Universität Hamburg
II. Institut für Experimentalphysik

HEGRA-HH/99-12

Einfluß hadronischer Wechselwirkungsmodelle auf Luftschauergrößen

Diplomarbeit
vorgelegt
von

Michael Raabe

Dezember 1999

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die kosmische Strahlung ist seit ihrer Entdeckung durch Victor Hess im Jahre 1910 [V.Hess, 12] stetig weiter erforscht worden. Heute untersuchen weltweit mehrere Experimente die kosmische Strahlung. Dabei stehen die Detektoren teilweise unter der Erde, auf der Erde oder befinden sich sogar in Ballon- und Satellitenexperimenten. Doch trotz dieses Aufwands sind noch viele Fragen über die kosmische Strahlung unbeantwortet geblieben. So ist seit V. Hess ist die Frage nach dem Ursprung und den Beschleunigungsmechanismen ein bis heute ungelöstes Rätsel. Es gibt zwar verschiedene Modelle, die voraussagen, wie Protonen oder Atomkerne bis hin zum Eisen auf höchste Energien von bis zu 10^{20} eV gebracht werden können, aber zur genaueren Untersuchung und Verifizierung dieser Modelle fehlen bislang geeignete direkte Untersuchungsmethoden und Daten. Das ist auch nicht verwunderlich, da der Fluss der geladenen kosmischen Strahlung mit zunehmender Primärteilchenenergie exponentiell abnimmt und die Ereignisse extrem selten werden. Bei den bisher höchsten beobachteten Energien von etwa 10^{20} eV ist die Anzahl der Teilchen so gering, daß durchschnittlich eins pro Jahrhundert und pro Raumwinkel auf einem Gebiet von 1 km^2 einfällt. Dieser geringe Fluss macht deutlich, warum es vorwiegend erdgebundene Experimente sind, die Licht in die Dunkelheit bringen können, denn bei dieser geringen Anzahl von Ereignissen machen es die notwendigen Dimensionen der Detektoren nicht mehr möglich, die geladenen Teilchen mit Ballon- oder Satellitenexperimenten direkt zu beobachten. Erdgebundene Experimente bieten neben der Möglichkeit größere Detektorfelder anlegen zu können auch noch den Vorteil, daß ein primäres kosmisches Teilchen in der Atmosphäre einen Luftschauer auslöst, indem sehr viele Sekundärteilchen entstehen, und der eine Ausdehnung von bis zu mehreren Quadratkilometern haben kann. Da für die Messung des Luftschauers nur statistische Stichproben mit verteilten Detektoren notwendig sind, wird damit eine effektive Fläche erreicht, die mehrere Größenordnungen über der eigentlichen Detektorfläche liegt.

Andererseits ist es nicht mehr möglich, die Art des Primärteilchen und seine Energie direkt zu messen, sondern man ist auf indirekte Methoden angewiesen. Erschwert wird der Rückschluß von den gemessenen Daten auf das Primärteilchen noch durch die Tatsache, daß ein ausgedehnter Luftschauer ein sehr komplexes Phänomen ist und die Luftschauerkaskade in der Atmosphäre stark fluk-

tuieren kann. Zur Interpretation der gemessenen Daten müssen geeignete Simulationen der tatsächlichen Physik verwendet werden, sogenannte „Monte-Carlo-Simulationen“ mit „Monte-Carlo-Generatoren“. Am besten läßt sich das mit Computer-Programmen realisieren. Dazu wurde in dieser Arbeit das Computer-Programm CORSIKA des Forschungszentrums Karlsruhe verwendet.
Da die zugrundeliegenden Wechselwirkungen bei hohen Energien nicht mehr an Beschleunigern studiert werden können, wird versucht, die Wechselwirkungen der bekannten Energiebereiche mit Modellen bis zu den erforderlichen Energien zu extrapolieren. Man ist also zur Interpretation der gemessenen Daten auf Extrapolationen der gemessenen Wechselwirkungen in Modellen angewiesen. Es sind dafür Simulationen von ausgedehnten Luftschauern mit einem Programm erforderlich, das in der Lage ist, Schauer mit verschieden Modellen zu simulieren. Dafür eignet sich das am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelte Monte-Carlo-Programm CORSIKA in der Version 5.20 hervorragend. Es stellt fünf verschieden Modelle zur Verfügung.

Das Experiment HEGRA bietet die seltene Möglichkeit, mit verschiedenen erdgebundenen Detektoren ausgedehnte Luftschauer im Energiebereich zwischen etwa $3 \cdot 10^{14}$ und 10^{16} eV zu beobachten. Der Einsatz von unterschiedlichen Detektortypen bietet den Vorteil, daß mit mehreren Schauerkomponenten die Möglichkeit einer besseren Bestimmung der Art und der Energie des Primärteilchens geschaffen ist. Für diese Bestimmung sind jedoch die oben erwähnten Monte-Carlo-Simulationen sehr wichtig, da von ihnen die Ergebnisse entscheidend abhängen. In der vorliegenden Arbeit werden nun eventuelle Unterschiede in den verschiedenen Monte-Carlo-Modellen eingehend dargestellt und die Ergebnisse mit Blick auf die bei HEGRA verwendeten Größen untersucht.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit wird die kosmische Strahlung und die Luftschauertechnik vorgestellt. Dann werden die verschiedenen Schauerkomponenten eingeführt. Das zweite Kapitel beschäftigt sich mit dem HEGRA-Experiment und den dort im Einsatz befindlichen Detektortypen. Im dritten Kapitel wird auf das verwendete Monte-Carlo-Programm CORSIKA und die verschiedenen Modelle eingegangen. Im vierten Kapitel werden dann die der Arbeit zugrundeliegenden Datensätze vorgestellt und im fünften Kapitel schließlich die Ergebnisse präsentiert.

Kapitel 1

Kosmische Strahlung und Luftschauertechnik

In diesem Kapitel werden die kosmische Strahlung und die Luftschauertechnik vorgestellt. Dabei wird nach Art der Primärstrahlung unterschieden. Anschließend wird kurz auf das in Luftschauern produzierte Cherenkovlicht eingegangen, wobei eine genauere Darstellung in Abschnitt 4.4 stattfindet. Am Ende des Kapitels wird ein Überblick über den Stand der Analyse und Modellierung von Luftschauern gegeben.

1.1 Kosmische Strahlung

Als kosmische Strahlung werden allgemein Teilchen (Leptonen, Hadronen) und Photonen bezeichnet, die die Erde aus dem Kosmos erreichen und in die Erdatmosphäre eintreten. Obwohl die kosmische Strahlung seit über 80 Jahren bekannt ist und untersucht wird [V.Hess, 12] sind die Ursprünge und Beschleunigungsmechanismen bisher unbekannt geblieben. Es gibt verschiedene theoretische Modelle, die versuchen die Beschleunigungsmechanismen für die kosmische Strahlung zu erklären. Meistens gehen sie von starken Schockfronten aus, in denen durch Fermi-Beschleunigung erster Art [Gaisser, 90] die geladenen Teilchen auf entsprechend hohe Energien beschleunigt werden. Für die Quellen werden galaktische und extragalaktische Ansätze gemacht, wobei Supernova-Überreste [Drury, 83], stellare Winde [Biermann, 95], Pulsarnebel [Aharonian, 98] und andere verwendet werden.

Ein bedeutendes Merkmal der kosmischen Strahlung wird in dem Energiespektrum der Atomkerne deutlich (siehe Abbildung 1.1). Das differentielle Spektrum folgt über viele Größenordnungen einem einfachen Potenzgesetz mit einem spektralen Index von etwa -2.7 [Caso, 99]. Bei ungefähr 3 PeV findet jedoch eine Änderung dieses Verlaufes statt. Das Spektrum knickt ab, der spektrale Index ändert sich auf einen Wert von etwa -3 [Watson, 97]und behält etwa für

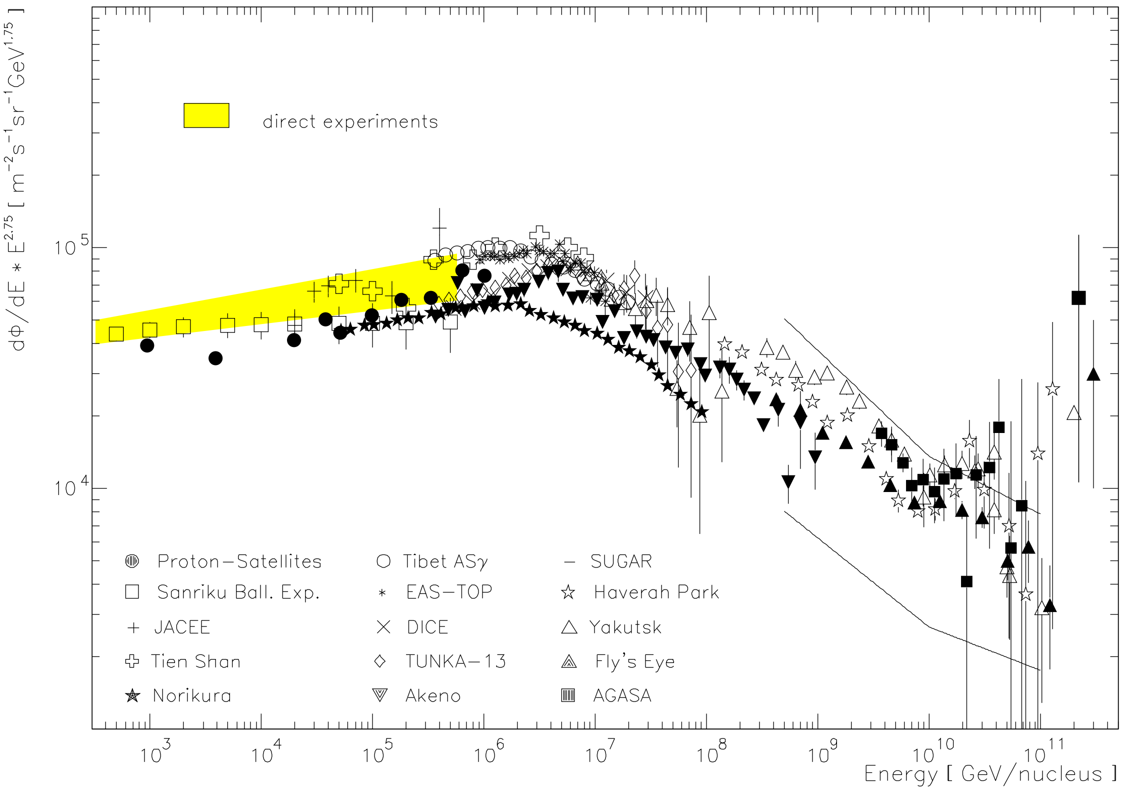


Abbildung 1.1: *Mot $E^{2.75}$ gewichtetes Energiespektrum der Atomkerne in der kosmischen Strahlung (aus [Wiebel-Sooth, 98]).*

drei Dekaden diesen Wert bei. Dieser Bereich wird als das „Knie“ der kosmischen Strahlung bezeichnet, wobei die Ursachen für dieses Verhalten noch unbekannt sind. Möglicherweise stellt das „Knie“ einen Übergang zwischen zwei verschiedenen Klassen der kosmischen Strahlung dar, deren eigentliche Ursache in den unterschiedlichen kosmischen Beschleunigungsmechanismen liegt. Direkt beobachtet werden kann diese Strahlung bis zu Energien von $E \leq 100$ TeV mit ballon- oder satellitengestützten Experimenten. Zur Beobachtung von kosmischer Strahlung mit höheren Primärenergien werden größere Detektoren benötigt, die nicht mehr in solche Höhen gebracht werden können. Das liegt vorwiegend an den geringen Flüssen bei diesen Energien (siehe Abbildung 1.1). Diese Strahlung kann am besten mit erdgebundenen Experimenten gemessen werden. Dabei wird die Luftschauertechnik eingesetzt und die Atmosphäre der Erde als ein Teil des Detektors benutzt.

1.2 Luftschauertechnik

Dringt ein kosmisches Teilchen oder Photon in die Erdatmosphäre ein, werden in einer Vielzahl von Wechselwirkungen der Strahlung mit den Luftmolekülen Teilchen erzeugt. Die Zahl der Sekundärteilchen steigt zunächst exponentiell an. Dieser Prozeß eines sogenannten Luftschauers hält solange an, bis die verbleibenden Teilchen nicht mehr genügend Energie besitzen, um die Kaskade weiter zu speisen und nur noch die Luftmoleküle ionisiert werden. Die Teilchenzahl nimmt dann mit zunehmender Eindringtiefe in der Atmosphäre ab, bis alle Teilchen von den Luftmolekülen absorbiert oder thermalisiert wurden. Durch die hohen Energien sind die in der Kaskade erzeugten Schauerteilchen stark in Vorwärtsrichtung, also entlang der Flugachse des ursprünglichen primären Teilchens, gebündelt. Die seitliche Ausdehnung des Schauers am Erdboden hängt wesentlich von den mittleren Emissions- und Ablenkwinkeln der sekundären Teilchen ab. Die Entwicklung der Teilchenkaskade in der Erdatmosphäre wird als ausgedehnter Luftschauer (Extensive Air Shower) bezeichnet.

Die Entwicklung eines Luftschauers hängt von der Art des Primärteilchens ab. Es wird dabei unterschieden zwischen Photon- und einem Hadron-induziertem Luftschauer, auf die in den nächsten Abschnitten genauer eingegangen wird.

1.2.1 Photon-induzierte Luftschauer

Die durch ein primäres Photon, Elektron oder Positron ausgelösten ausgedehnten Luftschauer zeigen einen charakteristischen Verlauf in der Atmosphäre. Durch Paarerzeugung der Photonen werden e^+e^- -Paare erzeugt, die wiederum durch Bremsstrahlung Photonen produzieren können. In der elekromagnetischen Kaskade finden diese beiden Prozesse wechselseitig so lange statt, bis die mittlere Energie der Elektronen und Positronen unterhalb der kritischen Energie E_c liegt. E_c ist die Energie, unterhalb der die Elektronen ihre Energie überwiegend durch Ionisation abgeben, die Bremsstrahlung eine untergeordnete Rolle spielt und für die Photonen die Comptonstreuung wichtiger als die Paarbildung wird. Für Luft liegt dieser Wert bei etwa $E_c = 84.2$ MeV. Die relativ kleine Strahlungslänge $X_o \approx 37.1$ g/cm^2 [Gaisser, 90] der Elektronen in Luft zusammen mit der Konversionslänge $\lambda = \frac{9}{7}X_o$, die die mittlere freie Weglänge bis zur Paarerzeugung angibt, sind dafür verantwortlich, daß eine kompakte elektromagnetische Kaskade entsteht. Die Beobachtungshöhe von HEGRA (siehe Kapitel 2) beträgt etwa 2200 m über dem Meerespiegel, was einer integralen Säulendichte der Atmosphäre von 780 g/cm^2 oder etwa 21 Strahlungslängen entspricht.

1.2.2 Hadron-induzierte Luftschauer

Ein hochenergetischer Atomkern, zum Beispiel ein Proton, das in die obere Atmosphäre eindringt und dort auf ein Luftmolekül stößt, löst einen hadronischen

Luftschauer aus.

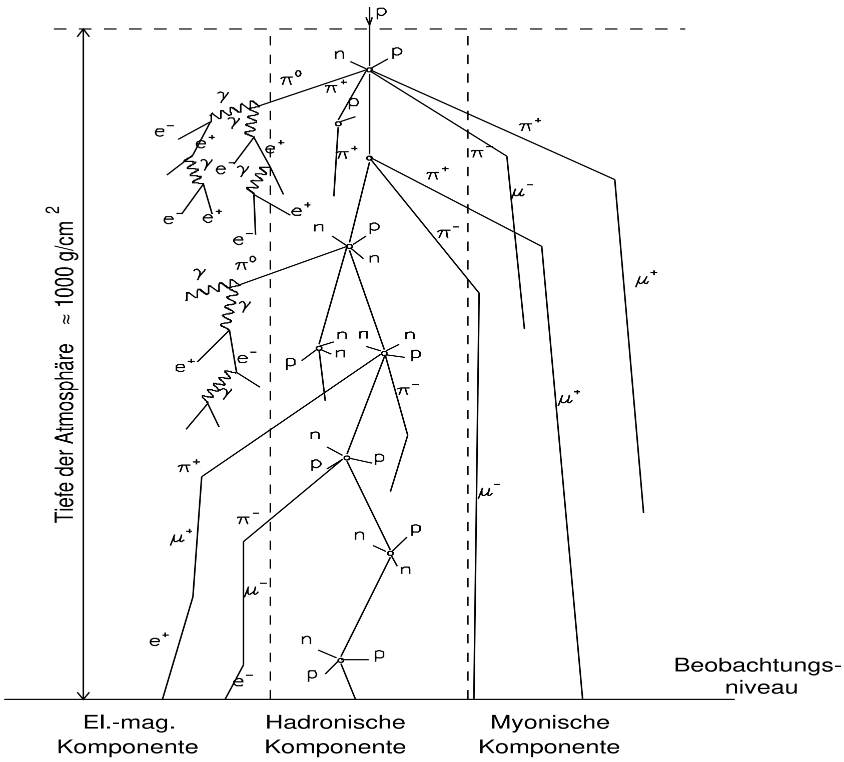


Abbildung 1.2: *Schematische Darstellung eines hadronischen Luftschauers. Es sind die drei wesentlichen Komponenten dargestellt. Die Hadronen bilden den Kern der Kaskade und liefern die Energie für die elektromagnetische und myonische Komponente. Die Myonen durchdringen große Teile der Atmosphäre, wohingegen die Elektronen und Photonen elektromagnetische Subschauer produzieren (aus [Knapp, 97a]).*

Die Sekundärteilchen können durch wiederholte starke Wechselwirkungen mit den atmosphärischen Molekülkernen eine hadronische Kaskade auslösen, bis die verbliebene Energie nicht mehr ausreicht, um weitere Teilchen zu produzieren. Die Luftschauerkaskade kann, wie in Abbildung 1.2 gezeigt, in drei Komponenten unterteilt werden: In ein hadronische, eine myonische und eine elektromagnetische Komponente.

Die hadronische Komponente enthält zunächst die gesamte Energie. Sie besteht hauptsächlich aus Kernen, Protonen, Neutronen und Mesonen. Die hochenergetischen Hadronen bleiben dabei im Kern des Schauers (Radius < 20 m) konzentriert, wogegen sich die niederenergetischen Hadronen weiter von der Schauerachse entfernen können.

Die myonische Komponente entsteht durch K- und π-Mesonen, die in großen Höhen, in denen eine geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Luftmolekülen existiert, in Myonen zerfallen können.

Die elektromagnetische Komponente entsteht hauptsächlich durch den Zerfall neutraler Pionen, die zu 99% in Photonen zerfallen:

$$\pi^0 \quad \rightarrow \quad \gamma + \gamma \tag{1.1}$$

Durch anschließende Paarerzeugung wird mit zunehmender Schauerentwicklung kontinuierlich Energie in die elektromagnetische Komponente übertragen:

$$\gamma \quad \rightarrow \quad e^+ + e^- \tag{1.2}$$

Es werden elekromagnetische Subschauer ausgelöst, die zu einer heftigen Multipikation der Teilchenzahlen führen. Der hadronische Schauer wird mit zunehmender Entwicklung einem elektromagnetischen Schauer ähnlicher. Durch die im Vergleich zu den anderen Komponenten hohen Teilchenzahlen bilden die elektromagnetischen Kaskaden das Grundgerüst eines Luftschauers.
Ein weiteres Merkmal hadronischer Schauer ist die sogenannte "harte Komponente". Mit "hart" werden Myonen, hochenergetische Elektronen und Positronen (größer als 10 GeV) sowie Hadronen bezeichnet, im Gegensatz zu der "weichen Komponente", die aus niederenergetischen Elekronen, Positronen und Photonen besteht.
Für Luftschauer-Experimente sind die hochenergetischen Myonen interessant. Sie entstehen durch den Zerfall geladener Pionen und Kaonen:

$$\pi, K \quad \rightarrow \quad \mu + \nu_\mu \tag{1.3}$$

Durch ihre geringe Wechselwirkungs-Wahrscheinlichkeit mit der Atmosphäre einerseits und die relativ lange Lebensdauer von $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ Sekunden sowie ihre relativistische Geschwindigkeit andererseits können sie die Beobachtungsebene erreichen.

Allgemein stirbt die hadronische Komponente langsamer aus als die elektromagnetische, da die Wechselwirkungslänge für Hadronen größer ist als für Photonen. Die mittlere Wechselwirkungslänge von Protonen in Luft beträgt etwa 83 g/cm^2 [Gaisser, 90].
Nach dem Superpositionsmodell [Engel, 92], [Schatz, 94] verhalten sich Luftschauer, die durch Kerne mit der Massenzahl A ausgelöst werden, wie die Überlagerung von A protonischen Luftschauern. Für den Zusammenhang zwischen Gesamtenergie E_o, Massenzahl A und der Eindringtiefe t_{max} bis zum Schauermaximum hat sich in Monte-Carlo-Rechnungen der folgende Zusammenhang gezeigt:

$$t_{max} \sim \log(E_o/A) \tag{1.4}$$

Bei hadronisch induzierten Luftschauern nimmt die Eindringtiefe logarithmisch mit der Energie pro Nukleon zu.

1.2.3 Cherenkovlicht

Geladene Teilchen eines Luftschauers, die sich schneller als das Licht in dem durchquerten Medium mit einem Brechungsindex $\eta > 1$ bewegen, produzieren Cherenkovlicht. Während der longitudinalen Entwicklung der Teilchenkaskade entsteht so gleichzeitig eine Cherenkovlicht-Front, die sich kegelförmig der Erdoberfläche nähert. Die Cherenkovlicht-Front enthält Informationen aus der gesamten longitudinalen Entwicklung des Schauers, da das Cherenkovlicht in allen Höhen produziert wurde und nur begrenzt durch die Atmosphäre beeinflusst wird. Eine genaue Darstellung des Cherenkov-Effektes kann bei [Jelly, 58] nachgelesen werden.

1.3 Analyse und Modellierung von ausgedehnten Luftschauern

Erdgebundene Experimente zur Erforschung der kosmischen Strahlung registrieren mit ihren Detektoren am Erdboden Teilchen und Photonen, die in den ausgedehnten Luftschauern in der Atmosphäre entstanden sind. In Abhängigkeit von den verwendeten Detektoren, stehen verschiedene Informationen über den zeitlichen und longitudinalen Verlauf der Luftschauerentwicklung in der Atmosphäre zur Verfügung. Die bei HEGRA benutzten Detektortypen werden in Kapitel 2 vorgestellt.

Mit erdgebundenen Teilchendetektoren kann nur eine Momentaufnahme zu einem bestimmten Zeitpunkt gemacht werden, wobei man keinerlei direkte Informationen über den zeitlichen Verlauf des Luftschauers erhält. Dieses wird im allgemeinen als „Tailcatcher“- Experiment bezeichnet. Aus einer Momentaufnahme der im Schauer entstandenen Teilchen in der Beobachtungsebene müssen nun Rückschlüsse auf die longitudinale Entwicklung des Luftschauers in der Atmosphäre gezogen werden. Daher erfordert die Analyse der Daten von ausgedehnten Luftschauern eine detaillierte theoretische Modellierung der atmosphärischen Teilchenkaskaden, die sich entwickeln, wenn ein hochenergetisches Teilchen oder Photon in die Atmosphäre eintritt. Bei Detektoren, mit denen das Cherenkovlicht der Luftschauer registriert wird, stehen mehr Informationen über die longitudinale Entwicklung des Luftschauers zur Verfügung. Das Cherenkovlicht erreicht, nur geringfügig beeinflußt durch Streuung und Absorption in der Atmosphäre, den Detektor.

Die theoretische Modellierung wird heute mit Monte-Carlo-Methoden verwirklicht, wobei entscheidend die theoretischen Erkenntnisse über die verschiedenen Wechselwirkungsarten mit eingehen. Die bisherigen Erkenntnisse der starken und schwachen Wechselwirkung stammen zum größten Teil aus Beschleuniger-Experimenten. Die erreichbaren Schwerpunktsenergien liegen je nach Experiment bei einigen 10^{12} eV für Proton-Proton-Wechselwirkungen. Damit können Luft-

schauerereignisse bis zum „Knie“ (siehe Abschnitt 1.1) mit einer Primärteilchenenergie von einigen PeV untersucht werden. Zu höheren Luftschauer-Energien hin müssen die Daten extrapoliert werden, um noch mit Monte-Carlo-Methoden behandelt werden zu können.
Einen weiteren wichtigen Punkt bei der Modellierung stellen die Emissions- und Ejektilwinkel in hadronischen Reaktionen da. Bei Beschleuniger-Experimenten können Ereignisse, die unter sehr geringen Streuwinkeln stattfinden, bis auf wenige Ausnahmen ([List, 97]) nicht direkt beobachtet werden, da in dieser Richtung das Strahlrohr des Beschleunigers sitzt. Diese Ereignisse sind jedoch für die Luftschauer-Experimente von entscheidender Bedeutung, weil sie die energiereichen Teilchen und Photonen tief in die Atmosphäre bringen und damit großen Einfluß auf die longitudinale Entwicklung haben. Die geforderten Wechselwirkungen in diesem Bereich müssen ebenfalls extrapoliert werden.
Zusätzlich muß die Variabilität des „Detektors“, also im diesem Fall der Erd-Atmosphäre, berücksichtigt werden. In den Laborversuchen sind im allgemeinen die Parameter wie Druck, Druckverlauf, Zusammensetzung, Luftfeuchtigkeit und Temperatur fest vorgegeben. Das ist bei den erdgebundenen Luftschauer-Experimenten nicht der Fall. Es kann allenfalls ein ungefährer Verlauf der Parameter in der Atmosphäre angenommen werden. Diese Werte sind jedoch von Bedeutung für die longitudinale Entwicklung der Luftschauer in der Atmosphäre (siehe [Horns, 97],29ff), da die Erdatmosphäre in Luftschauerexperimenten Target, Kalorimeter und Transportmedium zur Verfügung stellt.

Abschließend kann gesagt werden, daß bei der Auswertung der Daten von ausgedehnten Luftschauern drei Punkte beachtet werden müssen:

- Interpretation der Daten bei hohen Energien sind abhängig von Extrapolationen
- Ereignisse unter geringen Streuwinkeln müssen extrapoliert werden
- atmosphärische Effekte sind nur annähernd bekannt

Damit geht in jedes Monte-Carlo-Modell für die Simulation von ausgedehnten Luftschauern ein Unsicherheitsfaktor ein, der bei der Interpretation der Daten berücksichtigt werden muß.

Kapitel 2

Das HEGRA-Experiment

Das HEGRA (**H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy) - Experiment wurde 1987 auf der kanarischen Insel LaPalma in 2240 Metern Höhe über dem Meeresspiegel begonnen. Dort wurde eine Luftschaueranlage eingerichtet, um Quellen und die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung zu erforschen. HEGRA wird in einer internationalen Zusammenarbeit von mehreren Universitäten und Max-Planck-Instituten betrieben:

- Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
- Max-Planck-Institut für Physik, München
- Universität Hamburg
- Universität Kiel
- Universität Madrid
- Universität Wuppertal
- Yerevan Physics Institute, Eriwan

Das **I**nstituto de **A**strofisica de **C**anarias (IAC) genehmigte freundlicherweise den Aufbau des Experiments auf dem Gelände des **O**bservatorio del **R**oques de los **M**uchachos (ORM), das wegen der guten Infrastruktur für HEGRA ideal ist. Die geographische Lage von 28^o 18' N und 17^o 54' W ist aufgrund der klimatischen Bedingungen günstig und ermöglicht die Beobachtung von kosmischer Strahlung aus Regionen der nördlichen Hemisphäre im Energiebereich von 500 GeV - 10 PeV.

2.1 Das Detektorfeld

Das Detektorfeld umfaßt eine Grundfläche von etwa 200×200 m^2. Es befinden sich vier Detektortypen im Einsatz:

- Szintillations-Detektoren
- Weitwinkel-Cherenkovlicht-Detektoren (AIROBICC)
- Abbildende Cherenkovlicht-Teleskope
- Geiger-Türme

Eine schematische Darstellung des Detektorfeldes ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Da die Detektor-Daten selbst in dieser Arbeit nicht weiter verwendet werden, wird an dieser Stelle nur eine kurze Beschreibung gegeben. Für weitere Einzelheiten wird auf die genannte Literatur verwiesen.

2.1.1 Die Szintillations-Detektoren

Die Szintillations-Detektoren sind in zwei verschiedenen Anordnungen auf einem etwa 200m $\times$ 200m großen Feld aufgebaut worden.
Das Hauptfeld besteht aus 167 Szintillatorhütten, die in einem regelmäßigen Gitter mit 15 m Abstand angeordnet sind. Dazu gibt es im Zentrum des Feldes eine zweite Anordnung mit 76 Detektoren, die um 7.5 m gegenüber dem ersten versetzt sind, die sogenannte Verdichtung.
Eine Szintillatorhütte besteht aus einem 1 m^2 großen Plastik-Szintillator mit einer Stärke von ca. 5 cm. Darüber liegt eine Bleiplatte zur Konversion von Photonen in Elektronen und Positronen in einer Stärke von ca. einer Strahlungslänge. Die im Szintillator erzeugten Photonen werden in zwei Sekundär-Elektronen-Vervielfachern, im folgenden nur noch Photomultiplier genannt, registriert [Schmele, 98] [Willmer, 97].

2.1.2 Die Weitwinkel-Cherenkovlicht-Detektoren

Das Weitwinkel-Cherenkovlicht-Detektor Feld AIROBICC (**AIR** shower **O**bservation **B**y angle **I**ntegrating **C**herenkov **C**ounters) besteht aus 49 Cherenkovlicht-Detektoren auf einem 7×7 Gitter mit einem Gitterabstand von 30 Metern. Diese Hauptfeld wurde 1997 auf 97 Detektoren erweitert. Die Detektoren bestehen aus einem Reflektor (Winston-Cone), an dessen unterem Ende ein Photomultiplier angebracht ist. Der Winston-Cone-Spiegel reflektiert einerseits das Cherenkovlicht, das nicht direkt in die Photomultiplier trifft, und verstärkt damit die Intensität

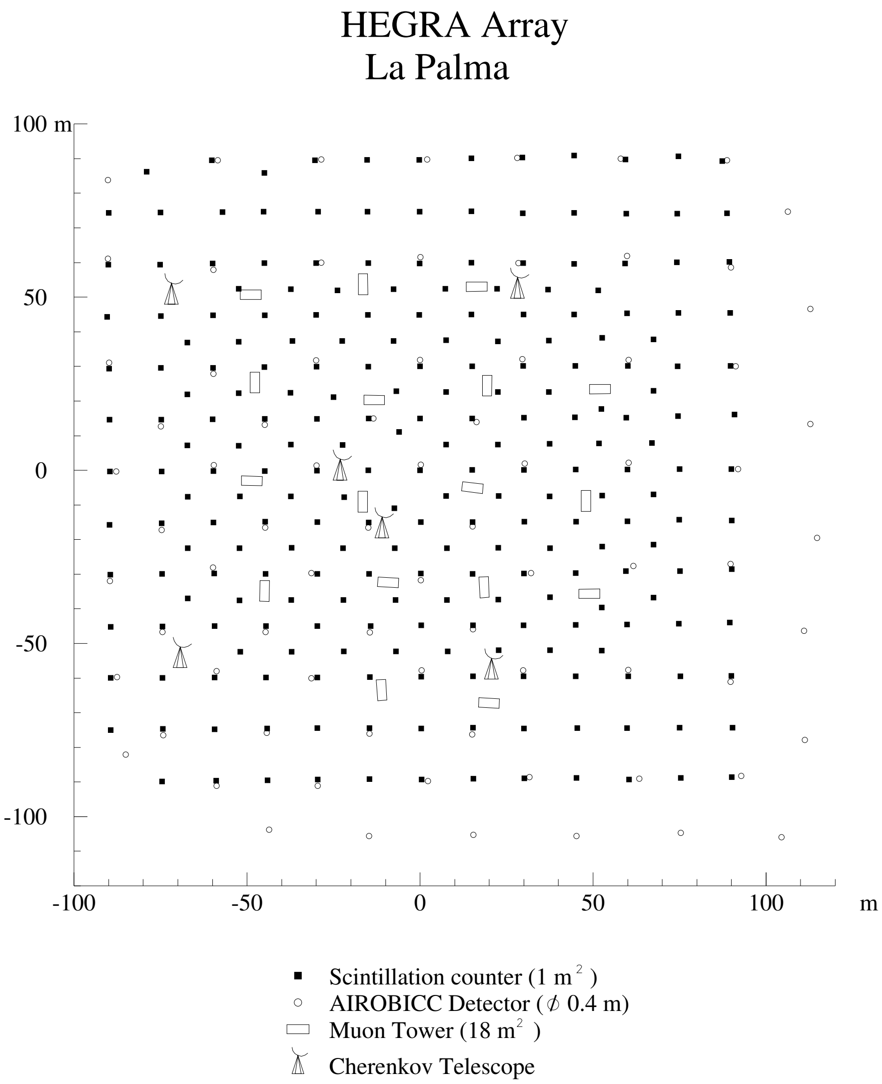


Abbildung 2.1: *Übersichtsplan des HEGRA-Detektor-Feldes mit seinen verschiedenen Detektortypen.*

des Lichtes. Andererseits begrenzt der Winston-Cone das Gesichtsfeld der Detektoren auf etwa ein Steradian. Die aktive Fläche umfaßt dabei etwa 0.125 m^2. In klaren und mondlosen Nächten können die Deckel der Detektor-Hütten geöffnet und das Cherenkovlicht der Luftschauer gemessen werden [Karle, 95].

2.1.3 Die Cherenkovlicht-Teleskope

Das erste Cherenkovlicht-Teleskop CT1 wurde 1993 aufgestellt. Es wurde wie das Teleskop CT2 als Prototyp konstruiert und besitzt mittlerweile eine Spiegelfläche von 10 m^2 mit einer Kamera, die aus 127 Pixeln besteht. Das Prototyp-Cherenkovlicht-Teleskop CT2 ist im November 1997 in das System integriert worden. Das stereoskopische System besteht aus den fünf Spiegelteleskopen CT2 bis CT6, die jeweils mit einer Spiegel-Fläche von 8.5 m^2 ausgestattet sind. Das durch die Spiegel reflektierte Licht wird durch eine Kamera mit 271 Pixeln aufgenommen. Das ganze System wurde 1996 fertiggestellt [Daum, 97].

2.1.4 Die Geiger-Türme

Die 17 Geiger-Türme sind in einem Gitterabstand von 30 m angeordnet und bestehen aus in mehreren Schichten angeordneten Geigerrohren. Es können damit Myonspuren und Spuren hochenergetischer, geladener Teilchen eines Luftschauers nachgewiesen werden. Weitere Information finden sich bei [Rhode, 96], [Wiebel-Sooth, 98].

Kapitel 3

Monte-Carlo-Modelle

In diesem Kapitel wird zuerst das Monte-Carlo-Rahmen-Programm CORSIKA [Capdevielle, 92], mit dem die Simulationen dieser Arbeit angefertigt wurden, vorgestellt. Anschließend wird auf die verschiedenen hochenergetischen, hadronischen Monte-Carlo-Generatoren, die im Rahmen von CORSIKA zur Anwendung kommen, eingegangen. Danach werden die zwei niederenergetischen, hadronischen Monte-Carlo-Generatoren vorgestellt. Am Ende werden die Simulations-Modelle, mit denen die elektromagnetischen Wechselwirkungen berechnet werden, erläutert.

3.1 Das Rahmenprogramm CORSIKA

Das Monte-Carlo-Programm CORSIKA wurde am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt. CORSIKA ist ein Programm zur detaillierten Simulation von ausgedehnten Luftschauern, die durch hochenergetische kosmische Strahlung ausgelöst werden. Als Primärteilchen kann eine Vielzahl von Teilchen verwendet werden, wobei die geläufigsten aus Protonen, leichten Kernen und Photonen bestehen. Die Teilchen werden im Schauer verfolgt, bis sie mit den Kernen der Luft reagieren oder – im Falle von instabilen Sekundärteilchen – zerfallen. Das Programm ist in der Lage, mit verschiedenen Modellen für hadronische und elektromagnetische Wechselwirkungen ausgedehnte Luftschauer zu simulieren. Die hadronischen Wechselwirkungen bei hohen Energien können wahlweise von vier verschiedenen Reaktionsmodellen beschrieben werden: Die Modelle VENUS und QGSJET basieren auf der Gribov-Regge Theorie, während SIBYLL ein Mini-Jet-Modell ist. HDPM ist ein phänomenologischer, an empirische Daten angepaßter Generator. Hadronische Wechselwirkungen bei niedrigeren Energien werden entweder durch die detaillierten GHEISHA-Wechselwirkungsroutinen oder durch das Isobaren-Modell beschrieben. Bei Teilchenzerfällen werden alle Zerfallskanäle bis herab zu 1% Häufigkeit berücksichtigt. Elektromagnetische Prozesse können mit dem Schauerprogramm EGS4 oder global mit den analytischen NKG-Formeln behandelt werden. Es gibt Optionen für die Erzeugung von Cherenkov-Strahlung und von Neutrinos [Knapp, 98].

3.2 Hochenergetische Wechselwirkungen

In der vorliegenden Arbeit wurde CORSIKA in den Versionen 4.5 und 5.2 ([Corsika]) mit vier hadronischen Monte-Carlo-Generatoren verwendet:

- HDPM
  Das **H**adronische **D**ual **P**arton **M**odell generiert hadronische Wechselwirkungen und basiert auf einer Weiterentwicklung des Dual Parton Modells [Capella, 80] durch J. Capdevielle [Capdevielle, 89].

- SIBYLL
  Dies ist ein hadronisches Wechselwirkungs-Monte-Carlo-Programm, das ebenfalls auf dem Dual-Parton, String-Fragmentation- und Minijet-Modell basiert. Es wurde durch R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, Paolo Lipari und Todor Stanev [Engel, 92] [Fletcher, 94] entwickelt und in der Version 1.6 verwendet.

- QGSJET
  Das **Q**uark **G**luon **S**tring **JET** Modell stellt eine Erweiterung des QGS Modells [Kaidalov, 84] [Kaidalov, 86] durch N. N. Kalmykov und S. S. Ostapchenko [Kalmykov, 93] dar und benutzt zur Simulation der harten Wechselwirkung das Minijet-Modell.

- VENUS
  Das **V**ery **E**nergetic **NU**clear **S**cattering Modell wurde von K. Werner [Werner, 93] entwickelt und ist als einziges Modell in der Lage, sekundäre Wechselwirkungen zu simulieren[1].

In Tabelle 3.2 sind die wesentlichen Merkmale der verschiedenen Modelle zur Simulation der hadronischen Wechselwirkung zusammengefaßt.

Die **Glauber-Methode** wird in CORSIKA von den Modellen HDPM, SIBYLL und QGSJET angewendet. Es werden damit die elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte für die Kollision von Nukleonen mit Kernen berechnet. Die Kerne werden dabei als eine Ansammlung von Nukleonen betrachtet und die Reaktionswahrscheinlichkeit jedes Kern-Nukleons mit dem Projektil berechnet und summiert. Voraussetzung ist dabei, daß die Reaktion das Projektil nicht wesentlich verändert, also Energie, Impuls und Identität erhalten bleiben. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann aus der elastischen Streuamplitude

[1] Sekundäre Wechselwirkungen der Reaktionsprodukte mit den Spektator-Nukleonen

	HDPM	SIBYLL	QGSJET	VENUS
Glauber-Theorie	✔	✔	✔	
Gribov-Regge			✔	✔
Minijets		✔	✔	
Sekundäre WW				✔
Nukleon-Nukleon-WW			✔	✔
Superposition	✔	✔		

Tabelle 3.1: Hauptmerkmale der in CORSIKA benutzten Wechselwirkungsmodelle [Knapp, 97b].

mit Hilfe des „optischen Theorems“[Lo, 87] . Weitere Informationen dazu können bei [Glauber, 56], [Glauber, 70] und [Knapp, 97a] gefunden werden.

Die **Gribov-Regge-Theorie** ist eine phänomenologische Theorie und stellt die Hadron-Hadron- und Kern-Kern-Streuung im Grenzfall sehr hoher Energien auf der Basis des vielfachen Pomeron-Austauschs dar. Das Pomeron ist ein hypothetisches Austauschteilchen und in der Lage, bei sehr hohen Energien die starke Wechselwirkung zu vermitteln. Die Gribov-Regge-Theorie wird in den Modellen QGSJET und VENUS angewendet. Nähere Informationen zur Gribov-Regge Theorie sind bei [Gribov, 84] zu finden.

Prinzipiell werden bei hadronischen Wechselwirkungen zwei Energiebereiche unterschieden, ein niederenergetischer und ein hochenergetischer. Für kleine Energien wird die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung so groß, daß eine störungstheoretische Behandlung und damit die Berechnung mit Hilfe der Quantenchromodynamik (QCD) nicht mehr möglich ist. Es finden nur noch Reaktionen mit kleinem Impuls und Energieübertrag statt. Dieser Bereich wird auch als Gebiet der „weichen Prozesse“ bezeichnet. Bei höheren Energien greift die störungstheoretische Behandlung der QCD. Es finden die sogenannten „harten Prozesse“ statt. Mit zunehmender Energie bekommt die Produktion von Jets eine immer größere Bedeutung. Der Übergang zwischen „weichen“ und „harten“ Prozessen wird als Bereich der „semiharten Prozesse“ bezeichnet. Es werden kleine Jets im GeV-Bereich gebildet, die experimentell nicht mehr eindeutig rekonstruiert werden können, aber charakteristische Eigenschaften zeigen [Knapp, 97a], sogenannte Minijets. **Minijet-Modelle** werden Modelle genannt, die den Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts mit der Energie ausschließlich durch „harte Prozesse“ erklären und bei denen die „weichen Prozesse“ einen konstanten Anteil am totalen Wechselwirkungsquerschnitt einnehmen [Knapp, 97a]. Die Modelle SIBYLL und QGSJET enthalten die Produktion von Minijets. Weitere Informationen dazu sind den jeweiligen Dokumentationen der Modelle zu entnehmen ([Engel, 92], [Fletcher, 94], [Kaidalov, 84], [Kaidalov, 86], [Kalmykov, 93]).

3.3 Niederenergetische Wechselwirkungen

Für die Simulation von hadronischen Wechselwirkungen bei niederen Energien unterhalb von 80 GeV kann in CORSIKA zwischen zwei hadronischen Monte-Carlo-Modellen gewählt werden. Aus Konsistenzgründen werden beide Modelle vorgestellt und zusammen mit dem höherenergetischen Modell HDPM verwendet.

1. ISOBAR
   Die Routinen des ISOBAR-Modells wurden von P.K.F. Grieder an der Universität Bern entwickelt [Grieder, 70] [Grieder, 79]. Das Modell beschreibt hadronische Reaktionen über die Produktion von Isobaren[2], die in Mesonen und Nukleonen zerfallen. Es werden dabei nur Hadron-Nukleon-Stöße berücksichtigt, wobei in einer Reaktion maximal 2 Zwischenzustände erzeugt werden können. Diese Routinen kommen bis zu Energien von 10 GeV und **nur** mit HDPM als höherenergetischem Modell zur Anwendung.

2. GHEISHA
   Das Programm GHEISHA (**G**amma **H**adron **E**lectron **I**nteraction **SH**ower **A**lgorithm) wurde in den Jahren von 1978 bis 1985 am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen für ein Experiment am PETRA-Speicherring[3] entwickelt [Fesefeldt, 85] und später in das Detektor-Simulationsprogramm GEANT [Cern, 93] des Forschungszentrums CERN in Genf eingebunden. Es liefert eine detaillierte Beschreibung der hadronischen Kaskaden im Luftschauer bis zu etwa 80 GeV und arbeitet im Gegensatz zu ISOBAR mit allen in CORSIKA verwendeten höherenergetischen hadronischen Modellen zusammen.

3.4 Elektromagnetische Modelle

Die elektromagnetischen Wechselwirkungen können in CORSIKA mit zwei verschieden Modellen simuliert werden:

1. **EGS4**
   Mit der **E**lektron **G**amma **S**chauer Programm Bibliothek in der Version 4 ist es möglich, die elektromagnetischen Kaskaden eines ausgedehnten Luftschauers einzeln zu berechnen. Berücksichtigt werden eine Vielzahl von Reaktionen, unter anderem:

   - $e^+ - e^-$ –Annihilation
   - Bremsstrahlung
   - Bhabha- und Møller-Streuung

[2] verschiedene Teilchen mit gleicher Masse

[3] am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg

- Vielfachstreuung (Moliére-Theorie)
- Produktion von Cherenkovlicht[4]

Photonen-Schauer werden mit Compton-, Rayleigh-Streuung, e^+e^- Paarproduktion, Photoeffekt und Photoproduktione von Hadronen behandelt. Für weitere Einzelheiten wird auf die Literatur verwiesen [Nelson, 85] und [Capdevielle, 92].

2. **NKG**
Der **N**ishimura-**K**atama-**G**reisen-Formalismus [Greisen, 65] entstammt der Kaskaden-Theorie und stellt eine analytische Abschätzung der elektromagnetischen Subschauer in der Zahl der sekundären Teilchen und der lateralen Breite der Subschauer dar. Die Realisation in CORSIKA kann deshalb nicht mehr als Monte-Carlo-Programm im eigentlichen Sinne bezeichnet werden. Es werden die Koordinaten (Ort, Zeit, Impuls, Energie) der geladenen Teilchen nicht mehr im einzelnen bestimmt, sondern im Prinzip wird nur die totale Elektronenzahl in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe und Primärteilchenenergie berechnet und zusammen mit einigen allgemeinen Informationen über die longitudinale Entwicklung des Schauers für maximal zehn atmosphärischen Schichten (in 100 g/cm^2 Schritten) ausgegeben.

$$N_e = \frac{0.31}{\sqrt{\ln\,(\mathrm{E_0/E_c})}} \cdot e^{\,t\,(1-1.5\,\ln\,\mathrm{s})} \quad mit \quad s = \frac{3t}{t + 2\,\ln\,(\mathrm{E_0/E_{krit}})} \tag{3.1}$$

In der Gleichung 3.1 stellt N_e die Zahl der Elektronen in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe t in Einheiten von Strahlungslängen dar. Die Variable s wird allgemein als *age* oder Schaueralter bezeichnet. Bei einem Wert von $s < 1$ hat der Schauer noch nicht sein Maximum erreicht, bei $s = 1$ ist er im Maximum und bei einem Wert von $s > 1$ beginnt die Zahl der Sekundärteilchen im Luftschauer sich zu veringern. Die Größe E_0 stellt die Primärteilchen-Energie und E_c die kritische Energie dar.

[4]Eigentlich ist die Produktion von Cherenkovlicht nicht in den EGS4 Routinen enthalten. Von M. Rozanska (Universität von Krakow) und von S. Martinez und F. Arqueros (Universität von Madrid) wurde für die Simulation von Cherenkovlicht ein zusätzlicher Programmteil nachträglich in die EGS4 Routinen eingebunden.

Kapitel 4

Vorstellung relevanter Schauereigenschaften

Nachdem in dem vorherigem Abschnitt das Monte-Carlo-Programm CORSIKA mit den anwendbaren hadronischen und elektromagnetischen Wechselwirkungsmodellen vorgestellt wurde, wird jetzt eine kurze Einführung in die Luftschauertechnik gegeben. Dazu wird als erstes eine Methode vorgestellt, mit der aus den bei HEGRA gemessenen Daten die Energie und Masse der primären kosmischen Strahlung bestimmt werden kann. Im weiteren findet dann eine Vorstellung der verwendeten Messgrößen statt.

Ein Überblick über die schematische Entwicklung eines Luftschauers ist in Abbildung 4.2 gegeben.

4.1 Bestimmung der Masse und Energie der primären kosmischen Strahlung

Zwei wesentliche Eigenschaften kosmischer Strahlung können in erdgebundenen Luftschauerexperimenten nicht direkt beobachtet werden. Dazu zählt als erste Größe die Masse und als zweite die Energie des Primärteilchens. Direkt können diese Eigenschaften nicht bestimmt werden, weil auf der Erdoberfläche nur noch die Teilchen aus den durch das Primärteilchen ausgelösten Sekundärteilchenkaskaden beobachtet werden. Hier sind Monte-Carlo-Simulationen notwendig, um aus diesen Sekundärteilchen-Verteilungen auf die primären Eigenschaften der kosmischen Strahlung Rückschlüsse zu ziehen. Die Methode zur Bestimmung der Primärteilchen-Masse und Energie bei HEGRA [Lindner, 98] geht im wesentlichen von zwei anderen fundamentalen Größen aus:

1. E_{em}: Dem Anteil der elektromagnetischen Energie E_{em} an der Gesamtenergie im Luftschauer.

2. E_0/A : Der Energie pro Nukleon.

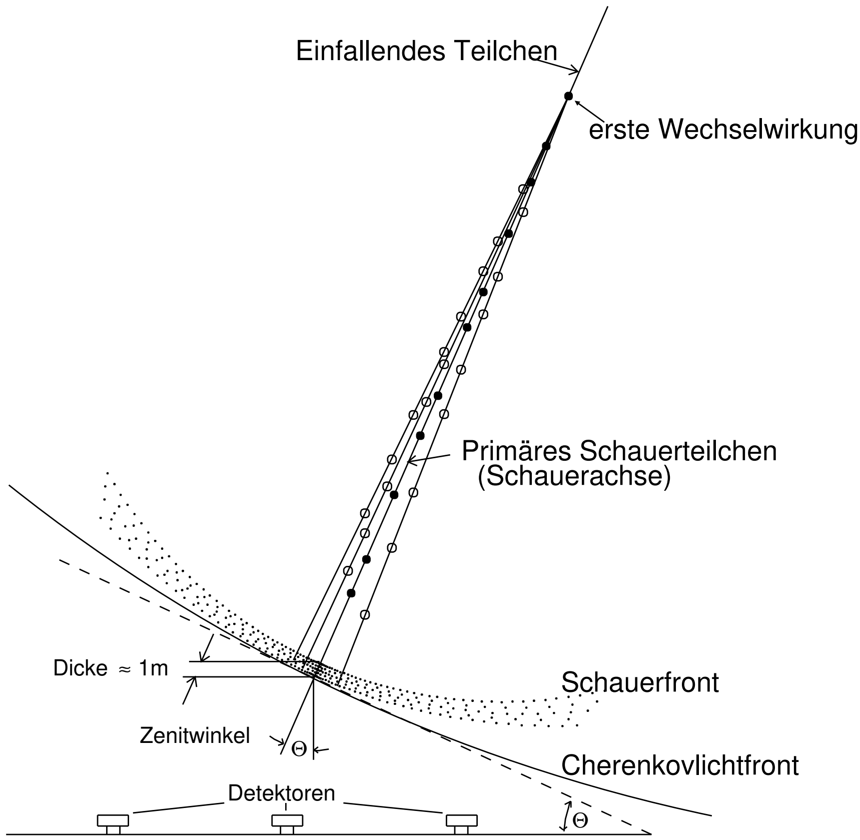


Abbildung 4.1: *Longitudinales Schema eines Luftschauers. Der Luftschauer ist von der Seite aus gesehen dargestellt. Die Teilchenfront bildet einen Kegel symmetrisch zur Schauerachse und wird nach außen dicker und bleibt hinter dem Zentrum zurück. Aus den daraus resultierenden unterschiedlichen Ankunftzeiten läßt sich die Schauerrichtung rekonstruieren.*

Der Anteil der elektromagnetischen Komponente an der Gesamtenergie eines Luftschauers ist proportional zur Anzahl der geladenen Teilchen im Schauermaximum $N_{\mathrm{e,max}}$ (wird in Abschnitt 4.2.3 vorgestellt). $N_{\mathrm{e,max}}$ läßt sich als Funktion des Lichtradius r_{l} (Abschnitt 4.4) und der Teilchenzahl in der Beobachtungsebene $N_{\mathrm{e,obs}}$ (Abschnitt 4.2.4) darstellen:

$$N_{\mathrm{e,max}} \sim f(r_{\mathrm{l}}, N_{\mathrm{e,max}})$$

Wie schon in Abschnitt 1.2.2 in Gleichung 1.4 erwähnt wurde, ist die Energie pro Nukleon abhängig von der Eindringtiefe:

$$\frac{E_0}{A} = \frac{E_0}{A}(t_{\mathrm{max}})$$

Die indirekte Bestimmung von t_{max} wird ebenfalls über Monte Carlo Methoden vorgenommen. Dort hat sich gezeigt, daß die Eindringtiefe bis zum Erreichen des

Schauermaximums von der Form der Luftschauerentwicklung abhängig ist und sich auch mit dem Lichtradius der Cherenkovlichtverteilung bestimmen läßt:

$$t_{\max} = t_{\max}(r_{\mathrm{l}})$$

Für diese Methode sind damit die vier Größen: $N_{\mathrm{e,max}}$, $N_{\mathrm{e,obs}}$, $t_{\max}$ und r_{l} von Bedeutung und werden im folgenden Abschnitt genauer beschrieben und im nächsten Kapitel dann auf ihre Abhängigkeit von den verwendeten Monte-Carlo-Modellen weiter untersucht. Zusätzlich wird auch die Eindringtiefe bis zur ersten Wechselwirkung untersucht, da davon ausgegangen werden kann, daß die longitudinale Form eines Luftschauers auch wesentlich durch die Eindringtiefe bis zur ersten Wechselwirkung bestimmt wird.

4.2 Untersuchte Schauergrößen

In diesem Abschnitt werden die im vorherigen Abschnitt eingeführten Luftschauergrößen beschrieben. Die Reihenfolge, in der sie vorgestellt werden, spiegelt ganz bestimmte Punkte in der Luftschauerentwicklung wider. Es beginnt mit dem Eindringen des Primärteilchens in die Erdatmosphäre und der Distanz, bis das Teilchen die erste Wechselwirkung mit einem Luftmolekül durchführt. Diese Distanz wird in g/cm^2 gemessen.

Als nächstes wird die sich in der Atmosphäre entwickelnde Luftschauerkaskade betrachtet. Dazu wird das Schauermaximum untersucht. Die zwei Größen, die dort näher betrachtet werden, bestehen erstens aus der atmosphärischen Tiefe (Abschnitt 4.2.2), in der es liegt, und zweitens aus der gesamten Anzahl der geladenen Teilchen in dieser Tiefe (Abschnitt 4.2.3). Im weiterem Verlauf des Luftschauers vermindert sich nach dem Maximum die Teilchenzahl stetig, bis der Luftschauer die Beobachtungsebene erreicht. Dort wird schließlich die letzte der vier Größen untersucht: Die Anzahl der geladenen Teilchen in der Beobachtungsebene (Abschnitt 4.2.4). In Abbildung 4.2 sind nochmal die einzelnen Stadien der Schauerentwicklung zur Verdeutlichung aufgeführt.

4.2.1 Erste Wechselwirkung

Die Wechselwirkungstiefe t_{f} beschreibt die Distanz vom Eindringen des Teilchens in die Atmosphäre bis zur ersten Wechselwirkung mit den Luftmolekülen. Sie wird in Einheiten von [g/cm^2] angegeben, was der Säulendichte der darüberliegenden Luftschichten entspricht
Die mittlere Tiefe der ersten Wechselwirkung t_{f} ist gleich der Wechselwirkungslänge λ_{int} für das jeweilige hadronische Modell und ist laut Definition invers proportional zum inelastischen Wirkungsquerschitt:

$$\lambda_{int} \sim 1/\sigma_{inel} \tag{4.1}$$

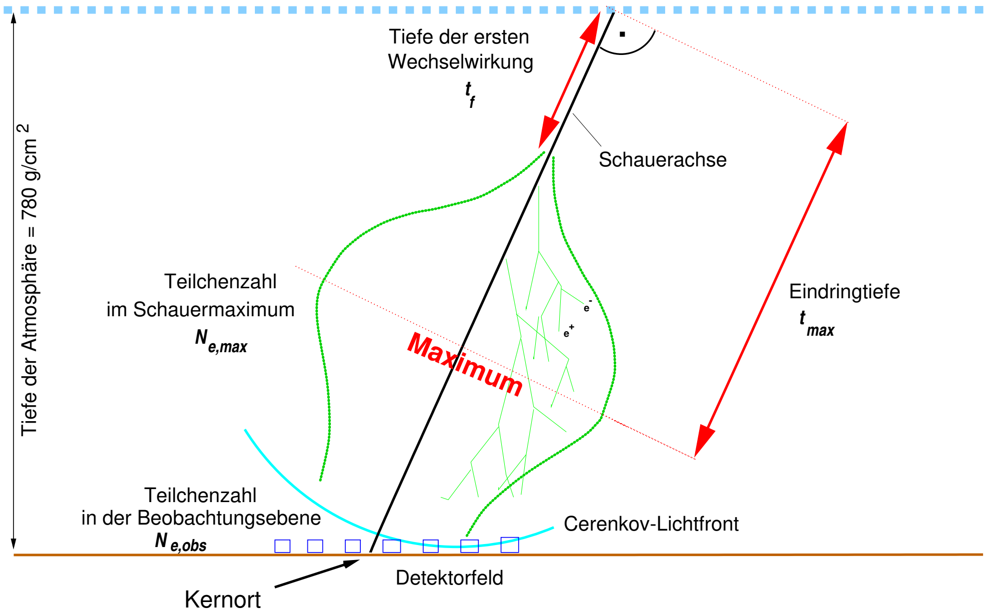


Abbildung 4.2: *Longitudinales Schema eines Luftschauers. Dargestellt sind die verwendeten Größen.*

Die Strecke λ bis zur ersten Wechselwirkung wird in CORSIKA zufällig aus der Verteilung

$$\frac{dN}{d\lambda} \propto \exp\left(\frac{-\lambda}{\lambda_{int}}\right) \tag{4.2}$$

bestimmt [Knapp, 97a].

Für Energien unterhalb von $E_{lab} = 80$ GeV werden die Wirkungsquerschnitte in CORSIKA aus Tabellen durch GHEISHA interpoliert. Bei der Verwendung von ISOBAR und Laborimpulsen E_{lab} bis zu 10 GeV wird dagegen ein konstanter Wirkungsquerschnitt angenommen.

Die Wirkungsquerschnitte für Kern-Kern-Wechselwirkungen können experimentell nicht abgeglichen werden, da es in diesem für Luftschauer interessanten Energiebereich keine experimentellen Daten gibt [Capdevielle, 92]. Sie werden stattdessen aus den Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten, aus Messungen an Beschleunigern und mit Hilfe der Glauber-Theorie abgeleitet. Näheres dazu siehe [Glauber, 70].

4.2.2 Die Eindringtiefe bis zum Schauermaximum

Nach der ersten Wechselwirkung wird nun auf die sich entwickelnde Teilchenkaskade Bezug genommen. Die Anzahl der Sekundärteilchen steigt im weiteren Verlauf des Schauers durch die Atmosphäre an, bis das Schauermaximum erreicht ist. Als Eindringtiefe $t_{\max}$ wird die Distanz vom Eindringen in die Atmosphäre bis zur Schicht mit der maximalen Anzahl der geladenen Teilchen in der Luftschauerkaskade bezeichnet. Die Tiefe wird in Form der durchquerten longitudinalen atmosphärischen Schichtdicke in g/cm^2 angegeben. Durch Protonen induzierte Luftschauer zeigen ausgeprägte Fluktuationen, was die Lage des Schauermaximums angeht. Das läßt sich auf die Eigenschaften der hadronischen Wechselwirkungen und deren Folgereaktionen in der Luftschauerkaskade zurückführen:

Wie schon in Abschnitt 1.2.2 beschrieben, können durch Hadronen induzierte Luftschauer in drei Komponenten, eine hadronische, eine elektromagnetische und eine myonische, aufgeteilt werden. Die hadronische Energie bleibt durch die größere Wechselwirkungslänge der Hadronen in Luft (etwa 83 g/cm^2) beim Durchlaufen der Atmosphäre länger erhalten als die der Elektronen (etwa 32.1 g/cm^2), wird also tiefer in die Atmosphäre hineingetragen. Die Anzahl der geladenen Teilchen im Schauermaximum wird durch die große Population der Elektronen und Positronen dominiert.

Die Unterschiede in der Lage der Eindringtiefen t_{max} zwischen Schauern von verschiedenen Primärteilchen können in erster Näherung gut mit zwei Punkten erklärt werden: Zum einen haben größere Kerne einen größeren Wirkungsquerschnitt, der für eine geringere Tiefe der ersten Wechselwirkung sorgt. Zum zweiten kann ein Luftschauer ausgelöst durch einen Kern mit n Nukleonen in erster Näherung als Überlagerung von n-Luftschaueren mit einer mittleren Energie von E/n betrachtet werden. So werden die höheren Maximumslagen und die kürzere Luftschauerentwicklung im Vergleich zu Protonen-Schauer mit der gleichen Primärenergie verständlich. Diese Betrachtung wird als Superpositionsmodell bezeichnet (siehe Abschnitt 1.2.2).

4.2.3 Teilchenzahl im Schauermaximum

Die Teilchenzahl $N_{\mathrm{e,max}}$ im Schauermaximum berücksichtigt alle geladenen Teilchen bei einem Energieschnitt für Myonen und Hadronen von E > 300 MeV und für Elektronen und Photonen von E > 3 MeV. Es bestehen Abhängigkeiten von dem verwendeten hadronischen und elektromagnetischen Modell, den zugehörigen Wechselwirkungsquerschnitten und den Multiplizitäten.

4.2.4 Teilchenzahl in der Beobachtungsebene

Die nächste untersuchte Schauer-Größe ist die Teilchenzahl in der Beobachtungsebene $N_{\mathrm{e,obs}}$. Sie gibt diejenige Anzahl der geladenen Teilchen an, die aus der Schauer-Kaskade den Detektor erreichen. Sie ist, wie schon die Teilchenzahl im Schauermaximum, abhängig von dem verwendeten hadronischen und elektromagnetischen Modell, den Wechselwirkungsquerschnitten und Multiplizitäten.

4.3 Die Form der longitudinalen Entwicklung

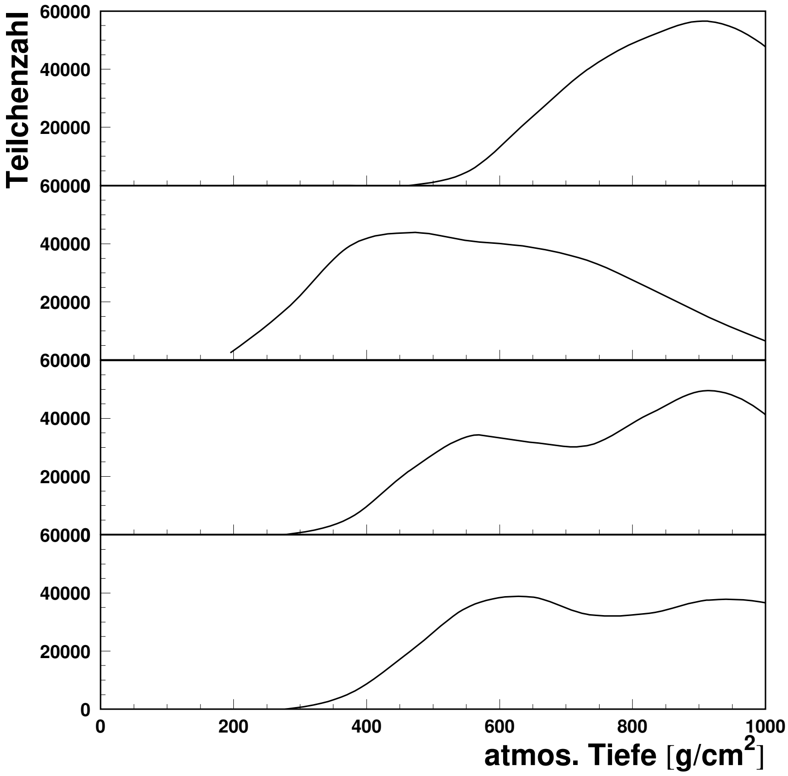


Abbildung 4.3: *Dargestellt sind verschiedene Formen der longitudinalen Entwicklung von hadronischen Luftschauern in der Atmosphäre für 100 TeV Protonen.*

Nachdem vier, die longitudinale Entwicklung in einzelnen Punkten beschreibende Größen, vorgestellt wurden, wird nun auf die dadurch bedingte gesamte longitudinale Form der Schauerentwicklung eingegangen. Als Form der longitudinalen Entwicklung wird hier die Anzahl der geladenen Teilchen in der Atmosphäre in Abhängigkeit von der zurückgelegten Strecke (Tiefe) in der Atmosphäre untersucht. Durch „passendes“ Übereinanderlegen[1] der Longitudinal-Profile können wichtige Eigenschaften eines Modells, wie das in der Atmosphäre produzierte Cherenkovlicht, und damit die Eigenschaften der lateralen Cherenkovlichtdichte der Modelle am Erdboden untersucht werden. In Abbildung 4.3 sind verschiedene Formen der longitudinalen Entwicklung von 100-TeV-Protonen-Luftschauern dargestellt. Das erste Bild oben zeigt einen Schauer, der sich erst relativ spät in

[1]Als „passend“wird die Verschiebung der longitudinalen Profile der einzelnen Schauer bezeichnet, so daß die Maxima an einem Punkt übereinander liegen. Anschließend wird die Teilchenzahl im Schauermaximum auf eins normiert. Näheres siehe Abschnitt 5.6.

der Atmosphäre entwickelt, wohingegen das zweite Bild darunter einen Schauer zeigt, der sich wesentlich früher entwickelt. Die beiden unteren Bilder stellen Schauer dar, bei denen die hadronische Kaskade noch ein lokales Nebenmaximum produziert hat.

4.4 Atmosphärisches Cherenkovlicht

Abschnitt 4.2.1 bis Abschnitt 4.2.3 betrachtet im wesentlichen die longitudinale Entwicklung der Zahl der geladenen Teilchen im Luftschauer. Es wurden die im weiteren Verlauf dieser Arbeit betrachteten Größen eingeführt und erklärt. Im folgenden Abschnitt wird nun eine neue Größe eingeführt, die zwar durch die atmosphärische Teilchenentwicklung bedingt ist, aber andere Eigenschaften besitzt.

Mit dem Programm CORSIKA ist die Simulation von ausgedehnten Luftschauern mit der Produktion von Cherenkovlicht möglich. Bewegen sich elektrisch geladenen Teilchen mit einer Geschwindigkeit v, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium (gegeben durch den Brechungsindex n und die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_o) ist, wird Cherenkovlicht abgegeben. In CORSIKA wird bei jedem Transportschritt der Teilchen durch die Atmosphäre geprüft, ob die Bedingung:

$$n\frac{v}{c_o} = n\beta > 1 \tag{4.3}$$

erfüllt ist und gegebenenfalls Cherenkovlicht simuliert. Der Brechungsindex n kann dabei unter Vernachlässigung der Abhängigkeit von der Wellenlänge durch die lokale Dichte der Luft $\rho(h)$ in der Höhe h ausgedrückt werden:

$$n(h) = 1 + 0.000283\rho(h)/\rho(0) \tag{4.4}$$

Die Zahl der Photonen N_c, die entsprechend auf einer Wegstrecke s unter dem Winkel θ_c emittiert werden, berechnet sich in CORSIKA zu:

$$\frac{dN_c}{ds} = 2\pi\alpha \int \frac{\sin^2\theta_c}{\lambda^2} d\lambda \tag{4.5}$$

wobei α die Feinstrukturkonstante und λ die Wellenlänge ist [Knapp, 98]. Das Cherenkovlicht enthält Informationen über die gesamte longitudinale Entwicklung des Schauers, da es in jeder Höhe produziert wird. Es wird unter dem Winkel θ_c mit

$$\theta_c = \arccos\frac{1}{\beta n} \tag{4.6}$$

abgestrahlt und erreicht die Beobachtungsebene in einer kegelförmigen, schmalen Lichtfront. In Abbildung 4.4 ist die Cherenkovlichtdichte am Erdboden, registriert mit 225 idealen Detektoren, dargestellt, die diese aus allen Höhen der

Schauerentwicklung erreicht. In der Mitte ist der Kernort, der fiktive Auftreffpunkt des Primärteilchens, zu sehen. Radial dazu nimmt die Cherenkovlichtdichte ab. Abbildung 4.5 zeigt den gleichen Schauer, wobei nur die radiale Abhängigkeit der registrierten Cherenkovphotonen von der Kernort-Entfernung aufgetragen ist. Deutlich sind drei unterschiedliche Bereiche in der Verteilung zu erkennen. Der erste Bereich geht von etwa 0 bis 20 Metern, der zweite Bereich von etwa 20 bis 100 Metern und der dritte Bereich von etwa 100 bis 160 Metern. Das laterale Profil des Cherenkovlichts läßt sich in der Beobachtungsebene in einem Bereich von etwa 20 bis 100 Metern Entfernung vom Kernort gut durch eine einfache Exponentialfunktion in Form der Gleichung 4.7 darstellen.

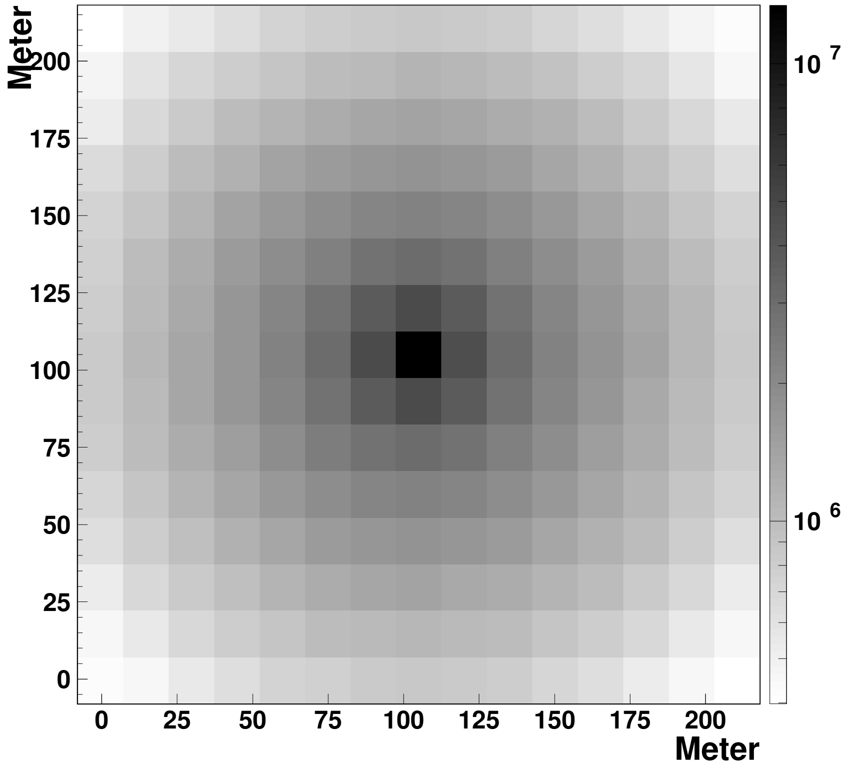


Abbildung 4.4: *Laterale Cherenkovlichtdichte (Photonen pro m^2) für einen 1PeV-Protonen-Schauer als schematischer Schnitt durch die Beobachtungsebene. Der Kernort liegt zentral in der Mitte des Feldes.*

$$\rho(r) = \rho_o \exp\left(-\frac{r}{r_l}\right) \tag{4.7}$$

Die Größe r_l in der obigen Gleichung wird als Lichtradius bezeichnet.

Berücksichtig man, daß der Winkel unter dem das Cherenkovlicht in Richtung

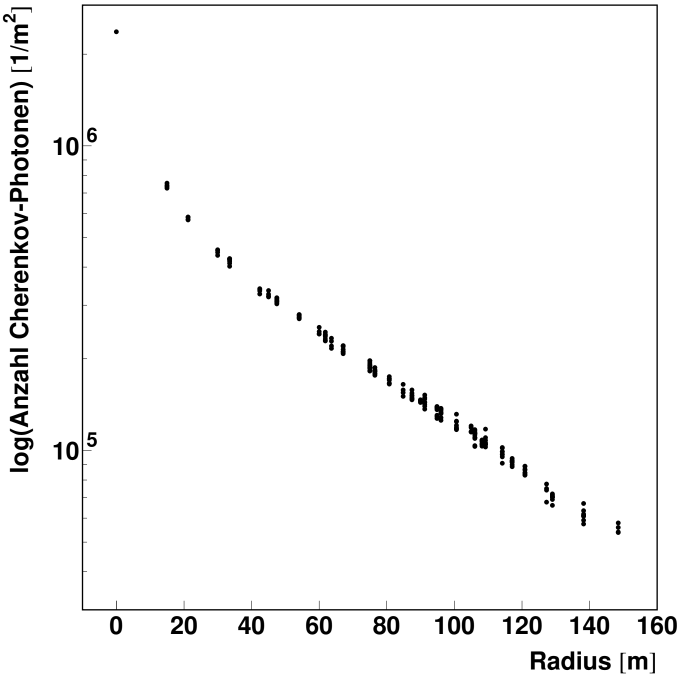


Abbildung 4.5: *Laterale Cherenkovlichtdichte in der Beobachtungsebene für einen 1PeV-Protonen-Schauer (QGSJET) dargestellt in radialer Entfernung zum Kernort.*

der Teilchenbahn abgestrahlt wird, von der Dichte der Atmosphäre und damit der Höhe des Teilchens abhängt, so lassen sich aus der lateralen Dichteverteilung der Cherenkovphotonen in der Beobachtungsebene Rückschlüsse auf den longitudinalen Verlauf des Schauers ziehen.

In CORSIKA wird Streuung und Absorption des Cherenkovlichts nicht simuliert.

Kapitel 5

Auswertung und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden zunächst die für die verschiedenen Wechselwirkungsmodelle zugrundeliegenden simulierten Datensätze vorgestellt. Dann werden die einzelnen Schauereigenschaften, die in Kapitel 4 eingeführt wurden, untersucht und verglichen. Zusätzlich findet noch ein Vergleich innerhalb der Modelle für die longitudinalen Formen der Proton- und Eisen-Schauer statt. Anschließend werden noch zwei Relationen, die Lichtradius-Eindringtiefen-Beziehung und die Elongationsrate, näher betrachtet.

5.1 Vorstellung der Datensätze

An dieser Stelle werden die untersuchten Datensätze vorgestellt. Insgesamt wurden die Daten von über 16500 ausgedehnten Luftschauern simuliert. In die nachfolgenden Untersuchungen gingen davon etwa 12500 Schauer ein und wurden bearbeitet. Die anderen etwa 4000 Luftschauer wurden für andere Untersuchungen simuliert und konnten für diese Arbeit nicht verwendet werden. Die verwendeten Daten werden in drei Sätze unterteilt:

- Der Datensatz A stellt den Hauptdatensatz dar und umfaßt Simulationen aller fünf Modelle mit Cherenkovlicht.

- Datensatz B stellt zusammen mit Datensatz C einen Nebendatensatz dar. Er besteht nur aus Simulationen mit dem Modell QGSJET und wurde geschaffen um Differenzen mit Angaben des Forschungszentrums Karlsruhe zu klären. Es handelt sich dabei um Simulationen ohne Cherenkovlicht.

- Datensatz C ist ein Nebendatensatz, der vom Forschungszentrum Karlsruhe freundlicherweise zur Konsistenzüberprüfung zur Verfügung gestellt wurde. Ebenso wie bei Datensatz B handelt es sich nur um Simulationen mit dem Modell QGSJET, bei dem auf die Simulation von Cherenkovlicht verzichtet wurde.

Als Eingabewerte für die Steuerkarten wurden, wenn es nicht ausdrücklich anders erwähnt ist, die Vorgaben von CORSIKA verwendet. Eine typische Steuerkarte ist im Anhang in Abbildung 1 für Datensatz A dargestellt.

5.1.1 Datensatz A: Simulationen mit Cherenkovlicht

Der Hauptdatensatz A besteht aus über 5500 Schauern, die mit Cherenkovlicht simuliert wurden. Das beinhaltet die Verwendung des EGS4-Programmteils zur Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkung. Diese Bibliothek umfaßt alle zur Verfügung stehenden hadronischen Modelle und deckt die Energiebereiche von 1 TeV bis zu 1 PeV ab. Besonderer Wert wurde dabei auf die diskreten Energien 100 TeV und 1 PeV gelegt, weil diese Vergleiche mit Literaturwerten aus [Knapp et al, 97c] für die verwendeten Wechselwirkungsmodelle zulassen. Das gleiche gilt für die Primärteilchen Proton und Eisen und die senkrechte Einfallsrichtung. Aus Kompatibilitätsgründen wurden die CORSIKA-Standardwerte für die Energie-Schnitte der Hadronen und Myonen von 300 MeV und für die Elektronen und Photonen von 3 MeV behalten. Als Feld für die Cherenkov-Detektoren wurde eine Anordnung in einer Matrix von 15 mal 15 Hütten mit einem Abstand von 15 Metern und einer aktiven Fläche von 1 m^2 gewählt, weil dieses im Hinblick auf die laterale Cherenkovlichtdichte $\rho(r)$ eine bessere radiale Auflösung der Dichte und Anpassung der Funktion 4.7 ermöglicht als die Vorgabewerte von CORSIKA.
Durch die Verwendung von EGS4 für die Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkung wurde es in CORSIKA möglich, die longitudinale Entwicklung detailliert in 20 g/cm^2 Schritten zu untersuchen. Die Simulationen wurden für die HEGRA Beobachtungshöhe durchgeführt. Das entspricht einer atmosphärischen Tiefe von etwa 780 g/cm^2.

5.1.2 Datensatz B: Simulationen ohne Cherenkovlicht

Der Nebendatensatz B besteht aus ca. 6000 Schauern, die ohne Cherenkovlicht simuliert wurden. Es wurde das NKG-Programmteil verwendet (siehe Abschnitt 2). Diese QGSJET Schauer-Bibliothek wurde hauptsächlich geschaffen, um Differenzen mit den in Karlsruhe simulierten QGSJET Schauern in Datensatz C zu überprüfen. Der Nebendatensatz besteht daher fast ausschließlich aus Schauern, die mit dem Modell QGSJET simuliert wurden. Außerdem gibt es in diesem Datensatz noch etwa 1000 Schauer, die mit dem Modell HDPM simuliert, aber für andere Untersuchungen verwendet wurden.
Datensatz B deckt, für den Vergleich mit Datensatz C, die diskreten Energien von 100 TeV und 1 PeV ab. Zusätzlich wurden noch etwa 1000 Schauer mit den diskreten Energien von 10 PeV und 100 PeV simuliert. Als Primärteilchen wurden nur Protonen und Eisen verwendet.

In diesen Schauern wird die longitudinale Entwicklung nur noch in einer Schrittweite von 100 g/cm^2 für die Anzahl der Elektronen angegeben. Da diese Schauer für die gleiche Beobachtungshöhe wie Datensatz C simuliert wurden und das Forschungszentrum Karlsruhe in einer atmosphärischen Tiefe von etwa 1000 g/cm^2 liegt, bedeutet das, daß für die Bestimmung der longitudinalen Entwicklungen und der Eindringtiefen des Schauermaximums nur noch zehn Stützstellen für jeden Schauer zur Verfügung stehen.

5.1.3 Datensatz C: QGSJET-Simulationen aus Karlsruhe

Der zweite Nebendatensatz wurde auf Anfrage freundlicherweise vom Kernforschungszentrum Karlsruhe zur Verfügung gestellt. Er umfaßt 2000 Luftschauer, die ohne Cherenkovlicht simuliert wurden. Diese Daten betreffen nur das Modell QGSJET und wurden untersucht, um Differenzen zwischen dem zweiten Datensatz und Literaturangaben aus [Knapp et al, 97c] zu klären. Nach Angaben aus Karlsruhe basieren die Werte für QGSJET in diesem Report auf diesen Daten. In diesen Schauern wurden die elektromagnetischen Kaskaden ausschließlich mit dem NKG-Modul simuliert. Der Datensatz beschränkt sich auf die zwei Energien 100 TeV und 1 PeV und als Primärteilchen wurden nur Protonen und Eisen verwendet.

5.2 Tiefe der ersten Wechselwirkung

Zunächst wird die in Kapitel 4 erläuterte Tiefe der ersten Wechselwirkung t_{f} für die verschiedenen Modelle in Datensatz A untersucht. Anschließend werden die Werte für Satz B und C untersucht und miteinander verglichen, um Unstimmigkeiten mit Angaben aus [Knapp et al, 97c] zu klären.

Datensatz A

Die Werte für die Eindringtiefen bis zur ersten Wechselwirkung der verschiedenen Modelle liegen nahe beieinander. Die Ergebnisse sind graphisch in Abbildung 5.1 dargestellt und im Einzelnen in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Die Verteilung der Tiefen bei den **Protonen** zeigt erwartungsgemäß die größten Unterschiede für die verschiedenen Modelle. Die Proton-induzierten 100 TeV Schauer liegen, wenn man von QGSJET zunächst absieht, zwischen 75 g/cm^2 und 83 g/cm^2, haben also eine maximale Differenz von 8 g/cm^2. Der Mittelwert über alle Modelle liegt bei 75.7 g/cm^2. Die Tiefe der ersten Wechselwirkung liegt für das Modell QGSJET bei 64 g/cm^2, das entspricht einem Unterschied zu VENUS von 18$\pm$7 g/cm^2. Damit zeigt es gegenüber den anderen Modellen die größten Differenzen. Der geringste Unterschied zu QGSJET tritt bei den Modellen HDPM/ISOBAR und SIBYLL auf und beträgt 11 g/cm^2.

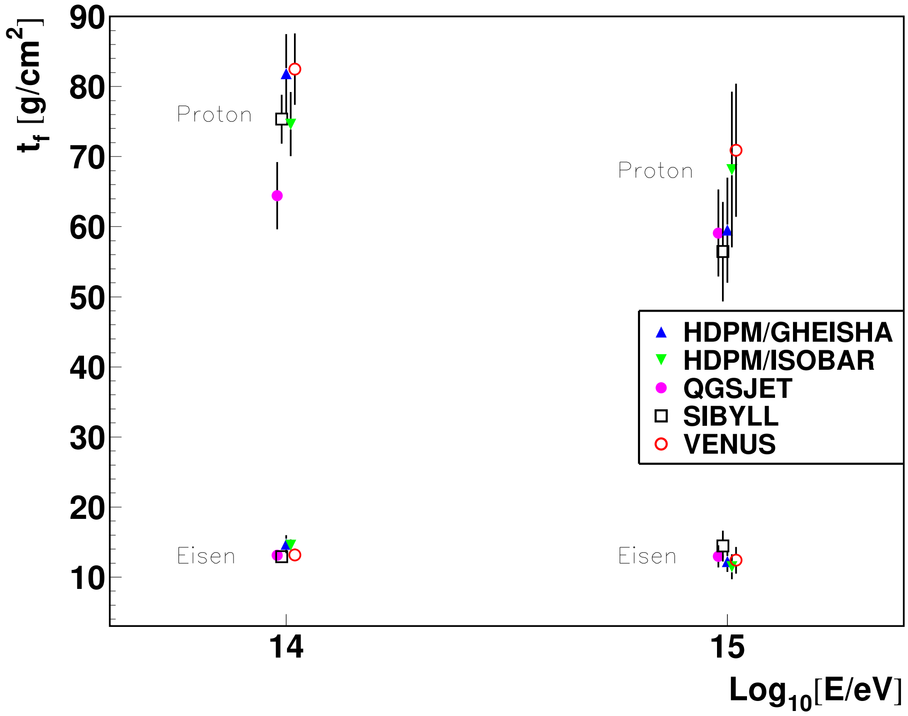


Abbildung 5.1: *Datensatz A: Tiefe der ersten Wechselwirkung t_f bei 100 TeV und 1 PeV Primärteilchen-Energie für Proton und Eisen. Zur besseren Unterscheidung der einzelnen Punkte sind die Werte in der Energieskala etwas verschoden dargestellt. Korrekt wiedergegeben liegen die einzelnen Fehlerbalken pro Energie genau auf einer Linie.*

Die Differenzen der 1 PeV Proton-Schauer sind geringfügig größer. Der Mittelwert über alle Modelle liegt bei etwa 66 g/cm^2. Das Modell QGSJET zeigt dazu eine Differenz von etwa 10 g/cm^2 und VENUS etwa 14 g/cm^2. Der maximale Unterschied mit etwa 21±8 g/cm^2 tritt zwischen QGSJET und VENUS auf.

Die unterschiedlichen Differenzen zwischen den Primärenergien können zum Teil auf die Energieabhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte zurückgeführt werden. Der inelastische Wirkungsquerschnitt für QGSJET ist bei einer Energie von 100 TeV im Mittel etwa 15 mbarn größer als der für das Modell VENUS (siehe Abbildung 5.2).

Die Variationen der Tiefen für die **Eisen**-induzierten Schauer sind kleiner. Der Mittelwert für die 100 TeV Eisen-Schauer liegt bei etwa 14 g/cm^2. Die maximale Differenz tritt zwischen den Modellen SIBYLL und HDPM/GHEISHA auf und beträgt 2.0±1.5 g/cm^2. Der Unterschied zwischen SIBYLL als Modell mit der geringsten Tiefe und QGSJET beträgt etwa 0.2±0.9 g/cm^2.

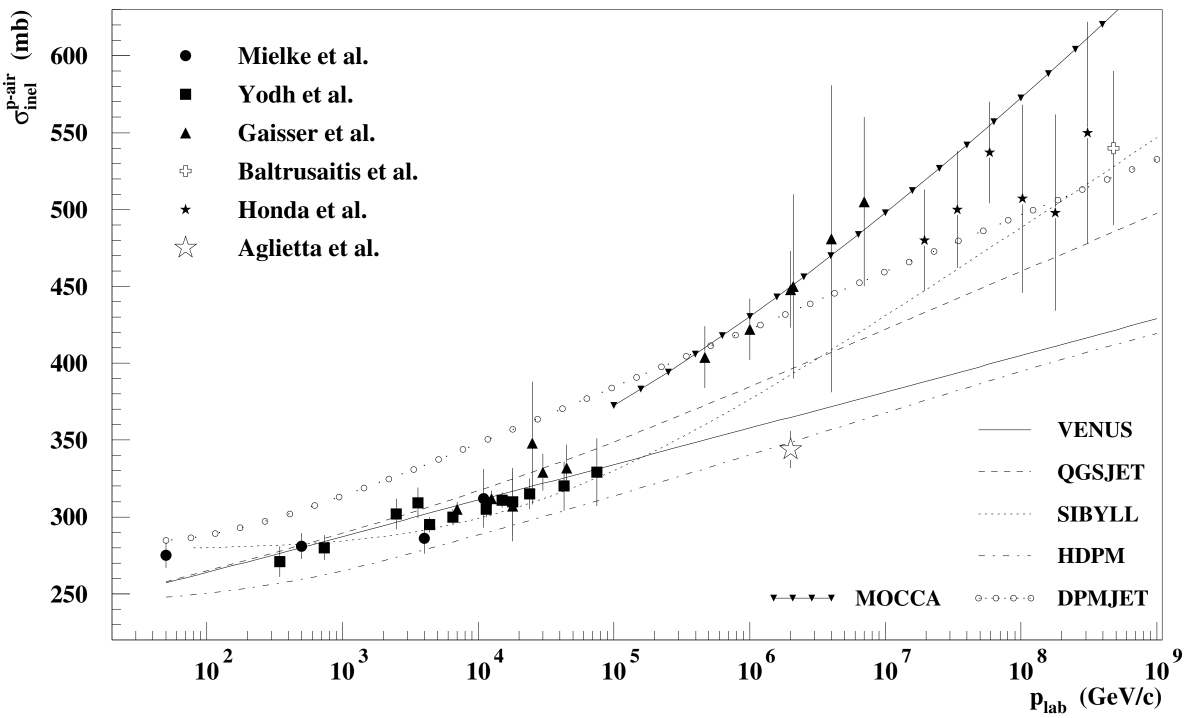


Abbildung 5.2: *Inelastische Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Modelle, verglichen mit experimentellen Daten [Knapp, 97b].*

Bei den 1 PeV Eisen-induzierten Schauer liegt der Mittelwert über die Modelle bei 13 g/cm^2. Die größte Differenz von 3.0±2.6 g/cm^2 zeigt sich zwischen den Modellen HDPM/ISOBAR und SIBYLL.

Daten	Modell	m_0	E_0 [GeV]	Anzahl	t_{f} [g/cm^2]
A	HDPM/ISO	Proton	10^5	288	74.74 $\pm$4.5
A	HDPM/GH	Proton	10^5	202	81.86 $\pm$5.6
A	QGSJET	Proton	10^5	200	64.40 $\pm$4.8
A	SIBYLL	Proton	10^5	447	75.34 $\pm$3.5
A	VENUS	Proton	10^5	261	82.50 $\pm$5.1
A	HDPM/ISO	Proton	10^6	81	63.43 $\pm$6.2
A	HDPM/GH	Proton	10^6	82	68.23 $\pm$6.0
A	QGSJET	Proton	10^6	144	58.96 $\pm$4.6
A	SIBYLL	Proton	10^6	57	56.45 $\pm$7.1
A	VENUS	Proton	10^6	131	80.48 $\pm$6.8
A	HDPM/ISO	Eisen	10^5	362	14.57 $\pm$0.8
A	HDPM/GH	Eisen	10^5	100	14.69 $\pm$1.3
A	QGSJET	Eisen	10^5	400	13.09 $\pm$0.6
A	SIBYLL	Eisen	10^5	339	12.92 $\pm$0.7
A	VENUS	Eisen	10^5	200	13.35 $\pm$0.9
A	HDPM/ISO	Eisen	10^6	48	11.48 $\pm$1.4
A	HDPM/GH	Eisen	10^6	55	12.23 $\pm$1.5
A	QGSJET	Eisen	10^6	94	13.32 $\pm$1.4
A	SIBYLL	Eisen	10^6	27	14.44 $\pm$2.2
A	VENUS	Eisen	10^6	94	13.32 $\pm$1.4

Tabelle 5.1: *Datensatz A: Tiefe der ersten Wechselwirkung t_{f} mit den statistischen Fehlern.*

Datensatz B

Für Datensatz B ist die exponentielle Verteilung der ersten Wechselwirkung in Abbildung 5.3 dargestellt. Die einzelnen Werte sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Die 100 TeV Proton-induzierten Schauer zeigen die erste Wechselwirkung im Mittel bei etwa 69 g/cm^2. Erwartungsgemäß liegen die Werte für die 1 PeV Schauer höher, bei im Mittel 62 g/cm^2. Die Eisen-Schauer wechselwirken das erste Mal in der Atmosphäre entsprechend höher bei 12 g/cm^2, wobei die Unterschiede zwischen den beiden Energieintervallen kleiner als 0.1±0.6 g/cm^2 sind.

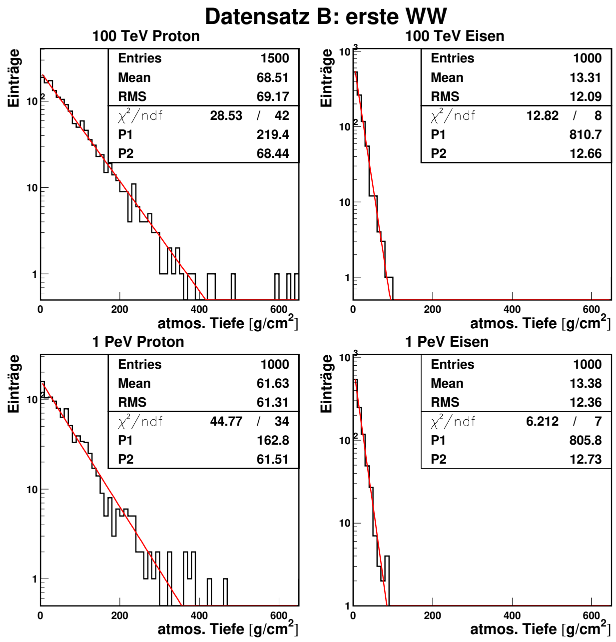


Abbildung 5.3: *Datensatz B: Verteilungen der logarithmischen Tiefen der ersten Wechselwirkungen mit einer Log-Likelihood-Anpassung. Gut ersichtlich ist die exponentielle Verteilung der Tiefen.*

Daten	Modell	m_0	E_0 [GeV]	Anzahl	t_f [g/cm^2]
B	QGSJET	Proton	10^5	1500	68.5 ±1.8
B	QGSJET	Proton	10^6	1000	61.6 ±1.9
B	QGSJET	Eisen	10^5	1000	12.7 ±0.4
B	QGSJET	Eisen	10^6	1000	12.6 ±0.4

Tabelle 5.2: *Datensatz B: Die Tiefen der ersten Wechselwirkung.*

Datensatz C

In Tabelle 5.3 sind die Werte für die ersten Wechselwirkungen von Datensatz C im einzelnen aufgeführt. Abbildung 5.4 stellt die exponentielle Verteilung der Tiefen für Datensatz C dar. Die Werte für die Tiefen der ersten Wechselwirkungen liegen für die 100 TeV Proton-induzierten QGSJET-Schauer im Mittel bei 66 g/cm^2 und für Eisen bei gut 13 g/cm^2. Die 1 PeV Schauer wechselwirken nur geringfügig tiefer: die Protonen bei 63 g/cm^2 und die Eisen bei knapp 13 g/cm^2.

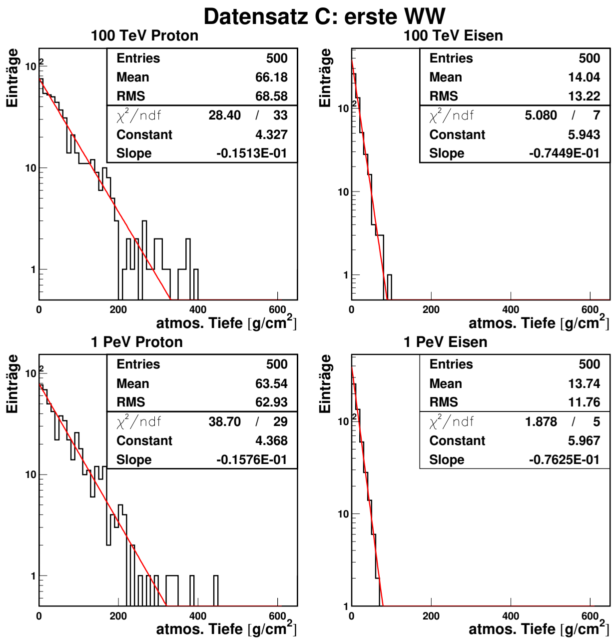


Abbildung 5.4: *Datensatz C: Verteilungen der logarithmischen Tiefen der ersten Wechselwirkungen mit einer Log-Likelihood-Anpassung. Ebenso wie bei Datensatz B ist auch hier gut die exponentielle Verteilung der Tiefen zu erkennen.*

Daten	Modell	m_0	E_0 [GeV]	Anzahl	t_f [g/cm^2]	$\Delta_{C-B}t_f$ [g/cm^2]
C	QGSJET	Proton	10^5	500	66.2 ±3.1	-3.89 ±3.6
C	QGSJET	Proton	10^6	500	63.4 ±2.8	0.42 ±3.4
C	QGSJET	Eisen	10^5	500	13.3 ±0.6	-0.60 ±0.7
C	QGSJET	Eisen	10^6	500	12.9 ±0.5	0.25 ±0.6

Tabelle 5.3: *Modell QGSJET: Tiefe der ersten Wechselwirkung t_f für den Datensatz C und Differenz $\Delta_{C-B}t_f$ zum Datensatz B.*

Die Differenzen zwischen den Werten der Datensätze B und C sind in Tabelle 5.3 in der letzten Spalte aufgeführt. Der größte Unterschied ist bei den 100 TeV

Protonen festzustellen, der jedoch ebenfalls, wie die anderen drei Werte nicht signifikant ist.
Ein Vergleich der Daten mit Werten aus [Knapp et al, 97c] in Tabelle 5.4 (letzte Spalte) liefert dagegen für Proton-induzierte Schauer signifikante Abweichungen. Für die 100 TeV zeigen sie Differenzen von etwa 13 ±5 g/cm^2. Die 1 PeV Schauer

m_0	E_0 [GeV]	t_{t} [g/cm^2]		
		B	C	[Knapp et al, 97c]
Proton	10^5	68.5±1.8	66.2±3.1	79.4±3.7
Proton	10^6	61.6±1.9	63.4±2.8	66.0±3.0
Eisen	10^5	12.7±0.4	13.3±0.6	12.7±0.6
Eisen	10^6	12.6±0.4	12.9±0.5	13.0±0.5

Tabelle 5.4: *Vergleich von t_{f} der Datensätze B und C für QGSJET mit den Literaturangaben aus [Knapp et al, 97c].*

liegen erwartungsgemäß dichter zusammen. Dort sind nur noch Unterschiede von etwa 2 g/cm^2 zu verzeichnen, die jedoch im Rahmen der Fehler vernachlässigbar sind. Die Übereinstimmung zwischen den Eisen-Schauern kann ebenfalls als ausreichend bezeichnet werden.

Um diese Differenzen zwischen den Datensätzen mit den Literaturangaben aus [Knapp et al, 97c] weiter zu untersuchen, wurde die Tiefe der ersten Wechselwirkung für die Protonen-Schauer in Beziehung zur mittleren freien Weglänge λ_{int}, wie sie im QGSJET-Modell verwendet wird, gesetzt.

Dazu wurde mit der in CORSIKA implementierten Routine *QGSSIG* der Wirkungsquerschnitt ausgerechnet und λ_{int} bestimmt. Die so erhaltene Funktion für λ_{int} für das QGSJET-Modell in Abhängigkeit von der Energie ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die eingetragenen Punkte bestehen aus dem Datensatz B und Literaturangaben aus [Knapp et al, 97c] für Protonen, wie sie in Tabelle 5.4 angegeben sind. Für die Datenpunkte von B in der Abbildung 5.5 läßt sich eine Zuordnung für die mittlere freie Weglänge, wie sie im Modell QGSJET in Abhängigkeit von der Primärenergie gemacht wird, treffen[1].

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Eindringtiefe der ersten Wechselwirkung von QGSJET im Datensatz A sich auch in den anderen Datensätzen B und C bestätigt. Dieses entspricht auch den Erwartungen, da die Simulationen

[1] Demgegenüber stimmen die Daten aus Satz C bis in die zehntel g/cm^2, sowohl was die Tiefe der ersten Wechselwirkung als auch was die zugehörigen mittleren Fehlerquadrate angeht, mit den Angaben aus [Knapp et al, 97c] für das Modell VENUS exakt überein. Aus den Daten geht jedoch eindeutig hervor, daß die Simulationen mit dem Modell QGSJET gemacht wurden. Wahrscheinlich erscheint daher, daß dort in der Tabelle eine Verwechslung der Werte von QGSJET und VENUS stattgefunden hat.

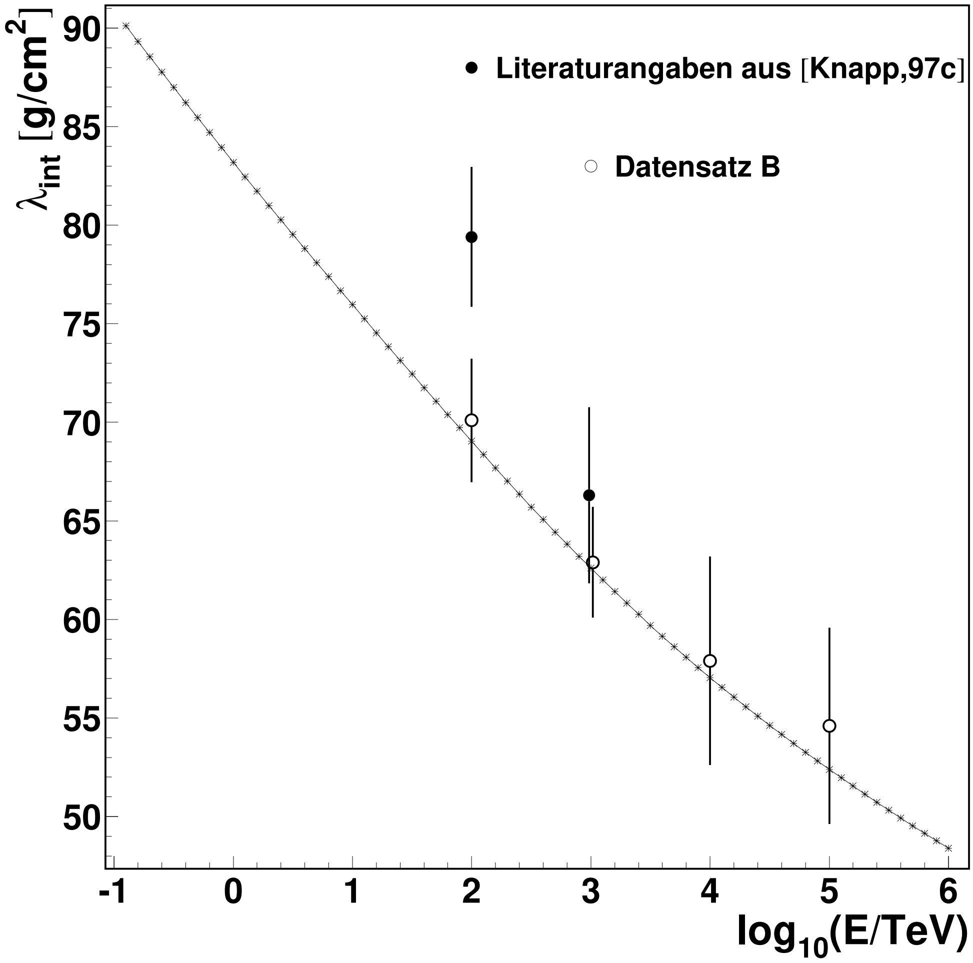


Abbildung 5.5: *Die mittlere freie Weglänge λ_{int} für QGSJET in Abhängigkeit von der Energie, verglichen mit der Tiefe der ersten Wechselwirkung für Protonen aus Monte-Carlo-Daten und Angaben aus [Knapp et al, 97c]. Die NKG-Schauer umfassen den Nebendatensatz B und zusätzlich auch Schauer mit den Primärteilchen-Energien von 10 PeV und 100 PeV, die extra für diesen Vergleich produziert worden sind (siehe 5.1.2 auf Seite 29). Auf ein Eintragen des Nebendatensatzes C wurde, da er praktisch keine Unterschiede zu B zeigt, der besseren Übersicht wegen verzichtet.*

der ersten Wechselwirkungen unabhängig von den verwendeten elektromagnetischen Subkaskaden-Simulationen sind und nach Gleichung 4.2 ausgewürfelt werden. Entsprechend hängen sie nur von den verwendeten Wechselwirkungslängen ab.

5.3 Eindringtiefe bis zum Schauermaximum

Nachdem im vorherigen Abschnitt gezeigt werden konnte, daß bei den Werten für t_{f} zum Teil größere Unterschiede festzustellen waren, wird jetzt untersucht, ob sich dieses auch in der Weiterentwicklung der Teilchenkaskade durch die Atmosphäre fortsetzt. Dazu wird die Eindringtiefe bis zum Schauermaximum, im folgenden mit t_{max} bezeichnet, untersucht.

Datensatz A

Die Eindringtiefen bis zu den Schauermaxima lassen sich bei diesem Datensatz sehr gut bestimmen: CORSIKA gibt als Information über die longitudinale Entwicklung der einzelnen Schauer die Anzahl der entstandenen geladenen Teilchen in einer atmosphärischen Schrittweite von 20 g/cm^2 aus. Da HEGRA auf einer Höhe von 780 g/cm^2 liegt, entspricht das 40 Schritten. Damit ist eine detaillierte Anpassung einer Funktion um das Maximum möglich. Dabei kann davon ausgegangen werden, daß die Verteilung in einem Intervall von ± 40 g/cm^2 um das Maximum im Mittel symmetrisch ist und sich durch eine Gaußfunktion darstellen läßt. Anschließend wurden die erhaltenen Eindringtiefen t_{max} für Schauer gleicher Energie und gleichen Primärteilchen gemittelt. Einen Überblick über die gemittelten Werte, mit Fehler auf den Mittelwert, gibt Abbildung 5.6. Der Fehler aus der Anpassung ist, gegenüber dem Fehler auf den Mittelwert, vernachlässigbar klein und wurde nicht berücksichtigt. Als Referenzmodell für Vergleiche der Modelle miteinander wird im folgenden VENUS verwendet. Es hat sich in den bisherigen und auch den folgenden Untersuchungen gezeigt, daß dieses Modell die wenigsten Auffälligkeiten zeigt.

In Tabelle 5.5 sind die mittleren Eindringtiefen der Schauermaxima bei einer Primärteilchen-Energie von 100 TeV für Protonen und Eisen angegeben. Diese Schauer wurden mit EGS4 berechnet. Auffällig sind die QGSJET-Schauer. Bei den Protonen ist der Wert für das Schauermaximum in der Atmosphäre im Mittel 46 g/cm^2 kleiner als der Mittelwert aus den anderen vier Modellen. Zu VENUS existiert ein Unterschied von 33 ± 8 g/cm^2. Ähnliche Unterschiede werden auch bei den Eisen-Schauern mit der gleichen Energie sichtbar, wenn auch nicht so deutlich. Dort sind es zum Mittelwert der anderen Modelle 16 g/cm^2 Differenz und zu VENUS 18.7 ± 2.6 g/cm^2.

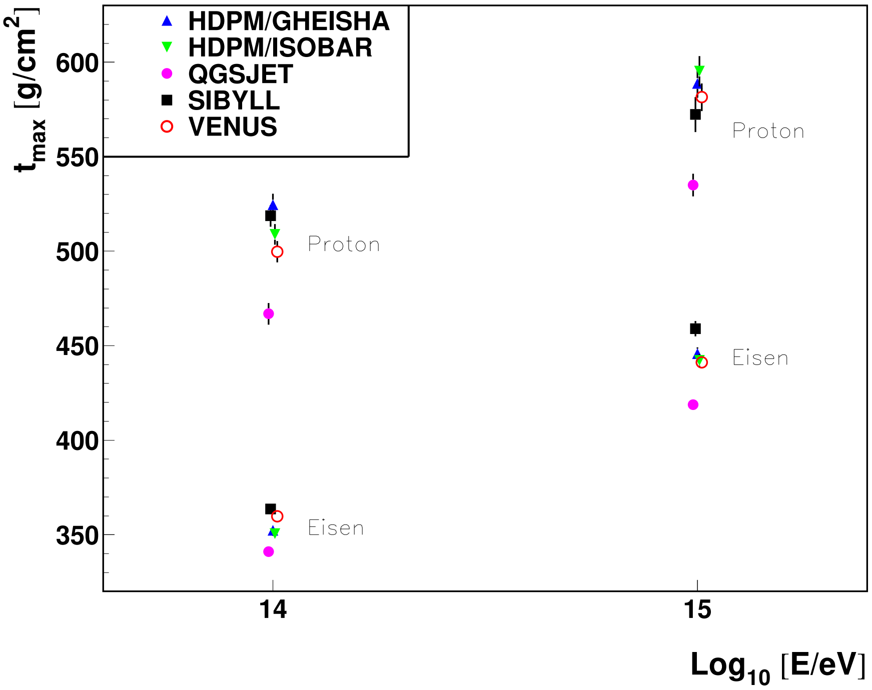


Abbildung 5.6: *Datensatz A: Lagen der mittleren Eindringtiefe $t_{\max}$ für die verschiedenen Modelle.*

Daten	MODELL	m_0	E_0[GeV]	Anzahl	$t_{\max}$[g/cm^2]
A	HDPM/GH	Proton	10^5	202	524.5 $\pm$5.9
A	HDPM/ISO	Proton	10^5	287	508.9 $\pm$5.5
A	QGSJET	Proton	10^5	200	466.8 $\pm$5.7
A	SIBYLL	Proton	10^5	254	518.7 $\pm$5.7
A	VENUS	Proton	10^5	261	499.7 $\pm$5.7
A	HDPM/GH	Eisen	10^5	100	352.3 $\pm$2.9
A	HDPM/ISO	Eisen	10^5	362	350.6 $\pm$1.6
A	QGSJET	Eisen	10^5	400	341.1 $\pm$1.2
A	SIBYLL	Eisen	10^5	339	363.6 $\pm$1.4
A	VENUS	Eisen	10^5	200	359.8 $\pm$2.3

Tabelle 5.5: *Datensatz A: Mittlere Eindringtiefen der Schauermaxima für 100 TeV Schauer.*

Die Schauer mit einer Primärteilchen-Energie von 1 PeV in Tabelle 5.6 zeigen ein ähnliches Verhalten. Bei den Proton-induzierten Schauern fällt erneut QGSJET mit der geringsten Eindringtiefe auf. Im Mittel erreichen die Luftschauer, die mit dem Modell QGSJET simuliert wurden, 50 g/cm^2 früher das Maximum

Daten	MODELL	m_0	E_0 [GeV]	Anzahl	$t_{\max}$[g/cm^2]
A	HDPM/GH	Proton	10^6	82	588.8 ±7.7
A	HDPM/ISO	Proton	10^6	81	595.2 ±8.0
A	QGSJET	Proton	10^6	144	535.0 ±6.0
A	SIBYLL	Proton	10^6	57	572.3 ±9.2
A	VENUS	Proton	10^6	131	581.5 ±7.3
A	HDPM/GH	Eisen	10^6	55	445.7 ±3.4
A	HDPM/ISO	Eisen	10^6	48	442.2 ±3.4
A	QGSJET	Eisen	10^6	60	418.8 ±2.8
A	SIBYLL	Eisen	10^6	27	459.0 ±4.1
A	VENUS	Eisen	10^6	94	441.2 ±2.8

Tabelle 5.6: *Datensatz A: Mittlere Eindringtiefen der Schauermaxima für 1 PeV Schauer.*

als die Schauer der anderen Modelle. Der Unterschied zu VENUS beträgt etwa 47±9 g/cm^2. Bei den 1 PeV Eisen-Schauern liegt QGSJET wieder am höchsten in der Atmosphäre und zeigt im Mittel einen Unterschied von 28 g/cm^2 und zu VENUS 22±4 g/cm^2.
Der Vergleich zwischen HDPM/ISOBAR und HDPM/GHEISHA scheint ebenfalls interessant. Für die Protonen werden Unterschiede bei 100 TeV von 16±11 g/cm^2 und bei 1 PeV von 6±5 g/cm^2 beobachtet. Da diese aber im Bereich der Unsicherheiten liegen, werden sie als nicht signifikant gewertet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sich analog zur Tiefe der ersten Wechselwirkung QGSJET wieder durch die geringste Eindringtiefe $t_{\max}$ auszeichnet. So sind die Werte für die Protonen im Mittel für beide Energien etwa 10% kleiner und bei Eisen etwa 6% gegenüber den anderen Modellen. Für die restlichen Modelle lassen sich solche prinzipiellen Eigenschaften nicht zeigen, es läßt sich dort kein einheitliches Verhalten erkennen.

Datensatz B

Die Eindringtiefen für die mit der NKG-Option simulierten Schauer zu bestimmen, gestaltet sich etwas aufwendiger als für Datensatz A. CORSIKA gibt die longitudinale Entwicklung jedes Schauers nur noch in einer Schrittweite von 100 g/cm^2 in der Atmosphäre aus. Das bedeutet für die Schauer, daß der longitudinale Verlauf vom Eindringen des Teilchens bis zum Erreichen der Teilchenkaskade nur in maximal zehn Schritten ausgegeben wird, da diese bis zur Beobachtungsebene von Karlsruhe simuliert wurden. An diese diskrete Verteilung wurde die folgende Funktion [Gaisser, 90] angepaßt:

$$N(t) = N_{\max}\Big(\frac{t - t_0}{t_{\max} - t_0}\Big)^{\alpha} \tag{5.1}$$

mit:

$$\alpha = \frac{t_{\max} - t}{a + bt + ct^2}$$

und

$N(t)$	:	Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Eindringtiefe
$N_{\max}$	:	Teilchenzahl im Schauermaximum
t	:	Eindringtiefe
t_0	:	Tiefe der ersten Wechselwirkung
$t_{\max}$	:	Eindringtiefe bis zum Schauermaximum
a, b, c	:	Potenzreihen-Koeffizienten

Mit dieser Funktion läßt sich die longitudinale Entwicklung der Schauer normalerweise gut parametrisieren. Dazu werden zuerst die diskreten Teilchenzahlen pro atmosphärischer Tiefenschicht aufaddiert und gemittelt und anschließend eine Anpassung der Funktion (Gleichung 5.1) an diese mittlere, longitudinale Entwicklung vorgenommen. Abbildung 5.7 zeigt eine solche Parametrisierung der mittleren longitudinal Entwicklung für 100 TeV Proton-Schauer.

Daten	Modell	m_0	E_0 [GeV]	Anzahl	$t_{\max}$ [g/cm^2]	χ^2/dof
B	QGSJET	Proton	10^5	1500	473.7±0.7	86.5
B	QGSJET	Proton	10^6	1000	534.8±0.4	69.0
B	QGSJET	Eisen	10^5	1000	349.0±0.7	1.7
B	QGSJET	Eisen	10^6	1000	430.2±0.4	40.6

Tabelle 5.7: *Datensatz B: Atmosphärische Eindringtiefe bis zum Schauermaximum.*

Die mittlere Eindringtiefe der Schauer bis zum Erreichen des Teilchenzahlmaximums liegt bei diesem Datensatz für die Protonen mit 100 TeV Primärteilchen-Energie bei etwa 474 g/cm^2 und bei einer Primärteilchen-Energie von 1 PeV bei etwa 535 g/cm^2 und enspricht damit den Werten von Datensatz A.
Bei dem Vergleich der Datensätze A und B miteinander sind Unterschiede festzustellen. Die Eisenschauer zeigen einen Unterschied von etwa 7 g/cm^2 für die 100 TeV und etwa 11 gm/cm^2 bei den 1 PeV Schauern. Um zu klären, ob diese Differenzen mit der Methode für die Bestimmung des Schauermaximums bei Datensatz B zusammenhängen, wurde noch eine andere Methode verwendet, die jedoch zu den gleichen Ergebnissen führte. Dabei wurde zunächst für jeden einzelnen Schauer einzelnd mit einer Anpassung $t_{\max}$ bestimmt und anschließend die erhaltenen Werte gemittelt. Da sich dadurch aber keine neuen Erkenntnisse gewinnen ließen, wird an dieser Stelle auf eine genauere Darstellung verzichtet.
Zusammenfassend läßt sich sagen, daß bei der Simulation von Eisen-induzierten Schauern und der Verwendung des NKG-Moduls die Lage des Schauermaximums für Eisenschauer im Vergleich zur Verwendung des EGS-Moduls tiefer in der Atmosphäre bestimmt wird. Es findet eine systematische Überschätzung der Tiefe

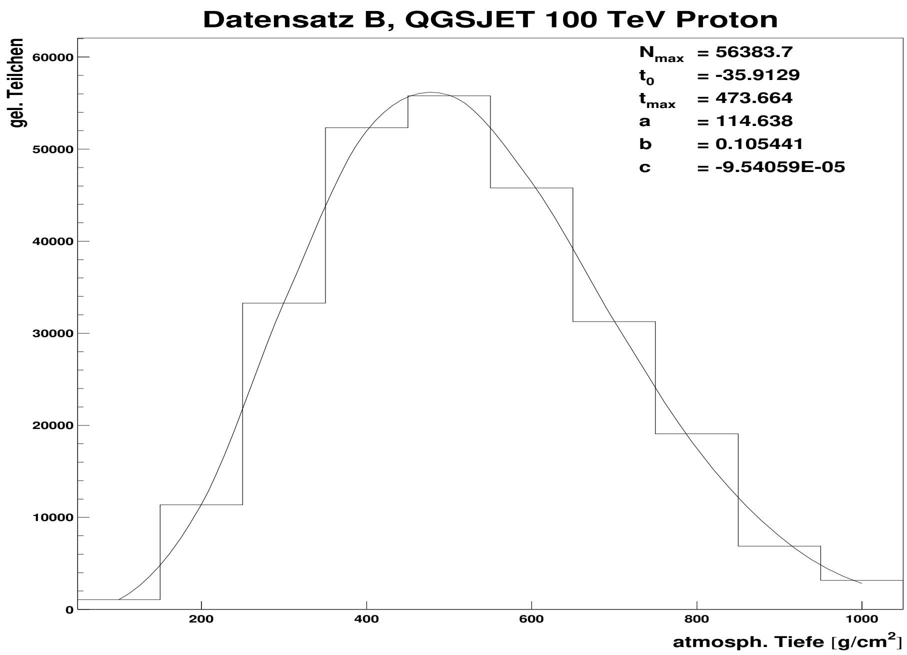


Abbildung 5.7: *Datensatz B: mittlere Longitudinal-Entwicklung bei 100 TeV Primärteilchen-Energie für Protonen und Anpassung der Funktion 5.1 mit den angebenen Parametern.*

des Schauermaximums statt.

Datensatz C

In dem Karlsruher Schauersatz liegen die mittleren Eindringtiefen bis zum Erreichen des Schauermaximums für Protonen mit 100 TeV Primärteilchen-Energie bei 488 g/cm^2 und mit 1 PeV bei etwa 560 g/cm^2. Die Eisen-induzierten Schauer erreichen erwartungsgemäß früher ihr Schauermaximum, die 100 TeV bei etwa 348 g/cm^2 und die 1 PeV Eisen-Schauer bei etwa 432 g/cm^2. Der Vergleich zwi-

Daten	Modell	m_0	E_0 [GeV]	Anzahl	$t_{\max}$ [g/cm^2]	χ^2/dof
C	QGSJET	Proton	10^5	500	488.2±1.0	48.1
C	QGSJET	Proton	10^6	500	559.9±0.3	64.6
C	QGSJET	Eisen	10^5	500	348.4±1.0	1.6
C	QGSJET	Eisen	10^6	500	432.0±0.2	36.7

Tabelle 5.8: *Datensatz C: atmosphärische Eindringtiefe bis zum Schauermaximum.*

schen den den drei Datensätzen A, B und C ist in Tabelle 5.3 angegeben. Zu

m_0	E_0 [GeV]	t_{t} [g/cm^2]		
		A	B	C
Proton	10^5	466.8±5.7	473.7±0.7	488.2±1.0
Proton	10^6	535.0±6.0	534.8±0.4	559.9±0.3
Eisen	10^5	341.1±1.2	349.0±0.7	348.4±1.0
Eisen	10^6	418.8±2.8	430.2±0.4	432.0±0.2

Tabelle 5.9: *Vergleich von t_{max} für Datensätze A (QGSJET) mit den Mittelwerten B und C.*

den in Hamburg mit den gleichen Eingabewerten produzierten 100 TeV Proton-Schauern aus Datensatz B besteht zu Datensatz C ein Unterschied von etwa 15 ±1 g/cm^2. Bei den 1 PeV Proton-Schauer ist ebenfalls eine Abweichung festzustellen. Dort beträgt sie sogar 25 ±1 g/cm^2. Die Abweichungen zwischen B und C treten allerdings nicht mehr bei den Eisen-Schauern auf, dort stimmen B und C überein. Als mögliche Ursache wird ein Unterschied zwischen den verwendeten Programm-Versionen des QGSJET-Moduls zwischen Hamburg und Karlsruhe angesehen.
Umgekehrt verhält sich der Vergleich zwischen Datensatz A mit B. Stimmt A bei den Protonen-Schauern noch mit B überein, so treten bei den Eisen-Schauern zwischen A und B größere Unterschiede auf: für 100 TeV Eisen-induzierte Schauer von 8 ±1 g/cm^2 und bei 1 PeV 11 ±3 g/cm^2. Die Lage des Schauermaximums liegt damit für die mit dem NKG-Modul simulierten Eisenschauer systematisch tiefer in der Atmosphäre. Die Unterschiede werden auf die unterschiedlichen Simulationen der elektromagnetischen Kaskaden und die im Vergleich zu Datensatz A ungenauere Bestimmung des Maximums bei B und C mit nur zehn Stützstellen zurückgeführt. Hierzu muß auch noch gesagt werden, daß die Bestimmung von t_{max} bei den Datensätzen B und C nur ungefähre Werte liefert: Mit den sechs Variablen aus Gleichung 5.1 lassen sich, bei zehn Stützstellen, unterschiedliche Kurven an die longitudinalen Entwicklung anpassen.

5.4 Teilchenzahl im Schauermaximum

In den beiden vorherigen Abschnitten fiel das Modell QGSJET im Vergleich zu den anderen Modellen durch extreme Werte in der ersten Wechselwirkung t_f und der Eindringtiefe t_max auf. Interessant wird es jetzt, wenn man die Teilchenzahl im Schauermaximum $N_\mathrm{e,max}$ betrachtet. Hat sich bisher gezeigt, daß QGSJET in dem untersuchtem Bereich die kürzeste Wechselwirkungslänge hat, so wird jetzt die größere Multiplizität des Modells deutlich. Die Teilchenzahl im Schauermaximum wurde, wie schon die mittlere Eindringtiefe der ausgedehnten Luftschauer bis zum Schauermaximum mit der Funktion 5.1 bestimmt. Dabei wird lediglich der erste Parameter ausgewertet. Es gelten also die gleichen Bedingungen für die Aussagekraft wie für die Eindringtiefen bis zum Schauermaximum. Auf die Bestimmung des Schauermaximums für die beiden Nebendatensätze B und C wurde an dieser Stelle verzichtet.

Datensatz A

$N_\mathrm{e,max}$ für Protonen-Schauer:

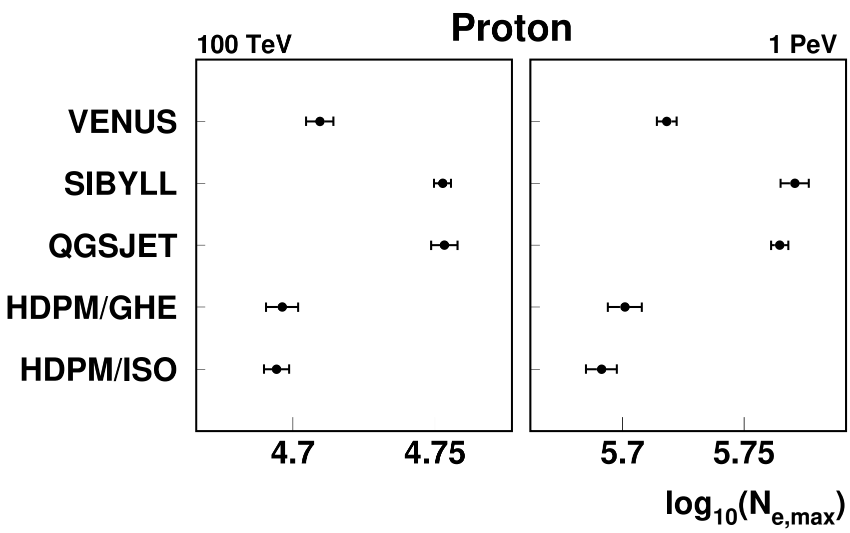


Abbildung 5.8: *Datensatz A: Zahl der geladenen Teilchen im Schauermaximum für Proton-induzierte Schauer mit mit Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV.*

Einen Überblick über die Teilchenzahlen im Schauermaximum vermittelt Abbildung 5.8. Die Ergebnisse sind für die Proton-Schauer aus Datensatz A in Tabelle 5.10 einzeln aufgeführt.

Die größte Zahl geladener Teilchen im Schauermaximum bei den 100 TeV Proton-Schauern zeigen die Modelle QGSJET und SIBYLL. Sie haben im Mittel etwa 11% mehr Teilchen als die anderen drei Modelle, wobei nur ein geringer Unterschied zwischen QGSJET und SIBYLL besteht, der im Rahmen der Fehler verschwindet. HDPM zeigt die geringsten Teilchenzahlen, im Mittel etwa 5% we-

Modell	$E_0[GeV]$	m_0	Anzahl	$N_{\mathrm{e,max}}$
HDPM/ISO	10^5	Proton	287	49460 ±510
HDPM/GH	10^5	Proton	202	49690 ±650
QGSJET	10^5	Proton	200	56660 ±600
SIBYLL	10^5	Proton	447	56580 ±390
VENUS	10^5	Proton	261	51230 ±570
HDPM/ISO	10^6	Proton	81	491200 ±7100
HDPM/GH	10^6	Proton	82	502200 ±8100
QGSJET	10^6	Proton	144	581600 ±4700
SIBYLL	10^6	Proton	57	590000 ±7800
VENUS	10^6	Proton	131	522600 ±4900

Tabelle 5.10: *Datensatz A : Zahl der geladenen Teilchen im Schauermaximum $N_{\mathrm{e,max}}$ für Protonen bei Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV.*

niger als der Durchschnitt der anderen drei, der Unterschied zu QGSJET beträgt sogar 15%.
Das gleiche Bild ergibt sich bei den 1PeV Schauern, wobei die Differenzen zwischen den Modellen leicht zugenommen haben. Für die Proton-induzierten Schauer weisen QGSJET und SIBYLL im Mittel etwa 12% mehr Teilchen als die anderen drei Modelle auf. Der Unterschied zwischen dem Modell mit den meisten Teilchenzahlen (SIBYLL) und dem mit den wenigsten (HDPM/ISOBAR) beträgt hier etwa 20%.

$N_{\mathrm{e,max}}$ für Eisen-Schauer:

Die Werte der Eisen-Schauer sind in Tabelle 5.11 angegeben. Bei den 100 TeV Eisen-Schauern sieht es ganz ähnlich aus, wie bei den Proton-Schauern. QGSJET und SIBYLL zeigen erneut die größten Teilchenzahlen. Im Schnitt etwa 10% mehr als die anderen drei Modelle, und die geringsten Teilchenzahlen werden wieder bei HDPM beobachtet. Die maximale Differenz zwischen den Modellen beträgt 14%.
Für die 1 PeV Eisen-Schauer zeigt sich das gleiche Bild. QGSJET und SIBYLL sind erneut die Modelle mit den meisten Teilchen im Maximum, mit im Mittel 12% mehr Teilchen als die anderen drei. Der maximale Unterschied wird bei QGSJET und HDPM/ISOBAR beoabachtet, er beträgt etwa 17%.

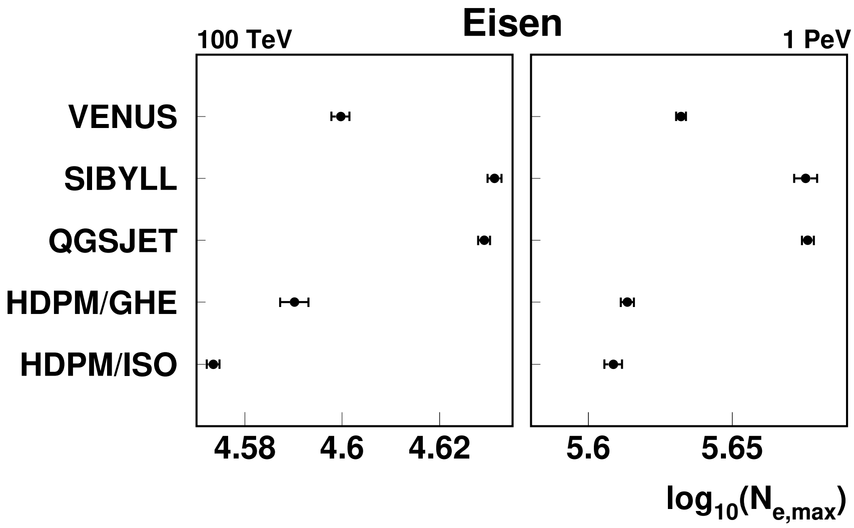


Abbildung 5.9: *Datensatz A: Zahl der geladenen Teilchen im Schauermaximum für Eisen-induzierte Schauer mit Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV.*

Modell	$E_0[GeV]$	m_0	Anzahl	$N_{\mathrm{e,max}}$
HDPM/ISO	10^5	Eisen	362	37450 ±110
HDPM/GH	10^5	Eisen	100	38920 ±260
QGSJET	10^5	Eisen	400	42580 ±120
SIBYLL	10^5	Eisen	339	42790 ±140
VENUS	10^5	Eisen	200	38780 ±170
HDPM/ISO	10^6	Eisen	48	406100 ±2900
HDPM/GH	10^6	Eisen	55	410700 ±2200
QGSJET	10^6	Eisen	60	474600 ±2300
SIBYLL	10^6	Eisen	27	473800 ±4400
VENUS	10^6	Eisen	94	428800 ±1700

Tabelle 5.11: *Datensatz A : Zahl der geladenen Teilchen im Schauermaximum $N_{\mathrm{e,max}}$ für Eisen bei Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV.*

5.5 Teilchenzahl in der Detektorebene

In den vorherigen Abschnitten konnte deutlich gemacht werden, daß das Modell QGSJET sich in den bisher betrachteten Schauergrößen auszeichnet: Es zeigt die früheste erste Wechselwirkung, entsprechend die höchste Maximumslage und mit die meisten Teilchen im Schauermaximum. Im folgenden wird nun überprüft, ob sich dieses Verhalten auch noch an der Zahl der geladenen Schauer-Teilchen $N_{\mathrm{e,obs}}$ zeigt, die die Beobachtungsebene erreichen.

Datensatz A

Die Teilchenzahl der Elektronen, Positronen und sonstiger geladenen Teilchen wurde in diesem Datensatz nur bis zur Tiefe des HEGRA Beobachtungsniveaus simuliert. Das entspricht einer Tiefe von 780 g/cm^2. Die Werte wurden direkt aus dem Programm übernommen und gemittelt.
Einen Überblick der erhaltenen Ergebnisse geben Abbildung 5.10 und 5.11, die tabellarischen Werte sind in Tabelle 5.12 und Tabelle 5.13 aufgeführt.

$\mathrm{N}_{\mathrm{e,obs}}$ für Protonen-Schauer:

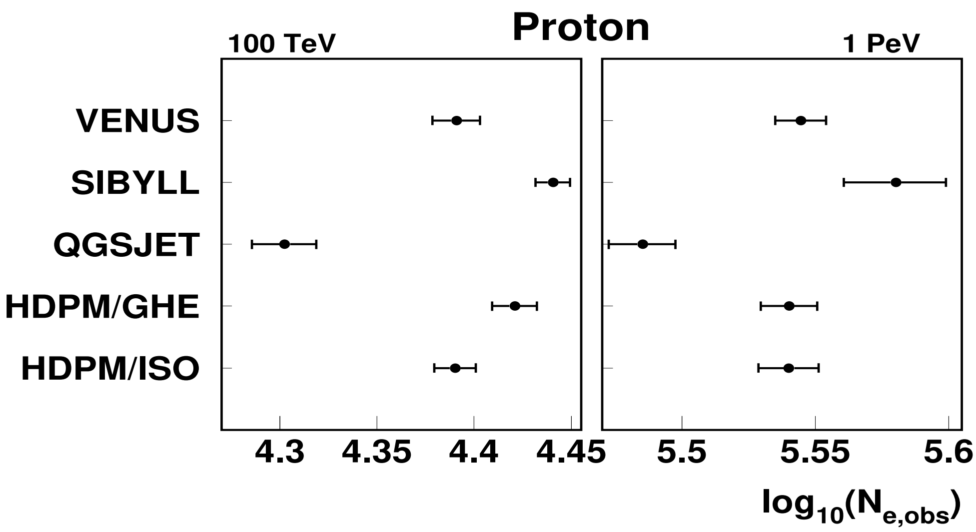


Abbildung 5.10: *Datensatz A: Zahl der geladenen Teilchen in der Beobachtungsebene für Proton-induzierte Schauer mit Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV für verschiedene Modelle.*

Bei den 100 TeV Proton-Schauern zeigt, wie schon im vorherigen Abschnitt, SIBYLL die größten Werte. Das Modell mit den wenigsten Teilchen wird durch

QGSJET repräsentiert, was auch aufgrund der geringen Tiefe bis zur ersten Wechselwirkung und dem Schauermaximum erklärlich ist. Die Differenz zwischen den beiden Modellen beträgt 27% bezogen auf SIBYLL. Die Werte der anderen drei Modelle zeigen einen deutlichen Unterschied zu SIBYLL und QGSJET und stimmen innerhalb von etwa 5% miteinander überein.
Ähnliche Verhältnisse zeigen die 1 PeV Proton-Schauer. SIBYLL liefert die größten und QGSJET die kleinsten Teilchenzahlen, mit einem Unterschied von 20% zwischen den beiden Modellen bezogen auf SIBYLL. Die geringen Teilchenzahlen von QGSJET lassen sich hier ebenfalls durch die schon fortgeschrittenere Schauerentwicklung erklären. Die Werte der anderen drei Modelle liegen noch dichter zusammen als bei den 100 TeV Schauern und stimmen innerhalb von etwa 1 % überein.

Modell	$E_0[GeV]$	m_0	Anzahl	$N_{\mathrm{e,obs}}$	
HDPM/ISO	10^5	Proton	287	24560	±605
HDPM/GH	10^5	Proton	202	23360	±700
QGSJET	10^5	Proton	199	20070	±766
SIBYLL	10^5	Proton	447	27580	±566
VENUS	10^5	Proton	300	24600	±689
HDPM/ISO	10^6	Proton	81	346800	±9001
HDPM/GH	10^6	Proton	82	346900	±8505
QGSJET	10^6	Proton	144	305600	±8833
SIBYLL	10^6	Proton	57	380400	±14079
VENUS	10^6	Proton	131	350400	±7721

Tabelle 5.12: *Datensatz A : Zahl der geladenen Teilchen in der Beobachtungsebene* $N_{\mathrm{e,obs}}$ *bei 780* g/cm^2 *für Protonen bei Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV.*

$\mathbf{N_{e,obs}}$ für Eisen-Schauer:

Die Anzahl der geladenen Teilchen für die Eisen-Schauer sind in Abbildung 5.11 aufgeführt. Bei den 100 TeV Schauern wird das Modell mit den geringsten Teilchenzahlen erneut durch QGSJET repräsentiert. Die größten Teilchenzahlen zeigt diesmal überraschenderweise VENUS, wobei der Unterschied zu SIBYLL etwa 3% beträgt. Die Differenz zwischen QGSJET und VENUS, also dem Modell mit den geringsten und dem Modell mit den meisten Teilchen, liegt bei 19% bezogen auf VENUS. Für die 1 PeV Schauer ergibt sich ein ähnliches Bild. QGSJET wieder mit den geringsten Teilchenzahlen und diesmal SIBYLL mit den meisten, wobei ein Unterschied von 27% bezogen auf SIBYLL deutlich wird. Auch hier lassen sich die geringen Werte von QGSJET mit der durch die größere Höhe des Schauermaximums bedingte, schon fortgeschrittenere longitudinale Entwicklung in der Atmosphäre erklären.

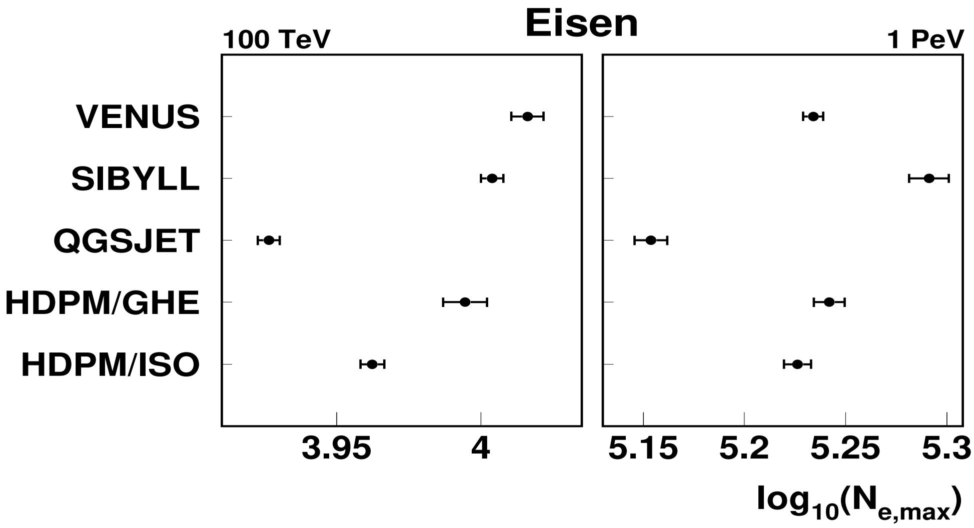


Abbildung 5.11: *Datensatz A: Zahl der geladenen Teilchen in der Beobachtungsebene für Eisen-induzierte Schauer mit Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV.*

Modell	$E_0[GeV]$	m_0	Anzahl	$N_{\mathrm{e,obs}}$	
HDPM/ISO	10^5	Eisen	362	9169	± 88
HDPM/GH	10^5	Eisen	100	9876	± 172
QGSJET	10^5	Eisen	400	8441	± 75
SIBYLL	10^5	Eisen	339	10090	± 91
VENUS	10^5	Eisen	200	10380	± 134
HDPM/ISO	10^6	Eisen	48	181300	± 2617
HDPM/GH	10^6	Eisen	55	174600	± 3047
QGSJET	10^6	Eisen	60	142500	± 2640
SIBYLL	10^6	Eisen	27	195600	± 4385
VENUS	10^6	Eisen	144	171400	± 1942

Tabelle 5.13: *Datensatz A : Zahl der geladenen Teilchen in der Detektorebene* $N_{\mathrm{e,obs}}$ *bei 780* g/cm^2 *für Eisen bei Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV.*

Datensätze B und C

Die Daten für die Sätze B und C werden hier zusammen dargestellt. Die einzelenen Werte wurden direkt aus dem CORSIKA-Programm auf der Beobachtungsebene am Erdboden bei 1022 g/cm^2 entnommen. In Tabelle 5.14 sind die Daten für den Satz B dargestellt und in Tabelle 5.15 die Daten für Satz C.

Daten	$E_0[GeV]$	m_0	Anzahl	$N_{\rm e,obs}$	
B	10^5	Proton	1000	4757	± 167
B	10^6	Proton	1000	84990	± 2142
B	10^5	Eisen	1000	1711	± 183
B	10^6	Eisen	1000	38280	± 284

Tabelle 5.14: *Datensatz B : Zahl der geladenen Teilchen in der Beobachtungsebene $N_{\rm e,obs}$ bei 1022* g/cm^2 *für Proton und Eisen bei Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV.*

Daten	$E_0[GeV]$	m_0	Anzahl	$N_{\rm e,obs}$	
C	10^5	Proton	500	6336	± 301
C	10^6	Proton	500	111900	± 3941
C	10^5	Eisen	500	1736	± 27
C	10^6	Eisen	500	38050	± 378

Tabelle 5.15: *Datensatz C : Zahl der geladenen Teilchen in der Beobachtungsebene $N_{\rm e,obs}$ bei 1022* g/cm^2 *für Proton und Eisen bei Primärenergien von 100 TeV und 1 PeV.*

Auffällig sind die Unterschiede zwischen den Datensätzen B und C. Bei den Proton-induzierten Schauern treten größere Differenzen als bei den Eisen-Schauern auf. Datensatz C weist am Erdboden bei den 100 TeV Proton-Schauern 11% mehr und bei den 1 PeV Proton-Schauern sogar 32% mehr Teilchen auf. Das ist auf die unterschiedlichen Höhen der Schauermaxima zurückzuführen. Datensatz B durchläuft etwa 15 g/cm^2 (100 TeV Proton) bzw. 25 g/cm^2 (1 PeV Proton) höher das Schauermaximum und zeigt dadurch auch entsprechend weniger Teilchen auf dem Erdboden. Die Schauer sind in der Kaskadenentwicklung schon weiter fortgeschritten.

Ein Vergleich mit Datensatz A ist nicht möglich, da die Daten von A bis zur Beobachtungshöhe des HEGRA-Experiments bei etwa 780 g/cm^2 simuliert wurden. Die Beobachtungshöhe der Sätze B und C entspricht dagegen der von Karlsruhe, die bei etwa 1020 g/cm^2 liegt. Die Luftschauer sind daher bei B und C weiter entwickelt und ihre Werte von $N_{\rm e,obs}$ systematisch kleiner als die von Datensatz A.

5.6 Longitudinale Schauer-Entwicklung für verschiedene Modelle

In den Abschnitten 5.2 bis 5.5 wurde gezeigt, daß QGSJET die höchste erste Wechselwirkung zeigt, das longitudinale Schauermaximum früher durchläuft und dort die meisten und in der Detektorebene die wenigsten geladenen Teilchen hat. Es stellt sich nun die Frage, ob diese Besonderheiten auch in den longitudinalen Profilen der einzelnen Modelle wiederzufinden sind und wie sie im einzelnen aussehen. Für diese Untersuchungen konnte nur Datensatz A herangezogen werden, da nur dieser verschiedene hadronische Modelle enthält.

Datensatz A

Das Programm CORSIKA gibt die longitudinale Entwicklung der geladenen Teilchen in 20 g/cm^2 Schritten für die beobachteten atmosphärischen Höhen aus. Das entspricht, bis zur simulierten Detektorebene von HEGRA bei 780 g/cm^2, 40 Schichten. Daraus wurde dann die Schicht mit der maximalen geladenen Teilchenzahl herausgesucht und als **Orientierungspunkt** festgelegt. Alle Schauer wurden dann so verschoben, daß sie mit dem Maximum (Orientierungspunkt) genau aufeinander zu liegen kommen und auf die Anzahl im Maximum normiert. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 5.12 zu sehen:

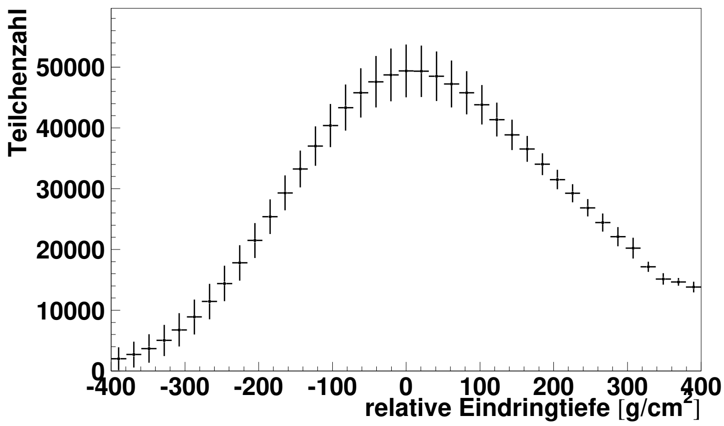


Abbildung 5.12: *HDPM-GHEISHA, 100 TeV Proton, gemittelte longitudinale Entwicklung von 116 Schauern. Die Maxima sind übereinander geschoben. Die Teilchenzahl ist in dieser Abbildung noch nicht normiert. Die senkrechten Balken geben den statistischen Fehler auf N_e an.*

Zusätzlich werden die einzelnen longitudinalen Einträge (Teilchenzahlen) eines jeden Schauers auf den Maximumwert $N_{e,max}$ normiert, so daß das Maximum der Teilchenzahl bei eins liegt. Diese doppelte Normierung der Schauer ist notwendig, damit die einzelnen gemittelten Longitudinal-Profile der Modelle miteinander vergleichbar werden. Die erhaltenen Schauerprofile für alle Modelle sind in den Abbildungen 5.13 bis 5.16 dargestellt.

100 TeV Protonen-Schauer:

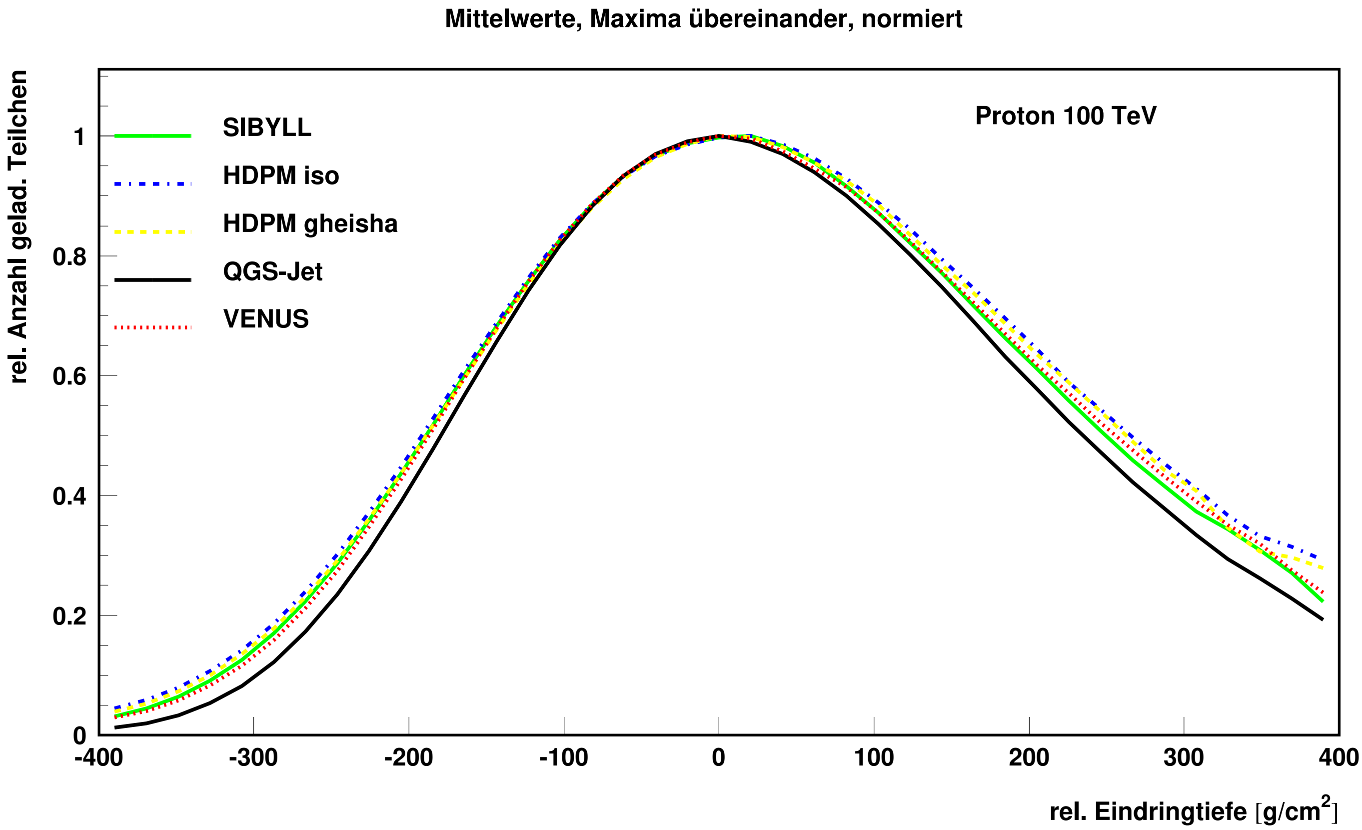


Abbildung 5.13: *Unterschiedliche longitudinale Luftschauer-Entwicklungen für 100 TeV Protonen.*

Die 100 TeV Proton-Schauer in Abbildung 5.13 lassen für die verschiedenen Modelle symmetrische Unterschiede erkennen. Diese betreffen sowohl die ansteigende als auch die abfallende Flanke der mittleren longitudinalen Entwicklungen. Die Extrema werden durch HDPM und QGSJET belegt. HDPM mit GHEISHA und ISOBAR zeigt das breiteste Longitudinal-Profil und läßt keine deutlichen Unterschiede zwischen GHEISHA und ISOBAR erkennen. Etwas steiler verlaufen VENUS und SIBYLL, wobei jedoch kein deutlicher Unterschied zu den HDPM-

Modellen sichtbar ist. Einen deutlichen Unterschied zeigt QGSJET, das durch die unterste Kurve dargestellt wird. Es ist das Modell mit den steilsten Flanken und läßt eine sichtbare Lücke zwischen sich und den anderen Modellen.
Betrachtet man die Tabelle 5.16, so werden die Ergebnisse deutlicher. Die Differenz $\Delta(t_{\max} - t_{\mathrm{f}})$ gibt die mittlere Länge an, die der Luftschauer für die Entwicklung von der ersten Wechselwirkung bis zum Schauermaximum benötigt. Eine kleine Länge bedeutet ein schnelles Anwachsen der Teilchenzahl im Luftschauer und damit eine steile ansteigende Flanke. QGSJET zeigt die kleinste Länge und damit auch den steilsten Anstieg. Entsprechend bedeutet eine große Länge ein langsameres Anwachsen, wobei die Unterschiede zwischen den anderen Modellen nicht so deutlich sind. Die Teilchenzahl-Differenz $\Delta(N_{\mathrm{e,max}} - N_{\mathrm{e,obs}})$ kann als Maß für die abfallende Flanke gewertet werden. Eine große Differenz deutet auf eine steil abfallende Flanke hin, deutlich sichtbar wieder bei QGSJET. Die anderen vier Modelle haben kleinere Teilchenzahlen-Differenzen und damit auch flachere abfallende Flanken.

	HDPM/GH	HDPM/ISO	QGSJET	SIBYLL	VENUS
Δ_{t} [g/cm^2]	449.8±7.4	427.0±7.8	402.4±7.5	443.4±6.7	417.2±7.6
Δ_{N}	24900±791	26330±955	36590±659	29000±687	26630±894

Tabelle 5.16: Differenzen $\Delta_{\mathrm{t}} = (t_{\max} - t_{\mathrm{f}})$ und $\Delta_{\mathrm{N}} = (N_{\mathrm{e,max}} - N_{\mathrm{e,obs}})$ für 100 TeV Proton Schauer.

100 TeV Eisen-Schauer:

Bei den 100 TeV Eisen-Schauern in Abbildung 5.14 liegen die Modelle sehr dicht beieinander. QGSJET ist zwar wieder als unterste Kurve zu erkennen, aber die Unterschiede sind nicht so deutlich wie bei den Proton-induzierten Schauern mit der gleichen Energie. Die ansteigende und die abfallende Flanke zeigen leichte Unterschiede. In der ansteigenden Flanke konkurrieren VENUS und HDPM miteinander um den flachsten Anstieg. SIBYLL liegt zwischen den beiden Extremen. In der abfallenden Flanke dagegen fächern sich die Modelle breiter auf. Die oberste Kurve wird diesmal eindeutig durch VENUS repräsentiert, gefolgt von HDPM/GHEISHA, HDPM/ISOBAR, SIBYLL und QGSJET. Auch hier repräsentiert QGSJET das extremste Modell. Zusammen mit SIBYLL zeigt es zwar

	HDPM/GH	HDPM/ISO	QGSJET	SIBYLL	VENUS
Δ_{t} [g/cm^2]	337.7±3.0	335.9±2.1	328.0±1.3	350.7±1.6	346.5±2.5
Δ_{N}	28281±141	29044±312	34139±159	32700±193	28400±216

Tabelle 5.17: Differenzen $\Delta_{\mathrm{t}} = (t_{\max} - t_{\mathrm{f}})$ und $\Delta_{\mathrm{N}} = (N_{\mathrm{e,max}} - N_{\mathrm{e,obs}})$ für 100 TeV Eisen Schauer.

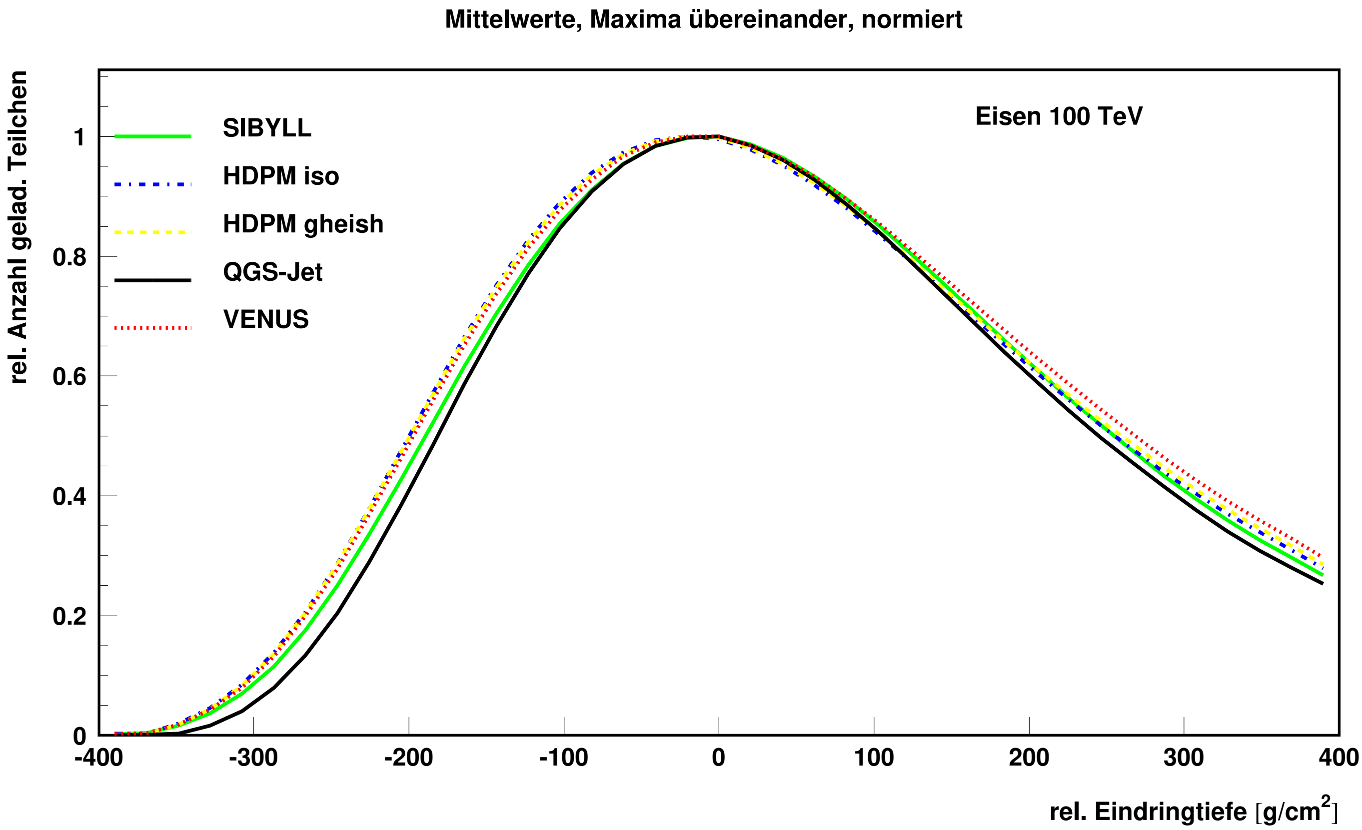


Abbildung 5.14: *Unterschiedliche longitudinale Luftschauer-Entwicklungen für 100 TeV Eisen.*

die höchste erste Wechselwirkung, aber die Eindringtiefe bis zum Schauermaximum wird eindeutig von QGSJET bestimmt (etwa 22 g/cm^2 vor SIBYLL). Das wird auch in Tabelle 5.17 sichtbar. QGSJET mit den steilsten Flanken zeigt die geringste Eindringtiefen- Δ_t und die größte Teilchenzahl-Differenz Δ_N.

1 PeV Protonen Schauer:

Die Modelle der 1 PeV Proton-induzierten Schauer in Abbildung 5.15 verteilen sich in der ansteigenden Flanke gleichmäßig. QGSJET wird durch die unterste Kurve repräsentiert, ist aber kaum von VENUS und SIBYLL zu unterscheiden. Als nächstes Modell kommt HDPM/GHEISHA und die oberste Kurve wird durch HDPM/ISOBAR dargestellt. Ein ähnlicher Verlauf wird in den abfallenden Flanken beobachtet: QGSJET wieder als unterste Kurve, darüber liegen SIBYLL, VENUS und die HDPM-Modelle, die hier nicht mehr zu trennen sind.

Abbildung 5.15 zeigt darüberhinaus auch die unterschiedlichen Eindringtiefen

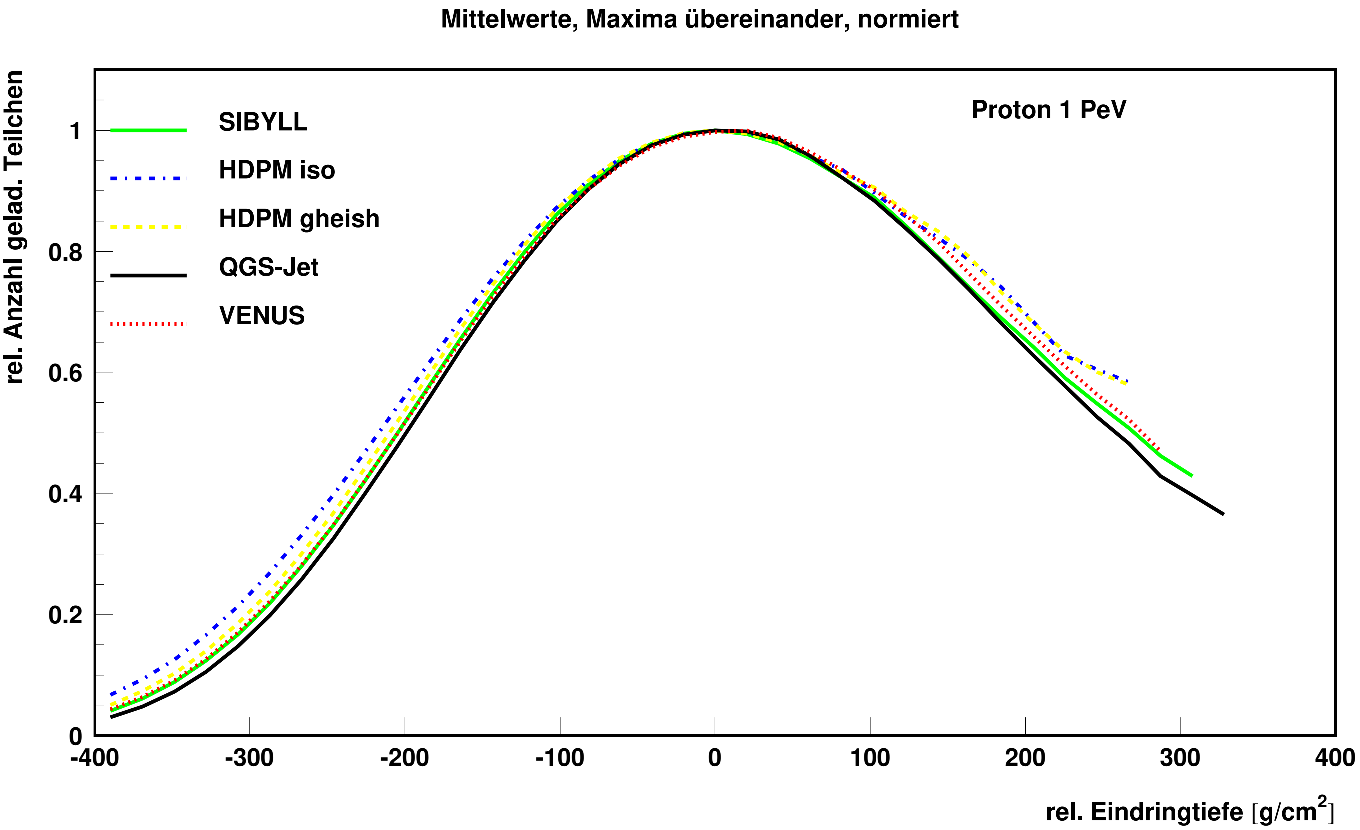


Abbildung 5.15: *Unterschiedliche longitudinale Luftschauer-Entwicklungen für 1 PeV Protonen.*

	HDPM/GH	HDPM/ISO	QGSJET	SIBYLL	VENUS
Δ_t [g/cm^2]	531.8±10.1	520.6±9.8	476.0±7.6	515.9±11.6	501.0±10.0
Δ_N	491200±224641	155300±11745	276000±10006	209600±16095	172200±9145

Tabelle 5.18: Differenzen $\Delta_t = (t_{max} - t_f)$ und $\Delta_N = (N_{e,max} - N_{e,obs})$ für 1 PeV Proton Schauer.

bis zum Schauermaximum:
In Verbindung mit den größeren Eindringen der 1 PeV Schauer gegenüber den 100 TeV Schauern in die Atmosphäre, führt das Aufeinanderschieben der Maxima in Verbindung mit der festgelegten Beobachtungsebene dazu, daß die Kurven am rechten Abbildungsrand unterschiedlich früh enden. Auch hier gilt, was schon in den beiden vorherigen Abschnitten erwähnt wurde. Im longitudinalen Profil sind die Unterschiede des Modells QGSJET, die in den vorherigen Abschnitten schon beschrieben wurden, wiederzuerkennen, was auch in Tabelle 5.18 deutlich wird.

1 PeV Eisen-Schauer:

Die ansteigende und abfallende Flanke der 1 PeV Eisen-Schauer zeigen leichte Unterschiede. Die höhere Primärteilchen-Energie und die unterschiedlichen Eindringtiefen zum Schauermaximum sind deutlich am Abknicken der Longitudinal-Profile am rechten Rand zu erkennen.

QGSJET wird durch die unterste Kurve in Abbildung 5.16 dargestellt. Direkt

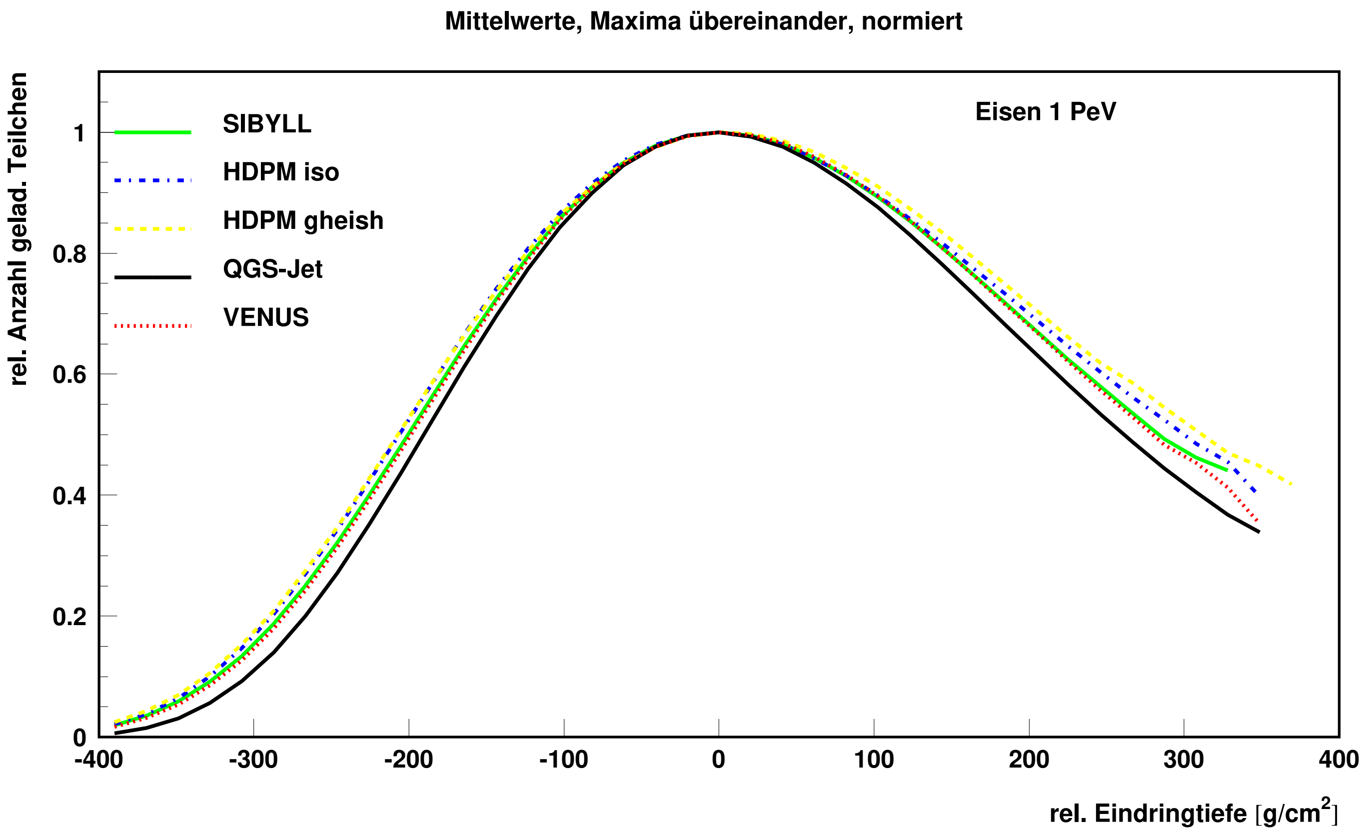


Abbildung 5.16: *Unterschiedliche longitudinale Luftschauer-Entwicklungen für 1 PeV Eisen .*

	HDPM/GH	HDPM/ISO	QGSJET	SIBYLL	VENUS
$\Delta_{\rm t}$ [g/cm^2]	430.7±3.7	433.5±3.7	405.5±3.1	444.6±4.7	427.9±3.1
$\Delta_{\rm N}$	224800±3906	236100±3758	352100±3501	278200±6212	257400±2581

Tabelle 5.19: Differenzen $\Delta_{\rm t} = (t_{\rm max} - t_{\rm f})$ und $\Delta_{\rm N} = (N_{\rm e,max} - N_{\rm e,obs})$ für 1 PeV Eisen Schauer.

darüber sind VENUS und SIBYLL sichtbar, die sehr dicht beieinander liegen. Das

Modell mit den flachsten Flanken ist HDPM mit GHEISHA und ISOBAR. In der ansteigenden Flanke liegen VENUS, SIBYLL und HDPM sehr eng beieinander. Einzig QGSJET ist deutlich zu trennnen. Bei der abfallenden Flanke sind QGSJET, HDPM ISOBAR und HDPM GHEISHA deutlich zu trennen. VENUS und SIBYLL liegen praktisch aufeinander und zeigen damit das gleiche longitudinale Profil. In Tabelle 5.19 werden erneut die steilen Flanken von QGSJET deutlich.

5.7 Proton-Eisen-Schauer im Vergleich

Bisher konnte gezeigt werden, daß bei den einzelnen Modellen Unterschiede in der longitudinalen Entwicklung sichtbar werden. Es stellt sich nun die Frage, ob sich die Verhältnisse der Schauer auch innerhalb eines Modells für die beiden verschiedenen Primärteilchen unterscheiden.
Dazu wurden zunächst die einzelnen Schauer, separiert nach Primärteilchen, Mo-

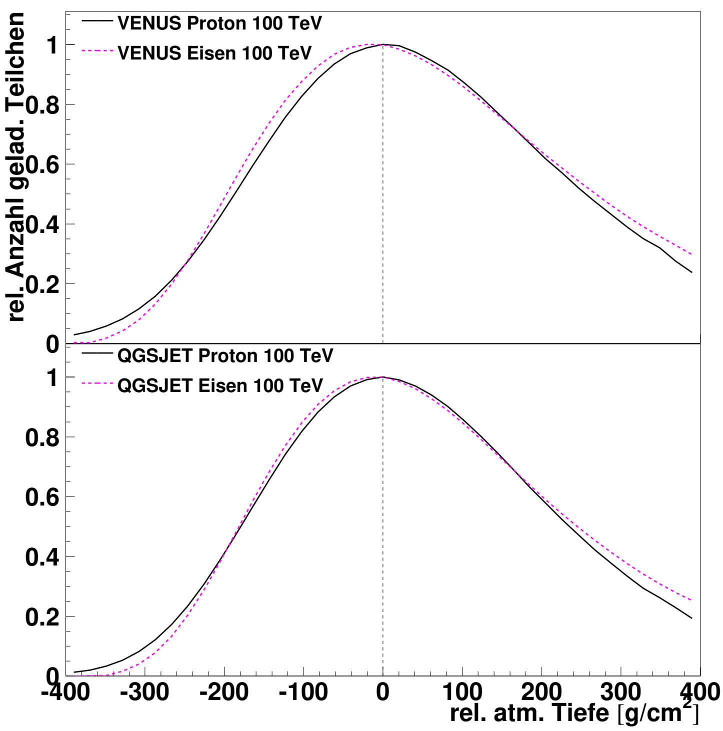


Abbildung 5.17: *Vergleich der mittleren, longitudinalen Form der Schauer von QGSJET und VENUS für Proton- und Eisen-Schauer mit 100 TeV Primärteilchen-Energie.*

dell und Energie, mit dem Maximum übereinander geschoben und auf die Zahl der Teilchen im Schauermaximum normiert. Anschließend wurden die Schauer

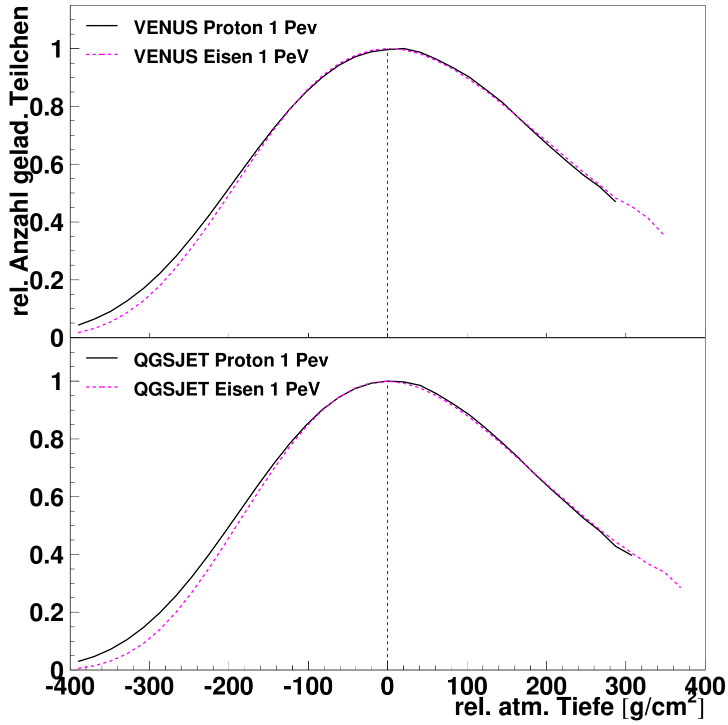


Abbildung 5.18: *Vergleich der mittleren, longitudinalen Form der Schauer von QGSJET und VENUS für Proton- und Eisen-Schauer mit 1 PeV.*

eines Modells mit der gleichen Energie, aber verschiedenen Primärteilchen zusammen dargestellt und mit der Darstellung für ein anderes Modell verglichen.
An dieser Stelle wird das für die zwei Modelle QGSJET und VENUS exemplarisch durchgeführt. Die Wahl fiel auf das Modell QGSJET, weil in den bisherigen Untersuchungen deutlich wurde, daß dieses sich in Bezug auf die beobachteten atmosphärischen Tiefen, Multiplizitäten und damit auch in der Form der longitudinalen Entwicklung von den anderen Modellen unterscheidet. Als zweites Modell kommt VENUS in Betracht. Es liegt mit allen bisher untersuchten Parametern in der Mitte zwischen allen Modellen, zeigt also wenig Auffälligkeiten. In Abbildung 5.17 und 5.18 sind die erhaltenen Kurven für VENUS und QGSJET dargestellt. Es lassen sich Unterschiede in den Kurven erkennen. In der ansteigenden Flanke verlaufen die Protonen-Schauer flacher als die Eisen-Schauer. Sie tragen die elektromagnetische Energie tiefer in die Atmospähre hinein.
In den Abbildung 5.17 werden kleine Unterschiede in den ansteigenden Flanken für die 100 TeV Schauer sichtbar. Die Differenzen bei VENUS zwischen Protonen- und Eisen-Schauern sind etwas grösser als bei QGSJET. Während sich die Proton-Eisen-Kurven für VENUS bei etwa -250 g/cm^2 schneiden, treffen sie bei QGSJET erst bei etwa -200 g/cm^2 zusammen.

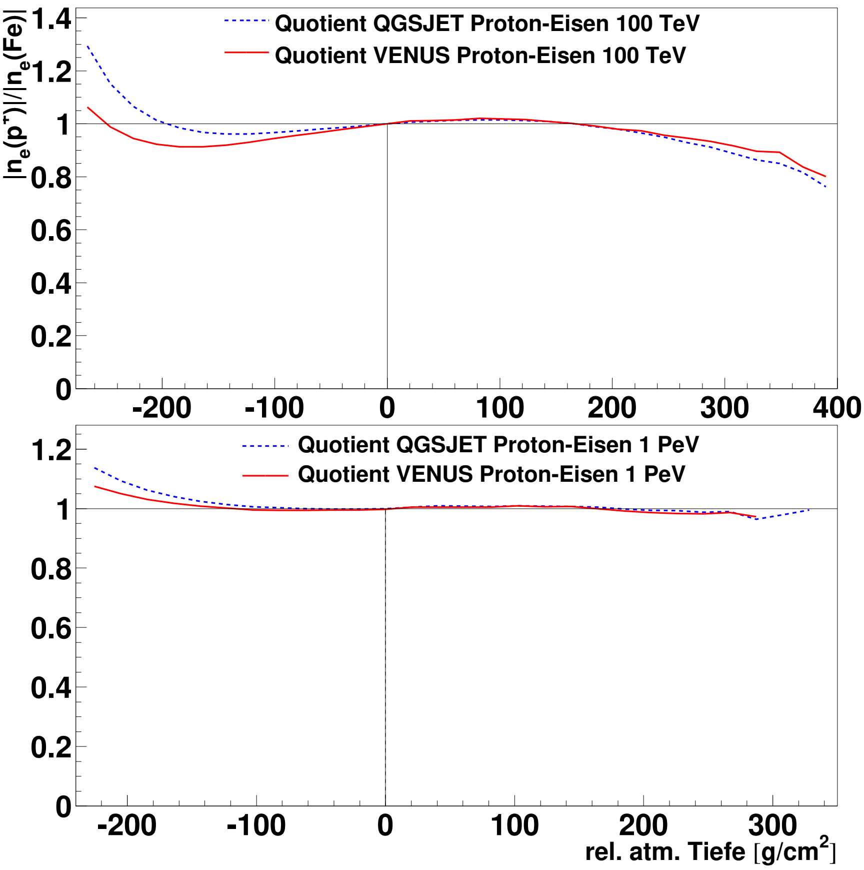


Abbildung 5.19: *Die Kurven stellen die Quotienten aus den normierten, mittleren longitudinalen Entwicklungen von Proton- zu Eisen-Schauer gleicher Energie dar. Zu beachten ist, das die x-Ausschnitte aus Darstellungs-Gründen unterschiedlich groß sind.*

Deutlich wird diese Differenz auch in Abbilung 5.19. Dort sind die Quotienten der Kurven aus den beiden vorherigen Abbildungen dargestellt. Die größten Unterschiede sind vor dem Schauermaximum zu erkennen. Die untere Kurve, die durch das Modell VENUS dargestellt wird, kreuzt früher die eins-Linie. Bis zum Schauermaximum nähern sich die Kurven einander an. Danach sind auch in Abbildung 5.19 keine Unterschiede mehr erkennbar. Einzig aufällig ist, daß die VENUS-Kurve früher endet. Bedingt wird das durch die Verschiebung der Schauermaxima und deren tieferer Lage in der Atmosphäre.

Es kann also gesagt werden, daß es kleine Unterschiede in dem longitudinalen Verhalten von Proton- zu Eisen-Schauern zwischen den Modellen gibt, die sich auf den Berreich vor dem Schauermaximums konzentrieren.

5.8 Rekonstruktion der Eindringtiefen

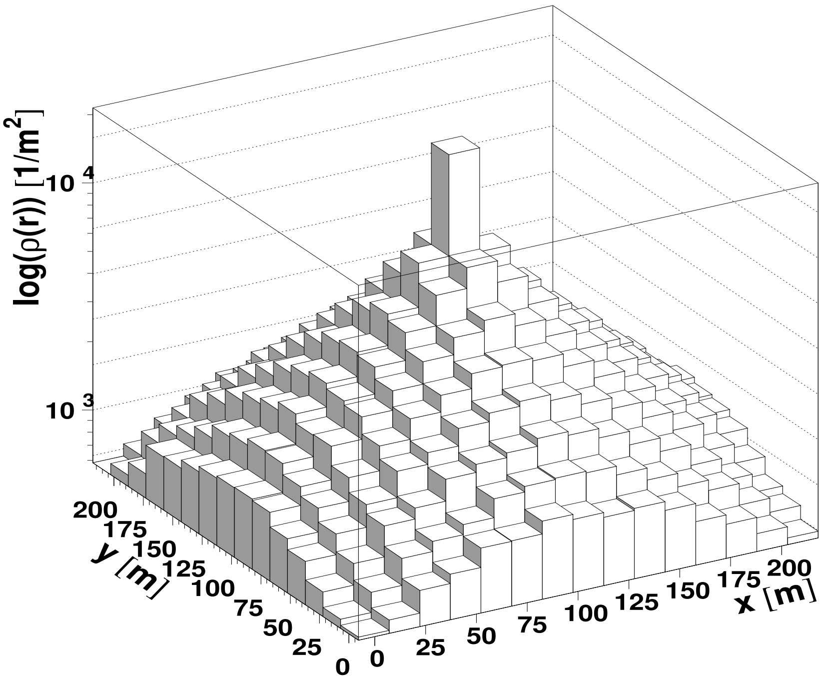


Abbildung 5.20: *Laterale Cherenkovlichtdichte $\rho(r)$ eines 1 PeV Proton-Schauers, registriert mit 225 idealen Detektoren.*

Von besonderem Interesse bei HEGRA ist der Zusammenhang zwischen der lateralen Verteilung der Cherenkovlichtdichte am Boden $\rho(r)$ und der Eindringtiefe $t_{\max}$. Das Cherenkovlicht wird während der gesamten longitudinalen Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade emittiert und erreicht die Beobachtungsebene fast gleichzeitig mit der Teilchenkaskade. Damit enthält das am Erdboden registrierte Cherenkovlicht Informationen über den gesamten Verlauf der Teilchenkaskade. Umgekehrt kann über die Messung der lateralen Cherenkov-Lichtdichte Informationen über den longitudinalen Verlauf des Schauers gewonnen werden. Insbesondere gilt:

$$t_{\max} \sim \frac{1}{r_l} \qquad (5.2)$$

wobei r_l den Lichtradius bezeichnet (Gleichung 5.3), der oft auch als slope-Parameter bezeichnet wird. Näheres dazu bei [Hillas, 83]. In diesem Abschnitt wird der Einfuß der verschiedenen hadronischen Modelle auf die laterale Cherenkovlichtedichte $\rho(r)$ und der daraus rekonstruierten Eindringtiefe $t_{\max}$ untersucht.

Wird das Programm CORSIKA mit der EGS4-Option gestartet, so ist es in der Lage die Produktion von Cherenkovlicht mit zu simulieren (siehe Abschnitte

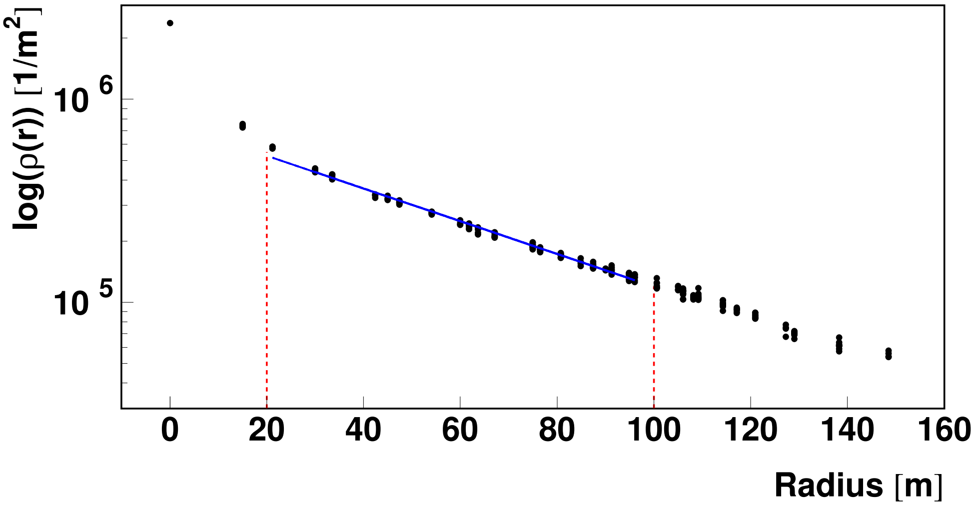


Abbildung 5.21: *Laterale Cherenkovlichtdichte $\rho(r)$ als Funktion des Abstands r vom Kernort, registriert mit 225 idealen Detektorhütten. Die durchgezogenen Linie stellt die Anpassung von Gleichung 5.3 im Bereich von 20 bis 100 Metern dar.*

1 und 1.2.3). In Abbildung 5.20 ist das am Erdboden von 225 idealen Detektoren registrierte Cherenkovlicht für einen 1 PeV Proton-induzierten QGSJET-Schauer dargestellt. Der Kernort liegt in der Mitte des Arrays. Die laterale Cherenkovlichtdichte läßt sich in der Entfernung von 20 bis 100 Metern vom Kernort sehr gut durch eine Funktion in der Form von

$$\rho(r) = \rho_o \cdot \exp(-\frac{r}{r_l}) \tag{5.3}$$

darstellen. Dabei gibt r die Kernortentfernung und r_l den sogenannten Lichtradius an. Abbildung 5.21 zeigt die laterale Cherenkovlichtdichte, aufgetragen gegen die Distanz zum Kernort, für einen 100 TeV Proton-Schauer. Die durchgezogene Kurve stellt die Anpassung der obigen Gleichung im Bereich von 20 bis 100 Metern dar. Entsprechend wurde für jeden Schauer des Datensatzes A die Funktion angepaßt und der Lichtradius bestimmt. Die erhaltene Lichtradius Verteilung für VENUS ist in Abbildung 5.22 dargestellt.

Im weiteren wurde für VENUS der Lichtradius r_l in Relation zur Eindringtiefe $t_{\max}$ gesetzt. An die erhaltene r_l - $t_{\max}$ Verteilung wurde dann ein Polynom 3. Grades angepaßt (Abbildung 5.23). Dabei wurde bewußt eine Anpassung an beide Primärteilchen-Arten und -Energien gemeinsam gemacht, da diese in der Auswertung bei HEGRA ebenso verwendet werden muß.

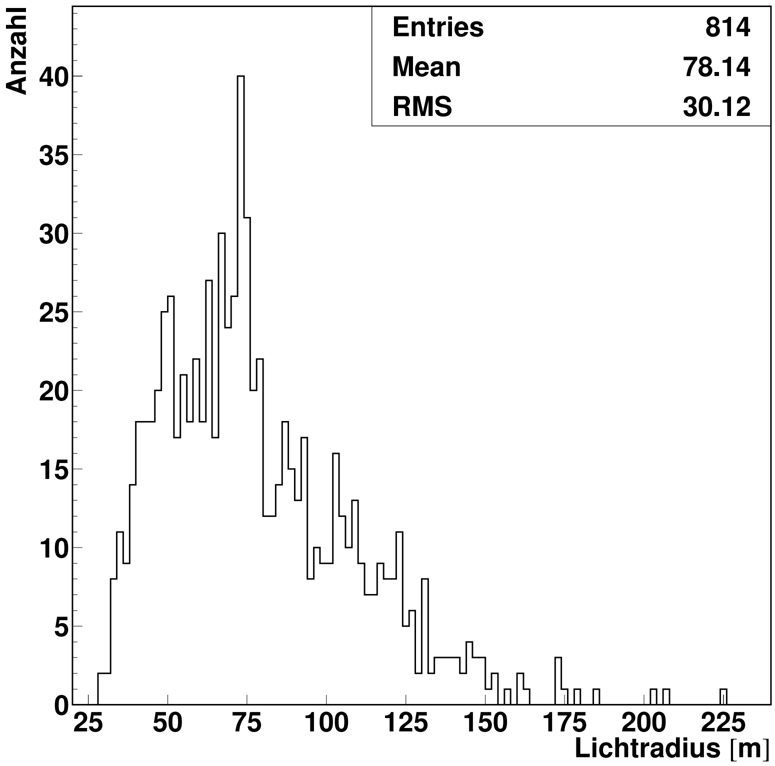


Abbildung 5.22: *Dargestellt ist der Lichtradius Verteilung für das Modell VENUS in beiden Energiebereichen und für beide Primärteilchen.*

Die aus VENUS erhaltene Funktion wurde dann dazu verwendet, aus dem Lichtradius die zugehörigen Eindringtiefen der anderen Modelle zu bestimmen.
Einen Überblick der Ergebnisse zeigt Tabelle 5.20. Dort sind die Differenzen

Modell	m_0	E_0 $[GeV]$	$\Delta t_{\max}$ $[g/cm^2]$
HDPM/GHEISHA	Proton + Eisen	10^5+10^6	-4.5 $\pm$1.6
HDPM/ISOBAR	Proton + Eisen	10^5+10^6	-10.1 $\pm$1.4
QGSJET	Proton + Eisen	10^5+10^6	-1.2 $\pm$1.1
SIBYLL	Proton + Eisen	10^5+10^6	-5.6 $\pm$1.6
VENUS	Proton + Eisen	10^5+10^6	-0.8 $\pm$1.1

Tabelle 5.20: *Abweichungen der mit der Relation für das Referenzmodell VENUS rekonstruierten Eindringtiefen von den wahren Eindringtiefen.*

$\Delta t_{\max} = t_{\max}(wahr) - t_{\max}(reko)$ der rekonstruierten Eindringtiefen für die Anpassung an beide Energien und Primärteilchen aufgelistet. Die größten Abweichungen treten bei HDPM und SIBYLL auf. Die Abweichungen der Modelle vom Referenzmodell sind nicht groß und betragen maximal etwa 10 g/cm^2. Einzig

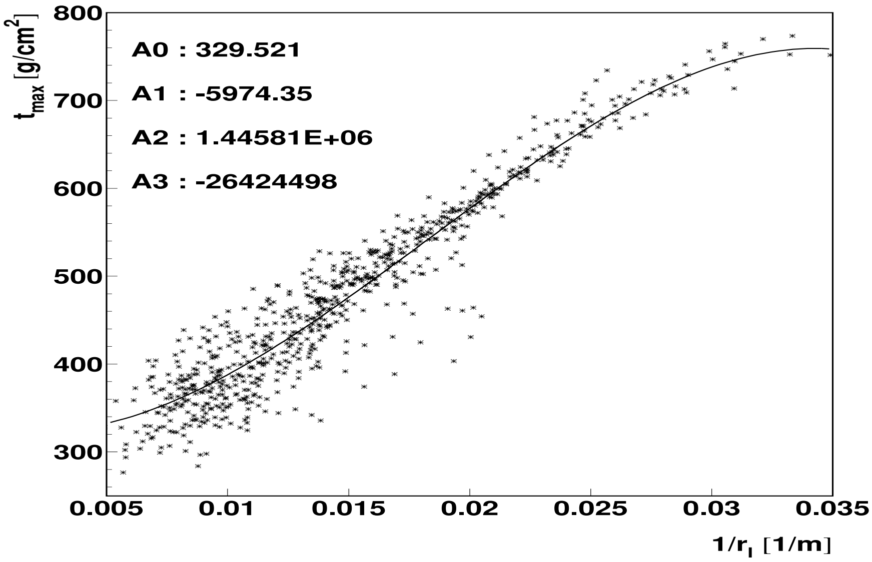


Abbildung 5.23: *Lichtradius - Eindringtiefen Verteilung des Referenzmodells VENUS und Anpassung eines Polynoms 3. Ordnung mit den angegebenen Parametern.*

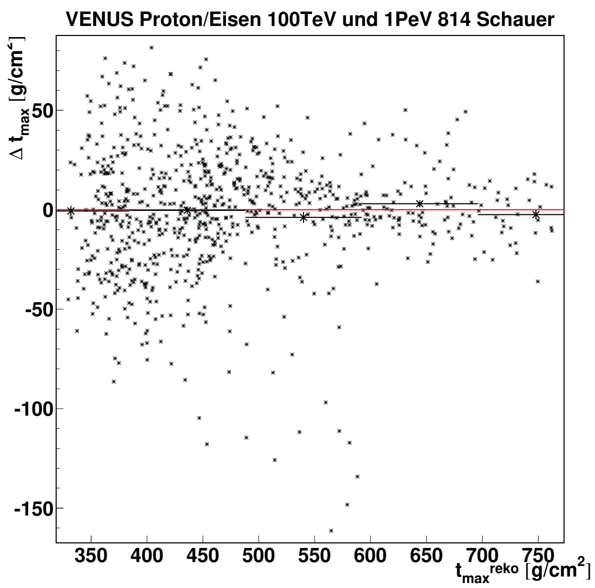
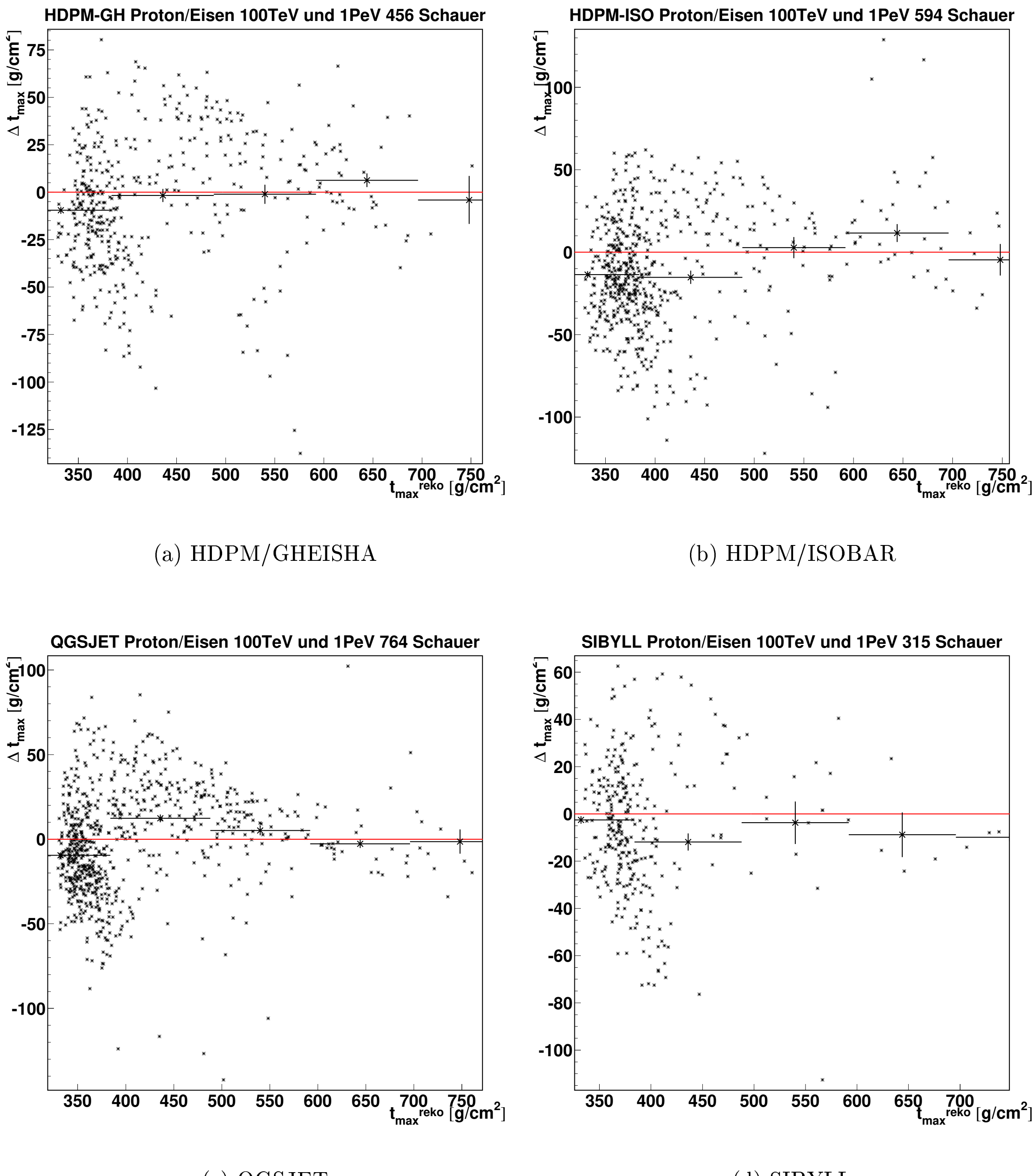


Abbildung 5.24: *VENUS: Differenz von rekonstruierter Eindringtiefe zu wahrer Eindringtiefe, aufgetragen gegen die rekonstruierte Eindringtiefe. Die Balken geben die Mittelwerte für die einzelnen Bereiche mit statistischen Fehlerbalken an.*

der Wert von HDPM/ISOBAR in Tabelle 5.20 deutet darauf hin, daß bei diesem

Modell von den wahren Daten abweichende Eindringtiefen rekonstruiert werden können.
In den Abbildungen 5.24 und 5.25 sind die Differenzen der rekonstruierten zur wahren Eindringtiefe gegen die rekonstruierten Eindringtiefen aufgetragen. Diese Auftragung wurde gewählt, um überprüfen zu können, ob bei einigen Modellen eine Systematik zu erkennen ist, die darauf hindeutet, daß für bestimmte Modelle die Abweichungen systematisch von der Eindringtiefe abhängen.
Die zur Kontrolle rekonstruierten Eindringtiefen des Modells VENUS und die Differenzen zur wahren Eindringtiefe in Abbildung 5.24 fallen gering aus. Es ist kein systematischer Verlauf erkennbar.
In der Abbildung 5.25 sind die Mittelwerte von Mittelungen der anderen vier Modelle in fünf Intervallen dargestellt. Bei allen Modellen lassen sich systematische Verläufe erkennen.
Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die für VENUS gefundenen Relation zur Rekonstruktion der Eindringtiefe nicht auf die anderen Modelle übertragen werden kann.



(a) HDPM/GHEISHA

(b) HDPM/ISOBAR

(c) QGSJET

(d) SIBYLL

Abbildung 5.25: *Differenz von rekonstruierter Eindringtiefe zu wahrer Eindringtiefe, aufgetragen gegen die rekonstruierte Eindringtiefe. Die Balken geben die Mittelwerte für die einzelnen Bereiche mit statistischen Fehlerbalken an.*

5.9 Elongationsraten

Wird die Eindringtiefe $t_{\max}$ gegen den Logarithmus der Energie pro Nukleon aufgetragen, kann die Elongationsrate ER bestimmt werden. Die Elongationsrate gibt die Abhängigkeit der Eindringtiefe $t_{\max}$ von der Energie pro Nukleon des Primärteilchens an und ist in folgender Weise definiert:

$$ER = \frac{\Delta t_{\max}}{\Delta \log(E/A)}$$

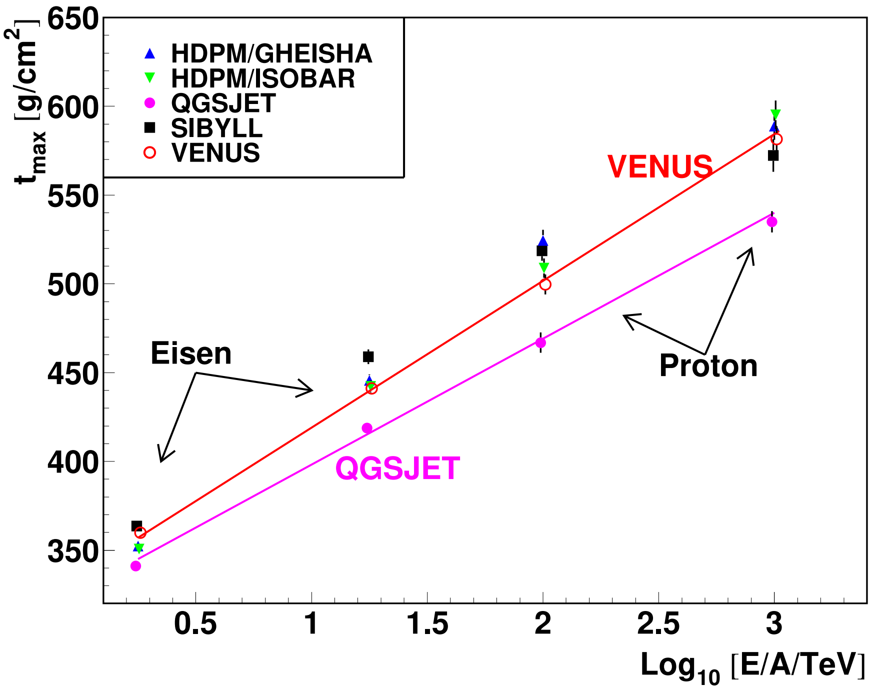


Abbildung 5.26: *Eindringtiefe aufgetragen gegen die Energie pro Nukleon für die verschiedenen Modelle von Datensatz A.*

Die erhaltenen Daten sind in Abbildung 5.26 dargestellt und in Tabelle 5.21 aufgeführt. Die beiden linken Punktgruppen stellen die Eisen- und die beiden rechten die Protonen-Schauer dar. Deutlich erkennbar liegen die Werte für die Modelle VENUS und QGSJET auf einer Geraden. Es werden jedoch auch die Unterschiede zwischen den Modellen sichtbar. QGSJET liegt auf der untersten Kurve und zeigt auch den kleinsten Wert für ER, während alle anderen Modelle darüber liegen. Die beiden angepaßten Kurven laufen mit zunehmendem E/A-Verhältniss auseinander, das bedeutet, die Schauermaximumslage $t_{\max}$ der verschiedenen Modelle divergieren mit zunehmender Primärteilchen-Energie. Einfluß darauf haben

Modell	ER [g/cm^2]
HDPM/GHEISHA	97.0 ± 2.3
HDPM/ISOBAR	98.7 ± 2.6
QGSJET	79.9 ± 2.1
SIBYLL	90.7 ± 2.4
VENUS	88.4 ± 2.5

Tabelle 5.21: *Die aufgeführten Elongationsraten ER und die zugehörigen Fehler resultieren aus der Anpaßung einer Geraden an die Daten in Abbildung 5.26.*

die verschiedenen Wirkungsquerschnitte der Modelle. Da QGSJET den größten Wirkungsquerschnitt bei Energien bis zu etwa $3 \cdot 10^6$ GeV aufweist (siehe Abbildung 5.2 auf Seite 32), sind die hohen Lagen der Schauermaxima in der Atmosphäre zu erwarten und auch das schwächere Ansteigen der Eindringtiefen mit zunehmender Energie pro Nukleon.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß es einen deutlichen Unterschied zwischen dem Modell QGSJET und den anderen Modellen gibt.
Die erste Wechselwirkung tritt bei QGSJET für die Protonen-induzierten Schauer im Mittel etwa 12 g/cm^2 früher auf und die Lage des Schauermaximums liegt im Mittel bei den Protonen-induzierten Schauern bis zu 50 g/cm^2 höher. Es konnte für die Teilchenzahlen im Schauermaximum ein Unterschied von im Mittel 11 % nachgewiesen werden. Diese Eigenschaften wurden in den verschiedenen Longitudinal-Profilen der Schauer ebenfalls deutlich gemacht. So treten beim Modell QGSJET die steilsten Flanken auf.
Der Vergleich des in Hamburg mit der NKG-Option simulierten Datensatzes mit dem aus Karlsruhe unter den gleichen Bedingungen simulierten lieferte, was die Höhe der ersten Wechselwirkung und die Teilchenzahl im Schauermaximum angeht, übereinstimmende Ergebnisse. Bei den Eindringtiefen bis zum Schauermaximum und der Zahl der geladenen Teilchen in der Beobachtungsebene treten demgegenüber größere Unterschiede auf, die nicht geklärt werden konnten. Es wird vermutet, daß die Differenzen durch eine andere QGSJET-Version zustande gekommen sind.
Interessant sind auch die Vergleiche der NKG- mit den EGS4-Simulationen. So wurde deutlich gemacht, daß die Lagen der Schauermaxima für die NGK-Schauer systematisch tiefer in der Atmosphäre liegen und die Teilchenzahlen dort auch systematisch überschätzt werden.
Die Rekonstruktionen der Eindringtiefen zeigen ebenfalls Unterschiede. Es konnte dargelegt werden, daß die Parametrisierung der Eindringtiefen-Lichtradius-Relation stark modellabhängig ist.

Anhang

```
RUNNR   27                                       number of run
EVTNR   1                                        number of first shower event
NSHOW   10                                       number of showers to generate
PRMPAR  5626                                     particle type of prim. particle
ESLOPE  -2.7                                     slope of primary energy spectrum
ERANGE  1.E6  1.E6                               energy range of primary particle
THETAP  0.  0.                                   range of zenith angle (degree)
PHIP    0.  360.                                 range of azimuth angle (degree)
SEED    2194   0   0                                seed for 1. random number sequence
SEED    2195   0   0                                seed for 2. random number sequence
SEED    2196   0   0                                seed for 3. random number sequence
OBSLEV  2200.E2                                  observation level (in cm)
ELMFLG  T   T                                    em. interaction flags (NKG,EGS)
RADNKG  200.E2                                   outer radius for NKG lat.dens.determ.
ARRANG  0.                                       rotation of array to north
CERARY  15  15  1500.  1500.  100.  100.  definition of cherenkov array grid
CERSIZ  0.                                       bunch size Cherenkov photons
CERFIL  T                                        Cherenkov output to extra file
CWAVLG  300.  450.                               Cherenkov wavelength band
CSCAT   5  1000.  1000.                          scatter Cherenkov events
FIXHEI  0.  0                                    first interaction height & target
FIXCHI  0.                                       starting altitude (g/cm**2)
MAGNET  20.0  42.8                               magnetic field centr. europe
HADFLG  0  0  0  0  0  0                         flags for hadr. interaction
GHEISH  F                                        use gheisha for low energy hadrons
SIBYLL  F
SIBSIG  F
ECUTS   0.3  0.3  0.003  0.003                   energy cuts for particles
MUADDI  T                                        additional info for muons
MUMULT  T                                        muon multiple scattering angle
LONGI   T  20.  T                                longit.distr. & step size & fit
MAXPRT  100                                      max. number of printed events
ECTMAP  1.E4                                     cut on gamma factor for printout
STEPFC  1.0                                      mult. scattering step length fact.
DEBUG   F  6  F  1000000                         debug flag and log.unit for out
DIRECT  ./hdpm027/                               output directory
EXIT                                             terminates input
```

Abbildung 1: *Typische „Input"-Karte für CORSIKA. In diesem Fall wird das Modell HDPM mit ISOBAR verwendet. Als Primärteilchen wird hier Eisen (5626) simuliert, bei einer Energie von 10^6 GeV und senkrechtem Einfall.*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Aharonian, 98] F.A.Aharonian, A.M.Atoyan (1998); Nonthermal Radiation of the Crab Nebula; astro-ph/9803091

[Aguilar, 94] M. Aguilar-Benitez et al. (1994);Review of Particle Properties; Physical Revue D 50,1173

[Arqueros, 99] F.Arqueros, A.Röhring et al. (1999); Energy Spektrum and Chemical Composition of Cosmic Rays between 0.3 and 10 PeV determined from the Cherenkov-Light and Charged-Particle distribution in Air Showers; Astro-Ph 9908202 to be published in A&A

[Biermann, 95] P.L.Biermann, T.K.Gaisser & T.Stanev (1995); The Origin of Galactic Cosmic Rays; Phys.Rev. D51,3450

[Capdevielle, 89] J.N. Capdevielle (1989); Journal of Physics G: Nuclear Particle Physics 15,909

[Capdevielle, 92] J.N. Capdevielle et al. (1992); The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA; KfK Report 4998; Karlsruhe

[Capella, 80] A. Capella und J. Tran Thanh Van (1980), Phys. Let. B83,146

[Caso, 99] C.Caso et al (1998), The European Physical Journal C3 (1998) 1 and 1999 off-year partial update for the 2000 edition available on the PDG WWW pages (URL: http://pdg.lbl.gov/)

[Cern, 93] H.C. Fesefeldt und F. Carminati (1993); GEANT - Detector Description and Simulation Tool, GEANT Users Guide ; CERN Program Library Long Writeup W5013; Genf

[Corsika] Extensive Air Shower Simulation with *CORSIKA*: A User's Guide (Version 5.20) (1997); J. Knapp and D. Heck; Institiut für Kernphysik der Forschungszentrum Karlsruhe GmbH

[Daum, 97] A. Daum et al. (1997); First Results on the Performance of the HEGRA IACT Array; Astroparticle Physics(8)1-2,pp.1-11

[Drury, 83] L.OĆ.Drury (1983); On Particle Acceleration in Supernova Remnants, Space Science Rev. 36,37

[Engel, 92] J. Engel, T.K. Gaisser (1992), P. Lipari und T. Stanev; Physical Revue D46,5013

[Fesefeldt, 85] H. Fesefeldt (1985); The Simulation of Hadron Showers; RWTH Aachen Report PITHA 85/2

[Fletcher, 94] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari und T. Stanev (1994); Physical Revue D50,5710

[Gaisser, 90] T.K. Gaisser (1990); Cosmic Ray and Particle Physics; Cambrigde University Press

[Glauber, 56] R.J. Glauber (1956), Lectures in Theoretical Physics, edited by A.O. Barut and W.E. Brittin et al., Intersience Publisher, New York

[Glauber, 70] R.J. Glauber und G. Matthiae (1970); Nuclear Physiks B21,135

[Greisen, 65] K. Greisen (1965); Prog. Cosmic Ray Physics Vol. **III**, J.G. Wilson ed. (North Holland Publishing Co., Amsterdam

[Gribov, 84] L.V. Gribov et. al. (1984); Physics Report 100,1

[Grieder, 70] P.K.F. Grieder (1970); Simulation in Space and Time of the Nuclear Active and Muon Components in Extensive Airshowers for Primary Energies from 10^5 to 10^7 GeV, Habilitationsschrift, Universität Bern

[Grieder, 79] P.K.F. Grieder (1979); Proceedings of the 16^{th} International Cosmic Ray Conference; Kyoto 9,161

[V.Hess, 12] V.F. Hess (1912), Physikalische Zeitschrift,13,1084

[Hillas, 83] A.M. Hillas, J.R. Patterson (1983); The relation of the lateral distribution of cerenkov light from cosmic-ray showers to the distance of the maximum development; Journal of Physics G, Nucl. Particle Physics 9,1433

[Horns, 97] D. Horns (1997); Untersuchung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Primärstrahlungvon $3 \cdot 10^{14}$ eV bis 10^16 eV; Diplomarbeit, Universität Hamburg II Institut für Experimentalphysik

[Jelly, 58] J.V. Jelly (1958); Cherenkov Radiation and its Application; Pergamon Press London

[Kaidalov, 84] A.B. Kaidalov und K.A. Ter-Martirosyan (1984); Soviet Journal of Nuclear Physics 39,979

[Kaidalov, 86] A.B. Kaidalov, K.A. Ter-Martirosya und Yu.M. Shabelsky (1986); Soviet Journal of Nuclear Physics 43,822

[Kalmykov, 93] N.N. Kalmykov und S.S. Ostapchenko; Phys. At. Nucl. 56; 1993

[Knapp, 97a] J. Knapp, Vergleich hadronischer Wechselwirkungsmodelle zur Simulation ausgedehnter Luftschauer der kosmischen Strahlung, Habilitationsschrift an der Universität Karlsruhe, Karlsruhe 1997

[Knapp, 97b] J.Knapp (1997);High-Energy Interactions and Extensive Air Schowers , Rapporteur talk, 25^{th} ICRC, Durban, South Africa

[Knapp et al, 97c] J.Knapp et al. (1997);Inelastic Cross Sections and Their Influence on Air Shower Development and Observables,

[Knapp, 98] D. Heck, J.Knapp, J.N.Capdevielle, G.Schatz, T.Thouw (1998); CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers; Wissenschaftliche Berichte FZKA 6019; Forschungszentrum Karlruhe GmbH, Karlsruhe

[Karle, 95] A. Karle et al. (1995); Design and Performance of the Angle Integrating Cherenkov Array AIROBICC; Ap. Phys.3,321

[Lindner, 98] A. Lindner (1998); A new method to reconstruct the energy and determine the composition of cosmic rays from the measurement of Cherenkov light and particle densities in extensive air showers; Astroparticle Physics 8,251

[List, 97] B. List (1997); Tiefunelastische *ep*-Streuung bei HERA unter Nachweis eines vorwärts gestreuten Protons; Dissertation Universität Hamburg

[Rhode, 96] W. Rhode et al. (1996); Design and Performance of the Lead-Concrete Geiger Tower Array within the HEGRA Experiment; Nucl. Instr. Meth. A 378,399

[Schatz, 94] G. Schatz et al. (1994); J. Physics G: Nucl. Part. Phys. 20,1267

[Schmele, 98] Dirk Schmele (1998); Himmelsdurchmusterung mit dem HEGRA-Szintillatorfeld; Dissertation Universität Hamburg

[Nelson, 85] W.R. Nelson, H. Hirayama, D.W.O. Rogers (1985); SLAC Report 265, Stanford Linear Accelerator Center

[Watson, 97] A.A.Watson (1997); Charged Cosmic Rays above 1 TeV; Rapporteur talk, 25^{th} ICRC, Durban, South Africa

[Werner, 93] Klaus Werner (1993); Phys. Rep. 232,87

[Wiebel-Sooth, 98] B. Wiebel-Sooth (1998); Dissertation Universität Wuppertal

[Willmer, 97] Martin Willmer (1997); Suche nach Quellen von γStrahlung mit Energien oberhalb von 28 TeV mit der Szintillationszählermatrix des HEGRAExperiments; Dissertation Universität Kiel

[Lo, 87] S.Y.Lo (1987), Geometrical Pictures in Hadronic Collisions, A Reprint Volume, World Scientific