

Experimentelle Physik

Simulation der Detektoreigenschaften
des Bleigaskalorimeters in
den Experimenten WA98 und PHENIX

Diplomarbeit

von

Christian Klein-Bösing

Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Institut für Kernphysik

— 2000 —

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|-------|---|----|
| 1 | Theoretische Grundlagen | 5 |
| 1.1 | Fundamentale Wechselwirkungen und Teilchen | 5 |
| 1.1.1 | Quarks und Leptonen | 5 |
| 1.1.2 | Beschreibung der Wechselwirkungen in der Teilchenphysik . . | 6 |
| 1.2 | Das Quark-Gluon-Plasma | 7 |
| 1.2.1 | Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen | 8 |
| 1.2.2 | Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas | 9 |
| 2 | Experimente | 13 |
| 2.1 | Das WA98-Experiment | 13 |
| 2.1.1 | Der Aufbau | 13 |
| 2.2 | Das PHENIX-Experiment | 16 |
| 2.2.1 | Der Aufbau | 17 |
| 2.2.2 | Die inneren Detektoren | 17 |
| 2.2.3 | Die Detektoren der zentralen Arme | 19 |
| 2.2.4 | Die Myonarme | 20 |
| 2.3 | Das Bleiglaskalorimeter | 21 |
| 2.3.1 | Physikalische Prozesse | 21 |
| 2.3.2 | Aufbau eines Bleiglas-Supermoduls | 24 |
| 3 | Anpassung der Simulation an Teststrahlraten | 27 |
| 3.1 | GEANT | 27 |
| 3.2 | Simulation des Kalorimeters im Testaufbau | 28 |
| 3.3 | Parameter der Anpassung | 29 |
| 3.4 | Ziel der Anpassung | 33 |
| 3.5 | Einfluß der Parameter auf die Simulation | 37 |
| 3.5.1 | Der beste Parametersatz | 41 |

| | | |
|-------|--|-----|
| 4 | Simulation von Photonen | 47 |
| 4.1 | Linearität der Antwortfunktion von Photonen | 47 |
| 4.1.1 | Energiebestimmung unter Winkeleinschuß | 50 |
| 4.2 | Ortsbestimmung | 52 |
| 4.2.1 | Energiegewichteter Schwerpunkt | 54 |
| 4.2.2 | Logarithmisch gewichteter Schwerpunkt | 54 |
| 4.2.3 | Ortsrekonstruktion unter Winkeleinschuß | 57 |
| 4.3 | Analyse der Schauerbreite | 60 |
| 5 | Simulation von Hadronen | 63 |
| 5.1 | Die verschiedenen Hadronenpakete | 63 |
| 5.1.1 | GHEISHA | 63 |
| 5.1.2 | FLUKA | 64 |
| 5.1.3 | GCALOR | 65 |
| 5.1.4 | Unterschiede der Hadronenpakete in der Simulation | 65 |
| 5.2 | Dispersionsanalyse | 69 |
| 5.3 | Untergrundkorrektur des LEDA | 73 |
| 5.3.1 | Minimum-Bias-Schwelle | 74 |
| 5.3.2 | Zentralitätsklassen | 76 |
| 5.3.3 | Teilchenspektren | 76 |
| 5.4 | Flugzeitanalyse von Hadronen | 82 |
| 5.4.1 | Die Antwortfunktion des Photovervielfachers | 83 |
| 5.4.2 | Unterscheidung von Photonen und Hadronen | 85 |
| 6 | Parametrisierung des Antwortverhaltens | 89 |
| 6.1 | Parametrisierung der Absorption der Čerenkovphotonen | 89 |
| 6.1.1 | Bestimmung von N_{det}/N_{gen} | 90 |
| 6.1.2 | Simulation mit N_{det}/N_{gen} -Matrizen | 92 |
| 6.1.3 | Überprüfung der Parametrisierung | 94 |
| 6.2 | Parametrisierung des Zeitverhaltens | 97 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 101 |
| A | Kinematische Variablen | 103 |
| B | Simulationen für verschiedene Parametersätze | 105 |

| | |
|---|-----|
| Inhaltsverzeichnis | 3 |
| C Korrekturfunktionen für das PHENIX-Experiment | 109 |
| Literaturverzeichnis | 111 |
| Danksagung | 115 |

1. Theoretische Grundlagen

1.1 Fundamentale Wechselwirkungen und Teilchen

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts zeigten Rutherford, Geiger und Marsden durch den Beschuß von Goldfolie mit α -Teilchen, daß ein Atom aus einem positiv geladenen Kern besteht, in dem seine Masse konzentriert ist [Rut11]. Auch die Quantentheorie feierte, unter anderem mit der Erklärung der Linienspektren des Wasserstoffatoms 1913 durch Niels Bohr, erste Erfolge [Boh23]. Viele der dabei auftauchenden Probleme ließen sich aber nicht mehr mit den bis dahin bekannten Kräften, der elektromagnetischen sowie der Gravitationskraft, erklären. Wie konnten beispielsweise im Atomkern positive Ladungen so nah zusammengebracht werden, ohne sich abzustößen? Und wie kommt es zum β -Zerfall eines Kerns mit der Aussendung eines Elektrons mit kontinuierlichem Energiespektrum? Diese Fragen ließen sich nur durch die Einführung neuer Wechselwirkungen und Teilchen erklären.

1.1.1 Quarks und Leptonen

Die erste Einteilung der neu entdeckten Teilchen wurde anhand ihrer Masse in Leptonen, Mesonen und Baryonen vorgenommen. Mit einem tieferen Verständnis ihrer Wechselwirkungen zeigte sich, daß Leptonen neben Gravitation und elektromagnetischer Kraft nur über die sogenannte schwache Kraft mit anderen Teilchen wechselwirken können. Die zu den Hadronen zusammengefaßten Mesonen und Baryonen wechselwirken hingegen auch über die starke Kraft.

Die Leptonen sind nach heutigem Kenntnisstand elementare Teilchen mit Spin $s = 1/2$ und unterliegen damit der Fermi-Dirac-Statistik. Sie werden in drei sogenannte Generationen eingeteilt [Per87], die jeweils aus einem geladenen Elektron, μ - oder τ -Lepton sowie dem dazugehörigen Neutrino bestehen (siehe Tabelle 1.1).

Quarks sind ebenfalls Fermionen, allerdings mit drittelzahliger Ladung (vergleiche Tabelle 1.1). Zu jedem Quark wie auch zu jedem Lepton existiert ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung und Farbladung jedoch identischem Spin und gleicher Masse. Aus den sechs Quarksorten („Flavours“) und ihren Antiquarks lassen sich die meisten bekannten Hadronen aufbauen. Ein Baryon besteht im Rahmen des Standardmodells dabei aus drei Quarks und ein Meson aus einem Quark-Antiquark-Paar. Im Quarkmodell sind auch Kombinationen drei gleicher Quarks möglich, die aufgrund des Pauli-Prinzips verboten sein müßten. Sie werden allerdings trotzdem

| Leptonen | | | Quarks | | |
|------------|------------|---------------------------|--------|------------|------------------------------|
| | Ladung [e] | Masse | | Ladung [e] | Masse |
| e^- | -1 | 0,511 MeV/c ² | u | +2/3 | 1.5 – 5 MeV/c ² |
| ν_e | 0 | < 15 eV/c ² | d | -1/3 | 3 – 9 MeV/c ² |
| μ^- | -1 | 105,7 MeV/c ² | c | +2/3 | 1,1 – 1,4 GeV/c ² |
| ν_μ | 0 | < 170 eV/c ² | s | -1/3 | 60 – 170 MeV/c ² |
| τ^- | -1 | 1,777 GeV/c ² | t | +2/3 | ≈ 174 GeV/c ² |
| ν_τ | 0 | < 18,2 MeV/c ² | b | -1/3 | 4,1 – 4,4 GeV/c ² |

Tabelle 1.1: Eigenschaften der fundamentalen Fermionen [Per87].

experimentell beobachtet.¹ Daher wurde eine weitere Quantenzahl für die Quarks eingeführt, die sogenannte Farbladung.

Die Tatsache, daß keine Einzelquarks beobachtet werden können, läßt sich dann dadurch erklären, daß nur farbneutrale Kombinationen der Quarks als freie Teilchen beobachtbar sind. Baryonen können in diesem Bild als Kombination dreier Quarks mit den Farben *rot*, *gelb* und *blau* angesehen werden, während Mesonen aus einem Quark und Antiquark mit einer Farbe und zugehöriger Antifarbe zusammengesetzt sind. Motiviert durch die Analogie zur Beschreibung elektrisch geladener Teilchen in der Quanten-Elektro-Dynamik (QED) wird die die Theorie der stark wechselwirkenden Quarks Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) genannt.

1.1.2 Beschreibung der Wechselwirkungen in der Teilchenphysik

Die vier unterschiedlichen Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden über sogenannte Eichbosonen mit ganzzahligem Spin vermittelt. Im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung ist es das Photon, das Kräfte zwischen geladenen Teilchen bewirkt. In der Theorie der starken Wechselwirkung sind es acht unterschiedliche Eichbosonen, die Gluonen, die die Kräfte zwischen den Farbladungen vermitteln. Im Gegensatz zu den elektrisch neutralen Photonen tragen Gluonen selber eine Farbladung und können damit auch untereinander wechselwirken.

Das Potential der starken Wechselwirkung läßt sich beschreiben durch [Per87]:

$$V_S = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + kr. \quad (1.1)$$

¹Das Ω^- besteht beispielsweise aus drei s -Quarks.

Dabei ist die Stärke der Wechselwirkung durch die Kopplungskonstante α_S gegeben. Diese ist, anders als die Kopplungskonstante der QED, die Feinstrukturkonstante α , nicht konstant, sondern hängt vom Impulsübertrag q^2 ab [Won94]:

$$\alpha_S(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln\left(\frac{q^2}{\lambda^2}\right)} \quad (1.2)$$

($N_f \leq 6$: Anzahl der verschiedenen Quarksorten,
 $\lambda \approx 100\text{--}500$ MeV: freier Skalenparameter der QCD).

Für große Impulsüberträge oder kleine Abstände geht α_S gegen Null und die Quarks verhalten sich wie freie Teilchen („asymptotische Freiheit“). In dem Bereich $\alpha_S \ll 1$ ist somit die störungstheoretische Behandlung der Wechselwirkung möglich, die bei großen Abständen und geringem q^2 versagt. Hier wächst die Stärke der Wechselwirkung mit zunehmenden Abstand und die Quarks können sich nicht aus ihrem Verbund lösen („Confinement“). Zur Berechnung der Wechselwirkungsprozesse muß dann auf andere Methoden ausgewichen werden, beispielsweise die Gittereichtheorie, in der Zustände auf einem diskreten Raum-Zeit-Gitter berechnet werden.

1.2 Das Quark-Gluon-Plasma

Rechnungen der Gittereichtheorie [Won94] sagen für hadronische Materie unter extremem Druck und/oder hoher Temperatur eine Zustandsänderung voraus [Won94]. Es findet ein Phasenübergang statt, bei dem einzelne Hadronen nicht mehr voneinander unterschieden werden können („Deconfinement“). Die Quarks bilden ein sogenanntes Quark-Gluon-Plasma (QGP), in dem sie sich uneingeschränkt bewegen können.

Die extremen Bedingungen, unter denen ein solches Plasma entstehen kann, herrschen wahrscheinlich im Inneren von Neutronensternen. Hier könnten Neutronen durch die Gravitation so stark komprimiert werden, daß sie überlappen. Auch zu Beginn unseres Universums haben vermutlich kurz nach dem Urknall Bedingungen wie in einem Quark-Gluon-Plasma geherrscht, ehe das Universum abkühlte und sich Hadronen bilden konnten.

Aus phänomenologischen Modellen und für einige Spezialfälle aus der Gittereich-Theorie lassen sich die Voraussetzungen abschätzen, unter denen ein solcher Phasenübergang stattfinden könnte. Für Bedingungen, wie sie zu Beginn des Universums herrschten, das heißt hohe Temperatur und geringe Baryonendichte, wird eine Übergangstemperatur von $T_c \approx 140$ MeV vorhergesagt [Won94]. Bei geringer Temperatur und hoher Baryonendichte wird ein Phasenübergang bei einer kritischen

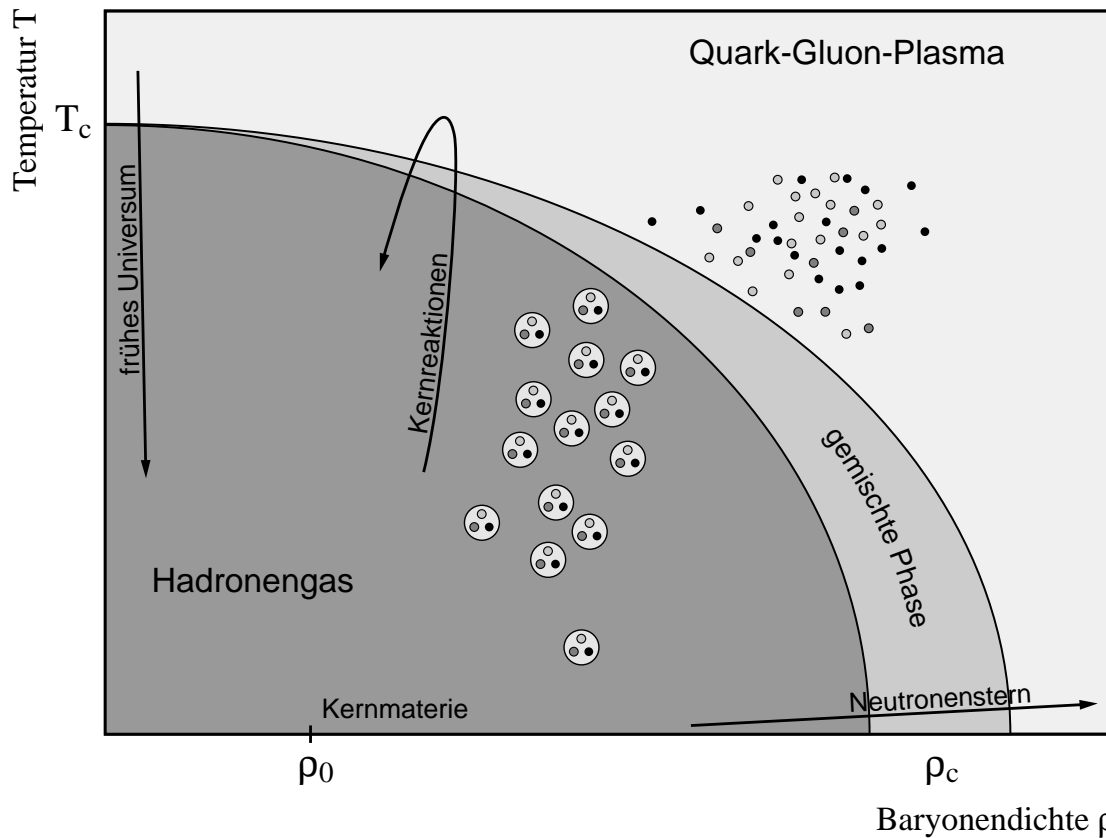


Abbildung 1.1: Phasendiagramm für den Übergang vom Hadronengas zum QGP. Die kritische Temperatur T_c beträgt ungefähr 140 MeV, die kritische Dichte liegt bei $\rho_c = 5 - 10\rho_0$.

Dichte von $\rho_c = 0,85 - 1,7 \text{ fm}^{-3}$ erwartet [Sto99].² Damit ergibt sich ein phänomenologisches Phasendiagramm wie in Abbildung 1.1.

1.2.1 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

Bedingungen, die zur Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas führen können, versucht man experimentell durch hochenergetische Stöße von Schwerionen zu erreichen. Dabei können die Nukleonen der beteiligten Kerne in zwei Gruppen unterschieden werden. Nukleonen, die nicht im Überlappbereich der beiden Kerne liegen und ungestört weiterfliegen, nennt man „Spectators“. Ihre Energie ist ein Maß für die Zentralität einer Reaktion. Nukleonen, die an der Reaktion beteiligt sind, nennt man „Participants“.

Damit es zur Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas kommen kann, muß bei der Reaktion eine Zone hoher Energiedichte entstehen. Dabei kann man zwischen zwei

²Zum Vergleich: Die Dichte normaler Kernmaterie beträgt ungefähr $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$.

verschiedenen Szenarien unterscheiden. Bei einer Schwerpunktennergie von $\sqrt{s} \approx 5 - 10 \text{ AGeV}$ wird davon ausgegangen, daß die kollidierenden Nukleonen vollständig durch inelastische Stöße abstoppen und dabei ihre Energie in Form von neu erzeugten Teilchen (hauptsächlich Pionen) verlieren.³ So entsteht eine Zone hoher Baryondichte, in der sich ein Quark-Gluon-Plasma formieren kann. Ab einer Schwerpunktennergie von $\sqrt{s} \approx 100 \text{ AGeV}$ durchdringen sich die beteiligten Nukleonen vollständig und verlieren nur einen Teil ihrer Energie. Dabei kann in der Reaktionszone ein Quark-Gluon-Plasma hoher Temperatur und geringer Baryondichte entstehen [Won94].

Das Quark-Gluon-Plasma kühlt anschließend so weit ab, bis über eine gemischte Phase ein Phasenübergang zurück zum Hadronengas stattfindet und wieder einzelne Hadronen entstehen, die nur noch hadronisch miteinander wechselwirken können („freeze out“).

1.2.2 Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas

Experimentell ist es eine große Herausforderung, das Quark-Gluon-Plasma zu entdecken, da man es nicht anhand eines eindeutigen Signals identifizieren kann. Erst eine Sammlung von Daten, die sich in ihrer Gesamtheit nicht ohne die Annahme eines Phasenüberganges erklären läßt, deutet auf die Entdeckung des QGPs hin.

Im Februar dieses Jahres konnte das CERN⁴ als Ergebnis der sieben Experimente NA44, NA45, NA49, NA50, NA52, WA97/NA57 und WA98 am 158 AGeV Bleistrahl des SPS⁵ erstmals Anzeichen für die Erzeugung eines neuen Materiezustandes bekanntgeben, der vermutlich mit dem QGP zu identifizieren ist [CER00]. Einige dieser Signaturen werden im folgenden kurz vorgestellt.

Unterdrückung der J/Ψ -Produktion

Das J/Ψ -Meson ist ein gebundener Zustand aus einem Charm- und Anticharm-Quark ($c\bar{c}$). Dieser schwere $c\bar{c}$ -Zustand wird nur in den sehr frühen und harten Nukleon-Nukleon-Stößen produziert. Kommt es zur Bildung eines QGPs, so wird die Wechselwirkung zwischen c - und \bar{c} -Quark durch die freien Farbladungsträger des Plasmas abgeschirmt und der gebundene Zustand kann schwerer erreicht werden. In der späteren Phase der Reaktion bilden Charm- und Anticharm-Quark mit höherer Wahrscheinlichkeit Mesonen mit leichteren Quarks und Antiquarks. Beobachtungen einer unterdrückten J/Ψ -Produktion können aber auch durch Reaktionen der J/Ψ s

³Die Einheit AGeV steht für die Energie in GeV pro Nukleon.

⁴Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁵Super-Proton-Synchrotron

in einem reinen Hadronengas erklärt werden [Bla89]. Nachgewiesen wird das J/Ψ über seinen Zerfall in ein Myonenpaar.

Erhöhte Produktion von Seltsamkeit

Die erhöhte Produktion von s - oder \bar{s} -Quarks kann anhand ihrer Masse verstanden werden. Die in Tabelle 1.1 angegebenen Massen beziehen sich dabei auf die Masse eines asymptotisch freien Quarks [Per87]. Diese ist bedeutend kleiner als die sogenannte Konstituenten-Quarkmasse von in Hadronen gebundenen Quarks. Da sich im QGP die Quarks frei bewegen können, muß zur Produktion eines $s\bar{s}$ -Paares nur die zweifache Ruhemasse von ungefähr $300 \text{ MeV}/c^2$ aufgebracht werden. In der assoziierten Produktion seltsamer Teilchen in Nukleon-Nukleon-Stößen, zum Beispiel $pp \rightarrow p K^+ \Lambda$, muß mindestens eine Energieschwelle von 700 MeV überwunden werden. Diese Erhöhung der Produktionsrate sollte beispielsweise am erhöhten K^+/π^+ -Verhältnis in Schwerionenreaktionen gegenüber Proton-Proton-Reaktionen zu sehen sein [Won94].

Produktion von Dileptonen

Die Hadronisationsphase der Quarks hat auf die beiden vorangegangenen Signaturen einen starken Einfluß. Leptonen hingegen durchlaufen diese Phase unbeeinflusst von der starken Wechselwirkung (vergleiche Kapitel 1.1.1). Hierbei sind besonders Signale von Lepton-Antileptonpaaren sogenannter Dileptonen (l^+l^-) interessant, die bei der Quark-Antiquark-Streuung im QGP entstehen. Ihre Impulsverteilung und Produktionsrate kann wichtige Aufschlüsse über die thermodynamischen Eigenschaften wie die Temperatur des QGPs liefern. Allerdings gibt es auch andere Mechanismen, die zur Erzeugung von Dileptonen beitragen, beispielsweise Streuung eines Valenzquarks an einem See-Antiquark in einem Baryon (Drell-Yan-Prozeß) oder die Zerfälle von Vektormesonen wie das schon erwähnte J/Ψ . Ihre Beiträge müssen für die richtige Interpretation des Dileptonensignals berücksichtigt werden.

Produktion direkter Photonen

Auch Photonen aus dem QGP werden in Schwerionenreaktionen beim Durchqueren der hadronischen Phase nur von der elektromagnetischen Wechselwirkung beeinflusst. Die Photonen stammen vor allem aus Quark-Antiquark-Vernichtung zu einem Photon und einem Gluon ($q\bar{q} \rightarrow \gamma g$) oder aus der Quark-Gluon-Compton-Streuung ($qg \rightarrow q\gamma$). Theoretische Vorhersagen über die Produktionsraten von Photonen in der Plasma-Phase und im Hadronengas sagen eine erhöhte Produktion von Photonen

in einem Quark-Gluon-Plasma voraus [Aur98]. Unabhängig von der Produktionsrate lassen Spektren der direkten Photonen aus Hadronengas oder QGP vor allem Rückschlüsse auf die Temperatur des Systems zu. Dabei ist es nötig, die gemessenen Photonenspektren von Zerfallsphotonen, zum Beispiel aus π^0 und η Zerfällen, zu bereinigen, die einen Großteil der gemessenen Photonen ausmachen.

Eine erhöhte Produktion direkter Photonen konnte erstmals im Rahmen des WA98-Experimentes nachgewiesen werden [Agg00], wobei das in dieser Arbeit behandelte Bleiglaskalorimeter (siehe Kapitel 2.3) eine entscheidende Rolle spielte.

2. Experimente

Die beiden in dieser Arbeit behandelten Experimente, das WA98-Experiment am CERN sowie das PHENIX¹-Experiment am Brookhaven National Laboratory (BNL), sind Experimente der Hochenergiephysik, die unter anderem darauf ausgelegt sind, durch die Messung vieler verschiedener Signaturen ein QGP nachzuweisen. Für die Messung elektromagnetischer Signale kommt dabei in beiden Experimenten ein Bleigaskalorimeter zum Einsatz, das unter maßgeblicher Beteiligung unserer Arbeitsgruppe konstruiert wurde und dessen Simulation Hauptbestandteil dieser Arbeit ist.

2.1 Das WA98-Experiment

Das WA98-Experiment ist ein Teil des Schwerionenprogramms am CERN, in dessen Rahmen seit 1994 die Kollisionen von Bleikernen untersucht werden. Zu diesem Zweck wurden Bleionen am SPS² des CERN auf eine Energie von 158 GeV pro Nukleon beschleunigt und auf ein festes Target gelenkt. Die so erreichten Energiedichten liegen im Bereich eines erwarteten Phasenüberganges, der mit der Schwerpunktenergie von $\sqrt{s} = 17,2$ AGeV bei hoher Baryonendichte erfolgen sollte (vergleiche Kapitel 1.2.1). Die große Anzahl von beteiligten Nukleonen begünstigt die Ausbildung eines makroskopischen Systems, welches sich durch thermodynamische Größen wie Druck und Temperatur beschreiben läßt.

Im Rahmen des WA98-Experimentes werden Photonen, neutrale Hadronen, geladene Teilchen und ihre Korrelationen in Pb+Pb-Reaktionen studiert. Besonders die Messung von Photonen nimmt eine zentrale Rolle ein, da aufgrund der großen Raumwinkelakzeptanz des Photonenspektrometers LEDA eine gute Rekonstruktion der Zerfallsphotonen von π^0 und η -Mesonen möglich ist. Diese Photonen bilden den wesentlichen Untergrund bei der Bestimmung direkter Photonen (siehe Kapitel 1.2.2).

2.1.1 Der Aufbau

Der Aufbau des WA98-Experimentes ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

¹Pioneering High Energy Nuclear Interaction EXperiment

²Super Proton Synchrotron

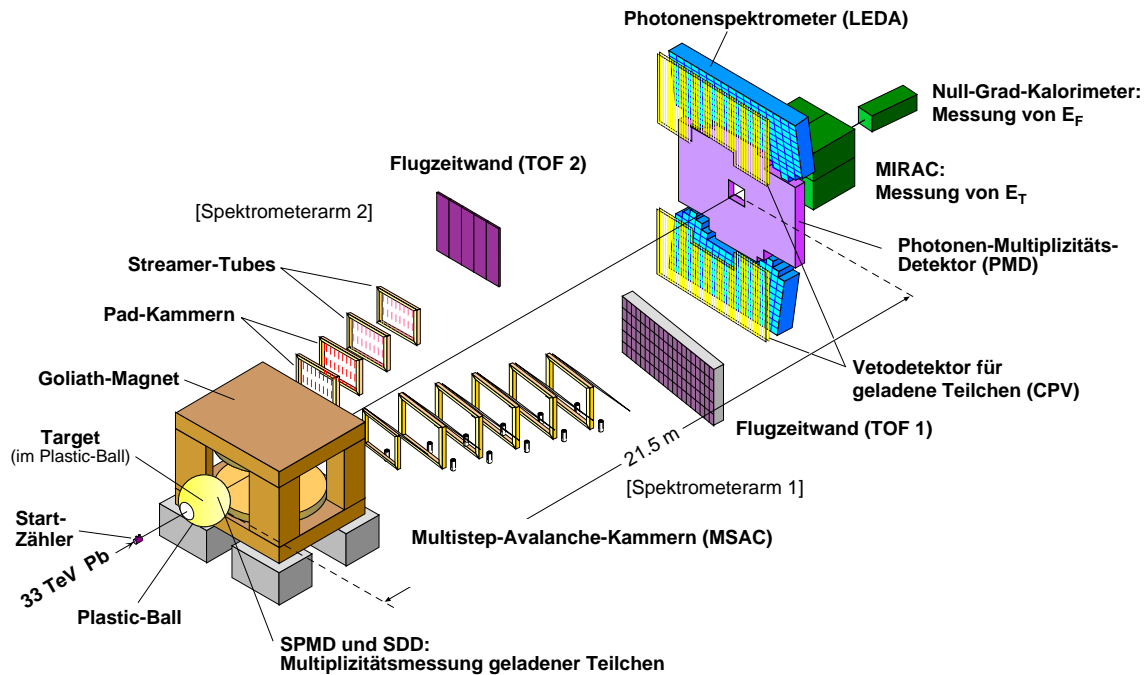


Abbildung 2.1: Aufbau des WA98-Experiments (1996).

Bevor der Strahl auf das Target trifft, passiert er einen Gas-Čerenkovdetektor, der als Startzähler für das Experiment fungiert.

Das Target befindet sich im Inneren eines kugelförmigen Spektrometers. Dieses sogenannte Plastik-Ball-Spektrometer besteht aus 655 ΔE - E -Teleskopen. Es erlaubt aufgrund seiner Geometrie eine Messung der Reaktionsprodukte in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung im Pseudorapiditätsbereich³ von $-1,7 < \eta < 1,3$. Durch gleichzeitige Energie- und Energieverlustmessung gelingt die Identifikation von geladenen Hadronen und leichten Kernfragmenten bis zu einer Energie von 300 MeV. So kann man mit Hilfe des Plastik-Ball-Spektrometers bei Pb+Pb-Reaktionen aus den Kernfragmenten des Targets die Reaktionsebene⁴ bestimmen und das kollektive Flußverhalten anderer Teilchen relativ zu dieser Ebene untersuchen (siehe hierzu [Sch98] und [Kno00]). Eine zusätzliche weitere Multiplizitätsmessung geladener Teilchen erfolgt im Anschluß an den Plastik-Ball in zwei Silizium-Detektoren, dem Silizium-Drift-Detektor (SDD) sowie dem Silizium-Pad-Multiplizitätsdetektor (SPMD).

Eine Möglichkeit zur Spektrometrie geladener Teilchen bietet der GOLIATH Magnet, der diese in Abhängigkeit vom Vorzeichen ihrer Ladung in den linken oder

³Zur Definition der Pseudorapidität siehe Anhang A.

⁴Die Reaktionsebene ist die Fläche, die von der Strahlachse und dem Stoßparametervektor \vec{b} der beiden Kerne aufgespannt wird.

rechten Arm eines Spektrometers ablenkt. Der Impuls wird dann aus der rekonstruierten Teilchenbahn und der daraus resultierenden Ablenkung im Magnetfeld bestimmt. Im ersten Spektrometerarm erfolgt die Spurrekonstruktion über sechs Spurkammern, sogenannte MSACs (Multi-Step-Avalanche-Chambers). Im zweiten Arm kommen zwei MSAC sowie zwei Streamer-Tubes zum Einsatz. Über die Bestimmung der Flugzeit mit einer der beiden Flugzeitwände kann in Kombination mit dem rekonstruierten Impuls die Masse des Teilchen und damit die Identität festgelegt werden.

Zur Multiplizitätsmessung von Photonen dient zum einen das in dieser Arbeit behandelte Photonenspektrometer LEDA (LEadglass-Detection-Array), zum anderen der Photonen-Multiplizitäts-Detektor (PMD).

Der Photonen-Multiplizitäts-Detektor befindet sich 21,5 m vom Target entfernt und deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $2,4 < \eta < 4,4$ ab. Photonen und Leptonen bilden im Detektor einen sogenannten elektromagnetischen Schauer (vergleiche Kapitel 2.3.1), dessen Teilchen mit Hilfe von Szintillatorplättchen nachgewiesen werden.

Das LEDA Kalorimeter befindet sich ebenfalls 21,5 m hinter dem Target und ist aus 10080 Bleiglasblöcken aufgebaut, die zu je 6×4 in einem Supermodul mit eigenem Referenzsystem zusammengefaßt sind (vergleiche Kapitel 2.3.2). Es deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $2,3 < \eta < 3,0$ ab. Trifft ein Photon auf einen Bleiglasblock, so entsteht ein elektromagnetischer Schauer aus e^+e^- -Paarbildung und Bremsstrahlungsprozessen, wobei geladene Teilchen Čerenkovlicht abstrahlen können, welches am Ende des Moduls durch einen Photovervielfacher detektiert wird. Im Gegensatz dazu deponieren geladene Hadronen meist nur einen geringen Teil ihrer Energie durch Ionisation und Čerenkovstrahlung. Im Experiment besteht die Möglichkeit, geladene Teilchen über einen Detektor, der sich vor dem LEDA befindet und aus 86 Streamer-Tubes besteht, mit einem Veto zu belegen (Charged-Particle-Veto CPV) [Rey95]. Zu einer ausführlichen Beschreibung des Bleiglasdetektors sei auf Kapitel 2.3 verwiesen.

Das MID-Rapidity-Calorimeter (MIRAC)⁵, dient der Bestimmung der transversalen Energie E_T im Pseudorapiditätsintervall $3,2 < \eta < 5,4$. Die Transversalenergie wird experimentell als Summe über alle 180 MIRAC-Module bestimmt:

⁵Diese Bezeichnung stammt noch aus Vorgängerexperimenten und wurde beibehalten, obwohl das Kalorimeter nun den Bereich mittlerer Rapidität nicht mehr abdeckt.

$$E_T^{exp} = \sum_{i=1}^{N_{Modul}} E_i \sin \vartheta_i \quad (2.1)$$

(ϑ_i : Polarwinkels des Moduls bezogen auf den Kollisionspunkt,
 E_i : Energie im i -ten Modul).

Sie ist ein Maß für die Zentralität einer Reaktion, da bei Kollisionen mit kleinen Stoßparametern mehr Teilchen mit einer Impulskomponente senkrecht zur Strahlachse produziert werden als in Reaktionen mit großen Stoßparametern.

Die Anzahl der Spectator-Nukleonen (vergleiche Kapitel 1.2.1) ist ebenfalls ein Maß für den Stoßparameter einer Kollision. Sie ist im wesentlichen proportional zur Energie E_F der Teilchen in Strahlrichtung. Diese Vorwärtsenergie wird im Null-Grad-Kalorimeter (ZDC) für Teilchen bestimmt, die unter einem Winkel $\vartheta < 0,3^\circ$ zur Strahlachse aus dem Kollisionsbereich kommen.

2.2 Das PHENIX-Experiment

Das PHENIX-Experiment ist eins von vier Experimenten am RHIC⁶ des BNL, der im Frühjahr 2000 seinen Betrieb aufnahm. RHIC ist in der Lage, zwei gegenläufige Goldstrahlen auf eine maximale Energie von je 100 AGeV zu beschleunigen. Die erreichbare Schwerpunktennergie beträgt somit $\sqrt{s} = 200$ AGeV, wobei zur Zeit $\sqrt{s} = 130$ AGeV erreicht werden. Außerdem sind am RHIC Strahlzeiten mit polarisierten Protonen einer Schwerpunktennergie von $\sqrt{s} = 500$ GeV geplant, die im Rahmen eines Spinprogramms von PHENIX untersucht werden sollen.

Die bei Schwerionenreaktionen in PHENIX erwarteten Energiedichten liegen über denen eines möglichen Phasenüberganges, der bei der erreichten Schwerpunktennergie bei hoher Temperatur und geringer Baryonendichte stattfinden sollte (vergleiche Kapitel 1.2). Im Rahmen des Experimentes sucht man vor allem anhand elektromagnetischer Signale von Photonen und Leptonen nach Hinweisen auf einen Phasenübergang, der sich zum Beispiel in einer erhöhten Produktion von Photonen oder Leptonen äußern könnte (vergleiche Kapitel 1.2.2). Leptonen und Photonen geben außerdem Aufschluß über die thermodynamischen Eigenschaften der Reaktion. Zusätzlich ist mit dem PHENIX-Experiment die Messung von Hadronen möglich, woraus man Rückschlüsse auf die Art des Phasenüberganges vom QGP zum Hadronengas erhofft.

Die Untersuchung der Spinstruktur der Nukleonen, das heißt die Zusammensetzung des Nukleonenspins $s = 1/2 \hbar$ aus den Spins der einzelnen Gluonen, Valenz-

⁶Relativistic Heavy Ion Collider

und Seequarks, ist Ziel des PHENIX-Spinprogramms. Hier soll die genaue Vermessung von Photonen und Leptonen anhand von Asymmetrien bei der Streuung polarisierter Protonen Aufschlüsse über die Polarisation der Quarks und Gluonen innerhalb des Protons liefern.

2.2.1 Der Aufbau

Der Aufbau des PHENIX-Experimentes ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Er läßt sich grob in drei Bereiche unterteilen: die innereren Detektoren, die Detektoren der zentralen Arme sowie die Myonarme. Zusätzlich zu den eingezeichneten Detektoren kommen bei jedem RHIC-Experiment noch zwei Kalorimeter zum Einsatz (Zero-Degree-Calorimeter ZDC), die jeweils 18,25 m vom Kreuzungspunkt der beiden Strahlen die Energie der neutralen Teilchen mit einem Winkel von $\vartheta < 0,14^\circ$ gegen die Vorwärtsrichtung messen. Diese Größe ist zum einen ein Maß für die Zentralität der Reaktion, da die Zahl der Spectator-Neutronen in Vorwärtsrichtung mit wachsender Zentralität abnimmt, zum anderen läßt sich hierüber die Luminosität des Strahls überwachen. Den Detektor erreichen hauptsächlich Neutronen, da alle geladenen Teilchen durch die vorgelagerten Magneten der Strahlführung abgelenkt werden [ZDC98].

2.2.2 Die inneren Detektoren

Die Detektoren in der Nähe des Überlappbereichs der beiden RHIC-Strahlen dienen der Bestimmung des Kollisionspunkts, als Zentralitätstrigger und zur Bestimmung der Multiplizität geladener Teilchen. Außerdem liefern sie das Startsignal für die Flugzeitmessung.

Jeweils 1,44 m vom Kollisionspunkt entfernt befindet sich der Startzähler für die Flugzeitmessung (Beam-Beam-Counter BBC). Er besteht aus je 64 Quarzglas-Čerenkovdetektoren, die ringförmig um das Strahlrohr angeordnet sind, und deckt einen Winkelbereich von $\vartheta = 2,4^\circ - 5,7^\circ$ ab. Die Dauer sowie die Position des Strahlüberlapps wird aus dem Laufzeitunterschied der Strahlteilchen an beiden Seiten bestimmt.

Der zur Zeit noch nicht benutzte Multiplizitäts-Vertex-Detektor (MVD) besteht aus zwei zylinderförmig um den Kollisionsbereich angeordneten Silizium-Streifen-Detektoren mit einer Länge von 64 cm, sowie zwei scheibenförmigen Silizium-Pad-Detektoren bei $z = \pm 35$ cm.⁷ Er dient zur Bestimmung der Multiplizität geladener

⁷Der Koordinatenursprung der gesamten PHENIX-Geometrie ist die Mitte des Kollisionsbereiches. Die z -Achse liegt in Strahlrichtung.

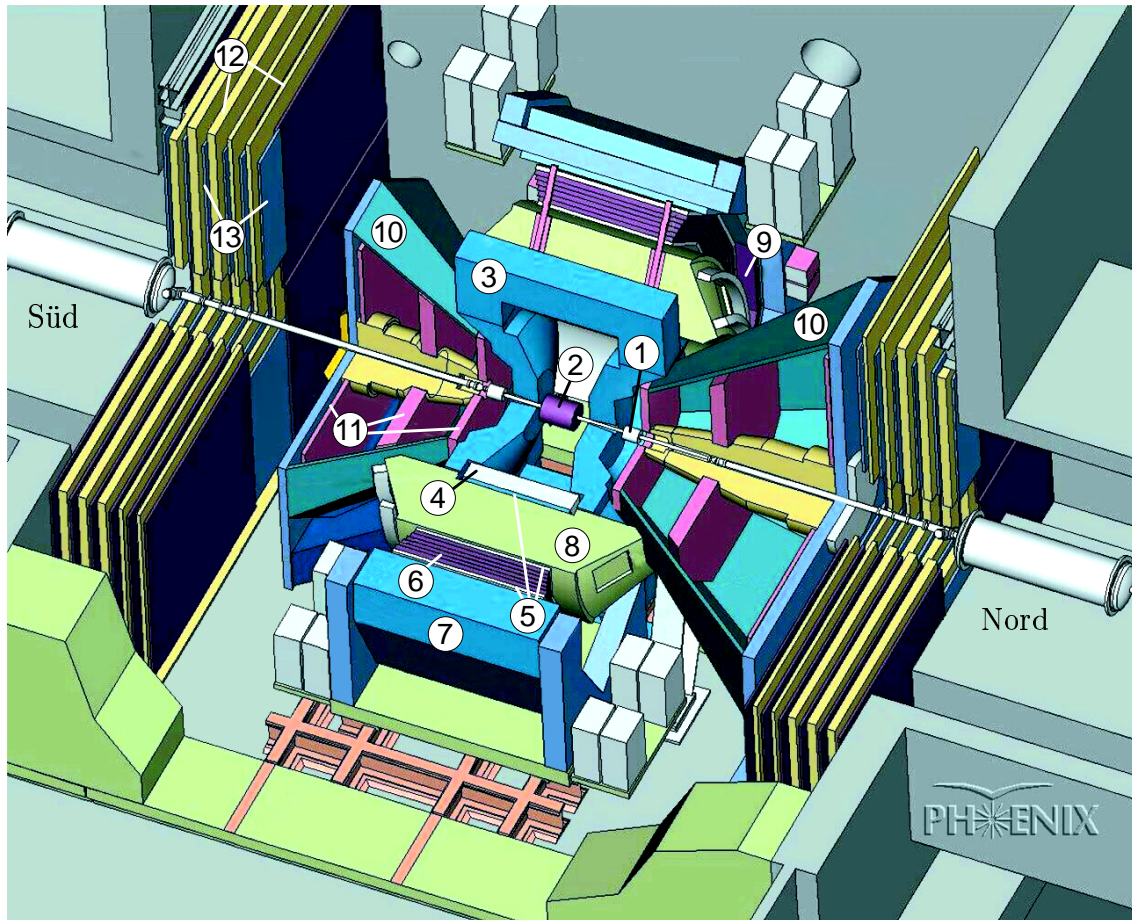


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des PHENIX-Experiments (Zeichnung N. Heine).

1. Start-Zähler (BBC), 2. Multiplizitäts-Vortex-Detektor (MVD), 3. zentraler Magnet, 4. Driftkammer (DC), 5. Pad-Kammern (PC), 6. Zeit-Expansions-Kammer (TEC), 7. elektromagnetisches Kalorimeter, 8. Ring-Imaging-Čerenkov-Detektor (RICH), 9. Flugzeitwand (TOF), 10. Myon-Magneten, 11. Myon-Tracking-Kammern (μ T), 12. Absorberplatten, 13. Streamer-Tubes.

Teilchen und zur Bestimmung der Vertexposition der Kollision. Dies gelingt durch Spurrekonstruktion aus Treffern in innerem und äußerem Silizium-Zylinder mit einer Genauigkeit von $\sigma_x = 200 \mu\text{m}$ [Kap97].

An die inneren Detektoren schließt sich der zentrale Magnet an. Er dient der Separation geladener Teilchen nach ihrem Impuls. Er ist aufgebaut aus zwei Spulenpaaren, die ein axiales magnetisches Feld erzeugen. Beide Spulenpaare parallel betrieben erzeugen integriert über einen Radius von 4 m ein Feld von $\int \mathbf{B} d\mathbf{l} = 1.0 \text{ Tm}$. Mit diesem Feld ist es möglich, Teilchenimpulse von 200 MeV/c bis 5 GeV/c auf 0,5 % beziehungsweise 2,0 % genau zu bestimmen.

2.2.3 Die Detektoren der zentralen Arme

Die zentralen Arme fügen sich östlich und westlich des Kollisionpunkts an den Magneten an. Die Detektoren in diesem Bereich dienen der Spurrekonstruktion, der Flugzeitmessung sowie der Energie- und Impulsmessung. Alle Detektoren sind zylindersymmetrisch um den Kollisionpunkt angeordnet, so daß sie einen vollen Pseudorapiditätsbereich von $-0,35 < \eta < 0,35$ abdecken.

Spurverfolgung

Die Spur geladener Teilchen wird über Gasdetektoren rekonstruiert, die durch ihre drei unterschiedlichen Bauformen verschiedene Aufgaben erfüllen können. Sie ergänzen sich zu einem System, das neben der Spurverfolgung geladener Teilchen auch bei der Unterscheidung von geladenen Hadronen und Elektronen hilft.

Die Driftkammern (DC) sind in einem radialen Abstand von 2,05 m beziehungsweise 2,35 m vom Wechselwirkungspunkt angebracht. Sie dienen dazu, Trajektorien geladener Teilchen in $r\varphi$ -Richtung mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Damit sind direkt Rückschlüsse auf den Transversalimpuls möglich. In $r\varphi$ -Richtung beträgt die räumliche Auflösung $150 \mu\text{m}$, während in z -Richtung eine Auflösung von 2 mm erreicht wird [Rya98].

Direkt auf die äußere Driftkammer folgt die erste Pad-Kammer (PC1). Die zweite und dritte Pad-Kammer sind hinter dem Ring-Imaging-Čerenkov-Detektor (RICH) angebracht und schließen im östlichen Arm die Time-Expansion-Kammer (TEC) ein. Die Pad-Kammern liefern eine gute Rekonstruktion der Teilchenbahnen in allen Raumrichtungen und erlauben zusammen mit der p_T -Bestimmung durch die Driftkammer eine genaue Bestimmung von p_z/p_T .

Die TEC befindet sich im radialen Abstand von 4,10 m von der z -Achse. Der Detektor ist in seiner Auflösung vergleichbar mit den Driftkammern, er ermöglicht aber zusätzlich noch über eine Energieverlustmessung geladener Teilchen die Unterscheidung von Hadronen und Elektronen [Lib95].

Teilchenidentifikation

Neben der Unterscheidung von Elektronen und Hadronen durch die TEC lassen sich Teilchen auch mit Hilfe des RICH-Detektors oder über ihre Flugzeit bestimmen.

Im PHENIX-Experiment kommen zwei Szintillator-Flugzeitwände (TOF) zum Einsatz. Sie befinden sich vor den Bleiglasmodulen des elektromagnetischen Kalorimeters und liefern mit ihrer Zeitauflösung von $\sigma_t = 80 \text{ ps}$ zusammen mit der Spurinformation des Teilchens eine gute Möglichkeit zur Teilchenidentifikation [PHE93].

Daneben kann mit dem RICH-Detektor anhand der detektierten Größe des Čerenkovkegels eine Aussage über die Teilchengeschwindigkeit gemacht werden und in Kombination mit der Impulsrekonstruktion die Teilchensorte rekonstruiert werden [Aki99].

Das elektromagnetische Kalorimeter EMCal

Das EMCal ist in acht Segmente aufgeteilt, die mit ihrer Gesamtfläche von 60 m^2 einen φ -Winkelbereich von jeweils $22,5^\circ$ abdecken. Sechs der Sektoren sind aus einem Blei-Szintillator-Sandwichkalorimeter (PbSc) aufgebaut, wobei ein Sektor aus je 6×3 Supermodulen à 12×12 Einzelmodulen besteht. Das in dieser Arbeit behandelte Bleiglas Kalorimeter bildet zwei Sektoren zu je 16×12 Supermodulen, die auch schon im WA98-Experiment zum Einsatz kamen.

Vier PbSc-Segmente bilden den Abschluß des westlichen zentralen Arms und die zwei Bleiglas-sektoren (PbGl) sowie die zwei weiteren PbSc-Segmente den des östlichen Arms. Von den acht Sektoren des EMCal sind zur Zeit zwei PbSc-Sektoren des westlichen Arms und ein PbSc- sowie ein PbGl-Sektor des Ostarms in Betrieb. Beide Kalorimeter zeichnen sich durch eine gute Energie- und Ortsauflösung aus und sind im Energiebereich von $0,1\text{--}50 \text{ GeV}$ einsetzbar. Das Bleiglas hat dabei gegenüber dem Bleiszintillator aufgrund kleinerer Modul-Segmentierung eine bessere räumliche Auflösung. Alle Sektoren werden über die gleiche Ausleseelektronik ausgewertet. Die Kalorimeter können auch zur Unterscheidung von Elektronen und Hadronen eingesetzt werden. Dies kann durch Analyse der Schauerbreite geschehen, die für Elektronen und Photonen meist bedeutend schmaler ist als für Hadronen (vergleiche Kapitel 2.3.1).

2.2.4 Die Myonarme

Vor und hinter dem Kreuzungspunkt der beiden Strahlen sind die Myonarme positioniert. Sie dienen der Identifikation geladener Teilchen, die unter einem Winkel $10^\circ \leq \vartheta \leq 35^\circ$ vom Kollisionspunkt kommen, sowie dem Nachweis von $\mu^+\mu^-$ -Paaren, die eine wichtige Rolle beim Zerfall von J/ψ -Mesonen spielen.

Die geladenen Teilchen werden im radialen Magnetfeld der sogenannten Myon-Magneten, die um das Strahlrohr angebracht sind, abgelenkt. Ihre Spur wird durch mehrlagige Driftkammern mit einer Genauigkeit von etwa $150 \mu\text{m}$ rekonstruiert. Die Myonen-Identifikation erfolgt in einem Aufbau, der abwechselnd aus Absorberplatten zur Reduktion des hadronischen Untergrundes und Streamer-Tube-Detektoren aufgebaut ist.

2.3 Das Bleigaskalorimeter

Für den Nachweis elektromagnetischer Signale kam im WA98-Experiment ein Bleigaskalorimeter zum Einsatz, das nun in verändertem Aufbau auch im PHENIX-Experiment eingesetzt wird (siehe Kap. 2.1.1 beziehungsweise 2.2.3) und dessen Simulation Hauptbestandteil dieser Arbeit ist. Funktionsweise und Aufbau dieses Detektors sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden.

2.3.1 Physikalische Prozesse

Die auf das Bleiglas treffenden Teilchen wechselwirken auf unterschiedliche Art und Weise mit dem Material. Es kann sich eine Kaskade von Sekundärteilchen bilden, ein Schauer, dessen geladene Bestandteile bei genügend hoher Geschwindigkeit Čerenkovstrahlung aussenden können. Diese Čerenkovphotonen werden am Ende eines Bleiglasmoduls durch einen Photovervielfacher detektiert, wobei die Anzahl der detektierten Photonen als Maß für die Energie des Primärteilchens benutzt wird. Unterschiede in der Schauerbildung zwischen Photonen und Hadronen können ausgenutzt werden, um diese voneinander zu trennen.

Elektromagnetische Schauer

Trifft ein Photon auf Materie, so kann es mit ihr über drei verschiedene Arten wechselwirken: Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung. Photo- und Comptoneffekt spielen bei den zu detektierenden hochenergetischen Photonen keine Rolle, da die Paarbildung ab einer Energie von etwa 10 MeV die dominierende Wechselwirkung ist.

Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon in einer Schicht der Dicke X_0 , der Strahlungslänge, ein e^+e^- -Paar bildet, beträgt $1 - e^{-7/9} = 54\%$. Die dabei entstehenden Elektronen und Positronen geben ihre Energie im Feld der umgebenden Atome hauptsächlich in Form von Bremsstrahlung ab. Innerhalb einer Strahlungslänge verlieren sie so $1 - 1/e = 63\%$ ihrer Energie. Die Bremsstrahlungsphotonen können ihrerseits wieder e^+e^- -Paare bilden und ein elektromagnetischer Schauer entsteht. Dieser Schauer breitet sich so lange aus, bis die Energie der einzelnen Teilchen die kritische Energie E_c erreicht, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung ebenso groß ist wie der durch Ionisation.

Elektronen und Positronen lösen in gleicher Weise einen elektromagnetischen Schauer aus, dieser unterscheidet sich nur im ersten Schritt vom Schauer eines Photons. Die Tiefe des Schauermaximums ist hauptsächlich abhängig von der Energie

E_0 des einfallenden Teilchens und läßt sich in Einheiten der Strahlungslänge ausdrücken:

$$\frac{X_{max}}{X_0} \sim \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) - t \quad (2.2)$$

($t = 0, 3$ für Photonen beziehungsweise $t = 1, 1$ für Elektronen).

Die Ausdehnung eines Schauers in radialer Richtung ist gegeben durch den Molièreradius R_M :

$$R_M \approx \frac{21 \text{ MeV} \cdot X_0}{E_c}. \quad (2.3)$$

Innerhalb eines Zylinders mit Radius $2 \cdot R_M$ deponiert ein Photon so 95 % seiner Energie. Das im Kalorimeter verwendete Bleiglas TF1 hat eine Strahlungslänge von 2,8 cm sowie einen Molièreradius von 3,68 cm [Schn93].

Hadronische Schauer

Hadronische Schauer bilden sich aus inelastischen Reaktionen von Hadronen mit den Atomen des Bleiglasses. Die daraus entstehenden Sekundärteilchen können weiter inelastisch wechselwirken und es bildet sich ein hadronischer Schauer, der im allgemeinen breiter als ein elektromagnetischer ist. Die charakteristische Größe für einen solchen Prozeß ist die hadronische Wechselwirkungslänge λ_{int} , in der ein Hadron mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - 1/e = 63$ % aufschauert. In einem hadronischen Schauer können auch Photonen entstehen, beispielsweise beim Zerfall eines π_0 , die einen elektromagnetischen Schauer bilden.

Die Wechselwirkungslänge λ_{int} ist bedeutend größer als die elektromagnetische Strahlungslänge. Für das Bleiglas wurde sie anhand von Computersimulationen zu $\lambda_{int} = 38$ cm bestimmt [Rot91]. Ein Großteil der Hadronen verliert daher im Bleiglas nur einen Bruchteil ihrer Energie durch Čerenkovstrahlung und Ionisationsprozesse. Diese minimal ionisierenden Teilchen⁸ werden im Bleiglas anhand ihres charakteristischen Energieverlustes nachgewiesen.

Čerenkovstrahlung

Hat ein Schauerteilchen eine Geschwindigkeit v , welche die Lichtgeschwindigkeit im Bleiglas übertrifft ($v > c/n$, n : Brechungsindex), so kommt es zur Abstrahlung

⁸Im folgenden kurz MIP, das heißt Minimum-Ionizing-Particle, genannt.

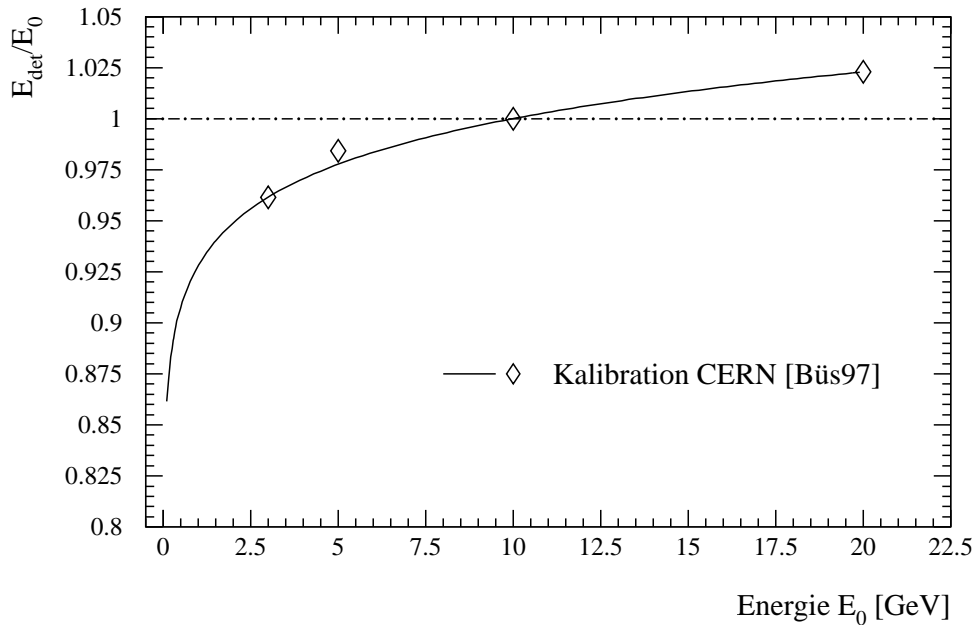


Abbildung 2.3: Abhängigkeit der gemessenen Energie für Elektronen von der Einschussenergie aus einer Teststrahlzeit am CERN [Büs97]. Die Werte wurden auf den 10 GeV Punkt normiert und die Anpassung nach Gleichung 2.5 eingezeichnet.

von Čerenkovlicht unter einem festen Winkel zur Flugrichtung des Teilchens. Dieser Winkel ist gegeben durch:

$$\cos \vartheta = \frac{1}{\beta n}. \quad (2.4)$$

So kann man anhand des Winkels beziehungsweise der Größe des Čerenkovkegels Rückschlüsse auf die Geschwindigkeit des Teilchens ziehen. Der Öffnungswinkel des Čerenkovkegels, den ein geladenes Teilchen mit $\beta \approx 1$ erzeugt, ist für das Bleiglas ($\bar{n} = 1,648$) $\vartheta = 52,6^\circ$.

Im Bleiglasdetektor wird die Anzahl der erzeugten Čerenkovphotonen des gesamten Schauers als Maß für die Energie des Primärteilchens benutzt. Dabei macht man sich zunutze, daß schon kurz oberhalb der Schwellengeschwindigkeit eine konstante Anzahl von Čerenkovphotonen pro Weglänge erzeugt wird [Kle92] und die Spurlänge aller Elektronen und Positronen des elektromagnetischen Schauers proportional zur Energie E_0 des Primärteilchens ist [Kle92]. Es besteht also ein linearer Zusammenhang zwischen E_0 und der Anzahl der erzeugten Čerenkovphotonen N_{gen} .

Die Linearität wird durch zwei Effekte aufgehoben. Zum einen werden die erzeugten Čerenkovphotonen unterschiedlich stark absorbiert, da die Tiefe des Schauermaximums nach Gleichung (2.2) mit der Energie zunimmt. So müssen Čerenkovphotonen, die im Schauer eines Photons generiert werden, einen umso kürzeren Weg durch das Bleiglas bis zur Detektion an der Photokathode zurücklegen, je höher die Energie des primären Teilchens ist. Zum anderen tritt bei höheren Energien der sogenannte „Leakage“-Effekt auf. Bei ihm deponiert nicht mehr der komplette Schauer seine Energie im Bleiglas, da einige Teilchen den Detektor nach hinten verlassen. Diese Effekte führen zu einer Nichtlinearität der Detektorantwort. Die detektierte Energie E_{det} ist nicht direkt proportional zur Energie des eingeschossenen Teilchens, was in Abbildung 2.3 anhand von Kalibrationsdaten des Bleiglasses aus einer Teststrahlzeit am CERN im Jahre 1993/1994 zu sehen ist [Büs97]. Die Nichtlinearität läßt sich nach [Pei87] und [Sche94] durch eine logarithmische Abhängigkeit beschreiben:

$$\frac{E_{det}}{E_0} = a_1 + a_2 \cdot \ln E_0 + a_3 \cdot \ln^2 E_0. \quad (2.5)$$

2.3.2 Aufbau eines Bleiglas-Supermoduls

Die Bleiglasdetektoren im PHENIX- und WA98-Experiment sind in sogenannte Supermodule unterteilt (siehe auch Kapitel 2.1 und 2.2.3). Jedes Supermodul ist aus 6×4 Einzelmodulen aufgebaut und verfügt über ein eigenes Referenzsystem, das in einer Reflexionshaube untergebracht ist (siehe Abbildung 2.4). Das Referenzsystem besteht aus drei Leuchtdioden, die so gewählt wurden, daß sie sowohl das spektrale als auch das zeitliche Verhalten des Čerenkovlichts möglichst gut nachempfinden.⁹

Ein Einzelmodul besteht aus einem Bleiglasblock mit einer Querschnittsfläche von $4 \times 4 \text{ cm}^2$ und einer Länge von 40 cm, das entspricht etwa 14,3 elektromagnetischen Strahlungslängen X_0 . An einer Stirnfläche jedes Moduls ist ein Photovervielfacher angebracht. Der Bleiglasblock ist zur Vermeidung von optischem Übersprechen in reflektierende Mylarfolie eingewickelt, die zusätzlich von einem PVC-Schlauch umhüllt wird. Die wichtigsten Eigenschaften des Bleiglasses sind noch einmal in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

⁹Zur Konstruktion des Bleiglaskalorimeters, des Referenzsystems und der Ausleseelektronik siehe auch [Sch94].

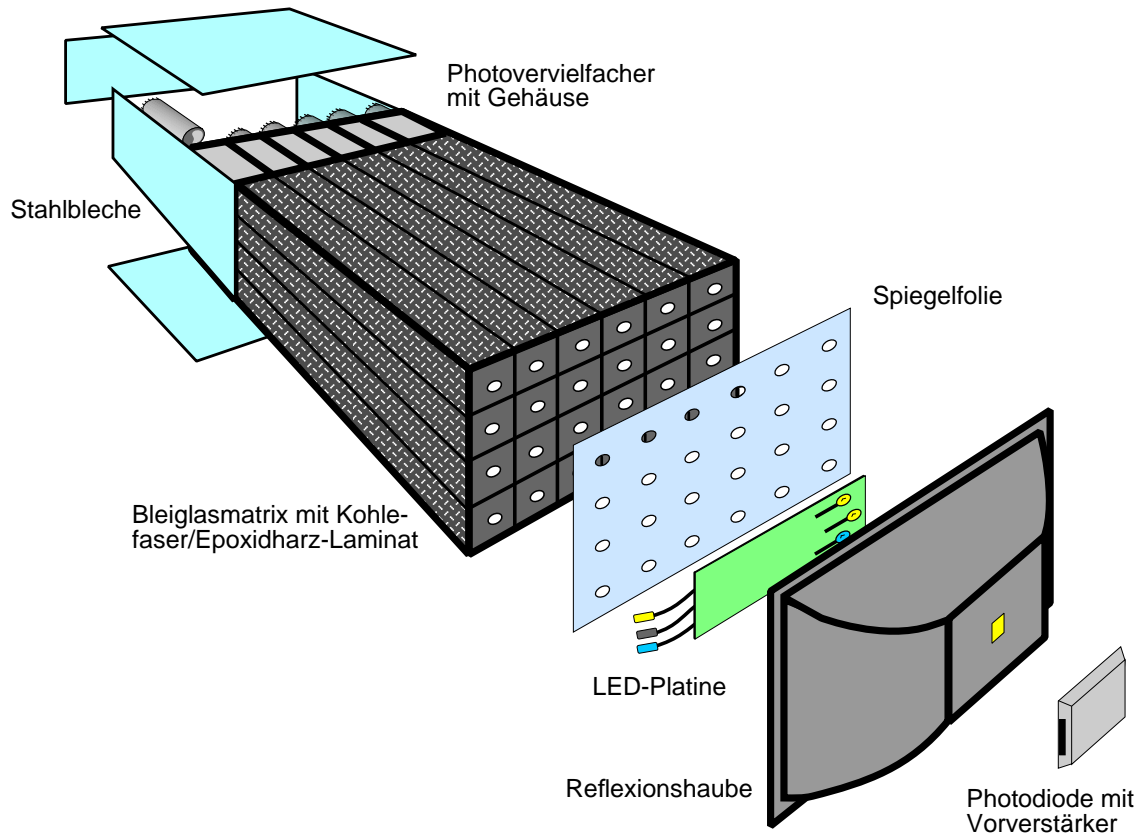


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines Bleiglas-Supermoduls (Zeichnung N. Heine).

| | | |
|------------------------------------|-----------------|---------|
| Molière-Radius | R_M | 3,68 cm |
| elektromagnetische Strahlungslänge | X_0 | 2,8 cm |
| kritische Energie | E_c | 16 MeV |
| hadronische Wechselwirkungslänge | λ_{int} | 38,0 cm |
| mittlerer Brechungsindex | \bar{n} | 1,648 |

Tabelle 2.1: Kenngrößen des verwendeten Bleiglasses TF1 nach [Schn93] und [Rot91].

3. Anpassung der Simulation an Teststrahldaten

Computersimulationen sind im Laufe der Zeit zu einer wichtigen Hilfe bei der Planung und Konstruktion von Detektoren sowie bei der Auswertung der experimentellen Daten geworden. Mit ihrer Hilfe ist es beispielsweise möglich, das Antwortverhalten des Detektors ohne experimentellen Untergrund zu bestimmen oder neue Analysemethoden zu entwickeln und zu optimieren.

Die Simulation des Bleiglaskalorimeters in einer verkleinerten Geometrie wurde in der Vergangenheit beispielsweise dafür benutzt, nichtlineare Effekte im Antwortverhalten des Detektors zu untersuchen (siehe hierzu auch [Kee95] und [Büs97]). Sie war dabei so angepaßt, daß sie die verfügbaren Kalibrationsdaten des Kalorimeters reproduzierte. Die Kalibrationsdaten stammten aus einer Teststrahlzeit für das Bleiglaskalorimeter im Jahr 1993/94 am SPS des CERN. Im Verlauf der Strahlzeit wurde dabei das Antwortverhalten des Detektors auf Elektronen und Pionen verschiedener Energien studiert.

Seit Beginn des Jahres 2000 werden für die Simulation neue Programmbibliotheken verwendet. Aufgrund eines Fehlers in den bisher verwendeten Bibliotheken konnten die Ergebnisse aus [Büs97] nicht mehr reproduziert werden. Dies machte eine erneute Anpassung der Simulation an die Teststrahldaten nötig.

3.1 GEANT

Die Simulationen in dieser Arbeit wurden mit Hilfe des Monte-Carlo-Simulationspakets GEANT erstellt [GEA94]. Dieses Paket wurde 1977 am CERN entwickelt und erfährt seitdem ständige Verbesserungen. Es ermöglicht dem Benutzer, auf eine Vielzahl von Routinen zurückzugreifen, die die Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie beschreiben. Für die Simulationen innerhalb dieser Arbeit wird GEANT in der Version 3.21 verwendet.

Bei der Simulation mit Hilfe von GEANT wird in der Initialisierungsphase der Aufbau des Detektors definiert und den einzelnen Materialien des Detektors werden ihre Eigenschaften wie Strahlungslängen und Brechungsindizes zugewiesen. Außerdem werden Informationen über die eingeschossenen Teilchen bereitgestellt. Die Berechnung der physikalischen Wechselwirkungen geschieht auf Einzelereignisbasis und läßt sich am besten anhand eines Beispiels erklären: Wird ein Teilchen (zum

Beispiel ein Photon) in den Detektor eingeschossen, so passiert es den Aufbau in mehreren sogenannten Schritten oder Streckenabschnitten. Nach jedem Schritt wird berechnet, wie groß die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung (zum Beispiel Paarbildung) ist und anhand eines Zufallsgenerators entschieden, ob die Wechselwirkung stattfindet oder nicht. Die so entstehenden Sekundärteilchen werden nach dem gleichen Schema durch den Aufbau verfolgt. Die Größe eines Schritts ist dabei abhängig vom Material, in dem sich das Teilchen befindet, und wird vom Programm anhand der Wechselwirkungslängen für die verschiedenen Prozesse (Paarbildung, Bremsstrahlung etc.) angepaßt.

Der Benutzer kann maximale und minimale Schrittweite festsetzen und entscheiden, ab welcher Energie ein Teilchen nicht weiter durch den Aufbau verfolgt wird. Außerdem besteht nach jedem Schritt die Möglichkeit, über eigene Routinen in den Programmablauf einzugreifen.

3.2 Simulation des Kalorimeters im Testaufbau

Die in dieser Arbeit behandelten Simulationen wurden mit einer Detektorgeometrie durchgeführt, die aus 3×3 Supermodulen besteht und somit bedeutend kleiner ist als der WA98- beziehungsweise PHENIX-Aufbau des Bleigaskalorimeters. Die Größe dieses „Testaufbaus“ ist für die Simulation von einzelnen Teilchen ausreichend, da die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers, die durch den Molièreradius $R_M = 3,68$ cm bestimmt wird (siehe Kap. 2.3.1 und Tabelle 2.1), im Vergleich zur Breite von drei Supermodulen gering ist. Der Vorteil des 3×3 -Aufbaus ist eine Rechenzeiterparnis gegenüber der Simulation eines kompletten Detektors. Diese Geometrie entspricht derjenigen, die auch für die Simulationen in [Kee95] und [Büs97] benutzt wurde.

Die Verwendung der GEANT-Routinen der CERNLIB99-Programmbibliothek im Gegensatz zu den bisher verwendeten korrigierten CERNLIB95-Routinen [Büs97] machte eine erneute Anpassung der Simulation nötig, da die Simulation mit der CERNLIB95 Unterschiede zur CERNLIB99 in der Nichtlinearität der Antwortfunktion zeigt (siehe Abbildung 3.1).

Die Unterschiede konnten auf eine fehlerhafte Berechnung der Reflexion von Čerenkovphotonen an dielektrischen Grenzflächen zurückgeführt werden, die in der CERNLIB95 verwendet wurde. Dies hat einen Einfluß auf die Ausbreitung der Čerenkovphotonen im Detektor und führt bei gleicher Anzahl generierter Photonen zu mehr detektierten Photonen in der Simulation mit der CERNLIB99, wo dieser Fehler behoben ist.

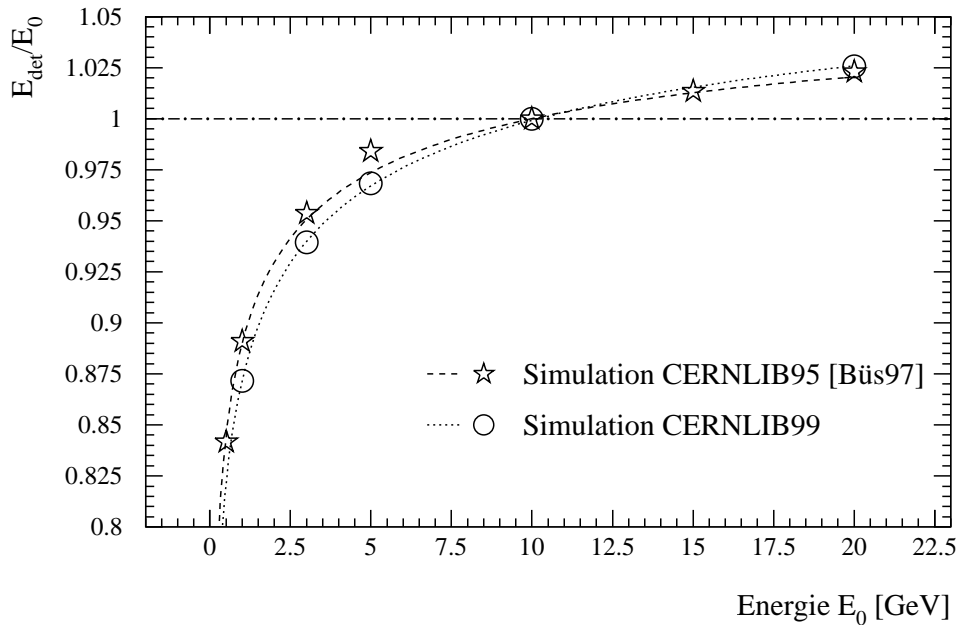


Abbildung 3.1: Energieabhängigkeit des Verhältnisses E_{det}/E_0 in der Simulation mit GEANT. Es wurde auf 10 GeV normiert. Der einzige Unterschied in der Simulation ist die Verwendung von Routinen der CERNLIB95 beziehungsweise CERNLIB99.

3.3 Parameter der Anpassung

Das Ergebnis einer Simulation mit Hilfe von GEANT läßt sich auf unterschiedliche Art beeinflussen. Zum Beispiel bietet GEANT die Möglichkeit, bestimmte physikalische Prozesse zu unterbinden. So kommt es beispielsweise bei der Unterbindung von Bremsstrahlungsprozessen in der Simulation des Bleiglaskalorimeters nicht zur Bildung eines elektromagnetischen Schauers. Andere Möglichkeiten, die einen weniger gravierenden Einfluß auf die Simulation haben, sind die Festsetzung der Schrittgröße oder einer Minimalenergie beim Verfolgen der Teilchen durch den Aufbau (vergleiche Kapitel 3.1).

Das Verhalten des Bleiglasdetektors in der Simulation hängt besonders von der Ausbreitung und Detektion der Čerenkovphotonen im Bleiglas ab. Parameter, die die Antwortfunktion des Detektors beeinflussen und vom Nutzer in der Simulation festgesetzt werden, sind:

- Brechungsindex und Dispersion des Bleiglases,
- Absorptionslänge des Bleiglases,

- Absorption der Mylarfolie,
- Oberflächenrauigkeit der Mylarfolie,
- Quantenausbeute der Photokathode sowie
- Rauschen der Ausleseelektronik.

Brechungsindex des Bleiglasses

Der Brechungsindex des Bleiglasses wurde vom russischen Hersteller an vier Punkten des Spektrums angegeben. Er hat entscheidenden Einfluß auf das Spektrum und die Anzahl der erzeugten Čerenkovphotonen. Außerdem wird durch ihn der Winkel der Totalreflexion an den Modulgrenzen festgelegt.

In [Kee95] wurde ausgehend vom Thomsonmodell die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge des Lichts hergeleitet. Zusätzlich zu den vier bekannten Stützpunkten wurde noch eine Resonanzstelle an der Absorptionskante, wo das Bleiglas für Photonen undurchsichtig wird, angenommen. Im Rahmen der Anpassung wurde der Brechungsindex aus [Kee95] und [Büs97] beibehalten.

Absorptionslänge des Bleiglasses

Die Absorptionslänge des Bleiglasses $X^{abs}(E_{Phot})$, in der 63 % der Čerenkovphotonen absorbiert werden, wurde in [Kee95] in zwei Messungen bestimmt (siehe Abbildung 3.2). Diese sind aufgrund der schwierig zu handhabenden Bleiglasproben mit großen Unsicherheiten behaftet [Kee95]. So beträgt die Absorptionslänge der zweiten Messung X_2^{abs} 40 Prozent der ersten Messung X_1^{abs} :

$$X_2^{abs} = 0,4 \cdot X_1^{abs}. \quad (3.1)$$

Um den Einfluß der Absorptionslänge auf die Anzahl der detektierten Čerenkovphotonen zu untersuchen, wurde daher die Antwortfunktion mit skalierten Ergebnissen der ersten Messung studiert.

$$X_{Anp}^{abs} = C \cdot X_1^{abs} \quad (3.2)$$

Absorption und Oberflächenrauigkeit der Mylarfolie

Falls ein Čerenkovphoton nicht durch Totalreflexion am Rand des Bleiglasses zurückgeworfen wird, trifft es auf die umschließende Mylarfolie und kann dort reflektiert

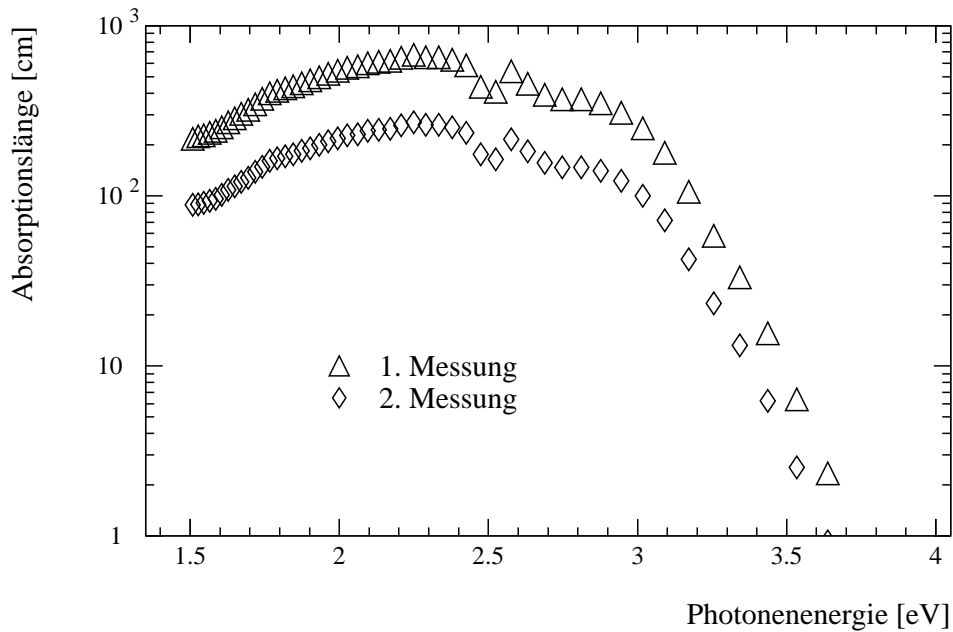


Abbildung 3.2: Absorptionslängen des Bleiglasses nach [Kee95].

werden. Die Mylarfolie ist in der Simulation als Metall definiert, für das eine Absorptionswahrscheinlichkeit A festgelegt werden kann. Čerenkovphotonen, die aus dem Bleiglas treten, werden also nur mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - A$ zurück ins Bleiglas reflektiert.

Zusätzlich kann für die Mylarfolie mit Hilfe einer GEANT-Routine eine Oberflächenrauigkeit definiert werden. Hierfür wird die Reflexionsfläche der Mylarfolie um einen zufällig verteilten Winkel α gekippt. Die Grenzen der Zufallsverteilung von α sind dabei durch einen Parameter p gegeben, der als Maß für die Rauigkeit der Oberfläche dient:

$$0 \leq \alpha \leq \arcsin(1 - p). \quad (3.3)$$

Eine Oberflächenrauigkeit von $p = 1$ ist also gleichbedeutend mit einer perfekt glatten Oberfläche. Eine raue Oberfläche mit $p < 1$ hat zur Folge, daß Čerenkovphotonen auch gegen ihre Ausbreitungsrichtung gestreut werden können.

Quantenausbeute der Photokathode

Die Čerenkovphotonen, die das Bleiglas durchquert haben, werden an der Kathode des Photovervielfachers nachgewiesen. Die spektrale Empfindlichkeit des im Expe-

riment verwendeten Photovervielfachers FEU-84 wurde in [Evd86] vermessen und bildet in der Simulation die Grundlage zur Berechnung der Detektionswahrscheinlichkeit der Photonen an der Kathode.

Umwandlung des Photonensignals und ADC-Rauschen

Im Experiment wird das analoge Signal des Photovervielfacher durch einen ADC¹ digitalisiert, wobei die Anzahl der ADC-Kanäle proportional zu den detektierten Čerenkovphotonen ist. Da sich ein elektromagnetischer Schauer über mehrere Module ausbreiten kann, müssen auch mehrere Module für die Bestimmung der Detektorantwort auf ein Teilchen berücksichtigt werden. Hierzu werden alle zusammenhängenden Module, die um ein Modul mit maximaler ADC-Zahl liegen und eine Schwelle von zwei ADC-Kanälen überschreiten zu einem sogenannten „Cluster“ zusammengefaßt und ihre ADC-Werte zur „Clustersumme“ addiert.

In der Simulation wird die Anzahl der detektierten Čerenkovphotonen über einen Skalierungsfaktor a in ADC-Kanäle umgewandelt. Der Faktor wurde durch Eichung der Simulation an die Teststrahlraten aus dem Jahre 1993/1994 am CERN gewonnen. Für Elektronen einer Energie von 10 GeV mit gaußförmigem Strahlprofil ergab sich dabei ein mittlerer ADC-Wert der Clustersumme von 487,5 Kanälen [Büs97]. In der Simulation von Elektronen mit identischem Strahlprofil und einer Energie von 10 GeV kann a nun so angepaßt werden, daß sich bei Verwendung der gleichen Auswertungsmethoden wie im Experiment wieder 487,5 ADC-Kanäle ergeben.

Im Experiment wird das Auslesen des Photovervielfachers zusätzlich durch Rauscheffekte der Elektronik beeinflusst. Diese können in der Simulation durch einen ganzzahligen, gaußverteilten Wert m berücksichtigt werden:

$$N_{adc} = a \cdot N_{det} + m. \quad (3.4)$$

Der Faktor a ist auch hier so zu bestimmen, daß sich in der Simulation von Elektronen mit $E_0 = 10$ GeV eine mittlere Clustersumme von 487,5 Kanälen ergibt. Der Zusammenhang zwischen ADC-Wert der Clustersumme und detektierter Energie E_{det} ist dann für Simulation und Experiment durch die Eichung an den 10 GeV Punkt gegeben:

$$E_{det} = \frac{N_{ADC}}{487,5} \cdot 10 \text{ GeV}. \quad (3.5)$$

Folgende Parameter werden also für die Anpassung der Simulation an Teststrahlraten variiert, während die übrigen gegenüber [Büs97] unverändert bleiben:

¹Analog-Digital-Converter

- die Absorptionslänge des Bleiglasses $C \cdot X_1^{abs}(E_{Phot})$,
- der Absorptionskoeffizient A der Mylarfolie,
- die Oberflächenrauigkeit p der Mylarfolie,
- die Breite σ des ADC-Rauschens m .

3.4 Ziel der Anpassung

Das Ziel der Anpassung ist die weitgehende Übereinstimmung der simulierten mit den experimentellen Daten. Hierfür werden neben dem nichtlinearen Verhalten der Antwortfunktion (vergleiche Kapitel 2.3.1) auch die Energieauflösung, die detektierte Energie minimal ionisierender Hadronen und die Form elektromagnetischer Schauer in Experiment und Simulation verglichen.

Energieauflösung

Die detektierten Energien von Elektronen einer festen Einschussenergie zeigen eine Verteilung, die sich durch eine Gaußkurve annähern läßt (siehe Abbildung 3.3). Die relative Energieauflösung ist dann durch das Verhältnis von Standardabweichung σ_E und Mittelwert E des Gaußfits gegeben.

Minimal ionisierende Teilchen

Hadronen, die im Detektor nur durch Ionisation und Čerenkovstrahlung Energie verlieren und keinen hadronischen Schauer ausbilden, werden mit einer charakteristischen Energie nachgewiesen und bilden im Energiespektrum den sogenannten MIP-Peak (vergleiche Abbildung 3.3).

Der MIP-Peak der Kalibration liegt bei 511 MeV. Im WA98-Experiment werden diese minimal ionisierenden Hadronen durch eine Energieschwelle („Cut“) von 750 MeV unterdrückt. In der Simulation ist die Position des MIP-Peaks ein empfindlicher Test für die Beschreibung des Absorptions- und Ausbreitungsverhaltens der Čerenkovphotonen, da durch die Flugrichtung des Hadrons auch die Ausbreitungsrichtung der Čerenkovphotonen definiert ist. Diese Ausbreitungsrichtung ist für Hadronen einer Flugrichtung gleich und wird nicht wie beim Einschuss von Photonen durch die unterschiedlichen Flugrichtungen der Schauerteilchen bestimmt.

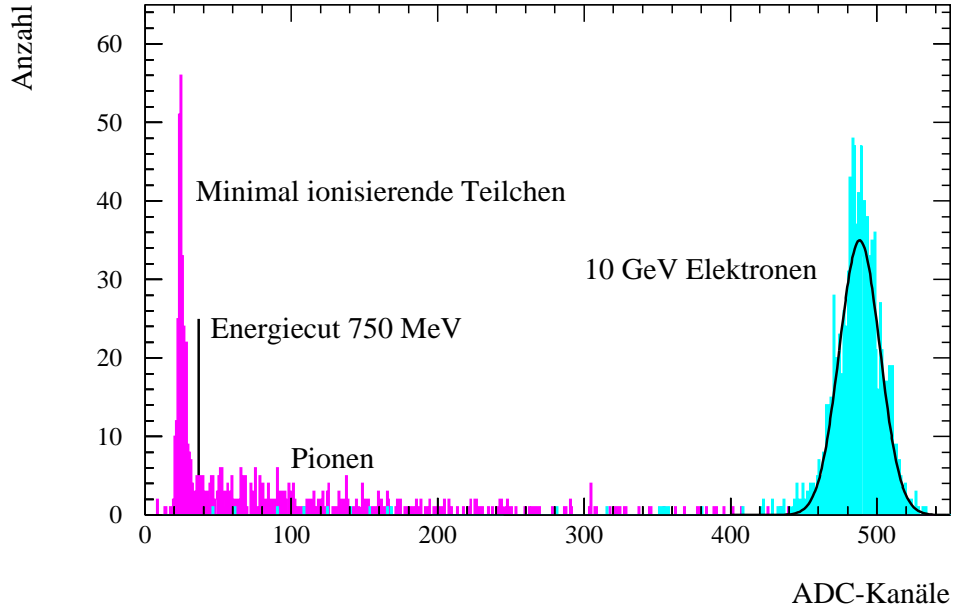


Abbildung 3.3: Clustersumme für Pionen sowie für Elektronen einer Einschussenergie $E_0 = 10 \text{ GeV}$. An den Elektronenpeak ist eine Gaußverteilung angepaßt und der Energiecut von 750 MeV ist eingezeichnet.

Analyse der Schauerform

Hadronen, die auch durch inelastische Stöße Energie verlieren und dadurch einen hadronischen Schauer bilden, werden mit einer höheren Energie als minimal ionisierende Teilchen nachgewiesen und nicht durch den Energiecut von 750 MeV verworfen (vergleiche Abbildung 3.3).

Da hadronische Schauer im allgemeinen eine größere laterale Ausdehnung aufweisen als elektromagnetische Schauer, kann die Schauerbreite als Kriterium zur Hadronenunterdrückung benutzt werden. Ein Maß für die Schauerbreite ist das zweite Moment, die Dispersion D . In x -Richtung ist sie gegeben durch:

$$D_x = \frac{\sum_i A_i x_i^2}{\sum_i A_i} - \left(\frac{\sum_i A_i x_i}{\sum_i A_i} \right)^2 \quad (3.6)$$

(A_i : ADC-Wert des i -ten Moduls, x_i : x -Koordinate des i -ten Moduls).

Summiert wird über alle Module des Clusters. Ein entsprechender Zusammenhang gilt auch für die Dispersion in y -Richtung D_y . Da die Dispersion durch die Segmen-

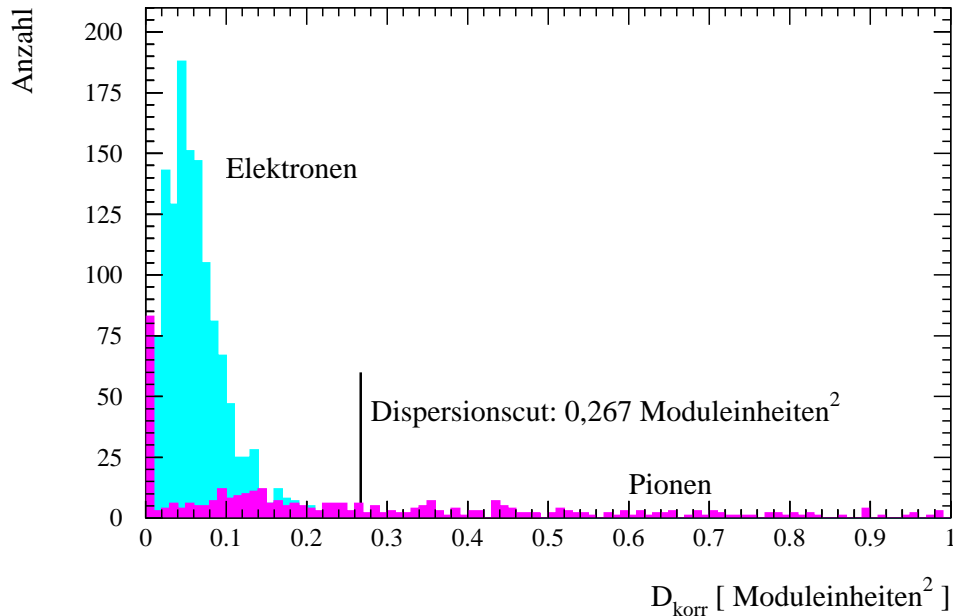


Abbildung 3.4: Korrigierte Dispersion in der Simulation von Pionen und Elektronen einer Energie von 10 GeV. Der Dispersionscut von 0,267 Moduleinheiten² ist eingezeichnet.

Die korrigierte Dispersion des Bleiglasses nach unten begrenzt ist [Sch94], wird das zweite Moment noch korrigiert:

$$D_{korrr,x} = D_x - (|\bar{x}| - \bar{x}^2) \quad (3.7)$$

$$(\bar{x} = \frac{\sum_i A_i x_i}{\sum_i A_i} : \text{erstes Moment, Schauerschwerpunkt}).$$

Die Unterschiede der korrigierten Dispersion zwischen Hadronen und Photonen sind in Abbildung 3.4 deutlich zu sehen. Pionen zeigen eine deutlich breitere Verteilung der Dispersion als Elektronen der gleichen Einschußenergie. Für die weitere Auswertung wird als korrigierte Dispersion D_{korrr} das Maximum der korrigierten Dispersion in x - und y -Richtung verwendet. Bei der Analyse der experimentellen Daten wird im WA98-Experiment ein energieabhängiger Dispersionscut D_{cut} verwendet [Cla96], der in Gleichung (3.8) angegeben ist. Durch ihn wird ein Großteil der Hadronen verworfen, aber nur etwa ein Prozent der Elektronen [Sch94].

$$D_{cut} = \begin{cases} 0,267 & , \text{für } E_{det} \leq 10 \text{ GeV} \\ 0,167 + E_{det} \cdot 0,01 & , \text{für } E_{det} > 10 \text{ GeV} \end{cases} \quad (3.8)$$

(E_{det} in GeV und D_{cut} in Moduleinheiten²)

Zum Vergleich von Simulations- und Kalibrationsdaten können also folgende Werte betrachtet werden:

- Linearität der Antwortfunktion $\frac{E_{det}}{E_0}$,
- relative Energieauflösung $\frac{\sigma_E}{E}$,
- Position des MIP-Peaks sowie
- Prozentsatz der durch den Dispersionscut verworfenen Elektronen.

Um ein Maß für die Qualität der jeweiligen Simulation zu finden, kann ein Satz von Sollwerten aus der Kalibration festgelegt werden, die innerhalb bestimmter Toleranzen von der Simulation erreicht werden sollen. Die Toleranz stellt dabei einen Gewichtungsfaktor für den Sollwert dar, der anhand von Erfahrungswerten aus dem WA80- und WA98-Experiment festgelegt wurde. Als Qualitätsfaktor Q wird dann definiert:

$$Q = \sum_{i=1}^N \frac{|\text{Sollwert}_i - \text{Simulationswert}_i|}{\text{Toleranz}_i}. \quad (3.9)$$

Ein kleiner Wert von Q zeigt eine gute Anpassung an. Für die Anpassung der Simulation wurden Elektronen mit einer Energie von 3 und 10 GeV sowie Pionen mit 10 GeV simuliert, so daß die in Tabelle 3.1 angegebenen Sollwerte mit den Simulationsergebnissen verglichen werden können.

| | Sollwert | Toleranz |
|-----------------------------------|----------|----------|
| $E_{det}/E_0, 3 \text{ GeV } e^-$ | 0,961 | 0.019 |
| Energieauflösung, 10 GeV e^- | 2,76 % | 0.20 % |
| Energieauflösung, 3 GeV e^- | 5,56 % | 0,50 % |
| MIP-Peak, 10 GeV π^+ | 511 MeV | 10 MeV |
| verworfen 10 GeV e^- | 1 % | 1 % |

Tabelle 3.1: Sollwerte aus der Kalibrationsstrahlzeit am CERN mit gewählter Toleranz zur Bestimmung der Anpassungsqualität Q . Die detektierte Energie in der Simulation von 10 GeV-Elektronen ist kein Kriterium, da sie zur Energieeichung dient und somit E_{det}/E_0 immer eins ist.

3.5 Einfluß der Parameter auf die Simulation

Auf der Suche nach dem günstigsten Parametersatz kann man zunächst die Einflüsse der einzelnen Parameter auf die Energieauflösung, Linearität und Position des MIP-Peaks untersuchen.

Absorptionslänge des Bleiglasses

In Abbildung 3.5 ist deutlich eine Zunahme des Verhältnisses E_{det}/E_0 für die Simulation von 3 GeV-Elektronen bei zunehmender Absorptionslänge zu erkennen. Dieses Verhalten liegt darin begründet, daß das Maximum des elektromagnetischen Schauers nach Gleichung (2.2) für Elektronen einer Einschußenergie von 10 GeV näher an der Photokathode liegt als für Elektronen mit $E_0 = 3$ GeV. Die Čerenkovphotonen aus dem Schauer eines 3 GeV-Elektrons müssen daher eine größere

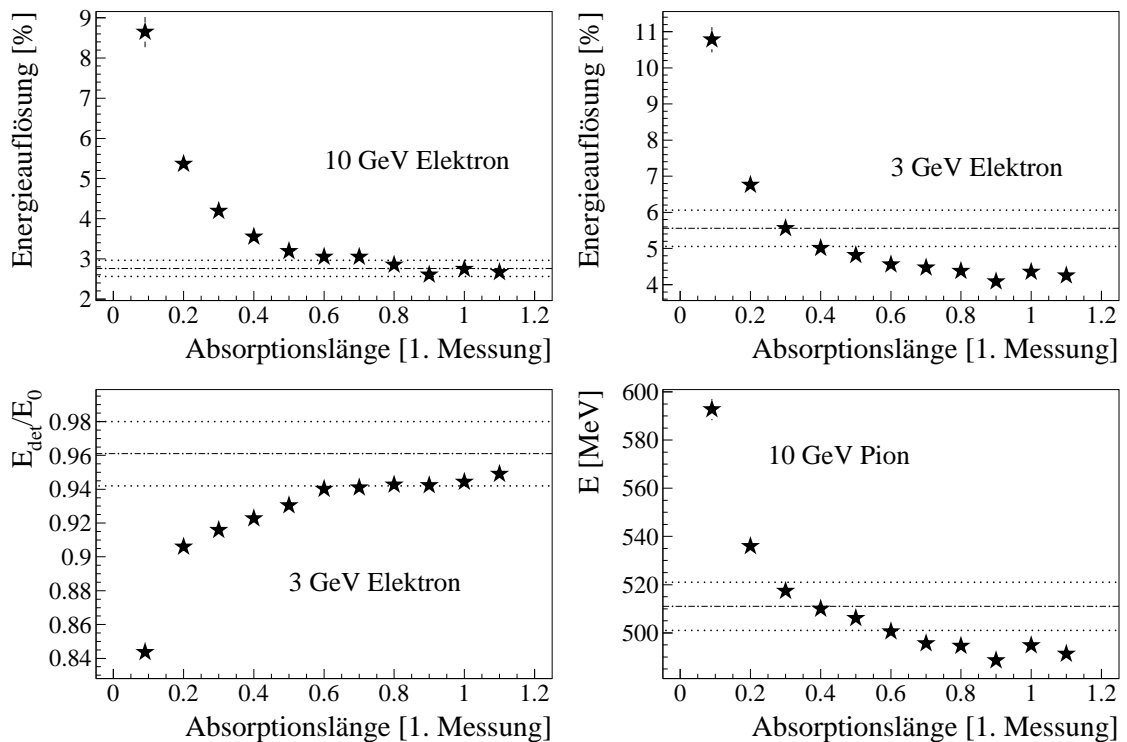


Abbildung 3.5: Abhängigkeit der Energieauflösung von 10 GeV- und 3 GeV-Elektronen sowie des Verhältnisses E_{det}/E_0 von 3 GeV Elektronen und des MIP-Peaks von der Absorptionslänge des Bleiglasses $C \cdot X_1^{abs}$. Zur Orientierung sind die jeweiligen Sollwerte mit ihren Toleranzen eingezeichnet. Der Absorptionskoeffizient der Mylarfolie ist 1,5 %, die Oberflächenrauigkeit $p = 0,91$. Auf ADC-Rauschen wurde verzichtet, um zufällige Schwankungen der Detektorantwort zu unterdrücken.

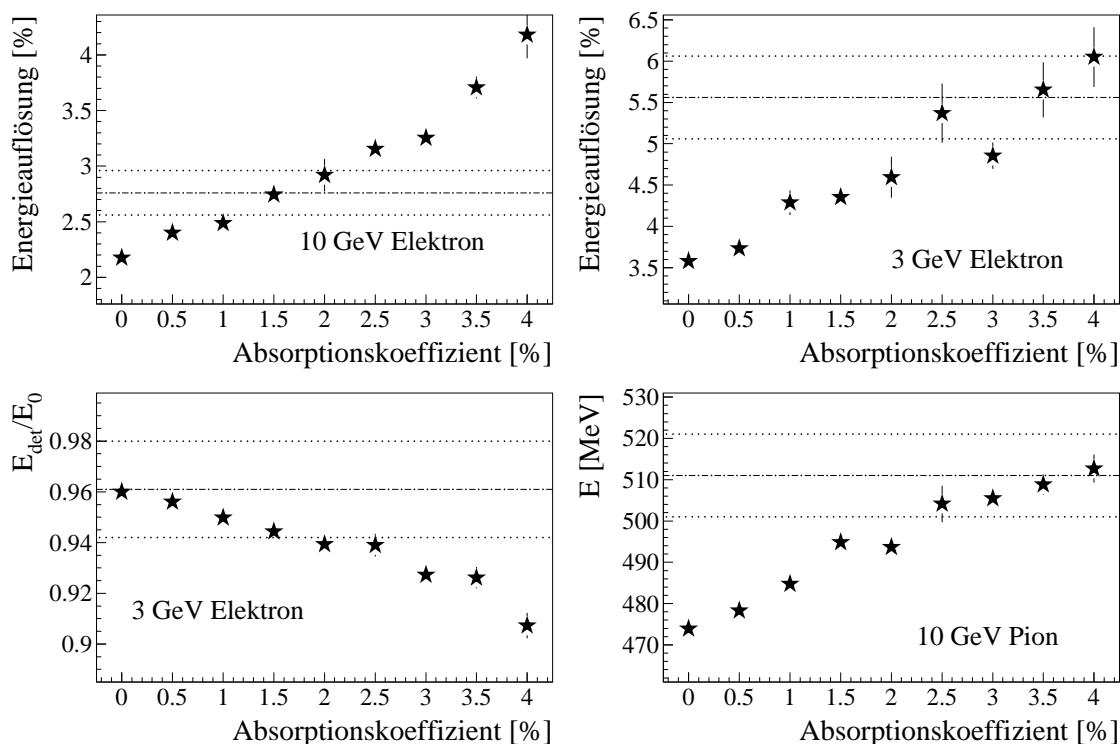


Abbildung 3.6: Abhängigkeit der Energieauflösung von 10 GeV- und 3 GeV- Elektronen, sowie des Verhältnisses E_{det}/E_0 von 3 GeV Elektronen und des MIP-Peaks vom Absorptionskoeffizienten der Mylarfolie. Zur Orientierung sind die jeweiligen Sollwerte mit ihren Toleranzen eingezeichnet. Die Absorptionslänge ist die der 1. Messung in [Kee95], die Oberflächenrauigkeit $p = 0,91$. Auf ADC-Rauschen wurde verzichtet.

Wegstrecke zurücklegen. Die Energieeichung der Simulation wurde allerdings mit Hilfe des Skalierungsfaktors a für 10 GeV-Elektronen vorgenommen. Da diese Skalierung linear ist, die Absorption der Čerenkovphotonen jedoch exponentiell von der Absorptionslänge und der Wegstrecke x abhängt ($\propto e^{-x/X^{Abs}}$), kommt es bei kleinen Absorptionslängen zu einem geringeren E_{det}/E_0 -Verhältnis als bei großen Absorptionslängen beziehungsweise geringer Absorption der Čerenkovphotonen.

Die Verbesserung der Energieauflösung in Abbildung 3.5 kann durch die Verringerung statistischer Fluktuation der detektierten Energie erklärt werden, da mit zunehmender Absorptionslänge mehr Čerenkovphotonen an der Photokathode nachgewiesen werden.

Der MIP-Peak zeigt genau das entgegengesetzte Verhalten zur detektierten Energie der 3 GeV-Elektronen. Dies liegt daran, daß minimal ionisierende Pionen keinen Schauer ausbilden und auf ihrem gesamten Weg durch das Bleiglas Čerenkovlicht abstrahlen, auch in der Nähe der Photokathode (siehe Kapitel 2.3.1). Dies führt da-

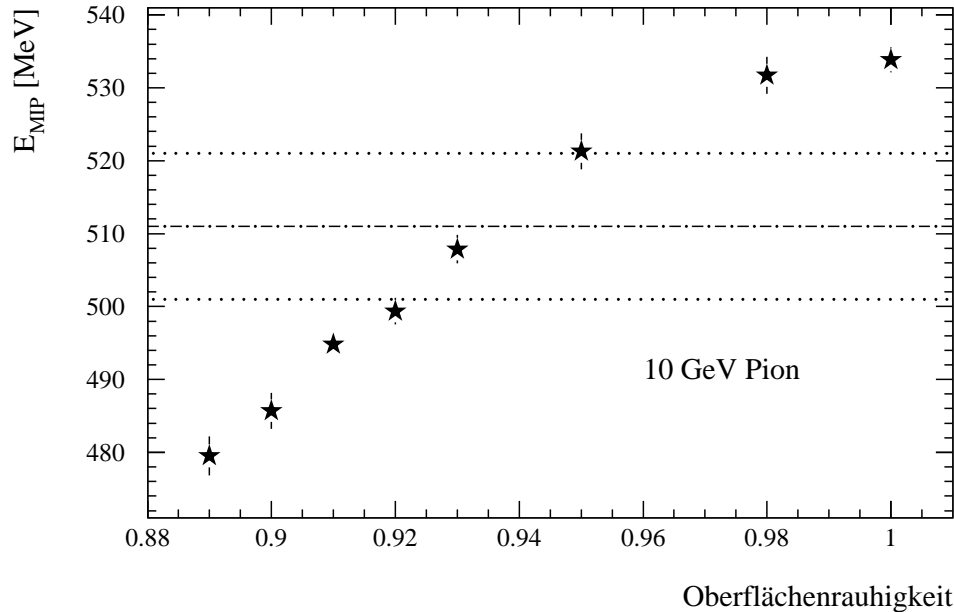


Abbildung 3.7: Einfluß der Oberflächenrauigkeit p der Mylarfolie auf die Position des MIP-Peaks, $p = 1$ entspricht einer absolut glatten Oberfläche. Als Absorptionslänge ist die 1. Messung aus [Kee95] gewählt, der Absorptionskoeffizient ist 1,5 %. Auf ADC-Rauschen wurde verzichtet.

zu, daß die Anzahl der detektierten Photonen eine geringere Abhängigkeit von der Absorptionslänge zeigt als für Elektronen. Die beobachtete Abhängigkeit von der Absorptionslänge wird erst durch die Energieeichung verursacht. Um die Anzahl der detektierten Čerenkovphotonen der 10 GeV-Elektronen auf 487,5 ADC-Kanäle zu eichen (siehe Kapitel 3.3), ist bei geringerer Absorptionslänge ein größerer Faktor a nötig. Dieses Verhalten schlägt sich direkt in der detektierten Energie des MIP-Peaks nieder, da einer gleichbleibenden Zahl detektierter Photonen bei geringerer Absorptionslänge eine höhere Energie zugeordnet wird.

Absorptionskoeffizient und Oberflächenrauigkeit der Mylarfolie

Der Einfluß des Absorptionskoeffizienten der Mylarfolie auf die Simulation ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Da der Absorptionskoeffizient ebenso wie die Absorptionslänge die Anzahl der absorbierten Čerenkovphotonen in Abhängigkeit von der

Erzeugungstiefe im Bleiglas bestimmt², zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie bei der Absorptionslänge des Bleiglasses. Auch hier ist eine Verbesserung der Energieauflösung bei geringerer Absorption zu beobachten. Die Position des MIP-Peaks und das Verhältnis E_{det}/E_0 zeigen ebenfalls die gleiche Abhängigkeit wie bei der Absorptionslänge.

Die Änderung der Oberflächenrauigkeit der Mylarfolie zeigt keinen großen Einfluß auf die Energieauflösung und die Linearität. Der Einfluß auf die Position des MIP-Peaks ist jedoch entscheidend, da ohne die Annahme einer gewissen Rauigkeit der MIP-Peak nicht rekonstruiert werden kann. Die Abhängigkeit des MIP-Peaks von der Oberflächenrauigkeit läßt sich dadurch erklären, daß die Reflexionsebene der Mylarfolie verändert wird (siehe Kapitel 3.3). Da minimal ionisierende Teilchen nicht aufschauern, erzeugen sie nur entlang ihrer Flugbahn Čerenkovphotonen unter einem bestimmten Winkel. Diese können bei zufälliger Variation der Reflexionsebene auch von der Photokathode weg reflektiert werden. Zunehmende Rauigkeit führt so zu einer Abnahme des MIP-Peaks, was in Abbildung 3.7 deutlich zu sehen ist. Dieser Effekt fällt bei der relativ breiten Winkelverteilung der durch Photonen erzeugten elektromagnetischen Schauern nicht ins Gewicht.

Breite σ des ADC-Rauschens

Das Rauschen des ADCs wirkt am stärksten auf die Energieauflösung (siehe Abbildung 3.8). Da mit zunehmendem Rauschen größere Schwankungen in der Clustersumme auftreten, verschlechtert sich die Energieauflösung. Das Rauschen führt aber auch zu einer Erhöhung des MIP-Peaks und des Verhältnisses E_{det}/E_0 bei 3 GeV. Dies kann dadurch erklärt werden, daß durch das Rauschen mehr Module über der Clusterschwelle von zwei ADC-Kanälen pro Modul auftreten und zur Clustersumme beitragen. Dieser Effekt macht sich am stärksten bei niedrigen Energien bemerkbar, während bei höheren Energien kein Einfluß des Rauschens auf die Clustersumme mehr zu beobachten ist.

Das ADC-Rauschen ist der einzige Parameter der Anpassung, der den Prozentsatz der verworfenen 10 GeV-Photonen beeinflusst. Dies liegt daran, daß die Module, die durch das Rauschen über die Clusterschwelle gehoben werden, als Randmodule eines Clusters zur Dispersion beitragen und dadurch den Cluster verbreitern.

²Eine größere im Bleiglas zurückgelegte Wegstrecke ist für ein Čerenkovphoton gleichbedeutend mit einer erhöhten Anzahl n von Reflexionen an der Mylarfolie. Bei einem Absorptionskoeffizienten A der Mylarfolie wird es dann mit einer Wahrscheinlichkeit $P = A^n$ absorbiert.

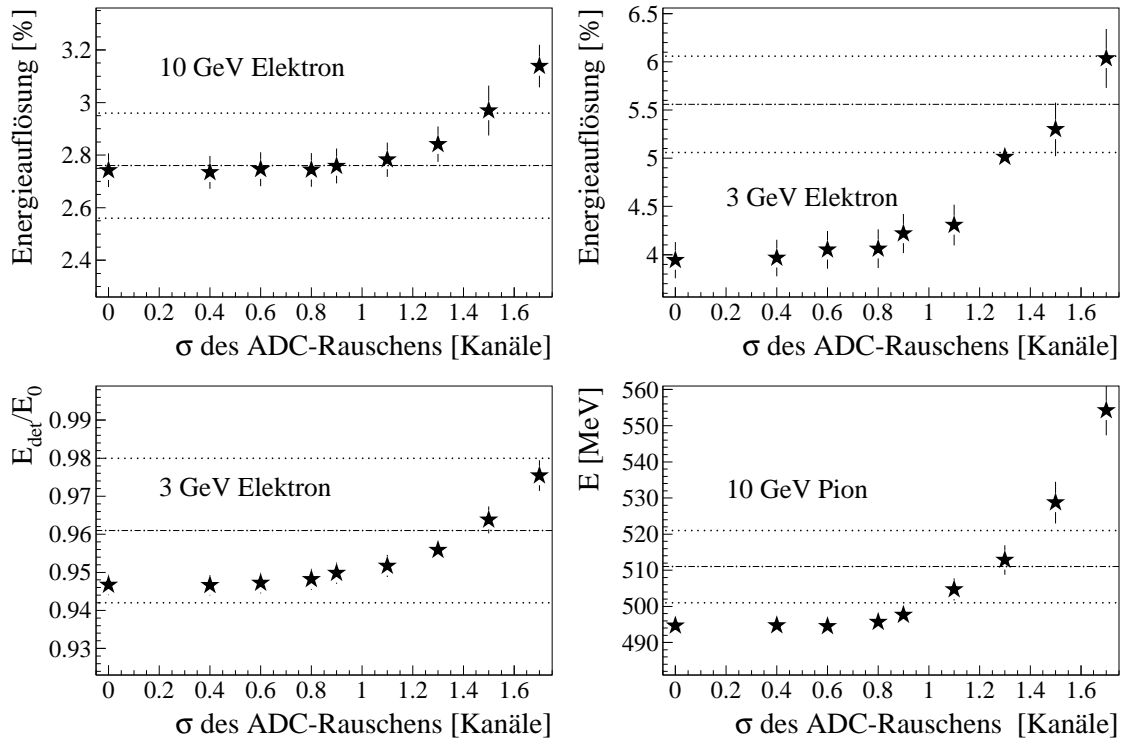


Abbildung 3.8: Abhängigkeit der einzelnen Qualitätsmerkmale von der Breite σ des ADC-Rauschens bei einer Oberflächenrauigkeit von $p = 0,91$ einer Absorptionswahrscheinlichkeit $A = 1,5\%$ und einer Absorptionslänge, die der ersten Messung in [Kee95] entspricht.

3.5.1 Der beste Parametersatz

Da der Qualitätsfaktor Q die Simulation nur anhand einer Auswahl von Teststrahlendaten bewertet, ist für Parametersätze mit niedrigem Q eine nähere Untersuchung der Simulation nötig. Nach der Untersuchung verschiedener Parametersätze (siehe Anhang B) wurden hierfür zwei Sätze ausgewählt, die sich in ihren Parametern soweit unterscheiden, daß sie nicht nicht aufgrund ähnlicher Parameter niedrige Qualitätsfaktoren aufweisen. Die ausgewählten Parametersätze sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Zur Entscheidung, welcher der beiden Parametersätze die beste Beschreibung der experimentellen Daten liefert, wird die Linearität der Antwortfunktion und die Energieauflösung über einen größeren Energiebereich betrachtet und mit den Kalibrierungsergebnissen verglichen. Wie in Abbildung 3.9 zu sehen ist, zeigen beide Anpassungen nur geringe Abweichungen von den Daten der Teststrahlzeit 1993/1994 am CERN, nur der 20 GeV-Punkt der zweiten Anpassung weist eine größere Abweichung nach unten auf. Ebenfalls in Abbildung 3.9 eingezeichnet ist die Beschreibung

| | Anpassung 1 | Anpassung 2 |
|---|-------------|-------------|
| Absorptionslänge $C \cdot X_1^{abs}$ | 1 | 0,4 |
| Absorptionskoeffizient der Mylarfolie [%] | 1,5 | 0,0 |
| Rauhigkeit p der Mylarfolie | 0,91 | 0,90 |
| σ des ADC-Rauschens [Kanäle] | 1,3 | 1,3 |
| Skalierungsfaktor a | 0,04630 | 0,04908 |

Tabelle 3.2: Parameter der beiden ausgewählten Simulationen sowie der Skalierungsfaktor zur Umrechnung der Photonenzahl in ADC-Kanäle.

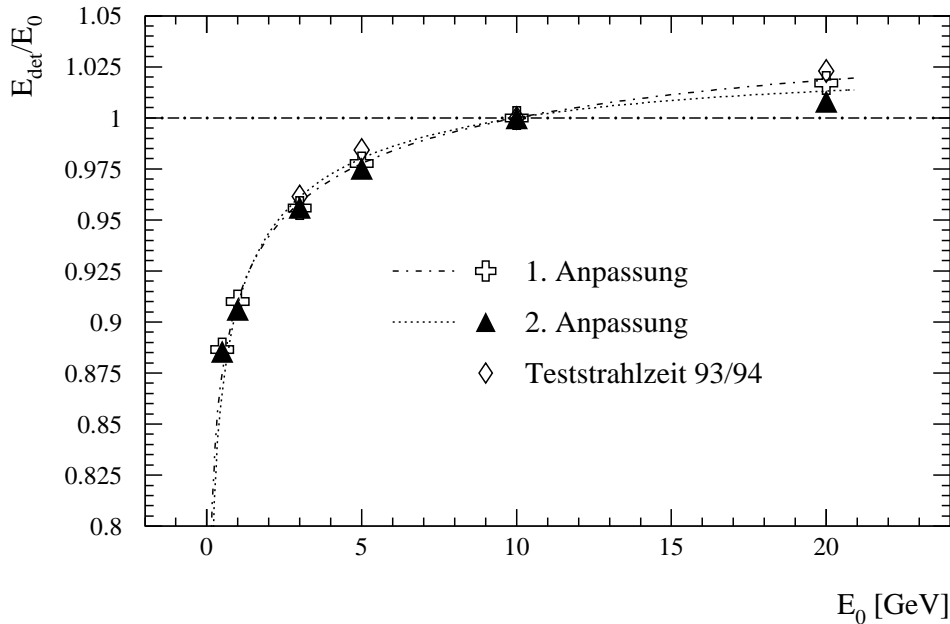


Abbildung 3.9: Nichtlinearität der Antwortfunktion. Dargestellt sind die Messungen der Kalibration am CERN 93/94, sowie die Simulationsergebnisse der ersten und zweiten Anpassung.

der Nichtlinearität nach Gleichung (2.5), deren Parameter in Tabelle 3.3 mit denen aus [Büs97] verglichen werden.

Zusätzlich zu den Kalibrationsdaten aus den Jahren 93/94 stehen Daten eines Tests am CERN aus dem Jahre 1998 zur Verfügung [Mex99]. Diese Daten wurden mit einem Aufbau aus 2×2 Supermodulen am SPS des CERN genommen.³ Das

³Diese Daten werden im folgenden als Daten des High Energy Beam Test (HEBT) bezeichnet.

| | a_1 | a_2 | a_3 |
|---------------------|---------------------|---------------------|----------------------|
| 1. Anpassung | $0,9108 \pm 0,0013$ | $0,0483 \pm 0,0015$ | $-0,0040 \pm 0,0004$ |
| 2. Anpassung | $0,9082 \pm 0,0015$ | $0,0560 \pm 0,0001$ | $-0,0070 \pm 0,0002$ |
| Kalibration [Büs97] | $0,9279 \pm 0,0017$ | $0,0300 \pm 0,0013$ | $0,0006 \pm 0,0003$ |
| Simulation [Büs97] | $0,8899 \pm 0,0010$ | $0,0006 \pm 0,0619$ | $-0,0061 \pm 0,0003$ |

Tabelle 3.3: Parameter der Nichtlinearitätsfunktion (2.5) für die beiden Anpassungen, die Kalibration und die Simulation aus [Büs97].

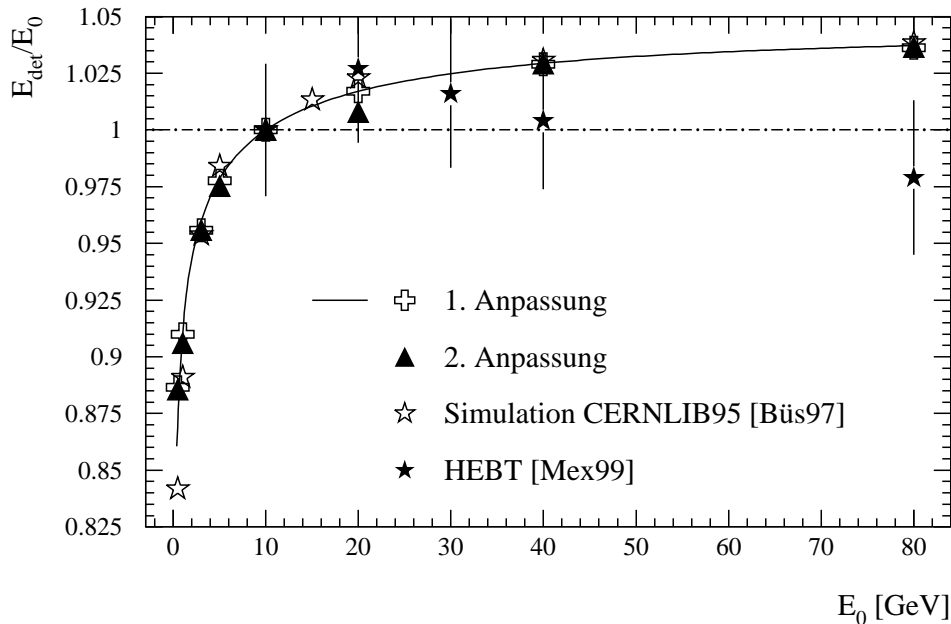


Abbildung 3.10: Antwortfunktion für hohe Energien. Eingezeichnet sind die erste Anpassung (durchgezogene Linie) sowie die zweite Anpassung, die Simulation mit den Parametern aus [Büs97] und die HEBT-Daten aus [Mex99].

Kalorimeter wurde hier mit Elektronen einer Energie bis 80 GeV beschossen. Die Meßpunkte zeigen dabei einen deutlichen Abfall bei hohen Einschußenergien. Sie sind allerdings mit großen systematischen Fehlern behaftet. Dieser Abfall läßt sich aber weder mit der Simulation aus [Büs97] noch mit einer der beiden gewählten neuen Anpassungen nachbilden (siehe Abbildung 3.10).

Da bei der Nichtlinearität keine nennenswerten Unterschiede zwischen den beiden Anpassungen festzustellen sind, wird als nächstes die Energieauflösung betrachtet.

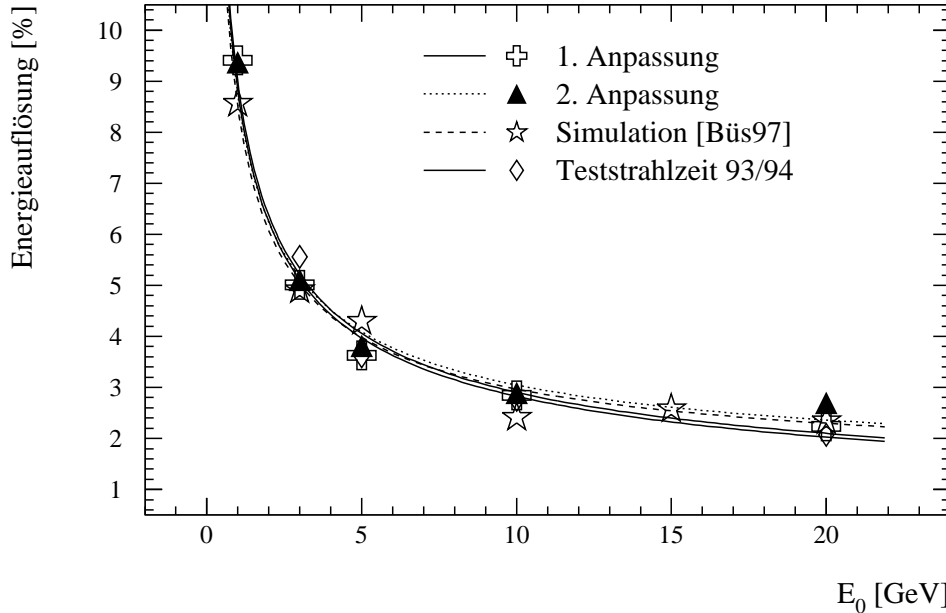


Abbildung 3.11: Abhängigkeit der Energieauflösung von der Einschussenergie. Vergleich von erster und zweiter Anpassung sowie der Simulation aus [Büs97] mit den Teststrahlraten 93/94.

Sie nimmt mit zunehmender Energie ab, da aufgrund der höheren Zahl detektierter Čerenkovphotonen die statistischen Fluktuationen abnehmen. Die Energieabhängigkeit läßt sich beschreiben durch:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sqrt{E}}\right)^2 + \beta^2}. \quad (3.10)$$

In Abbildung 3.11 ist diese Abhängigkeit gezeigt und man sieht, daß die erste Anpassung den Verlauf der Teststrahlraten am besten wiedergibt, während die zweite Anpassung und die Simulation mit den Parametern aus [Büs97] zu hoch liegen. In Abbildung 3.12 erkennt man, daß auch bei höheren Energien die Daten des HEBT von der ersten Anpassung beschrieben werden. Die Parameter α und β der relativen Energieauflösung gemäß Gleichung (3.10) sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt. Aufgrund der besseren Übereinstimmung in der Energieauflösung mit den Teststrahlraten wird in allen folgenden Simulationen, sofern nicht anders angegeben, der Parametersatz der ersten Anpassung (siehe Tabelle 3.2) und die CERNLIB99-Version der GEANT-Routinen benutzt.

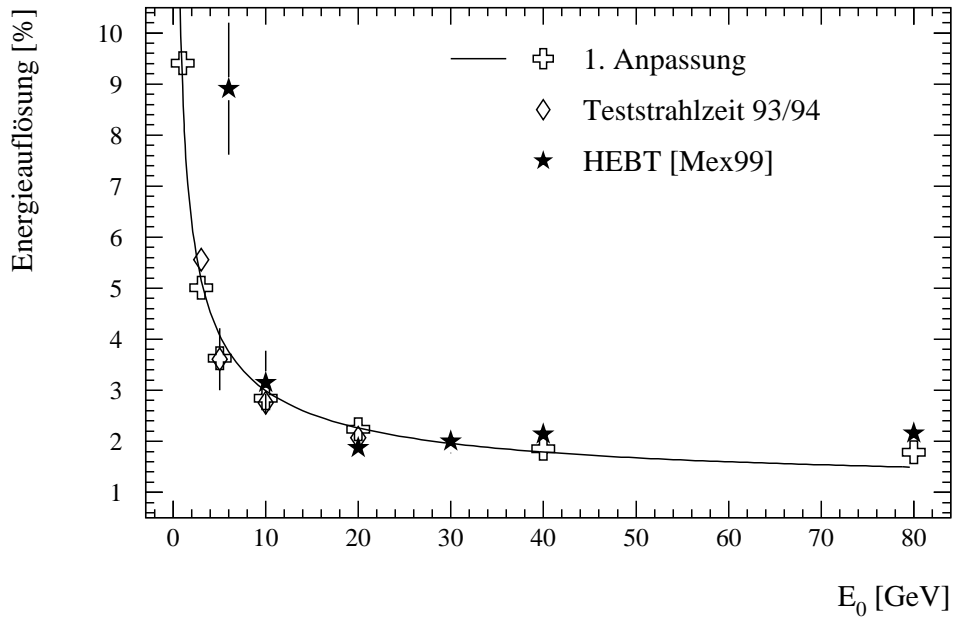


Abbildung 3.12: Abhängigkeit der Energieauflösung von der Einschußenergie. Vergleich der ersten Anpassung mit den Daten des HEBT.

| | α [$\sqrt{\text{GeV}}$] | β |
|-------------------------------|----------------------------------|-----------------|
| Teststrahlzeit 93/94 | $8,80 \pm 0,21$ | $0,48 \pm 0,29$ |
| Simulation [Büs97] bis 20 GeV | $8,39 \pm 0,32$ | $1,33 \pm 0,24$ |
| 1. Anpassung bis 20 GeV | $8,96 \pm 0,12$ | $0,63 \pm 0,24$ |
| 1. Anpassung bis 80 GeV | $8,76 \pm 0,10$ | $1,13 \pm 0,09$ |
| 2. Anpassung bis 20 GeV | $8,62 \pm 0,14$ | $1,36 \pm 0,13$ |

Tabelle 3.4: Vergleich der Parameter der relativen Energieauflösung für Simulationen und Teststrahlzeit 93/94.

4. Simulation von Photonen

Die Kalibration des Bleiglaskalorimeters und die Anpassung der Simulation erfolgte mit Elektronen (siehe Kapitel 3.2). Im Experiment ist jedoch die Detektion von Photonen von vorrangiger Bedeutung. Die Simulation von Photonen liefert hierfür wichtige Korrekturen, um beispielsweise die wirkliche Einschußenergie anhand der detektierten Energie rekonstruieren zu können. Auch für die Ortsrekonstruktion werden Korrekturfunktionen anhand von Simulationen bestimmt. Diese Korrekturen wurden zum Teil schon in [Büs97] angegeben. Die Änderung in den Parametern der Simulation macht jedoch eine neue Bestimmung nötig.

Da im PHENIX-Experiment die Einfallswinkel der Teilchen im Detektor bedeutend größer sind als im WA98-Experiment, ist insbesondere die richtige Energie- und Ortsrekonstruktion unter schrägem Einschuß von Bedeutung. Daneben muß auch die Wirkungsweise des Dispersionscuts (vergleiche Kapitel 3.4) untersucht werden.

4.1 Linearität der Antwortfunktion von Photonen

Für Elektronen zeigen Einschußenergie und detektierte Energie im Bleiglaskalorimeter einen nichtlinearen Zusammenhang (vergleiche Kapitel 2.3.1). Dieses Verhalten wird anhand von Simulationen auch für Photonen untersucht, um eine Korrekturfunktion zu finden, die im Experiment die Rekonstruktion der wirklichen Einschußenergie E_0 aus der detektierten Energie E_{det} im Bleiglaskalorimeter erlaubt. Hierfür werden die Teilchen nicht wie bisher mit einem gaußförmigen Strahlprofil simuliert, sondern der Einschußort gleichmäßig über eine Modulfläche verteilt, so daß alle Einschußorte gleichberechtigt sind.¹ Da im Gegensatz zum gaußförmigen Strahlprofil der Anpassung mehr Teilchen in der Nähe des Modulrandes eingeschossen werden, erwartet man, daß mehr Energie in den inaktiven Schichten des Detektors deponiert und somit weniger Energie detektiert wird als bei gaußverteilterm Einschuß.

Photonen haben einen tieferen Schauerschwerpunkt als Elektronen gleicher Energie, daher werden auf dem Weg zur Photokathode weniger Čerenkovphotonen absorbiert und die detektierte Energie ist für Photonen höher als für Elektronen. Dieser Effekt sollte zum Teil dadurch ausgeglichen werden, daß sich der Leakage-Effekt für Photonen stärker bemerkbar macht als für Elektronen (vergleiche Kapitel 2.3.1). In Abbildung 4.1 ist die Nichtlinearitätskurve für Elektronen und Photonen gezeigt. Es

¹Dieses Strahlprofil wird auch bei allen Simulationen der folgenden Kapitel verwendet, sofern nicht anderweitig angegeben.

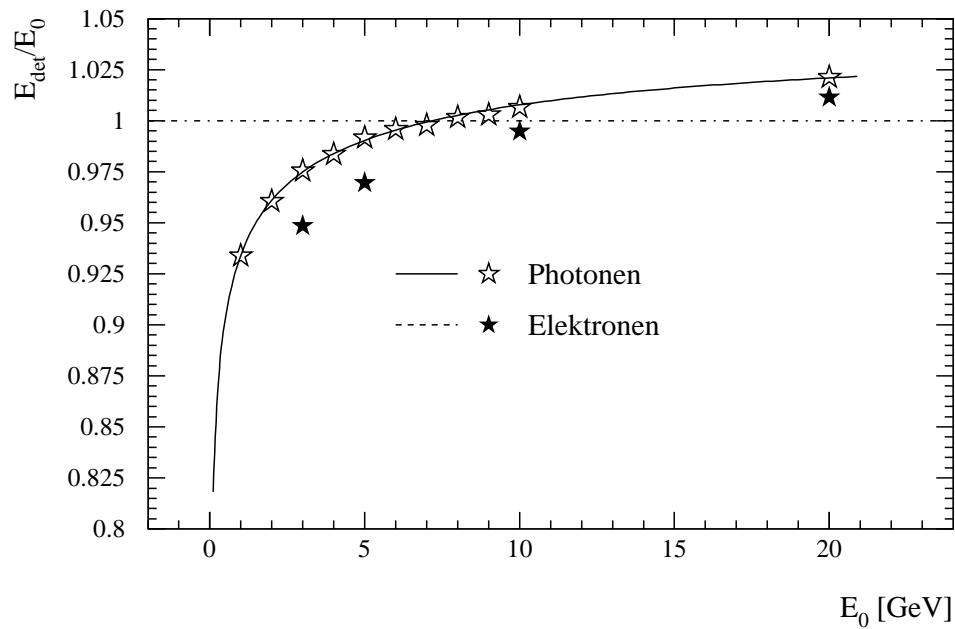


Abbildung 4.1: Die Abhängigkeit der detektierten Energie von der Einschussenergie. Die Teilchen wurden linear über ein Modul verteilt eingeschossen.

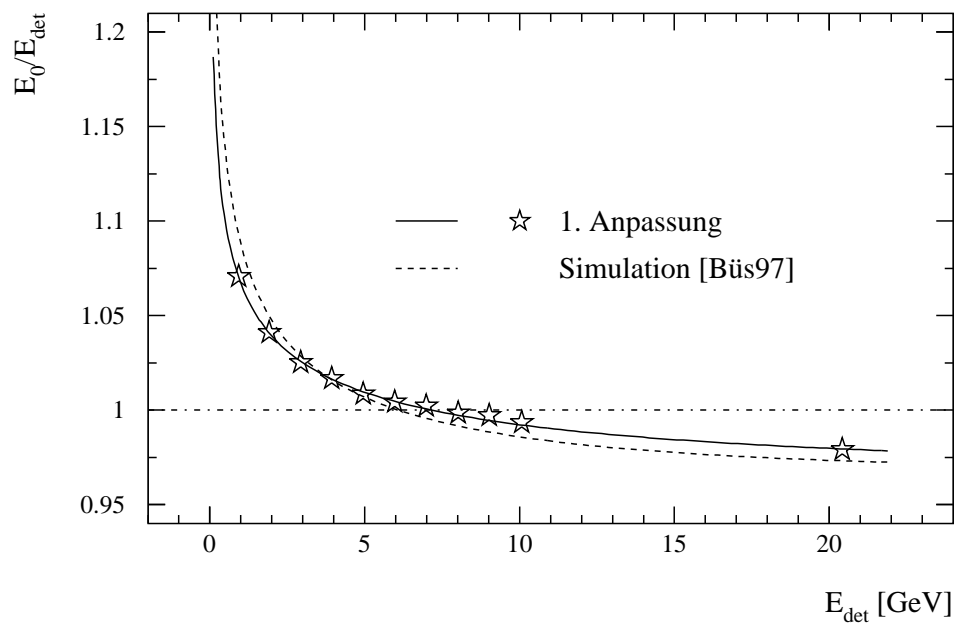


Abbildung 4.2: Korrekturfunktion von Photonen zur Rekonstruktion der eingeschossenen Energie E_0 aus der detektierten Energie E_{det} .

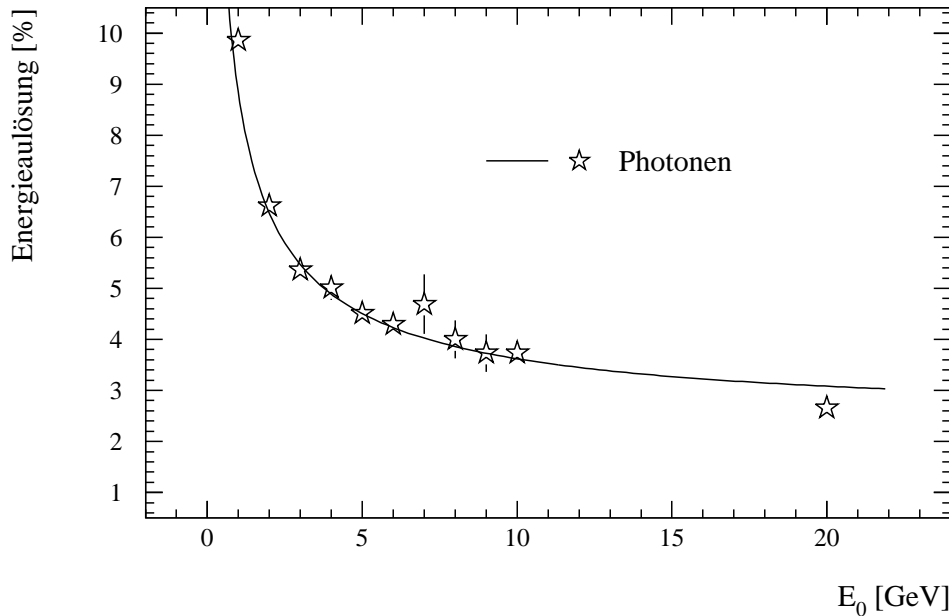


Abbildung 4.3: Relative Energieauflösung von Photonen verschiedener Einschüßenergien E_0 . Der Einschüßort wurde linear über ein Bleiglasmodul verteilt.

ist deutlich zu sehen, daß von Photonen mehr Energie nachgewiesen wird als von Elektronen, außerdem sieht man am 10 GeV-Punkt, daß von Elektronen mit gleichmäßig verteiltem Einschüßort weniger Energie nachgewiesen wird als für solche einer gaußförmigen Verteilung.

Für die Anwendung der Korrekturfunktion bei der Auswertung der experimentellen Daten ist es wichtig, die wirkliche Einschüßenergie eines Photons als Funktion der gemessenen Energie anzugeben. Der Verlauf der Antwortfunktion in Abbildung 4.2 hat deshalb eine andere Form als bisher, da hier nun das Verhältnis der wirklichen Einschüßenergie E_0 zu gemessener Energie E_{det} als Funktion der gemessenen Energie gezeigt ist. Die Abhängigkeit läßt sich durch eine logarithmische Funktion beschreiben:

$$\frac{E_0}{E_{det}} = a_1 + a_2 \cdot \ln E_{det} + a_3 \cdot \ln^2 E_{det}, \quad (4.1)$$

mit den Fitparametern

$$\begin{aligned} a_1 &= (1,0672 \pm 0,0018), \\ a_2 &= (-0,0436 \pm 0,021) \text{ und} \\ a_3 &= (0,0048 \pm 0,0005). \end{aligned} \quad (4.2)$$

So erhält man die Korrekturfunktion, die im Experiment die Rekonstruktion der Einschußenergie von Photonen aus der gemessenen Energie erlaubt. Diese Korrekturfunktion hat zum Beispiel Einfluß auf die richtige Rekonstruktion des π_0 -Peaks. In Abbildung 4.2 ist zusätzlich noch die Korrekturfunktion aus [Büs97] gezeigt, die bisher bei der Datenanalyse des WA98-Experimentes verwendet wurde.

Die Untersuchung der Energieauflösung bei der Simulation von Photonen wird unter anderem zur Bestimmung der Unsicherheit bei der Energierekonstruktion im Experiment benutzt. Die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Einschußenergie ist in Abbildung 4.3 dargestellt und läßt sich gemäß Gleichung (3.10) für Photonen beschreiben durch:

$$\frac{\sigma_E}{E_{det}} = \sqrt{\left(\frac{(8,48 \pm 0,45) \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E_0}}\right)^2 + (2,43 \pm 0,43)^2}. \quad (4.3)$$

4.1.1 Energiebestimmung unter Winkeleinschuß

Während im WA98-Experiment der Auftreffwinkel der Teilchen durch Kippen der Bleiglashälften zum Kollisionspunkt gering gehalten werden konnte, treffen im PHENIX-Experiment Teilchen, sofern sie vom Kollisionspunkt kommen, mit Winkeln zwischen $0^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ auf die Bleiglasoberfläche.² Dadurch, daß die Čerenkovphotonen eines Schauers bei Winkeleinschuß eine größere Strecke im Bleiglas bis zur Detektion zurücklegen als bei senkrechtem Einschluß, wird im Detektor weniger Energie nachgewiesen. Dies macht insbesondere für die großen Eintreffwinkel im PHENIX-Experiment eine winkelabhängige Korrektur der detektierten Energie nötig.

In Abbildung 4.4 ist die Abhängigkeit der detektierten Energie vom Azimutalwinkel θ für Photonen einer Energie von 1 GeV und 10 GeV dargestellt. Sie läßt sich nach [Gor99] durch eine Korrekturfunktion parametrisieren:

$$\frac{E(\theta)}{E(\perp)} = b_1 \cdot e^{b_2 \cdot \theta} + 1 - b_1. \quad (4.4)$$

Die Parameter der Funktion für die Simulation von 1 und 10 GeV-Photonen sind in Tabelle 4.1 angegeben.

² θ ist der Einfallswinkel des Teilchens gegen die Senkrechte auf der Bleiglasoberfläche.

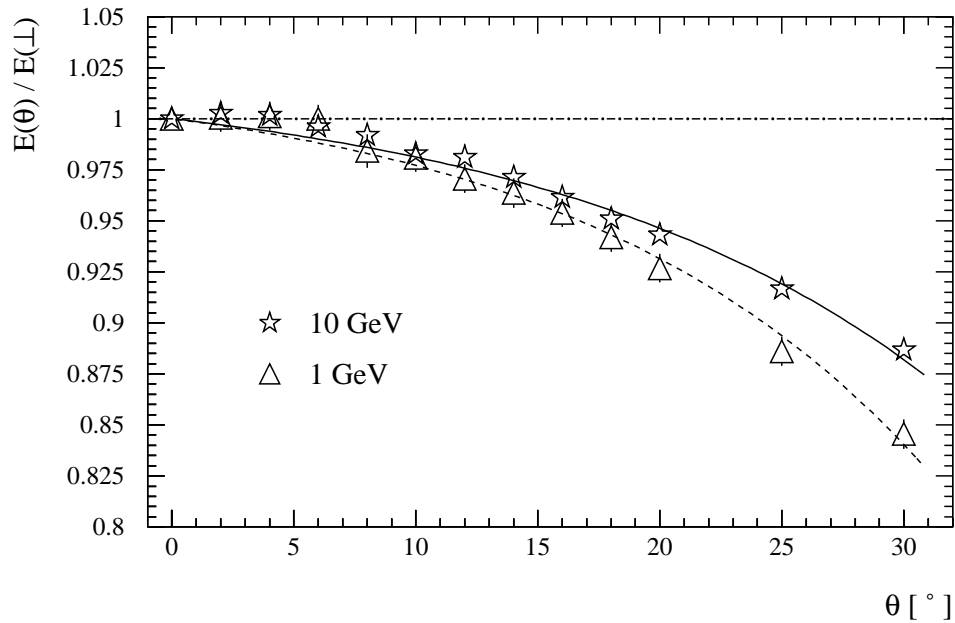


Abbildung 4.4: Detektierte Energie von 10 und 1 GeV-Photonen für verschiedene Einschufwinkel θ zur Bleiglasoberfläche. Es wurde auf senkrechten Einschuf ($\theta = 0^\circ$) normiert.

| | b_1 | b_2 |
|---------------|------------------------|-----------------------|
| 1 GeV-Photon | $-0,02313 \pm 0,00595$ | $0,06889 \pm 0,00828$ |
| 10 GeV-Photon | $-0,02227 \pm 0,00388$ | $0,06135 \pm 0,00551$ |

Tabelle 4.1: Parameter der Korrekturfunktion 4.4.

Bei kleinen Winkeln bis $\theta \approx 6^\circ$ wird die Winkelabhängigkeit durch die Korrekturfunktion überschätzt. In diesem Winkelbereich ist keine nennenswerte Änderung der detektierten Energie festzustellen. Dies liegt daran, daß der elektromagnetische Schauer noch weitgehend im Einschufmodul verbleibt und erst bei größeren Winkeln mehrere Module durchquert. Die Korrekturfunktion zeigt im Winkelbereich bis $\theta \approx 15^\circ$ keine großen Unterschiede bei Photonenenergien von 1 und 10 GeV. Dies kann dadurch erklären werden, daß in diesem Bereich die Unterschiede durch die Tiefe des Schauerschwerpunktes weniger ins Gewicht fallen als bei größeren Winkeln.

Neben der Abhängigkeit der Einschufenergie vom Azimutalwinkel θ muß auch die Abhängigkeit vom Polarwinkel ϕ , der die Orientierung des eintreffenden Teilchens zur Modulwand des Bleiglasses wiedergibt, untersucht werden. Zu diesem Zweck wur-

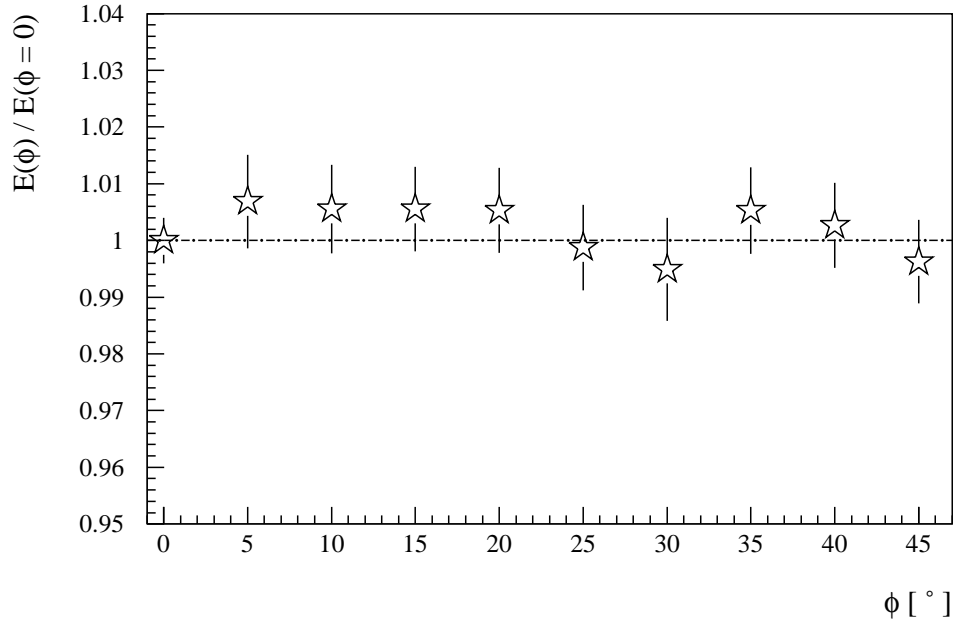


Abbildung 4.5: Detektierte Energie von 5 GeV-Photonen für verschiedene Polarwinkel und einem Winkel zur Bleiglasoberfläche von $\theta = 25^\circ$. Es wurde auf die Energie bei $\phi = 0$ normiert.

den 5 GeV-Elektronen unter einem Azimutalwinkel $\theta = 25^\circ$ und verschiedenen Polarwinkeln $0^\circ \leq \phi \leq 45^\circ$ simuliert. Die Simulation im Winkelbereich von $0^\circ \leq \phi \leq 45^\circ$ ist aufgrund der Symmetrie des Bleiglases ausreichend für eine Beschreibung des Detektorverhaltens beim Beschuß mit Photonen aller Polarwinkel ϕ . Wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist, ergibt sich keine eindeutige Abhängigkeit der detektierten Energie vom Winkel ϕ . Im Rahmen der Fehler stimmen die Datenpunkte überein.

4.2 Ortsbestimmung

Die laterale Segmentierung des Bleiglasdetektors erlaubt es anhand der Verteilung der ADC-Werte eines Clusters, Rückschlüsse auf den Schwerpunkt des Schauers zu ziehen. Diese Information wird dazu benutzt, den Auftreffort des Teilchens auf der Bleiglasoberfläche zu rekonstruieren.

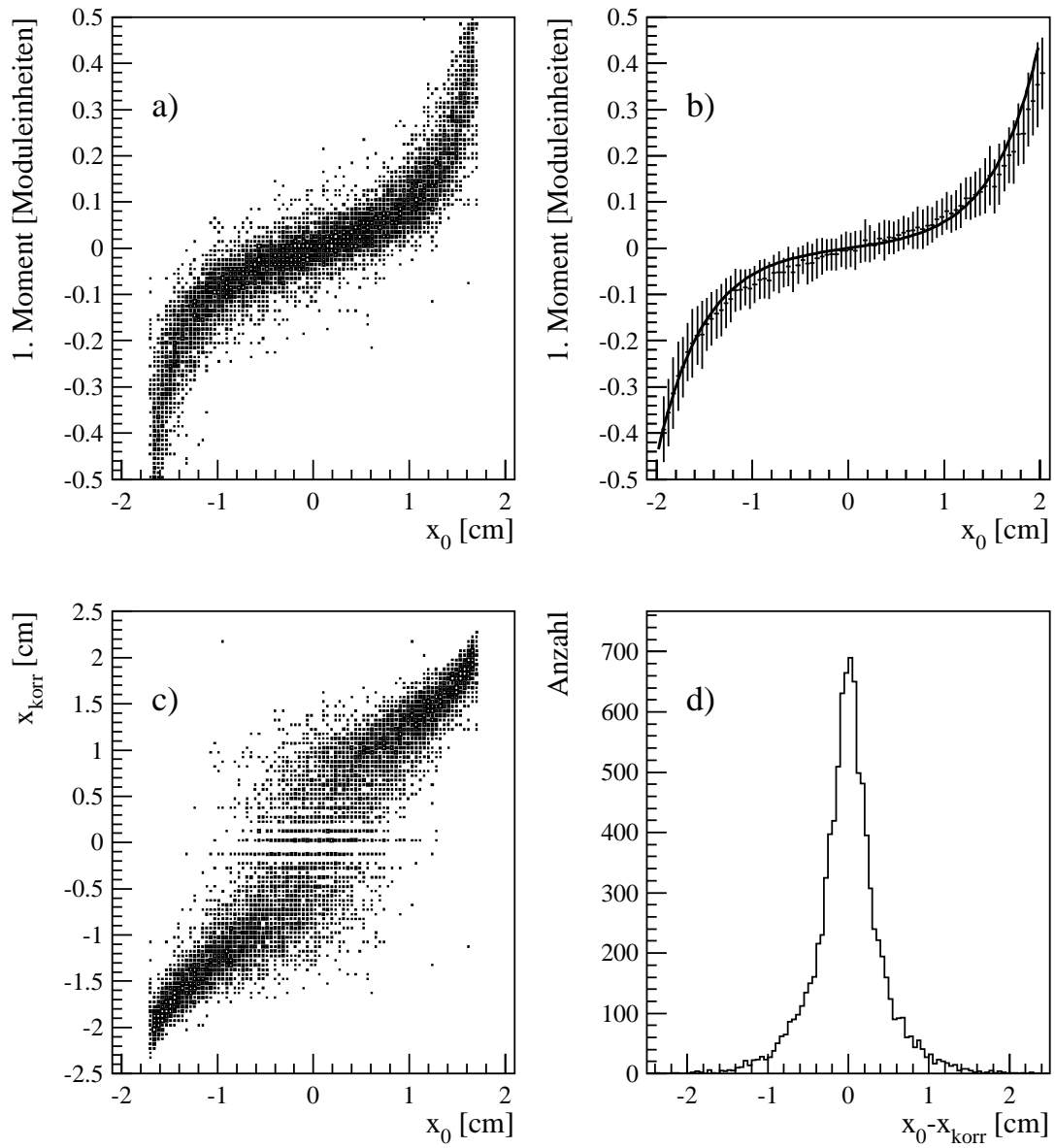


Abbildung 4.6: Rekonstruktion der x -Koordinate für 5 GeV-Photonen mit energiegewichtetem Schwerpunkt. a) Erstes Moment gegen wahren Einschußort x_0 , b) Parametrisierung nach Gleichung (4.6), c) Mit Gleichung (4.6) rekonstruierter Ort x_{korr} gegen den Einschußort x_0 , d) Abweichung von wahren und rekonstruiertem Ort. Die Standardabweichung der Verteilung liefert die Ortsauflösung

4.2.1 Energiegewichteter Schwerpunkt

Bei der energiegewichteten Schwerpunktmethode wird zur Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts \bar{x} das sogenannte erste Moment herangezogen:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i A_i x_i}{\sum_i A_i} \quad \text{und} \quad \bar{y} = \frac{\sum_i A_i y_i}{\sum_i A_i} \quad (4.5)$$

((x_i, y_i): Koordinate des i -ten Moduls, A_i : ADC-Wert des i -ten Moduls).

Der Zusammenhang zwischen erstem Moment \bar{x} und Einschußort x_0 ist in Abbildung 4.6a) dargestellt. Man erkennt, daß der Schwerpunkt nicht den wirklichen Einschußort wiedergibt. Er hängt stark vom Abstand zum Modulrand ab. Während in der Modulmitte und am Rand des Moduls der Eintreffort des Teilchens gut durch das erste Moment reproduziert wird, sind in den Zwischenbereichen deutliche Abweichungen zu erkennen. Die Abhängigkeit des ersten Momentes \bar{x} vom wahren Einschußort x_0 kann nach [Pei87] durch

$$\bar{x} = a \cdot \sinh(x_0 \cdot b) \quad (4.6)$$

parametrisiert werden. Da sich dieser Verlauf stetig über alle Module wiederholt, sind die beiden Parameter a und b nicht voneinander unabhängig:

$$a = \frac{1}{2 \cdot \sinh(\Delta \cdot b)} \quad (4.7)$$

(Δ : halbe Modulbreite).

Die Anpassung nach Gleichung (4.6) ist in Abbildung 4.6b) zu sehen. Für den Parameter b konnte keine Energieabhängigkeit im Bereich von 1 GeV bis 80 GeV festgestellt werden. Dies entspricht dem Verhalten, das auch in [Büs97] beobachtet wurde.

Die Korrektur des ersten Moments erfolgt über die Umkehrfunktion zu Gleichung (4.6). Die korrigierten Ergebnisse sind in Abbildung 4.6c) und 4.6d) zu sehen, wobei die Abweichung von korrigiertem erstem Moment und Einschußort die Ortsauflösung wiedergibt.

4.2.2 Logarithmisch gewichteter Schwerpunkt

Das Problem der energiegewichteten Schwerpunktmethode liegt darin, daß sich die Abhängigkeit des ersten Moments vom Einschußort bei nicht senkrechtem Einschuß nicht mehr durch Gleichung (4.6) beschreiben läßt ([Büs97]). Daher wurde statt einer einfachen Energiegewichtung von Gleichung (4.5) eine logarithmische Gewichtung angeregt [Awe92]. Der logarithmische Gewichtungsfaktor ω_i ergibt sich zu:

$$\omega_i = \max \left(\ln \frac{E_i}{\sum_i E_i} + \omega_{offs}, 0 \right) \quad (4.8)$$

(E_i : detektierte Energie im i -ten Modul, ω_{offs} : freier Parameter).

Mit ihm wird eine nachträgliche Korrektur überflüssig, da die Rekonstruktion des Schwerpunktes den wahren Einschußort gut wiedergibt, wie in Abbildung 4.7 für Photonen einer Energie von 5 GeV gezeigt wird.

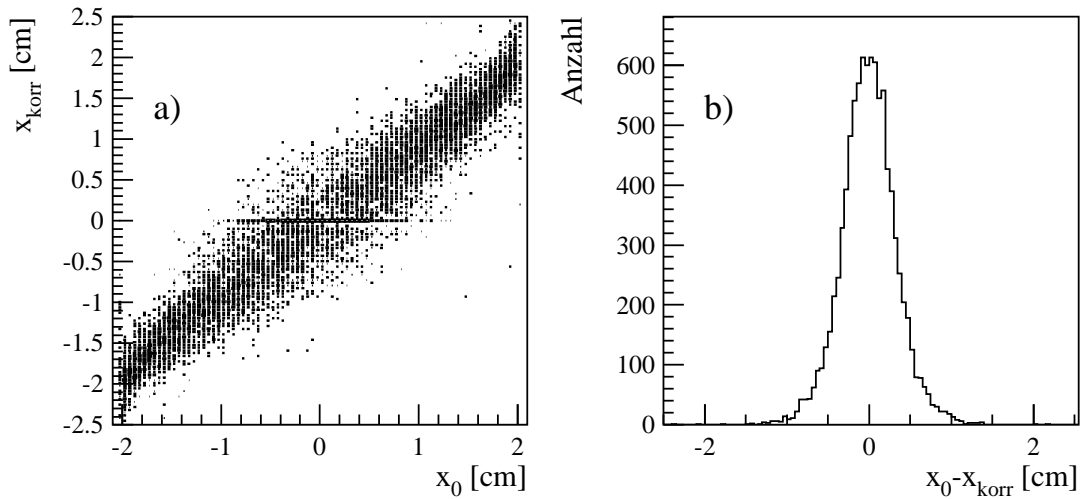


Abbildung 4.7: Ortsrekonstruktion mit logarithmisch gewichtetem Schwerpunkt für Photonen einer Energie von 5 GeV und $\omega_{offs} = 4$. a) Korrigierter Ort x_{korr} gegen wahren Einschußort x_0 , b) Abweichung von wahren und rekonstruiertem Ort.

Für eine gute Ortsauflösung ist die Wahl des Parameters ω_{offs} entscheidend. Er definiert den Bruchteil der Energie, ab der ein Modul einen Gewichtungsfaktor $\omega_i > 0$ aufweist und zur Berechnung des logarithmisch gewichteten Schwerpunktes beiträgt. So bestimmt er vor allem den Einfluß der Randmodule des Clusters mit niedriger Energie auf die Ortsrekonstruktion. In Abbildung 4.8 ist die Abhängigkeit der Ortsauflösung von ω_{offs} für verschiedene Photonenenergien gezeigt.

Der freie Parameter ω_{offs} muß so gewählt werden, daß für die entsprechende Energie eine möglichst gute Ortsauflösung erreicht wird. Bei Betrachtung von Abbildung 4.8 wird deutlich, daß die Ortsauflösung ab einer Energie von 10 GeV ihr Minimum bei $\omega_{offs} = 4,4$ erreicht. Die Abhängigkeit ist für kleinere Energien ausgeprägter. Der Wert von ω_{offs} bei der minimalen Ortsauflösung ist in Tabelle 4.2 für verschiedene Energien angegeben. Es ist zu beachten, daß dieser Wert nur mit einer Genauigkeit von $\pm 0,2$ bestimmt wurde.

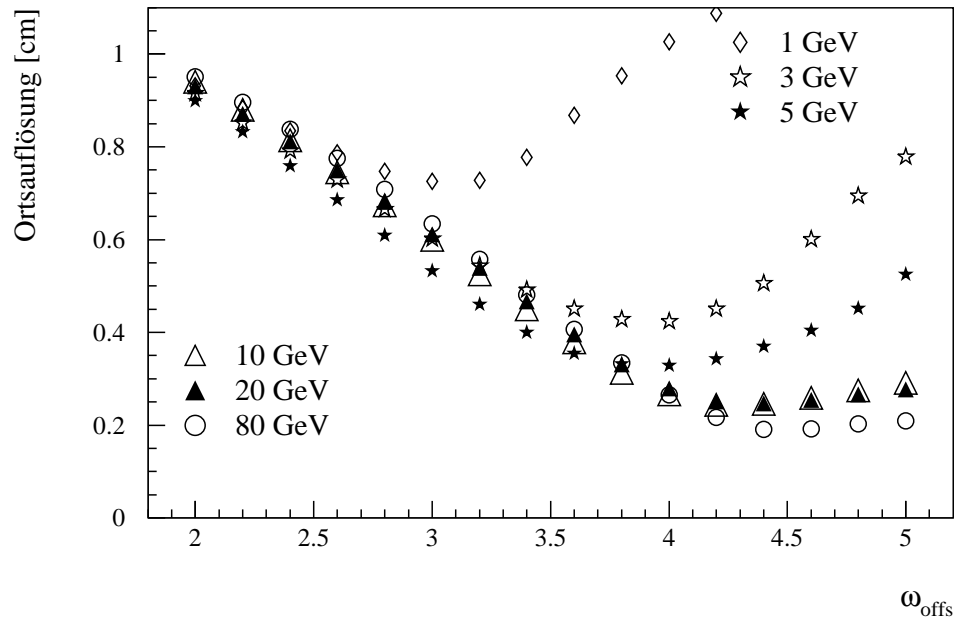


Abbildung 4.8: Einfluß des Parameters ω_{offs} auf die Ortsauflösung bei verschiedenen Energien.

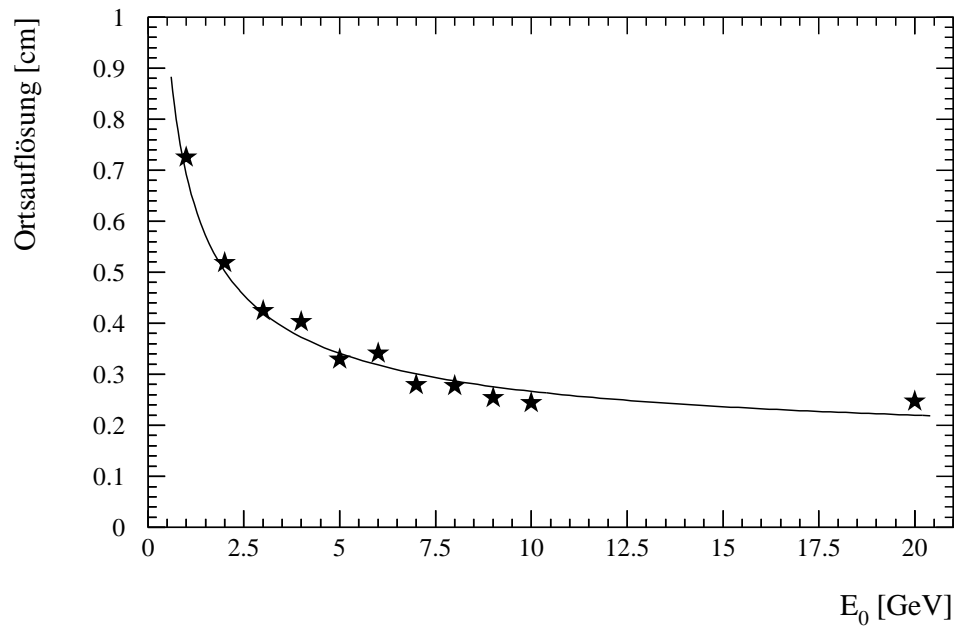


Abbildung 4.9: Ortsauflösung σ_x bei Ortsrekonstruktion mit dem logarithmisch gewichteten Schwerpunkt in Abhängigkeit von der Einschussenergie E_0 .

| | | | | | | | | | | |
|-----------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| E_0 [GeV] | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| ω_{offs} | 3,0 | 3,6 | 4,0 | 4,0 | 4,0 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,4 | 4,4 |

Tabelle 4.2: Offsetparameter der minimalen Ortsauflösung für verschiedene Einschufenergien E_0 .

Die in Abbildung 4.9 gezeigte Abhängigkeit der Ortsauflösung in x -Richtung σ_x von der Einschufenergie läßt sich ebenso wie die Energieauflösung (siehe Kapitel 3.5.1) durch eine Funktion mit zwei Parametern α und β beschreiben:

$$\sigma_x = \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sqrt{E_0}}\right)^2 + \beta^2} \quad (4.9)$$

Die Parameter der Anpassung sind für verschiedene Energiebereiche in Tabelle 4.2.2 angegeben und zeigen im Rahmen der Genauigkeit keine Abweichung voneinander. Die Ortsauflösung wurde jeweils mit dem für die Energie optimalen Offsetparameter bestimmt.

| | α [cm $\sqrt{\text{GeV}}$] | β [cm] |
|------------|------------------------------------|--------------------|
| bis 20 GeV | $-0,673 \pm 0,011$ | $-0,161 \pm 0,008$ |
| bis 80 GeV | $-0,671 \pm 0,008$ | $-0,160 \pm 0,004$ |

Tabelle 4.3: Parameter der Anpassung (4.9) der Ortsauflösung in der Simulation von Photonen.

4.2.3 Ortsrekonstruktion unter Winkeleinschuß

Bei der Ortsrekonstruktion unter Winkeleinschuß ist zu bedenken, daß die Projektion des Schauerschwerpunktes und der Eintreffort auf der Bleiglasoberfläche nur bei senkrechtem Einfall übereinander liegen. Da die mittlere Eindringtiefe des Schauers sich nicht ändert, wird bei nichtsenkrechtem Einfall die Projektion um eine Strecke d verschoben ([Rot91]). Dieses Verhalten ist bei Rekonstruktion mit Hilfe des logarithmisch gewichteten Schwerpunktes in Abbildung 4.10 in Simulationen von Photonen einer Energie von 10 GeV unter einem Einschufwinkel von $\theta = 6^\circ$ gezeigt.

Einschußwinkel θ und Ortsverschiebung d_x zeigen einen linearen Zusammenhang (siehe Abbildung 4.11), so daß sich der wirkliche Eintreffort bei bekanntem Winkel mit der in Tabelle 4.4 aufgeführten Anpassung rekonstruieren läßt. Die Energieabhängigkeit der Korrektur ist ebenfalls in Tabelle 4.4 angegeben.

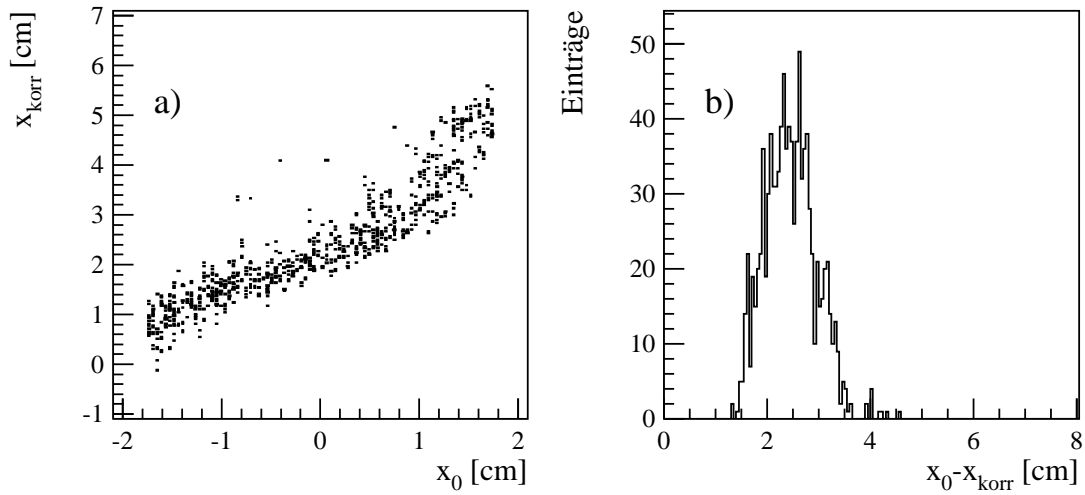


Abbildung 4.10: Ortsrekonstruktion mit logarithmisch gewichtetem Schwerpunkt für Photonen einer Energie von 10 GeV unter einem Winkel $\theta = 6^\circ$ und $\omega_{offs} = 4, 4$.

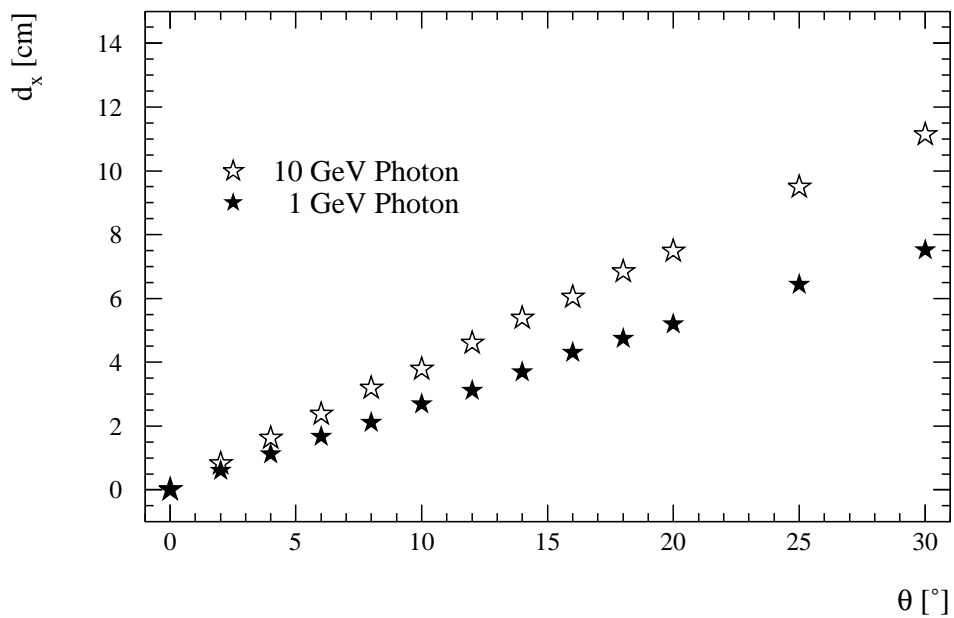


Abbildung 4.11: Zusammenhang zwischen Ortsverschiebung d_x und Einschufwinkel für Photonen verschiedener Energien.

| | |
|--|---|
| 1 GeV-Photon | $d_x(\theta, \phi = 0^\circ) = (0,2590 \pm 0,0012) \text{ cm} \cdot \theta$ |
| 10 GeV-Photon | $d_x(\theta, \phi = 0^\circ) = (0,3801 \pm 0,0008) \text{ cm} \cdot \theta$ |
| $d_x(E_0) =$ | |
| $(2,722 \pm 0,025) \text{ cm}$ | |
| $+ (0,685 \pm 0,046) \text{ cm} \cdot \ln E_0$ | |
| $- (0,068 \pm 0,016) \text{ cm} \cdot \ln^2 E_0$ | |

Tabelle 4.4: Lineare Anpassung an die Abhängigkeit der Ortsverschiebung d_x vom Winkel θ sowie Energieabhängigkeit als Funktion der Einfallenergie E_0 in GeV für $\theta = 10^\circ$ und $\phi = 0^\circ$.

Für eine Korrektur des Ortes bei Einschluß unter einem Polarwinkel ϕ relativ zur Modulwand, betrachte man in Abbildung 4.12 die Abhängigkeit von rekonstruiertem x - und y -Ort. Der Versatz in x - und y -Richtung (d_x und d_y) läßt sich offenbar mit einfachen geometrischen Überlegungen aus der Ortsverschiebung d_x für $\phi = 0^\circ$ gewinnen:

$$\begin{aligned} d_y(\theta, \phi) &= d_x(\theta, \phi = 0) \cdot \sin \phi, \\ d_x(\theta, \phi) &= d_x(\theta, \phi = 0) \cdot \cos \phi. \end{aligned} \quad (4.10)$$

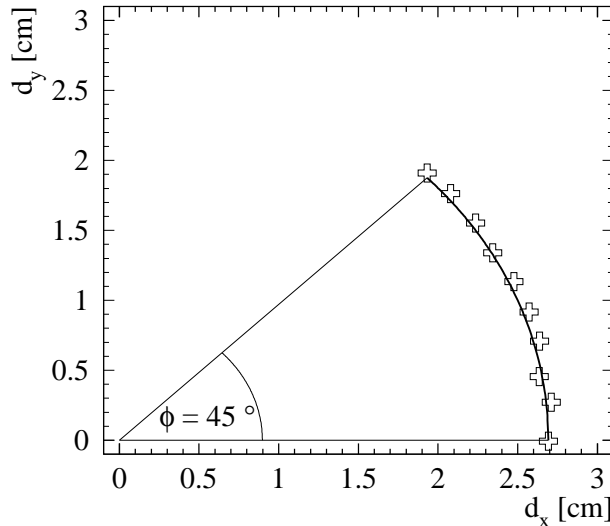


Abbildung 4.12: Ortsverschiebungen d_x und d_y in der Simulation von 1 GeV-Photonen unter einem festem Azimutalwinkel $\theta = 10^\circ$ und für verschiedene Polarwinkel $\phi = 0^\circ, 5^\circ, \dots, 45^\circ$. Zur Veranschaulichung wurde ein Kreisbogen mit Radius $r = d_x(\phi = 0^\circ)$ eingefügt.

Die in den Abschnitten 4.1 und 4.2 vorgestellten Korrekturen zur richtigen Rekonstruktion der Einschußenergie und des Einschußortes werden bereits in neueren Analysen der experimentellen Daten des WA98-Experimentes verwendet ([Büs00]).

Da die Korrekturen unter Verwendung der Analyseroutinen des WA98-Experiments bestimmt wurden, ist es nötig, die Simulationen erneut unter Berücksichtigung der PHENIX-Analyseroutinen auszuwerten. Nur so können die Korrekturen auf das PHENIX-Experiment übertragen werden. Die Parameter der neuen Korrekturfunktionen für das PHENIX-Experiment sind in Anhang C zusammengefaßt.

4.3 Analyse der Schauerbreite

Als Maß für die laterale Ausdehnung eines Schauers wurde das korrigierte zweite Moment, die Dispersion D gewählt (vergleiche Kapitel 3.4). Im Experiment sollen anhand der Dispersion Photonen und Hadronen unterschieden werden. Hierfür wird ein energieabhängiger Cut auf die korrigierte Dispersion gewählt, oberhalb dessen ein Teilchen verworfen wird.

In Abbildung 4.13 ist der Anteil der verworfenen Photonen für verschiedene Einschußenergien gezeigt. Man erkennt deutlich, daß die Schauerbreite und damit die Dispersion mit zunehmender Energie abnimmt. Da bei einer Energie von 1 GeV einige Schauer nicht über das Einschußmodul hinaus kommen, läßt sich für sie keine Dispersion berechnen. Diesen Schauern wird eine Dispersion von null zugewiesen. Sie werden nicht mehr verworfen, sobald man einen Dispersionscut annimmt, daher beginnt in Abbildung 4.13 die Kurve für 1 GeV Photonen bei 56 %. Dieser Effekt verschwindet für höhere Photonenenergien, da sich der Schauer mit großer Wahrscheinlichkeit über mehrere Module ausbreitet und sich eine Dispersion berechnen läßt.

Da die meisten Teilchen im PHENIX-Experiment nicht senkrecht auf das Bleigaskalorimeter treffen, sondern unter einem bestimmten Winkel θ , ist es interessant, den Einfluß des Dispersionscuts auf diese Teilchen zu untersuchen. Bei Photonen unter Winkelschuß wird eine größere Dispersion erwartet als bei senkrechtem Einfall, da sich der elektromagnetische Schauer durch den schrägen Einfall über mehr Module ausbreitet. Dieses Verhalten ist anhand des Anteils verworfener Photonen bei verschiedenen Dispersionschwellen in Abbildung 4.14 für die Simulation von Photonen einer Energie von 10 GeV dargestellt. Man erkennt, daß der Dispersionscut bei Winkeln, wie sie im WA98-Experiment auftraten ($\theta \leq 8^\circ$) nur unwesentlich mehr Photonen verwirft als für senkrechten Einfall. Bei größeren Winkeln werden bedeutend mehr Photonen verworfen, bei einem Winkel von $\theta = 25^\circ$ annähernd 100 %. Dies

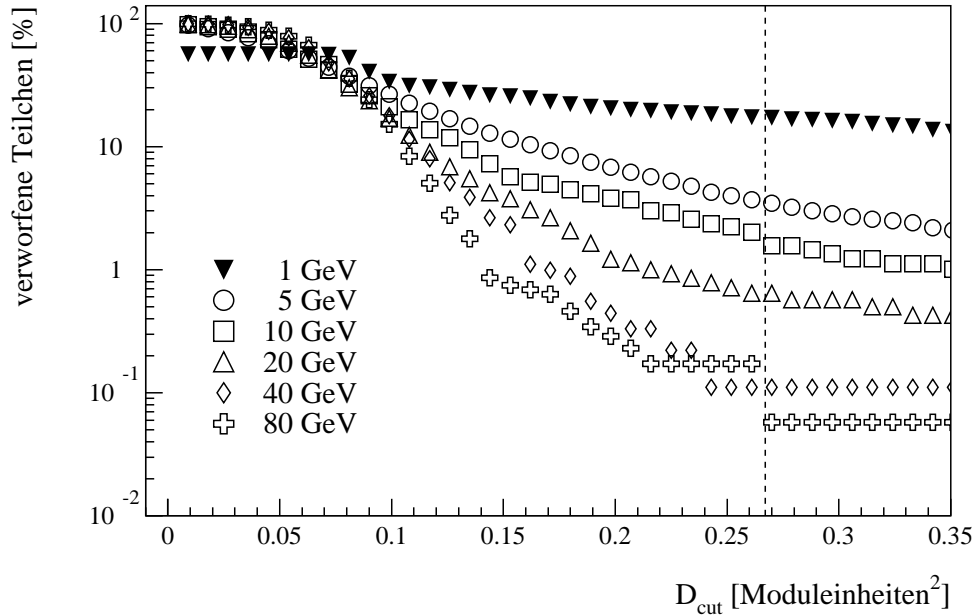


Abbildung 4.13: Anteil der verworfenen Photonen in Abhängigkeit vom Dispersionscut für verschiedene Einschussenergien. Die Schwelle von $D_{cut} = 0,267$ Moduleinheiten² für eine detektierte Energie kleiner als 10 GeV ist zur besseren Orientierung eingezeichnet.

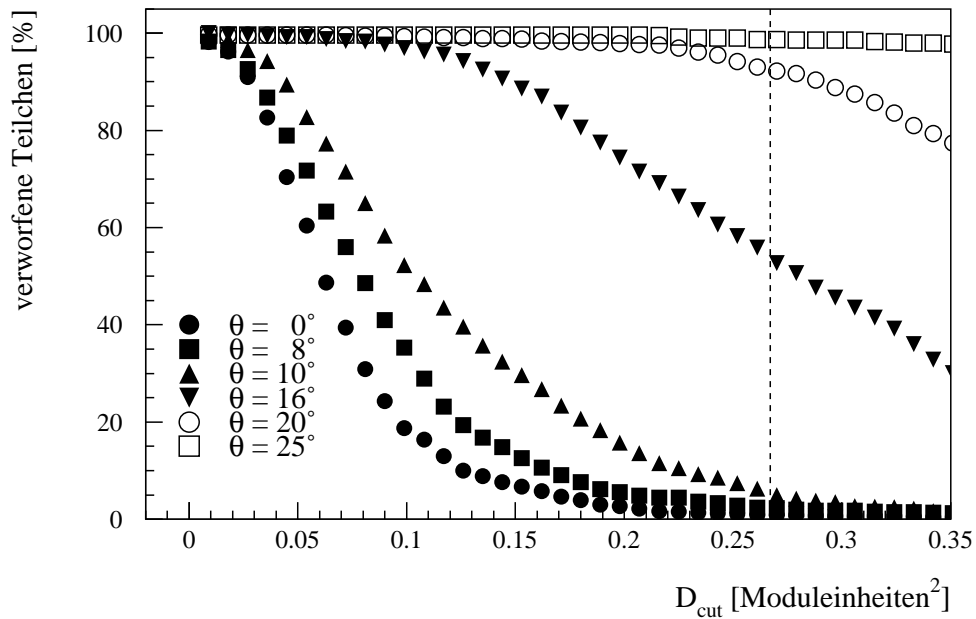


Abbildung 4.14: Prozentsatz der verworfenen 10 GeV-Photonen in Abhängigkeit vom Dispersionscut für verschiedene Einfallswinkel.

führt zu der Überlegung, inwieweit die Anwendung des bisherigen Dispersionscuts zur Unterdrückung des hadronischen Untergrundes für das PHENIX-Experiment noch sinnvoll ist. Auf die Möglichkeit eines winkelabhängigen Dispersionscuts wird in Kapitel 5.2 näher eingegangen.

5. Simulation von Hadronen

Bei der experimentellen Bestimmung des Energiespektrums von Photonen mit Hilfe des Bleiglasdetektors ist es wichtig, die Beiträge von Hadronen zum gemessenen Energiespektrum zu kennen, um dieses nachträglich zu korrigieren. Zum Teil stehen hierfür im WA98- und im PHENIX-Experiment Informationen anderer Detektoren zur Verfügung.

Anhand von Simulationen des Bleiglaskalorimeters lassen sich verschiedene Methoden zur Unterdrückung des hadronischen Untergrundes untersuchen. Außerdem können die Anteile der verschiedenen Hadronen am gemessenen Spektrum ebenfalls mit Hilfe von Simulationen abgeschätzt werden. Für die nachträgliche Korrektur des Spektrums liefern Simulationen wertvolle Informationen über Hadronen, die nicht mit Hilfe anderer Detektoren diskriminiert werden können.

5.1 Die verschiedenen Hadronenpakete

Im Rahmen von GEANT gibt es verschiedene Modelle, die den Transport von Hadronen in Materie und die Schauerbildung beschreiben. Die Wahl des Modells hat großen Einfluß auf das Antwortverhalten des Detektors, da die Anzahl der geladenen Teilchen im hadronischen Schauer und deren Entstehungsort im Bleiglas sich direkt in der Zahl der generierten und detektierten Čerenkovphotonen widerspiegelt. In diesem Kapitel werden GEANT-Simulationen des Bleiglaskalorimeters unter Verwendung der drei verschiedenen Programmpakete GHEISHA, FLUKA und GCALOR verglichen.

5.1.1 GHEISHA

GHEISHA ist ein von H. Fesefeldt [Fes85] entwickeltes Programmpaket, das anhand von Wirkungsquerschnitten die Verteilung von Reaktionsprodukten generiert. Das Programmpaket versucht hingegen nicht, physikalische Prozesse zu simulieren, die die Reaktionsdynamik von Hadron-Kern- und Hadron-Hadron-Reaktionen bestimmen. Die Wirkungsquerschnitte von Hadron-Kern-Reaktionen werden in GHEISHA mit Hilfe einer Skalierung von gemessenen Hadron-Proton-Wirkungsquerschnitten bestimmt. Das GHEISHA-Programmpaket wird zur Berechnung hadronischer Wechselwirkungen in GEANT automatisch verwendet, falls vom Benutzer nicht anders gewählt.

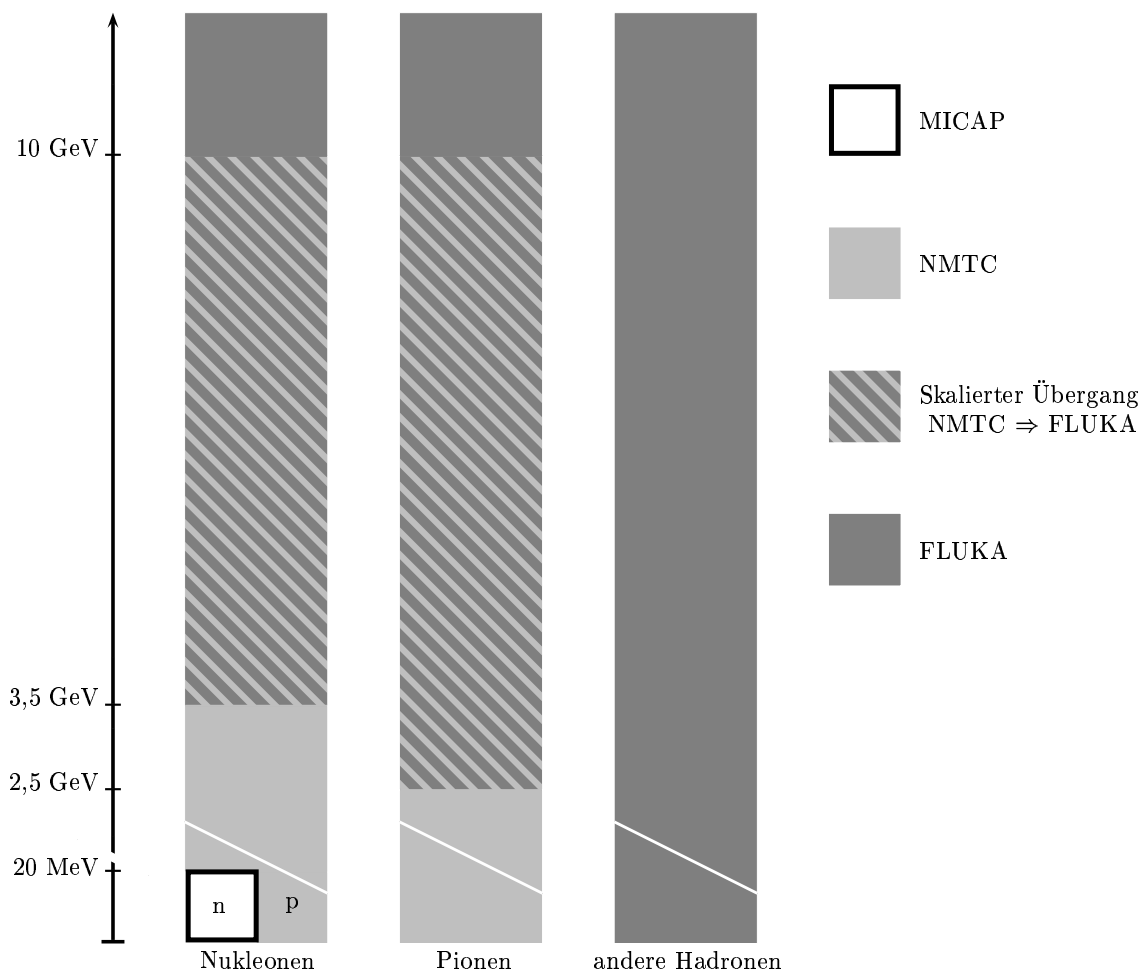


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der GCALOR-Programmteile für verschiedene Teilchen und Energien.

5.1.2 FLUKA

Neben GHEISHA kann auch das FLUKA-Programmpaket [Aar87] für die Berechnung des Hadronentransports in GEANT genutzt werden. Es beschreibt die einzelne hadronische Wechselwirkung detailreicher als GHEISHA und bedient sich in Abhängigkeit von der Teilchenenergie verschiedener mikroskopischer Modelle. So wird beispielsweise für Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen mit $p < 5$ GeV/c das Dual-Parton-Modell [Cap81] herangezogen. Auch Effekte wie Fermi-Bewegung und Bindungsenergien werden im Rahmen von FLUKA berücksichtigt. Für die Simulation niederenergetischer Neutronen ($E_{kin} < 20$ MeV) liefert das FLUKA-Paket keine Informationen und greift daher auf GHEISHA-Routinen zurück.

5.1.3 GCALOR

GCALOR [Zei96] stellt eine GEANT-Schnittstelle zum CALOR89-Paket dar [Gab89]. Dieses Paket simuliert hadronische Wechselwirkungen für Protonen und geladene Pionen mit Energien > 1 MeV. Auch die Simulation von Neutronen im thermischen Energiebereich (< 20 MeV) wird durch einen speziellen Neutron-Code ermöglicht, der vor allem auf gemessene Wirkungsquerschnitte sowie Winkel- und Energieverteilungen sekundärer Teilchen zurückgreift. Für Nukleonen und geladene Pionen wird bis zu einer Energie von 3,5 GeV beziehungsweise 2,5 GeV ein spezielles Monte-Carlo-Paket namens NMTC¹ verwendet. Die Berechnung mit diesem Code wird bis zu einer Energie von 10 GeV mit Hilfe einer linearen Skalierung in die Berechnung mit FLUKA überführt. Für andere Hadronen greift GCALOR voll auf FLUKA zurück. Die je nach Energiebereich und Teilchensorte verwendeten Routinen sind für das GCALOR-Paket schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt. Zu Details der einzelnen Programmteile siehe auch [Gab89].

5.1.4 Unterschiede der Hadronenpakete in der Simulation

Unterschiede in den Simulationen des Bleiglaskalorimeters mit den verschiedenen Hadronenpaketen zeigen sich vor allem, wenn es im Bleiglas zur Bildung eines hadronischen Schauers kommt. Die detektierte Energie minimal ionisierender Teilchen ist unabhängig vom verwendeten Hadronenpaket und liegt bei der Verwendung von FLUKA, GHEISHA und GCALOR in der Simulation geladener Pionen bei 511 MeV. Dies läßt sich darauf zurückführen, daß diese Teilchen nicht aufschauern, sondern nur durch die Abstrahlung von Čerenkovlicht und durch Ionisation Energie verlieren, und zwar unabhängig vom Hadronenpaket.

Betrachtet man die Energie, die von einem Hadron im Mittel detektiert wird, so zeigen sich Unterschiede zwischen den Hadronenpaketen. Von einem geladenen Pion mit einem Impuls $p = 10$ GeV/c wird in der Simulation durch FLUKA im Mittel mehr Energie detektiert als in der Simulation mit GHEISHA, während die GCALOR-Ergebnisse zwischen diesen beiden Extremen liegen (vergleiche Tabelle 5.1).

Dieses Verhalten zeigt sich schon in der Anzahl der generierten Čerenkovphotonen in Abhängigkeit von der Erzeugungstiefe (siehe Abbildung 5.2a)). Während im vorderen Bereich des Bleiglasses noch weitgehende Übereinstimmung zwischen den Simulationen herrscht, erkennt man im hinteren Bereich des Bleiglasses die Unterschiede in der Anzahl der generierten Čerenkovphotonen, da hier vor allem die

¹Nucleon-Meson-Transport-Code

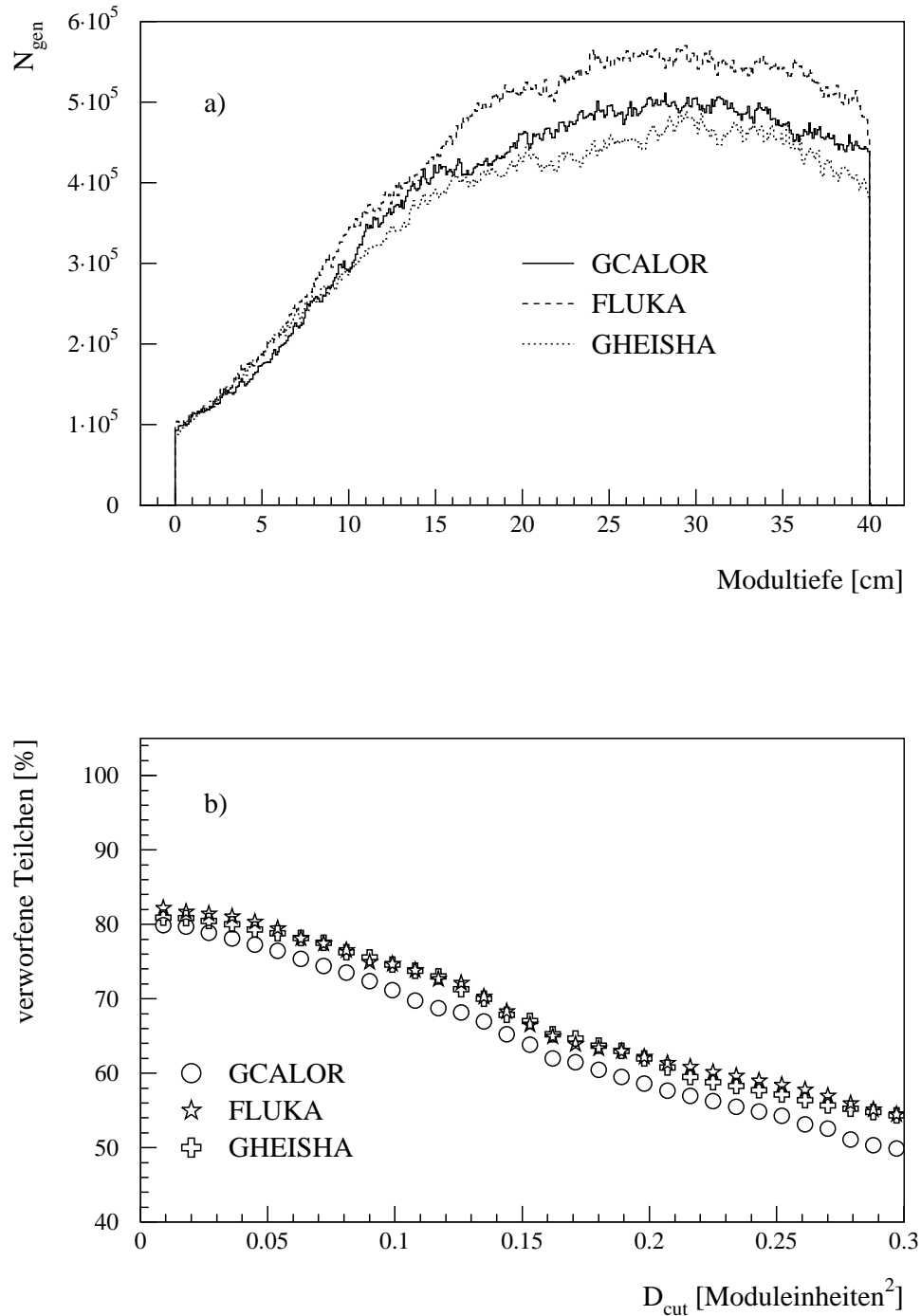


Abbildung 5.2: a) Zahl der erzeugten Čerenkovphotonen N_{gen} in Abhängigkeit von der Erzeugungstiefe im Bleiglas in der Simulation von 1000 geladenen Pionen eines Impulses von 10 GeV/c. b) Anteil der verworfenen π^+ in Abhängigkeit von der Verwendung von GCALOR, FLUKA beziehungsweise GHEISHA.

| | Mittelwert \bar{E} [GeV] | Standardabweichung σ_E [GeV] |
|---------|----------------------------|-------------------------------------|
| GCALOR | 2,386 | 2,018 |
| FLUKA | 2,606 | 2,140 |
| GHEISHA | 2,174 | 1,806 |

Tabelle 5.1: Unterschiede der detektierten Energie für die drei Hadronenpakete in der Simulation von Pionen eines Impulses von 10 GeV/c.

Teilchen hadronischer Schauer die Anzahl der generierten Čerenkovphotonen bestimmen. Diese Unterschiede könnten darauf zurückzuführen sein, daß es in Simulationen mit FLUKA und GCALOR häufiger zur Ausbildung eines hadronischen Schauers kommt als in Simulationen mit GHEISHA. Beim Anteil der durch den Dispersionscut verworfenen Teilchen zeigt sich, daß GHEISHA und FLUKA in der Simulation geladener Pionen die breitesten hadronischen Schauer generieren, während die GCALOR-Ergebnisse die geringste Dispersion zeigen (siehe Abbildung 5.2b)).

Noch deutlicher treten die Unterschiede in der Simulation von Neutronen zutage (siehe Abbildung 5.3a)). Da Neutronen nicht durch Abstrahlung von Čerenkovlicht Energie verlieren können, tragen nur die geladenen Teilchen des hadronischen Schauers zur Erzeugung von Čerenkovphotonen bei. Daher sind in Abbildung 5.3a) aufgrund der unterschiedlichen Beschreibung hadronischer Schauer in Simulationen mit GHEISHA, FLUKA und GCALOR schon am Anfang des Bleiglasmoduls Unterschiede in der Anzahl der generierten Čerenkovphotonen zu erkennen, die von den geladenen Bestandteilen der hadronischen Schauer stammen.

Die Unterschiede beim Anteil der verworfenen Neutronen in den verschiedenen Simulationen (Abbildung 5.3b)) könnten darauf zurückzuführen sein, daß Neutronen beispielsweise bei der Verwendung des GHEISHA Paketes häufiger einen hadronischen Schauer ausbilden als bei der Verwendung von GCALOR. Dadurch werden unter Annahme eines Dispersionscuts in Simulationen mit GHEISHA weniger Neutronen verworfen, die nicht aufschauern und keine Dispersion zeigen, als in Simulationen mit GCALOR. Dies ist in Abbildung 5.3b)) daran zu erkennen, daß der maximale Anteil verworfener Neutronen in Simulationen mit GHEISHA bei etwa 86 % liegt und in Simulationen mit GCALOR bei etwa 77 %.

Ein ausführlicher Vergleich der drei Hadronenpakete wurde in [Fer96] vorgenommen, ohne eine klare Überlegenheit eines Paketes festzustellen. Es sollte je nach Anwendung entschieden werden, welches Programm für den gewünschten Zweck am besten geeignet ist. Es ist jedoch sinnvoll, die Ergebnisse aller Pakete miteinander

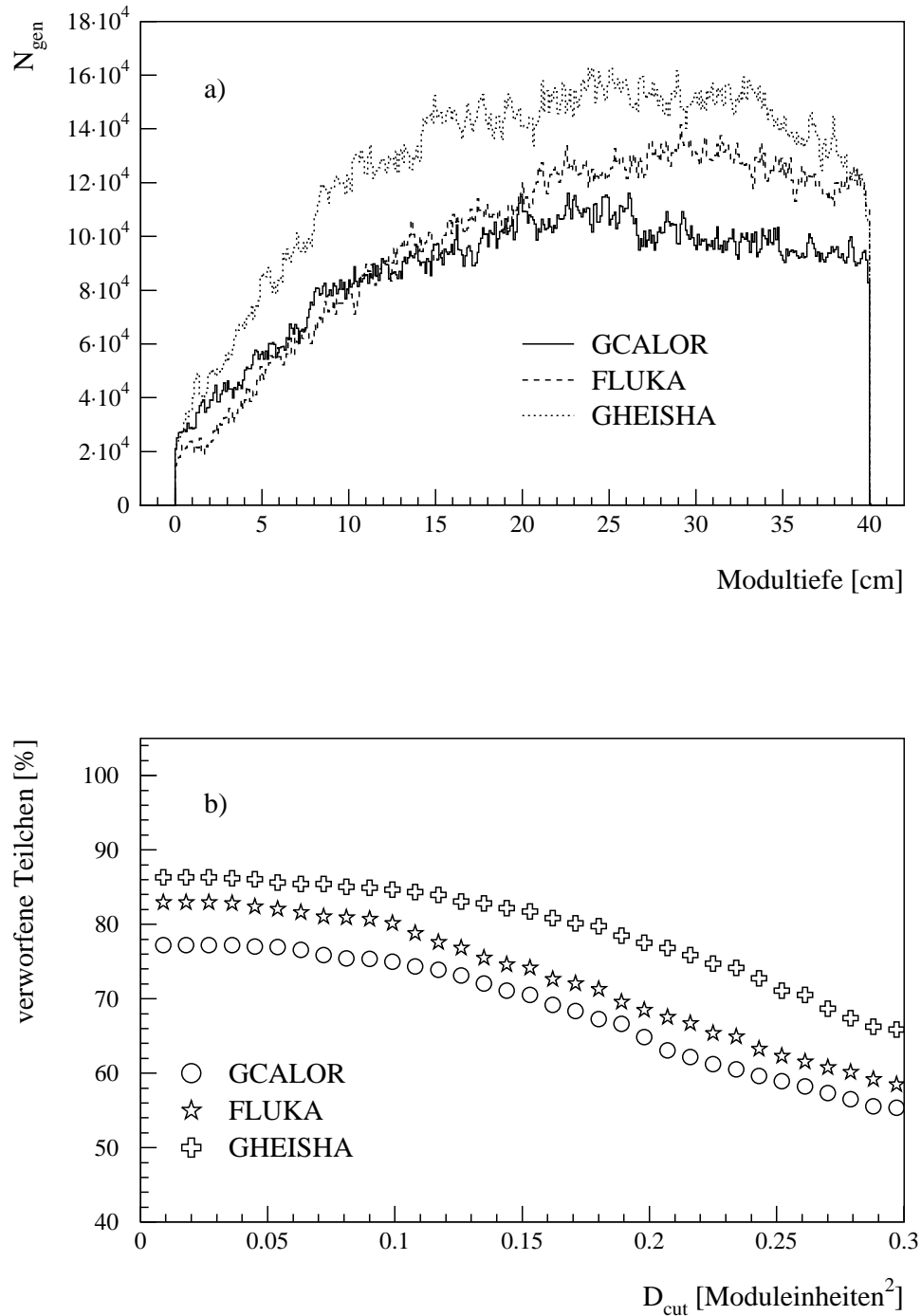


Abbildung 5.3: a) Anzahl der erzeugten Čerenkovphotonen N_{gen} in Abhängigkeit von der Tiefe im Bleiglas bei der Simulation von 1000 Neutronen einer Energie von 5 GeV. b) Anteil der verworfenen 5 GeV-Neutronen in Abhängigkeit von der Verwendung von GCALOR, FLUKA bzw. GHEISHA.

zu vergleichen, um so eine Abschätzung des systematischen Fehlers der Simulation zu ermöglichen.

5.2 Dispersionsanalyse

Zur Unterdrückung des hadronischen Untergrundes wird im WA98-Experiment bisher eine Energieschwelle von 750 MeV zum Ausschluß minimal ionisierender Teilchen verwendet. Außerdem wird ein energieabhängiger Dispersionscut angewandt (vergleiche Kapitel 3.4), der sich die größere laterale Ausdehnung hadronischer Schauer gegenüber elektromagnetischen Schauern zunutze macht.

Für die Anwendung des Dispersionscuts im PHENIX-Experiment ist eine nähere Untersuchung der Dispersion unter großen Einfallswinkeln nötig. Die Wirksamkeit des Dispersionscuts läßt sich außerdem durch die Simulation der Detektorantwort auf Teilchenspektren, wie sie im Experiment vorkommen, untersuchen. Der Anteil der verworfenen Pionen und Neutronen in Abhängigkeit vom Dispersionscut wurde bereits in Abschnitt 5.1.4 untersucht. Die Wirkungsweise des experimentellen Dispersionscuts und der Energieschwelle ist für verschiedene Impulse und senkrecht einfallende Hadronen in Tabelle 5.2 gezeigt.

Der Anteil der verworfenen Hadronen ist stark abhängig vom Einschußimpuls und der Teilchensorte. Bei Teilchen mit geringem Einschußimpuls ist der Anteil minimal ionisierender Teilchen größer und es werden durch den Dispersionscut weniger Hadronen verworfen als bei hohen Teilchenimpulsen. Die Hinzunahme der Energieschwelle von 750 MeV erhöht diesen Anteil jedoch beträchtlich, da so auch Hadronen verworfen werden, die nicht aufschauern (siehe Tabelle 5.2).

| | | GCALOR | | FLUKA | | GHEISHA | |
|-----------|----------|--------|------|-------|------|---------|------|
| π^+ , | 2 GeV/c | 36 % | 94 % | 41 % | 90 % | — | — |
| π^+ , | 5 GeV/c | 45 % | 84 % | 46 % | 76 % | — | — |
| π^+ , | 10 GeV/c | 51 % | 75 % | 53 % | 75 % | 52 % | 78 % |
| n , | 5 GeV/c | 56 % | 87 % | 55 % | 82 % | 71 % | 92 % |
| p , | 5 GeV/c | — | — | 44 % | 86 % | 51 % | 93 % |

Tabelle 5.2: Anteil der verworfenen Hadronen durch den Dispersionscut (linke Spalte) und bei Kombination des Dispersionscuts mit der Energieschwelle von 750 MeV (rechte Spalte) in der Simulation verschiedener Hadronen.

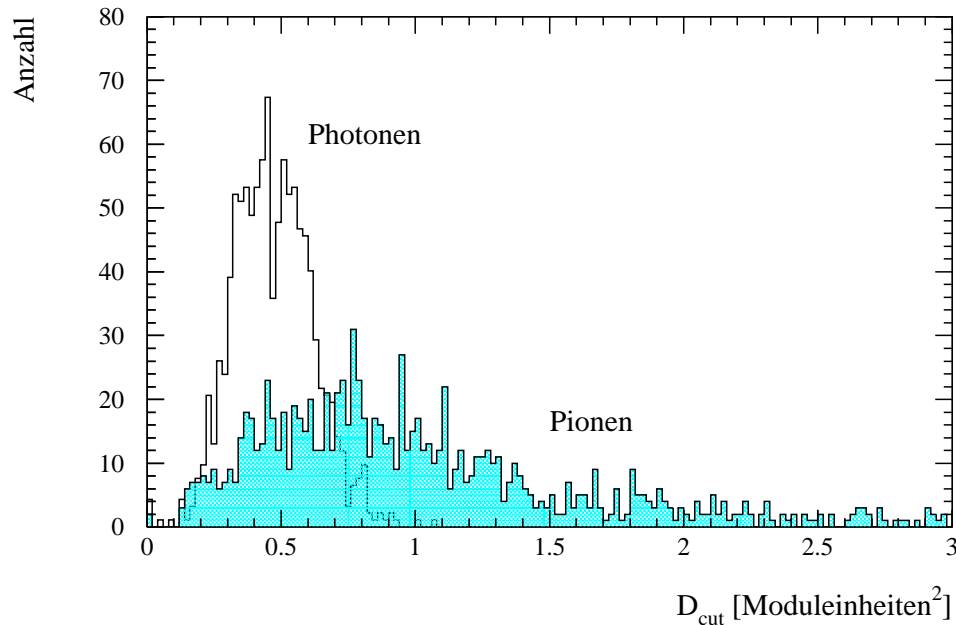


Abbildung 5.4: Korrigierte Dispersion für Pionen und Photonen mit einem Einschussimpuls $p = 10 \text{ GeV}/c$ unter einem Winkel $\theta = 20^\circ$.

Dispersion unter Winkeleinschuß

Die Anwendung des Dispersionscuts auf Teilchen, die unter einem Winkel $\theta > 8^\circ$ auf das Bleiglas treffen, erweist sich als problematisch, da hier mit dem Dispersionscut des WA98-Experimentes ein großer Anteil der Photonen verworfen wird (siehe Kapitel 4.3). Dies ist darauf zurückzuführen, daß sich der Schauer bei großen Winkeln über mehr Module verteilt als bei kleinen Einfallswinkeln. Wie in Abbildung 5.4 zu sehen ist, zeigt die Dispersion für Photonen auch bei Einschuß unter einem Winkel von $\theta = 20^\circ$ einen zusammenhängenden Verlauf, der nach oben begrenzt ist. Hadronen hingegen zeigen auch bei einem Einfallswinkel von $\theta = 20^\circ$ ein breiteres Dispersionspektrum als Photonen.

Man kann nun einen winkelabhängigen Dispersionscut derart festlegen, daß nicht mehr als 2 % der Photonen mit einer Energie von 10 GeV verworfen werden. Die Wirkung dieses Dispersionscuts auf Hadronen eines festen Einschussimpulses zeigt, wie in Tabelle 5.3 abzulesen ist, daß mit dem winkelabhängigen Dispersionscut für

alle Winkel ein nahezu gleichbleibender Anteil Hadronen verworfen wird. Der winkelabhängige Dispersionscut läßt sich durch ein Polynom zweiten Grades annähern:

$$D_{cut}(\theta) = 0,2566 - 0,0145 \cdot \theta + 0,218 \cdot 10^{-2} \cdot \theta^2. \quad (5.1)$$

Die angestellten Betrachtungen erfolgten für verschiedene Azimutalwinkel θ bei einem Polarwinkel $\phi = 0^\circ$. Da dies einem Einschuß entlang der x -Achse des Detektors entspricht, nimmt die Dispersion in x -Richtung D_x mit dem Winkel θ zu, während die Dispersion in y -Richtung sich gegenüber der Simulation senkrecht einfallender Teilchen nicht ändert. Bei festem Azimutalwinkel $\theta > 0^\circ$ und einer Änderung des Polarwinkels ϕ nimmt D_x ab und D_y zu, bis bei einem Winkel von $\phi \approx 90^\circ$ die Dispersion in x -Richtung der Dispersion bei senkrechtem Einschuß ($\theta = 0^\circ$) entspricht und D_y maximal ist, da dies einem Einschuß entlang der y -Achse entspricht. Im Experiment ist die Dispersion D eines Clusters gegeben durch das Maximum von D_x und D_y (vergleiche Kapitel 3.4). Daher stellt die Dispersion bei einem Azimutalwinkel $\theta > 0^\circ$ und einem Polarwinkel $\phi = 0^\circ$ den Extremfall für diesen Azimutalwinkel dar. Bei Veränderung des Polarwinkels ϕ erreicht die Dispersion nur Werte die kleiner oder gleich diesem Extremfall sind.

Es genügt also, die Dispersion unter Winkeleinschuß für Polarwinkel $\phi = 0^\circ$ zu untersuchen, um eine Aussage über die maximal verworfenen Teilchen zu machen. Eine nähere Untersuchung der Dispersion unter Winkeleinschuß mit $\phi \neq 0^\circ$ müßte noch erfolgen ebenso wie die Simulation anderer Teilchenenergien, um auch bei Winkeleinschuß einen energieabhängigen Dispersionscut angeben zu können.

Dispersionsanalyse im PHENIX-Experiment

Im PHENIX-Experiment können Kollisionsprodukte unter größeren Azimutalwinkeln θ auf die Bleiglasoberfläche treffen als im WA98-Experiment. Eine Untersuchung der Dispersion unter Winkeleinschuß hat gezeigt, daß durch den experimentellen Dispersionscut bei großen Winkeln θ ein großer Anteil der Photonen verworfen wird. Um eine genauere Untersuchung der Wirkungsweise des Dispersionscuts für das PHENIX-Experiment zu ermöglichen, wurden Gold-Gold-Kollisionen mit einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 130$ AGeV simuliert [Mer00] und die Energie- und Winkelverteilung der Teilchen bestimmt, die innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Bleiglasdetektors im PHENIX-Experiment liegen. Die so gewonnen Spektren schließen schon Sekundärprodukte aus Reaktionen von Teilchen mit dem umgebenden Detektormaterial des PHENIX-Aufbaus mit ein.

Die Antwort des Detektors auf diese Spektren wurde mit der Testsimulation bestimmt und ist in Abbildung 5.5a) gezeigt. Der große Anteil der Hadronen am Energiespektrum ist deutlich zu erkennen. Er besteht zu hauptsächlich aus Hadronen,

| θ [°] | D_{cut} [Moduleinheiten ²] | verworfen 10 GeV/c π^+ |
|--------------|--|----------------------------|
| 0 | 0,24 | 55 % |
| 2 | 0,24 | 57 % |
| 4 | 0,24 | 51 % |
| 6 | 0,26 | 52 % |
| 8 | 0,27 | 48 % |
| 10 | 0,32 | 53 % |
| 14 | 0,50 | 52 % |
| 16 | 0,56 | 61 % |
| 18 | 0,70 | 56 % |
| 20 | 0,81 | 55 % |

Tabelle 5.3: Winkelabhängigkeit des Dispersionscuts. D_{cut} ist so gewählt, daß in der Simulation von Photonen einer Energie von 10 GeV nur etwa 2 % verworfen werden.

die aus Sekundärreaktionen der Kollisionsprodukte mit den umgebenden Magneten und der Trägerkonstruktion des PHENIX-Experimentes stammen (vergleiche hierzu auch [Mer00]).

Die Anwendung des Dispersionscuts, wie er in der Analyse der WA98-Daten verwendet wird, ist für das PHENIX-Experiment in Abbildung 5.5b) gezeigt. Da im Energiebereich bis zirka 500 MeV die meisten Hadronen nur als minimal ionisierende Teilchen Energie deponieren, werden sie ebenso wie Photonen allein aufgrund ihrer großen Einfallswinkel durch den Dispersionscut verworfen. Man erkennt eine deutliche Verminderung des hadronischen Anteils ab einer detektierten Energie von etwa 500 MeV, da dies Hadronen sind, die einen Schauer ausbilden und somit eine größere Dispersion aufweisen als Photonen der gleichen detektierten Energie.

Das prinzipielle Problem bei der Trennung von Hadronen und Photonen im Bleiglasdetektor des PHENIX-Experimentes durch einen Dispersionscut liegt darin, daß der Großteil der Photonen im Energiebereich minimal ionisierender Teilchen liegt, die keinen hadronischen Schauer ausbilden und somit keine Möglichkeit bieten, sie anhand der Schauerbreite auszuschließen.

Auf die Möglichkeit, im Bleiglas calorimeter des PHENIX-Experiments Hadronen anhand ihrer Flugzeit von Photonen zu unterscheiden wird in Kapitel 5.4 näher eingegangen.

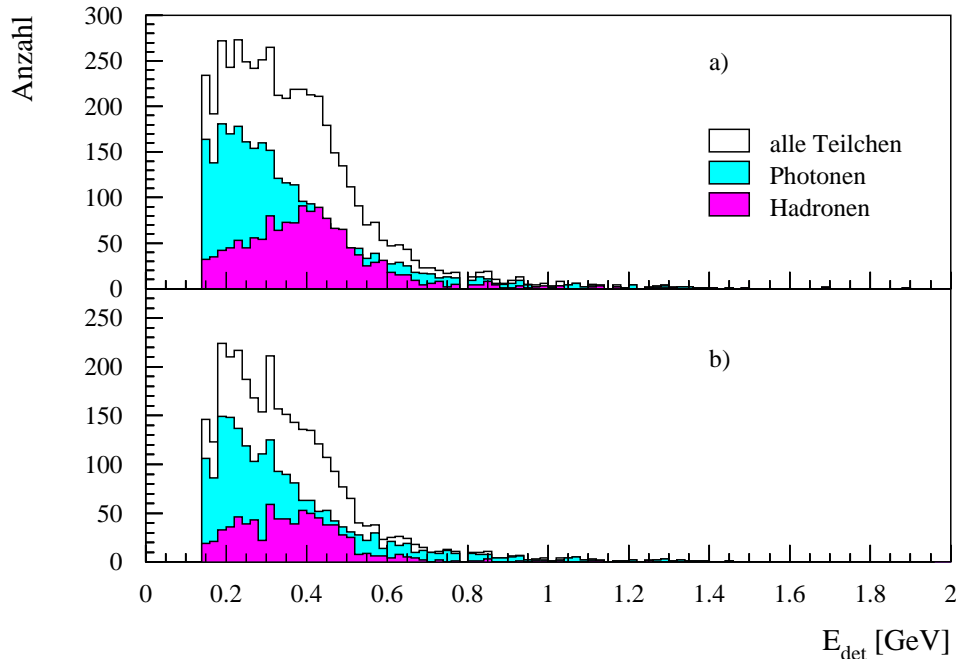


Abbildung 5.5: Detektierte Energie des Bleigaskalorimeters in der Simulation mit HIJING-Spektren aus Gold-Gold-Kollisionen einer Schwerpunktenergie $\sqrt{s} = 130$ AGeV a) ohne jegliche Schwellen und b) mit der WA98-Dispersionsschwelle von $D_{cut} = 0,267$ Modulinheiten².

5.3 Untergrundkorrektur des LEDA

Im Rahmen des WA98-Experimentes konnten erstmals direkte Photonen (vergleiche Kapitel 1.2.2) in Schwerionenkollisionen nachgewiesen werden [Agg00]. Dabei nahm das Photonenspektrometer LEDA eine zentrale Rolle ein. Mit seiner Hilfe konnten Transversalimpulsspektren inklusiver Photonen in einem großen Raumwinkelbereich bestimmt werden.² Diese inklusiven Spektren enthalten neben den Zerfallsphotonen neutraler Mesonen wie π^0 , J/ψ und η auch Hadronen, die im Bleiglas Energie deponieren. Zur Bestimmung direkter Photonen ist es nötig, diese Anteile am gemessenen Spektrum zu kennen und dieses entsprechend zu korrigieren.

Der Einfluß der Photonen aus den Zerfällen neutraler Mesonen in zwei Photonen wird im WA98-Experiment über die Bildung der invarianten Masse aller möglichen Photon-Photon-Kombinationen bestimmt (vergleiche [Agg00] und [Rey99]).

²Zur Definition des Transversalimpulses siehe Anhang A.

Zur Unterdrückung des hadronischen Untergrundes im Bleiglaskalorimeter wird eine Energieschwelle und ein energieabhängiger Dispersionscut verwendet. Außerdem besteht im Experiment die Möglichkeit, geladene Bleiglastreffer mit Hilfe des CPV auszuschließen (vergleiche Kapitel 2.1.1). Informationen über den Anteil neutraler Hadronen in den gemessenen Spektren können im Rahmen des WA98-Experimentes allerdings nur anhand von Simulationen bestimmt werden. Hierfür werden die Schwerionenkollisionen des WA98-Experimentes mit Hilfe des Teilchengenerators VENUS 4.21 von Klaus Werner simuliert [Wer93]. Die Teilchenproduktion wird in Simulationen mit VENUS über die Fragmentation relativistischer Strings, basierend auf dem Dual-Parton-Modell [Cap81], beschrieben.³

Bei den so gewonnen Teilchen müssen noch die Einschränkungen des Experimentes durch die geometrische Akzeptanz der Detektoren und die Minimum-Bias-Schwelle berücksichtigt werden. Die Antwort des LEDA Detektors auf p_T -Spektren der VENUS-Simulation wird mit Hilfe einer Matrix gewonnen, die den detektierten Transversalimpuls in Abhängigkeit vom eingeschossenen Transversalimpuls parametrisiert.

5.3.1 Minimum-Bias-Schwelle

Der Minimum-Bias-Trigger stellt im Experiment die unterste Trigger-Ebene dar, mit der Daten genommen wurden. Diese besteht hauptsächlich aus dem Überschreiten einer bestimmten Schwelle der im MIRAC gemessenen Transversalenergie E_T , welche ein Maß für die Zentralität der Kollision ist (vergleiche Kapitel 2.1.1). Daher wird in der Simulation eine E_T -Schwelle für das MIRAC so gewählt, daß der Wirkungsquerschnitt in der Simulation dem experimentellen Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt entspricht. Die transversale Energie im MIRAC ergibt sich aus der Energie der Teilchen, die sich in der Simulation durch VENUS innerhalb der geometrischen Akzeptanz des MIRAC befinden:

$$E_T^{MIRAC} = \sum_i^N E_i \cdot \sin \vartheta_i \quad (5.2)$$

(E_i : Energie des i -ten Teilchens, ϑ_i : Winkel des i -ten Teilchens zur Strahlachse).

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wurde wie in [Pob99] angenommen, daß sich der totale Wirkungsquerschnitt bei kleinem Stoßparameter b aus dem

³Für eine ausführliche Beschreibung siehe auch [Pob99].

geometrischen Querschnitt zweier fester Kugeln $\sigma = \pi b^2$ ergibt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist dann in dieser Näherung:

$$\frac{d\sigma}{db} = 2\pi b. \quad (5.3)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist also linear von b abhängig. Dieser Zusammenhang ist, wie in Abbildung 5.6 zu erkennen ist, bei Pb+Pb-Kollisionen bis zu einem Stoßparameter von $b \approx 11$ fm erfüllt. Die Kenntnis dieses Zusammenhanges erlaubt eine Normierung und damit die Bestimmung des Minimum-Bias-Wirkungsquerschnittes in der Simulation.

Die Wahl der E_T -Schwelle kann so erfolgen, daß der experimentelle Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt reproduziert wird. Bei einer E_T -Schwelle von 4,5 GeV in der Simulation von Pb+Pb-Kollisionen mit einer Energie von 158 AGeV erhält man so einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{MB} = (6301 \pm 67)$ mb, der im Rahmen der Genauigkeit mit dem experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{exp} = (6262 \pm 188)$ mb [Rey99] übereinstimmt.

In Simulationen von Proton-Blei-Kollisionen einer Energie von 158 AGeV kann der experimentelle Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{exp} = (1341 \pm 54)$ mb [Rey99] mit einer E_T -Schwelle von 1,215 GeV reproduziert werden. Mit dieser Schwelle erhält man in der Simulation $\sigma_{MB} = (1346 \pm 4)$ mb.

5.3.2 Zentralitätsklassen

Da im Experiment der Stoßparameter b einer Kollision nicht direkt zugänglich ist, wird die transversale Energie E_T im Experiment als Maß für die Zentralität einer Reaktion herangezogen. In Simulationen wurde bestimmt, daß für Pb+Pb-Kollisionen mit 158 AGeV die 10 % zentralsten Ereignisse im Bereich $E_T > 301,4$ GeV zu erwarten sind, während die 20 % periphersten im Bereich $E_T < 18$ GeV liegen (siehe dazu [Pob99]). Diese Einteilung wird in der Simulation zur Unterscheidung von zentralen und peripheren Pb+Pb-Stößen benutzt.

Für p+Pb-Kollisionen wurde auf die Einteilung in E_T -Klassen verzichtet, da der Zusammenhang zwischen E_T und b nicht eindeutig ist. Dies wird unter anderem dadurch deutlich, daß die Einführung einer E_T -Schwelle den differentiellen Wirkungsquerschnitt für alle Stoßparameter erniedrigt, während bei Pb+Pb-Kollisionen nur periphere Treffer mit großem Stoßparameter ausgeschlossen werden (siehe Abbildung 5.6).

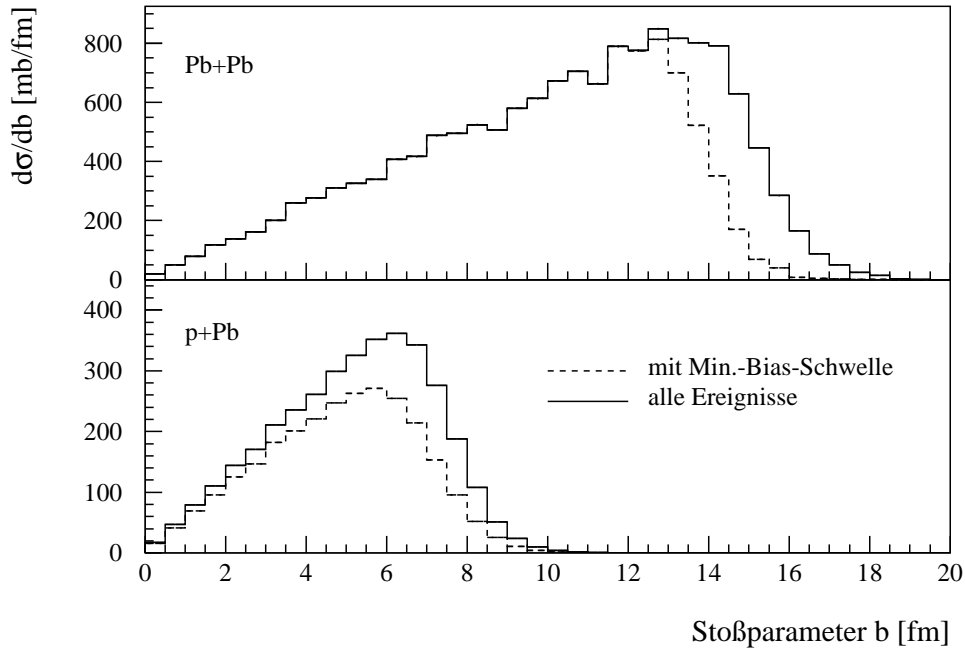


Abbildung 5.6: Der in Simulationen mit VENUS 4.21 bestimmte differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Stoßparameter für Pb+Pb- und p+Pb-Kollisionen einer Energie von 158 AGeV mit und ohne Berücksichtigung einer Minimum-Bias-Schwelle.

5.3.3 Teilchenspektren

Im Experiment tragen neben Photonen und geladenen Hadronen auch neutrale Hadronen zum gemessenen Transversalimpulsspektrum des LEDA-Detektors bei. Anhand von VENUS-Simulationen lassen sich die p_T -Spektren der einzelnen Teilchen bestimmen, wie sie im WA98-Experiment auf das Bleiglaskalorimeter treffen. Die Antwort $f_{det}(p_T)$ des LEDA auf diese Transversalimpulsspektren $f_{real}(p_T)$ wird durch Multiplikation mit einer Matrix A gewonnen, die das Antwortverhalten des Detektors parametrisiert [Awe98], indem sie den in Simulationen bestimmten Zusammenhang zwischen eingeschossenem und gemessenem Transversalimpuls p_T beschreibt (siehe dazu auch Abbildung 5.7).

$$f_{det} = A \cdot f_{real} \quad (5.4)$$

$$f_{det} = \begin{pmatrix} f_{det_1} \\ f_{det_2} \\ \vdots \\ f_{det_n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2n} \\ \vdots & & & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \cdots & a_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} f_{real_1} \\ f_{real_2} \\ \vdots \\ f_{real_n} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Die Simulationen zur Bestimmung der Matrizen für verschiedene Teilchen wurden unter Verwendung der CERNLIB95 und der Anpassung aus [Büs97] bestimmt, um die Konsistenz mit den bisherigen Simulationen des WA98-Experimentes zu wahren. Die Teilchen wurden mit einer Impuls- und einer Winkelverteilung simuliert, die den möglichen Auftreffimpulsen und -winkeln auf das Bleiglas angepaßt wurde. Hadronen wurden außerdem unter Verwendung der drei verschiedenen Hadronenpakete simuliert, um eine Abschätzung des systematischen Fehlers in der Simulation zu erlauben.

Mit Hilfe der so gewonnenen p_T -Spektren lassen sich unter anderem gezielt die Einflüsse des Detektors und der verschiedenen Cuts auf das p_T -Spektrum der einzelnen Teilchen untersuchen. Wie in Abbildung 5.8 gezeigt ist, bleibt das p_T -Spektrum der Photonen nach Messung durch den LEDA-Detektor nahezu unverändert, auch nach Anwendung des Energie- und des Dispersionscuts. Das Spektrum der Pionen wird hingegen stark reduziert, da die meisten Teilchen im Bleiglas nur einen Bruch-

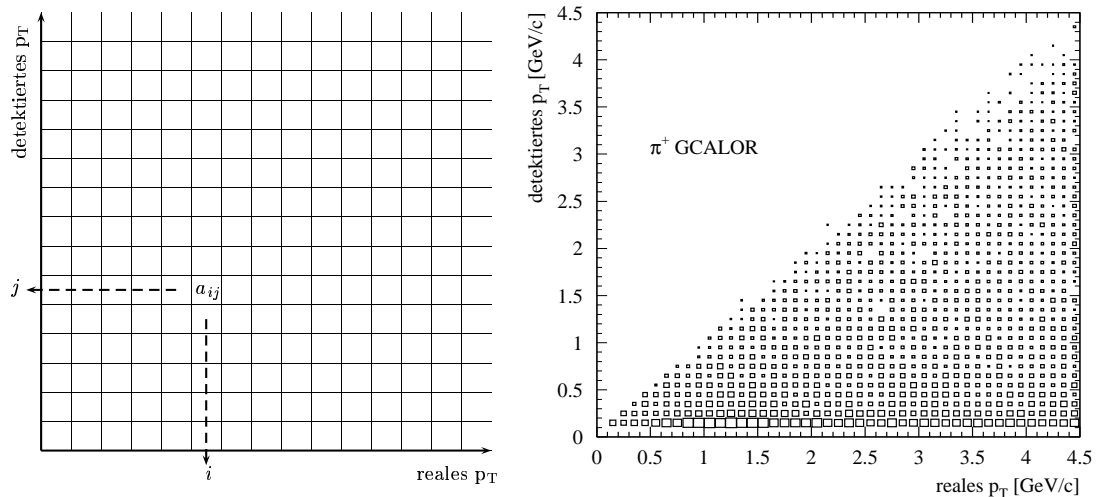


Abbildung 5.7: Links: Schematische Darstellung der Parametrisierungsmatrix zur Bestimmung des gemessenen p_T -Spektrums. Rechts: Matrix, wie sie zur Parametrisierung des Antwortverhalten des Detektors in GEANT-Simulationen geladener Pionen unter Verwendung von GCALOR bestimmt wurde.

teil ihrer Energie deponieren (siehe auch Abbildung 5.7). Durch den Dispersionscut kann der Anteil der Pionen noch weiter verringert werden.

Im WA98-Experiment konnten seit 1996 Bleiglastreffer geladener Teilchen mit dem CPV erkannt werden. Zur Überprüfung der Simulation kann nun der Vergleich des Verhältnisses der CPV-Treffer zu der Zahl der LEDA-Treffer herangezogen werden. Dies entspricht in der Simulation dem Verhältnis geladener Teilchen zur Gesamtzahl der Teilchen, die in der geometrischen Akzeptanz des Detektors liegen. In Abbildung 5.9 ist dieser Vergleich für zentrale und periphere Pb+Pb-Kollisionen gezeigt. Man sieht bei niedrigen Transversalimpulsen eine weitgehende Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den GHEISHA-Ergebnissen, während bei hohem p_T die GCALOR-Ergebnisse besser übereinstimmen; allerdings ist hier die große Unsicherheit der Datenpunkte zu berücksichtigen. Die Simulationsdaten liefern also eine realistische Beschreibung des experimentell zugänglichen Anteils geladener Teilchen am gemessenen p_T -Spektrum.

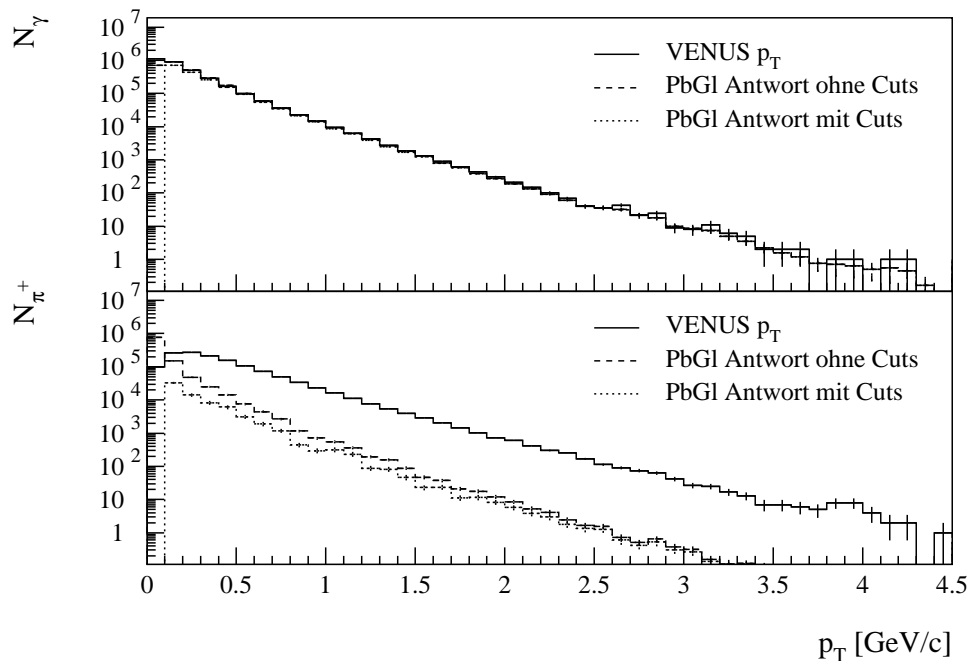


Abbildung 5.8: Transversalimpulsspektren für Photonen (oben) und π^+ bei zentralen Pb+Pb-Kollisionen. Dargestellt sind die Spektren aus der Simulation mit VENUS (f_{real}) sowie die mit der Parametrisierung ermittelte Antwort des Bleiglasses ohne beziehungsweise mit Energie- und Dispersionscut.

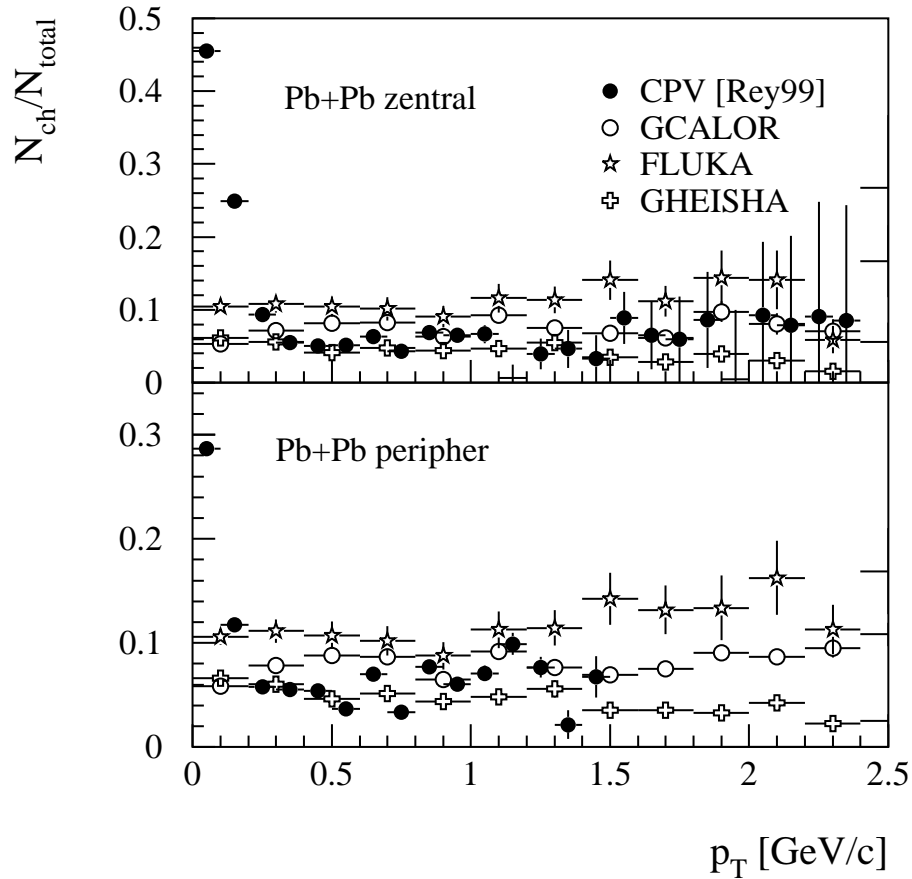


Abbildung 5.9: Das Verhältnis geladener Teilchen zur Gesamtzahl der Teilchen im LEDA für zentrale und periphere Pb+Pb-Kollisionen aus GEANT-Simulationen mit GCALOR, FLUKA und GHEISHA sowie experimentelle Daten aus [Rey99].

Nach der Korrektur geladener Teilchen unter Berücksichtigung der CPV-Treffer läßt sich der Anteil neutralen Hadronen an den neutralen Bleiglastreffern nur mit Hilfe der Simulationen bestimmen. Die neutralen hadronischen Treffer bestehen im wesentlichen aus Neutronen und Antineutronen, ihr Anteil an den gesamten neutralen Bleiglastreffern ist in Abbildung 5.10 gezeigt. Man erkennt eine weitgehende Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen von GCALOR und FLUKA, die stark von der Simulation mit GHEISHA abweichen (siehe hierzu auch Kapitel 5.1.4).

Der in den Simulationen bestimmte Anteil der neutralen Hadronen am p_T -Spektrum der neutralen LEDA-Treffer für zentrale und periphere Pb+Pb-Kollisionen sowie p+Pb-Stößen, konnte bereits in der Analyse der Daten zur Korrektur des gemessenen p_T -Spektrums angewandt werden (siehe hierzu auch [Agg00]).

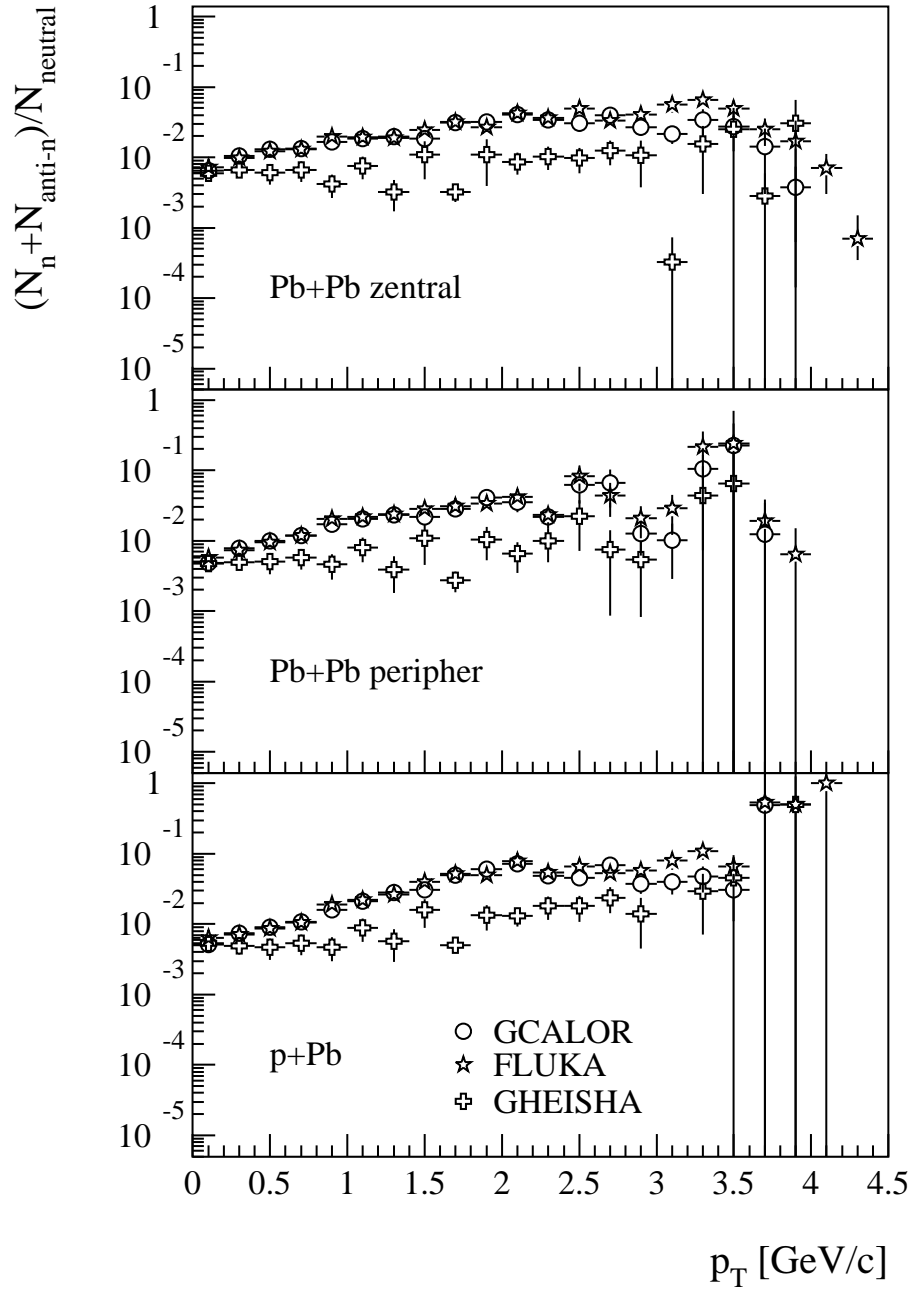


Abbildung 5.10: Das Verhältnis von Neutronen und Antineutronen zur Anzahl der neutralen Treffer im LEDA für zentrale und periphere Pb+Pb-Kollisionen sowie für p+Pb unter Berücksichtigung des Energie- und Dispersionscuts.

5.4 Flugzeitanalyse von Hadronen

Die Bestimmung der Flugzeit stellt eine weitere Möglichkeit dar, Hadronen und Photonen, die auf das Bleiglaskalorimeter des PHENIX-Experiments treffen, voneinander zu unterscheiden. Außerdem kann eine Flugzeitanalyse dazu dienen, Sekundärteilchen aus Reaktionen mit dem umgebenden Material des PHENIX-Detektors auszuschließen. Die Flugzeit, die mit Hilfe des Bleiglaskalorimeters bestimmt wird, setzt sich dabei aus der Flugzeit eines Teilchens bis zur Bleiglasoberfläche und innerhalb des Detektors sowie der Laufzeit der generierten Čerenkovphotonen bis zu ihrer Detektion zusammen. Außerdem muß noch das Zeitverhalten des Photovervielfachers berücksichtigt werden. Die Flugzeit eines Teilchens t bis zur Bleiglasoberfläche folgt aus der zurückgelegten Strecke s und seinem Impuls mit:

$$t = \frac{s}{c} \cdot \sqrt{\frac{m_0^2 c^2 + p^2}{p^2}}. \quad (5.6)$$

Die Laufzeit bei gleicher Strecke bis zum Detektor ist damit für Hadronen mit Ruhemasse m_0 in jedem Fall größer als für die masselosen Photonen. Bei sehr hohen Hadronenimpulsen verschwindet dieser Unterschied jedoch, da sich die Hadronengeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit annähert. Innerhalb des PHENIX-Experiments kann zur Bestimmung dieser Flugzeit auch der TOF-Detektor genutzt werden, der sich vor dem Bleiglaskalorimeter befindet (vergleiche Kapitel 2.2.3).

Die Flugzeit wird durch den Bleiglasdetektor mit Hilfe der detektierten Čerenkovphotonen bestimmt. Die Laufzeit der Čerenkovphotonen hängt dabei hauptsächlich von der Erzeugungstiefe im Bleiglas ab. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.11a) für die Čerenkovphotonen in Simulationen von Pionen mit einem Impuls von 10 GeV/c gezeigt. Die Kante minimaler Flugzeit ist deutlich zu erkennen. Sie wird durch Čerenkovphotonen gebildet, die auf direktem Weg und ohne weitere Reflexionen von ihrem Erzeugungsort zur Photokathode gelangen. Aus den Flugzeiten der einzelnen Čerenkovphotonen ergibt sich dann ein Zeitspektrum wie in Abbildung 5.11b) dargestellt.

Photonen schauern im vorderen Teil des Detektors auf. Die erzeugten Čerenkovphotonen bewegen sich dann mit einer Geschwindigkeit $c' = c/n$ (n : Brechungsindex) durch das Bleiglas und werden an der Photokathode nachgewiesen. Im Gegensatz dazu durchqueren Hadronen das Bleiglas mit nahezu Lichtgeschwindigkeit und strahlen dabei kontinuierlich Čerenkovlicht ab. Falls Hadronen einen Schauer ausbilden, so geschieht dies meist am Ende des Bleiglasmoduls in der Nähe der Photokathode. Das hat zur Folge, daß die detektierten Čerenkovphotonen von Hadronen im allgemeinen eine kürzere Flugzeit aufweisen als diejenigen aus elektromagnetischen Schauern.

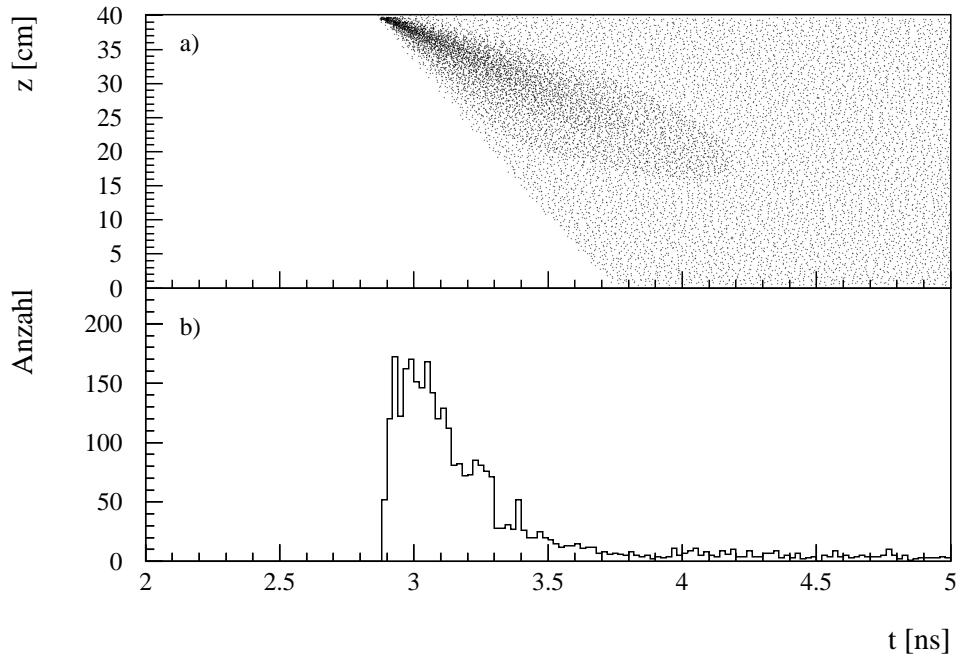


Abbildung 5.11: a) Zusammenhang zwischen Flugzeit t der Čerenkovphotonen und der Erzeugungstiefe z im Bleiglas in der Simulation geladener Pionen mit einem Impuls $p = 10 \text{ GeV}/c$. Deutlich zu erkennen ist die Kante der minimalen Flugzeit sowie der Schwerpunkt des hadronischen Schauers am Modulende. Der Zeitnullpunkt ist beliebig. b) Flugzeitspektrum der Čerenkovphotonen an der Photokathode für ein π^+ mit $p = 10 \text{ GeV}/c$.

5.4.1 Die Antwortfunktion des Photoervielfachers

Im Experiment wird die Antwort des gesamten Detektors auf das Zeitsignal der Čerenkovphotonen stark durch das Zeitverhalten des Photoervielfachers beeinflusst. Die Antwort $g(t)$ eines Systems auf ein Zeitsignal $s(t)$ läßt sich nach der Signaltheorie durch Faltung des Signals mit der Stoßantwort $h(t)$ des Systems auf einen Deltaimpuls rekonstruieren [Lük92]:

$$g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) \cdot h(t - \tau) d\tau. \quad (5.7)$$

Bei der Wahl der Stoßantwort lassen sich zwei Ansätze verfolgen. Zur Untersuchung des Zeitsignals ohne Einflüsse des Photoervielfachers bietet sich ein konstanter Verlauf für $h(t)$ an:

$$h_{st}(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ 1 & \text{für } t \geq 0 \end{cases}. \quad (5.8)$$

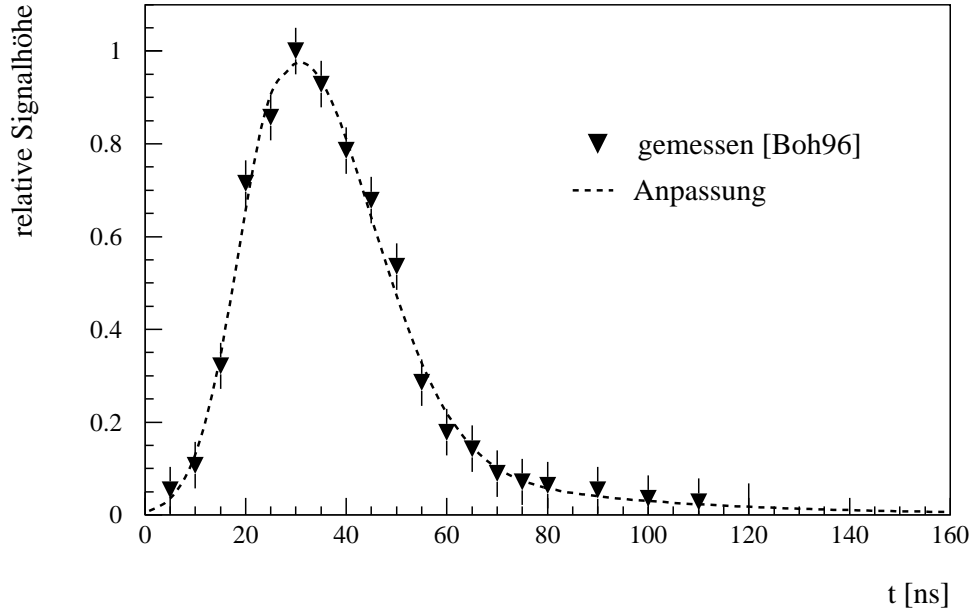


Abbildung 5.12: zeitlicher Verlauf der Photovervielfacherantwort auf eine gelben LED-Puls nach [Boh96], sowie die Anpassung an die Daten nach Gleichung (5.9).

Zur Betrachtung des Zeitverhaltens unter realistischen Bedingungen gestaltet sich die Bestimmung der Stoßantwort als schwierig, da der ideale Fall eines δ -Impulses an der Photokathode sich experimentell nicht realisieren läßt. Eine der drei Leuchtdioden (LEDs), die zur Kalibration des Bleiglaskalorimeters dienen (vergleiche Kapitel 2.3.2), zeigt jedoch eine so kurze Pulsdauer, daß sie in erster Näherung als δ -Impuls betrachtet werden kann. Der zeitliche Verlauf der Photovervielfacherantwort auf diese gelbe LED ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Die eingezeichnete Kurve stellt eine Anpassung an die Datenpunkte mit folgender Funktion dar:

$$h_{ye}(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ a_1 \cdot e^{-\frac{(t-a_2)^2}{2a_3^2}} & \text{für } 0 \leq t < a_2 \\ a_1 \cdot e^{-\frac{(t-a_2)^2}{2a_4^2}} + a_5 \cdot (t - a_2) \cdot e^{-\frac{\sqrt{t}}{a_6}} & \text{für } t \geq a_2 \end{cases} \quad (5.9)$$

Diese Anpassung kann als Stoßantwort des Photovervielfachers angesehen werden. Die zeitliche Antwort des Photovervielfachers auf das Zeitspektrum $s(t)$ der detektierten Čerenkovphotonen für ein Bleiglasmodul ergibt sich dann durch Faltung mit dieser Stoßantwort gemäß Gleichung (5.8).

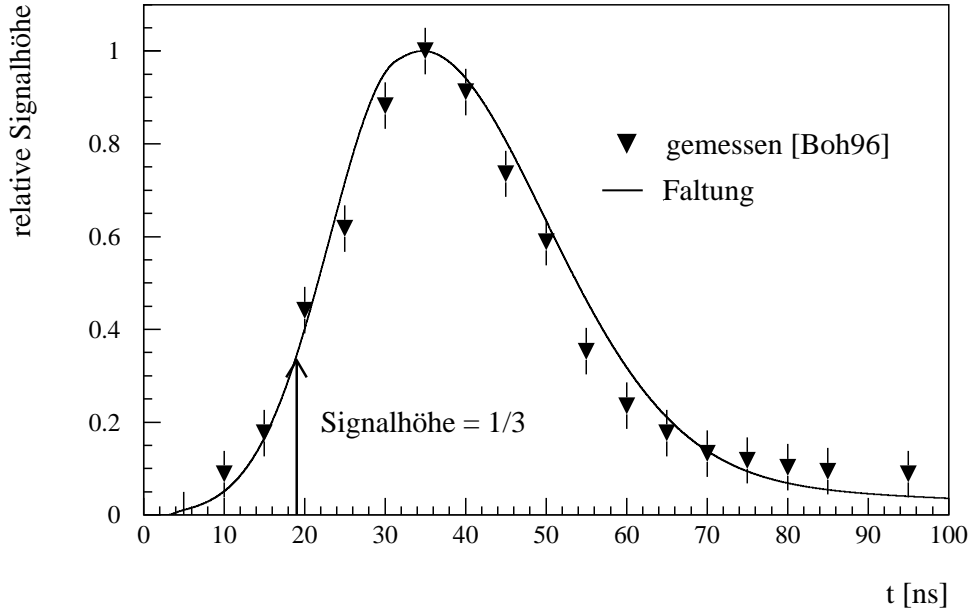


Abbildung 5.13: Zeitlicher Verlauf der Photoervielfacherantwort auf ein 10 GeV-Elektron nach [Boh96] sowie Faltung des simulierten Flugzeitspektrums der Čerenkovphotonen eines 10 GeV-Photons mit der Antwortfunktion $h(t)$ der gelben LED.

Mit dem simulierten Flugzeitspektrum der Čerenkovphotonen eines Elektrons mit der Energie $E_0 = 10$ GeV ergibt sich so ein Signal, daß der gemessenen Antwort des Photoervielfachers auf ein Elektron dieser Energie sehr ähnlich ist (siehe Abbildung 5.13). Besonders im ansteigenden Bereich sind die Übereinstimmungen gut, was wichtig ist, um dem Zeitverlauf einem festen Flugzeitwert zuzuordnen. Dies geschieht über einen konstanten Bruchteil („constant Fraction“) des Maximalwerts, wobei die Zeit bis zum Erreichen dieses Bruchteils als Flugzeit angenommen wird (siehe Abbildung 5.13). Der Bruchteil wurde in dieser Arbeit zu $1/3$ gewählt.

5.4.2 Unterscheidung von Photonen und Hadronen

Da im Testaufbau der Simulation die Geometrie des PHENIX-Experimentes nicht implementiert ist, muß man zusätzlich die Flugzeit vom PHENIX-Kollisionpunkt bis zum Anfang der Simulation des Testaufbaus berücksichtigen. Diese folgt bei bekanntem Teilchenimpuls p aus der Beziehung (5.6).

| p_{ein} [GeV/c] | Flugzeit [ns] | | |
|-------------------|------------------|------------------|------------------|
| | Photon | π^+ | Proton |
| 0,25 | $35,89 \pm 0,02$ | — | — |
| 0,5 | $35,81 \pm 0,02$ | — | — |
| 0,75 | $35,75 \pm 0,01$ | — | — |
| 1 | $35,70 \pm 0,02$ | $35,59 \pm 0,84$ | $44,14 \pm 1,4$ |
| 2 | $35,62 \pm 0,01$ | $35,40 \pm 0,03$ | $37,66 \pm 0,07$ |
| 3 | — | $35,34 \pm 0,05$ | $36,65 \pm 0,04$ |
| 4 | $35,50 \pm 0,02$ | $35,31 \pm 0,04$ | $35,58 \pm 0,07$ |
| 5 | — | $35,25 \pm 0,03$ | $35,70 \pm 0,06$ |
| 10 | $35,38 \pm 0,02$ | — | — |

Tabelle 5.4: Simulierte Flugzeiten für verschiedene Teilchen und Impulse. Die Flugzeit beinhaltet die Laufzeit des Teilchens bis zur Bleiglasoberfläche, die Flugzeit der Čerenkovphotonen im Bleiglas sowie deren Faltung mit der Antwortfunktion des Photovervielfachers.

Die folgende Untersuchung der Flugzeitunterschiede für verschiedene Teilchensorten und Energien bezieht sich auf die ermittelte Flugzeit im Einschußmodul bei senkrechtem Einfall. Dies stellt den Idealfall dar, anhand dessen untersucht werden soll, ob sich die Flugzeitinformation des Bleiglasdetektors prinzipiell zur Unterscheidung von Photonen und Hadronen eignet. Im PHENIX-Experiment wird für das Bleiglaskalorimeter zur Zeit die Flugzeitinformation des Moduls mit der größten detektierten Energie ausgewertet, das für senkrecht einfallender Teilchen mit dem Einschußmodul übereinstimmt.

Die Flugzeit eines Teilchens hängt hauptsächlich mit dem Anfangsimpuls zusammen und ist unabhängig von der im Bleiglas detektierten Energie. Dies liegt daran, daß im Gegensatz zu den Simulationen in [Büs97] die Flugzeitinformationen nicht von allen detektierten Čerenkovphotonen stammt, sondern nur von denjenigen, die im Einschußmodul nachgewiesen wurden.

Vergleicht man nun wie in Tabelle 5.4 die im Bleiglas bestimmten Flugzeiten von Hadronen und Photonen für verschieden Anfangsimpulse, so erkennt man, daß sich Photonen im Impulsbereich bis 5 GeV/c kaum von Pionen unterscheiden. Dies liegt daran, daß Hadronen im Bleiglas das frühere Signal produzieren, da ihre Čerenkovphotonen im Gegensatz zu denen der Photonen hauptsächlich in der Nähe der Photokathode generiert werden. So werden die Flugzeitunterschiede, die zwischen Photonen und Pionen an der Bleiglasoberfläche bestehen, wieder kompensiert. Protonen weisen hingegen bis zu einem Impuls von ca. 3 GeV/c auch nach der Flug-

| p_{ein} [GeV/c] | Signalverzögerung [ns] | | | | | |
|-------------------|------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|
| | Photon | | π^+ | | Proton | |
| | h_{ye} | h_{st} | h_{ye} | h_{st} | h_{ye} | h_{st} |
| 0,25 | 17,77 | 2,61 | — | — | — | — |
| 0,5 | 17,69 | 2,55 | — | — | — | — |
| 0,75 | 17,63 | 2,50 | — | — | — | — |
| 1 | 17,58 | 2,44 | 17,30 | 2,37 | — | — |
| 2 | 17,50 | 2,37 | 17,24 | 2,14 | 17,12 | 2,04 |
| 3 | — | — | 17,20 | 2,08 | 17,29 | 2,25 |
| 4 | 17,38 | 2,28 | 17,17 | 2,06 | 17,23 | 2,16 |
| 5 | — | — | 17,12 | 1,99 | 17,27 | 2,19 |
| 10 | 17,26 | 2,16 | — | — | — | — |

Tabelle 5.5: Verzögerung des Zeitsignals durch die Laufzeit der Čerenkovphotonen und durch die Faltung mit der Antwortfunktion h_{ye} des Photovervielfachers auf die gelbe LED beziehungsweise mit einer Stufenfunktion h_{st} .

zeitbestimmung im Bleiglaskalorimeter noch eine größere Flugzeit als Photonen auf. Dieser Unterschied läßt sich vermutlich zur Unterdrückung des Untergrundes durch Protonen nutzen. Hierfür müßte allerdings noch der Einfluß von schrägem Einfall auf die Flugzeit untersucht werden.

Wie an den vorangegangenen Betrachtungen zu sehen ist, eignet sich eine Flugzeitanalyse allein mit dem Bleiglaskalorimeter nicht sehr gut für eine Unterscheidung von Hadronen und Photonen, die vom Kollisionspunkt kommen und Impulse kleiner als 5 GeV/c aufweisen.

Ein weiteres großes Problem innerhalb des PHENIX-Detektors bilden aber Teilchen, die als Sekundärteilchen von Reaktionen der Kollisionsprodukte mit dem umgebenden Material der zentralen Magneten und des PHENIX-Aufbaus auf das Bleiglas treffen. Diese Teilchen weisen, wie anhand von Simulationen in [Mer00] gezeigt werden konnte, eine deutlich erhöhte Flugzeit gegenüber Teilchen auf, die direkt vom Kollisionspunkt stammen.

Da die Signalverzögerung im Bleiglas bei allen Teilchen bis auf eine halbe Nanosekunde gleich ist (siehe Tabelle 5.5), kann man als erste Abschätzung für die Wirksamkeit einer Flugzeitschwelle die reine Flugzeit der Teilchen bis zum Bleiglas betrachten.

So ergibt, wie in Abbildung 5.14 zu sehen ist, die Verwendung einer Schwelle von $t_{cut} = 20,5$ ns in Kombination mit einem Dispersionscut eine deutliche Reduk-

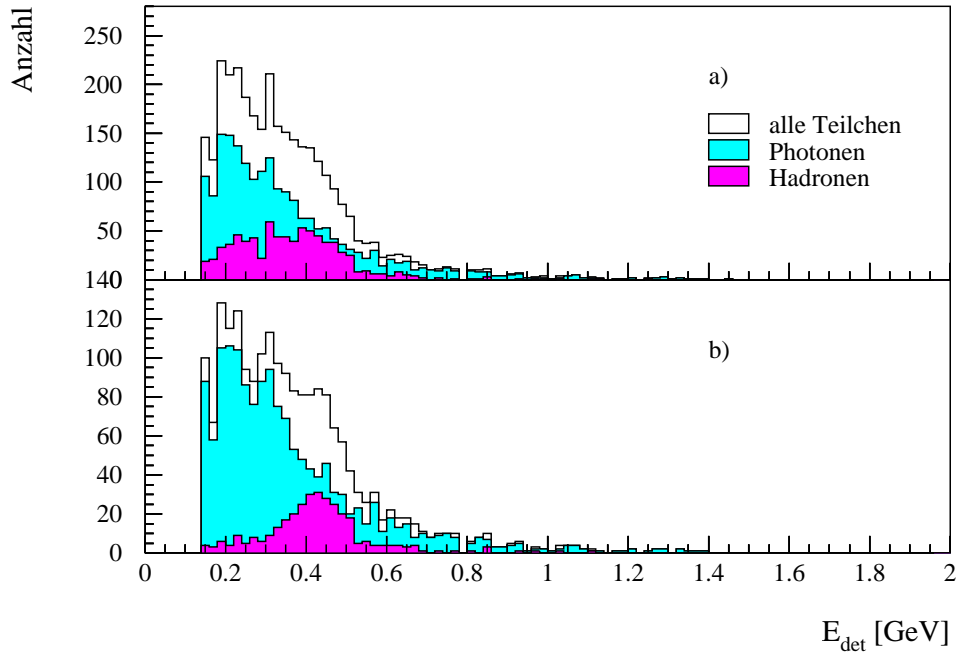


Abbildung 5.14: Detektorantwort auf HIJING-Spektrum a) nach Anwendung eines Dispersionscuts $D_{\text{cut}} = 0,267$ Moduleinheiten² und b) nach Dispersionscut und Flugzeitschwelle von 20,5 ns bis zur Bleiglasoberfläche.

tion des hadronischen Untergrundes. Hierbei werden vor allem Teilchen verworfen, die aus Sekundärreaktionen mit dem Detektormaterial stammen. Dies sind neben Hadronen auch Photonen und Leptonen. Der verbleibende hadronische Untergrund besteht nur noch aus den leichten geladenen Pionen die einen MIP-Peak um 500 MeV ausbilden. Zusätzlich zum hadronischen Untergrund trägt noch ein geringer Anteil an Leptonen zum Signal bei, die aufgrund ihres fast identischen Schauerverhaltens und ihrer Flugzeit nicht von Photonen unterschieden werden können. Hier ist man auf die Information anderer Detektoren angewiesen, die Teilchen anhand ihrer Ladung nachweisen.

6. Parametrisierung des Antwortverhaltens

Für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit und zur Untersuchung des Zusammenspiels einzelner Teildetektoren können auch komplette Experimente mit Hilfe von GEANT simuliert werden. In einer gleichzeitigen Simulation aller Detektoren des Experiments können Einflüsse der verschiedenen Detektoren auf den Weg der Teilchen durch den Aufbau genau untersucht werden. Die Massen- und Impulsverteilungen können dabei in entsprechenden Teilchengeneratoren so erzeugt werden, wie sie für Schwerionenstöße erwartet werden.

Eine Simulation des Bleiglaskalorimeters mit allen Wechselwirkungen macht eine Verfolgung („Tracking“) der im Bleiglas erzeugten Čerenkovphotonen durch den Detektor nötig. Dies wirkt sich aufgrund der hohen Anzahl generierter Čerenkovphotonen stark auf die Rechenzeit zur Simulation eines Ereignisses aus. So liegt die Rechenzeit ohne Verfolgung der Čerenkovphotonen bis zu einem Faktor 100 niedriger [Büs97].

Aufgrund der benötigten hohen Statistik bei der Simulation von Schwerionenstößen im kompletten Detektoraufbau sollte ein Ziel aller verwendeten Simulationen sein, für den jeweiligen Teildetektor ein Minimum an Rechenzeit zu benötigen. In diesem Kapitel soll daher für das Bleiglaskalorimeter nach Möglichkeiten gesucht werden, das Antwortverhalten des Detektors oder gewisse Teile der Simulation zu parametrisieren, um so eine Reduktion der Rechenzeit zu erreichen.

6.1 Parametrisierung der Absorption der Čerenkovphotonen

Da die Verfolgung der Čerenkovphotonen einen großen Teil der Rechenzeit verbraucht und sich gleichzeitig ihre Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial auf Reflexion, Brechung und Absorption beschränken, wird ein funktionaler Zusammenhang f zwischen der Anzahl der generierten und der detektierten Čerenkovphotonen gesucht ([Büs00a]):

$$N_{det} = f \cdot N_{gen}. \quad (6.1)$$

Eine solche Parametrisierung hat den Vorteil, daß sie sich für Simulationen aller Teilchenarten anwenden läßt, da das Absorptionsverhalten der Čerenkovphotonen

unabhängig von den Primärteilchen ist und alleine von den Eigenschaften der Čerenkovphotonen und des Detektormaterials bestimmt wird.

Die Energie E des Čerenkovphotons fließt direkt in die Absorptionswahrscheinlichkeit des Bleiglasses ein (vergleiche Kapitel 3.3). Der Erzeugungsort und die Ausbreitungsrichtung bestimmen die zurückgelegte Strecke im Bleiglas sowie die Anzahl der Reflexionen an der Mylarfolie und beeinflussen damit ebenfalls die Anzahl der absorbierten Čerenkovphotonen. Man muß also von einer Funktion $f(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$ mit sechs Parametern ausgehen.

Um die Betrachtungen zu vereinfachen, wird nur die Abhängigkeit von der Energie, der Erzeugungstiefe z im Bleiglas und dem Winkel α zur Modulachse untersucht. Die Detektionswahrscheinlichkeit f für einen festen Parametersatz (E, z, α) ergibt sich dann aus dem Verhältnis von generierten und detektierten Čerenkovphotonen für diesen Parametersatz:

$$f(E, z, \alpha) = \frac{N_{det}(E, z, \alpha)}{N_{gen}(E, z, \alpha)}. \quad (6.2)$$

6.1.1 Bestimmung von N_{det}/N_{gen}

Da sich das Verhältnis N_{det}/N_{gen} nicht in Abhängigkeit von allen drei Parametern darstellen läßt, betrachtet man jeweils die Einflüsse von z und α in einem bestimmten Energieintervall. Dies ist in Abbildung 6.1 für eine Energie des Čerenkovphotons $2,7 \text{ eV} \leq E < 2,8 \text{ eV}$ in einer Simulation von Photonen einer Energie von 5 GeV gezeigt. Das Maximum des Winkels α ist gleich dem Maximum der Verteilung des Čerenkovwinkels von $\theta_C \approx 53^\circ$ (vergleiche Kapitel 2.3.1). Dies liegt daran, daß bei senkrechtem Einschuß die Flugbahn der meisten Schauerteilchen mit der Modulachse übereinstimmt. Das Maximum in z -Richtung kann mit dem des elektromagnetischen Schauers identifiziert werden. Die gleiche Struktur tritt auch bei Verteilung der Anzahl detektierter Čerenkovphotonen auf.

Im Verhältnis der beiden Verteilungen erkennt man neben den statistischen Fluktuationen bei kleinen Winkeln und geringer Eindringtiefe eine Abnahme der Detektionswahrscheinlichkeit mit zunehmendem Winkel. Dies ist auf die erhöhte Anzahl von Reflexionen und die längere Wegstrecke durch das Bleiglas zurückzuführen. Aus dem gleichen Grund ist eine höhere Absorptionswahrscheinlichkeit bei kleinen Eindringtiefen zu sehen.

Da für die Bestimmung des Verhältnisses $f(E, z, \alpha)$ drei Parameter vernachlässigt wurden, sind für Teilchen, die sich im Schauerverhalten unterscheiden, auch Unterschiede im Verhältnis N_{det}/N_{gen} zu erwarten. So beobachtet man beispielsweise in der Simulation von Hadronen im Gegensatz zu Photonen im vorderen Bereich

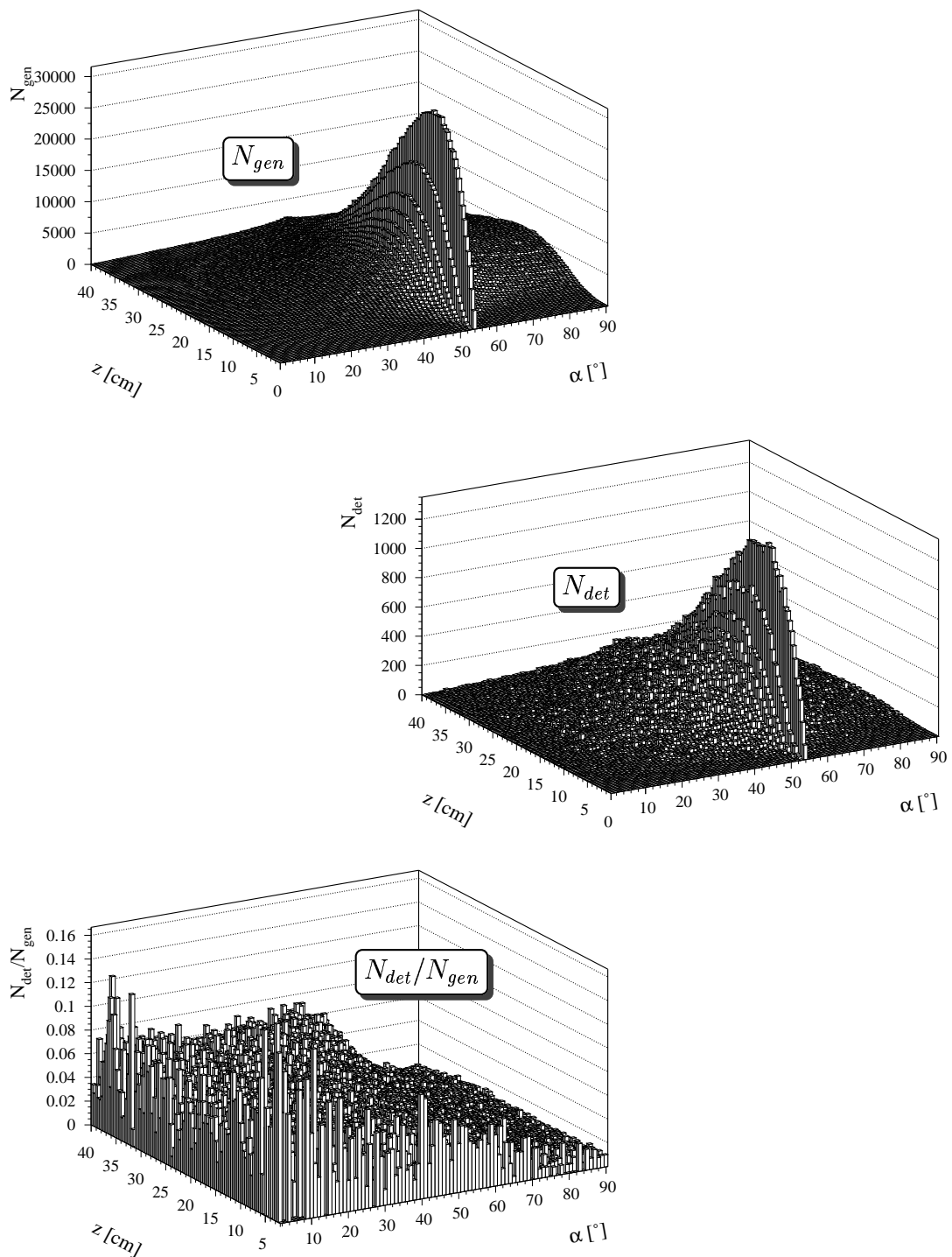


Abbildung 6.1: Die Anzahl der generierten und detektierten Čerenkovphotonen in der Simulation von Photonen einer Energie $E_0 = 5$ GeV sowie deren Verhältnis in einem Energiebereich der Čerenkovphotonen von $2,7 \text{ eV} \leq E < 2,8 \text{ eV}$ in Abhängigkeit von ihrer Erzeugungstiefe im Detektor sowie dem Winkel α zur Modulachse.

des Bleiglasses ein kleineres $f(E, z, \alpha)$. Dies kann darauf zurückzuführen sein, daß Hadronen meistens erst im hinteren Bereich des Bleiglasses einen Schauer bilden und so die Generation der Čerenkovphotonen weitgehend auf ein Modul beschränkt ist. Im Gegensatz dazu breiten sich elektromagnetische Schauer über mehrere Module aus. Dadurch ist eine Abhängigkeit von x und y gegeben, die nicht berücksichtigt wurde.

6.1.2 Simulation mit N_{det}/N_{gen} -Matrizen

Möchte man in der Simulation anstatt der kompletten Verfolgung der Čerenkovphotonen durch den Aufbau die Information über die Detektionswahrscheinlichkeit $f(z, \alpha)$ aus den Matrizen für verschiedene Energien nutzen, so muß man die Čerenkovphotonen in der Simulation durch GEANT generieren lassen und kann auf die Verfolgung durch den Aufbau verzichten. Die Zahl der Čerenkovphotonen an der Photokathode ergibt sich dann als Summe der Detektionswahrscheinlichkeiten der erzeugten Photonen pro Modul:

$$N_{det}(E, z, \alpha) = \sum_{i=1}^{N_{gen}} f(E_i, z_i, \alpha_i). \quad (6.3)$$

Bei der Bestimmung der N_{det}/N_{gen} -Matrizen in Simulationen mit vollem Tracking ist darauf zu achten, Teilchen mit Energien und Einschußwinkeln zu berücksichtigen, wie sie auch im Experiment erwartet werden. Wie in Tabelle 6.1 gezeigt ist, hat die Zusammenstellung der Matrizen nur aus Simulationen mit Hadronen zur Folge, daß zwar der MIP-Peak relativ gut wiedergegeben wird, die Detektorantwort auf ein 10 GeV-Photon im Vergleich zur Simulation mit vollem Tracking allerdings deutlich geringer ausfällt.

Die zur Bestimmung der Matrizen in der Simulation verwendete Zusammenstellung von Teilchen besteht aus Protonen, Neutronen und Pionen bis zu einem Impuls von 10 GeV/c und Einfallswinkeln bis 20°, sowie aus Photonen bis zu einer Energie von 80 GeV und gleichen Einfallswinkeln. Der Einschußort aller Teilchen wurde linear über ein Modul verteilt, um eine gleiche Gewichtung aller Trefferorte auf dem Bleiglas zu gewährleisten.

Die Rechenzeit der GEANT-Simulation wird bei Verwendung der Parametrisierung statt der vollen Verfolgung der Čerenkovphotonen durch den Aufbau um mehr als eine Größenordnung herabgesetzt. Dieses Verhalten wird für die Simulation von Photonen unterschiedlicher Energien in Abbildung 6.2 gezeigt.¹

¹Die Simulationen wurden auf einem Compaq Alphaserver ES40 mit vier 6/500 Prozessoren durchgeführt.

| | MIP-Peak | 10 GeV-Photonen | 80 GeV-Photonen |
|--|----------|-----------------|-----------------|
| Tracking | 511 MeV | 10,06 GeV | 81,77 GeV |
| N_{det}/N_{gen} aus: allen Teilchen | 482 MeV | 10,12 GeV | 80,92 GeV |
| 80 GeV-Photonen | — | 10,16 GeV | 81,57 GeV |
| Hadronen | 488 MeV | 9,79 GeV | — |

Tabelle 6.1: Auswirkung auf die Detektorantwort beim Ersetzen der Simulation mit vollem Tracking der Čerenkovphotonen durch die Verwendung von Parametrisierungen, die in Simulationen verschiedener Teilchen bestimmt wurden.

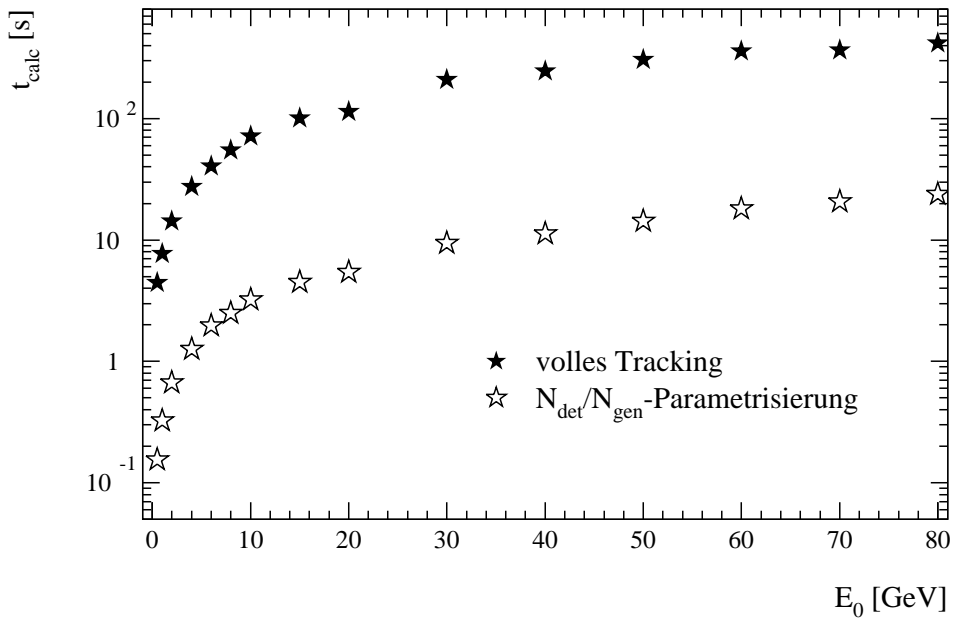


Abbildung 6.2: Rechenzeit t_{calc} für die Simulation eines Photons der Energie E_0 bei vollem Tracking und bei Verwendung der N_{det}/N_{gen} -Parametrisierung.

6.1.3 Überprüfung der Parametrisierung

Um eine Aussage darüber zu treffen, inwieweit die Ergebnisse der Parametrisierung die volle Simulation richtig wiedergeben, werden die Ergebnisse für Photonen aus Kapitel 4 und für Hadronen aus Kapitel 5 mit denen verglichen, die man in Simulationen mit Parametrisierung erhält.

Nichtlinearität der Antwortfunktion

Die richtige Wiedergabe der detektierten Energie in der Simulation von Photonen in Simulationen mit der Parametrisierung wurde für zwei Energien schon in Tabelle 6.1 überprüft. In Abbildung 6.3 ist zu sehen, daß auch die Abweichung der Antwortfunktion von der Linearität bei Verwendung der Parametrisierung korrekt wiedergegeben wird.

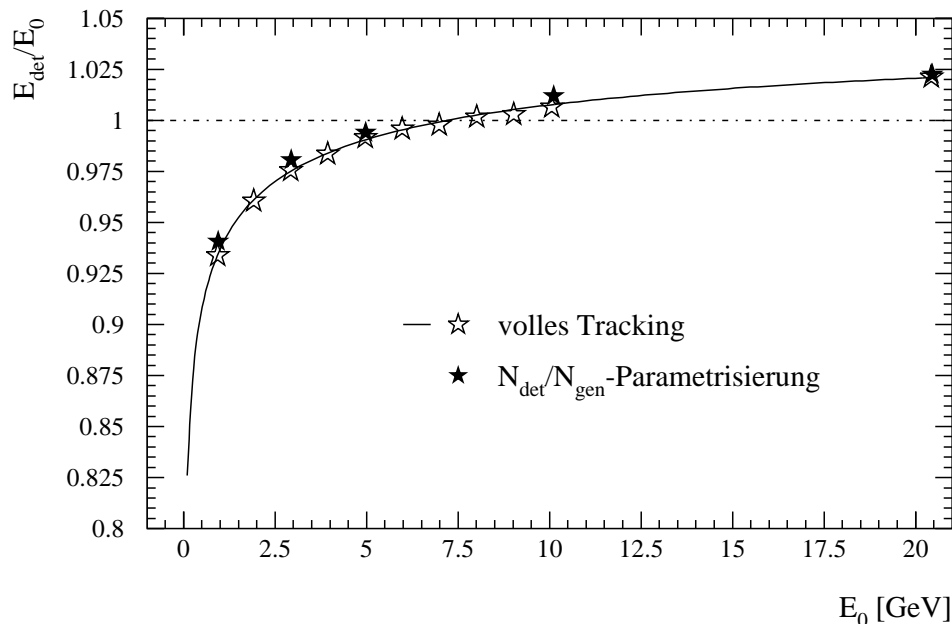


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der gemessenen Energie von der Einschußenergie für die Simulation mit vollem Tracking der Čerenkovphotonen und mit Parametrisierung der Absorption.

Energierückbau unter Winkeleinfall

In Kapitel 4.1.1 wurde für Photonen eine winkelabhängige Korrektur der detektierten Energie im Bleiglaskalorimeter vorgestellt. Die Abhängigkeit der detektierten Energie vom Einfallswinkel zeigt in Simulationen mit Parametrisierung den gleichen Verlauf wie in Simulationen mit vollem Tracking. Dies wird in Abbildung 6.4 für Photonen einer Energie von 1 und 10 GeV gezeigt. Die richtige Rekonstruktion der Energie unter Winkeleinfall in Simulationen mit der Parametrisierung ist besonders für eine Verwendung im Simulationsprogramm des gesamten PHENIX-Experimentes PISA² wichtig, da hier Teilchen unter großen Azimutalwinkeln auf die Bleiglasoberfläche treffen können.³

Dispersion

Um Hadronen anhand ihrer Schauerbreite beziehungsweise Dispersion auch in der Simulation mit einer Parametrisierung der Čerenkovphotonenabsorption verwenden zu können, ist die richtige Beschreibung des Schauerverhaltens eines Teilchens nötig. Dies stellt bei der Simulation mit N_{det}/N_{gen} -Matrizen insofern kein Problem dar, als daß die Parametrisierung erst nach der Ausbildung des Schauers und der Generation der Čerenkovphotonen eingreift. Dadurch bleiben auch Unterschiede bestehen, die durch die Verwendung verschiedener Hadronenpakete auftreten (siehe Kapitel 5.1.4). An dieser Stelle soll nur die Dispersion für das FLUKA-Paket exemplarisch überprüft werden, da dieses in der Simulation des PHENIX-Aufbaus durch PISA standardmäßig verwendet wird.

In Abbildung 6.5 ist der Anteil der verworfenen Teilchen in Abhängigkeit von der Dispersionsschwelle D_{cut} für Pionen und Photonen gezeigt; dies ist ein Maß für die Form der Dispersionskurve. Man erkennt hier eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Simulationsmethoden. Offensichtlich hat die Verwendung der Parametrisierung für die Čerenkovphotonenabsorption keinen Einfluß auf die Schauerentwicklung, wie sie anhand der Dispersion aus der detektierten Energie in den einzelnen Modulen bestimmt wird.

²PHENIX Integrated Simulation Application

³Zu einer genaueren Beschreibung der Simulation des Bleiglaskalorimeters durch PISA siehe auch [Mer00].

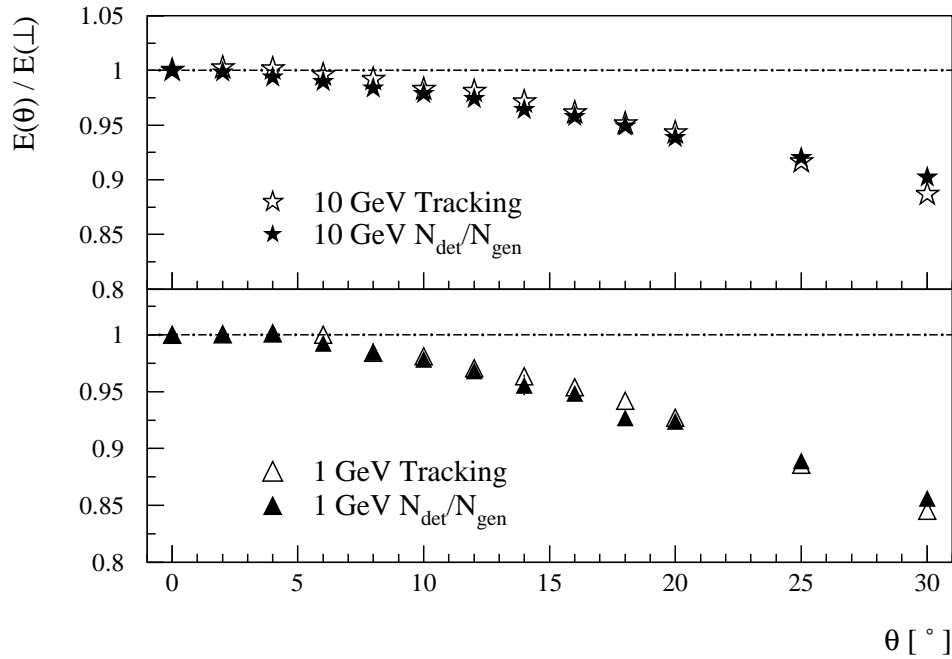


Abbildung 6.4: Abhängigkeit der gemessenen Energie vom Einschufswinkel θ zur Bleiglasoberfläche in der Simulation von Photonen der Energie 10 und 1 GeV. Es wurde auf die detektierte Energie beim Einschuf senkrecht zur Oberfläche ($\theta = 0^\circ$) normiert.

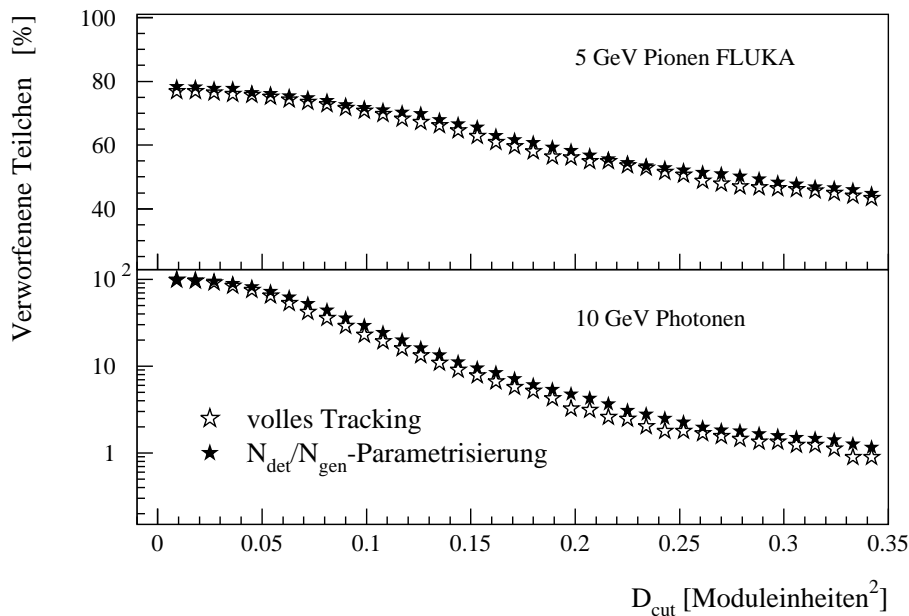


Abbildung 6.5: Anteil der verworfenen Teilchen in Abhängigkeit von der Dispersionsschwelle, in der Simulation von Pionen mit $p = 5 \text{ GeV}/c$ und Photonen mit $p = 10 \text{ GeV}/c$ bei vollem Tracking der Čerenkovphotonen im Vergleich zur Verwendung der $N_{\text{det}}/N_{\text{gen}}$ -Parametrisierung.

6.2 Parametrisierung des Zeitverhaltens

Mit der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Methode gelingt es, den Anteil der absorbierten Čerenkovphotonen zu parametrisieren. Daher kann auf eine Verfolgung der Čerenkovphotonen durch den Detektor mit der Simulation ihrer Wechselwirkungen verzichtet werden. Eine Information, die im Rahmen dieser Parametrisierung nicht zugänglich ist, ist die Flugzeit der Čerenkovphotonen. Diese Information ist aber für die Bestimmung der Flugzeit eines Teilchens mit dem Bleiglas kalorimeter nötig (vergleiche Abschnitt 5.4.2).

Zur Parametrisierung des Flugzeitverhaltens der Čerenkovphotonen kann genauso verfahren werden wie bei der Beschreibung des Absorptionsverhaltens der Čerenkovphotonen. Hierfür muß für verschiedene Energien E die mittlere Flugzeit in Abhängigkeit von der Erzeugungstiefe z der Čerenkovphotonen und vom Winkel α zur Bleiglasachse, bestimmt werden. Die Abhängigkeit der Flugzeit von der Energie kann vernachlässigt werden, da der Brechungsindex und damit die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Photonen weitgehend konstant ist. In Abbildung 6.6a) wird der Zusammenhang zwischen mittlerer Flugzeit t , Erzeugungstiefe z und Winkel α in der Simulation von Photonen einer Energie von 2 GeV gezeigt.

Die Flugzeit der Čerenkovphotonen läßt sich aber auch anhand einer Funktion parametrisieren, da sie linear von der Erzeugungstiefe im Bleiglas abhängt. Wenn Reflexionen unter der Annahme berücksichtigt werden, daß der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel ist, nimmt die Flugzeit mit $1/\cos\alpha$ zu. Insgesamt ergibt sich:

$$t(z, \alpha) = \frac{\bar{n}}{c} \cdot (0,4 \text{ m} - z) \cdot \frac{1}{\cos\alpha}. \quad (6.4)$$

Der Verlauf der Funktion wird in Abbildung 6.6b) dargestellt. Abbildung 6.6c) zeigt die Differenz zwischen der mittleren Flugzeit in der Simulation und in der Parametrisierung durch die Funktion $t(z, \alpha)$. Die auftretenden Unterschiede werden im folgenden erklärt.

Zunächst einmal ist die Voraussetzung „Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel“ für die Reflexion an der Mylarfolie dadurch verletzt, daß die Mylarfolie eine Oberflächenrauigkeit besitzt, die den Ausfallswinkel zufällig ändert (vergleiche Kapitel 3.2). Zum anderen hat die Funktion $t(z, \alpha)$ für $\alpha = 90^\circ$ eine Polstelle. Die Oberflächenrauigkeit sorgt dafür, daß gerade bei großen Winkeln, bei denen eine Vielzahl von Reflexionen auftreten, die Flugzeit endlich bleibt. In der Parametrisierungsfunktion läßt sich dies dadurch nachempfinden, daß die Flugzeit ab $\alpha \approx 80^\circ$ als winkelunabhängig angenommen wird. Der dadurch gemachte Fehler kann als gering betrachtet werden, da in diesem Bereich auch die Detektionswahrscheinlichkeit niedrig ist.

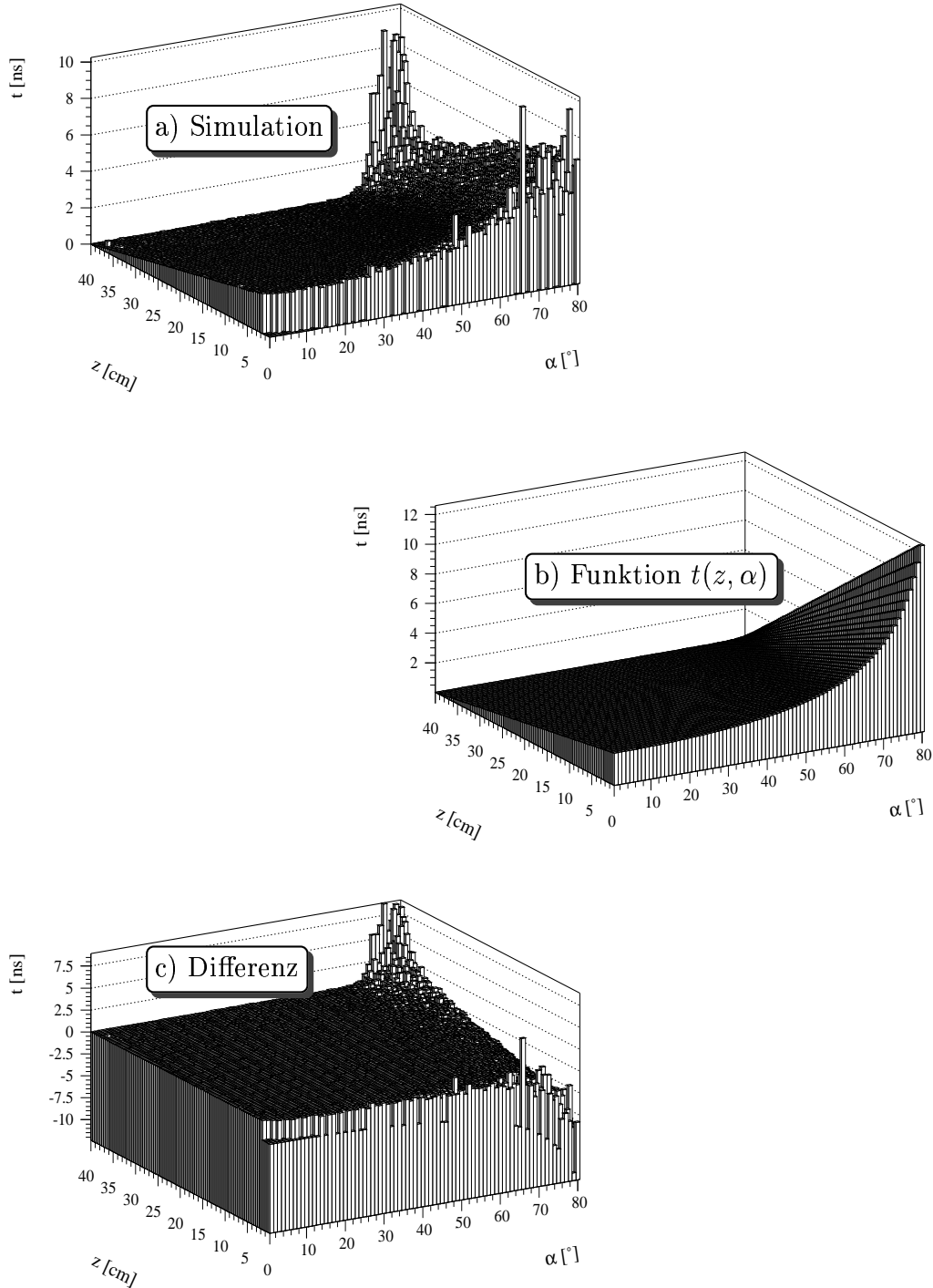


Abbildung 6.6: Mittlere Flugzeit der detektierten Čerenkovphotonen in der Simulation von Photonen einer Energie von 2 GeV und in der Parametrisierung durch Gleichung (6.4) sowie die Differenz der Simulationsergebnisse und der Parametrisierung, jeweils in Abhängigkeit von der Erzeugungstiefe und dem Winkel relativ zur Modulachse.

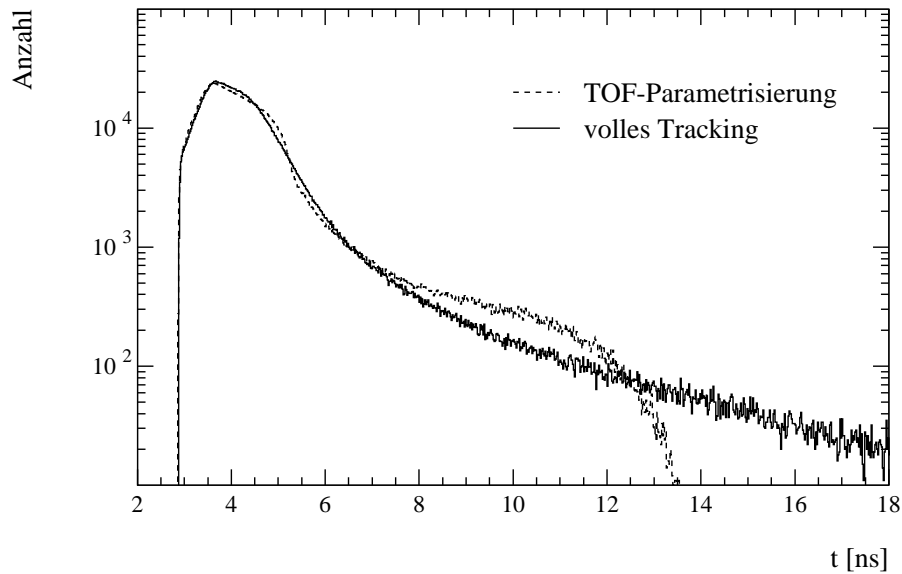


Abbildung 6.7: Die Flugzeitspektren der detektierten Čerenkovphotonen in der Simulation von jeweils 400 Photonen Energie von 2 GeV mit vollem Tracking der Čerenkovphotonen sowie mit Parametrisierung des Flugzeitverhaltens

Betrachtet man die Flugzeitverteilung der Čerenkovphotonen in Simulationen mit vollem Tracking und mit der Parametrisierung $t(z, \alpha)$, so erkennt man bei kleinen Flugzeiten bis $t \approx 7$ ns eine gute Übereinstimmung. Bei großen Flugzeiten bricht die Flugzeitverteilung der Čerenkovphotonen in Simulationen mit Parametrisierung früher ab als in Simulationen mit vollem Tracking (siehe Abbildung 6.7). Dies ist durch die oben angegebene Näherung der Funktion $t(z, \alpha)$ für große Winkel zu erklären. Allerdings würde auch die Verwendung einer Parametrisierung durch eine Matrix nicht die hohen Flugzeiten der Čerenkovphotonen unter einem großen Winkel α rekonstruieren können, da diese durch Mittelung unterdrückt werden.

Der entscheidende Test für die Parametrisierung ist die Bestimmung der Flugzeit eines Teilchens, da dies auch die Größe ist, die im Experiment bestimmt wird (vergleiche Kapitel 5.4.1). Dieser Vergleich wurde für Photonen und positiv geladene Pionen bis zu einem Impuls von 5 GeV/c durchgeführt. Die Flugzeiten wurden hier durch Faltung mit einer Stufenfunktion ermittelt und beziehen sich nicht auf die PHENIX-Geometrie, da nur die Übereinstimmung zwischen der Parametrisierung und der vollen Simulation der Čerenkovphotonen überprüft werden soll. Wie in Abbildung 6.8 deutlich zu sehen ist, stimmen die so bestimmten Flugzeiten im Rahmen

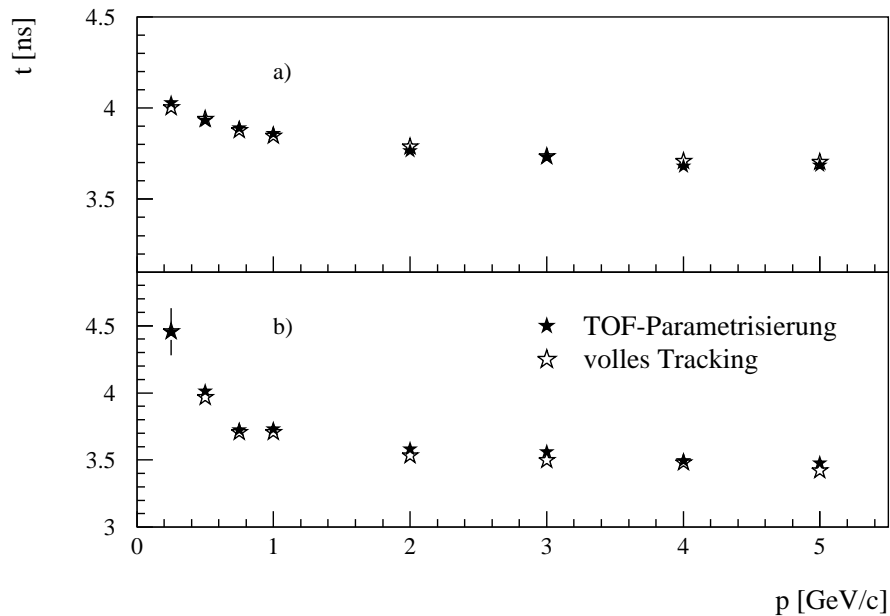


Abbildung 6.8: Die Flugzeit im Einschußmodul für a) Photonen und b) Pionen verschiedener Einschußimpulse in der Simulation mit Verfolgung der Čerenkovphotonen durch den Aufbau und mit Parametrisierung des Flugzeitverhaltens.

der Fehler gut überein und die Parametrisierung durch Gleichung (6.4) liefert ein befriedigendes Ergebnis. Dies ist vor allem darauf zurückzuführen, daß die Bereiche großer Flugzeiten der Čerenkovphotonen, in denen sich beide Simulationen unterscheiden, durch die Zuweisung eines festen Flugzeitwertes nicht ins Gewicht fallen, da hier nur die Position des Maximums sowie die Form der ansteigenden Flanke im Flugzeitspektrum der Čerenkovphotonen entscheidend ist (vergleiche Kapitel 5.4.1).

7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Detektoreigenschaften des Bleiglasdetektors im WA98- und PHENIX-Experiment anhand von Computersimulationen untersucht. Das in beiden Experimenten verwendete Kalorimeter ist dabei besonders für den Nachweis elektromagnetischer Signale geeignet.

Das Monte-Carlo-Simulationspaket GEANT ermöglicht es, die physikalischen Prozesse im Detektor zu simulieren. Zum Nachweis geladener Teilchen eines Schauers, der sich im Detektor ausbilden kann, wird der Čerenkoeffekt ausgenutzt, der auch in der Simulation durch GEANT berücksichtigt wird. Zur Reproduktion von Teststrahlraten wurde die Simulation durch Parameter angepaßt, die die Ausbreitung der Čerenkovphotonen und die Signalauswertung in der Simulation beeinflussen. Die systematischen Abhängigkeiten der Detektorantwort von diesen Parametern konnten gezeigt werden und es wurde ein Parametersatz angegeben, mit dem die Ergebnisse der Teststrahlzeit in der Simulation reproduziert werden können.

Die Hauptaufgabe des BleiglasKalorimeters im WA98- und im PHENIX-Experiment besteht in der Messung von Photonen. Die Simulation liefert hierfür Korrekturen, mit denen die Einschußenergie der Teilchen anhand der detektierten Energie und ihres Einfallwinkels rekonstruiert wird. Auch für die Bestimmung des Einschußortes auf der Detektoroberfläche wurden winkel- und energieabhängige Korrekturen bestimmt, die bereits in der Datenanalyse des WA98- und des PHENIX-Experimentes verwendet werden.

In der Simulation von Hadronen können verschiedene Möglichkeiten zur Unterdrückung hadronischer Signale im BleiglasKalorimeter untersucht werden. Dabei macht man sich unter anderem die größere laterale Ausdehnung hadronischer Schauers durch die Anwendung eines Dispersionscuts zunutze. Es konnte gezeigt werden, daß der im WA98-Experiment verwendete Dispersionscut aufgrund der großen Auftreffwinkel im PHENIX-Experiment ungeeignet für eine Verminderung des hadronischen Untergrundes ist. Auf die Möglichkeit eines winkelabhängigen Dispersionscuts wurde eingegangen, dessen Energieabhängigkeit allerdings noch untersucht werden muß. Außerdem wurde die Möglichkeit untersucht, die Flugzeitinformation des BleiglasKalorimeters im PHENIX-Experiment zur Unterdrückung der Anteile von Hadronen aus der Kollision sowie von Sekundärteilchen aus Reaktionen mit passiven Detektorbauteilen am gemessenen Spektrum zu verwenden. Diese Flugzeituntersuchungen können in Zukunft noch auf Teilchen ausgedehnt werden, die nicht senkrecht auf die Bleiglasoberfläche treffen.

Der Anteil von Hadronen in Schwerionenreaktionen am gemessenen Spektrum des Bleiglasses wurde für das WA98-Experiment anhand von Simulationen untersucht. Hierbei ist besonders die Bestimmung des Anteils neutraler Hadronen von Bedeutung, da diese nicht anhand ihrer Ladung durch den CPV verworfen werden. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Simulation wurden in diesem Zusammenhang auch die Einflüsse verschiedener Hadronenpakete in der Simulation des Bleiglaskalorimeters untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen konnten bereits zur Korrektur inklusiver Photonenspektren bei der Bestimmung der direkten Photonen im WA98-Experiment genutzt werden.

Neben der Untersuchung der Detektoreigenschaften des Bleiglaskalorimeters anhand einer Simulation in einem verkleinerten Testaufbau, liefert die Simulation des kompletten Kalorimeters im Zusammenhang mit den anderen Detektoren des WA98- und PHENIX-Experiments einen wichtigen Vergleich mit den gemessenen Daten. Da eine Simulation des Bleiglasdetektors unter voller Berücksichtigung des Čerenkoveffekts mit der Verfolgung aller entstehenden Photonen durch GEANT sehr zeitaufwendig ist, wurde eine Parametrisierung des Absorptions- und Ausbreitungsverhaltens der Čerenkovphotonen entwickelt. In Simulationen mit dieser Parametrisierung werden die Ergebnisse der Simulationen mit vollem Tracking der Čerenkovphotonen reproduziert. Diese Parametrisierung wird bereits in der Simulation des PHENIX-Experiments für das Bleiglaskalorimeter eingesetzt.

Das Flugzeitverhalten der Čerenkovphotonen im Bleiglas konnte ebenfalls parametrisiert werden, so daß eine Verwendung der Flugzeitinformation des Kalorimeters auch in der Simulation des PHENIX-Experimentes ermöglicht wird.

A. Kinematische Variablen

In relativistischen Schwerionenstößen ist es sehr nützlich, die kinematischen Größen so zu wählen, daß sie unter Änderung des Bezugssystems nur einfachen Transformationen unterworfen sind. Man geht dabei von der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung aus:¹

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

(m_0 : Ruhemasse des Teilchens, \vec{p} : Dreierimpuls des Teilchens).

Der Dreierimpuls läßt sich aufteilen in eine Komponente parallel zur Strahlrichtung p_L und eine senkrecht dazu, den Transversalimpuls p_T :

$$p_T = p \cdot \sin \vartheta, \quad (\text{A.2})$$

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

(p : Impulsbetrag $|\vec{p}|$, ϑ : Winkel zur Strahlachse).

Der Transversalimpuls p_T ist im Gegensatz zu p_L invariant gegenüber Lorentztransformation entlang der Strahlachse. Anstatt p_L benutzt man daher die Rapidität y :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right). \quad (\text{A.4})$$

Die Rapidität ist zwar ebenfalls nicht lorentzinvariant, sie verhält sich unter Lorentztransformation jedoch einfach additiv; die Form der Rapiditätsverteilung ist also unabhängig vom Bezugssystem. So ist die Rapidität in einem Bezugssystem, das sich mit einer Geschwindigkeit $\beta = v/c$ gegenüber dem ursprünglichen Bezugssystem bewegt

$$y' = y + \text{atanh } \beta. \quad (\text{A.5})$$

Energie und Longitudinalimpuls lassen sich mit Gleichung (A.4) über die Rapidität und die sogenannte transversale Masse $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ ausdrücken:

$$E = m_T \cdot \cosh y, \quad (\text{A.6})$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh y. \quad (\text{A.7})$$

¹Die Lichtgeschwindigkeit ist hier, wie in allen folgenden Ausdrücken zu $c = 1$ gesetzt.

Die Rapidität kann im Grenzfall hoher Energien $E \gg m_0$ durch die Pseudorapidität η genähert werden:

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_L}{p - p_L} \right) \\ &= -\ln \left[\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right].\end{aligned}\tag{A.8}$$

Die Pseudorapidität ist experimentell einfacher zugänglich als die Rapidität, da sie mit Gleichung (A.8) allein aus dem Winkel des Teilchens zur Strahlachse ϑ bestimmt werden kann. Ähnlich wie bei (A.6) und (A.7) gilt:

$$p = m_T \cdot \cosh \eta,\tag{A.9}$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh \eta.\tag{A.10}$$

B. Simulationen für verschiedene Parametersätze

| Mylarfolie | | ADC | $\frac{\sigma_E}{E}$ (10 GeV)[%] | $\frac{\sigma_E}{E}$ (3 GeV)[%] | $\frac{E_{sim}}{E_0}$ (3 GeV) | MIP [MeV] | Q |
|--|----------------|------------|----------------------------------|---------------------------------|-------------------------------|------------|-------------|
| Absorption [%] | Rauhigkeit p | Rauschen | | | | | |
| Absorptionslänge = 1 · 1.Messung [Kee95] | | | | | | | |
| 0,0 | 0,90 | 0,0 | 2,33 | 3,53 | 0,960 | — | — |
| 0,0 | 0,91 | 0,0 | 2,18 | 3,58 | 0,960 | 474 | 11,66 |
| 0,5 | 0,91 | 0,0 | 2,40 | 3,73 | 0,956 | 478 | 10,00 |
| 1,0 | 0,90 | 0,0 | 2,52 | — | — | 481 | — |
| 1,0 | 0,91 | 0,0 | 2,49 | 4,29 | 0,950 | 485 | 8,14 |
| 1,0 | 0,94 | 0,0 | 2,26 | 3,97 | 0,965 | 509 | 6,85 |
| 1,0 | 0,94 | 0,9 | 2,49 | 3,97 | 0,956 | 511 | 5,85 |
| 1,0 | 0,95 | 0,0 | 2,26 | — | — | 518 | — |
| 1,0 | 1,00 | 0,0 | 2,38 | 3,93 | 0,958 | 532 | 8,31 |
| 1,5 | 0,89 | 0,0 | 2,74 | 4,17 | 0,934 | 480 | 8,16 |
| 1,5 | 0,90 | 0,0 | 2,68 | 4,07 | 0,945 | 486 | 7,74 |
| 1,5 | 0,91 | 0,0 | 2,74 | 4,35 | 0,944 | 495 | 6,00 |
| 1,5 | 0,91 | 0,9 | 2,76 | 4,52 | 0,947 | 497 | 5,21 |
| 1,5 | 0,91 | 1,3 | 2,84 | 5,01 | 0,956 | 513 | 2,17 |
| 1,5 | 0,92 | 0,0 | 2,80 | 4,18 | 0,948 | 499 | 5,81 |
| 1,5 | 0,92 | 0,9 | 2,82 | 4,41 | 0,951 | 502 | 5,06 |
| 1,5 | 0,92 | 1,3 | 2,92 | 4,86 | 0,959 | 519 | 3,32 |
| 1,5 | 0,93 | 0,0 | 2,67 | 4,19 | 0,945 | 508 | 5,30 |
| 1,5 | 0,93 | 0,9 | 2,68 | 4,35 | 0,948 | 511 | 4,49 |
| 1,5 | 0,95 | 0,0 | 2,49 | 4,51 | 0,947 | 522 | 6,22 |
| 1,5 | 0,98 | 0,0 | 2,65 | 4,00 | 0,950 | 532 | 7,31 |
| 1,5 | 1,00 | 0,0 | 2,63 | 4,12 | 0,948 | 534 | 7,50 |
| 1,5 | 1,00 | 0,9 | 2,69 | 4,27 | 0,952 | 538 | 7,16 |
| 1,5 | 1,00 | 1,3 | 2,78 | 4,73 | 0,961 | 556 | 6,67 |
| 2,0 | 0,91 | 0,0 | 2,92 | 4,59 | 0,939 | 494 | 6,60 |
| 2,5 | 0,91 | 0,0 | 3,15 | 5,37 | 0,939 | 504 | 5,20 |
| 3,0 | 0,90 | 0,0 | 3,34 | 5,30 | 0,927 | — | — |
| 3,0 | 0,91 | 0,0 | 3,25 | 4,86 | 0,927 | 505 | 7,21 |
| 3,0 | 1,00 | 0,0 | 3,28 | 4,95 | 0,936 | — | — |
| 3,5 | 0,91 | 0,0 | 3,70 | 5,65 | 0,926 | 509 | 7,97 |
| 4,0 | 0,91 | 0,0 | 4,18 | 6,05 | 0,939 | 513 | 12,07 |
| 10,0 | 0,90 | 0,0 | 7,34 | 9,28 | 0,870 | — | — |
| 30,0 | 0,90 | 0,0 | 16,42 | 18,94 | 0,755 | — | — |

Tabelle B.1: Simulationsergebnisse und Qualitätsfaktor Q für unterschiedliche Parametersätze
Das Rauschen des ADC ist in ADC-Kanälen angegeben.

| Mylarfolie | | ADC | | $\frac{\sigma_E}{E}(10 \text{ GeV})[\%]$ | $\frac{\sigma_E}{E}(3 \text{ GeV})[\%]$ | $\frac{E_{sim}}{E_0}(3 \text{ GeV})$ | MIP [MeV] | Q |
|--|----------------|------------|-------------|--|---|--------------------------------------|-------------|-----|
| Absorption [%] | Rauhigkeit p | Rauschen | | | | | | |
| Absorptionslänge = 0,4 · 1.Messung [Kee95] | | | | | | | | |
| 0,0 | 0,90 | 0,0 | 2,82 | 4,45 | 0,943 | 487 | 6,84 | |
| 0,0 | 0,90 | 0,9 | 2,82 | 4,60 | 0,946 | 492 | 5,91 | |
| 0,0 | 0,90 | 1,3 | 2,89 | 5,11 | 0,956 | 509 | 2,31 | |
| 0,0 | 0,92 | 0,0 | 2,76 | 4,42 | 0,946 | 503 | 5,03 | |
| 0,0 | 0,92 | 0,9 | 2,78 | 4,53 | 0,943 | 503 | 4,59 | |
| 0,0 | 0,92 | 1,3 | 2,87 | 5,10 | 0,957 | 522 | 3,03 | |
| 0,0 | 0,95 | 0,0 | 2,67 | 4,38 | 0,945 | 523 | 5,80 | |
| 0,0 | 1,00 | 0,0 | 2,70 | 4,01 | 0,949 | 538 | 7,70 | |
| 0,0 | 1,00 | 0,9 | 2,74 | 4,24 | 0,952 | 540 | 7,15 | |
| 0,0 | 1,00 | 1,3 | 2,85 | 4,70 | 0,961 | 560 | 7,43 | |
| 0,01 | 0,90 | 0,0 | 2,71 | 4,45 | 0,940 | 487 | 6,85 | |
| 0,01 | 0,90 | 0,9 | 2,76 | 4,63 | 0,943 | 489 | 5,77 | |
| 0,01 | 0,90 | 1,3 | 2,87 | 5,10 | 0,952 | 506 | 2,55 | |
| 0,01 | 0,92 | 0,0 | 2,79 | 4,14 | 0,945 | 503 | 5,62 | |
| 0,01 | 0,92 | 0,9 | 2,82 | 4,36 | 0,949 | 506 | 4,91 | |
| 0,01 | 0,92 | 1,3 | 2,95 | 4,91 | 0,958 | 524 | 3,88 | |
| 0,1 | 0,90 | 0,0 | 2,76 | 4,20 | 0,938 | 489 | 7,16 | |
| 0,1 | 0,90 | 0,9 | 2,83 | 4,37 | 0,942 | 492 | 6,66 | |
| 0,1 | 0,90 | 1,3 | 2,95 | 4,88 | 0,950 | 520 | 3,26 | |
| 0,1 | 1,00 | 0,0 | 2,57 | 4,28 | 0,948 | 538 | 7,85 | |
| 0,1 | 1,00 | 0,9 | 2,62 | 4,42 | 0,952 | 540 | 7,19 | |
| 0,2 | 0,90 | 0,0 | 2,92 | 4,50 | 0,940 | 490 | 7,19 | |
| 1,0 | 1,00 | 0,0 | 3,00 | 4,68 | 0,943 | 540 | 8,27 | |
| 2,0 | 1,00 | 0,0 | 3,69 | 5,36 | 0,931 | 545 | 11,03 | |

Tabelle B.2: Simulationsergebnisse und Qualitätsfaktor Q für unterschiedliche Parametersätze bei einer Absorptionslänge des Bleiglasses, die der 2. Messung in [Kee95] entspricht. Das Rauschen ist in ADC-Kanälen angegeben.

| Absorptionslänge [1. Messung] | ADC Rauschen | $\frac{\sigma_E}{E}(10 \text{ GeV})[\%]$ | $\frac{\sigma_E}{E}(3 \text{ GeV})[\%]$ | $\frac{E_{sim}}{E_0}(3 \text{ GeV})$ | MIP [MeV] | Q |
|----------------------------------|-----------------|--|---|--------------------------------------|------------|-------------|
| 0,09 | 0,0 | 8,65 | 10,78 | 0,844 | 593 | 55,16 |
| 0,10 | 0,0 | 7,78 | 10,14 | 0,863 | — | — |
| 0,20 | 0,0 | 5,36 | 6,76 | 0,906 | 536 | 21,80 |
| 0,30 | 0,0 | 4,19 | 5,56 | 0,916 | 517 | 11,16 |
| 0,40 | 0,0 | 3,55 | 5,01 | 0,923 | 510 | 8,16 |
| 0,50 | 0,0 | 3,19 | 4,81 | 0,934 | 506 | 6,73 |
| 0,50 | 0,9 | 3,27 | 4,92 | 0,934 | 509 | 6,45 |
| 0,60 | 0,0 | 3,05 | 4,56 | 0,940 | 500 | 6,60 |
| 0,60 | 0,9 | 3,12 | 4,67 | 0,943 | 504 | 6,21 |
| 0,60 | 1,3 | 3,18 | 5,13 | 0,952 | 521 | 4,69 |
| 0,70 | 0,0 | 3,05 | 4,47 | 0,941 | 496 | 7,14 |
| 0,70 | 0,9 | 3,05 | 4,72 | 0,943 | 499 | 6,31 |
| 0,70 | 1,3 | 3,10 | 5,11 | 0,952 | 518 | 4,12 |
| 0,80 | 0,0 | 2,85 | 4,38 | 0,943 | 495 | 6,42 |
| 0,80 | 0,9 | 2,85 | 4,47 | 0,945 | 497 | 5,88 |
| 0,80 | 1,3 | 2,91 | 5,06 | 0,954 | 515 | 2,98 |
| 0,90 | 0,0 | 2,60 | 4,09 | 0,942 | 489 | 7,98 |
| 0,90 | 0,9 | 2,67 | 4,33 | 0,995 | 492 | 6,66 |
| 0,90 | 1,3 | 2,77 | 4,76 | 0,954 | 509 | 2,23 |
| 1,00 | 0,0 | 2,74 | 4,35 | 0,944 | 495 | 6,00 |
| 1,00 | 0,9 | 2,76 | 4,52 | 0,947 | 497 | 5,21 |
| 1,00 | 1,3 | 2,84 | 5,01 | 0,956 | 513 | 2,17 |
| 1,10 | 0,0 | 2,67 | 4,25 | 0,949 | 491 | 6,70 |
| 1,10 | 0,9 | 2,61 | 4,41 | 0,952 | 494 | 6,21 |
| 1,10 | 1,3 | 2,72 | 4,73 | 0,960 | 511 | 2,31 |

Tabelle B.3: Simulationsergebnisse und Qualitätsfaktor Q für unterschiedliche Skalierung der Absorptionslängen und Rauschen in ADC-Kanälen für eine Oberflächenrauigkeit von $p = 0,91$ und einem Absorptionskoeffizienten von 1,5 %.

C. Korrekturfunktionen für das PHENIX-Experiment

Die größten Unterschiede in der Analyse der Daten des Bleigaskalorimeters im PHENIX-Experiment gegenüber dem WA98-Experiment sind

- eine feinere Energieauflösung durch die Verwendung neuer ADCs (1 ADC-Kanal \equiv 1 MeV).
- Das elektronische Rauschen hat sich geändert ($\sigma \approx 8$ MeV) ([Bat00]).
- Der Clusteralgorithmus benutzt neue Schwellen, die in [Mer00] bestimmt wurden:
 - Mindestenergie für ein Clustermitglied: 14 MeV,
 - Mindestenergie für das Clustermaximum: 40 MeV.
- Der Clusteralgorithmus bietet die Wahlmöglichkeit, ob Elemente eines Clusters über eine Modulkante verbunden sein müssen oder ob die Verbindung über eine Ecke ausreicht, um zum Cluster gezählt zu werden.

Daraus ergeben sich die folgenden neuen Parameter für die Korrekturfunktionen:

| Cluster ohne Eckmodule | Cluster mit Eckmodulen |
|------------------------------|------------------------------|
| $a_1 = (1,0386 \pm 0,0007)$ | $a_1 = (1,0268 \pm 0,0008)$ |
| $a_2 = (-0,0414 \pm 0,0008)$ | $a_2 = (-0,0340 \pm 0,0009)$ |
| $a_3 = (0,0061 \pm 0,0002)$ | $a_3 = (0,0047 \pm 0,0003)$ |

Tabelle C.1: Parameter der Energiekorrektur bei senkrechtem Einschluß nach Gleichung 4.1.

| Cluster ohne Eckmodule | Cluster mit Eckmodulen |
|--------------------------------|--------------------------------|
| $b_1 = (-0,01204 \pm 0,00129)$ | $b_1 = (-0,01569 \pm 0,00282)$ |
| $b_2 = (-0,07791 \pm 0,00356)$ | $b_2 = (-0,07253 \pm 0,00581)$ |

Tabelle C.2: Parameter der Energiekorrektur unter schrägem Einfall nach Gleichung 4.4 für Photonen einer Energie $E_0 = 1$ GeV.

| E_0 [GeV] | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 20 |
|-----------------------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| ω_{offs} ohne Eckmodule | 3,6 | 3,8 | 4,0 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,4 |
| ω_{offs} mit Eckmodulen | 3,6 | 3,8 | 4,0 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,2 | 4,4 |

Tabelle C.3: Offsetparameter der minimalen Ortsauflösung für verschiedene Einschußenergien E_0 .

| ohne Eckmodule | |
|--|--|
| 1 GeV Photon | $d_x(\theta, \phi = 0^\circ) = (0,27964 \pm 0,0012) \text{ cm} \cdot \theta$ |
| 10 GeV Photon | $d_x(\theta, \phi = 0^\circ) = (0,3836 \pm 0,0009) \text{ cm} \cdot \theta$ |
| $d_x(E_0) =$ | |
| $(2,9691 \pm 0,0447) \text{ cm}$ | |
| $+ (0,4459 \pm 0,057) \text{ cm} \cdot \ln E_0$ | |
| $- (0,01558 \pm 0,017) \text{ cm} \cdot \ln^2 E_0$ | |
| mit Eckmodulen | |
| 1 GeV Photon | $d_x(\theta, \phi = 0^\circ) = (0,2812 \pm 0,0012) \text{ cm} \cdot \theta$ |
| 10 GeV Photon | $d_x(\theta, \phi = 0^\circ) = (0,3857 \pm 0,0008) \text{ cm} \cdot \theta$ |
| $d_x(E_0) =$ | |
| $(2,9592 \pm 0,0313) \text{ cm}$ | |
| $+ (0,4546 \pm 0,0254) \text{ cm} \cdot \ln E_0$ | |
| $- (0,0163 \pm 0,0065) \text{ cm} \cdot \ln^2 E_0$ | |

Tabelle C.4: Abhängigkeit der Ortskorrektur d vom Azimutalwinkel θ und von der Einschußenergie E_0 in der Simulation von Photonen unter Winkeleinschuß. Die Abhängigkeit der Ortskorrektur vom Polarwinkel ϕ ist durch Gleichung (4.10) gegeben.

Literaturverzeichnis

- [Aar87] P.A. Aarnio et al., *FLUKA user's guide*, Technical Report TIS RP 190, CERN, 1987
- [Agg00] M.M. Aggarwal et al., *Direct Photon Production in 158 AGeV $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ Collisions*, Preprint nucl-ex/0006007 (2000)
- [Aki99] Y. Akiba et al., Nucl. Instr. Meth. **A 433** (1999) 143
- [Aur98] P. Aurenche et al., Phys. Lett. **D 58** (1998)
- [Awe89] T. C. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 479
- [Awe92] T. C. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 311** (1992) 130
- [Awe98] T. C. Awes, private Mitteilungen, 1998
- [Bat00] S. Bathe, persönliche Mitteilung, 2000
- [Bla89] J. P. Blaizot und J. Y. Ollitrault, Phys. Lett. **B217** (1989) 386
- [Boh96] E.-M. Bohne, *Einsatz eines Bleiglasdetektors zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen*, Dissertation, WWU Münster, 1996
- [Boh23] N. Bohr, *Über die Quantentheorie der Linienspektren*, F. Vieweg & Sohn, 1923
- [Büs97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im BleiglasKalorimeter LEDA – Eine Computersimulation –*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Büs00a] H. Büsching, private Mitteilungen, 2000
- [Büs00] H. Büsching, Dissertation, WWU Münster, in Vorbereitung

- [Cap81] A. Capella und J. Tran Thanh Van, *Z. Phys.* **C 10** (1981) 249
- [CER00] CERN, *New State of Matter created at CERN*, Press Release (2000)
- [Chu96] T. Chujo et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **383** (1996) 409
- [Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleigaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, Dissertation, WWU Münster, 1996
- [Evd86] V.N. Evdokimov et al., *Spectral characteristics of some types of Photomultiplier*, Preprint 86-34, Serpukhov, 1986
- [Fas93] A. Fasso et al., *FLUKA 92*, Proceedings of the Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments, Santa Fee, 1993
- [Fer96] A. Ferrari und P.R. Sala, *GEANT Hadronic Event Generators: a comparison at the single interaction level*, ATLAS interne Mitteilung, PHYS-No-086, 1996
- [Fes85] H. Fesefeldt *GHEISHA: The Simulation of Hadronic Showers – Physics and Applications*, Report PHITA 85/02, Aachen, 1985
- [Gab89] T. A. Gabriel *CALOR89: A Monte Carlo program Package for the Design and Analysis of Calorimeter Systems*, unveröffentlicher Report, ORNL/TM-11185, Oak Ridge, 1989
- [GEA94] Application Software Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf, 1994
- [Gor99] S. Gorus, *Untersuchung von Eigenschaften des Bleiglasdetektors LEDA durch Computersimulationen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1999
- [Kap97] J. Kapustinsky et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A392** (1997) 192.
- [Kee95] S. Kees, *Untersuchung des nichtlinearen Anteils der Antwortfunktion eines Bleiglasdetektors durch eine Computersimulation*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995
- [Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, 1992

- [Kno00] S. Knoche, *Kollektive Flußphänomene in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2000
- [Lib95] B. Libby et al., Nucl. Instrum. Meth. **A367** (1995) 244
- [Lük92] H. D. Lüke, *Signalübertragung*, Springer, 1992
- [Mer00] M. Merschmeyer, *Das Bleiglaskalorimeter in der Simulationsumgebung des PHENIX-Experiments*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2000
- [Mex99] V. Mexner, *Hochenergetests eines elektromagnetischen Kalorimeters für das PHENIX-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1999
- [Pei87] T. Peitzmann, *Kalibration eines Bleiglaskalorimeters und Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1987
- [Per87] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987
- [PHE93] PHENIX-Collaboration, *PHENIX Conceptual Design Report*, Brookhaven National Laboratory, 1993
- [Pho82] *Photomultiplicateurs et Cellules Photoémisives*, Manual Techniques, RTC, Paris, 1982
- [Pob99] U. von Poblotzki, *Skalierungsverhalten globaler Observablen und kollektiver Fluß in numerischen Simulationen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1999
- [Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995
- [Rey99] K. Reygers, *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen*, Dissertation, WWU Münster, 1999
- [Rot91] B. Roters, *Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden und Teilchenidentifizierung bei einem segmentiertem Bleiglaskalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1991
- [Rut11] E. Rutherford *The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom*, Philosophical Magazine **21** (1911) 669

- [Rya98] V.G. Ryabov, Nucl. Instrum. Meth. **A419** (1998) 363
- [Schn93] M. Schnittker, *Entwicklung eines modularen Bleiglaskalorimeters und seiner Kalibrationsmethoden*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [Sche94] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitor-systems für ein modulares Bleiglasspektrometer*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Sch94] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Sch98] H. Schlagheck, *Collective Flow Phenomena in 33 TeV Pb+Pb Reactions*, Dissertation, WWU Münster, 1998
- [Sto99] R. Stock, *The Parton-Hadron Phase Transition in Central Nuclear Collisions at the CERN SPS*, Preprint hep-ph/9901415 (1999)
- [Wer93] K. Werner, Phys. Rep. **232** (1993) 87
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., 1994
- [ZDC98] ZDC Group: Brookhaven, Frankfurt, IHEP(Protvino), Maryland, TAMU *Zero Degree Calorimeter for RHIC*, Proposal, BNL, Brookhaven, 1998
- [Zei96] C. Zeitnitz und T.A. Gabriel, *The GEANT-CALOR Interface User's Guide*, Mainz, 1996

Danksagung

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

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die interessante Aufgabenstellung, die hervorragenden Arbeitsbedingungen am Institut für Kernphysik sowie die Ermöglichung eines lehrreichen Aufenthaltes am BNL und der Teilnahme an der DPG-Tagung in Dresden.

Bei Dr. T. Peitzmann möchte ich mich für die Betreuung dieser Arbeit, seine zahlreichen Anregungen und seine stete Diskussionsbereitschaft bedanken.

Ein besonderes Dankeschön geht auch an Dipl.-Phys. Henner Büsching, Dipl.-Phys. Stefan Bathe und Markus Merschmeyer, die mit ihren Ideen und Diskussionen einen großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit haben.

Dank auch an N. Heine für die verwendeten Zeichnungen und die Hilfe beim Erstellen des Posters für die DPG-Tagung sowie an Dr. D. Bucher für die Gastfreundschaft während des Aufenthaltes am BNL.

Ebenso möchte ich mich bei 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. K. Reygers, H. Schlagheck, S. Steltenkamp, J. Stewering, W. Verhoeven, Dipl.-Phys. M. Wahn, A. Wälte und O. Winkelmann für die angenehme Zusammenarbeit und die Unterstützung bedanken.

Für die Durchsicht meiner Arbeit und die vielen Verbesserungsvorschläge danke ich nochmals Dipl.-Phys. H. Büsching, Dr. T. Lister und Dr. T. Peitzmann.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Eltern für die moralische Unterstützung und dafür, daß sie mir das Studium der Physik ermöglicht haben.

Mein besonderer Dank gilt auch Ingrid, die selbst in den stressigen Zeiten meines Studiums nie die Ruhe und Geduld verloren hat und immer für mich da war.

Für die oftmals nötige Ablenkung von der Physik geht ein dickes Dankeschön an: Anja, Bernhard, Birgit, Christian, Daniel, Elke, Heinrich, Helga, Ingrid, Jens, Judith, Julia, Kathrin R., Kathrin S., Katja, Marcus, Markus, Michaela, Olaf, Volkmar, Ralf, Steffi, und Tina.

*Hiermit bestätige ich, daß ich diese Arbeit selbstständig
verfaßt und keine anderen als die angegebenen
Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.*

Münster, 21. November 2000

Christian Klein-Bösing