

Experimentelle Physik

Untersuchung nichtlinearer Effekte im  
Bleiglaskalorimeter LEDA  
- Eine Computersimulation -

Diplomarbeit

von

Henner Büsching

Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Institut für Kernphysik

März 1997



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1	Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	1
1.2	Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen . . . . .	4
1.3	Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Das WA98-Experiment</b>	<b>13</b>
2.1	Der Aufbau . . . . .	13
2.1.1	Kalorimeter . . . . .	15
2.1.2	Messung der Teilchenmultiplizitäten . . . . .	15
2.1.3	Messung geladener Teilchen . . . . .	17
2.2	Der Bleiglas-Detektor LEDA . . . . .	18
2.2.1	Der Aufbau des Detektors . . . . .	18
2.2.2	Physikalische Prozesse . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Simulationen des LEDA</b>	<b>25</b>
3.1	GEANT . . . . .	25
3.2	Anpassung an das Experiment . . . . .	27
3.2.1	Geometrie und Materialanpassung . . . . .	28
3.2.2	Brechungsindex des Bleiglases . . . . .	30

3.2.3	Oberflächenrauigkeit . . . . .	31
3.2.4	Reflexionskoeffizient der Mylar-Folie . . . . .	33
3.2.5	Absorption . . . . .	33
3.2.6	Quantenausbeute der Photokathode . . . . .	35
3.2.7	Digitalisierung und Analyse . . . . .	36
3.2.8	Einfluß der Parameter . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Vergleich mit der Kalibration</b>	<b>41</b>
4.1	Linearität der Antwortfunktion . . . . .	41
4.2	Energieauflösung . . . . .	43
4.3	Ortsauflösung . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Vergleich von Elektronen und Photonen</b>	<b>51</b>
<b>6</b>	<b>Simulation von Photonen</b>	<b>59</b>
6.1	Absolutwerte der Energien . . . . .	59
6.1.1	Winkelabhängigkeiten . . . . .	62
6.1.2	Ortsabhängigkeit . . . . .	64
6.2	Ortsrekonstruktion . . . . .	66
6.2.1	Schwerpunktmethode . . . . .	66
6.2.2	Der logarithmisch gewichtete Schwerpunkt . . . . .	67
6.2.3	Ortsauflösung . . . . .	70
6.2.4	Ortsrekonstruktion bei nichtsenkrechtem Einfall . . . . .	70
<b>7</b>	<b>Hadronen</b>	<b>77</b>
7.1	Minimal ionisierende Teilchen . . . . .	78
7.2	Dispersion . . . . .	80
7.3	Flugzeituntersuchungen . . . . .	88
7.4	Rekonstruktion des MIP-Peaks . . . . .	97

---

<b>8</b>	<b>Parametrisierung der Absorption</b>	<b>103</b>
8.1	Rekonstruktion der Čerenkovphotonen . . . . .	105
8.2	Notwendige Informationen . . . . .	107
8.3	Abhängigkeiten von der Schauertiefe . . . . .	107
8.4	Senkrechter Einfall . . . . .	111
8.5	Nichtsenkrechter Einfall . . . . .	116
8.6	Hadronen . . . . .	120
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>125</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>129</b>
A.1	Variablen der Schwerionenphysik . . . . .	129
A.2	Die Bethe - Bloch - Formel . . . . .	130



# 1. Theoretische Grundlagen

## 1.1 Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma

Nach heutigem Kenntnisstand besteht die Materie aus zwei Arten von Teilchen: Quarks und Leptonen. Diese als Fermionen bezeichneten Elementarteilchen besitzen halbzahligen Spin und unterliegen damit der Fermi-Dirac-Statistik. Es gibt 6 verschiedene Quark- und ebensoviele Leptonensorten:

$$\begin{aligned} \text{Quarks :} & \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \\ \text{Leptonen :} & \quad \begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Quarks schließen sich zu Hadronen zusammen; man unterscheidet Quark-Antiquark-Paare - sogenannten Mesonen - und 3-Quark-Kombinationen, die Baryonen. Die bekanntesten Vertreter der Baryonen sind Proton und Neutron, die Bausteine der Atomkerne. Protonen und Neutronen bilden zusammen mit den bekanntesten Leptonen, den Elektronen, die Atome.

Zwischen den Fermionen bestehen vier unterschiedliche Wechselwirkungen, die von sogenannten Eichbosonen mit ganzzahligem Spin bewirkt werden. Diese unterliegen der Bose-Einstein-Statistik. Am bekanntesten ist das Photon, das Eichboson der Quantenelektrodynamik (QED). Es vermittelt die Coulombwechselwirkung zwischen geladenen Teilchen. Für den Zusammenhalt der Quarks in den Hadronen sorgt die starke Wechselwirkung. In Analogie zur QED wurde die Theorie der starken Wechselwirkung eingeführt, die Quantenchromodynamik (QCD).

In der QCD gibt es acht unterschiedliche Eichbosonen, die Gluonen, die die Kräfte zwischen den dort eingeführten „Farbladungen“ der Quarks vermitteln.

Innerhalb der Hadronen heben sich die Farbladungen der Quarks gegenseitig auf: Baryonen und Mesonen sind „farbneutral“. Da Gluonen selbst „Farbe“ tragen, können sie untereinander wechselwirken; die elektrisch neutralen Photonen können das nicht.

In beiden Theorien läßt sich die Wechselwirkung durch ein Potential beschreiben ([Per87]):

$$V_{QED} = -\frac{\alpha}{r} \quad (1.1)$$

$$V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1.2)$$

Die Stärke der Wechselwirkungen wird durch die Kopplungskonstanten  $\alpha$  und  $\alpha_s$  bestimmt. In der QED ist  $\alpha = 1/137$  die Feinstrukturkonstante; in der QCD ist  $\alpha_s$  keine wirkliche Konstante, sondern hängt vom Impulsübertrag  $q^2$  ab ([Per87]):

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(\frac{q^2}{\lambda^2})} \quad (1.3)$$

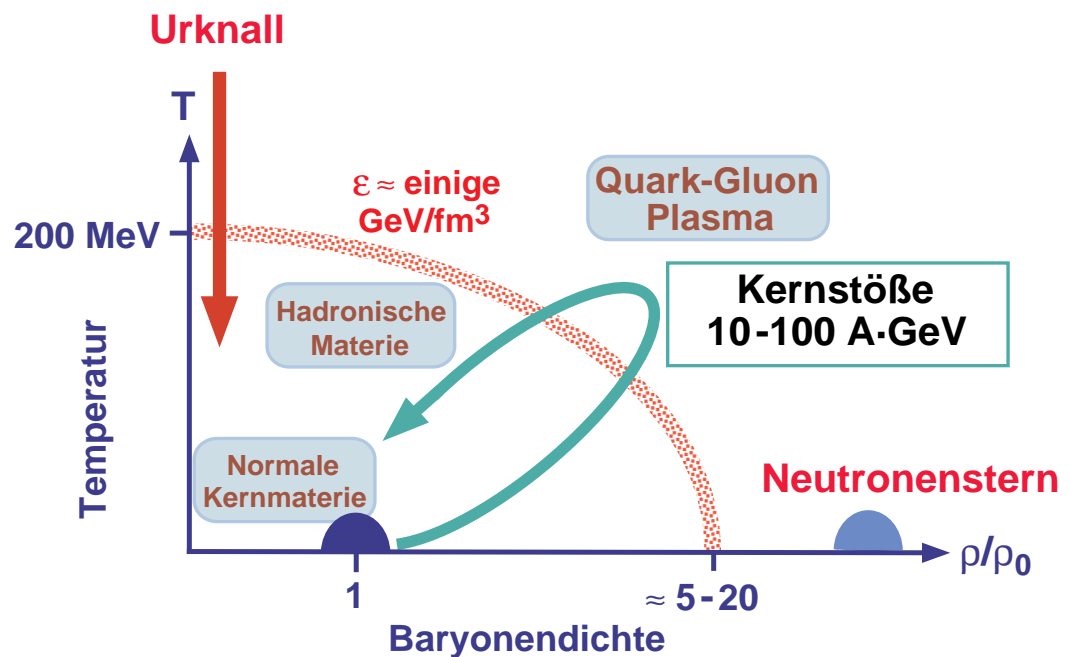
( $N_f$ : Anzahl der verschiedenen Quarksorten,  $\lambda \approx 100$  MeV: Skalenfaktor der QCD)

Mit großem Impulsübertrag oder kleinen Abständen nimmt  $\alpha_s$  ab. Für sehr große Impulsüberträge geht  $\alpha_s(q^2)$  gegen Null, die Teilchen verhalten sich wie freie Teilchen („asymptotische Freiheit“). Mit kleinem  $q^2$  oder großem Abstand wächst die starke Wechselwirkung ( $V \sim kr$ ), die Teilchen werden stärker aneinander gebunden („confinement“). So erklärt die Theorie, daß Quarks nicht frei beobachtet werden können; sie sind in den Hadronen fest eingeschlossen.

Störungstheoretische Berechnungen sind nur für  $\alpha_s \ll 1$  möglich; für Prozesse mit großen Kopplungskonstanten kommen alternative Modelle wie etwa die Gittereichtheorie zur Anwendung, in der Zustände auf einem diskreten Raum-Zeit-Gitter berechnet werden.

Einige diese Berechnungen machen Voraussagen, daß im Grenzfall sehr hoher Temperaturen oder hoher Kompression ein Phasenübergang der hadronischen Materie in einen neuen Zustand erwartet wird, den man als Quark-Gluon-Plasma bezeichnet. In diesem neuen Aggregat-Zustand ist der Quark-Einschluß aufgehoben; Quarks und Gluonen können sich über einen ausgedehnten





**Abbildung 1.1:** Schematische Darstellung des Phasendiagramms für den Übergang vom Hadronengas zum Quark-Gluon-Plasma. Nach dem Urknall könnte es einen Phasenübergang zum Hadronengas bei hohen Temperaturen aber einer geringen Baryonendichte gegeben haben. Im Innern einiger Neutronensterne wird ebenfalls ein QGP bei geringer Temperatur und hoher Baryonendichte vermutet.

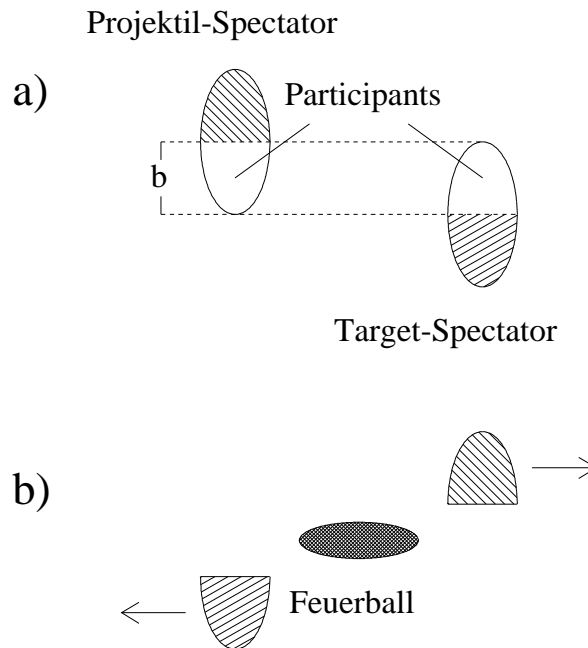
Raubereich relativ frei bewegen. Die notwendigen extremen Bedingungen für die Ausbildung eines Plasma-Zustands könnte es beispielsweise für kurze Zeit nach dem Urknall bei sehr hohen Temperaturen gegeben haben; auch im Innern mancher Neutronensterne wird ein Quark-Gluon-Plasma vermutet.

Abbildung 1.1 zeigt das Phasendiagramm für einen solchen Übergang und die möglichen Szenarien der Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas. Die Baryonendichte ist auf die Dichte normaler Kernmaterie von etwa  $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$  normiert. In den Berechnungen wird bei verschwindender Baryonendichte eine kritische Temperatur von  $T_c = 150 - 200 \text{ MeV/k}$  vorhergesagt. Bei verschwindender Temperatur wird außerdem eine kritische Dichte  $\rho_c = \rho/\rho_0 = 5 - 20$  für einen Phasenübergang erwartet. Diese Werte entsprechen einer kritischen Energiedichte von  $\epsilon_c \sim 1 - 5 \text{ GeV/fm}^{-3}$  ([Wil74]). Alle Rechnungen

setzen voraus, daß eine genügend große Menge Kernmaterie vorliegt, um Thermodynamik betreiben zu können. Außerdem muß die Lebensdauer des Systems ausreichen, um ein thermisches Gleichgewicht zu erreichen.

## 1.2 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

Um experimentell einen Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma zu erzeugen, versucht man einen Mittelweg zwischen den sehr hohen Temperaturen und hohen Drücken zu beschreiten. Dazu werden Schwerionenreaktionen im ultrarelativistischen Bereich durchgeführt. In diesen Reaktionen mit Schwerpunktsenergien größer 10 GeV pro Nukleon ist die Compton-Wellenlänge der beteiligten Nukleonen klein im Verhältnis zu den Kernabmessungen. Der Wellencharakter der Teilchen kann deshalb vernachlässigt und die Stoßpartner können als unabhängige Teilchen angesehen werden. Entscheidend für die Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas ist dabei die Frage, ob es möglich ist, die theoretisch vorhergesagte notwendige Energiedichte zu erreichen und ein thermalisiertes System zu erzeugen. Dazu muß die Materie nicht nur genügend stark aufgeheizt und komprimiert werden; es ist weiterhin nötig, die Energie auf möglichst viele Freiheitsgrade aufzuteilen, um ein mit den Gesetzen der Thermodynamik beschreibbares System mit hoher Entropie auszubilden. Die benötigte hohe Entropie des thermodynamischen Systems kann nur in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen mit einer hohen Zahl an beteiligten Nukleonen erzeugt werden. Da es - wie beschrieben - möglich ist, die Reaktionsteilnehmer als unabhängig anzusehen, läßt sich der Reaktionsverlauf durch einfache geometrische Modelle beschreiben. Das einfachste ist das „Feuerball-Modell“: Projektil- und Targetkern werden in Nukleonen, die an der Kollision teilnehmen („participants“), und nur zuschauende Nukleonen („spectators“) unterteilt. Wie in Abbildung 1.2 gezeigt, entsteht in der Kollision im Bereich der Überdeckung eine Zone hoher Energiedichte, der Feuerball. Größe des Systems und damit Anzahl der beteiligten Nukleonen wird durch den Stoßparameter  $b$  bestimmt.



**Abbildung 1.2:** Das Feuerball-Modell. Vor dem Stoß laufen Target und Projektil im Schwerpunktsystem unter dem Stoßparameter  $b$  aufeinander zu. Während der Kollision wandelt sich im Bereich der Überdeckung die kinematische Energie der beteiligten Nukleonen („participants“) in thermische Energie um, ein sogenannter Feuerball entsteht. Die nicht am Stoß beteiligten Nukleonen („spectators“) fliegen unbeeinflusst weiter.

In Abbildung 1.3 ist ein möglicher raum-zeitlicher Verlauf einer Schwerionenkollision hoher Energie unter Annahme der Ausbildung eines QGP skizziert. Verschiedene Phasen sind zu unterscheiden, die einem jeweils anderen Materiezustand entsprechen. Nach einer Vorgleichgewichtsphase unmittelbar nach der Kollision der Kerne bildet sich eventuell ein Quark-Gluon-Plasma aus: Die Teilchen befinden sich in thermischem Gleichgewicht. Mit zunehmender Expansion kühlt sich das Plasma weiter ab, bis sich in einer gemischten Phase der Phasenübergang zum Hadronengas vollzieht, das nach hinreichend langer Zeit ohne Plasma-Bestandteile vorliegt. Dichte und Temperatur des Hadronengases nehmen weiter ab. Die Reaktion endet mit dem Aussenden der einzelnen Hadronen, man spricht vom „Ausfrieren“ der Hadronen.

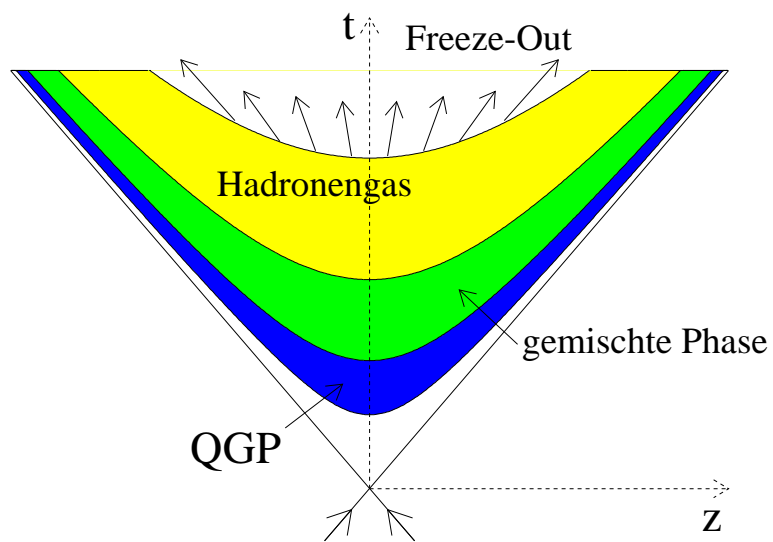


Abbildung 1.3: Mögliches Raum-Zeit-Diagramm für eine Schwerionenreaktion

## 1.3 Signaturen eines Quark-Gluon-Plasmas

Um festzustellen, ob es bei der Schwerionenkollision zur Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas gekommen ist, müssen signifikante, experimentell zugängliche Signale für den Phasenübergang von hadronischer Materie in ein solches Plasma gefunden werden. In der Theorie sind verschiedene dieser Signale benannt worden. Allerdings lassen sich die meisten von ihnen auch durch abweichende Modelle erklären, die dabei ohne die Ausbildung eines Plasmas auskommen. Ein Nachweis des Quark-Gluon-Plasmas kann daher vermutlich nur durch eine Kombination mehrerer dieser Signaturen gelingen, die zusammen dann nicht mehr alternativ erklärt werden können. Im folgenden sollen die meistgenannten Signale kurz vorgestellt werden <sup>1</sup>:

- Erhöhte Produktion von Seltsamkeit

In einem Quark-Gluon-Plasma herrschen andere Produktionsbedingungen für s-Quarks enthaltende Hadronen oder Mesonen ( $K^+$ ,  $K^-$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ,  $\Phi$ ) als in einem Hadronengas. Im Hadronengas werden seltsame Teilchen beispielsweise durch Nukleon-Nukleon-Reaktionen wie  $p + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + n$  (assoziierte Produktion) erzeugt. Dabei muß eine Energie von etwa 700 MeV aufgebracht werden, um die Reaktion zu ermöglichen. Im QGP hingegen kann die thermische Produktion von  $s\bar{s}$ -Paaren einsetzen, sobald eine Produktionsschwelle in Höhe der doppelten Ruhemasse der s-Quarks überschritten wird. Diese liegt mit  $\sim 300$  MeV deutlich niedriger; die Produktion der Seltsamkeit im QGP sollte gegenüber dem Hadronengas erhöht sein. Experimentell ist dies beispielsweise durch eine Erhöhung des  $K^+/\pi^+$ -Verhältnisses gegenüber Proton-Proton-Reaktionen zu beobachten und in verschiedenen Experimenten bereits gemessen worden ([Abb90]).

- Unterdrückung der  $J/\Psi$ -Produktion

Die  $J/\Psi$ -Resonanz ist ein gebundener Zustand eines  $c\bar{c}$ -Paares, wie es in der frühen Phase einer hochenergetischen Reaktion gebildet wird ( $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ ,  $gg \rightarrow c\bar{c}$ ). In der Theorie wurde für die Ausbildung eines QGP

---

<sup>1</sup>vgl. dazu [Cse94], [Mül92] und [Won94]

eine Unterdrückung der Produktion dieser „Charmonium“-Teilchen vorhergesagt ([Mat86]). Verantwortlich ist eine der Debye-Abschirmung der QED ähnliche Abschirmung der verbindenden Farbladung des einzelnen  $c$ -Quarks durch freie Farbladungen bei Ausbildung eines Plasmas. Es kann gezeigt werden, daß sich im Plasma das anziehende Potential zwischen den  $c$ -Quarks ändert, wobei es mit höheren Plasmatemperaturen immer schwieriger wird, einen gebundenen  $c\bar{c}$ -Zustand zu bilden. In einer späteren Phase der Reaktion ist es dann wahrscheinlicher, daß sich die einzelnen  $c$ -Quarks mit leichteren Quarks zusammenschließen und so z.B.  $D$ -Mesonen bilden, als daß  $J/\Psi$ -Teilchen erzeugt werden. Der Nachweis des Charmoniums geschieht häufig aufgrund einer  $c\bar{c}$ -Annihilation, bei der ein Lepton-Paar erzeugt wird. Ein experimenteller Untergrund wird durch die Dileptonproduktion im Drell-Yan-Prozeß verursacht, auf den im folgenden noch näher eingegangen wird. Auch eine Unterdrückung der  $J/\Psi$ -Produktion läßt sich in einem reinen Hadronengas durch Reaktionen mit Mesonen erklären ([Bla89]).

- Produktion von Dileptonen

Beide bisher vorgestellten Signaturen beruhen auf dem Nachweis von Teilchen, die in der Hadronisationsphase beeinflußt werden. Um jedoch genauere Kenntnisse über den Plasmazustand zu erlangen, sind rein elektromagnetische Signale interessanter. Da Leptonen und Photonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, können sie - ob ihrer höheren freien Weglänge - das Plasma ohne weitere Reaktionen verlassen. Im Plasma kann es in einer Quark-Antiquark-Vernichtung unter anderem zur Produktion eines virtuellen Photons kommen, das dann wiederum in ein Dilepton-Paar zerfällt:

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+ + l^- \quad (1.4)$$

Produktionsrate und Impulsverteilung dieser Dilepton-Paare sind durch die Impulsverteilung der Quarks und Antiquarks im QGP bestimmt, die wiederum durch die thermodynamischen Eigenschaften des Plasmas gegeben sind. Die Messung solcher Dileptonen-Paare kann demnach thermodynamische Observablen des Plasmas wie die Temperatur oder Thermalisierungszeiten zugänglich machen ([Kap92]).

Erschwert wird der Nachweis der aus dem Plasma stammenden Dileptonen-Paare unter anderem durch die „Drell-Yan-Leptonen-Paare“: In der Anfangskollision kann es bei der Annihilation eines Valenzquarks eines Projektilnukleons und eines See-Antiquarks eines Targetnukleons ebenfalls zur Erzeugung eines virtuellen Photons kommen, das anschließend in zwei Leptonen zerfällt. Weitere Leptonen-Paare entstehen in Hadron-Antihadron-Reaktionen ( $\pi - \bar{\pi}$ ) oder durch den hadronischen Zerfall von Resonanzen ( $\rho, \omega, \phi$ ).

- Produktion direkter Photonen

Ein weiteres elektromagnetisches Signal ist die Erzeugung direkter Photonen. Diese können die Plasmaphase ebenfalls unbehindert von der starken Wechselwirkung verlassen. Die beiden dabei dominierenden Prozesse im Plasma sind die Quark-Antiquark-Vernichtung

$$q(\bar{q}) + \bar{q}(q) \rightarrow \gamma + g \quad (1.5)$$

und die Quark-Gluon-Comptonstreuung

$$q + g \rightarrow \gamma + q \quad (1.6)$$

Auch in diesem Fall sollte eine Messung der Verteilung der direkten Photonen einen Einblick in den thermodynamischen Zustand des Plasmas ermöglichen, da Produktionsrate und Verteilung der Photonen stark von der Verteilung der Quarks und Gluonen abhängt: Die Temperatur des Plasmas sollte sich beispielsweise aus der Transversalimpulsverteilung der Photonen bestimmen lassen.

Die Anzahl der aus dem Plasma stammenden direkten Photonen ist mit einem nicht unerheblichen Untergrund behaftet, der sich im wesentlichen aus drei Teilen zusammensetzt. Die Photonen entstammen dabei unterschiedlichen Entwicklungsphasen der Reaktion :

Vor der Ausbildung des Plasmas werden bereits Photonen durch harte Stöße zwischen Quarks und Gluonen erzeugt; sogenannte harte direkte Photonen. Diese Photonen haben Transversalimpulse ab etwa 4 GeV/c. Auch im Hadronengas kann es zur Erzeugung von Photonen kommen.

Entscheidende Prozesse sind beispielsweise:

$$\pi^+ + \pi^- \rightarrow \rho + \gamma \quad (1.7)$$

$$\pi^\pm + \rho \rightarrow \phi^\pm + \gamma \quad (1.8)$$

Den größten Beitrag liefern Photonenzerfälle neutraler Mesonen ( $\pi^0, \eta$ ), welche in der Hadronisierungsphase entstehen.

- Das disorientierte chirale Kondensat

Unter anderen allgemein bekannten Erhaltungssätzen wie der Ladungs- oder Energieerhaltung wird in der Theorie auch der Erhalt der Anzahl „rechts“- und „links“-händiger Teilchen<sup>2</sup> gefordert. Man spricht von der Erhaltung der „chiralen Symmetrie“. Die Tatsache, daß Quarks nicht masselos sind, führt eigentlich dazu, daß unter normalen Bedingungen die chirale Symmetrie „gebrochen“ ist<sup>3</sup>. Betrachtet man jedoch ausschließlich die u- und d-Quarks so gilt die chirale Symmetrie aufgrund der geringen Quarkmassen weiterhin als erhalten.

Die Masse der Pionen wird in der Theorie durch eine „spontane Symmetriebrechung“ erklärt. Der Vakuum-Grundzustand der Energie in der QCD wird dabei durch ein Kondensat dieser Quark-Antiquark-Paaren gebildet. Die Ausrichtung des Kondensats im Isospinraum wird mit  $\sigma$  bezeichnet. Die Pionensorten entsprechen in diesem Bild unterschiedlichen Ausrichtungen des  $\sigma$ -Felds. Bei normalen Temperaturen verschwindet der Isospin des Zustands, alle Pionensorten sind gleich häufig.

In der Theorie wird vorausgesagt, daß beim Übergang von hadronischer Materie in ein Quark-Gluon-Plasma die chirale Symmetrie wieder hergestellt wird. Die Masse der Pionen verschwindet, und damit auch das Vakuum-Kondensat. Beim Übergang zu normaler hadronischer Materie stellt sich der Grundzustand wieder ein (vgl. [Koch95]).

Kommt es allerdings zu einer schnellen ungleichmäßigen Abkühlung in begrenzten Bereichen des Plasmas, so kann auch ein anderer energetisch

---

<sup>2</sup>Die Projektion des Teilchenspins auf die Bewegungsrichtung des Teilchens wird als Helizität bezeichnet. Entsprechend der Spinausrichtung relativ zur Bewegungsrichtung spricht man von „rechts“- und „links“-händigen Teilchen.

<sup>3</sup>Massive Teilchen haben eine endliche Geschwindigkeit. Sie können theoretisch vom Betrachter überholt werden; dabei ändert sich die Helizität.



ungünstigerer Zustand angenommen werden. Dabei nimmt das Kondensat möglicherweise eine von  $\sigma$  abweichende Orientierung im Isospinraum ein, ein „disorientiertes chirales Kondensat“ entsteht. Das Verhältnis der Pionensorten untereinander

$$R \equiv \frac{n_{\pi^0}}{n_{\pi^0} + n_{\pi^+\pi^-}} \quad (1.9)$$

sollte von der Gleichverteilung abweichen (vgl. [Ame96]). Experimentell wird ein über die normalen Schwankungen hinausgehender Überschuss einer Pionensorte erwartet. Da das  $\pi^0$  in zwei Photonen zerfällt, soll im WA98-Experiment das Auftreten eines „disorientierten chiralen Kondensats“ über das Verhältnis geladener Teilchen zu Photonen untersucht werden.



## 2. Das WA98-Experiment

Der Nachweis der im letzten Kapitel vorgestellten Signale eines Quark- Gluon- Plasmas erfordert einen hohen experimentellen Aufwand. Im Herbst 1994 hat man begonnen, am Super-Proton-Synkrotron (SPS) am CERN<sup>1</sup> mit Bleiionen einer Energie von 160 GeV pro Nukleon zu experimentieren. Im WA98- Experiment wird durch Stöße dieser Bleiionen mit einem Blei-Target eine hochangeregte, komprimierte Kernmaterie erzeugt. Verglichen mit den bis dato verfügbaren <sup>16</sup>O- bzw. <sup>32</sup>S- Ionen, deren Reaktionen in den Vorgängerexperimenten WA80 und WA93 untersucht worden sind, kann durch die höhere Ordnungszahl der Bleiionen ein größeres Reaktionsvolumen erreicht werden. Die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas wird somit wahrscheinlicher. Es ist vorgesehen, durch Messung verschiedener Observablen ein möglichst umfassendes Bild des Verlaufs einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion zu erhalten. Das Experiment ist so konzipiert, daß durch Kombination der Detektorsignale mehrere verschiedene Signaturen für den Nachweis eines QGP untersucht werden können ([Wa98]).

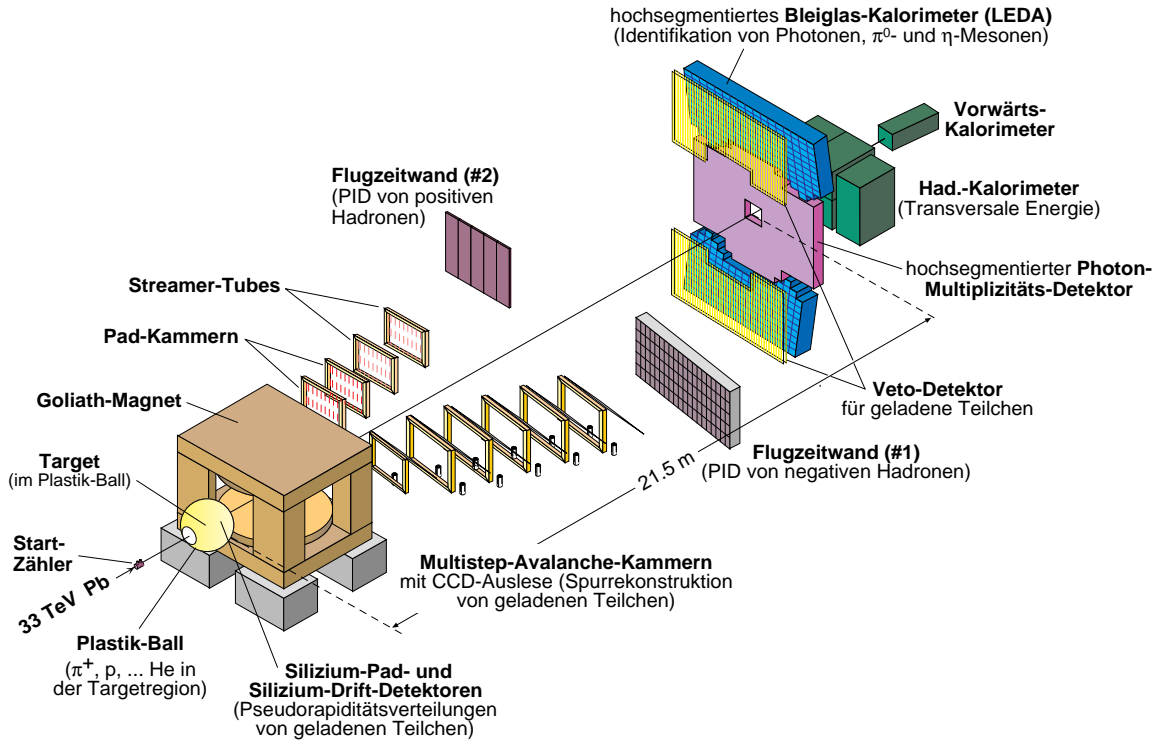
Im folgenden sollen die wichtigsten Detektoren des Experiments in Aufgabe und Funktionsweise kurz vorgestellt werden:

### 2.1 Der Aufbau

In Abbildung 2.1 ist der Aufbau des Experiments in der endgültigen Form schematisch dargestellt. Nicht alle Detektoren waren bereits von Beginn an im Einsatz, einige sind erst während des Experiments hinzugekommen. Die eigentlichen Messungen wurden im Herbst 1996 abgeschlossen, die Auswertung dauert an. Bevor die Bleiionen auf das Target treffen, müssen sie erst die **Startdetektoren** passieren. Diese Gas-Čerenkov-Detektoren mit sehr

---

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



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung des WA-98 Experiments in der endgültigen Form (Zeichnung: K.H.Kampert)

guter Zeitauflösung legen den Zeitnullpunkt für die Ausseelektronik des Experiments fest.

Das Target befindet sich im Innern des **Plastik-Ball-Spektrometers** ([Bad82]). Mit ihm ist es möglich, die Teilchenproduktion im Targetbereich  $(-1,7 \leq \eta \leq 1,3)^2$  zu überwachen. Der Detektor besteht aus 655 kugelförmig angeordneten  $\Delta E - E$ -Teleskopen. Die Kombination der Energie- und Energieverlustmessung erlaubt die Identifikation von Hadronen im Energiebereich bis 300 MeV. Der Detektor soll vor allem zur Untersuchung des Energieflusses in Rückwärtsrichtung eingesetzt werden.

<sup>2</sup>Zur Definition der Pseudorapidität  $\eta$  vgl. Anhang A.1

### 2.1.1 Kalorimeter

Mit dem **Zero-Degree-Calorimeter** (ZDC) und seinem Pendant, dem **MId-RApidity-Calorimeter** (MIRAC), ist es möglich, den Stoßparameter einer Reaktion zu bestimmen (vgl. [Awe89], [You89]). Der ZDC mißt Energien von Teilchen, die das Target unter einem kleineren Winkel als  $0,3^\circ$  zur Strahlachse verlassen, also nicht an der Reaktion teilnehmen („spectators“)<sup>3</sup>. Die transversale Energie wird mit dem MIRAC bestimmt, der einen Pseudorapiditätsbereich  $\eta$  von  $3,7 \leq \eta \leq 5,5$  abdeckt. Damit kann man eine Aussage über die Zentralität der Kollision machen und die Reaktionen in sogenannte Zentralitätsklassen einteilen: Je kleiner der Stoßparameter, desto höhere Energien werden im MIRAC und entsprechend niedrigere im ZDC deponiert.

Der MIRAC ist ein sogenanntes „Sandwich-Kalorimeter“. Er besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Sektor. Der elektromagnetische Sektor enthält abwechselnd Blei- und Szintillatorschichten, deren Lichtsignale über einen gemeinsamen Photovervielfacher ausgelesen werden. Im hadronischen Sektor sind statt Blei- Eisenplatten geschichtet.

Der ZDC ist in ähnlicher Weise aufgebaut, in seinen 35 Modulen sind allerdings ausschließlich abwechselnd Blei- und Szintillatorebenen geschichtet; auch hier erfolgt die Auslese der Lichtsignale über Photovervielfacher.

### 2.1.2 Messung der Teilchenmultiplizitäten

Bei Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas wird - wie bereits erwähnt - eine verstärkte Multiplizität von Photonen gegenüber geladenen Teilchen erwartet, die im Experiment durch die Bestimmung des Verhältnisses  $N_\gamma/N_{ch}$  auf Einzelereignisbasis gemessen werden kann.

Die Messung geladener Teilchen erfolgt mit zwei Silizium-Detektoren: Dem **Silizium-Drift-Detektor** (SDD) und dem **Silizium-Pad-Multiplizitäts-Detektor** (SPMD) ([Ste94]). Durchquert ein geladenes Teilchen die kreisförmige Siliziumscheibe des SDD, so werden Elektronen freigesetzt, die

---

<sup>3</sup>vgl. Abschnitt 1.2

durch eine in radialer Richtung angelegte Spannungsdifferenz zum äußeren Rand der Scheibe driften und dort von einer der 360 Elektroden registriert werden. Im Experiment sind zwei dieser Silizium-Drift-Detektoren im Abstand von 8 bzw. 35,7 cm vom Target positioniert und überdecken somit sich ergänzend einen Pseudorapiditätsbereich von  $1,5 \leq \eta \leq 4,55$ .

Im Silizium-Pad-Multiplizitäts-Detektor werden ebenfalls beim Durchgang geladener Teilchen Ladungen auf der Siliziumscheibe freigesetzt. Zur Auslese bedient man sich diesmal kleiner Kontakte, sogenannter „Pads“, direkt am Entstehungsort der Teilchen. Der SPMD steht in einem Abstand von ca. 33 cm zum Target.

Auch mit dem **Charged-Particle-Veto Detektor** (CPV) lassen sich Multiplizitäten und Rapiditätsverteilungen geladener Teilchen bestimmen ([Rey95],[Bat97]).

Seine wesentliche Aufgabe ist allerdings eine Vetofunktion auf geladene Teilchen für den im folgenden näher zu beschreibenden Bleiglasdetektor LEDA. Der CPV ist direkt vor dem LEDA positioniert. Es soll durch Projektion der Durchgangsorte auf die LEDA-Oberfläche eine möglichst hohe Zahl der vom Bleiglasdetektor gemessenen geladenen Hadronen als solche identifiziert werden. Außerdem wird es möglich, im LEDA Elektronen bzw. Positronen von Photonen zu unterscheiden. Bei dem CPV handelt es sich um einen Gasdetektor (10 % Argon, 30 % Isobutan, 60 %  $CO_2$ ), der im Streamer-Modus mit einer Hochspannung von etwa 4600 V betrieben wird: Durchquert ein geladenes Teilchen die Gasröhren („Tubes“), so entsteht eine räumlich begrenzte Entladung. Dieses Ladungssignal wird auf außen an den Röhren befestigte Kontakte einer Größe von  $1 \times 4,5 \text{ cm}^2$  influenziert. Der CPV besteht aus  $2 \times 86$  Tubes und wird mit etwa 50000 Pads ausgelesen. Auf den CPV wird in Abschnitt 7.4 noch näher eingegangen.

Die Photonenmultiplizität wird im Experiment mit dem **Photon-Multiplizitäts-Detektor** (PMD) ( $2,9 \leq \eta \leq 5,4$ ) gemessen ([You96]). In den Bleiplatten des Detektors werden durch auftreffende Photonen elektromagnetische Schauer ausgelöst, deren Schauerteilchen dann in kleinen Szintillatorplättchen hinter den Bleiplatten Lichtsignale erzeugen. Diese werden über CCD-Kameras ausgelesen. Die Stärke der Bleiplatten wurde so gewählt, daß Photonen mit hoher Wahrscheinlichkeit Elektron-Positron Paare

erzeugen, Hadronen aufgrund ihrer größeren Wechselwirkungslänge dagegen kaum anschauen<sup>4</sup>. Auf diese Weise wird der hohe hadronische Untergrund reduziert. Der PMD hat einen Abstand zum Target von etwa 20 Metern.

### 2.1.3 Messung geladener Teilchen

Die Impulsverteilungen geladener Teilchen werden im Experiment durch den **Goliath-Magneten** und zwei sogenannte *Tracking-Arme* bestimmt. Diese bestehen aus sechs hintereinander angeordneten **Multi-Step-Avalanche-Countern** (MSAC) bzw. zwei MSACs, zwei **Streamer-Tube-Detektoren** zur Bestimmung der Teilchenbahn und jeweils einer **Flugzeitwand** .

Die MSAC-Detektoren ([Cha88], [Izy91]) sind Gasdetektoren mit mehreren großflächigen, parallelen metallischen Netzebenen. Negativ geladene Teilchen lösen in ihnen Gasentladungen aus, die zwischen den Netzebenen verstärkt werden, bis sie in der letzten Stufe Lichtsignale erzeugt werden. Diese werden anschließend über eine Mylarfolie auf eine CCD-Kamera projiziert, die sich außerhalb der Teilchenbahn unter dem Detektor befindet.

Positiv geladene Teilchen treffen auf zwei leicht modifizierte MSAC-Detektoren. Bei diesen werden die Elektronenlawinen nicht erst in Photonen umgewandelt, sondern durch kapazitiv gekoppelte Kontakte nachgewiesen. Die beiden Detektoren werden durch zwei zusätzliche Streamer-Tube-Detektoren ergänzt, die dem bereits beschriebenen CPV in der Funktionsweise gleichen.

Durch Kombination der Ortsinformationen der jeweils hintereinander positionierten Detektoren ist eine Rekonstruktion der Teilchenbahn möglich; aus der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld läßt sich dann das Verhältnis von Impuls und Ladung ( $p/Z$ ) bestimmen. Mißt man die Flugzeit der Teilchen vom Target bis zu den beiden Flugzeitwänden am Ende der Trackingarme, so ergibt sich aus dem Impuls  $p$  zusätzlich die Masse der Teilchen.

---

<sup>4</sup>vgl. dazu auch Abschnitt 2.2.2

## 2.2 Der Bleiglas-Detektor LEDA

Eines der Hauptziele des WA98-Experiments ist der Nachweis thermischer direkter Photonen<sup>5</sup> aus einem Quark-Gluon-Plasma mit dem **Bleiglasdetektor LEDA**<sup>6</sup>. Dieser soll aufgrund seiner zentralen Bedeutung für diese Arbeit im folgenden näher vorgestellt werden: Wie bereits erwähnt, bilden Photonen aus  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Zerfällen einen sehr hohen Untergrund bei der Bestimmung der direkten Photonen. Damit wird es notwendig, mit hoher Akzeptanz die Zerfallsphotonen der neutralen Mesonen zu messen, um diesen Untergrund rekonstruieren zu können. Die experimentellen Schwierigkeiten führen zu bestimmten Anforderungen an den Detektor:

So muß ein großer Raumwinkelbereich abgedeckt werden, um eine hohe Akzeptanz der  $\eta$ - und  $\pi^0$ -Mesonen zu erreichen. Außerdem muß es mit dem Detektor möglich sein, die Energie in einem großen dynamischen Bereich zu messen, da Photonen mit Energien von einigen 100 MeV bis zu etwa 40 GeV nachgewiesen werden sollen. Zum Schluß ist eine feine laterale Segmentierung des Detektors notwendig, um durch eine gute Ortsauflösung die Mesonen zu rekonstruieren und einzelne Photonen besser trennen zu können. Außerdem ermöglicht die laterale Segmentierung eine Unterscheidung von gemessenen Hadronen und Photonen.

### 2.2.1 Der Aufbau des Detektors

Der Bleiglasdetektor LEDA besteht aus zwei Hälften oberhalb und unterhalb der Strahlachse<sup>7</sup> die in einer Entfernung von 21,5 m vom Target den PMD umrahmen. Es wird ein Winkelbereich von etwa  $6^\circ \leq \theta \leq 12^\circ$  überdeckt ( $2,25 \leq \eta \leq 2,95$ ). Der Detektor hat eine Fläche von etwa 16,13 m<sup>2</sup> und besteht aus 10.080 einzelnen Bleiglasmodulen. Kern der Module ist ein 4 x 4 x 40 cm großer TF1-Bleiglasblock<sup>8</sup>. 6 x 4 Einzelmodule sind zu sogenannten Supermodulen zusammengefaßt. Die Unterteilung des Detektors in 420 Super-

---

<sup>5</sup>vgl. Abschnitt 1.3

<sup>6</sup>LEadglass Detektor Array

<sup>7</sup>vgl. Abbildung 2.1

<sup>8</sup>Zusammensetzung von TF1-Bleiglas: 51 % PbO und 49 % SiO<sub>2</sub>



module mit eigenem Referenzsystem erlaubt den Einsatz des Detektors in sich anschließenden Experimenten ohne eine erneute Kalibration. So soll der LEDA-Detektor im PHENIX<sup>9</sup>-Experiment am RHIC<sup>10</sup> in veränderter Anordnung der Supermodule eingesetzt werden. Die Konstruktion der Supermodule wird ausführlich in [Schl94] beschrieben.

Der Nachweis der Photonen erfolgt im LEDA-Detektor mit Hilfe von Čerenkovphotonen (Abschnitt 2.2.2). Diese treffen, nachdem sie zu einem großen Teil durch Totalreflexion an den Detektorwänden zum Modulende gelangt sind, auf Photovervielfacher und werden dort detektiert. Die Signale des Photovervielfachers werden in einem ladungsempfindlichen Analog-Digital-Converter (ADC) diskretisiert und der Datenverarbeitung zugeführt.

Die Stabilität des Detektors wird durch ein Referenzsystem überwacht. Es besteht aus einer blauen und zwei gelben Leuchtdioden, die unter einer Reflexionshaube an der Frontseite der Supermodule angebracht sind, um das Licht der LEDs gleichmäßig in alle Einzelmodule zu verteilen. Die LEDs sollen die verschiedenen Eigenschaften des im Bleiglas erzeugten Čerenkovlichts<sup>11</sup> wie Impulsverhalten, Intensität und Wellenlänge möglichst gut nachahmen. Aus technischen Gründen kann dies nicht durch eine einzelne LED geleistet werden. Die LEDs werden ihrerseits von einer zusätzlich angebrachten Photodiode überwacht. Eine detaillierte Beschreibung des Referenzsystems findet sich in [Sch94].

## 2.2.2 Physikalische Prozesse

Trifft ein hochenergetisches Photon oder Elektron auf das Kalorimeter, so kommt es zu verschiedenartigen Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial. Es kann sich eine Kaskade von Sekundärteilchen bilden; ein sogenannter Schauer entsteht. Während der Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers wird durch seine geladenen Bestandteile Čerenkovstrahlung ausgesandt, die dann, wie beschrieben, detektiert werden kann. Hadronisch wechselwirkende Teilchen unterscheiden sich von Elektron und Photon in der Art der Schauerbildung.

---

<sup>9</sup>Pioneering High Energy Nuclear Ion Experiment

<sup>10</sup>Relativistic Heavy Ion Collider des National Laboratory in Brookhaven, New York

<sup>11</sup>vgl. Abschnitt 2.2.2

### Elektromagnetische Schauer

Die bei hohen Energien dominierenden Wechselwirkungen sind bei Photonen Paarbildungs- und bei Elektronen und Positronen Bremsstrahlungsprozesse: Ein Photon erzeugt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $1 - e^{-7/9} = 54\%$  in einer Schicht der Dicke  $X_0$ , der sogenannten Strahlungslänge, ein Elektron - Positronpaar. Die Elektronen und Positronen verlieren ihrerseits innerhalb einer Strahlungslänge  $X_0$  im Mittel  $(1 - 1/e)$  ihrer Energie durch Bremsstrahlung im Feld eines Kerns des Detektormaterials. Die hierbei entstehenden Bremsstrahlungsphotonen können dann wieder Elektron - Positronpaare erzeugen. Dieser „elektromagnetische Schauer“ bricht erst ab, wenn die bei jedem Wechselwirkungsschritt weiter aufgeteilte Teilchenenergie die kritische Energie  $E_c$  unterschreitet, bei der der Energieverlust der Teilchen durch Ionisation gleich dem durch Bremsstrahlung ist.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} \quad (2.1)$$

Für den Energieverlust durch Bremsstrahlung gilt:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} = \frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

In gleicher Weise kann ein Schauer von Elektronen ausgelöst werden; lediglich der erste Konversionsschritt entfällt.

Die Tiefe des Schauermaximums höchster Teilchenzahl läßt sich in Einheiten der materialabhängigen Strahlungslänge angeben:

$$\frac{X_{max}}{X_0} \sim \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) - t \quad (2.3)$$

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

Die Energiedeposition des Schauers in radialer Richtung fällt im wesentlichen exponentiell ab und kann durch den Molière-Radius  $R_M$  beschrieben werden:

$$R_M \approx \frac{21MeV \cdot X_0}{E_c} \quad (2.4)$$

Innerhalb eines Zylinders mit dem Radius  $2 R_M$  um die Schauerachse werden etwa 95 % der Schauerenergie deponiert.

Das im Experiment verwendete Bleiglas TF1 besitzt eine Strahlungslänge von 2,78 cm und einen Molière-Radius von 3,9 cm<sup>12</sup>.

### Hadronische Schauer

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Mechanismen steht das Verhalten von Hadronen im Detektor. Trifft ein hadronisches Teilchen, etwa ein Pion oder Proton, auf das Kalorimeter, so erzeugt es in einer Reihe von inelastischen Stößen mit dem Detektormaterial andere sekundäre Hadronen. Dabei handelt es sich vornehmlich um Pionen, die dann ebenfalls wieder inelastisch wechselwirken. Die so entstehende Kaskade wird als „hadronischer Schauer“ bezeichnet. Sie bricht ab, wenn die Schauerteilchen so kleine Energien haben, daß sie vollständig vom Material abgebremst oder absorbiert werden. Außerdem werden bei diesen Prozessen, zum Beispiel durch Bremsstrahlung oder  $\pi^0$ -Zerfälle, auch elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen erzeugt. Die räumliche Entwicklung eines solchen Schauers läßt sich durch die hadronische Wechselwirkungslänge  $\lambda$  bestimmen:

$$\lambda = \frac{A}{\sigma N_A \rho} \quad (2.5)$$

(A: Molmasse,  $\rho$ : Dichte des Detektormaterials,  $N_A$ : Avogadrozahl,  $\sigma$ : inelastischer Wirkungsquerschnitt)

Im Vergleich zur elektromagnetischen Strahlungslänge  $X_0$  ist sie sehr viel größer; im verwendeten TF1-Bleiglas beträgt sie etwa 38 cm<sup>13</sup>. Innerhalb einer Wechselwirkungslänge findet mit einer Wahrscheinlichkeit von  $1 - 1/e \approx 63\%$  ein hadronischer Prozeß statt. Somit wird von etwa 63 % aller Hadronen innerhalb des Detektors ein Schauer ausgelöst. Die übrigen Hadronen geben als minimalionisierende Teilchen nur einen Bruchteil ihrer Energie durch Ionisationsprozesse und Čerenkov-Srahlung ab. Die mittlere Tiefe der hadronischen Schauer sollte größer sein als bei elektromagnetischen Schauern, außerdem ist die Breite der Schauerverteilung bei hadronischen Teilchen größer. Diese Schauermerkmale werden zur Unterscheidung von Photonen und Hadronen eingesetzt.

<sup>12</sup>vgl. zum gesamten Abschnitt [Klei92]

<sup>13</sup>Die angegebene hadronische Wechselwirkungslänge ist kein gemessener Wert, sondern das Ergebnis einer GEANT-Simulation in [Rote91]

## Čerenkovstrahlung

Durchquert ein geladenes Schauerteilchen das Detektormaterial, so erzeugt es entlang seiner Bahn Čerenkovstrahlung. Sie entsteht, wenn die Geschwindigkeit  $v$  eines geladenen Teilchens die des Lichtes in einem dispersiven Medium mit dem Brechungsindex  $n$  überschreitet:

$$v > \frac{c}{n} = c_{Phas}. \quad (2.6)$$

Die Čerenkovstrahlung wird sodann unter einem Winkel  $\theta$  relativ zur Flugrichtung abgestrahlt. Es gilt:

$$\cos \theta_{\check{C}erenkov} = \frac{1}{\beta n} \simeq \frac{1}{n} \quad \text{mit} \quad \beta = v/c \quad (2.7)$$

Für das TF1-Bleiglas ( $n = 1,647$ ) ergibt sich ein Čerenkovwinkel von  $\theta_{\check{C}erenkov} \simeq 53^\circ$ ; der Weg der Photonen zum Ende des Moduls vergrößert sich durch Reflexionen damit um den Faktor 1,7.

Im Bleiglasmodul wird das Čerenkovlicht der Schauerteilchen durch Totalreflexion an den Glasoberflächen zu einer Photokathode geleitet. Die Anzahl der pro Energieintervall emittierten Čerenkovphotonen ist proportional der zurückgelegten Strecke  $L$  (vgl. [Klei92]):

$$\frac{dN_{\check{C}erenkov}}{dE} = \frac{2\pi\alpha}{hc} \left(1 - \frac{1}{\beta^2\epsilon}\right)L \quad (2.8)$$

( $\alpha$  : Feinstrukturkonstante,  $\epsilon$ : Dielektrizität des Mediums)

Aufgrund eines proportionalen Zusammenhangs zwischen der Anfangsenergie und der Spurlänge  $L$ , die ein geladenes Teilchen zurücklegt [Pei87], gibt es eine weitere Proportionalität:

$$N_{\check{C}erenkov} = c \cdot E_0 \quad (2.9)$$

Die Anzahl der Čerenkovphotonen wird allerdings durch Absorption stark verringert.

### Rekonstruktion von $\pi_0$ - und $\eta$ -Mesonen

Bereits in der Targetfolie zerfallen die in den Schwerionenreaktionen gebildeten neutralen Pionen  $\eta$ -Mesonen mit hoher Wahrscheinlichkeit in zwei Photonen und bilden somit einen hohen Untergrund für die Messung der eigentlich gesuchten direkten Photonen aus dem Quark-Gluon-Plasma. Durch paarweise Kombination aller detektierten Photonen kann man eine invariante Masse aller Photonenpaare berechnen:

$$M = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \Theta)} \quad (2.10)$$

( $\Theta$  bezeichnet den Öffnungswinkel zwischen zwei Photonen mit den Energien  $E_1$  und  $E_2$ .) Den Öffnungswinkel kann man unter Kenntnis des Abstands von Target und Detektor aus der Position der detektierten Teilchen im Bleiglas bestimmen.

Im so entstandenen Massenspektrum zeigen sich zwei Peaks bei den Ruhemassen der beiden Mesonen über einem kombinatorischen Untergrund. Nach Abzug dieses Untergrunds kann aus den Integralen der Mesonenpeaks auf die Anzahl der bei der Reaktion entstandenen  $\pi_0$ - und  $\eta$ -Mesonen geschlossen werden. Bei dieser Methode ist eine möglichst exakte Bestimmung der gemessenen Energien und Auftrefforte der Teilchen auf dem Bleiglas nötig. Die Energie- und Ortsauflösung bestimmen die Qualität der Identifizierung. In Kapitel 4 wird daher ausführlich auf diese Größen näher eingegangen.



## 3. Simulationen des LEDA

Bei der Planung und Durchführung der immer größeren und komplexeren Experimente der Hochenergiephysik werden Computersimulationen zunehmend wichtig. Entscheidenden Einfluß haben sie bei Design und Optimierung zukünftiger Detektoren sowie bei der Entwicklung und Erprobung von Auswerteverfahren. So können heute beispielsweise:

- Die Verhaltensweisen der Detektoren unter realen Bedingungen simuliert werden,
- Physikalische Prozesse getrennt von jeglichem Untergrund einzeln in ihren Auswirkungen untersucht werden,
- Detektoren in ihrer Akzeptanz beim Nachweis entstehender Teilchen optimiert werden,
- Analysealgorithmen auf ihre Wirksamkeit hin untersucht und verbessert werden,
- Theoretische Modelle und Annahmen über Teilchenverteilungen mit experimentellen Daten verglichen werden.

### 3.1 GEANT

Das Monte-Carlo-Simulationsprogramm GEANT [Gea94] wurde 1977 am CERN in einer ersten Version erstellt und seitdem ständig verbessert und erweitert. Mit ihm ist es möglich, einzelne Detektoren bis hin zu vollständigen experimentellen Aufbauten im Computer nachzubilden. Einzelne Teilchen oder ganze Teilchenverteilungen können dann durch diesen virtuellen Aufbau geführt werden. Die Antwort der Detektoren auf simulierte Teilchen kann

anschließend mit den gleichen Auswerteroutinen untersucht werden, die auch bei den experimentellen Daten zur Anwendung kommen.

Die Eigenschaften der einzelnen Teilchen wie Ladung, Masse, Lebenszeit und Zerfallskanäle ist bereits in GEANT vordefiniert; Soll ihr Verhalten im Detektor untersucht werden, gibt man Art des Teilchens, Startort, Anfangsimpuls sowie einen Einfallswinkel vor. GEANT führt das Teilchen dann in einzelnen Schritten durch den Aufbau, wobei die Schrittweite der jeweiligen Situation angepaßt wird. Nach jedem Simulationsschritt werden der neue Ort, der aktuelle Impuls und die verstrichene Zeit seit Beginn der Simulation berechnet  $(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t)$ . Die Verfolgung eines Teilchens wird aufgegeben, wenn es den Raumbereich verlassen hat, in andere Teilchen zerfallen ist oder eine vorher festgelegte Energieschwelle unterschritten hat. Neu entstandene Teilchen werden gegebenenfalls ebenfalls verfolgt.

Die physikalischen Prozesse, die in einem Simulationsschritt berücksichtigt werden müssen, sind bestimmt von Form, Material und Eigenschaften des jeweiligen „Mediums“. Deshalb erfolgt die Definition der Media der Detektoren in GEANT in drei Schritten:

Zuerst wird ein imaginärer Raumbereich in verschiedene Volumina unterteilt. GEANT stellt dazu standardmäßig 16 geometrische Körper wie Quader oder Zylinder bereit, auch komplexere Gebilde wie Trapezoide sind definiert. Aus diesen Grundbausteinen werden die Detektoren möglichst exakt zusammengesetzt. Einzelne Körper können zusätzlich in gleich große Bereiche unterteilt werden, Änderungen in einem Bereich werden für den ganzen Körper wirksam: Um beispielsweise ein Supermodul des LEDA zu konstruieren, kann ein Quader entsprechender Größe in 6 x 4 Module unterteilt werden. Das einzelne Modul muß dann nur einmal entworfen werden.

Nach der Konstruktionsphase werden den Volumina Materialien zugeordnet. Ein Material wird in GEANT durch Dichte, Massen- und Kernladungszahl bestimmt. Neben standardmäßig definierten Materialien können weitere reine aber auch zusammengesetzte Materialien vorgegeben werden. Bei mehrkomponentigen Stoffen werden die charakteristischen Größen aus dem prozentualen Mischungsverhältnis bestimmt. Physikalische Effekte, die auf der Struktur der Atomhülle beruhen, können deshalb in GEANT nicht berücksichtigt werden.



Dies ist einer der Gründe, warum elektromagnetische Prozesse erst ab einer Energie von 10 keV korrekt beschrieben werden.

Schließlich müssen noch einige Eigenschaften des Mediums festgelegt werden, die die Verfolgung der Teilchen beeinflussen. So werden beispielsweise maximale Schrittweite und Energieverlust der Teilchen im Medium sowie das Verhalten bei Ablenkung in einem möglichen Magnetfeld festgelegt.

GEANT unterscheidet zwischen kontinuierlichen und diskreten Prozessen: In kontinuierlichen Prozessen wird der Effekt über den letzten Simulationsschritt integriert. Werden beispielsweise Čerenkovphotonen ausgesandt, so wird ihr Startpunkt über die gesamte Teilchenbahn des letzten Schritts verteilt, statt alle am momentanen Endpunkt des Verfolgungsschritts auszusenden. Dies ist unter anderem zur Bestimmung von Flugzeiten bei großen Schrittweiten wichtig. Für diskrete Prozesse wird die mittlere freie Weglänge der Teilchen im Medium als Funktion der kinetischen Energie in einem Bereich von 10 keV bis 10 TeV durch 90 Stützpunkte bereits zu Programmbeginn tabelliert. Es kann dann jeweils darauf zurückgegriffen werden, was die Rechenzeit stark verkürzt.

Zusätzlich stellt GEANT die Möglichkeit zur Verfügung, Teilchenspuren graphisch sichtbar zu machen<sup>1</sup>.

## 3.2 Anpassung an das Experiment

Seit 1993 ist der Čerenkoeffekt vollständig in GEANT implementiert. Damit konnte erstmals der wichtigste physikalische Prozeß im Bleiglasdetektor LEDA systematisch untersucht werden. Zu diesem Zweck müssen sämtliche Detektoreigenschaften, die die Ausbreitung der Čerenkovphotonen beeinflussen, möglichst exakt in die Simulation übernommen werden. Da nicht alle Detektoreigenschaften eindeutig bekannt sind, ist es nötig, durch Vergleich und Variation eine optimale Anpassung an die reale Antwortfunktion des Detektors zu finden. Kenntnisse über das tatsächliche Verhalten des Detektors gewinnt man aus der Kalibration und zusätzlichen Referenzmessungen der einzelnen

---

<sup>1</sup>vgl. die Abbildungen 3.1 und 6.11

Detektoreigenschaften. Aus den Kalibrationsmessungen standen Daten über die Energieabhängigkeit der Detektorantwort auf Elektroneneinfall und die Position des MIP-Peaks<sup>2</sup> zur Verfügung.

Die Simulation des Bleiglasdetektors LEDA in dieser Arbeit baut auf vorhergegangenen Analysen auf, die in [Kee95] durchgeführt wurden<sup>3</sup>. Dort konnte ein Parametersatz gefunden werden, der die Energieabhängigkeit der Detektorantwort auf Elektronen recht gut beschreibt. Für Hadronen lieferte die Simulation allerdings falsche Ergebnisse. Genauere Untersuchungen machen deshalb Modifikationen der Anpassungsparameter nötig.

Die Simulationen sind mit dem Programmpaket GEANT 3.21 in der Version CERNLIB 95a mit sämtlichen bis Mitte 1996 bekannten Änderungen und Ergänzungen durchgeführt worden. Die neuere CERNLIB 96a Version enthielt bis Anfang 1997 einen gravierenden Fehler in der Berechnung der Absorption der Čerenkovphotonen, so daß sie nicht genutzt werden konnte.

Im folgenden sollen die wichtigsten Anpassungen der Simulation an das Experiment und die Einflüsse dieser Parameter auf das Simulationsergebnis vorgestellt werden. Ein ausführlicher Vergleich mit den Ergebnissen der Kalibration ist im nachfolgenden Kapitel zu finden.

### 3.2.1 Geometrie und Materialanpassung

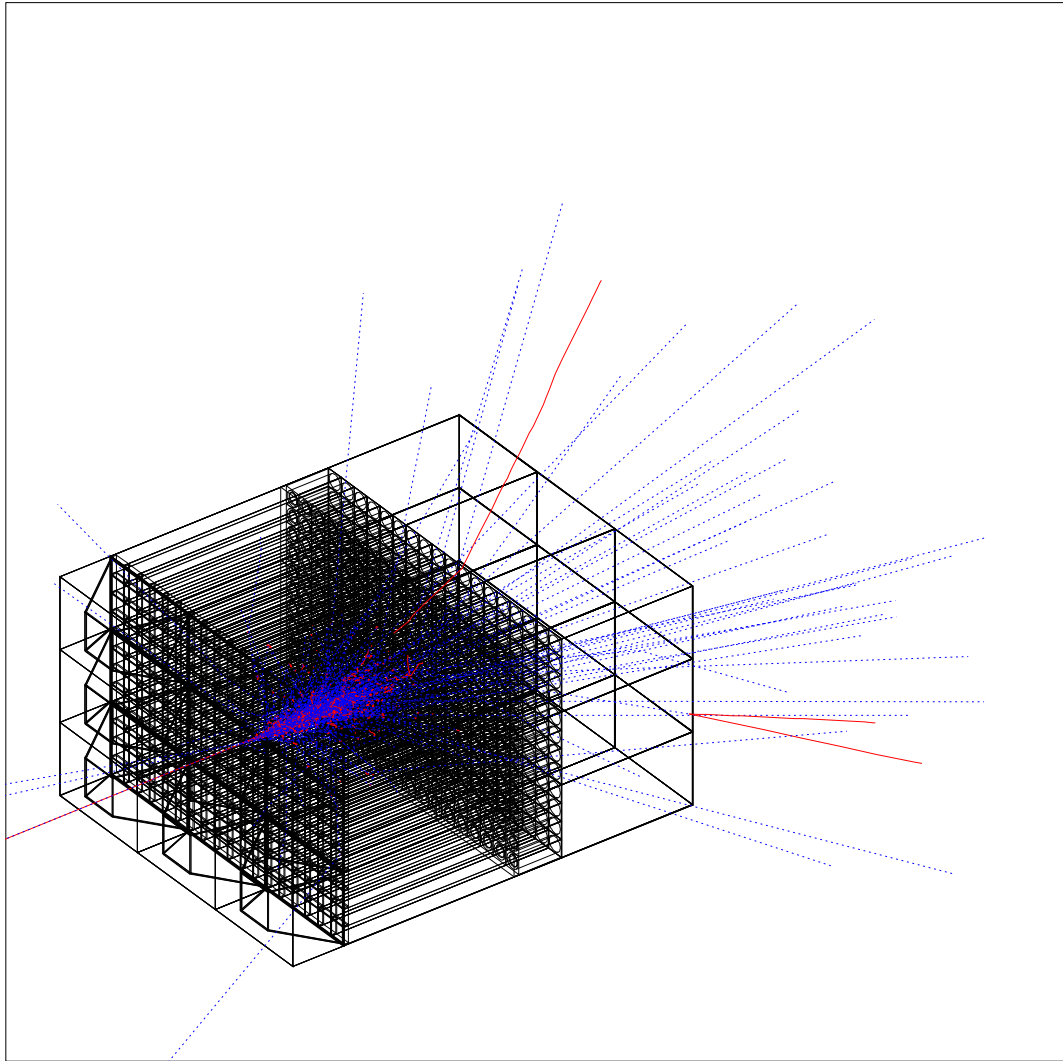
Der Aufbau des LEDA wurde in der Simulation auf ein exemplarisches Maß von 3 x 3 Supermodulen, also 216 Einzelmodulen reduziert, da eine Simulation mit Verfolgung der Čerenkovphotonen einen hohen Aufwand an Rechenzeit verursacht. Es ist nicht möglich, mit vertretbarem Zeitaufwand den Čerenkoeffekt für den gesamten Aufbau des LEDA zu simulieren<sup>4</sup>. Größere Abmessungen sind auch nicht nötig, wenn das Verhalten einzelner Teilchen untersucht werden soll. Mit einem Molièreradius von 3,9 cm schauen etwa 95 % der elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen in einem Zylinder mit dem Radius 2 x 3,9 cm auf. Auch für die Betrachtung von Winkel-

---

<sup>2</sup>vergl. Kapitel 2.2 und 7.1

<sup>3</sup>vergl. auch [Rotg90] und [Bar92]

<sup>4</sup>vgl. dazu besonders Abschnitt 8



**Abbildung 3.1:** Schematischer Aufbau des „Testdetektors“ für die Simulation. Gezeigt ist das Anschauen eines einfliegenden Elektrons (von links vorn) mit einer Energie von 10 GeV.

---

und Ortsabhängigkeiten der deponierten Energie innerhalb eines Einzelmoduls ist der gewählte Aufbau somit ausreichend. Aufbau und Material wurden gegenüber der alten Simulation in [Kee95] leicht verändert und entsprechen nun im wesentlichen den Abmessungen und Angaben in [Schl94]. Insbesondere wird die äußere Abmessung der Supermodule nun exakt eingehalten. Materialien mit einer Stärke kleiner als 0,001 cm mußten in der Simulation auf diesen

in GEANT minimalen Wert gesetzt werden. Um die äußeren Abmessungen zu erreichen, wurde die Epoxidschicht unbekannter Stärke entsprechend angepaßt. Das GEANT-Modell des „ Testdetektors “ ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Zusätzlich zeigt die Abbildung das Ergebnis der Simulation eines 10 GeV-Elektrons mit Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers.

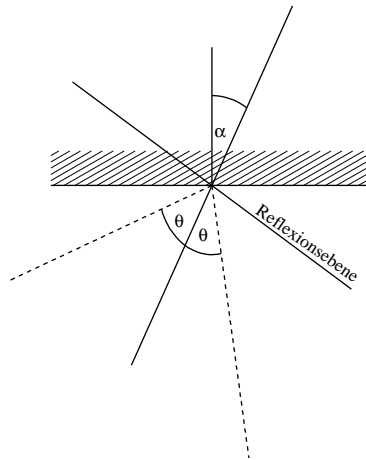
### 3.2.2 Brechungsindex des Bleiglasses

Der Brechungsindex  $n$  des Bleiglasses bestimmt zusammen mit der Teilchengeschwindigkeit die Anzahl der erzeugten Čerenkovphotonen und ihre spektrale Verteilung<sup>5</sup>:

$$dN_{\check{C}}(\lambda) = \frac{2\pi\alpha}{hc} L \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (3.1)$$

In [Kee95] ist aus vier Stützpunkten, die die russische Herstellerfirma des Bleiglasses in ihrer Produktbeschreibung angegeben hat, der Brechungsindex als Funktion der Wellenlänge angenähert worden. Diese Annäherung versucht die Absorptionskante des Bleiglasses, also die Stelle, an der das Bleiglas für die Čerenkovphotonen undurchsichtig wird, durch eine Resonanzstelle zu beschreiben. Die Rechnungen beruhen auf dem Thomson-Modell, das eigentlich nur für Gase und nicht für das Bleiglas anwendbar ist. Ferner liefert das Modell für Wellenlängen in der Nähe der Resonanzstelle falsche Ergebnisse; Der Brechungsindex ist somit nicht optimal parametrisiert. Eine umfangreiche Erläuterung der Anpassung des Brechungsindex ist in [Kee95] zu finden und soll nicht näher erläutert werden, da die Parametrisierung in der vorliegenden Simulation nicht verändert wurde.

Durch den Brechungsindex wird außerdem der Winkel für Totalreflexion an den Grenzflächen des Moduls festgelegt. Dieser Winkel bestimmt, welcher Anteil der Photonen im Modul verbleibt und in diesem zur Photokathode gelangt. Die Reflexion an den Grenzschichten wird weiterhin durch die geometrische Form der Modulränder beeinflußt.



**Abbildung 3.2:** Die tatsächliche Reflexionsfläche schließt mit der Modulwand einen Winkel  $\alpha$  ein, der zufällig verteilt wird.

### 3.2.3 Oberflächenrauigkeit

In [Kee95] wird davon ausgegangen, daß die Oberfläche des Bleiglasses perfekt glatt ist. Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß der MIP-Peak, also die Detektorantwort auf minimal ionisierende Teilchen, nur durch die Annahme einer gewissen Oberflächenrauigkeit mit den Kalibrierungsergebnissen in Einklang gebracht werden kann.

Mit der Variation der Reflexionsfläche am Modulrand ändert sich nicht nur der Winkel für Totalreflexion und damit der Anteil der Photonen, die das Einschußmodul verlassen. Auch die Verteilung der Photonen im Modul wird beispielsweise durch Streuungen entgegen der Ausbreitungsrichtung beeinflusst. Alle Effekte zusammengenommen bewirken die beobachtete Tendenz, auf die in Abschnitt 3.2.8 quantitativ eingegangen wird.

GEANT stellt eine Möglichkeit bereit, die Begrenzungsfläche zwischen zwei Medien zufällig zu variieren: Erreicht ein Teilchen den Rand des Moduls, so

---

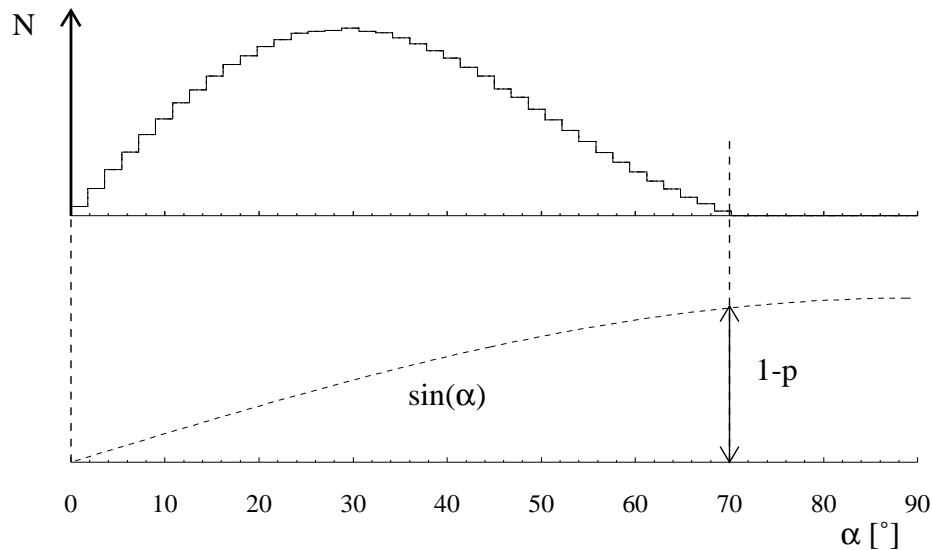
<sup>5</sup>vergl. Kapitel 2.2.2 und [Klei92]

wird eine neue Reflexionsfläche berechnet, die von der ursprünglichen glatten Oberfläche des Moduls abweicht.

Die neue Reflexionsfläche bildet mit dem glatten Modulrand einen Winkel  $\alpha$  (Abbildung 3.2).  $\alpha$  wird mit einem Zufallsgenerator variiert. Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung von  $\alpha$ . Die Grenzen der Verteilung werden durch einen Parameter  $p$  gegeben. Es gilt:

$$0 \leq \alpha \leq \arcsin(1 - p) \quad (3.2)$$

Die Berechnung der neuen Reflexionsfläche ist recht komplex und soll im



**Abbildung 3.3:** Verteilung des Oberflächennormalenwinkels  $\alpha$ . Die Ränder der Verteilung werden durch einen Faktor  $p$  festgelegt:  $\alpha$  variiert zwischen 0 und  $\arcsin(1-p)$ . Verteilung und Randbedingungen ergeben sich, wenn an den Normalenvektor des Modulrands ein in der Richtung zufällig gewählter Vektor der Länge  $L$  mit  $L \leq (1-p)$  addiert wird. Der resultierende Vektor schließt mit dem Normalenvektor des Modulrands den Winkel  $\alpha$  ein.

folgenden kurz skizziert werden, um die Winkelverteilung zu erklären: Zur Berechnung von  $\alpha$  wird um das Ende des Normalenvektors des Modulrands eine Kugel mit Radius  $(1 - p)$  geschlagen. Die Punkte in dieser Kugel sind gleichmäßig verteilt.

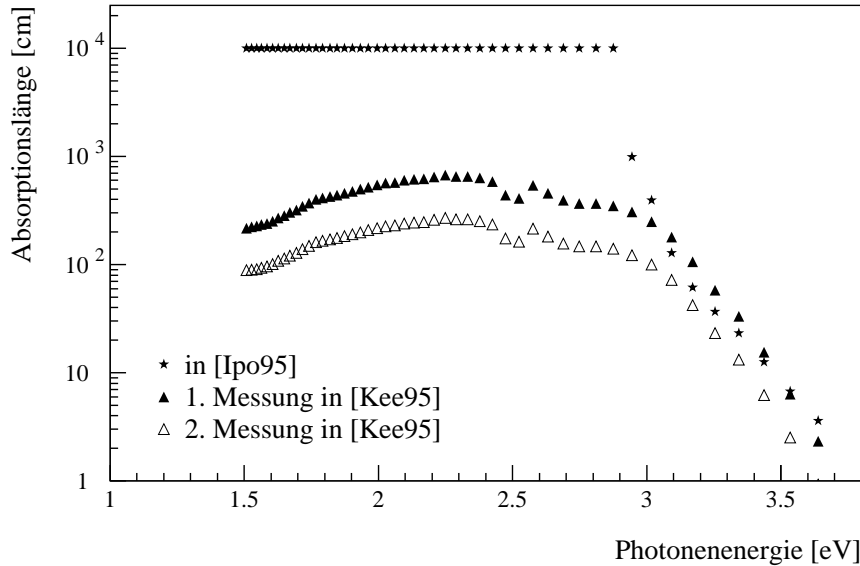
Es wird nun einer der Punkte aus dem Kugelvolumen zufällig ausgewählt, der den Endpunkt des Normalenvektors der neuen Reflexionsfläche festlegt. Es ergibt sich eine Winkelverteilung wie gezeigt. Daraus folgt eine „ glatte “ Oberfläche für  $p = 1$  und eine maximale „ Rauheit “ für  $p = 0$ . Die angegebene Methode erlaubt es, auf einfachem Wege die Reflexionsfläche zu variieren, ohne daß die Abmessungen des Moduls geändert werden.

### 3.2.4 Reflexionskoeffizient der Mylar-Folie

Treffen die Photonen unter einem größeren Oberflächenwinkel als dem Winkel der Totalreflexion auf die Reflexionsfläche des Modulrands, so verlassen sie das Bleiglas und treten in die angrenzenden Materialien ein. Um den Anteil der Photonen, die im Anfangsmodul verbleiben, zu steigern, wurden die Module mit einer aluminiumbeschichteten Mylarfolie umwickelt ([Schl94]). Die Mylarfolie reflektiert die Photonen allerdings nicht zu 100 %. Da es keine experimentellen Daten über das Reflexionsvermögen der Mylarfolie gibt, mußte ein Wert aus Literaturangaben angenähert werden. In [Kee95] wird ein Reflexionskoeffizient von 98 % angenommen. Dieser Wert scheint unrealistisch hoch. In [Leo87] werden wellenlängenabhängige Reflexionskoeffizienten von 40 - 95 % für Aluminiumfolie angegeben. Andere Quellen lassen einen Reflexionskoeffizienten von 75 - 80 % als angemessen erscheinen. Die Anpassungen ergaben das beste Ergebnis für den Wert 75 %. Vergleiche dazu Abschnitt 3.2.8.

### 3.2.5 Absorption

Nicht alle erzeugten Čerenkovphotonen erreichen auch die Photokathode. Die größte Zahl wird auf dem Weg dorthin absorbiert.



**Abbildung 3.4:** Die Absorptionslängen des Bleiglasses nach [Kee95] im Vergleich mit den Angaben in [Ipo95].

Nach dem Absorptionsgesetz

$$I/I_0 = \exp\left(-\frac{1}{X_{abs}(\lambda)} \cdot x\right) \quad (3.3)$$

ist nach Durchlaufen einer Strecke  $X_{abs}(\lambda)$  die Teilchenintensität um  $(1-1/e)$  gesunken ([Leo87]). In Abbildung 3.4 ist die Absorptionslänge  $X_{abs}(\lambda)$ , wie sie in [Kee95] gemessen wurde, der Absorptionslänge nach [Ipo95] gegenübergestellt. Die angegebenen Energien entsprechen einem Wellenlängenbereich von etwa 300 - 800 nm. Gerade im ultravioletten Bereich zeigt sich eine große Unterdrückung der Photonen. In [Kee95] wird beschrieben, wie die Absorptionslänge in Messungen an einzelnen Bleiglasstücken bestimmt wurde. Dort wird eingeräumt, daß die Messungen mit einer nicht unerheblichen Unsicherheit behaftet sind.

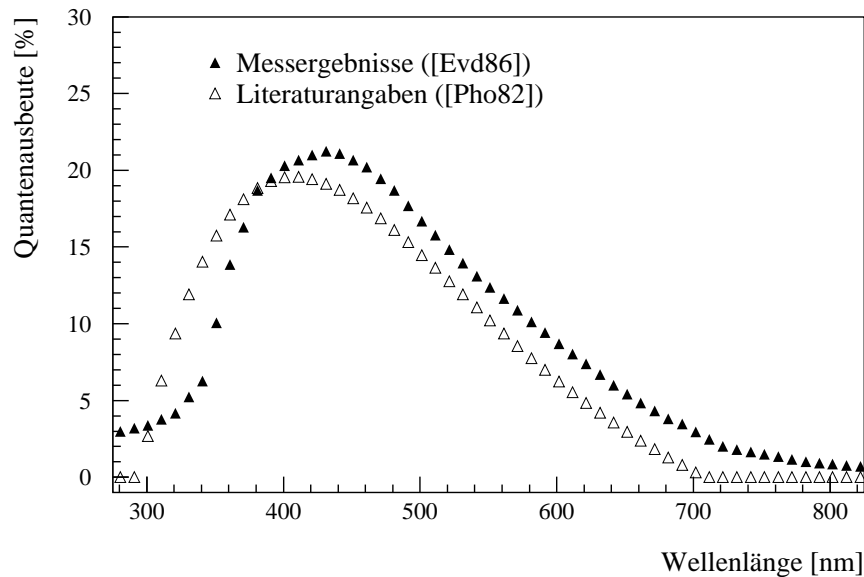
In der Parameteranpassung dieser Arbeit wird auf die alten Ergebnisse in [Kee95] zurückgegriffen. Die besten Ergebnisse werden in Abstimmung mit den anderen Anpassungsgrößen allerdings mit der 1. Messung erreicht. In der



alten Simulation war die 2. Messung favorisiert worden.

Für die Einbindung in GEANT werden nur einige Stützpunkte benötigt, die den Kurvenverlauf beschreiben. Wie in der alten Simulation werden 55 Stützpunkte im Bereich 1,5 - 4,4 eV gewählt. Der Einfluß der verschiedenen Absorptionskurven wird ebenfalls in Abschnitt 3.2.8 beschrieben.

### 3.2.6 Quantenausbeute der Photokathode



**Abbildung 3.5:** Quantenausbeute der Photokathode. Vergleich der Angaben nach [Evd86] mit Literaturwerten für das Kathodenmaterial.

Ein Teil der Čerenkovphotonen, die die Photokathode erreichen, kann dort Photoelektronen auslösen. Dieser Anteil der Photonen wird durch die wellenlängenabhängige Quantenausbeute  $Q(\lambda)$  beschrieben. Die Photokathoden der hier eingesetzten Photoervielfacher FEU-84 bestehen aus dem Material SbNaKCs (S-20). In Abbildung 3.5 werden Literaturangaben für das Kathodenmaterial nach [Pho82] dem Ergebnis von Messungen mit der Kathode in [Evd86] gegenübergestellt.

In der Simulation wurde - wie bereits in [Kee95] - die Quantenausbeute nach [Evd86] verwandt.

### 3.2.7 Digitalisierung und Analyse

Die Simulation kann Informationen zu diversen Fragestellungen liefern. Neben der Anzahl der pro Modul detektierten Photonen werden im Ergebnis der vorliegenden Simulation vielerlei Daten zugänglich. Diese werden in den folgenden Kapiteln entsprechend der zu untersuchenden Thematik näher beschrieben und ausgewertet.

Erstes Ziel einer jeden Simulation ist die Reproduktion bereits bekannter Daten. Nur wenn alle bekannten Detektoreigenschaften richtig wiedergegeben werden, kann man davon ausgehen, daß auch weitergehende Ergebnisse der Simulationen das Verhalten des Detektors korrekt beschreiben. Um die Ergebnisse der Simulation mit den realen Daten der Kalibration zu vergleichen, muß zum einen versucht werden, die Kalibrationsbedingungen möglichst gut zu reproduzieren. Zum anderen sollen die Simulationsergebnisse mit den gleichen Auswerteroutinen wie die experimentellen Daten analysiert werden. Deshalb müssen die Daten in eine vergleichbare Form gebracht werden: die Simulationsergebnisse müssen zuerst diskretisiert werden.

Im Experiment wird das Signal des Photovervielfachers in einem ADC<sup>6</sup> umgewandelt. Die Anzahl der ADC-Kanäle soll als proportional der Anzahl der Photoelektronen angenommen werden. Die Anzahl der detektierten Photonen der Simulation wird deshalb mit einem konstanten Faktor  $a_{scale}$  in ADC-Kanäle umgerechnet:

$$N_{ADC-Kanäle} = a_{scale} \cdot N_{phot} \quad (3.4)$$

Mit dem Skalierungsfaktor wird die Simulation an den Eichwert der Kalibration angepaßt: Bei einer Einschubenergie von 10 GeV wurden für ein Elektron 487,5 ADC-Kanäle gemessen [Buch96]. In der Simulation ergibt sich für die beste Anpassung:

$$a_{scale} = 0.0676 \quad (3.5)$$

---

<sup>6</sup>Analog Digital Converter

Die Anzahl der genannten ADC-Kanäle ist das Ergebnis der sogenannten „Clustersumme“. Bei diesem Auswerteverfahren werden alle Module, die einen bestimmten Mindestwert von 2 ADC-Kanälen überschreiten, um das Einschußmodul (maximale Anzahl von ADC-Kanälen) aufsummiert. Dies ist notwendig, da ein Schauer in der Regel Ausläufer in die Nachbarmodule hat und somit ohne Summenbildung nur ein Bruchteil der Energie gemessen würde. Aus der Anzahl der ADC-Kanäle der Clustersumme läßt sich dann die simulierte Energie

$$E_{simuliert} = \frac{N_{ADC-Kanäle} \cdot 10GeV}{487,5ADC - Kanäle} \quad (3.6)$$

bestimmen.

Durch die untere Schwelle von 2 Kanälen werden Rauscheffekte unterdrückt: Die Ergebnisse des ADC im Experiment sind mit einem Kanalrauschen behaftet, das in Messungen des Untergrunds der Elektronik auf eine Schwankung von  $\pm 1$  ADC-Kanal bestimmt wurde. Dieses Rauschen ist ebenfalls in der Simulation nachempfunden. Es wird ein entsprechender Zufallswert zu dem ADC-Kanal addiert bzw. abgezogen. In der Skalierung auf den oben genannten Eichwert wurde das Rauschen bereits berücksichtigt.

### 3.2.8 Einfluß der Parameter

Die Kalibration des LEDA-Detektors wurde in zwei Strahlzeiten im Herbst 1993 und im Frühjahr 1994 am X1-Teststrahl des CERN durchgeführt. Dabei wurde unter anderem die Detektorantwort auf Elektronen einer Energie von 3, 5, 10 und 20 GeV und auf geladene Pionen einer Energie von 10 GeV untersucht[Buch96]. Die Ergebnisse dieser Messungen sollen dazu verwendet werden, die Simulation an die reale Detektorantwort anzugleichen.

Dazu werden Simulationen mit unterschiedlichen Kombinationen der Anpassungsparameter, wie sie in den letzten Abschnitten vorgestellt wurden, durchgeführt.

In der Simulation muß das Strahlprofil des X1-Teststrahls berücksichtigt werden. Während der Kalibration wurde mit einer DWC<sup>7</sup> eine nahezu gaußförmige

---

<sup>7</sup>Delay Wire Chamber

Absorption	Oberflächen - rauhigkeit p	Reflexionskoeffizient Mylarfolie		
		75 %	80 %	90 %
2. Messung [Kee95]	0,95		542 MeV	
	0,92			528 MeV
	0,915			<b>518 MeV</b>
	0,9		<b>511 MeV</b>	478 MeV
	0,8		498 MeV	
	0,75		494 MeV	
1. Messung [Kee95]	0,92		504 MeV	
	0,9	<b>511 MeV</b>		502 MeV
[Ipo95]	0,9		488 MeV	

**Tabelle 3.1:** Position des MIP-Peaks für verschiedene Kombinationen der Anpassungsparameter. Die besten Annäherungen an die Kalibrationsdaten sind hervorgehoben.

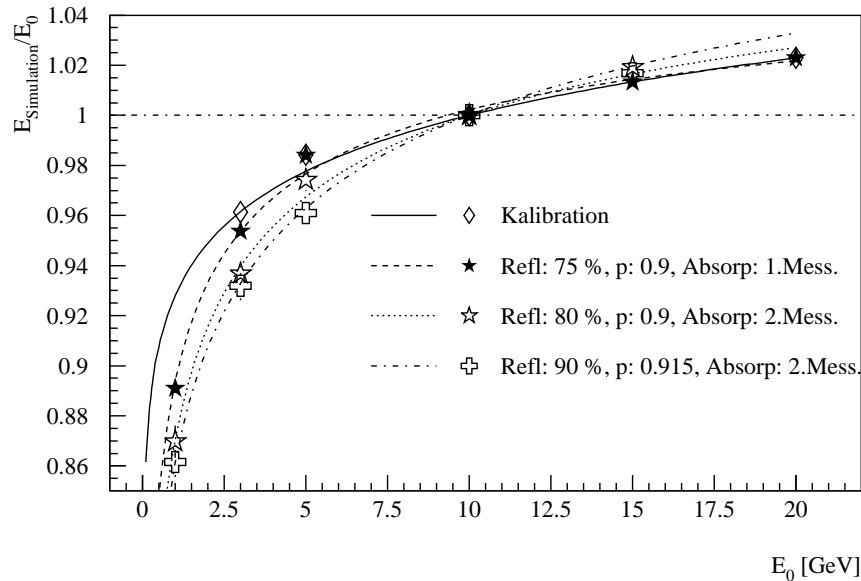
Strahlverteilung gemessen. Die Breiten der Verteilung ergaben sich zu  $\sigma_x = 9$  mm und  $\sigma_y = 13$  mm. In der Simulation wird der Einschußort entsprechen dieser Verteilung um die Modulmitte verschmiert.

Zuerst soll die Position des MIP-Peaks optimiert werden:

Für verschiedene Parametersätze werden 10 GeV-Elektronen und 10 GeV-Pionen simuliert. Nach Aneichung des Ergebnisses für das Elektron an die Messwerte wird mit dem so gewonnenen  $a_{scale}$  das Ergebnis der Pion-Simulation skaliert; im folgenden handelt es sich beim MIP-Peak also immer um eine bereits skalierte Größe. Nach der Clusterung kann die Position des von den Pionen erzeugten MIP-Peaks bestimmt werden. Die Simulationsergebnisse sind in Tabelle 3.1 für unterschiedliche Parametersätze aufgeführt. Die Messungen in der Kalibration ergaben einen MIP-Peak bei 512 MeV [Cla96a]. Die Simulation in [Kee95] lag mit 544 MeV zu hoch<sup>8</sup>.

Sämtliche Änderungen der Parameter betreffen sowohl die Elektronen als auch

<sup>8</sup>Selbst dieser Wert konnte mit dem dort angegebenen Parametersatz nicht reproduziert werden. Die Ergebnisse einiger Vergleichsrechnungen liegen deutlich darüber.



**Abbildung 3.6:** Relative Abhängigkeit der simulierten Energie von der Einschussenergie für verschiedene Parametersätze verglichen mit den Messungen aus der Kalibration. Die Werte wurde auf den 10 GeV-Wert normiert. Die Anpassung (★) liegt am nächsten an der Kalibration.

die Pionen. Bei Betrachtung der Tendenzen ist demnach nur eine Aussage über das relative Verhalten möglich. Manche Änderungen scheinen Pionen stärker zu beeinflussen als Elektronen, andere weniger. Um das Beobachtete zu erklären, wären ausführlichere Untersuchungen nötig.

Aus der Tabelle ergibt sich, daß mit stärkerer Oberflächenrauigkeit (kleinere  $p$ ) und einem höheren Reflexionskoeffizienten der Mylarfolie die Position des MIP-Peaks abnimmt. Mit größerer Absorptionslänge sinkt die Position des MIP-Peaks ebenfalls.

Die Parametersätze, die die beste Annäherung an die Position des MIP-Peaks in den Messungen ergeben, sind in der Tabelle gekennzeichnet.

Für diese Parametersätze soll nun die Abhängigkeit der simulierten Energie von der Einschussenergie betrachtet werden. Dazu werden Elektronen einer Einschussenergie von 1, 3, 5, 10 und 15 GeV simuliert. In Abbildung 3.6

ist das Verhältnis von simulierter Energie zu Einschußenergie als Funktion der Einschußenergie für die ausgewählten Parametersätze mit den Messungen der Kalibration verglichen. Die simulierten Energien sind auch in diesem Fall das Ergebnis einer Clustersumme; sie ergeben sich aus dem Mittelwert einer Gaußfunktion, die an die Verteilung der Ergebnisse der Clustersumme angepaßt wird. Beste Ergebnisse ergibt folgender Parametersatz:

- Reflexionskoeffizient der Mylarfolie : 75 %
- Absorptionslänge des Bleiglasses bestimmt nach der 1. Messung in [Kee95]
- Quantenausbeute der Photokathode nach [Evd86]
- Oberflächenrauigkeit :  $p = 0,9$

Ein ausführlicher Vergleich von Messung und Simulation mit der gewählten Anpassung findet sich im folgenden Abschnitt.

## 4. Vergleich mit der Kalibration

Im letzten Abschnitt wurde versucht, eine möglichst gute Anpassung der Simulation an die Messergebnisse der Kalibration zu finden. Das Ergebnis dieser Anpassung soll im folgenden ausführlich mit den Kalibrationsergebnissen verglichen werden. Eine gute Übereinstimmung mit bekannten Daten ist die Voraussetzung für weitere Simulationen, die weitergehende Voraussagen über die Detektorantwort erlauben.

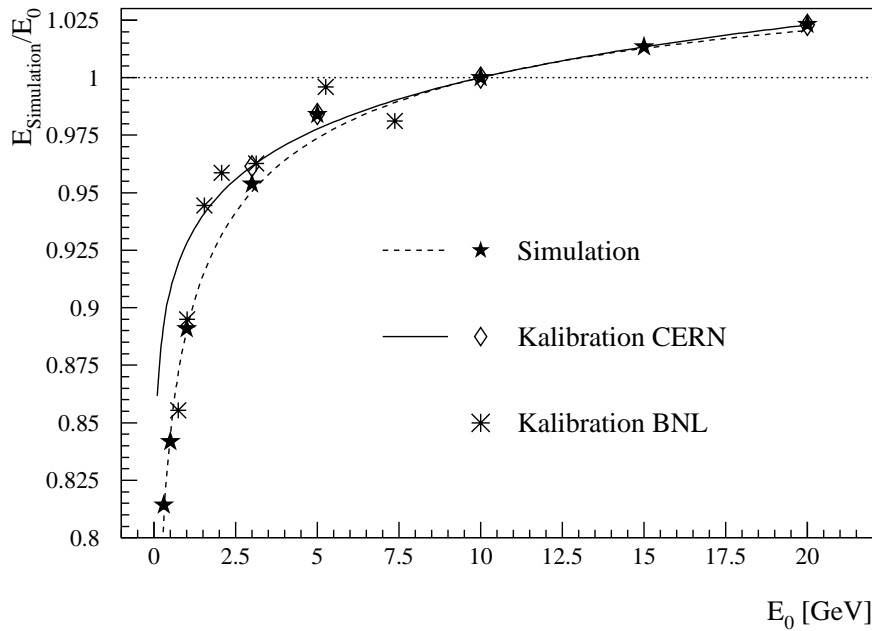
### 4.1 Linearität der Antwortfunktion

Bereits in Abbildung 3.6 wurde deutlich, daß es keine lineare Abhängigkeit der simulierten Energie von der Einschußenergie gibt. Der Grund für die Abweichung von der Linearität ist in Unterschieden in der Schauerausbreitung bei verschiedenen Einschußenergien zu suchen:

Bei Elektronen kleiner Energie wird ein größerer Anteil der Čerenkovphotonen im vorderen Teil des Bleiglasses gebildet. Im Mittel wird folglich ein größerer Teil der Čerenkovphotonen auf dem Weg zur Photokathode absorbiert.

Bei Elektronen hoher Energie wird effektiv weniger Energie im Detektor deponiert, da ein Teil der Teilchen hinten aus dem Detektor herausfliegt. Genauere Untersuchungen der genannten Effekte finden sich in Abschnitt 5.

In Abbildung 4.1 ist das Verhältnis von gemessener bzw. simulierter Energie zur Einschußenergie als Funktion der Einschußenergie für die beste Simulation aus dem letzten Abschnitt mit der Kalibrationsmessung verglichen. Es werden zusätzliche Datenpunkte im Bereich niedriger Energien aufgenommen. Das Verhältnis wird dabei auf den 10 GeV-Punkt normiert. Man sieht deutlich, daß die „Nichtlinearität“ für kleine Energien stärker wird. Neben den Ergebnissen der Kalibrationsmessungen am CERN sind im unteren Energiebereich vorläufige Ergebnisse weiterer Messungen aus [Dec96] aufgeführt, die am



**Abbildung 4.1:** „Nichtlinearität“ der Antwortfunktion. Verhältnis der simulierten bzw. gemessenen Energie zur Einschußenergie als Funktion der Einschußenergie. Dargestellt sind die Simulation dieser Arbeit, die Simulation aus [Kee95] und Messungen vom CERN und BNL. Die Werte wurden auf den 10 GeV-Punkt normiert.

BNL<sup>1</sup> durchgeführt wurden. Die Einschußenergien dieser Messungen mußten zusätzlich korrigiert werden, da es bei den Messungen eine Verschiebung in der Strahlenergie gab ([Pat95]). Die Daten der BNL-Messungen sind noch mit großen Unsicherheiten behaftet, weitere Auswertungen sind abzuwarten.

Die Simulation gibt die Ergebnisse der CERN-Messungen besonders im oberen Energiebereich sehr gut wieder. Lediglich der 3 GeV-Punkt weicht von den CERN-Daten ab. Im unteren Energiebereich nimmt die Simulation dann den Verlauf der BNL-Messungen auf. Gerade dieser Bereich ist für die Analyse der Detektor-Daten interessant; da keine gesicherten Meßergebnisse vorliegen,

<sup>1</sup>Brookhaven National Laboratory



	$a_1$	$a_2$	$a_3$
Simulation	$0,8899 \pm 0,0011$	$0,0619 \pm 0,0006$	$-0,00061 \pm 0,00025$
Kalibration	$0,9278 \pm 0,0029$	$0,0301 \pm 0,0023$	$0,00055 \pm 0,00047$
Simulation in [Kee95]	$0,8756 \pm 0,0002$	$0,0668 \pm 0,0002$	$-0,00728 \pm 0,00007$

**Tabelle 4.1:** Parameter der „Nichtlinearitäts“-Funktionen für die Simulation von Elektronen unter Kalibrationsbedingungen verglichen mit der Simulation aus [Kee95] und den Kalibrationsmessungen aus [Buch 96]

muß man auf die Computersimulation zurückgreifen. Eine entsprechende Parametrisierung für Photonen wird in Abschnitt 6.1 angegeben. Im Vergleich zu der alten Simulation in [Kee95] konnte eine leichte Verbesserung erreicht werden; die Simulationsergebnisse liegen nun näher an denen der Kalibration.

Nach [Pei87] und [Sch94] kann die Nichtlinearität durch eine logarithmische Abhängigkeit

$$L = E_{sim}/E_0 = a_1 + a_2 \cdot \ln(E_0) + a_3 \cdot \ln^2(E_0) \quad (4.1)$$

beschrieben werden. Die entsprechenden Parameter der Funktion sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

## 4.2 Energieauflösung

Neben den Absolutwerten der gemessenen Energien sind auch Energie- und Ortsauflösung zwei entscheidende Größen beim Betrieb des Bleiglas-Detektors. Eine Simulation der Čerenkovphotonen muß auch diese Größen korrekt reproduzieren.

Wie bereits erwähnt, ist eine gute Energieauflösung des Detektors in Verbindung mit einer guten Ortsauflösung wichtig zur Rekonstruktion der aus Mesonenzerfällen stammenden Photonen<sup>2</sup>. Die beiden Werte gehen direkt in

<sup>2</sup>vgl. Abschnitt 2.2.2

Energie	Simulation	Kalibration	
		Clustersumme	Summe 25
1 GeV	$8,56 \pm 0,30$		
3 GeV	$4,91 \pm 0,35$	$5,56 \pm 0,14$	$4,01 \pm 0,40$
5 GeV	$4,29 \pm 0,30$	$3,61 \pm 0,61$	$3,27 \pm 0,10$
10 GeV	$2,42 \pm 0,17$	$2,76 \pm 0,03$	$2,63 \pm 0,08$
15 GeV	$2,57 \pm 0,14$		
20 GeV	$2,35 \pm 0,17$	$2,07 \pm 0,03$	$2,00 \pm 0,13$

**Tabelle 4.2:** Energieauflösung in Prozent. Vergleich der Simulations- und Kalibrationsergebnisse für senkrecht einfallende Elektronen.

den Fehler der Rekonstruktion ein.

Zur Bestimmung der Transversalimpulse wird ebenfalls eine möglichst exakte Ortsbestimmung benötigt. Auch im Zusammenwirken mit dem CPV ist eine gute Rekonstruktion des Teilchenorts auf der LEDA - Oberfläche wichtig für die Zuordnung geladener Teilchen.

Die Energieauflösung bestimmt sich aus dem Verhältnis von Standardabweichung und Mittelwert des Gaußfits an die Verteilung der ADC-Werte. Auch in diesem Fall sind, wie bei der Bestimmung der Absolutwerte der Energien im letzten Abschnitt, die ADC-Werte das Ergebnis einer Clustersumme.

Nach unten ist die Energieauflösung durch die Schwankungen in der Photonenzustatistik und, besonders bei kleinen Energien, durch das simulierte Rauschen begrenzt. Die Kalibrationsdaten werden zusätzlich noch durch Fluktuationen in der Strahlenergie beeinflusst. Die Energieauflösung sollte bei der Simulation deshalb eigentlich etwas niedriger liegen.

In Tabelle 4.2 sind die Energieauflösungen der Simulation für verschiedene Einschußenergien im Vergleich zu Kalibrationsmessungen aufgeführt. Die Ergebnisse der Auswertung der Kalibrationsdaten mit der Clustersumme stammen aus [Buch96]. Es ist zu beachten, daß die Auswertung bei [Sch94] nicht mit der Clustersumme, sondern mit der sogenannten *Summe25* durchgeführt wurde.

Bei dieser Auswertemethode werden die ADC-Werte aller 5 x 5 Module um das zentrale Modul herum aufsummiert.

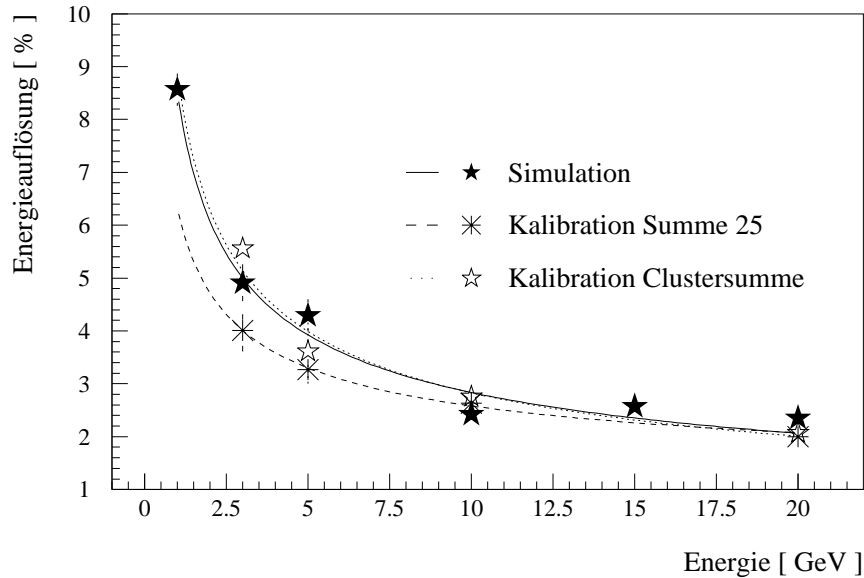


Abbildung 4.2: Energieauflösung

In Abbildung 4.2 ist die Energieauflösung gegen die Einschußenergie aufgetragen. Man erkennt einen funktionellen Zusammenhang zwischen der Energieauflösung und der Energie, der durch die Abhängigkeit

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right) = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + \beta \quad (4.2)$$

gut beschrieben wird.

Der Fit liefert die relative Energieauflösung des Detektors, wie sie in Tabelle 4.3 angegeben wird. Simulation und Kalibration stimmen auch in der Energieauflösung gut überein. Die *Summe 25* liefert eine etwas bessere Auflösung als die zur Auswertung der Simulation verwandte Clustersumme. Da diese aufgrund variabler Clustergrößen und Clusterüberdeckungen jedoch in der eigentlichen Analyse der experimentellen Daten eingesetzt wird, entspricht ihre Energieauflösung den realen Bedingungen.

	Relative Energieauflösung
Simulation	$\sigma(E)/E = (8,31 \pm 0,21)\%/\sqrt{E} + (0,206 \pm 0,094)\%$
Kalibration Clustersumme	$\sigma(E)/E = (8,87 \pm 0,08)\%/\sqrt{E} + (0,024 \pm 0,022)\%$
Kalibration Summe 25	$\sigma(E)/E = (5,5 \pm 0,6)\%/\sqrt{E} + (0,8 \pm 0,2)\%$

**Tabelle 4.3:** Relative Energieauflösung. Die Energie ist in GeV angegeben.

### 4.3 Ortsauflösung

Elektromagnetische Schauer zeigen - wie bereits dargelegt - in lateraler Richtung eine charakteristische Verteilung, die mit einem lateral segmentierten Detektor ausgenutzt werden kann, um den Eintreffort auf der Detektoroberfläche zu bestimmen. Die Schauerverteilung spiegelt sich in einer Verteilung der ADC-Werte um das Einschußmodul wider. Diese Verteilung der ADC-Werte wird zur Ortsrekonstruktion herangezogen:

$$x_{rekonstr.} = f(A_i) \quad \text{bzw.} \quad y_{rekonstr.} = f(A_i) \quad (4.3)$$

( $A_i$  : ADC-Wert des  $i$ -ten Moduls.)

Für  $f(A_i)$  gibt es verschiedene Ansätze; in diesem Zusammenhang wird eine energiegewichtete Schwerpunktmethode mit anschließender Korrektur vorgestellt, wie sie auch zur Ortsrekonstruktion mit den Kalibrationsdaten in [Sch94] angewendet wurde. Ein weiterer Ansatz für  $f(A_i)$  wird in Abschnitt 6.2 behandelt.

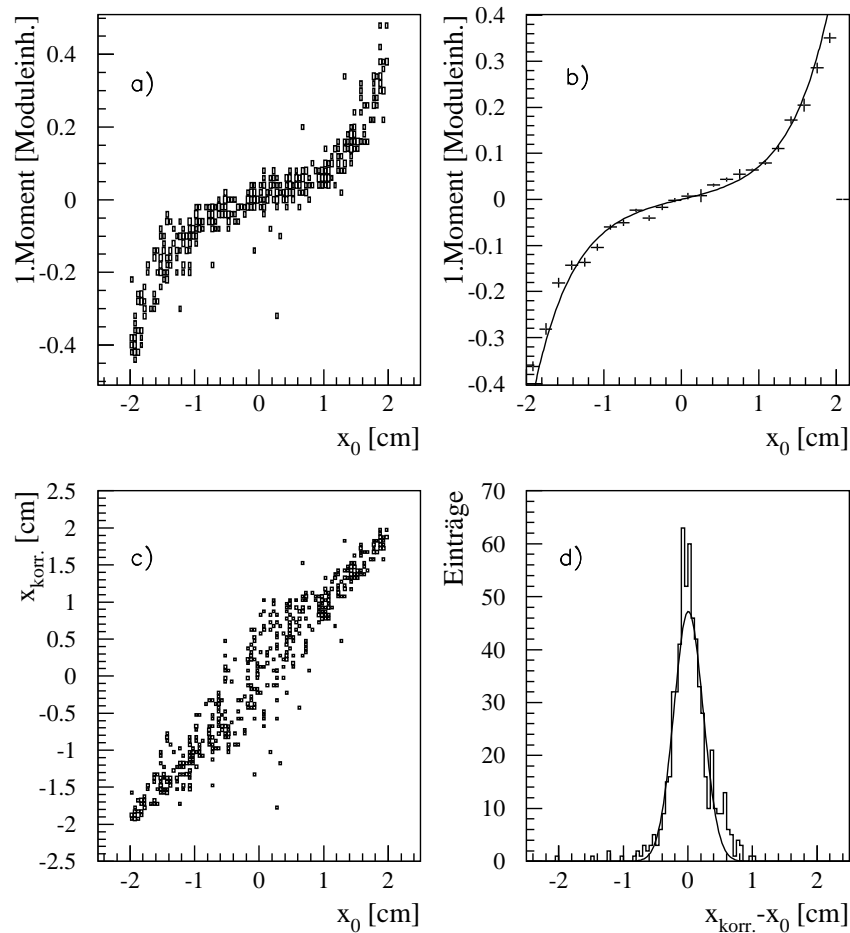
Für den Schwerpunkt  $\bar{x}$  des Schauers eines einfallenden Teilchens gelte:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i A_i x_i}{\sum_i A_i} \quad \text{bzw.} \quad \bar{y} = \frac{\sum_i A_i y_i}{\sum_i A_i} \quad (4.4)$$

( $x_i$  : Relativkoordinate des  $i$ -ten Moduls bezüglich des Einschußmoduls ( $x_i=0$ ) in Moduleinheiten.)

Dies ist die einfachste Methode, den Schauerschwerpunkt zu bestimmen.

Der Zusammenhang zwischen Einschußort  $x_0$  und Schwerpunkt  $\bar{x}$  ist in Abbildung 4.3(a) für ein 10 GeV-Elektron gezeigt. Man sieht, daß der Schwerpunkt  $\bar{x}$  nicht den wahren Einschußort beschreibt; vielmehr ist er stark von der



**Abbildung 4.3:** Ortsrekonstruktion der x-Koordinate für ein 10 GeV-Elektron. (a): Schwerpunkt gegen wahren Einschußort, (b): Parametrisierung, angepaßt an die gemittelten Schwerpunkte als Funktion des Einschußorts, (c): rekonstruierter Ort gegen wahren Ort und (d): Abweichungen von rekonstruiertem und wahren Ort. Die Standardabweichung dieser Verteilung bestimmt die Ortsauflösung.

Eintreffposition des Teilchens relativ zu den Modulgrenzen bestimmt: Im Zentrum und an den Rändern des Moduls beschreibt  $\bar{x}$  den wahren Ort recht gut, in den Zwischenbereichen gibt es deutliche Abweichungen. An den Rändern wird die Energie annähernd zu gleichen Teilen zwischen den

Nachbarmodulen aufgeteilt,  $\bar{x}$  zeigt einen scharf definierten Wert. Es läßt sich zeigen, daß sich dieses Verhalten in den benachbarten Modulen periodisch fortsetzt.

Aufgrund des exponentiellen Abfalls der Schauerenergie in radialer Richtung wird in [Ako77] folgende Parametrisierung des ersten Moments  $\bar{x}$  vorgeschlagen, die bereits in [Pei87] erfolgreich zur Ortsrekonstruktion eingesetzt werden konnte:

$$\bar{x} = a \cdot \sinh(x_0 \cdot b) \quad (4.5)$$

Aus den Stetigkeitsbedingungen der Periodizität an den Modulgrenzen ergibt sich eine Abhängigkeit der beiden Parameter  $a$  und  $b$

$$\bar{x} = \frac{\sinh(x_0 \cdot b)}{2 \cdot \sinh(\Delta \cdot b)} \quad (4.6)$$

( $\Delta$ : Halbe Modulbreite).

Eine Anpassung dieser Parametrisierung an die Schauerverteilung ist in Abbildung 4.3(b) gezeigt. Eine eindeutige Energieabhängigkeit des Parameters  $b$ , wie sie in [Pei87] angegeben wurde, konnte nicht gefunden werden.

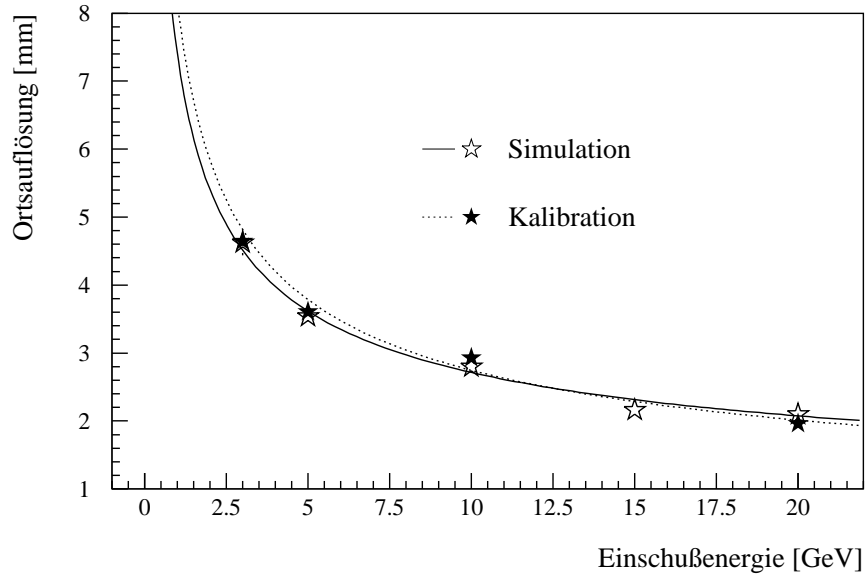
Die Umkehrfunktion von Funktion 4.5

$$\bar{x}_{\text{korr.}} = \frac{\text{arcsinh}(\bar{x}/a)}{b} \quad (4.7)$$

liefert eine Korrektur des ersten Moments. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.3(c) gezeigt.

Ein Zeichen für die Qualität der Ortsrekonstruktion ist die Ortsauflösung, die Breite der Verteilung der Differenz zwischen Einfallsort  $x_0$  und rekonstruiertem Ort  $x_{\text{korr.}}$ . Sie wird als Standardabweichung eines Gaußfits an diese Verteilung bestimmt. (Vergleiche Abbildung 4.3(d))

In der Kalibration wurde eine DWC zur Bestimmung des wahren Einfallsorts eingesetzt (Vergleiche [Sch94]). Ferner wurde zur Bestimmung der Schwerpunkte nicht über alle Clusterelemente, sondern nur über die 3 x 3 Module um das Hauptmodul summiert. In Abbildung 4.4 ist die Ortsauflösung als Funktion der Einschußenergie im Vergleich von Simulation und Kalibration ([Sch94], [Sch96]) gezeigt. Es ist eine Energieabhängigkeit der Ortsauflösung festzustellen. Mit steigender Energie wird die Ortsauflösung besser. Dies ist



**Abbildung 4.4:** Relative Ortsauflösung im Vergleich von Simulations- und Kalibrationsdaten.

Relative Ortsauflösung	
Simulation	$\sigma_{Ort}(E) = (6,90 \pm 0,09)mm/\sqrt{E} + (0,53 \pm 0,03)mm$
Kalibration Summe 9	$\sigma_{Ort}(E) = (8,35 \pm 0,25)mm/\sqrt{E} + (0,15 \pm 0,07)mm$

**Tabelle 4.4:** Relative Ortsauflösung

durch die bei hohen Energien wesentlich bessere Energieauflösung zu erklären, die direkt in die Ortsauflösung eingeht (Gleichung 4.4). So zeigt sich das gleiche Verhalten wie bei der Energieauflösung:

$$\sigma_{Ort}(E) = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + \beta \quad (4.8)$$

Das Ergebnis eines Fits dieser Funktion an die Verteilung ist in Tabelle 4.4 den Kalibrationsdaten gegenübergestellt. Auch in der Ortsauflösung liefert die Simulation den Meßergebnissen vergleichbare Werte.





# 5. Vergleich von Elektronen und Photonen

In der Kalibration wurde das Verhalten des Detektors bei Elektronenbeschuß untersucht. Im Experiment sollen allerdings keine Elektronen, sondern Photonen gemessen werden. Es stellt sich die Frage, welche Unterschiede es zwischen Elektronen und Photonen in der Detektorantwort gibt.

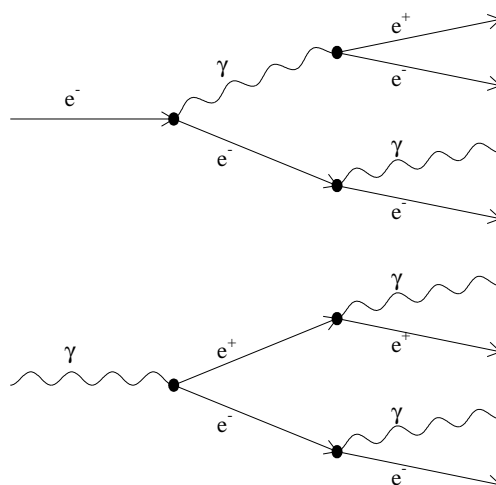
Um mögliche Unterschiede aufzuzeigen, wurden Photonen verschiedener Einschußenergien unter den gleichen Einschußbedingungen wie die Elektronen aus dem Kalibrationsvergleich im letzten Kapitel simuliert: Der Einschußort wurde gaußförmig verteilt. Bereits in Kapitel 2.2.2 wurde der Hauptunterschied zwischen Elektronen und Photonen beschrieben, der noch einmal in Abbildung 5.1 veranschaulicht wird: Da nur geladene Teilchen Čerenkovstrahlung erzeugen können, beginnen Elektronen sofort Čerenkovphotonen abzustrahlen; Photonen legen erst eine mittlere Wegstrecke von etwa  $7/9X_0$  zurück und bilden ein Elektron-Positron-Paar. Diese Verzögerung in der Schauerausbreitung wird sich zum Beispiel in einem tieferen Schauerschwerpunkt in Ausbreitungsrichtung zeigen:

$$\langle z \rangle = \sum_i \frac{E_{dep,i} \langle z \rangle_i}{E_{dep,i}} \quad (5.1)$$

Zur Berechnung wird über alle einzelnen Verfolgungsschritte  $i$  in GEANT summiert. Abbildung 5.2 zeigt die Differenz dieser mittleren Schauertiefe von Photonen und Elektronen. Wie zu erwarten war, liegt der Schauerschwerpunkt von Photonen tiefer. Die in der Literatur angegebene Differenz der Schauerschwerpunkte von  $\Delta z = 0,8X_0 = 2,24 \text{ cm}$  [Klei92]<sup>1</sup> wurde ebenfalls eingezeichnet; sie stimmt mit den Werten bei höheren Energien recht gut überein. Für kleinere Energien nehmen die Abweichungen zu.

---

<sup>1</sup>vgl. auch Abschnitt 2.2.2



**Abbildung 5.1:** Unterschiede in der Schauerentwicklung mit Elektron oder Photon als Primärteilchen. Nur geladene Teilchen können Čerenkovstrahlung aussenden. Bei Elektronen werden sofort Čerenkovphotonen abgestrahlt, bei Photonen erst nach etwa einer Strahlungslänge, nachdem sich ein Elektron-Positronpaar gebildet hat.

Im folgenden soll das unterschiedliche Verhalten von Elektronen und Photonen anhand charakteristischer Größen aufgezeigt werden:

- Die relative Energiedeposition

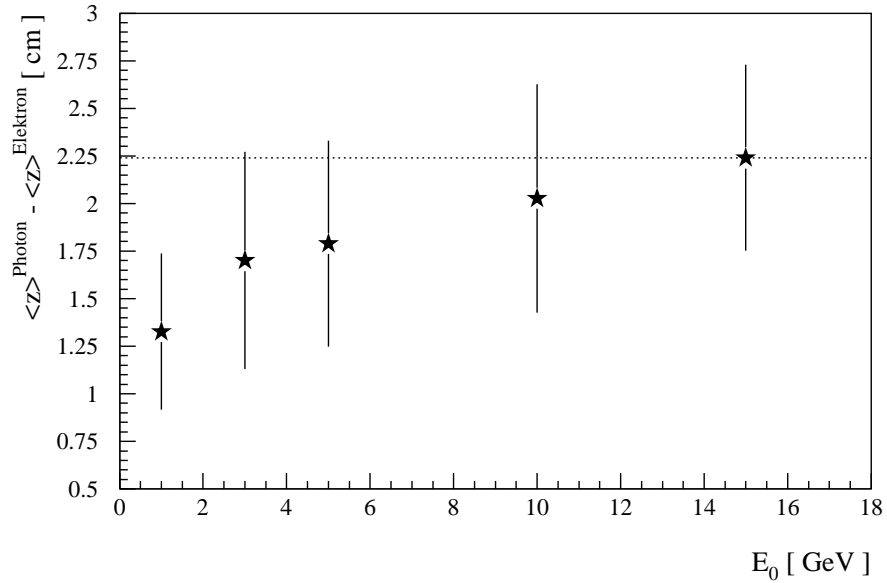
$$r_{\text{Energiedeposition}} = E_{\text{deponiert}}/E_0 \quad (5.2)$$

gibt an, welcher Anteil der Einschussenergie insgesamt im Detektor deponiert wird.

- Der relative Čerenkovfaktor

$$r_{\text{Čerenkov}} = N_{\text{generiert}}/E_{\text{deponiert}} \quad (5.3)$$

beschreibt, wieviele Čerenkovphotonen dabei pro Einheit der deponierten Energie erzeugt werden.



**Abbildung 5.2:** Mittlere Schauertiefe in Ausbreitungsrichtung. Gezeigt ist die Differenz der Schauerschwerpunkte als Funktion verschiedener Einschussenergien. Ist das Primärteilchen ein Photon, liegt der Schauerschwerpunkt tiefer als bei einem Elektron.

- Der Anteil der generierten Čerenkovphotonen, die dann auch das Modulende erreichen und nicht absorbiert werden, wird durch den effektiven Transmissionskoeffizienten

$$r_{\text{Transmission}} = N_{\text{Modulende}} / N_{\text{generiert}} \quad (5.4)$$

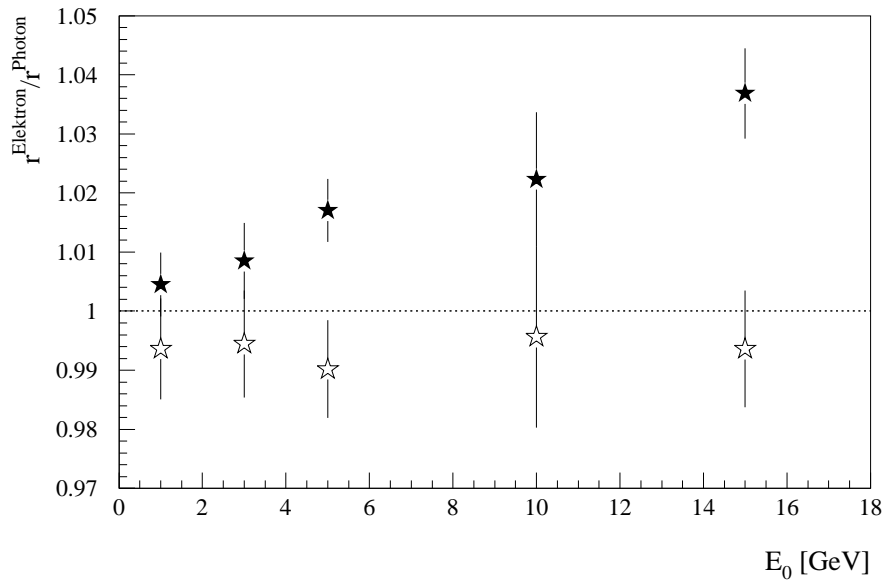
bestimmt.

- Die effektive Quantenausbeute

$$r_{\text{Quantenausbeute}} = N_{\text{detektiert}} / N_{\text{Modulende}} \quad (5.5)$$

beschreibt schließlich den Anteil der Čerenkovphotonen am Modulende, die auch detektiert werden.

Zuerst sollen Unterschiede in der Energiedeposition betrachtet werden: In Abbildung 5.3 ist die relative Energiedispersion  $r_{\text{Energiedeposition}}$  als Funktion

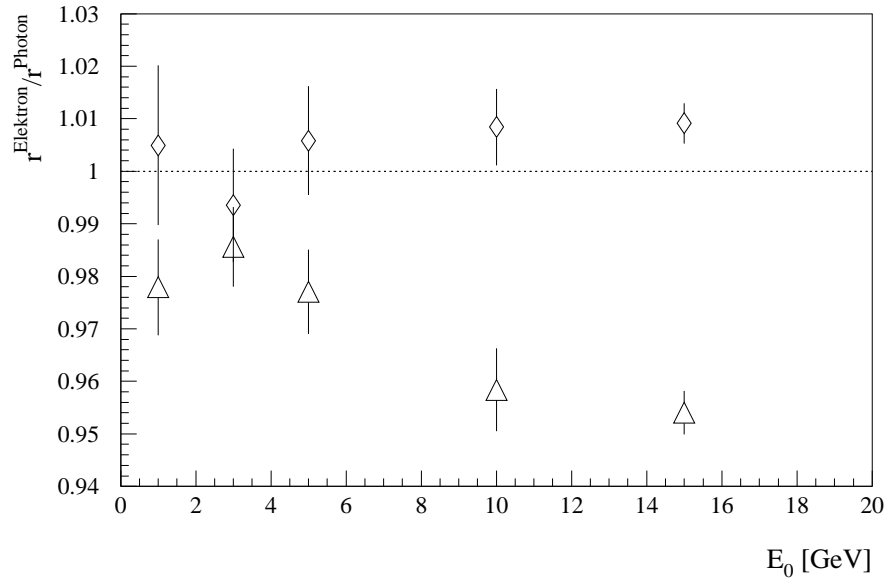


**Abbildung 5.3:** Relative Energiedeposition  $r_{\text{Energiedeposition}}$  ( $\star$ ) und relativer Čerenkovfaktor  $r_{\text{Čerenkov}}$  (nicht ausgefüllte Sterne) im Verhältnis von Elektron und Photon als Primärteilchen.

der Einschußenergie für Elektron und Photon als Primärteilchen verglichen ( $\star$ ). Elektronen deponieren einen höheren Anteil ihrer Energie im Bleiglas als Photonen.

Die Tatsache, daß Elektronen und Photonen nicht ihre gesamte Energie im Detektor deponieren, ist bekannt. Ein Teil des Schauers leckt aus dem Detektor heraus und trägt einen Teil der Anfangsenergie fort, der nicht nachgewiesen wird. Dieser Effekt wird als „Leakage“ bezeichnet; er verstärkt sich mit zunehmender Anfangsenergie der Teilchen, da sie tiefer in den Detektor eindringen und Schauer mit größerer longitudinaler Ausdehnung auslösen. Auch Elektronen oder Photonen geringer Einschußenergie deponieren nicht die gesamte Energie im Detektor. Sie geht im nichtsensitiven Material zwischen den Modulen verloren.

Um die Unterschiede im Deponierungsverhalten zwischen Elektronen und Photonen vollständig zu verstehen, wäre eine genaue, quantitative Untersuchung der einzelnen Depositionsschritte nötig. Das Ergebnis ist nicht offensichtlich. Elektronen deponieren kontinuierlich Energie; Photonen geben punktuell



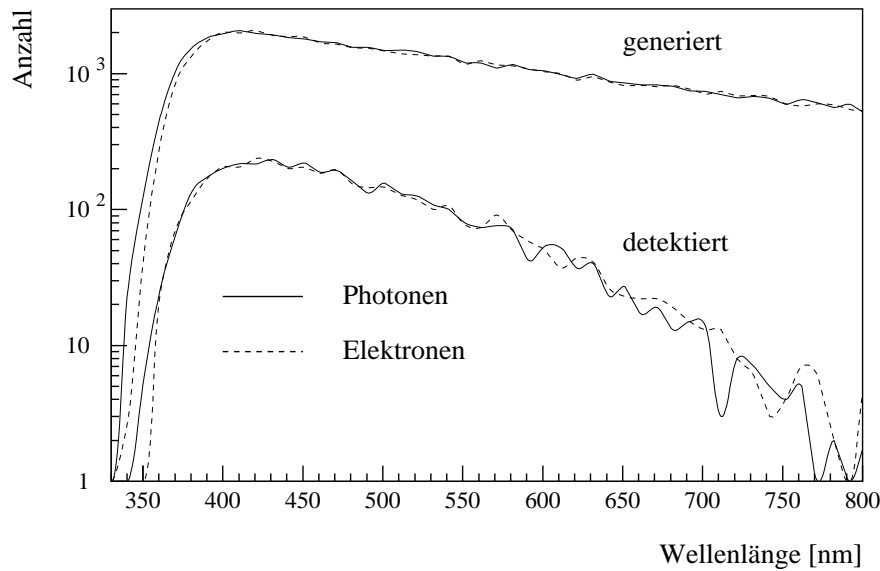
**Abbildung 5.4:** Effektiver Transmissionskoeffizient  $r_{Transmission}$  ( $\triangle$ ) und effektive Quantenausbeute  $r_{Quantenausbeute}$  ( $\diamond$ ) im Verhältnis von Elektron zu Photon als Primärteilchen.

Energie ab, wenn ein Elektron-Positron-Paar gebildet wird.

Versuche, die deponierte Energie in Abhängigkeit vom Deponierungsort aufzuschlüsseln, zeigten keine eindeutige Tendenz.

Die Anzahl der pro Einheit der deponierten Energie erzeugten Photonen, der relative Čerenkovfaktor  $r_{\check{C}erenkov}$  ist, wie in Abbildung 5.3 gezeigt wird, im Rahmen der Fehler für Elektronen und Photonen in etwa gleich (nicht ausgefüllte Sterne). Der tiefere Schauerschwerpunkt eines einfallenden Photons sollte auch im Absorptionsverhalten sichtbar werden: Je später die Teilchen erzeugt werden, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, daß sie absorbiert werden. In Abbildung 5.4 ist der effektive Transmissionskoeffizient  $r_{Transmission}$  für Elektron und Photon verglichen ( $\triangle$ ). Bei einem Photon als Primärteilchen erreicht ein größerer Prozentsatz der erzeugten Čerenkovphotonen auch das Modulende.

Dabei unterscheidet sich die spektrale Verteilung der Čerenkovphotonen am Modulende in beiden Fällen nicht sehr stark. In Abbildung 5.4 ist die effektive Quantenausbeute  $r_{Quantenausbeute}$ , also der Anteil der detektierten



**Abbildung 5.5:** Vergleich der spektralen Verteilung der Čerenkovphotonen am Modulende und nach der Gewichtung durch die Quanteneffizienz, die über den Anteil der detektierten an den an der Photokathode ankommenden Čerenkovphotonen entscheidet. Abweichungen zeigen sich besonders an den Rändern der Verteilung.

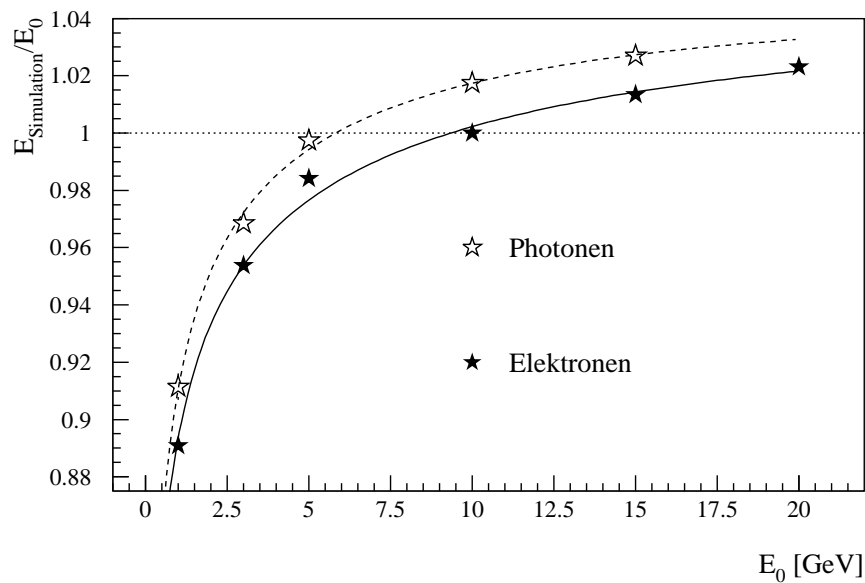
Čerenkovphotonen an der Gesamtzahl der Čerenkovphotonen am Modulende, aufgetragen ( $\diamond$ ). Wieder ist das Verhältnis der Primärteilchen Elektron und Photon gezeigt. Die Unterschiede sind sehr klein; beim Elektron wird nur ein geringfügig höherer Prozentsatz der ankommenden Čerenkovphotonen auch detektiert. Entscheidend für die relative Quantenausbeute ist die spektrale Verteilung der Čerenkovphotonen am Modulende und ihre anschließende Gewichtung durch die Quanteneffizienz der Photokathode.

In Abbildung 5.5 ist die Verteilung der Čerenkovphotonen am Modulende für Elektron und Photon und die resultierende Verteilung nach Gewichtung durch die Quanteneffizienz gezeigt. Unterschiede zeigen sich besonders an den Rändern der Verteilung. Da nicht die gesamte Rückseite eines Modul von der Photokathode abgedeckt wird, sind die Verluste größer als aus der Quanteneffizienz zu erwarten wäre <sup>2</sup>.

Im Ergebnis zeigt sich, daß die Clustersumme für Photonen höhere Werte

<sup>2</sup>vgl. Abschnitt 3.2.6

liefert als für Elektronen. In Abbildung 5.6 ist das Verhältnis von simulierter Energie und Einschußenergie als Funktion der Einschußenergie gezeigt. Das Verhältnis wurde auf den 10 GeV-Elektron-Wert normiert, die simulierte Energie ist aus der Anzahl der detektierten Čerenkovphotonen mit anschließender Clusterbildung der skalierten ADC-Werte bestimmt worden<sup>3</sup>. Der nichtlineare Verlauf, der schon im letzten Kapitel für Elektronen beobachtet wurde, ist auch für Photonen deutlich festzustellen<sup>4</sup>. Der „Leakageeffekt“ zeigt sich vor allem



**Abbildung 5.6:** Anteil der simulierten Energie an der Einschußenergie als Ergebnis der Clustersumme im Vergleich von Photonen und Elektronen. Photonen ergeben höhere Werte.

in der Energieauflösung: Da der Schauerschwerpunkt bei Photonen tiefer liegt, geht bei einem Photon mehr Energie verloren als bei einem Elektron, wobei der Unterschied mit der Energie zunimmt (Abbildung 5.7).

<sup>3</sup>vgl. Abschnitt 4.1

<sup>4</sup>vgl. Abschnitt 4.1

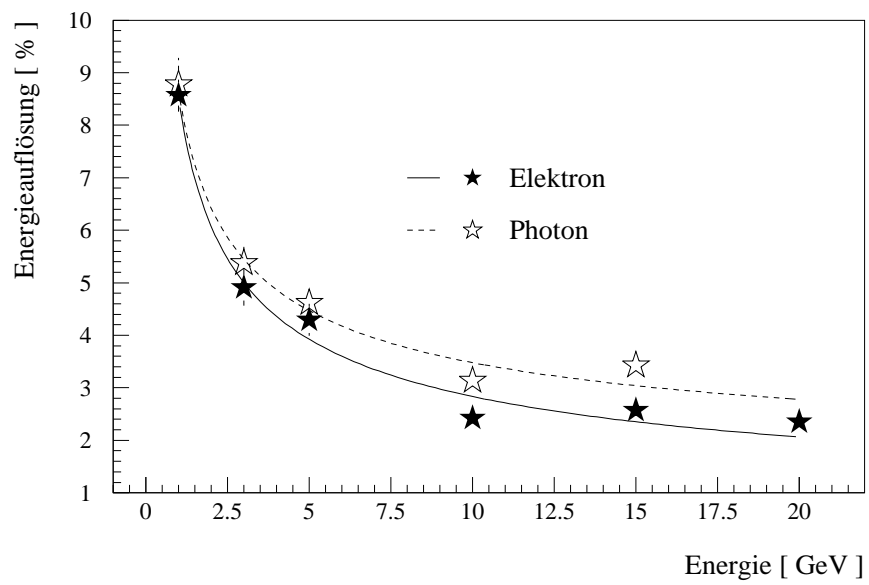


Abbildung 5.7: Energieauflösung von Photonen und Elektronen im Vergleich



## 6. Simulation von Photonen

Im Experiment ist nicht davon auszugehen, daß sich alle einfallenden Teilchen wie die Elektronen in der Kalibration verhalten. In den beiden vorangegangenen Kapiteln wurde die Simulation mit den Kalibrationsergebnissen verglichen, um die Qualität der Computersimulation zu überprüfen, und es wurden grundsätzliche Unterschiede zwischen Elektronen und Photonen aufgezeigt. Nun sollen weitergehende Ergebnisse präsentiert werden, über die man aus Kalibrationsdaten keine Informationen erhält, da die notwendigen Messungen nicht durchgeführt wurden oder prinzipiell nicht durchgeführt werden können. Es sollen Photonverteilungen betrachtet werden, die den realen Bedingungen im Experiment Rechnung tragen.

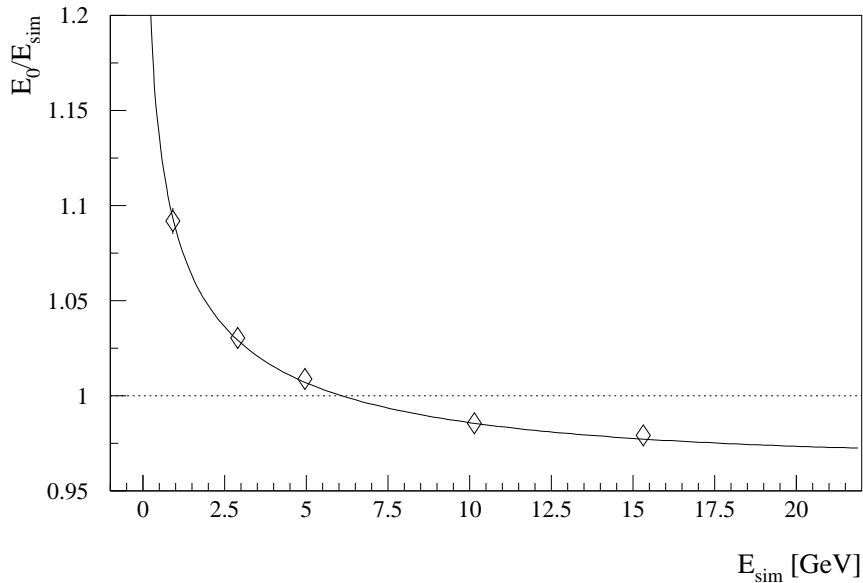
Im folgenden wird der Einschußort nicht mehr gaußförmig mit unterschiedlichen Breiten in x- und y-Richtung, sondern gleichmäßig über ein Einzelmodul verschmiert. Alle Einschußorte sind gleichberechtigt.

Unter realen Bedingungen wird der Einfall in den wenigsten Fällen exakt senkrecht sein. Es muß untersucht werden, inwieweit es Winkelabhängigkeiten der gemessenen Energien gibt. Außerdem wären in diesem Fall auch winkelabhängige Korrekturen bei der Ortsrekonstruktion zu erwarten.

Die Ergebnisse dieser Simulationen weichen aufgrund der geänderten Anfangsbedingungen von den bisher gezeigten Resultaten und damit von den Kalibrationsdaten ab. Mit ihnen können die Daten des Experiments korrigiert werden, um die Eigenschaften der detektierten Teilchen korrekt zu bestimmen.

### 6.1 Absolutwerte der Energien

In Abschnitt 4.1 wurde bereits auf das nichtlineare Verhalten der Antwortfunktion des LEDA eingegangen. Deshalb soll in diesem Zusammenhang nur kurz die entsprechende Parametrisierung für gleichmäßig verteilte Photonen

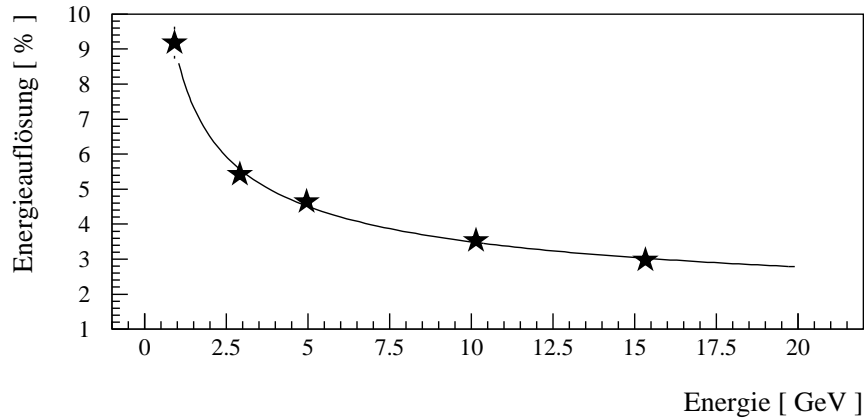


**Abbildung 6.1:** Verhältnis von wahrer zu simulierter Energie als Funktion der simulierten Energie für Photonen unter senkrechtem Einfall. Die Daten sind auf den 10 GeV-Punkt aus der Kalibration normiert

angegeben werden. Für die Anwendung in der Datenanalyse ist es wichtig, die wahre Energie eines Teilchens als Funktion der gemessenen Energie bestimmen zu können. Der angegebene Funktionsverlauf hat deshalb eine andere Form als in Abschnitt 4.1.

Abbildung 6.1 zeigt das Verhältnis von (wahrer) Einschußenergie zu simulierter Energie als Funktion der simulierten Energie. Die simulierte Energie ist das Ergebnis der Clustersumme nach Skalierung der Anzahl der Čerenkovphotonen. In der Analyse der experimentellen Daten wird die Energieeichung mit dem 10 GeV-Elektron-Wert aus der Kalibration<sup>1</sup> durchgeführt; die Parametrisierung ist auf diesen Wert normiert. Damit weicht der 10 GeV-Photon-Wert in der Darstellung von eins ab.

<sup>1</sup>vgl. Abschnitt 3.2.7



**Abbildung 6.2:** Energieauflösung für Photonen als Funktion der simulierten Energie

Es ergibt sich:

$$E_0/E_{sim} = a_1 + a_2 \cdot \ln(E_{sim}) + a_3 \cdot \ln^2(E_{sim}) \quad (6.1)$$

mit

$$\begin{aligned} a_1 &= (1,0881 \pm 0,0014) \\ a_2 &= (-0,06469 \pm 0,00064) \\ a_3 &= (0,00882 \pm 0,00027) \end{aligned} \quad (6.2)$$

Ausserdem soll für gleichmäßig über ein Einzelmodul verteilte Photonen noch die Energieauflösung angegeben werden: Da die Simulationen in diesem Abschnitt den tatsächlichen Bedingungen im Experiment am nächsten kommen, geht diese Auflösung unter anderem direkt in den Fehler der Rekonstruktion der aus Mesonenzerfällen stammenden Photonen ein. Das Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert des Gaußfits an die Verteilung der simulierten Energien läßt sich als Funktion der simulierten Energie beschreiben<sup>2</sup>:

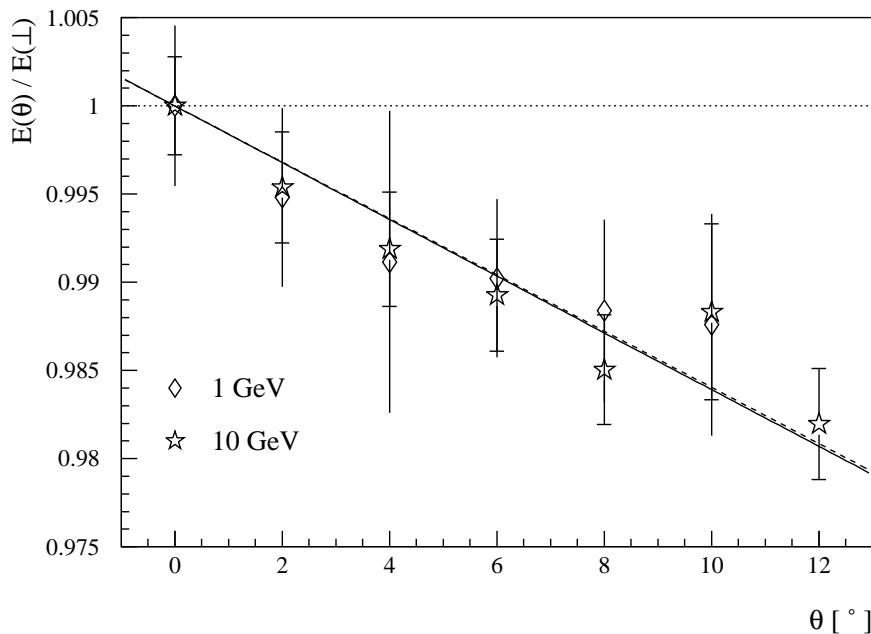
$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right) = (8,10 \pm 0,19)\%/\sqrt{E} + (0,918 \pm 0,074)\% \quad (6.3)$$

Datenpunkte und Parametrisierung sind in Abbildung 6.2 gezeigt.

<sup>2</sup>vgl. Abschnitt 4.2

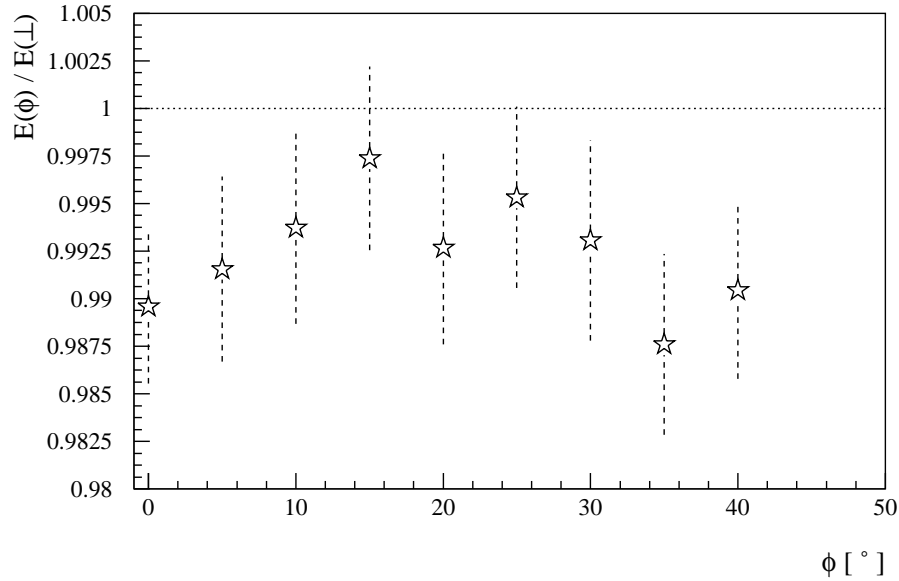
### 6.1.1 Winkelabhängigkeiten

Beide Hälften des LEDA sind im Experiment um einen Winkel von  $8,17^\circ$  aus der Senkrechten zum Target hin geneigt. So soll der Einfallswinkel der Teilchen so niedrig wie möglich gehalten werden. Trotzdem trifft nur ein geringer Anteil der Teilchen exakt senkrecht auf den Detektor. Es werden Polarwinkel  $\theta$  von etwa  $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$  zur Senkrechten angenommen. Außerdem ist ein beliebiger Azimutalwinkel  $\phi$  bezüglich der Bleiglasoberfläche möglich.



**Abbildung 6.3:** Simulierte Energien von 1 und 10-GeV-Photonen bei Einschub unter einem Polarwinkel  $\theta$  zur Senkrechten als Funktion des Einschubwinkels. Die Energien sind auf das Ergebnis der Simulationen unter senkrechtem Einschub normiert. Die Fehler der 10 GeV-Daten sind zur besseren Unterscheidung mit Querbalken versehen.

Zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit werden 1 und 10 GeV-Photonen mit einem Polarwinkel  $\theta$  von  $\theta = 0, 2, 4, 6, 8, 10$  und  $12^\circ$  und unverändertem Azimutalwinkel  $\phi = 0^\circ$  simuliert. Der gewählte Azimutalwinkel entspricht



**Abbildung 6.4:** Simulierte Energien von 5-GeV-Photonen bei Einschub unter einem Azimutalwinkel  $\phi$  und einem Polarwinkel  $\theta = 8^\circ$  als Funktion des Azimutalwinkels. Die Energien sind auf das Ergebnis der Simulationen unter senkrechtem Einschub normiert.

dabei einer Ausrichtung der Flugrichtung auf eine Modulwand hin. Zusätzlich werden Simulationen mit 5 GeV-Photonen unter einem Azimutalwinkel  $\phi$  zwischen  $\phi = 0^\circ$  und  $\phi = 45^\circ$  in  $5^\circ$ -Schritten und konstantem Polarwinkel von  $\theta = 8^\circ$  durchgeführt. Die simulierten Energien sind in den Abbildungen 6.3 und 6.4 mit dem Ergebnis für senkrechten Einfall verglichen. Auch in diesem Fall sind die angegebenen Energien das Ergebnis der Clustersumme.

In den Ergebnissen der Simulationen mit unterschiedlichen Polarwinkeln ist für beide Energien eine Abhängigkeit vom Einschubwinkel festzustellen. Diese kann durch eine lineare Parametrisierung angenähert werden. Ein Fit an die Datenpunkte ergibt für beide Energien eine fast identische Parametrisierung:

$$\begin{aligned}
 E(\theta)/E(\perp) &= 1 - (0,001596 \pm 0,000467) \cdot \theta && \text{für 1 GeV} \\
 E(\theta)/E(\perp) &= 1 - (0,001608 \pm 0,000180) \cdot \theta && \text{für 10 GeV} \quad (6.4)
 \end{aligned}$$

Der Fehler der 1 GeV-Datenpunkte ist allerdings größer.

Auch in diesem Fall tragen unterschiedliche Einflüsse zum beobachteten Effekt bei: Mit zunehmendem Einfallswinkel ändert sich auch der Reflexions-Winkel der erzeugten Čerenkovphotonen beim Auftreffen auf den Modulrand, ein größerer Teil von ihnen wird das Einschuß-Modul verlassen. Dabei deponieren sie Energie in den nicht-sensitiven Schichten zwischen den Bleiglasblöcken. Das Schauer verteilt sich nun auf eine größere Anzahl von Modulen; durch die untere Clusterschwelle<sup>3</sup> werden aber alle Module mit nur wenigen detektierten Photonen in der Clusterung verworfen; auch auf diese Weise geht Energie verloren.

Andererseits wird der Weg der geladenen Teilchen durch das Bleiglas unter Winkeleinschuß verlängert und es können mehr Čerenkovphotonen abgestrahlt werden. Im Resultat nimmt die simulierte Energie mit zunehmendem Polarwinkel ab.

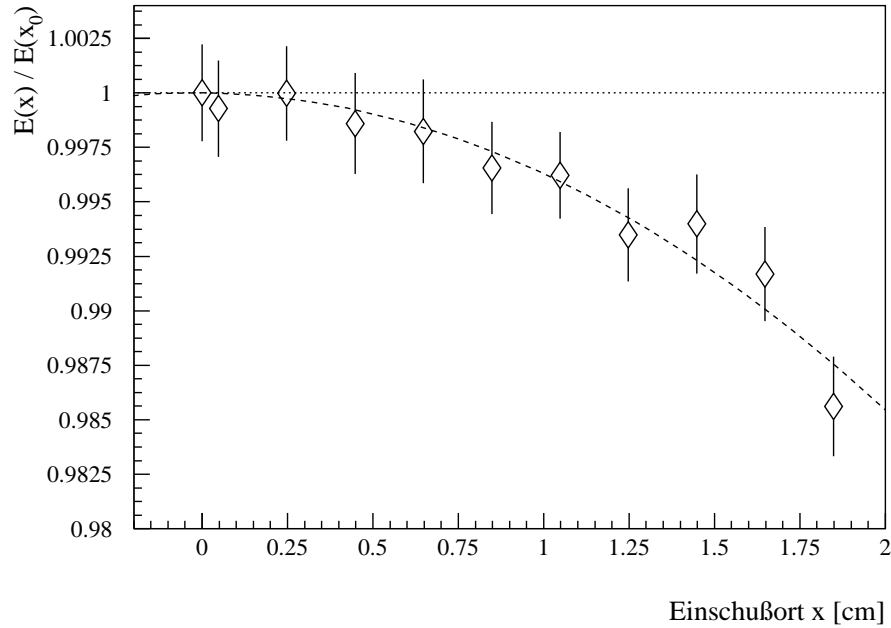
Die Ergebnisse bei Einschuß unter verändertem Azimutalwinkel zeigen keine eindeutige Tendenz. Es gibt leichte Fluktuationen der Daten, so beobachtet man erst ein leichtes Ansteigen, dann fallen die Werte wieder; im Rahmen der Fehler können sie jedoch als konstant angenommen werden. Durch schrägen Einschuß unter sich änderndem Azimutalwinkel in Richtung einer Modulecke wird der Weg der Teilchen durch das Bleiglas länger, es können wieder mehr Čerenkovphotonen abgestrahlt werden; Jedoch sind ähnliche gegenwirkende Effekte zu nennen wie für den Einschuß unter unterschiedlichem Polarwinkel.

### 6.1.2 Ortsabhängigkeit

Die simulierte Energie ist auch vom Eintreffort der Teilchen auf dem Modul abhängig. Zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit werden Simulationen mit 5 GeV-Photonen unterschiedlicher Einschußorte  $x$  durchgeführt. Dabei wird - anders als bei allen anderen Simulationen in diesem Abschnitt - der Einfallsort nicht verschmiert. Die  $y$ -Koordinate des Einschußortes (Modulmitte) bleibt unverändert. Abbildung 6.5 zeigt die simulierten Energien als Funktion des Einschußorts  $x$  im Verhältnis zum zentralen Einschuß in die Modulmitte  $x_0$

---

<sup>3</sup>vgl. Abschnitt 3.2.7



**Abbildung 6.5:** Abhängigkeit der simulierten Energie vom Einschussort  $x$ . Dargestellt ist das Ergebnis von Simulationen mit 5 GeV-Photonen. Die Energien sind auf den zentralen Einschuss in die Modulmitte  $x_0$  ( $x = 0$ ) normiert.

( $x = 0$ ). Man erkennt eine Abnahme der simulierten Energien, je mehr sich der Einschussort dem Modulrand nähert.

Dies hat ähnliche Gründe wie beim Einschuss unter verändertem Winkel. Je näher die Teilchen dem Modulrand kommen, desto mehr Energie geht in nicht sensitiven Schichten zwischen den Bleiglasblöcken verloren. Die Ortsabhängigkeit ist nicht linear, sie konnte mit einer quadratischen Parametrisierung angenähert werden:

$$E(x)/E(0) = 1 + p_1 \cdot x + p_2 \cdot x^2 \quad (6.5)$$

mit

$$\begin{aligned} p_1 &= (0,00014 \pm 0,00063) \\ p_2 &= (-0,00356 \pm 0,00042) \end{aligned} \quad (6.6)$$

## 6.2 Ortsrekonstruktion

Auch die Ortsrekonstruktion soll für den Fall einer realen Teilchenverteilung bestimmt werden. In Abschnitt 4.3 wurde bereits eine Möglichkeit der Ortsbestimmung aus den gemessenen ADC-Werten vorgestellt. Diese Methode kann auch in diesem Zusammenhang für gleichmäßig über ein Einzelmodul verteilte Photonen angewandt werden:

### 6.2.1 Schwerpunktmethode

Der Schwerpunkt des Schauers eines einfallenden Teilchens wurde in Abschnitt 4.3 definiert als:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i \omega_i x_i}{\sum_i \omega_i} \quad \text{bzw.} \quad \bar{y} = \frac{\sum_i \omega_i y_i}{\sum_i \omega_i} \quad (6.7)$$

mit  $x_i$  als der Relativkoordinate des  $i$ -ten Moduls bezüglich des Einschußmoduls ( $x_i=0$ ) in Moduleinheiten. Die Gewichtungsfaktoren  $\omega_i$  geben den ADC-Wert des  $i$ -ten Moduls an.

Die notwendige Korrektur des ersten Moments bei dieser Methode wird wie in [Pei87] mit der Funktion

$$\bar{x}_{\text{korr.}} = \frac{\text{arcsinh}(\bar{x}/a)}{b} \quad (6.8)$$

mit

$$\frac{1}{a} = 2 \cdot \sinh(\Delta \cdot b) \quad (6.9)$$

durchgeführt<sup>4</sup>.

Der zur Ortsrekonstruktion der Photonen notwendige Parameter  $b$  ist in Tabelle 6.1 für verschiedene Energien angegeben. Eine Energieabhängigkeit, wie sie in [Pei87] gezeigt wurde, ist nicht festzustellen. Vielmehr zeigt sich, daß  $b$  im Rahmen der Unsicherheit als konstant angenommen werden kann, was die Anwendung dieser Methode bei der Rekonstruktion senkrecht einfallender Teilchen erleichtert.

---

<sup>4</sup>vgl.4.3



Energie	b
15 GeV	-1,879±0,007
10 GeV	-1,923±0,007
5 GeV	-1,875±0,010
3 GeV	-1,880±0,014
1 GeV	-1,880±0,020

**Tabelle 6.1:** Parameter  $b$  der Korrekturfunktion für verschiedene Einschußenergien. Eine Energieabhängigkeit ist nicht festzustellen.

## 6.2.2 Der logarithmisch gewichtete Schwerpunkt

Die Schauerenergie nimmt in radialer Richtung exponentiell ab<sup>5</sup>, und somit sinkt die in den Modulen deponierte Energie exponentiell als Funktion des Abstands vom Einschußort. Aus diesem Grund wurden Algorithmen angeregt, die dem exponentiellen Abfall Rechnung tragen und die gemessenen Energien logarithmisch gewichten. In [Awe92] wird vorgeschlagen, den Faktor  $\omega$  in Gleichung (6.7) wie folgt zu bestimmen<sup>6</sup>:

$$\omega_i = \max\left\{\log \frac{E_i}{\sum_i E_i} + \omega_{\text{offs}}, 0\right\} \quad (6.10)$$

( $E_i$ : simulierte Energie pro Modul,  $\omega_{\text{offs}}$ : freier Parameter)

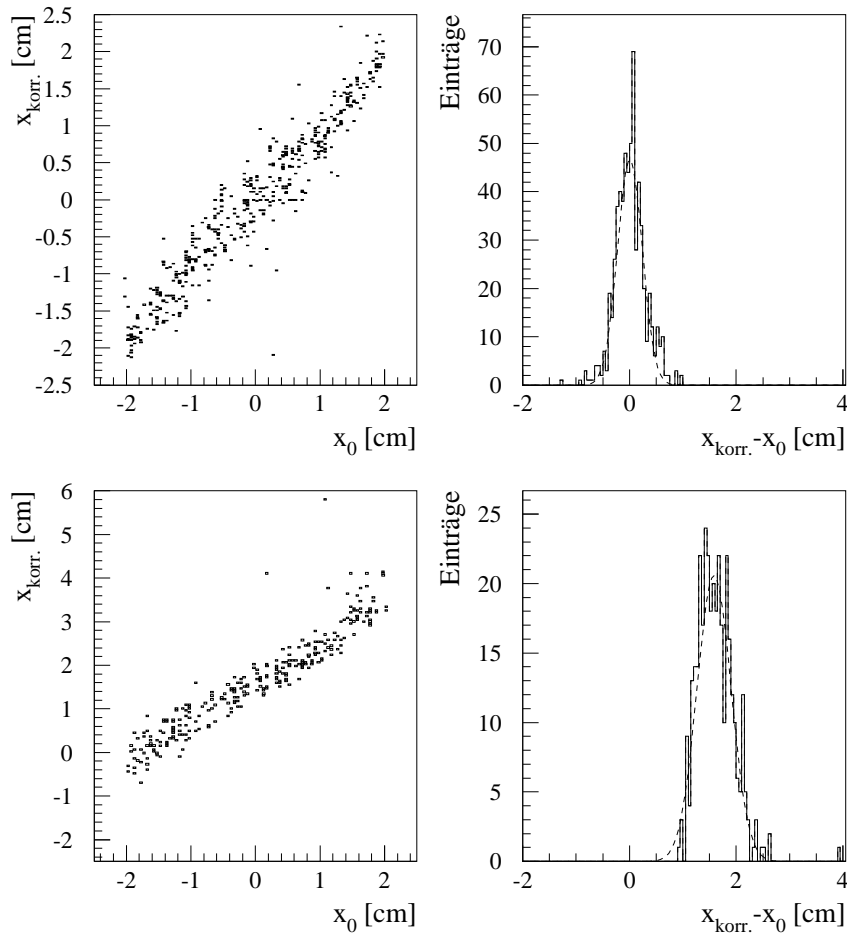
Der Bruchteil der insgesamt simulierten Energie wird gebildet, um Abhängigkeiten von der Einfallsenergie klein zu halten.

Bei dieser Methode ist keine zusätzliche Korrektur nötig; der Schauerschwerpunkt gibt den wahren Einfallsort recht gut wieder, wie in der oberen Reihe in Abbildung 6.6 für ein 10 GeV Photon gezeigt ist.

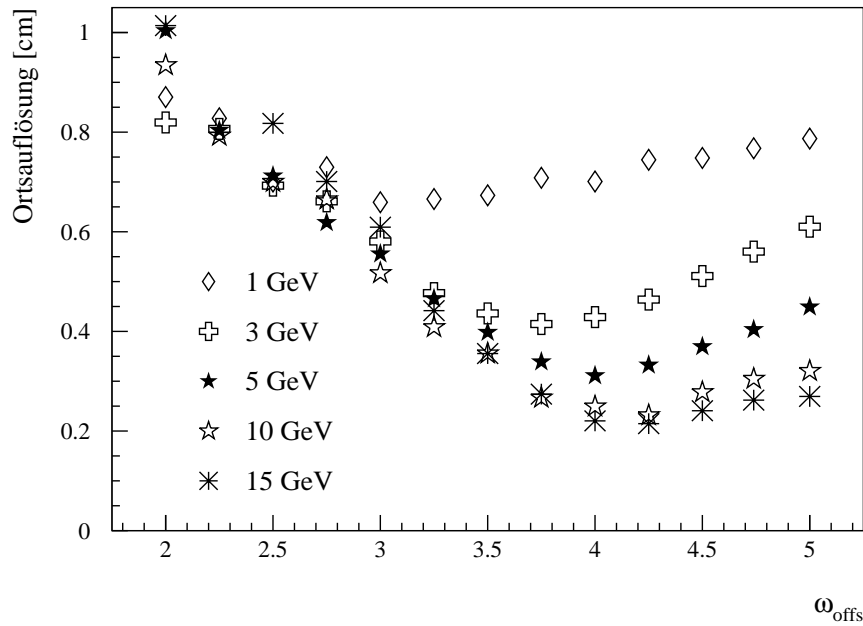
In Abbildung 6.7 ist die Ortsauflösung für verschiedene Einfallsenergien gegen den Offsetparameter aufgetragen. Sie kann wie bereits in Abschnitt 4.3 als Standardabweichung eines Gaußfits an die Verteilung der Differenz von wahren

<sup>5</sup>vgl. Abschnitt 2.2.2

<sup>6</sup>vgl. auch [Rote91]



**Abbildung 6.6:** Korrigierter Ort gegen wahren Einschubort nach Gewichtung des Schwerpunkts mit Gleichung (6.10) und Abweichungen von rekonstruiertem und wahren Ort. Die obere Reihe zeigt die Ergebnisse für senkrechten Einfall, die untere für einen Einfallswinkel  $\theta = 6^\circ$  jeweils für eine Einschubenergie von 10 GeV. Es wurde  $\omega_{\text{offs}} = 4,0$  gewählt. Eine zusätzliche Korrektur für den so rekonstruierten Ort ist nicht nötig. Die Ortsverschiebung  $d$  bei nichtsenkrechtem Einschub kann direkt aus dem Differenzbild abgelesen werden.

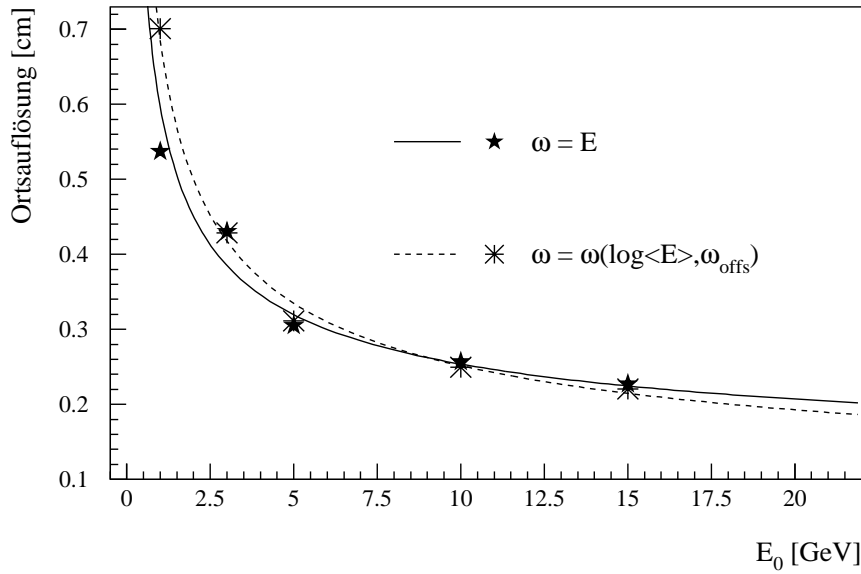


**Abbildung 6.7:** Abhängigkeit der Ortsauflösung  $\sigma_x$  der x-Koordinate vom Offsetparameter  $\omega_{\text{offs}}$  aus Gleichung (6.10). Dargestellt sind die Ergebnisse von Simulationen senkrecht einfallender Photonen verschiedener Energien.

Ort und rekonstruiertem Ort bestimmt werden. Die Verteilung wird durch den Gaußfit gut beschrieben, wenn der Offsetparameter nicht zu klein wird. Minimale Ortsauflösung wird bei mit der Energie steigenden Offsetparametern von 3,0 bis ungefähr 4,15 erreicht. Aber auch für ein festes  $\omega_{\text{offs}} = 4,0$  verschlechtert sich die Ortsauflösung für verschiedene Energien nur geringfügig. Für die weiteren Auswertungen wurde deshalb  $\omega_{\text{offs}} = 4,0$  gewählt.

Der Offsetparameter  $\omega_{\text{offs}}$  erfüllt zwei Funktionen:

1. Es wird eine untere Schwelle für den Bruchteil der gesamten Schauerenergie definiert, den ein Modul übertreffen muß, um bei der Schwerpunktsbestimmung berücksichtigt zu werden.  $\omega_{\text{offs}} = 4,0$  entspricht einem Anteil an der totalen Schauerenergie von 1,8 %.
2. Der Einfluß der Schauerausläufer wird bestimmt. Ist  $\omega_{\text{offs}}$  zu groß, werden alle Clustermodule gleich gewichtet; ist er zu klein, werden nur Module mit hohem Energieanteil berücksichtigt.



**Abbildung 6.8:** Ortsauflösung  $\sigma_x$  der x-Koordinate in Abhängigkeit von der Einschußenergie für die beiden Ortsrekonstruktionsmethoden für senkrecht einfallende Photonen.

### 6.2.3 Ortsauflösung

Beide Methoden der Ortsrekonstruktion können anhand der erreichten Ortsauflösung verglichen werden. In Abbildung 6.8 sind die verschiedenen Ortsauflösungen  $\sigma_x$  gegen die Einschußenergie aufgetragen. Im unteren Energiebereich liefert die energiegewichtete Rekonstruktion bessere Werte, da die schlechtere Energieauflösung bei kleinen Energien in die logarithmisch gewichtete Rekonstruktion stärker eingeht. Die die Auflösung beschreibenden Funktionen sind in Tabelle 6.2 für die beiden Rekonstruktionsmethoden zusammengefaßt<sup>7</sup>.

### 6.2.4 Ortsrekonstruktion bei nichtsenkrechtem Einfall

Die Ortsrekonstruktion ändert sich bei Teilchen, die unter einem Polarwinkel  $\theta$  auf das Bleiglas treffen. Da die mittlere Eindringtiefe  $T$  bei fester Energie

<sup>7</sup>vgl. Abschnitt 4.3

	Relative Ortsauflösung
logarithmisch gewichtet	$(0,634 \pm 0,011) \text{ cm}\sqrt{E} + (0,051 \pm 0,004) \text{ cm}$
energiegewichtet	$(0,487 \pm 0,057) \text{ cm}\sqrt{E} + (0,100 \pm 0,024) \text{ cm}$

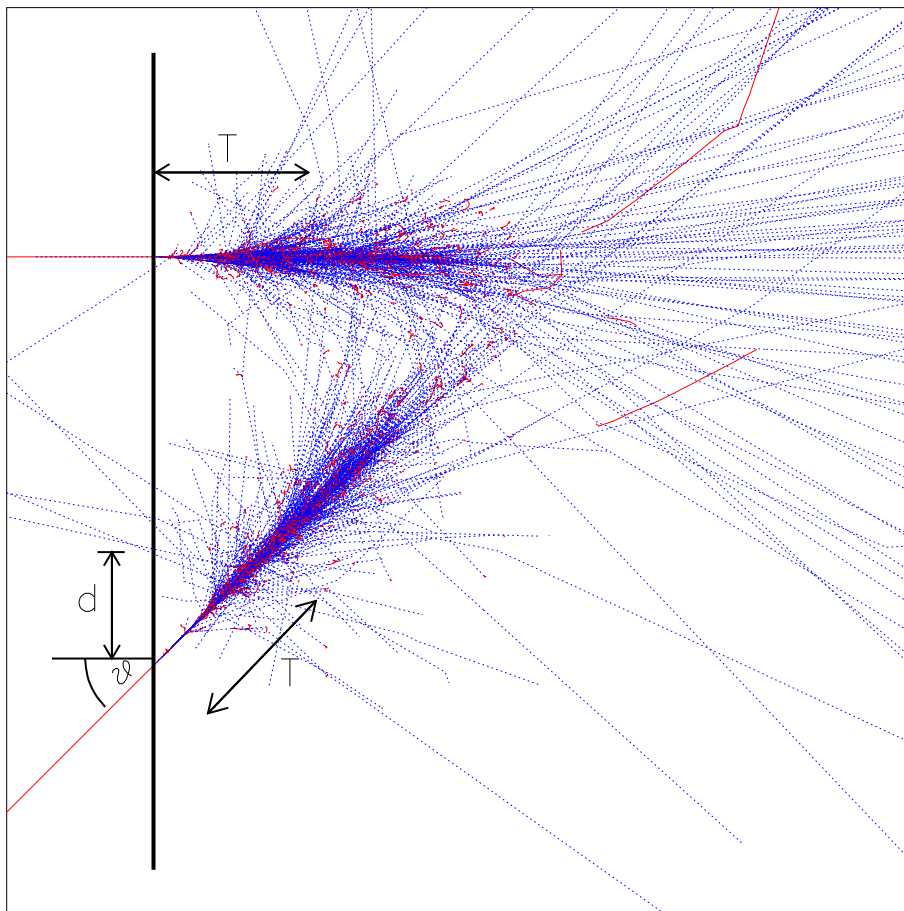
**Tabelle 6.2:** Relative Ortsauflösung. Die Energie ist in GeV angegeben

konstant ist, wird die Projektion des Schauerschwerpunkts auf die Detektoroberfläche um eine Strecke  $d$  verschoben, wie in Abbildung 6.9 illustriert wird. Eine winkel- und energieabhängige Korrektur des rekonstruierten Ortes ist deshalb nötig.

Außerdem haben die Randeffekte einen wesentlich stärkeren Einfluß auf die Schauerverteilung, was sich auf die Rekonstruktion des Ortes mit energieabhängiger Gewichtung in der Schwerpunktsbestimmung nachteilig auswirkt. In Abbildung 6.10 ist der energiegewichtete Schauerschwerpunkt gegen den wahren Ort für verschiedene Einfallswinkel  $\theta$  aufgetragen. Die Verteilung läßt sich mit zunehmendem Winkel immer schlechter mit der bei dieser Methode notwendigen Sinushyperbolikus-Korrektur beschreiben. Die Stetigkeitsbedingungen an den Modulrändern sind nicht mehr erfüllt, so daß es nicht möglich ist, eine verwertbare Winkelabhängigkeit der Korrekturfunktion anzugeben.

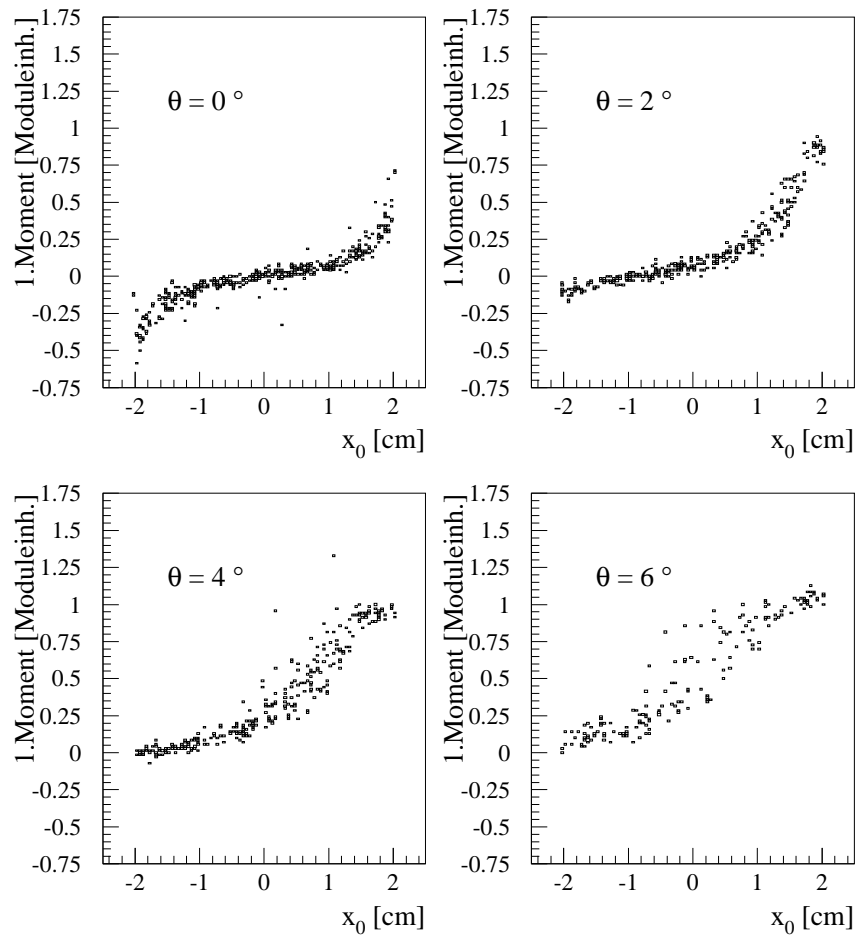
Die Ortsrekonstruktion mit logarithmisch gewichteten Energien hingegen ist weniger winkelabhängig. Der so bestimmte Schwerpunkt beschreibt auch in diesem Fall den wahren Einschußort recht gut; lediglich die Verschiebung um den Faktor  $d$  muß berücksichtigt werden. In Abbildung 6.6 ist in der unteren Reihe die Verteilung des rekonstruierten Ortes und die Differenz von rekonstruiertem und wahren Ort für einen Winkel  $\theta = 6^\circ$  gezeigt. Die Verschiebung  $d$  kann direkt aus der Differenz abgelesen werden.

Abbildung 6.11 zeigt den linearen Zusammenhang zwischen der Verschiebung  $d$  und dem Einfallswinkel  $\theta$  für 1 und 10 GeV-Photonen. Der funktionelle Zusammenhang ist in Tabelle 6.3 angegeben. In Abbildung 6.12 ist die Energieabhängigkeit des Verschiebungsfaktors für einen Winkel von  $\theta = 8^\circ$  dargestellt. Die exponentielle Energieabhängigkeit der Schauerverteilung ergibt in diesem Fall die ebenfalls in Tabelle 6.3 angegebene Parametrisierung.



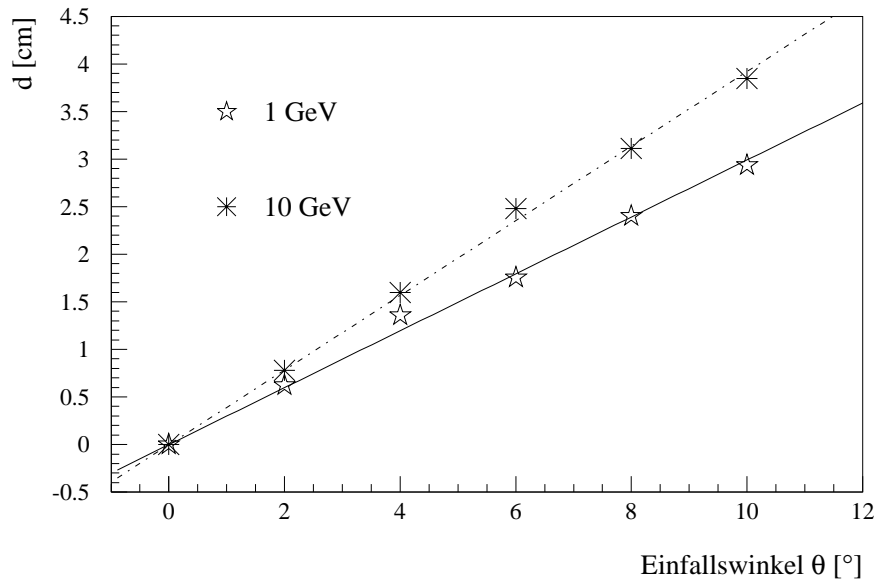
**Abbildung 6.9:** Bei Einfall des Teilchens unter einem Winkel  $\theta$  kommt es zu einer Verschiebung  $d$  in der Projektion des Schauerschwerpunkts auf die Bleiglasoberfläche, da die mittlere Schauertiefe bei konstanter Energie ebenfalls konstant ist. Dargestellt ist die Schauerentwicklung von 5 GeV-Photonen unter senkrechtem bzw. schrägem Einfall als Ergebnis der Simulation. Man erkennt die von links einfallenden Teilchen sowie die erzeugten Schauerteilchen (Photonen, Elektronen und Positronen). Die Bleiglasoberfläche ist angedeutet.

Die Ortsauflösung (Abbildung 6.13) verschlechtert sich mit zunehmendem Winkel. In [Awe92] wird gezeigt, daß sich der Offsetparameter minimaler Ortsauflösung mit dem Winkel jedoch nicht wesentlich ändert.



**Abbildung 6.10:** Schauerschwerpunkt gegen wahren Ort bei einer Gewichtung des Schwerpunkts mit  $\omega_i = E$  für Einfallswinkel von  $\theta = 0, 2, 4, 6^\circ$ . Mit zunehmendem Winkel wird eine Beschreibung der Verteilung durch einen Sinushyperbolikus immer schwieriger.

---

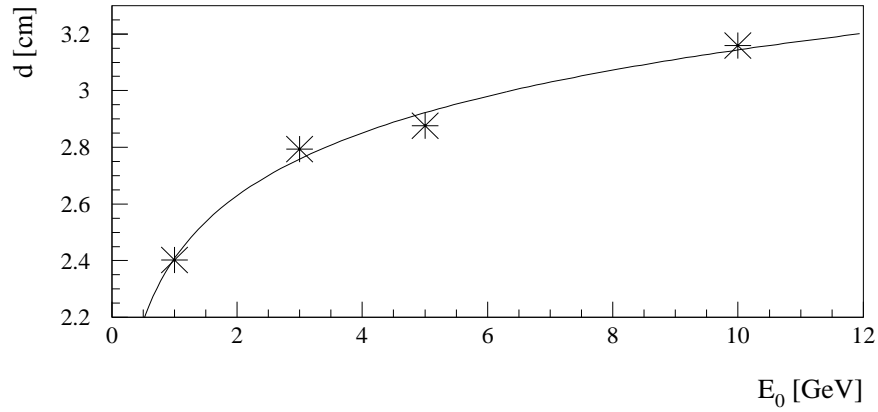


**Abbildung 6.11:** Verschiebungsfaktor  $d$  in cm als Funktion des Einfallswinkels für 1 und 10 GeV-Photonen.

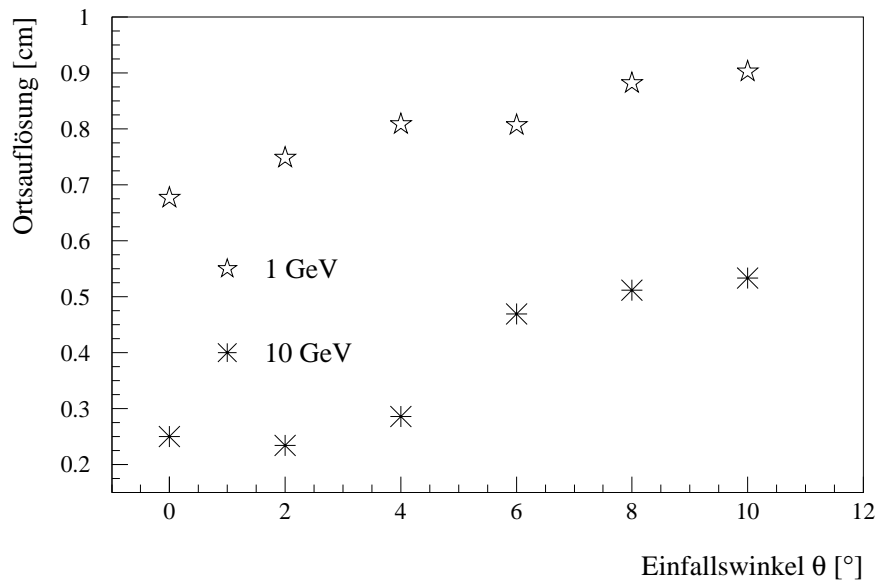
Winkelabhängigkeit	
1 GeV	$d = (0,298 \pm 0,001) \cdot \theta$
10 GeV	$d = (0,392 \pm 0,001) \cdot \theta$
Energieabhängigkeit	
$d = (2,408 \pm 0,001) + (0,320 \pm 0,001) \times \log(E_0)$	

**Tabelle 6.3:** Verschiebungsparameter  $d$  in cm als Funktion des Einfallswinkels in Grad für 1 und 10 GeV und als Funktion der Einfallsenergie in GeV für  $\theta = 8^\circ$ .





**Abbildung 6.12:** Verschiebungsfaktor  $d$  als Funktion der Einschubenergien für einen Einfallswinkel von  $\theta = 8^\circ$ .



**Abbildung 6.13:** Ortsauflösung  $\sigma$  als Funktion der Einschubwinkel für 1 und 10 GeV-Photonen. Mit zunehmendem Winkel verschlechtert sich die Ortsauflösung.



## 7. Hadronen

Nicht alle vom Bleiglasdetektor gemessenen Teilchen sind Photonen. Die Bestimmung der Photonenspektren wird durch einen Untergrund von Elektronen und geladenen Hadronen ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ) erschwert, die ebenfalls im Detektor Signale auslösen können. Es gibt keine Möglichkeit, in der Auswertung der Daten zwischen Elektronen und Photonen zu unterscheiden, da - wie in Abschnitt 5 gezeigt - ihr Schauerverhalten sehr ähnlich ist; ganz im Gegensatz zu dem der Hadronen. Durch das unterschiedliche Verhalten im Detektor läßt sich nachträglich in der Analyse ein hoher Prozentsatz der nachgewiesenen Hadronen verwerfen. Dazu bieten sich folgende Möglichkeiten, die im einzelnen näher betrachtet werden sollen<sup>1</sup>:

- Unterdrückung minimal ionisierender Teilchen durch einen „Energiecut“
- Unterscheidung aufgrund der unterschiedlichen lateralen Ausdehnung hadronischer und elektromagnetischer Schauer
- Unterscheidung aufgrund des unterschiedlichen Schauerverhaltens in longitudinaler Richtung

Die Unterscheidung von Elektronen und Photonen ist nur durch einen weiteren Detektor möglich. Im WA98-Experiment ist dies der bereits beschriebene CPV<sup>2</sup>, der direkt vor dem Bleiglasdetektor positioniert ist und die gesamte Fläche des LEDA abdeckt. Mit ihm ist es möglich, geladene Teilchen mit einem Veto zu belegen. Damit ist noch eine zusätzliche Möglichkeit gegeben, geladene Hadronen und Photonen zu unterscheiden. Auf den CPV soll im letzten Teil dieses Kapitels näher eingegangen werden.

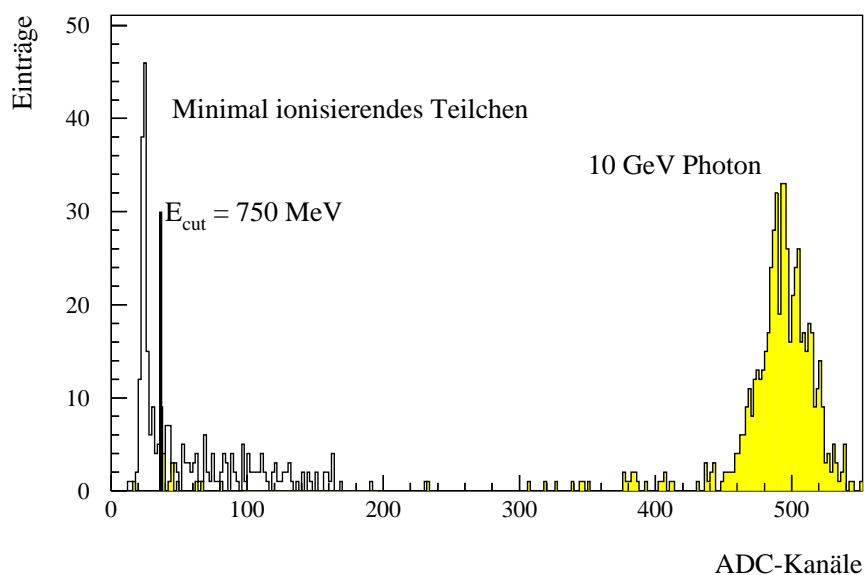
---

<sup>1</sup>vgl. Abschnitt 2.2.2

<sup>2</sup>vgl. Abschnitt 2.1.2

## 7.1 Minimal ionisierende Teilchen

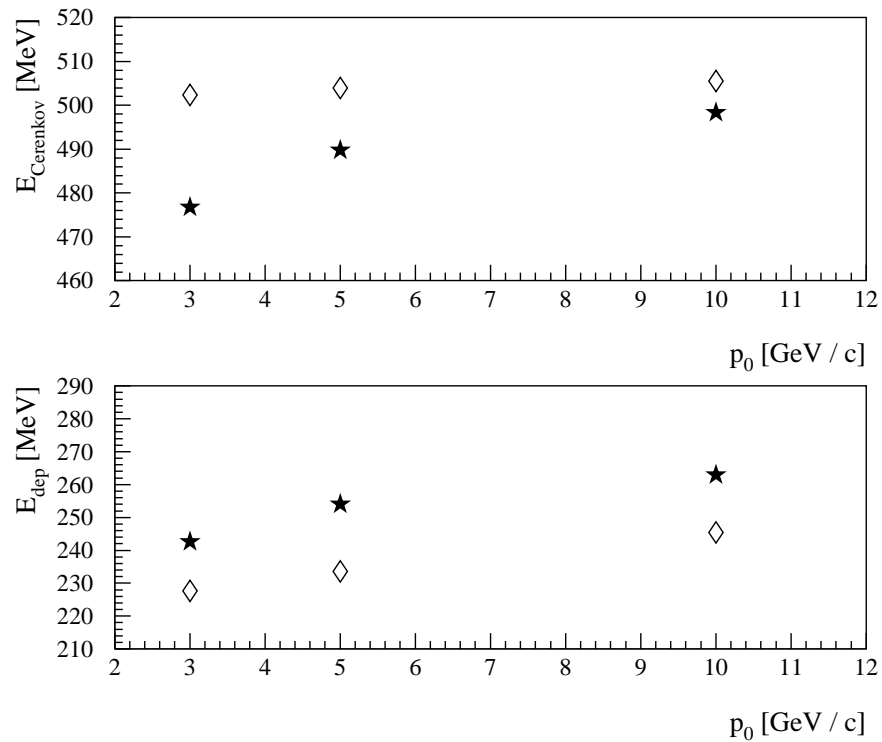
Das Verhalten der Hadronen im Detektor wurde bereits in Abschnitt 2.2.2 beschrieben. Da ein Teil der geladenen Hadronen das Detektormaterial in Abhängigkeit von seiner Geschwindigkeit entlang der Flugbahn nur minimal ionisiert, somit nur einen Bruchteil seiner Energie im Detektor deponiert und keinen Schauer auslöst, kann man diese in der Photonenanalyse durch eine einfache Energieschwelle verwerfen.



**Abbildung 7.1:** Verteilung der simulierten Energien in ADC-Kanälen für ein 10 GeV-Photon und ein 10-GeV  $\pi^-$  nach Bildung der Clustersumme. Im niederenergetischen Bereich ist der MIP-Peak zu erkennen.

Abbildung 7.1 zeigt die Verteilungen der simulierten Energie für ein 10 GeV-Photon und ein 10 GeV- $\pi^-$  nach der Clusterung. Das Photon deponiert fast seine gesamte Energie im Detektor. Das  $\pi^-$  bildet im niederenergetischen Bereich den charakteristischen MIP<sup>3</sup>-Peak aus; nur ein Teil der Pionen schauert

<sup>3</sup>Minimum Ionizing Particle



**Abbildung 7.2:** Position des MIP-Peaks in Abhängigkeit vom Einschussimpuls für  $\pi^-$  (★) und Proton (◇). Oberes Bild: simulierte Energien nach der Clustering, unteres Bild : deponierten Energien.

auf, wie oberhalb des MIP-Peaks zu erkennen ist. In der Analyse wird eine Energieschwelle von 750 MeV verwandt, um minimal ionisierende Teilchen zu unterdrücken. Alle Teilchen unterhalb dieser Energie werden verworfen. Dadurch gehen allerdings auch niederenergetische Photonen verloren. Eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit für solche Photonen kann alternativ nur durch Einsatz des CPV oder möglicherweise auch durch Flugzeituntersuchungen erreicht werden<sup>4</sup>.

Der Energieverlust minimal ionisierender Teilchen läßt sich durch die Bethe-Bloch-Formel berechnen<sup>5</sup>. Betrachtet man die über die gesamte Detektorlänge

<sup>4</sup>vgl. die Abschnitte 7.3 und 7.4

<sup>5</sup>vgl. Anhang A.2

deponierte Energie, so ist eine leichte Abhängigkeit von der Einschußenergie festzustellen (Abbildung 7.2 unten). Da die Energiedeposition „minimal ionisierender Teilchen“ dennoch von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängt, deponiert bei gleichem Einschußimpuls ein Proton ob seiner größeren Masse weniger Energie als ein geladenes Pion.

Die aus der Anzahl der detektierten Čerenkovphotonen bestimmte simulierte Energie liegt wesentlich höher (Abbildung 7.2 oben). Da die Energie der Teilchen über die gesamte Detektorlänge deponiert wird, ist die Position des MIP-Peaks in den simulierten Energien stark von Absorptionseffekten beeinflusst. Die simulierte Energie der Protonen liegt nun sogar etwas über der der Pionen.

## 7.2 Dispersion

Durch die Energieschwelle können aufschauernde Hadronen nicht vollständig unterdrückt werden, wie in Abbildung 7.1 offenkundig wird. Bereits 1977 wurde in [Dav77] vorgeschlagen, die laterale Ausdehnung des Schauers zur Unterscheidung zwischen Hadronen und Photonen zu verwenden.

Ein Maß für die laterale Ausdehnung eines Schauers ist das zweite Moment  $D_x$ , die Dispersion:

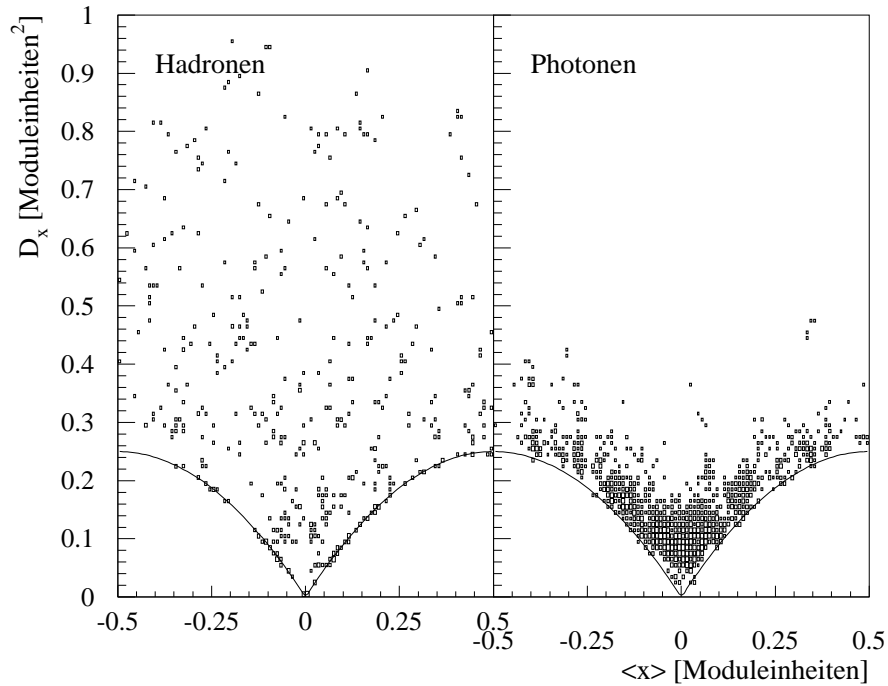
$$D_x = \frac{\sum_i A_i x_i^2}{\sum_i A_i} - \left( \frac{\sum_i A_i x_i}{\sum_i A_i} \right)^2 \quad (7.1)$$

( $x_i$ : Relativkoordinate des  $i$ -ten Moduls bezüglich des Einschußmoduls ( $x_i=0$ ) in Moduleinheiten,  $A_i$ : ADC-Wert des  $i$ -ten Moduls).

Es wird über alle Module  $i$  eines Clusters aufsummiert. Der gleiche Zusammenhang besteht für die  $y$ -Koordinate. In Abbildung 7.3 ist die Dispersion in Abhängigkeit vom ersten Moment - als Maß für den Auftreffort<sup>6</sup> - exemplarisch für negativ geladene Pionen und Photonen gezeigt: Die Dispersion hadronisch aufschauerner Teilchen ist größer als diejenige elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen. Dieser Sachverhalt wird bei der Auslese der LEDA-Daten bereits zur Teilchenidentifizierung eingesetzt (vgl. [Schl94] und [Ber92]).

---

<sup>6</sup>vgl. Abschnitt 4.3



**Abbildung 7.3:** Dispersion  $D_x$  in  $x$ -Richtung als Funktion des ersten Moments  $\langle x \rangle$  für  $\pi^-$  und Photonen einer Energie von 10 GeV. Der Einschußort ist gleichmäßig über ein Einschußmodul verteilt. Hadronen zeigen eine größere Dispersion als Photonen. Die Modulmitte liegt bei  $\langle x \rangle = 0$ , die Korrektur der Dispersion ist durch die Parabel angedeutet.

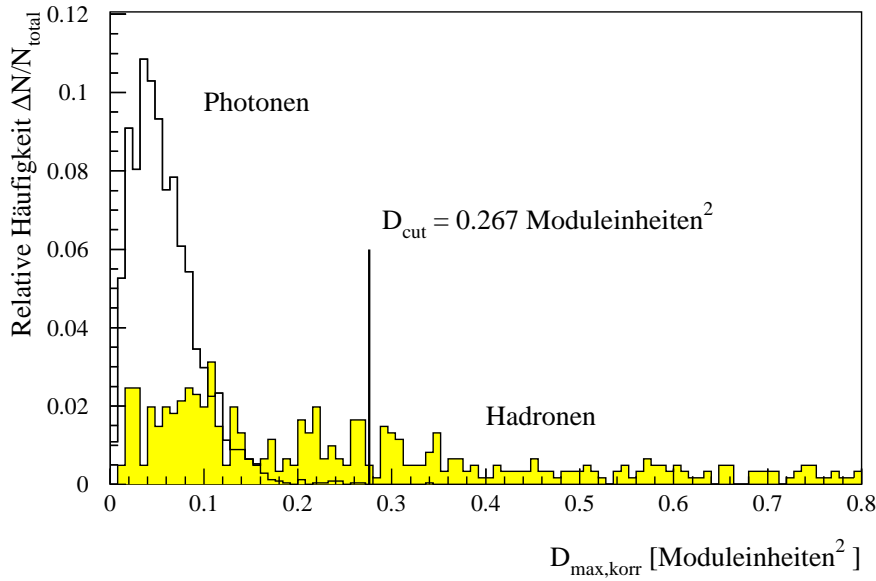
Die Segmentierung der Bleiglasmodule ergibt eine untere Grenze für die Dispersion aus Clustern, die nur aus dem Hauptmodul und einem weiteren Randmodul bestehen, mit der die Struktur korrigiert werden kann<sup>7</sup>:

$$D_{x,korr} = D_x - (|\langle x \rangle| - \langle x \rangle^2) \quad (7.2)$$

Durch diese Korrektur wird die Dispersion unabhängig vom Einschußort. Die Teilchen sind in der Simulation in enger Anlehnung an die experimentellen Bedingungen<sup>8</sup> gleichmäßig verteilt;  $x$  und  $y$  sind also gleichberechtigt, so daß

<sup>7</sup>Der Zusammenhang folgt aus Gleichung 7.1 und läßt sich durch Einsetzen leicht nachvollziehen.

<sup>8</sup>vgl. Abschnitt 6



**Abbildung 7.4:** Korrigierte Dispersion für Photonen und  $\pi^-$  (grau unterlegt) einer Einschußenergie von 10 GeV. Hadronen können von Photonen durch einen Dispersionscut getrennt werden. Der in der Analyse verwandte Cut ist angedeutet.

für die weitere Auswertung

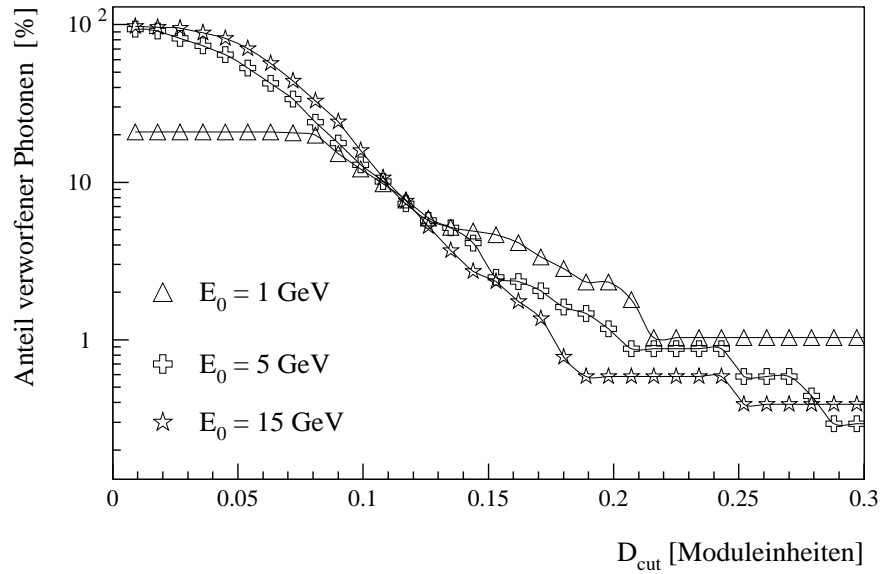
$$D_{\text{max,korr}} = \max(D_{x,\text{korr}}, D_{y,\text{korr}}) \quad (7.3)$$

gebildet wurde. Abbildung 7.4 zeigt die Projektion der korrigierten Dispersion auf die y-Achse. Es wird deutlich, daß aufschauende Hadronen durch einen „cut“, eine Schwelle auf die Dispersion von Photonen getrennt werden können. In der Analyse der experimentellen Daten wird ein energieabhängiger Dispersionscut von

$$\begin{aligned} D_{\text{max,korr}} &< 0,267 && \text{für } (E < 10 \text{ GeV}) \\ D_{\text{max,korr}} &< 0,167 + 0,01 \cdot E && \text{für } (E \geq 10 \text{ GeV}) \end{aligned} \quad (7.4)$$

angewandt, der die energieabhängige Ausdehnung der Schauer in lateraler Richtung berücksichtigt ([Cla96]). Alle Teilchen, deren korrigierte Dispersion  $D_{\text{max,korr}}$  über der Schwelle liegen, werden verworfen. Wie bereits in Abbildung 7.4 deutlich wird, können auch in diesem Fall durch die Schwelle einige Photonen verloren gehen.

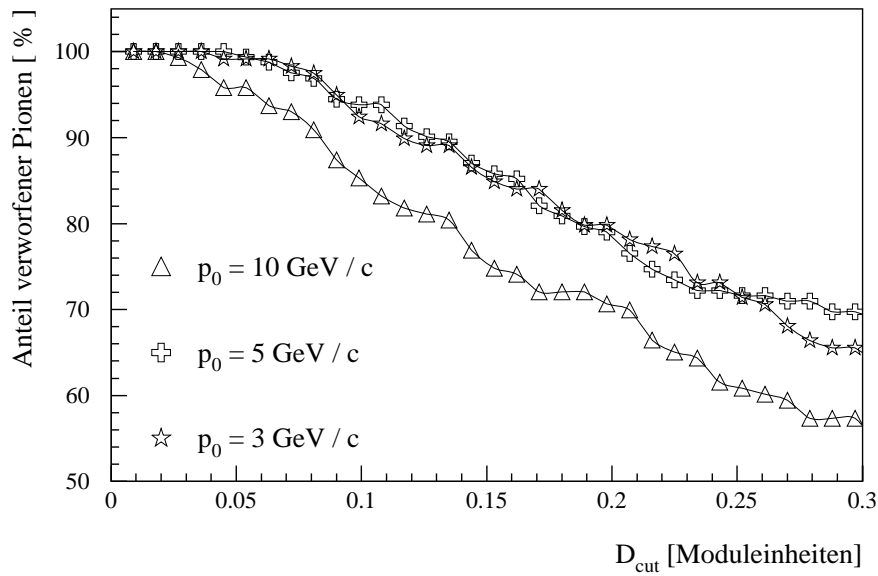




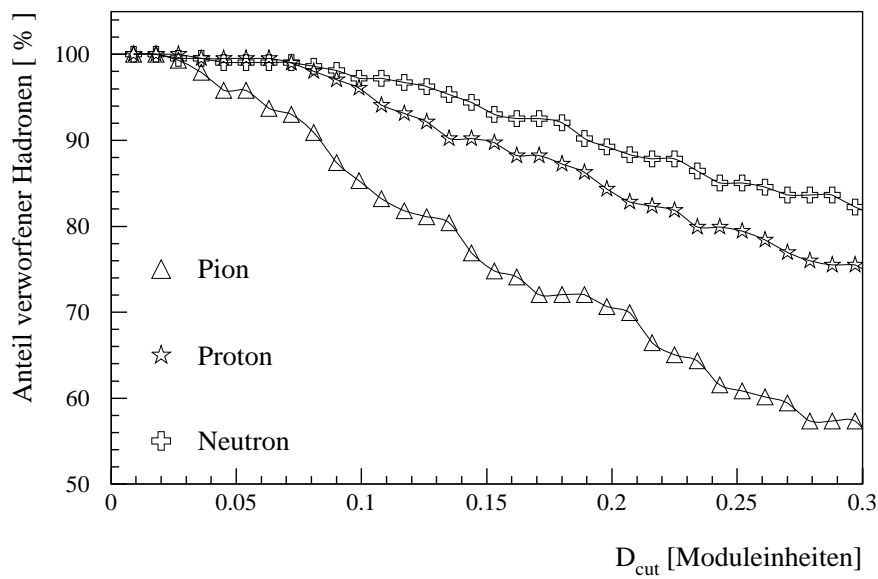
**Abbildung 7.5:** Anteil der verworfenen Photonen als Funktion des Dispersionscuts für verschiedene Einschußenergien. Der Anteil ist logarithmisch aufgetragen.

Abbildung 7.5 zeigt den Anteil der verworfenen Photonen als Funktion des Dispersionscuts für verschiedene Einschußenergien. Es zeigt sich, daß im Bereich der im Experiment verwandten Schwelle der Anteil der verworfenen Photonen relativ unabhängig von der Einschußenergie ist. Im Bereich niedriger Dispersionscuts erkennt man die Energieabhängigkeit in der Schauerausbreitung. Mit zunehmender Einschußenergie nimmt die laterale Ausdehnung der Schauer zu, der Anteil der durch den Dispersionscut verworfenen Photonen ist größer. Die Qualität eines Dispersionscuts bestimmt sich nun aus dem Verhältnis der verworfenen Photonen zu den verworfenen Hadronen:

In Abbildung 7.6 ist der Anteil der verworfenen Pionen für verschiedene Einschußimpulse als Funktion des Dispersionscuts gezeigt. Mit zunehmendem Einschußimpuls sinkt der Anteil der verworfenen Pionen. Ein ähnliches Verhalten ist noch stärker zu beobachten, wenn man unterschiedliche Hadronensorten mit gleichem Einschußimpuls untersucht (Abbildung 7.7). Mit abnehmender Masse der Teilchen, also bei gleichem Impuls zunehmender Geschwindigkeit, sinkt der Anteil der verworfenen Hadronen. Dies deutet darauf hin, daß mit steigender Geschwindigkeit der Hadronen die laterale Ausdehnung der Schauer abnimmt,



**Abbildung 7.6:** Anteil der verworfenen Pionen als Funktion des Dispersionscuts für verschiedene Einschussimpulse



**Abbildung 7.7:** Anteil der verworfenen Hadronen als Funktion des Dispersionscuts für Pionen, Protonen und Neutronen eines Einschussimpulses von  $10 \text{ GeV} / c$ .

	1 GeV/c	3 GeV/c	5 GeV/c	10 GeV/c	15 GeV/c
Photon	1	-	0,5	-	0,4
$\pi^-$	-	69	70	59	-
Proton	-	-	-	77	-
Neutron	-	-	-	84	-

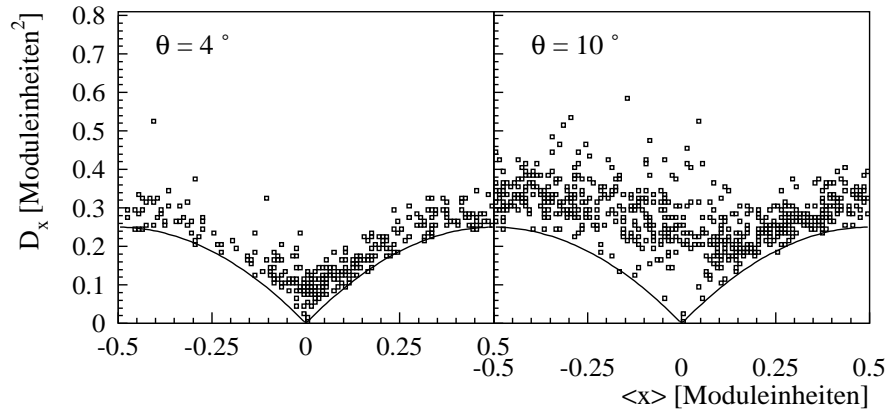
**Tabelle 7.1:** Anteil der verworfenen Teilchen in % für verschiedene Einschußimpulse bei dem in der Analyse der experimentellen Daten verwandten Dispersionscut.

das Schauerverhalten der Hadronen wird dem von Photonen und Elektronen immer ähnlicher. Eine mögliche Erklärung ist, daß der elektromagnetische Anteil in den hadronischen Schauern mit steigender Teilchengeschwindigkeit zunimmt<sup>9</sup>. Durch einen höheren elektromagnetischen Anteil im Schauer sinkt die laterale Schauerausdehnung.

Vergleicht man nun die Verteilungen von Photonen und Hadronen, so sieht man, daß bei dem in der Analyse der experimentellen Daten verwandten Dispersionscut 60 - 70 % der Pionen verworfen werden, während man nur etwa 1 % der Photonen verliert. Die genauen Daten sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Diese können mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden. In [Rote91] wird für das gleiche Bleiglas TF1 bei dem eingeführten Dispersionscut bei einem Elektronenverlust von 3 - 4 % ein Pionenverlust von etwa 52 - 60 % angegeben. Die Werte sind nur leicht schlechter als in der Simulation, was auch auf Ungenauigkeiten in der Teilchenbestimmung in den Experimenten zurückgeführt werden kann. In [Schl94] werden wesentlich schlechtere Effizienzen angeführt, allerdings wird dort eingeräumt, daß die Werte noch mit hohen Fehlern versehen sind.

Zum Abschluß der Untersuchungen der Dispersion soll noch auf Winkelabhängigkeiten der Trennungseffizienz eingegangen werden. Bereits in [Gom87] wurde gezeigt, daß sich das zweite Moment sehr stark ändert, wenn die Teilchen nicht senkrecht auf das Bleiglas treffen. Abbildung 7.8 zeigt die Dispersion

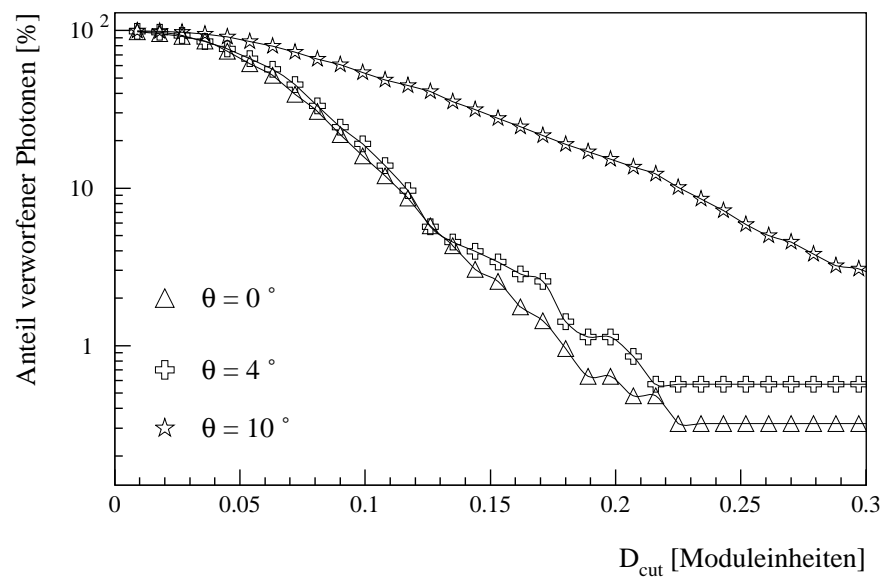
<sup>9</sup>In einem hadronischen Schauer können elektromagnetische Teilchen beispielsweise in Bremsstrahlungsprozessen oder durch  $\pi^0$ -Zerfall entstehen.



**Abbildung 7.8:** Winkelabhängigkeit der Dispersion  $D_x$ . Dargestellt ist die Dispersion  $D_x$  in x-Richtung als Funktion des ersten Moments  $\langle x \rangle$  für 10 GeV-Photonen eines Polarwinkels  $\theta$  von  $\theta = 4^\circ$  und  $10^\circ$ .

als Funktion des ersten Moments für verschiedene Polarwinkel<sup>10</sup>. Besonders für große Winkel ist eine Korrektur mit der Parabel minimaler Dispersion nicht mehr sinnvoll. Mit zunehmendem Einfallswinkel wird das zweite Moment größer, da sich der Schauer auf mehr Module verteilt, es werden in der Dispersionsanalyse mehr Photonen verworfen (Abbildung 7.9).

<sup>10</sup>vgl. die Darstellung für senkrechten Einfall in Abbildung 7.3.



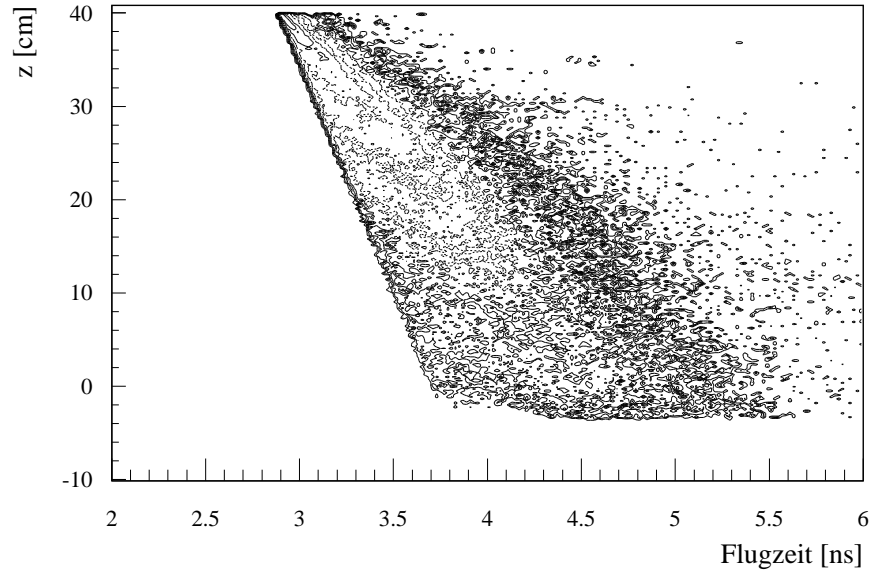
**Abbildung 7.9:** Anteil der verworfenen Photonen als Funktion des Dispersionscuts für 10 GeV-Photonen verschiedener Einfallswinkel

### 7.3 Flugzeituntersuchungen

Die unterschiedlichen Verhaltensweisen von Photonen und Hadronen ermöglichen es prinzipiell, Photonen noch in anderer Weise vom hadronischen Untergrund zu trennen als bisher dargestellt wurde. Hadronische Schauer sind nicht nur breiter in ihrer radialen Ausdehnung, Hadronen beginnen auch später aufzuschauern: Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 gezeigt, ist die elektromagnetische Wechselwirkungslänge  $X_0$  mit 1,7 cm sehr viel kleiner als die hadronische Wechselwirkungslänge  $\lambda_0$  (38 cm). Der Schauerschwerpunkt hadronischer Teilchen liegt im Mittel folglich in longitudinaler Richtung tiefer im Modul. Da der Bleiglasdetektor longitudinal nicht segmentiert ist, kann dieser Effekt nur indirekt ausgenutzt werden; man muß den unterschiedlichen zeitlichen Verlauf der Energiedeposition betrachten. Besonders interessant ist dabei der Bereich kleiner deponierter Energien, da die Dispersionsanalyse in diesem Fall keine Aussage gestattet und durch die Energieschwelle zur Unterdrückung des MIP-Peaks ein Teil der Photonen verloren geht. Im folgenden soll das unterschiedliche Zeitverhalten von Photonen und negativ geladenen Pionen verglichen werden.

Photonen beginnen im Mittel bereits am Anfang des Moduls aufzuschauern, die dabei entstehenden Čerenkovphotonen breiten sich im Bleiglas mit der Phasengeschwindigkeit  $c/n$  aus. Pionen hoher Energie durchqueren das Modul hingegen nahezu mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  und deponieren kontinuierlich als minimal ionisierendes Teilchen Energie. Gegebenenfalls beginnen sie dann relativ spät hadronisch aufzuschauern. In beiden Fällen sollten die ausgesandten Čerenkovphotonen früher die Photokathode erreichen als die Čerenkovphotonen aus dem elektromagnetischen Schauer des Photons. Pionen und Photonen sollten demnach durch Differenzen in den Signallaufzeiten unterscheidbar sein.

Die Entstehung des Zeitsignals eines Pions soll anhand Abbildung 7.10 verdeutlicht werden. Es ist die Gesamtflugzeit vom Start des Pions bis zur Detektion der einzelnen während des Flugs erzeugten Čerenkovphotonen dem Entstehungsort  $z_0$  dieser Čerenkovphotonen gegenübergestellt. Das Pion wurde in der Simulation aus negativer z-Richtung eingeschossen. Wie erwartet sind die Signale, die von solchen Čerenkovphotonen ausgelöst werden, die erst am

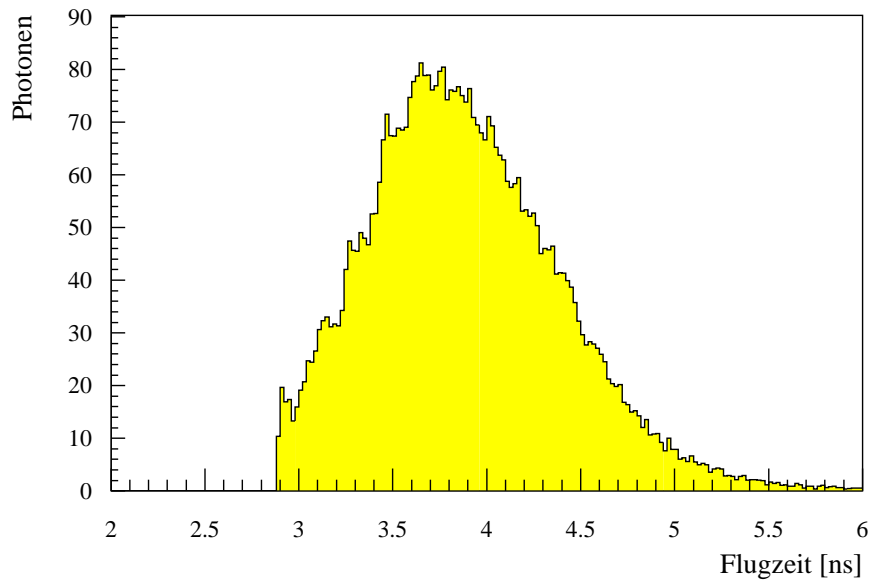


**Abbildung 7.10:** Entstehungsort der von einem 15 GeV- $\pi^-$  erzeugten Čerenkovphotonen gegen die Signal-Laufzeit (Start des Pions - Detektion der Photonen). Das Pion wird aus Richtung negativer  $z$ -Werte in den Bleiglas-Block ( $0 \leq z \leq 40$  cm) eingeschossen. Je später die Photonen erzeugt werden, desto kürzer ist die Signal-Laufzeit bis zum Modulende.

Modulende ( $z_0 = 40$  cm) entstehen, am schnellsten. Die Kante minimaler Flugzeit wird dabei durch Čerenkovphotonen gebildet, die auf direktem Weg ohne Reflexionen das Modul durchqueren: Das Signal dieser Čerenkovphotonen weist gegenüber dem der Čerenkovphotonen mit Ursprung in  $z_0 = 40$  cm eine Laufzeitdifferenz von

$$t(z_0 = 40) - t(z_0) = \frac{z_0}{c/n} - \frac{z_0}{c} = \frac{z_0}{c}(n - 1) \quad (7.5)$$

auf. Dies entspricht der Zeit, die Čerenkovphotonen ( $v = c/n$ ) länger brauchen als Pionen ( $v = c$ ). Alle längeren Flugzeiten ergeben sich durch Reflexionen der Čerenkovphotonen. Die minimale Flugzeit bei  $z_0 = 40$  ist durch den Simulationsaufbau bedingt und wird von Photonen erreicht, die erst ganz am Modulende von den Pionen abgestrahlt werden.



**Abbildung 7.11:** Verteilung der Einzel-Signale der detektierten Čerenkovphotonen für ein 10 GeV-Photon.

Die Verteilung der Detektions-Zeitpunkte der einzelnen Čerenkovphotonen ergibt das Zeitsignal  $s(t)$  des eingeschossenen Teilchens. Abbildung 7.11 zeigt die Verteilung für ein 10 GeV-Photon.

Im Experiment wird die Form der Verteilung stark von der Auswertelektronik beeinflusst. So ist nicht nur das zeitliche Verhalten der Verstärker zu berücksichtigen, auch Unterschiede in den Laufzeiten der Photoelektronen im Photovervielfacher spielen eine Rolle. Das genaue zeitliche Verhalten der Auslese-Elektronik ist dabei unbekannt und soll deshalb im folgenden zunächst idealisiert werden. Der Einfluß der Auslese-Elektronik kann mit der



Signaltheorie beschrieben werden [Lue92]: Gibt man ein Zeitsignal  $s(t)$  auf ein System mit der „Stoßantwort“<sup>11</sup>  $h(t)$ , so erhält man das resultierende Signal  $g(t)$  als Faltung der beiden Signale:

$$g(t) = s(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) \cdot h(t - \tau) d\tau \quad (7.6)$$

Um das Zeitsignal der Čerenkovphotonen ohne große Verfremdungen durch die Auslese-Elektronik zu betrachten, soll die Stoßantwort  $h(t)$  des Systems zunächst als konstant angenommen werden:

$$h = \begin{cases} 0 & : t < 0 \\ 1 & : t \geq 0 \end{cases} \quad (7.7)$$

Damit ergibt sich:

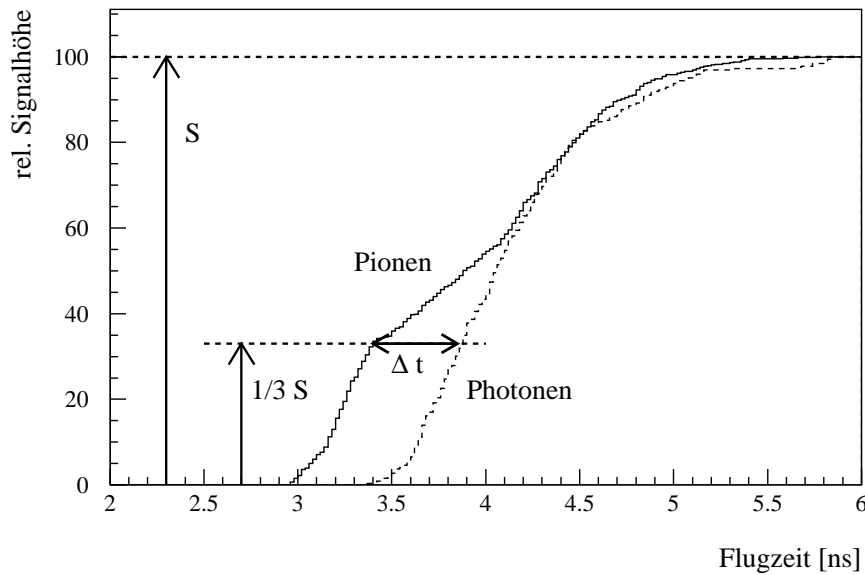
$$g(t) = \int_0^{\infty} s(t - \tau) d\tau = \int_{-\infty}^t s(t') dt' \quad (7.8)$$

Jedem eingeschossenen Teilchen kann mit Hilfe dieser Verteilung ein fester Zeitwert zugeordnet werden. Im Experiment wählt man den Wert, in dem die Verteilung einen festen Bruchteil der maximalen Signalthöhe erreicht hat („constant-fraction“). Für die weitere Auswertung der Simulation wird ein „constant-fraction“ von 1/3 gewählt. Abbildung 7.12 zeigt das resultierende Signal  $g(t)$  für ein Photon und ein Pion etwa gleicher deponierter Energie. Man erkennt, daß im 1/3-Wert ein Flugzeitunterschied zwischen den Teilchensorten besteht: Pionen sind schneller.

In Abbildung 7.13 ist die gemittelte Verteilung der Flugzeiten der simulierten Energie für 500 MeV-Photonen und 5 GeV-Pionen gegenübergestellt. Im oberen Bild sind die simulierten Energien das Ergebnis der Clustersumme. Die Flugzeit wurde aus den Signalen aller detektierten Photonen bestimmt. Das untere Bild zeigt Flugzeiten und simulierte Energien pro Einzelmodul. Die Einschußenergien sind so gewählt, daß die Teilchen den größten Teil der deponierten Energie im betrachteten Energiebereich deponieren. Auf Einzelmodulbasis erkennt man einen deutlichen Flugzeitunterschied zwischen den Teilchensorten. Dieser geht durch die Clusterung allerdings etwas verloren.

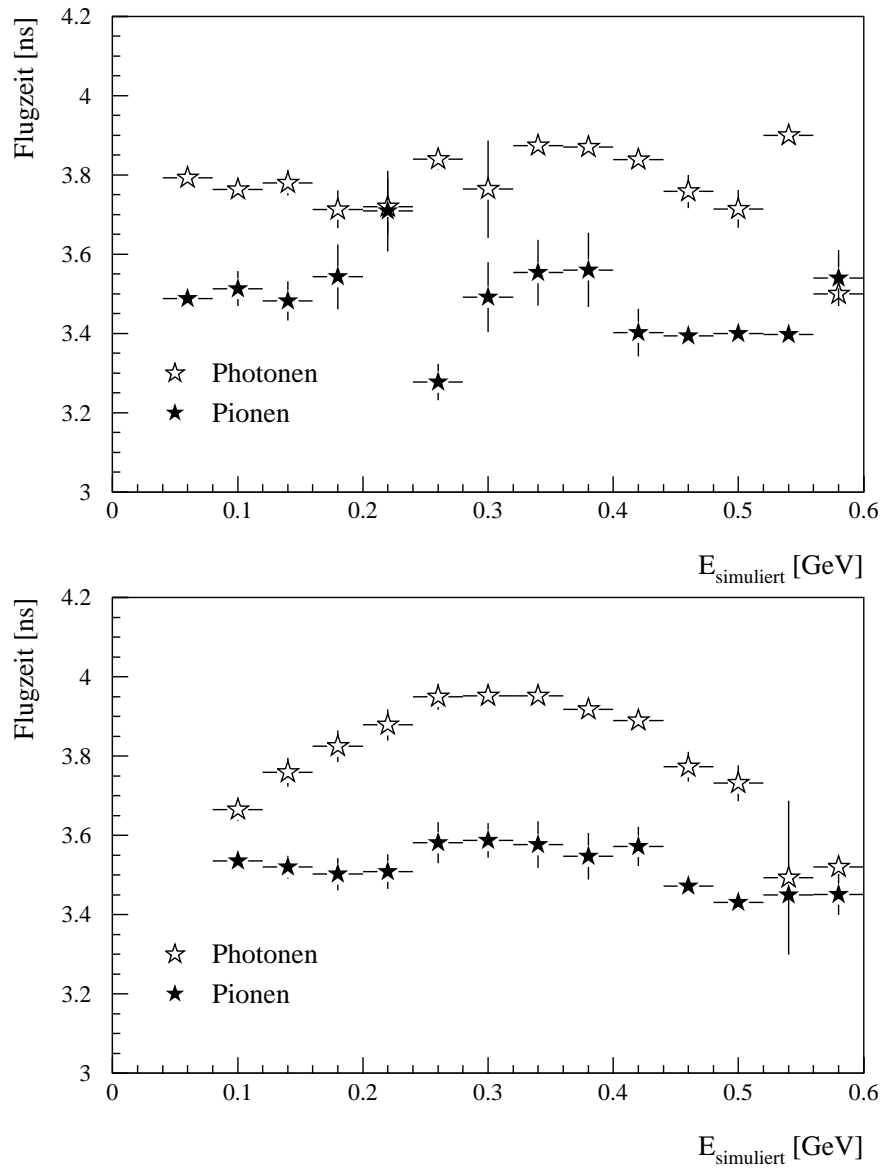
---

<sup>11</sup>Die Stoßantwort ist die Antwort eines Systems auf einen Deltaimpuls.



**Abbildung 7.12:** Zeitsignal nach Faltung des Signals der Čerenkovphotonen für ein Photon und ein Pion etwa gleicher deponierter Energie mit der Stufenfunktion. Dem Signal wird ein „constant-fraction“-Wert bei  $1/3$  der Signalthöhe zugeordnet. Es gibt eine Flugzeitdifferenz zwischen den Teilchensorten.

Werden in einem Modul nur wenige Čerenkovphotonen detektiert (dies entspricht einer geringen simulierten Energie) beobachtet man bei den Photonen auch einen Abfall der Flugzeit. Diese Čerenkovphotonen stammen aus den Randbereichen der Schauer und werden somit auch relativ spät erzeugt. Aber auch mit zunehmender simulierter Energie ist ein Abfall der Flugzeiten festzustellen. Diese Abhängigkeit ist nicht eindeutig zu erklären. Werden annähernd alle Čerenkovphotonen im Einschuss-Modul detektiert, ist der Weg der Photonen zum Modulende kürzer als wenn die Čerenkovphotonen das Modul verlassen. Außerdem sollte der Schauerschwerpunkt tiefer im Modul liegen, da andernfalls die Wahrscheinlichkeit für ein Überwechseln der Photonen in andere Module zunimmt. Hadronen zeigen eine eher gleichmäßige Verteilung der Flugzeiten. Die simulierten Energien sind zum Teil größer



**Abbildung 7.13:** Gemittelte Flugzeit als Funktion der simulierten Energie für 500 MeV-Photonen und 5 GeV-Pionen. Oberes Bild: Flugzeitbestimmung aus den Signalen aller detektierten Photonen eines Clusters, simulierte Energie als Ergebnis der Clustersumme. Unteres Bild: Flugzeitbestimmung und Energie pro Einzelmodul.

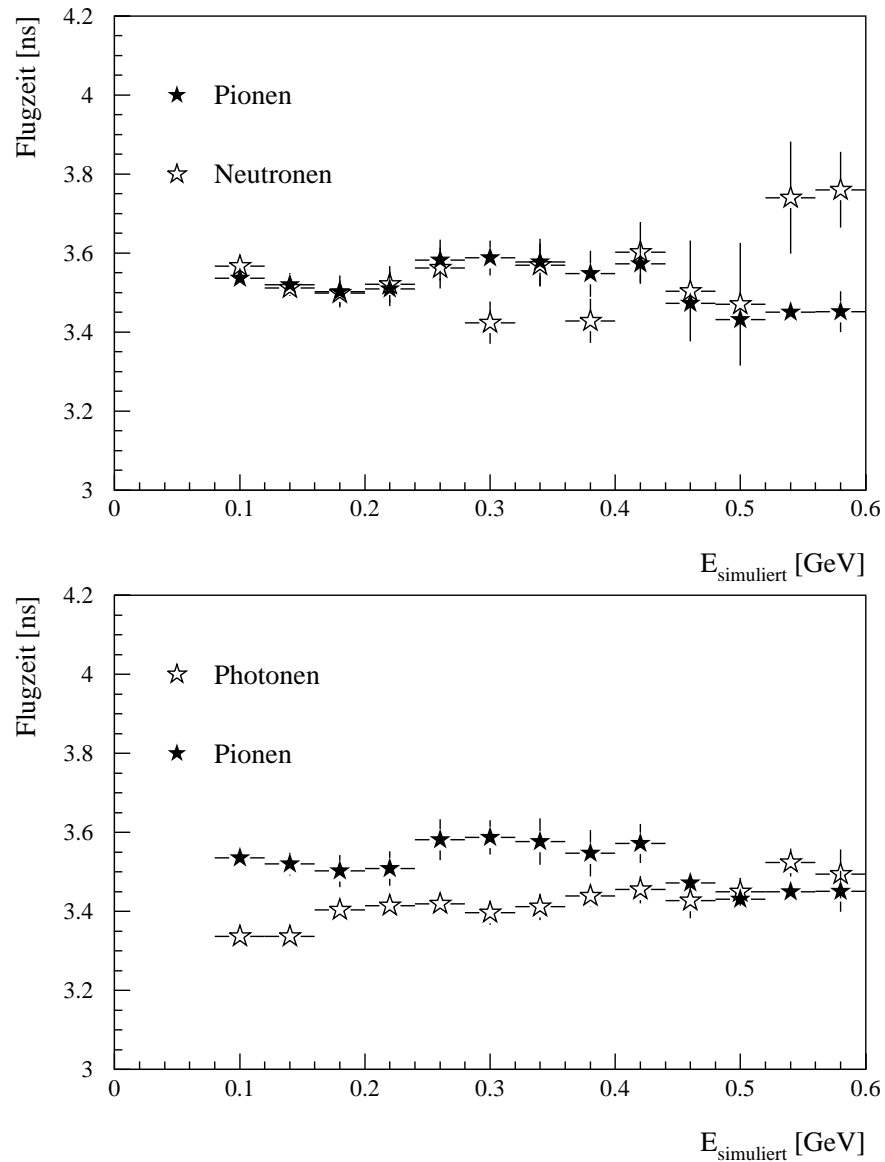
als die Einschußenergien, dies ist durch die Gaußverteilung der simulierten Energien zu erklären; so gibt es auch Module und Cluster, die eine höhere als die eingeschossene Energie zeigen. In Abbildung 7.13 liegen die Datenpunkte für die minimale Energiedeposition im unteren Bild unterhalb der minimal angegebenen Flugzeit. Da in diesen Werten die Flugzeiten aller Module gemittelt werden, die am äußersten Rand mancher Cluster liegen, ist die resultierende Flugzeit sehr niedrig. In der Clusterung werden die Module mit sehr kleinen Energien verworfen, die Mittelung ergibt dann wesentlich höhere Flugzeiten.

Der Unterschied in der Flugzeit verschiedener Hadronensorten ist in Abbildung 7.14 (oberes Bild) als Funktion der simulierten Energie pro Einzelmodul gezeigt. Es sind 5 GeV-Pionen und 5 GeV-Neutronen gegenübergestellt. Das Flugzeitverhalten kann als gleich angenommen werden.

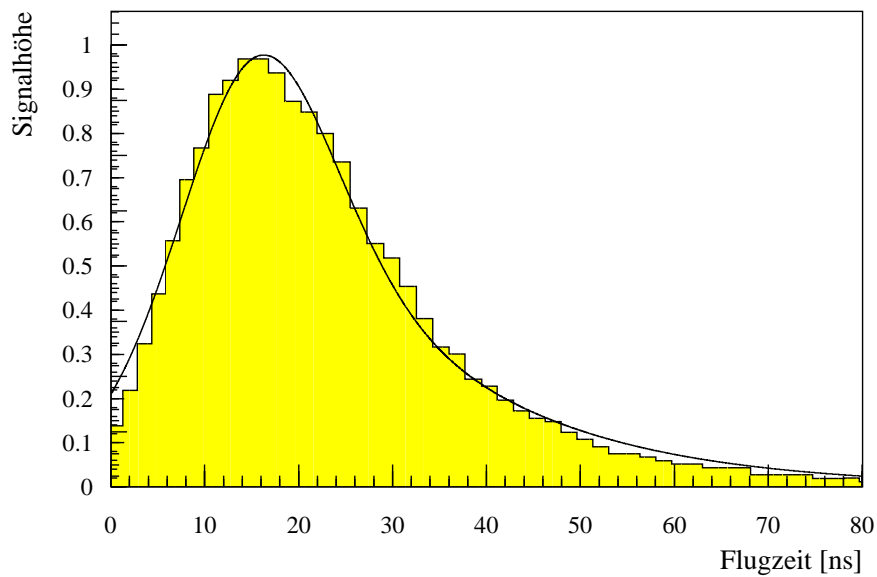
Probleme ergeben sich, wenn einerseits ein Rand- und andererseits das Hauptmodul der Cluster verschiedener Teilchen verglichen werden: Abbildung 7.14 (unteres Bild) zeigt Flugzeiten und simulierte Energien von 5 GeV- $\pi^-$  und 5 GeV-Photonen. Im Fall der Photonen entsprechen die Energien in der Darstellung den Randmodulen des Clusters. Für die Pionen sind die zentralen Module gezeigt. Eine Unterscheidung anhand der Flugzeit ist nicht mehr möglich. Somit dürfen zur Trennung der Teilchensorten nur zentrale Module miteinander verglichen werden.

Die Ergebnisse der Simulationen können mit früheren GEANT-Simulationen in [Man94] verglichen werden, in denen der Čererenkoeffekt noch nicht vollständig in GEANT implementiert war. Dort werden Laufzeitunterschiede zwischen Photonen und Pionen von 150 Pikosekunden angegeben. In dieser Simulation sind die Unterschiede in der gleichen Größenordnung; aus Abbildung 7.13 (unteres Bild) sind Unterschiede zwischen 300 und 350 Pikosekunden abzulesen.

Im Experiment wird der Effekt durch unterschiedliche Laufzeiten der Teilchen vom Target zum Detektor herabgesetzt. Hadronen benötigen bei gleichem Impuls ob ihrer Masse länger bis sie den Detektor erreichen als Photonen. Die Flugzeitdifferenz auf dem Weg zum LEDA beträgt zwischen 5 GeV-Pionen und Photonen etwa 29 Pikosekunden. Somit sollte die Methode dennoch anwendbar sein.



**Abbildung 7.14:** Gemittelte Flugzeit als Funktion der simulierten Energie pro Einzelmodul. Oberes Bild: 5 GeV- $\pi^-$  und 5 GeV-Neutronen. Unteres Bild: 5 GeV- $\pi^-$  und 5 GeV-Photonen.



**Abbildung 7.15:** Zeitsignal eines 10 GeV-Elektrons aus dem Experiment.

Entscheidend für die Anwendbarkeit des Effekts ist die Zeitauflösung der Auswerte-Elektronik. In der Simulation wird die Stoßantwort des Systems idealisiert. Abbildung 7.15 zeigt ein Zeitsignal für ein 10 GeV-Elektron wie es während der Kalibration aufgenommen wurde ([Boh96]. Weitere Simulationen müssen diesen „wahren“ Signalverlauf berücksichtigen.

## 7.4 Rekonstruktion des MIP-Peaks

Mit dem CPV sollen geladene Teilchen, die auf den LEDA treffen, mit einem Veto belegt werden ([Bat97],[Rey95]). Neben der Unterdrückung von Elektronen erhofft man sich vor allem im niederenergetischen Bereich eine Verbesserung der Teilchenidentifizierung, da durch den Energiecut von 750 MeV - wie gezeigt - in diesem Bereich auch alle Photonen verloren gehen. Entscheidend ist dabei die Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV. Umfangreiche Untersuchungen zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit finden sich in [Bat97]. Dort werden Teilchenkorrelationen zwischen LEDA und SPMD<sup>12</sup> betrachtet und der Anteil der Teilchen bestimmt, die auch im CPV gemessen werden können. Ein Ergebnis dieser Bestimmung wird im folgenden noch vorgestellt.

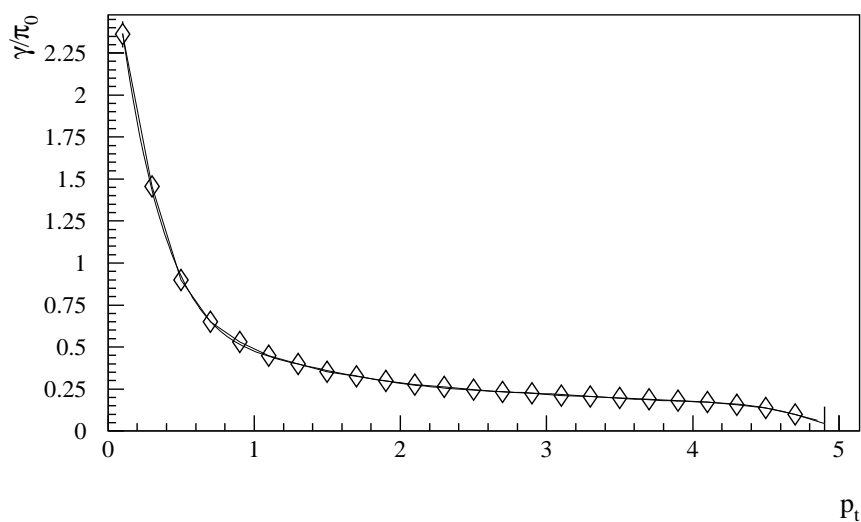
Beschränkt man sich in der Untersuchung auf die Signale des CPV und des LEDA, so ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV aus dem Anteil der mit einem Veto belegten Teilchen an den insgesamt im LEDA gemessenen geladenen Teilchen[Bar97]:

$$P_{NachweisCPV} = \frac{N_{CPV}}{N_{geladenimLEDA}} \quad (7.9)$$

Um diese Methode erfolgreich anwenden zu können, ist die Kenntnis des Anteils der minimal ionisierenden Teilchen am LEDA-Signal unerlässlich. Diese Rate muß aus der Verteilung der gemessenen Energien bestimmt werden. Im Bereich des MIP-Peaks besteht das LEDA-Signal jedoch zusätzlich aus einem „Untergrund“ niederenergetischer Photonen, Neutronen und weiterer aufschauender Hadronen. Der Verlauf dieses Untergrunds ist unbekannt; deshalb soll versucht werden, die Detektorantwort auf eine reale Verteilung der Hadronen und Photonen zu simulieren. Es werden  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ , p, n,  $\bar{p}$  und  $K^-$  simuliert.

---

<sup>12</sup>vgl. Abschnitt 2.1.2



**Abbildung 7.16:** Verhältnis der Anzahl der bei der Reaktion erzeugten Photonen zur Anzahl der erzeugten  $\pi^0$  als Funktion des Transversalimpulses.

	kT [MeV]	$N_{Hadron}/N_\pi$
$\pi^+$	188	-
$\pi^-$	192	-
p	301	9,44 %
$\bar{p}$	291	0,8 %
n	240	14,4 %
K	220	13,56 %

**Tabelle 7.2:** Steigungsparameter und Multiplizitäten der Hadronen nach [Jon96] wie sie in der Simulation verwandt werden. Als Multiplizität sind die Integralverhältnisse der  $p_\perp$ -Verteilungen der jeweiligen Hadronen im Vergleich zu Pionen-Verteilungen angegeben. Dabei wurde ein Verhältnis  $N_{\pi^0} = 1/2(N_{\pi^+} + N_{\pi^-})$  angenommen.



Die energetische Verteilung der Hadronen wird gemäß ihrer Transversalimpulsverteilung<sup>13</sup>

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} = \exp\left(-\frac{p_{\perp}}{kT}\right) p_{\perp} \quad (7.10)$$

( $p_{\perp}$ : Transversalimpuls<sup>14</sup>,  $k$ : Boltzmannkonstante,  $T$ : Steigungsparameter) simuliert. Zur Bestimmung der Einfallsenergie der Teilchen aus dem Transversalimpuls wird ein Winkel zur Strahlachse von  $\theta = 8^{\circ}$  angenommen, in der Simulation treffen die Teilchen senkrecht auf das Bleiglas. Die jeweiligen Steigungsparameter sowie das Mischungsverhältnis der Hadronen untereinander entnehme man Tabelle 7.2. Steigungsfaktor und Mischungsverhältnis sind das Ergebnis der Messungen in [Jon96], wie sie sich bei den Blei-Blei-Stößen im Experiment ergeben. Für die Simulation wird ein Verhältnis der Pionen untereinander von  $N_{\pi^0} = 1/2(N_{\pi^+} + N_{\pi^-})$  angenommen. Die Anzahl der Photonen pro Transversalimpuls wird gemäß dem  $\gamma/\pi^0$ -Verhältnis nach [Stü97] simuliert (Abbildung 7.16).

Die Detektorantwort dieser Teilchenmischung ist in Abbildung 7.17 für den niederenergetischen Bereich gezeigt: Die geladenen Teilchen bilden den vertrauten MIP-Peak aus, der Anteil der neutralen Teilchen in der Verteilung ist in der Darstellung durch eine Schattierung gekennzeichnet. Das Ergebnis der Simulation kann mit Daten aus dem Experiment verglichen werden:

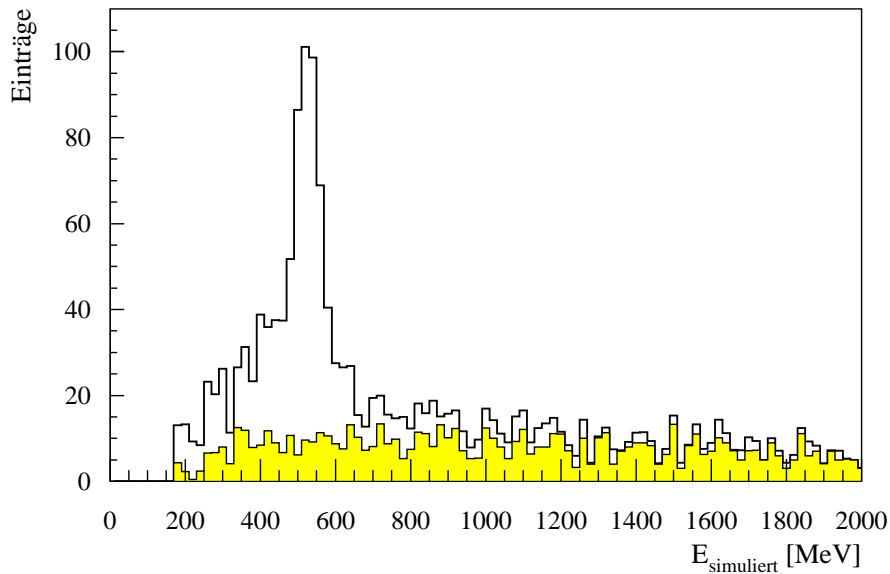
In Abbildung 7.18 ist die simulierte Detektorantwort auf geladene Teilchen der Energieverteilung der Teilchen, die vom CPV gemessen werden, gegenübergestellt ([Bat97]). Die experimentelle Verteilung berücksichtigt nur Teilchen, die in CPV, SPMD und LEDA gemessen werden. Die Energie der Teilchen wird mit dem LEDA bestimmt.

Abbildung 7.19 zeigt schließlich den MIP-Peak der Simulation einschließlich des neutralen Untergrunds verglichen mit der entsprechenden Antwort des LEDA im Experiment. ([Bat97]). Alle Verteilungen wurden entsprechend der detektierten Teilchenzahl aufeinander abgestimmt. Der minimale Energiewert ergibt sich aus der Schwelle, die ein Modul in der Clusterbildung übersteigen muß, um als ein Clustermaximum angesehen zu werden.

---

<sup>13</sup>Zur Transversalimpulsverteilung der Hadronen vgl. [Cla96]

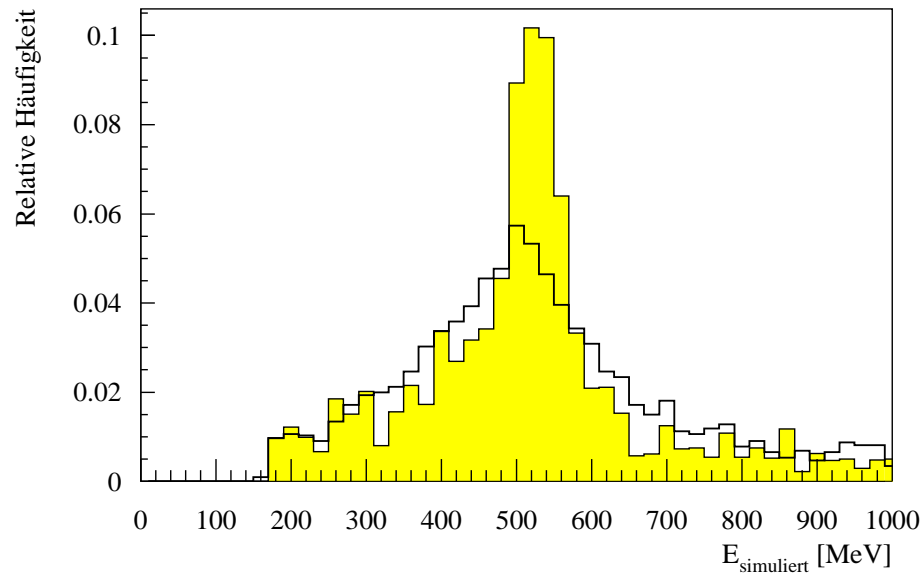
<sup>14</sup>vgl. Anhang A.1



**Abbildung 7.17:** MIP-Peak der Simulation für die Mischung verschiedener Hadronen. Der neutrale Anteil ist grau gekennzeichnet.

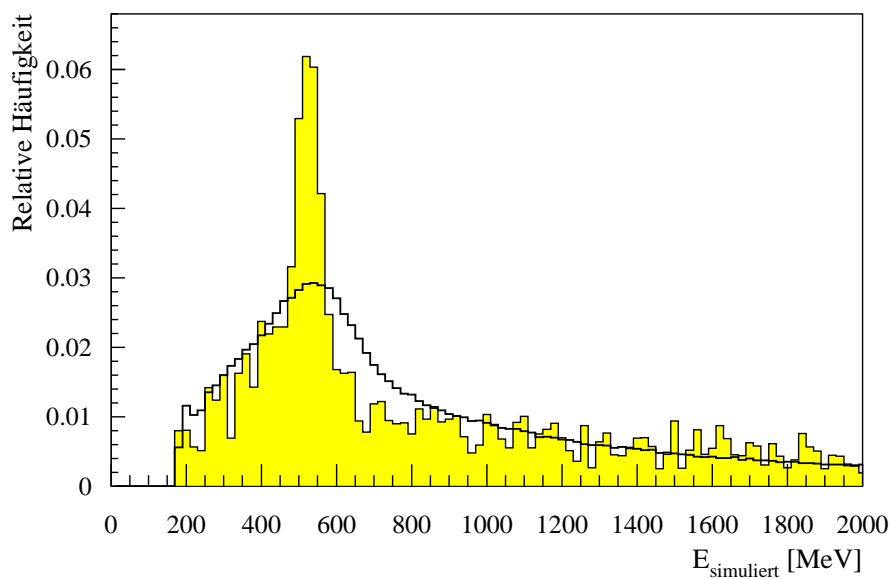
Es zeigt sich, daß die Energieauflösung in der Simulation besser ist als die im Experiment. Im Vergleich mit den Daten aus den Kalibrationsmessungen für Elektronen sind die Ergebnisse jedoch annähernd gleich (vgl. Abschnitt 4.2). Nimmt man in der Simulation eine geringfügig stärkere Schwankung der skalierten ADC-Kanäle an, so gleicht sich die Verteilung der simulierten Energien den experimentellen Daten an. Die bisher gezeigten Verteilungen wurden durch Addition eines zufälligen Rauschfaktors von  $\pm 1$  ADC-Kanal erzeugt. Durch eine gausförmige Verteilung des Rauschfaktors mit einer Standardabweichung von 1,7 erhält man eine Verteilung der simulierten Energien wie sie in Abbildung 7.20 gezeigt ist. Die Rauschfaktoren wurden dabei vor der Addition diskretisiert; die simulierten Energien sind das Ergebnis der Clustersumme. Die Form der Verteilung ist stark vom Rauschfaktor abhängig. Es ist somit anzunehmen, daß die Schwankungen der ADC-Werte im unteren Energiebereich größer sind, als bisher angenommen wurde.

In [Cla96] wird ein zu kleinen Energien ansteigender Untergrund von neutralen Teilchen und aufgeschauerten Hadronen angenommen, der bei sehr kleinen Energien wieder einbricht. Der Verlauf der dort eingeführten Parametrisierung

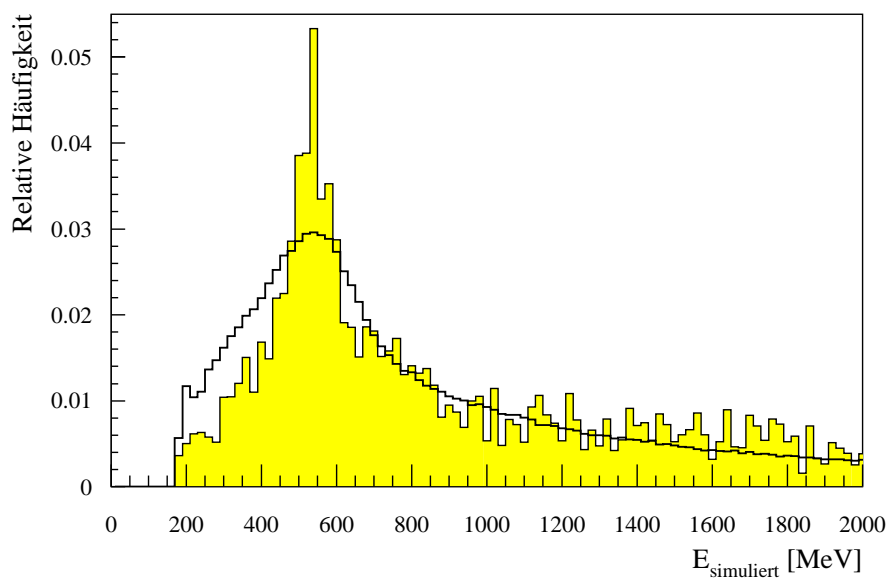


**Abbildung 7.18:** Verteilung der geladenen Teilchen in der Simulation nach der Clusterung (grau) im Vergleich mit der Verteilung der geladenen Teilchen, die im CPV gemessen werden (einfache Linie).

des Untergrunds wurde an die Werte oberhalb des MIP-Peaks angepaßt. Die Simulation zeigt, daß der Untergrund neutraler Teilchen im betrachteten Energiebereich als konstant angenommen werden kann. Der zusätzliche Untergrund hadronischer Schauerteilchen scheint jedoch zu kleinen Energien anzusteigen; das leichte Ansteigen oberhalb des MIP-Peaks kann allerdings auch durch Ausläufer des MIP-Peaks entstehen. Mit Abbildung 7.20 läßt sich feststellen, daß die Annahme eines konstanten Gesamt-Untergrunds zur Bestimmung der Rate der minimal ionisierenden Teilchen sicher nicht korrekt ist. Ein zu kleinen Energien ansteigender Untergrund scheint richtiger. Einiges deutet darauf hin, daß bei sehr kleinen Energien zusätzliche Teilchen auftreten, die in der Simulation noch nicht berücksichtigt werden. Dies bleibt näher zu untersuchen.



**Abbildung 7.19:** MIP-Peak in der Simulation (gelb) im Vergleich zum MIP-Peak im Experiment (einfache Linie).



**Abbildung 7.20:** MIP-Peak in der Simulation (gelb) mit größerem Rauschen im Vergleich zum MIP-Peak im Experiment (einfache Linie).

# 8. Parametrisierung der Absorption der Čerenkovphotonen

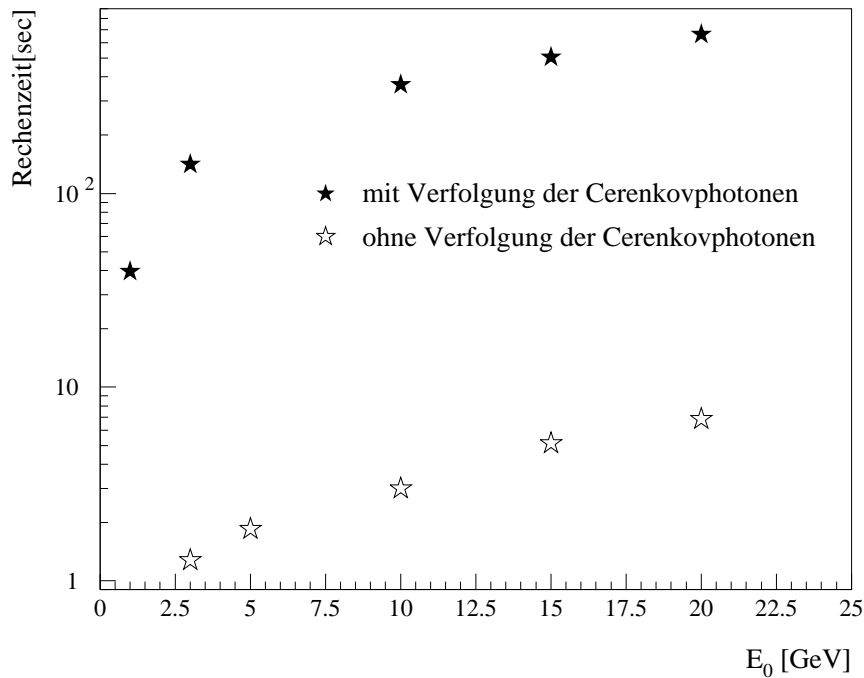
Eine weitere Einsatzmöglichkeit von Simulationen des Bleiglasdetektors ist die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors. Diese Rechnung wird mit einer wesentlich größeren GEANT-Simulation als der hier vorgestellten durchgeführt. In ihr sind alle Einzeldetektoren des WA98-Experiments mit möglichst exaktem Aufbau und den verwendeten Materialien nachgebildet. Für den Bleiglasdetektor LEDA werden dort z.B. alle 10020 Einzelmodule berücksichtigt - entgegen lediglich 216 Einzelmodulen in der Simulation, die dieser Arbeit zugrunde liegt.

In dieser großen GEANT-Simulation (GWA98) können die Einflüsse der verschiedenen Detektoren auf die Teilchen auf ihrem Weg durch den experimentellen Aufbau genauer untersucht werden.

Zum einen werden Teilchenverteilungen eingeschossen, wie man sie bei den realen Blei-Blei-Stößen erwartet. Das Ergebnis solcher Simulationen kann dann mit den Daten aus dem Experiment verglichen werden. Solche Verteilungen werden mit entsprechenden Teilchengeneratoren erzeugt.

Zum anderen kann man einzelne Teilchen erzeugen und die Antwortfunktion der Detektoren untersuchen.

Zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit („efficiency“) des LEDA werden einzelne Photonen in diesem großen Aufbau simuliert und die simulierte Detektorantwort mit einem gemessenen Ereignis überlagert. Die Auswerterroutinen können nicht zwischen simuliertem und gemessenem Ereignis unterscheiden. Nach Durchlaufen dieser Auswertelgorithmen (Clusterbildung, diverse Cuts) wird untersucht, ob das simulierte Teilchen im Ergebnis wiedergefunden werden kann oder nicht. Es kann zum Beispiel durch falsche Clusterung einem



**Abbildung 8.1:** CPU-Zeiten an der CERN-Simulation-Facility (CSF) für ein einzelnes Photon mit und ohne Verfolgung der Čerenkovphotonen für verschiedene Einschußenergien. Die Rechenzeit für Simulationen mit Verfolgung aller entstehenden Čerenkovphotonen liegt bis zu einem Faktor 100 höher.

anderen Teilchen zugeordnet werden und verlorengehen. So bestimmt sich der Anteil der nachgewiesenen Photonen an der ursprünglichen Teilchenzahl.

Zur Bestimmung der möglichst exakten Nachweiswahrscheinlichkeit wird eine ausreichend hohe Statistik benötigt. Um die Detektorantwort möglichst genau nachzubilden, müßte man, wie schon gezeigt, den Čerenkoeffekt in der Simulation berücksichtigen. Da die Rechenzeit für Simulationen mit Verfolgung aller entstehenden Čerenkovphotonen bis zu einem Faktor 100 höher liegt als bei Simulationen, die die Čerenkovphotonen nicht berücksichtigen, ist es bei hohen Statistiken nicht möglich, die Čerenkovphotonen, die von jedem einzelnen Teilchen erzeugt werden, zu simulieren. In Bild 8.1 sind die Rechenzeiten an der CERN-Simulation-Facility<sup>1</sup> (CSF) für ein einzelnes Photon für verschiedene

<sup>1</sup>Der CSF besteht aus 25 Rechnern vom Typ HP 9000/753 und HP 9000/750.

Einschüßenergien mit und ohne Verfolgung der Čerenkovphotonen gegenübergestellt.

In den Simulationen zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit kann deshalb mit vertretbarem Zeitaufwand keine Verfolgung der Čerenkovphotonen berücksichtigt werden. Als Ergebnis können sie nur die deponierten Energien und nicht die Anzahl der an der Photokathode detektierten Čerenkovphotonen liefern, obwohl diese die tatsächliche Antwortfunktion des Detektors bestimmen. Um trotzdem eine möglichst realistische Simulation der Detektorantwort zu erhalten, ist es nötig, die Anzahl der detektierten Čerenkovphotonen aus der deponierten Energie und zusätzlichen Informationen der Simulation zu rekonstruieren.

## 8.1 Rekonstruktion der Čerenkovphotonen

Die einfachste Methode, die Anzahl der pro Modul  $j$  detektierten Čerenkovphotonen zu bestimmen, ist, einen proportionalen Zusammenhang mit der deponierten Energie anzunehmen:

$$N_{phot}^{(j)} = c \cdot E_{dep}^{(j)} \quad (8.1)$$

Auf diese Weise bleiben allerdings sämtliche Absorptionseffekte unberücksichtigt. Zur Korrektur kann man die „Nichtlinearität“ des Detektors in Abhängigkeit von der Einschüßenergie  $E_0$  einführen:

$$c = F_{absorb}(E_0) \quad (8.2)$$

Die Stärke der Absorption hängt in hohem Maße vom Entstehungsort der Čerenkovphotonen im Bleiglas ab. Tiefer im Bleiglas generierte Photonen werden weniger stark absorbiert. Dies führt zu einer energieunabhängigen Absorptionsfunktion  $f_{abs}$  mit

$$c = f_{abs}^{(j)}(\langle z \rangle^{(j)}) \quad (8.3)$$

Es wurde vorgeschlagen ([Awe96a]), als Maß für die Tiefe der Teilchenerzeugung ein mittleres  $\langle z \rangle$  (mit  $z$  in Strahlrichtung) zu verwenden.

Es ist nicht nötig, unterschiedliche Parametrisierungen für jedes einzelne Modul anzugeben. Am einfachsten wäre eine universelle Funktion  $f_{abs}$  für alle Module. Wie später gezeigt wird, ist eine Unterscheidung von Haupt- und Randmodulen unter einigen Fragestellungen sinnvoll.

$$\begin{aligned} f_{abs} &= f_{abs}^{Haupt} && \text{für das Hauptmodul} \\ f_{abs} &= f_{abs}^{Rand} && \text{für Randmodule} \end{aligned} \quad (8.4)$$

Auch eine Differenzierung von Modulen mit stark unterschiedlichen Energie-depositionen ist möglich:

$$\begin{aligned} f_{abs} &= f_{abs}^{(\geq 40)} && \text{Module mit } E_{dep} \geq 40\% E_0 \\ f_{abs} &= f_{abs}^{(< 40)} && \text{Module mit } E_{dep} < 40\% E_0 \end{aligned} \quad (8.5)$$

Zusätzlich muß die Winkelabhängigkeit der detektierten Photonenzahlen berücksichtigt werden. Eine weitere Korrekturfunktion  $g(\theta)$  wird nötig.

Da sich Hadronen und Photonen in ihrem Schauerverhalten im Detektor stark unterscheiden, ist die von Hadronen im Detektor deponierte Energie bei hohen  $\langle z \rangle$  sehr viel geringer. Dies führt zu einer falschen Rekonstruktion der Photonenzahlen. Um die obigen Parametrisierungen auch für hadronisch wechselwirkende Teilchen anwenden zu können, müssen die Parametrisierungen angepaßt werden:

$$\begin{aligned} s &= s(E_0) && \text{für Hadronen} \\ s &= 1, 0 && \text{für Photonen oder Elektronen} \end{aligned} \quad (8.6)$$

Die Anzahl der Čerenkovphotonen werde somit parametrisiert durch:

$$N_{phot}^{(j)} = s \cdot g(\theta) \cdot f_{abs}^{(j)} \cdot E_{dep}^{(j)} \quad (8.7)$$

Im folgenden soll auf die einzelnen Korrekturen näher eingegangen werden:



## 8.2 Notwendige Informationen

Für ein Teilchen mit

1. Einfallswinkel  $(\theta, \phi)$  beim Auftreffen auf das Bleiglas
2. Auftreffort  $(x_0, y_0, z_0)$  auf dem Bleiglas
3. Einfallsenergie  $(E_0)$

werden folgende Daten von GEANT berechnet:

1. Anzahl  $N_{phot}^j$  der detektierten Photonen auf der Photokathode pro Einzelmodul  $j$
2. Deponierte Energie  $E_{dep}^j$  pro Einzelmodul  $j$
3.  $\langle z \rangle^j$  pro Einzelmodul  $j$

Der Mittelwert errechnet sich wie folgt:

In GEANT durchquert ein Teilchen - wie in Kapitel 3 erklärt - in einzelnen Schritten  $i$  variabler Weglänge das Medium. Nach jedem Schritt kann Energie  $E_{dep,i}$  deponiert werden.

Das Teilchen habe an dem Ort der Deponierung die Koordinaten  $(x_i^j, y_i^j, z_i^j)$  in Modul  $j$ . Dann gilt:

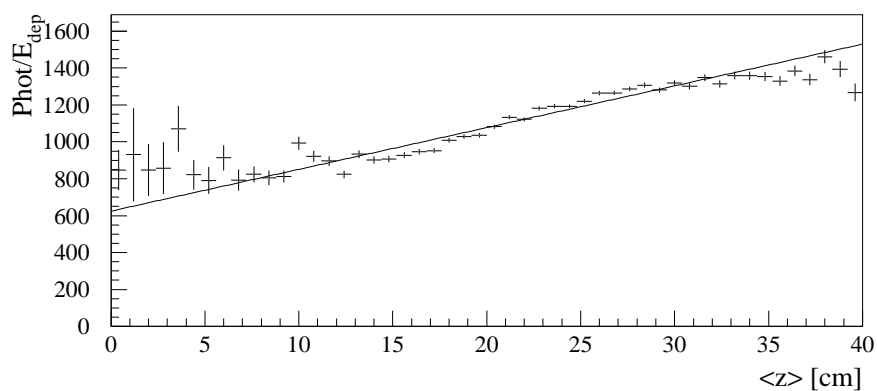
$$\langle z \rangle^j = \sum_i \frac{E_{dep,i}^j \langle z \rangle_i^j}{E_{dep,i}^j} \quad (8.8)$$

( $z$  : Position im Bleiglas ( $z=0$  : Oberfläche))

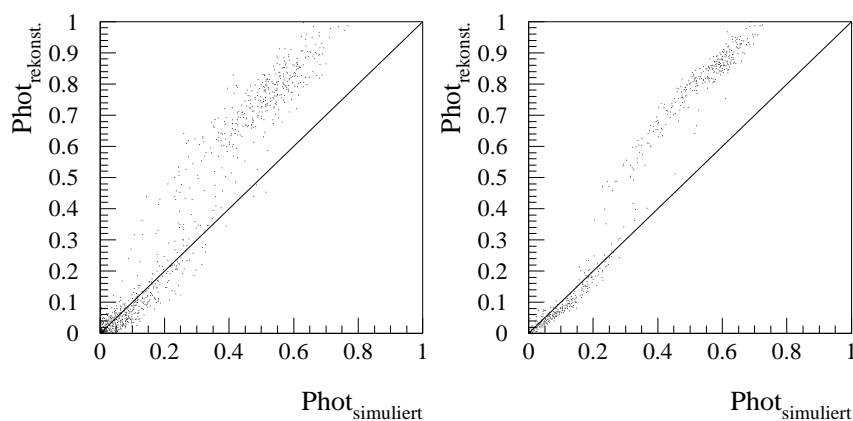
## 8.3 Abhängigkeiten von der Schauertiefe

Zur Bestimmung der Parametrisierung  $f_{abs}$  mit

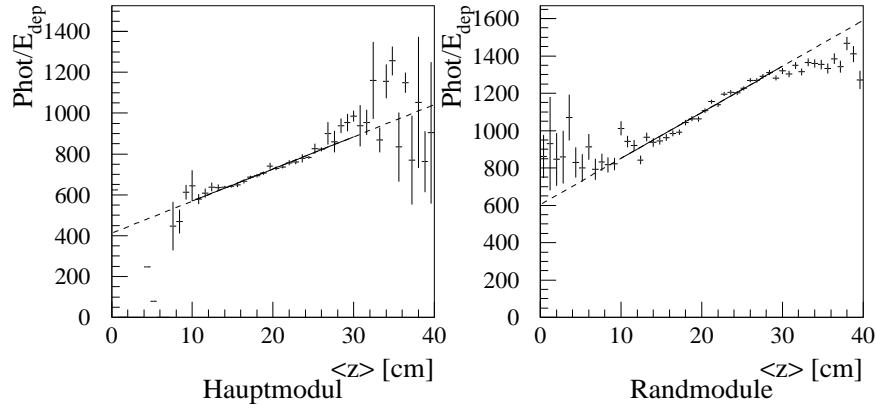
$$N_{phot}^{(j)} = f_{abs}^{(j)} \cdot E_{dep}^{(j)} \quad (8.9)$$



**Abbildung 8.2:** Parametrisierung  $f_{abs}(\langle z \rangle)$  der Čerenkovphotonen für alle Module eines Clusters (Haupt- und Randmodule). Die Ergebnisse von Simulationen von Photonen mit 1, 3, 5, 10 und 15 GeV wurden akkumuliert.



**Abbildung 8.3:** Rekonstruierte gegen tatsächliche Anzahl der Čerenkovphotonen pro Einzelmodul unter Verwendung von  $f_{abs}$ , für 500 Simulationen eines 1 (links) und 10 (rechts) GeV Photons. Die Photonenzahl wurde auf einen Maximalwert von 1000 Photonen pro GeV normiert. Große Photonenzahlen werden zu hoch rekonstruiert.



**Abbildung 8.4:** Parametrisierungen  $f_{abs}^{Haupt}$  und  $f_{abs}^{Rand}$ . Alle simulierten Energien wurden akkumuliert.

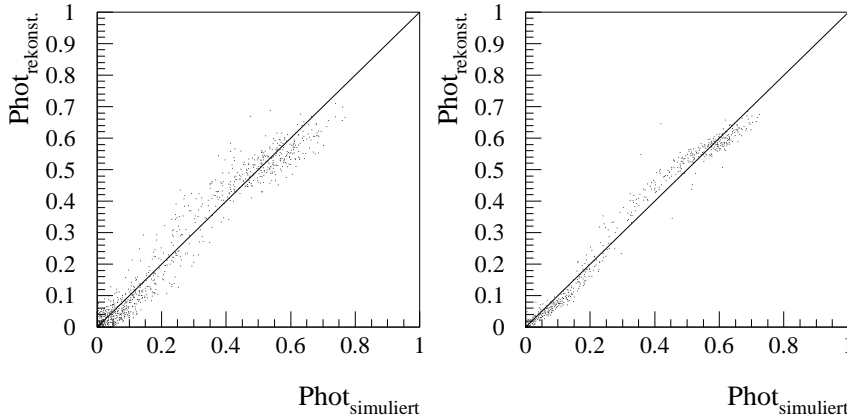
wurden Photonen der Einschußenergien 1 ,3 ,5 ,10 und 15 GeV simuliert. Zuerst soll angenommen werden, daß es keinen Unterschied im Verhalten der Photonen unterschiedlicher Einschußenergien und der einzelnen Module gebe. Es wird Mittelwert und Fehler aller Daten mit ähnlichem  $\langle z \rangle$  berechnet:

$$\frac{N_{phot}(\langle z \rangle)}{E_{dep}(\langle z \rangle)} = \sum_{Modul} \sum_{E_0} \frac{N_{phot}(\langle z \rangle)}{E_{dep}(\langle z \rangle)} \quad (8.10)$$

Ein Fit an diese Werte ergibt die Funktion  $f_{abs}(\langle z \rangle)$  (Abbildung 8.2). In Bild 8.3 ist die mit Funktion (8.9) rekonstruierte Anzahl der Čerenkovphotonen pro Einzelmodul gegen die tatsächlich simulierte Anzahl aufgetragen. Die Parametrisierung korrigiert große Photonenzahlen zu hoch. Offensichtlich werden die Hauptmodule mit einem hohen Anteil an deponierten Energien falsch behandelt. Da es mehr Rand- als Hauptmodule gibt, werden jene bei der Berechnung der Mittelwerte nach Gleichung (8.10) „unterdrückt“ und die Photonenzahlen für dieses Modul zu hoch rekonstruiert. Eine Unterscheidung zwischen Haupt- und Randmodulen wird notwendig.

$$\begin{aligned} f_{abs} &= f_{abs}^{Haupt} && \text{für das Hauptmodul} \\ f_{abs} &= f_{abs}^{Rand} && \text{für Randmodule} \end{aligned} \quad (8.11)$$

Abbildung 8.4 zeigt die beiden Funktionen. Man sieht, daß  $f_{abs}$  in Abbildung



**Abbildung 8.5:** Rekonstruktion mit Unterscheidung zwischen Haupt- und Randmodul für 1 und 10 GeV Photonen. Die Photonenzahl wurde auf einen Maximalwert von 1000 Photonen pro GeV normiert.

8.2 der Parametrisierung  $f_{abs}^{Rand}$  in Abbildung 8.4 sehr ähnelt. Nichtlineare Abhängigkeiten wurden getestet, brachten aber keine wesentlichen Verbesserungen. Mit diesen Funktionen werden auch die großen Photonenzahlen richtig rekonstruiert, wie in Abbildung 8.5 für 1 und 10 GeV Photonen gezeigt wird.

Die Unterscheidung zwischen Haupt- und Randmodulen gestaltet sich problemlos für senkrechten Einfall. Bei Einfall unter einem Winkel  $\theta$  mit  $\theta \neq 0$  gibt es Probleme. Die Anzahl der Photonen in einem Nachbarmodul des Hauptmoduls kann genauso hoch oder auch höher als im zentralen Modul sein.

Um dieses Problem zu umgehen, bietet sich an, die deponierte Energie im Modul zu betrachten. Da in Modulen mit hohen Photonenzahlen auch ein großer Teil der Energie deponiert wird, wird folgendes Kriterium eingeführt:

$$\begin{aligned} f_{abs} &= f_{abs}^{(\geq 40)} && \text{Module mit } E_{dep} \geq 40\% E_0 \\ f_{abs} &= f_{abs}^{(< 40)} && \text{Module mit } E_{dep} < 40\% E_0 \end{aligned} \quad (8.12)$$

Es wurden verschiedene Energieschwellen untersucht. Bei senkrechtem Einfall lieferte die 40%-Schwelle die besten Resultate. Die Ergebnisse der drei Rekonstruktionsmethoden sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt.

	keine Unterscheidung
	$f_{abs}(\langle z \rangle) = (624, 72 \pm 9, 35) + (22, 61 \pm 0, 38) * \langle z \rangle$
	Haupt- und Randmodule
Hauptmodule	$f_{abs}^1(\langle z \rangle) = (412, 08 \pm 10, 33) + (15, 75 \pm 0, 53) * \langle z \rangle$
Randmodule	$f_{abs}^2(\langle z \rangle) = (683, 57 \pm 9, 88 + (20, 82 \pm 0, 40) * \langle z \rangle$
	Anteil der Einschußenergie
$E_{dep} \geq 40 \% E_0$	$f_{abs}^1(\langle z \rangle) = (412, 77 \pm 6, 19) + (15, 22 \pm 0, 33) * \langle z \rangle$
$E_{dep} < 40 \% E_0$	$f_{abs}^2(\langle z \rangle) = (607, 96 \pm 13, 52) + (24, 51 \pm 0, 59) * \langle z \rangle$

**Tabelle 8.1:** Parametrisierungen der Absorptionsfunktion unter Berücksichtigung der Schauertiefe nach den verschiedenen Rekonstruktionsmethoden.

## 8.4 Senkrechter Einfall

Wie bereits erwähnt, bleiben bei der Annahme einer einfachen Proportionalität zwischen deponierter Energie und Anzahl der detektierten Photonen Absorptionseffekte unberücksichtigt. Man muß die Nichtlinearität des Detektors einführen. Die einschußenergieabhängige Korrektur  $F_{absorb}(E_0)$  mit

$$N_{phot} = F_{absorb}(E_0) \cdot E_{dep} \quad (8.13)$$

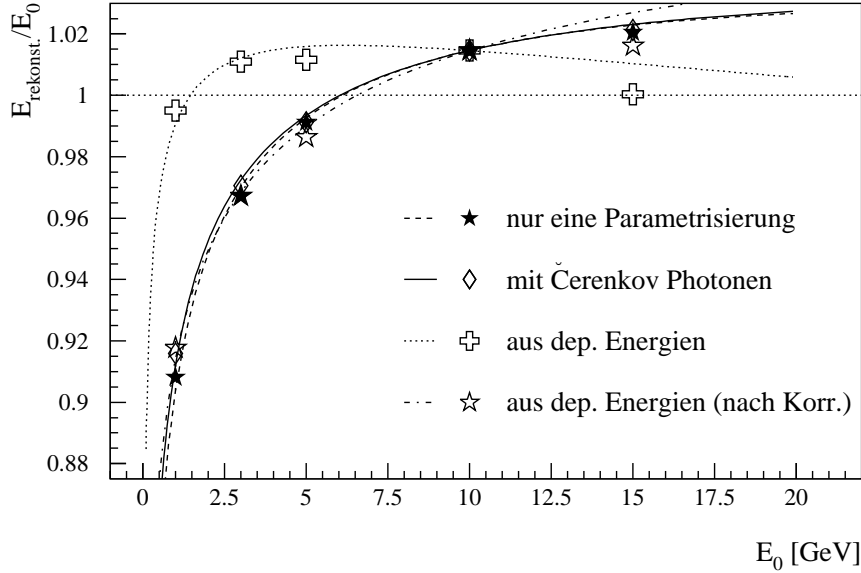
bestimmt sich am einfachsten aus der „Clustersumme“. Dazu soll zuerst dennoch eine einfache Proportionalität

$$N_{phot}^j = E_{dep}^j \quad (8.14)$$

in jedem Modul  $j$  angenommen werden.

Das Ergebnis der Simulationen für alle bisher gezeigten Methoden ist somit die Anzahl der an der Photokathode detektierten Photonen. Um die Cluster-Algorithmen anwenden zu können, ist es auch in diesem Fall notwendig, die Photonenzahl in ADC-Kanäle umzuskalieren:

$$N_{ADC-Kanäle} = a_{scale} * N_{phot} \quad (8.15)$$



**Abbildung 8.6:** Die Clustersumme von Photonen mit senkrechtem Einfall als Ergebnis von Simulationen mit Verfolgung der Čerenkovphotonen und Rekonstruktionen mit verschiedenen Methoden.

0,0676	Simulation mit Verfolgung der Čerenkovphotonen
0,0702	Parametrisierungen $f_{abs}^{(>40)}$ bzw. $f_{abs}^{(<40)}$
0,0696	Parametrisierungen $f_{abs}^{Haupt}$ bzw. $f_{abs}^{Rand}$
0,0509	Parametrisierung $f_{abs}$ (ohne Unterscheidung)
54,576	Parametrisierung $F_{absorb}(E_0)$

**Tabelle 8.2:** Skalierungsfaktoren  $a_{scale}$  aus Gleichung 8.15 für verschiedene Rekonstruktionsmethoden.

Die Methode wurde bereits in Abschnitt 3.2.7 vorgestellt. Die Skalierungsfaktoren sind in Tabelle 8.2 aufgeführt. Der Skalierungsfaktor für Simulationen mit Čerenkovphotonen ist der gleiche wie bereits in Abschnitt 3.2.7. Die übrigen Faktoren werden so gewählt, daß die Rekonstruktionen von Elektronen mit

$E_0 = 10$  GeV ebenfalls den gleichen ADC-Wert liefern wie die Kalibrationsdaten: 487,5 ADC-Kanäle.

Abbildung 8.6 zeigt die „Nichtlinearität“  $L$  von Photonen verschiedener Energien für einige Rekonstruktionsmethoden<sup>2</sup>:

$$L = \frac{\frac{ADC(E_{Photon})}{E}}{\frac{ADC(10GeV_{Elektron})}{10Gev}} \quad (8.16)$$

Man kann sehen, daß die Rekonstruktion aus den deponierten Energien mit konstantem Proportionalitätsfaktor falsche Ergebnisse liefert. Bildet man den Quotienten aus den simulierten Energien für diese Rekonstruktionsmethode und der Simulation mit Čerenkovphotonen, erhält man die Korrekturfunktion

$$E_{\check{C}erenkov}/E_{rekonstr} = F_{absorb}(E_0) \quad (8.17)$$

So erhält man einen funktionalen Zusammenhang:

$$F_{absorb}(E_0) = (0,925 \pm 0,004) + (0,028 \pm 0,005) \cdot \ln E_0 + (0,0018 \pm 0,0016) \cdot \ln^2 E_0 \quad (8.18)$$

Wendet man diese Korrektur auf die deponierten Energien an, so erhält man nach anschließender Clusterung die ebenfalls in Abbildung 8.6 gezeigte Abhängigkeit. Man sieht, daß nun alle gezeigten Methoden die nichtlineare Abhängigkeit der simulierten Energie von der Einschubenergie recht gut wiedergeben.

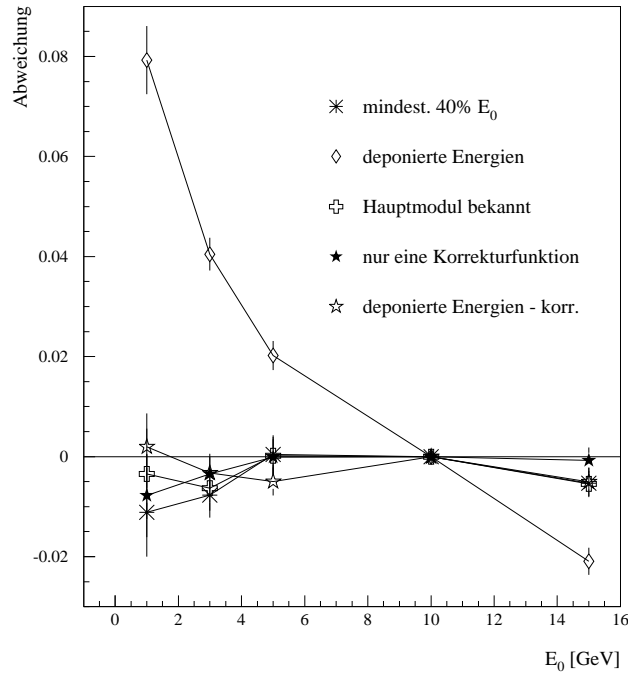
Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Methoden werden am besten in der relativen Abweichung der Datenpunkte  $D = L_{recontr.} - L_{\check{C}erenkov}$  deutlich. Man sieht, daß die Rekonstruktion mit  $f_{abs}(\langle z \rangle)$  der Simulation mit Čerenkovphotonen am nächsten kommt. Die falsche Parametrisierung für hohe Photonenzahlen scheint bei der Berechnung der Clustersumme weniger ins Gewicht zu fallen. Um die Qualität einer Parametrisierung beurteilen zu können, sind nicht nur die Absolutwerte der Energien von Bedeutung. Wie schon dargelegt, sind auch das 1. Moment<sup>3</sup>

$$\langle x \rangle = \frac{\sum A_i x_i}{\sum A_i} \quad (8.19)$$

---

<sup>2</sup>vgl. Abschnitte 4.1 und 5

<sup>3</sup>vgl. Abschnitt 4.3



**Abbildung 8.7:** Relative Abweichung der Clustersummen von Photonen senkrechten Einfalls für verschiedene Rekonstruktionsmethoden von der Clustersumme der Photonen mit Simulation der Čerenkovphotonen. Die Rekonstruktion mit  $f_{abs}$  liefert die besten Ergebnisse.

( und damit die Ortsauflösung) und die Dispersion<sup>4</sup>

$$D_x = \frac{\sum A_i x_i^2}{\sum A_i} - \left( \frac{\sum A_i x_i}{\sum A_i} \right)^2 \quad (8.20)$$

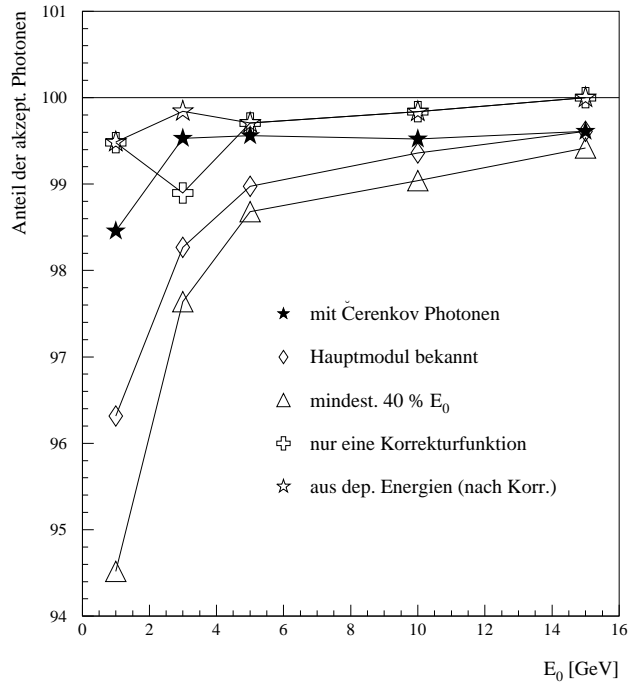
wichtige Kenngrößen des Detektors, die korrekt reproduziert werden müssen. In Abbildung 8.8 ist der Anteil der akzeptierten Photonen nach dem bereits vorgestellten Dispersionscut von

$$\begin{aligned} D_{max,korr} &< 0,267 && \text{für } (E < 10\text{GeV}) \\ D_{max,korr} &< 0,167 + 0,01 * E && \text{für } (E < 10\text{GeV}) \end{aligned}$$

als Funktion der Einschußenergie für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden mit der Simulation mit Čerenkovphotonen verglichen. Auch in diesem Fall ist die Parametrisierung mit  $f_{abs}(\langle z \rangle)$  den anderen Rekonstruktionsmethoden

<sup>4</sup>vgl. Abschnitt 7.2





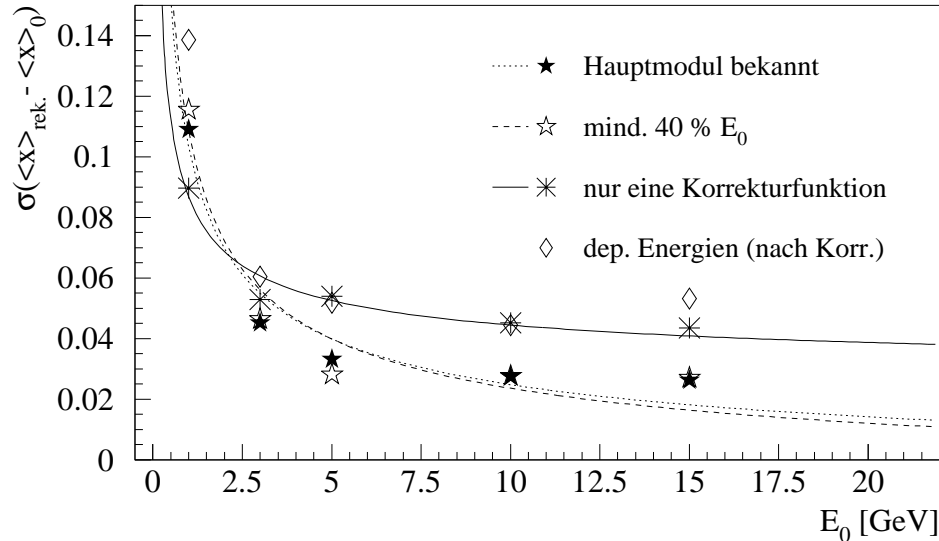
**Abbildung 8.8:** Anteil der akzeptierten Photonen nach dem Dispersionscut für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden im Vergleich zur Simulation mit Verfolgung der Čerenkovphotonen.

überlegen. Besonders für niedrige Energien sind die Abweichungen der Rekonstruktionen, die hohe Photonenzahlen getrennt parametrisieren, beträchtlich. Die Ursache für den höheren Anteil an verworfenen Photonen ist nicht genau bekannt.

Das erste Moment zeigt ein etwas anderes Verhalten, wie in Abbildung 8.9 deutlich wird. Es ist die Standardabweichung eines Gaußfits an die Verteilung

$$\langle x \rangle_{\check{C}erenkov} - \langle x \rangle_{parametrisation} \quad (8.21)$$

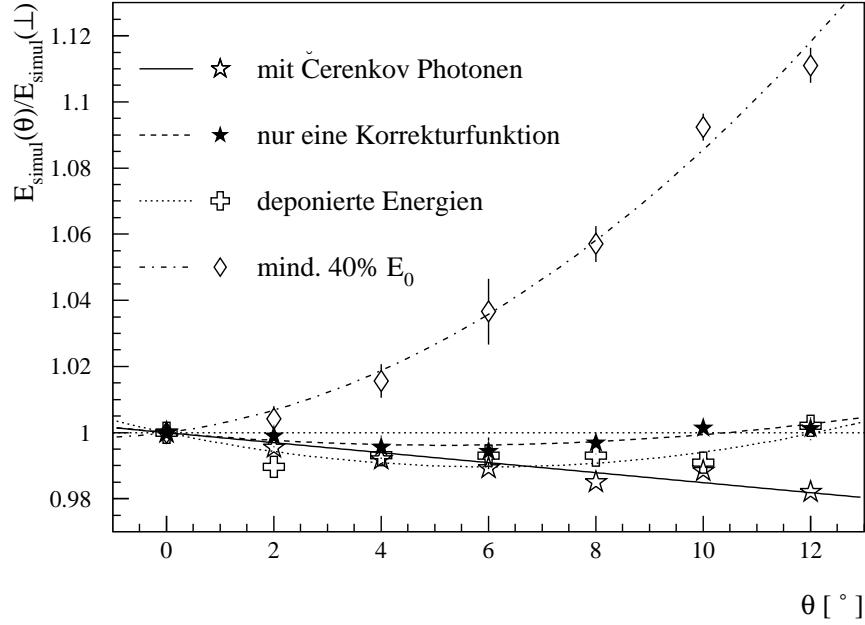
gezeigt. Offenbar führen die geänderten Parametrisierungen für die Randmodule zu einer Annäherung an die Simulation mit Čerenkovphotonen.



**Abbildung 8.9:** Unterschiede im 1. Moment. Standardabweichung eines Gaußfits an  $\langle x \rangle_{\check{C}erenkov} - \langle x \rangle_{parametrisation}$  für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden als Funktion der Einschussenergie. Die Abweichungen sollten möglichst klein sein.

## 8.5 Nichtsenkrechter Einfall

Wie bereits erwähnt, treffen die meisten Teilchen nicht senkrecht auf den Bleiglasdetektor. Man kann annehmen, daß Parametrisierungen, die mit  $\langle z \rangle$  die mittlere Schauertiefe in Richtung des Bleiglasses verwenden, unter Winkeleinschuß die Anzahl der erzeugten Čerenkovphotonen nicht richtig rekonstruieren. In Abbildung 8.10 sind die Clustersummen eines 10 GeV Photons verschiedener Polarwinkel  $\theta$  mit dem Ergebnis senkrechten Einfalls nach Anwendung einiger Rekonstruktionsmethoden verglichen. Die Ergebnisse der verschiedenen Parametrisierungen liegen vor allem für große Winkel  $\theta$  zu hoch. Die Unterscheidung verschiedener Parametrisierungsfunktionen entsprechend dem Anteil der deponierten Energie weicht dabei besonders stark vom Ergebnis der Simulation mit Čerenkovphotonen ab. Die Parametrisierung mit einer Unterscheidung zwischen Haupt- und Randmodulen liefert völlig



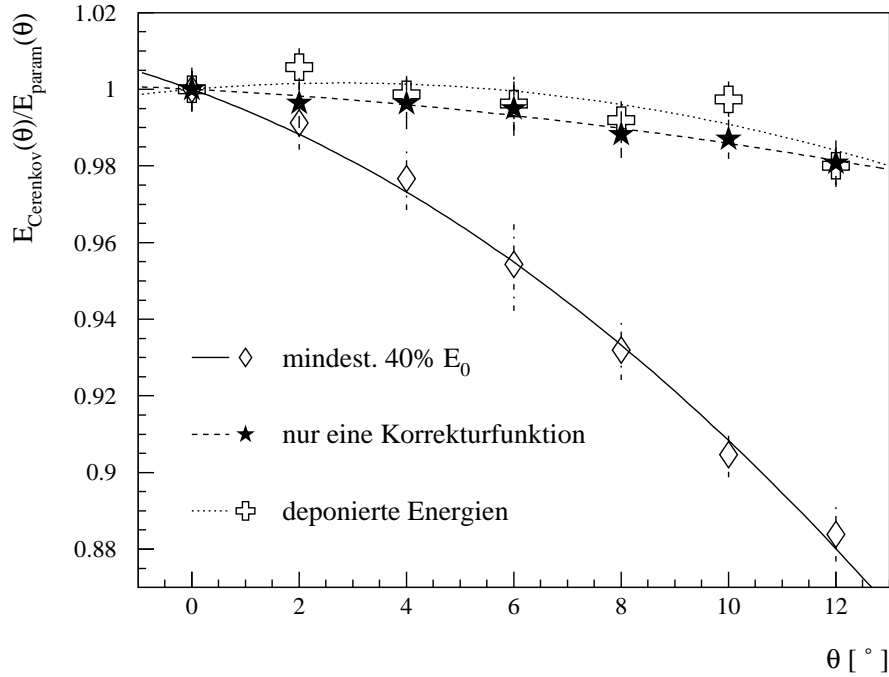
**Abbildung 8.10:** Clustersumme eines 10 GeV Photons für verschiedene Einfallswinkel  $\theta$  im Verhältnis zur Clustersumme bei senkrechtem Einfall. Die Rekonstruktionen ergeben zu hohe Ergebnisse.

falsche Ergebnisse.  $F_{absorb}(E_0)$  und  $f_{abs}$  zeigen die geringsten Abweichungen, obwohl sie in der Tendenz auch zu hoch rekonstruieren. Abhängigkeiten vom Polarwinkel  $\phi$  können nicht festgestellt werden.

Da der Einfallswinkel der Teilchen aus der Position der signalgebenden Module im Gesamtaufbau und der Entfernung Target - Detektor einfach berechnet werden kann, ist es möglich, die zu hohen Ergebnisse der gezeigten Rekonstruktionen entsprechend dem Einfallswinkel zu korrigieren:

$$N'_{\text{phot - rekonstr.}} = g(\theta) \cdot N_{\text{phot - rekonstr.}} \quad (8.22)$$

Die Korrekturfunktion  $g(\theta)$  kann aus dem Quotienten der simulierten Energiewerte *nach* der Clusterung bestimmt und dann auf die rekonstruierten Photonenanzahlen angewandt werden. In Abbildung 8.11 ist  $g(\theta)$  für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden aus Abbildung 8.10 gezeigt. Die Datenpunkte lassen



**Abbildung 8.11:** Korrekturfunktionen zur Skalierung der rekonstruierten Photonenzenzahlen bei Winkelschuß für verschiedene Parametrisierungen .

sich durch einen funktionalen Zusammenhang

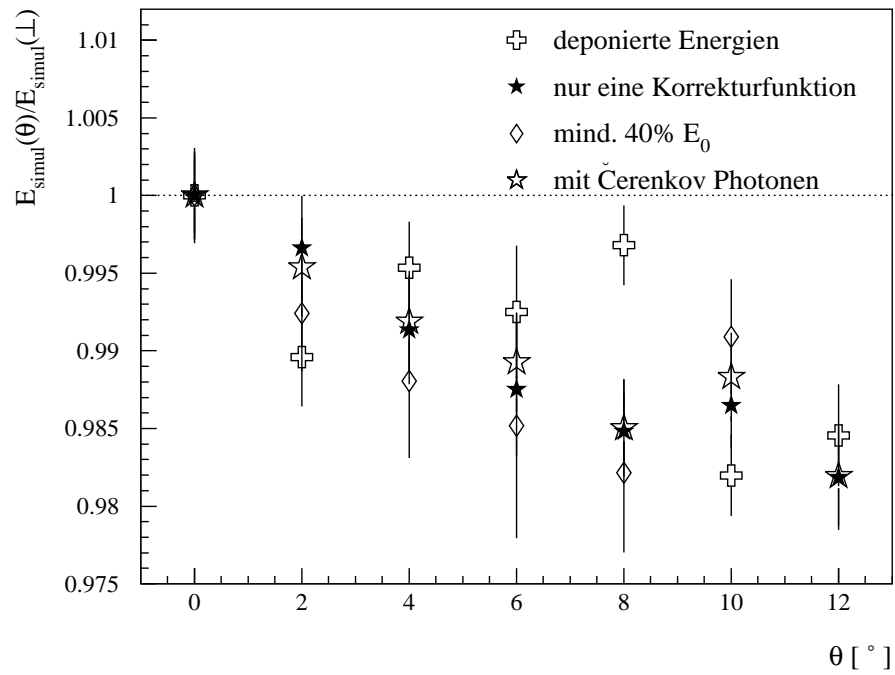
$$g(\theta) = 1,0 + g_1 \cdot \theta + g_2 \cdot \theta^2 \quad (8.23)$$

wiedergeben; der numerische Zusammenhang ist in Tabelle 8.3 angeführt. Man sieht, daß die Datenpunkte für  $F_{absorb}(E_0)$  mit der gefitteten Korrekturfunktion allerdings nicht sonderlich gut beschrieben werden können. Die Abweichungen machen sich besonders nach der Korrektur bemerkbar: Die korrigierten Clustersummen sind in Abbildung 8.12 mit den Ergebnissen der Simulation mit Čerenkovphotonen verglichen. Wieder liefert die Rekonstruktion mit nur einer Parametrisierungsfunktion die besten Ergebnisse.  $F_{absorb}(E_0)$  beschreibt auch nach der Korrektur die Abhängigkeit am schlechtesten.

Um die verschiedenen Korrekturen auf Konsistenz zu überprüfen, kann man nun die Abhängigkeit der simulierten Energie von der Einschußenergie unter

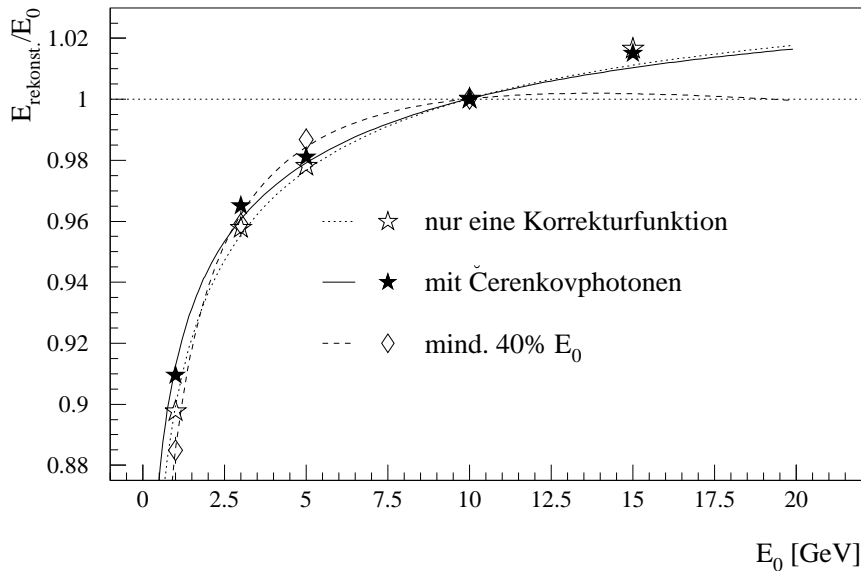
	$g_1$	$g_2$
keine Unterscheidung	$-0,00075 \pm 0,00033$	$-0,000663 \pm 0,000033$
Anteil der Einschußenergie	$-0,00481 \pm 0,00036$	$-0,000411 \pm 0,000036$
deponierte Energien	$-0,00117 \pm 0,00028$	$-0,000208 \pm 0,000027$

**Tabelle 8.3:** Korrekturparameter aus Gleichung (8.23) für die verschiedenen Parametrisierungen bei Einschuß der Teilchen unter einem Azimuthwinkel  $\theta$  zur Bleiglasoberfläche.



**Abbildung 8.12:** Clustersumme eines 10 GeV Photons für verschiedene Einfallswinkel  $\theta$  im Verhältnis zur Clustersumme bei senkrechtem Einfall nach der Winkelkorrektur.

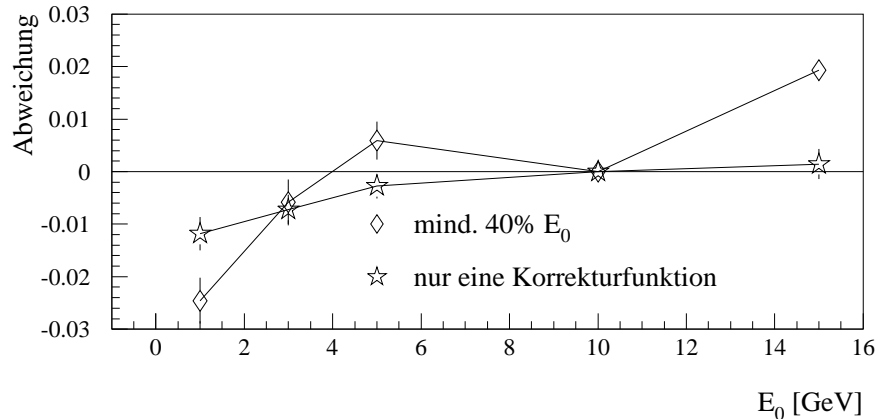
Winkelschuß überprüfen. Abbildung 8.13 zeigt diese „Nichtlinearität“ für ein 10 GeV Photon mit einem Einschußwinkel von  $\theta = 8^\circ$ . Die relative Abweichung ist in Abbildung 8.14 angeführt. Die Rekonstruktion mit  $F_{absorb}(E_0)$  ist nicht gezeigt; mit dieser einfachsten Parametrisierung konnte der Verlauf nicht zufriedenstellend rekonstruiert werden.



**Abbildung 8.13:** „Clustersumme“ eines 10 GeV Photons mit einem Einschußwinkel von  $\theta = 8^\circ$  als Ergebnis der Simulation mit Čerenkovphotonen im Vergleich zu verschiedenen Rekonstruktionsmethoden.

## 8.6 Hadronen

Wie bereits zu Anfang dieses Kapitels erwähnt, sollen nicht nur einzelne Teilchen, sondern auch vollständige Teilchenverteilungen in GWA98 simuliert werden. Zu diesem Zweck ist die Parametrisierung  $f_{abs}$  am einfachsten einzusetzen, da alle anderen Rekonstruktionsmethoden zusätzliche Informationen beispielsweise über das Hauptmodul oder die Einschußenergie der Teilchen im Augenblick des Eintreffens auf den Bleiglasdetektor benötigen. Diese Informationen sind jedoch nur nach Abschluß der Clusterung zugänglich, oder sie müssen bei jedem Eintreffen extra abgefragt werden.

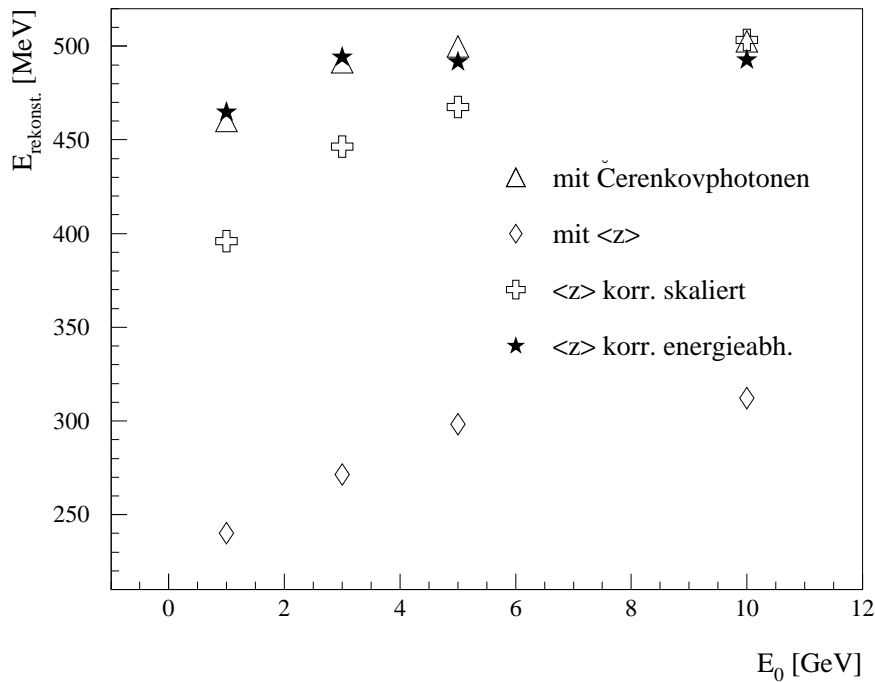


**Abbildung 8.14:** Relative Abweichungen der rekonstruierten Clustersummen von der Simulation mit Čerenkovphotonen für einen Einschubwinkel von  $\theta = 8^\circ$  für verschiedene Parametrisierungen.

Da die vollständigen Verteilungen nicht nur Photonen sondern auch Hadronen beinhalten, soll zum Abschluß dieses Kapitels noch auf die Rekonstruktion von Hadronen eingegangen werden. In GWA98 sollen für die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit neben Photonen vor allem geladene Pionen simuliert werden; somit ist es unumgänglich, auch diese richtig zu rekonstruieren. In Abbildung 8.15 ist die simulierte Energie des MIP-Peaks eines  $\pi^-$  für verschiedene Einschubenergien nach der Clusterung für die Simulation mit Čerenkovphotonen und der Rekonstruktion mit  $f_{abs}(\langle z \rangle)$  gezeigt. Offensichtlich ist die Rekonstruktion nicht sehr gut. Wie bereits in Abschnitt 7 ausführlich dargelegt, unterscheidet sich die von Hadronen und Photonen im Detektor deponierte Energie beträchtlich.

Da Hadronen nur einen Bruchteil der Energie deponieren, ist auch die mit den Photonenparametrisierungen rekonstruierte Zahl der Čerenkovphotonen zu niedrig.

Um die gleichen Parametrisierungen verwenden zu können, müssen die von Hadronen deponierten Energien angepaßt werden. Man könnte auch in diesem Fall die Anzahl der Čerenkovphotonen in Abhängigkeit von der Einschubenergie skalieren, falls es sich bei dem primären Teilchen um ein Hadron handelt. Die Korrektur kann jedoch nicht auf Ereignisbasis erfolgen, da in diesem Fall



**Abbildung 8.15:** Energie des MIP-Peaks eines  $\pi^-$  als Funktion der Einschubenergie mit verschiedenen Korrekturen.

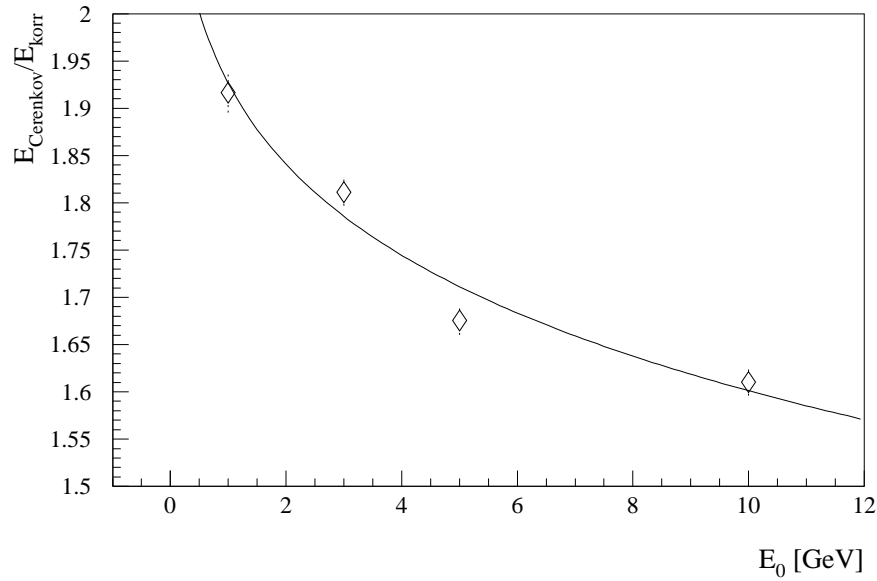
die Anzahl der erzeugten Čerenkovphotonen nach der Simulation eines jeden einzelnen Teilchens angepaßt werden müßte.

Deshalb wird vorgeschlagen, die von Hadronen deponierten Energien im Moment der Deposition anzupassen: In GEANT werden auch komplexe Ereignisse Teilchen für Teilchen simuliert. Sobald ein Teilchen ins Bleiglas eindringt, wird ein Faktor  $s$  berechnet:

$$\begin{aligned} s &= s(E_0) && \text{für Hadronen} \\ s &= 1, 0 && \text{für Photonen oder Elektronen} \end{aligned} \quad (8.24)$$

In jedem „Tracking“-Schritt in GEANT wird die deponierte Energie dann mit dem Faktor  $s$  multipliziert. Die von Hadronen deponierte Energie wird erhöht, und Photonen und Hadronen können mit der gleichen Parametrisierung behandelt werden. Abweichungen in der Energiedeposition unterschiedlicher Hadronen wurden nicht berücksichtigt, da in GWA98 hauptsächlich Pionen simuliert werden sollen. Die Korrekturfunktion  $s(E_0)$  ist in Abbildung 8.16





**Abbildung 8.16:** Korrekturfunktion für geladene Pionen. Zur Bestimmung der Datenpunkte wurde der Quotient der deponierten Energien aus der Simulation mit Čerenkovphotonen und der Rekonstruktion mit  $f_{abs}(\langle z \rangle)$  verwendet.

gezeigt:

$$E'_{dep} = (1,926 \pm 0,0207) - (0,11609 \pm 0,0326) \ln E - (0,011 \pm 0,0125) \ln^2 E \quad (8.25)$$

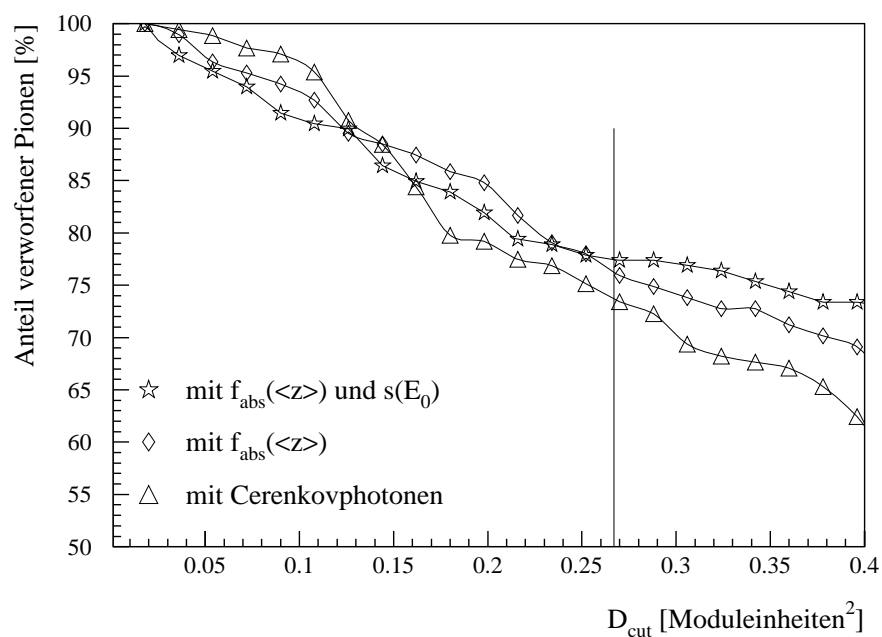
Das Ergebnis der Korrektur ist ebenfalls in Abbildung 8.15 angeführt. Zusätzlich ist dort noch eine weitere Korrektur ohne Energieabhängigkeit

$$\begin{aligned} s &= 1,61 \quad \text{für Hadronen} \\ s &= 1,0 \quad \text{für Photonen oder Elektronen} \end{aligned} \quad (8.26)$$

angegeben.

Nicht nur die Position des MIP-Peaks muß korrekt rekonstruiert werden. Auch die aufschauernenden Hadronen müssen berücksichtigt werden. So ist abschließend in Abbildung 8.17 der Anteil der verworfenen Pionen als Funktion des Dispersionscuts auf ein 5 GeV  $\pi^-$  gezeigt<sup>5</sup>. Es werden die Rekonstruktionen der Pionen vor und nach der Korrektur durch  $s(E_0)$  mit dem entsprechenden

<sup>5</sup>vgl. Abschnitt 7.2



**Abbildung 8.17:** Anteil der verworfenen Pionen vor und nach der Korrektur verglichen mit der Simulation mit Čerenkovphotonen als Funktion des Dispersionscuts auf ein 5 GeV  $\pi^-$ . Der Dispersionscut von 0,267 ist eingezeichnet.

Anteil bei Simulation mit Čerenkovphotonen verglichen. Die Abweichungen sind nicht sehr groß.

## 9. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden nichtlineare Effekte in der Antwortfunktion des Bleiglasdetektors LEDA in einer Computersimulation untersucht. Der Bleiglasdetektor wird im Rahmen des WA98-Experiments am CERN zur Suche direkter Photonen aus einem Quark-Gluon-Plasma eingesetzt.

Mit dem Monte-Carlo-Simulationspaket GEANT ist es möglich, die physikalischen Effekte im Detektor zu simulieren. Zum Nachweis der Photonen im LEDA wird der Čerenkoeffekt ausgenutzt. Seit kurzem ist es möglich, diesen wichtigsten Prozess des Bleiglasdetektors in GEANT nachzubilden und einzelne Cherenkovphotonen durch den Aufbau zu verfolgen.

Diese Simulationen sind sehr zeitintensiv; daher ist es nicht möglich, den Čerenkoeffekt für den gesamten Aufbau des LEDA zu berechnen. Es wurde ein exemplarischer Aufbau von 216 Modulen gewählt. Geometrie und Materialien des Detektors wurden in der Simulation berücksichtigt. Die Simulation der Čerenkovphotonen erforderte eine Anpassung verschiedener Detektoreigenschaften, die zum Teil nicht vollständig bekannt sind. Brechungsindex und Absorption des Bleiglasses, Reflexionseigenschaften der Mylarfolie sowie die Quantenausbeute der Photokathode wurden aufeinander abgestimmt. Insbesondere zeigte sich, daß die Detektorantwort auf das Detektormaterial minimal ionisierende Teilchen nur durch Annahme einer gewissen Oberflächenrauigkeit des Bleiglasses korrekt simuliert werden kann.

Es konnte gezeigt werden, daß die Simulation die Ergebnisse der Kalibration für Elektronen und Pionen gut reproduziert: Der nichtlineare Zusammenhang zwischen Einschußenergie und im Detektor gemessener Energie konnte dabei auf den niederenergetischen Bereich ausgedehnt werden. Energie- und Ortsauflösung der Simulation stimmen mit den Messwerten gut überein.

Im Hinblick auf die eigentliche Aufgabe des Detektors wurden Unterschiede im Verhalten von Elektronen und Photonen aufgezeigt. Energieabhängigkeit und Auflösung wurden näher untersucht; die Abweichung in verschiedenen charakteristischen Größen wurde beschrieben.

Davon ausgehend konnten Voraussagen über die von den Kalibrationsmessungen abweichende Detektorantwort auf Photonen unter realen Bedingungen des Experiments gemacht werden: Die nichtlineare Abhängigkeit der wahren Energie von der simulierten Energie wurde berechnet. Sie wurde ebenso wie eine Winkelabhängigkeit der simulierten Energie bereits in das Analyseprogramm übernommen. Verschiedene Methoden zur Ortsrekonstruktion wurden untersucht, dabei konnte eine Parametrisierung angegeben werden, die sowohl den senkrechten Einfall als auch den Einschub unter einem Winkel berücksichtigt.

Desweiteren wurde die Detektorantwort auf Hadronen simuliert. Es konnte die Position des MIP-Peaks im Spektrum der simulierten Energie näher untersucht werden, die Effizienz eines Dispersionscuts zur Bestimmung aufschauender Hadronen wurde für unterschiedliche Energien, Teilchensorten und Einfallswinkel angegeben. Neben der Unterscheidung zwischen Hadronen und Photonen durch eine Analyse der lateralen Schaulenausdehnung (Dispersion) kann auch das Flugzeitverhalten der Teilchensorten zur Trennung herangezogen werden. Dieses wurde unter Annahme einer idealisierten Antwortfunktion der Ausleseelektronik für verschiedene Teilchensorten und Energien untersucht, eine Abschätzung der Flugzeitdifferenzen wurde angegeben.

Die letzte Möglichkeit zur Unterscheidung zwischen Photonen und geladenen Teilchen bildet der CPV. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Detektors muß man unter anderem die Rate der geladenen Teilchen im Spektrum der gemessenen Energien des LEDA kennen. Dazu wird die Antwortfunktion des LEDA auf eine reale Teilchenmischung simuliert. Die Schwierigkeiten bei der Bestimmung des Untergrunds neutraler und aufschauender Teilchen wurden diskutiert.

Abschließend wird eine Parametrisierung der Absorption der Čerenkovphotonen angegeben: Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des LEDA sollen zusätzliche GEANT-Simulationen durchgeführt werden, die den gesamten Aufbau des Detektors berücksichtigen. Dabei kann man die einzelnen

Čerenkovphotonen aus Zeitgründen nicht simulieren. Man mußte eine Parametrisierung finden, die aus der deponierten Energie und einigen Zusatzinformationen die Anzahl der eigentlich generierten Čerenkovphotonen rekonstruiert. Eine solche Parametrisierung konnte gefunden werden, verschiedene Methoden wurden diskutiert. Die Parametrisierung berücksichtigt sowohl unterschiedliche Einfallswinkel als auch die Rekonstruktion von Hadronen.

In weiteren Simulationen in der Zukunft können die Eigenschaften des Detektors weiter untersucht werden:

So sollte das Flugzeitverhalten der Teilchen mit der angegebenen realen Antwortfunktion der Ausleseelektronik bestimmt werden. Berechnungen der Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund der Analysealgorithmen stehen noch aus. Eventuell lassen sich auch Untersuchungen über Doppeltreffer im Detektor berücksichtigen. Der Untergrund zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV kann besser parametrisiert werden, wenn Informationen über die detektierten Teilchen im unteren Energiebereich vorliegen. Außerdem könnte überprüft werden, ob es Alternativen zur bestehenden Dispersionsanalyse gibt, die den Winkeleinschuß berücksichtigen.



# A. Anhang

## A.1 Variablen der Schwerionenphysik

Zur Beschreibung ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen mit sehr hohen Geschwindigkeiten der entstehenden Teilchen ist die Anwendung der speziellen Relativitätstheorie notwendig. Die Energie  $E$  eines Teilchens läßt sich beschreiben als <sup>1</sup>:

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

( $m_0$  : Ruhemasse der Teilchen,  $\vec{p}$  : Dreierimpuls) Der Dreierimpuls  $\vec{p}$  läßt sich in eine Komponente  $p_\perp$  senkrecht und eine weitere  $p_\parallel$  parallel zur Strahlrichtung aufteilen:

$$p_\perp = p \sin \theta \quad (\text{A.2})$$

$$p_\parallel = p \cos \theta \quad (\text{A.3})$$

( $p$  : Betrag des Impulses  $\vec{p}$ ,  $\theta$  : Polarwinkel zur Strahlachse) Der Transversalimpuls  $p_\perp$  ist invariant gegenüber Lorentztransformationen in Strahlrichtung,  $p_\parallel$  ist dies nicht. Es wird eine neue dimensionslose Größe, die Rapidität  $y$ , eingeführt:

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

Sie hat den Vorteil, sich unter Lorentztransformationen additiv zu verhalten. Im nichtrelativistischen Grenzfall geht die Rapidität in die longitudinale Geschwindigkeit  $v_\parallel$  in Einheiten von  $c$  über. Energie  $E$  und Longitudinalimpuls  $p_\parallel$  lassen sich durch Umformen von Gleichung (A.4) beschreiben als

$$E = m_\perp \cosh y \quad (\text{A.5})$$

$$p_\parallel = m_\perp \sinh y \quad \text{mit} \quad m_\perp = \sqrt{m_0^2 + p_\perp^2} \quad (\text{A.6})$$

---

<sup>1</sup>Es wird, wie auch in allen folgenden Gleichungen,  $c = 1$  gesetzt.)

Im Experiment ist die Rapidität häufig schwer zu bestimmen, da dazu die Masse der Teilchen benötigt wird. Für Energien  $E \gg m_0$  geht die Rapidität  $y$  in die sogenannte Pseudorapidität  $\eta$  über, zu deren Bestimmung man lediglich den Winkel  $\theta$  zu Strahlachse kennen muß :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p_{\parallel}}{p - p_{\parallel}} \right) = - \ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{A.7})$$

In Analogie zu Gleichung A.5 gilt:

$$p = p_{\perp} \cosh \eta \quad (\text{A.8})$$

$$p_{\parallel} = p_{\perp} \sinh \eta \quad (\text{A.9})$$

Für Photonen ( $m_0 = 0$ ) sind Rapidität und Pseudorapidität identisch.

## A.2 Die Bethe - Bloch - Formel

Die Energiedeposition der Hadronen im Detektor läßt sich mit der Bethe-Bloch-Formel beschreiben. Für den Energieverlust  $dE$  eines Teilchens auf dem Wegstück  $dx$  gilt:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (\text{A.10})$$

mit

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}$$

$r_e$  :Elektronenradius

$m_e$  :Elektronenmasse

$N_a$  :Avogadro'sche Zahl

$I$  :mittleres Ionisationspotential

$Z$  :Ordnungszahl des absorbierenden Materials

$A$  :Massenzahl des absorbierenden Materials

$\rho$  :Dichte des absorbierenden Materials

$z$  :Ladung des einfallenden Teilchens

$\delta$  :Dichtekorrektur

$C$  :Shellkorrektur

$W_{max}$  :Maximaler Energieübertrag beim Stoß

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$$



# Literaturverzeichnis

- [Abb90] T. Abbot et al., Phys. Rev. Lett. **66** (1990), 1567 - 1570
- [Ako77] G. A. Akopdjanov et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 140** (1977), 441 - 445
- [Ame96] G. Amelino, *Disoriented Chiral Condensate in Hadron-Hadron Collisions*, CERN-Preprint HEP-PH/9610202, CERN, Genf, 1996
- [Awe89] T. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989), 479
- [Awe92] T. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 311** (1992), 130-138
- [Awe96a] T. Awes, private Mitteilungen, 1996
- [Awe96b] T. Awes, private Mitteilungen, 1996
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 203** (1989), 189
- [Bar92] C. Barlag, *GEANT-Simulationen der Bleiglasdetektoren und des Vetos für geladene Teilchen im WA93-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1992
- [Bar97] C. Barlag, private Mitteilungen, 1997
- [Bat97] S. Bathe, *Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit eines Streamer-Tube-Detektors*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Ber92] F. Berger et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 321** (1992), 152 - 164
- [Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983), 140-151

- [Cha88] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 269** (1988), 142
- [Bla89] J. Blaizot u. J. Y. Ollitraut, Phys. Lett. **B 217** (1989), 386
- [Boh96] E.-M. Bohne, *Einsatz eines Bleiglasdetektors zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996
- [Buch96] D. Bucher, private Mitteilungen, 1996
- [Cho74] A. Chodos et al., Phys. Rev. **D9** (1974), 3471-3495
- [Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleiglaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996
- [Cla96a] A. Claussen, private Mitteilung, 1996
- [Clo86] F. Close et al., *The Particle Explosion*, Oxford University Press, New York, 1986
- [Cou91] G. D. Coughlan, *The Ideas of Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1991
- [Cse94] L. P. Csernai, *Introduction to relativistic heavy ion collisions*, John Wiley & Sons, 1994
- [Dav77] V. A. Davidov et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 145** (1977), 267 - 270
- [Dec96] P. Decowski, private Mitteilungen, 1996
- [Evd86] V. N. Evdokimov, V.A. Poliakov, V.I. Rikalin, *Spektral Characteristics of some types of Photomultiplier*, Preprint 86-34, Serpukhov, 1986.
- [Feld96] H. Feldmann, *Untersuchung des Bleiglas-Detektors im WA98-Schwerionenexperiment in einer Computer-Simulation*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1996

- [Gea94] Application Software Group, *GEANT Detektor Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf, 1994
- [Gom87] J. J. Gomez et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 262** (1987), 284 - 290
- [Ipo95] M. Ipolitov, private Mitteilungen, 1995
- [Izy91] M. Izycki et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 310** (1991), 98
- [Jon96] P. G. Jones, *Hadron Yields and Hadron Spectra from the NA49 Experiment*, wird veröffentlicht in Nucl. Physics **A 610**(1996)
- [Kap92] J. Kapusta et al., Phys. Lett. **B 283** (1992), 145
- [Kee95] S. Kees , *Untersuchung des nichtlinearen Anteils der Antwort eines Bleiglasdetektors durch eine Computersimulation*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995
- [Klei92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart, 1992
- [Koch95] V. Koch, *Introduction to Chiral Symmetry*, LBNL-Report 38000, Berkeley, 1995
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, 1987
- [Lue92] H. D. Lüke, *Signalübertragung*, Springer, 1992
- [Man94] J. Mantaj, *Simulationen für den Einsatz von Bleifluorid als Detektormaterial in der Hochenergiekalorimetrie*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Mat86] T. Matsui u. H. Satz, Phys. Lett. **B 178** (1986), 416
- [Mot58] W. E. Mott, R. B. Sutton *Szintillatoren und Cherenkovzähler*, Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik 2, Handbuch der Physik XLV, Springer, Berlin, 1958
- [Mül92] B. Müller, Nuclear Physics **A 544** (1992), 95c - 108c

- [Pat95] A. Patwa et al., *Analysis of Beam Timing and Momentum for PHENIX EMCal 1995 TestBeam at AGS*, PHENIX Technical Note 181, BNL, Upton, 1995
- [Per87] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison Wesley, Menlo Park, 1987
- [Pei87] T. Peitzmann, *Kalibration eines Bleiglas Detektors und Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1987
- [Pho82] *Photomultiplicateurs et Cellules Photoemissives*, Manuel Techniques, RTC, Paris, 1982.
- [Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube Detektors mit Padauslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995
- [Rotg90] H. Rothgänger, *Simulationen zur Entwicklung und Optimierung von em-Kalorimetern für ultrarelativistische Schwerionenexperimente*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1990
- [Rote91] B. Roters, *Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden und Teilchenidentifizierung bei einem segmentierten Kalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1991
- [Sch94] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitorsystems für ein modulares Bleiglaskalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Sch96] G. Schepers, private Mitteilungen, 1996
- [Schl94] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Ste84] R. M. Sternheimer et al., Atomic Data and Nucl. Data Tables **30**(1984), 262 - 271

- [Ste94] P. Steinhäuser, *Der Siliziumdriftdetektor im WA93-Experiment*, Dissertation, Frankfurt, 1994
- [Stü97] D. Stüken, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Wa80] WA80-Kollaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A 292** (1990), 81
- [Wa98] WA80-Kollaboration, *Proposal for a large acceptance hadron and photon spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260, CERN, Genf, 1991
- [Wil74] K. Wilson, Phys. Rev. **D 10** (1974), 2445 - 2459
- [Won94] C. Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, 1994
- [You89] G. Young et. al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989), 503
- [You96] G. Young et. al., Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996), 1173



# 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 Ermöglichung lehrreicher Aufenthalte am CERN und der Teilnahme an den DPG-Tagungen in Stuttgart und Göttingen, sowie für die Mitarbeit in einer internationalen Kollaboration.

Bei Herrn Dr. T. Peitzmann möchte ich mich für die Betreuung meiner Arbeit, die stets offene Tür und die vielen hilfreichen Anregungen und Hinweise bedanken.

Für die tägliche gute Zusammenarbeit und seine Hilfe bei den vielen Problemen des Alltags danke ich besonders Herrn S. Bathe.

Herrn Dipl.-Phys. D. Bucher danke ich für die geduldige Beantwortung all meiner Fragen.

Herrn Dr. T. C. Awes danke ich für die hilfreichen Diskussionen am CERN.

Für die Vorarbeiten zu meiner Simulation und die Einführung in das Programmpaket GEANT danke ich Herrn Dipl.-Phys. S. Kees.

Ebenso möchte ich mich bei Dipl.-Phys. C. Barlag, Dipl.-Phys. C. Blume, Dipl.-Phys. D. Bock, Dr. E. M. Bohne, Z. K. Böröcz, Dr. A. Claussen, Dr. H. Dombrowski, Dipl.-Phys. H. Feldmann, Dr. R. Glasow, N. Heine, S. Joerrens, Dr. A. Khoukaz, S. Köhler, H. Köhncke, T. Krümpel, Dipl.-Phys. J. Langheinrich, Dipl.-Phys. T. Lister, Dipl.-Phys. R. Ottenhues, Dipl.-Phys. C. Quentmeier, Dipl.-Phys. K. Reygers, Dipl.-Phys. A. Röhring, Dipl.-Phys.

G. Schepers, Dipl. Phys. H. Schlagheck, Dipl.-Phys. S. Sewerin, Dipl. Phys. D. Stüken, C. Thomas und W. Verhoeven für die Unterstützung und die gute Zusammenarbeit bedanken.

Für die Durchsicht der Arbeit und viele wertvolle Vorschläge danke ich nochmals Dr. T. Peitzmann, Dipl.-Phys. D. Bucher und außerdem meiner Schwester Svenja.

Ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben.



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

Münster, 31. März 1997

Henner Büsching