

Markus Merschmeyer

Das Bleiglaskalorimeter in der
Simulationsumgebung des
PHENIX-Experiments

— 2000 —

EXPERIMENTELLE PHYSIK

Das Bleigaskalorimeter in der
Simulationsumgebung des
PHENIX-Experiments

Diplomarbeit
von
Markus Merschmeyer

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik

— November 2000 —

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Elementarteilchen und fundamentale Kräfte	3
2.2	Das Phasendiagramm der Kernmaterie	5
2.3	Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen	7
2.4	Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas	8
2.4.1	Thermodynamische Signaturen	8
2.4.2	Elektromagnetische Signaturen	8
2.4.3	Aufhebung des Quark-Einschlusses	9
3	Das PHENIX-Experiment	11
3.1	Schwerionenexperimente am BNL	11
3.2	Aufbau des PHENIX-Experiments	13
3.2.1	Innere Detektoren	13
3.2.2	Null-Grad-Kalorimeter	13
3.2.3	Zentrale Arme	15
3.2.4	Myon-Arme	15
3.3	Das elektromagnetische Kalorimeter	16
3.3.1	Physikalische Vorgänge im Bleiglas	16
3.3.2	Konzept des Detektors	17
4	Simulation des PHENIX-Experiments	21
4.1	Simulation und Datenanalyse im PHENIX-Experiment	21
4.1.1	Erzeugung von Events	21
4.1.2	Simulation des Detektorverhaltens	22

4.1.3	Analyse der Simulationsdaten	22
4.2	Simulation des Bleiglasdetektors	24
4.2.1	Parametrisierung der Absorption von Čerenkov-Photonen . . .	24
4.2.2	Anwendung der Parametrisierung in der Simulation	27
4.2.3	Vergleich der Rechenzeiten	27
5	Einbau und Test der Parametrisierung	29
5.1	Notwendige Änderungen in PISA	29
5.2	Vergleich von PISA und Testsimulation	31
5.2.1	Vergleich der Energien	31
5.2.2	Vergleich des MIP-Peaks	32
5.2.3	Vergleich der Dispersion	34
6	Clusteralgorithmen	37
6.1	Vergleich der Clusteralgorithmen	37
6.2	Bestimmung neuer Clusterschwellen	39
6.2.1	Rauschen	40
6.2.2	Untersuchung verschiedener Clusterschwellen	41
6.2.3	Energieauflösung	43
6.2.4	Korrekturfunktion	45
7	Untersuchung des experimentellen Untergrundes	49
7.1	Motivation	49
7.2	p_T -Spektren	52
7.3	Flugzeitspektren	54
7.4	p_T -Spektren unter Berücksichtigung des TOF-Cuts	56
8	Untersuchung der transversalen Energie	63
8.1	Verteilung der transversalen Energie	64
8.2	Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie	66
8.3	Korrekturfunktionen für E_T und $dE_T/d\eta _{max}$	68
8.4	Vorhersagen für 200 AGeV	71
9	Zusammenfassung und Ausblick	77
A	Relativistische Kinematik	79

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>III</u>
B Der Čerenkov-Effekt	81
C Nicht berücksichtigte Module im Bleiglas-Sektor	83
Literaturverzeichnis	84
Danksagung	89

1. Einleitung

Unser heutiges Wissen über den Aufbau der Materie stammt im wesentlichen aus dem 20. Jahrhundert. Jegliche Materie ist aus Atomen aufgebaut, die aus einem Kern und einer Elektronenhülle bestehen. Der Atomkern setzt sich aus Protonen und Neutronen zusammen. Auch sie sind nicht elementar, sondern bestehen wiederum aus anderen Teilchen, den Quarks. Diese können aufgrund einer Besonderheit der Wechselwirkung zwischen ihnen nicht als freie Teilchen existieren.

Gegenstand der Schwerionenphysik ist die Untersuchung thermodynamischer Eigenschaften der Kernmaterie, um Kenntnisse über ihre Zustandsgleichung und ihre verschiedenen Aggregatzustände zu erlangen. Dies geschieht in Kollisionen schwerer Ionen (z.B. Au, Pb) bei sehr hohen Energien. Dabei lassen sich möglicherweise Bedingungen herstellen, unter denen sich die Quarks annähernd wie freie Teilchen verhalten. Man spricht dann von der Erzeugung eines *Quark-Gluon-Plasmas* (QGP).

Gegenwärtig werden am BNL¹ mit dem Beschleuniger RHIC² neue Schwerionenexperimente durchgeführt. Eines davon ist das PHENIX³-Experiment, zu dessen Zielen auch die Suche nach dem QGP und – bei erfolgreichem Nachweis – die Bestimmung seiner Eigenschaften gehören. Ein wesentlicher Detektor dieses Experiments ist das elektromagnetische Kalorimeter (EMCal). Ein Teil dieses Detektors besteht aus Bleiglasmodulen, die maßgeblich in Münster⁴ entwickelt und zuvor schon im WA98-Experiment am CERN⁵ verwendet wurden.

In dieser Arbeit werden der zu erwartende experimentelle Untergrund von Teilchen, die nicht vom Kollisionspunkt der Ionen stammen, sowie Verteilungen der transversalen Energie für die Bleiglasdetektoren des EMCal in Computersimulationen untersucht. Das EMCal ist für die Messung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen konzipiert. Die Messung dieser Teilchen in den Bleiglasmodulen des Kalorimeters basiert auf dem Čerenkov-Effekt. Um quantitative Vergleiche mit experimentellen Ergebnissen anstellen zu können, ist es in der Computersimulation des PHENIX-Experiments sehr wichtig, den Einfluß dieses Effekts auf die Detektorantwort des Bleiglasses korrekt zu beschreiben. Der Einbau einer zu diesem Zweck

¹Brookhaven National Laboratory

²Relativistic Heavy Ion Collider

³Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment

⁴An der Entwicklung waren auch Mitarbeiter des *Institute of High Energy Physics (IHEP)* in Protvino (Rußland) und des *Oak Ridge National Laboratory* (USA) beteiligt.

⁵Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

entwickelten Parametrisierung, welche die Absorption von Čerenkov-Photonen im Bleiglas beschreibt, in die Simulationssoftware wird ebenfalls in dieser Arbeit vorgestellt.

Grundlagen zu Schwerionenreaktionen und zum Quark-Gluon-Plasma finden sich in Kapitel 2. Kapitel 3 enthält eine Beschreibung des PHENIX-Experiments und des elektromagnetischen Kalorimeters. Ein Überblick über die Simulation des Experiments und die Parametrisierung wird in Kapitel 4 gegeben. In Kapitel 5 wird die Überprüfung der korrekten Funktionsweise der Parametrisierung beschrieben und Kapitel 6 behandelt den Vergleich verschiedener Methoden der Treffersuche für den Bleiglasdetektor. Eine Betrachtung des im Experiment zu erwartenden Untergrundes folgt in Kapitel 7 und in Kapitel 8 werden durch die Simulation bestimmte Verteilungen der transversalen Energie angegeben.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Elementarteilchen und fundamentale Kräfte

Der Aufbau der gesamten Materie läßt sich mit dem *Standardmodell* durch eine kleine Anzahl von Teilchen, die *Fermionen* (siehe Tabelle) Sie besitzen einen Eigendrehimpuls (*Spin*) von $\hbar/2$ und gehorchen der *Fermi-Dirac-Statistik*. In einem System von Teilchen mit halbzahligem Spin müssen sich zwei beliebige Zustände gemäß des *Pauli-Prinzips* in mindestens einer Quantenzahl unterscheiden. Zu jedem Teilchen in der Tabelle existiert auch ein Antiteilchen mit teilweise umgekehrten Quantenzahlen. Angeregte Zustände, wie es sie z.B. bei den Nukleonen gibt, wurden für diese Teilchen bis heute nicht nachgewiesen, so daß sie möglicherweise als elementar anzusehen sind. 2.1) erklären.

Fermionen	Familie			elektrische	Farb-
	1	2	3	Ladung	Ladung
Quarks	u	c	t	$+2/3$	r, b, g
	d	s	b	$-1/3$	
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	–
	e^-	μ^-	τ^-	-1	–

Tabelle 2.1: Eigenschaften der Elementarteilchen.

Die Fermionen lassen sich in *Quarks* und *Leptonen* mit je drei Familien aufteilen. Die Materie ist vollständig aus den Teilchen der ersten Familie aufgebaut, Teilchen der beiden anderen Familien können in Beschleunigern erzeugt oder in Teilchenschauern der kosmischen Strahlung beobachtet werden. Zu den Leptonen gehören das Elektron (e^-), das Myon (μ^-) und das Tau (τ^-), die jeweils eine Elementarladung tragen, sowie die Neutrinos (ν_e , ν_μ und ν_τ), die elektrisch neutral sind. Alle Leptonen können als freie Teilchen existieren. Die sechs verschiedenen Quarksorten (*Flavours*) mit den Namen Up, Down, Charm, Strange, Top und Bottom treten nur in gebundenen Zuständen, den *Hadronen*, auf. Je nachdem, ob die Hadronen aus einem Quark-Antiquark-Paar oder drei Quarks bestehen, spricht man von *Mesonen* (z.B. π^\pm , π^0) oder *Baryonen* (z.B. p , n). Man ordnet den Quarks drittelzahlige elek-

Bosonen	vermittelte Kraft	Reichweite in m	relative Stärke ¹
Graviton	Gravitation	∞	10^{-39}
Photon γ	elektromagnetische Wechselwirkung	∞	10^{-2}
Vektorbosonen W^{\pm}, Z_0	schwache Wechselwirkung	$< 10^{-18}$	10^{-13}
Gluon ² g	starke Wechselwirkung	$< 10^{-15}$	1

Tabelle 2.2: Eigenschaften der fundamentele Kräfte. Siehe auch [Hän95].

trische Ladungen und eine Farbladung (rot, grün oder blau) zu. Erlaubt sind nur solche Kombinationen aus Quarks und Antiquarks, bei denen die Farben insgesamt weiß ergeben. Theoretisch sind so auch Teilchen aus vier oder mehr Quarks denkbar, experimentell wurden solche Teilchen bisher jedoch nicht eindeutig identifiziert.

Fermionen und die aus ihnen zusammengesetzten Teilchen wechselwirken durch den Austausch von *Bosonen* (siehe Tabelle 2.2). Der Spin dieser Teilchen ist ganzzahlig, daher unterliegen sie der *Bose-Einstein-Statistik*. Im Gegensatz zu den Fermionen können hier beliebig viele Teilchen einen Quantenzustand besetzen. Die Bosonen sind die Austauschteilchen der vier fundamentalen Kräfte, der Gravitation³, der elektromagnetischen Kraft, der schwachen Kraft und der starken Kraft.

Die Reichweite einer Kraft hängt mit der Masse des Austauschteilchens zusammen. Gravitation und elektromagnetische Kraft haben unendliche Reichweite, daher darf das Graviton keine Masse besitzen und auch das Photon ist masselos. Die Bosonen der schwachen Kraft besitzen Masse, folglich ist die Reichweite dieser Kraft kurz. Gluonen sind ebenfalls masselos, können aber aufgrund der Farbladung, die sie tragen, miteinander wechselwirken. Dies führt zu einem Einschluß der Quarks innerhalb eines Bereiches von etwa 10^{-15} m (*Confinement*).

¹bezogen auf die starke Wechselwirkung

²Das Gluon existiert in acht verschiedenen Farbkombinationen.

³Das Graviton konnte bisher nicht experimentell beobachtet werden.

Der Quark-Einschluß wird durch einen Vergleich der Potentiale der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung deutlich [Per90]:

$$V_{em} = -\frac{\alpha_{em}}{r} \quad \text{und} \quad (2.1)$$

$$V_{stark} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_{stark}}{r} + kr . \quad (2.2)$$

Die *Stringspannung* k bewirkt, daß das Potential der starken Wechselwirkung im Unendlichen nicht verschwindet, sondern ebenfalls gegen Unendlich geht. Daher bleiben die Quarks in einem kleinen Raumbereich eingeschlossen. Ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung sind die Kopplungskonstanten. Es gilt (N_f : Anzahl der Quarksorten, $\Lambda \approx 100$ MeV: freier Skalenparameter der starken Wechselwirkung) [Per90]:

$$\alpha_{em} \approx \frac{1}{137} \quad \text{und} \quad (2.3)$$

$$\alpha_{stark}(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right)} . \quad (2.4)$$

Die Impulsabhängigkeit der Kopplungskonstante hat zur Folge, daß α_{stark} bei großen Impulsüberträgen gegen Null geht. Sehr kleine Abstände der Teilchen führen zusätzlich zum Verschwinden der Stringspannung, so daß die Teilchen quasi wechselwirkungsfrei sind. Man spricht in diesem Fall von *asymptotischer Freiheit*. Große Abstände bzw. kleine q^2 bewirken eine starke Bindung zwischen den Teilchen, d.h. $\alpha_{stark} \gg 1$.

Methoden der Störungstheorie können nur für kleine Werte von α_{stark} angewandt werden. Systeme mit einer starken Bindung werden mit der *Gittereichtheorie* oder phänomenologischen Modellen behandelt.

2.2 Das Phasendiagramm der Kernmaterie

Die Schwerionenphysik befaßt sich insbesondere mit der Untersuchung der thermodynamischen Eigenschaften von Kernmaterie. In Kern-Kern-Stößen werden hohe Dichten und Temperaturen erreicht, so daß sich durch die Wahl bestimmter Randbedingungen die unterschiedlichen Phasen der Kernmaterie gezielt studieren lassen.

Eine schematische Darstellung des Phasendiagramms ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Kernmaterie im Grundzustand hat die Dichte ρ_0 , die Temperatur $T = 0$ und eine Energiedichte von etwa $0,16$ GeV/fm³ (die Energiedichte der Nukleonen ist etwa dreimal so groß). In peripheren Stößen schwerer Kerne, bei Anregungsenergien

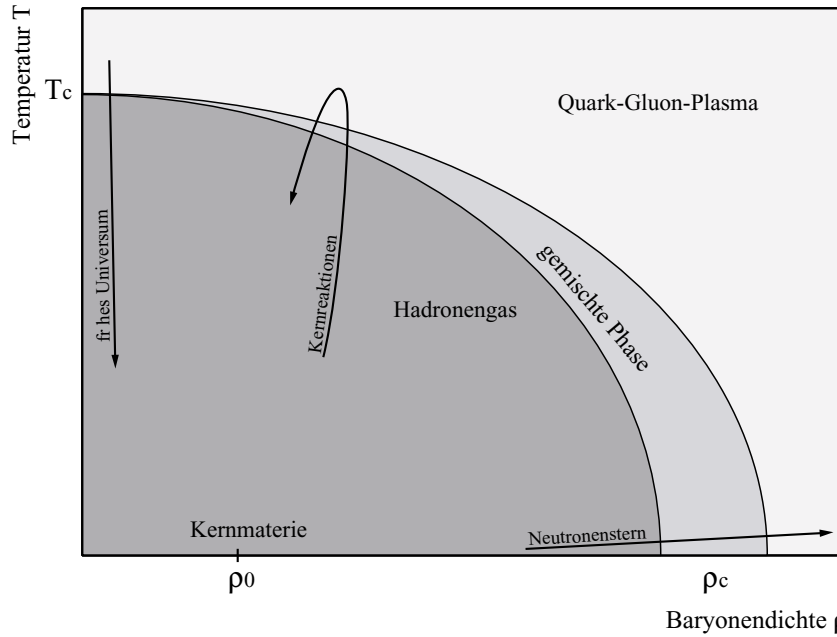


Abbildung 2.1: Phasendiagramm der Kernmaterie. Die Werte für T_c schwanken modellabhängig zwischen 140 – 200 MeV. Bei verschwindenden Temperaturen sollte die kritische Dichte ρ_c im Bereich von 5 – 10 ρ_0 liegen.

von einigen AMeV, findet in den Kernfragmenten der Phasenübergang zum Nukleonengas statt [Poc95]. Ein *Hadronengas*, das hauptsächlich Nukleonen, Nukleon-Resonanzen und Pionen enthält, entsteht in zentralen Kollisionen bei Energien von einigen AGeV.

Sowohl Gitterrechnungen der *Quantenchromodynamik* als auch Experimente [Abr00, Agg00] geben Hinweise auf eine weitere Phase, das *Quark-Gluon-Plasma* (QGP). In dieser Phase ist die Teilchendichte bzw. die Temperatur so hoch, daß die Quarks und Gluonen nicht mehr eindeutig einem Teilchen zugeordnet werden können, sondern sich quasifrei in einem größeren Raumbereich bewegen. Die für diesen Phasenübergang erforderlichen kritischen Energiedichten liegen für kleine Teilchendichten ungefähr im Bereich $\varepsilon = 1,5\text{--}3,0 \text{ GeV/fm}^3$ [Sto99].

Die Suche nach dem QGP ist auch aus kosmologischer und astrophysikalischer Sicht interessant, da zum einen beim Abkühlen des Universums ein Übergang vom QGP zum Hadronengas stattgefunden haben könnte und zum anderen in Neutronensternen bei hohen Dichten und niedrigen Temperaturen die Existenz eines QGP möglich ist.

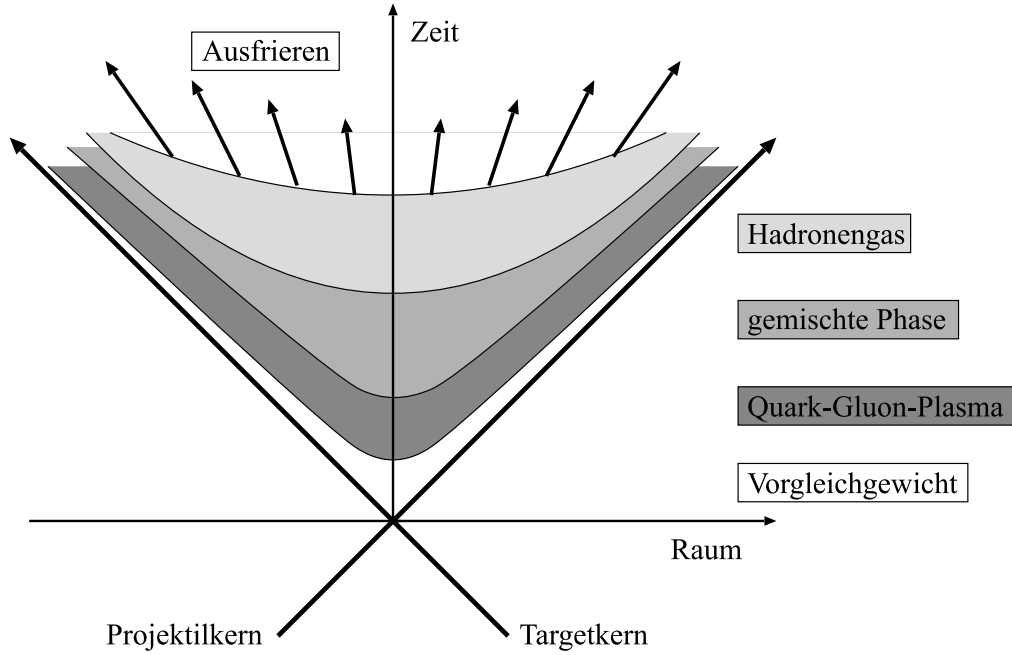


Abbildung 2.2: Möglicher raum-zeitlicher Verlauf einer Schwerionenreaktion.

2.3 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

Durch Kollisionen schwerer Kerne bei ultrarelativistischen Energien lassen sich Bedingungen für die Entstehung eines QGPs herstellen. Bei Energien von $\sqrt{s} \geq 100$ AGeV kann das *Bjorken-Szenario* [Bj71] diese Kollisionen beschreiben. Die Kerne durchdringen sich, werden aber nicht vollständig abgestoppt, und die Nukleonen verlieren nur einen Teil ihrer Energie. Zwischen den auseinanderlaufenden Kernen kann dann eine Region hoher Energiedichte entstehen, in der die Bildung eines heißen, baryonarmen Quark-Gluon-Plasmas möglich ist. Abbildung 2.2 zeigt die Möglichkeit eines raum-zeitlichen Verlaufs einer Schwerionenreaktion. Unmittelbar nach der Kollision der beiden Kerne durchläuft das System eine Vorgleichgewichtsphase. Aus dieser Phase kann ein Quark-Gluon-Plasma entstehen, falls die Energiedichte dafür ausreicht. Die räumliche Expansion führt zur Abkühlung des Plasmas. Unterschreitet die Energiedichte im Plasma eine bestimmte Schwelle ε_c , so geht das System in die gemischte Phase über, in der aus dem QGP wieder Hadronen gebildet werden. Ist dieser Prozeß abgeschlossen, liegt in der Reaktionszone ein Hadronengas vor. Es kühlt sich im Lauf der weiteren Expansion so weit ab, daß die einzelnen Hadronen nicht mehr miteinander wechselwirken. Dies bezeichnet man als das Ausfrieren der Hadronen.

2.4 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas

Theoretische Betrachtungen sagen eine Vielzahl experimentell beobachtbarer Hinweise für den Fall der Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas voraus. Manche dieser Signaturen lassen sich jedoch gleichermaßen durch Effekte eines Hadronengases erklären. Ebenfalls problematisch ist die Abschwächung mancher QGP-Signaturen als Folge von Endzustands-Wechselwirkungen in der anschließenden Hadronengas-Phase. Als sichere Evidenz für den Phasenübergang von normaler Kernmaterie zu einem QGP sieht man deshalb den gleichzeitigen Nachweis vieler Signaturen an. Einige der vielversprechenden QGP-Signaturen werden nachfolgend vorgestellt, eine Gesamtübersicht dazu findet sich z.B. in [Har96].

2.4.1 Thermodynamische Signaturen

Die Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas kann sich im Verhalten der Energiedichte ε als Funktion der Temperatur T äußern. Ein Phasenübergang erster Ordnung führt zu einem steilen Anstieg der Energiedichte bei Erreichen der kritischen Temperatur T_c und damit insgesamt zu einem S-förmigen Verlauf der Funktion $\varepsilon(T)$. Bei einem Übergang zweiter oder höherer Ordnung ist dieses Verhalten nicht mehr zu erkennen. Experimentell zugänglich sind T und ε durch Messung des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle$ und der Rapiditätsverteilung der transversalen Energie dE_T/dy (s. Anhang A). Im Experiment variiert man statt der Temperatur die Energiedichte mittels Auswahl von Stößen bestimmter Zentralität.

2.4.2 Elektromagnetische Signaturen

Da die elektromagnetische Kraft zwei Größenordnungen schwächer ist als die starke Kraft, sind elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen wie Photonen und Leptonen sehr gut geeignet, um Informationen über die frühe Phase einer Schwerionenkollision zu liefern. Die mittlere freie Weglänge dieser Teilchen in hadronischer Materie ist so groß, daß sie fast ungehindert aus der Reaktionszone gelangen.

Leptonenpaare, *Dileptonen*, können im QGP durch Quark-Antiquark-Annihilation ($q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$) entstehen. Ihre Produktionsrate und ihre Impulsverteilung sind abhängig von der Impulsverteilung der Quarks und Antiquarks, daher geben sie Aufschluß über den thermodynamischen Zustand des Plasmas zum Zeitpunkt ihrer Entstehung. Diesen Dileptonen ist im Experiment ein beträchtlicher Untergrund an Dileptonen aus anderen Quellen überlagert. Diese stammen zum einen aus dem

Drell-Yan-Prozess, der Vernichtung eines Quarks und eines Antiquarks aus unterschiedlichen Nukleonen in einem harten Prozeß, zum anderen aus den Zerfällen von Vektormesonen wie dem ρ^0 oder dem ω .

Direkte Photonen können sowohl durch die Vernichtung von Quarks mit Antiquarks ($q\bar{q} \rightarrow \gamma g$) als auch durch Quark-Gluon-Compton-Streuung ($gq \rightarrow \gamma q$) erzeugt werden. Analog zu den Dileptonen hängt auch die Impulsverteilung der direkten Photonen von der der Quarks, Antiquarks und Gluonen ab. Durch hadronische Prozesse wie $\pi^+\pi^- \rightarrow \gamma\rho^0$ oder $\pi^\pm\rho^0 \rightarrow \gamma\pi^\pm$ entstehen auch im Hadronengas direkte Photonen. Zusätzlich tragen Zerfälle von in der Reaktion erzeugten Hadronen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$) zum Photonenuntergrund bei. Unter der Annahme eines equilibrierten Plasmas ermöglichen die direkt aus dem Plasma stammenden Dileptonen und Photonen Aussagen über die Temperatur der Reaktionszone.

Messungen des WA98-Experiments am CERN zeigen einen Überschuss an direkten Photonen bei Transversalimpulsen $p_T > 1,5$ GeV, der sich nicht aus theoretischen Vorhersagen ergibt [Agg00]. Modellrechnungen, die die Existenz eines QGP annehmen, können diese Beobachtungen beschreiben.

2.4.3 Aufhebung des Quark-Einschlusses

In einem QGP herrscht eine hohe Dichte ungebundener Farbladungsträger, was zu einer Abschirmung der Farbkraft zwischen gebundenen $q\bar{q}$ -Zuständen führen kann. Die Produktion des J/Ψ , eines gebundenen Zustandes aus einem $c\bar{c}$ -Paar, der wegen seiner großen Masse nur in der Anfangsphase einer Schwerionenkollision erzeugt werden kann, wird unter diesen Bedingungen unterdrückt [Mat86]. Angeregte Zustände des J/Ψ , wie das Ψ oder das χ_c , bei denen der mittlere Abstand des $c\bar{c}$ -Systems noch größer ist, sollten schon knapp oberhalb der kritischen Temperatur T_c verschwinden. Die Bindung des J/Ψ wird nur dann erhalten bleiben, wenn es aus der Plasmaregion entkommen kann, bevor der Abstand des $c\bar{c}$ -Paares größer geworden ist als der des gebundenen Zustands ($\approx 0,4$ fm [Pov96]). Dies ist der Fall, wenn sich das Plasma extrem schnell abkühlt oder wenn das J/Ψ einen ausreichend hohen Transversalimpuls besitzt. Die Unterdrückung des J/Ψ kann, zumindest teilweise, auch durch Kollisionen mit anderen Hadronen des expandierenden Hadronengases nach der Plasmaphase erklärt werden [Bla89]. Dabei dissoziiert der $c\bar{c}$ -Zustand in ein Paar von D -Mesonen.

Das NA50-Experiment am CERN hat die Produktionsrate des J/Ψ in zentralen Pb-Pb-Kollisionen untersucht und erste Hinweise für die Aufhebung des Quark-Einschlusses gefunden [Abr00]. Der Grad der Unterdrückung des J/Ψ läßt sich mit den bisher vorhandenen Modellen, die kein QGP voraussetzen, nicht erklären.

3. Das PHENIX-Experiment

Seit Mai 2000 wird am neuen Beschleuniger RHIC (BNL) gemessen. Bei ihm handelt es sich um einen *Collider*, mit dem in zwei separaten Ringen gegenläufige Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden. RHIC ist in der Lage, Protonen auf bis zu 250 GeV und Au-Kerne auf maximal 100 AGeV zu beschleunigen, und kann so Schwerpunktennergien von 500 GeV bzw. 200 AGeV erreichen. Bei diesen Energien erwartet man die Produktion von Bereichen hoher Energiedichte, in denen ein QGP entstehen kann. Die Messungen im Sommer 2000 wurden bei einer Schwerpunktennergie von 130 AGeV durchgeführt.

Da am RHIC zusätzlich die Möglichkeit besteht, polarisierte Protonen zu beschleunigen, ist neben der Schwerionenphysik auch ein Spinphysik-Programm geplant, bei dem die Zusammensetzung des Nukleonenspins genauer geklärt werden soll.

3.1 Schwerionenexperimente am BNL

Vier Experimente suchen am RHIC nach Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas, nämlich BRAHMS¹, PHOBOS, STAR² und PHENIX. Zudem existieren zwei weitere Experimentierplätze, die von später folgenden Experimenten verwendet werden können. Die bestehenden Experimente setzen unterschiedliche Schwerpunkte bei der Suche nach dem QGP, da sie jeweils so konzipiert sind, daß sie bestimmte Meßgrößen sehr genau, andere dagegen mit geringerer Genauigkeit messen. Dies ist vorteilhaft, da sich die Messungen der einzelnen Experimente so ergänzen können.

BRAHMS

Das BRAHMS-Experiment [BRA94] widmet sich globalen Variablen relativistischer Schwerionenstöße. Es besteht im wesentlichen aus zwei schwenkbaren Hadronenspektrometern, einem in Vorwärtsrichtung und einem für den Bereich senkrecht zur Strahlachse. Eine systematische Untersuchung der Teilchenproduktion soll Informationen über die Pseudorapiditätsverteilungen der Baryonendichte und der Temperatur in diesen Stößen liefern.

¹Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers

²Solenoidal Tracker At RHIC

PHOBOS

Das PHOBOS-Experiment [PHO94] sucht nach kollektiven Effekten und Korrelationen von Teilchen in hadronischer Materie bei hohen Energiedichten. Hauptbestandteile sind ein Multiplizitätsdetektor und zwei Vielteilchenspektrometer aus Silizium-Detektoren, mit denen sich auch Teilchen mit sehr kleinen Transversalimpulsen (≈ 20 MeV) messen lassen. Aus den Multiplizitätsverteilungen von Photonen und geladenen Teilchen sollen Rückschlüsse auf die Natur des Phasenüberganges gezogen werden.

STAR

STAR [STA94] untersucht die Produktion von Hadronen in einem großen Raumwinkelbereich auf der Basis einzelner Ereignisse. Wichtigster Detektor ist eine große Zeitprojektionskammer (TPC), die zusammen mit anderen Detektoren zur Vertex-, Flugzeit- und Energiebestimmung vollständig in einem zylinderförmigen Magneten untergebracht ist. Diese Anordnung ermöglicht es, gezielt die unterschiedlichen Phasen der Raum-Zeit-Entwicklung von Schwerionenreaktionen zu betrachten. Darüber hinaus wird STAR in sehr peripheren Stößen die Wechselwirkungen von Photonen studieren und auch in das Spinphysik-Programm einbezogen sein.

PHENIX

Ziel des PHENIX-Experiments [PHE93] ist es, möglichst viele der Signaturen eines QGPs im Rahmen eines einzelnen Experiments zu messen. Deswegen besteht das Experiment aus vielen unterschiedlichen Detektoren, die nachfolgend genauer beschrieben werden. Da keine einzelne Meßgröße existiert, die einen eindeutigen Rückschluß auf die Bildung eines QGP zuläßt, ist es wichtig, nach einem außergewöhnlichen Verhalten der mit den Signaturen verbundenen physikalischen Variablen zu suchen. PHENIX befaßt sich vor allem mit den folgenden Aspekten des QGP :

- Aufhebung des Quark-Einschlusses,
- Wiederherstellung der chiralen Symmetrie,
- thermische Strahlung des Plasmas sowie
- Ordnung des Phasenüberganges.

Desweiteren sollen auch die Produktion von s- und c-Quarks, das *Jet Quenching* und die Raum-Zeit-Entwicklung untersucht werden.

Um ein QGP zweifelsfrei nachweisen zu können, werden die oben genannten Messungen sowohl für Kern-Kern-Stöße, bei denen man die Bildung eines QGPs er-

wartet, als auch für Proton-Kern-Stöße, wo es nicht zur Bildung eines QGPs kommt, durchgeführt.

3.2 Aufbau des PHENIX-Experiments

Eine schematische Darstellung des PHENIX-Experiments ist in Abb. 3.1 gezeigt. Der gesamte Detektor läßt sich in vier verschiedene Detektorsysteme gliedern: Die inneren Detektoren, zwei Null-Grad-Kalorimeter, zwei zentrale Arme und zwei Myon-Arme. Zur genaueren Beschreibung des Aufbaus siehe [PHE93].

3.2.1 Innere Detektoren

Zu den inneren Detektoren gehören die beiden *Startzähler* (BBC³) [Ike98] und der *Multiplizitäts-Vertex-Detektor* (MVD) [Ben99] zur Messung verschiedener grundlegender experimenteller Größen. Die Čerenkov-Zähler⁴ des BBC sind vor und hinter dem Kollisionspunkt um das Strahlrohr herum angeordnet. Sie sind in der Lage, den Zeitpunkt der Kollision auf ± 100 ps genau festzulegen. Auch eine grobe und vor allem schnelle Bestimmung des Vertex (± 2 cm) ist möglich.

Der MVD umgibt den Kollisionspunkt von $-2,7 \leq \eta \leq 2,7$ für eine Vertexposition bei $z = 0$. Er besteht aus einer Anordnung von Si-Streifen und Si-Pads, mit denen sowohl die Vertexposition mit hoher Genauigkeit (± 500 μm) als auch die Teilchenmultiplizität N und ihre Pseudorapiditäts- und Azimutalwinkelverteilung $d^2N/d\eta d\phi$ gemessen werden können.

3.2.2 Null-Grad-Kalorimeter

Die beiden Null-Grad-Kalorimeter (ZDC⁵) [ZDC98] für das PHENIX-Experiment sind in einer Entfernung von 18,25 m vor und hinter dem Kollisionspunkt zwischen den Strahlrohren des RHIC eingebaut. Mit diesen Kalorimetern weist man Neutronen nach, die von den nach einer Kollision übriggebliebenen Kernfragmenten emittiert werden. Die Neutronen werden nicht wie die geladenen Teilchen im Strahl durch das Magnetfeld abgelenkt und geben so Aufschluß über die Energie der Kernfragmente.

³Beam-Beam Counter

⁴zum Čerenkov-Effekt siehe Anhang B

⁵Zero Degree Calorimeter

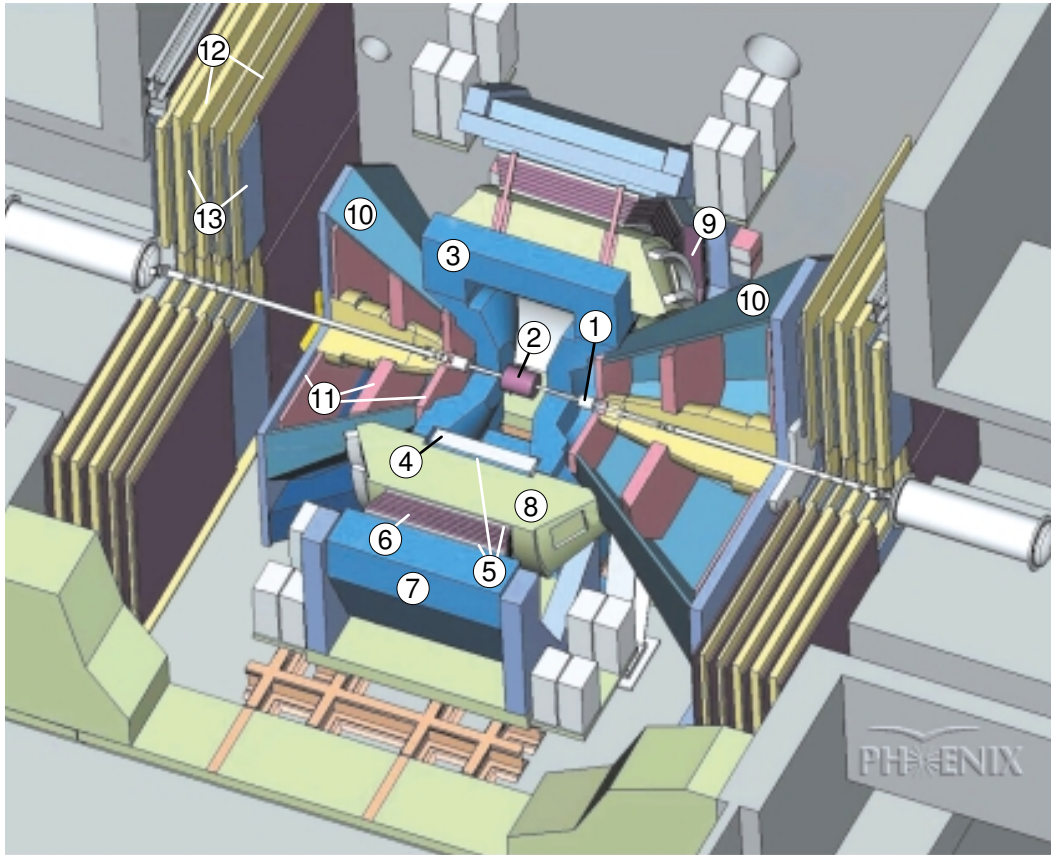


Abbildung 3.1: Aufbau des PHENIX-Experiments (Zeichnung: PHENIX-Kollaboration u. N. Heine). **1.** Start-Zähler (BBC), **2.** Multiplizitäts-Vertex-Detektor (MVD), **3.** zentraler Magnet (CM), **4.** Driftkammer (DC), **5.** Pad-Kammern (PC), **6.** Zeit-Expansions-Kammer (TEC), **7.** elektromagnetisches Kalorimeter (EMCal), **8.** Ring-Imaging-Čerenkov-Detektor (RICH), **9.** Flugzeitwand (TOF), **10.** Myon-Magnete (MM), **11.** Myon-Tracking-Kammern (μT), **12.** Absorberplatten, **13.** Streamer-Tubes.

Aufgrund der Antikorrelation von transversaler Energie E_T und der Energie in Vorwärtsrichtung E_F ist mit den Null-Grad-Kalorimetern eine komplementäre Messung der Zentralität möglich. Da alle vier RHIC-Experimente mit Kalorimetern dieser Art ausgerüstet sind, können über die globale Meßgröße E_F die Resultate der verschiedenen Experimente miteinander verglichen werden.

3.2.3 Zentrale Arme

Eine Vielzahl unterschiedlicher Detektorelemente ist in den zentralen Armen untergebracht. Neben der Spurverfolgung, der Impulsmessung und der Identifizierung der Teilchen ist hier auch die Energiebestimmung von Photonen und Elektronen wichtig. Jeder Arm deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $-0,35 \leq \eta \leq 0,35$ und einen Azimutalwinkelbereich von $\Delta\phi = 90^\circ$ ab, so daß pro Arm ein Raumwinkel von etwa 1 sr erfasst wird. Die nachfolgend beschriebenen Detektoren sind im wesentlichen in beiden Armen enthalten.

Der *zentrale Magnet* erzeugt ein axiales Magnetfeld mit einem Radius von etwa 2,5 m um die Strahlachse herum. Im Randbereich dieses Feldes befindet sich die erste Gruppe der Spurverfolgungs-Detektoren, bestehend aus einer *Driftkammer* (DC) [Rya98] und einer *Pad-Kammer* (PC). Die Kombination dieser Detektoren mit unterschiedlich guten Auflösungsvermögen in r , ϕ und z ermöglicht eine genaue Bestimmung sowohl des Transversalimpulses p_T als auch des Verhältnisses p_z/p_T .

Außerhalb des zentralen Magneten, im radialen Bereich von $2,6 \text{ m} < r < 4,0 \text{ m}$, liegt der *Ring-Imaging-Čerenkov-Detektor* [Aki99]. Durch Ausnutzen des Čerenkov-Effekts können Elektronen identifiziert und so von anderen geladenen Teilchen wie Pionen separiert werden.

Die zweite Gruppe der Spurverfolgungs-Detektoren bilden dann zwei weitere Pad-Kammern, vor und hinter einer *Zeit-Expansions-Kammer* (TEC) [Ros99], die ebenfalls zur Identifizierung von Elektronen aufgrund ihres Energieverlusts dient. Dahinter sind zur Erkennung und Separation geladener Hadronen in der unteren Hälfte des östlichen Arms zwei *Flugzeitwände* (TOF) angebracht.

Ganz außen befindet sich das *elektromagnetische Kalorimeter* (EMCal). Es ist pro Arm in vier Sektoren unterteilt, von denen sechs aus Blei-Szintillator(PbSc)-Modulen bestehen. Sie haben einen radialen Abstand von 510 cm zum Kollisionspunkt. Die verbleibenden zwei Sektoren enthalten Bleiglas(PbGl)-Module und sind 530 cm vom Kollisionspunkt entfernt. Die Hauptaufgaben des EMCal sind Identifizierung, Ortsbestimmung und Energiemessung von Photonen.

3.2.4 Myon-Arme

Die beiden Myon-Arme enthalten Detektoren zur Spurverfolgung und Impulsmessung geladener Teilchen, insbesondere zur Identifizierung von Myonen. Im Pseudorapiditätsbereich von $1,15 \leq |\eta| \leq 2,44$ sollen mit ihrer Hilfe die Zerfälle von Vektormesonen wie Ψ' , J/Ψ und Υ studiert werden.

Die *Myon-Magnete* (MM) erzeugen ein radiales Magnetfeld, in dem geladene Teilchen abgelenkt werden. Durch jeweils drei Driftkammern (μT) im Abstand von etwa 2 m am vorderen Ende, in der Mitte und am hinteren Ende des Magnetfeldes werden die Trajektorien und damit der Impuls der Teilchen bestimmt.

Hinter den Myon-Magneten liegen die Detektoren zur *Myon-Identifizierung* (μID). Um die Myonen gut von Schauerteilchen, z.B. Pionen, unterscheiden zu können, bestehen diese Detektoren aus abwechselnden Schichten von Beton und *Streamer-Tubes*. Die Betonschichten schirmen besonders die stärker wechselwirkenden Pionen ab.

3.3 Das elektromagnetische Kalorimeter

Die Messung der mit den Signaturen verknüpften Größen erfolgt, wie oben dargestellt, in vielen Fällen durch den Nachweis elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen. Das elektromagnetische Kalorimeter ist daher ein zentraler Bestandteil des PHENIX-Experiments. Da diese Arbeit Computersimulationen für den Bleiglasdetektor behandelt, sollen nachfolgend die Wechselwirkung von Photonen, Elektronen und Hadronen mit dem Detektormaterial und das Konzept des Bleiglasdetektors näher erläutert werden. Auf den Blei-Szintillator-Detektor wird nur bei der Beschreibung des Detektorkonzepts kurz eingegangen.

3.3.1 Physikalische Vorgänge im Bleiglas

Beim Auftreffen eines Teilchens auf das Bleiglaskalorimeter entsteht in den meisten Fällen eine Kaskade neu produzierter Teilchen, ein sogenannter Schauer. Die geladenen Teilchen in einem Schauer erzeugen Čerenkov-Licht, welches mit einem Photovervielfacher detektiert wird. Je nach Art des einfallenden Teilchens unterscheidet man zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern.

Elektromagnetische Schauer

Unter einem elektromagnetischen Schauer versteht man den ständigen Wechsel von Paarbildung und Bremsstrahlung. Ein solcher Schauer wird von Photonen oder Elektronen ausgelöst. Der Schauer bricht erst dann ab, wenn die durch Paarbildung erzeugten Elektronen und Positronen eine kritische Energie E_c erreichen, bei welcher der Energieverlust durch Bremsstrahlung dem Energieverlust durch Ionisation oder Anregung der Atome des Detektormediums entspricht. Der einzige Unterschied zwischen einem durch ein Photon und einem durch ein Elektron ausgelösten Schauer

besteht im ersten Prozeß, der im Bleiglas stattfindet. Ein Photon erzeugt zunächst ein Elektron-Positron-Paar, während das Elektron direkt Čerenkov-Photonen und Bremsstrahlung emittiert.

Ein Maß für die Strecke, innerhalb derer ein Photon im Detektor mit der Wahrscheinlichkeit $1 - e^{-7/9} \approx 54\%$ ein e^+e^- -Paar erzeugt, ist die Strahlungslänge X_0 . Elektronen und Positronen verlieren auf dieser Länge etwa 63 % ihrer Energie in Form von Bremsstrahlung. Der *Molière-Radius* R_M beschreibt die laterale Ausdehnung des Schauers. Die Energiedeposition fällt senkrecht zur Einfallsrichtung des Primärteilchens exponentiell mit diesem Radius ab, so daß in einem Zylinder mit dem Radius $2R_M$ etwa 95 % der Schauerenergie enthalten sind. Für R_M gilt die Näherung:

$$R_M \approx 21 \text{ MeV} \cdot \frac{X_0}{E_c} . \quad (3.1)$$

Hadronische Schauer

Hadronen wechselwirken durch inelastische Stöße mit dem Detektormaterial und erzeugen dabei neue Hadronen, vor allem Pionen. Diese sekundären Hadronen können wieder inelastisch wechselwirken, was zur Entstehung eines hadronischen Schauers führt. Zum Abbruch des Schauers kommt es erst, wenn alle hadronischen Teilchen im Detektor entweder abgebremst oder absorbiert worden sind. Durch die Emission von Bremsstrahlung⁶ und durch Zerfälle von im Schauer vorkommenden π^0 werden auch elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen erzeugt. Analog zur Strahlungslänge ist hier die *hadronische Wechselwirkungslänge* λ ein Maß für die Reichweite der Teilchen im Detektor. Etwa 63 % aller Hadronen lösen innerhalb dieser Distanz einen Schauer aus. Die verbleibenden Hadronen geben nur einen sehr geringen Teil ihrer Energie durch Ionisation oder Čerenkov-Strahlung ab. Bei diesen handelt es sich um 'minimal ionisierende' Teilchen.

3.3.2 Konzept des Detektors

Das elektromagnetische Kalorimeter ist modular aufgebaut. Die sechs Blei-Szintillator-Sektoren sind aus jeweils 3×6 Supermodulen zusammengesetzt, die wiederum aus 12×12 Einzelmodulen bestehen. Jedes Modul besteht aus vielen abwechselnden Schichten von Blei- und Plastiksintillator-Platten und hat eine Frontfläche von etwa $5 \times 5 \text{ cm}^2$ und eine Länge von 37 cm. Die beiden Bleiglas-Sektoren enthalten

⁶Die Intensität der Bremsstrahlung ist wegen der vergleichsweise großen Masse der Hadronen viel geringer als bei Elektronen und Positronen.

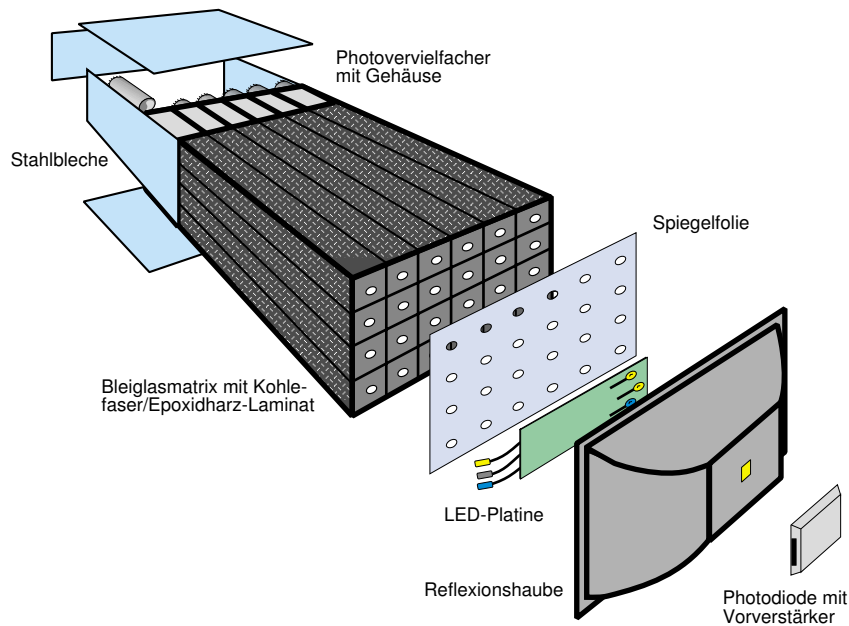


Abbildung 3.2: Aufbau eines Bleiglas-Supermoduls im PHENIX-Experiment.

je 12×16 Supermodule mit jeweils 4×6 Modulen. Die Abmessungen der Bleiglas-Module sind $4 \times 4 \times 40 \text{ cm}^3$.

Simulationen des Detektorverhaltens bei den zu erwartenden Multiplizitäten zeigen, daß eine Segmentierung von ungefähr 25 cm^2 erforderlich ist, um die Treffer verschiedener Teilchen voneinander trennen zu können. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon oder Elektron seine Energie in einem Bereich von 2×2 Modulen deponiert, beträgt 64 %, für eine Matrix von 3×3 Modulen sind es 85 % [PHE93]. Die Segmentierung des Bleiglaskalorimeters ist mit einer Frontfläche von 16 cm^2 pro Modul deutlich feiner.

Die Eigenschaften des Bleiglasdetektors sind in Tabelle 3.1 dargestellt. Der Molière-Radius ist etwa so groß wie die Seitenlänge eines Moduls, so daß die oben genannten Anforderungen für die Ortsbestimmung erfüllt sind. Die Modullänge entspricht etwa 14,4 elektromagnetischen Strahlungslängen und etwa 1,05 hadronischen Wechselwirkungslängen. Aus diesem Grund deponieren elektromagnetische Teilchen einen großen Teil ihrer Energie im Bleiglas, während nur 63 % aller Hadronen überhaupt einen Schauer bilden, der in den meisten Fällen auch nur einen Bruchteil ihrer Energie enthält. Hadronen, die keinen Schauer bilden, deponieren als minimalionisierende Teilchen ebenfalls nur einen sehr geringen Teil ihrer Energie im Bleiglas.

Material		(51 % PbO + 49 % SiO ₂)
Molière-Radius	R_M	3,68 cm
Strahlungslänge	X_0	2,8 cm
kritische Energie	E_c	16 MeV
hadronische Wechselwirkungslänge	λ	38,0 cm
mittlerer Brechungsindex	n	1,648

Tabelle 3.1: Technische Daten des TF1-Bleiglasses nach [Schn93]. Die hadronische Wechselwirkungslänge und die kritische Energie wurden in [Rot91] in einer GEANT-Simulation bestimmt.

Jedes Bleiglas-Supermodul (siehe Abbildung 3.2) stellt eine eigenständige Detektoreinheit mit einem Referenzsystem dar⁷. Das Referenzsystem überwacht die Kalibration des Supermoduls durch drei Leuchtdioden, die unterschiedliche Eigenschaften (Spektralverteilung, Intensität und Pulsdauer) der Čerenkov-Photonen simulieren. Verstärkungsschwankungen der Photovervielfacher, die das erzeugte Čerenkov-Licht in ein elektrisches Signal umwandeln, sind damit während der Messung feststellbar, so daß eine Korrektur der Daten möglich ist. Ebenso läßt sich die ursprüngliche Kalibration zu jedem Zeitpunkt wieder herstellen. Eine Photodiode kontrolliert zusätzlich die Helligkeit der Leuchtdioden.

Die 24 Bleiglasmodule sind einzeln in aluminiumbeschichtete Folie eingewickelt und zum Schutz mit einem Schrumpfschlauch ummantelt. So wird die Reflexion der Photonen an den Modulrändern erhöht und die gegenseitige Beeinflussung der Module durch optisches Übersprechen vermieden. Die Frontflächen der Module sind mit einer Spiegelfolie beklebt, die Löcher zum Durchlass des Lichts aus dem Referenzsystem enthält. Die Größe der Löcher ist so gewählt, daß jedes Modul dieselbe Lichtmenge erhält. Auf der Rückseite der Module sind Halterungen für die Photovervielfacher angebracht. Zum Schutz gegen die mechanische Belastung, die beim Stapeln der Supermodule im Sektor auftritt, sind alle Module innerhalb eines Supermoduls in Expoxidharz eingegossen und mit einer Kohlefaser-Matte umgeben. Photovervielfacher und Hochspannungssystem werden durch ein Gehäuse aus Stahlblechen geschützt und das Referenzsystem wird mit einer Reflexionshaube abgeschirmt. Eine ausführlichere Beschreibung der Konstruktion der Supermodule findet sich zum Beispiel in [Schl94].

⁷Jedes Modul hat eine eigene Hochspannungsversorgung; die Ausleseelektronik verarbeitet die Daten von je sechs Supermodulen.

Die Bestimmung der Energie E_0 eines Primärteilchens erfolgt durch das von den Čerenkov-Photonen am Photovervielfacher ausgelöste Signal. Dies ist möglich, da die Zahl der pro Wegstrecke erzeugten Čerenkov-Photonen, deren Wellenlänge im sensitiven Bereich des Photovervielfachers von ca. 350–550 nm [Evd86] liegt, konstant (siehe Anhang B) und die Spurlänge aller Elektronen und Positronen im Schauer proportional zu E_0 ist [Kle92]. Nichtlinearitäten im Energiesignal werden durch die Absorption der Čerenkov-Photonen im Bleiglas hervorgerufen. Dies tritt besonders bei niederenergetischen Teilchen auf, da die longitudinale Ausdehnung des von ihnen erzeugten Schauers klein ist. Außerdem kann bei hochenergetischen Schauern die longitudinale Ausdehnung so groß sein, daß ein gewisser Teil der im Schauer vorhandenen Teilchen auf der Rückseite des Detektors wieder austritt (*Leakage-Effekt*).

4. Simulation des PHENIX-Experiments

Computersimulationen sind in der Hochenergiephysik von großer Wichtigkeit. Schon bei der Konzeption eines Experiments können mit ihrer Hilfe Anforderungen an die Detektoren bestimmt und ihr Design entsprechend angepaßt werden. Außerdem werden die simulierten Daten zur Optimierung der Analysesoftware und zur Untersuchung des im Experiment zu erwartenden Untergrundes verwendet. Weitaus wichtiger sind Simulationsrechnungen aber für die Überprüfung theoretischer Modelle (z.B. zur Beschreibung von Schwerionenkollisionen) durch den Vergleich von Simulationsergebnissen und experimentellen Daten.

Im folgenden soll die Software für die Simulation und die Datenanalyse des PHENIX-Experiments kurz vorgestellt werden. Daran anschließend wird die Parametrisierung der Absorption von Čerenkov-Photonen im Bleiglas erklärt.

4.1 Simulation und Datenanalyse im PHENIX-Experiment

Im PHENIX-Experiment werden Computersimulationen zu unterschiedlichen Zwecken eingesetzt. Sie dienen der Erzeugung von Teilchenverteilungen aus Schwerionenkollisionen (*Events*), die danach in der Simulation des Detektorverhaltens verwendet werden. Anschließend folgt die Analyse der Simulationsdaten.

4.1.1 Erzeugung von Events

Zur Erzeugung von Events, wie sie bei Schwerionenkollisionen auftreten, werden sogenannte *Eventgeneratoren* verwendet. Auf der Basis theoretischer Modelle und experimentell gewonnener Parameter berechnen sie, im wesentlichen ausgehend vom Stoßparameter, der Energie und der Nukleonenzahl der kollidierenden Kerne, die nach der Reaktion vorliegenden Teilchen mit ihren Impulsen. Eine Übersicht verschiedener Eventgeneratoren findet sich z.B. in [Pan98].

Die Simulation des Detektorverhaltens geschieht z.B. mit Ereignissen des Monte-Carlo-Programms HIJING [Gyu93]. Dieser Eventgenerator ist in der Lage, pp -, pA - und AA -Stöße bei Schwerpunktenergien von einigen AGeV bis hin zu einigen ATeV

zu beschreiben. Vorhersagen, die sich aus diesen Berechnungen ergeben, können von Experimenten am RHIC, später auch von denen am LHC¹ (CERN) überprüft werden.

4.1.2 Simulation des Detektorverhaltens

Die Simulation des PHENIX-Experiments erfolgt mit Hilfe des Simulationsprogrammes PISA², welches auf dem am CERN entwickelten Programmpaket GEANT [GEA94] basiert. Es ermöglicht die Nachbildung der unterschiedlichen Detektoren mit ihren physikalischen Eigenschaften im Computer und die Verfolgung von Teilchen durch den Detektoraufbau. Die Detektoren werden dabei aus unterschiedlichen, in GEANT vordefinierten geometrischen Körpern aufgebaut. Für jeden Körper sind Größe, Ausrichtung und Materialparameter frei wählbar. Zusätzlich sind Eigenschaften festzulegen, die die schrittweise Verfolgung der Teilchen durch den Detektor steuern. Dazu gehören unter anderem die maximale Schrittweite, der maximale Energieverlust und die maximal zulässige Ablenkung in einem Magnetfeld pro Schritt. Nach der Modellierung des Detektors kann GEANT die mit dem Eventgenerator berechneten Teilchenverteilungen oder auch einzelne Teilchen durch den gesamten Aufbau verfolgen (*Tracking*), um die jeweilige Detektorantwort zu ermitteln. Bei der schrittweisen Verfolgung der Teilchen durch die Detektoren werden für jeden Schritt Ort, Impuls und Flugzeit eines Teilchens neu berechnet, sowie ein eventueller Zerfall oder der Energieverlust in einem Medium berücksichtigt. Die Verfolgung eines Teilchens wird dann beendet, wenn entweder seine Energie unter eine vorher festgelegte Schwelle sinkt, eine maximale Anzahl an Schritten erreicht ist oder ein Zerfall in andere Teilchen erfolgt ist, die dann weiterverfolgt werden.

GEANT ermöglicht auch eine graphische Darstellung des Detektors und der Teilchenspuren eines Events. Abbildung 4.1 zeigt ein mit HIJING berechnetes Event in PISA. Die verschiedenfarbigen Linien markieren die Flugbahnen der Teilchen; blaue Linien entsprechen Photonen, grüne Linien stehen für Myonen und rote Linien kennzeichnen alle anderen geladenen Teilchen.

4.1.3 Analyse der Simulationsdaten

Zur Auswertung simulierter und realer Daten wird im PHENIX-Experiment eine einzige Analysesoftware, PHOOL³, verwendet. PHOOL ist eine Sammlung allgemeiner

¹Large Hadron Collider

²Phenix Integrated Simulation Application

³PHenix Object Oriented Libraries

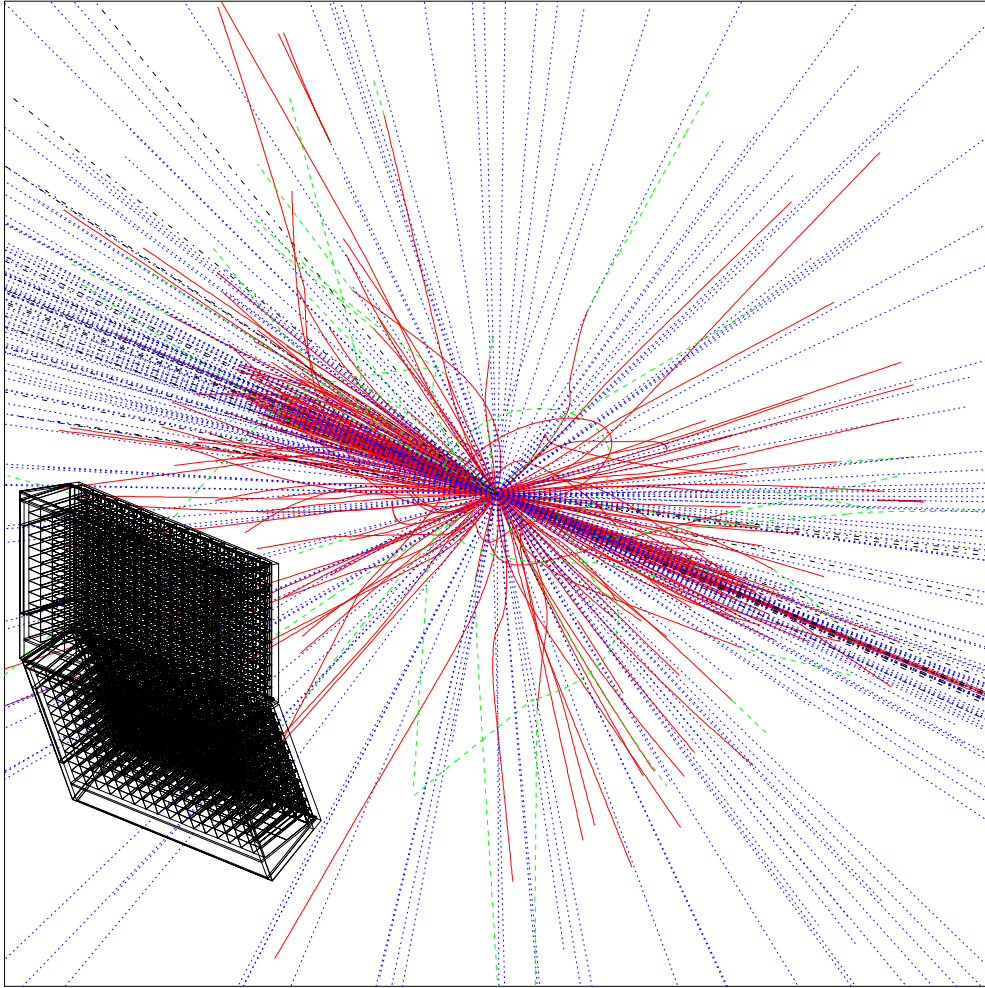


Abbildung 4.1: Darstellung eines HIJING-Events. Links vorne sind die beiden Bleiglas-Sektoren des EMCAL zu erkennen. Alle anderen Detektoren wurden in dieser Darstellung nicht berücksichtigt.

und detektorspezifischer Programmbibliotheken, deren Funktionen nacheinander auf die zu analysierenden Daten angewandt werden. Arbeitsumgebung für PHOOL ist die ebenfalls am CERN entwickelte Datenanalysesoftware ROOT [Bru96].

Bevor die Simulationsdaten der Detektoren analysiert werden können, wandelt PHOOL sie unter Berücksichtigung von Antwortfunktionen und möglichen Rauscheffekten in ein Rohdatenformat um, in dem auch die experimentellen Daten vorliegen. Zusätzlich werden aus diesen Daten nur in der Simulation zugängliche Informationen über die Eigenschaften der Teilchen, die Orte ihrer Entstehung, ihre Auftrefforte auf dem Detektor und ihre Flugbahnen extrahiert. Experimentelle Da-

ten werden demgegenüber gemäß den während der Messungen aufgezeichneten Kalibrationsdaten korrigiert. Die Daten, die das EMCal betreffen, werden anschließend in der *Clusteranalyse* sektorweise nach sogenannten *Clustern* durchsucht. Das sind zusammenhängende Gebiete von Modulen, deren Energie über einer vorher festgelegten Schwelle liegt. Ein Cluster repräsentiert die Treffer von einem oder mehreren Teilchen. Ein Vergleich mit den zusätzlich zur Verfügung stehenden Daten über die Teilchenbahnen ermöglicht die Zuordnung von Teilchen zu den gefundenen Treffern. Im Experiment liegen außerdem Informationen anderer Detektoren vor, mit denen die Ladung der detektierten Teilchen bestimmt werden kann.

4.2 Simulation des Bleiglasdetektors

Im Experiment ist man daran interessiert, den Ort und die Energie einfallender Teilchen möglichst genau zu bestimmen. Von der Simulation fordert man daher, daß sie die Energieantwort sowie die Orts- und die Energieauflösung des realen Detektors gut wiedergibt. Da manche Parameter, wie z.B. die Oberflächenrauigkeit der Mylarfolie, unbestimmt sind, müssen sie in der Simulation so angepaßt werden, daß vorhandene experimentelle Daten reproduziert werden können. Anpassungen der Simulationen an das in zwei Kalibrationsstrahlzeiten 1993 und 1994 bestimmte Detektorverhalten wurden in [Kee95] und [Büs97] mit einer Anordnung von 3×3 Bleiglas-Supermodulen in GEANT durchgeführt. Wegen eines Fehlers in der Programmbibliothek CERNLIB 95a ist die Anpassung der Simulation an die Daten der Kalibrationsstrahlzeiten in [Kle00] noch einmal neu bestimmt worden.

In Abbildung 4.2 ist das Verhältnis von detektierter Energie E_{det} in der Simulation zur Einschußenergie E_0 als Funktion der Einschußenergie sowohl der Anpassung als auch der experimentellen Daten aus den Strahlzeiten 1993/94 gezeigt. Die Ergebnisse einer Teststrahlzeit bei hohen Energien (High Energy Beam Test (HEBT)), die im Sommer 1998 am CERN durchgeführt wurde [Mex99], sind ebenfalls eingetragen, wurden aber nicht für die Anpassung verwendet. Der Grund dafür ist das Verhalten der detektierten Energie, die bei Einschußenergien oberhalb von 20 GeV zu stark abfällt, als es durch den Leakage-Effekt erklärt werden kann.

4.2.1 Parametrisierung der Absorption von Čerenkov-Photonen

Um eine möglichst gute Simulation zu erreichen, wird in der Testsimulation die Spur jedes erzeugten Čerenkov-Photons bis zur Detektion an der Photokathode oder

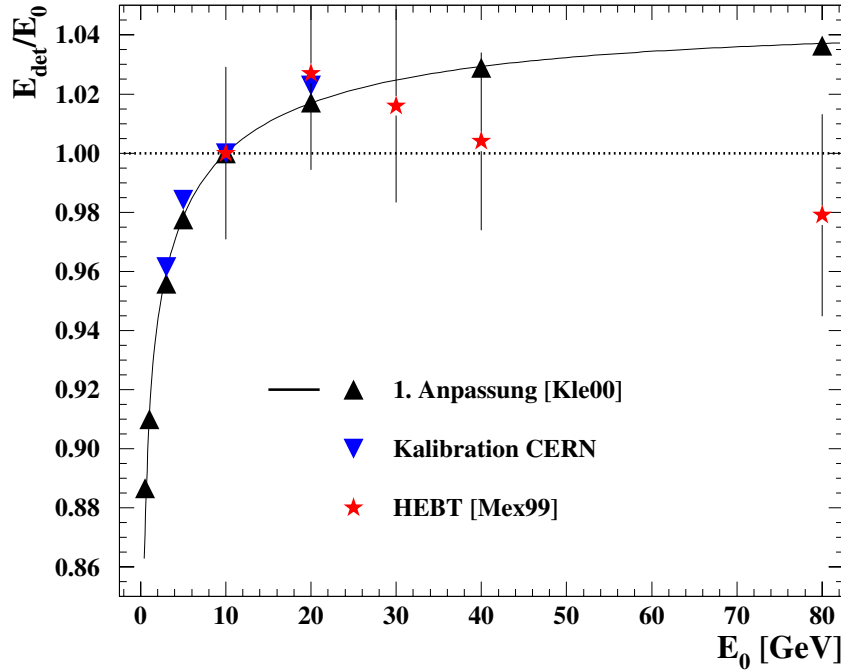


Abbildung 4.2: Darstellung der Nichtlinearität der Detektor-Antwortfunktion. Gezeigt sind die Daten der Anpassung der Simulation und die experimentellen Daten der Teststrahlzeiten [Kle00, Mex99].

bis zur Absorption verfolgt. Der dafür nötige Rechenaufwand ist so groß, daß die Simulation des Detektorverhaltens im PHENIX-Experiment und die Verarbeitung großer Teilchenmengen viel Zeit verbraucht. Simulationen mit hoher Statistik sind mit dieser Methode nicht durchführbar, daher sucht man nach anderen Wegen, die Detektorantwort zu beschreiben. GEANT bietet die Möglichkeit, die Erzeugung von Čerenkov-Photonen auszuschalten und nur die vom Teilchen im Detektormaterial deponierte Energie zu speichern. Dies erspart Rechenzeit, das Detektorverhalten wird in diesem Fall aber nur unzureichend angenähert [Büs97].

Eine dem Tracking vergleichbare Methode ist die Parametrisierung der Absorption der Čerenkov-Photonen. Ihr liegt die Idee zugrunde, daß sich die Anzahl der an der Photokathode detektierten Photonen durch eine Absorptionsfunktion für die generierten Photonen ergibt [Büs99]. Die Absorptionsfunktion hängt dabei nur von der Tiefe z des Photons im Bleiglasmodul, seinem Impuls p und dem Einfallswinkel

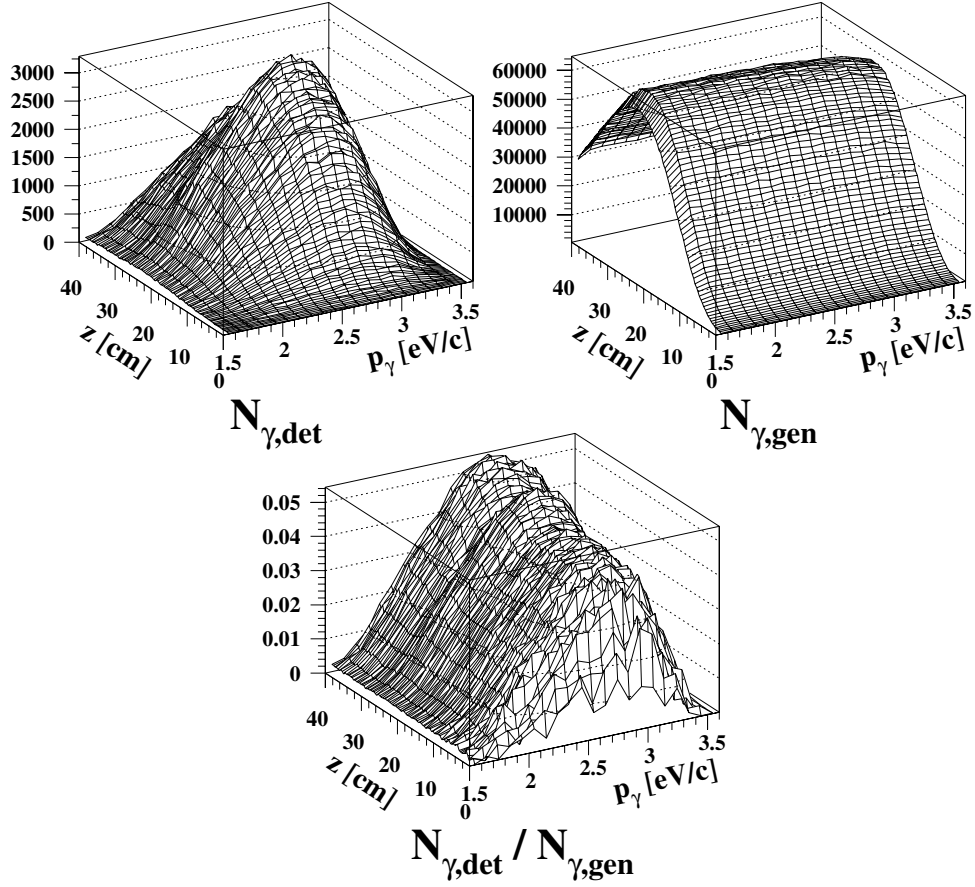


Abbildung 4.3: Konzept der Parametrisierung. Die Absorptionsfunktion f_{abs} lässt sich als Verhältnis von detektierten zu generierten Photonen ausdrücken (Erläuterung siehe Text).

α zur Längsachse des Moduls ab. Die Anzahl der detektierten Photonen berechnet sich dann wie folgt:

$$N_{\gamma,det} = \sum_{z,p,\alpha} f_{abs}(z,p,\alpha) \cdot N_{\gamma,gen}(z,p,\alpha) . \quad (4.1)$$

In Abbildung 4.3 sind die Verteilungen der detektierten und generierten Photonen sowie ihr Verhältnis in Abhängigkeit von z und p für einen festen Winkel α dargestellt.

4.2.2 Anwendung der Parametrisierung in der Simulation

Die Parametrisierung wurde in [Kle00] aus den Ergebnissen der Spurverfolgung der Čerenkov-Photonen bestimmt und im Rahmen der vorliegenden Arbeit in die Simulation des Bleiglasdetektors im PHENIX-Experiment eingebaut. Für jedes während eines Schrittes erzeugte Čerenkov-Photon wird, je nach Tiefe im Modul, Impuls und Winkel, die dazugehörige Detektionswahrscheinlichkeit aus einer Tabelle gelesen. Anschließend wird sie für alle im aktuellen Schritt erzeugten Čerenkov-Photonen summiert und am Ende des Schrittes gespeichert. Erlaubt sind wegen der Absorptionslänge des Bleiglasses Photonen mit Impulsen zwischen 1,5–3,8 eV und mit Winkeln von 1–90° (s. [Kee95]). Die Tiefe im Modul liegt im Bereich von 0–40 cm. Nachdem alle Berechnungen für den aktuellen Schritt in der Simulation abgeschlossen sind, wird aus der gesamten Detektionswahrscheinlichkeit, also den in diesem Schritt detektierten Photonen, die detektierte Energie

$$E_{det} = a \cdot N_{\gamma, det} \quad (4.2)$$

($a = 0,949744 \cdot 10^{-3}$ GeV) ermittelt und gespeichert. In der Datenanalyse werden die pro Schritt bestimmten detektierten Energien dann für jedes einzelne Bleiglasmodul des EMCal über alle Schritte eines Ereignisses summiert und weiterverarbeitet.

Die hier verwendete Bestimmung von E_{det} ist das Produkt zweier Konversionen. Die erste ist die Berechnung der ADC⁴-Kanäle aus der Anzahl detektierter Photonen,

$$N_{ADC-Kanäle} = 0,0463 \cdot N_{\gamma, det}, \quad (4.3)$$

die zweite ist die Berechnung der detektierten Energie aus der Anzahl der ADC-Kanäle,

$$E_{det} = \frac{10 \text{ GeV}}{487,5 \text{ ADC-Kanäle}} \cdot N_{ADC-Kanäle}. \quad (4.4)$$

Der erste Faktor stammt aus der Anpassung der Simulation an das Experiment, der zweite stammt aus der Kalibrationsstrahlzeit am CERN, bei der sich für eine Einschußenergie der Elektronen von 10 GeV ein Wert von 487,5 ADC-Kanälen ergab.

4.2.3 Vergleich der Rechenzeiten

Um einen Vergleich zwischen den Rechenzeiten der verschiedenen Simulationsmethoden anstellen zu können, wurden Photonen mit Energien von 0,5–35 GeV senkrecht zentral in ein Bleiglasmodul eingeschossen. Die gemittelten Rechenzeiten pro Photon als Funktion der Einschußenergie sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Die Daten des

⁴Analog to Digital Converter

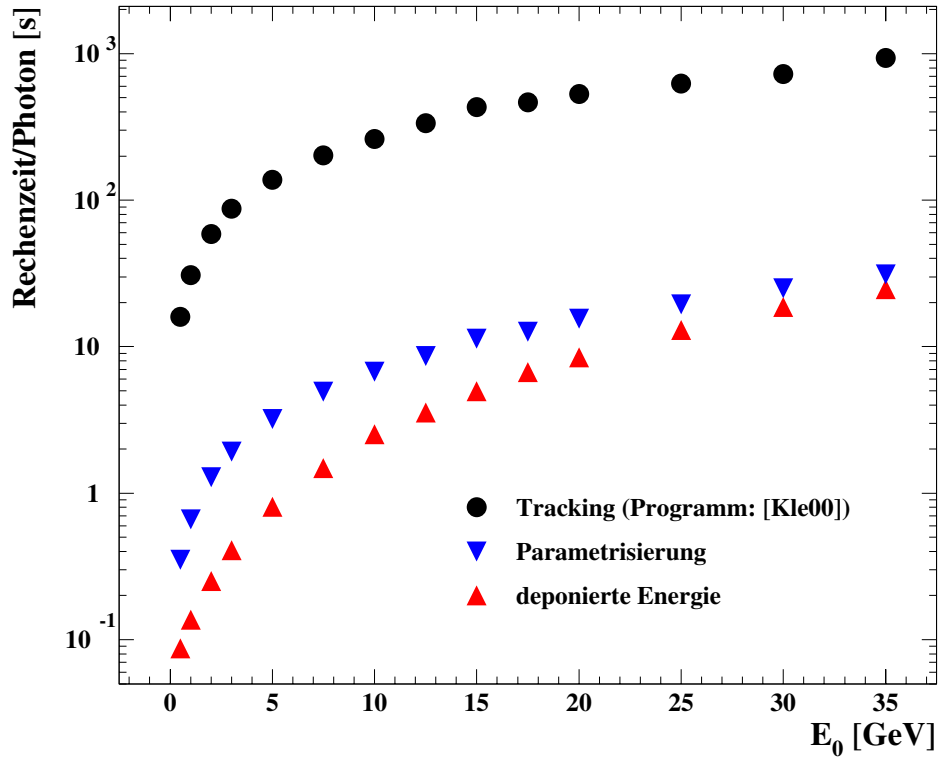


Abbildung 4.4: Rechenzeiten für verschiedene Simulationmethoden.

Trackings wurden nicht mit PISA bestimmt, sondern mit der Testsimulation aus [Kle00].

Die Anwendung der Parametrisierung ist um einen Faktor 3–5 langsamer als die Berechnung der deponierten Energie, sie bietet aber den Vorteil, daß die Ergebnisse mit denen des Trackings der Čerenkov-Photonen vergleichbar sind (siehe Kapitel 5.2). Das Tracking verbraucht allerdings bis zu 200 mal mehr Rechenzeit, so daß die Verwendung der Parametrisierung eine starke Verringerung der Rechenzeit bewirkt.

5. Einbau und Test der Parametrisierung

Beim Einbau der Parametrisierung mußte berücksichtigt werden, daß die Testsimulation und PISA zwei völlig verschiedene Simulationen sind. Daher war es notwendig, mögliche Unterschiede zwischen beiden Simulationen, vor allem solche, die im Zusammenhang mit dem Čerenkov-Effekt stehen, zu suchen und PISA entsprechend zu ändern. Anschließend war der Vergleich einiger wichtiger Simulationsergebnisse aus PISA mit denen aus der Testsimulation möglich.

5.1 Notwendige Änderungen in PISA

Bei einem detaillierten Vergleich von PISA und der Testsimulation konnten einige Unterschiede in den Definitionen verschiedener Medien im Bleiglasdetektor gefunden werden. Die maximalen Schrittlängen, die GEANT bei der Verfolgung der Teilchen in diesen Medien verwenden darf, waren in der Testsimulation kleiner als in PISA und wurden daraufhin angepaßt. Ebenso wurden Unterschiede in der Festlegung von Energieschwellen, die das Tracking von Elektronen, Photonen und Hadronen steuern, entdeckt. Im Gegensatz zur Testsimulation durften die Energieschwellen aber nicht global, sondern nur für die den Bleiglasdetektor betreffenden Medien geändert werden, um die Simulationsergebnisse anderer Detektoren nicht zu beeinflussen.

Um weitere Unterschiede zu finden, wurden Vergleiche grundlegender Größen (Zahl der generierten Photonen, Zahl der detektierten Photonen und deponierte Energie) zwischen beiden Simulationsprogrammen angestellt. Dabei ergab sich, daß für das Bleiglas die maximale Schrittgröße und der maximale Energieverlust in der Testsimulation von GEANT selbst berechnet wurden, während diese Werte in PISA fest eingestellt waren. Nach der Änderung dieser Einstellungen in PISA weichen die Verhältnisse der Anzahl generierter Photonen, der Anzahl detektierter Photonen und der deponierten Energie (siehe Abbildung 5.1) aus beiden Simulationen nur noch um maximal 0,5 % voneinander ab. Im Bereich kleiner Energien ($E_0 < 2$ GeV) ist die Abweichung am stärksten. Ebenfalls in dieser Abbildung eingezeichnet sind die Verhältnisse der Schauertiefen¹ und der aus der Clusteranalyse bestimm-

¹Mit Schauertiefe ist hier der Mittelwert der Verteilung generierter Čerenkov-Photonen als Funktion der Tiefe im Bleiglasmodul $N_{gen}(z)$ gemeint.

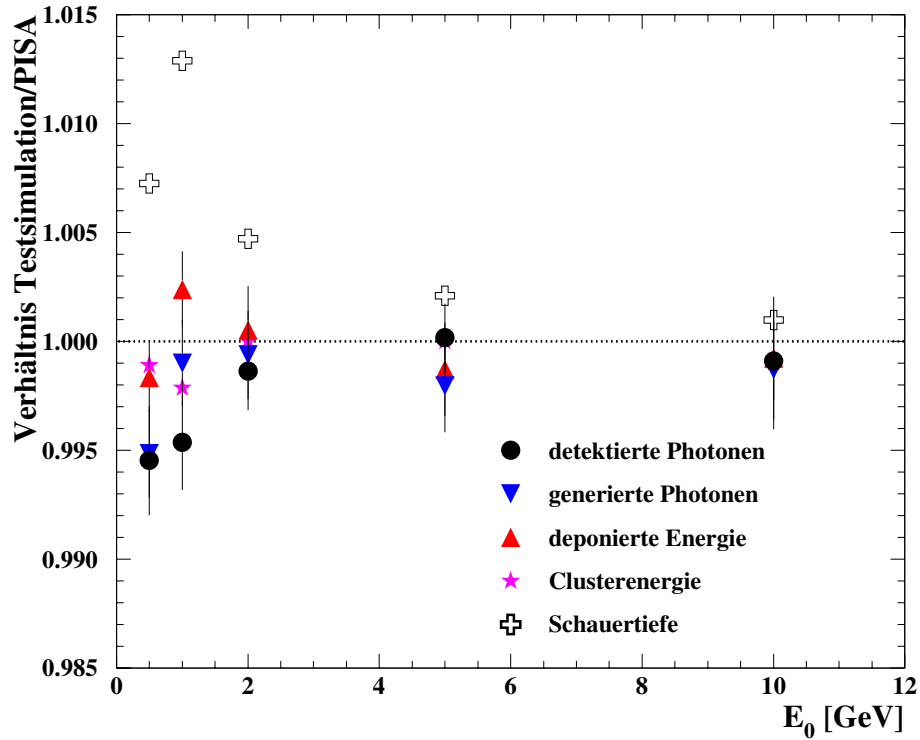


Abbildung 5.1: Verhältnisse wichtiger Größen im Vergleich von Testsimulation zu PISA.

ten Energien. Die Clusterenergien beider Simulationen stimmen gut überein, das Verhältnis der Schauertiefen liegt jedoch systematisch zu hoch. Um die Fehler der anderen Daten nicht zu überdecken, wurde der statistische Fehler der Energien, der deutlich größer als 0,5 % ist, nicht eingezeichnet.

Durch die Beseitigung der Unterschiede hat sich die Genauigkeit der Ergebnisse stark verbessert (siehe Kapitel 5.2). Die Abweichung des Verhältnisses der detektierten Photonen bei Einschußenergien unterhalb von 2 GeV und insbesondere die Abweichung des Verhältnisses der Schauertiefen sind aber möglicherweise ein Hinweis auf die Existenz weiterer Unterschiede zwischen den Simulationen. Beim Einbau einer Parametrisierung der Flugzeitantwort des Bleiglasdetektors können sie vermutlich nicht vernachlässigt werden. Besonders die Übereinstimmung der Energien ist aber so gut, daß ein weiterer Vergleich der Simulationsergebnisse angestellt werden kann.

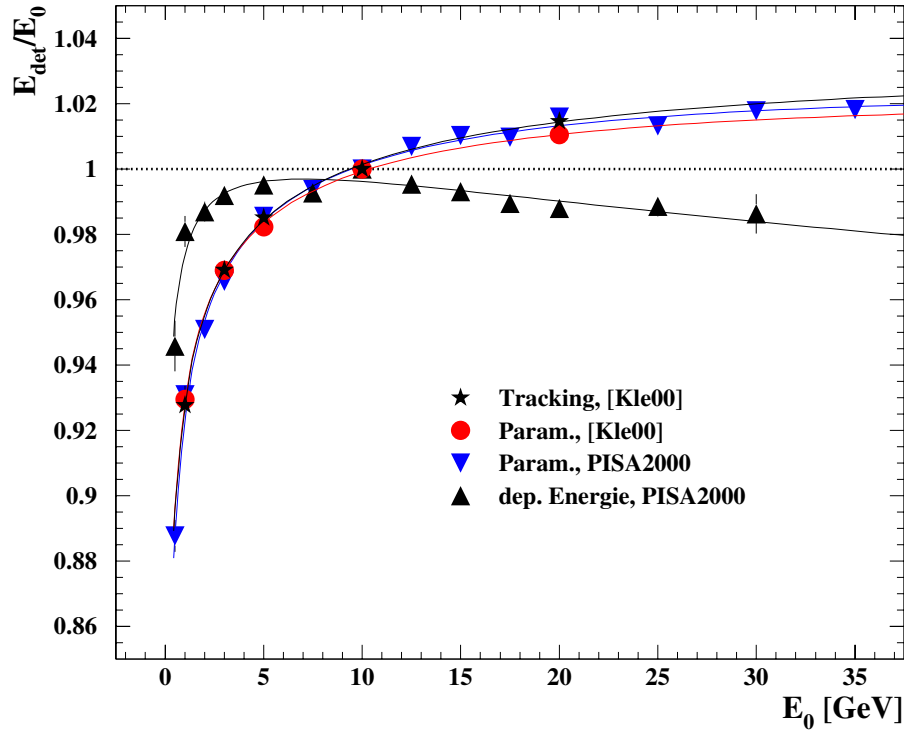


Abbildung 5.2: Vergleich der Energien aus der Testsimulation und aus PISA. Ebenfalls eingezeichnet sind die Ergebnisse des Trackings und die deponierte Energie. Alle Daten wurden so skaliert, daß das Verhältnis E_{det}/E_0 für $E_0 = 10$ GeV jeweils den Wert 1 besitzt.

5.2 Vergleich von PISA und Testsimulation

Um eine einwandfreie Funktion der Parametrisierung in PISA sicherzustellen, wurden weitergehende Vergleiche zwischen der Testsimulation und PISA durchgeführt, bei denen die in der Clusteranalyse gefundenen Energien, die Position des MIP²-Peaks und die Dispersion untersucht wurden. Diese Größen sind wichtig für die Energiebestimmung und Unterscheidung von Teilchen und müssen daher von der Parametrisierung richtig beschrieben werden.

5.2.1 Vergleich der Energien

Die Energien beider Simulationen stimmen sehr gut überein, wie Abbildung 5.2 zeigt. Die Photonen wurden hier senkrecht und über die ganze Frontfläche des Moduls

²Minimum Ionizing Particle

Methode	Parameter		
	a_1	a_2	a_3
Tracking	$0,93449 \pm 0,00195$	$0,04234 \pm 0,00251$	$-0,00444 \pm 0,00070$
Par., Testsim.	$0,94039 \pm 0,00210$	$0,04207 \pm 0,00155$	$-0,00483 \pm 0,00038$
Par., PISA	$0,93233 \pm 0,00159$	$0,04581 \pm 0,00140$	$-0,00527 \pm 0,00032$
dep. E., PISA	$0,86071 \pm 0,00212$	$0,02123 \pm 0,00209$	$-0,00545 \pm 0,00056$

Tabelle 5.1: Parameter der verschiedenen Fitfunktionen.

verteilt eingeschossen. Die Daten sind sowohl mit den Ergebnissen des Trackings der Čerenkov-Photonen als auch mit den Ergebnissen der Parametrisierung (jeweils aus [Kle00]) vereinbar. Die deponierte Energie unterscheidet sich, wie erwartet, völlig von den anderen Daten.

Das nichtlineare Verhalten der Detektorantwort kann nach [Pei87] und [Sche94] durch eine Funktion der Form

$$E_{det}/E_0 = a_1 + a_2 \cdot \ln(E_0) + a_3 \cdot \ln^2(E_0) \quad (5.1)$$

beschrieben werden. Die Werte der drei Parameter der Fitfunktion sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die gute Übereinstimmung zwischen Testsimulation und PISA ist auch hier erkennbar.

5.2.2 Vergleich des MIP-Peaks

Neben Photonen und Elektronen, die im Bleiglas in gleicher Weise Schauer bilden und nur mit Hilfe anderer Detektoren unterschieden werden können, wird in einer Schwerionenkollision auch eine große Menge an Hadronen (z.B. π^\pm , K^\pm , n , \bar{n} , p , \bar{p}) produziert. Wie schon in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, bildet nur ein Teil der Hadronen einen Schauer. Die Hadronen, die keinen Schauer bilden, hinterlassen durch Ionisation des Detektormaterials nur einen Bruchteil ihrer Energie im Bleiglas. Daher ist es möglich, durch eine Energieschwelle, die etwas höher liegt als der MIP-Peak, einen großen Teil der Hadronen zu verwerfen.

Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung der in der Clusteranalyse gefundenen Energien von 10 GeV-Pionen. Für das linke Histogramm wurde die Parametrisierung in PISA verwendet, im rechten Histogramm wurden die deponierten Energien der Pionen berücksichtigt. In Tabelle 5.2 sind die Positionen des MIP-Peaks in den unterschiedlichen Simulationen aufgeführt. Die Kalibrationsstrahlzeiten am CERN

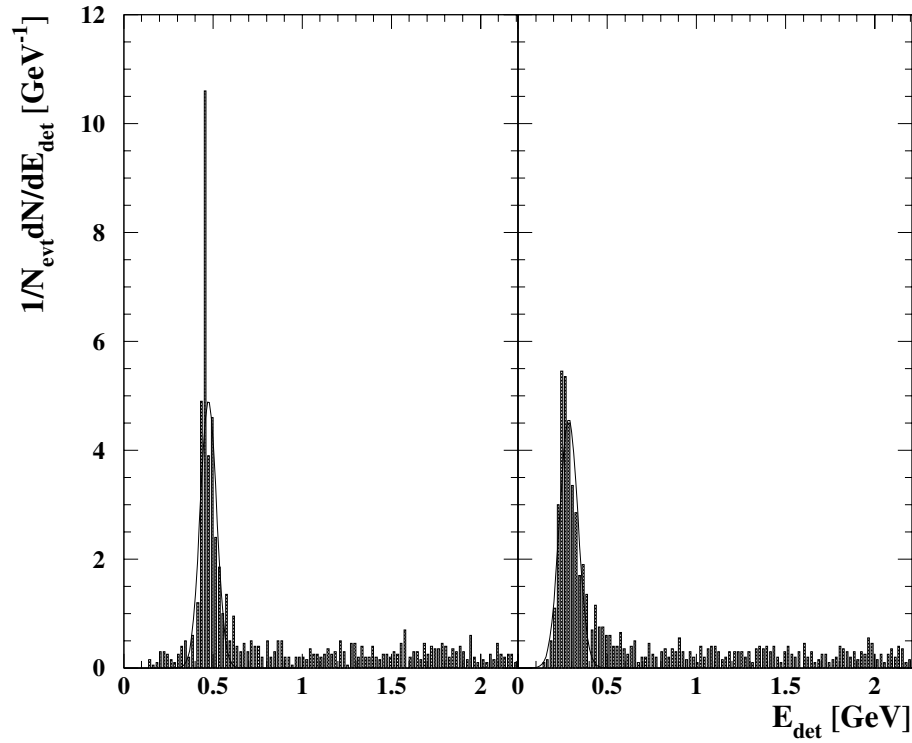


Abbildung 5.3: Clusterenergien von 10 GeV-Pionen. Links: PISA mit Parametrisierung, rechts: PISA mit deponierter Energie.

Method	MIP-Peak-Position [MeV]
Kalibration, CERN	512
Tracking, Testsimulation	511
Parametrisierung, Testsimulation	482
Parametrisierung, PISA	474
deponierte Energie, PISA	285

Tabelle 5.2: Positionen der MIP-Peaks.

1993/94 ergaben für Pionen mit einer Einschussenergie von 10 GeV einen MIP-Peak bei 512 MeV [Cla96]. Nach Anpassung der Testsimulation ergab sich für volles Tracking der Čerenkov-Photonen ein Wert von 511 MeV und für die Parametrisierung ein Wert von 482 MeV [Kle00]. Die mit PISA bestimmte Position des MIP-

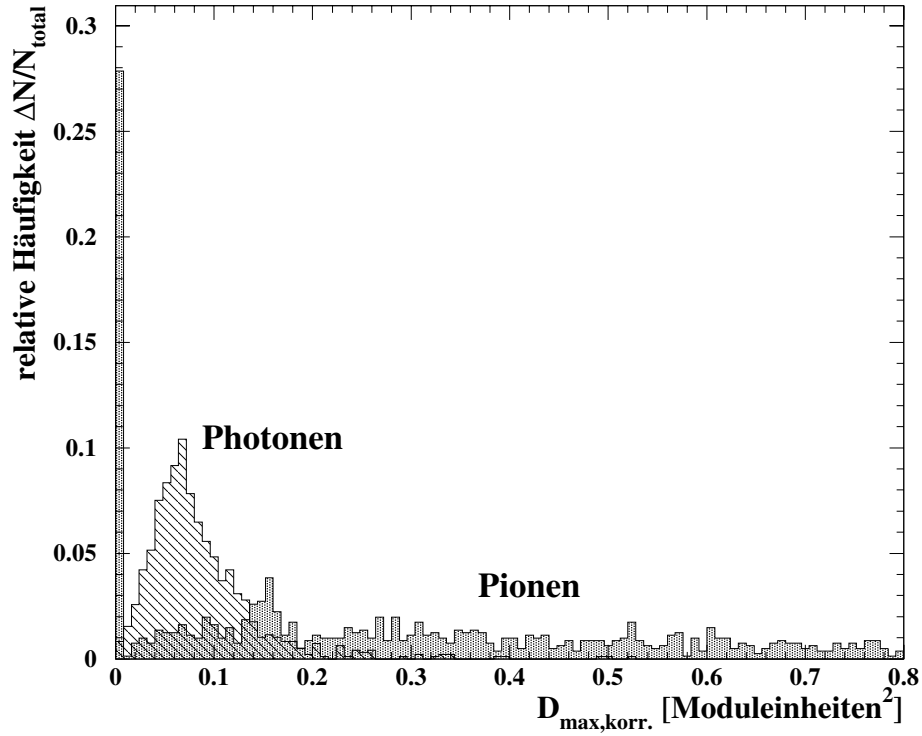


Abbildung 5.4: Maximale korrigierte Dispersion von Photonen und Pionen (π^+) ($E_0 = 10$ GeV).

Peaks liegt mit 474 MeV unter dem Ergebnis der Testsimulation, was möglicherweise auf Unterschiede in den Schauertiefen zurückzuführen ist. Da die Differenz beider Werte gering ist, kann man annehmen, daß das Verhalten hadronischer Teilchen im Bleiglas auch in PISA gut beschrieben wird.

5.2.3 Vergleich der Dispersion

Eine Möglichkeit zur Unterscheidung von Hadronen und Photonen bzw. Elektronen bietet nach [Dav77] die Breite des Schauers. Die *Dispersion* (hier für die x-Koordinate)

$$D_x = \frac{\sum_i x_i^2 E_i}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i} \right)^2 \quad (5.2)$$

ist ein Maß für diese Breite (x_i : relative Entfernung des i -ten Moduls zum Einschußmodul in Moduleinheiten, E_i : Energiewert des i -ten Moduls). Summiert wird über alle Module des jeweiligen Clusters. Cluster haben wegen der Segmentierung des

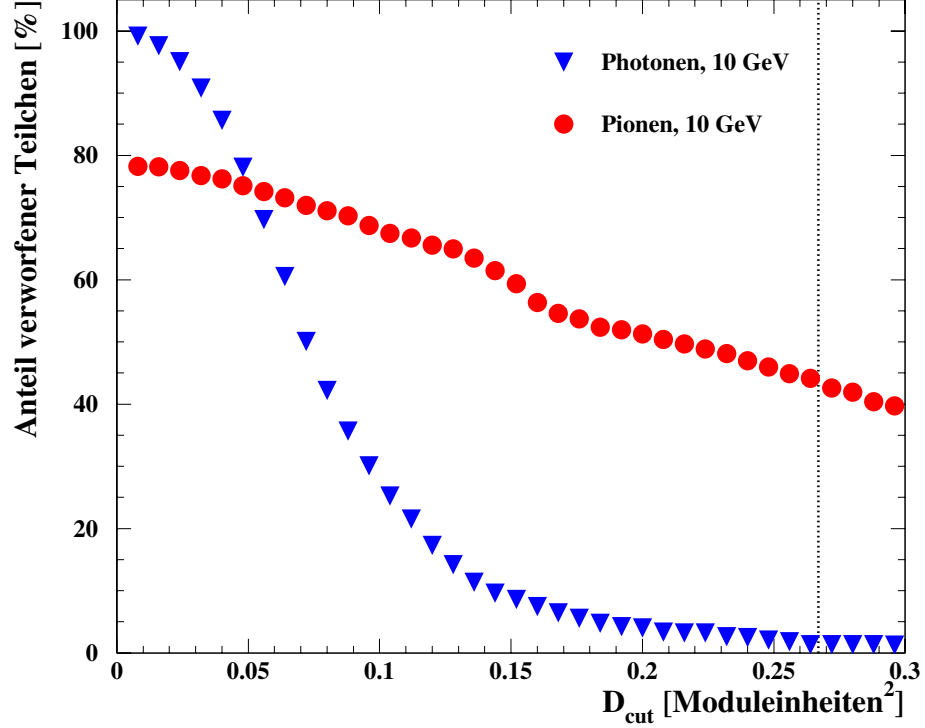


Abbildung 5.5: Anteil verworfener Teilchen als Funktion des Dispersionscuts D_{cut} ($E_0 = 10$ GeV).

Detektors eine vom Einschußort abhängige untere Grenze für die Dispersion. Daher verwendet man die vom Einschußort unabhängige *korrigierte Dispersion*

$$D_{x,korr} = D_x - \left(|\langle x \rangle| - \langle x \rangle^2 \right). \quad (5.3)$$

Um zu prüfen, ob auch die Dispersion durch die Parametrisierung richtig beschrieben wird, wurden gleichmäßig über die Oberfläche eines Moduls verteilte Teilchen eingeschossen und das Maximum der korrigierten Dispersion in der x- bzw. y-Koordinate ausgewertet. Ein Vergleich der maximalen korrigierten Dispersion senkrecht eingeschossener Photonen und Pionen ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Fast alle Photonen liegen im Bereich $D_{max,korr.} < 0,3$. Bei den Pionen hingegen weisen mehr als 20 % der Treffer eine Dispersion von 0 auf. Die Dispersionen der anderen Pionen sind nahezu gleichmäßig über den gesamten Wertebereich verteilt. Durch die Anwendung eines Dispersionscuts, einer Schwelle, die nur Teilchen mit einer gerin-

geren Dispersion akzeptiert, kann ein großer Teil der Pionen verworfen werden. Der energieabhängige Cut aus [Cla96],

$$\begin{aligned} D_{cut} &= 0,267 & (E < 10\text{GeV}) \text{ sowie} \\ D_{cut} &= 0,167 + 0,01 \cdot E & (E \geq 10\text{GeV}) \end{aligned} \tag{5.4}$$

wurde für Photonen und Pionen ($E_0 = 10 \text{ GeV}$) überprüft. Bei einer Schwelle von $D_{cut} = 0,267$ wurden ca. 45 % der Pionen und ca. 1–2 % der Photonen verworfen (siehe Abbildung 5.5). Diese Werte stimmen gut mit den Simulationsergebnissen aus [Kle00] und den experimentellen Werten aus [Rot91] überein.

6. Clusteralgorithmen

Aufgrund der Tatsache, daß im PHENIX-Experiment ein anderer Clusteralgorithmus verwendet wird, als der, der im WA98-Experiment verwendet wurde, war es notwendig, die Ergebnisse der beiden Clusteralgorithmen miteinander zu vergleichen. Wegen des unterschiedlichen Rauschens der Ausleseelektronik im PHENIX-Experiment gegenüber dem Rauschen im WA98-Experiment war es außerdem nötig, neue Schwellen für die Clusteranalyse zu finden.

6.1 Vergleich der Clusteralgorithmen

Der in PHOOL verwendete Clusteralgorithmus unterscheidet sich von der im WA98-Experiment verwendeten Methode zum Auffinden von Clustern. Beide Algorithmen sollten jedoch bei gleichen Simulationsdaten und bei mit gleichem Rauschen überlagerten Daten auch die gleichen Ergebnisse liefern, sonst können speziell für die Parametrisierung entwickelte Korrekturen (Energie- und Ortskorrektur [Kle00]) nicht angewendet werden.

Die aus PISA stammenden Rohdaten wurden für diese Untersuchungen vor der Clusterung mit einem Rauschen überlagert. Das Rauschen hatte in beiden Fällen eine Breite von einem ADC-Kanal (WA98-Auflösung: 48,75 ADC-Kanäle/GeV). Bei beiden Algorithmen wurden identische Schwellen verwendet. Die WA98-Clusterung, die auf der Basis von ADC-Werten arbeitet, verwendet eine Schwelle von 2 Kanälen (entspricht ca. 41 MeV) für Clustermitglieder und eine Schwelle von 6 ADC-Kanälen (≈ 123 MeV) für ein Maximum innerhalb eines Clusters. Die Clusterroutine in PHOOL analysiert die kalibrierten Energien. Zusätzlich zu den beiden oben genannten Schwellen wird hier ein Wert von mindestens 250 MeV für die Gesamtenergie eines Clusters gefordert.

Ein wichtiger Unterschied zwischen den beiden Algorithmen ist die Behandlung von Modulen, deren Energie über der Schwelle für ein Clustermitglied liegt und die nur über eine Ecke mit einem schon gefundenen Cluster verbunden sind. Der WA98-Algorithmus zählt sie zum Cluster hinzu, der PHOOL-Algorithmus tut dies nur in einer erweiterten Version, die in der Datenanalyse bis zu dem Zeitpunkt nicht verwendet worden ist. Bei den in dieser Arbeit folgenden Analysen wurde die erweiterte Version des Algorithmus benutzt, um die Ergebnisse beider Algorithmen vergleichen zu können. Die Schwelle für ein Clustermaximum wird in PHOOL bei

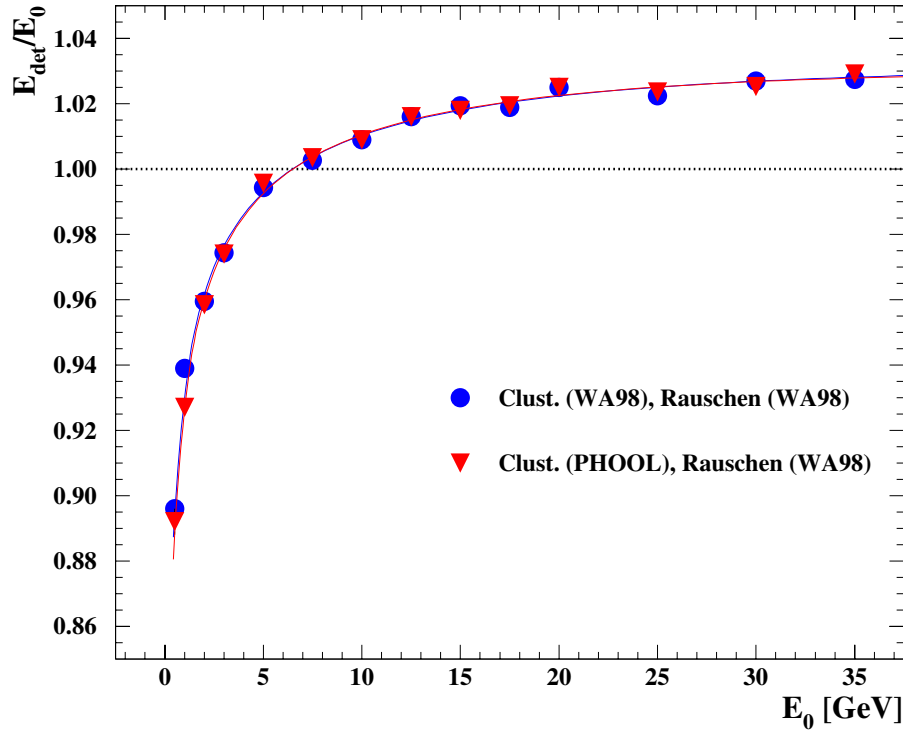


Abbildung 6.1: Energie-Nichtlinearität der Clusterenergien für die beiden im Text beschriebenen Algorithmen. Den Simulationsdaten wurde jeweils ein Rauschen in Höhe des WA98-Rauschens überlagert (E_0 : Einschußenergie, E_{det} : detektierte Energie).

der Clusteranalyse nicht berücksichtigt. Cluster ohne Maximum werden nicht verworfen, sondern ebenfalls akzeptiert. Erst bei der weiteren Analyse der gefundenen Cluster können solche Cluster, deren Zentralmodul weniger Energie enthält als es die Maximum-Schwelle verlangt, verworfen werden. Abbildung 6.1 zeigt die Ergebnisse der Clusteranalyse senkrecht eingeschossener Photonen. Beide Algorithmen liefern, bei identischem Rauschen und identischen Clusterschwellen, im Rahmen der Genauigkeit bis auf den Datenpunkt bei 1 GeV das gleiche Ergebnis. Weshalb sich die Ergebnisse der Algorithmen bei dieser Energie so stark unterscheiden, konnte bisher nicht geklärt werden.

Sowohl das Verhältnis der mit Rauschen überlagerten Clusterenergien als auch das der Clusterenergien ohne Rauschen, das zur Kontrolle (die Ergebnisse beider Algorithmen sollten in diesem Fall identisch sein) bestimmt wurde, sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Verhältnisse sind bis auf den 1 GeV-Punkt im Rahmen der sta-

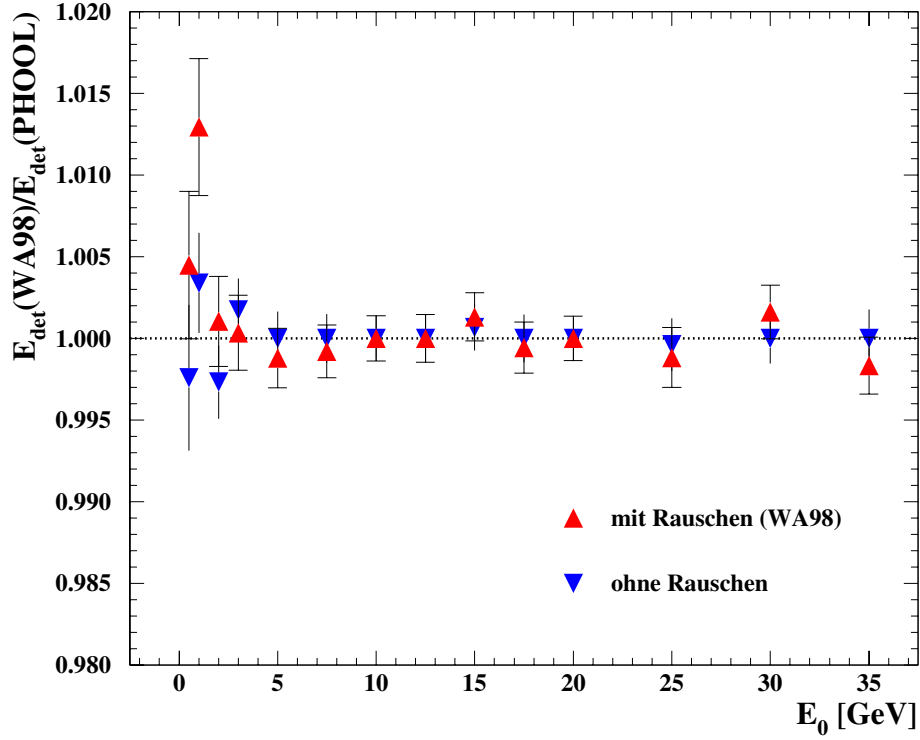


Abbildung 6.2: Verhältnis der Clusterenergien der beiden Algorithmen mit und ohne WA98-Rauschen.

tistischen Fehler mit einem Wert von 1 vereinbar. Unter gleichen Voraussetzungen stimmen also die Clusterenergien gut überein.

Die von beiden Algorithmen bestimmte maximale korrigierte Dispersion zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung. Auch hier sind große Unterschiede bei einer Einschußenergie von 1 GeV zu sehen (siehe Abbildung 6.3). Die kleinen Fehler im Verhältnis der Clusterenergien ($\approx \pm 0,5\%$) wirken sich in den Dispersionen deutlich stärker aus. Bei Energien oberhalb von 2 GeV liegt der Fehler bei maximal $\pm 5\%$.

6.2 Bestimmung neuer Clusterschwellen

Alle bisherigen Vergleiche der Simulations- und Analysemethoden wurden mit den in der Simulationssoftware des WA98-Experiments verwendeten Schwellen und dem entsprechenden Rauschen durchgeführt. Für genauere Aussagen muß das experimentelle Rauschen des PHENIX-Experiments in der Analyse berücksichtigt und eine

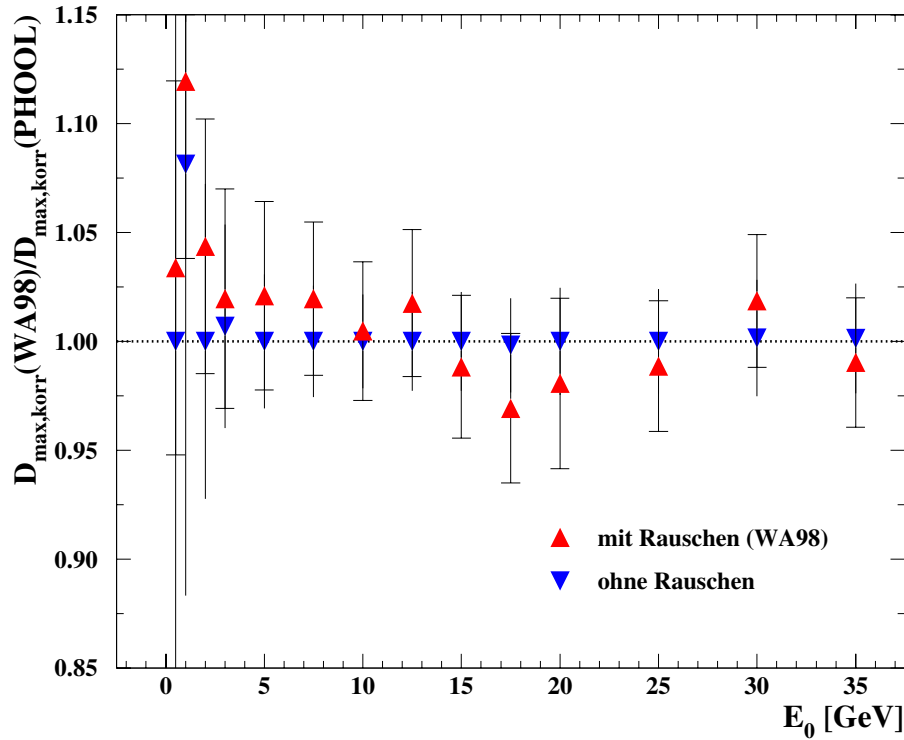


Abbildung 6.3: Verhältnis der maximalen korrigierten Dispersionen der beiden Algorithmen mit und ohne überlagertem Rauschen in Höhe des WA98-Rauschens.

Anpassung der Clusterschwellen an dieses Rauschen vorgenommen werden. Danach ist es möglich, die Energieauflösung zu bestimmen und eine Linearisierungsfunktion für die Korrektur der Clusterenergien zu finden.

6.2.1 Rauschen

Anstelle des bisher berücksichtigten gaußverteilten Rauschens mit einer Breite von $\sigma \approx 20,5$ MeV, was einem ADC-Kanal im WA98-Experiment entsprach, wird nun ein gaußverteiltes Rauschen mit der Breite $\sigma = 8,3$ MeV zu den ADC-Werten der Simulationsdaten addiert. Die Breite dieses Rauschens wurde durch Untersuchungen der bisher für das Bleiglas verfügbaren experimentellen Daten des PHENIX-Experiments ermittelt [Bat00]. Für jedes Modul wurde zuerst separat die Breite seines Rauschens bestimmt. Anschließend konnten aus der Verteilung dieser Breiten

Kombination	Schwelle für		
	Clustermitglied	Clusterenergie	Clustermaximum
1	10 MeV	50 MeV	40 MeV
2	14 MeV	60 MeV	40 MeV
3	15 MeV	75 MeV	40 MeV
4	20 MeV	100 MeV	40 MeV

Tabelle 6.1: Untersuchte Clusterschwellen.

ein Mittelwert σ_{mean} und ein Wert für die Standardabweichung (RMS¹) σ_{RMS} der Verteilung ermittelt werden. Nimmt man sowohl das Rauschen der einzelnen Module als auch die Verteilung aller Breiten als gaußförmig an, so kann man mit

$$\sigma_{eff} = \sqrt{\sigma_{mean}^2 + \sigma_{RMS}^2} \quad (6.1)$$

die oben genannte Breite berechnen.

6.2.2 Untersuchung verschiedener Clusterschwellen

Wegen des neuen Rauschpegels können die bisher benutzten Clusterschwellen nicht länger beibehalten werden. Um Anhaltspunkte für die Wirksamkeit neuer Schwellen zu finden, wurden vier verschiedene Schwellenkombinationen (siehe Tabelle 6.1) bei der Analyse von Einzelteilchentreffern mit Energien von 0,2–35 GeV getestet. Kombination 1 besteht aus einer Schwelle für ein Clustermitglied, die 10 MeV beträgt, und einer Schwelle für die Gesamtenergie des Clusters von 50 MeV. Bei Kombination 2 werden Schwellen von 14 MeV und 60 MeV, bei Kombination 3 Schwellen von 15 MeV und 75 MeV und bei Kombination 4 Schwellen von 20 MeV und 100 MeV verwendet. Die Schwelle für ein Clustermaximum ist mit 40 MeV bei allen Kombinationen gleich groß.

Abbildung 6.4 zeigt Energiespektren der Cluster von Photonen ($E_\gamma = 200$ MeV) für die Kombinationen 1–4. Die Schwelle für das Clustermaximum wurde bei der Analyse der gefundenen Cluster noch nicht angewendet. Betrachtet man das Verhältnis der Anzahl aller Cluster zur Anzahl der echten Cluster², so stellt man fest, daß

¹Root Mean Square

²Dies sind Cluster, deren Zentralmodul nicht mehr als ein Modul vom Einschußmodul abweicht. Sie sind mit großer Wahrscheinlichkeit echte Treffer.

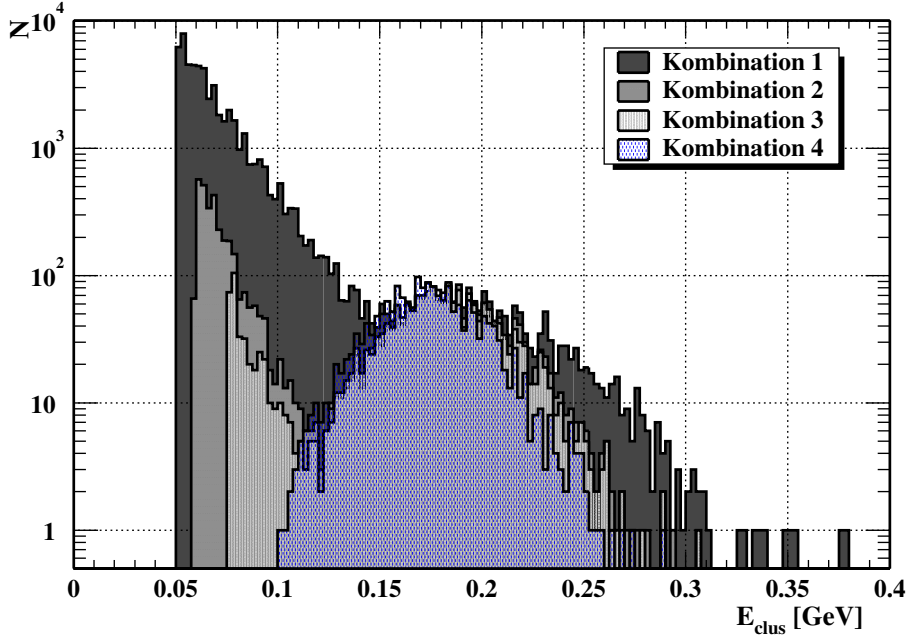


Abbildung 6.4: Energiespektren der gefundenen Cluster unter Anwendung verschiedener Schwellenkombinationen bei Verzicht auf die Anwendung einer Schwelle für das Clustermaximum. Es wurden 200 MeV-Photonen eingeschossen.

bei Verwendung von Kombination 1 etwa 35 mal mehr durch Rauschen entstandene Cluster gefunden werden als echte Cluster vorhanden sind. Bei Kombination 2 sind es 2,5 mal mehr Cluster, bei Kombination 3 nur noch 20 % mehr Cluster. Bei Kombination 4 werden im Prinzip keine durch Rauschen entstandenen Cluster mehr gefunden.

Die Anwendung der Clustermaximum-Schwelle führt zu einer deutlichen Verbesserung der Cluster-Energiespektren (siehe Abbildung 6.5). Die durch Rauschen entstandenen Cluster werden mit dieser Schwelle sehr gut unterdrückt. Die Schwellen von Kombination 1 sind bei dem vorhandenen Rauschen allerdings viel zu niedrig, die von Kombination 4 möglicherweise schon zu hoch, so daß beide im folgenden nicht mehr berücksichtigt werden.

Um die Qualität der beiden Kombinationen 2 und 3 bewerten zu können, wurde die Dispersion der jeweils gefundenen echten Cluster mit der Dispersion der Cluster, die ohne Rauschen bestimmt worden war, verglichen. Abbildung 6.6 a) zeigt die Verteilung der Dispersion der Daten ohne Rauschen. Diese stimmt besser mit den

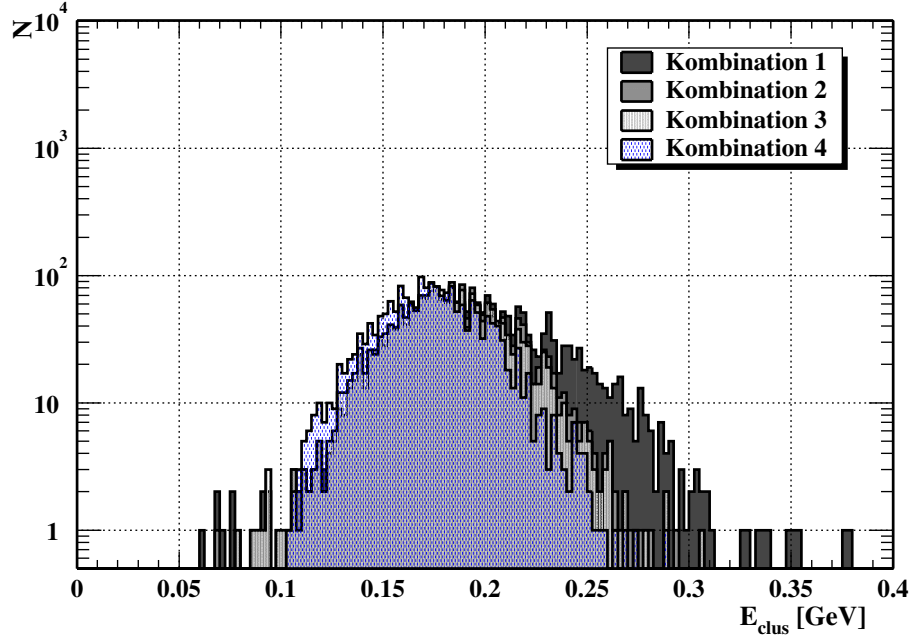


Abbildung 6.5: Energiespektren der gefundenen Cluster unter Anwendung verschiedener Schwellenkombinationen mit zusätzlicher Schwelle für das Clustermaximum.

Daten in Abb. 6.6 b) (Kombination 2) als mit denen in Abb. 6.6 c) (Kombination 3) überein. Für weitere Analysen werden daher die Schwellen der Kombination 2 verwendet.

6.2.3 Energieauflösung

Die mit den Kombinationen 2 und 3 erreichbare Energieauflösung ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Auch die mit der WA98-Clusterroutine bei Verwendung des WA98-Rauschens bestimmte Energieauflösung wurde eingezeichnet. Für hohe Einschußenergien ($E_0 > 10$ GeV) laufen die Kurven asymptotisch gegen einen Wert von 2–2,5 %. Bei niedrigen Energien dagegen zeigen sich stärkere Unterschiede. Wegen des höheren Rauschens ist die Energieauflösung bei den Daten der WA98-Clusteroutine etwas schlechter als bei Daten der PHOOL-Clusterung³. Die Fitfunktionen (siehe Gleichung 5.1) für die Daten der Schwellenkombinationen 2 und 3 unterscheiden sich hingegen nur wenig voneinander. Auch dies spricht für die Kombination 2, denn

³Da es sich bei WA98 - im Gegensatz zu PHENIX - um ein '*fixed target*'-Experiment handelt, wird die Energieauflösung durch den Boost der Teilchen insgesamt stark verbessert.

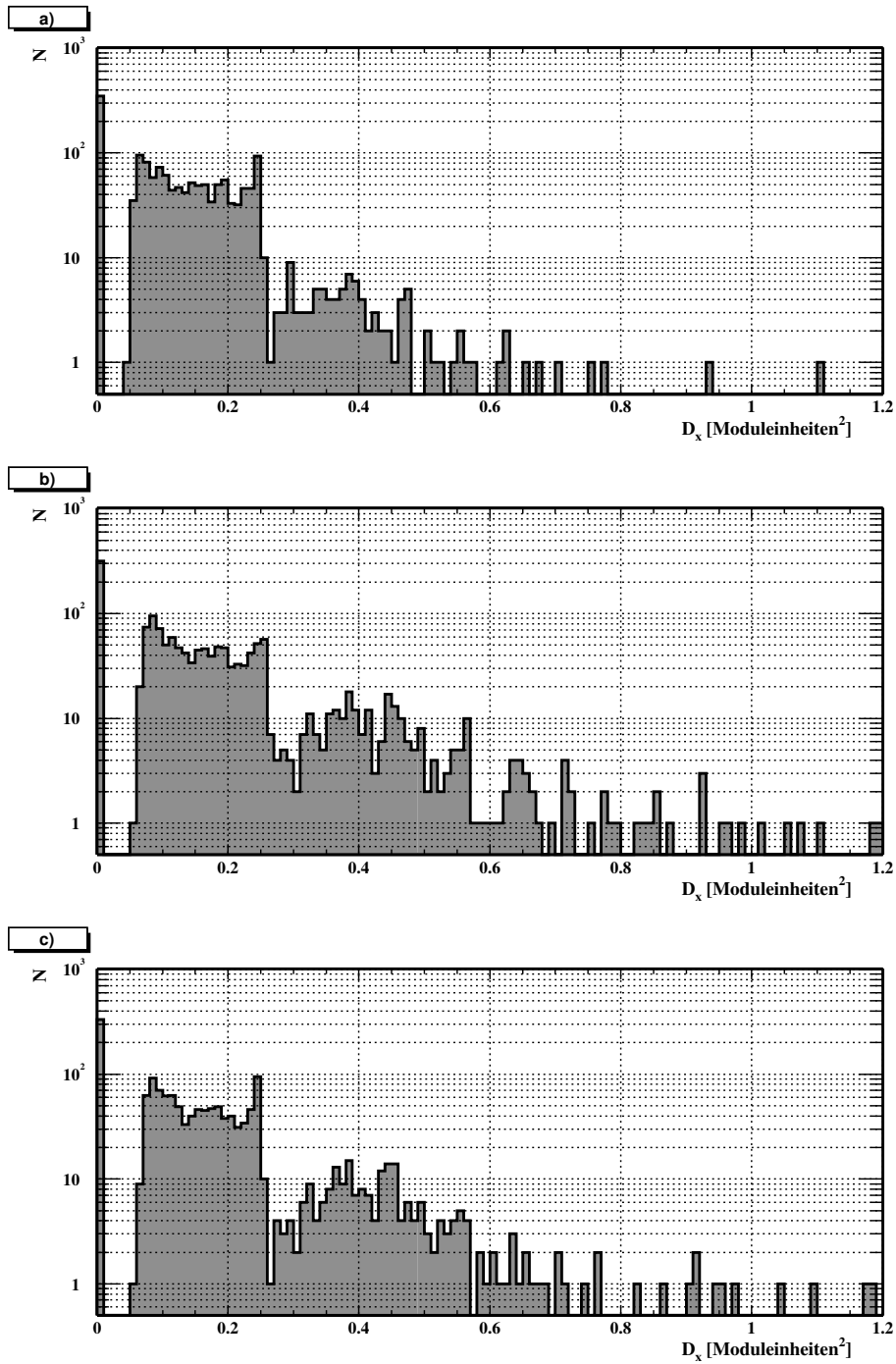


Abbildung 6.6: Verteilung der Dispersion der echten gefundenen Cluster: a) Daten ohne Rauschen, b) Daten mit Rauschen und Clusterschwellen nach Kombination 2 und c) Daten mit Rauschen und Clusterschwellen nach Kombination 3.

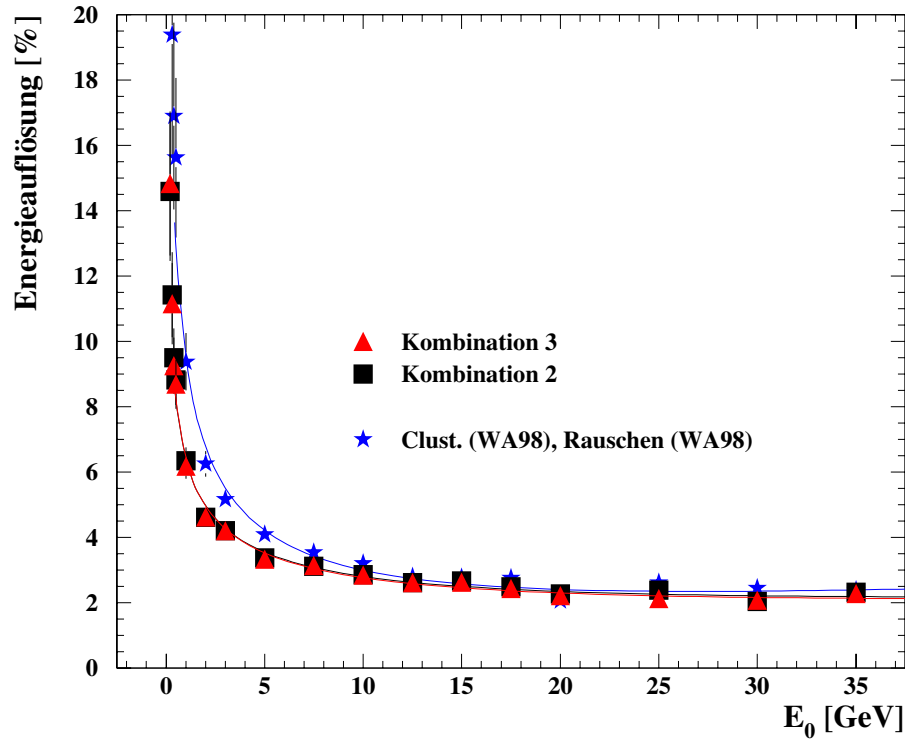


Abbildung 6.7: Aus Simulationen berechnete Energieauflösung des Bleiglaskalorimeters in Abhängigkeit von der Einschußenergie (für Photonen).

gerade bei nichtsenkrechtem Einfall der Teilchen werden bei höheren Schwellen vermutlich viele niederenergetische Treffer in der Clusteranalyse übersehen.

6.2.4 Korrekturfunktion

Aus Abbildung 6.8 kann eine Korrekturfunktion sowohl für die simulierten als auch für die experimentellen Daten bestimmt werden. Die Daten wurden mit der in Gleichung 5.1 beschriebenen Funktion angenähert und die daraus erhaltenen Parameter zusammen mit den Werten aus [Kle00] in Tabelle 6.2 eingetragen.

Die aus der WA98-Clusterung stammenden Werte stimmen im Rahmen der Fehler mit denen aus [Kle00] überein, während die Ergebnisse der Schwellenkombinationen 2 und 3 deutlich davon abweichen. Dies liegt daran, daß der Verlauf der Fitfunktion stark vom Verhalten der Daten im niedrigen Energiebereich abhängt. Gerade in diesem Bereich unterscheiden sich aufgrund des unterschiedlich starken Rauschens in den Analyseprogrammen die Clusterenergien stärker voneinander. Bei

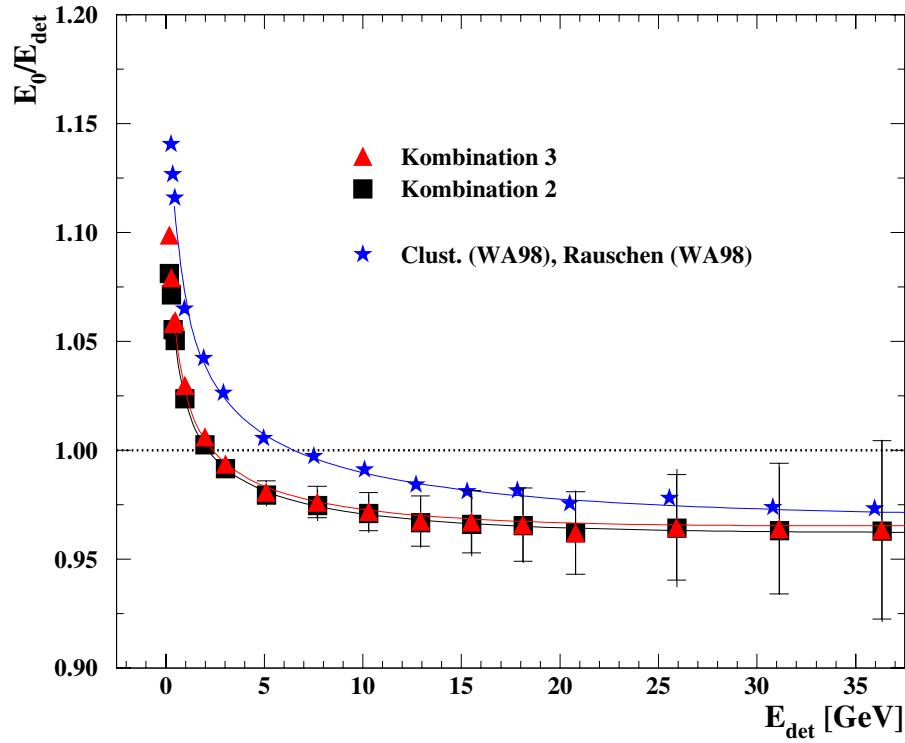


Abbildung 6.8: Korrekturfunktionen für verschiedene Schwellenkombinationen in Abhängigkeit von der detektierten Energie

Kombination	Parameter		
	a_1	a_2	a_3
Werte aus [Kle00]	$1,0672 \pm 0,0018$	$-0,0436 \pm 0,021$	$0,0048 \pm 0,0005$
WA98-Clusterung	$1,0690 \pm 0,0019$	$-0,0476 \pm 0,0011$	$0,0057 \pm 0,0009$
Kombination 2	$1,0222 \pm 0,0012$	$-0,0325 \pm 0,0008$	$0,0044 \pm 0,0007$
Kombination 3	$1,0262 \pm 0,0010$	$-0,0343 \pm 0,0006$	$0,0048 \pm 0,0004$

Tabelle 6.2: Parameter der Korrekturfunktion.

der Bestimmung der Parametrisierung wurde auch die Breite des Rauschens in die Anpassung an das Experiment einbezogen. Eine bessere Korrekturfunktion wird sich erst finden lassen, wenn die Parametrisierung an das im PHENIX-Experiment vorhandenen Rauschen angepaßt wurde. Für die Auswertung der im Rahmen die-

ser Arbeit simulierten Daten wird aber nicht die mit der Schwellenkombination 2 bestimmte Korrekturfunktion verwendet, sondern eine in [Kle00] mit den selben Clusterschwellen bestimmte Funktion (siehe Kapitel 8, Tabelle 8.1).

7. Untersuchung des experimentellen Untergrundes

Durch Wechselwirkungen von Teilchen in aktiven und passiven Detektorteilen im PHENIX-Experimentaufbau kommt es zur Entstehung eines Untergrundes durch Teilchen, die, obwohl sie nicht vom Vertex kommen, den Bleiglasdetektor treffen. In diesem Kapitel sollen der Einfluß dieses Untergrundes auf die Transversalimpulsspektren für verschiedene Teilchensorten sowie die Möglichkeit der Verringerung des Untergrundes durch eine Flugzeitschwelle (TOF¹-Cut) untersucht werden. Hierfür wurden mit zwei verschiedenen Versionen von PISA je 2000 HIJING-Events (Schwerpunktenergie: $\sqrt{s} = 130 \text{ AGeV}$) simuliert. Die erste Version enthielt nur die acht Sektoren des EMCal, um sicherzustellen, daß alle Teilchen, die das EMCal treffen, auch vom Vertex kommen. Die zweite Version enthielt alle Detektoren des PHENIX-Experiments. Da im Experiment bisher nur einer der beiden Sektoren des Bleiglas-kalorimeters mit Ausleseelektronik bestückt ist, wurden auch in der Auswertung nur die Simulationsdaten dieses Sektors berücksichtigt.

7.1 Motivation

Der Anteil des Untergrundes an Treffern auf dem Bleiglassektor ist nicht zu vernachlässigen, was im Vergleich der Abbildungen 7.1 und 7.2 deutlich wird. Beide Abbildungen zeigen die Projektionen von Vertexpositionen auf die x - y -Ebene (links) und die x - z -Ebene (rechts). Die Vertexpositionen kennzeichnen die Orte, an denen Teilchen entstanden sind, die den Bleiglassektor getroffen haben.

Die Projektionen in Abbildung 7.1 zeigen die Vertexpositionen der Teilchen, die in der Simulation den Bleiglassektor treffen. Hierbei wurde ausschließlich das EMCal in PISA berücksichtigt. Die Teilchen stammen größtenteils aus dem Bereich der geometrischen Akzeptanz dieses Sektors. Vertizes, die außerhalb dieses pyramidenförmigen Raumwinkelbereichs liegen, gehören zu Teilchen, die dort durch einen Zerfall entstanden sind und aufgrund ihres Impulses den Bleiglassektor treffen konnten.

Abbildung 7.2 zeigt die Verteilung der Vertexpositionen für den Fall, daß man die Simulation mit voller Detektorkonfiguration durchführt. In diesem Fall stammen

¹Time Of Flight

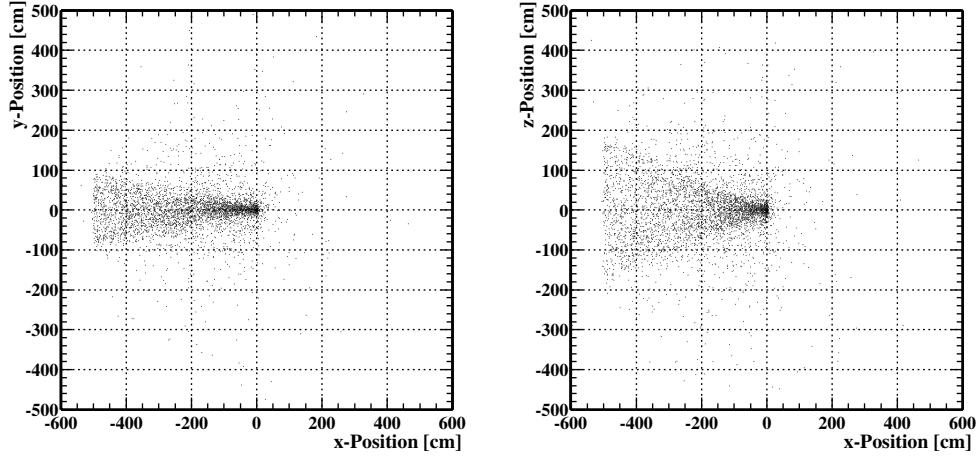


Abbildung 7.1: Vertexpositionen der Teilchen, die den Bleiglassektor treffen (EMCal-Version von PISA).

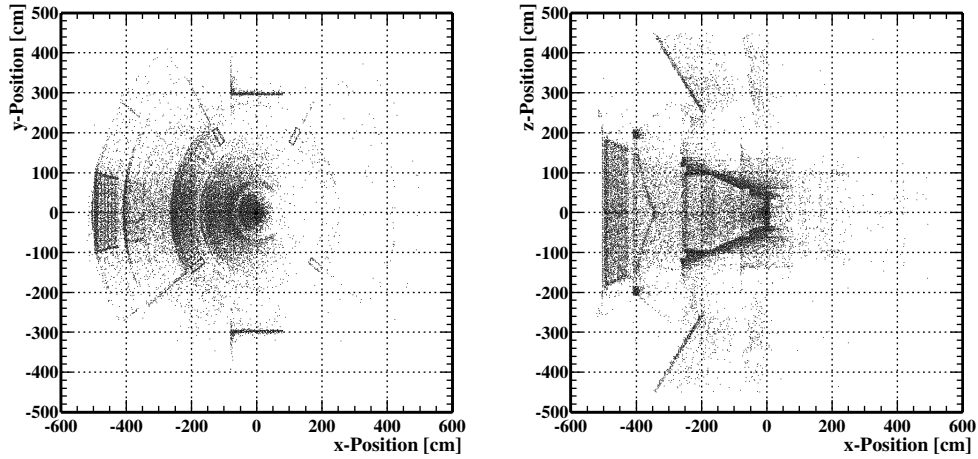


Abbildung 7.2: Vertexpositionen der Teilchen, die den Bleiglassektor treffen (volle Detektorkonfiguration in PISA).

die Teilchen, die den Bleiglassektor treffen, nicht mehr nur aus einem eng begrenzten Raumwinkelbereich, sondern auch aus anderen Teilen des Detektoraufbaus. Besonders viele Teilchen entstehen an passiven Detektorbauteilen wie dem zentralen Magnet, dem Strahlrohr oder den Myon-Magneten (siehe Abbildung 7.2).

Teilchensorte	Anteil in % für		Zuwachs in %
	EMCal	alle Detektoren	
γ	57,1	60,3	125
$e^+ + e^-$	0,7	7,3	2117
$\mu^+ + \mu^-$	8,9	5,1	21
$\pi^+ + \pi^-$	28,2	15,8	19
$n + p + \bar{n} + \bar{p}$	3,3	10,6	583

Tabelle 7.1: Anteil der auf den Bleiglassektor treffenden Teilchen an der Gesamtanzahl auftreffender Teilchen. In der EMCal-Version trafen 34667 Teilchen auf den Sektor, bei der vollen Detektorkonfiguration waren es 73704 Teilchen. Der Zuwachs gibt an, wieviel % der in der EMCal-Version vorhandenen Teilchen einer Sorte bei der Simulation mit der vollen Detektorkonfiguration hinzukommen.

Teilchensorte	$\langle p_T \rangle$ in [MeV/c] für	
	EMCal	alle Detektoren
alle Teilchen	310	202
γ	199	95
$e^+ + e^-$	211	135
$\mu^+ + \mu^-$	295	295
$\pi^+ + \pi^-$	460	451
$n + p + \bar{n} + \bar{p}$	806	399

Tabelle 7.2: Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ der auf den Bleiglassektor treffenden Teilchen.

Der Anteil der auf den Bleiglassektor treffenden Teilchen einer Sorte an der Gesamtzahl auftreffender Teilchen ist in Tabelle 7.1 für unterschiedliche Teilchensorten² angegeben. Die Gesamtzahl der Teilchen hat sich für die Simulation mit der vollen Detektorkonfiguration gegenüber der Simulation mit dem EMCal mehr als verdoppelt. Besonders große Anteile am Untergrund haben Elektronen und Positronen, Nukleonen und Antinukleonen und Photonen. Die Anzahl der Pionen und Myonen

² K_L^0 , K^+ und K^- kommen unter den auftreffenden Teilchen so selten vor, daß sie nicht berücksichtigt werden.

dagegen ist nur geringfügig größer. Die Betrachtung der aus den Simulationsdaten berechneten mittleren Transversalimpulse für die verschiedenen Teilchensorten (siehe Tabelle 7.2) ergab, daß der Untergrund hauptsächlich aus Teilchen mit kleinen Transversalimpulsen besteht.

Nachfolgend sollen die Zusammensetzung des zu erwartenden Untergrundes anhand der p_T -Spektren für die verschiedenen Teilchensorten genauer geklärt und die Möglichkeit einer Verringerung dieses Untergrundes durch Anwendung einer Flugzeitschwelle untersucht werden.

7.2 p_T -Spektren

Die Messung von Transversalimpulsspektren ist z.B. für die Bestimmung der Temperatur der Reaktionszone erforderlich. Die Messung der Transversalimpulse von Photonen und Elektronen bzw. Positronen geschieht mit dem EMCal. Daher ist es wichtig, den Einfluß des Untergrundes insbesondere auch auf die p_T -Spektren dieser Teilchen zu kennen.

In Abbildung 7.3 sind die normierten p_T -Spektren für den Fall dargestellt, daß die Simulation mit der EMCal-Version von PISA durchgeführt wurde. Der größte Anteil der Teilchen, die auf den Bleiglasdetektor treffen, sind Photonen, die entweder direkt in der Schwerionenreaktion erzeugt wurden oder aus π^0 -Zerfällen stammen. Sie dominieren das Spektrum im Bereich kleiner Transversalimpulse ($0 < p_T < 300 \text{ MeV}/c$), während bei höheren Transversalimpulsen Pionen häufiger sind. Myonen, Nukleonen und Antinukleonen und besonders Elektronen und Positronen sind weniger häufig vertreten. Die Transversalimpulse von Elektronen und Positronen liegen hauptsächlich im Bereich $0 < p_T < 500 \text{ MeV}/c$, bei den Myonen liegen sie im Bereich $0 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$. Die Nukleonen und Antinukleonen besitzen Transversalimpulse von etwa $0\text{--}2 \text{ GeV}/c$.

Die Spektren der Simulation mit voller Detektorkonfiguration sind in Abbildung 7.4 gezeigt. Die mittlere Anzahl der Photonen hat im Bereich von $0 < p_T < 100 \text{ MeV}/c$ deutlich zugenommen. Elektronen und Nukleonen treten besonders im Bereich von $0\text{--}1 \text{ GeV}/c$ stark vermehrt auf, während die Spektren von Pionen und Myonen nahezu unverändert sind.

Die Verhältnisse der p_T -Spektren, die sich aus der Simulation mit allen Detektoren und der Simulation allein mit dem EMCal ergeben, sind in Abbildung 7.5 dargestellt. Die Auswirkungen des Untergrundes sind bei Nukleonen und Elektronen gut zu erkennen, bei Photonen, Myonen und Pionen sind signifikante Unterschiede nur im Bereich $0 < p_T < 100 \text{ MeV}/c$ feststellbar.

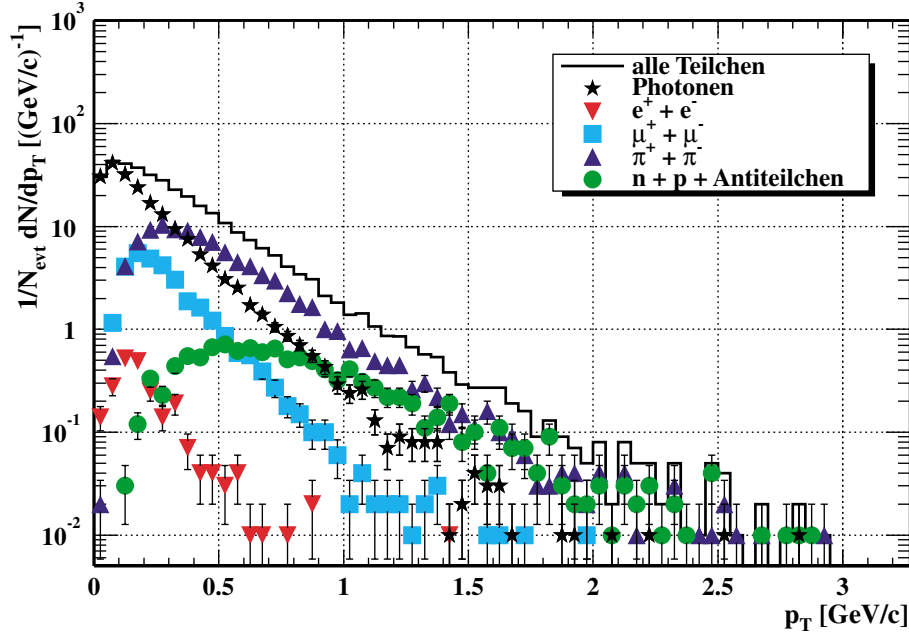


Abbildung 7.3: p_T -Spektren für verschiedene Teilchensorten (EMCal-Version von PISA).

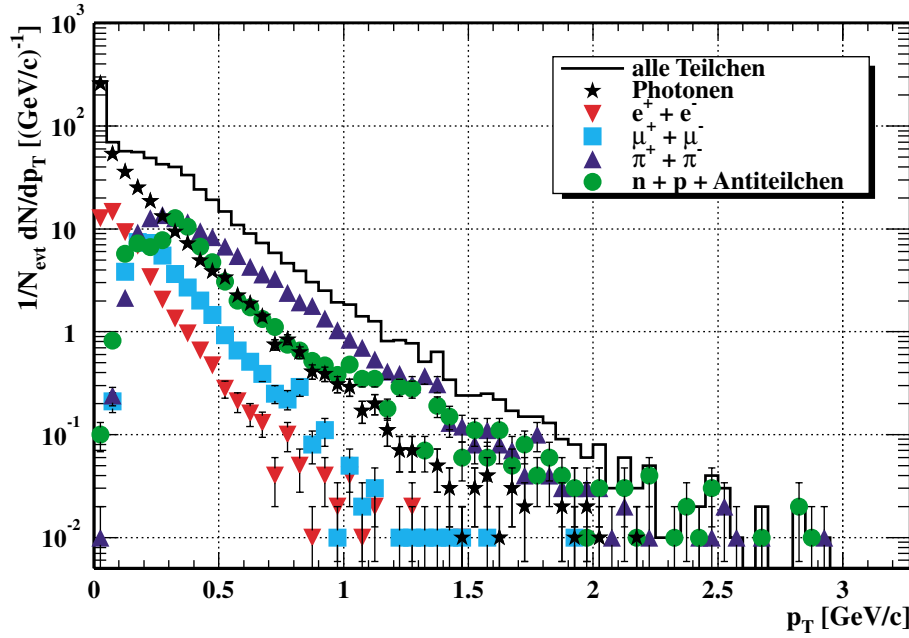


Abbildung 7.4: p_T -Spektren für verschiedene Teilchensorten (volle Detektorkonfiguration in PISA).

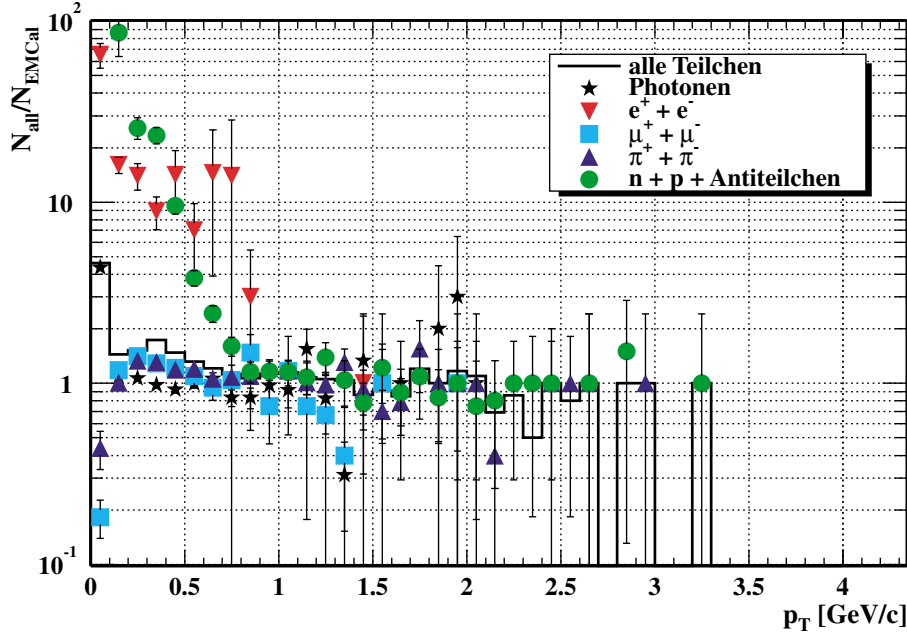


Abbildung 7.5: Verhältnisse der p_T -Spektren für verschiedene Teilchensorten.

7.3 Flugzeitspektren

Die Spektren mit den von GEANT berechneten Flugzeiten der Teilchen zeigen die Abbildungen 7.6 und 7.7. Der Minimalwert der Flugzeit beträgt in beiden Spektren 18,1 ns. Dies ist die Zeit, die ein Photon braucht, um die kürzeste Distanz vom Vertex bis zur Bleiglasoberfläche ($d = 543,2$ cm) zurückzulegen. Bei den Flugzeitspektren der Simulation mit der EMCal-Version ist ein starker Abfall der Teilchenhäufigkeit mit steigender Flugzeit zu beobachten, da Photonen, Elektronen sowie hochenergetische Pionen und Nukleonen den Detektor schnell erreichen. Sowohl die direkten Photonen als auch die Photonen, die aus π^0 -Zerfällen stammen, sollten spätestens nach etwa 19,6 ns³ den Detektor erreicht haben. Trotzdem gibt es auch Photonen mit großen Flugzeiten. Eine Überprüfung ergab, daß es sich hierbei entweder um Photonen aus Zerfällen von z.B. η - oder ω -Mesonen handelt oder um Photonen, die durch Comptonstreuung aus anderen Raumwinkelbereichen in den Detektor gelangen.

In den Flugzeitspektren der vollen Detektorkonfiguration (siehe Abbildung 7.7) ist für Flugzeiten größer als 40 ns ein schwaches Abfallen der Teilchenhäufigkeit zu erkennen. Dies wird durch langsam fliegende Photonen und Nukleonen, die zum

³Diese Zeit entspricht der längsten Entfernung zwischen Vertex und Bleiglasdetektor.

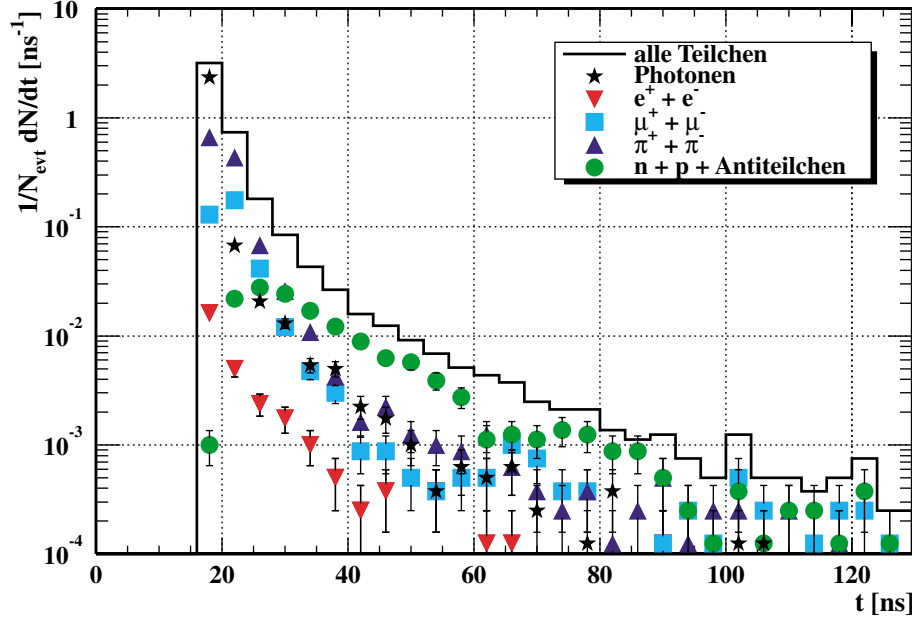


Abbildung 7.6: Flugzeit-Spektren für verschiedene Teilchensorten (EMCal-Version von PISA).

Untergrund gehören, verursacht. Mit Hilfe einer Flugzeitschwelle kann dieser Teil des Untergrundes jedoch stark unterdrückt werden. Um dies zu überprüfen, wurden Flugzeitschwellen im Bereich von 20–100 ns in Intervallen von 5 ns untersucht. Die durch den unterschiedlichen Entstehungsprozeß im Bleiglas gemessene Verschiebung der Flugzeit von Photonen relativ zur Flugzeit von Hadronen, ist mit 0,5 ns [Kle00] klein im Vergleich zur Gesamtflugzeit der Teilchen. Daher ist es möglich, auf der Basis der Flugzeitwerte aus GEANT eine Flugzeitschwelle abzuleiten. Unter Berücksichtigung der oben genannten Schwellen wurden für die Simulation mit der EMCAL-Version die Anteile der jeweils verworfenen Teilchen bestimmt. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 7.8 zu sehen.

Für die Festlegung einer Flugzeitschwelle ist es wichtig, daß möglichst wenige der Photonen verworfen werden, die nicht zum Untergrund gehören. Gleichzeitig sollen möglichst viele der Hadronen, die nicht zum Untergrund gehören, verworfen werden. Um diese Bedingungen zu erfüllen, muß die Flugzeitschwelle im Bereich von 20–25 ns liegen. Zur Unterdrückung minimal ionisierender Teilchen ist eine Energieschwelle von mindestens 500 MeV notwendig. Daher können Photonen mit Transversalimpulsen kleiner als 500 MeV/c auch durch die Flugzeitschwelle verworfen werden.

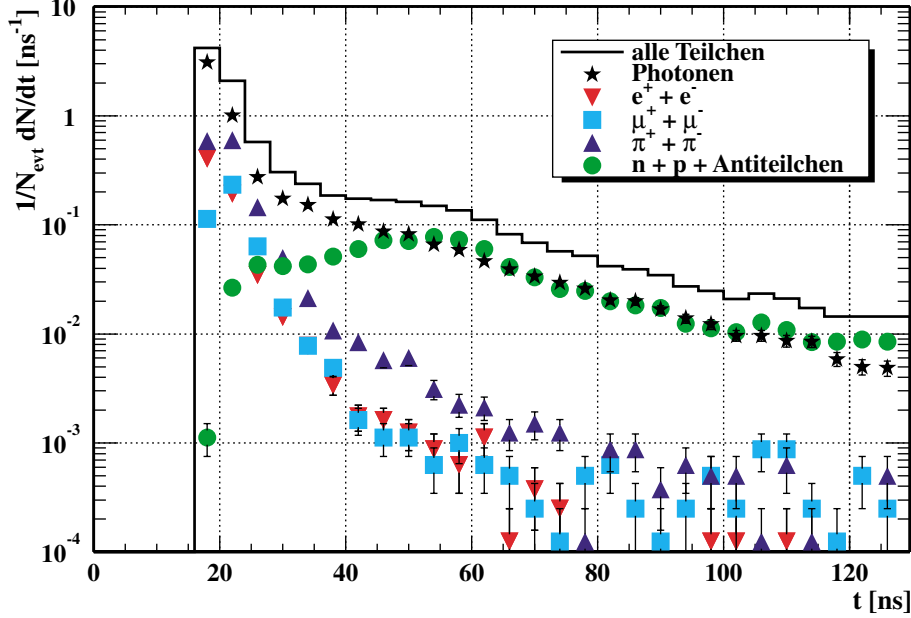


Abbildung 7.7: Flugzeit-Spektren für verschiedene Teilchensorten (volle Detektorkonfiguration in PISA).

Als Flugzeitschwelle wurde ein Wert von 21 ns bestimmt. Die damit verworfenen Photonen besitzen Transversalimpulse von maximal 0,5 GeV/c.

7.4 p_T -Spektren unter Berücksichtigung des TOF-Cuts

Die Auswirkungen der Flugzeitschwelle auf die Transversalimpulsspektren aus beiden Simulationen sind in den Abbildungen 7.9 und 7.10 dargestellt. Um die Unterschiede zwischen diesen Spektren und den Spektren ohne Berücksichtigung der Flugzeitschwelle anschaulicher darzustellen, sind die Verhältnisse der Spektren für die jeweilige Version der Simulation in den Abbildungen 7.11 und 7.12 angegeben.

Im Spektrum aus der Simulation unter Berücksichtigung des EMCAL sind die Nukleonen für p_T -Werte kleiner als 2 GeV/c fast vollständig verschwunden. Im Bereich von Transversalimpulsen kleiner als 300 MeV/c wurden auch die Beiträge der Elektronen und Pionen deutlich reduziert, während die Anzahl der Photonen nur geringfügig kleiner ist als vorher. Abgesehen von den Nukleonen bleibt die Anzahl

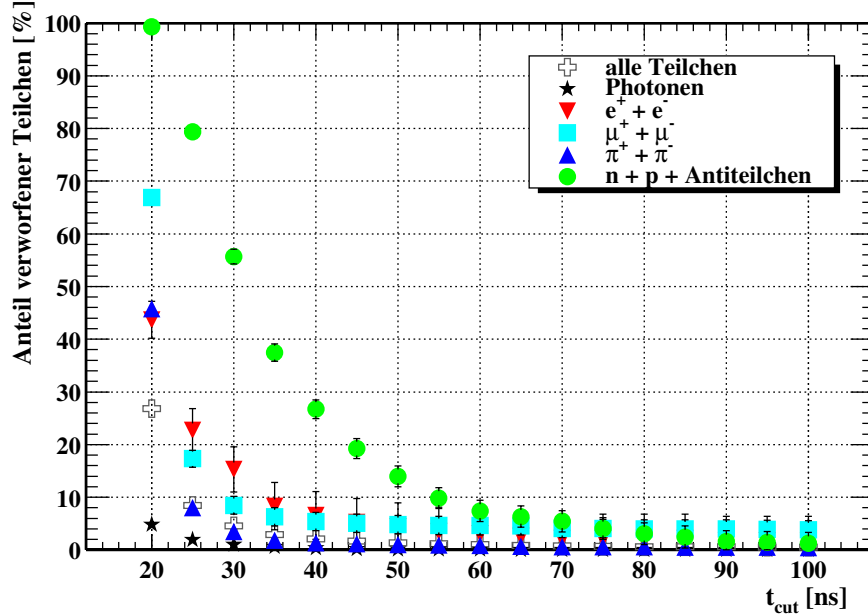


Abbildung 7.8: Anteil der durch die Flugzeitschwelle verworfenen Teilchen (EMCal-Version von PISA).

der Teilchen mit Transversalimpulsen größer als $1 \text{ GeV}/c$ durch die Flugzeitschwelle nahezu unbeeinflusst. Auch im Spektrum aus der Simulation mit der vollen Detektorkonfiguration konnten die Nukleonen fast vollständig unterdrückt werden. Die Anzahl der Pionen konnte im Bereich $p_T < 0,5 \text{ GeV}/c$ stark verringert werden. Auch die Anzahl von Photonen und Elektronen, die bei Transversalimpulsen kleiner als $300 \text{ MeV}/c$ größtenteils zum Untergrund gehören, wurde stark verringert. Bei Transversalimpulsen oberhalb von $0,5 \text{ GeV}/c$ werden fast keine Photonen und oberhalb von $1 \text{ GeV}/c$ auch keine Pionen, Myonen und Elektronen verworfen.

Der Einfluß der Flugzeitschwelle auf die das Spektrum der Neutralteilchen (γ, n, \bar{n}) ist Abbildung 7.13 zu entnehmen. Dargestellt sind die Verhältnisse der Anzahl zum Untergrund gehörender Neutralteilchen (alle n und \bar{n} sowie alle γ , die nicht von primären π^0 abstammen) zur Anzahl aller Neutralteilchen als Funktionen von p_T . Ein Vergleich der Datenpunkte mit Berücksichtigung der Flugzeitschwelle mit denen ohne Berücksichtigung der Flugzeitschwelle zeigt, daß ein großer Teil der zum Untergrund gehörenden Neutralteilchen durch die Flugzeitschwelle verworfen wird.

Eine Verringerung der Hadronen im p_T -Spektrum ist allein durch eine Flugzeitschwelle nicht zu erreichen. In Abbildung 7.14 sind die Flugzeiten der verschiedenen Teilchengruppen als Funktion des Transversalimpulses dargestellt. Man erkennt, daß Elektronen, Myonen und Pionen, die aufgrund ihrer geringen Massen Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit erreichen, durch eine Flugzeitschwelle nur bei kleinen Transversalimpulsen zu unterdrücken sind. Bei hohen Werten von p_T müßte die Schwelle so groß sein, daß viele Photonen, die nicht zum Untergrund gehören, auch verworfen werden.

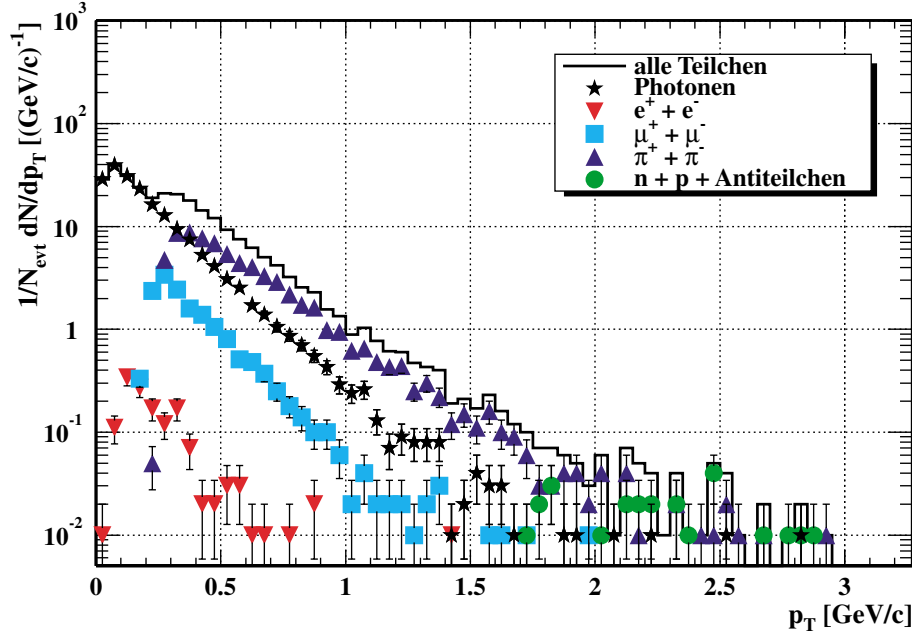


Abbildung 7.9: p_T -Spektren unter Berücksichtigung der Flugzeitschwelle (EMCal-Version von PISA).

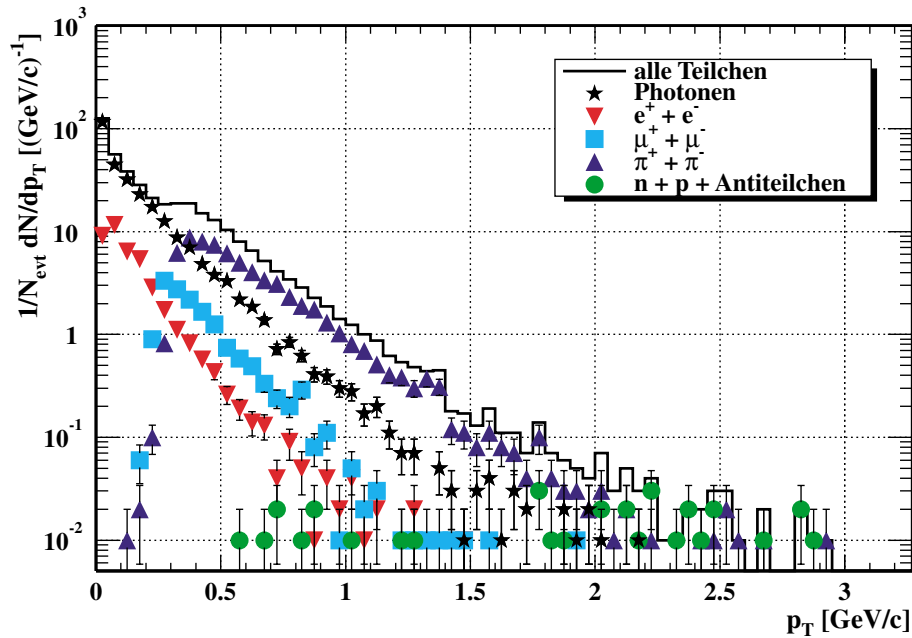


Abbildung 7.10: p_T -Spektren unter Berücksichtigung der Flugzeitschwelle (volle Detektorkonfiguration in PISA).

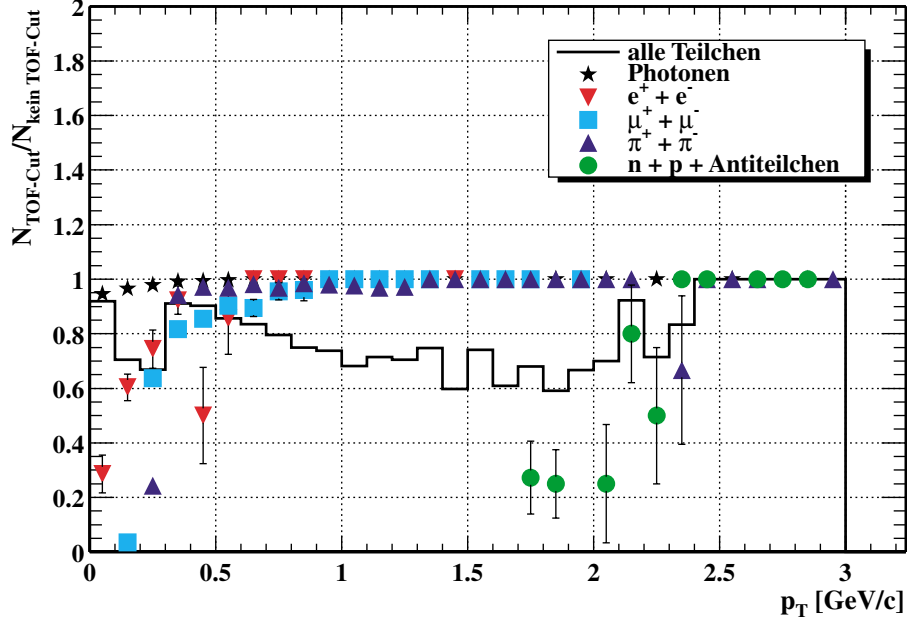


Abbildung 7.11: Verhältnis der p_T -Spektren unter Berücksichtigung der Flugzeitschwelle (EMCal-Version von PISA).

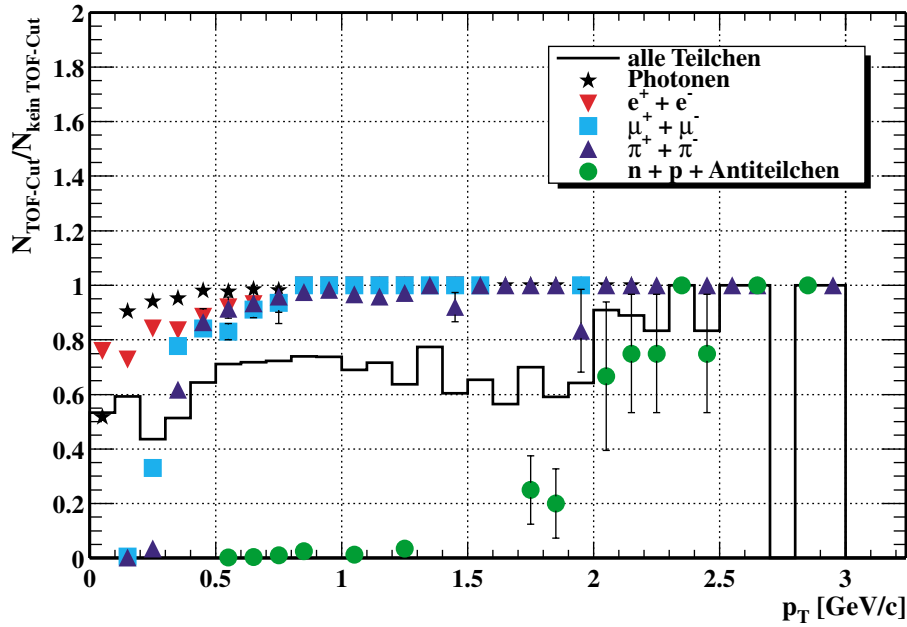


Abbildung 7.12: Verhältnis der p_T -Spektren unter Berücksichtigung der Flugzeitschwelle (volle Detektorkonfiguration in PISA).

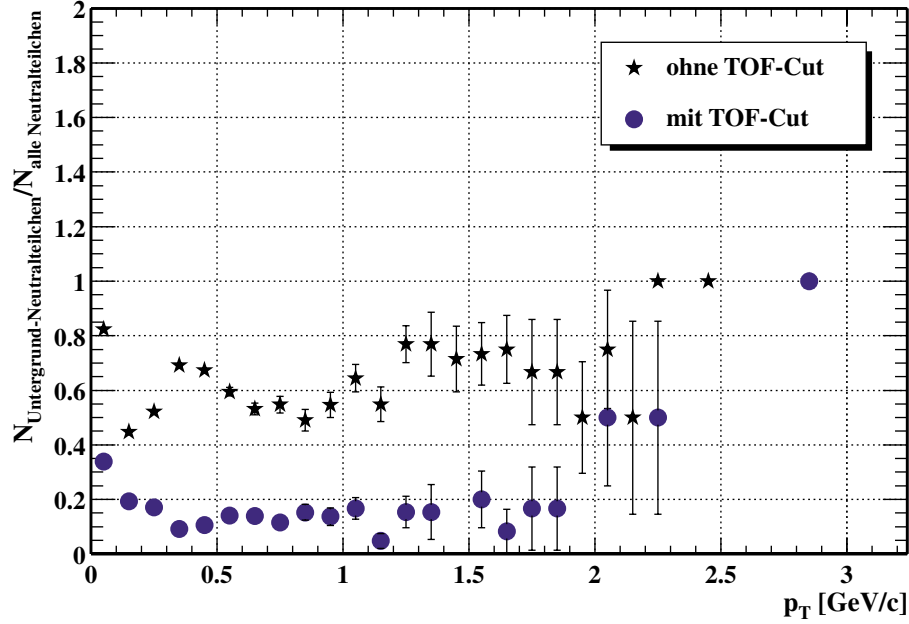


Abbildung 7.13: Verhältnisse der Anzahl zum Untergrund gehörender Neutralteilchen zur Anzahl aller Neutralteilchen als Funktionen von p_T .

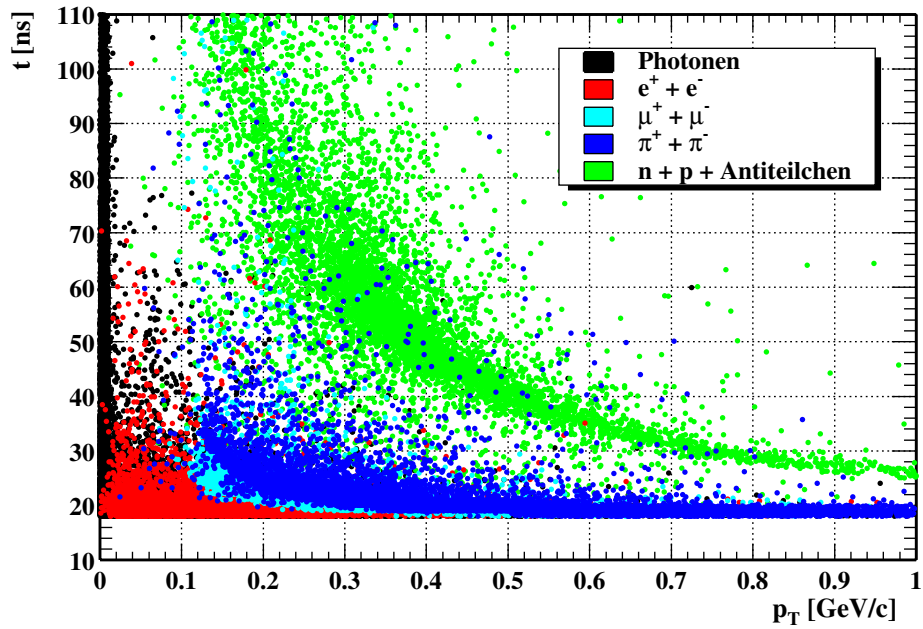


Abbildung 7.14: Zusammenhang zwischen Flugzeit und p_T (volle Detektorkonfiguration in PISA).

8. Untersuchung der transversalen Energie

In der Anfangsphase des PHENIX-Experiments steht besonders die Messung globaler Größen im Vordergrund, da diese gegenüber der Bestimmung von Einzelteilchenspektren vergleichsweise einfach zu untersuchen sind. Globale Größen sind charakteristisch für ein Event, sie liefern unter anderem Informationen über die Dynamik der Schwerionenkollision. Sowohl die Multiplizität N als auch die transversale Energie E_T ermöglichen Rückschlüsse auf die Zentralität der Kollision. Aus der Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie $dE_T/d\eta$ oder aus der Pseudorapiditätsdichte der Multiplizität geladener Teilchen $dN_{ch}/d\eta$ und dem mittleren Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ aller Teilchen kann die Energiedichte in der Reaktionszone bestimmt werden (s.u.). Die Größe $dE_T/d\eta$ läßt ebenfalls Rückschlüsse auf die Zentralität der Kollision zu und aus $\langle p_T \rangle$ kann die Temperatur in der Reaktionszone beim Ausfrieren der Teilchen (siehe Kapitel 2.3) bestimmt werden. Weitere Informationen hierzu finden sich z.B. in [Ben98] und [PHE93].

Die Messung der transversalen Energie erfolgt mit dem EMCal. Zum Vergleich mit experimentellen Daten werden in diesem Kapitel durch Simulationen bestimmte E_T -Verteilungen für Schwerpunktenergien von 130 AGeV und 200 AGeV vorgestellt. Darüberhinaus werden Korrekturfunktionen für die gemessene transversale Energie und die Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie angegeben.

Bei der Analyse der Simulationsdaten (2000 HIJING-Events für $\sqrt{s} = 130$ AGeV und 1000 HIJING-Events für $\sqrt{s} = 200$ AGeV) wurde nur einer der beiden Bleiglas-sektoren ausgewertet (siehe Kapitel 7). Zusätzlich wurden 89 Bleiglasmodule, die im Experiment einen zu hohen Rauschpegel aufwiesen oder ständig ein Signal lieferten [Bat00a], nicht berücksichtigt (siehe Anhang C). Die Clusterschwellen entsprachen Kombination 2 in Tabelle 6.1. Die Schwelle für das Clustermaximum, die nach dem Clusteralgorithmus angewendet werden kann (siehe Kapitel 6.1), wurde zur Bestimmung der folgenden Verteilungen benutzt, um durch Rauschen entstandene Cluster auszuschließen. Für die Nichtlinearitäts-Korrektur der Clusterenergien wurde eine Korrekturfunktion (siehe Gleichung 5.1) mit den in Tabelle 8.1 angegebenen Parametern verwendet. Diese wurde in [Kle00] bestimmt und zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Korrekturfunktionen in dieser Arbeit (siehe Tabelle 6.2). Zusätzlich zu dieser Korrektur wurde auch die Winkelkorrektur für die Energie aus

Parameter		
$\mathbf{a_1}$	$\mathbf{a_2}$	$\mathbf{a_3}$
$1,0268 \pm 0,0008$	$-0,0340 \pm 0,0009$	$0,0047 \pm 0,0003$

Tabelle 8.1: Parameter der Nichtlinearitäts-Korrekturfunktion aus [Kle00]. Die Clusterschwellen wurden entsprechend der Kombination 2 gewählt.

[Kle00] in der Analyse verwendet. Beide Korrekturen werden bei der Analyse der experimentellen Daten benutzt.

8.1 Verteilung der transversalen Energie

Kennt man die Verteilung der transversalen Energie, so ist es möglich, die Zentralität bzw. den Stoßparameter der Kollision aus der im Detektor gemessenen transversalen Energie zu bestimmen. Zum Vergleich mit den experimentellen Daten der Messungen im Sommer 2000 wurden Simulationen mit HIJING-Events der Schwerpunktenenergie $\sqrt{s} = 130 \text{ AGeV}$ für ^{197}Au -Kerne durchgeführt. Abbildung 8.1 zeigt die normierte Häufigkeitsverteilung der transversalen Energie für einen Bleiglas-Sektor. Eingezeichnet sind sowohl die aus den Primärteilchendaten (s.u.) als auch die aus den Clusterdaten (s.u.) bestimmten Werte für E_T . Kleine Werte der transversalen Energie entsprechen dabei peripheren Stößen, bei denen beide Kerne nur geringfügig überlappen (Solche Stöße treten aus geometrischen Gründen häufig auf.). Im Bereich mittlerer Energien zeigen beide Verteilungen (bei entsprechender Skalierung der Darstellung) annähernd ein Plateau, d.h. die Häufigkeit solcher Ereignisse ist über einen großen E_T -Bereich fast konstant. Große Werte für E_T entsprechen zentralen Stößen der Kerne. In diesem Fall überlappen die Kerne vollständig, der Stoßparameter liegt also nahe bei null. Ereignisse dieser Art sind sehr selten, was sich in einem starken Abfall der Verteilung bemerkbar macht. Durch die Bestimmung der E_T -Verteilung ist es also möglich, aus im Detektor gemessener transversaler Energie auf die Zentralität des jeweiligen Ereignisses zu schließen.

Zur Berechnung des primären E_T wurden alle Primärteilchen aus HIJING verwendet, die, ohne Berücksichtigung des Materials zwischen Vertex und EMCal, allein aufgrund ihrer Flugrichtung den Bleiglassektor treffen würden:

$$E_{T,prim} = \sum_i \sin \theta_i \cdot \sqrt{p_i^2 + m_i^2}. \quad (8.1)$$

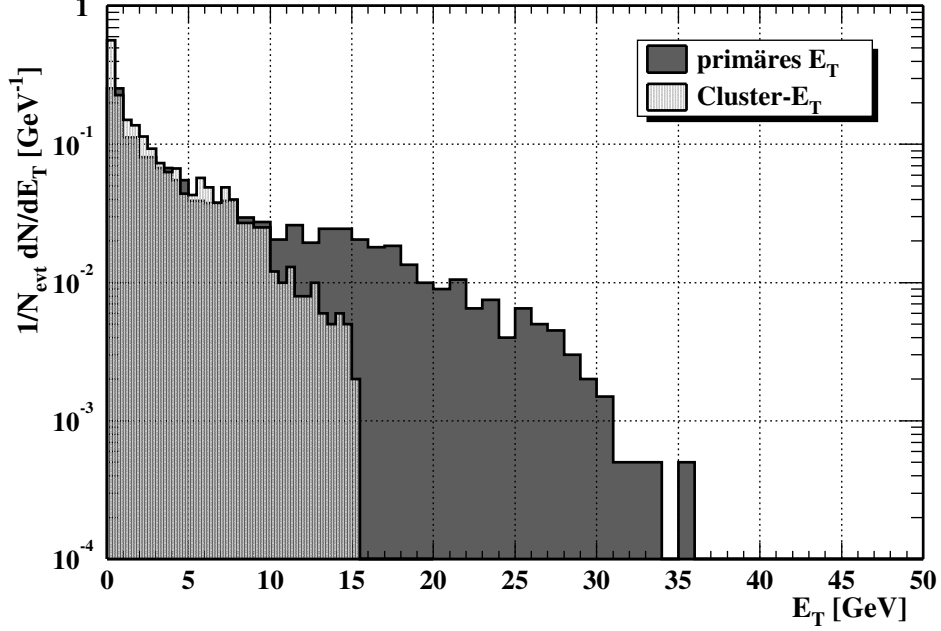


Abbildung 8.1: Verteilung der transversalen Energie für einen Bleiglas-Sektor ($\sqrt{s} = 130$ AGeV).

Dabei sind p_i der Impuls, m_i die Masse und θ_i der Winkel zur Strahlachse für das jeweilige Teilchen¹. Die transversale Energie aus den in der Simulation gefundenen Clustern erhält man dagegen unter Berücksichtigung aller Wechselwirkungen aus

$$E_{T,clus} = \sum_j \sin \theta_j \cdot E_j \quad (8.2)$$

(E_j : Energie des Clusters, θ_j : Winkel des Clusters (Zentralmodul) zur Strahlachse). Die Clusterdaten stellen dabei die wirklich gemessenen Daten dar, welche durch die Detektorantwort des realen Detektors bestimmt werden. Aus den Primärteilchendaten geht hervor, welche transversale Energie tatsächlich im Ereignis vorhanden war. Mit Hilfe der Simulationsdaten kann daher von der im Experiment gemessenen transversalen Energie auf die tatsächliche transversale Energie zurückgeschlossen werden. Aus den beiden Verteilungen kann man den Maximalwert für E_T ablesen. Dazu wurde aus den jeweils 1 % zentralsten Ereignissen der Mittelwert des E_T -Wertes gebildet. Der Maximalwert liegt für die Primärteilchendaten bei etwa $29,3 \pm 2,1$ GeV, die

¹Für die Teilchen n, p wurde die transversale Energie mit $E_{T,prim} = \sum_i \sin \theta_i \cdot \sqrt{p_i^2}$ und für die Teilchen \bar{n}, \bar{p} mit $E_{T,prim} = \sum_i \sin \theta_i \cdot \sqrt{p_i^2 + 4 \cdot m_i^2}$ berechnet.

Verteilung des aus den Clusterdaten bestimmten E_T erreicht ihren Maximalwert bei etwa $14,1 \pm 0,6$ GeV. Der große Unterschied zwischen diesen beiden Werten bzw. zwischen den beiden Verteilungen liegt darin, daß die hadronisch wechselwirkenden Teilchen bei der Berechnung der primären transversalen Energie berücksichtigt wurden, aber in der Simulation sowie im Experiment nur einen geringen Teil ihrer Energie im Bleiglas deponieren.

8.2 Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie

Eine wichtige globale Größe, die im PHENIX-Experiment bestimmt werden soll, ist die in einer Schwerionenreaktion erreichte Energiedichte ε . Unter der Annahme, daß das Björken-Bild zur Beschreibung ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen geeignet ist, kann die Energiedichte nach [Bjø83] folgendermaßen abgeschätzt werden²:

$$\varepsilon \approx \frac{1}{\pi R_T^2 \tau_0 c} \left. \frac{dE_T}{d\eta} \right|_{max}. \quad (8.3)$$

Dabei ist der *transversale Radius* R_T ein Maß für die transversale Ausdehnung der Reaktionszone und kann für den Fall, daß die kollidierenden Kerne vollständig überlappen zu

$$R_T = 1,2 \text{ fm} \cdot A^{1/3} \quad (8.4)$$

berechnet werden ([Won94]). Für ^{197}Au -Kerne besitzt die Reaktionszone bei einem zentralen Stoß einen transversalen Radius von ca. 7 fm. Die longitudinale Ausdehnung der Reaktionszone wird durch die *Formationszeit* τ_0 bestimmt, die angibt, wie lange es dauert, bis aus der in der Reaktionszone vorhandenen Energie physikalische Teilchen entstehen. Für einfache Abschätzungen kann ein Wert von $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$ angenommen werden ([Won94]).

Abbildung 8.2 zeigt die aus den Clusterenergien in der Simulation bestimmte und auf den vollen Azimutalwinkelbereich skalierte Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie $dE_T/d\eta$ als Funktion der Pseudorapidität η . Auch die aus den Primärteilchendenaten ermittelte Verteilung wurde eingetragen. Der Verlauf beider

²Es gilt mit $N_\pi = N_{\pi^+} + N_{\pi^0} + N_{\pi^-}$ auch (siehe [PHE93]):

$$\varepsilon \simeq \frac{1}{\pi R_T^2 \tau_0 c} \frac{dE_T}{dy} \approx \frac{1}{\pi R_T^2 \tau_0 c} \sqrt{\langle p_T^2 \rangle + m_\pi^2} \frac{dN_\pi}{dy}.$$

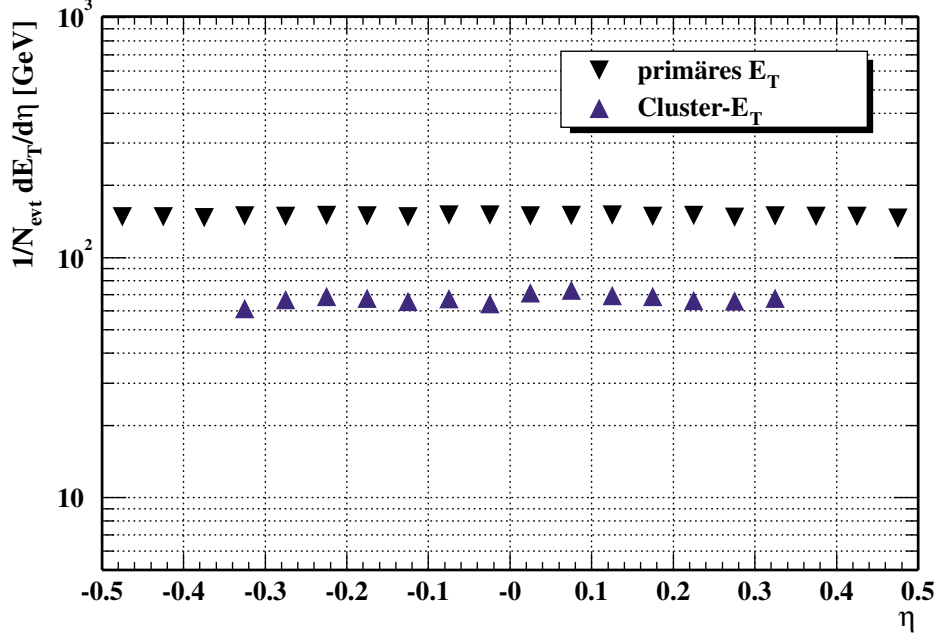


Abbildung 8.2: Mittlere Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie für den vollen Azimutalwinkelbereich als Funktion der Pseudorapidität bei $\sqrt{s} = 130$ AGeV.

Verteilungen ist im abgebildeten Pseudorapiditätsbereich im Rahmen der jeweiligen Schwankung flach. Im Bereich $|\eta| < 0,35$, der von den zentralen Armen abgedeckt wird, erhält man aus den Primärteilchendenaten einen mittleren Wert von $dE_T/d\eta \approx 150\text{--}160$ GeV, was einer Energiedichte von ca. $1,0$ GeV/fm³ entspricht.

Die normierten Verteilungen von $dE_T/d\eta|_{max}$ ³ sind in Abbildung 8.3 dargestellt. Sie verhalten sich ähnlich wie die Verteilungen der transversalen Energie. Diese Verteilungen können deswegen auch als Verteilungen der Energiedichte ε interpretiert werden.

Für die maximale Energiedichte erhält man aus den Primärteilchendenaten einen Wert von (für die Bestimmung des Maximalwerts der Energiedichte wurden ebenfalls die 1 % zentralsten Ereignisse verwendet.)

$$\varepsilon_{max} = 3,89 \pm 0,08 \text{ GeV/fm}^3 \quad (dE_T/d\eta|_{max} = 596 \pm 12 \text{ GeV}). \quad (8.5)$$

³ $dE_T/d\eta|_{max}$ ist der Wert der Funktion $(dE_T/d\eta)(\eta)$ der bei der Schwerpunktpseudorapidität η_{CM} angenommen wird (für PHENIX: $\eta_{CM} = 0$).

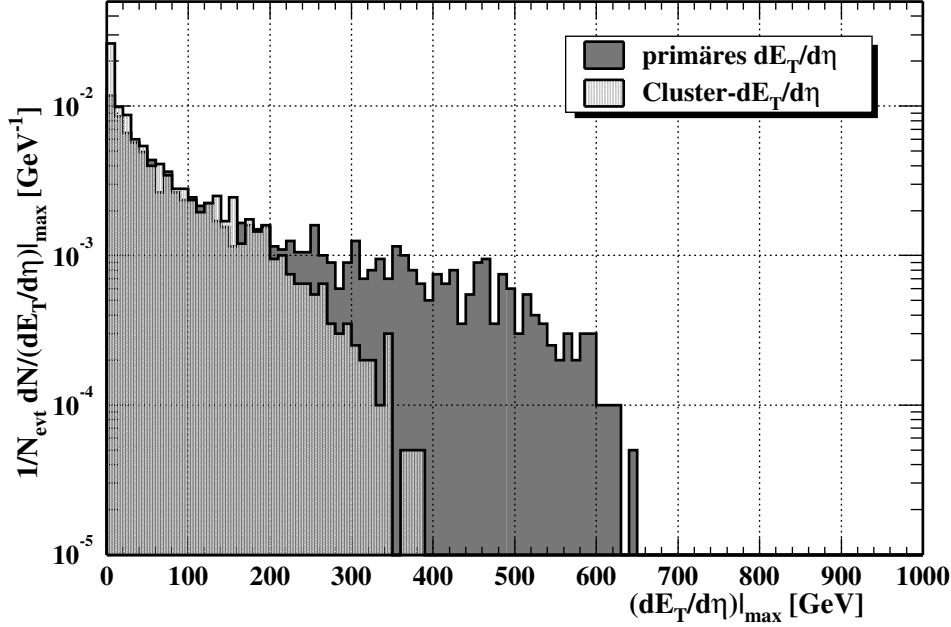


Abbildung 8.3: Verteilungen von $dE_T/d\eta|_{max}$ für den vollen Azimutalwinkelbereich bei $\sqrt{s} = 130$ AGeV.

In [Rey99] wurde in 158 AGeV-Pb+Pb-Reaktionen ($\sqrt{s} = 17,2$ AGeV) ein maximaler Wert von $\varepsilon_{max} = 2,9$ GeV/fm³ gefunden.

8.3 Korrekturfunktionen für E_T und $dE_T/d\eta|_{max}$

Um von den aus den experimentellen Clusterdaten bestimmten Werten für E_T und $dE_T/d\eta|_{max}$ auf die tatsächlichen Werte schließen zu können, sind Korrekturfunktionen notwendig. Die folgenden Funktionen wurden aus den Simulationen bei $\sqrt{s} = 130$ AGeV abgeleitet.

Abbildung 8.4 zeigt das Verhältnis der transversalen Energie aus den Clusterdaten zur transversalen Energie aus den Primärteilchendenaten in Abhängigkeit von der aus den Clusterdaten berechneten transversalen Energie $E_{T,clus}$. Im Bereich kleiner Energien ist die Verteilung der $E_{T,prim}/E_{T,clus}$ -Werte breit, bei höheren Energien wird sie zunehmend schmaler. Um eine Korrekturfunktion zu bestimmen, wurde der Wertebereich von $E_{T,clus}$ in Intervalle der Breite 500 MeV aufgeteilt. In diesen Intervallen wurden jeweils der Mittelwert der $E_{T,prim}/E_{T,clus}$ -Verteilung, die Stan-

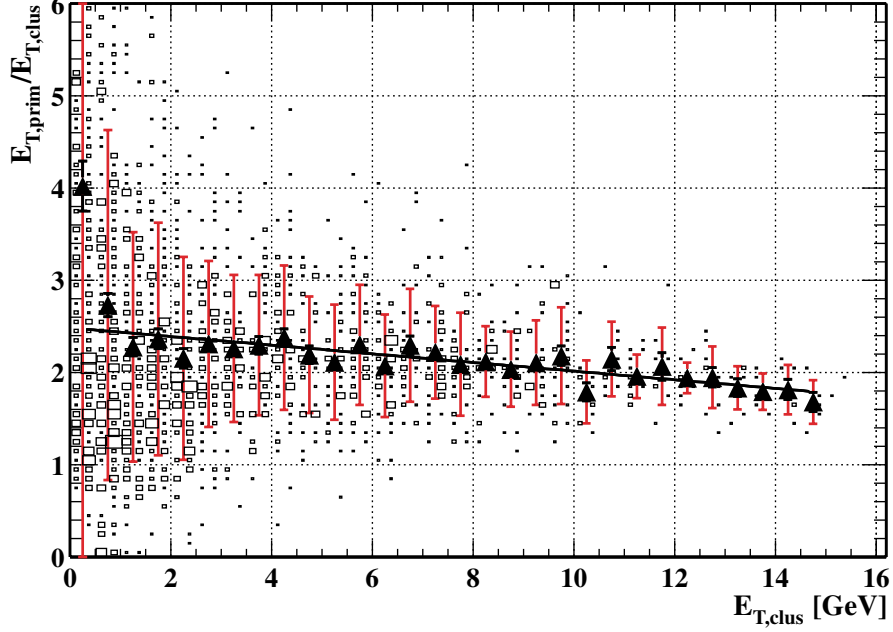


Abbildung 8.4: Verhältnis von aus Primärteilchen zu aus Clustern bestimmter transversaler Energie als Funktion der aus Clustern bestimmten transversalen Energie für einen Bleiglas-Sektor bei $\sqrt{s} = 130$ AGeV. Die dreieckigen Symbole kennzeichnen die Mittelwerte von $E_{T,prim}/E_{T,clus}$ in den jeweiligen Intervallen von $E_{T,clus}$. Die großen Fehlerbalken kennzeichnen die Standardabweichung, die kleinen Fehlerbalken (schwarz) den statistischen Fehler.

dardabweichung und der statistische Fehler berechnet. Die Mittelwerte wurden als dreieckige Symbole zusammen mit der Standardabweichung (große Fehlerbalken) und dem statistischen Fehler (kleine schwarze Fehlerbalken) in das Histogramm eingetragen. Anschließend wurde eine Gerade an diese Werte angepaßt:

$$\frac{E_{T,prim}}{E_{T,clus}} = (2,485 \pm 0,038) + (-0,047 \pm 0,004) \cdot E_{T,clus} . \quad (8.6)$$

Bei gegebenem $E_{T,clus}$ kann mit dieser Funktion ein Korrekturfaktor für $E_{T,clus}$ bestimmt werden.

Für $E_{T,clus}$ -Werte, die kleiner als 2 GeV sind, weicht die Annäherungsfunktion deutlich von den Mittelwerten ab. Bei höheren Energien werden die Daten durch die Funktion gut beschrieben. Die Funktion ist nur schwach abhängig von $E_{T,clus}$. Ein Grund dafür, daß es überhaupt eine Abhängigkeit von $E_{T,clus}$ gibt, könnte sein, daß bei niedrigen transversalen Energien viele Teilchen gar nicht vom Vertex bis zum

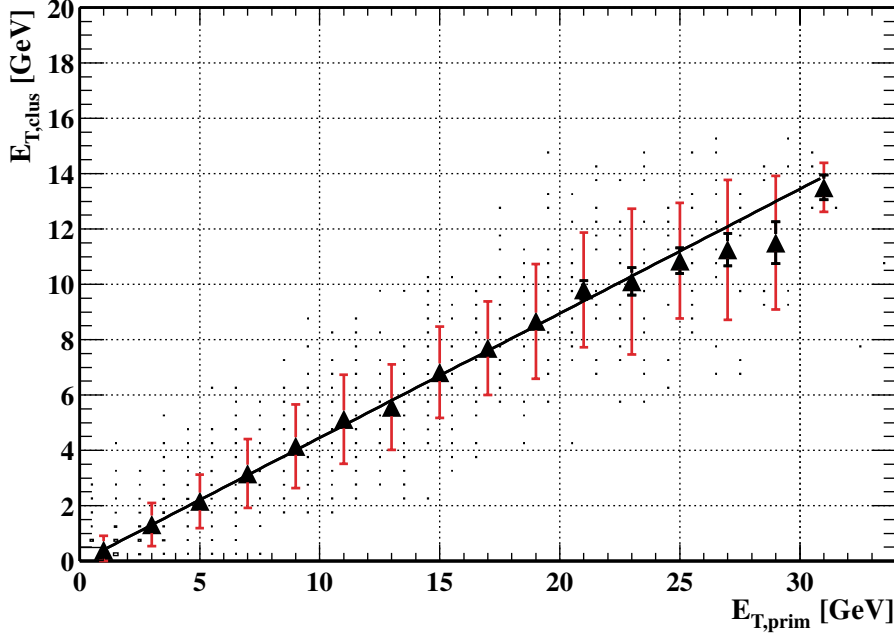


Abbildung 8.5: Korrelation der Häufigkeitsverteilungen von aus Clustern und aus Primärteilchen bestimmtem E_T für einen Bleiglas-Sektor bei $\sqrt{s} = 130$ AGeV. Die dreieckigen Symbole kennzeichnen die Mittelwerte von $E_{T,clus}$ in den jeweiligen Intervallen von $E_{T,prim}$.

Bleiglasdetektor gelangen, sondern in dazwischenliegenden Detektoren absorbiert werden. Bei hohen transversalen Energien hingegen können möglicherweise mehr Teilchen bis zum Bleiglasdetektor gelangen und dort Energie deponieren.

Die schwache Abhängigkeit von $E_{T,clus}$ wird auch durch eine Betrachtung der Korrelation von $E_{T,clus}$ und $E_{T,prim}$ (siehe Abbildung 8.5) bestätigt. (Die Mittelwerte und die Fehler in der Abbildung wurden auf die gleiche Weise wie oben bestimmt.) Es stellt sich heraus, daß der Zusammenhang zwischen $E_{T,clus}$ und $E_{T,prim}$ in guter Näherung linear ist:

$$E_{T,clus} = (-0,042 \pm 0,020) + (0,450 \pm 0,005) \cdot E_{T,prim} . \quad (8.7)$$

Der Kehrwert aus der Steigung dieser Geraden beträgt $2,222 \pm 0,025$ im Vergleich zu $2,485 \pm 0,038$ aus Gleichung 8.6. Der Unterschied zwischen den beiden Werten könnte dadurch zustande kommen, daß die Datenpunkte in den Abbildungen 8.4 und 8.5 jeweils nur mit einer Gerade angenähert wurden.

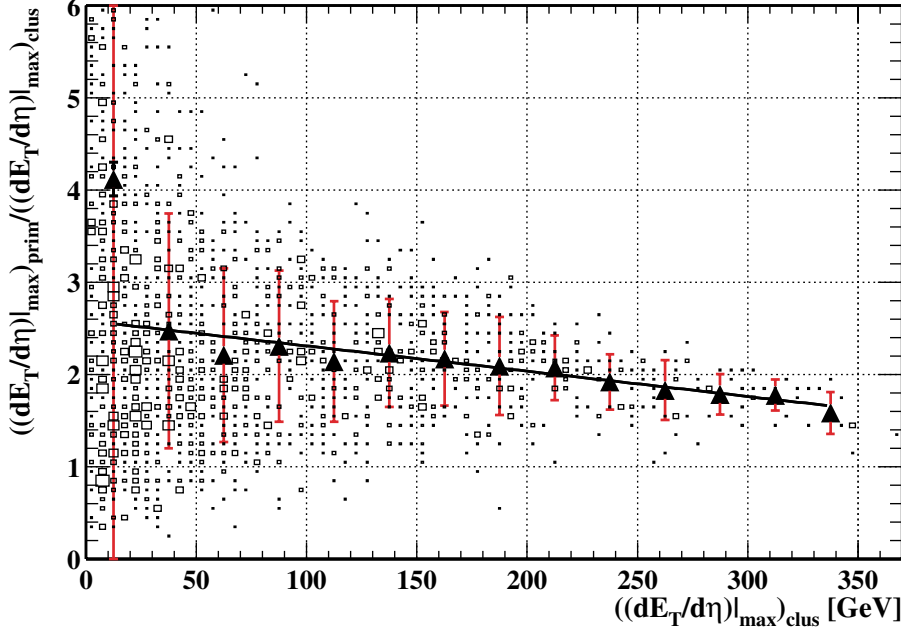


Abbildung 8.6: Verhältnis von aus Primärteilchen zu aus Clustern bestimmtem $(dE_T/d\eta)|_{max}$ als Funktion des aus Clustern bestimmtem $(dE_T/d\eta)|_{max}$ bei $\sqrt{s} = 130$ AGeV. Die dreieckigen Symbole kennzeichnen die Mittelwerte von $((dE_T/d\eta)|_{max})_{prim} / ((dE_T/d\eta)|_{max})_{clus}$ in den jeweiligen Intervallen von $((dE_T/d\eta)|_{max})_{clus}$.

Die Korrekturfunktion für $(dE_T/d\eta)|_{max}$ wurde ebenfalls mit der oben genannten Methode bestimmt und ist in Abbildung 8.6 dargestellt. Für die Funktion erhält man:

$$\frac{((dE_T/d\eta)|_{max})_{prim}}{((dE_T/d\eta)|_{max})_{clus}} = (2,585 \pm 0,040) + (-0,0027 \pm 0,0002) \cdot ((dE_T/d\eta)|_{max})_{clus} . \quad (8.8)$$

Hiermit kann ein Korrekturfaktor für $((dE_T/d\eta)|_{max})_{clus}$ berechnet werden.

8.4 Vorhersagen für 200 AGeV

Um Vergleichsmöglichkeiten für die experimentellen Daten späterer Messungen bei $\sqrt{s} = 200$ AGeV zu haben, wurden alle Simulationen auch mit dieser Schwerpunktenenergie durchgeführt. Die Verteilung der transversalen Energie in Abbildung 8.7 hat sich gegenüber den Ergebnissen der Simulation bei $\sqrt{s} = 130$ AGeV erhöht.

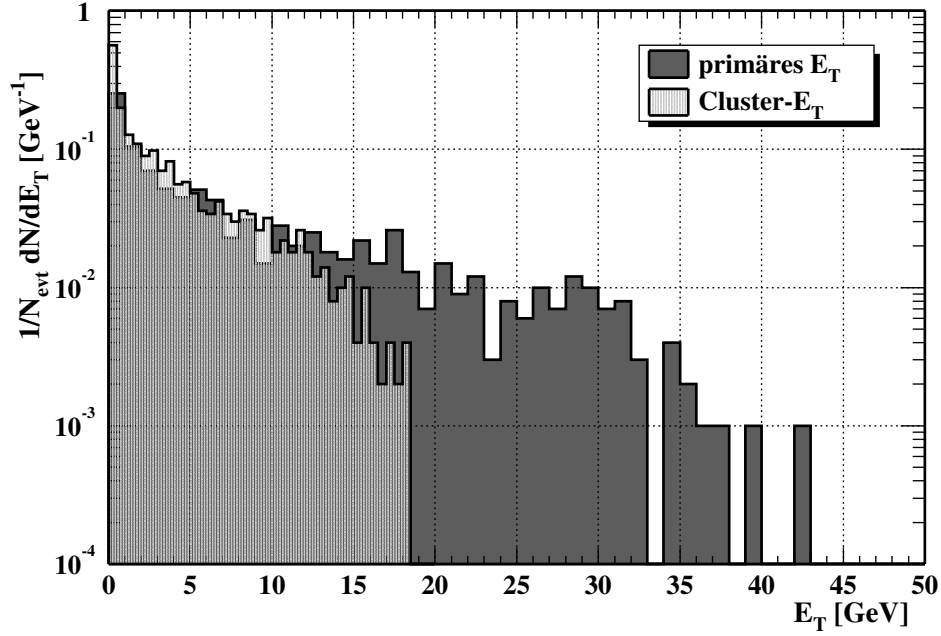


Abbildung 8.7: Verteilung der transversalen Energie für einen Bleiglas-Sektor ($\sqrt{s} = 200$ AGeV).

Für die aus den Primärteilchendenaten berechnete transversale Energie beträgt der Maximalwert $36,5 \pm 2,7$ GeV, bei den Clusterdaten sind es $16,7 \pm 1,0$ GeV.

In der Darstellung von $dE_T/d\eta$ als Funktion von η in Abbildung 8.8 liefern die Primärteilchendenaten den Wert $dE_T/d\eta \approx 190$ GeV ($\Rightarrow \varepsilon \approx 1,2$ GeV/fm³).

Auch die in Abbildung 8.9 dargestellten Verteilungen von $dE_T/d\eta$ reichen nun zu höheren Werten. Die anhand der Primärteilchendenaten bestimmte maximale Energiedichte liegt bei

$$\varepsilon_{max} = 4,77 \pm 0,15 \text{ GeV/fm}^3 \quad (dE_T/d\eta|_{max} = 730 \pm 23 \text{ GeV}). \quad (8.9)$$

Der Maximalwert von $dE_T/d\eta$ wurde auch hier aus den 1 % zentralsten Ereignissen ermittelt.

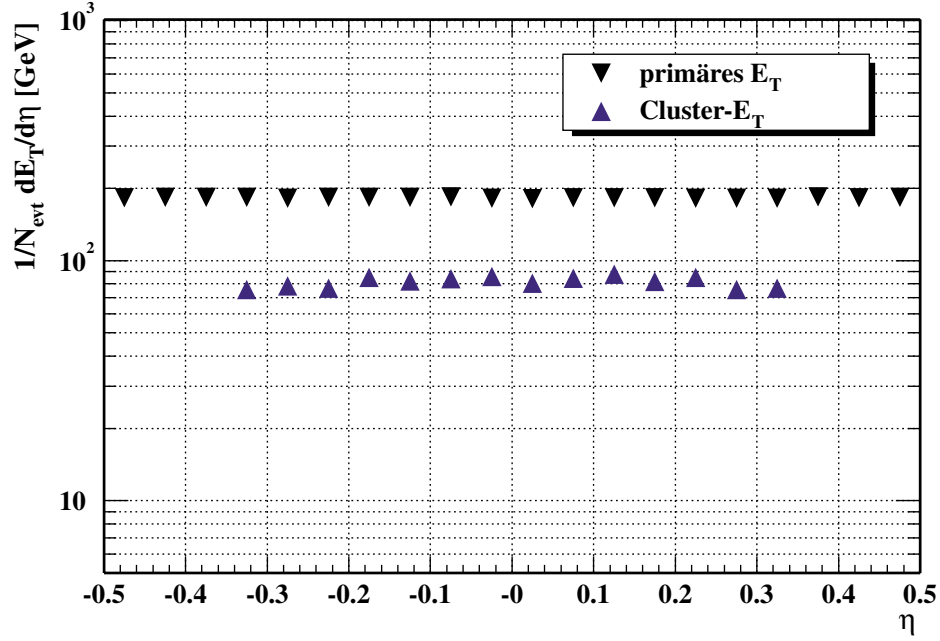


Abbildung 8.8: Mittlere Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie für den vollen Azimutalwinkelbereich als Funktion der Pseudorapidität bei $\sqrt{s} = 200$ AGeV.

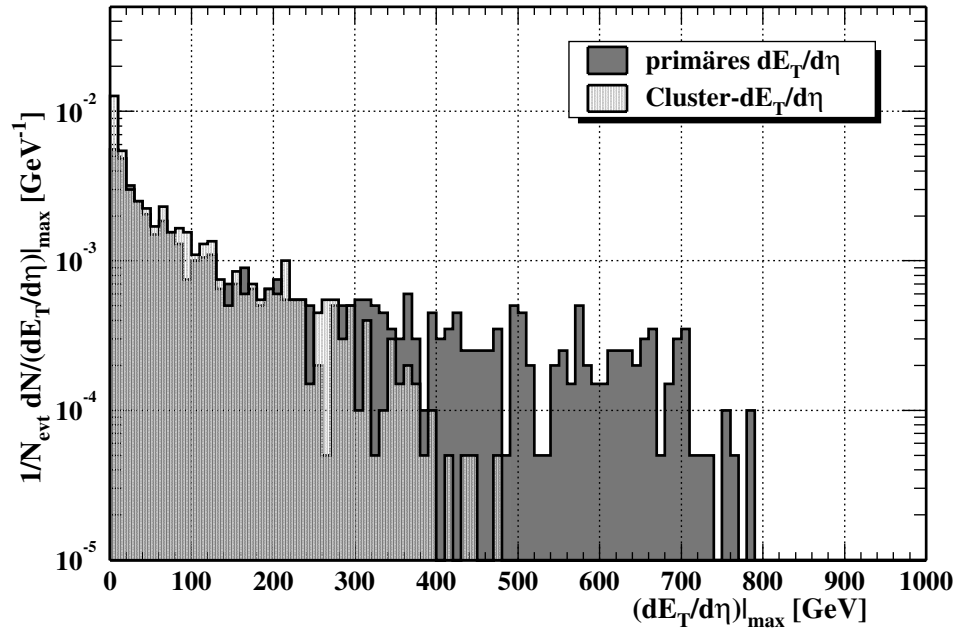


Abbildung 8.9: Verteilungen von $dE_T/d\eta|_{max}$ für den vollen Azimutalwinkelbereich bei $\sqrt{s} = 200$ AGeV.

Die Korrekturfunktion für die aus den Clusterdaten bestimmte transversale Energie $E_{T,clus}$ (siehe Abbildung 8.10) zeigt nun eine noch schwächere Abhängigkeit von $E_{T,clus}$ (vgl. Gleichung 8.6):

$$\frac{E_{T,prim}}{E_{T,clus}} = (2,322 \pm 0,050) + (-0,013 \pm 0,005) \cdot E_{T,clus} . \quad (8.10)$$

Die Funktion für die Korrelation zwischen $E_{T,clus}$ und $E_{T,prim}$,

$$E_{T,clus} = (-0,038 \pm 0,028) + (0,447 \pm 0,006) \cdot E_{T,prim} , \quad (8.11)$$

weicht nur wenig von der in Gleichung 8.7 angegebenen Funktion ab.

Die Korrekturfunktion für die aus den Clusterdaten bestimmte Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie $((dE_T/d\eta)|_{max})_{clus}$ (siehe Abbildung 8.11) ergibt sich zu:

$$\frac{((dE_T/d\eta)|_{max})_{prim}}{((dE_T/d\eta)|_{max})_{clus}} = (2,515 \pm 0,049) + (-0,0017 \pm 0,0002) \cdot ((dE_T/d\eta)|_{max})_{clus} . \quad (8.12)$$

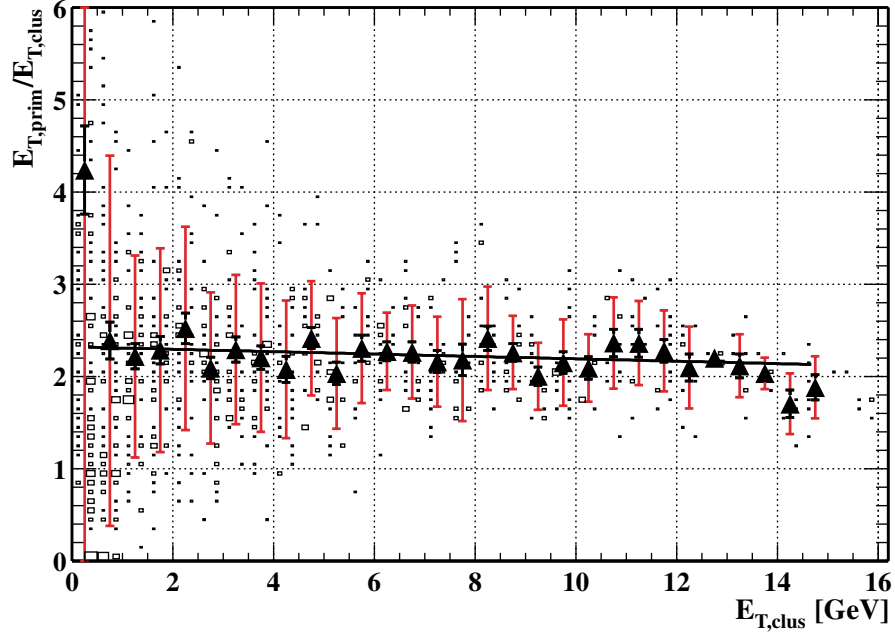


Abbildung 8.10: Verhältnis von $E_{T,prim}/E_{T,clus}$ als Funktion der aus Clustern bestimmten transversalen Energie für einen Bleiglas-Sektor bei $\sqrt{s} = 200$ AGeV.

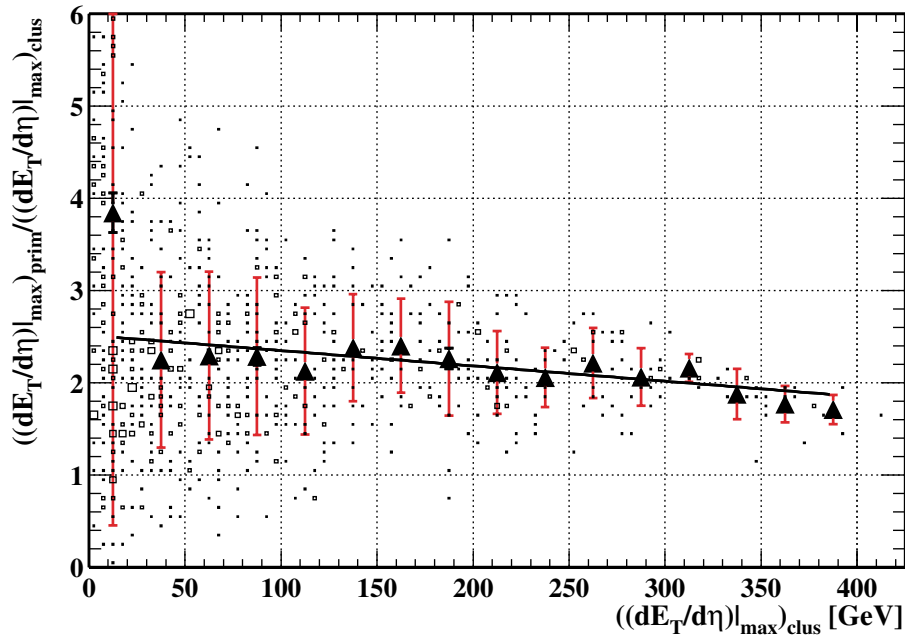


Abbildung 8.11: Verhältnis von aus Primärteilchen zu aus Clustern bestimmtem $(dE_T/d\eta)|_{max}$ als Funktion des aus Clustern bestimmtem $(dE_T/d\eta)|_{max}$ bei $\sqrt{s} = 200$ AGeV.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden der zu erwartende Untergrund und Verteilungen der transversalen Energie für das Bleiglaskalorimeter des EMCal im PHENIX-Experiment in Computersimulationen untersucht. Dazu mußten eine Parametrisierung der Absorption von Čerenkov-Photonen im Bleiglas in die Simulation eingebaut und die Funktionsweise des in der Datenanalyse verwendeten Clusteralgorithmus untersucht werden.

Die Parametrisierung der Absorption von Čerenkov-Photonen im Bleiglas dient liefert eine Beschreibung der Detektorantwort, die mit den Ergebnissen des Trackings der Čerenkov-Photonen vergleichbar ist. Die Rechenzeit der Simulation kann durch die Parametrisierung stark verringert werden. Beim Einbau der Parametrisierung in die Simulation und dem daran anschließenden Funktionstest wurden Fehler in der Software entdeckt und korrigiert. In den darauf folgenden Tests wurde gezeigt, daß die Parametrisierung die Energieantwort des Bleiglasdetektors auch in der Simulationsumgebung des PHENIX-Experiments richtig beschreibt.

Die Aufgabe des Clusteralgorithmus ist die Suche nach Teilchen, die das Kalorimeter getroffen haben. Der im PHENIX-Experiment verwendete Algorithmus unterscheidet sich von demjenigen, der bei der Entwicklung der Parametrisierung angewendet wurde und der aus dem WA98-Experiment stammt. Es konnte gezeigt werden, daß bei gleichen Energieschwellen und gleichem Rauschen, welches den Simulationsdaten überlagert wird, die Algorithmen vergleichbare Ergebnisse liefern. Der Algorithmus in der Datenanalyse des PHENIX-Experiments ist folglich zur Auswertung der Daten des Bleiglasdetektors geeignet. Aufgrund des unterschiedlichen Rauschens der ADCs in den beiden Experimenten wurden außerdem die Energieschwellen für die Clusteranalyse an das veränderte Rauschen angepaßt. Es konnte eine Kombination von Schwellen gefunden werden, mit der einerseits der Anteil durch Rauschen entstandener Cluster stark reduziert und andererseits die Dispersion der Cluster, denen kein Rauschen überlagert worden war, gut wiedergegeben wurde. Mit dieser Kombination konnten dann die Energieauflösung des Detektors und eine Funktion zur Korrektur der Energienichtlinearität für die Cluster bestimmt werden.

Sowohl durch Wechselwirkungen mit dem zentralen Magnet als auch durch die Detektoren selbst kommt es zur Entstehung eines Untergrundes der hauptsächlich

aus Elektronen, Positronen und Neutronen besteht. Computersimulationen stellen eine gute Möglichkeit dar, diesen Untergrund sowie Methoden zu seiner Verringerung zu untersuchen. Durch die Anwendung einer Flugzeitschwelle konnte der Anteil der Neutronen erheblich reduziert werden. Eine Unterdrückung von Elektronen, Positronen und Pionen ist durch eine solche Schwelle allerdings nur bei kleinen Transversalimpulsen und auch dort nur teilweise zu erreichen. Durch die Anwendung einer Energieschwelle im Bereich von 0,5–0,6 GeV kann der größte Teil des Untergrundes dieser Teilchen aber ebenfalls unterdrückt werden.

Die transversale Energie E_T ist eine wichtige Größe in der Schwerionenphysik, da aus ihr auf die Zentralität einer Kollision und auf die dabei erreichte Energiedichte zurückgeschlossen werden kann. Zum Vergleich mit experimentellen Daten wurden die aus den Simulationen bestimmten normierten Verteilungen der transversalen Energie und der maximalen Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie sowie die Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie als Funktion der Pseudorapidität für Schwerpunktenergien von $\sqrt{s} = 130$ AGeV und 200 AGeV angegeben. Aus diesen Verteilungen wurden die mittlere und die maximale Energiedichte sowohl aus den Daten der Primärteilchen (physikalisches Modell) als auch aus den Clusterdaten (Detektorantwort) abgeleitet. Aus der Betrachtung der Detektoreffizienz konnten für beide Schwerpunktenergien Korrekturfunktionen für die gemessene transversale Energie angegeben werden.

Ein weiterer Eingriff in die Simulationssoftware wird beim Einbau einer Parametrisierung der Flugzeitantwort des Bleiglasdetektors notwendig sein. Dann wird es auch erforderlich sein, den bisher unverständenen Unterschied in den Schauertiefen zwischen der Testsimulation, die nur den Bleiglasdetektor berücksichtigt, und PISA, der Simulationsumgebung des PHENIX-Experiments, zu klären, da die Tiefe der Erzeugung der Čerenkov-Photonen im Bleiglasmodul eine sehr wichtige Größe bei dieser Parametrisierung ist.

Durch weitere Bleiglasmodule, die falsche Signale liefern oder deren Rauschpegel zu hoch ist, und durch eine eventuell mögliche Verringerung des Rauschens der ADCs im Experiment wird eine Neuanpassung der Energieschwellen für die Clusteranalyse notwendig. Damit verbunden ist auch eine Neubestimmung der Funktion zur Korrektur der Nichtlinearität.

Eine weitergehende Untersuchung des Untergrundes wird möglich sein, wenn neben der Winkel- und Nichtlinearitätskorrektur für die Energie auch eine Winkelkorrektur für die Dispersion in die Analysesoftware eingebaut worden sein wird. Durch eine Dispersionsschwelle lassen sich dann die Treffer von Pionen und Photonen besser unterscheiden.

A. Relativistische Kinematik

In der Hochenergiephysik und insbesondere in ultrarelativistischen Stößen von schweren Ionen ist eine relativistische Beschreibung aller Teilchen notwendig. Die hierzu verwendeten kinematischen Variablen ermöglichen eine besonders einfache Transformation zwischen verschiedenen Bezugssystemen. Zum gesamten Abschnitt siehe [Won94].

In der Relativitätstheorie wird der Impuls eines Teilchens durch einen vierkomponentigen Vektor

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = (E, \vec{p}) = (E, p_x, p_y, p_z) \quad (\text{A.1})$$

beschrieben. Dieser *Viererimpuls* enthält die Gesamtenergie E und den eigentlichen Impuls \vec{p} in kartesischen Koordinaten. Die Gesamtenergie eines freien Teilchens mit der Ruhemasse m_0 läßt sich mit der relativistischen *Energie-Impuls-Beziehung*¹ schreiben als

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

In Beschleunigerexperimenten ist es sinnvoll, die z -Achse des Koordinatensystems durch die Strahlachse zu definieren. Der kartesische Impuls eines Teilchens kann dann in eine Komponente parallel zur z -Achse, den *Longitudinalimpuls* p_L , und in eine Komponente senkrecht zur z -Achse, den *Transversalimpuls* p_T , zerlegt werden (θ : Winkel des Teilchens zur z -Achse, $p = |\vec{p}|$):

$$p_L = p \cdot \cos \theta = p_z \quad (\text{A.3})$$

$$p_T = p \cdot \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{A.4})$$

Die *Rapidity* y ist ein Maß für die Geschwindigkeit eines Teilchens parallel zur z -Achse:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (\text{A.5})$$

Beim Wechsel in ein neues Bezugssystem, welches sich relativ zum alten Bezugssystem mit der Geschwindigkeit β in Richtung der z -Achse bewegt, transformiert sich die Rapidity wie folgt:

$$y' = y - y_\beta \quad (\text{A.6})$$

¹Üblicherweise setzt man in der Hochenergiephysik $c \equiv 1$

$$= y - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (\text{A.7})$$

Im nichtrelativistischen Grenzfall wird die longitudinale Geschwindigkeit $\beta_L = p_L/E$ sehr klein. Eine Entwicklung des Logarithmus bis zur ersten Ordnung liefert dann

$$y = \frac{1}{2} \left[\ln \left(1 + \frac{p_L}{E} \right) - \ln \left(1 - \frac{p_L}{E} \right) \right] \quad (\text{A.8})$$

$$\approx \frac{p_L}{E} = \beta_L. \quad (\text{A.9})$$

Führt man die *transversale Masse* $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ eines Teilchens ein, so erhält man für E und p_L folgende Beziehungen:

$$E = m_T \cdot \cosh(y) \quad (\text{A.10})$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh(y) \quad (\text{A.11})$$

Im relativistischen Grenzfall ($E \gg m_0$) vereinfacht sich die Energie-Impuls-Beziehung zu $E \approx p$ und die Rapidität kann durch die *Pseudorapidität* η angenähert werden:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_L}{p - p_L} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$= -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (\text{A.13})$$

Der Winkel θ , den der Impulsvektor des Teilchens mit der Strahlachse einschließt, ist experimentell leicht zugänglich, so daß die Pseudorapidität einfach bestimmt werden kann. Für Photonen ist die Pseudorapidität gleich der Rapidität. Analog zu (A.10) und (A.11) im nichtrelativistischen Grenzfall gilt hier

$$p = p_T \cdot \cosh(\eta), \quad (\text{A.14})$$

$$p_L = p_T \cdot \sinh(\eta). \quad (\text{A.15})$$

B. Der Čerenkov-Effekt

Verschiedene Detektoren im PHENIX-Experiment nutzen den Čerenkov-Effekt. Dieser tritt auf, wenn geladene Teilchen ein Medium durchqueren, in dem ihre Geschwindigkeit $v = \beta c$ größer ist als die Medium-Lichtgeschwindigkeit c/n (n : Brechungsindex). Dabei kommt es zur Emission elektromagnetischer Strahlung unter einem Winkel von

$$\theta_{\check{C}} = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (\text{B.1})$$

zur Flugrichtung des Teilchens (In Medien endlicher Länge L beobachtet man eine Intensitätsverteilung ähnlich einem Beugungsbild mit einem Maximum bei $\theta = \theta_{\check{C}}$).

Die Anzahl der pro Wellenlängenintervall emittierten Čerenkov-Photonen ist für große Detektoren ($L \gg \lambda$) proportional zur Länge L (α : Feinstrukturkonstante):

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} L \sin^2 \theta_{\check{C}} \quad (\text{B.2})$$

$$= \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} L \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (\text{B.3})$$

Durch Integration im Wellenlängenintervall $[\lambda_1, \lambda_2]$ erhält man die Anzahl der pro Wegstrecke emittierten Photonen in diesem Spektralbereich:

$$\frac{N}{L} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2 \theta_{\check{C}}}{\lambda^2} d\lambda \quad (\text{B.4})$$

$$= 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 \lambda_1} \quad (\text{B.5})$$

Die Photokathode zur Auslese der Photonen für das Bleiglas hat einen sensitiven Bereich von etwa 350 - 550 nm [Evd86], während die Absorptionslänge des Bleiglasses für ungefähr 350 - 830 nm besonders groß ist [Kee95]. Nimmt man für das im EMCal verwendete TF1-Bleiglas einen mittleren Brechungsindex von $n \approx 1,648$ [Awe00] an, so werden maximal ($\beta = 1$) etwa 300 Čerenkov-Photonen pro cm erzeugt. Zum Čerenkov-Effekt siehe z.B. [Kle92].

C. Nicht berücksichtigte Module im Bleiglas-Sektor

Um einen besseren Vergleich mit den experimentellen Daten zu ermöglichen, wurden 89 Module, die im realen Detektor für einen zu großen Rauschpegel zeigten oder ständig ein Signal lieferten [Bat00a], in der Analyse nicht berücksichtigt. Die Position dieser Module im Bleiglasssektor veranschaulicht Abbildung C.1.

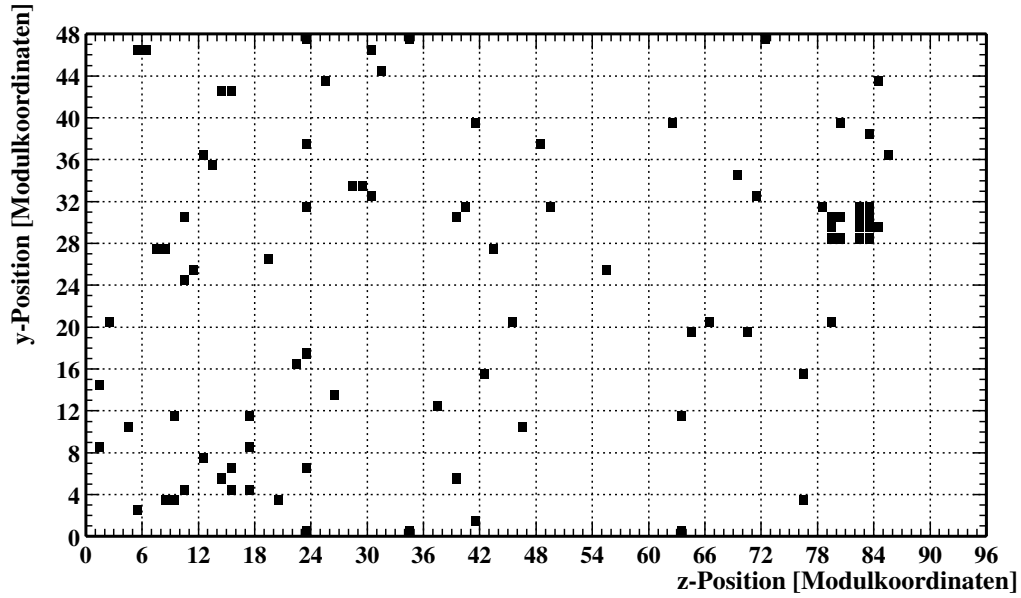


Abbildung C.1: Ansicht der nicht berücksichtigten Module des Bleiglas-Sektors E1 (von hinten gesehen).

Literaturverzeichnis

- [Abr00] M. C. Abreu et al., *Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/Ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS*, CERN-EP-2000-013, 2000
- [Agg00] M. M. Aggarwal et al., *Direct Photon Production in 158 A GeV $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ Collisions*, Preprint nucl-ex/0006007, 2000
- [Aki99] Y. Akiba et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 433** (1999) 143
- [Awe00] T. C. Awes, private Mitteilung, 2000
- [Bat00] S. Bathe, Dissertation, Institut für Kernphysik, WWU Münster, in Vorbereitung
- [Bat00a] S. Bathe, private Mitteilung, 2000
- [Ben98] M. J. Bennet, *Measuring Global Observables with PHENIX*, Proceedings from an invited talk at the Univ. of Illinois at Chicago Workshop on Particle Distributions in Hadronic and Nuclear Collisions, 1998
- [Ben99] M. J. Bennet et al., Nucl. Phys. **A 661** (1999) 661
- [BjØ71] J. D. Bjørken, Proc. of the Amer. Phys. Soc. Div. Mtg. (1971) 110
- [BjØ83] J. D. Bjørken, Phys. Rev. **D 27** (1983) 140
- [Bla89] J. P. Blaizot, J. Y. Ollitrault, Phys. Lett. **B 217** (1989) 386
- [BRA94] F. Vidbæk et al., Nucl. Phys. **A 566** (1994) 299c
- [Bru96] R. Brun et al., *ROOT Overview*, Download unter <http://root.cern.ch>, CERN, 1996

- [Büs97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglaskalorimeter LEDA - Eine Computersimulation* -, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1997
- [Büs99] H. Büsching, private Mitteilung, 1999
- [Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleiglaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1996
- [Evd86] V. N. Evdokimov, V. A. Poliakov, V. I. Rikalin, *Spectral Characteristics of Some Types of Photomultipliers*, IFVE-86-34, Serpukhov, 1986
- [Dav77] V. A. Davydov et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 145** (1977) 267
- [GEA94] Application Software Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, Genf, 1994
- [Gyu93] M. Gyulassy, X.-N. Wang, *HIJING 1.0: A Monte Carlo Program for Parton and Particle Production in High Energy Hadronic and Nuclear Collisions*, Preprint LBL-34246, 1993
- [Hän95] H. Hänsel, W. Neumann, *Physik*, Band 3: *Atome - Atomkerne - Elementarteilchen*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 1995
- [Har96] J. W. Harris, B. Müller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71
- [Ike98] K. Ikematsu et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 411** (1998) 238
- [Kee95] S. Kees, *Untersuchung des nichtlinearen Anteils der Antwort eines Bleiglasdetektors durch eine Computersimulation*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1995
- [Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1992
- [Kle00] C. Klein-Bösing, *Simulation der Detektoreigenschaften des Bleiglaskalorimeters in den Experimenten WA98 und PHENIX*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2000
- [Mat86] T. Matsui, H. Satz, Phys. Lett. **B 178** (1986) 416

- [Mex99] V. Mexner, *Hochenergie-tests eines elektromagnetischen Kalorimeters für das PHENIX-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1999
- [Pan98] Y. Pang, Nucl. Phys. **A 638** (1998) 219c
- [Pei87] T. Peitzmann, *Kalibration eines Bleiglasdetektors und Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1987
- [Pei97] T. Peitzmann, *Kernmaterie unter extremen Bedingungen - Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma -*, Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1997
- [Per90] D. H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, 1990
- [PHE93] PHENIX-Collaboration, *PHENIX Conceptual Design Report*, BNL, 1993
- [PHO94] B. Wyslouch, Nucl. Phys. **A 566** (1994) 305c
- [Poc95] J. Pochodzalla et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1040
- [Pov96] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer, 1996
- [Rey99] K. Reygers, *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen $p+Pb$ - und $Pb+Pb$ -Reaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1999
- [Ros99] M. Rosati et al., Nucl. Phys. **A 661** (1999) 669
- [Rot91] B. Roters, *Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden und Teilchenidentifizierung bei einem segmentierten Kalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1991
- [Rya98] V. G. Ryabov, Nucl. Instr. and Meth. **A 419** (1998) 363
- [Sche94] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitor-systems für ein modulares BleiglasKalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1994
- [Schl94] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines BleiglasKalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1994

- [Schn93] M. Schnittker, *Entwicklung eines modularen Bleiglaskalorimeters und seiner Kalibrationsmethode*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 1993
- [STA94] J. W. Harris, Nucl. Phys. **A 566** (1994) 277c
- [Sto99] R. Stock, Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999) 295-309
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., Singapur, 1994
- [ZDC98] ZDC Group, *Zero Degree Calorimeters for RHIC*, ZDC Proposal, 1998

Danksagung

Viele Menschen hatten Anteil am Gelingen dieser Diplomarbeit. Ihnen möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen:

Prof. Dr. R. Santo danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik in Münster anfertigen zu können. Die Atmosphäre in der Gruppe war sehr gut, außerdem wurden mir ein lehrreicher Aufenthalt am BNL sowie die Teilnahme an der DPG-Konferenz in Dresden ermöglicht.

Bei Dr. T. Peitzmann möchte ich mich bedanken für die vielen Anregungen zu dieser Arbeit und seine stete Bereitschaft zur Diskussion auftretender Fragen und Probleme.

Für lehrreiche Diskussionen, die Beantwortung vieler Fragen und ihre Unterstützung danke ich Dr. D. Bucher, Dr. K. Reygers und ganz besonders Dipl.-Phys. S. Bathe und Dipl.-Phys. H. Büsching.

Meinem Zimmergenossen und Mitdiplomanden C. Klein-Bösing danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit und für seine Hilfsbereitschaft.

Für die Hilfe bei Problemen mit der Simulations- und Analysesoftware bedanke ich mich bei Dr. G. David und Prof. Dr. C. Maguire.

N. Heine danke ich für die Zeichnungen des PHENIX-Aufbaus und des Supermoduls.

Ebenso danke ich den weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Dipl.-Phys. H.-H. Adam, I. Geck, Dr. R. Glasow, S. Keßen, Dr. A. Khoukaz, Dipl.-Phys. S. Knoche, Dipl.-Phys. N. Lang, Dr. J. Langheinrich, Dr. T. Lister, Dipl.-Phys. V. Mexner, Dipl.-Phys. U. v. Poblitzki, Dipl.-Phys. C. Quentmeier, Dr. H. Schlagheck, S. Steltenkamp, J. Stewering, W. Verhoeven, A. Wälte, Dipl.-Phys. M. Wahn und O. Winkelmann für ihre Hilfe und die angenehme Zusammenarbeit.

Für die kritische Durchsicht dieser Arbeit und viele konstruktive Vorschläge bin ich Dipl.-Phys. S. Bathe, Dipl.-Phys. H. Büsching, Dr. T. Lister und D. Engelbert sehr dankbar.

Meinen Studienkollegen H. Brickwedde, O. Friedrichs, M. Jarczyński und A. Wielenberg danke ich für ihre Unterstützung während des ganzen Studiums und für viele unterhaltsame Spieleabende.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben und die zusammen mit meiner Schwester Simone durch ihr großes Interesse und ihre Hilfe viel zum Gelingen beigetragen haben.

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als
die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Münster, 22. November 2000

Markus Merschmeyer

