

**Verwendung gedünnt  
simulierter Luftschauer  
für die Detektorsimulation  
von KASCADE-Grande**

Diplomarbeit von

Sven Bingert

Universität Karlsruhe (TH)  
Institut für experimentelle Kernphysik  
und  
Forschungszentrum Karlsruhe  
- In der Helmholtz Gemeinschaft -  
Institut für Kernphysik

Juni 2003



## Zusammenfassung

Das KASCADE-Grande Experiment dient zum Nachweis der geladenen Komponente ausgedehnter Luftschauer, die durch die Kollision der Teilchen der kosmischen Strahlung mit Atomen der Erdatmosphäre entstehen. Der Meßbereich des Experiments erstreckt sich von einigen  $10^{14}$  eV bis zu Energien von  $10^{18}$  eV und liegt in einem Bereich, in dem bisher kaum Meßdaten vorliegen. Ziele des Experiments sind die Messung des Energiespektrums, die Bestimmung der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung und die Untersuchung der Massenabhängigkeit der Lage des Knies im Energiespektrum der kosmischen Strahlung.

Um die Daten des Experiments zu analysieren und zu verstehen, benötigt man Simulationen ausgedehnter Luftschauer. Mit zunehmender Primärenergie steigt die Zahl der Sekundärteilchen, die in der Simulation erzeugt werden. Dadurch steigt die Rechenzeit und der Speicherbedarf und erreicht für Luftschauer mit einer Primärenergie von  $10^{18}$  eV Werte, die es unmöglich machen, Simulationen in ausreichender Anzahl zu erzeugen. Das Programmpaket CORSIKA zur Simulation ausgedehnter Luftschauer besitzt die Option die Simulationen mit reduzierter Teilchenzahl durchzuführen, wobei die simulierten Teilchen Informationen über die ausgesonderten enthalten. Dieses Verfahren, auch Thinning genannt, verringert die Rechenzeit und den Speicherbedarf pro Schauer, verändert jedoch die Eigenschaften der Luftschauer. Da nur wenige stellvertretende Teilchen das Beobachtungsniveau erreichen, ist nicht klar, wie anschließend eine detaillierte Detektorsimulation auf GEANT-Basis durchgeführt werden kann.

In dieser Arbeit wird überprüft, ob Luftschauer, die mit dieser Option simuliert werden, in der Detektorsimulation des KASCADE-Grande Experiments verwendet werden können. Dazu wurde ein Verfahren entwickelt, das aus der reduzierten Teilchenzahl einen vollständigen Schauer reproduziert. Das Verfahren wird erläutert, sowie die Eigenschaften der reproduzierten Verteilungen diskutiert. Ein Schwerpunkt wird hierbei auf Fluktuationen gelegt, die durch den Thinning-Algorithmus erzeugt werden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Kosmische Strahlung</b>	<b>1</b>
1.1 Energiespektrum . . . . .	2
1.2 Chemische Zusammensetzung . . . . .	3
1.3 Quellen, Transport und Beschleunigung . . . . .	5
<b>2 Ausgedehnte Luftschauer</b>	<b>7</b>
2.1 Schauerphysik . . . . .	7
2.1.1 Die hadronische Komponente . . . . .	8
2.1.2 Die elektromagnetische Komponente . . . . .	9
2.1.3 Die myonische Komponente . . . . .	11
2.2 Analytische Beschreibung . . . . .	12
2.3 Schauer-Fluktuationen . . . . .	13
2.4 Luftschauer unterschiedlicher Primärteilchen . . . . .	19
<b>3 KASCADE-Grande</b>	<b>21</b>
3.1 Detektorfeld . . . . .	21
3.2 Grande . . . . .	24
3.3 Piccolo . . . . .	25
3.4 Zentraldetektor . . . . .	25
3.5 Myonspurdetektor . . . . .	26
3.6 Schauer-Rekonstruktion . . . . .	27
<b>4 Simulationen</b>	<b>30</b>
4.1 CORSIKA . . . . .	30
4.2 Thinning-Algorithmus . . . . .	31
4.2.1 Technik . . . . .	32
4.2.2 Steuerung . . . . .	33
4.2.3 Auswirkungen . . . . .	34
<b>5 Verwendung gedünnt simulierter Luftschauer</b>	<b>35</b>
5.1 Eigenschaften gedünnt simulierter Luftschauer . . . . .	35
5.2 Verfahren zur Reproduktion . . . . .	39
5.3 Tests mit Simulationen . . . . .	43

5.3.1	Gesamtteilchenzahl und Lateralverteilung . . . . .	44
5.3.2	Fluktuationen am Ort des Detektors . . . . .	44
5.3.3	Energiespektren . . . . .	50
5.3.4	Ankunftszeitverteilung . . . . .	50
5.3.5	Myonen und Hadronen . . . . .	53
5.4	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	55
<b>A</b>	<b>Koordinatentransformationen</b>	<b>57</b>
A.1	Transformation in Schauerkoordinaten . . . . .	57
A.1.1	Rotation um $(\phi - \frac{\pi}{2})$ und Neigung um $(\theta)$ . . . . .	57
A.1.2	Zeitdifferenz zwischen neuer und alter Beobachtungsebene . .	58
A.2	Transformationen im Verfahren der Reproduktion . . . . .	58

# Kapitel 1

## Kosmische Strahlung

Die Kosmische Strahlung wurde von Theodor Wulf theoretisch vorhergesagt und von Viktor Franz Hess im Jahre 1912 entdeckt. Prof. Hess suchte die Quellen der ionisierenden Strahlung und führte dazu Messungen in Ballonflügen und am Erdboden durch. Die Intensität der Strahlung nahm bis zu einer Höhe von ca. 1000 m zuerst ab und dann wieder zu. Er schloß daraus, dass ein großer Teil dieser Strahlung nicht von den bekannten radioaktiven Substanzen in der Erde und der Atmosphäre herrührt und nahm an, dass sie von oben in die Atmosphäre eindringt. Für seine Untersuchungen erhielt Prof. Hess im Jahre 1936 den Nobelpreis für Physik.

Nach den damaligen Kenntnissen hielt man die Kosmische Strahlung für energiereiche Gammastrahlung. 1929 untersuchten die Physiker Bothe und Kolhörster die Eigenschaften und die Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung (KS). Sie fanden heraus, dass die sekundäre KS nicht nur wie bis dahin angenommen aus harter Gammastrahlung besteht, sondern überwiegend geladene Teilchen enthält.

Heute unterscheidet man zwischen der Kosmischen Strahlung, die aus Elementarteilchen und ionisierten Atomen besteht, und der Gammastrahlung sowie den Neutrinos. Die Energie der Teilchen der Kosmischen Strahlung (KS) reicht von einigen MeV bis zu den höchsten bekannten Energien von etwa  $10^{20}$  eV. Die KS setzt sich bis zu Energien von etwa  $10^{14}$  eV vor allem aus Protonen (ungefähr 90%), Heliumkernen (ungefähr 9%) sowie schwereren Atomkernen und Elektronen zusammen. Der Anteil an Protonen im Energiespektrum nimmt jedoch mit zunehmender Energie stark ab.

Trotz der intensiven Untersuchung der KS bestehen weiterhin viele offene Fragen. Von astrophysikalischem Interesse sind vor allem Ursprung und Beschleunigung dieser hochenergetischen Strahlung, wobei auch Reaktionen mit dem interstellaren Medium eine Rolle spielen. Zur Klärung dieser Fragen ist es notwendig, die chemische Zusammensetzung und die Struktur des Energiespektrums genau zu bestimmen.

Da der Fluß der KS mit zunehmender Teilchenenergie stark abnimmt, werden verschiedene experimentelle Nachweismethoden benötigt. Bis 100 TeV ist es möglich, die KS direkt in Ballon- oder Satellitenexperimenten zu messen. Oberhalb dieser Energie sind die Flüsse für einen direkten Nachweis zu gering. Der indirekte Nachweis

beruht auf der Wechselwirkung der KS mit der Atmosphäre. Die dabei entstehenden ausgedehnten Teilchenschauer werden mit bodengebundenen Experimenten wie z.B. KASCADE-Grande gemessen.

Man unterscheidet 3 indirekte Nachweisverfahren:

- Luft-Cherenkov- und Fluoreszenzlicht-Technik
- Teilchenbeobachtung in großflächigen Detektoren
- Myonen und Neutrinos in Untergrundlabors

Die Teilchenenergien bei diesen Experimenten liegen oftmals oberhalb der Energien der heutigen Beschleuniger. Deshalb ist zur Studie der Luftschauber eine Weiterentwicklung von hadronischen Wechselwirkungsmodellen notwendig.

Kosmische Strahlung und Luftschauberexperimente sind somit im Interesse der Astro-, Kern- und Teilchenphysik.

## 1.1 Energiespektrum

Das gemessene Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich von wenigen MeV bis hin zu einigen  $10^{20}$  eV. Traditionell wird in folgende Bereiche aufgeteilt:

Energieintervall	Bereich
10 MeV - 100 GeV	High Energy (HE)
100 GeV - 100 TeV	Very High Energy (VHE)
100 TeV - 1 EeV	Ultra High Energy (UHE)
> 1 EeV	Extreme High Energy (EHE)

Unterhalb von 10 MeV verhindern das Erdmagnetfeld ( $\approx 300$  mG) und der Sonnenwind ( $\approx 50$   $\mu$ G), daß die KS die Erde erreicht. Im HE-Bereich wird die Teilchenintensität stark durch diese Magnetfelder beeinflusst, so dass z.B. auch die 11-jährige Modulation der Sonnenaktivität in der KS beobachtbar ist. Der maximale Fluß liegt über alle Elemente summiert bei einer Energie von etwa 200 MeV und bei 2 Teilchen/( $\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{MeV}$ )).

Das Energiespektrum wird über einen weiten Bereich gut durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

beschrieben, mit  $\gamma \approx 2.7$  unterhalb und  $\gamma \approx 3.1$  oberhalb von 4 PeV (siehe Abbildung 1.1).

Die als Knie bezeichnete Änderung des spektralen Index bei 4 PeV könnte auf einen unterschiedlichen Ursprung der beiden Bereiche hindeuten. Ab etwa  $10^{18}$  eV wird das Spektrum wieder flacher ("Knöchel"). Bei Energien größer  $10^{20}$  eV sollte der sogenannte Greisen-Zatsepin-Kutz'min-Cutoff ([Greisen66], [Zatsepin66]) beobachtbar sein. Dieser beschreibt den Energieverlust der Protonen mit Energien

größer  $10^{20}$  eV durch Reaktion mit den Gammaquanten der 3K Hintergrundstrahlung. Diese Gammaquanten haben im Ruhesystem der Protonen eine Energie von  $\approx 300$  MeV, was der Schwelle für inelastische Pionproduktion entspricht. Die Existenz der erwarteten Energiegrenze nachzuweisen, ist bei einem Teilchenfluß von 1 Teilchen pro Quadratkilometer und Jahrhundert schwierig. Entsprechende Experimente (z.B. AUGER [Bluemer03]) belegen deswegen Flächen von mehreren  $1000 \text{ km}^2$ .

Für die Energiedichte der KS ergibt sich aus dem differentiellen Energiespektrum:

$$\rho_E = 4\pi \int E \frac{dN}{dE} \frac{dE}{\beta c} \approx 1 \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3} \quad (1.2)$$

Im Vergleich zu dem galaktischen Magnetfeld ( $\approx 0.25 \text{ eV/cm}^3$ ), dem Sternenlicht ( $\approx 0.3 \text{ eV/cm}^3$ ) und der kosmischen Hintergrundstrahlung ( $\approx 0.3 \text{ eV/cm}^3$ ) trägt die KS einen großen Anteil zur Gesamtenergie bei.

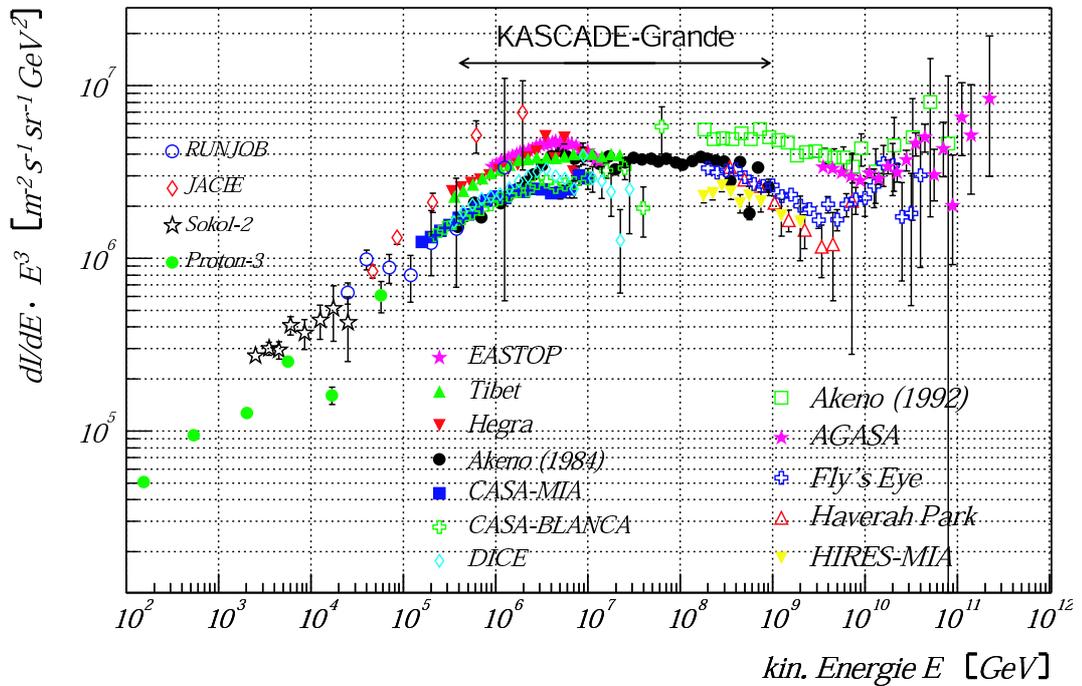


Abbildung 1.1: Das differentielle Energiespektrum der Kosmischen Strahlung. Zur Veranschaulichung wurden die Ordinatenwerte mit  $E^3$  multipliziert. Der Meßbereich von KASCADE-Grande ist durch den waagrechten Pfeil angedeutet. (entnommen aus [Ulrich03], Referenzen siehe dort).

## 1.2 Chemische Zusammensetzung

Die chemische Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung ist in dem Energiebereich von einigen MeV bis zu etwa 100 TeV direkt experimentell bestimmt worden.

Bei höheren Energien sind dagegen aufwendige Analysen von ausgedehnten Luftschauern notwendig, um etwas über die Zusammensetzung zu erfahren. In Abbildung 1.2 werden die Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung mit Energien kleiner als 2 GeV/Nukleon mit denen des Sonnensystems verglichen. Dazu wurden für die KS Daten aus Satellitenexperimenten und für unser Sonnensystem das Spektrum der Sonne sowie Untersuchungen von Meteoriten verwendet.

Es besteht eine weitgehende Übereinstimmung zwischen den Häufigkeiten, was auf eine stellare Produktion der KS schließen läßt.

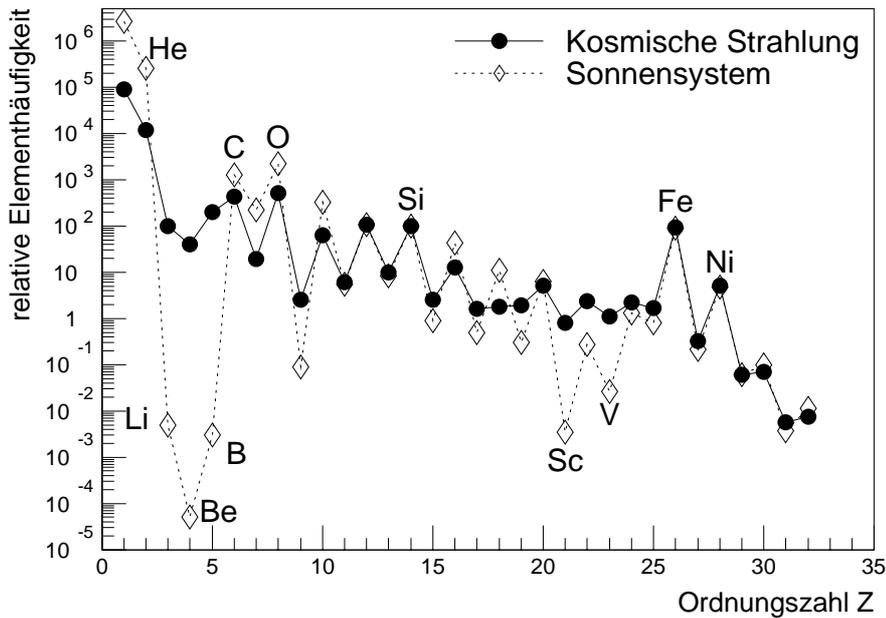


Abbildung 1.2: *Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung mit Energien kleiner 2 GeV/Nukleon und im Sonnensystem. Die relativen Häufigkeiten sind auf Si=100 normiert. [Wefel91]*

Allerdings sind Unterschiede zwischen den beiden Häufigkeitsverteilungen auffällig. Wasserstoff und Helium sind in der KS unterhäufig, was an schwererer Ionisierbarkeit und damit verbundener schwierigerer Beschleunigung der Kerne durch elektromagnetische Felder liegen kann.

Andererseits sind die Elemente Li, Be, B und die Kerne unterhalb von Eisen überhäufig. Man geht davon aus, dass es sich um Spallationsprodukte von C, N bzw. Fe handelt. Da Li, Be, und B keine Endprodukte stellarer Nukleosynthese sind, kann man aus ihrem Verhältnis zu den primären C, N und O die im interstellaren Medium zurückgelegte Strecke bestimmen. Mit den in Laborexperimenten bestimmten Wirkungsquerschnitten für die Spallationsprozesse erhält man eine durchlaufene Schichtdicke von ca. 5 g/cm<sup>2</sup>.

Aus der Häufigkeit von primären radioaktiven Kernen kann man die Zeit seit der Nukleosynthese und aus der Häufigkeit der sekundären radioaktiven Kerne die Zeit

seit der Spallation abschätzen. Mit  $^{10}\text{Be}$  wurde eine Verweildauer der KS von etwa  $10^7$  Jahren bestimmt. Teilchen, die sich in dieser Zeit nur in der galaktischen Scheibe bewegen, würden eine Schichtdicke von  $16\text{ g/cm}^2$  durchqueren. Daraus schließt man, daß sich diese Teilchen auch durch den Halo der Galaxie bewegen müssen.

### 1.3 Quellen, Transport und Beschleunigung

Mit der zuvor genannten Schichtdicke ergibt sich als Wegstrecke für die KS etwa 3 Mpc von der Quelle bis zur Erde. Vergleicht man diesen Wert mit dem Durchmesser der Galaxie von 30 kpc und ihrer Dicke von 300 pc, so erkennt man, daß die zurückgelegte Strecke um einiges größer ist. Die Teilchen streuen an chaotisch verteilten Magnetfeldern und diffundieren durch die Galaxie und den Halo. Ein wichtiger Parameter für die Ablenkung der Teilchen ist die magnetische Steifigkeit<sup>1</sup>. Durch diese zufälligen Streuprozesse werden die Flugrichtungen der Teilchen isotropisiert.

Das Verhältnis von sekundären zu primären Teilchen nimmt mit zunehmender Energie zu. Dies läßt vermuten, daß Transport und Beschleunigung getrennte Prozesse sind.

Mit Hilfe von Diffusionsgleichungen läßt sich die Beschleunigung, die Ausbreitung sowie die Spallation und der Zerfall der Teilchen beschreiben. Verschiedene phänomenologische Modelle verwenden eine Vereinfachung der Diffusionsgleichungen.

Das sogenannte „leaky box model“ ist ein einfaches phänomenologisches Modell, das die Diffusion der Teilchen in einem abgeschlossenen Volumen mit einer freien Bewegung und einer energieabhängigen Entkommenswahrscheinlichkeit beschreibt. Das gewählte Volumen kann nun die ganze Galaxie oder kleinere Gebiete um Quellen („Nested leaky box model“) umfassen. Weitere Modelle sind z.B. das „closed galaxy model“ und das „diffusion model“ [Gaisser90].

Die Form des Energiespektrums hängt von den Beschleunigungsmechanismen ab. Kandidaten für solche astrophysikalischen Beschleuniger sind:

- Supernova-Explosionen, insbesondere in den Wind der Vorgängersterne
- Pulsare
- Materieeinfall in kompakte Objekte (Neutronensterne und Schwarze Löcher)
- Aktive Galaktische Kerne (AGN)
- Radiogalaxien, Quasare, Blazare
- Zerfall von kosmischen Strings, topologische Defekte

---

<sup>1</sup>Die magnetische Steifigkeit ist wie folgt definiert:  $R = \left(\frac{pc}{ze}\right)$ .  $p$  ist der Impuls des Teilchens,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $Z$  die Ladungszahl und  $e$  die Elementarladung. Geladene Teilchen mit gleicher magnetischer Steifigkeit haben dasselbe dynamische Verhalten in Magnetfeldern.

Bis auf die zuletzt erwähnten Modelle, beruht die Beschleunigung der Teilchen auf elektromagnetischen Prozessen. Zum Einen gibt es die direkte Beschleunigung in starken elektrischen Feldern und zum Anderen die statistische Beschleunigung, wobei letztere der wichtigere Prozess ist. Hierbei werden die Teilchen an den Magnetfeldern der Schockwellen von Super-Novae wiederholt gestreut. Die Energie erhöht sich im Mittel um  $\Delta E/E \propto \beta$  pro Durchquerung der Stoßfront, wobei  $\beta = v/c$  die Geschwindigkeit der Schockfront ist. Dieser Mechanismus ist als Fermi-Beschleunigung erster Ordnung bekannt. Er ist effizienter als die Fermi-Beschleunigung zweiter Ordnung, bei der  $\Delta E/E \propto \beta^2$  gilt, und die die Streuung der Teilchen an zufällig verteilten magnetischen Wolken beschreibt [Fermi49]. Verwendet man ein Modell für die Diffusion der Teilchen im interstellaren Medium und die Fermi-Beschleunigung erster Ordnung, so erhält man ein Potenzgesetz für das Energiespektrum mit einem Index von  $\gamma \approx 2.1$ . Die maximale Beschleunigungsenergie für eine typische Supernovae liegt bei  $E_{max} \simeq 30Z$  TeV für Teilchen der Kernladungszahl  $Z$ . Die freigesetzte Energie pro Supernova bei einer Supernovarate von etwa eine pro 30 Jahren und Galaxie reicht aus, um die in Gleichung 1.2 bestimmte Energiedichte der kosmischen Strahlung von  $1 \text{ eV/cm}^3$  erzeugen zu können [Ginzburg64]. Der aus der Fermi-Beschleunigung berechnete Index ist kleiner, als in den Messungen und für alle Elemente gleich. Verwendet man jedoch das „leaky box model“ zur anschließenden Propagation, dann erhält man in Übereinstimmung zu den Messungen Indices von ca.  $\gamma_p = 2.7$  für Protonen und  $\gamma_{Fe} = 2.1$  für Eisen.

Wie das Knie und der Knöchel im Spektrum der Kosmischen Strahlung entstehen, ist noch ungewiss. Eine Möglichkeit für die Entstehung des Knies wäre, dass unterschiedliche Beschleunigungsmechanismen für Teilchen mit Energien kleiner bzw. größer 4 PeV verantwortlich sind. Aber auch eine Änderung der chemischen Zusammensetzung oder der Übergang von galaktischer zu extragalaktischer Strahlung könnten das Knie verursachen. Der Knöchel entsteht möglicherweise durch eine Zunahme an extragalaktischen Teilchen. Es ist aber auch möglich, dass noch unbekannte Aspekte der Teilchenphysik eine Rolle in der Entstehung des Energiespektrums spielen.

## Kapitel 2

# Ausgedehnte Luftschaer

Ausgedehnte Luftschaer entstehen, wenn hochenergetische Teilchen der Kosmischen Strahlung in unsere Atmosphäre eindringen und mit den dort vorhandenen Atomkernen wechselwirken. Die bei dem Stoß entstehenden Sekundärteilchen und Kernfragmente dringen tiefer in die Atmosphäre ein und erzeugen neue Sekundärteilchen. Dadurch entsteht eine Kaskade, deren Teilchenzahl mit der Tiefe zunimmt (siehe Abbildung 2.1). Die Teilchen bewegen sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit und bilden dadurch eine Scheibe, die einen Durchmesser von mehreren hundert Metern und eine Dicke von nur wenigen Metern haben kann (Abbildung 2.1).

Entscheidend für die Entwicklung der Schaer sind die Energie und die Masse des Primärteilchens. Von diesen Größen abhängig sind der Wirkungsquerschnitt, die Multiplizität und die Inelastizität der Teilchen. Auch die Zerfallslängen sind energieabhängig, da die Teilchen relativistisch behandelt werden müssen. Die laterale und longitudinale Entwicklung eines Schauer ist durch die Parameter der oben genannten Größen gegeben.

Zum experimentellen und theoretischen Verständnis der ausgedehnten Luftschaer benötigt man Wechselwirkungsmodelle, die in Monte-Carlo-Simulationen verwendet werden können. Die Modelle basieren auf den in Laborexperimenten an Beschleunigern bestimmten Daten und werden zu den Energien der KS extrapoliert. Dies ist notwendig, da die heutigen Beschleuniger mit ihren Schwerpunktsenergien nicht die Laborenergien erreichen, wie sie in der KS vorkommen. Zudem gehen bei Experimenten an Beschleunigern die Teilchen in extremer Vorwärtsrichtung verloren. Gerade diese Teilchen tragen jedoch einen Großteil der Wechselwirkungsenergie mit sich und sind für die Entwicklung der Luftschaer verantwortlich.

### 2.1 Schauerphysik

Die Teilchen der ausgedehnten Luftschaer werden aufgrund ihrer wichtigsten Wechselwirkungen und ihrer Teilchensorte in drei Gruppen eingeteilt. Man spricht von der hadronischen, der elektromagnetischen und der myonischen Komponente eines

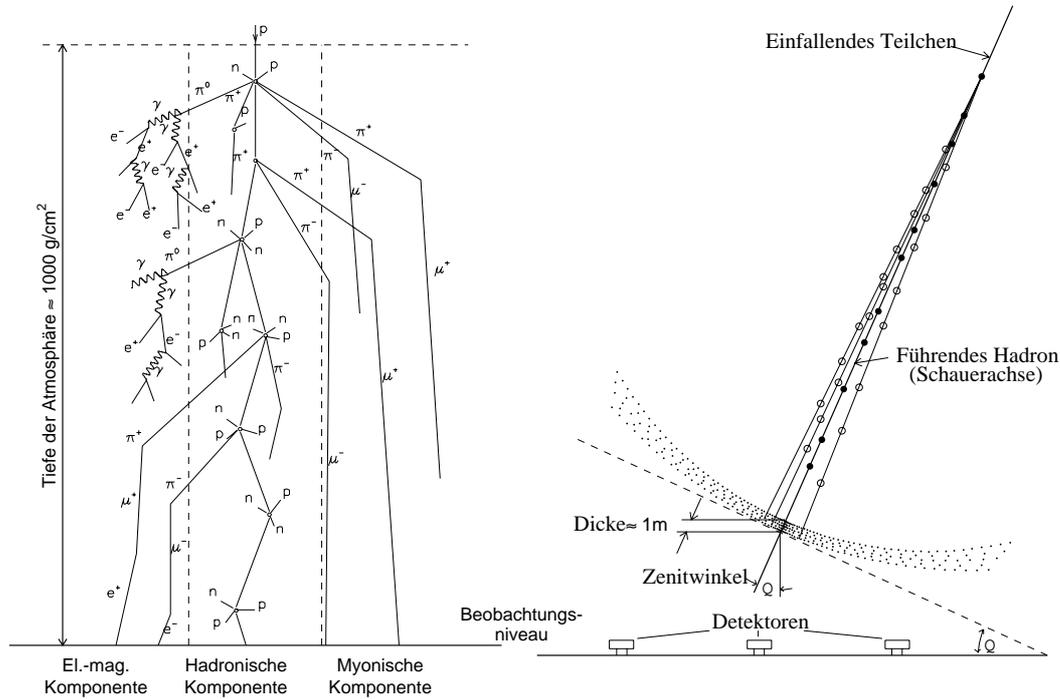


Abbildung 2.1: Schematische Entwicklung (links) und Seitenansicht (rechts) eines ausgedehnten Luftschauers [Alkhofer75].

Luftschauers. Im Folgenden werden diese Komponenten beschrieben.

### 2.1.1 Die hadronische Komponente

Die hadronische Komponente besteht zum Großteil aus Kernfragmenten, Protonen, Neutronen und Mesonen. Diese entstehen bei der Vielteilchenerzeugung in Hadron-Hadron-Stößen. Dabei kann es zu Anregung, Spallation oder Fragmentation der Stickstoff- bzw. Sauerstoffkerne der Atmosphäre kommen. Der Prozess der Vielteilchenerzeugung wurde in Beschleunigerexperimenten bei Proton-Proton-Stößen eingehend untersucht. Wichtige Ergebnisse bei Messungen bis zu einer Laborenergie von  $10^{14} \text{ eV}$  sind:

- Der Großteil der erzeugten Teilchen sind zu gleichen Teilen  $\pi^0, \pi^+$  und  $\pi^-$  ( $\approx 70\%$ ).
- Das einlaufende Teilchen verliert im Mittel die Hälfte seiner Energie (Inelastizität  $K \approx 0.5$ ).
- Die mittlere Multiplizität steigt leicht mit der Schwerpunktsenergie<sup>1</sup>.
- Der mittlere Transversalimpuls ist klein im Verhältnis zum Gesamtimpuls.

<sup>1</sup>Für die Umrechnung der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  in Laborenergie  $E_0$  gilt:  $\sqrt{s} \sim \sqrt{2m_{\text{target}}E_0}$

Die erzeugten Teilchen befinden sich überwiegend innerhalb von 10-20 m um die Schauerachse. Das führende Hadron, d.h. der Kern (oder seine Fragmente), der die erste Wechselwirkung produziert hat, erreicht im Mittel nach ca. zwölf Wechselwirkungslängen den Erdboden. Die Tiefe der ersten Wechselwirkung ist abhängig von der Wechselwirkungslänge  $\lambda$ , die mit dem hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  wie folgt zusammenhängt:

$$\lambda_{A-Luft} = \frac{m_{Luft}}{\sigma_{A-Luft}} \quad (2.1)$$

mit dem molaren Atomgewicht der Luft von  $m_{Luft}=14.54$  g/mol. Daraus ergibt sich für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit:

$$p(X) = \frac{1}{\lambda} e^{(-X/\lambda)} \quad (2.2)$$

mit der atmosphärischen Tiefe X in [g/cm<sup>2</sup>]. Die Wechselwirkungslänge ist von der Energie abhängig und wurde an Beschleunigern zu

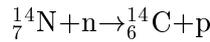
$$\lambda_{p-Luft} = \begin{cases} 88 \text{ g/cm}^2 & (E < 100 \text{ GeV}) \\ \frac{88 \text{ g/cm}^2}{1+0.05 \cdot \ln(E/100 \text{ GeV})} & (E > 100 \text{ GeV}) \end{cases} \quad (2.3)$$

$$\lambda_{A-Luft} = \lambda_{p-Luft} \cdot \frac{\sigma_{p-Luft}}{\sigma_{A-Luft}} = \lambda_{p-Luft} \cdot \frac{6.88}{(A^{1/3} + 1.32)^2} \quad (2.4)$$

bestimmt. Kerne mit größerer Massenzahl haben ihre erste Wechselwirkung höher in der Atmosphäre.

Die Longitudinalentwicklung der hadronische Komponente ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Der Rückgang der Teilchenzahl wird durch den Zerfall der Pionen verursacht, deren Zerfallsprodukte die elektromagnetische und myonische Komponente füttern.

Auch werden langsame Neutronen von den Stickstoffkernen der Atmosphäre absorbiert:



Wegen der zeitlichen Konstanz der KS über einen langen Zeitraum kann das entstandene radioaktive Kohlenstoffisotop zur archäologischen Altersbestimmung verwendet werden (<sup>14</sup>C-Methode).

### 2.1.2 Die elektromagnetische Komponente

Die elektromagnetische Komponente wird überwiegend durch  $\pi^0$ -Zerfälle erzeugt.

$$\begin{aligned} \pi^0 &\longrightarrow \gamma + \gamma && (\sim 98.8\%) \\ \pi^0 &\longrightarrow e^+ + e^- + \gamma && (\sim 1.2\%) \end{aligned}$$

Neutrale Pionen zerfallen, bevor sie weiter wechselwirken, da sie eine sehr kurze Lebensdauer  $\approx 8 \cdot 10^{-17}$  s besitzen. Die Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade wird danach hauptsächlich durch zwei Prozesse gesteuert:

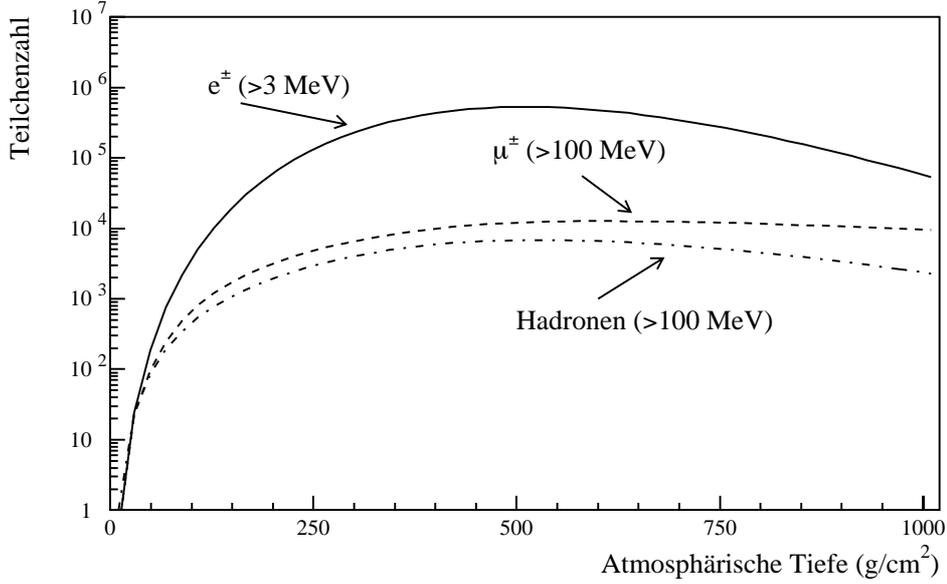
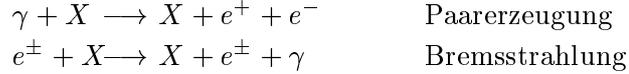


Abbildung 2.2: Longitudinalentwicklung der verschiedenen Komponenten eines 1 PeV Protonenschauers bestimmt mit CORSIKA.



In der QED sind diese Prozesse eng miteinander verwandt. Es ergeben sich dadurch für ultrarelativistische Teilchen vergleichbare Wechselwirkungslängen. Die Strahlungslänge der Bremsstrahlung ist  $X_0 = 37.1 \text{ g/cm}^2$ , die Wechselwirkungslänge für Paarbildung  $X_{\text{Paar}} = \frac{9}{7} X_0$ . Sinkt die Energie der Elektronen unter die kritische Energie  $E_{\text{krit}} = (800 \text{ MeV}) / (Z + 1.2)$  [Berger64], beginnen die Energieverluste durch Ionisation zu überwiegen. Die kritische Energie für Luft liegt bei  $E_{\text{krit}} = 84.2 \text{ MeV}$ . Für Photonen nimmt die Wahrscheinlichkeit der Paarerzeugung mit der Energie ab, bis sie ihre Energie durch Compton-Streuung verlieren. Liegen die mittleren Elektronenenergien im Bereich der kritischen Energie, beginnt der elektromagnetische Schauer auszusterben.

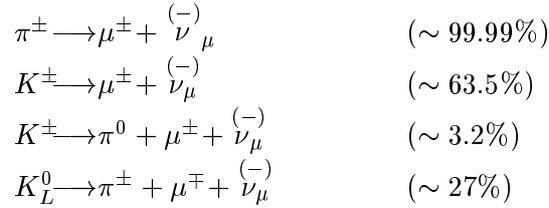
Für die laterale Ausdehnung der Schauer ist die Coulomb-Vielfachstreuung der Elektronen an Kernen ( $\sim Z^2$ ) oder an Hüllenelektronen ( $\sim Z$ ) der Luftmoleküle ein wichtiger Prozess. Pro Strahlungslänge wird ein Elektron im Mittel  $10^6$  mal gestreut. Die mittlere quadratische Ablenkung ist für ein relativistisches Elektron gegeben durch

$$\bar{\theta}^2 = \left( \frac{E_s}{E} \right)^2 \quad (2.5)$$

mit  $E_s = 21.2 \text{ MeV}$ . Setzt man die kritische Energie der Elektronen ein, erhält man eine Ablenkung innerhalb einer Strahlungslänge von  $R_M = 79 \text{ m}$ .  $R_M$  ist der sogenannte Molière-Radius.

### 2.1.3 Die myonische Komponente

Die myonische Komponente eines Luftschauers trägt den Hauptteil der Energie, obwohl der Anteil der Myonen an der Gesamtteilchenzahl nur bei wenigen Prozent liegt. Dies kommt daher, dass einmal erzeugt, die Myonen kaum noch wechselwirken. Erzeugt werden die Myonen durch die Zerfälle der geladenen Pionen und Kaonen, wobei die Anzahl der Kaonen wesentlich geringer als die der Pionen ist.



Ob der Zerfall oder die hadronische Wechselwirkung der Pionen und Kaonen wahrscheinlicher ist, hängt von deren Energie und der Dichte der Umgebung ab. In Tabelle 2.1 ist die Energie, unterhalb welcher die Zerfälle dominieren, in Abhängigkeit der Höhe gegeben.

Produktionshöhe	20 km	10 km	5 km	1 km
Pionen	180 GeV	50 GeV	28 GeV	17 GeV
Kaonen	1680 GeV	480 GeV	250 GeV	150 GeV

Tabelle 2.1: *Energiegrenzen in Abhängigkeit von Produktionshöhen*[Gaisser90].

Mit der mittleren Lebensdauer von  $\tau=2.2 \cdot 10^{-6}$  s und einer relativistischen Rechnung erkennt man, dass die Anzahl der am Beobachtungsniveau ankommenden Myonen stark von deren Energie abhängt. Zudem werden die Energieverluste durch Ionisation bei Energien kleiner einigen GeV immer wichtiger, und die Myonen zerfallen gemäß:

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\mu + \overset{(-)}{\nu}_e \quad (2.6)$$

Myonen erhalten im Mittel 79 % der ursprünglichen Pionenergie, die mit zunehmender atmosphärischer Tiefe abnimmt. Somit sind Myonen mit größerer Energie höher in der Atmosphäre entstanden. Kaonzerfälle produzieren Myonen mit höheren Energien und nehmen auch mit steigender Primärteilchenenergie anteilmäßig zu.

Höchstenergetische Myonen kommen also aus Zerfällen in großen Höhen und fliegen wegen des geringen Transversalimpulses nahezu in Richtung des Primärteilchens. Da auch Bremsstrahlung und Vielfachstreuung im Vergleich zu den Elektronen um einen Faktor  $(m_\mu/m_e)^2$  unterdrückt sind, lassen sich durch das Studium der Richtung hochenergetischer Myonen Rückschlüsse auf die Höhe ersten hadronischen Wechselwirkungen und somit auf die Natur des Primärteilchens ziehen.

In eiseninduzierten Luftschauern ist die Anzahl der Myonen größer, da die mittlere Pionenergie kleiner und damit die Zerfallswahrscheinlichkeit der Pionen größer ist. Photoninduzierte Luftschauer enthalten nur Myonen, die durch photonukleare Wechselwirkungen oder Paarerzeugung mit geringem Wirkungsquerschnitt erzeugt werden. Das Verhältnis der Teilchenzahlen  $N_\mu/N_e$  ist somit ein guter Indikator für die Natur des Primärteilchens.

## 2.2 Analytische Beschreibung

Die Entwicklung eines Luftschauers kann anstatt mit komplizierten Monte-Carlo-Simulationen auch näherungsweise analytisch beschrieben werden. Für den Durchgang durch die Atmosphäre wurden neben den analytischen Methoden auch numerische verwendet, um die erforderlichen Transportgleichungen zu lösen. In den Transportgleichungen werden Produktion, Zerfall und Wechselwirkungen der Teilchen beschrieben.

Die longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers kann analytisch durch [Greisen56]

$$N_e(E_0, t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{\beta_0}} \cdot \exp\left(t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right) \quad (2.7)$$

gut beschrieben werden, wobei  $\beta_0 = \ln(E_0/E_{krit})$ ,  $t$  die atmosphärische Tiefe in Einheiten der Strahlungslänge und  $s = 3t/(t + 2\beta_0)$  ist. Der Parameter  $s$ , auch Schaueralter genannt, ist zu Beginn gleich Null, im Schauermaximum gleich eins und nach einer Abschwächung des Schauers auf weniger als ein Teilchen ungefähr 2.

Löst man die 3-dimensionalen Transportgleichungen, in denen man noch die Entfernung von der Schauerachse berücksichtigt, dann läßt sich die Elektronendichte in Abhängigkeit vom Radius mit Hilfe der NKG<sup>2</sup>-Formel ([Kamata58], [Greisen56]) beschreiben:

$$\rho(r) = \frac{N_e}{2\pi \cdot R_M^2} \cdot f\left(s, \frac{r}{R_M}\right) \quad (2.8)$$

mit  $0.5 < s < 1.5$ .  $N_e$  bezeichnet die Zahl der Elektronen im Schauer,  $R_M$  ist der Molière-Radius. Die Funktion  $f$  ist eine Anpassung an Ergebnisse, die aus der Theorie der elektromagnetischen Kaskaden folgen:

$$f\left(s, \frac{r}{R_M}\right) = \left(\frac{r}{R_M}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{R_M}\right)^{s-4.5} \cdot \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (2.9)$$

Diese Formeln sind streng genommen nur für elektromagnetisch induzierte Schauer gültig. Ein hadroninduzierter Schauer besteht jedoch aus mehreren elektromagnetischen Subschauern mit unterschiedlichen Schaueraltern. Trotzdem lassen sich

---

<sup>2</sup>NKG=Nishimura,Kamata,Greisen

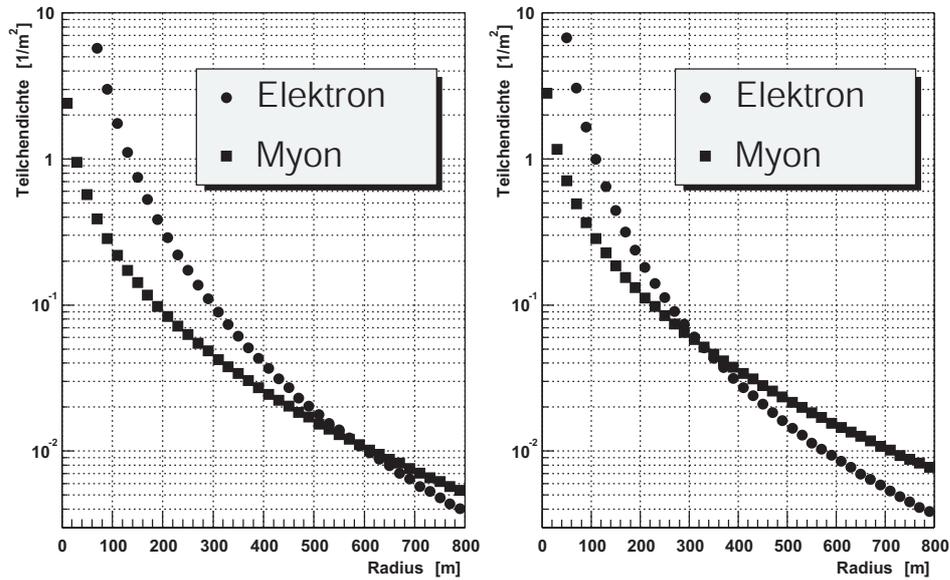


Abbildung 2.3: Vergleich der Lateralverteilungen von Elektronen und Myonen bei unterschiedlichen Primärteilchen und einer Primärenergie von  $E_0 = 10^7$  GeV (Proton links, Eisen rechts).

Longitudinal- und Lateralverteilung näherungsweise gut mit den Formeln beschreiben.

Mit einer Abwandlung läßt sich auch die Lateralverteilung der Myonen beschreiben. Es ergibt sich die Greisen-Formel [Greisen60]:

$$\rho_\mu(r, N_\mu) = \text{const.} \cdot N_\mu \left( \frac{r}{R_G} \right)^{-\beta} \left( 1 + \frac{r}{R_G} \right)^{-2.5} \quad (2.10)$$

mit  $\beta = 0.725$  und  $R_G = 320$  m. Die Verteilung ist im Vergleich zur Lateralverteilung der Elektronen flacher, was mit einem dem Molière-Radius entsprechenden Skalierungsparameter  $R_G$  erreicht wird. Zum Vergleich sind die Lateralverteilungen von Elektronen und Myonen in Abbildung 2.3 für zwei unterschiedliche Primärteilchen aufgetragen.

## 2.3 Schauer-Fluktuationen

Unter Schauer-Fluktuationen versteht man die statistischen Schwankungen der Teilchenzahl eines Luftschauers bei festem Beobachtungsniveau. In Abbildung 2.4 ist als Beispiel die Elektronenzahl bei fester Primärenergie für Eisen- und Protoneninduzierter Luftschauer aufgetragen. Diese Fluktuationen entstehen durch Schwankungen in der Höhe der ersten Wechselwirkung sowie bei der Schauerentwicklung. Letztere entstehen durch statistische Schwankungen bei den Teilchenreaktionen, was sowohl den

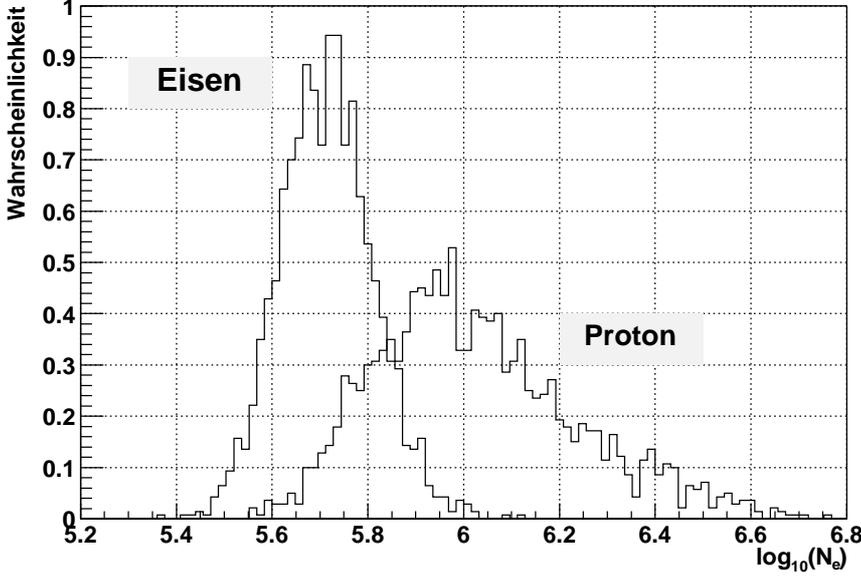


Abbildung 2.4: Streuung in der Schauergroße  $N_e$  für 10 PeV Proton- und Eisenschauer. Der Mittelwert und die Streuung liegen für Protonen bei  $\log_{10}(N_e) = 6.02$  und  $\sigma_{\log_{10}(N_e)} = 0.21$ , für Eisen bei  $\log_{10}(N_e) = 5.71$  und  $\sigma_{\log_{10}(N_e)} = 0.1$ .

Ort der Wechselwirkung als auch die Art, Multiplizität und Energie der Sekundärteilchen angeht. Daher ist auch eine direkte Abhängigkeit der Elektronenzahl von der Höhe der ersten Wechselwirkung nur schwer nachzuweisen. Man erkennt jedoch in der Abbildung 2.4, dass die Breite der Verteilung mit der Größe der Massenzahl abnimmt. Sie wird zudem auch mit zunehmender Primärenergie kleiner (Abbildung 2.5).

Es ist möglich, die Fluktuationen verursacht durch die Höhe der ersten Wechselwirkung analytisch abzuschätzen. Dazu betrachtet man die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, die einer exponentiell abfallende Funktion in der atmosphärischen Tiefe  $X$  (Gleichung 2.2) folgt. Daraus ergibt sich für die Streuung der ersten Wechselwirkung:

$$\delta\lambda = \sqrt{\bar{X}^2 - (\bar{X})^2} = \lambda \quad \Rightarrow \quad \delta t = \frac{\delta\lambda}{X_0} \quad (2.11)$$

mit der Wechselwirkungslänge  $\lambda$  und  $\delta t$  als Streuung in der atmosphärischen Tiefe in Einheiten der Strahlungslänge. Die Streuung ist also gleich der Wechselwirkungslänge und wird energieabhängig, wenn man die Wechselwirkungslänge, wie in den Gleichungen 2.3 und 2.4, als energieabhängig betrachtet. Für Hadronen ergibt sich eine Streuung um ca. 6000-9000 m [Glasstetter93].

Die Änderung der Elektronenzahl am Beobachtungsniveau läßt sich in erster

Näherung durch Differenzieren der Gleichung 2.7 bestimmen:

$$\begin{aligned} \frac{\delta N_e}{N_e} = \delta \ln N_e &\approx \left| \frac{d \ln N_e}{dt} \right| \delta t \\ &= \frac{\lambda}{2X_0} |s - 1 - 3 \ln s| \end{aligned}$$

Daraus folgt, dass die Fluktuationen im Schauermaximum verschwinden, und zunehmen, je tiefer das Beobachtungsniveau des Luftschauerexperiments liegt.

Die Fluktuationen der elektromagnetischen Komponente sind größer als die der myonischen und hadronischen, da die Anzahl der Teilchen nicht so stark vom Schaueralter  $s$  und damit von der Höhe der ersten Wechselwirkung abhängt (Abbildung 2.5).

Die Fluktuationen in der gesamten Elektronenzahl gehen direkt in die Messung der mittleren Teilchendichten im Experiment ein. Es treten hierbei von Detektor zu Detektor zusätzlich statistische Schwankungen (Poisson) in Abhängigkeit vom Radius aufgrund der steil abfallenden Lateralverteilung auf. Diese Schwankungen bei

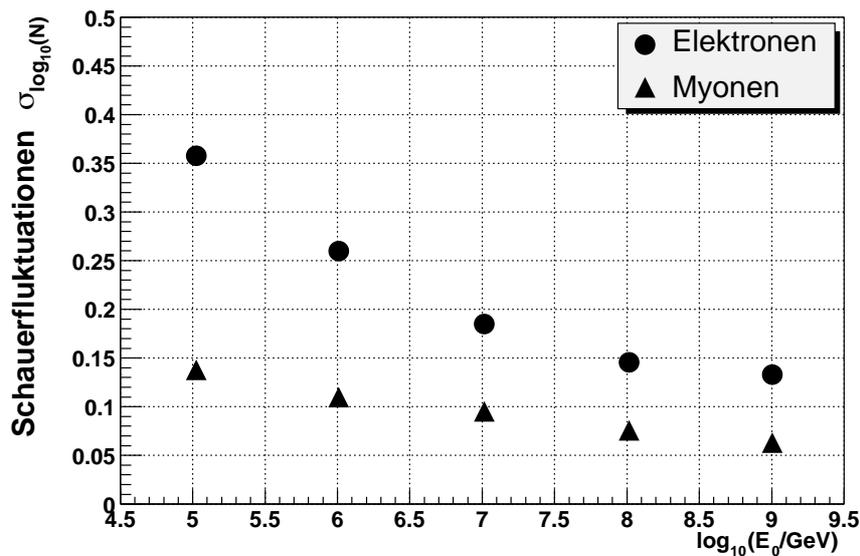


Abbildung 2.5: Schauerfluktuationen in Abhängigkeit von der Primärenergie für protoninduzierte Schauer.

individuellen Schauern verursachen ein “Verrauschen“ der Lateralverteilung. Diesem Problem kann mit größeren Detektoren begegnet werden. Fluktuationen in der Höhe der ersten Wechselwirkung und Schauerentwicklung hingegen verändern die Form der Lateralverteilung und verursachen somit einen systematischen und/oder statistischen Fehler in der Rekonstruktion der Teilchenzahl, der sich nicht vermeiden läßt.

Die Zahl der an einem festen Ort ankommenden Teilchen folgt in erster Näherung einer Poissonverteilung. Aufgrund der Wechselwirkungsprozesse in der Entwicklung

des Schauer entstehen jedoch Korrelationen, die bis zum Erdboden erhalten bleiben. Die Annahme einer Poissonverteilung ist deshalb nur in erster Näherung richtig. Betrachtet man die Teilchenzahlverteilung am Ort des Detektors, ist sie von der Größe der Fläche des Detektors abhängig. Um eine quantitative Aussage über die Art der Verteilung zu machen, betrachtet man die relative Breite der Verteilung bezüglich einer Poissonverteilung. Diese ist definiert als die Breite der Verteilung dividiert durch den erwarteten Mittelwert  $\sqrt{N}$  und ist damit für eine Poissonverteilung gleich eins. In Abbildung 2.6 ist die relative Breite der Elektronzahlverteilung über dem Radius für verschiedenen Sammelflächen aufgetragen. Die Breiten nehmen mit zunehmende Radius ab und nähern sich für sehr große Radien einem konstanten Wert, der größer als der einer Poissonverteilung ist, und nur von der Sammelfläche abhängt. Ist die Fläche klein, gehen lokale Korrelationen verloren und die Verteilung geht mehr und mehr in eine Poissonverteilung über. Umgekehrt wird die relative Breite größer, wenn die Sammelfläche zunimmt. In dieser Arbeit wird in Anlehnung an die Detektorfläche der KASCADE-Grande-Stationen eine Sammelfläche von  $10 \text{ m}^2$  verwendet.

Lokale Korrelationen entstehen z.B. durch kurz über der Beobachtungsfläche entstandene Subschauer. Diese Art von Fluktuationen nehmen mit dem Radius ab, steigen aber mit zunehmender Primärenergie, da mehr hochenergetische Teilchen entstehen, die solche Subschauer kurz über dem Beobachtungsniveau auslösen können. Für große Radien folgen die Teilchen im Mittel wieder einer Poissonverteilung. Dieses Verhalten ist in Abbildung 2.7 für unterschiedliche Primärenergien aufgetragen. Das gleiche Verhalten besteht auch für die Verteilung der Gammateilchen.

Myonen unterliegen einer anderen Schauerentwicklung und besitzen daher nicht diese lokale Korrelationen wie die elektromagnetische Komponente. Die Teilchenzahlverteilungen der myonischen und der hadronischen Komponente entsprechen eher einer Poisson-Verteilung. Die relative Breite dieser Verteilungen liegt auch für Sammelflächen von  $100 \text{ m}^2$  und großen Radien noch bei eins. Nur bei kleinen Radien ist eine Abhängigkeit von der Primärenergie und der Sammelfläche zu erkennen und die mittlere relative Breite steigt leicht an (siehe Abbildungen 2.8, 2.9). Bei kleinen Radien ist die Teilchenzahl groß genug, um die Korrelationen mit den gewählten Sammelflächen zu messen. Die Verteilung der Hadronen zeigt das gleiche Verhalten wie die der Myonen.

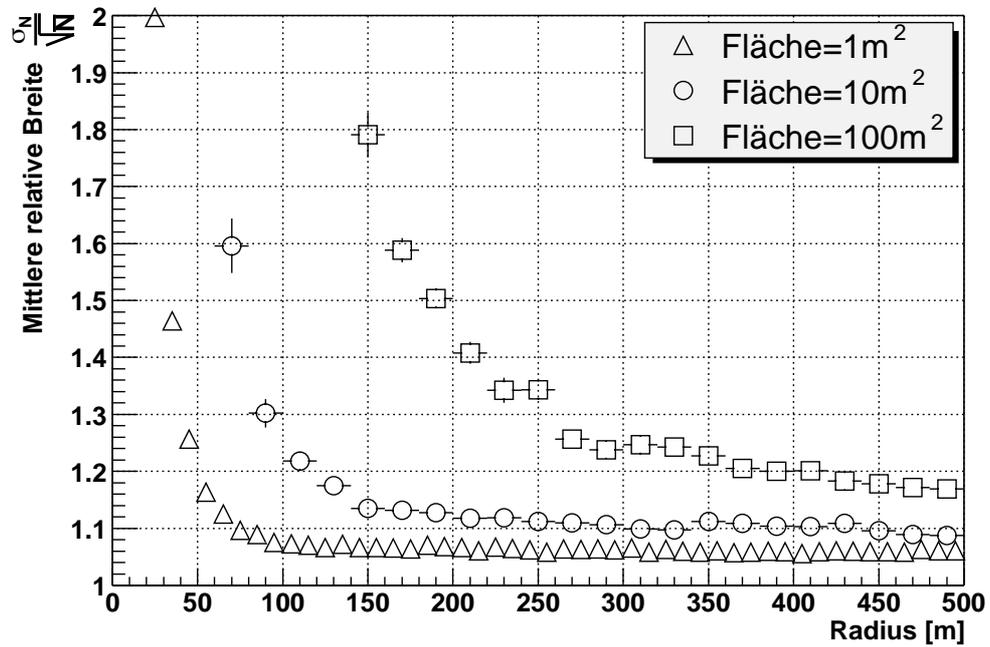


Abbildung 2.6: Mittlere relative Breite der Elektronverteilung in Abhängigkeit der Sammelfläche für  $10^7$  GeV Protonschauer.

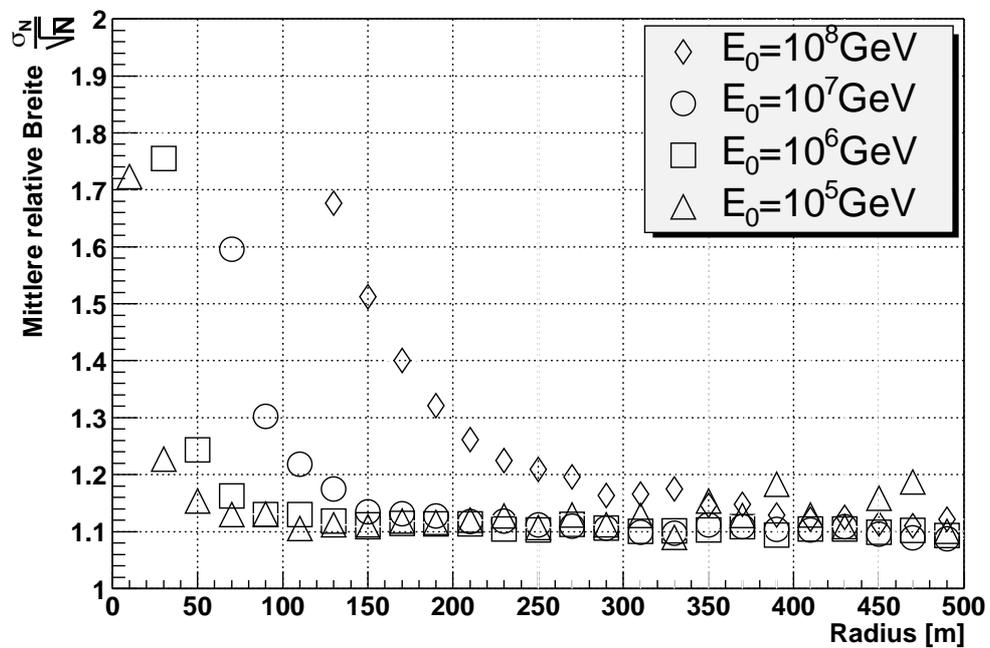


Abbildung 2.7: Mittlere relative Breite der Elektronverteilung in Abhängigkeit der Primärenergie bei einer Sammelfläche von  $10 \text{ m}^2$  für Protonschauer.

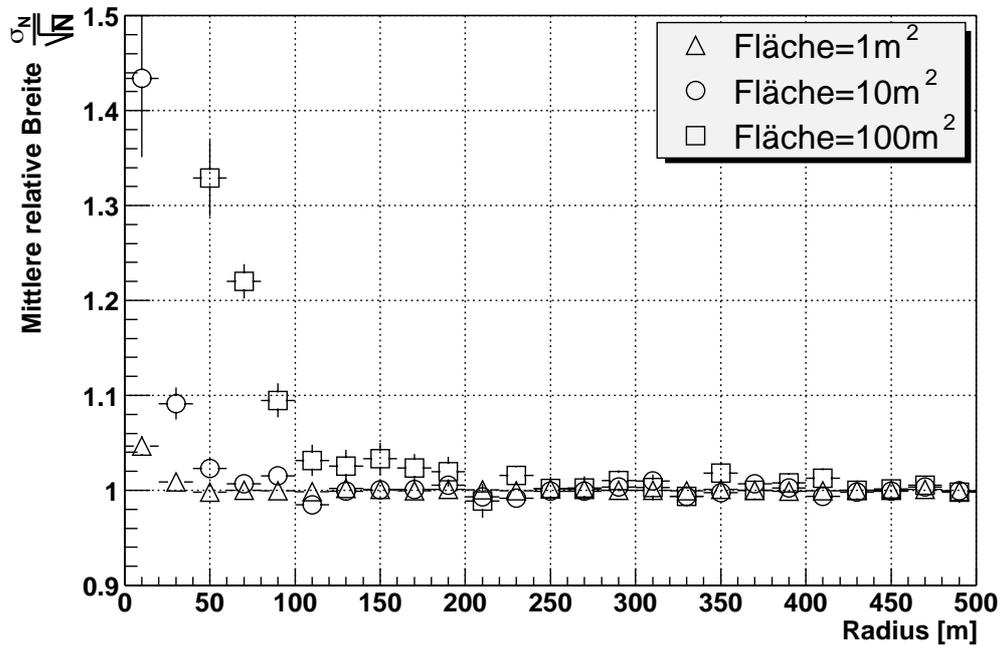


Abbildung 2.8: Mittlere relative Breite der Myonenverteilung in Abhängigkeit der Sammelfläche für  $10^7$  GeV Protonschauer.

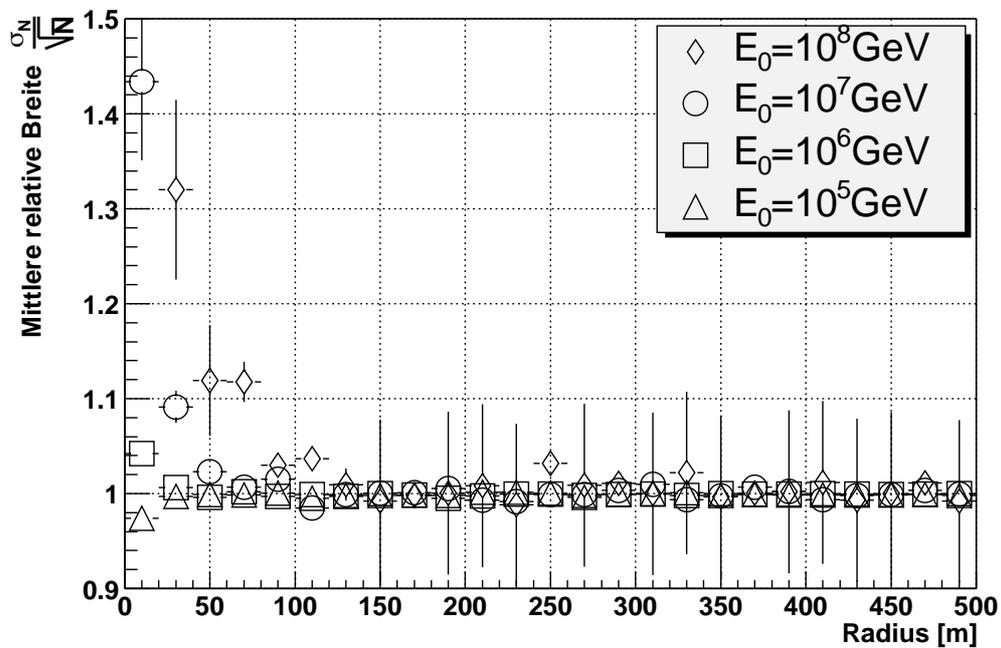


Abbildung 2.9: Mittlere relative Breite der Myonenverteilung in Abhängigkeit der Primärenergie mit einer Sammelfläche von  $10 \text{ m}^2$  für Protonschauer.

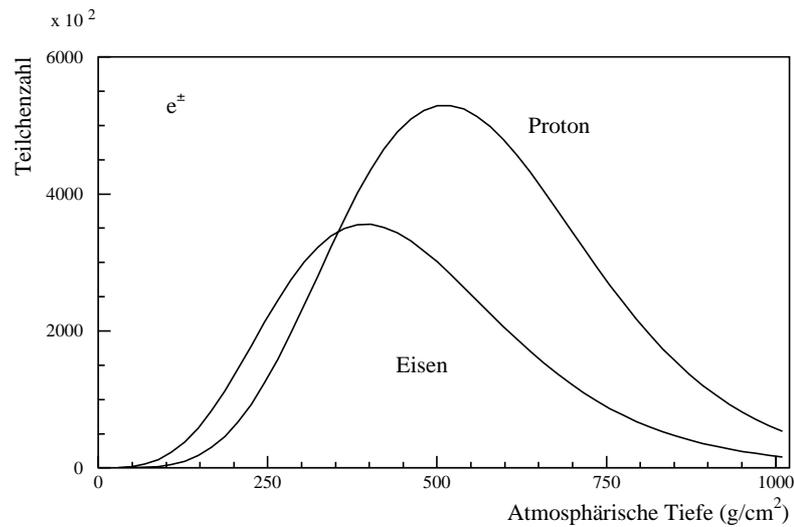


Abbildung 2.10: Vergleich der Longitudinalentwicklung der Elektronen von Protonen und Eisen. Die Primärenergie der CORSIKA-Schauer ist 1 PeV.

## 2.4 Luftschaer unterschiedlicher Primärteilchen

Dass nicht nur die Primärenergie, sondern auch die Masse des Primärteilchens eine große Rolle in der Luftschaerentwicklung spielen, kann mittels Simulationen von Schauern unterschiedlicher Primärteilchen untersucht werden. Dabei kann auch gezeigt werden, dass durch Beobachtungen am Erdboden durchaus Rückschlüsse auf die Masse des Primärteilchens gezogen werden können. Da die Untersuchung durch die Schaer-Fluktuationen erschwert werden, betrachten wir im folgenden nur die beiden Extrema, proton- und eiseninduzierte Luftschaer.

Aufgrund der kürzeren Wechselwirkungslänge ist die Höhe der ersten Wechselwirkung von Eisen höher als bei Protonen. Aus dem Superpositionsmodell folgt, dass Eisenschauer mehr Hadronen erzeugen, da die Multiplizität nur logarithmisch mit der Energie ansteigt. Da aber bei Eisenschauern weniger Energie pro Nukleon vorhanden ist, sind die Hadronen im Mittel energieärmer, sterben früher aus und erreichen dann in kleinerer Anzahl den Erdboden als bei Protonschauern. Dies bewirkt wiederum, dass eiseninduzierte Schauer mehr Myonen am Erdboden enthalten, die aus Hadronzerfällen stammen. Es erreichen jedoch weniger Elektronen den Erdboden, da die Schaerentwicklung viel früher in der Atmosphäre stattfindet (Abbildung 2.10). Die Longitudinalentwicklung der Myonen in eiseninduzierten Schauern ist geprägt durch ein früheres Maximum und eine stärkere Abschwächung als in Protonschauern. Trotzdem erreichen mehr Myonen den Erdboden (Abbildung 2.11). Das Verhältnis der Elektron- zur Myonzahl gibt Auskunft über die Masse des Primärteilchens, falls die Primärenergie bekannt ist. In Abbildung 2.12 ist das Verhältnis der Elektron- zur Myonzahl für Eisen- und Protoninduzierter Luftschaer bei Primärenergien von 0.1 bis 100 PeV aufgetragen. Die Kreuze in der Abbildung

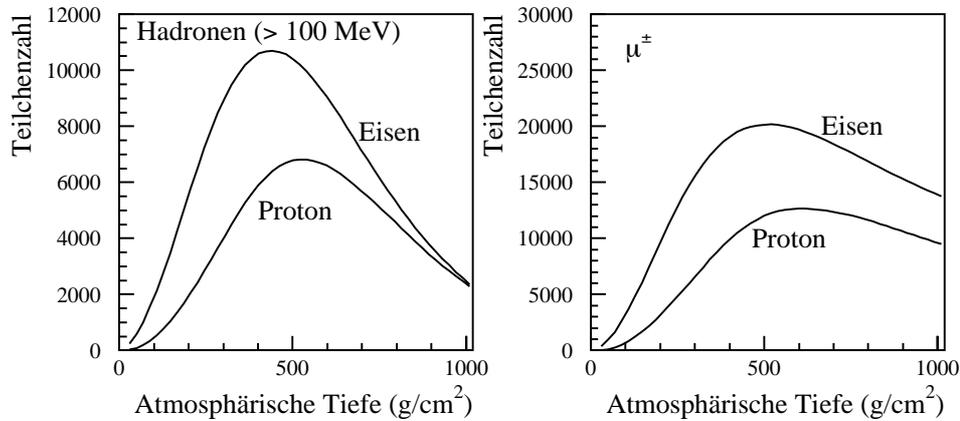


Abbildung 2.11: Vergleich der Longitudinalentwicklung der Hadronen (links) und Myonen (rechts) von Protonen und Eisen. Die Primärenergie der CORSIKA-Schauer ist 1 PeV.

stellen den Mittelwert und die Breiten der Verteilungen dar. Man erkennt, dass aus dem Verhältnis der Elektron- zur Myonenzahl Rückschlüsse auf die Masse des Primärteilchens gezogen werden können.

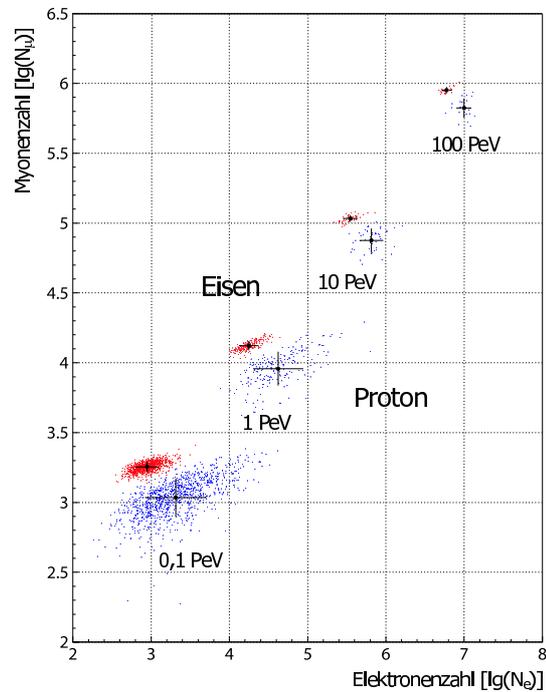


Abbildung 2.12: Vergleich der Elektron- und Myonenzahl von Eisen- und Protoninduzierter Luftschauer unterschiedlicher Primärenergien.

## Kapitel 3

# KASCADE-Grande

Das KASCADE-Grande Experiment ist als Erweiterung des bestehenden KASCADE Experiments (KARlsruhe Shower Core and Array Detector) [Doll90, Antoni03] seit 2003 in Betrieb. Es befindet sich auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (49.1° n.B., 8.9° ö.L., 110 m über NN). Zu den Detektorkomponenten des KASCADE Experiments (Abbildung 3.1) wurde ein weiteres Detektorfeld, bestehend aus 37 Detektorstationen auf einer Fläche von  $700 \times 700 \text{ m}^2$ , hinzugefügt. Das KASCADE-Experiment soll ausgedehnte Luftschauer bis zu einer Energie von mehreren  $10^{17} \text{ eV}$  nachweisen, um damit das Energiespektrum und die Massenzusammensetzung der Kosmischen Strahlung im Bereich des Knies genauer zu bestimmen. Darüber hinaus können Tests an hadronischen Wechselwirkungsmodellen bei hohen Energien durchgeführt werden. Mit der Erweiterung KASCADE-Grande wird ein Bereich im Energiespektrum der Kosmischen Strahlung abgedeckt, in dem bisher kaum Meßdaten vorhanden sind (siehe Abbildung 1.1). Damit kann der spektrale Index nach dem Knie und die Lage eines eventuellen Eisenknies bei ca. 100 PeV genauer bestimmt werden.

Die wichtigsten Eigenschaften der im folgenden kurz beschriebenen Detektorkomponenten des KASCADE-Experiments sind in der Tabelle 3.1 aufgelistet.

### 3.1 Detektorfeld

Das Detektorfeld (Array) besteht aus 252 Detektorstationen auf einer Fläche von  $200 \times 200 \text{ m}^2$  und ist elektronisch unterteilt in 16 sogenannte Cluster. Die inneren 4 Cluster bestehen aus 15 Stationen mit je 4  $e/\gamma$ -Detektoren. Die äußeren 12 Cluster bestehen aus 16 Stationen mit je 2  $e/\gamma$ -Detektoren und einem  $\mu$ -Detektor unter einer Blei/Eisen-Abschirmung. Die Flächenabdeckung der Detektoren beträgt für die elektromagnetische Komponente ca. 1.3 % und für die myonische ca. 1.5 %. Mit dieser großen Sammelfläche ist die Genauigkeit der Schauerrekonstruktion hauptsächlich durch die intrinsischen Fluktuationen der Schauer bestimmt.

Die  $e/\gamma$ -Detektoren bestehen aus kegelförmigen Edelstahlbehältern, die am Bo-

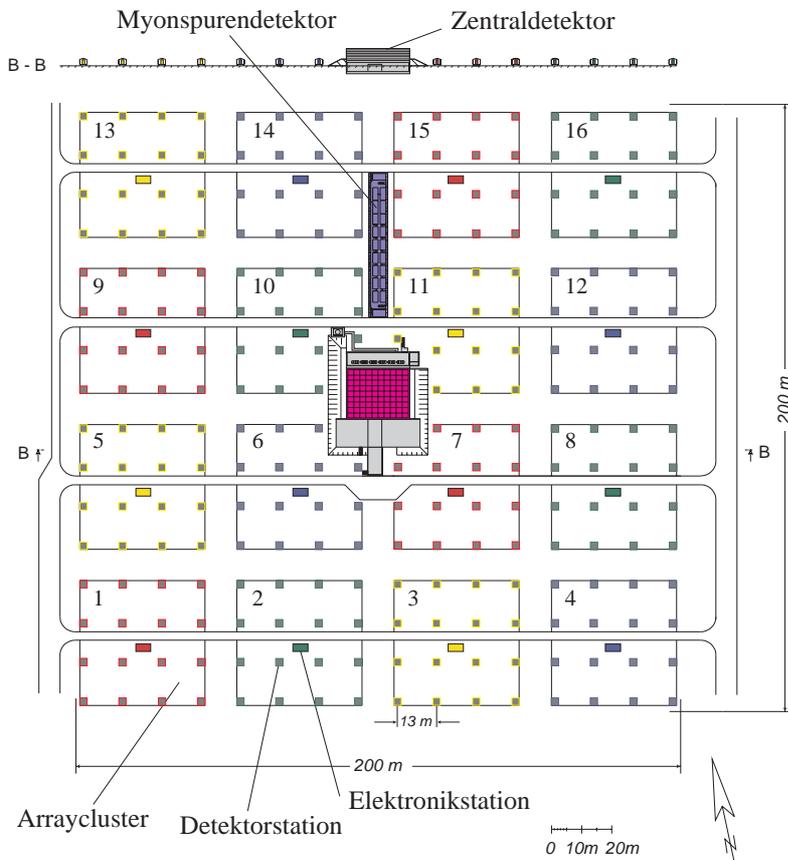


Abbildung 3.1: Lageplan des KASCADE-Experiments.

den mit einer 5 cm dicken Schicht aus organischer Szintillationsflüssigkeit gefüllt sind (siehe Abbildung 3.2). Die erzeugten Photonen werden mit Photomultipliern am spitzen Ende der von innen weiss ausgemalten Kegel verstärkt und als Signal ausgegeben. Zur Verbesserung des dynamischen Bereichs werden die Signale der Anode und einer der Dynoden der Photomultiplier ausgelesen. Es können damit Teilchendichten von bis zu 2000 Teilchen pro Station gemessen werden. Die Myondetektoren befinden sich unter den  $e/\gamma$ -Detektoren und einer Abschirmung bestehend aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen. Sie bestehen aus vier 3 cm dicken Plastikszintillatoren mit einer Fläche von  $90 \times 90 \text{ cm}^2$  (Abbildung 3.3). Die Photonen werden mit Wellenlängenschiebern zu den vier, an jeder Seite des Detektors angebrachten Photomultipliern geleitet. Durch diese Anordnung wird jedes Myon als koinzidentes Signal von zwei Photomultipliern ausgelesen.

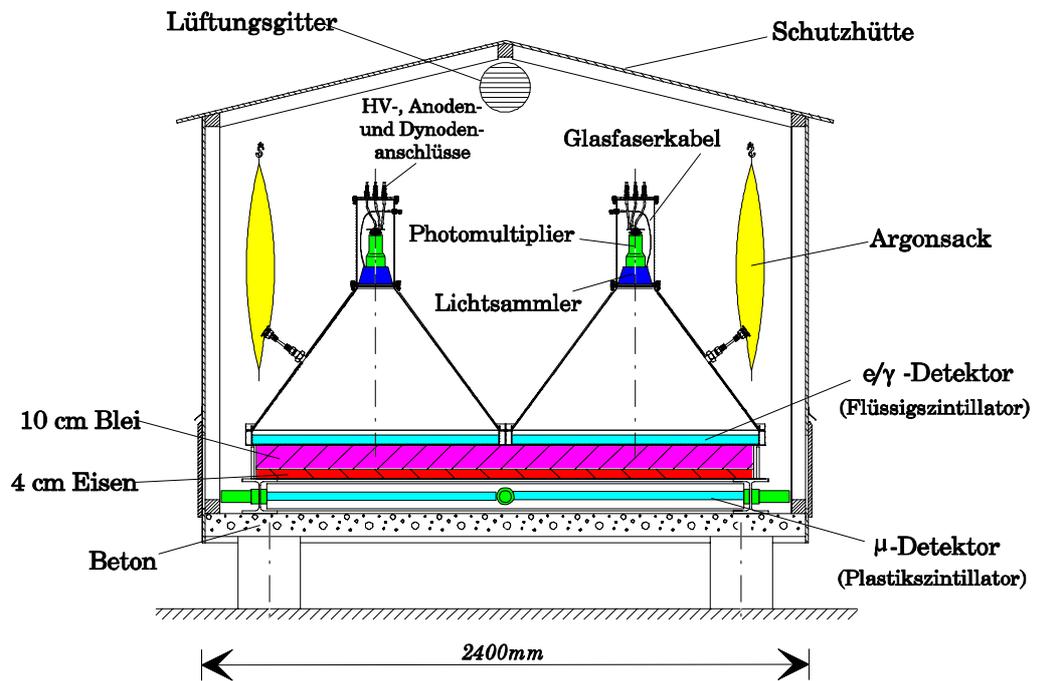


Abbildung 3.2: Detektorstation des KASCADE-Arrays.

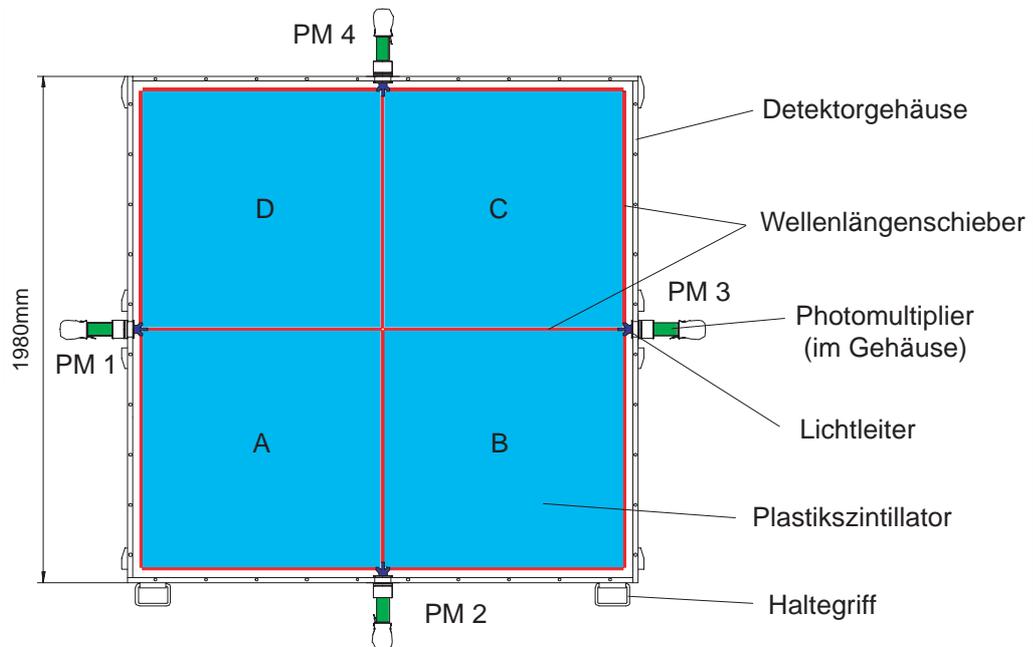


Abbildung 3.3: Myondetektor des KASCADE Detektorfeldes.

### 3.2 Grande

Das Grande Array (Abbildung 3.4) besteht aus 37 Detektorstationen auf einem hexagonalen Gitter mit einer Fläche von  $700 \times 700 \text{ m}^2$ . Die Abstände der Stationen betragen im Mittel 140 m. Jede Station beinhaltet 16 einzelne Plastiksintillatoren ( $80 \times 80 \text{ cm}^2$ ) aus dem ehemaligen EAS-TOP Experiment [Aglietta89]. Mit einer Fläche von  $10 \text{ m}^2$  je Station erhält man eine Flächenbelegung von kleiner 0.1 % für die KASCADE-Grande Detektoren. Die Plastiksintillatoren sind 4 cm dick und werden mit je einem Photomultiplier ausgelesen. Die inneren vier Plastiksintillatoren werden zusätzlich mit Photomultipliern ausgelesen die mit kleinerer Schwelle arbeiten. Dadurch wird der dynamische Bereich erhöht, der für die KASCADE-Grande Stationen von  $\approx 0.3$  bis über  $\approx 30000$  Teilchen pro  $10 \text{ m}^2$  reicht. Das Grande-Array ist elektronisch in 18 hexagonalen Clustern organisiert mit jeweils 6 äußeren und einer zentralen Station. Die Triggerbedingung ist erfüllt, wenn 4 von diesen 7 Stationen (inklusive der Station in der Mitte) ein koinzidentes Signal messen. Luftschauer die diese Triggerbedingung erfüllen werden lokal gespeichert. An die zentrale Datenerfassung von KASCADE werden nur Ereignisse weitergeleitet, die eine Triggerbedingung von 7 aus 7 erfüllen. Mit dieser Triggerbedingung liegt die Triggereffizienz bei ca. 100 % für Luftschauer mit einer Primärenergie größer  $2 \cdot 10^{16} \text{ eV}$  [Haungs03].

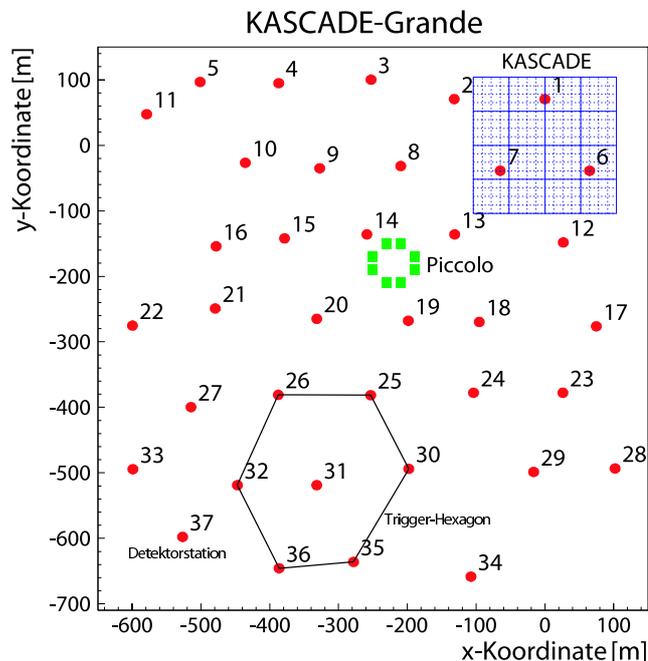


Abbildung 3.4: Lageplan des KASCADE-Grande-Experiments. Rechts oben befindet sich das Detektorfeld des KASCADE Experiments.

### 3.3 Piccolo

Piccolo besteht aus 8 Stationen die jeweils 12 Plastiksintillatoren ( $10 \text{ m}^2/\text{Station}$ ) beinhalten. Die Stationen befinden sich auf einem Kreis mit 30 m Radius zwischen dem KASCADE Detektorfeld und dem Grande-Array (Abbildung 3.4). Die Hauptaufgabe von Piccolo besteht in der Bereitstellung eines Triggersignals für Grande und KASCADE, da sonst die Signallaufzeiten zwischen den Experimenten zu groß für eine koinzidente Messung wären.

### 3.4 Zentraldetektor

Der Zentraldetektor (Abbildung 3.5) besteht aus verschiedenen Detektoren zum Nachweis der elektromagnetischen, myonischen und hadronischen Komponente. Hauptteil des Detektors ist das  $16 \times 20 \text{ m}^2$  große Hadron-Kalorimeter mit 4000 Tonnen Eisenabsorber zur Messung von Ort, Richtung und Energie der Hadronen. Die Absorber trennen, mit zunehmender Stärke nach unten, acht Lagen Flüssigkeitsionisationskammern. Zusätzlich befindet sich oberhalb der ersten Eisenplatte eine 5 cm dicke Bleischicht und oberhalb der untersten Flüssigkeitsionisationskammer eine 75 cm dicke Stahlbetonschicht. Insgesamt entsprechen die Absorber etwa 11 hadronischen Wechselwirkungslängen. In der dritten Lage befindet sich zusätz-

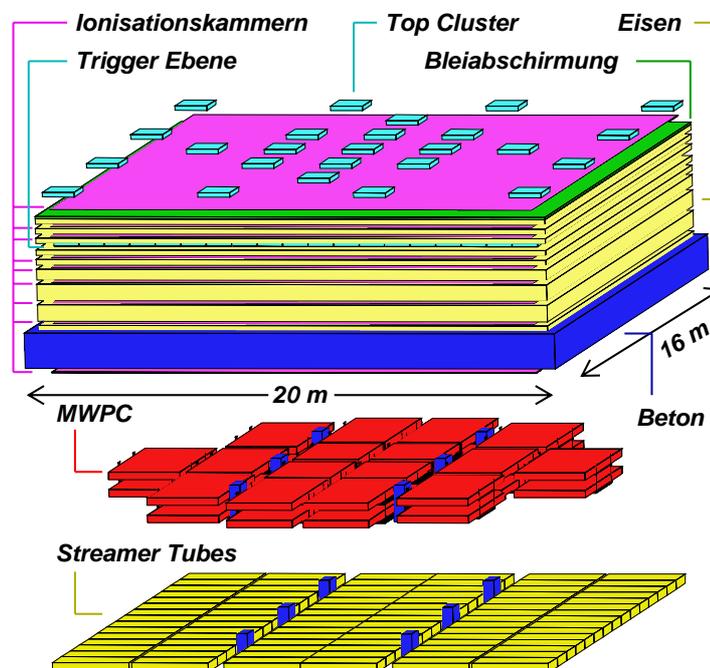


Abbildung 3.5: Zentraldetektor des KASCADE-Experimentes.

Detektor	Prinzip	Fläche	Energieschwelle	Teilchensorte
Myontunnel	Streamertubes	128 m <sup>2</sup> x 4	$E_\mu > 800$ MeV	$\mu$
Kalorimeter	Flüssigkeitsionisationskammern	304 m <sup>2</sup> x 9	$E_h > 50$ GeV	Hadronen
Triggerebene	Plastikszintillatoren	208 m <sup>2</sup>	$E_\mu > 490$ MeV	$\mu$
Top-Cluster	Plastikszintillatoren	23 m <sup>2</sup>	5 MeV	$e/\gamma$
Vieldrahtproportionalkammern		129 m <sup>2</sup> x 2	$E_\mu > 2.4$ GeV	$\mu$
Array, $\mu$ -Detektoren	Plastikszintillatoren	622 m <sup>2</sup>	$E_\mu > 230$ MeV	$\mu$
Array, $e/\gamma$ -Detektoren	Flüssigszintillatoren	490 m <sup>2</sup>	$E_e > 5$ MeV	$e/\gamma$
Grande	Plastikszintillatoren	370 m <sup>2</sup>	3 MeV	$e/\mu$
Piccolo	Plastikszintillatoren	80 m <sup>2</sup>	5 MeV	$e/\mu$

Tabelle 3.1: *Eigenschaften der KASCADE-Grande Detektoren.*

lich die Triggerebene bestehend aus 456 Plastikszintillatoren. Sie liefert neben dem Triggersignal auch Informationen über die Ankunftszeiten und dient zum Nachweis der Myonen. Unter dem Kalorimeter sind zwei Lagen von Vieldrahtproportionalkammern zur Untersuchung der hochenergetischen Myonen installiert. Zu unterst befinden sich Streamer Tubes zur Vergrößerung der aktiven Fläche und zur Untersuchung von Vieldeutigkeiten in den MWPC's. Auf dem Kalorimeter befindet sich noch das Top-Cluster, bestehend aus Plastikszintillatoren, zum Nachweis niederenergetischer Schauer. Direkt unterhalb des Top-Clusters wurde eine weitere Lage mit Flüssigkeitsionisationskammern eingebaut, die eine Flächenabdeckung von fast 100 % besitzt, und ebenfalls dem Nachweis niederenergetischer Schauer dient.

### 3.5 Myonspurdetektor

Der Myonspurdetektor (MTD = Myon Tracking Detector) liegt in einem Tunnel (44 x 5.4 x 2.4 m<sup>3</sup>) unter einer 18 Strahlungslängen entsprechenden Abschirmung aus Eisen, Beton und Erde. Die Abschirmung entspricht einer Energieschwelle von 0.8 GeV für vertikale Myonen. In dem Tunnel befinden sich drei horizontale und 2 vertikale Lagen von Streamer Tubes (Abbildung 3.6). Die Lagen sind eingeteilt in 16 Detektortürme. Mit diesen Detektoren können die Spuren der Myonen mit einer Auflösung zwischen 0.5° und 1° gemessen werden. Durch Triangulation kann die Produktionshöhe der Myonen bestimmt werden, was Rückschlüsse auf die Art des Primärteilchens erlaubt. Weitere Aufgaben des Myonspurdetektors sind die verbesserte Schauererrichtungsrekonstruktion in Kombination mit den Daten des Detektorfeldes und eine genauere Bestimmung der Lateralverteilung der Myonen.

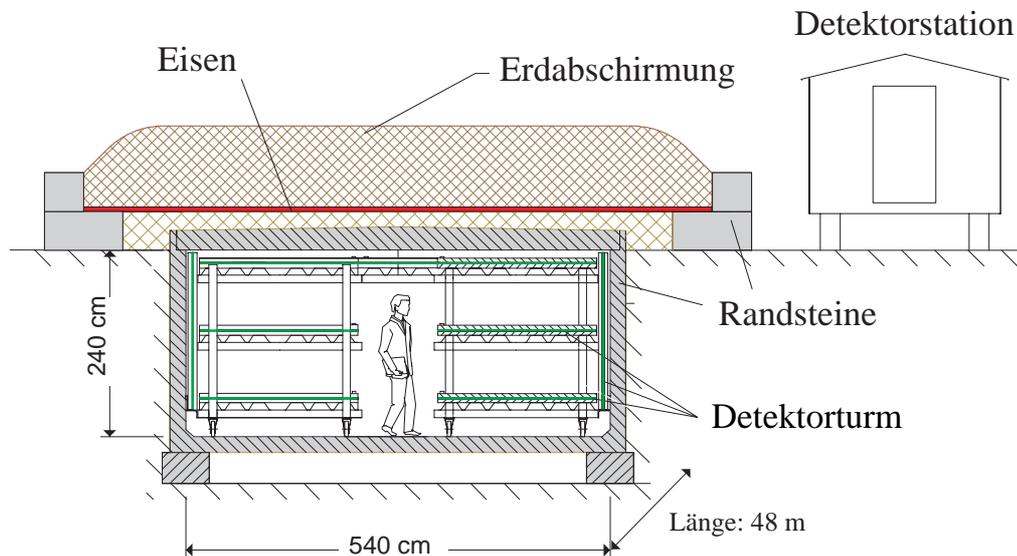


Abbildung 3.6: Der Myonspurdetektor.

### 3.6 Schauer-Rekonstruktion

In diesem Abschnitt wird das Rekonstruktionsverfahren erläutert, wie es bei KASCADE seine Anwendung findet. Das Besondere dabei ist, dass sowohl die Daten aus dem Experiment, als auch aus der Simulation mit dem gleichen Programm KRETA (KASCADE reconstruction for extensive air showers) rekonstruiert werden. Zuvor muss jedoch eine Detektorsimulation mit den von CORSIKA (Kapitel 4.1) erstellten Daten durchgeführt werden. Das Programmpaket CRES (Cosmic Ray Event Simulation) basierend auf CERN-GEANT Algorithmen[GEANT93] verwendet CORSIKA Daten und simuliert Orts-, Zeit- und Energieeinträge im gleichen Datenformat wie die Rohdaten des Experiments. Die Einbindung der KASCADE-Grande Detektoren in die Rekonstruktionsalgorithmen und in die Detektorsimulation ist in Arbeit [Glasstetter03].

Mit den Detektoren des KASCADE-Arrays werden Ankunftszeiten und Energiedepositionen der Teilchen gemessen. In Abbildung 3.7 sind diese Meßgrößen für einen typischen Schauer für das Detektorfeld dargestellt. Man erkennt in der linken Abbildung gut das Schauerzentrum und in der rechten Abbildung die Einfallsrichtung.

Aus diesen Daten werden in einem dreistufigen iterativen Verfahren die Schauereigenschaften rekonstruiert. Erstes Auswahlkriterium ist die Lage des Schauerzen-

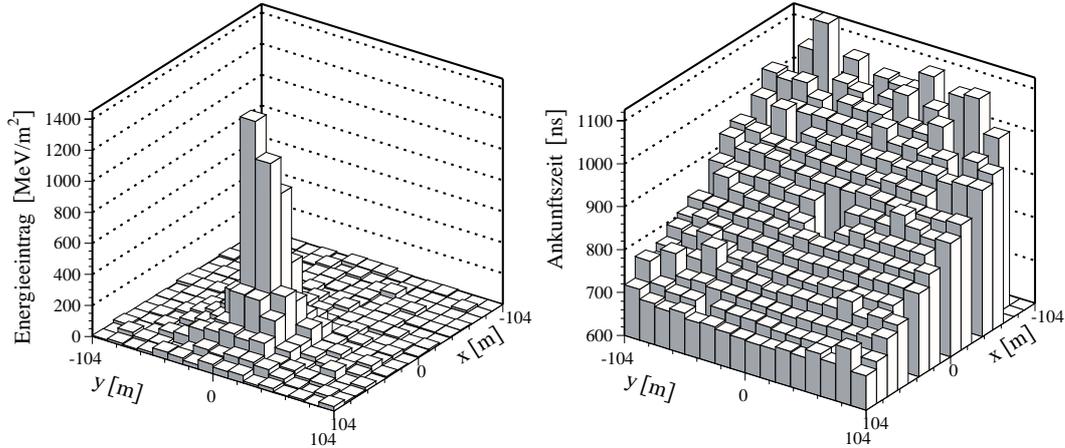


Abbildung 3.7: Ein typischer vom KASCADE-Detektorfeld registrierter Luftschauer. Die linke Abbildung zeigt die Energieeinträge in den  $e/\gamma$ -Detektoren, die rechte die Verteilung der Ankunftszeiten. Für diesen Schauer wurden folgende Werte rekonstruiert: Elektronenzahl  $N_e = 2580000$ , Schaueralter  $s = 1.05$ , Schauerzentrum bei  $x_c = 40$  m,  $y_c = 0.6$  m, Einfallswinkel  $\Theta = 32.6^\circ$ ,  $\Phi = 102^\circ$  (Run 496, Event 55534, 09.07.97, 6:37:19 Uhr).

trums, das innerhalb des Detektorfeldes liegen muss. Im ersten Schritt werden mit Hilfe eines neuronalen Netzes und einer Schwerpunktmethode die Koordinaten des Schauerzentrums bestimmt. Die Schauerrichtung erhält man in erster Näherung, in dem man eine Ebene an die Ankunftszeitverteilung anpaßt. Die Elektronen- und Myonenzahl wird durch eine empirische Formel aus den Energiedepositionen in den Detektoren bestimmt.

Damit hat man die Startwerte für den zweiten Schritt der Rekonstruktion. Aus den deponierten Energiedichten werden mit einer Radius abhängigen Energiekorrekturfunktion die Teilchendichten bestimmt. An die laterale Teilchendichteverteilung wird die NKG-Funktion (siehe Formel 2.8) angepaßt, und man erhält in einem Schritt Schaueralter, Schauerzentrum und die Elektronenzahl. Da die NKG-Funktion nur für senkrecht einfallende Schauer gültig ist, wird zuvor eine Koordinatentransformation in die Ebene der Schauerscheibe durchgeführt. Die Myonenzahl erhält man durch eine Anpassung der NKG-Funktion im Abstand von 40 bis 200 m vom Schauerzentrum, wobei man einen Molière-Radius von  $R_M=420$  m verwendet, der in Simulationen als optimal bestimmt wurde. Die obere Grenze von 200 m ist durch die Größe des Detektorfeldes gegeben. Der Age-Parameter ist fest vorgegeben durch:  $s_\mu = 1.57 - 0.0405 \cdot \log_{10}(N_e)$ . Integriert man die Dichteverteilung von 40 bis 200 m auf, erhält man die sogenannte "truncated"-Myonenzahl. Eine erneute Bestimmung der Schauerrichtung erfolgt durch Anpassungen von Parametrisierungen mittlerer Ankunftszeitverteilungen an die tatsächlich gemessenen Ankunftszeiten. [Maier03].

Der dritte Schritt ist fast identisch mit dem Zweiten. Unter der Verwendung der

Ergebnisse des zweiten Schritts werden erneut die Teilchendichten in den Detektoren bestimmt. Anschließend wird erneut eine NKG-Funktion an die Elektronendichteverteilung angepaßt, wobei das Schauerzentrum aus Schritt zwei festgehalten wird und der Energiebeitrag der Myonen in den  $e/\gamma$ -Detektoren bei der Anpassung berücksichtigt wird. Nachfolgend wird ebenfalls die Myonlateralverteilung erneut bestimmt. Auch hier wird der Beitrag der elektromagnetischen Komponente im  $\mu$ -Detektor berücksichtigt.

Im Gegensatz zum Rekonstruktionsalgorithmus des KASCADE Experiments wird zur ersten Bestimmung des Schauerzentrums und der Schauergröße im Algorithmus der KASCADE-Grande Rekonstruktion nicht die NKG-Funktion sondern eine Näherung mittels eines Polynoms verwendet. Dies liegt am größeren Abstand der KASCADE-Grande Detektoren voneinander und den damit erreichbaren Abständen zum Schauerzentrum von bis zu 1000 m.

Die Energiedepositionen der Schauerteilchen in einem Szintillationsdetektor werden durch Ionisationsverluste der Elektronen und Myonen dominiert. Aus diesem Grund kann nur die kombinierte Anzahl der geladenen Teilchen eines Luftschauers bestimmt werden. Um diesen Effekt zu berücksichtigen wird eine Radius abhängige Energie-Korrektur-Funktion verwendet, welche die mittlere Energiedeposition pro geladenem Teilchen bei gegebenem Abstand zum Schauerzentrum enthält. Die Parameter der Funktion wurden mit detaillierten Detektorsimulationen bestimmt [Glasstetter03].

Die Schauerrichtung wird aus den Ankunftszeiten bestimmt, wobei die unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten für die Ankunftszeit der Elektronen und Myonen, berücksichtigt werden. Da die Myonen im Mittel den Erdboden früher erreichen, kann so eine zusätzliche Information über die Größe der Myonkomponente und der Masse des Primärteilchens gewonnen werden.

In ersten Tests mit Simulationen bestehend aus 400 eisen- und protoninduzierten Schauern mit 100 PeV Primärenergie ( $22^\circ$ ) wurde das Schauerzentrum mit einer Unsicherheit von 13 m und die Schauerrichtung mit einer Unsicherheit von  $0.32^\circ$  bei einem Vertrauensbereich von 95 % bestimmt [Glasstetter03]. Die statistischen Unsicherheiten in den Schauergrößen lagen bei 15 %.

# Kapitel 4

## Simulationen

### 4.1 CORSIKA

Zur Analyse und zum Verständnis der Daten eines Luftschauerexperiments ist es unumgänglich, einen Vergleich mit Simulationen durchzuführen. Aus diesem Grund wurde das auf Monte-Carlo-Technik basierende Programmpaket CORSIKA [Heck98a] (Cosmic Ray Simulations for KASCADE) entwickelt. Ursprünglich im Rahmen des KASCADE-Experiments entworfen, hat es sich mittlerweile zu einem Standard im Bereich der Luftschauersimulationen entwickelt. Eine weitgehend realistische Wiedergabe der Schauerobservablen und deren Fluktuationen ist das Ziel bei der Entwicklung des Programms. Durch die vielfältigen Möglichkeiten der Steuerung, z.B. durch Auswahl des hadronischen Wechselwirkungsmodells oder der Höhe des Beobachtungsniveaus, ist das Programm flexibel und für viele Gebiete der Luftschauerphysik interessant. Die wichtigsten Startparameter sind:

- Teilchensorte des Primärteilchens
- Energie und Einfallswinkel des Primärteilchens
- Auswahl des Atmosphärenprofils
- Höhe des Beobachtungsniveaus
- Stärke und Richtung des Erdmagnetfeldes

Die in CORSIKA üblicherweise verwendete Atmosphäre entspricht in der Druck- und Dichteabhängigkeit der US-Standardatmosphäre nach Linsley [Heck98a], und ist aus 78.1% N<sub>2</sub>, 21.0% O<sub>2</sub> und 0.9% Ar (Volumenanteile) zusammengesetzt. Als Primärteilchen können Protonen, Kerne bis zu einer Massenzahl von 56, Photonen und andere Teilchen (z.B. Mesonen) gewählt werden. Jedes entstehende Teilchen wird in der Simulation verfolgt, bis es entweder das Beobachtungsniveau erreicht oder aufgrund von Absorption oder Zerfall vernichtet wird. Zudem kann für jede Teilchensorte eine untere Energieschwelle angegeben werden, ab welcher das Teilchen

verworfen wird. Es besteht auch die Möglichkeit, Informationen über das entstandene Cherenkov- und Fluoreszenzlicht auszugeben.

Für die Berechnung der Prozesse bei verschiedenen Wechselwirkungen werden unterschiedliche Modelle verwendet. Die elektromagnetischen Prozesse werden mit dem integrierten Programm EGS4 [Nelson85] beschrieben. Darin sind u.a. für Elektronen Paarvernichtung, Vielfachstreuung, Bremsstrahlung, Bhabba- und Møller-Streuung enthalten. Für Photonen sind die Prozesse Compton-Streuung, Paarerzeugung und Photoeffekt implementiert. Zusätzlich zu EGS4 besteht die Möglichkeit der Simulation mit der NKG-Option, bei der jedem entstehenden Photon, Elektron oder Positron ein elektromagnetischer Subschauder zugeordnet wird, der durch eine Parametrisierung berechnet wird (siehe Gleichung 2.7).

Für hadronische Wechselwirkungen wird ab Laborenergien kleiner als 80 GeV das Programmpaket GHEISHA [Fesefeldt85] verwendet. Es basiert auf in Beschleunigerexperimenten gewonnenen Daten. Für Wechselwirkungen oberhalb 80 GeV existieren zur Beschreibung fünf verschiedene Modelle, die auf unterschiedlichen Ansätzen basieren. Es kann zwischen QGSJET [Kalmykov93], VENUS [Werner93], DPMJET [Ranft95], SIBYLL [Fletcher94, Engel99] und HDPM [Capdevielle89] gewählt werden. Es bestehen erhebliche Unterschiede in den Vorhersagen von Simulationen mit unterschiedlichen Modellen. Nähere Informationen zu den einzelnen Modellen und deren Auswirkungen auf die Ergebnisse der Simulationen finden sich in den Referenzen [Knapp97] und [Risse00]. Unter [Knapp98] findet man das Benutzerhandbuch, in dem alle Optionen des CORSIKA Programmpakets enthalten sind.

Die in dieser Arbeit gezeigten Simulationen wurde ausschließlich mit der CORSIKA Version 6.014 und dem QGSJET-Modell erstellt.

## 4.2 Thinning-Algorithmus

Um die Simulationen so realistisch wie möglich zu gestalten, wird in CORSIKA jedes Teilchen verfolgt. Da mit steigender Primärenergie die Teilchenzahl zunimmt, steigt auch die Rechenzeit pro Schauer. Sie skaliert in etwa linear mit der Primärenergie und liegt für einen 1 PeV Protonschauder auf einer Compaq XP 1000 (Alpha-Prozessor) bei ca. 6 min (Abbildung 4.1). Das bedeutet, dass die Simulation für einen 100 PeV Proton Schauer, der im Meßbereich von KASCADE-Grande liegt, ca. 10 Stunden benötigt. Es wird daher bei Energien oberhalb einiger 10 PeV fast unmöglich, Simulationen in ausreichender Zahl zu erzeugen, die aufgrund der in Kapitel 2.3 besprochenen Fluktuationen notwendig sind.

Zudem steigt mit zunehmender Primärenergie die Zahl der am Beobachtungsniveau ankommenden Teilchen und damit der benötigte Speicherplatz. Für einen 100 PeV Protonschauder liegt der Speicherbedarf im Mittel schon bei 2 GByte. Um diesen Problemen entgegen zu wirken, wurde der sogenannte Thinning-Algorithmus ([Hillas81], [Heck98]) implementiert. Ein Luftschauder enthält eine große Anzahl an Wechselwirkungen, in denen viele Teilchen mit teilweise gleichen Eigenschaften ent-

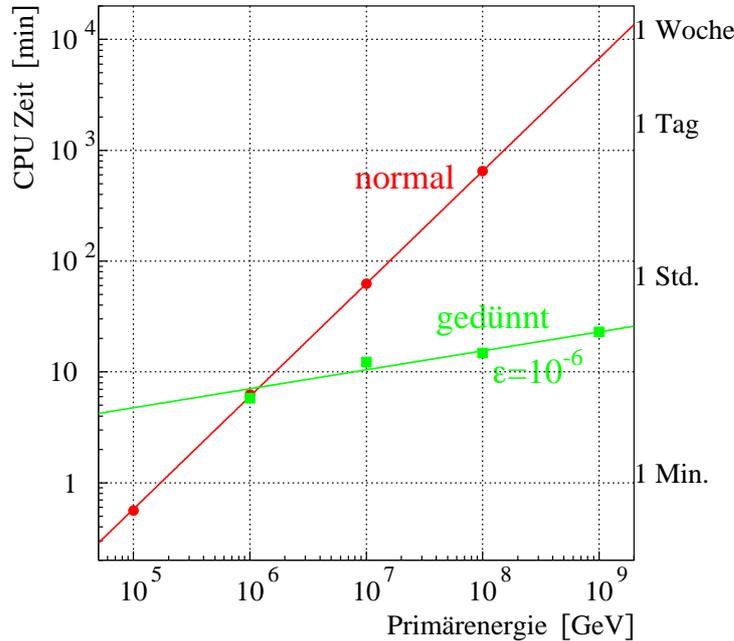


Abbildung 4.1: Rechenzeitvergleich für Protonschauer auf einer Compaq XP 1000.

stehen. Der Ansatz liegt nun in der Reduzierung der Teilchenzahl, um nur repräsentative Teilchen zu verfolgen. Die ausgewählten Teilchen müssen dann Information über die Ausgesonderten enthalten.

Die Technik und deren Auswirkung auf die Simulation, sowie die Möglichkeiten der Steuerung dieses Verfahrens, werden im folgenden skizziert.

#### 4.2.1 Technik

Der Schauer wird zu Beginn normal simuliert, bis eine große Anzahl an Sekundärteilchen entstanden ist. Erst wenn Teilchen mit Energien kleiner als ein wählbarer Bruchteil der Primärenergie  $\epsilon_{th} = E/E_0$  entstehen, greift der Thinning-Algorithmus.

Ist die Energiesumme der Sekundärteilchen einer Wechselwirkung kleiner als die Thinningenergie

$$E_{th} = \epsilon_{th} \cdot E_0 > \sum_j E_j, \quad (4.1)$$

dann werden bis auf eines alle Teilchen verworfen. Das weitergeführte Teilchen wird per Zufall ausgewählt, wobei den Teilchen hierfür eine Überlebenswahrscheinlichkeit gemäß

$$p_i = E_i / \sum_j E_j \quad (4.2)$$

zugeteilt wird.

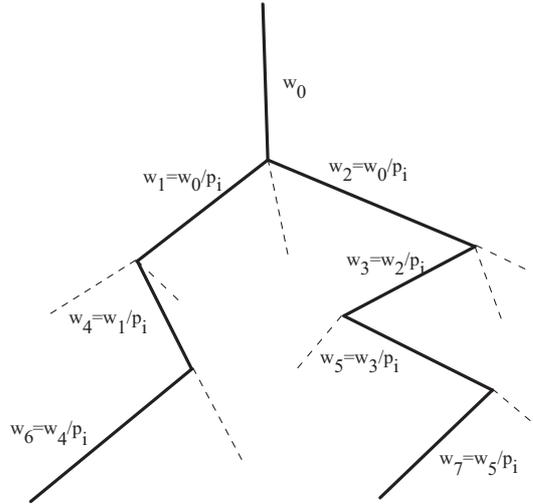


Abbildung 4.2: *Schematische Darstellung des Thinning-Algorithmus. Gestrichelte Linien entsprechen verworfenen Teilchen, durchgezogene den weitergeführten.*

Um die Energieerhaltung zu gewährleisten, erhält das verbleibende Teilchen einen Gewichtungsfaktor, der sich aus den Energien der im Prozess entstandenen Teilchen errechnet (Abbildung 4.2). Der Gewichtungsfaktor ist durch

$$w_i = \frac{1}{p_i} \quad (4.3)$$

gegeben. Besitzt das Teilchen schon ein Gewicht, wird dieses mit dem neuen multipliziert. Ist die Energiesumme jedoch größer als die Thinningenergie, ergibt sich die Überlebenswahrscheinlichkeit der Teilchen aus

$$p_i = E_i/E_{th} \quad \text{wenn} \quad E_{th} < \sum_j E_j \quad (4.4)$$

Damit besteht die Möglichkeit, dass mehr als ein Teilchen weitergeführt wird.

Durch dieses Verfahren läßt sich erreichen, dass nur noch eine fast konstante, anstelle einer exponentiell ansteigenden Zahl von Teilchen verfolgt werden muss.

### 4.2.2 Steuerung

Der frei wählbare Parameter  $\epsilon_{th}$  (Abschnitt 4.2.1), auch Thinning-Level genannt, bestimmt indirekt, ab welcher atmosphärischen Tiefe der Thinning-Algorithmus beginnt, was man auch als "Ausdünnen" des Luftschauers bezeichnet. Damit verbunden ist auch die Anzahl der in der Simulation erzeugten Teilchen und die Größe der Fluktuationen. Wählt man ein zu großes  $\epsilon_{th}$  bleibt die Teilchenzahl gering, aber die

Anzahl der statistischen Prozesse ist dann zu klein, um die bekannten Fluktuationen richtig zu beschreiben. Ein sehr kleines  $\epsilon_{th}$  hätte eine sehr große Teilchenzahl zur Folge, was den Gewinn an Rechenzeit und Speicherbedarf zu Nichte macht. Es ist daher notwendig, das Optimum für die jeweiligen Bedürfnisse der Simulation zu suchen. Ein Thinning-Level von ca.  $\epsilon_{th}=10^{-6}$  hat sich z.B. für die Beschreibung der totalen Teilchenzahl als sinnvoll erwiesen [Ulrich03]. Eine weitere Option in CORSIKA erlaubt eine Unterscheidung des Thinning-Levels für die elektromagnetische Komponente und die hadronische, zu der in diesem Fall auch die Myonen zählen. Auf die Verwendung der Option wird in Kapitel 5 näher eingegangen.

Durch den Thinning-Algorithmus entstehen künstliche Fluktuationen, die mit dem mittleren Gewicht der Teilchen zunehmen. Um diese Fluktuationen gering zu halten, besteht nun die Möglichkeit, das Gewicht der Teilchen auf ein maximales Gewicht  $w_{max}$  zu limitieren. Ein Teilchen, das ein Gewicht gleich dem gewählten Maximalgewicht erreicht hat, wird nicht mehr vom Thinning-Algorithmus berücksichtigt und somit normal in der Simulation weiterverfolgt. Dieses  $w_{max}$  wird meist von niedereenergetischen Teilchen bei großen Radien oder kurz über dem Erdboden erreicht. Die Wahl eines  $w_{max}$  hat indirekt zur Folge, dass dadurch der Schauer über dem Erdboden wieder normal simuliert wird, und lokale Fluktuationen ähnlich denen eines normal simulierten Schauers entstehen können.

Auch hier ist es notwendig, das optimale  $w_{max}$  zu suchen, je nach Zielsetzung der Simulation. Zusätzlich kann in Simulationen mit CORSIKA zwischen einem  $w_{max}$  für die elektromagnetische Komponente und einem  $w_{max}$  für die Myonen und Hadronen unterschieden werden. Da diese Option die Eigenschaften der Schauer verändert, wird hierauf in Kapitel 5 näher eingegangen.

### 4.2.3 Auswirkungen

Der Rechenzeitgewinn durch die Verwendung des Thinning-Algorithmus ist von verschiedenen Parametern abhängig. Größter Einfluß hat dabei der Thinning-Level. In Abbildung 4.1 sind die Rechenzeiten für Simulationen mit einem  $\epsilon_{th}=10^{-6}$  und ohne Gewichtslimitierung im Vergleich zu normal simulierten Schauern aufgetragen. Der Rechenzeitgewinn nimmt prozentual mit steigender Primärenergie zu und erreicht einen Faktor 100 oberhalb von 100 PeV. Verwendet man eine Gewichtslimitierung, steigt die Rechenzeit pro Schauer wieder an.

Das Dünnen verändert aber den Schauer und führt z.B. zusätzliche Fluktuationen ein. Diese nehmen zu, je stärker der Schauer gedünnt wird. Die Wahl der Steuerungsparameter ist ein Mittelweg zwischen kurzen Rechenzeiten und einer möglichst guten Wiedergabe der Schauereigenschaften. In Kapitel 5 werden anhand exemplarischer Beispiele diese Abhängigkeiten näher untersucht.

## Kapitel 5

# Verwendung gedünnt simulierter Luftschauer

In der Detektorsimulation CRES wird der Ort, die Richtung, die Energie und die Ankunftszeit der Teilchen verwendet. Will man nun gedünnt simulierte Luftschauer verwenden, entsteht das Problem, dass ein Teilchen durch sein Gewicht viele andere repräsentiert. Im Gegensatz zu normal simulierten Schauern stimmen somit die Eigenschaften mehrerer Teilchen exakt überein, würde man die Teilchen ihrem Gewicht entsprechend einfach vervielfältigen.

Andererseits ist es auch nicht offensichtlich, wie das Gewicht in der bestehenden Detektorsimulation zu berücksichtigen ist, ohne Teilchen neu zu erzeugen. Daher ist es notwendig, die Information über das Gewicht so zu verwenden, dass Teilchen mit unterschiedlichen Parametern und in gewünschter Anzahl in der Detektorsimulation verwendet werden. Dies kann durch geeignete Vergrößerung der Detektorsammel­fläche erreicht werden.

In den folgenden Abschnitten werden zuerst die Eigenschaften der gedünnt simulierten Luftschauer betrachtet, danach die Methode, wie diese Schauer in der Detektorsimulation zu verwenden sind, erklärt und dann die Qualität der Methode überprüft.

### 5.1 Eigenschaften gedünnt simulierter Luftschauer

Damit die totale Teilchenzahl gut wiedergegeben wird (siehe [Ulrich03]), wurde in allen Simulationen ein Thinning-Level von  $\epsilon_{th}=10^{-6}$  verwendet. Bei starker Dünnung werden insbesondere die Schauerfluktuationen nicht ausreichend reproduziert, da die Thinning-Fluktuationen dominieren. Für die einzelnen Schauerkomponenten ergibt sich die Gesamtteilchenzahl aus der Summe über die Gewichte der tatsächlich simulierten Teilchen.

$$N_k \simeq \sum_{i=1}^n w_i^k \quad k \text{ ist die Teilchensorte} \quad (5.1)$$

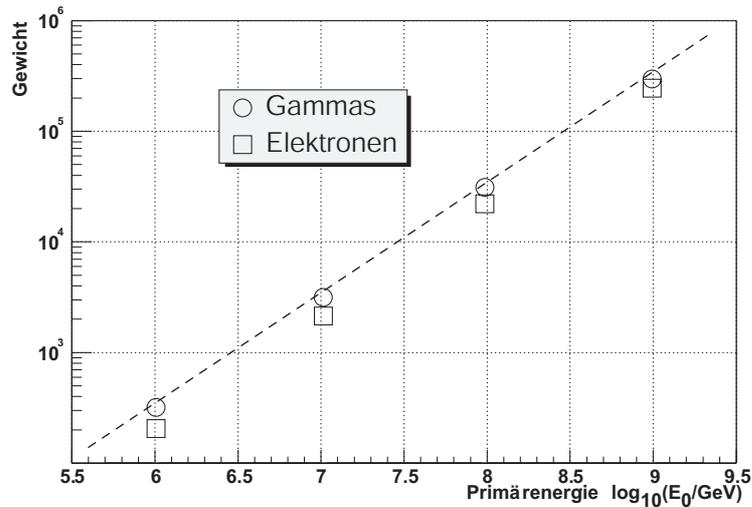


Abbildung 5.1: Größtes erreichtes Gewicht in Abhängigkeit der Primärenergie für Proton Schauer. Die eingezeichnete Gerade entspricht der Gleichung 5.2. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ ; Kein Gewichtslimit.

Im Folgenden wird der zweite Thinning-Parameter, das Maximalgewicht  $w_{max}$  (siehe Kapitel 4.2.2) untersucht. Verwendet man keine Gewichtsbeschränkung, dann entstehen in Abhängigkeit von der Primärenergie sehr hohe Gewichte. In Abbildung 5.1 ist das größte erreichte Gewicht der Teilchen, gemittelt über mehrere Schauer, in Abhängigkeit von der Primärenergie für Elektronen und Gammateilchen aufgetragen. Die Abhängigkeit ist erklärbar, wenn man die Definition für die Gewichte (Gleichung 4.3) betrachtet und berücksichtigt, dass Teilchen in der Simulation eine untere Energieschwelle besitzen, unterhalb der sie verworfen werden. Die kleinstmögliche Energie der Teilchen kann also nur die eingestellte CORSIKA-Energieschwelle sein, und die Summe der Energien der Sekundärteilchen kann nicht größer als der Bruchteil der Primärenergie sein, der durch den Thinning-Level definiert ist. Das größte erreichbare Gewicht hängt somit linear von der Primärenergie ab und es gilt:

$$w_i < \frac{E_{Prim} \cdot \epsilon_{thin}}{E_i} < \frac{E_{Prim} \cdot \epsilon_{thin}}{E_{Schwelle}} \quad (5.2)$$

In den Simulationen wurden Energieschwellen von 3 MeV für Elektronen und Gammateilchen, und 100 MeV für Myonen und Hadronen verwendet, was in etwa auch den Nachweisenergieschwellen des KASCADE-Grande Experiments entspricht bzw. darunter liegt.

Wie groß die Auswirkungen einer Gewichtslimitierung auf die Rechenzeit und die Form der Gewichtsverteilung sind, hängt somit von der Höhe der Primärenergie und dem damit verbundenen größten erreichbaren Gewicht ab. In Abbildung 5.2 sind die Verteilungen der Teilchengewichte über der Energie der Elektronen für zwei gedünnt simulierte Schauer mit der Primärenergie von  $E_0=10^{17}$ eV dargestellt. Die Schauer unterscheiden sich nur im Maximalgewicht, dass für alle Teilchensorten gleich

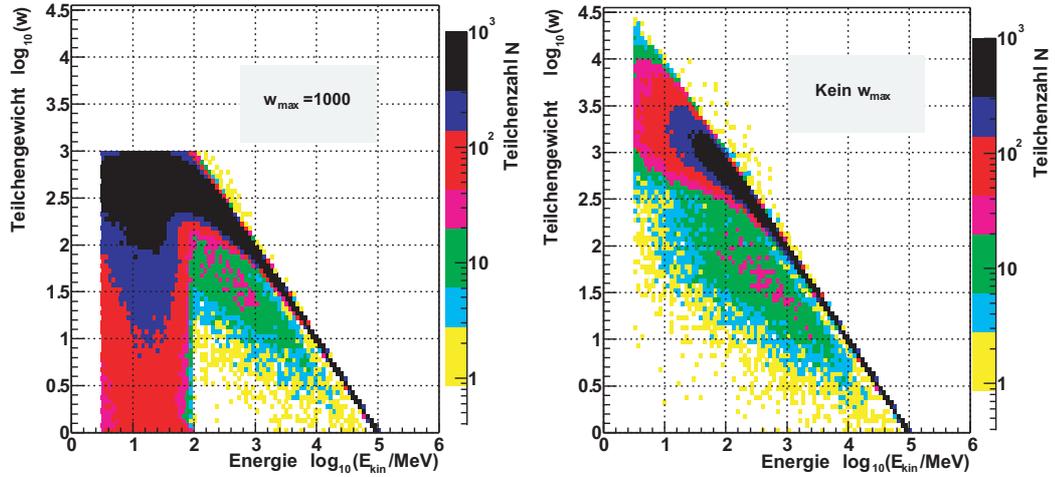


Abbildung 5.2: Verteilung der Gewichte der Elektronen über der Teilchenenergie für 100 PeV Protonenschauer. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ .

eingestellt wurde. In der linken Abbildung erkennt man das gewählte Maximalgewicht von 1000, während in der rechten Abbildung kein Maximalgewicht vorgegeben wurde. Der lineare Zusammenhang zwischen dem Logarithmus der Teilchenenergie und dem Logarithmus des größten erreichbaren Gewicht bei dieser Energie ist klar zu erkennen ( $w(E_{kin}) \simeq E_{Prim} \cdot \epsilon_{thin}/E_{kin}$ ). Ein weiterer Aspekt, der vor allem in der rechten Abbildung deutlich wird, ist, dass die Verteilung aus zwei Gruppen besteht. Der Hauptteil der Elektronen stammt aus den elektromagnetischen Subschauern. Die Anhäufung, die unterhalb des linearen Bereichs liegt, und ihr Maximum bei etwa  $\log_{10}(E_{kin}/MeV)=3$  und  $\log_{10}(w)=1.5$  hat, entspricht den Elektronen aus Myonzerfällen. Diese Anhäufung ist auch in der linken Abbildung zu erkennen, wird aber durch das Abschneiden der Verteilung bei  $w_{max}=1000$  von Elektronen aus der elektromagnetischen Komponente überlagert. Auffallend ist, dass durch ein Maximalgewicht der Anteil der Teilchen mit kleinen Gewichten bei kleinen Energien ( $E_{Prim} \cdot \epsilon_{thin}/w_{max} < 100$  MeV) stark zunimmt.

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 ist das mittlere Gewicht über dem Radius dargestellt. Die Beispiele beinhalten die mittleren Gewichte für die vier Schauerkomponenten bei unterschiedlichen Primärenergien und Maximalgewichten von  $w_{max,\mu,h} = w_{max,e,\gamma} = 1000$ . In der Nähe des Schauerzentrums überwiegen kleine Teilchengewichte, da die Teilchenenergien hoch sind. Nach außen nimmt die mittlere Energie ab, und damit das mittlere Teilchengewicht zu. Der Abfall nach dem Maximum in den Abbildungen 5.3 wird durch das Maximalgewicht verursacht, da nun auch Teilchen mit kleiner Energie kleine Gewichte besitzen können (siehe Abbildung 5.2 links). Die Myonen und Hadronen erreichen bei diesen Primärenergien das Maximalgewicht von 1000 nicht. Deshalb steigt das mittlere Gewicht mit dem Radius bis 800 m kontinuierlich an. In Abbildung 5.4 ist das mittlere Gewicht für

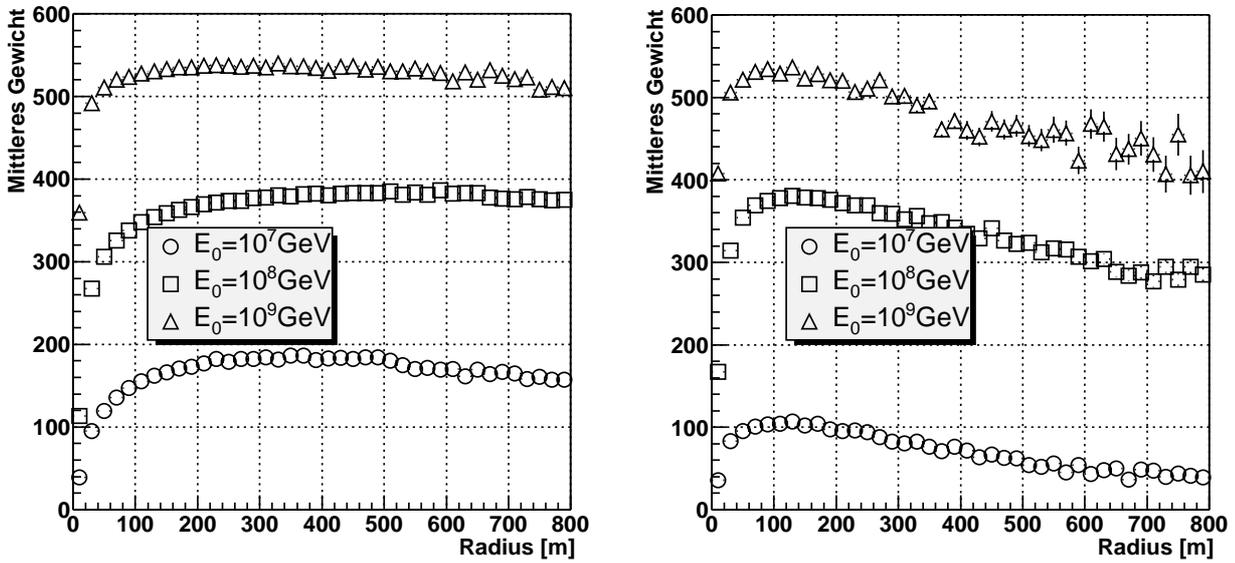


Abbildung 5.3: Mittleres Gewicht in Abhängigkeit vom Radius für Gammateilchen (Links) und Elektronen (Rechts) für unterschiedliche Primärenergien. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e} = w_{max\mu,h} = 1000$ .

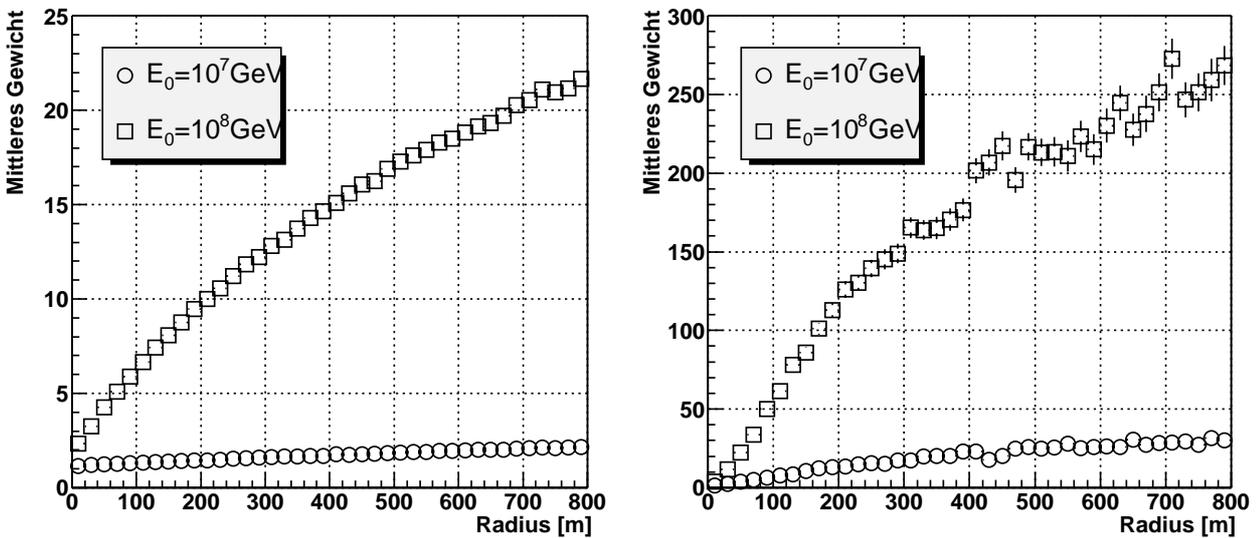


Abbildung 5.4: Mittleres Gewicht in Abhängigkeit vom Radius für Myonen (Links) und Hadronen (Rechts) für unterschiedliche Primärenergien. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e} = w_{max\mu,h} = 1000$ .

die Primärenergie von  $E_0=10^9$  GeV nicht dargestellt, da aufgrund einer zu geringen Statistik in der Schauerzahl keine signifikante Aussage gemacht werden kann.

Gedünnt simulierte Schauer besitzen durch den Thinning-Algorithmus verursachte Fluktuationen, die nicht den “natürlichen“ entsprechen. Diese künstlichen Fluktuationen lassen sich abschätzen, wenn man die statistische Unsicherheit der wahren Teilchenzahl  $N$  einer Fläche betrachtet. Sie ist gegeben durch:

$$\sigma_N = \sqrt{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2} = \sqrt{\langle (\sum_{i=1}^n w_i)^2 \rangle - \langle \sum_{i=1}^n w_i \rangle^2} \quad (5.3)$$

$n$  ist dabei die Zahl der gewichteten Teilchen. Verwendet man das mittlere Gewicht  $\bar{w} = \frac{1}{n} \sum_i w_i$  dieser Fläche, dann erhält man:

$$\sigma_N = \sqrt{\langle n^2 \bar{w}^2 \rangle - \langle n \bar{w} \rangle^2} = \bar{w} \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2} = \bar{w} \sigma_n \quad (5.4)$$

Da die gedünnten Teilchen im wesentlichen einer Poissonverteilung folgen, gilt  $\sigma_n = \sqrt{\langle n \rangle}$  und die Gleichung vereinfacht sich zu:

$$\sigma_N = \bar{w} \sqrt{\langle n \rangle} = \sqrt{\bar{w} \langle N \rangle} \quad (5.5)$$

Daraus ergibt sich, dass die künstlichen Fluktuationen mit den Teilchengewichten ansteigen und damit auch immer größer als reine Poissonfluktuationen sind. Die Annahme eines konstanten mittleren Gewichts in Gleichung 5.4 ist gerechtfertigt, wenn man z.B. Teilchenverteilungen bei konstantem Radius betrachtet. Auch die Annahme, dass die Teilchen von gedünnt simulierten Schauern einer Poissonverteilung folgen ist gültig, da aus einer Wechselwirkung meist nur ein Teilchen weitergeführt wird, und damit die lokalen Korrelationen verloren gehen. Die mittlere relative Breite der Teilchenzahlverteilungen ist für tatsächlich simulierte Elektronen und Gammateilchen in Abbildung 5.5 dargestellt. Nur für sehr kleine Radien gibt es Abweichungen von der Poissonverteilung, die wie in Kapitel 2.3 schon gezeigt mit der Primärenergie noch zunehmen. Für Myonen und Hadronen beginnt der Anstieg der relativen Breite bei noch kleineren Radien und erreicht geringere Werte, so dass die Annahme einer Poissonverteilung hier noch zutreffender ist. Bei großen Radien wird im Gegensatz zu Kapitel 2.3 durch den Verlust lokaler Korrelationen nun auch das Poissonlimit erreicht (Abbildung 2.7 und 2.9).

## 5.2 Verfahren zur Reproduktion

Das Ziel des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahrens ist es, Teilchen mit individuellen Parametern und in geeigneter Anzahl in der Detektorsimulation zu verwenden. Dazu wird jedem Detektor eine virtuelle Sammelfläche zugewiesen. Diese wird so gewählt, dass die Anzahl der Teilchen in der Sammelfläche im Mittel

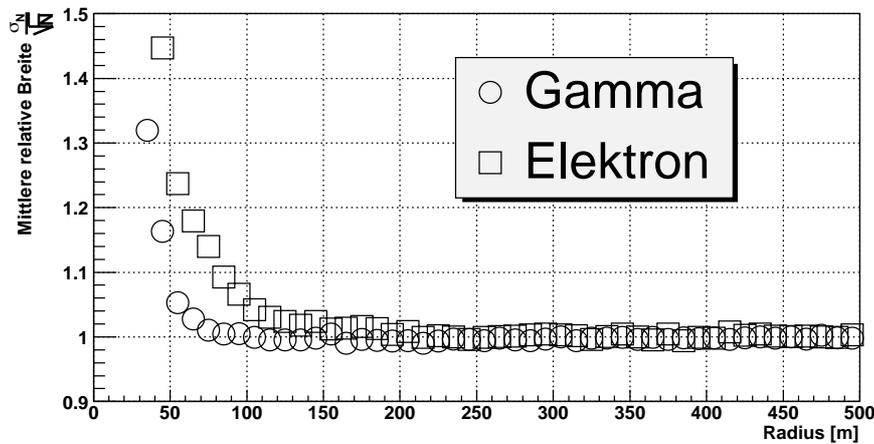


Abbildung 5.5: *Mittlere relative Breite der Teilchenzahlverteilung in der Entfernung  $r$  vom Schauerzentrum für gedünnt simulierte 10 PeV Protonschaue. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e}=1000$ .*

der Summe der Teilchengewichte im realen Detektor entspricht. Dies erreicht man, indem die Größe der Sammelfläche aus den Gewichten der Teilchen berechnet wird, die im jeweiligen Radiusbereich die Beobachtungsebene erreichen. Die Methode unterteilt sich in mehrere Schritte, die im folgenden erklärt werden:

Schritt 1: Aus Gründen der Symmetrie werden alle Betrachtungen und geometrischen Anordnungen in Schauerkoordinaten angegeben. In diesem Koordinatensystem fällt der Schauer immer senkrecht zur X-Y-Ebene ein, und die Schauerachse geht durch den Ursprung. Die Höhe der neuen Beobachtungsebene in Schauerkoordinaten ist Null. Die Teilchen haben in den Schauerkoordinaten eine Z-Koordinate ungleich Null, mit der die Ankunftszeiten bezüglich der neuen Beobachtungsebene berechnet werden. Die realen Detektoren erhalten in Schauerkoordinaten eine verringerte Fläche in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\theta$  des Schauers.

$$A_{Det} = A_0 \cdot \cos(\theta) \quad (5.6)$$

Es werden auch die Eckpunkte der Detektorflächen transformiert, damit die Form und Position der Detektorflächen in Schauerkoordinaten bekannt sind. Dies ist notwendig, da die reproduzierten Teilchen neue Koordinaten auf den Detektorflächen zugewiesen bekommen. Die Formeln für die Koordinatentransformationen befinden sich in Anhang A.

Schritt 2: Die Detektoren erhalten ein mittleres Teilchengewicht in Abhängigkeit von ihrer Entfernung zum Schauerzentrum, wie es in den Abbildungen 5.3 und 5.4

dargestellt ist. Die Sammelfläche ergibt sich dabei aus der effektiven Fläche des Detektors in Schauerkoordinaten und dem mittleren Gewicht zu:

$$A_{Sam} = A_{Det} \cdot \bar{w}(r) \quad (5.7)$$

Ist die Fläche des Detektors klein, dann kann seine Form, die im allgemeinen nicht symmetrisch zum Schauer angeordnet ist, vernachlässigt werden und der Mittelpunkt des Detektors wird zur Berechnung seiner mittleren Entfernung zum Schauerzentrum verwendet.

Schritt 3: Jeder Detektor bekommt eine virtuelle Sammelfläche zugewiesen. Die Form der Sammelfläche sollte jedoch die Symmetrie und die stark abfallenden Gradienten der Lateralverteilungen der Teilchen berücksichtigen. Aus diesem Grund werden Kreisringsegmente symmetrisch zum Schauerzentrum und Detektormittelpunkt gewählt. Alle Sammelflächen besitzen eine feste konstante Breite  $dr = \sqrt{A_{Det}}$  und werden ihrer Größe entsprechend bei konstantem Radius um  $d\phi = A_{Sam}/(r \cdot dr)$  vergrößert (siehe Skizze 5.6). So ist sichergestellt, dass im Grenzfall kleiner Gewichte der virtuelle Detektor eine ähnliche Form wie der reale Detektor besitzt. Die Sam-

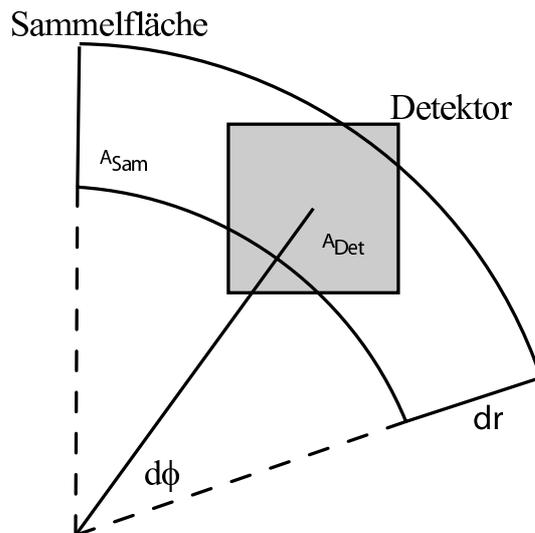


Abbildung 5.6: Beispiel zur Anordnung der Sammelfläche eines Detektors.

melflächen der Detektoren können sich gegenseitig überlappen und sind unterschiedlich groß, da im Regelfall die Mittelpunkte der Detektorflächen eine unterschiedliche Entfernung zum Schauerzentrum besitzen.

Schritt 4: Es wird in Schauerkoordinaten überprüft, ob ein Teilchen eine Sammelfläche trifft. Wenn dies der Fall ist, wird es dem jeweiligen Detektor zugeordnet und kann somit auch mehrfach in verschiedenen Detektoren verwendet werden. Es bestehen nun prinzipiell zwei Möglichkeiten, wie die Teilchen in der Sammelfläche

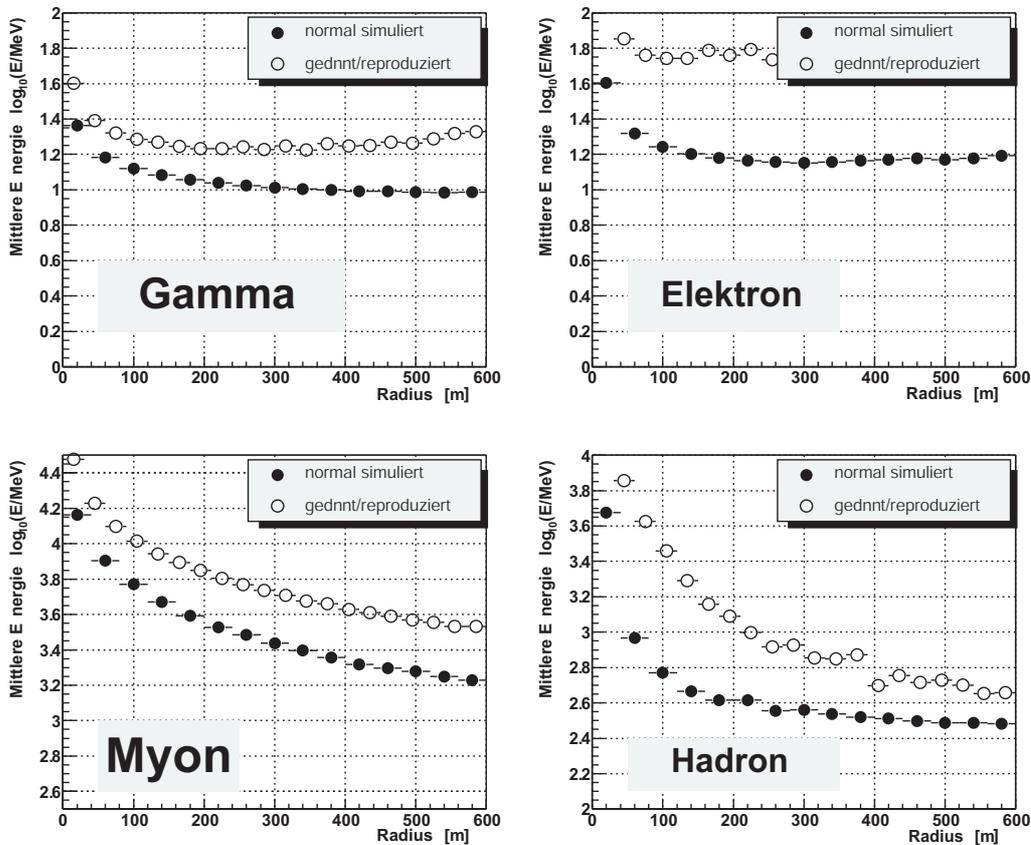


Abbildung 5.7: Vergleich der mittleren Teilchenenergien von 10 PeV Protonenschauer. Die Teilchengewichte sind nicht berücksichtigt. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e}=w_{max\mu,h}=1000$ .

zu handhaben sind. Zum einen kann das Gewicht der Teilchen nicht weiter berücksichtigt werden. Dann wird jedes dieser Teilchen mit seinen Eigenschaften in der Simulation dieses Detektors genau einmal verwendet. Mit der gewählten Sammel­fläche gilt dann:

$$\left(\sum_j 1\right)_{A_{Sam}} \simeq \left(\sum_i w_i\right)_{A_{Det}} \simeq (N)_{A_{Det}} \quad (5.8)$$

Da aber die Teilchengewichte mit der Energie korreliert sind (siehe Kapitel 4.2), und zwar so, dass niederenergetische Teilchen seltener und dafür mit höheren Gewichten auftreten, würde dieses einfache Verfahren zu härteren Energiespektren führen wie in Abbildung 5.7 zu erkennen ist. Dargestellt sind die mittleren Teilchenenergien über dem Radius für reproduzierte und normal simulierte Schauer. Besser ist deshalb die zweite Möglichkeit, weiterhin die individuellen Gewichte der Teilchen zu berücksichtigen. Jedes Teilchen, das die Sammel­fläche trifft, erhält hierbei ein

reduziertes Gewicht gemäß:

$$w_{red,i} = w_i \cdot \frac{A_{Det}}{A_{Sam}} \quad (5.9)$$

Es gilt dann:

$$\left( \sum_j w_{red,j} \right)_{A_{Sam}} \simeq \left( \sum_i w_i \right)_{A_{Det}} \simeq (N)_{A_{Det}} \quad (5.10)$$

Das reduzierte Gewicht wird als Wahrscheinlichkeit für einen Treffer in der Sammelfläche gedeutet. Hat ein Teilchen ein  $w_{red} < 1$ , dann wird eine Zufallszahl aus einer Gleichverteilung bestimmt, und das Teilchen seinem reduzierten Gewicht entsprechend in der Detektorsimulation verwendet oder verworfen. Ist  $w_{red} > 1$ , wird das Teilchen gemäß dem ganzzahligen Anteil mehrfach verwendet, und die Nachkommastelle als Wahrscheinlichkeit interpretiert.

**Schritt 5** Die für die Detektorsimulation ausgewählten Teilchen erhalten gleichverteilt gewürfelte Koordinaten in der sensitiven Fläche des Detektors. Aus diesem Grund wurde in Schritt 1 die Form und Position der Detektorfläche bestimmt. Ihre Richtungen bezüglich der Schauerachse und die Ankunftszeiten relativ zur Schauerfront müssen jedoch beibehalten werden. Die Impulse werden dazu in der X-Y-Ebene um die Schauerachse gedreht. Der Drehwinkel ergibt sich aus dem ursprünglichen Ort des Teilchens und den neuen Koordinaten im Detektor. Die Formeln für die Transformationen befinden sich im Anhang B.

Abschließend werden die Ortskoordinaten, die Impulse und die Ankunftszeiten in die lokalen Koordinaten des Experiments zurücktransformiert.

Sonderfälle in der Wahl der Sammelflächen müssen berücksichtigt werden, wenn z.B. die Detektormitte näher als  $dr = \sqrt{A_{Det}}/2$  zum Schauerzentrum liegt, oder die Fläche so groß ist, dass ein ganzer Kreisumfang  $d\phi=2\pi$  nicht ausreicht. Kann die benötigte Fläche nicht mit einem Kreisumfang erreicht werden, wird der Radiusbereich, der durch die Sammelfläche überspannt wird, so vergrößert, dass gilt:

$$dr = \frac{A_{Sam}}{2\pi r_{Det}} \quad (5.11)$$

Dabei ist  $r_{Det}$  der Mittelpunkt des Detektors. Ist der Mittelpunkt des Detektors zu nahe am Schauerzentrum, wird eine geschlossene Kreisfläche mit dem Flächeninhalt der berechneten Sammelfläche gewählt.

### 5.3 Tests mit Simulationen

Um das Verfahren zu testen, wird die ganze Beobachtungsfläche unterhalb des Schauers verwendet, indem sie in ein Feld aus Quadraten mit je  $10 \text{ m}^2$  in Anlehnung an die Detektoren des KASCADE-Grande Experiments eingeteilt wird. Dies erhöht die

Statistik der untersuchten Detektoren und nutzt die simulierten Schauer optimal aus. Jedes Quadrat der Beobachtungsfläche repräsentiert einen Detektor, dem eine virtuelle Sammelfläche zugewiesen wird. Es werden nur Teilchen bis 800 m Entfernung zum Schauerzentrum berücksichtigt, was in etwa auch der maximal möglichen Entfernung zwischen einem Schauerzentrum und der äußersten Detektorstation im KASCADE-Grande Experiment entspricht. In den im folgenden betrachteten Simulationen wurden Maximalgewichte von  $w_{max_{\gamma,e}} = w_{max_{\mu,h}} = 1000$  gewählt, damit die “künstlichen“ Fluktuationen nicht zu groß werden.

### 5.3.1 Gesamtteilchenzahl und Lateralverteilung

Als wichtigsten Test für die Qualität der Methode wird die reproduzierte Lateralverteilung über allen Detektoren betrachtet. Vergleicht man diese mit der mittleren Lateralverteilung der gedünnten Schauer, so sollte keine Abweichung auftreten. Der Quotient der beiden Lateralverteilungen ist in Abbildung 5.8 für die vier Schauerkomponenten bei unterschiedlichen Primärenergien dargestellt. Der Abfall im ersten Radiusbin wird durch Detektoren verursacht, die sich in einer Entfernung von weniger als 10 m zum Schauerzentrum befinden und etwa 10 % zu wenig Teilchen reproduzieren, da der Gradient und die Krümmung der Lateralverteilung dort am größten sind. Die Teilchendichten bei diesen Entfernungen liegen jedoch oberhalb von 100 PeV ohnehin jenseits des dynamischen Bereichs der Detektoren des KASCADE-Grande Experiments. Die Ergebnisse zeigen somit, dass die Form der Lateralverteilungen und die Teilchenzahl für Radien größer 40 m richtig reproduziert wird.

### 5.3.2 Fluktuationen am Ort des Detektors

Als nächstes werden die Fluktuationen am Ort des Detektors untersucht. Diese sind in Kapitel 2.3 schon eingeführt und für normal simulierte Schauer erklärt und dargestellt worden. Mit der Sammelfläche, die man mittels der Formel 5.7 berechnet hat, erhält man die mittleren relativen Breiten der reproduzierten Teilchenzahlverteilungen am Ort des Detektors wie in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Breiten sind für jede Schauerkomponente und bei jedem Radius größer als im Vergleich zu normal simulierten Schauern. Die reproduzierten Schauer besitzen durch die mehrfache Verwendung der Teilchen offenbar Korrelationen, die in “natürlichen“ Luftschauern nicht enthalten sind.

Betrachtet man die mittleren reduzierten Gewichte in Abbildung 5.10, erkennt man, dass diese im Mittel gleich Eins sind, wie aufgrund der Definition nach Gleichung 5.9 auch zu erwarten war. Um die Fluktuationsbreiten zu reduzieren, muss das mittlere reduzierte Gewicht also kleiner Eins sein, damit weniger Teilchen mehrfach verwendet werden.

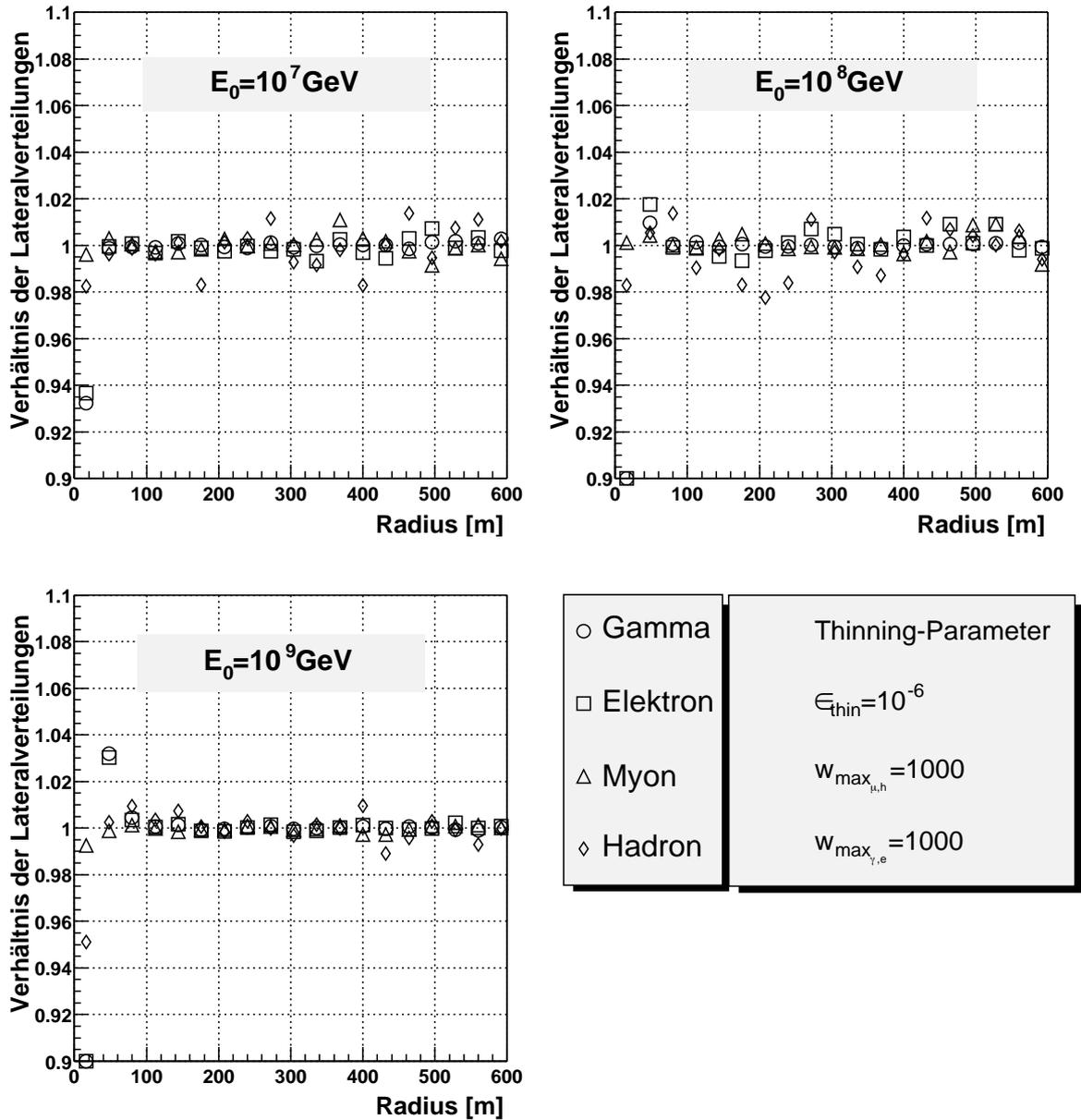


Abbildung 5.8: Vergleich der Lateralverteilungen. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{\text{th}} = 10^{-6}$ ;  $w_{\text{max}_{\gamma,e}} = w_{\text{max}_{\mu,h}} = 1000$ .

Dies erreicht man, indem die Sammelfläche größer als in Gleichung 5.7 gewählt wird. Da das reduzierte Gewicht aus der Sammelfläche berechnet wird, ändert sich dadurch nichts an der reproduzierten Teilchenzahl. Es werden jedoch weniger Teilchen mehrfach verwendet, was geringere Korrelationen und damit kleinere Fluktuationen zur Folge hat.

Wenn man die Sammelfläche über den ganzen Winkelbereich  $2\pi$  und unabhängig

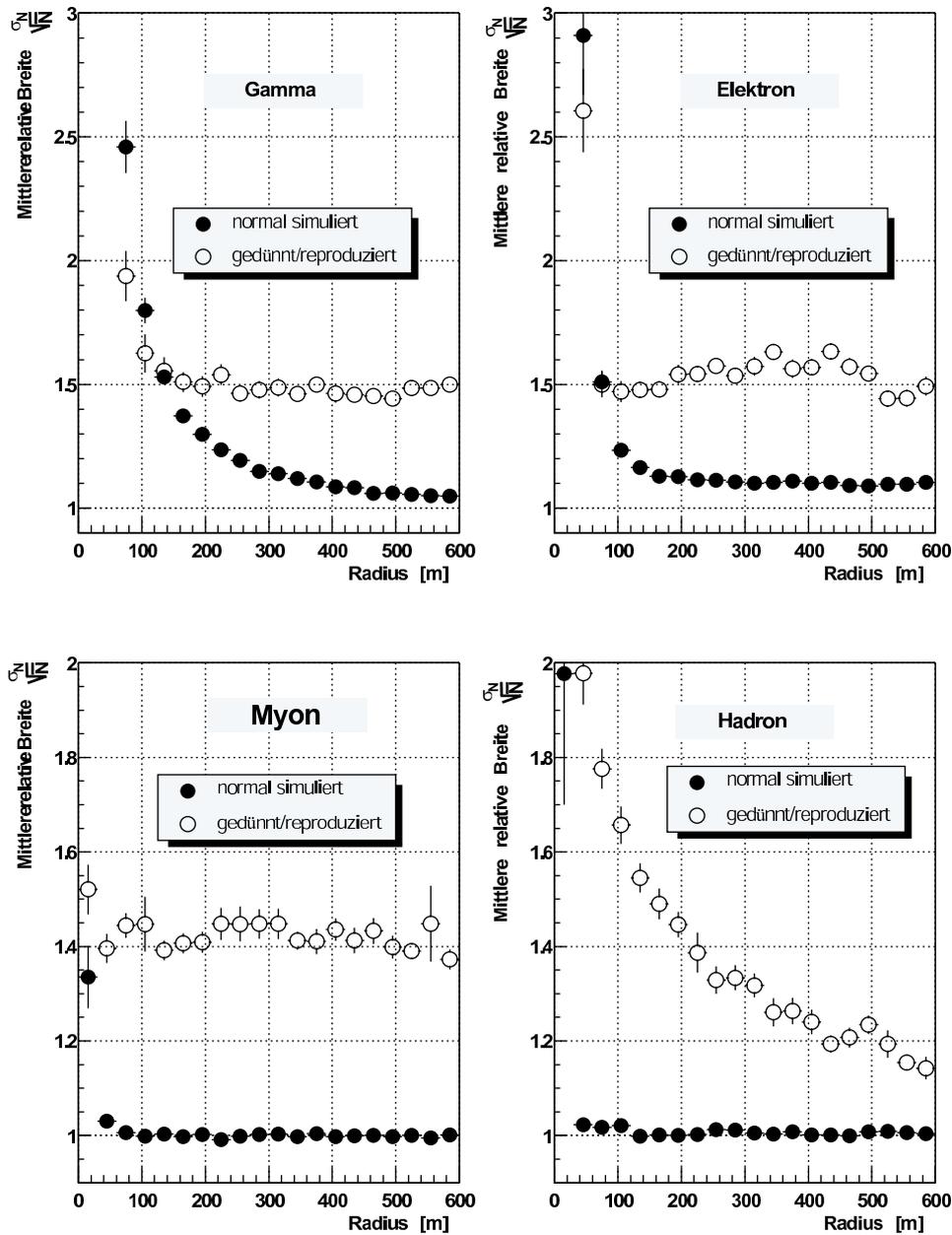


Abbildung 5.9: Vergleich der relativen Breiten von 10 PeV Protonenschauer. Erstellt mit einer Sammelfläche gemäß Gleichung 5.7. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e}=w_{max\mu,h}=1000$ .

vom Radius vergrößert, dann erhält man mittlere relative Breiten wie in Abbildung 5.11 dargestellt. Die mittleren relativen Breiten entsprechen bei großen Radien denen einer reinen Poissonverteilung. Für die elektromagnetische Komponente wurden damit Korrelationen zerstört, die in "natürlichen" Schauern enthalten sind. Da die

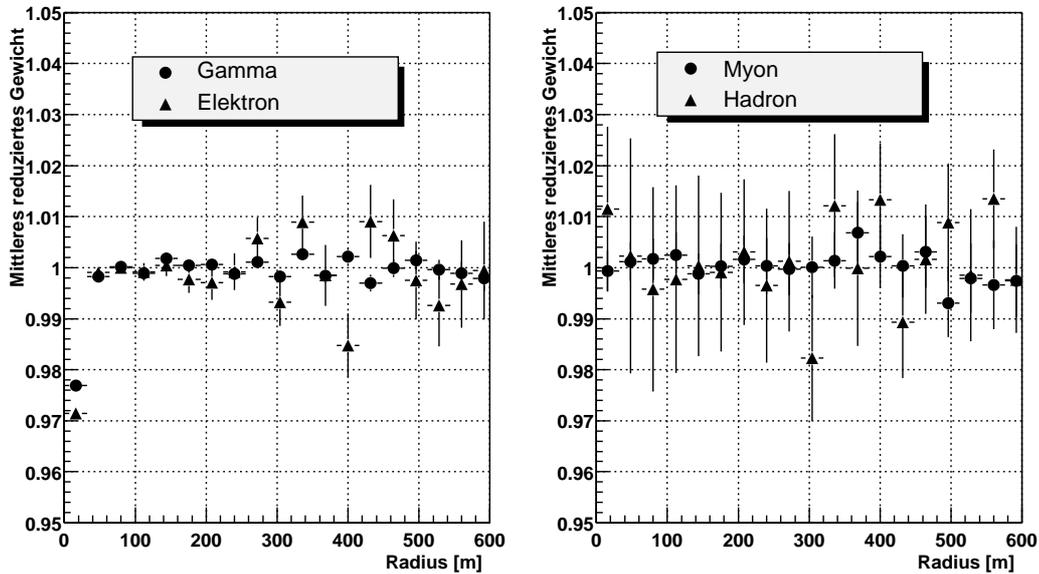


Abbildung 5.10: Mittlere reduzierte Gewichte für die Schauerkomponenten von 10 PeV Protonenschauer. Erstellt mit einer Sammelfläche gemäß Gleichung 5.7. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e} = w_{max\mu,h} = 1000$ .

Teilchenzahlen der Hadronen und Myonen in normal simulierten Schauern schon einer Poissonverteilung folgen, stimmen die relativen Breiten der reproduzierten Schauer im Vergleich dazu gut überein. Durch die Integration über den gesamten Winkelbereich geht jedoch eine eventuelle Rotationsasymmetrie bei schräg einfallenden Schauern verloren. Bei solchen Schauern durchfliegen die Teilchen oberhalb der Schauerachse einen größeren Bereich in der Atmosphäre als Teilchen unterhalb und können dadurch zusätzlich wechselwirken oder zerfallen.

Um diese Schauerasymmetrie zu reproduzieren, sollten also die Sammelflächen Kreisringsegmenten mit für alle Radien hinreichend kleinem konstantem Winkelbereich  $d\phi$  entsprechen. Die Asymmetrie des Schauers wird perfekt reproduziert, wenn die Sammelfläche so groß wie die Detektorfläche ist. Dann entsprechen die reduzierten jedoch wieder den normalen Gewichten und man hat keine “Entdünnung“ des Schauers.

Mit dieser maximalen Sammelfläche erhält man mittlere reduzierte Gewichte wie Abbildung 5.12 gezeigt. Die mittleren reduzierten Gewichte der elektromagnetischen Komponente sind um einen Faktor 10 größer als bei den Myonen und Hadronen.

Je kleiner der Winkelbereich  $d\phi$  ist, desto größer werden die reduzierten Gewichte und damit auch die Korrelationen. Wie groß die optimale Sammelfläche sein muss, um die Fluktuationen korrekt wiederzugeben, hängt von der Primärenergie, dem Maximalgewicht, dem Thinning-Level und der Schauerkomponente ab. Zudem

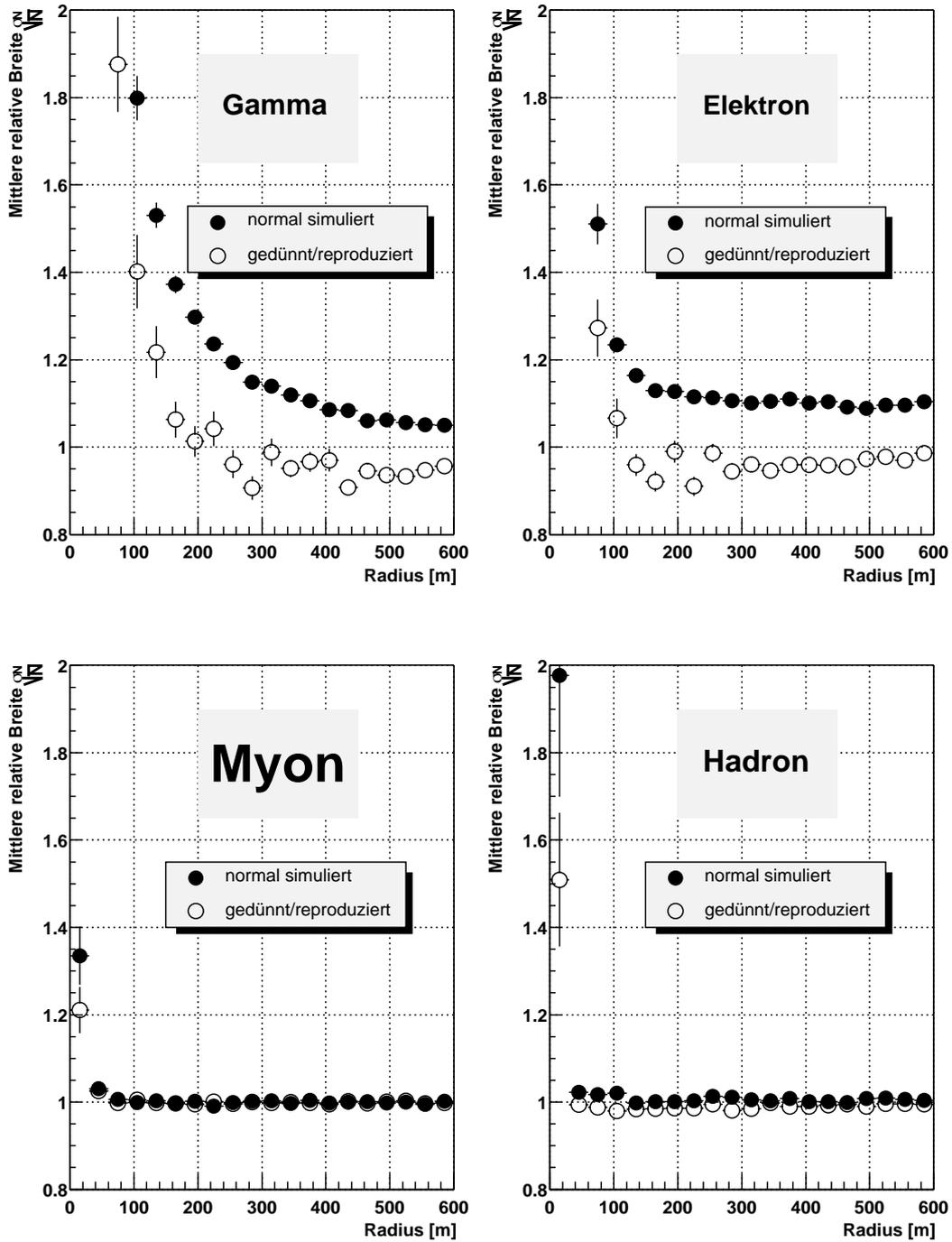


Abbildung 5.11: Vergleich der relativen Breiten von 10 PeV Protonenschauer. Erstellt mit der maximalen Sammelfläche. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e}=w_{max\mu,h}=1000$ .

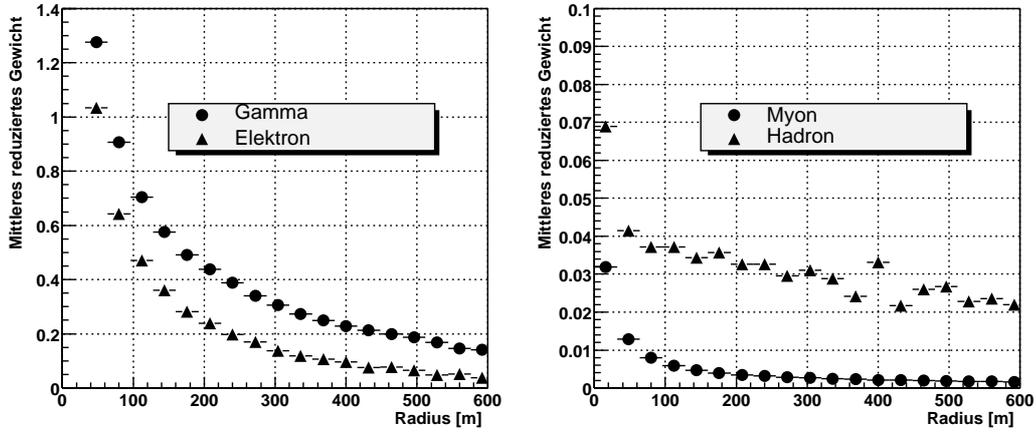


Abbildung 5.12: Mittlere reduzierte Gewichte von 10 PeV Protonschauer. Erstellt mit der maximalen Sammelfläche. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e}=w_{max\mu,h}=1000$ .

ist eine Abhängigkeit der optimalen Sammelfläche von der Entfernung zum Schauerzentrum vorhanden. Mit diesen Abhängigkeiten ist es nicht möglich eine einheitliche Vorschrift für die Angabe des Vergrößerungsfaktors zu finden.

Die Vergrößerung der Sammelfläche entscheidet über die Qualität der Reproduktion der Fluktuationen und der Schauerasymmetrie. Je nach Anforderung sollte diese entsprechend gewählt werden.

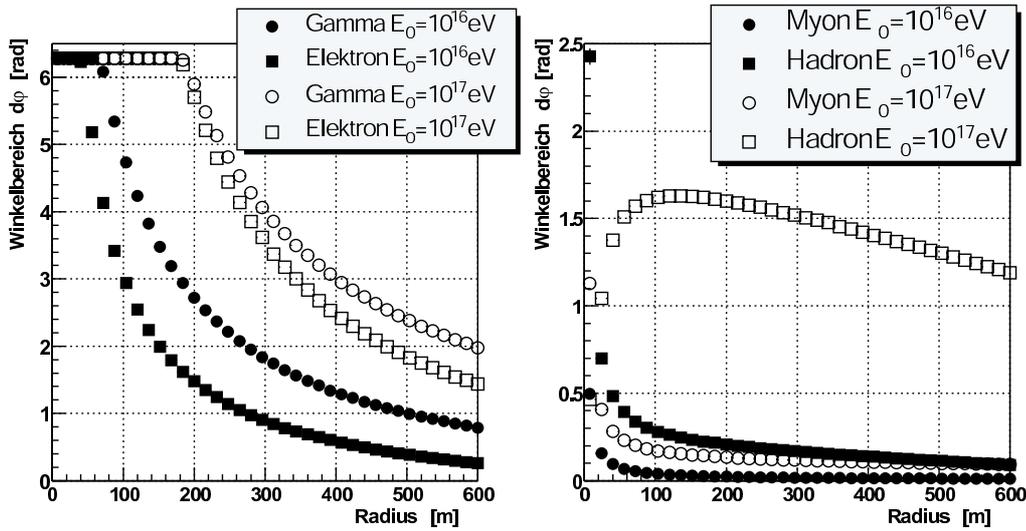


Abbildung 5.13: Vergleich der mittleren Winkelbereiche der Sammelfläche in Abhängigkeit vom Radius für 10 PeV und 100 PeV Protonschauer. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e}=w_{max\mu,h}=1000$ .

Mit der in Gleichung 5.7 angegebenen Größe der Sammelfläche erhält man mittlere Winkelvergrößerungen  $d\phi$  in Abhängigkeit vom Radius wie in Abbildung 5.13 dargestellt. Gezeigt sind die mittleren Winkelbereiche für die vier Schauerkomponenten bei zwei unterschiedlichen Primärenergien. Die Winkelbereiche nehmen mit steigender Primärenergie für alle Schauerkomponenten zu, da auch die mittleren Gewichte zunehmen (siehe Abbildungen 5.3 und 5.4). Schon bei einer Primärenergie von  $E_0=10^{16}$  eV erreicht der Winkelbereich für die elektromagnetische Komponente sein Maximum von  $2\pi$  bei einem Radius von ungefähr 60 m. Mit größerer Primärenergie nimmt auch der Radiusbereich zu, bei dem die Sammelfläche über  $2\pi$  vergrößert wird. Für Myonen und Hadronen wird aufgrund der kleinen mittleren Gewichte das Maximum nicht erreicht, und die Winkelbereiche sind klein im Vergleich zu denen der elektromagnetischen Komponente.

### 5.3.3 Energiespektren

Die Energiespektren der Teilchen sind wichtig, da in der Luftschauerrekonstruktion die Elektron- oder Myonzahl in den einzelnen Detektoren mit Hilfe der mittleren deponierten Energien aller Schauerteilchen rekonstruiert wird. Diese mittlere deponierte Energie hängt jedoch vom Radius und den Energiespektren der Teilchen eines Luftschauers ab (siehe [Glasstetter03]). In Abbildung 5.14 erkennt man, dass die mittlere Teilchenenergie in Abhängigkeit vom Radius gut wiedergegeben wird.

Dass auch die Form der Energiespektren übereinstimmt, ist in Abbildung 5.15 zu erkennen, in welcher diese exemplarisch für den Radiusbereich von 80 bis 160 m dargestellt sind. In dieser Abbildung sind auch die in der Simulation verwendeten Energieschwellen zu erkennen, die einen Abbruch der Elektron- und Gammaspektren bei 3 MeV, und der Myon- und Hadronspektren bei 100 MeV verursachen. Das Energiespektrum wird am besten wiedergegeben, wenn die Sammelfläche maximal ist, da dadurch die Auswahl an unterschiedlichen Teilchen am größten ist. Mögliche lokale Unterschiede aufgrund der Rotationsasymmetrie von Luftschauern gehen dann jedoch wieder verloren.

### 5.3.4 Ankunftszeitverteilung

Die Ankunftszeiten werden zur Schauerrichtungsrekonstruktion verwendet. In Abbildung 5.16 sind die mittleren Ankunftszeiten von normal simulierten im Vergleich zu gedünnten reproduzierten Schauern dargestellt. Wie auch die Energieverteilung ist die Reproduktion der Ankunftszeiten nicht prinzipiell von der Größe der Sammelfläche abhängig. Die Ankunftszeiten beziehen sich auf die X-Y-Ebene in Schauerkoordinaten. Obwohl die mittleren Ankunftszeiten im wesentlichen übereinstimmen, kann das Spektrum jedoch nicht exakt reproduziert werden. Die Ursache hierfür liegt im Thinning-Algorithmus, der durch die Begrenzung der Teilchenzahl damit auch die Ankunftszeitspektren verändert. Die Ausläufer der Verteilung werden dadurch

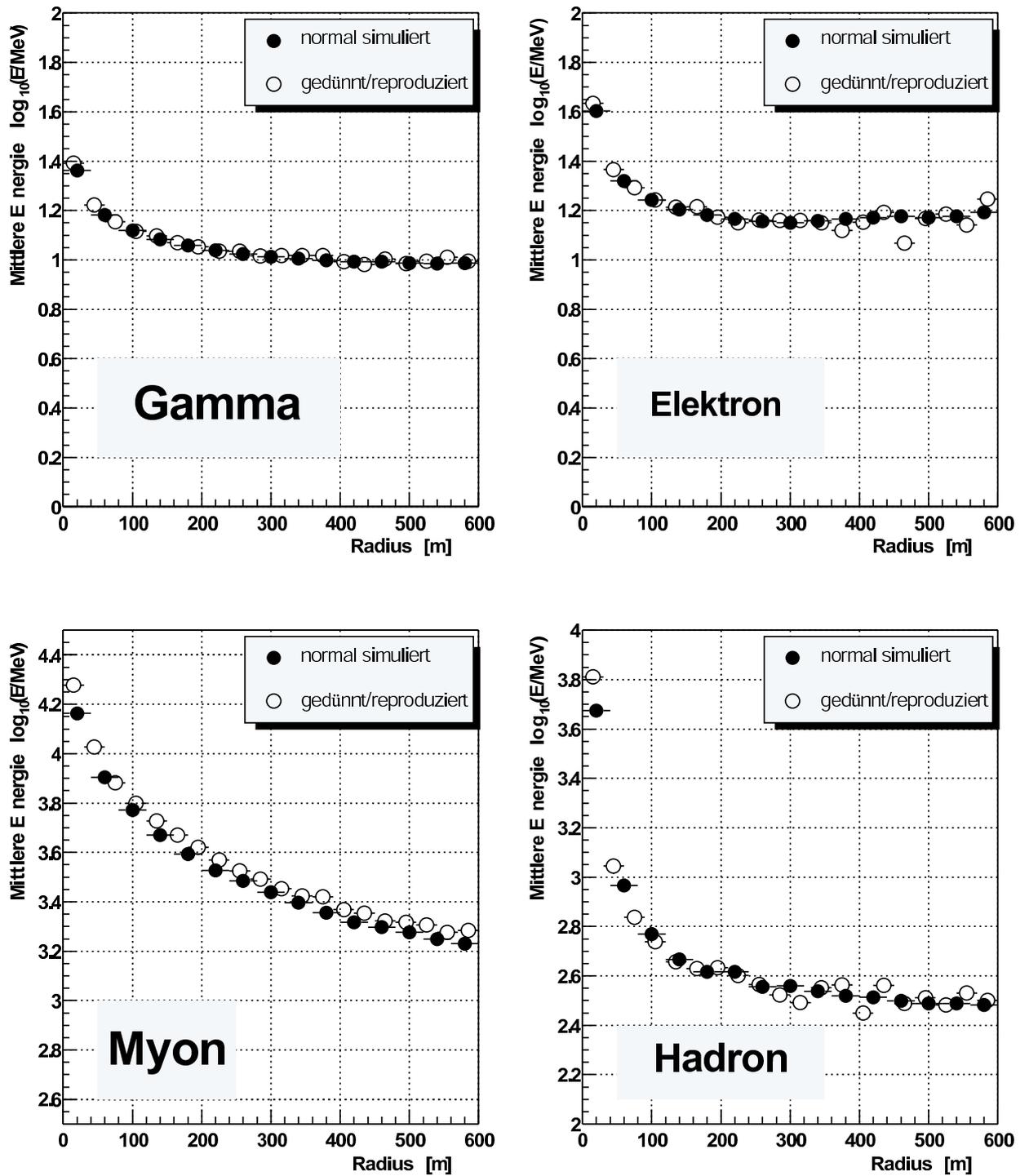


Abbildung 5.14: Vergleich der mittleren Teilchenenergien von 10 PeV Protonschauer.

Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e} = w_{max\mu,h} = 1000$ .

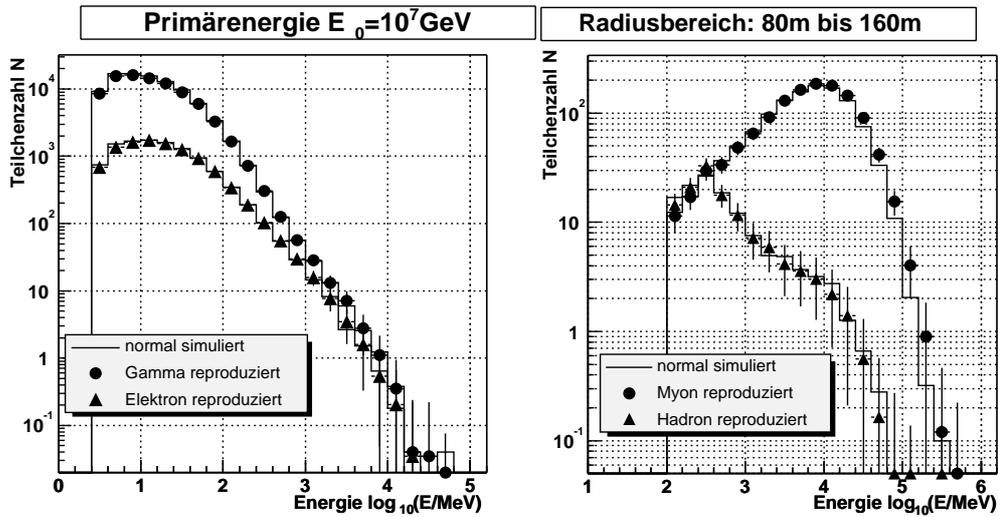


Abbildung 5.15: Vergleich der Energiespektren im Radiusbereich von 80 m bis 160 m bei 10 PeV Protonenschauer. Die durchgezogene Kurve entspricht den normal simulierten Schauern, die Symbole den gedünnten und reproduzierten Schauer. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e}=w_{max\mu,h}=1000$ .

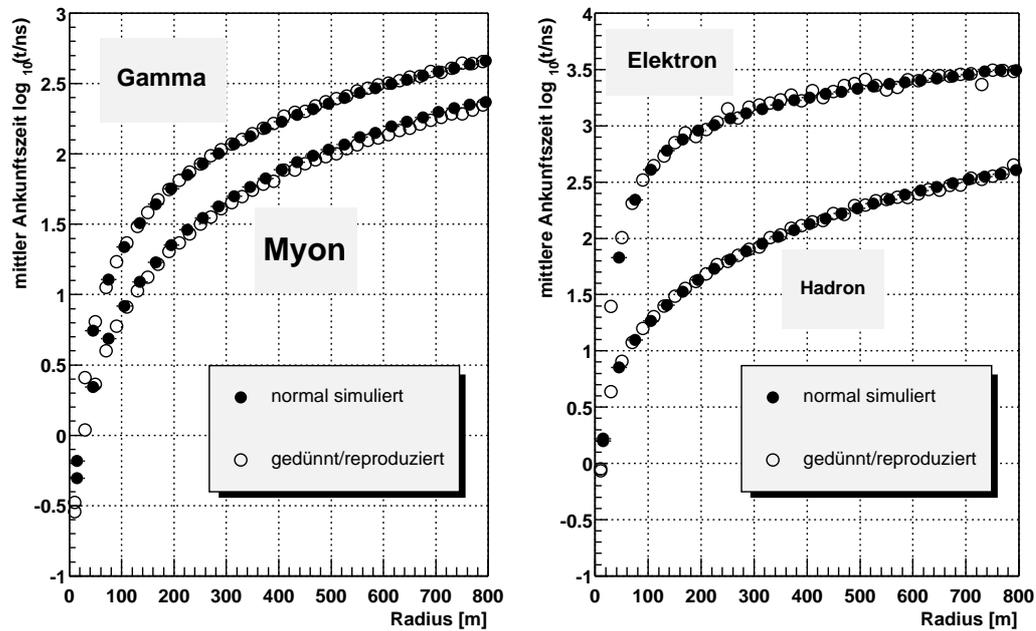


Abbildung 5.16: Vergleich der mittleren Ankuftszeiten für 10 PeV Protonenschauer. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e}=w_{max\mu,h}=1000$ .

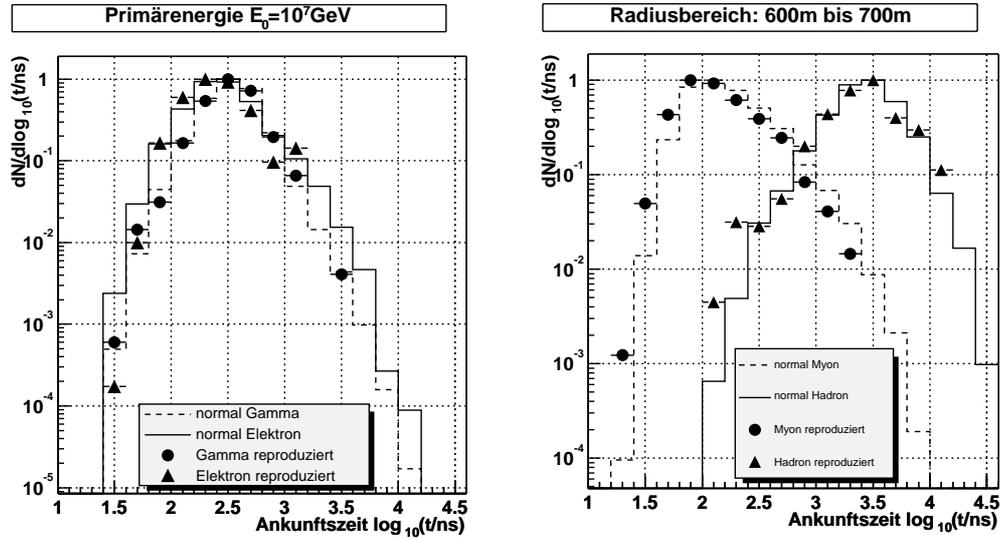


Abbildung 5.17: Vergleich der Ankunftszeitverteilungen bei einem Radiusbereich von 600 bis 700 m für 10 PeV Protonenschauer. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ ;  $w_{max\gamma,e} = w_{max\mu,h} = 1000$ .

kürzer. Betrachtet man das Spektrum der Ankunftszeiten in Abbildung 5.17 wird ein Unterschied zu den Ankunftszeiten von normal simulierten Schauern deutlich. Die Form der Verteilungen stimmt grob überein. In der elektromagnetischen Komponente fehlen jedoch Teilchen mit kleinen und großen Ankunftszeiten. Deutlich ist auch das Fehlen der Teilchen mit großen Ankunftszeiten bei Myonen und Hadronen zu erkennen. Dafür gibt es in diesen Komponenten einen leichten Überschuss an Teilchen mit sehr kleinen Ankunftszeiten. Da die gemessenen Ankunftszeiten im wesentlichen von den Teilchen im Maximum der Verteilung bei kleinen Schauern bzw. der Schauerfront bei großen Schauern verursacht werden, ist das Fehlen von späten Teilchen jedoch tolerierbar.

### 5.3.5 Myonen und Hadronen

Um Fehler durch Dünnen und Reproduzieren zu vermeiden, liegt es nahe, die Myonen und Hadronen nicht zu Dünnen, da diese nur wenige Prozent (ca. 3% bei einer Primärenergie von  $E_0 = 10^9$  GeV) der geladenen Teilchen in einem normal simulierten Schauer ausmachen. Dies kann man durch ein Gewichtslimit von  $w_{max} = 1$  für Myonen und Hadronen erreichen. Jedes neu erzeugte Myon und Hadron wird damit normal simuliert und nicht vom Thinning-Algorithmus berücksichtigt. Es können jedoch bei photonuklearen Prozessen oder Spallation Myonen und Hadronen mit einem Gewicht größer Eins entstehen, die dann den Erdboden erreichen. Dies ist der Fall, da das Mutterteilchen aus der elektromagnetischen Komponente stammt und somit bereits ein Gewicht größer als Eins besitzt. Die erzeugten Sekundärteilchen

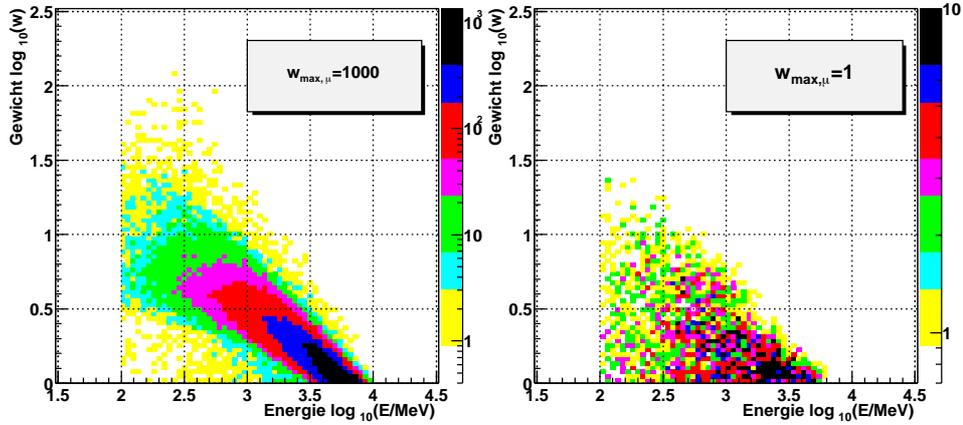


Abbildung 5.18: Vergleich der Teilchengewichte der Myonen über der Energie. Links wurde  $w_{max_{\mu,h}} = 1000$  gewählt und rechts  $w_{max_{\mu,h}} = 1$ . Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ ,  $w_{max_{\gamma,e}} = 1000$ .

und deren Zerfallsprodukte erhalten dann ein Gewicht in Abhängigkeit vom Mutterteilchen, obwohl sie selbst nicht weiter gedünnt werden. Es ist also nicht vollständig möglich, nur die elektromagnetische Komponente zu Dünnen. Der Anteil der Hadronen und Myonen mit Gewichten größer Eins in Simulationen mit  $w_{max_{\mu,h}} = 1$  beträgt weniger als 1%. Es können jedoch hohe Gewichte bis maximal  $w_{max_{\gamma,e}} = 1000$  erreicht werden. Das Verhältnis der Summe der Gewichte zu der Zahl der simulierten Teilchen entspricht dem mittleren Gewicht und steigt mit der Primärenergie wie in Tabelle 5.1 angegeben. Das mittlere Gewicht ist dabei nur schwach vom Radius abhängig. Wie man in Abbildung 5.18 erkennt, sind die Gewichte erwartungs-

Primärenergie	$10^7$ GeV	$10^8$ GeV	$10^9$ GeV
Myonen	1.011	1.036	1.068
Hadronen	1.042	1.085	1.132

Tabelle 5.1: Mittleres Gewicht der Myonen und Hadronen am Erdboden für unterschiedliche Primärenergien. Thinning-Parameter:  $\epsilon_{th} = 10^{-6}$ ;  $w_{max_{\gamma,e}} = 1000$ ;  $w_{max_{\mu,h}} = 1$ .

gemäß nicht gleichmäßig über der Energie verteilt. In der rechten Abbildung wurde  $w_{max_{\mu,h}} = 1$  gewählt. Zum Vergleich ist in der linken Abbildung die Verteilung dargestellt die mit einem  $w_{max_{\mu,h}} = 1000$  erzeugt wurde. Vernachlässigt man die Gewichte in der Detektorsimulation, wird das Energiespektrum falsch reproduziert. Man muß also auch bei Schauern, die mit einem Maximalgewicht von 1 für Myonen und Hadronen simuliert wurden, das Verfahren der Reproduktion auf Myonen und Hadronen anwenden. Das Verfahren wird also dadurch nicht vereinfacht.

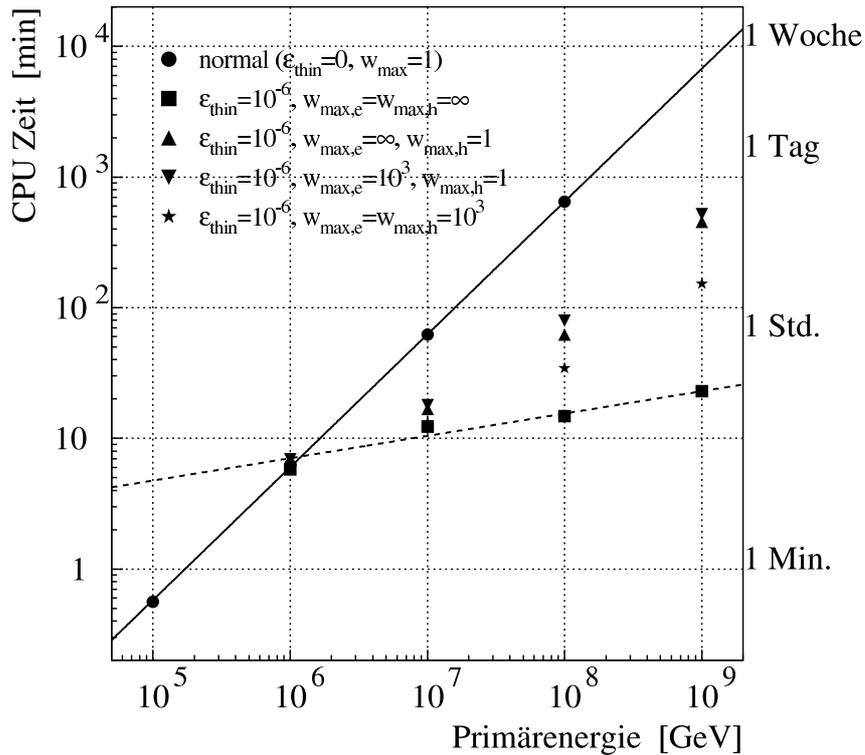


Abbildung 5.19: Rechenzeitvergleich für Protonschauer auf einer Compaq XP 1000 mit unterschiedlichen Maximalgewichten und einem Thinning-Level von:  $\epsilon_{th}=10^{-6}$ .

Ein weiterer Nachteil ist, dass die Rechenzeit pro Schauer wieder zunimmt, wenn ein Maximalgewicht von Eins für Myonen und Hadronen gewählt wird. In Abbildung 5.19 sind die Rechenzeiten pro Schauer für unterschiedliche Thinning-Parameter in Abhängigkeit von der Primärenergie aufgetragen. Man sieht, dass die Wahl eines Maximalgewichts von 1 für Myonen und Hadronen eine deutlich kleinere Auswirkung auf den Rechenzeitgewinn hat, als ein Maximalgewicht von 1000 für alle Komponenten im Vergleich zu normal simulierten Schauern. Aus diesen Gründen wird eine Gewichtslimitierung von 1000 für alle Schauerkomponenten bevorzugt, um Rechenzeit zu sparen.

## 5.4 Zusammenfassung und Ausblick

Mit den Untersuchungen wurde gezeigt, dass wichtige Eigenschaften wie z.B. die Lateralverteilung, das Energiespektrum und die mittlere Ankunftszeit über dem Radius gut wiedergeben werden. Nachdem das Verfahren in die Detektorsimulation implementiert ist, können Studien durchgeführt werden, wie sich die statistischen und systematischen Fehler der Schauerrekonstruktion durch die Verwendung von gedünnt simulierten Schauern verändern. Dabei ist die Wahl der Sammelfläche ein wichtiger Parameter der anhand rekonstruierter Schauergrößen untersucht werden

muss. Durch die Einführung der reduzierten Gewichte scheint es prinzipiell egal wie die Flächenvergrößerung erfolgt. Jedoch hängen Teilchenzahlverteilung am Ort des Detektors und Schauerasymmetrie direkt davon ab. Die Qualität der Ankunftszeitverteilungen geht in die Fehler der Schauerrichtungsrekonstruktion ein, während die Fluktuationen am Ort des Detektors die rekonstruierte Teilchenzahl betreffen, da bei der Anpassung einer lateralen Dichteverteilung die Datenfehler in Abhängigkeit von den lokalen Fluktuationen gewählt werden. Weichen die Fluktuationen von den erwarteten ab, wird die Anpassung unterschiedlich bzw. falsch gewichtet.

# Anhang A

## Koordinatentransformationen

### A.1 Transformation in Schauerkoordinaten

In den Ausgabedateien von CORSIKA sind unter anderem folgende Informationen enthalten:

- Der Einfallswinkel  $\theta$  des Schauers bezüglich der Senkrechten zur Beobachtungsebene.
- Der Azimutwinkel  $\phi$  bezüglich der Richtung Nord.
- Die x- und y-Koordinaten der Teilchen auf der Beobachtungsebene ( $z=0$ ).
- Die Zeit  $t_0$  seit der ersten Wechselwirkung bis Erreichen des Beobachtungsniveaus.
- Die Impulskomponenten und damit Energie und Richtung der Teilchen.

Im Folgenden werden die nötigen Transformationen in die Schauerkoordinaten dargestellt

#### A.1.1 Rotation um $(\phi - \frac{\pi}{2})$ und Neigung um $(\theta)$ .

Es wird um  $(\phi - \frac{\pi}{2})$  gedreht, damit der Schauer in Richtung der positiven Y-Achse zeigt. Damit liegen die Teilchen oberhalb und unterhalb der Schauerachse immer entlang der Y-Achse.

$$x' = x \cos(\phi - \pi/2) + y \sin(\phi - \pi/2) \quad (\text{A.1})$$

$$y' = y \cos(\phi - \pi/2) - x \sin(\phi - \pi/2) \quad (\text{A.2})$$

$$z' = z = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$p'_x = p_x \cos(\phi - \pi/2) + p_y \sin(\phi - \pi/2) \quad (\text{A.4})$$

$$p'_y = p_y \cos(\phi - \pi/2) - p_x \sin(\phi - \pi/2) \quad (\text{A.5})$$

$$p'_z = p_z \quad (\text{A.6})$$

Die Schauerachse wird um  $\theta$  geneigt, damit die Schauer immer senkrecht zur X-Y-Ebene in Schauerkoordinaten einfallen. Die X-Y-Ebene wird dann auch Schauererebene genannt.

$$x'' = x' \quad (\text{A.7})$$

$$y'' = y' \cos(\theta) \quad (\text{A.8})$$

$$z'' = y' \sin(\theta) \quad (\text{A.9})$$

$$p_x'' = p_x' \quad (\text{A.10})$$

$$p_y'' = p_y' \cos(\theta) + p_z' \sin(\theta) \quad (\text{A.11})$$

$$p_z'' = p_z' \cos(\theta) - p_y' \sin(\theta) \quad (\text{A.12})$$

### A.1.2 Zeitdifferenz zwischen neuer und alter Beobachtungsebene

Zuerst wird die Ankunftszeit bezüglich eines Photons, das entlang der Schauerachse fliegt, berechnet:

$$t = t_0 - \frac{h_0 - h_{Obs}}{c} \cos(\theta) \quad (\text{A.13})$$

Dabei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und es ist darauf zu achten, dass die Zeit in ns und die Höhe der ersten Wechselwirkung  $h_0$  in cm gegeben ist. Damit gilt für die Ankunftszeiten bezüglich der neuen Beobachtungsebene in 1. Näherung:

$$t'' = t - \frac{z''}{c} \quad (\text{A.14})$$

Die Näherung ist gültig, da sich die Teilchen mit fast Lichtgeschwindigkeit bewegen. Relativistisch ergibt sich die Geschwindigkeit der Teilchen zu:

$$v = c \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_0}{E}\right)^2} \quad (\text{A.15})$$

Für Elektronen erhält man z.B. mit einer Energieschwelle von 3 MeV für die kleinste Geschwindigkeit:

$$v_{min} = c \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{0.5 \text{ MeV}}{3 \text{ MeV}}\right)^2} = 0.99c \quad (\text{A.16})$$

Für Myonen und Hadronen liegt diese minimale Geschwindigkeit tiefer. Wenn diese berücksichtigt wird, muss auch die Richtung der Teilchen mit einbezogen werden. Es liegen jedoch keine Informationen vor, ob oder wann das Teilchen eine Wechselwirkung auf dieser Wegstrecke hatte.

## A.2 Transformationen im Verfahren der Reproduktion

Die Teilchen erhalten neue zufällige Koordinaten  $(x^*, y^*)$  in den Detektorflächen. Damit die Flugrichtung der Teilchen bezüglich der Schauerachse erhalten bleibt,

müssen die Impulse in der X-Y-Ebene transformiert werden. Der Drehwinkel ergibt sich aus den alten und neuen Koordinaten der Teilchen:

$$\alpha = \arctan(y^*/x^*) - \arctan(y''/x'') \quad (\text{A.17})$$

wobei auf den Quadranten in der Winkelbestimmung zu achten ist. Für die Impulse gilt dann:

$$p_x^* = p_x'' \cos(\alpha) + p_y'' \sin(\alpha) \quad (\text{A.18})$$

$$p_y^* = p_y'' \cos(\alpha) - p_x'' \sin(\alpha) \quad (\text{A.19})$$

$$p_z^* = p_z'' \quad (\text{A.20})$$

$$(\text{A.21})$$

Am Ende des Verfahrens werden die Orte, Impulse und Zeiten der Teilchen in die lokalen Koordinaten zurücktransformiert. Dazu werden die Umkehrungen der Transformationen aus Anhang A verwendet.

# Literaturverzeichnis

- [Aglietta89] M. Aglietta et al. (EAS-Top Kollaboration), Nucl. Instr. & Meth. **A277** (1989) 23
- [Alkhofer75] O.C. Alkhofer, *Introduction to Cosmic Radiation*, Verlag Carl Thiemig, München (1975)
- [Antoni03] T.Antoni et al. (KASCADE Kollaboration), Nucl. Instr. & Meth.A (submitted)(2003)
- [Bluemer03] J. Blümer et al., The Pierre Auger Collaboration, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **29**, 867 (2003) and The Pierre Auger Observatory Design Report, (1997);
- [Berger64] M.J. Berger, S.M. Seltzer, NASA Report NASA-SP-3012 (Washington DC 1964)
- [Capdevielle89] J.N. Capdevielle, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 15 (1989) 909
- [Doll90] P. Doll et al., *The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE*, KFK-Report 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Engel99] R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, Proc. 26<sup>th</sup> ICRC (Salt Lake City) (1999)
- [Fermi49] E. Fermi, *Phys. Rev.* 75 (1949) 1169
- [Fesefeldt85] H. Fesefeldt, Report PITHA-85/02 (1985), RWTH Aachen
- [Fletcher94] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, *Phys. Rev. D* 50 (1994) 5710; J. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, *Phys. Rev. D* 46 (1992) 5013
- [Gaisser90] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990)
- [GEANT93] CERN Software Division, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993)
- [Ginzburg64] V.L. Ginzburg, S.I. Syrovatskii, *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press (1964)

- [Glasstetter93] R. Glasstetter, Diplomarbeit, *Messung der Zeitstruktur ausgedehnter Luftschauber mit dem KASCADE-Array*, Universität Karlsruhe (1993)
- [Glasstetter03] R. Glasstetter et al., Proc. 28<sup>th</sup> ICRC (Tsukuba) (2003)
- [Greisen56] K. Greisen, Prog. Cosmic Ray Physics 3,1 (1956)
- [Greisen60] K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10 (1960) 63
- [Greisen66] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. (1966) p.748
- [Haungs03] A. Haungs et al., Proc. 28<sup>th</sup> ICRC (Tsukuba) (2003)
- [Heck98a] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, Report FZKA 6019 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe
- [Heck98] D. Heck, J. Knapp, FZKA-Report 6097, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Hillas81] A.M. Hillas, Proc. 17<sup>th</sup> ICRC (Paris) (1981)
- [Kalmykov93] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, Yad. Fiz. 56 (1993) 105; Phys. At. Nucl. 56 N3 (1993) 346; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov, Izv. RAN Ser. Fiz. 58 (1994) N12 p.21; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov, Bull. Russ. Acad. Science (Physics) 58 (1994) 1966; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B (1997) 17
- [Kamata58] K. Kamata & J. Nishimura, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) Suppl.6, 93. (1958)
- [Knapp96] J. Knapp, D. Heck, G. Schatz, Report FZKA 5828 (1996), Forschungszentrum Karlsruhe; J. Knapp, D. Heck, and G. Schatz, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B (1997) 136; D. Heck, J. Knapp, and G. Schatz, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B (1997) 139
- [Knapp97] J.Knapp, FZKA-Report 5970, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Knapp98] J. Knapp, D. Heck, *EAS-Simulations with CORSIKA: A User's Guide* (1998)
- [Lagutin79] A.A. Lagutin, A.V. Plyasheshnikov, V.V. Uchaikin, Proc. 16<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto (Japan), 7 (1979) 18; J.N. Capdevielle for KASCADE Collaboration, Proc. 22<sup>nd</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Dublin (Ireland), 4 (1991) 405
- [Maier03] G. Maier, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe (2003)
- [Nelson85] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers, Report SLAC 265 (1985), Stanford Linear Accelerator Center

- [PDG96] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet* (1996)
- [Ranft95] J. Ranft, Phys. Rev. D51(1995) 64; Report INFN/AE-97/45 (1997), Laboratorio Nazionale del Gran Sasso
- [Risse00] M. Risse, FZKA-Report 6493, Forschungszentrum Karlsruhe (2000)
- [Ulrich03] H. Ulrich, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe (2003)
- [Wefel91] J. Wefel, *Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium*, eds. M.M.Shapiro et al., NATO ASI Series 337C (1991) 29
- [Werner93] K. Werner, Phys. Rep. 232 (1993) 87
- [Zatsepin66] G.T. Zatsepin, V.A.Kuz'min, JETP Lett.,4. (1966)

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der KASCADE-Grande Kollaboration am Institut für Kernphysik des Forschungszentrum Karlsruhe und am Institut für experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe.

Mein besonderer Dank gilt:

... Herrn Prof. Dr. K.-H. Kampert für die Ermöglichung und Betreuung der Arbeit.

... Herrn Prof. Dr. M. Feindt für die Übernahme des Koreferats.

... Herrn Prof. Dr. H. Blümer für die Ermöglichung der Arbeit am Institut für Kernphysik.

... Herrn R. Glasstetter für die gute Betreuung und in die Einführung in das wissenschaftliche Arbeiten. Ich danke auch den Herren H. Ulrich und G. Maier für die unermüdliche Diskussionsbereitschaft und gute Atmosphäre.

... den Mitgliedern der KASCADE-Grande Kollaboration für die gute Zusammenarbeit.

... meinen Eltern, die mir das Studium durch finanzielle Unterstützung ermöglichten und in allen Lebenslagen beratend zur Seite standen.



Hiermit versichere ich, diese Arbeit selbständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur angefertigt zu haben.

Karlsruhe, den 13. Juni 2003

Sven Bingert