangsfenster mit ca. 80 mm Durchmesser auf eine Fläche von 16 mm Durchmesser fokussiert, was etwa der aktiven Fläche der MCP entspricht.

Die Photonen lösen beim Auftreffen auf die Phosphorschicht des Glasgehäuses der nächsten Stufe  $II_2$  wieder Elektronen aus, die mit 200 V auf die MCP beschleunigt werden. Die MCP besteht aus vielen kleinen dichtgepackten Glasröhrchen mit einer Länge von 0.4 mm und einem Innendurchmesser von  $12 \mu\text{m}$ . Jedes auf die Innenbeschichtung der Glasröhrchen auftreffende Elektron löst Sekundärelektronen aus, die

durch die zwischen Eingang und Ausgang der MCP angelegte Spannung von 650 V beschleunigt werden und dabei weitere Sekundärelektronen auslösen. Es bildet sich eine Kaskade aus, wodurch eine weitere Verstärkung von einem Faktor 800 erreicht wird.

In der letzten Stufe  $II_3$  werden die Elektronen mit 15 kV beschleunigt. Dabei wird das Bild weiter auf etwa 6 mm Durchmesser reduziert, bevor die in der Anode erzeugten Lichtsignale auf der CCD gespeichert werden. Die gesamte Kette der Einzelkomponenten ergibt eine Gesamtbildverstärkung von ungefähr 40000.

Die CCD besteht aus etwa 32000 photosensitiven Elementen (Pixel), die in einem Siliziumeinkristall von  $5.8 \times 4.3 \text{ mm}^2$  eingebettet sind und aus insgesamt 145 Zeilen zu je 208 Pixeln besteht. Darunter befindet sich, notwendig für die Auslese, ein nichtphotosensitiver Speicherbereich der gleichen Größe. Photonen, die auf die CCD treffen, produzieren Elektronen-Loch Paare und die freigesetzten Elektronen werden in den Potentialsenken (Pixel) gesammelt.

In Abb. 5.7 ist ein Querschnitt durch eine CCD und der entsprechende Potentialverlauf für zwei Pixel skizziert. Durch Anlegen entsprechender Spannungen an die Elektroden  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  wird in dem Siliziumsubstrat eine bestimmte Anordnung von Potentialwällen erzeugt, die zur Speicherung und Verschiebung der Ladungen dienen.

In der CCD werden zunächst alle ankommenden Signale integriert, deshalb ist es für eine saubere Aufnahme wichtig, daß möglichst direkt vor einem Ereignis alle bisher angesammelte Ladung aus den Pixeln entfernt wird. Um dies zu erreichen wird die *Clear Clock* eingesetzt, die gleichzeitig das elektronische Eigenrauschen der CCD selbst von etwa 100 Elektronen pro Pixel und das Rauschsignal vom Bildverstärker, unterdrückt. Dazu wird alle  $10 \mu\text{s}$  für  $1 \mu\text{s}$  eine so hohe Spannung an das in der CCD eingebaute *Anti-Blooming* System gelegt, daß alle Ladung aus den Pixeln abfließt. Das *Anti-Blooming*-System ist eine zusätzliche Elektrode, die eine leichte Potentialrinne für den Abfluß eines möglichen Ladungsüberschusses, der von den Pixeln nicht weiter aufgenommen werden kann, bildet. Damit wird verhindert, daß sich die durch einen sehr hellen Lichtfleck verursachte übermäßige Ladungsmenge ausbreitet und der Fleck „verläuft“.

Im Mittel wird das Licht einer einzelnen Faser auf etwa 12 - 15 Pixel abgebildet. Die Ladung eines einzelnen elektromagnetischen Schauers verteilt sich auf etwa 3 - 4 Szintillatorplättchen und damit auf  $\sim 30 - 60$  Pixel.

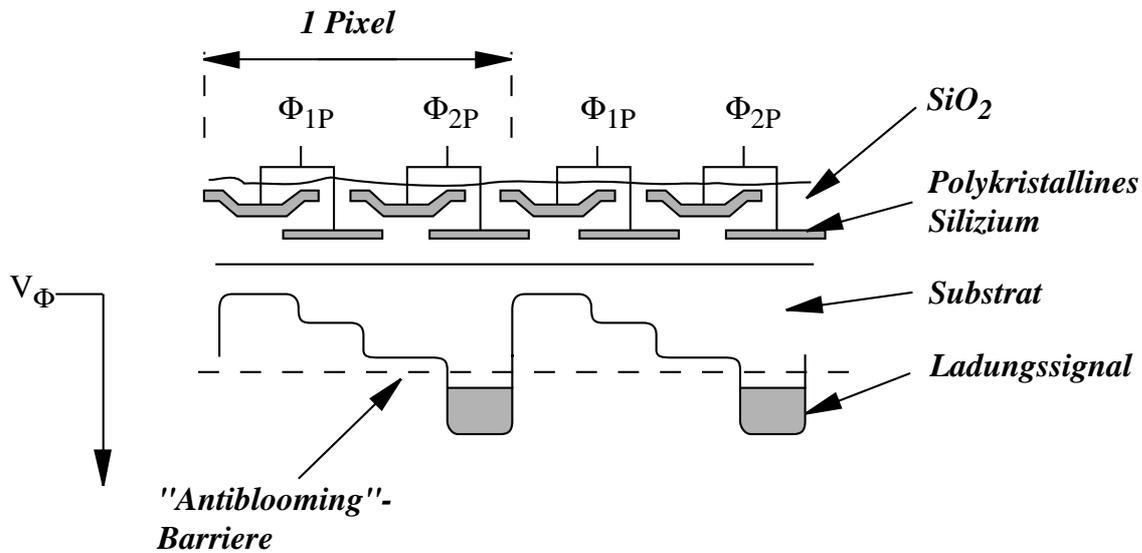


Abbildung 5.7: Schnitt durch die CCD. Schematische Darstellung des Potentialverlaufs von zwei Pixeln in der photosensitiven Siliziumscheibe (CCD)

Ist die Speicherung der Ladung abgeschlossen, wird für 600  $\mu\text{s}$  an einem Sperrgitter vor der MCP eine Spannung von 450 V angelegt. Damit ist der Durchgang für weitere Elektronen, die von Spontanemission der Phosphorschichten und von nachfolgenden Ereignissen kommen, gesperrt. In dieser Zeit wird die aufgenommene Ladungsverteilung in den darunterliegenden Speicherbereich der CCD abgebildet. Der photosensitive Bereich ist damit wieder bereit neue Ladung aufzunehmen. Das Bild im Speicherbereich wird durch Potentialänderung zeilenweise in ein Schieberegister geschoben und von dort pixelweise synchron zum Taktsignal der Ansteuerungselektronik über einen Leistungsverstärker an die Digitalisierer weitergeleitet. Dabei kommt es zur Verbreiterung der Ladungsverteilung eines Schauers entlang der Ausleserichtung. Dies wird später beim Rekonstruieren der Treffer durch den Entfaltungsalgorithmus korrigiert (siehe Kap. 6.1).

Die für die Bildspeicherung, -verschiebung und -auslese notwendigen Steuersignale werden mit der CCD-Ansteuerungselektronik generiert und über einen *Fanout* (Signalverteiler) gleichzeitig an alle Kameras weitergegeben. Diese Signale werden ebenfalls zu den Digitalisierern geleitet, um den Wiederaufbau der Bilder aus den einzeln ausgelesenen Zeilen zu ermöglichen. Dadurch können die Daten aller Kameras parallel ausgelesen und verarbeitet werden. In Abbildung 5.8 ist der Ablauf des Bildtransports von der CCD

über die gesamte Datenerfassung des Experiments (DAQ) bis zur Aufnahme auf Band schematisch dargestellt.

Die von der CCD ausgelesenen Analogsignale werden mit einem speziell für diese Anwendung gefertigten Digitalisierer, der außer einem Analog-Digital-Wandler (engl.: *analog digital converter, ADC*) noch Einheiten für die verschiedenen Auslesemodes enthält, umgewandelt. Der Gesamtbereich des ADC umfaßt 255 Werte. Mit Testergebnissen aus der Bestrahlung des PMD mit Elektronen und Pionen wurden die ADCs

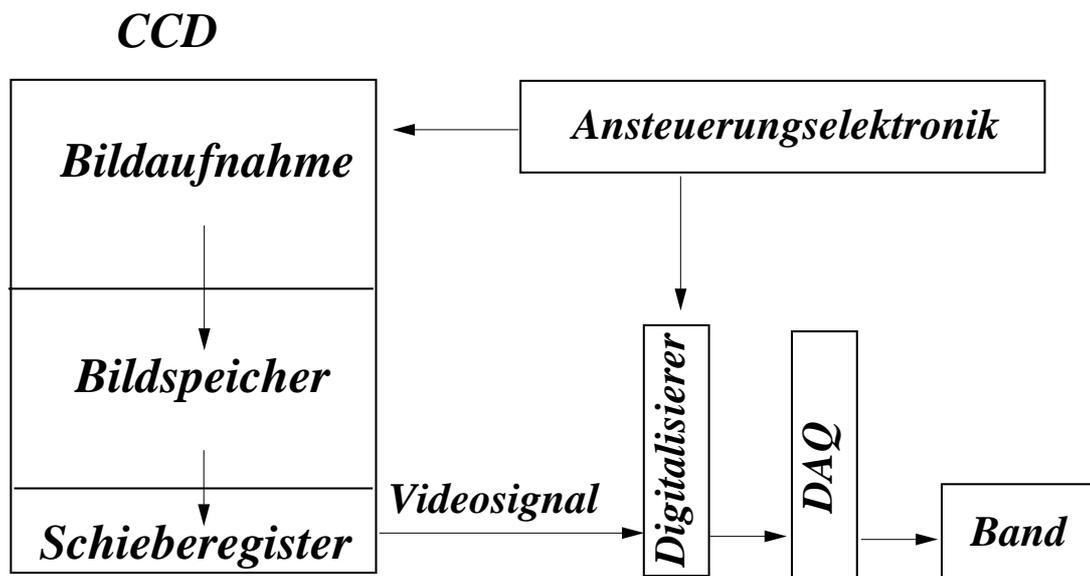


Abbildung 5.8: Logische Darstellung der Ladungsauslese aus der CCD bis hin zu Speicherung auf Datenträger.

kalibriert. Der Zusammenhang zwischen deponierter Energie und ADC-Wert ist annähernd linear [Agg95]. Die Digitalisierer werden von einem *Aleph Event Builder* (AEB), einer für die Ereigniserfassung gebauten programmierbaren Einheit (engl.: *central processing unit, CPU*), kontrolliert und gesteuert.

Der Digitalisierer kann Daten in verschiedenen Auslesemodes aufnehmen. In Mode 1 werden die sogenannten Sockelwerte aufgenommen. Dazu werden 20 „leere“ Ereignisse, d.h. Ereignisse ohne Szintillationslicht aus elektromagnetischen Schauern, aufgezeichnet. Für jedes Pixel wird die mittlere Signalhöhe errechnet, die dann in einer

Tabelle als Sockelwert gespeichert wird. Diese Daten bleiben im Digitalisierer und werden nicht zur permanenten Speicherung auf Datenbändern an weiterverarbeitende Computereinheiten weitergegeben.

In Mode 2 wird von den digitalisierten Signalen der Sockelwert jedes Pixels abgezogen. Liegt das Signal anschließend über einer vorgegebenen Schwelle, wird es zusammen mit der Pixeladresse gespeichert. Diesen Prozeß nennt man Nullenunterdrückung, da die Pixel ohne brauchbares Signal nicht gespeichert werden. In diesem Mode wird somit ein Bild erfaßt, das weitestgehend frei von Rauschen ist. Dieses Verfahren reduziert drastisch das Datenvolumen, was gerade für Aufzeichnungen von Ereignissen in Schwerionenexperimenten mit ihren hohen Multiplizitäten von großem Interesse ist.

In Mode 3 werden, unter Benutzung zuvor erstellter Zuordnungstabellen, die Signale aller zur gleichen Lichtfaser gehörenden Pixel zusammengefaßt. Die Gesamtsignalhöhe wird zusammen mit der Lichtfaseradresse und der Anzahl der beitragenden Pixel gespeichert. Die Digitalisierer können die Daten gleichzeitig in Mode 2 und Mode 3 auslesen, wodurch eine spätere Kontrolle der Richtigkeit der Datenverarbeitung durch ein Softwareprogramm möglich ist. Dies ist gerade in Erprobungs- und Abstimmungsphasen des Detektors wichtig.

Für die Signalverarbeitung in Mode 3 ist die Erstellung der Zuordnungstabellen zwischen den Lichtfaserkoordinaten und den Elementen der Pixelmatrix notwendig. Die geometrische Anordnung der Szintillatorplättchen und damit die der Lichtfasern in der Lochplatte wird durch optische Fehler des Bildverstärkers verzerrt auf die CCD abgebildet und eine eindeutige Zuordnung der angesprochenen Pixel zur jeweiligen Faser ist nicht von vornherein gegeben.

Pro Detektorquadrant wurden dazu 95 Szintillatorplättchen mit einer zweiten klaren Lichtfaser versehen, die es ermöglicht kontrolliert Licht hineinzuleiten. Die Kontrollplättchen sind gleichmäßig und in einem wiedererkennbaren Muster über die gesamte Fläche verteilt, so daß die Orientierung des Gesamtbildes eindeutig festgelegt ist. Die Enden der Lichtfasern wurden gebündelt und über einen Homogenisierer mit einer taktbaren grünen LED (Leuchtdiode) verbunden. Der Homogenisierer ist ein Plexiglaszylinder, der das LED-Licht gleichmäßig auf die Stirnfläche der gebündelten Lichtleiter verteilt. Aus mehreren tausend solcher LED-Ereignissen wurde für jede Auslekamera eine Pixel-zu-Faser-Zuordnungstabelle erstellt. Diese wird in den jeweiligen Digitalisierer

geladen, um die Signale für die Auslese in Mode 3 bearbeiten zu können. Eine ausführliche Beschreibung kann in der Referenz [Agg95] nachgelesen werden.

Die auf den Datenbändern gespeicherten Rohdaten sind noch nicht in der Form, in der sie für weitere Analysen verwendet werden können. Zuvor ist eine Datenaufbereitung notwendig, die im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird.



## 6 Datenaufbereitung

### 6.1 Trefferrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Treffer ist einer der wichtigsten Schritte in der Analyse der Rohdaten zur Zählung von Photonen. Die vom PMD registrierten elektromagnetischen Schauer haben, wie in Kapitel 5.2.3 beschrieben wurde, eine transversale Ausdehnung, so daß es bei kleinen Abständen der Schauerzentren zu einer Überlagerung der Signale im Szintillator kommen kann. Das heißt, daß in einem Szintillatorplättchen von den Schauerteilchen beider Schauer Szintillationslicht ausgelöst wird. Zusätzlich zu der transversalen Ausdehnung der Schauer selbst kommt es durch Abbildungsfehler der Bildverstärker und der Ladungsvermischung der CCD zu einer Verbreiterung des Schauersignals. Mit einem Entfaltungsalgorithmus werden die sich überlappenden Schauer separiert und die Trefferposition und die deponierte Energie extrahiert.

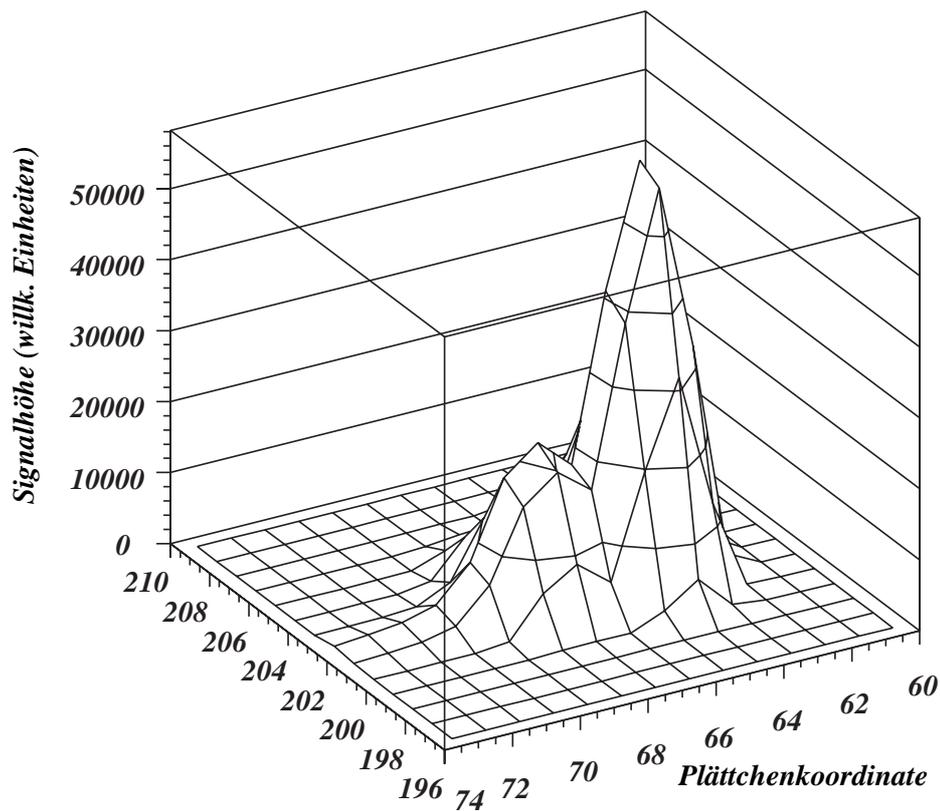


Abbildung 6.1: Zwei dicht beieinanderliegende Treffer vor der Anwendung des Entfaltungsalgorithmus.

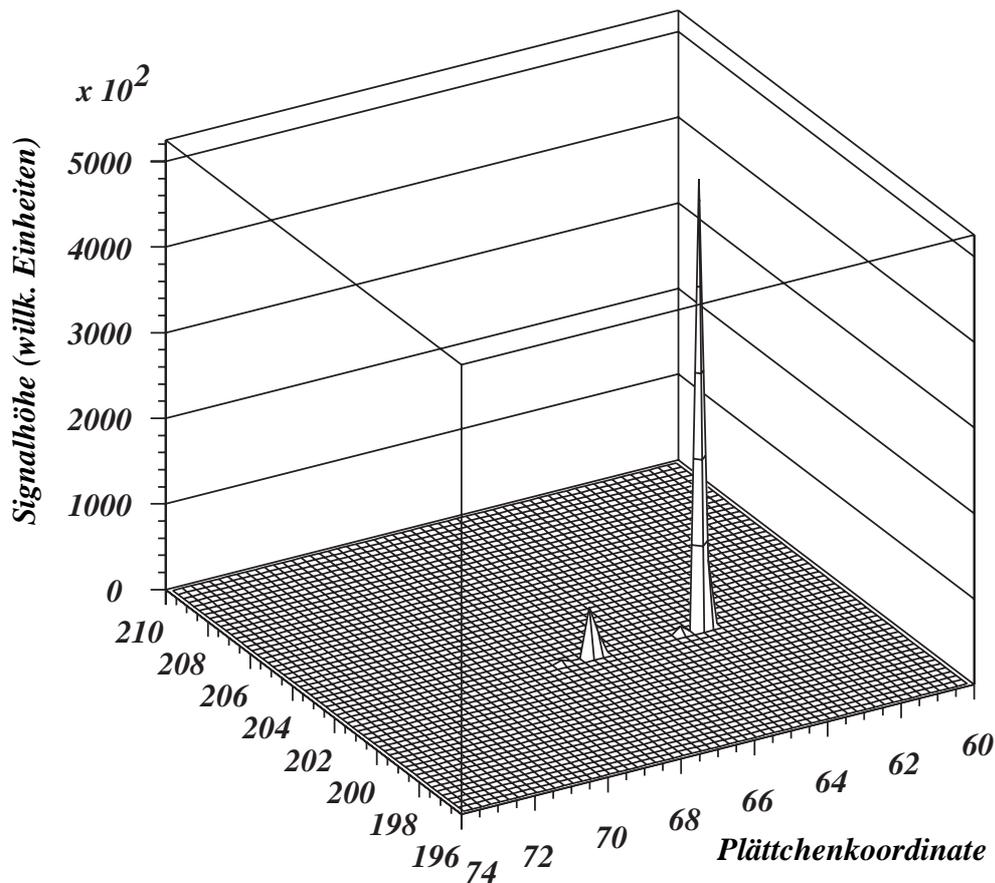


Abbildung 6.2: Die beiden Treffer nach der Entfaltung.

Dazu werden die ADC-Werte von allen ausgelesenen Szintillatorplättchen den Elementen einer Matrix zugeordnet, so daß die geometrische Anordnung der Plättchen im Detektor mit 38 x 50 Elementen pro Kamera und Quadrant wiedergegeben wird. Der Entstehungsmechanismus der Schauer und der Abbildungsfehler legt eine Gaußverteilung der Intensität nahe. Aus gut separierten Schauern mit nur einem Maximum werden die Breiten der zweidimensionalen Gaußverteilung ermittelt. Entlang der Richtung, in der die Ladung zur Auslese in der CCD verschoben wird, ergibt sich eine größere Breite der Verteilung als senkrecht dazu. Diese Gaußverteilung ist die Grundlage des iterativen Entfaltungsverfahrens, mit dem überlappende Schauern getrennt und die ursprüngliche Verteilung der Intensität berechnet wird.

Im ersten Schritt des Entfaltungsalgorithmus wird zunächst für jedes Element eines Matrixbereiches der Größe 7x7 der Anteil an der angenommenen auf 1 normierten Gaußverteilung ermittelt, wenn das Maximum der Verteilung genau im mittleren Element des

untersuchten Bereichs liegt. Die Summe dieser Anteile wird in geeigneter Weise mit der Gesamtsumme der ADC-Werte in diesem Matrixbereich normiert. Danach werden die Beiträge (in ADC-Werten) aller Elemente im betrachteten Matrixbereich ihrem Gewicht entsprechend zum Wert des mittleren Elements addiert.

Der betrachtete Bereich wird immer um eine Zelle weitergeschoben, bis der Gesamtbereich des Detektors von  $76 \times 100$  Elementen bearbeitet ist. Dabei gibt jedes Element Signalanteile an alle benachbarten Elemente ab, besonders viel an Elemente mit hohem Gewicht (die Maxima), erhält aber auch Signalanteile von allen Nachbarelementen entsprechend seiner eigenen Wichtung. Dadurch werden automatisch in jedem Iterationsschritt die Maxima verstärkt. Etwa 99,9% des gesamten ADC-Wertes eines Schauers befinden sich danach in einem einzigen Matrixelement. Für die meisten überlappenden Schauer mit moderaten Intensitätsunterschieden ist dieser Schritt zur Separation ausreichend. Es treten allerdings auch Fälle auf, in denen weitere Schritte erforderlich werden.

Damit zwei überlappende Schauer extrem unterschiedlicher Intensitätswerte noch getrennt werden können, wird bei jedem Iterationsschritt die Reichweite verkleinert, indem die Breite der angenommenen gaußförmigen Verteilung reduziert wird. Wird dies nicht berücksichtigt, kann es passieren, daß die Schauer zu einem zusammengefaßt werden und nur der mit dem höheren Maximum übrigbleibt. Sind die Intensitäten der überlappenden Schauer etwa gleich groß, werden die Elemente, die auf der Verbindungslinie zwischen den Maxima liegen, bei jedem Iterationsschritt etwa gleich viel abgeben und dazubekommen. Um diese Schauer noch aufzutrennen wird ein nachfolgender Spaltungsalgorithmus notwendig. Wird dieses Splitting nicht vorgenommen, ist die errechnete Multiplizität 10% niedriger als die tatsächliche, was mit simulierten Ereignissen kontrolliert wurde.

Zur Abschätzung der Trefferrekonstruktionseffizienz  $\epsilon_R$  werden zentrale Ereignisse mit hohen Multiplizitäten aus mehreren peripheren Ereignissen mit weniger als 30 Treffern zusammengesetzt. Ein so konstruiertes Ereignis wird dann als zentral betrachtet, wenn die Summe der ADC-Werte der beitragenden peripheren Ereignisse der eines realen zentralen Ereignisses entspricht. Danach wird der Rekonstruktionsalgorithmus auf die peripheren und die daraus konstruierten Ereignisse angewandt. Das Verhältnis der Anzahl rekonstruierter Treffer der zusammengesetzten Ereignisse  $N_{\gamma}(k)$  zu der Summe

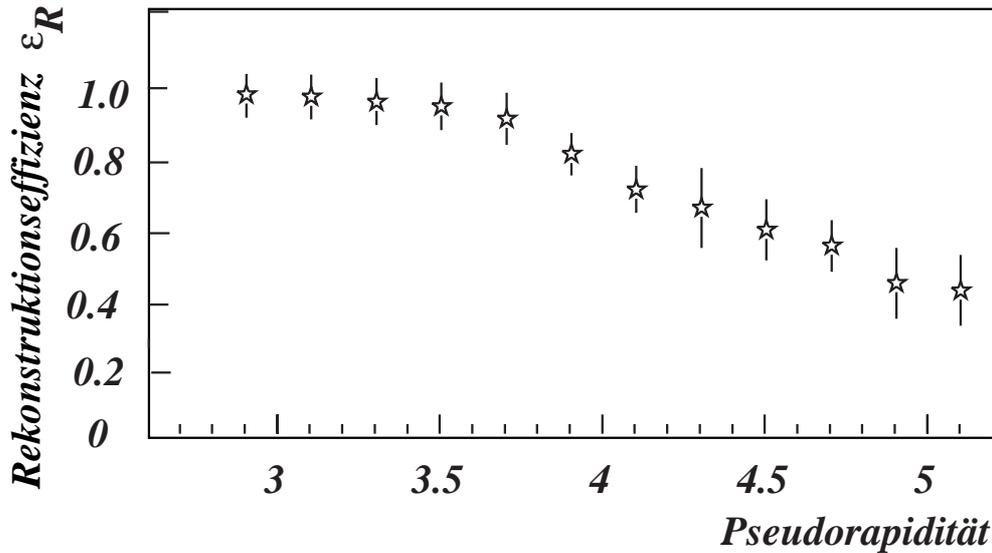


Abbildung 6.3: Trefferrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von der Pseudorapidität  $\eta$ .

der rekonstruierten Treffer der peripheren Ereignisse  $\Sigma N_{\gamma(p)}$  ergibt die Trefferrekonstruktionseffizienz  $\varepsilon_R$ . In Abbildung 6.3 ist die Abhängigkeit der Trefferrekonstruktionseffizienz von der Pseudorapidität  $\eta$  dargestellt. Wie erwartet nimmt die Rekonstruktionseffizienz zu großen Werten von  $\eta$  und damit zu höheren Multiplizitäten hin ab.

## 6.2 Mehrfachtrefferauflösung

Wenn ein Szintillatorplättchen von Schauerteilchen von mehr als einem Ursprungsteilchen (Photonen oder Hadronen) getroffen wird, bezeichnen wir das als Mehrfachtreffer. Die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer ist von der Größe der Szintillatorplättchen abhängig und steigt mit der Trefferdichte. Um festzustellen wieviel von den in einem Ereignis insgesamt ansprechenden Plättchen mehrfach getroffen werden, wurden Kontrollereignisse mit einem Monte-Carlo-Programm erzeugt. Zum Generieren der Ereignisse wurde der Ereignisgenerator VENUS [Wer90] benutzt und der Einfluß des Detektors auf die Daten mit Hilfe des Detektorsimulationsprogramms GEANT [Bru84] berücksichtigt. In den simulierten Ereignissen ist der Auftreffort jedes Teilchens genau bekannt. Oberhalb einer Energieschwelle von 100 keV wird ein Teilchen als detektiert

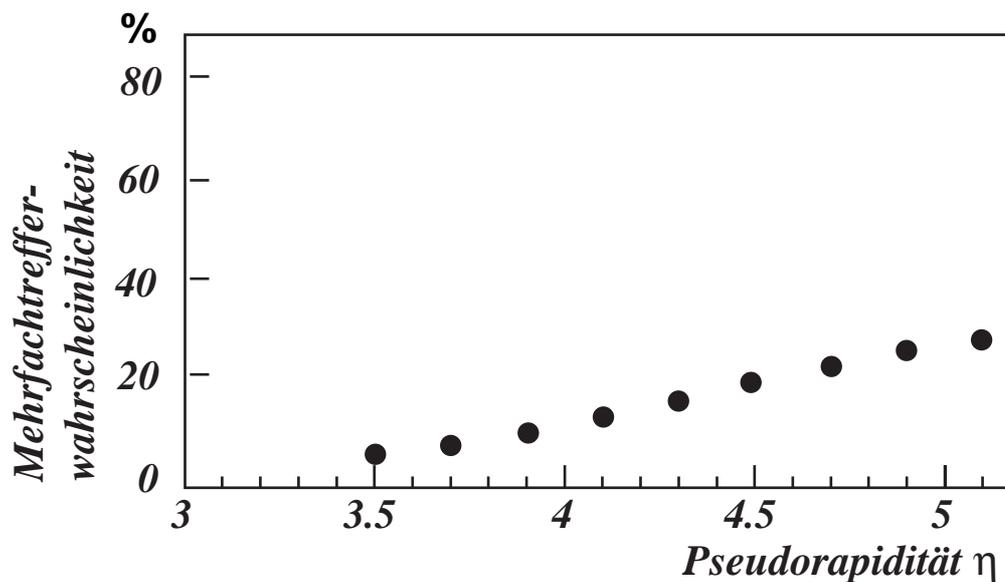


Abbildung 6.4: Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer in Abhängigkeit der Pseudorapidität.

betrachtet. Das Verhältnis von der Anzahl der mehrfach getroffenen Plättchen zu der Gesamtzahl der getroffenen Plättchen gibt die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer an.

In Abb. 6.4 ist die Abhängigkeit der Mehrfachtrefferwahrscheinlichkeit von der Pseudorapidität  $\eta$  dargestellt. Näher zur Strahlachse hin ist die Trefferdichte höher als im Randbereich des Detektors, weshalb mit zunehmender Pseudorapidität auch die Wahrscheinlichkeit, daß ein Szintillatorplättchen von mehr als einem Schauer getroffen wird, zunimmt. Offensichtlich ist auch die Abhängigkeit der Mehrfachtrefferwahrscheinlichkeit von der Größe der Szintillatorplättchen. Anhand der durchgeführten Simulationen wurde die Größe der Szintillatorplättchen auf  $20 \times 20 \text{ mm}^2$  festgelegt, mit der die Mehrfachtrefferwahrscheinlichkeit im Mittel bei 9.4 % liegt [Agg95].

### 6.3 Separation von Hadronen und Photonen

Eines der wesentlichen Probleme beim Messen von Photonen ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors auf Hadronen. Um die Multiplizität von Photonen möglichst untergrundfrei zu erhalten, wichtig für alle späteren Korrelationsstudien, ist es notwendig die von Hadronen verursachten Signale in effektiver Weise zu subtrahieren

oder zu unterdrücken. Für die Entwicklung der dafür notwendigen Schwellenwerte wurden verschiedene Untersuchungen durchgeführt.

In den Digitalisierern wurde zunächst eine *Hardware*schwelle eingesetzt und festgestellt, bei welchem Wert das Signal relativ rauschfrei aufgenommen werden konnte. Die Schwelle wurde auf zwei ADC-Kanäle eingestellt und nur die darüberliegenden Signalwerte eines Pixels weiter bearbeitet. Durch diese Schwelle werden im wesentlichen Rauschsignale unterdrückt.

Wie schon in Kap. 5.2.3 beschrieben, passieren die meisten hochenergetischen Hadronen den PMD minimal ionisierend. Die deponierte Energie und damit die Signalhöhe wird bei gleicher Konverterdicke für alle MIPs annähernd gleich sein. Die aus diesen Signalen erhaltenen ADC-Werte sind im Vergleich zu Signalen von elektromagnetischen Schauern sehr niedrig, haben aber eine gewisse Verteilung, die bis zu hohen ADC-Werten reicht (vgl. Abb. 6.5). Um reine MIP-Signale zu erhalten wurde der PMD einem Pionenstrahl ausgesetzt.

Durch die Dicke des Konverters von 0.1 Interaktionslängen ist eine gewisse Wahrscheinlichkeit für die Reaktion von Hadronen mit den Bleiatomen gegeben. Diese Wahrscheinlichkeit wurde mit simulierten Ereignissen zu 15% von der Gesamtzahl der auftreffenden Hadronen berechnet [Agg95].

In Abb. 6.5 ist die Verteilung von elektromagnetischen und hadronischen Schauer-signalen schematisch dargestellt. Der Beitrag der geladenen Teilchen hat ein Maximum bei niedrigen Werten und läuft nur langsam gegen große ADC-Werte hin aus. Die höheren ADC-Werte der geladenen Teilchen werden von Sekundärteilchen verursacht, die bei Reaktionen von Hadronen mit den Bleiatomen im Konverter entstehen. Sie lösen in den Szintillatorplättchen ähnlich große Signale aus wie die elektromagnetischen Schauer und liefern damit einen Beitrag zu der Photonenmessung. Die Verteilung der Photonensignale steigt von niedrigen ADC-Werten langsam zu höheren Werten hin an.

Um die Photonenmessung möglichst von dem Beitrag der Hadronen zu befreien, kann eine Schwelle auf die ADC-Werte gesetzt werden (s.a. Abb. 6.5). Alle Treffer mit ADC-Werten oberhalb der Schwelle werden als photonenähnliche Teilchen und alle Treffer unterhalb der Schwelle als hadronenähnliche Teilchen betrachtet. Der Schwellenwert wird in Einheiten des Maximums der MIP-Signale angegeben. Die Schwelle hat eine

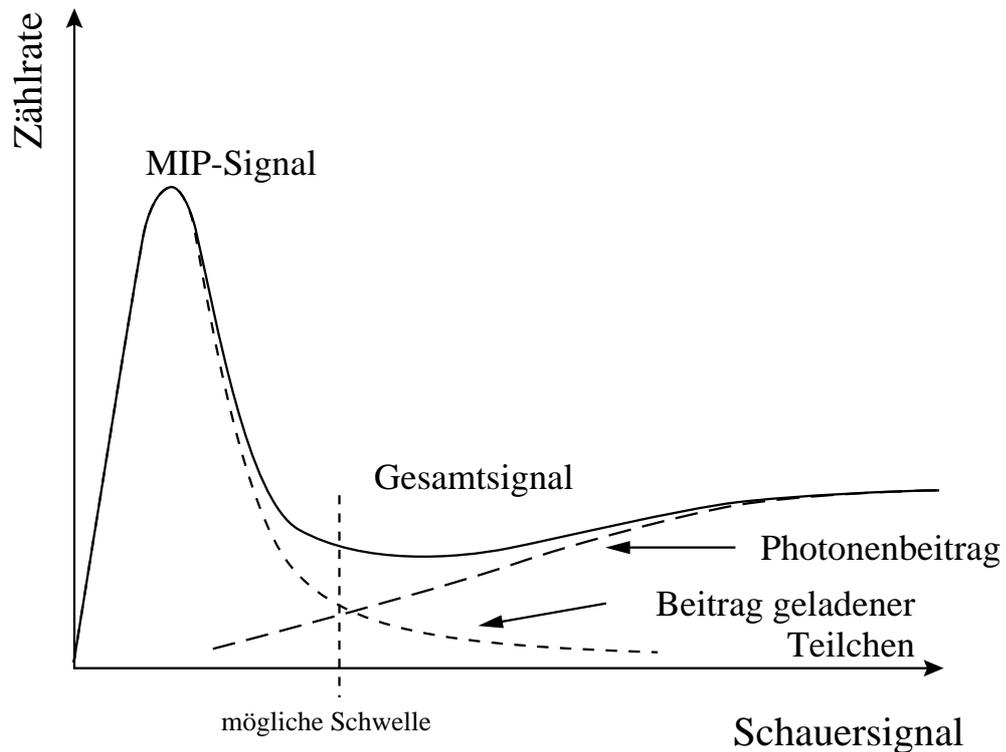


Abbildung 6.5: Beiträge der verschiedenen Teilchenarten (gestrichelte Linien) zu dem gesamten Signalspektrum (durchgezogene Linie). Das Gesamtspektrum ist eine Überlagerung des Signals von Photonen und von geladenen Teilchen.

direkte Auswirkung auf die Messung von niederenergetischen Photonen. Sie darf nicht zu hoch angesetzt werden, damit nicht zu viele der niederenergetischen Photonen verloren gehen. Die Effizienz des Nachweises von Photonen mit einer Energie von kleiner oder gleich 0.4 GeV wird auf etwa 50 % reduziert [Sub96].

Aufgrund der unterschiedlichen Empfindlichkeit der Auslesekameras tritt das Maximum der Verteilung des MIP-Signals für jede Kamera in einem anderen ADC-Kanal auf. Es wurden deshalb ein für jede Kamera spezifischer Schwellenwert ermittelt. Im Mittel lag das Maximum des MIP-Signals bei einem ADC-Wert von 35, was einer deponierten Energie von etwa 0.5 MeV entspricht. Die Untersuchung ergab, daß etwa 96% aller Signale von Hadronen (MIP-Signale und Sekundärteilchensignale) unterdrückt werden können, wenn ein Wert von 3 MIP ( $\sim 100$  ADC-Werte) für die Schwelle angewandt wird [Agg95]. Die nicht unterdrückten Hadronensignale bilden den hadronischen Unter-

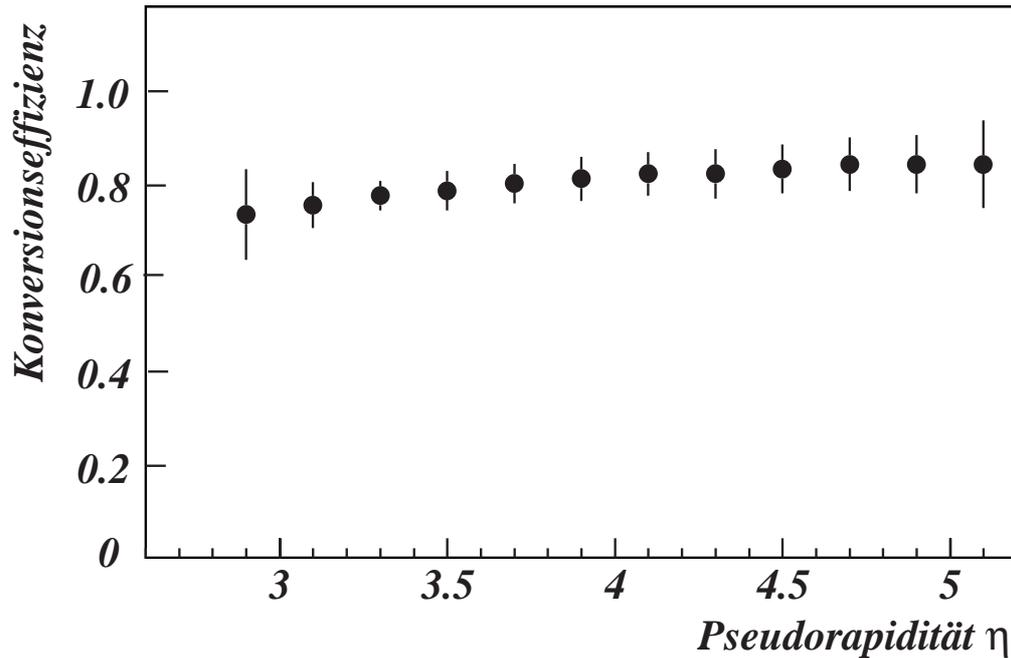


Abbildung 6.6: Konversionseffizienz der Photonen in Abhängigkeit von der Pseudorapidity.

grund  $N_b$ , der bei 30 % bis 40 % von den in einem Ereignis rekonstruierten photonenähnlichen Treffer liegt, was mit simulierten Ereignissen ermittelt wurde [Agg97b].

#### 6.4 Effizienz der Photonenmessung

Die Gesamteffizienz der Photonenmessung  $\varepsilon_\gamma$  setzt sich aus verschiedenen Einzelkomponenten zusammen, die hier nochmals zusammengefaßt dargestellt werden. Da ist zunächst die Konversionseffizienz  $\varepsilon_K$ , das Verhältnis der insgesamt auf den Detektor auftreffenden Photonen zu den konvertierten Photonen, die im wesentlichen von der Konverterdicke abhängt. Die Konversionseffizienz wird mit simulierten Ereignissen berechnet, bei denen die Zahl der am Detektor ankommenden Photonen genau bekannt ist. Ein Photon wird dann als konvertiert betrachtet, wenn es mindestens 100 keV im mit GEANT simulierten Detektor deponiert hat.

Bei einer über die gesamte Detektorfläche homogenen Konverterdicke, kann eine leichte Erhöhung der Konversionseffizienz mit der Rapidity beobachtet werden, weil die

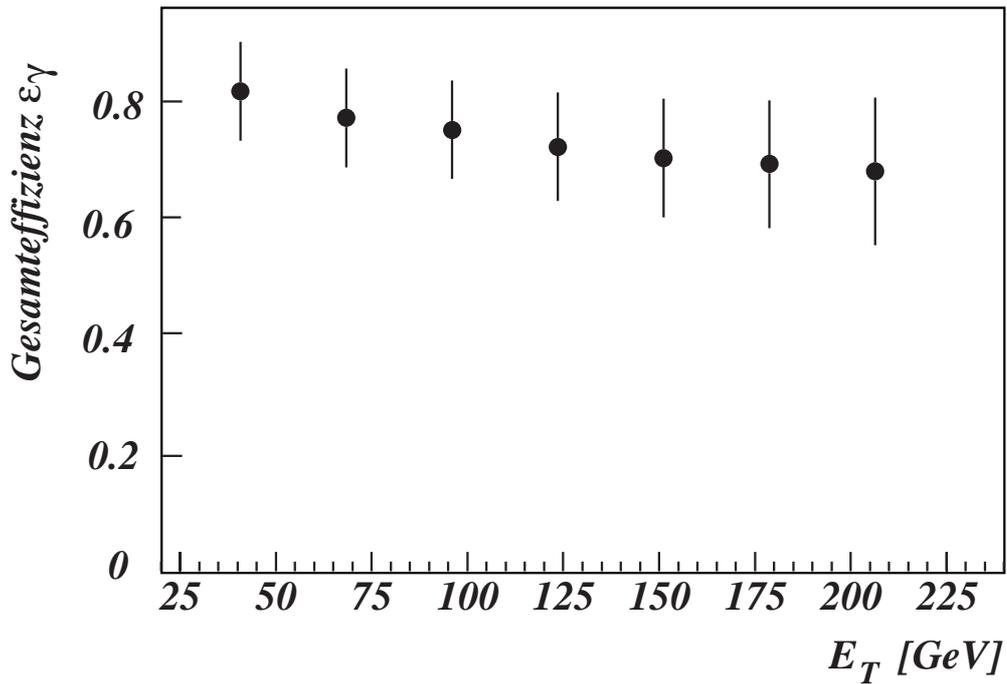


Abbildung 6.7: Die Gesamteffizienz der Photonenmessung in Abhängigkeit der transversalen Energie. Sie nimmt von etwa 80% in peripheren Ereignissen auf etwa 70% in zentralen Ereignissen ab.

mittlere Energie der Photonen bei größerer Rapidität höher ist. Dies ist in Abb. 6.6 dargestellt. Die Konversionseffizienz liegt im Mittel bei 80%.

Zur Abschätzung der Gesamteffizienz  $\varepsilon_\gamma$  muß auch die Trefferrekonstruktionseffizienz bekannt sein. Sie ist, wie in Kap. 6.1 beschrieben wurde, von der Trefferdichte und damit von der Zentralität des Ereignisses und der Pseudorapidität abhängig. Die aus der Trefferdichte resultierende Mehrfachtrefferwahrscheinlichkeit ist in der Trefferrekonstruktionseffizienz schon enthalten. In Abbildung 6.7 ist die Gesamteffizienz der Photonenmessung in Abhängigkeit der transversalen Energie, dem Maß für die Zentralität, aufgetragen. In peripheren Ereignissen liegt die Gesamteffizienz bei 80% und nimmt zu zentraleren Ereignissen hin auf  $\sim 70\%$  ab.

Mit der Gesamteffizienz kann aus der vom PMD gemessenen Photonenmultiplizität mit folgender Gleichung die tatsächliche Photonenmultiplizität bestimmt werden:

$$N_\gamma = \frac{N'_\gamma - N_b}{\varepsilon_\gamma} \quad (5.6)$$

Dabei ist  $N'_\gamma$  die Anzahl der Treffer im Detektor oberhalb der Schwelle zur Unterdrückung des Hadronensignals,  $N_b$  die Anzahl der als Photonen identifizierten Hadronen und  $\varepsilon_\gamma$  die Gesamteffizienz. In realen Ereignissen ist die Anzahl der mißidentifizierten Photonen  $N_b$  nicht bekannt. Für globale Größen kann eine Korrektur mit den aus Simulationen gewonnenen Zahlen vorgenommen werden. Für die räumliche Verteilung der Treffer in einzelnen Ereignissen ist dies nicht möglich. Dies bewirkt einen Beitrag zum systematischen Fehler aller weiteren Untersuchungen.

Der systematische Fehler der Photonenmessung setzt sich aus dem systematischen Fehler in der Gesamteffizienz und in der Bestimmung des hadronischen Untergrundes zusammen. Den größten Beitrag zum systematischen Fehler der Gesamteffizienz liefert die Unsicherheit in der Abschätzung der Rekonstruktionseffizienz. Es ist nicht möglich die Rekonstruktionseffizienz für die peripheren Ereignisse genau abzuschätzen, die bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz der zentralen Ereignisse in Kapitel 6.1 zu 100 % angenommen wurde. Der Fehler wurde auf 5% bei kleinen und auf 9% bei großen Pseudorapiditäten abgeschätzt [Agg97b].

Eine Unsicherheit besteht auch bei den Simulationsrechnungen. Wenn für die simulierten Ereignisse eine gemessene Verteilung des Transversalimpulses der Photonen angenommen wird, verringert sich die Gesamteffizienz um 4%. Ein Vergleich von Rechnungen mit verschiedenen Ereignisgeneratoren ergibt einen Unterschied in der Bestimmung des hadronischen Untergrundes von unter 5%, was zu einem systematischen Fehler in der Photonenmultiplizität von weniger als 2% führt.

Aus den angeführten Fehlerquellen ergibt sich unabhängig vom betrachteten Pseudorapiditätsbereich ein systematischer Fehler in der Photonenmultiplizität von 10% in peripheren und 12.5% in zentralen Ereignissen. Verglichen dazu ist der statistische Fehler klein.

## 6.5 Globale Daten der Photonenmessung

In diesem Kapitel werden inklusive Spektren wie die Multiplizitätsverteilung und die Pseudorapiditätsdichte der mit dem PMD aufgenommenen Photonen dargestellt, wie

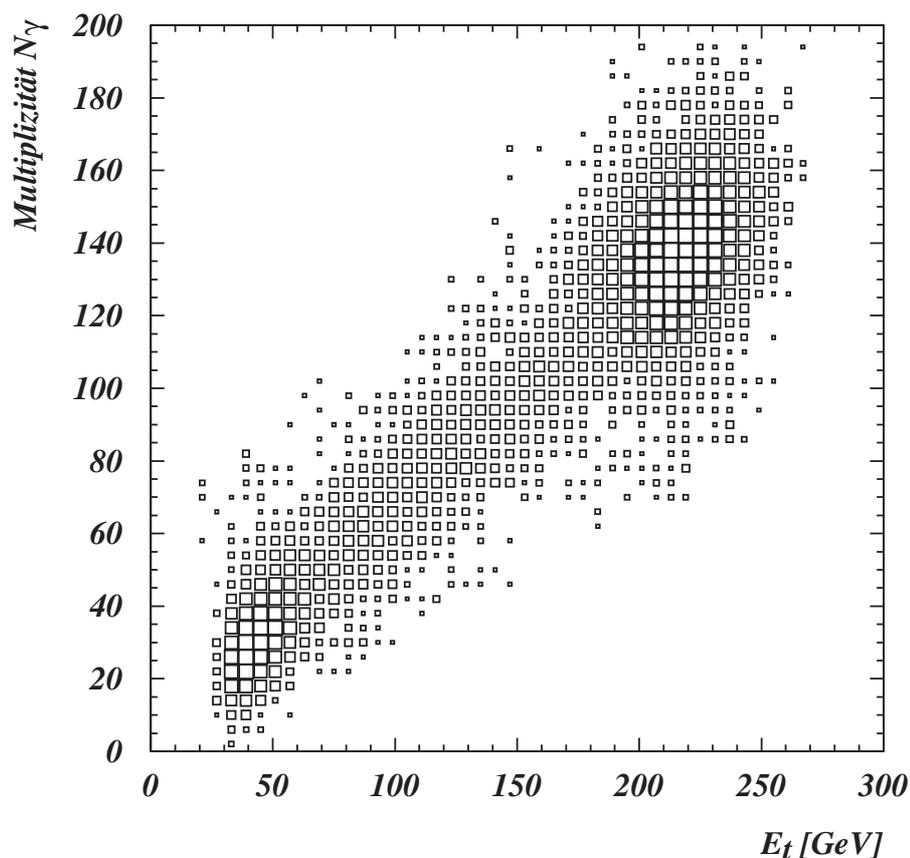


Abbildung 6.8: Photonenmultiplizität ohne Berücksichtigung der Skalierungsfaktoren aufgetragen gegen die transversale Energie  $E_T$ .

sie in der Referenz [Agg97b] ausführlich beschrieben sind. Die hier gezeigten Abbildungen sind dieser Referenz entnommen.

Die im Experiment vom PMD registrierten Rohdaten wurden der oben beschriebenen Prozedur unterworfen, um die detektierten photonenähnlichen Treffer  $N'_\gamma$  zu ermitteln. Die so gewonnene Multiplizitätsverteilung ist in Abb. 6.8 gegen die im MIRAC registrierte transversale Energie aufgetragen. Weil die Anzahl der produzierten Teilchen in einer Schwerionenkollision direkt von der Zentralität der Kollision abhängt, ergibt sich auch für die Photonen ein linearer Zusammenhang.

Periphere Ereignisse mit niedriger transversaler Energie von etwa 30 - 60 GeV haben niedrige Photonmultiplizitäten von weniger als 50 Photonen pro Ereignis. Zentrale Ereignisse mit hoher transversaler Energie von etwa 200 - 240 GeV haben ent-

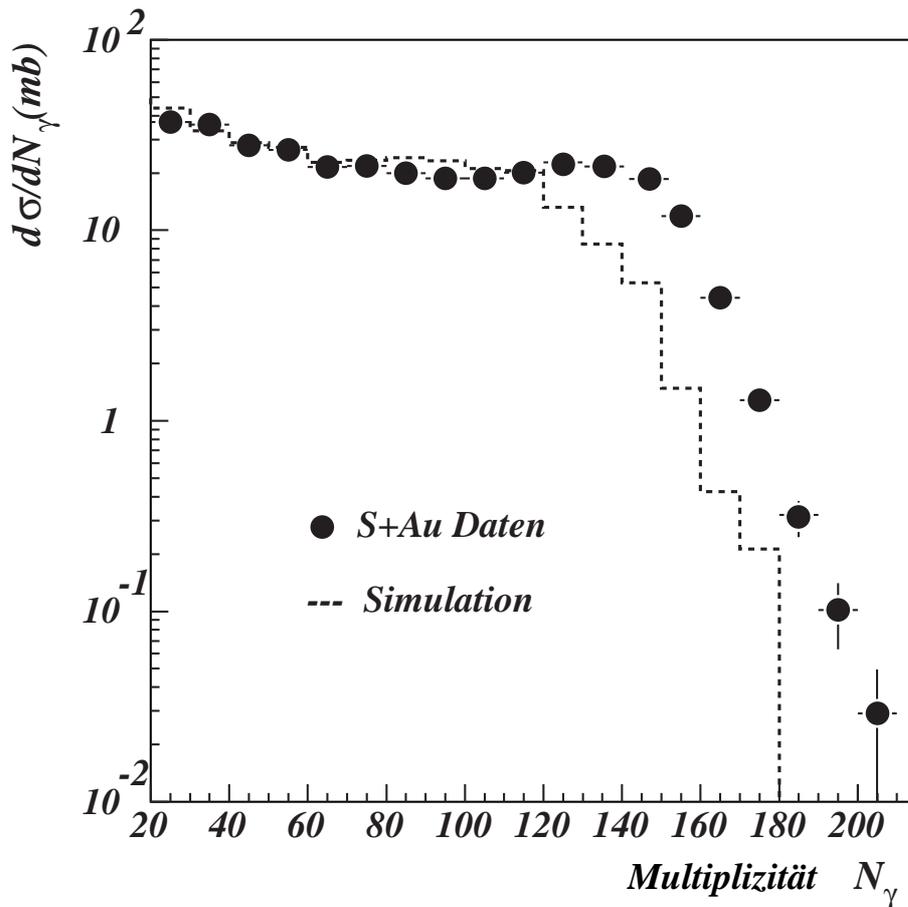


Abbildung 6.9: Wirkungsquerschnitt für Photonen aus S + Au Kollisionen (geschlossene Kreise) und aus Simulationsrechnungen mit dem VENUS-Modell (gestrichelte Linie).

sprechend große Photonenmultiplizitäten. In zentralen Ereignissen wurden Multiplizitäten von bis zu 200 Photonen pro Ereignis registriert. Dies zeigt deutlich, daß auch die Photonenmultiplizität als globale Observable zur Ereignisselektion benutzt werden könnte.

Aus der Multiplizitätsverteilung läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt für Photonen berechnen. In Abbildung 6.9 ist der aus realen Daten berechnete Wirkungsquerschnitt (Kreise) zusammen mit dem aus simulierten Ereignissen (gestrichelte Linie) dargestellt. Die Form der Verteilung ist durch die Kollisionsgeometrie gegeben. Das Plateau bei niedrigen Multiplizitäten ergibt sich aus mittleren Stoßparametern, während die Form bei hohen Multiplizitäten aus der totalen Überlagerung der beiden

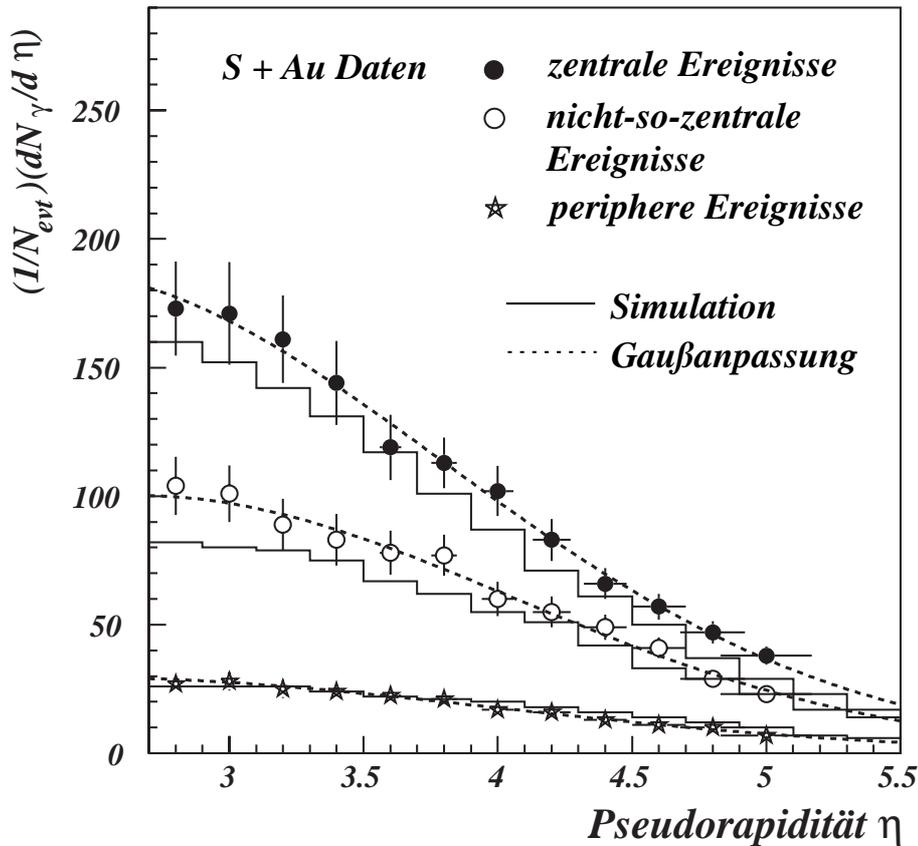


Abbildung 6.10: Pseudorapidityverteilung der Photonen aus S + Au Kollisionen gemessen mit dem PMD und aus Simulationsrechnungen mit dem VENUS-Modell.

Kerne entsteht. Der gaußförmige Abfall wird durch die Fluktuationen in der Anzahl der Partizipanten in zentralen Stößen hervorgerufen.

Die simulierten Ereignisse wurden mit dem VENUS-Modell berechnet und die Detektoreigenschaften mit dem GEANT-Programm berücksichtigt. Insgesamt wird die Form der Verteilung gut durch die simulierten Ereignisse wiedergegeben. Nur bei sehr zentralen Ereignissen liegt die Multiplizität der Simulation etwa 10% unter der aus WA93-Daten.

Eine weitere globale Größe der Photonenmessung ist die Pseudorapiditydichte der Photonen wie sie in Abb. 6.10 für drei verschiedene Zentralitäten dargestellt ist. Korrekturen für die Akzeptanz des Detektors, die Gesamteffizienz und den hadronischen Untergrund wurden berücksichtigt. Die durchgezogene Linie zeigt die aus simulierten Ereignissen gewonnene Verteilung und die gestrichelte Linie eine Gaußanpassung. Die

Abweichung zwischen den Verteilungen aus Simulationen und den aus realen Daten ist der in Abbildung 6.8 vergleichbar.

Aus den gezeigten Zusammenhängen ergibt sich, daß die mit dem VENUS-Modell generierten Ereignisse zusammen mit dem Detektorsimulationsprogramm GEANT die aus realen Ereignissen gewonnenen globalen Observablen gut beschreiben.

## 7 Untersuchung der Mehrphotonenkorrelation mit der MST-Methode

Die der Analyse zugrundeliegenden Daten wurden mit dem PMD im WA93-Experiment aufgenommen. Die Messungen umfaßten die Multiplizität und die Pseudorapiditäts- und Winkelverteilung von Photonen pro registriertem Ereignis. In der Analyse wurde der Pseudorapiditätsbereich von  $3.3 < \eta < 4.9$  untersucht, in dem der azimutale Winkel vollständig durch den Detektor abgedeckt ist, weil eine Akzeptanzkorrektur für einzelne Ereignisse nicht durchgeführt werden kann. Für die Untersuchungen wurden zentrale Ereignisse mit einer Multiplizität von mehr als 100 Treffern pro Ereignis benutzt.

Wie in Kap. 3 gezeigt wurde, besteht ein Zusammenhang zwischen der räumlichen Verteilung der Pionen und ihrer Zerfallsphotonen. Wenn Dichtefluktuationen in der Pionenverteilung auftreten, sollten sie demnach in der Verteilung der Photonen erhalten sein und mit der MST-Methode sichtbar gemacht werden können.

In diesem Kapitel wird zunächst die Konstruktion von Vergleichsereignissen beschrieben, die den Untergrund an zufällig gefundenen Clustern und die Entstehung von Photonenclustern aus schon bekannten Effekten berücksichtigen. Alle nachfolgenden Untersuchungen werden neben den realen Ereignissen auch in diesen definierten Ereignisklassen durchgeführt.

Der erste Schritt zur Konstruktion des *Minimal-Spanning-Trees* ist die Berechnung der Abstände zwischen allen Treffern eines Ereignisses. Die benutzten Metriken und die erhaltenen Verteilungen der Abstände werden in Kapitel 7.2.1 ausführlich behandelt.

Ein wichtiger Punkt der MST-Methode ist der Aufspaltungsparameter und die davon abhängige Anzahl von Clustern pro Ereignis, was in Kapitel 7.2.2 untersucht wird. Danach wird die räumliche Verteilung der Cluster in Abhängigkeit ihrer Größe untersucht und die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Clustergrößen berechnet. Untersucht wurde auch die Dichte der Photonen innerhalb der Cluster, wobei hier die Cluster in Gruppen unterschiedlicher Größen eingeteilt wurden.

### 7.1 Konstruktion von Vergleichsereignissen

Strukturen im Emissionsmuster der Photonen können auch von anderen Effekten als von Dichtefluktuationen herrühren, weshalb Vergleiche mit solchen Ereignissen ge-

macht werden müssen, die bekannte strukturbildende Effekte enthalten. Diese Effekte können zum Beispiel Inhomogenitäten des Detektors sein. Zudem werden mit der *Minimal-Spanning-Tree*-Methode und dem Median als Aufspaltungskriterium (s.a. Kap. 7.2.2) in jeder beliebigen Verteilung von Punkten Cluster definiert, die zunächst keinerlei physikalische Bedeutung haben. Daher ist es notwendig die gefundenen Cluster aus realen Ereignissen mit denen aus simulierten Ereignissen und „strukturlosen“ Zufallsereignissen zu vergleichen.

### 7.1.1 Simulierte Ereignisse

Die Simulationsereignisse wurden mit dem Ereignisgenerator VENUS 3.11 erzeugt [Wer89] und [Wer90]. Wie schon in Kapitel 2.2.2 ausführlich beschrieben, gehört VENUS zu den Programmen, die auf dem *String*modell basieren.

Die mit VENUS generierten Teilchen werden durch ein Detektorsimulationsprogramm GEANT 3.21 [Bru87] gefiltert, um die Einflüsse der tatsächlich vorhandenen Materie innerhalb des Experiments auf die Teilchen zu berücksichtigen. In diesem Programm sind die Positionen und das Material der Detektoren im WA93-Aufbau eingegeben und es wird die Energieabgabe der Teilchen in den Detektoren berechnet.

Mit derart simulierten Ereignissen werden gemessene Verteilungen globaler Größen realer Teilchen gut beschrieben. Die von simulierten Teilchen deponierte Energie wurde mit Testergebnissen normiert, so daß die Signalhöhe von simulierten und gemessenen Photonen vergleichbar ist [vHe96]. Danach werden die gleichen Trefferrekonstruktionsalgorithmen angewandt wie für die gemessenen Daten.

### 7.1.2 Konstruktion von *Mixed-Events*

Um festzustellen, ob eine mögliche Struktur im Photonenemissionsmuster von Detektoreffekten herrührt, wurden sogenannte *Mixed-Events* (aus dem Engl.: gemischte Ereignisse) generiert. Dazu werden die Koordinaten der Photonen aus mehreren hundert realen Ereignissen gespeichert. Aus diesem Vorrat an Ereignissen können dann Photonen mit einem Zufallsgenerator ausgewählt und zu neuen Ereignissen zusammengesetzt werden, wobei aus keinem Ereignis mehrere Photonen für das gleiche *Mixed-Event* benutzt werden. Die Multiplizitätsverteilung der generierten Ereignisse entspricht der Verteilung der gespeicherten Originalereignisse. Bei der Zusammensetzung wird die Zwei-

Teilchen-Auflösung des Detektors berücksichtigt, wobei ein Mindestabstand zwischen den zu platzierenden Photonen von 3 cm eingehalten wird.

Mit diesem Mischverfahren wird eine eventuell vorhandene Korrelation zwischen den Photonen zerstört, die Einflüsse des Detektors auf die Azimut- und Pseudorapiditätsverteilung der Photonen bleiben jedoch erhalten.

### **7.1.3 Zufallsverteilungen**

Zunächst wird eine einfache Gleichverteilung generiert, um den in jeder Punkteverteilung durch die Methode auftretenden Untergrund an zufällig definierten Clustern zu bestimmen. Dazu werden Ereignisse aus zufällig verteilten Punkten zusammengesetzt, deren Koordinaten mit einem Zufallsgenerator im Bereich der Detektorgeometrie ermittelt werden. Bei diesen Zufallsereignissen sind die Punkte gleichmäßig auf der Detektorfläche verteilt, wodurch die Pseudorapiditätsverteilung der Punkte nicht der aus realen Ereignissen entspricht. Die Multiplizitätsverteilung ist der aus realen Ereignissen angepaßt.

Die Analysemethode ist sensitiv gerade auf die räumliche Verteilung der Punkte, weshalb es sinnvoll erscheint eine weitere Klasse von Ereignissen zu generieren, bei der eine realistische Pseudorapiditätsverteilung aus den untersuchten Daten zugrunde gelegt wird. Im Azimut sind die Punkte weiterhin zufällig verteilt. Durch Vergleich der beiden Zufallsverteilungen könnte ein möglicher Effekt durch die unterschiedliche Verteilung der Treffer in der Pseudorapidität beobachtet werden.

Bei einer dritten Variante der Zufallsereignisse wurden die Pionen vor dem Zerfall zufällig im Azimut verteilt und ihr Zerfall mit JETSET berechnet. Die Verteilung der Pionen in der Pseudorapidität ist durch eine Berechnung aus dem Spektrum der transversalen Masse entnommen [Sch92]. Dadurch kommt die Pseudorapiditätsverteilung der Photonen der aus gemessenen Ereignissen sehr nahe. Bei diesen Ereignissen ist außerdem noch die Zweiteilchenkorrelation der Photonen durch den Zerfall enthalten.

## **7.2 Anwendung der MST Methode auf verschiedene Datensätze**

In diesem Kapitel werden die Schritte bis zur Definition der Cluster in den verschiedenen Ereignisklassen, den realen, simulierten und zufälligen Ereignissen, beschrieben. Durch Vergleichen der Verteilungen charakteristischer Parameter der in den verschiedenen Ereignisklassen gefundenen Cluster, wie die Anzahl der Photonen pro

Cluster und die räumliche Verteilung, werden Unterschiede zwischen den verschiedenen Ereignisklassen genauer untersucht.

### 7.2.1 Berechnung der Abstände

In der Trefferverteilung eines Ereignisses werden vor der Anwendung der MST-Methode zunächst alle Abstände  $D_{ij}$  der Treffer zueinander berechnet. Die Abstände sind in zwei verschiedenen Metriken definiert. In Metrik 1 wird der Abstand zwischen Treffer  $i$  und Treffer  $j$  in kartesischen Koordinaten nach Gleichung 7.1 berechnet. In Metrik 2 wird der Abstand zwischen zwei Treffern in Differenzen des Winkels  $\varphi$  und der Pseudorapidität  $\eta$  berechnet ( Gleichung 7.2). Die Differenzen sind auf den Gesamtbereich des Detektors normiert, damit die Größe der beiden Differenzen im gleichen Größenordnungsbereich liegt.

$$\text{Metrik 1: } D_{ij}^1 = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \quad (7.1)$$

$$\text{Metrik 2: } D_{ij}^2 = \sqrt{\left(\frac{\varphi_i - \varphi_j}{180}\right)^2 + \left(\frac{\eta_i - \eta_j}{1.6}\right)^2} \quad (7.2)$$

Durch diese Definitionen sind die Metriken sensitiv auf Häufungen von Punkten, die in dem jeweiligen zweidimensionalen Raum in beiden Richtungen etwa vergleichbare Ausmaße haben. Dabei ist Metrik 1 im wesentlichen durch die Detektorgeometrie bestimmt. Die Verteilung der Photonen im Experiment ist nicht gleichmäßig im x-y-Raum, die Dichte der Photonen ist in der Nähe der Strahlachse bei  $y = 0$  und  $x = 0$  am höchsten. Dies bedeutet, daß dort die Abstände am kürzesten sind und in Metrik 1 am meisten Cluster gefunden werden (s.a Kap. 7.2.4).

Die Intervalle in der Pseudorapidität und im Azimut werden mit abnehmendem Radius kleiner, allerdings so, daß sich die Abstände im  $\eta$ - $\varphi$ -Raum nicht im selben Maße verkürzen wie die Dichte im x-y-Raum zunimmt. Damit ist Metrik 2 besser dem Phasenraum und der Physik angepaßt.

Sollte es im Emissionsmuster der Photonen extreme Strukturen geben, könnten die dazugehörigen unterschiedlichen Längen der Abstände schon in der Verteilung aller Abstände sichtbar werden. Die Abstandsverteilung für Photonendaten, berechnet in

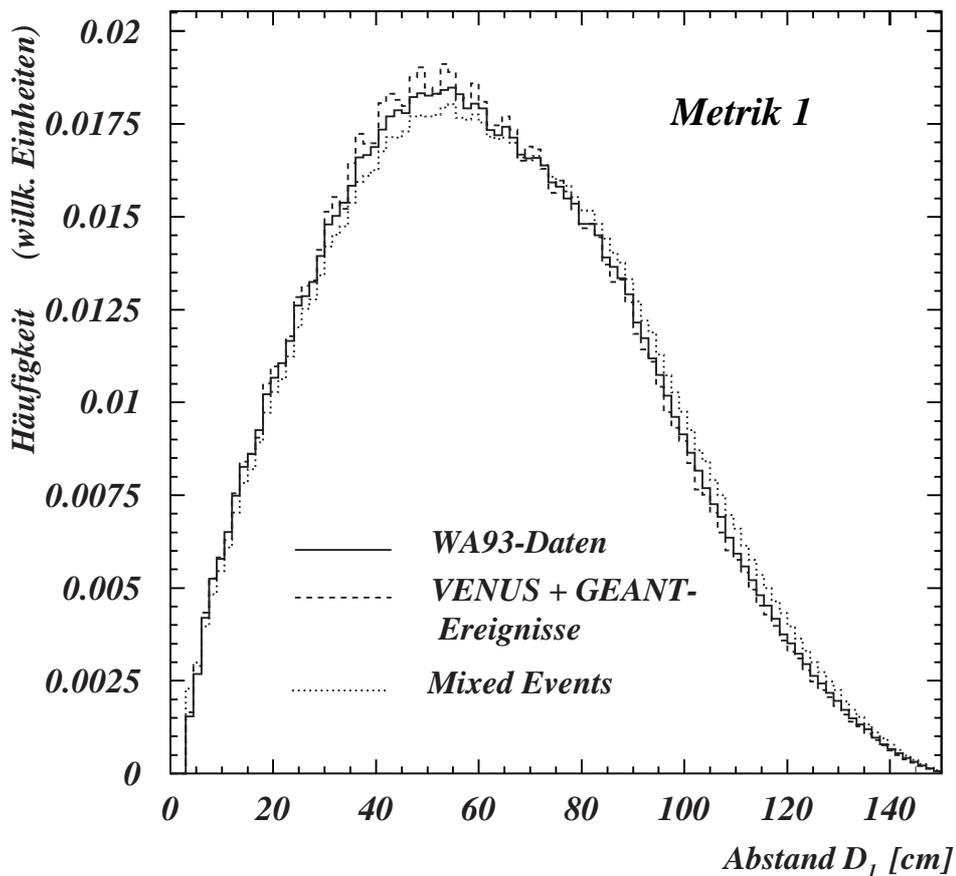


Abbildung 7.1: Verteilung aller Abstände aus allen Ereignissen, berechnet für verschiedene Ereignisklassen in Metrik 1.

Metrik 1, ist in Abbildung 7.1 zusammen mit den Verteilungen aus simulierten Daten und *Mixed Events* dargestellt. Man kann in allen drei Fällen eindeutig den gleichförmigen Verlauf erkennen. Es ist keine Separation zwischen langen und kurzen Abständen zu sehen, was auf eine extreme Strukturierung des Emissionsmusters hingewiesen hätte. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Anzahl der berechneten Abstände quadratisch mit der Anzahl der Treffer pro Ereignis zunimmt und dadurch der kombinatorische Untergrund einen möglichen Effekt verdeckt.

Die Verteilung der Abstände, die nach der Konstruktion des *Minimal-Spanning-Trees* verbleiben, sind in Abbildung 7.2 für reale, simulierte, *Mixed Events* und Zufallsereignisse aus realen Daten dargestellt. Die Anzahl der Abstände pro Ereignis entspricht der Multiplizität des Ereignisses minus 1. Der kleinste mögliche Abstand zwischen zwei Photonen ist durch die Zwei-Teilchen-Auflösung des Detektors von 3 cm gegeben. Der

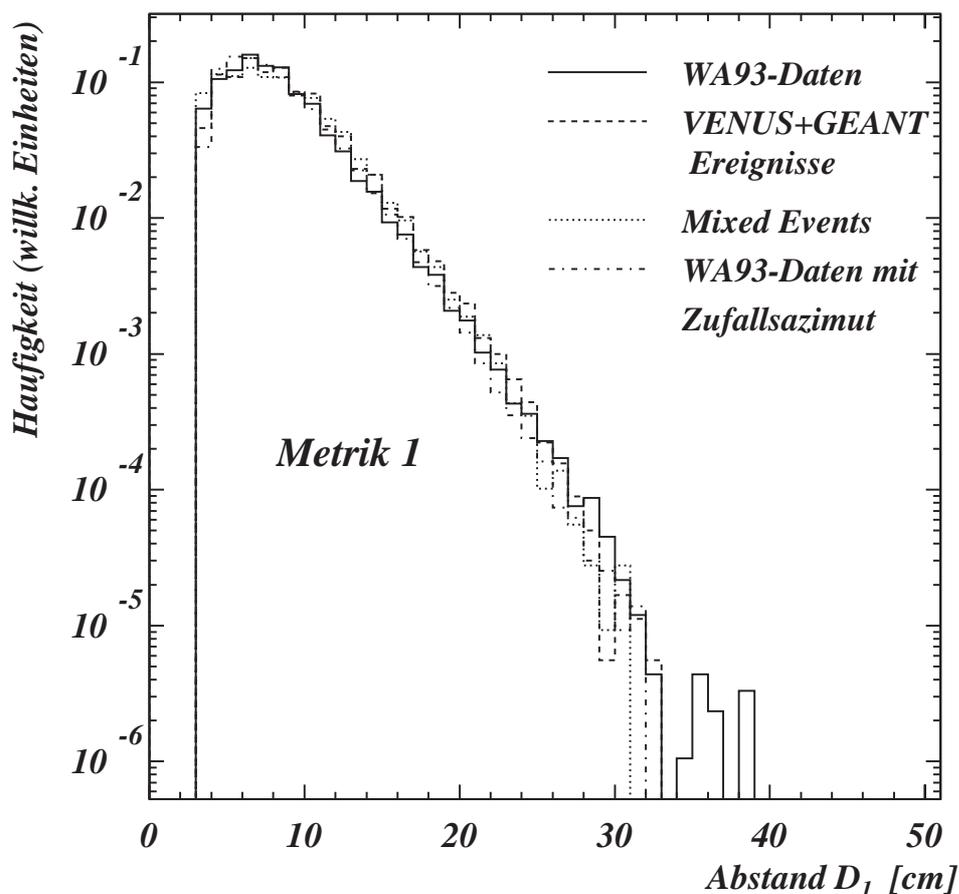


Abbildung 7.2: Verteilung der Abstände im MST berechnet in Metrik 1.

größte vorkommende Abstand liegt nicht bei der Gesamtlänge des Detektors, sondern unter 40 cm. Das kommt dadurch zustande, daß die Verbindung zwischen den am weitesten voneinander entfernt liegenden Photonen immer über die dazwischenliegenden Photonen gebildet wird.

Für alle drei Ereignisklassen liegt das Maximum der Verteilung etwa beim gleichen Wert, weil die Fläche des Detektors gleich und die Multiplizitäten der Ereignisse vergleichbar sind.

Die Verteilung der Abstände, die sich in Metrik 2 ergeben, sind in Abbildung 7.3 und 7.4 dargestellt. Die ungewöhnliche Form in der Verteilung aller Abstände mit der Kante bei 1.0 ergibt sich aus der Definition der Metrik 2. Die beiden Winkeldifferenzen sind auf die maximal mögliche Differenz normiert. Die Verteilung der Differenz im Azimut bricht bei  $180^\circ$ , und damit nach der Normierung bei 1.0, steil ab, weil die Wahr-

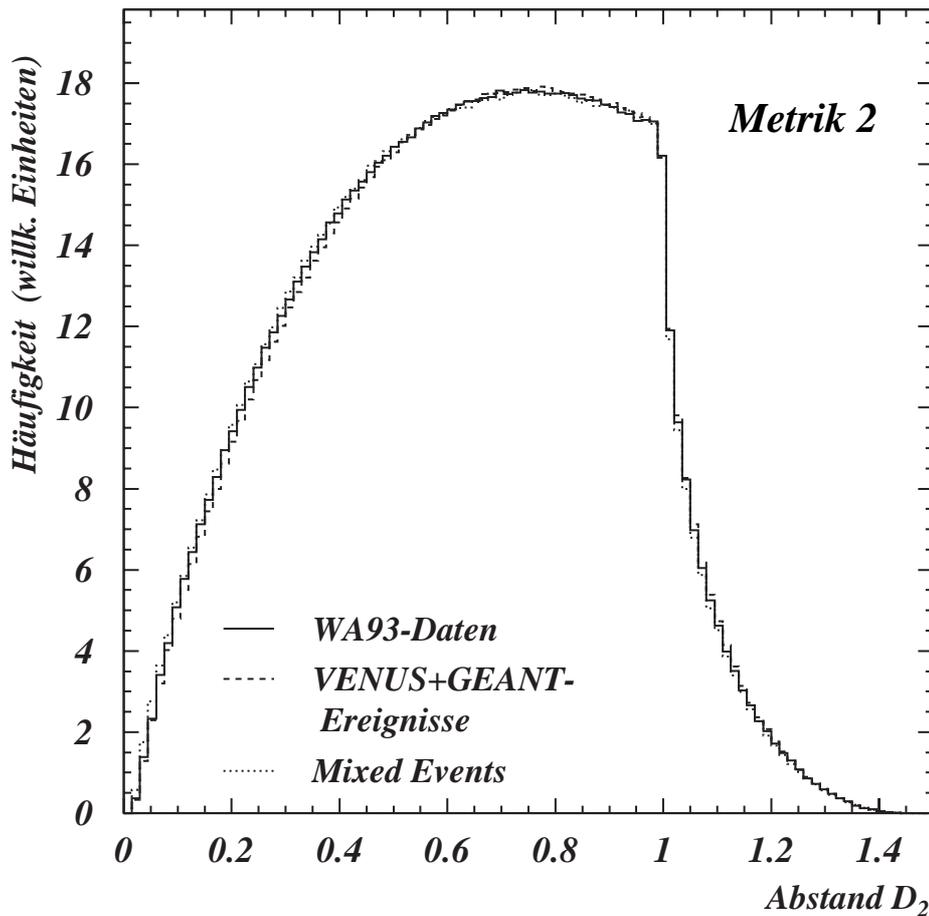


Abbildung 7.3: Verteilung aller Abstände berechnet in Metrik 2. Die Form ergibt sich aus der Normierung der Winkeldifferenzen. Der maximale Abstand kann  $\sqrt{2}$  sein. Der Verlauf ist für die drei untersuchten Ereignisklassen gleich.

scheinlichkeit für das Auftreten der maximalen Winkeldifferenz innerhalb eines Ereignisses sehr groß ist. Die Verteilung der Differenz in der Pseudorapidität hat keinen solchen Abbruch, weil es nicht sehr wahrscheinlich ist in jedem Ereignis die maximale Differenz zu finden.

In Abbildung 7.4 ist die Verteilung der Abstände in vier verschiedenen Ereignisklassen gezeigt, die nach dem Aufbau des *Minimal-Spanning-Trees* in Metrik 2 das Wegenetz bilden. Der Verlauf der Verteilung entspricht etwa dem in Metrik 1, ist aber etwas breiter. Der auffällige Verlauf in der Verteilung aller Abstände ist hier nicht mehr zu sehen, weil, genau wie in Metrik 1, die maximale Differenz zwischen zwei Punkten

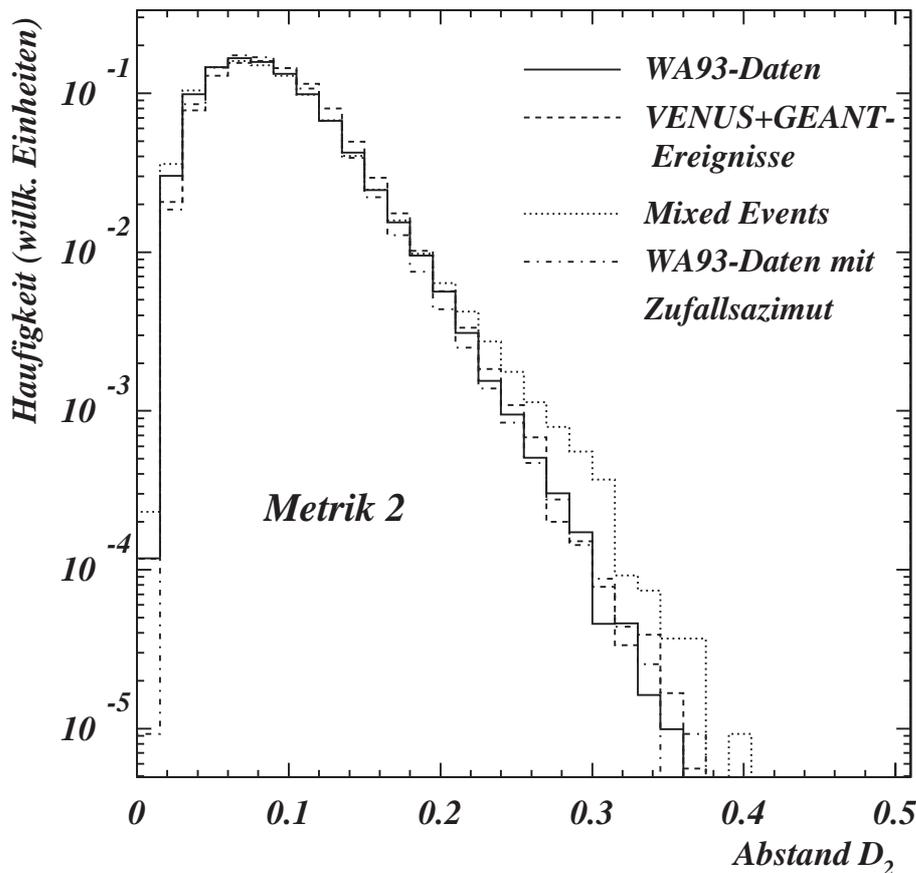


Abbildung 7.4: Die Verteilung der Abstände in Metrik 2, die das Wegenetz des Minimal-Spanning-Tree bilden.

nicht mehr vorkommt, sondern durch die Verbindung über dazwischenliegende Punkte aufgeteilt wird.

Das Maximum liegt auch hier für alle Ereignisklassen beim gleichen Wert von 0.1. Nur bei den größeren Abständen ab 0.3 ist eine leichte Differenz zwischen den *Mixed Events* und den anderen Ereignisklassen zu erkennen.

### 7.2.2 Aufspaltung des Wegenetzes

Die Anzahl und die Größe der Cluster ist direkt davon abhängig, welche der Verbindungslängen zum Aufspalten des Wegenetzes benutzt wird. In Abbildung 7.5 ist die Anzahl der Cluster pro Ereignis dargestellt, die man erhält, wenn 5 verschiedene Längen für die Aufspaltung des Wegenetzes benutzt werden. Um die Ergebnisse aus den ver-

schiedenen Ereignissen mit unterschiedlicher Multiplizität vergleichen zu können, ist die Anzahl der Cluster auf die Multiplizität  $N_\gamma$  des jeweiligen Ereignisses normiert. Die Verbindungslänge, oberhalb der die Verbindungen aus dem Wegenetz herausgenommen werden, ist immer in der Menge aller Abstände des jeweiligen Ereignisses enthalten.

Es wurden vier Aufspaltungslängen neben dem Median benutzt, wobei die Verbindungen jeweils 20% und 40% in der Gesamtmenge aller Abstände oberhalb, bzw. unterhalb des Median liegen. Im Weiteren werden diese Aufspaltungsparameter als Aufspaltungslänge 2, 4, 6, 8 und 10 bezeichnet, wobei der Median der Aufspaltungslänge 6 entspricht und die Längen mit höherem Index länger und die mit niedrigerem Index kürzer sind.

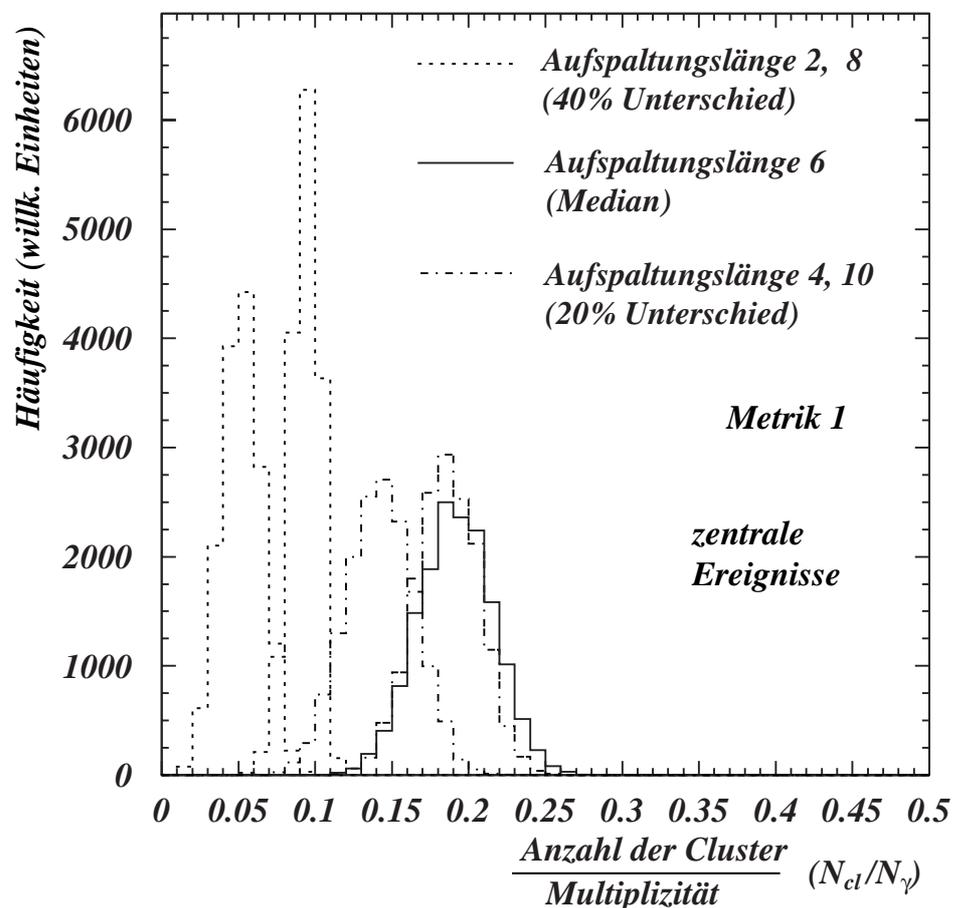


Abbildung 7.5: Anzahl der Cluster pro Ereignis für unterschiedliche Aufspaltungslängen. Mit dem Median erhält man die meisten Cluster pro Ereignis (durchgezogene Linie).

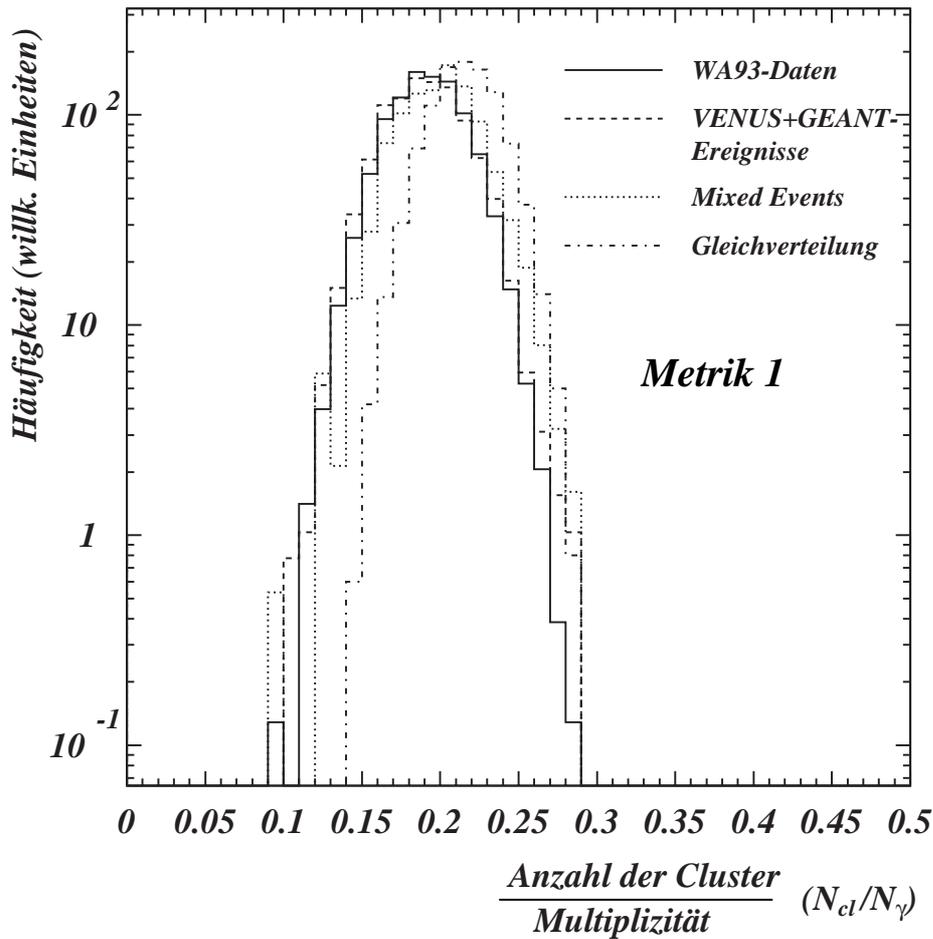


Abbildung 7.6: Cluster pro Ereignis definiert in Metrik 1, normiert auf die Multiplizität  $N_\gamma$

Es zeigt sich, daß in allen Ereignisklassen mit dem Median als Aufspaltungsparameter die meisten Cluster pro Ereignis erhalten werden. Das liegt daran, daß bei kürzeren Aufspaltungslängen mehr einzelne Photonen aus dem Wegenetz herausfallen und nicht mehr als Cluster auftreten und somit die Gesamtzahl der Cluster pro Ereignis verringert wird. Sind die Aufspaltungslängen länger als der Median, bleiben mehr Photonen als Gruppe zusammen. Es gibt insgesamt weniger, aber größere Cluster pro Ereignis. Die Abhängigkeit der Clustergröße vom Aufspaltungsparameter wird im nächsten Kapitel behandelt.

In Abbildung 7.6 ist die Anzahl der Cluster pro Ereignis für verschiedene Ereignisklassen dargestellt, wie sie mit der Definition in Metrik 1 auftritt. Hier wurde jedesmal

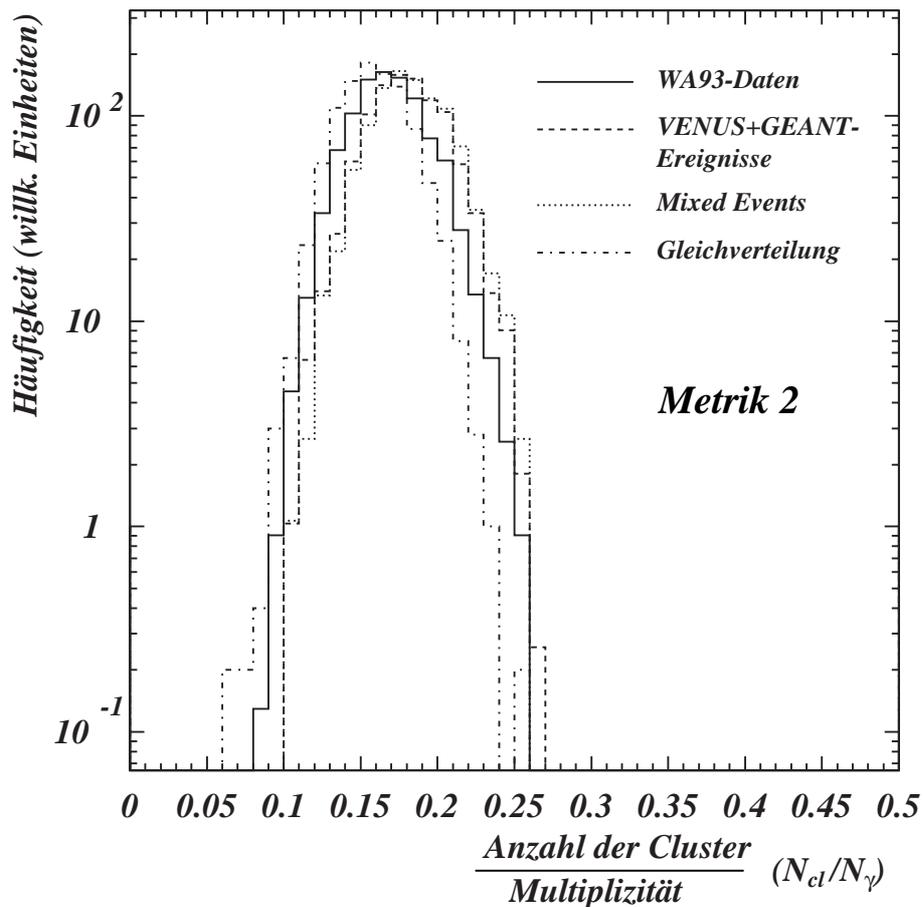


Abbildung 7.7: Anzahl der Cluster pro Ereignis berechnet mit Metrik 2 und normiert auf die Multiplizität.

der Median als Aufspaltungsparameter benutzt. Die Verteilungen für Daten und simulierte Ereignisse liegen sehr dicht übereinander. Die Maxima der Kurven befinden sich nicht an der gleichen Stelle, der Unterschied beträgt allerdings weniger als 10%. In der Zufallsverteilung ergeben sich die meisten Cluster pro Ereignis. Die Anzahl der Cluster pro gemischtem Ereignis liegt leicht darunter und die pro Datenereignis ist am niedrigsten.

Abbildung 7.7 zeigt die Anzahl der Cluster pro Ereignis, die in Metrik 2 definiert sind. Auch hier sind die Unterschiede der Maxima in den verschiedenen Ereignisklassen geringer als 10%. Die Anzahl der Cluster in der Zufallsverteilung liegt in dieser Metrik leicht unter der in den anderen Ereignisklassen.

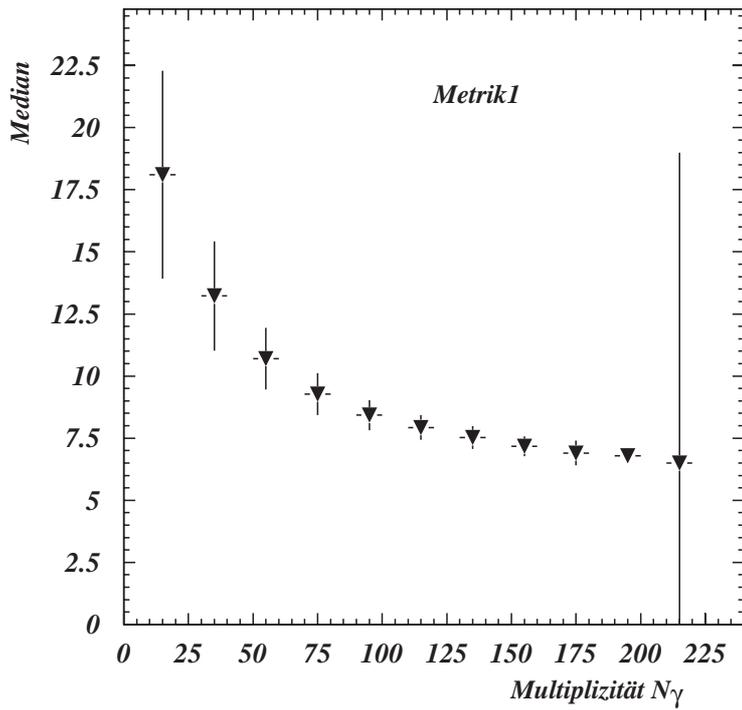


Abbildung 7.8: Der Median ist mit der Multiplizität des Ereignisses korreliert.

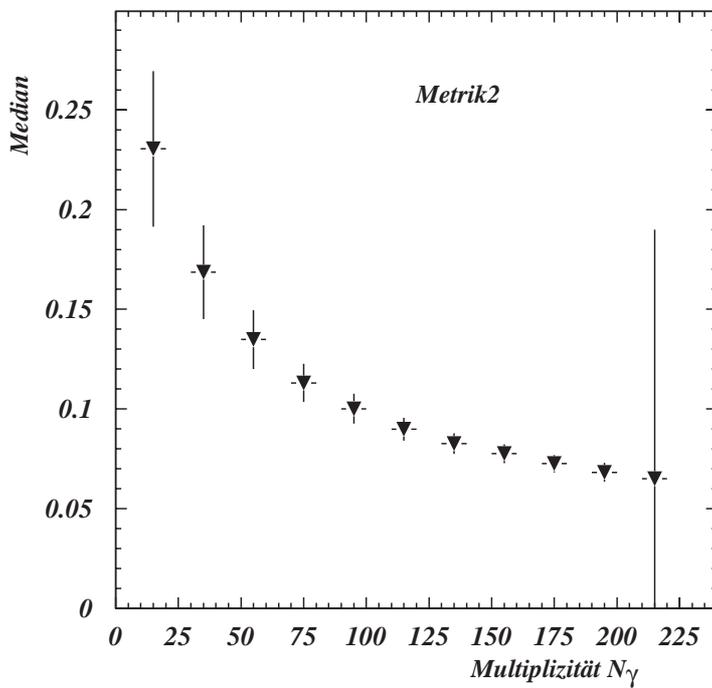


Abbildung 7.9: Median in Abhängigkeit von der Multiplizität in Metrik 2.

Es ist leicht einzusehen, daß sich die Längen innerhalb des Wegenetzes in einem Ereignis verkürzen, wenn die Multiplizität zunimmt. Damit ändert sich auch die Länge des Median. In Abbildung 7.8 und 7.9 ist die Veränderung des Median mit der Multiplizität in WA93-Datenereignissen, entsprechend für Metrik 1 und Metrik 2, aufgetragen.

Dazu wurde die Multiplizitätsverteilung der WA93-Datenereignisse in Intervalle unterteilt und der Mittelwert des Median innerhalb eines Intervalls berechnet. Man erkennt eine nicht lineare, aber deutliche Korrelation, die in beiden Metriken den gleichen Verlauf zeigt. Die Fehlerbalken zeigen nur den statistischen Fehler an, der im ersten und letzten Intervall wegen der niedrigen Statistik von extrem peripheren und extrem zentralen Ereignissen entsprechend groß ist.

### **7.2.3 Clusterbestimmungseffizienz**

Für die Bestimmung einer Art Effizienz der MST-Methode, die Wahrscheinlichkeit ein vorgegebenes Photoncluster aus dem Untergrund herauszufiltern, wurden spezielle Pionenereignisse konstruiert und der Zerfall mit JETSET berechnet.

Diese Ereignisse bestehen aus einem Pionencluster innerhalb einer Zufallsverteilung von Pionen. Für die zufällig verteilten Pionen wird der Polarwinkel  $\Theta$  und die Energie der Pionen wie in Kapitel 3.2 angegeben berechnet. Für das Pionencluster wird eines der zufälligen Pionen ausgewählt und vervielfältigt, so daß das Cluster aus einer bestimmten Anzahl von Pionen besteht, die alle mit dem gleichen Azimutwinkel, dem gleichen Polarwinkel und der gleichen Energie starten. Die Gesamtzahl der Pionen wird so eingestellt, daß die Anzahl der Photonen im geometrischen Akzeptanzbereich des PMD etwa der Multiplizität eines zentralen Ereignisses entspricht.

Nach dem Zerfall werden zunächst allein die Koordinaten der Photonen bestimmt, die zum Cluster gehören und daraus das Clusterzentrum ermittelt, in dem über die Koordinaten gemittelt wird. Anschließend werden die Koordinaten aller Photonen des Ereignisses bestimmt und mit der MST-Methode in Metrik 1 analysiert. Die Schwerpunktskoordinaten des größten gefundenen Photonclusters eines Ereignisses werden mit den zuvor berechneten Koordinaten des vorgegebenen Clusters verglichen. Die Abstände der beiden Zentren in allen Ereignissen zeigen in x- und y-Richtung eine gaußförmige Verteilung mit einer Halbwertsbreite von etwa 13 cm in beiden Richtungen.

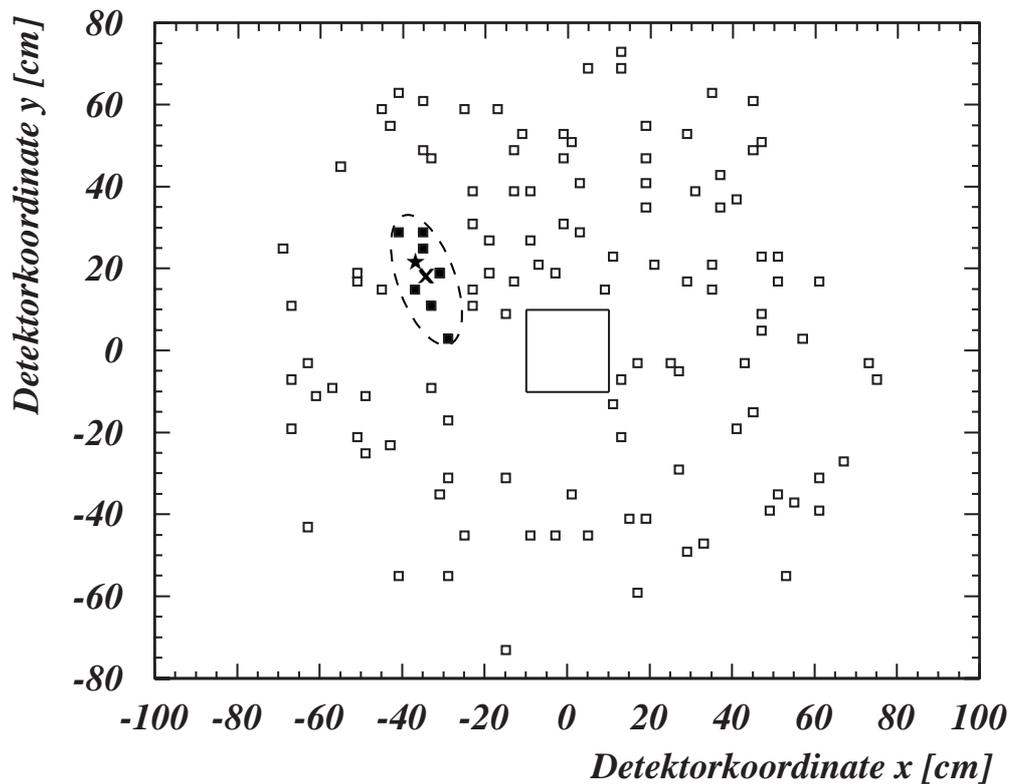


Abbildung 7.10: Photonen im Akzeptanzbereich des PMD (Rahmen) aus dem Zerfall der konstruierten Pionenverteilung mit einem vorgegebenem Cluster aus 10 Pionen. Berechnet wurde das Zentrum des einzelnen Clusters (Stern) und das Zentrum des größten Photonencusters in Metrik 1 (Kreuz).

In Abbildung 7.10 ist ein solches Ereignis dargestellt. Die zum größten Cluster gehörenden Photonen sind mit ausgefüllten Quadraten dargestellt und das entsprechende Zentrum mit einem Kreuz markiert. Das Zentrum des vorgegebenen Clusters ist mit einem Stern markiert.

Die gefundene Clustergröße entspricht nicht exakt der Gesamtzahl der aus dem Zerfall des Pionenclusters emittierten Photonen, sie ist etwas kleiner, da die Photonen im Randbereich des Clusters von den Photonen der Zufallsverteilung überlagert werden.

Die Bestimmung der Effizienz in Metrik 2 ist nicht so einfach möglich, da in diesem Fall die einfache Bedingung, das größte Cluster entspricht dem vorgegebenen Cluster, nicht erfüllt ist. Es zeigt sich vielmehr, daß in fast 90% der Ereignisse die kleinsten Cluster dem vorgegebenen Cluster am nächsten sind. Weil aber gerade die kleinsten Clu-

ster fast gleichmäßig über die Detektorfläche verteilt sind (s.a. Kap. 7.2.4), läßt sich in diesem Fall kein eindeutiges Auswahlkriterium entwickeln.

Die vorgegebenen Photonencluster haben eine relativ gleichmäßige Ausdehnung in x- und y-Richtung, weshalb die Definition in Metrik 1 auf diese Form der Cluster sensibler ist als in Metrik 2.

#### 7.2.4 Räumliche Verteilung der Cluster

Für die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Cluster auf der Detektorfläche wird zunächst deren Zentrum definiert, in dem über die Koordinaten der zum Cluster gehörenden Photonen gemittelt wird. Die Größe, d.h. die Anzahl der Photonen  $S$  der in den beiden Metriken gefundenen Cluster, wird für vier verschiedene Ereignisklassen in Abhängigkeit vom Radius, von der Pseudorapidität und vom Azimut der Clusterzentren dargestellt.

In Abbildung 7.11 a - d ist die Größe  $S$  der in allen Ereignissen mit Metrik 1 und dem Median als Aufspaltungsparameter gefundenen Cluster gegen den Abstand des jeweiligen Clusterzentrums vom Koordinatenursprung (Radius), der Strahlachse, aufgetragen. In Metrik 1 bilden sich große Cluster, wenn die Abstände zwischen den Treffern in der x-y-Ebene klein sind. Dies ist im Bereich hoher Trefferdichte, d.h. im inneren Bereich des Detektors der Fall. Die Verteilungen haben in allen vier Ereignisklassen etwa die gleiche Form. Die großen Cluster mit  $S > 15$  befinden sich in einem Radius von kleiner als 40 cm rund um die Strahlachse. Kleine Cluster mit  $S < 7$  sind relativ gleichmäßig über den gesamten Bereich des Detektors verteilt. In der Zufallsverteilung, in diesem Fall die WA93-Datenereignisse mit zufälligem Azimut, ergeben sich mit Metrik 1 insgesamt mehr große Cluster mit bis zu 35 Photonen als in den anderen drei Verteilungen.

In Abbildung 7.12 a - d sind die Größenverteilungen von Clustern, definiert mit Metrik 2, gegen die Pseudorapidität der Clusterzentren aufgetragen. Werden die Cluster in Metrik 2 berechnet, findet man die großen Cluster mit  $S > 15$  im Bereich kleiner Pseudorapiditäten von  $\eta < 3.7$ , d.h. im äußeren Rand der Detektorebene weit von der Strahlachse entfernt. In diesem Bereich sind die Abstände, die mit Metrik 2 berechnet werden, klein und Photonen bleiben nach dem Aufspalten als große Cluster zusammen.

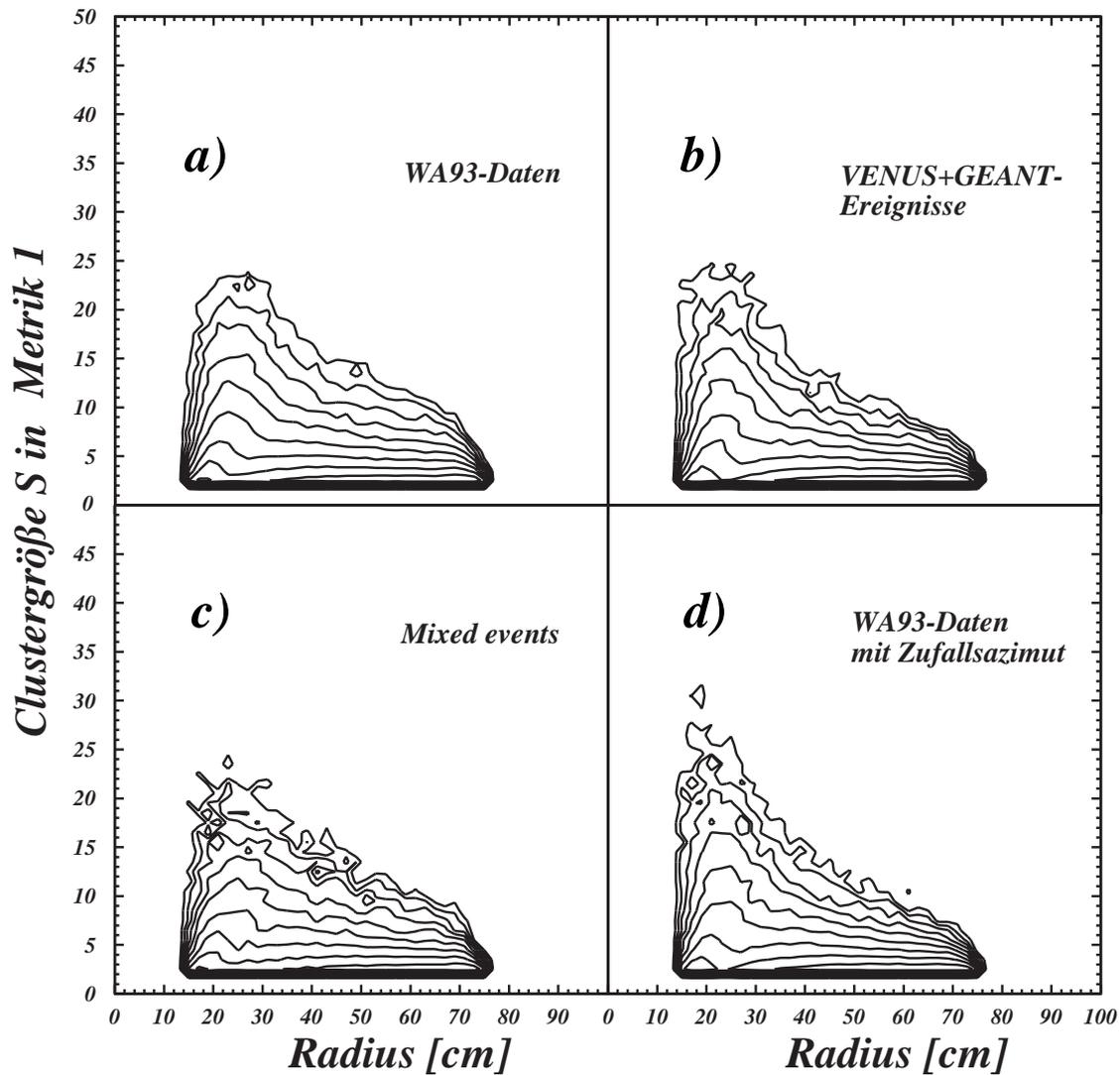


Abbildung 7.11: Verteilung der Clustergröße  $S$  im Radius für die verschiedenen Ereignisklassen. Cluster sind in Metrik 1 definiert.

Auch in dieser Darstellung sind die Verteilungen der vier Ereignisklassen ohne auffällige Unterschiede. Die Form ist im Wesentlichen gleich, nur in den WA93-Datenergebnissen finden sich mehr große Cluster mit fast 25 Photonen.

Die räumliche Verteilung der Cluster wurde in beiden Metriken auch im Azimut untersucht. In Abbildung 7.13 a - d sind die Verteilungen der in Metrik 1 definierten Cluster gegen den Azimut der Clusterzentren aufgetragen. Die Verteilung für die Cluster in den WA93-Daten (7.13 a) zeigt für kleine Cluster, abgesehen von geringen statistischen

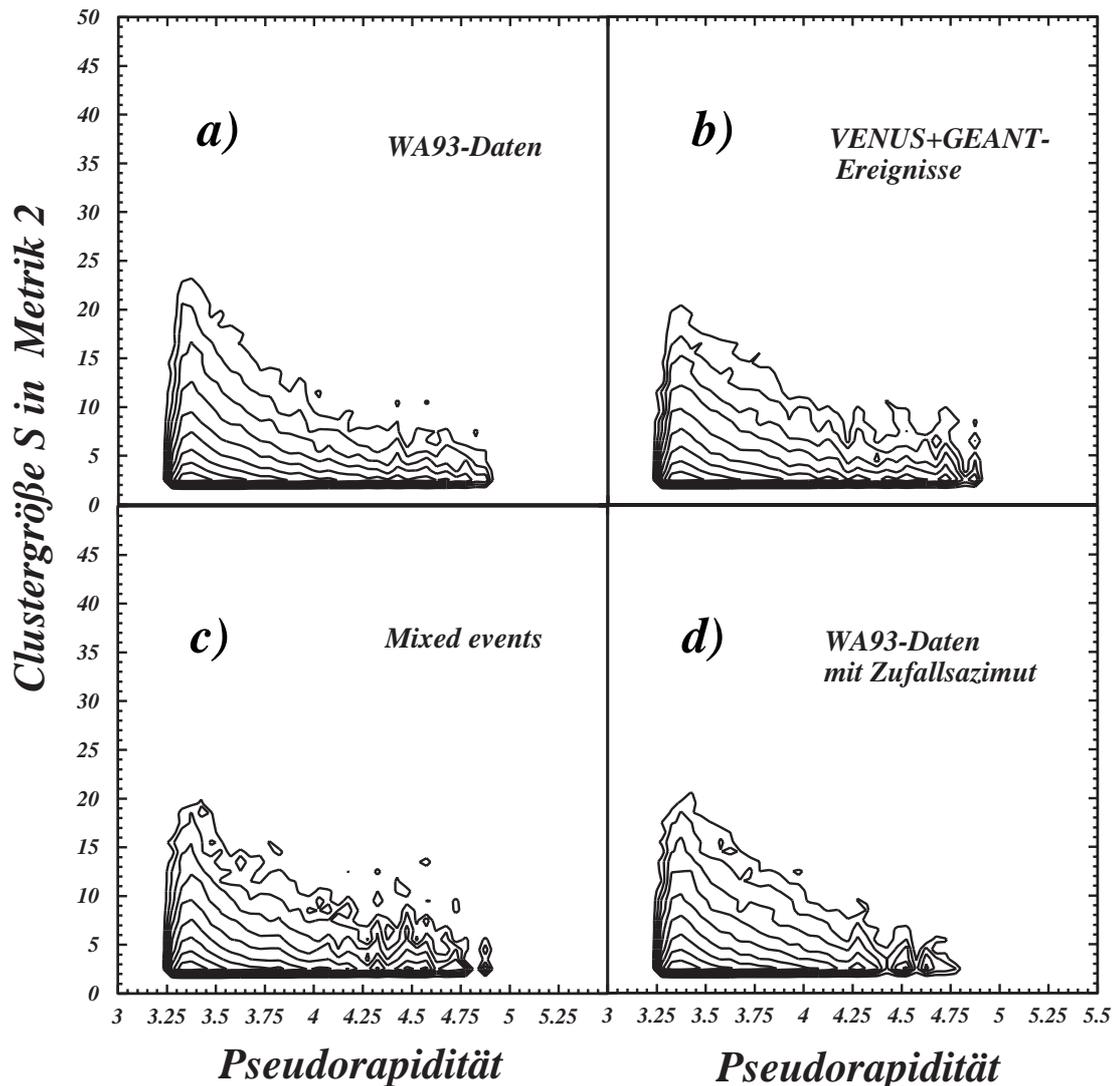


Abbildung 7.12: Cluster definiert in Metrik 2, Verteilung der Clustergröße  $S$  in der Pseudorapidity.

Schwankungen, Homogenität im Azimut. Zu großen Clustern hin verstärkt sich die Erhöhung bei  $0^\circ$  und  $\pm 180^\circ$ . Diese Asymmetrie entsteht unter anderem aus der Ablenkung der Hadronen, deren Anteil an den photonenähnlichen Treffern über 30 % ausmacht (Kap. 6.3).

Vor der Analyse der WA93-Daten wurde angenommen, daß die Hadronenkollision vernachlässigbar oder korrigierbar sei. Deshalb wurde der Aufnahme von Ereignissen mit ausgeschaltetem Dipolmagnet keine besondere Wichtigkeit beigemessen

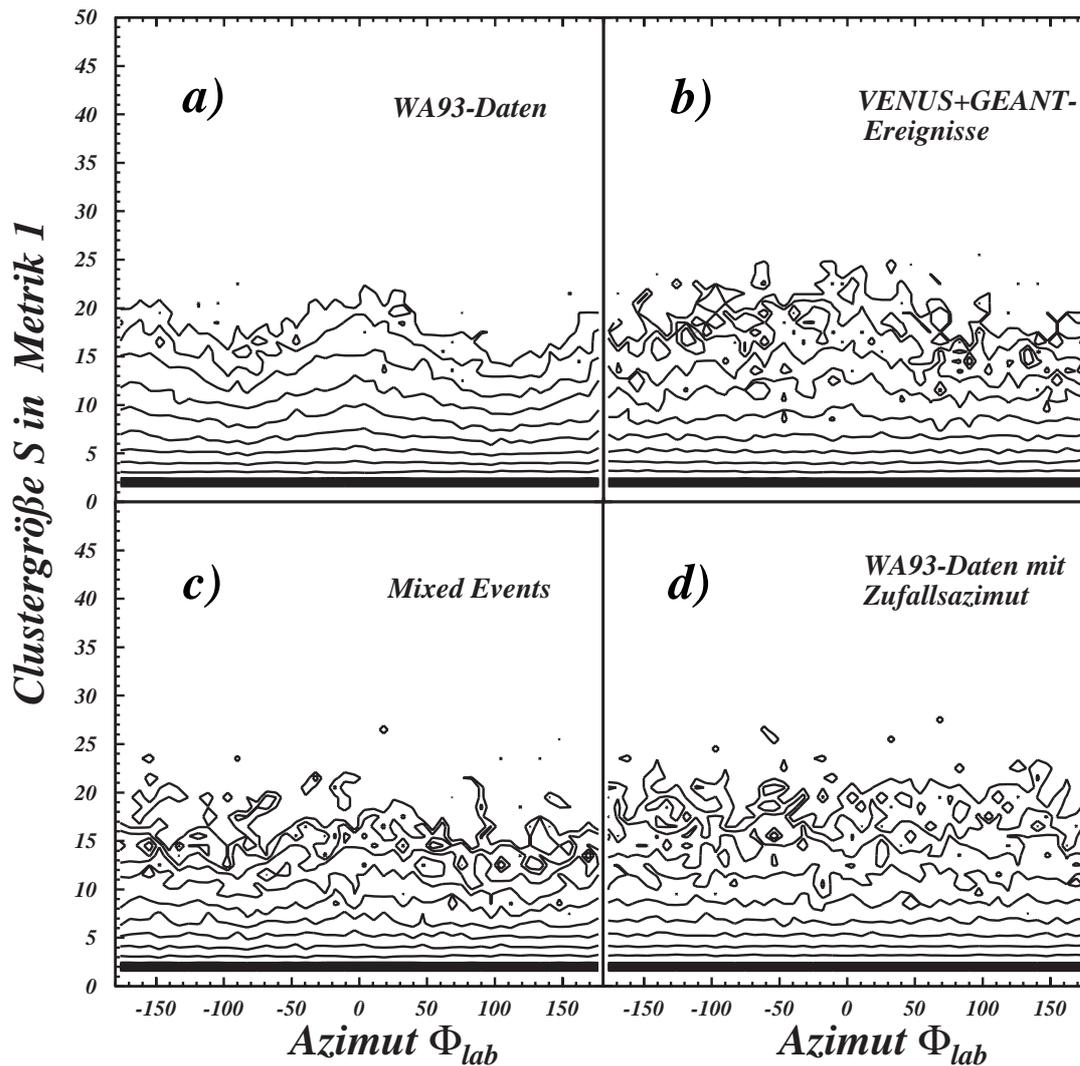


Abbildung 7.13: Verteilung der Clustergröße  $S$  berechnet in Metrik 1 im Azimut für die verschiedenen Ereignisklassen.

und während der Strahlzeit nur wenige solcher Ereignisse registriert. Durch das Magnetfeld werden die Hadronen in Richtung der x-Achse abgelenkt, so daß die detektierte Trefferdichte bei  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 180^\circ$  wegen der hohen Ansprechwahrscheinlichkeit höher liegt als in den anderen Bereichen der Detektorfläche. In der Analyse von Einzelereignissen kann diese Kontamination und die damit verbundene ungleichmäßige Dichteverteilung der Treffer nicht völlig korrigiert werden. Dort wo die Dichte höher ist, werden vermehrt große Cluster gefunden.

Ein Vergleich zwischen den Ereignissen mit und ohne Magnetfeld ist nur mit extrem großem statistischen Fehler möglich. Um genügend Statistik zu haben, wurden die Ereignisse mit und ohne Magnetfeld des Goliath zusammengefaßt. Dabei liegt der Anteil der untersuchten Ereignisse ohne Magnetfeld in den Datenereignissen bei etwa 20 %. In den GEANT-Ereignissen und den *Mixed Events* liegen die Anteile der Ereignisse ohne Magnetfeld mit 50 % sehr viel höher als in den Datenereignissen. Deshalb läßt sich die Asymmetrie in der Verteilung der großen Cluster in diesen Ereignisklassen nicht so deutlich erkennen. Möglicherweise wird die Ausbildung des Hadronenschauers im GEANT-Programm nur ungenügend wiedergegeben, so daß die Trefferdichte auf der Detektorfläche nicht der aus realen Daten entspricht.

Überlagert wird dieser Effekt noch von einer Inhomogenität des Detektors entlang der x-Achse, bei der drei Reihen Szintillatorplättchen aus technischen Gründen in größerer Distanz zum Konverter angebracht werden mußten. Dieser Detektoreffekt ist in den GEANT-Simulationen nicht eingebaut, was eine zusätzliche Abweichung von den realen Daten bewirkt.

In allen drei Darstellungen 7.13 a - c wird die geringere Verstärkung einer der Auslekameras im Bereich  $+90^\circ$  bis  $+180^\circ$  sichtbar, durch die, im Vergleich zu den anderen Bereichen, niedrigere Multiplizität. Dadurch werden in diesem Detektorbereich weniger Cluster gefunden. In inklusiven Spektren kann eine solche Inhomogenität nachträglich korrigiert werden, in der Untersuchung auf der Basis einzelner Ereignisse ist dies nur für globale Variablen wie die Gesamtzahl der Treffer, aber nicht für die Verteilung einzelner Treffer möglich. Deshalb sollten bei den Simulationen von Ereignissen mit GEANT solche Detektoreigenschaften möglichst genau berücksichtigt werden, um noch einen Vergleich durchführen zu können.

Für die Darstellungen in Abbildung 7.14 a - d sind die Cluster in Metrik 2 berechnet und ebenfalls gegen den Azimut der Clusterzentren aufgetragen. Wie in Metrik 1 sind auch hier die kleinen Cluster in allen Ereignisklassen etwa gleichmäßig im Azimut verteilt. In den WA93-Daten zeigt sich, im Gegensatz zu den anderen Verteilungen, eine starke Erhöhung der großen Cluster bei  $\varphi = 0^\circ$  und eine etwas weniger ausgeprägte bei  $\varphi = 180^\circ$ . In den *Mixed Events* ist diese asymmetrische Verteilung der großen Cluster noch zu erkennen, wogegen sie in den GEANT-Ereignissen nicht auftritt.

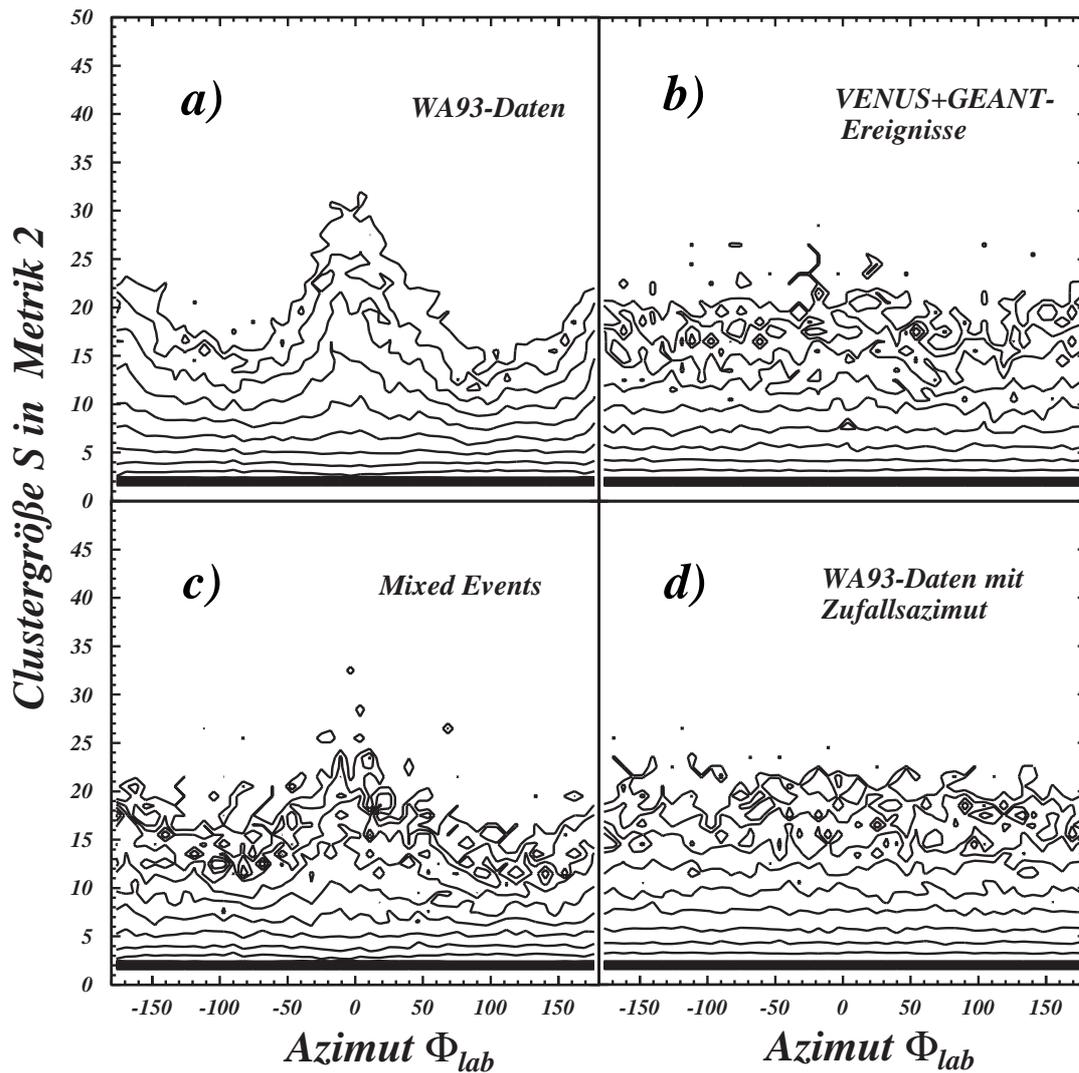


Abbildung 7.14: Verteilung der Clustergröße  $S$  berechnet in Metrik 2 im Azimut für die verschiedenen Ereignisklassen.

Die Ursache für diese Asymmetrie ist schon zu Abbildung 7.13 beschrieben worden. Die in Metrik 2 definierten Cluster sind sensitiver auf die ungleichmäßige azimutale Verteilung der Treffer auf der Detektorebene, besonders im Bereich kleiner Pseudorapiditäten am Rand des untersuchten Detektorbereichs. Dadurch ist die Asymmetrie hier sehr viel stärker ausgeprägt als in Metrik 1.

In der vorangegangenen Untersuchung der räumlichen Verteilung aller Cluster hat sich gezeigt, daß die Verteilung der großen Cluster stark von der ungleichmäßigen Verteilung der Treffer abhängig ist. Um diese besondere Sensitivität der großen Cluster noch

deutlicher zu machen, wurden aus allen Clustern die großen Cluster mit mindestens 15 Photonen ausgewählt und die Verteilung ihrer Zentren auf der x-y-Ebene des Detektors für 4 verschiedene Ereignisklassen in den Abbildungen 7.15 a - d dargestellt. Zur Verdeutlichung der Detektorabmessung wurde im Zentrum des Detektors das für den Strahldurchgang ausgesparte Quadrat in die Darstellungen eingezeichnet.

In Abbildung 7.15 a ist die Verteilung der großen Cluster aus den WA93-Daten gezeigt. Im oberen linken Quadranten des Detektors ist die Anzahl der Cluster mit mehr als 15 Photonen deutlich geringer als in den drei anderen Quadranten. Die Auslesekamera

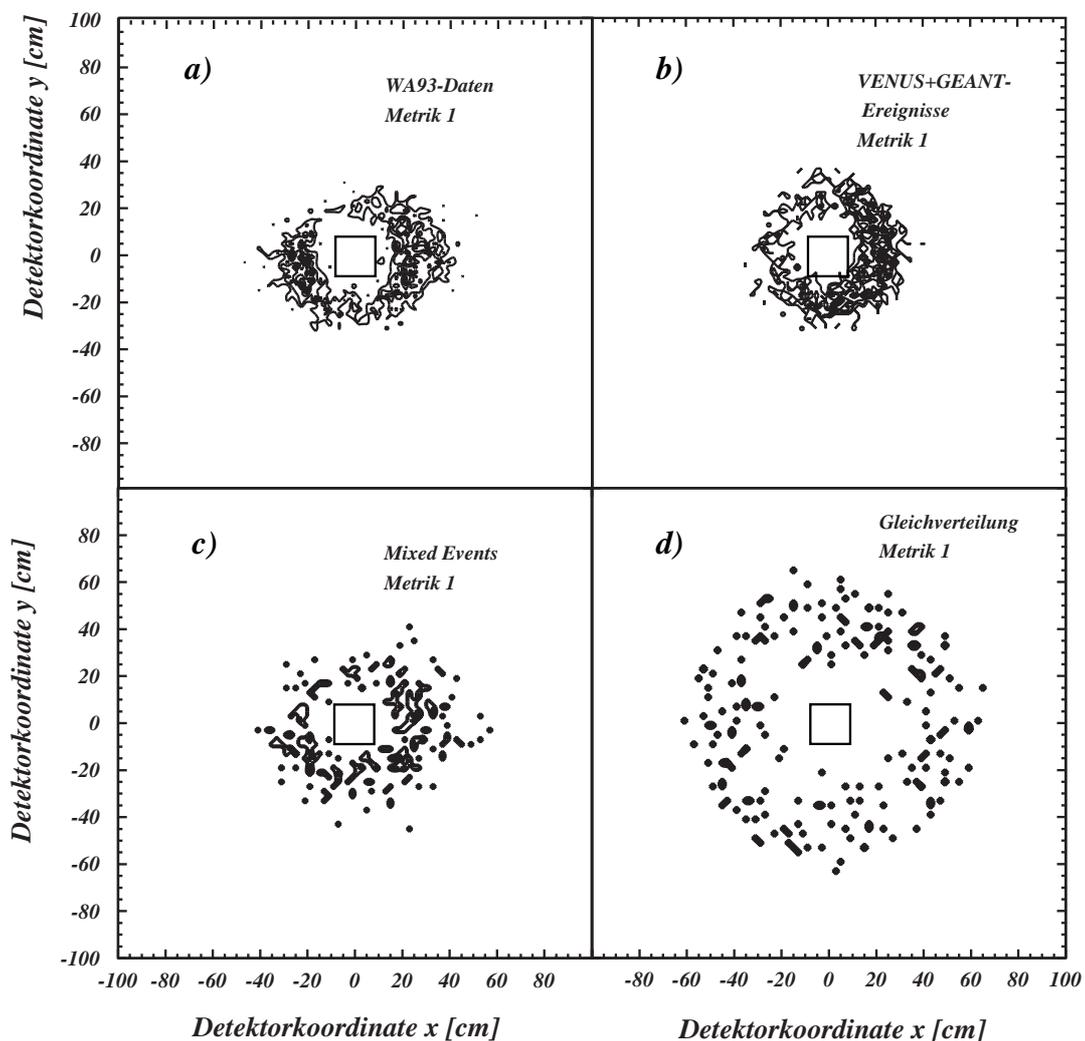


Abbildung 7.15: Verteilung der Zentren großer Cluster mit  $S > 15$  auf der Detektorebene. Die Cluster wurden in 4 verschiedenen Ereignisklassen mit Metrik 1 definiert.

dieses Bereichs hatte eine schwächere Verstärkung, wodurch in diesem Quadranten eine niedrigere Multiplizität gemessen wurde als in den anderen Quadranten des Detektors. Die leicht erhöhte Multiplizität entlang der x-Achse aus dem zu Abbildung 7.13 erwähnten Detektoreffekt ist ebenfalls zu erkennen.

In Abbildung 7.15 b ist die Verteilung der Clusterzentren aus GEANT-Ereignissen dargestellt und man kann hier ebenfalls die niedrigere Anzahl der großen Cluster im oberen linken Quadranten erkennen. Allerdings ist der Effekt nicht so deutlich ausgeprägt wie in den Daten.

In den *Mixed Events* bleiben diese Detektoreigenschaften wie schon erwähnt erhalten und wie in der Verteilung der Clusterzentren aus *Mixed Events* in Abbildung 7.15 c zu sehen ist, ist die daraus resultierende Inhomogenität in der Verteilung der großen Cluster der aus realen Ereignissen vergleichbar. Die Anzahl der großen Cluster ist in den *Mixed Events* insgesamt niedriger als in den WA93-Daten, wodurch der Effekt im oberen linken Quadranten nicht so deutlich zu sehen ist.

In der Gleichverteilung zeigt sich wie erwartet eine gleichmäßige Verteilung der großen Cluster über den gesamten untersuchten azimutalen Bereich des Detektors (Abbildung 7.15 d).

Die gleiche Untersuchung wurde mit den Clustern in Metrik 2 durchgeführt. Die Abbildungen 7.16 a - d zeigen die geometrischen Verteilungen der Clusterzentren auf der Detektorfläche für Cluster mit  $S > 15$  Photonen. In den WA93-Daten ergibt sich eine sehr inhomogene Verteilung der Cluster auf der Detektorfläche, wie sie schon in der Abbildung 7.14 zu erkennen ist. Die großen Cluster häufen sich um die x-Achse und entlang der y-Achse werden keine großen Cluster gefunden (Abb. 7.16 a ). Dieser Effekt ist in den GEANT-Ereignissen, dargestellt in Abbildung 7.16 b, nicht so stark ausgeprägt. In den *Mixed Events* zeigen die in Metrik 2 definierten großen Cluster eine annähernd gleiche Struktur wie die in realen Daten (7.16 c).

Die ungleichmäßige Verteilung der großen Cluster könnte von der schon erwähnten Zusammenfassung der Ereignisse mit und ohne Magnetfeld entstehen. Durch die hohe Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors auf Hadronen erhöht sich die Trefferdichte im Bereich um die x-Achse, wo die abgelenkten Hadronen auftreffen, und damit die Anzahl der gefundenen großen Cluster. Dies wird durch die Sensitivität der Metrik 2 im Bereich kleiner Pseudorapiditäten verstärkt. In den GEANT-Ereignissen und in den *Mixed Events*

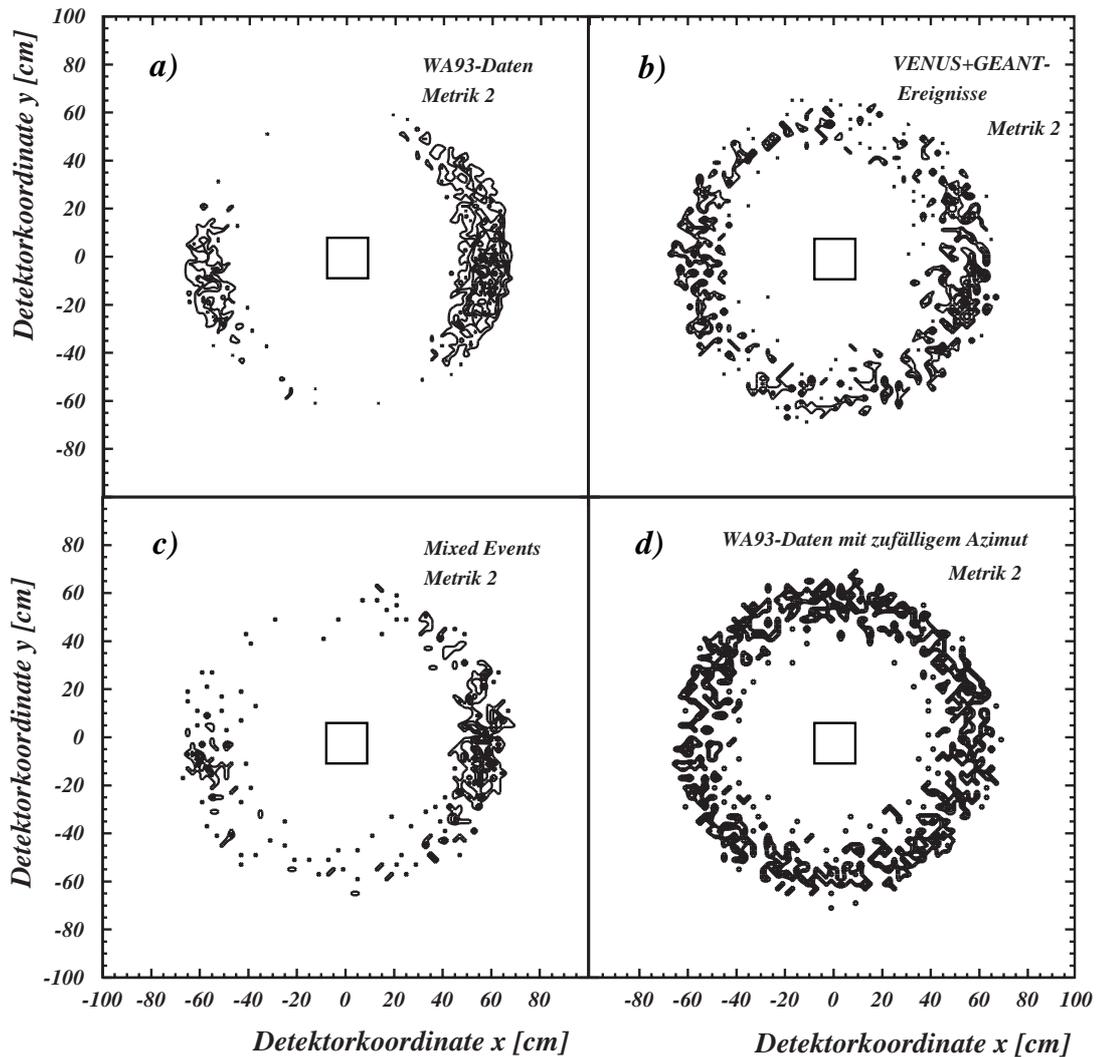


Abbildung 7.16: Geometrische Verteilung der Zentren von großen Clustern  $S > 15$  Photonen, die mit Metrik 2 in 4 verschiedenen Ereignisklassen bestimmt wurden.

ist der Anteil der Ereignisse ohne Magnetfeld mit 50% höher als in den WA93-Dateneignissen, wodurch die inhomogene Verteilung der Treffer aus den Ereignissen mit Magnetfeld überdeckt wird. Trotz der gleichen Zusammensetzung der Ereignisse und der gleichen azimuthalen Verteilung der Photonen in Ereignissen mit Magnetfeld unterscheiden sich die Verteilungen der großen Cluster für GEANT-Ereignisse und *Mixed Events*. Wie schon zu Abbildung 7.13 erwähnt, könnte die Ursache dafür in einer möglicherweise ungenügenden Beschreibung des Hadronenschauers im GEANT-Programm liegen, so daß die Trefferdichte auf der Detektorfläche nicht der aus realen Daten entspricht.

Auch in Metrik 2 spiegelt die Verteilung der großen Cluster zudem die ungleichmäßige Empfindlichkeit des Detektors wider, die durch die schwächere Verstärkung der Auslesekamera im oberen linken Quadranten und der Abweichung der drei Reihen Szintillatorplättchen entlang der x-Achse verursacht wird.

Als vierte Ereignisklasse wurde die aus realen Daten konstruierten Ereignisse mit zufällig gewähltem Azimut untersucht. Wie sich direkt aus der Definition ergibt, ist die Verteilung der großen Cluster homogen über den gesamten azimutalen Bereich (7.16 d).

Wie die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Cluster ebenfalls zeigt, ist die Definition der Cluster sehr wesentlich von der Art der benutzten Metrik abhängig. Die einfache Formulierung der Metriken reicht noch nicht aus, um eine gleichwertige Definition der Cluster auf dem gesamten Detektorbereich zu erreichen. In beiden Metriken häufen sich die Cluster in kleinen Bereichen des untersuchten Detektorgebietes, so daß nicht der gesamte Raum erfaßt wird.

### 7.2.5 Wahrscheinlichkeit $P(S)$ und Dichte

Die Größenverteilung der Cluster ist charakteristisch für die analysierte Punkteverteilung, kleine Cluster sind aber in jeder Verteilung wahrscheinlicher als große Cluster. Die Wahrscheinlichkeit für die Anzahl der Cluster  $N_{cl}(S)$  mit der Größe  $S$  ergibt sich aus:

$$P(S) = \frac{1}{N_{evt}} \sum_{i=1}^{N_{evt}} \frac{N_{cl}(S)}{N_{cl}},$$

wobei  $N_{evt}$  die Gesamtzahl der Ereignisse und  $N_{cl}$  die Gesamtzahl der Cluster in einem Ereignis sind. Die Verteilung der Wahrscheinlichkeit  $P(S)$  und ein Vergleich der Verteilungen zwischen den verschiedenen Ereignisklassen könnte einen Hinweis auf die Ursache der Cluster geben, wie in Kapitel 1 schon erwähnt wurde. Ein Phasenübergang erster Ordnung würde eine Größenverteilung hervorrufen, die im Wesentlichen durch die Gleichung  $S^\alpha$  angenähert werden kann.

In Abbildung 7.17 sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für vier verschiedene Ereignisklassen, die WA93-Daten, die mit VENUS und GEANT simulierten Ereignisse, die *Mixed Events* und die aus den WA93-Daten generierten Zufallsereignisse halblogarithmisch dargestellt. Die Cluster wurden dabei in Metrik 1 berechnet.

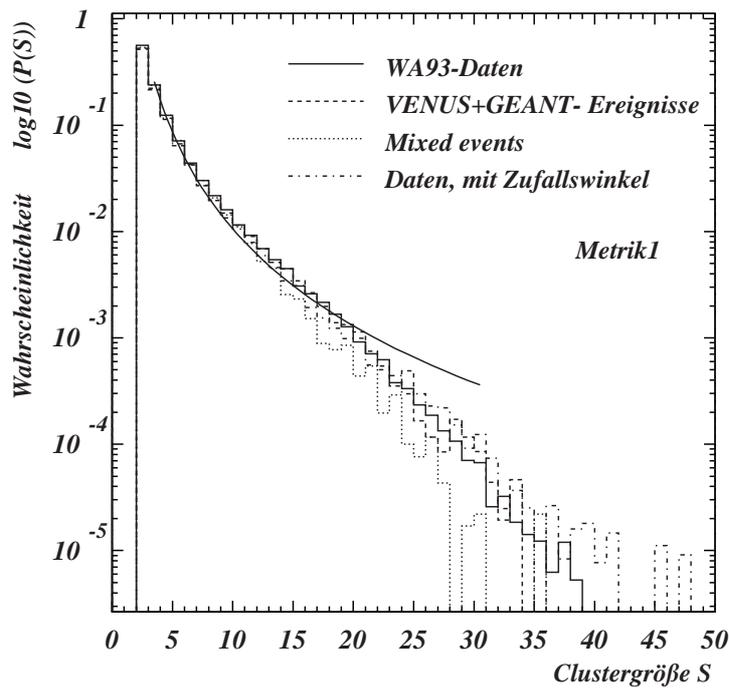


Abbildung 7.17: Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(S)$  der Clustergröße  $S$  berechnet in Metrik 1 für verschiedene Ereignisklassen zusammen mit der Funktion  $S^{-\alpha}$ .

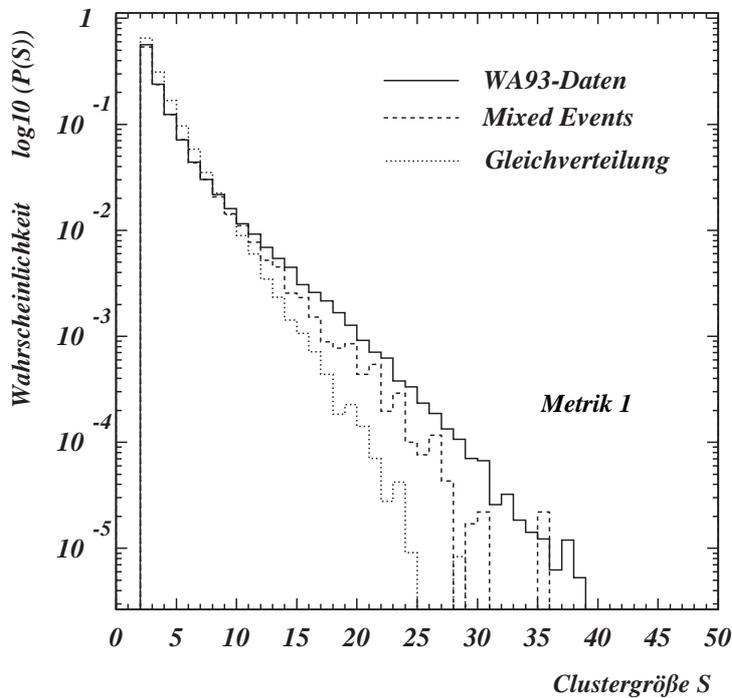


Abbildung 7.18: Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(S)$  der Clustergröße  $S$  aus der Gleichverteilung im Vergleich zu WA93-Daten und den Mixed Events.

Die eingezeichnete an die WA93-Datenkurve angepaßte Funktion hat die Form  $S^\alpha$  mit  $\alpha = -3.0$ . Man kann erkennen, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Cluster aus den WA93-Datenereignissen nicht dem Verlauf dieser Funktion folgen. Im Bereich kleiner Cluster wird der Verlauf unterschätzt, im Bereich großer Cluster liegt die Funktion weit über den Wahrscheinlichkeiten der vier Ereignisklassen. Der Abbruch bei großen Clustern kann damit erklärt werden, daß hier ein endliches System vorliegt, die Funktion aber nur für unendlich große Systeme gilt.

Man erkennt, daß sich die Verteilungen für kleine Cluster bis zu einer Größe von 10 Photonen in allen Ereignisklassen kaum unterscheiden. In den *Mixed Events* liegt die Wahrscheinlichkeit für größere Cluster unter der aus den anderen Verteilungen. In der auf WA93-Daten basierenden Zufallsverteilung liegt die Wahrscheinlichkeit für große Cluster mit mehr als 30 Photonen höher als in den Daten selbst. Es ließe sich daraus schließen, daß in zufälligen Verteilungen mehr große Cluster gefunden werden können als in den Daten.

Es wurde die Wahrscheinlichkeitsverteilung aus den WA93-Daten noch mit einer weiteren Ereignisklasse ohne Korrelation, der Gleichverteilung von Punkten, verglichen. Dies ist in Abb. 7.18 dargestellt und es ist zu erkennen, daß in der gleichmäßigen Verteilung von Punkten die Wahrscheinlichkeitsverteilung deutlich unterhalb der aus den Daten und den daraus generierten *Mixed Events* liegt. Sie hat einen exponentiellen Verlauf über den gesamten Bereich von  $S$  bis hin zu  $S = 25$ . Die Wahrscheinlichkeitsverteilung aus den *Mixed Events* zeigt den exponentiellen Verlauf erst ab Cluster mit einer Größe von 8 Photonen. Für kleinere Cluster weicht die Wahrscheinlichkeit nach oben hin ab.

Einen Hinweis auf die Abhängigkeit der Clustergröße  $S$  von der in den untersuchten Verteilungen zugrundeliegenden Pseudorapiditätsverteilungen könnte die Untersuchung mit der Metrik 2 geben. In Abbildung 7.19 ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(S)$  der Clustergröße  $S$  für in Metrik 2 berechnete Cluster in den vier verschiedenen Ereignisklassen dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit für kleine Cluster mit bis zu 10 Photonen ist auch in dieser Metrik für die vier Ereignisklassen kaum unterscheidbar. Ein deutlicher Unterschied ist ab etwa 12 Photonen pro Cluster in den WA93-Daten gegenüber den Vergleichsereignissen zu erkennen, wobei sich die Wahrscheinlichkeit zu großen Clustern hin erhöht. Besonders auffällig ist, daß auch die simulierten Daten eine Wahrscheinlichkeit unterhalb der WA93-Daten zeigen.

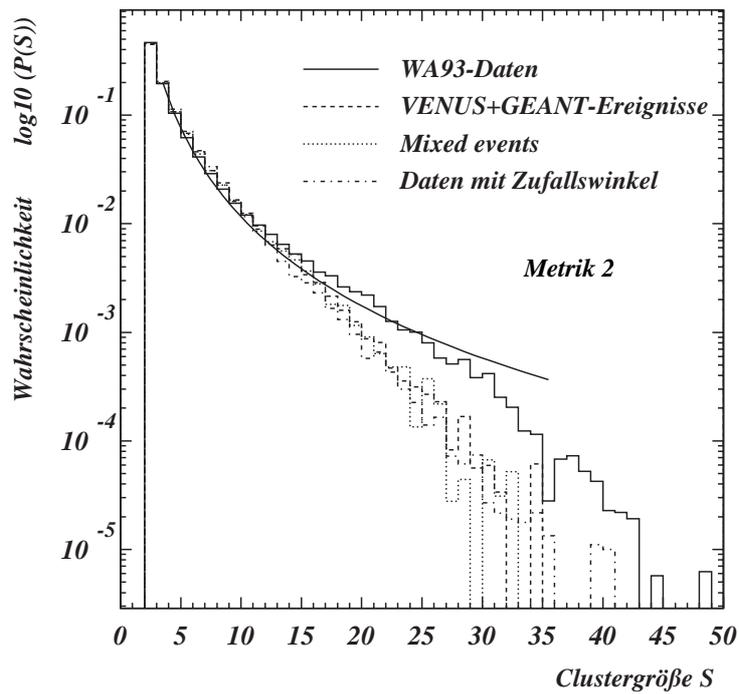


Abbildung 7.19: Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(S)$  der Clustergröße  $S$  berechnet in Metrik 2 für vier verschiedene Ereignisklassen und der Funktion  $S^\alpha$ .

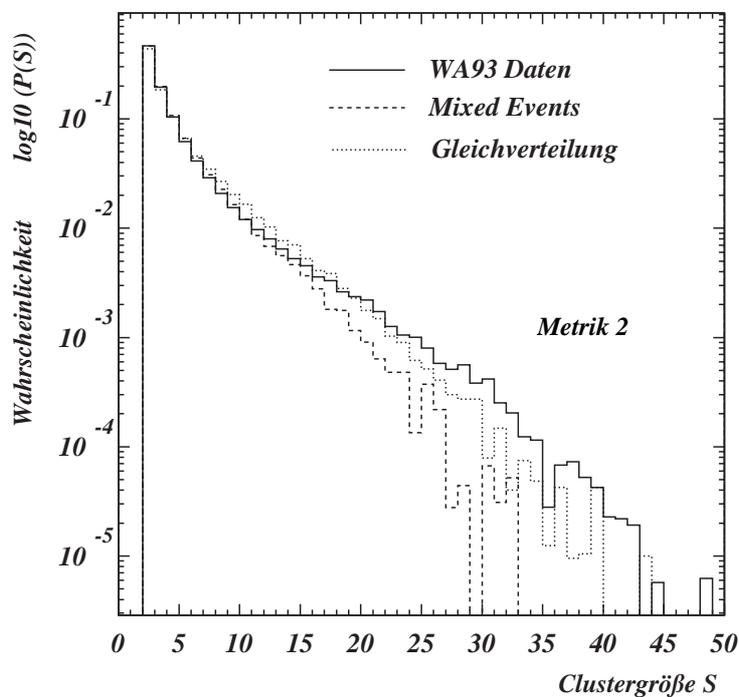


Abbildung 7.20: Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(S)$  der Clustergröße  $S$  berechnet in Metrik 2 aus zwei korrelationsfreien Ereignisklassen und den WA93-Daten.

Die eingezeichnete Funktion hat wieder die Form  $S^\alpha$ , diesmal jedoch mit dem Exponent  $\alpha = -2.7$ . Im Falle der Clusterdefinition in Metrik 2 ist die Größenverteilung der Cluster in den WA93-Daten im Bereich von  $S = 3$  bis  $S = 30$  annähernd durch die Funktion  $S^\alpha$  beschreibbar. Der Abbruch bei größeren Clustern entsteht durch die Untersuchung eines endlichen Systems.

Zunächst wurde angenommen, daß die Erhöhung bei großen Clustern von der stark inhomogenen Verteilung der Treffer aufgrund der Detektoreffekte und des Magnetfeldes verursacht wäre. Dann müßte dieser Verlauf auch in den *Mixed Events* zu sehen sein, was nicht der Fall ist. Trotz der vergleichbaren Pseudorapiditätsverteilung in den Vergleichsereignissen und der Berücksichtigung der Detektoreffekte, besteht ein Unterschied im Verlauf der Wahrscheinlichkeit für große Cluster aus realen Ereignissen zu GEANT-Ereignissen, *Mixed Events* und Datenereignissen mit zufälligem Azimut. Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Vergleichsereignisse zeigen einen annähernd gleichen Verlauf, obwohl die räumlichen Verteilungen der großen Cluster extrem unterschiedlich sind (Abb. 7.16). Damit kann nicht ausgeschlossen werden, daß die Erhöhung in der Größenverteilung bei großen Clustern durch physikalische Ursachen hervorgerufen wird.

In Abbildung 7.20 ist neben den Wahrscheinlichkeitsverteilungen aus WA93-Daten und *Mixed Events* zum Vergleich noch die Kurve aus der Gleichverteilung abgebildet. Die Cluster aus der Gleichverteilung zeigen eine deutlich andere Verteilung als die aus realen Datenereignissen. Mit Metrik 2 wird in keiner der Ereignisklassen eine Wahrscheinlichkeitsverteilung der Clustergröße erzeugt, die einem exponentiellen Verlauf folgt.

Wie in Kapitel 7.2.2 schon gezeigt wurde, ist die Anzahl der definierten Cluster in einem Ereignis stark von der benutzten Aufspaltungslänge abhängig. Dies sollte sich auch in der Größe der gefundenen Cluster widerspiegeln. Nach der Aufspaltung des Wegenetzes mit den in Kapitel 7.2.2 definierten 5 verschiedenen Aufspaltungslängen wurde die Wahrscheinlichkeit  $P(S)$  in beiden Metriken berechnet.

In Abbildung 7.21 ist der Verlauf der Wahrscheinlichkeiten in Metrik 1 für vier verschiedene Ereignisklassen dargestellt. Mit kurzen Aufspaltungslängen werden häufiger kleine Cluster gefunden und die Wahrscheinlichkeitsverteilung dieser Cluster zeigt einen exponentiellen Verlauf. Mit länger werdender Aufspaltungslänge werden die Cluster

größer bis hin zu dem Extrem, in dem alle Photonen in einem Ereignis zu einem Cluster zusammengefaßt werden, wodurch der Verlauf der Wahrscheinlichkeitsverteilung für diese Cluster der Multiplizitätsverteilung entspricht.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für Cluster, die mit Metrik 2 bestimmt wurden (Abb. 7.22), haben für die verschiedenen Aufspaltungslängen etwa den gleichen Verlauf wie die für Cluster aus Metrik 1. Auch hier werden mit kurzen Aufspaltungslängen kleine Cluster gefunden, deren Wahrscheinlichkeitsverteilung einen exponentiellen

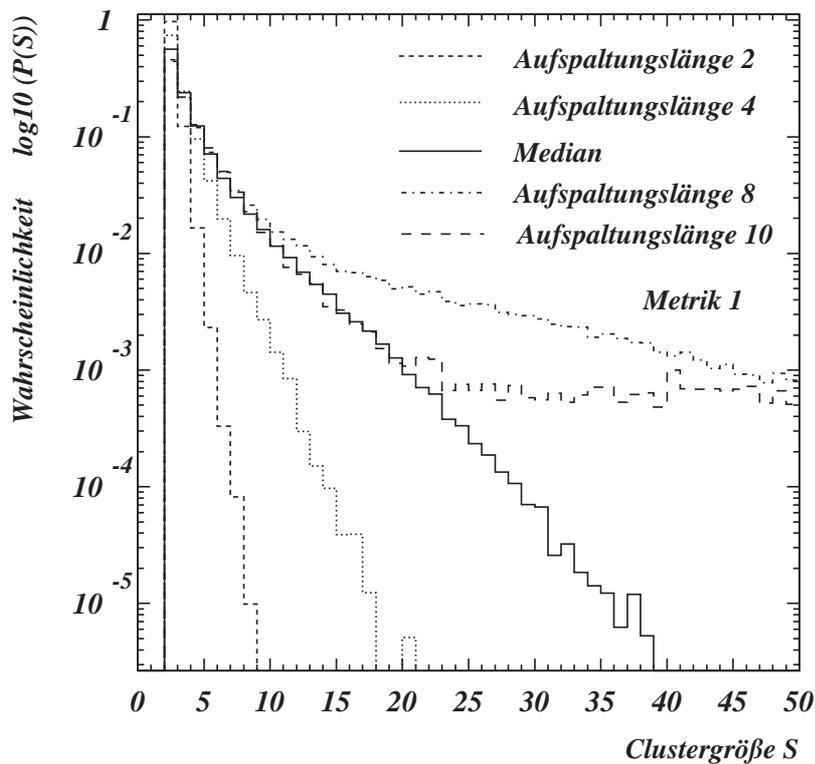


Abbildung 7.21: Wahrscheinlichkeitsverteilung der Clustergröße  $S$  in Metrik 1 für verschiedene Aufspaltungslängen in WA93-Datenereignissen.

Verlauf zeigt. Der Grenzfall, daß sich bei größeren Aufspaltungslängen die Größenverteilung der Cluster der Multiplizitätsverteilung der Ereignisse annähert, muß in beiden Metriken gleich sein.

Nach der Untersuchung der räumlichen Verteilung und der Größenverteilung der Cluster wurde auf einem tieferen Niveau der Analyse die Dichte der Photonen innerhalb der Cluster bestimmt. Dazu wird die Summe der Verbindungslängen in einem Cluster

berechnet, ein Maß für die vom Cluster überspannte Fläche, und durch die Anzahl der das Cluster bildenden Photonen geteilt. Für die Darstellung der Verteilung der Dichte wurden die Cluster in 4 Gruppen unterteilt, die die Cluster unterschiedlicher Größe zusammenfassen. Die Gruppe der kleinsten Cluster wird nur aus den Clustern mit 2 Photonen gebildet, ist aber in beiden Metriken die Gruppe mit den meisten Clustern. Die nächsten Gruppen sind die Cluster mit 3 bis 9 Photonen, dann die Cluster mit 10 bis 14

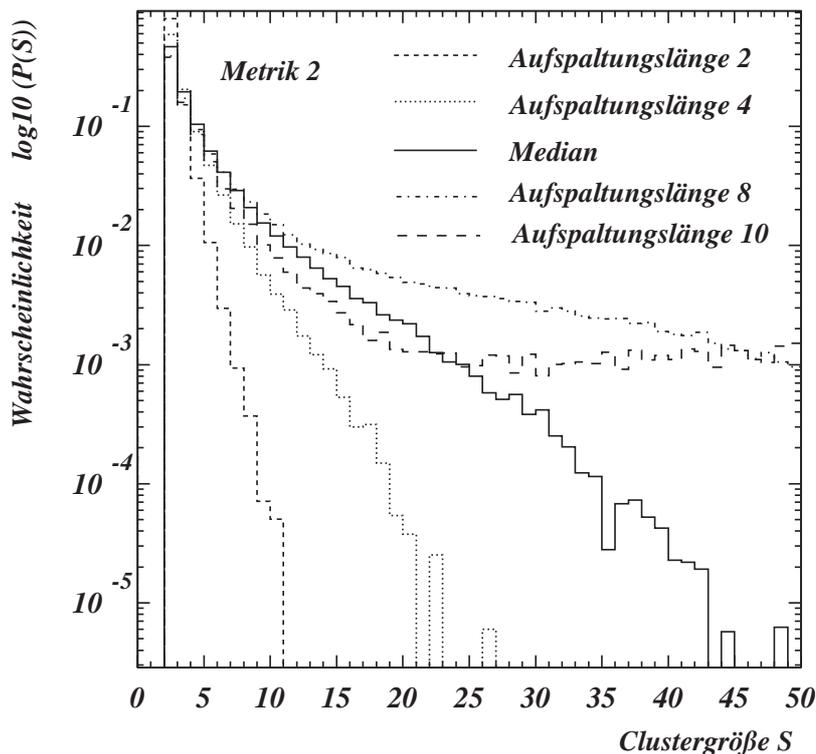


Abbildung 7.22: Wahrscheinlichkeitsverteilung der Clustergröße  $S$  in Metrik 2 für verschiedene Aufspaltungslängen in WA93-Datenergebnissen.

Photonen und die Gruppe der größten Cluster wird aus den Clustern mit 15 und mehr Photonen gebildet. Diese Gruppe enthält in beiden Metriken die wenigsten Cluster.

In den Abbildungen 7.23 a - d sind die Verteilungen der Dichte für 4 verschiedene Ereignisklassen dargestellt, wobei die Cluster mit Metrik 1 berechnet wurden. Abbildung 7.23 a zeigt die Verteilungen für die Cluster aus WA93-Daten. Die Verteilungen werden trotz abnehmender Zahl der Cluster in den Gruppen zu großen Clustern hin schmaler,

weil bei großen Cluster über viele Photonen und Abstände gemittelt wird und dadurch die Schwankung kleiner wird.

Das Maximum der Dichteverteilungen für Cluster mit mehr als 10 Photonen liegt bei etwa 0.18 Photonen pro cm. Man erkennt, daß sich das Maximum mit kleiner werdenden Clustern zu niedrigerer Dichte hin um etwa 15 % verschiebt. Dies ergibt sich aus der Clusterdefinition, bei der in großen Clustern die Photonen durch kürzere Abstände verbunden sind und sich damit eine größere Dichte ergibt als in kleinen Clustern.

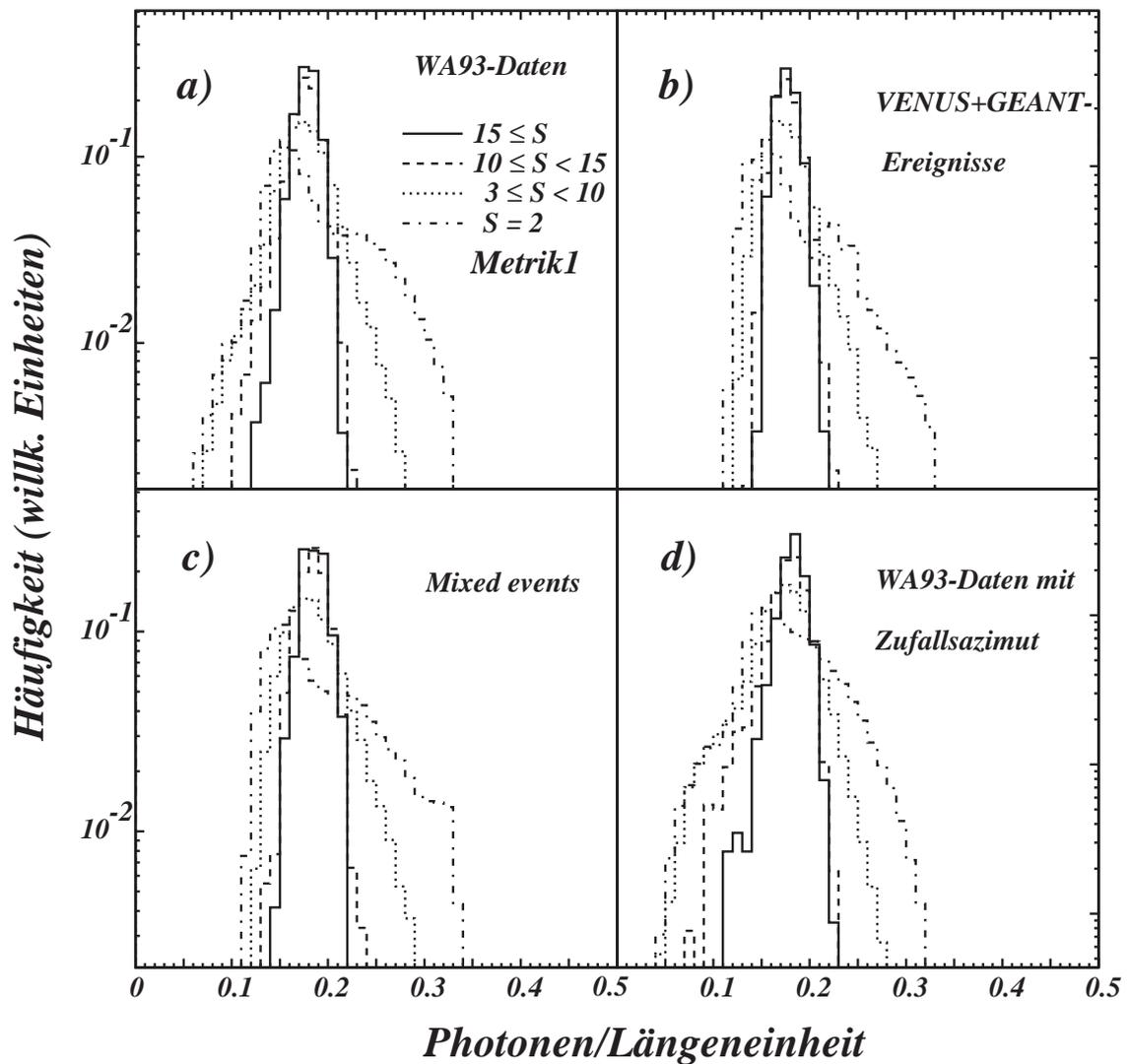


Abbildung 7.23: „Dichte“ berechnet für verschieden große Cluster, definiert in Metrik 1 in realen Daten, GEANT-Ereignissen, Mixed Events und Daten mit zufälligem Azimut.

Ungewöhnlich ist der Verlauf der Verteilung für die Zweiphotonencluster mit der Schulter bei einer Dichte von 0.19 Photonen pro cm, was einem Abstand von ungefähr 5 cm zwischen den beiden Photonen entspricht. Der Maximalwert von etwa 0.35 Photonen pro cm ist durch den kleinstmöglichen Abstand der beiden Photonen bestimmt, der sich aus der Zweiteilchenauflösung von 3 cm ergibt. Dieser Verlauf ist auch in den Verteilungen aus den GEANT-Ereignissen und aus den *Mixed Events* zu erkennen, aber in der Zufallsverteilung ist er nicht vorhanden.

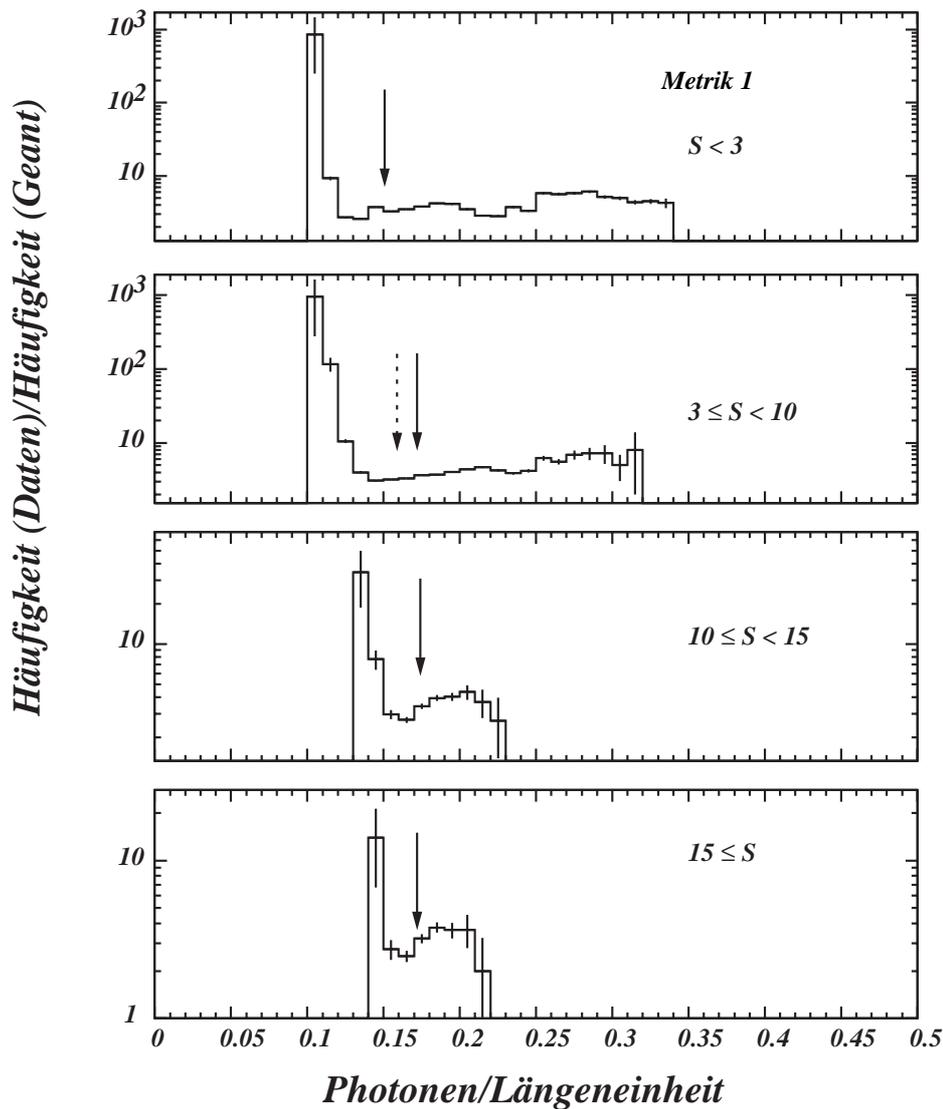


Abbildung 7.24: Darstellung der Verhältnisse der Dichteverteilungen von WA93-Daten zu GEANT-Ereignissen für verschieden große Cluster definiert in Metrik 1.

Die Form der Verteilung bei niedrigen Dichten in den WA93-Daten wird nicht durch die Verteilungen aus GEANT-Ereignissen oder *Mixed Events* beschrieben. Nur die Zufallsverteilung zeigt in diesem Bereich einen ähnlichen Verlauf der Dichteverteilungen. Der Minimalwert der Dichte ist durch den Median bestimmt, der in jedem Ereignis leicht unterschiedlich ist, so daß die Verteilungen keine Abbruchkante aufgrund eines festen Schwellenwertes aufweisen.

Wie groß die Unterschiede zwischen den Verteilungen aus den WA93-Daten und den simulierten Ereignissen sind, zeigt die Berechnung der Verhältnisse der Verteilungen für die vier Größengruppen, wobei die Dichteverteilungen aus den WA93-Daten durch die aus den GEANT-Ereignissen geteilt wurden. Die Flächen unter den Histogrammen sind in allen Fällen auf 1 normiert. Die Pfeile zeigen die Positionen der Maxima in den ursprünglichen Verteilungen an; die durchgezogenen Linien die Maxima in den Dichteverteilungen der WA93-Daten, die gestrichelten Linien die Maxima in den Dichteverteilungen der GEANT-Ereignisse. Liegen die Maxima der beiden Ereignisklassen im gleichen Intervall, ist nur ein Pfeil eingezeichnet.

In Abbildung 7.24 sind diese Verhältnisse dargestellt. Die Werte liegen bei allen vier Gruppen über 1. Man kann jedoch am flachen Verlauf der Verhältnisse ab dem zweiten Intervall erkennen, daß die Dichteverteilung der Cluster aus den WA93-Daten durch die Dichteverteilung der GEANT-Ereignisse wiedergegeben wird. Die Maxima liegen beim gleichen Wert, das heißt die Cluster in den verschiedenen Größengruppen haben in Metrik 1 in den GEANT- Ereignissen die gleiche Dichte wie die Cluster aus den WA93-Daten. Im ersten Intervall von 0.1 bis 0.12 liegt die Verteilung aus den WA93-Daten deutlich über der aus GEANT-Ereignissen.

In Abbildung 7.25 sind die Dichteverteilungen für die Cluster aus Metrik 2 für die gleichen Ereignisklassen wie in Abbildung 7.23 dargestellt. Auch in diesem Fall werden die Verteilungen wegen der zunehmenden Zahl an Photonen und Verbindungen pro Cluster zu großen Clustern hin schmaler.

Abbildung 7.25 a zeigt die Dichteverteilungen der Cluster aus den WA93-Daten. Die Maxima verschieben sich mit größer werdenden Clustern zu höheren Dichten hin, wie es aus der Clusterdefinition folgt. Der Unterschied in der Position der Maxima in der Gruppe der größten Cluster mit mehr als 15 Photonen und der Gruppe der Zweiphotonencluster beträgt in Metrik 2 etwa 25 %. Die Dichte der Zweiphotonencluster hat vom

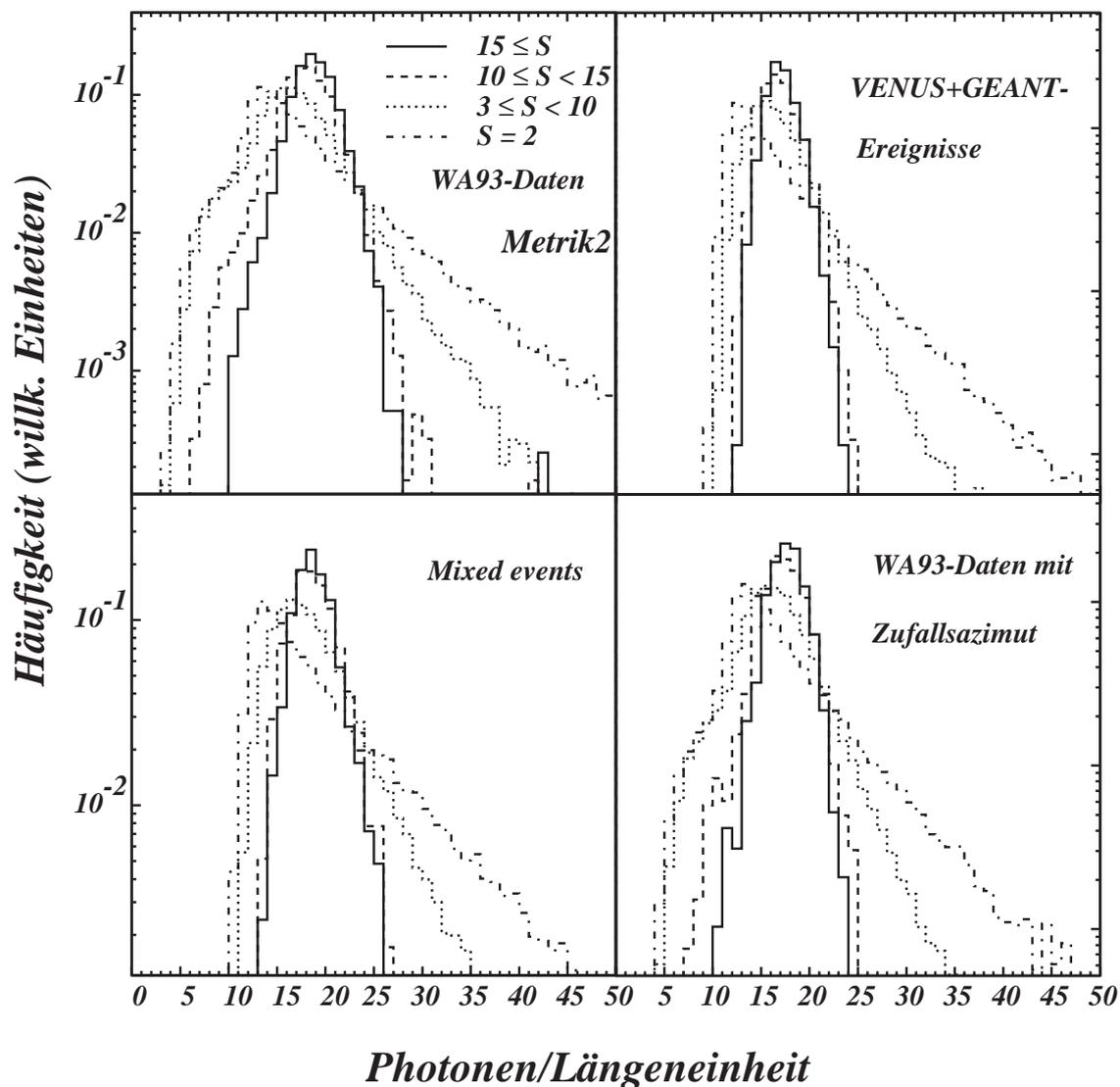


Abbildung 7.25: „Dichte“ der verschieden großen Cluster definiert in Metrik 2, in realen Daten, GEANT-Ereignissen, Mixed Events und Daten mit zufälligem Azimut.

Maximum bei 13 einen exponentiellen Verlauf zu höheren Dichten hin und keine extremen Schwankungen wie sie bei Clustern in Metrik 1 zu finden sind.

Auch bei den Clustern in Metrik 2 wird der Verlauf der Dichteverteilung im Bereich niedriger Dichten eher durch die Verteilungen aus der Zufallsverteilung beschrieben (Abb. 7.25 d). Der Verlauf bei höheren Dichten in den WA93-Daten wird durch die Verteilungen aus GEANT-Ereignissen Abb. 7.25 b und *Mixed Events* Abb. 7.25 c wiederge-

geben. Allerdings fällt auf, daß die Steigung in den WA93-Daten niedriger ist als in den beiden anderen Verteilungen. Das kann bedeuten, daß die großen Cluster in den Daten dichter sind als die in berechneten und gemischten Ereignissen.

Um dies genauer zu untersuchen, wurden wieder die Verhältnisse der Dichteverteilungen aus WA93-Daten und den GEANT-Ereignissen für die vier Größengruppen der Cluster gebildet. In Abbildung 7.26 sind die Verhältnisse dargestellt. Für kleine Cluster bis zu 9 Photonen pro Cluster sind die Verteilungen bis auf das erste Intervall flach.

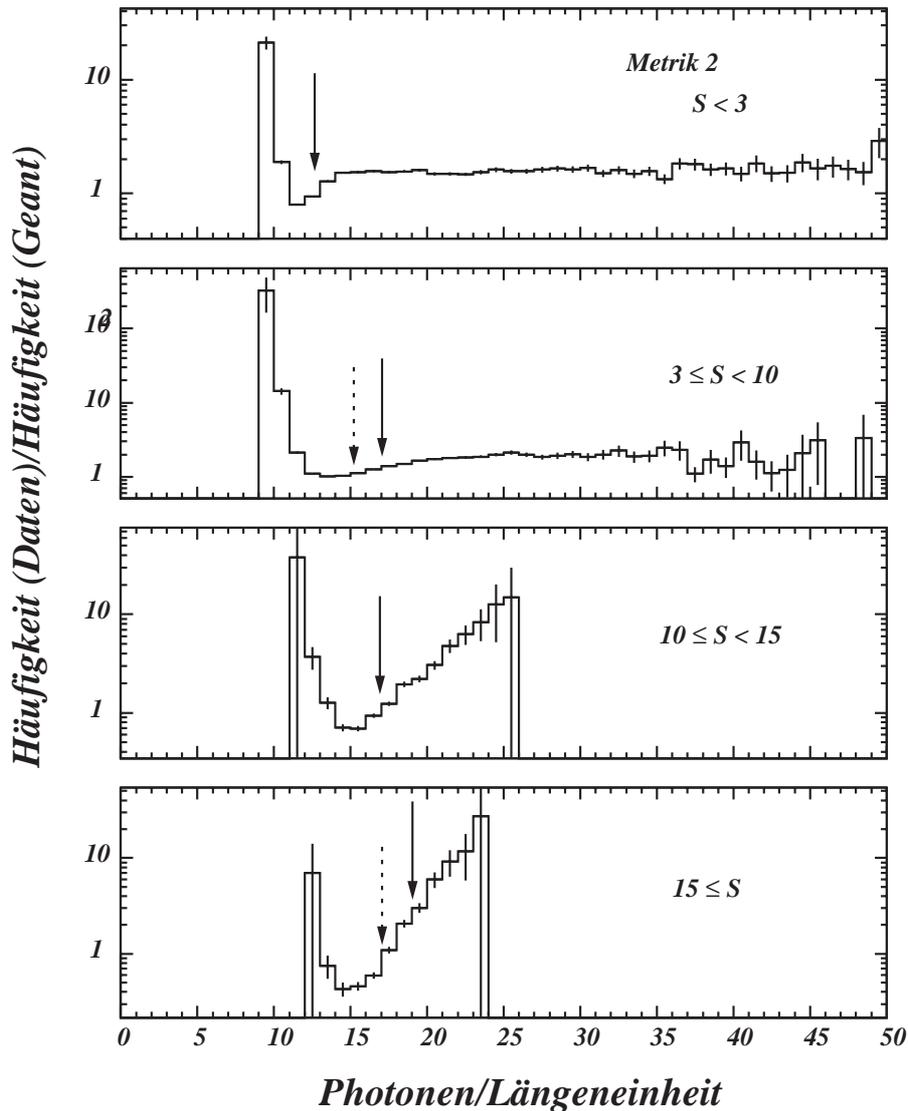


Abbildung 7.26: Verhältnisse der Dichteverteilungen von WA93-Daten zu GEANT-Ereignissen für verschieden Größengruppen der Cluster berechnet in Metrik 2.

In diesen Gruppen entspricht die Dichte der Cluster aus den GEANT-Ereignissen der Dichte der Cluster aus den WA93-Daten. In den beiden Gruppen der größeren Cluster ist ein Anstieg der Verhältnisse zu größeren Dichten hin zu sehen. Die Maxima der Dichteverteilung aus den GEANT-Ereignissen liegt unterhalb des Maximums der Dichteverteilung aus den WA93-Daten. Große Cluster definiert in Metrik 2 haben in den WA93-Daten höhere Dichten als die Cluster der gleichen Größe in den GEANT-Ereignissen.

Die Untersuchung der Photonendaten hat gezeigt, daß die *Minimal-Spanning-Tree*-Methode sehr sensitiv auf Dichteschwankungen ist, was sich in der extrem inhomogenen Verteilung der gefundenen Cluster, speziell der Cluster mit mehr als 15 Photonen, auf der Detektorebene bemerkbar macht. Dies wurde auch in der Untersuchung der Photondichte innerhalb der Cluster festgestellt. Daß die Größenverteilungen der Cluster in beiden Metriken annähernd mit einer Funktion  $S^\alpha$  beschrieben werden können, deutet daraufhin, daß ein Phasenübergang erster Ordnung nicht ausgeschlossen werden kann. Dagegen spricht, daß auch in einer zufälligen Verteilung ohne Korrelation zwischen den Punkten eine ähnliche Größenverteilung der Cluster gefunden wird.

## 8 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung von Photonenemissionsmustern im einzelnen Ereignis, wie sie bei einer Schwerionenkollision von Schwefel auf Gold bei einer Energie von 200 GeV pro Nukleon produziert werden. Diese Ereignisse wurden mit dem Photonen-Multiplizitäts-Detektor im WA93-Experiment am CERN aufgenommen.

Die globalen Observablen einer ultrarelativistischen Schwerionenkollision, wie z.B. Multiplizitäts- und Energieverteilungen der Teilchen, lassen sich durch Rechnungen mit dem *String*-Modell VENUS3.11 gut beschreiben. In diesem Modell werden alle bekannten, in einer Kern-Kern-Kollision ablaufenden physikalischen Prozesse eingebaut. Ein Vergleich von Verteilungen globaler Meßgrößen aus dem Experiment mit solchen aus Modellrechnungen zeigt, welche Resultate durch schon bekannte, in dem Modell berücksichtigte, physikalische Vorgänge verursacht sind und welche auf noch unbekanntem Vorgängen oder auf Detektoreffekten beruhen. Um aus solchen Vergleichen den Einfluß noch unbekannter physikalischer Prozesse auf Verteilungen zu erkennen, muß die Veränderung der physikalischen Observablen bei der Messung durch den Detektor selbst berücksichtigt werden. Die Wechselwirkung der aus der Reaktionszone emittierten Teilchen mit der im Experiment befindlichen Materie der Detektoren wird mit dem Detektor-simulationsprogramm GEANT dargestellt.

Der Einfluß der Detektoren kann für globale Observablen sehr zufriedenstellend beschrieben werden, was sich in der guten Übereinstimmung der Multiplizitäts- und Rapiditätsverteilung der im WA93-Experiment nachgewiesenen Photonen mit den Verteilungen aus Modellrechnungen zeigt. Auch die Dynamik der Kollision, sichtbar in der Verteilung der transversalen Energie, wird durch das Modell wiedergegeben.

Auf dem Niveau von Einzelereignissen und der Verteilung von Photonen innerhalb eines Ereignisses ist es äusserst wichtig, den Einfluß der Detektoreffekte auf die Verteilungen zu bestimmen. Bei der Untersuchung von Fluktuationen und Korrelationen auf der Basis von Einzelereignissen wurde deshalb ein Vergleich zu *Mixed Events* an-gestellt, bei denen die Detektoreffekte beibehalten, aber alle vorhandenen Korrelationen aufgelöst werden.

In dieser Arbeit wurden die Photonenemissionsmuster der Einzelereignisse (*event-by-event*-Analyse) mit der *Minimal-Spanning-Tree* (MST)-Methode auf Dichtefluktuationen hin untersucht. Die emittierten Photonen geben einen Hinweis auf die Emissionsstruktur von Mesonen, insbesondere der leichten  $\pi^0$ -Mesonen, weil Photonen überwiegend durch den Zerfall produzierte Teilchen sind und die räumliche Verteilung ihrer Ursprungsteilchen weitgehend widerspiegeln.

Die Untersuchung von Teilchendichtefluktuationen, insbesondere der durch die Kollision produzierten Mesonen, kann zum besseren Verständnis des Verhaltens der Kernmaterie bei hohen Dichten und hohen Temperaturen beitragen. Waren Dichte und Temperatur in der Reaktionszone ausreichend hoch, könnte sich ein Quark-Gluon-Plasma gebildet haben. Die bei der anschließenden Expansion und Abkühlung stattfindende Kondensation zu Hadronen könnte ein Phasenübergang erster Ordnung sein. Die Größe der Fragmente, in diesem Fall die Hadronen und alle Gruppierungen daraus, sollte eine Verteilung ergeben, die mit einer Funktion  $S^\alpha$  angenähert werden kann, wie es von verschiedenen Autoren im Zusammenhang mit Phasenübergängen erster Ordnung beobachtet wurde. Dabei ist  $S$  die Fragmentgröße und  $\alpha$  eine negative Konstante.

Die MST-Methode ist geeignet, das Emissionsmuster einzelner Photonenereignisse aus Schwerionenreaktionen in Cluster zu unterteilen. Die mit der MST-Methode definierten Cluster ergeben sich direkt aus der unterschiedlichen Dichteverteilung der Photonen auf der Detektorfläche in einem Einzelereignis. Die Cluster werden mit den obengenannten Fragmenten in Zusammenhang gebracht, wobei die Zahl der Photonen in einem Cluster die Fragmentgröße  $S$  darstellt. Ein wesentlicher Vorteil der MST-Methode besteht darin, daß sie zunächst keinerlei Einschränkung in der Art der zu suchenden Strukturen erfordert. Es müssen keine räumlichen Strukturen vorgegeben werden, nach denen dann in der Punkteverteilung gesucht wird, wie das in anderen Analysemethoden der Fall ist. Aus der durchgeführten Analyse hat sich ergeben, daß die MST-Methode sehr sensitiv auf Fluktuationen in der räumliche Dichteverteilung der Treffer im Einzelereignis ist.

Die zweidimensionalen Räume, in denen die Dichteverteilung untersucht wird, können beliebig festgelegt werden und sind durch die Metrik, in der die Abstände des *Minimal-Spanning-Trees* berechnet werden, definiert. In dieser Arbeit wurden der  $x$ - $y$ -Raum (Metrik 1) und der  $\eta$ - $\phi$ -Raum (Metrik 2) benutzt. Dabei gibt Metrik 1 im wesent-

lichen Effekte in der Detektorgeometrie wieder und Metrik 2 ist eher dem Phasenraum und damit der Physik angepaßt.

Zum Vergleich mit den Ergebnissen aus WA93-Datenereignissen wurden Cluster auf die gleiche Weise in *Mixed Events*, in Ereignissen aus Modellrechnungen und in Ereignissen mit Zufallsverteilungen von Punkten bestimmt.

Die räumliche Verteilung der in den WA93-Datenereignissen gefundenen Cluster auf der Ebene des Detektors weist auf starke Inhomogenitäten in der Photonverteilung hin. Der Vergleich mit entsprechenden Verteilungen der Cluster in *Mixed Events* und berechneten Ereignissen zeigt, daß ein Großteil dieser Inhomogenitäten durch Detektoreffekte verursacht wird. Zu diesen Detektoreffekten zählt auch die hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für geladene Hadronen, so daß durch den Einsatz des Dipolmagneten eine inhomogene Verteilung der Treffer auf dem PMD verursacht wird. Diese durch Detektoreffekte verursachten Inhomogenitäten in den Photonemissionsmustern können mögliche, durch physikalische Ursachen während der Kollision hervorgerufene, Dichtefluktuationen überlagern.

Die Größenverteilung der Cluster in den WA93-Daten konnte mit einer Funktion  $S^\alpha$  angenähert werden. Die Konstante  $\alpha$  ergab sich dabei zu -3.0 für die in Metrik 1 gefundenen Cluster und -2.7 für die in Metrik 2 gefundenen Cluster. Die Größenverteilung der in den WA93-Datenereignissen mit Metrik 1 bestimmten Cluster zeigt keine großen Abweichungen zu den aus *Mixed Events* und aus simulierten Ereignissen gewonnenen Größenverteilungen. Die Größenverteilung, die mit Metrik 1 aus einer reinen Zufallsverteilung von Punkten erhalten wurde, liegt unterhalb der anderen drei Verteilungen.

In den Verteilungen der Größe der in Metrik 2 definierten Cluster bestehen jedoch deutliche Unterschiede von WA93-Datenereignissen zu den Verteilungen aus anderen Ereignissen mit vergleichbaren Pseudorapiditätsverteilungen. Es wird eine Erhöhung der Wahrscheinlichkeit für große Cluster mit mehr als 20 Photonen in realen Datenereignissen beobachtet. Zunächst wurde angenommen, daß diese Erhöhung der Wahrscheinlichkeit für große Cluster die Folge der starken Inhomogenitäten in der zugrundeliegenden Trefferverteilung sein könnte. Wie die detaillierte Untersuchung der räumlichen Verteilung der Cluster jedoch gezeigt hat, ist diese inhomogene Verteilung der Photonen auch in den *Mixed Events* zu finden; die Erhöhung der Wahrscheinlichkeit für große Cluster tritt allerdings nicht auf. Daß diese Beobachtung in den *Mixed Events* nicht gemacht wird,

könnte ein Hinweis darauf sein, daß die Erhöhung in der Größenverteilung der Cluster durch physikalische Ursachen hervorgerufen wird. Ein weiterer Hinweis darauf, daß die Ineffizienzen des Detektors allein nicht zu großen Clustern führen, zeigt der Vergleich von *Mixed Events* zu den Datenereignissen mit zufälligem Azimut. Trotz der Unterschiede in der räumlichen Verteilung der Cluster ergibt sich eine annähernd gleiche Wahrscheinlichkeitsverteilung.

Die in dieser Arbeit mit der MST-Methode durchgeführten Analyse hat gezeigt, daß „saubere“, d.h. untergrund- und detektoreffektfreiere Photonendaten notwendig sind, bevor Rückschlüsse auf zugrundeliegende physikalische Ursachen gemacht werden können. Dazu ist eine wesentliche Verbesserung der Datenauslese erforderlich, um die großen Unterschiede zwischen den einzelnen Auslesemodulen zu vermeiden. Eine Weiterentwicklung in der Datenaufbereitungsmethode könnte zu einer besseren Separation von Hadronen und Photonen und damit zu einer untergrundfreieren Photonenmessung führen. Erforderlich ist auch eine sehr genaue Simulation der Detektoreffekte durch Angabe aller Details des Experiments im GEANT-Programm.

Nach den Schwerionenexperimenten mit Sauerstoff- und Schwefelstrahlen wurde das Schwerionenprogramm am CERN 1994 durch den Bleistrahl  $^{208}\text{Pb}$  mit der Energie von 158 GeV pro Nukleon weitergeführt. Mit der Vergrößerung des Reaktionssystems erwartete man nicht unbedingt eine Erhöhung der Energiedichte, aber einen größeren Thermalisierungsgrad des Systems. Ziel blieb immer noch der Nachweis des Quark-Gluon-Plasmas und die Erforschung von Materie unter extremsten Bedingungen.

Um eine möglichst universelle Aussage über den Ablauf einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion machen zu können, wurde ein Experiment, das WA98-Experiment, mit einer großen Akzeptanz für die Messung von Photonen und Hadronen entworfen. Die Kombination von Signalen verschiedener Detektoren sollte es ermöglichen unterschiedliche Charakteristika der Stoßprozesse parallel zu untersuchen.

Basierend auf den Erfahrungen mit dem Photonen-Multiplizitäts-Detektor im WA93-Experiment, auch die im Zusammenhang mit dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse, wurde ein größerer und verbesserter Detektor für den Einsatz im WA98-Experiment gebaut. Der Detektor wurde erstmals 1994 zur Messung von Photonenverteilungen in Pb-Pb Kollisionen bei Energien von 158 GeV pro Nukleon am CERN SPS eingesetzt.

## Referenzen:

- [Agg95] M. M. Aggarwal et al., WA93 Kollaboration, *A Preshower Photon Multiplicity Detector for the WA93 Experiment*, Nucl. Instr. Meth A372 (1996) 143
- [Agg97a] M. M. Aggarwal et al., WA93-Kollaboration, *Azimuthal Anisotropy in S + Au Reactions at 200 GeV*, submitted to Phys. Lett. B (1997)
- [Agg97b] M. M. Aggarwal et al., WA93-Kollaboration, *Multiplicity and Pseudorapidity Distributions of Photons in S + Au Reactions at 200 GeV*, Phys. Rev. C 56 (1997)
- [Alb89] R. Albrecht et al., WA80-Kollaboration, Z. Phys. C 45 (1989) 31
- [Alb94] R. Albrecht et al., *Intermittency and Correlations in 200 GeV/nucleon S+S and S+Au Collisions*, Phys.Rev C50 (1994)
- [Alb95] R. Albrecht et al., *Production of  $\eta$  Mesons in 200 A GeV/c S+S and S+Au Reactions*, Phys. Lett. B 361 (1995)
- [And83] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, Phys.Rep.97 (1983) 31
- [And87] B. Anderson, G. Gustafson and B. Nilsson-Almquist, Nucl. Phys. B281 (1987) 289
- [Ans87] R. E. Ansorge et al., *Performance of a scintillating fibre detector for the UA2 upgrade*, CERN-EP/87-63
- [Ame89] N. S. Amelin, K. K. Gudima and V. D. Toneev, Proceedings of a NATO Advanced Study Institute on the Nuclear Equation of State, Peñíscola, Spain, NATO ASI Series B: Physics 216B(1989)473
- [Awe89] T. Awes , Nucl. Instr. Meth. A279 (1989) 479

- [Bia86] A. Bialas and R. Peschanski, Nucl.Phys. B273 (1986): ibid. B308 (1988)
- [Bjø79] J. Bjørken und L. D. McLerran, Phys. Rev. D20 (1979)
- [Bjø92] J. Bjørken, Acta Physics Polonica B 23 (1992)
- [Bjø93] J. Bjørken, K. Kowalski und C. Taylor, SLAC Preprint, SLAC-PUB-6109 (1993)
- [Bla87] J. Blaizot und J. Ollitrault, Phys. Lett. B191 (1987)
- [Bru87] R. Brun, *GEANT, Detector description and simulation tool*, Data handling division, DD/EE/84-1, CERN (1987)
- [Cap80] A. Capella, U. Sukhatme and J. Tran Thanh Van, Z.Phys.C3 (1980) 329
- [CER95] *Experiments at CERN in 1995*, ISSN 0259-093X, Genf(1995)
- [Cha96] S. Chattopadhyay, Dissertation, Calcutta, Indien 1996
- [Cha97] S. Chattopadhyay, *Multiplicity and Rapidity Distribution of Photons in S + Au Reactions at 200 A GeV*, to be published
- [Cle93] G. Clewing, Dissertation, Universität Münster 1993
- [Cra95] Craig J. Copi et al., *Big-Bang Nucleosynthesis and the Baryon Density of the Universe*, Sci. vol 267 (1995)
- [Das96] A. C. Das, Dissertation, Calcutta, Indien 1996
- [Dav54] H. Davies, H. A. Bethe, L. C. Maximon, Phys. Rev 93 (1954)
- [Dor81] J. Dorfan, Z.Physik C, Particles and Fields 7, 349-356 (1981)

- [Dos85] K. G. R. Doss et al., *Composite Particles and Entropy Production in Relativistic Nuclear Collisions*, Phys. Rev. C 32 (1985) 116
- [Fis67] M. E. Fischer, *Theorie of Condensation and Critical Point* und M. E. Fischer, Physics 3 (1967) 255
- [Gho96] T. K. Ghosh, Dissertation, Calcutta, Indien 1996
- [Gor87] M. Gorenstein, O. Pavlenko und G. Zinovjev, Phys. Lett. B188 (1987)
- [Gow69] J. C. Gower and G. J. S. Ross, *Minimum Spanning Trees and Single Linkage Cluster Analysis*, Appl. Statistics 18/1 (1969)
- [Gut82] H. H. Gutbrod et al., *Nuclear Disintegration in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, Nucl. Phys. A 387 (1982)
- [Gut89] H. H. Gutbrod et al., *Plastic Ball Experiments*, Rep. Prog. Phys. 52 (1989)
- [Hag80] R. Hagedorn, I. Montvay und J. Rafelski, *Hadronic Matter at Extreme Energy Density*, Vol. 2, eds. N. Dabibbo und L. Sertorio, Ettore Majorana Series (Plenum, New York, 1980)
- [Han56] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Nature, 177 (1956)
- [Har96] J. W. Harris und B. Müller, *The Search for the Quark-Gluon Plasma*, CERN-Preprint HEP-PH/9602235, CERN, Genf (1996)
- [Heo93] G. Hoelker, Dissertation, Universität Münster 1993
- [Hwa94] R. C. Hwa, C. S. Lam und J. Pan, *Cluster Production in Quark-Hadron Phase Transition in Heavy-Ion Collisions*, Phys. Rev. Lett. 72 (1994)
- [Izy91] M. Izycki et al., Nucl. Instr. Meth. 310 (1991)98

- [Kam93] K.-H. Kampert, Habilitationsschrift, Universität Münster, 1993
- [Kat86] M. Kataja et al., Phys. Rev. D 34 (1986)
- [Kia70] C. S. Kiang, Phys. Rev. Lett. 24 (1970)
- [Koc59] H. W. Koch, J. W. Motz, Rev. Mod. Phys. 4 (1959)
- [Koc95] V. Koch, *Introduction to Chiral Symmetry*, LBNL-report 38000, 1995
- [Kru56] J. B. Kruskal, Proc. Amer. Math. Soc 7 (1956)
- [Lan53] L. Landau und I. Pomeranchuk, Dokl. akad. Nauk SSR 92 (1953)
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag Berlin (1987)
- [Lud85] T. Ludlam et al., RHIC Workshop I, eds. P. Hausteiner and C. Woody, Brookhaven BNL-51921(1985)
- [Min82] R. W. Minich et al., Phys. Lett. 118 B (1982)
- [Mit94] J. T. Mitchell et al., NA35 Collaboration, *Charged Hadron Distribution in 200 AGeV S + Au Collisions: A Look at Stopping*, Nucl. Phys. A566 (1994)
- [Nay96] S. K. Nayak, Dissertation, Bubhaneswar, Indien 1996
- [Nil87] B. Nilsson-Almqvist and E. Stenlund, Com.Phys. Comm. 43 (1987)
- [Oll92] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D46 (1992) 229
- [Oll93] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D48 (1993) 1132
- [Pai86] F. E. Paige and S.S. Protopopescu, Proceedings of the Summer Study on Physics of the SSC, Snowmass, USA (1986) 320

- [PEP] PEP (*proton-electron-project*) ist ein Speicherring am SLAC in Stanford, an dem 1974 Kollisionen von Elektronen und Positronen bei Schwerpunktsenergien von 30 GeV untersucht wurden.
- PETRA (Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage) ist ein Kollider am DESY in Hamburg. Hier wurden ab 1977 Positron-Elektron-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von 40 GeV untersucht.
- [Per89] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Publishing Company(1989)
- [Pri57] R. C. Prim, Bell Sys. Tech. J. 36, 1389 (1957)
- [Raf82] J. Rafelski und B. Müller, *Strangeness Production in the Quark-Gluon-Plasma*, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066
- [Ran89] J. Ranft, Z.Phys 43 (1989) 439
- [Rev92] Review of Particle Properties in Phys. Rev. D45, Part II (1992)
- [Ruc76] V. Ruck, M. Gyulassy, W. Greiner, Z. Phys A 277 (1976)
- [Sat90] H. Satz, *Color Screening and Quark Deconfinement in Nuclear Collisions*, in R.C. Hwa : Quark-Gluon-Plasma
- [Sau90] F. Sauli et al., WA93 , *Proposal for a light universal detector for the study of correlations between photons and charged particles*, CERN/SPSC 90-14 (1990)
- [Sch90] Y. Schutz, *The Principle of the HBT and its Application in Nuclear Physics*, TAPS workshop, Schmierminokoog(NL), 1990, GANIL P 90 22

- [Sch92] E. Schnedermann et al., *Fireball Spectra*, Proceedings of a NATO Advanced Study Institute on Particle Production in Highly Excited Matter, Il Ciocco, Italy, NATO ASI Series B: Physics 303 (1992)
- [Sch93] H. R. Schmidt, Habilitationsschrift, Universität Frankfurt, 1993
- [Sjö93] T. Sjöstrand, *JETSET 7.4, Physics and Manual*, SERN-TH.7112/93, CERN, Genf (1993)
- [Sta71] H. E. Stanley, *Introduction to Phasetransition*, Oxford U.P., London (1971)
- [Ste91] P. Steinhäuser, *Test und Funktion der Streamer-Tube-Detektoren im WA80-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Münster 1991
- [Ste94] P. Steinhäusers, Dissertation, Universität Frankfurt 1994
- [Stö79] H. Stöcker, J. A. Maruhn, W. Greiner, *Three-Dimensional Calculations on the Formation of Density Isomers in High Energy Heavy Ion Collisions*, Z. Phys A 290 (1979) 297
- [Stö84] H. Stöcker, J. Phys G10 (1984), H. Stöcker, Nucl. Phys A418 (1984)
- [Tsa74] Y. S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 46 (1974)
- [vHe96] W. H. van Heeringen, Dissertation, Universität Utrecht 1996
- [vHo89] L. v. Hove, *Intermittency type flutuatons in high energy collisions*, Mod. Phys. Lett A4 (1989) 1867
- [Wan90] X. Wang and M. Gyulassy, Berkley preprint LBL-29390
- [War83] A. J. Warwick et al., *The Breakup of Spectator Residues in Relativistic Nuclear Collisions*, Phys. Rev. C27 (1983)

- [Wer89] K. Werner, Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 2460
- [Wer90] K. Werner and P. Koch, Phys. Lett. B242 (1990) 251
- [Whi72] V. K. M. Whitney, Algorithm 422, COMM ACM 15, 273 (1972)
- [Won94] Cheuk-Yin Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, 1994
- [You89] G. Young et al., Nucl. Instr. Meth. A279 (1989) 503
- [Zah71] C. T. Zahn, *Gestalt Cluster Rekognition*, IEEE Trans.Comp. 1, 68 (1971)



## **Danksagung**

Herrn Prof. H.H. Gutbrod danke ich für die interessante Aufgabenstellung, die großzügigen Arbeitsbedingungen und die anregende Betreuung.

Ich danke den Herren Prof. H. J. Specht, Prof. R. Bock und Prof. P. Braun-Munzinger für die finanzielle Unterstützung durch eine Doktorandenstelle der GSI Darmstadt.

Mein besonderer Dank gilt meinen indischen Kollegen, ohne die es die Daten des Photonen-Multiplizitäts-Detektors nicht gegeben hätte. Insbesondere danke ich Herrn Dr. Y. P. Viyogi und Herrn Dr. S. Chattopadhyay, die mir beim Verständnis der Daten und der Simulationen sehr geholfen haben. Es war mir ein besonderes Vergnügen mit ihnen zusammen zu arbeiten und dadurch einiges von ihrer indischen Mentalität zu lernen. Bei allen indischen Kollaborationsmitgliedern möchte ich mich für die Unterstützung bedanken und dafür, daß sie meinen Aufenthalt in Indien zu einem unvergeßlichen Erlebnis gemacht haben.

Herrn Dr. B. Kolb danke ich für die Erklärung aller Fragen zur Datenauslese und Datenaufbereitung, insbesondere bei Tests der Detektorteile und der Elektronik. Besonders danke ich ihm für seine geduldige Unterstützung bei der Strukturierung und der Programmierung des Analyseprogramms und der Erklärung vieler Computerfragen.

Ich danke Herrn Dr. T. Nayak für seine anregenden Gespräche und Diskussionen physikalischer Fragen, ebenso für sein beständiges Interesse an Fragen zu meiner Arbeit und für die sehr gute Arbeitsatmosphäre in den letzten Jahren. Besonders den Kollegen wie Herrn Dr. M. Purschke, Dr. P. Steinhaeuser, Frau Dr. B. Roters und allen anderen danke ich für ihr Interesse, ihre Unterstützung und das freundliche Arbeitsklima.

Herrn Dr. S. Neumaier danke ich für die immer sehr ausführliche Beantwortung vieler physikalischer Fragestellungen und der besondern Hilfe bei der Arbeit mit dem JETSET Anwendungsprogramm.

Bei allen Mitgliedern der WA93/WA98 Kollaboration, die alle zum guten Gelingen des Experiments beigetragen haben, möchte ich mich herzlich bedanken. Ganz besonders danke ich Herrn A. Pryzbyla für die prompte Erledigung aller notwendigen technischen Arbeiten und für den Einführungskurs zu Lötarbeiten.

Den Herren C. Engster und J. Dupont danke ich für die technische Unterstützung bei den Tests, der Reparatur und Wartung der Auslesekameras und der dazugehörigen Elektronik.

Herrn Dr. A. Claussen, Dr. Th. Peitzmann, Dr. S. Neumaier und Frau Dipl. Phys. B. Dockhorn-Neumaier gilt besonderen Dank für die mühevollen und kritischen Durchsicht des Manuskripts und die anregenden Fragen zum Thema.

An dieser Stelle möchte ich auch allen Müttern herzlich danken, die häufig bei der Betreuung meiner beiden Kinder eingesprungen sind und mir dadurch Zeit zum Arbeiten gegeben haben.