Messung der Ankunftszeitverteilung von Luft-Čerenkovphotonen mit einem Flash-ADC-System zur Bestimmung der Energie und der Komposition der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10^{14}–10^{16}eV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Volker Haustein
aus Lübbecke

Hamburg 1996

Gutachterin/Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. G.Heinzelmann Prof. Dr. W.Schmidt-Parzefall
Gutachterin/Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. G.Heinzelmann Prof. Dr. B.Naroska
Datum der Disputation:	20.12.1996
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B.Kramer

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Einsatz von Flash-ADC-Systemen zur Aufzeichnung der Ankunftszeitverteilung des atmosphärischen Čerenkovlichts ausgedehnter Luftschauer. Die Messung der Breite der Ankunftszeitverteilung $\Gamma_t(150)$ bei einem Abstand von 150 m vom Schauerkern ermöglicht die Bestimmung der Entfernung zum Schauermaximum. Erste Erfahrungen über den Betrieb und das Leistungsvermögen des Ausleseverfahrens wurden mit 7 Testzählern am HEGRA-Experiment gesammelt. Anhand von Daten, die während zweier Neumondperioden aufgezeichneten wurden, konnte erstmalig die Korrelation zwischen der Breite der Ankunftszeitverteilung $\Gamma_t(150)$ und anderen Observablen zur Bestimmung der Entfernung zum Schauermaximum gezeigt werden. Die beobachtete Korrelation stimmt sehr gut mit Simulationsrechnungen überein, die mit CORSIKA 4.01 für p, α, O und Fe initiierte Luftschauer durchgeführt wurden. Die Analyse der Häufigkeitsverteilung von $\Gamma_t(150)$ ergibt für die Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung für Energien um 1 PeV ein Verhältnis von $66\pm6\%$ für die leichte (p und α) und $34\pm8\%$ für die schwere Komponente. Dabei wurde ein neuartiges Verfahren der simultanen Energie- und Massenrekonstruktion verwendet. Für den eingeschränkten Energiebereich zwischen 1 und 2.5 PeV wurde eine zweite Kompositionsanalyse durchgeführt. Das Ergebnis von $64\pm11\%$ für die leichte Komponente ist nicht mit einem Ausbleiben des protonischen Anteils verträglich. Evidenz anderer Experimente für eine deutliche Änderung der chemischen Zusammensetzung bei diesen Energien können nicht bestätigt werden.

Abstract

Measurement of the arrival time distribution of atmospheric Čerenkov light with a Flash-ADC system for the determination of the energy and the composition of the primary cosmic rays in the energy region $10^{14}-10^{16}$eV

This paper describes the operation of Flash-ADC systems for the recording of the arrival time distribution of atmospheric Čerenkov light from extended air showers. The measurement of the width of the arrival time distribution $\Gamma_t(150)$ at a distance of 150 m from the shower core enables the determination of the distance to the shower maximum. First experience with the performance of the read-out system has been gained with 7 test counters at the HEGRA experiment. With the data sampled over 2 new moon periods the correlation of $\Gamma_t(150)$ and other observables for the determination of the distance to the shower maximum could be shown for the first time. There is a good agreement between the measured correlation and simulation calculations, which have been done with CORSIKA 4.01 for p, α, O and Fe initiated air showers. The analysis of the distribution of $\Gamma_t(150)$ shows for the composition of the primary cosmic rays at energies around 1 PeV a ratio of $66\pm6\%$ for the light (p and α) and $34\pm8\%$ for the heavy component. In addition a novel procedure for a simultaneous reconstruction of energy and composition has been applied. For the restricted energy region between 1 and 2.5 PeV a second composition analysis has been carried out. The result of $64\pm11\%$ for the light component is not consistent with an absence of the protonic part. Evidence of other experiments for a clear change of the chemical composition at these energies can not be confirmed.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die erstmalige, noch sehr indirekte Beobachtung der kosmischen Teilchenstrahlung gelang Hess [1] und Kohlhörster [2] bei Ballonflügen im Jahr 1912. Angetrieben von der Frage nach der Natur der aus dem Weltall auf die Erde treffenden Strahlung, legte das Studium der Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre den Grundstein für die experimentelle Elementarteilchenphysik. Die in der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts durchgeführten Untersuchungen führten zu der Entdeckung bis dahin unbekannter Teilchen. Hierzu gehören das Positron, das Myon, das Pion, sowie Teilchen mit Strangeness.

Mit dem Fortschreiten der Beschleunigertechnologie und der Möglichkeit, hochenergetische Teilchenprozesse im Labor untersuchen zu können, schwand die Bedeutsamkeit für die Elementarteilchenphysik. Andere Fragestellungen rückten wieder verstärkt in den Vordergrund. Diese betreffen die Suche nach den Quellregionen und den Erzeugungsmechanismen der kosmischen Strahlung sowie hiermit eng verbunden die Messung des Energiespektrums und der primären chemischen Zusammensetzung.

Mit dem Wandel der Observierungs- und Meßtechniken konnten immer neue Energiebereiche erschlossen werden. Bezieht man neben der kosmischen Teilchenstrahlung auch die aus dem Weltall kommende elektromagnetische Strahlung mit ein, reichen die Beobachtungen vom langwelligen Radioband über die Region der Roentgen- und der $\gamma-$Strahlung bis hinauf zu den höchsten Teilchenenergien von über 10^{20}eV. Der zugängliche Energiebereich umspannt inzwischen mehr als 28 Dekaden und berührt neben der Elementarteilchen- und der Kernphysik die Astrophysik und nicht zuletzt die Kosmologie. Die detaillierte Betrachtung der elektromagnetischen und der kosmischen Teilchenstrahlung spürte weitere Phänomene auf, und neue Fragestellungen wurden aufgeworfen. Gleichzeitig rundet sich dadurch unser astrophysikalisches Weltbild ab und führt zu einem stärkeren Zusammenrücken der oben genannten Teilbereiche in das Feld der Astroteilchenphysik.

Die im hochenergetischen Bereich spektakulärsten astronomischen Entdeckungen der letzten Jahre wurden im Bereich der Roentgen- und der γ-Astronomie bis hinauf zu 10^{14}eV gemacht. Satelliten der neuen Generation, hervorzuheben sind hier ROSAT und CGRO, haben den Himmel durchmustert und eine große Anzahl an sporadisch auftretenden Emmisionen wie die noch rätselhaften Gamma Ray Bursts aufzeichnen können. Daneben konnte eine Reihe kontinuierlich emittierender Quellen entdeckt oder anderen bereits im optischen Bereich bekannten Systemen zugeordnet werden. Einige dieser Objekte wie der Krebs Nebel, ein Supernovarest, oder aktive Galaxien Kerne (AGN) wie die BL Lac Objekte Mkn 421 und Mkn 501 konnten mit erdgebundenen abbildenden Luft-Čerenkovteleskopen selbst im TeV Bereich als sehr leuchtkräftige Quellen ausgemacht werden[3][4][5]. Neue Modellvorstellungen sind entstanden, und bereits etablierte Ansätze konnten unter Einbettung der Entdeckungen weiterentwickelt werden. Diese betreffen insbesondere die Quellen oder Quellregionen der elektromagnetischen Strahlung und die dort auftretenden Beschleunigungsmechanismen.

Gleichfalls vermögen einige der Modelle eine Brücke zu der hochenergetischen geladenen kosmischen Strahlung zu schlagen und stecken für diese den möglichen Rahmen für den spektralen Verlauf und die chemische Zusammensetzung zumindest in der Quellregion ab [6][7].

Im hochenergetischen Bereich oberhalb einiger 100 TeV ist es bisher nicht gelungen, durch die Beobachtung von Gammastrahlung auf direktem Weg einen Quellort der kosmischen Strahlung auszumachen. Vermutungen über die Art der in Frage kommenden Objekte und der dort vorherrschenden Beschleunigungsmechanismen können nur auf indirektem Weg durch die Messung des spektralen Verlaufs und der genauen chemischen Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung bestätigt oder verworfen werden. Bis zu einigen 100 TeV ist die Zusammensetzung und das Energiespektrum der auf die Erdatmosphäre treffenden geladenen Teilchen experimentell gut abgesichert. Undurchsichtig und zuweilen widersprüchlich stellt sich die Situation sowohl in der sich anschließenden Energieregion, dem Bereich des vermeintlichen "Knies", als auch für die bisher höchsten gemessenen Energien dar. Luftschauerexperimente wie HEGRA und KASKADE oder geplante Experimente wie das Pierre-Auger-Projekt widmen sich neben der Punktquellensuche vordringlich der Aufklärung dieser Fragen.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung und dem Betrieb eines Flash-ADC gestützten Meß- und Auslesesystems für Čerenkovlichtdetektoren, wie die AIROBICC-Zähler des HEGRA-Experimentes. Im Vordergrund steht die Messung der Ankunftszeitverteilung von Čerenkovphotonen, die Aufschluß geben kann über die longitudinale Entwicklung von Luftschauern, und zielt auf die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung und die Messung des Energiespektrums in der Energieregion um 10^{15}eV ab.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In Kapitel II werden die wichtigsten Aspekte von ausgedehnten Luftschauern und des von ihnen erzeugten atmosphärischen Čerenkovlichts dargestellt. Das Meßverfahren wird motiviert, und das HEGRA-Array, in dessen Rahmen die Umsetzung der Methode erprobt wurde, wird vorgestellt.

Kapitel III beschreibt das Simulationsprogramm CORSIKA und die nachfolgenden Simulationsschritte, auf deren Grundlage die spätere Analyse der Daten erfolgt.

Eine detaillierte Beschreibung der Unterschiede in der longitudinalen Schauerentwicklung von leichten und schweren Kernen erfolgt in Kapitel IV. Die Zeitstruktur von Čerenkovlicht wird betrachtet, und die Analysetechnik zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung und des Energiespektrums wird vorgestellt.

Kapitel V befaßt sich mit dem Flash-ADC-System und der Datennahme.

Die notwendigen Kalibrationsschritte und die Behandlung der Rohdaten sind Thema des VI. Kapitels.

Kapitel VII befaßt sich mit der Umsetzung der in Kapitel III beschriebenen Methode der Kompositionsbestimmung und vergleicht die Simulationsrechnungen mit den genommen Daten.

Den Abschluß bildet die Zusammenfassung und die Wertung der Ergebnisse.
Zuerst einmal sollen jedoch die Eckpfeiler des physikalischen Rahmens, der die Motivation zur Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der hochenergetischen primären kosmischen Strahlung absteckt, dargelegt werden.

1. Hochenergetische kosmische Strahlung

Die Bezeichnung kosmische Strahlung faßt so unterschiedliche Komponenten wie Neutrinos, Elektronen, Protonen und Kerne höherer Massenzahl A zusammen. Das am Rande der Atmosphäre beobachtbare Spektrum der geladenen Komponente setzt bei einer aufgrund des Sonnenwindes natürlichen unteren Grenze von ca. 1GeV/Nukleon ein. Mit steigender Energie fällt der Fluß einem Potenzgesetz entsprechend mit $dN/dE \propto E^{\gamma}$ ab. Für Protonen und schwerere Kerne nimmt γ den Wert von ~ -2.65, für Positronen und Elektronen von ~ -3.26 an. Zu 99% besteht die hochenergetische kosmische Strahlung aus Teilchen mit weniger als 1 TeV/Nukleon, wobei der Elektron-Anteil etwa 1% ausmacht.

Gestützt auf Experimente, die sich an Bord von Satelliten und Forschungsballonen befanden, konnte die Zusammensetzung der primären geladenen Strahlung bis ca. 800 TeV auf direktem Weg ermittelt werden. Die statistisch signifikantesten Angaben können in diesem Energiebereich derzeit vom JACEE-Experiment gemacht werden. Die recht genaue und unzweifelhafte Rekonstruktion, sowohl der Ladungszahl als auch der Energie des Primärteilchens wird durch die Kombinationen von Emulsionsplattenmodulen, bestehend aus speziellen Ladungsbestimmungselementen und Emulsionskalorimetern, ermöglicht. Mit einer Energieauflösung von etwa 30% und einer Präzision bei der Ladungsbestimmung von $\sigma_z = 0.57$ für die schweren Elemente und $\sigma_z = 0.2$ für Proton und Helium[8] ist die JACEE-Kollaboration in der Lage, differentielle Energiespektren für einzelne Elemente angeben zu können und hat eine weitreichende Übereinstimmung mit der solaren Häufigkeit bestätigt. Protonen und Heliumkerne sind im rel. Verhältnis von 0.45/0.55 vertreten und machen gut 62% aller Teilchen aus. Die Kerne höherer Ordnungszahl werden zumeist zu Gruppen, der mittelschweren um Kohlenstoff und Sauerstoff und der schweren Elemente um Eisen, zusammengefaßt. Ihr Anteil an der kosmischen Strahlung beträgt 11 respektive 27%. Bedingt durch den geringen Fluß reicht oberhalb einer Energie von 1 PeV die Nachweisfläche und Expositionszeit von Weltraum- oder Ballonexperimenten nicht mehr aus, um eine Bestimmung des Spektrums oder der Zusammensetzung auf direktem Weg vornehmen zu können. Bei diesen für die vorliegende Arbeit relevanten Energien wird die kosmische Strahlung über die Endprodukte der von ihnen in der Erdatmosphäre ausgelösten Teilchenkaskaden, sogenannter ausgedehnter Luftschauer, oder über das von ihnen erzeugte Čerenkov- und Fluoreszenzlicht nachgewiesen. Die Bestimmung der Primärenergie fällt auf diesem indirekten Weg bisher recht ungenau aus. Die Ermittlung der Masse aus der Messung der myonischen Komponente oder der Elongationsrate beschränkt sich zumeist auf die ungefähre Klassifikation: leichtes oder schweres Teilchen. Demzufolge undurchsichtig und

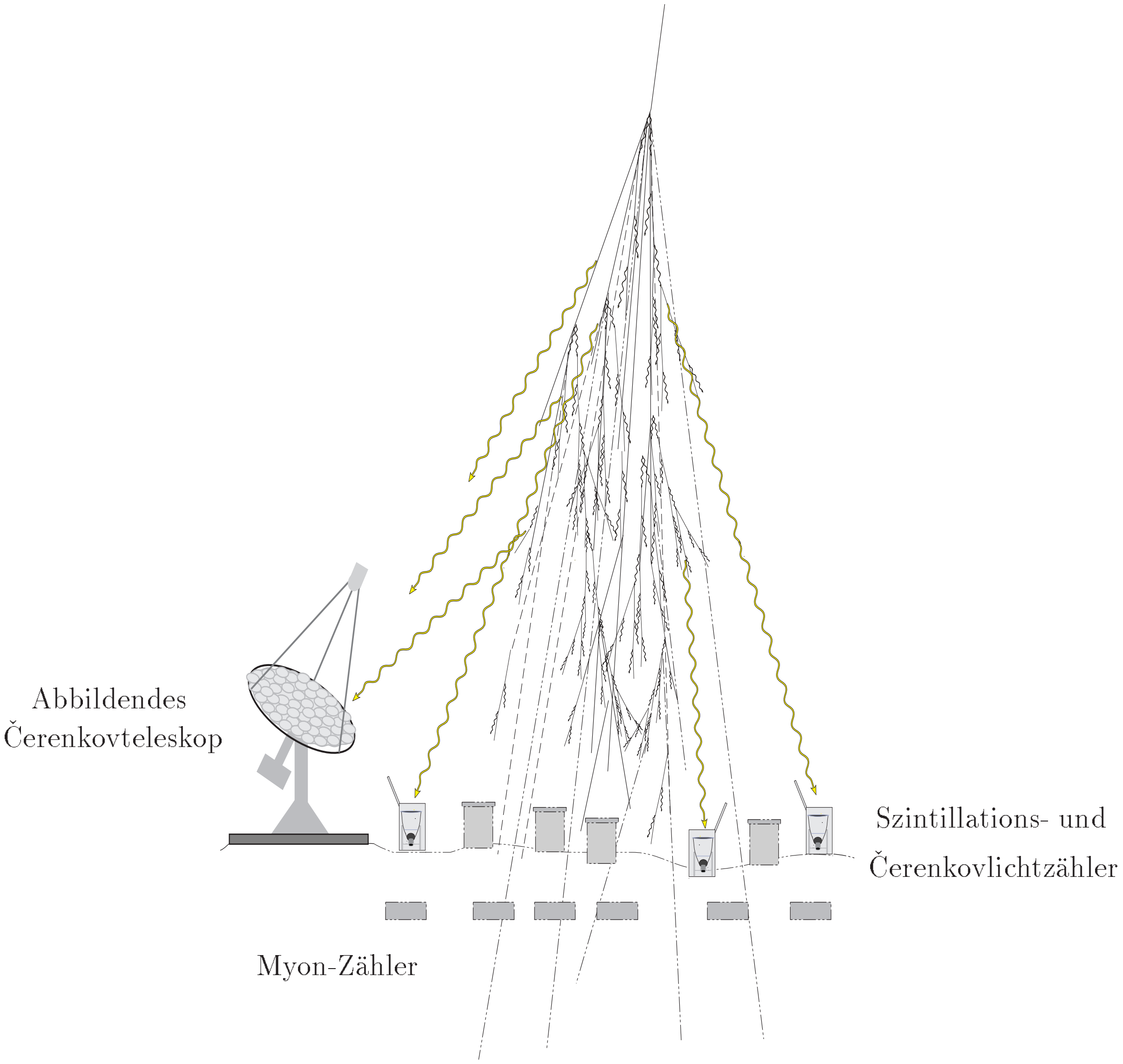

Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers und Beispiele für gängige Nachweistechniken.

mitunter widersprüchlich stellt sich die experimentelle Situation dar. Allgemeiner Konsens ist, daß sich zumindest der aus Energieabschätzungen ableitbare Spektralindex bei etwa $3 \cdot 10^{15}$eV dem Bereich des "Knies" mehr oder minder abrupt von -2.65 und auf einen Wert von ~ -3.05 ändert. Oberhalb von $\sim 10^{19}$eV scheint sich das Spektrum zum sogenannten "Knöchel" abzuflachen, was auf den Beitrag einer extragalaktischen Komponente, vermutlich Protonen, zurückgeführt wird. Abbildung 1.2 zeigt den spektralen Verlauf der kosmischen Strahlung nach Zusammenstellungen von Takahashi[9] sowie

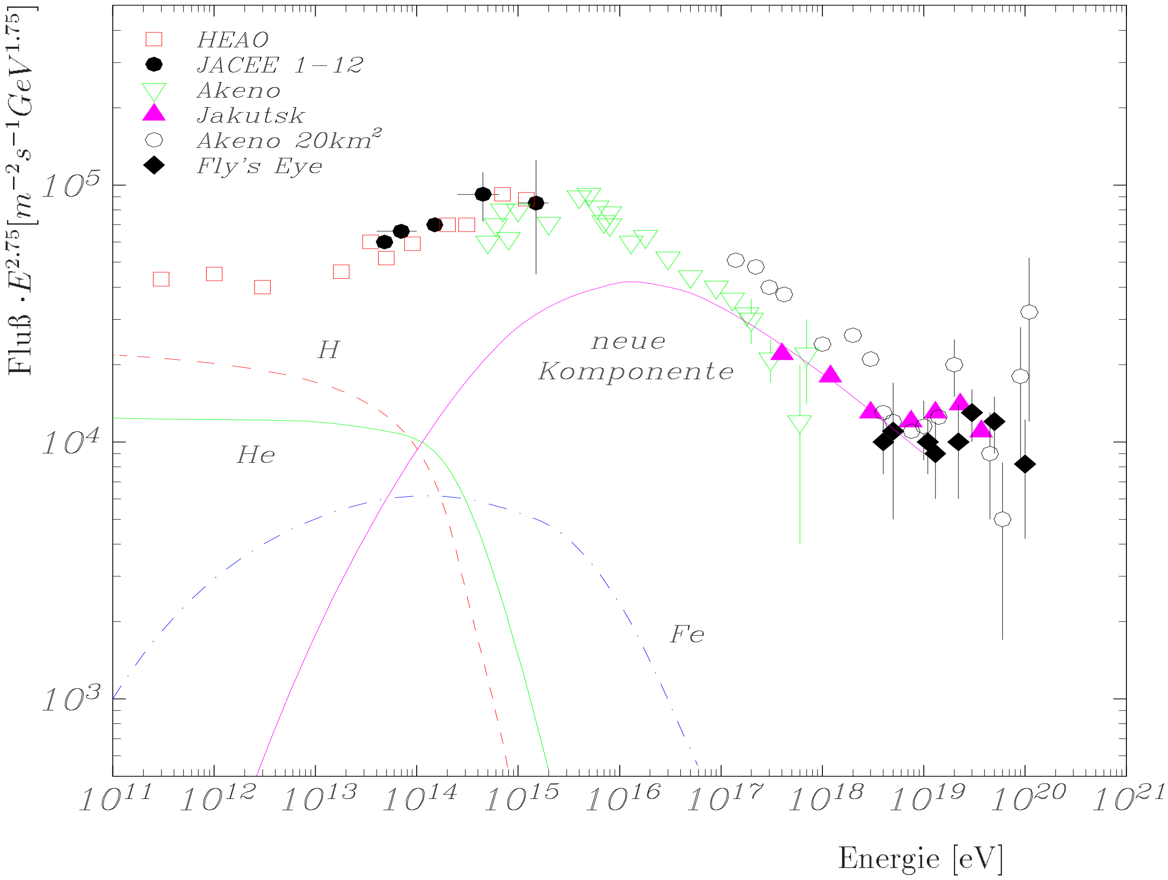

Abbildung 1.2: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung aus Zusammenstellungen von Takahashi, Stanev und Biermann. Die eingezeichneten Linien geben das erwartete Verhalten der drei Ladungsgruppen wieder, wie es für den Super-Nova-Remnant Beschleunigungsmechanismus und die Einbindung in ein "leaky-box"-Modell nach Swordy zu erwarten ist. Für die höchsten Energien bis zum "Knöchel" wäre nach diesem Modell eine neue Komponente notwendig, um das Gesamtspektrum zu erklären.

Stanev und Biermann[10]. Gut zu erkennen sind die beiden Spektralindexänderungen bei $3 \cdot 10^{15}$eV und 10^{19}eV, die von mehreren Experimenten bestätigt sind[11][12][13][14]. Die eingetragenen Kurven für p, α und Fe basieren auf Berechnungen von Swordy für den Supernovaremnant Beschleunigungsmechanismus unter Einbeziehung eines "leaky-box"-Modells[15], auf die im Weiteren noch eingegangen wird.

Weniger einheitlich als der spektrale Verlauf oberhalb des Knies wird die hier vorherrschende chemische Zusammensetzung diskutiert. Während die Analysen früherer Experimente verstärkt eine von Protonen und leichten Kernen dominierte Strahlung ergaben, tendieren neuere Messungen zu einer deutlichen Zunahme des Eisenanteils bei nahezu gleichzeitigem Ausbleiben der Protonkomponente. So zeigt die Zusammenfassung der JACEE-Daten der Flüge 1-12 eine starke Zunahme des Eisenanteils oberhalb von 900 TeV, während der Protonbeitrag nahezu ausstirbt. Analysen der MSU-Daten[16] zeigen eine Zunahme der schweren Komponente auf 60% nach dem Knie bei der gleichzeitigen Abnahme des Proton- und Heliumanteils um 32% auf etwa 26%. Zu grundlegend gegenteiligen Einschätzungen kommen Linsley und Fichtel [17]. Sie tendieren nach einer Analyse der Elongationsraten von Luftschauern zu einer von leichten Kernen dominierten Zusammensetzung zwischen $10^{15} - 10^{17}$eV. Eine neuere Analyse auf der Basis einer fraktalen Studie der Schauerkernzone zeigt für die Daten des alten Kieler Luftschauerexperimentes ebenfalls eine Zunahme des Protonanteils für Energien oberhalb des Knies [18]. In Einklang mit einer Zunahme des schweren Anteils ab der Knieregion stehen die Daten des Fly's Eye-Experiment und des 20km^2 AKENO-Feldes, die für den Bereich von $10^{17} - 10^{18}$eV eine stark eisendominierte Strahlung anzeigen[12][11]. Auch das erneute Verstärken des Protonanteils oberhalb von 10^{18}eV steht nicht im Widerspruch, sondern wird durch das Auftreten eines extragalaktischen Anteils begründet.

Die Herkunft der kosmischen Strahlung, ob galaktischen oder extragalaktischen Ursprungs, und insbesondere die Art der Beschleunigungsmechanismen oberhalb von etwa 10^{16}eV sind bisher völlig unklar. Verschiedene Szenarien, die in den Kernbereichen aktiver galaktischer Kerne (AGNs) oder an den Enden der Jets (hot spots) von Radiogalaxien auftreten könnten, werden für extragalaktische Beiträge in Betracht gezogen. Für innergalaktische Modelle scheiden solche Mechanismen weitestgehend aus, auch wenn mit der Entdeckung des Mikroquasars GSR1915+105 neue potentielle Kandidaten aufgetaucht sind.

Für Maximalenergien von 10^{14}eV wird die diffuse Beschleunigung an Schockfronten, wie sie in Supernovaresten auftreten, favorisiert. Für Modelle, die die Ausbreitung der Schockfront in den vorangegangenen Sternenwind des superschweren Vorgängersternes, rote oder blaue Überriesen, einbeziehen, kann die maximal erreichbare Energie auch Werte bis 10^{16}eV annehmen [6] [7]. Als weiterer potentieller Mechanismus kommt die Beschleunigung in dem Sternenwind von Wolf-Rayet-Sternen in Betracht. Die hier eingeschlossenen Magnetfeldstärken könnten ausreichen, um Teilchen sogar in die Größenordnung von $10^{17} - 10^{18}$eV zu beschleunigen[19]. Berechnungen für den spektralen Verlauf der beschleunigten Teilchen in der Quellregion ergeben Potenzgesetze mit einem Spektralindex von bis zu -2.2. Unter Einbeziehung der Ausbreitung im interstellaren Raum, wie sie von "leaky-box"-Modellen beschrieben wird [15], kann so auf natürliche Weise ein Spektralindex von -2.6 oder -2.7 erzeugt werden. Gleichfalls können diese Modelle herangezogen werden, um das Auftreten des Knies und die Abnahme des Protonanteils zu erklären. Zum einen über die maximale teilchenabhängige Energie, die durch Schockbeschleunigung erreicht werden kann, zum anderen dadurch, daß ab einer gewissen magnetischen Steifigkeit Teilchen in der Lage sein sollten, unsere

Galaxie zu verlassen.

Aber auch gegenläufige Erklärungsversuche wurden diskutiert. Nach einem Modell von Hillas[20] könnten Streuprozesse an hochenergetischen, quellnahen Photonen durch Photodisintegration die schwere Komponente unterdrücken, und eine von leichten Teilchen dominierte chemische Zusammensetzung oberhalb des Knies wäre zu favorisieren.

Eine ganz wesentliche Rolle bei der Klärung der offenen Fragen nimmt die genaue experimentelle Bestimmung der primären chemischen Komposition im Bereich des Knies ein. Erst dann kann entschieden werden, ob und in welchem Rahmen bzw. Energiebereich weitere Beschleunigungs- und Transportmodelle zur Beschreibung der kosmischen Strahlung herangezogen oder aufgestellt werden müssen.

Oberhalb von 1 PeV können Rückschlüsse auf das Primärteilchen nur auf indirektem Wege über die Messung von ausgedehnten Luftschauern erfolgen. Die von verschiedenen Gruppen angewandten Verfahren stützen sich zumeist auf zwei Quantitäten, die Auswertung der Myonkomponente und die Bestimmung des Schauermaximums. Sie sind zum Teil im hohen Maße von Simulationsrechnungen und den dabei verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodellen abhängig. Die nachfolgende Aufstellung gibt einen, wenngleich unvollständigen, Überblick der gängigen Verfahren:

1. Die Angaben des Soudan 2 Experimentes stützen sich auf die Multiplizität und die radiale Verteilung von Untergrundmyonen[21].

2. Die MACRO-Kollaboration stützt ihre Angaben ebenfalls auf die Untersuchung an hochenergetischen Untergrundmyonen bzw. an Multiplizitäten von Myonen und verwendet die Abstandsverteilung sowie den Winkel zwischen Myonpaaren. Eine zweite Vorgehensweise in Verbindung mit der EAS-TOP-Kollaboration vergleicht die Schauergröße N_e mit der Zahl der Untergrundmyonen[22][23].

3. Eine weit verbreitete Methode basiert auf dem Vergleich der Myonzahl und der Schauergröße N_e und wird z. B. von EAS-TOP und CASA-MIA umgesetzt[24][25].

4. Das MSU-Experiment untersucht die Fluktuationen der Myonzahlen am Erdboden als Funktion der Schauergröße N_e[16].

5. Die CRT Projekt Studie verwendet die Radialwinkelverteilung von Myonspuren, die aus der Messung mit Driftkammern zugänglich ist, um auf die Höhe des Schauermaximums zu schließen[26].

6. Erste Veröffentlichungen des HEGRA-Experimentes stützen sich auf den Lateralverteilungsparameter R_l des Čerenkovlichts, der ebenfalls ein Maß für die Höhe des Schauermaximums darstellt[27].

7. Ein zweites, kombiniertes Verfahren mit der HEGRA-Detektoranlage verbindet die Messung der Teilchendichte N_e und die Bestimmung der Entfernung zum Schauermaximum aus R_l zu einer simultanen Energie- und Massenbestimmung des Primärteilchens[28].

8. Das Fly's Eye-Experiment zeichnet die longitudinale Entwicklung eines Schauers über das atmosphärische Fluoreszenzlicht nach und vermag auf diesem Wege das Schauermaximum zu bestimmen[12].

9. Eine herausragende Stellung wird in Zukunft das KASCADE-Experiment einnehmen. Die Kombination aus zentralem Hadron-Kalorimeter sowie zweier Detektorfelder für die elektromagnetische und die myonische Komponente erlaubt durch die Verbindung unterschiedlichster Meßgrößen eine genauere Energie- und Massenbestimmung des Primärteilchens, als es für andere Experimente möglich ist.

Die unter Punkt 6 und 7 angesprochenen Methoden werden in dieser Arbeit in einer abgewandelten Form bei der Energie- und Massenbestimmung zum Tragen kommen. Grundlage bildet eine weitere Meßgröße, die Breite der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen bei 150 m ($\Gamma_t(150)$), mit der die longitudinale Entwicklung von ausgedehnten Luftschauern nachgezeichnet werden kann. Wie sich Schauer in der Atmosphäre entwickeln und welche Ansätze sich daraus für eine Massenbestimmung des Primärteilchens ableiten lassen, ist Thema des folgenden Kapitels.

2. Luftschauer und atmosphärisches Čerenkovlicht

Im folgenden Kapitel werden die für eine spätere Analyse wichtigsten Eigenschaften ausgedehnter Luftschauer zusammenfassend dargestellt. Der enge Zusammenhang von longitudinaler Schauerentwicklung und atmosphärischem Čerenkovlicht, das von der geladene Teilchenkomponente abgestrahlt wird, soll dabei hervorgehoben und Meßtechniken zur Bestimmung der chemischen Komposition der kosmischen Strahlung motiviert werden.

In diesem Zusammenhang soll auch die Zielsetzung und der apparative Aufbau des HEGRA-Experimentes, in dessen Rahmen spezielle Messungen durchgeführt wurden und die Teil dieser Arbeit sind, vorgestellt werden.

2.1 Entwicklung der Teilchenkaskade

Hochenergetische Teilchen elektromagnetischer oder hadronischer Natur, die in die Erdatmosphäre eindringen und hier mit Luftmolekülen wechselwirken, erzeugen über eine Vielzahl nachfolgender sekundärer Prozesse Teilchenkaskaden, sogenannte ausgedehnte Luftschauer. Einem einfachen Verzweigungsmodell folgend, das 1944 von Heitler [29] für rein elektromagnetische Prozesse eingeführt wurde, beträgt in einer bestimmten Tiefe $X[\mathrm{g/cm^2}]$ die Zahl der Teilchen $N(X) = 2^n$. Die Anzahl der Verzweigungen $n = X/\lambda$ ergibt sich aus dem Verhältnis von durchquerter Materie und der charakteristischen Länge, der Strahlungslänge $X_0[\mathrm{g/cm^2}]$, für eine Wechselwirkung. $E(X) = E_0/N(X)$ gibt dann die mittlere Energie pro Partikel an. Die Kaskadierung bricht ab, wenn im Mittel die Energie pro Teilchen einen für die Weiterführung der Kaskade kritischen Wert ϵ_c unterschritten hat. Damit ergibt sich die Zahl der Teilchen im Maximum der Schauerentwicklung zu

$$N(X_{max}) = E_0/E_c \tag{2.1}$$

mit

$$X_{max} = X_0 \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln(2)} \quad . \tag{2.2}$$

Eine detaillierte Berechnung, ausgehend von der Kaskadentheorie für elektromagnetische Prozesse und unter Berücksichtigung von Ionisationsverlusten und Vielfachstreuung, liefert als Parametrisierung für die Zahl der e^+e^-:

$$N(X) = \frac{0.31}{\ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)^{1/2}} \; \exp\left[X(1 - 3/2 \cdot \ln(s))\right] \quad . \tag{2.3}$$

Der Age-Parameter s und die Höhe X sind durch nachstehende Definition miteinander verknüpft:

$$s = \frac{3 \cdot X}{X + 2 \cdot \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right)} \quad ,$$

per Definition nimmt s im Maximum gerade den Wert 1 an.
Vom Prinzip des Verzweigungsmodells verläuft ein hadronischer Schauer ähnlich der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers, wobei an Stelle der elektromagnetischen Strahlungslänge die hadronische Wechselwirkungslänge λ tritt. Im Unterschied zu elektromagnetischen Schauern treten bei hadronischen starke individuelle Fluktuationen in der Kaskadenentwicklung auf. Die Vielfalt der auftretenden Prozesse, auf die in einem späteren Kapitel im Rahmen der Simulation von ausgedehnten Luftschauern noch eingegangen werden soll, macht es unmöglich, geschlossene analytische Ausdrücke für die Zahl der Teilchen abzuleiten. An dieser Stelle sei deshalb eine aus Simulationsrechnungen abgeleitete Parametrisierung für den "mittleren" protonischen Schauer angegeben [30]

$$N(E, X) = N_0 E_0 / E_c \frac{p}{p+1} e^p \left(\frac{X}{X_{max} - \lambda}\right)^{p+1} exp[-X/\lambda] \quad .$$

Auch hierbei ist eine der Gleichung 2.2 entsprechende Relation $X_{max} \approx \lambda \cdot \ln(E_0/E_c)$ erfüllt. Eine Erweiterung auf Schauer, die von schweren Kernen der Ordnungszahl A ausgelöst wird, führt unter Beachtung des Superpositions Modells auf $X_{max} \approx \lambda \cdot [\ln(E_0/E_c) - \ln(A)]$. Zwei Eigenschaften von schweren Kernen ausgelöster Schauer lassen sich gemäß diesem Modell sofort folgern: sie entwickeln sich früher in der Atmosphäre, und die intrinsischen Fluktuationen in der Schauerentwicklung sind - da zusammengesetzt aus n Nukleonen - kleiner. Auch wenn diese Abhängigkeit von A bei gleicher Primärenergie für X_{max} nur logarithmisch eingeht, sind insbesondere die Fluktuationen in X_{max} ein Maß für die Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung.

Abhängig von der Primärenergie des einfallenden Teilchens und damit von dem Entwicklungstand des Kaskadenprozesses können Luftschauer den Erdboden erreichen. Die nahezu kegelförmige, wenige Meter dicke Teilchenfront kann hier mit geeigneten Detektoren nachgewiesen werden. Die zahlenmäßig bei weitem dominierende Teilchensorte ist die elektromagnetische Komponente. Sie wird über den π^0 Zerfall und den sukzessiven elektromagnetischen Prozessen - Bremsstrahlung und Paarerzeugung - ständig aus dem hadronischen Kern nachgefüttert. Die am Erdboden meßbare Teilchendichteverteilung ist somit lediglich ein Abbild der letzten Stadien der Schauerentwicklung und unterscheidet sich nur wenig für unterschiedliche Primärteilchen. Üblicherweise wird zur Beschreibung der Lateralverteilung der Teilchen die Nishimura-Kamata-Greisen-Formel (NKG-Funktion) herangezogen

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{r_M^2} \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1\right)^{s-4,5} \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma(4,5-s)}{\Gamma(s) \cdot \Gamma(4,5-2s)} \quad , \tag{2.4}$$

wiederum mit dem Age-Parameter aus obiger Formel für die longitudinale Entwicklung. N_e, die Zahl der elektromagnetischen Teilchen am Erdboden, gestattet eine erste grobe Abschätzung der Primärenergie etwa auf einen Faktor 2 genau, sofern die Art des Primärteilchens bekannt ist. Deutlich exaktere Resultate lassen sich bei der ungefähren Kenntnis der Lage des Schauermaximums erzielen. In Kapitel 4.5.2 wird die Vorgehensweise vorgestellt und die erreichbare Genauigkeit diskutiert.

Unterscheidungskriterien für die Art des Primärteilchens lassen sich aus der Messung der myonischen und der hadronischen Komponente auf Detektorniveau ableiten. Myonzahl und Höhe ihrer Entstehung, die z.B. aus Messung mit Driftkammern(CRT) zurückgerechnet werden kann, geben Aufschlüsse über die Schauerentwicklung, ebenso die kalorimetrische Erfassung der Kernzone(KASCADE). Weitere Methoden, die die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung untersuchen und die dieser Arbeit zugrunde liegen, nutzen eine Begleiterscheinung der Schauerentwicklung aus, die Abstrahlung von Čerenkovlicht.

2.2 Čerenkovlicht ausgedehnter Luftschauer

Bereits 1926 wurde von L.Mallet beobachtet, daß geladene Teilchen beim Durchgang durch transparente Medien unter gewissen Umständen ein bläulich-weißes Licht emittieren. Eine genaue experimentelle Untersuchung dieses Phänomens wurde zwischen 1934 und 1938 von P.A. Čerenkov durchgeführt. Auf der Grundlage der klassischen Elektrodynamik deuteten Tamm und Frank diesen Effekt als die Abgabe von Strahlung durch das Medium bei Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld eines sich in ihm bewegenden Teilchens. Die vorübergehende Polarisation des der bewegten Ladung benachbarten Mediums führt entlang der Teilchentrajektorie zur Abstrahlung von elektromagnetischer Dipolstrahlung. Konstruktive Interferenz gemäß dem Hygenschen Prinzip ist dann erfüllt, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens größer ist als die Lichtgeschwindigkeit des Mediums. Strahlung und Bewegungsrichtung des Teilchens schließen dabei den Winkel θ ein, mit $\cos\theta = c_0/(n\cdot v)$.

Die Intensität der pro Einheitswegstrecke abgegebenen Strahlung, eine vollständige Herleitung findet sich z.B. in [31], bestimmt sich zu

$$I = \frac{e^2}{c_0^2}\left(1 - \frac{c_0^2}{v^2\epsilon^2}\right)\omega d\omega \quad . \tag{2.5}$$

Für praktische Zwecke ist es sinnvoll, diese Gleichung in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ anzugeben. Die Zahl der Photonen, die pro Einheitswegstrecke im Intervall $d\lambda$ abgestrahlt werden, beträgt dann

$$dN = 2\pi\alpha\left(1 - \frac{c_0^2}{v^2 n}\right)\frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad .$$

Die Gesamtzahl der von einem ausgedehnten Luftschauer abgestrahlten Čerenkovphotonen erhält man aus der Integration über das Energiespektrum der Schauerteilchen entlang der gesamten Atmosphäre:

$$N_{tot}^{ph} = \int_{E>E_{min}}\int_0^{X^0} N_e(X,E,E_0)\frac{dn(X)}{dl}\frac{dl}{dX}dX dl \quad .$$

Ändert sich das Energiespektrum der Elektronen nur wenig mit N_e, ist die Zahl der Čerenkovphotonen proportional zur Zahl der Schauerelektronen. Als Abschätzung gilt mit einer mittleren atmosphärischen Tiefe von 500g/cm^2 und der entsprechenden mittleren Zahl der pro Wegstrecke abgestrahlter Photonen von 0.2/cm ein Verhältnis von etwa 10^5 Photonen pro detektierbaren Teilchen auf Detektorebene.

Aus der Čerenkovbedingung $\cos\theta = 1/(b \cdot n)$ ergibt sich unmittelbar als Energieschwelle für Teilchen

$$E_{min} = m_0 c_0^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-1/n^2}} - 1 \right) .$$

Umformen mit $n = 1 + \epsilon$ und $\epsilon/\epsilon_0 = X/X_0$ führt zu einer höhenabhängigen Schwelle

$$E_{min} = m_0 c_0^2 \frac{1}{\sqrt{2\epsilon}} \quad ,$$

für Elektronen beträgt sie 21 MeV auf Meereshöhe und steigt langsam mit der inversen Wurzel aus der atmosphärischen Dichte. Gleichfalls verändert sich der Čerenkovwinkel mit der Höhe, und es gilt näherungsweise $\theta \approx X/X_0$. Für ein ultrarelativistisches, nicht vielfachgestreutes Teilchen verdeutlicht Abbildung 2.1 die Abstrahlungscharakteristik des Čerenkovlichts. Im linken Teil des Bildes sind zum einen die Trajektorien der Lichtstrahlen dargestellt, die den Erdboden auf 2200 m, die Höhe der HEGRA Anlage,

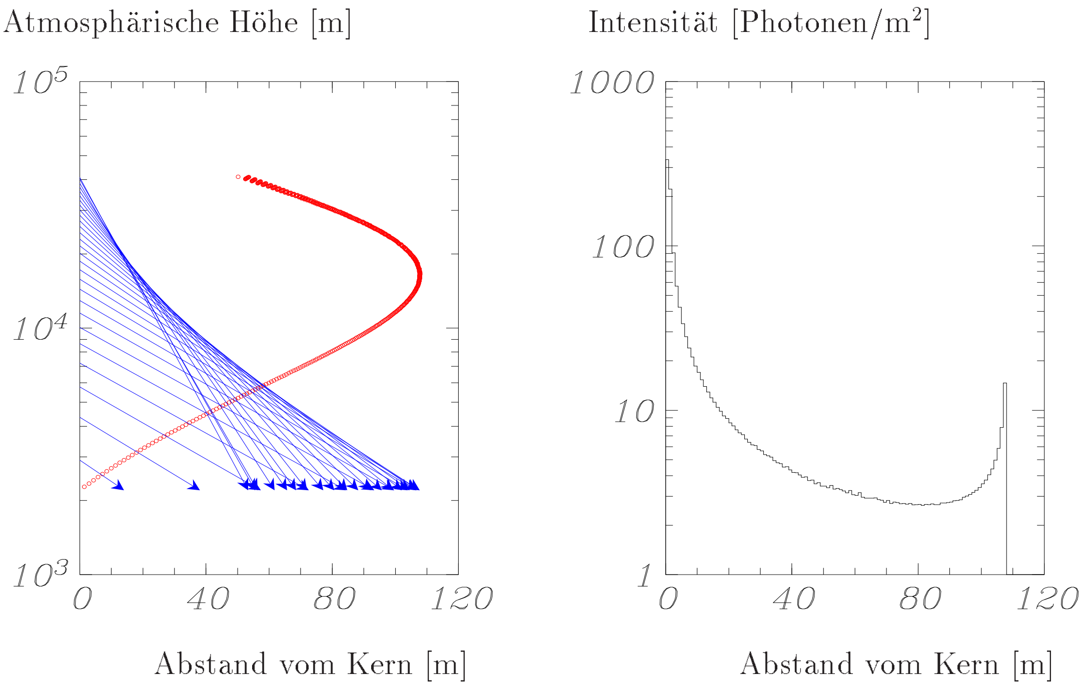

Abbildung 2.1: Zur Verdeutlichung der Abstrahlungscharakteristik des Čerenkovlichts für ein nicht vielfachgestreutes Teilchen. Im Bild links: die Trajektorien der abgestrahlten Photonen für unterschiedliche atmosphärische Tiefen. Der Kurvenverlauf gibt das Höhenprofil als Funktion des Auftreffpunktes an. Im Bild rechts: die charakteristische Intensitätsverteilung des Lichtes am Erdboden mit der Ausbildung des Čerenkovrings bei etwa 108m.

erreichen. Zum anderen ist die Envelope gezeigt, das typische Höhenprofil des abgestrahlten Lichts in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt am Erdboden. Das Zusammenspiel von Abstrahlungshöhe und veränderlichem Čerenkovwinkel führt, wie im rechten Bild gezeigt ist, zur Ausbildung des sogenannten Čerenkovrings, der für die Höhe von La Palma circa 108m beträgt.

Maßgeblich für den exakten Verlauf der lateralen Ausdehnung von Čerenkovlicht ist das Zusammenspiel von höhenabhängigem Čerenkovwinkel und dem Energiespektrum der Schauerteilchen entlang der gesamten longitudinalen Entwicklung. Teilchen aus früheren Stadien der Schauerentwicklung erfahren aufgrund ihrer im Mittel höheren Energie Vielfachstreuung nur um kleine Winkel in der Größenordnung des Čerenkovwinkels. Die Abstrahlung der Photonen erfolgt im Wesentlichen parallel zur Einfallsrichtung des Primärteilchens. Mit zunehmendem Schaueralter sinkt die mittlere Energie, und der mittlere Winkel der Vielfachstreuung steigt an. Teilchen aus der Phase, in der ein Schauer sein Maximum erreicht und aus den späten Stadien der Schauerentwicklung, strahlen somit Čerenkovlicht unter größeren Winkeln relativ zur Schauerachse ab. Eine Vielzahl dieser Photonen erreicht den Erdboden jenseits des Čerenkovrings. Während man bei Energien unter 10^{12}eV für Schauer, die bezogen auf die Höhe von 2200 m bereits “ausgestorben” sind, noch die Andeutung eines Rings sieht, nivelliert sich dieses bei noch höheren Energien, und ein exponentiell abfallendes Verhalten für die Intensität in Abhängigkeit vom Abstand zum Kern stellt sich ein. Sowohl M^{te} Carlo-Studien als auch Messungen lassen sich durch die folgende Parametrisierung im Abstandsintervall [20m < r < 100m] gut beschreiben:

$$I(r) \sim \; exp\left(\frac{-r}{R_l}\right). \tag{2.6}$$

Der Abklingparameter R_l, der Lichtradius, gibt dabei den Abstand zur Schauerachse an, bei dem die Intensität auf $1/e$ abgefallen ist. Bei Energien zwischen 10^{14} und 10^{15}eV liegt der typische R_l-Wertebereich bei $50 - 100$ m.

Im Unterschied zur Lateralverteilung der Elektronen am Erdboden, ein Abbild der Schauerentwicklung aus der letzten Phase der Entwicklung, integriert ein Čerenkovlichtdetektor die gesamte longitudinale Entwicklung auf und spiegelt sie wider [32] [33] [34]. Der Abklingparameter R_l der Intensitätsverteilung ist, wie schon von A. M. Hillas gezeigt, ein Maß für die Höhe des Schauermaximums [35] [36]. Eine zweite, die longitudinale Entwicklung eines Schauers wiederspiegelnde Eigenschaft des Čerenkovlichts, ist die Ankunftszeitverteilung der Photonen am Erdboden jenseits des Čerenkovrings. Die grundlegende Arbeit hierzu stammt von Yu. A. Fomin und G. B. Khristiansen aus dem Jahr 1971 [37]. Weiterführende Arbeiten incl. Simulationsergebnissen und experimentellen Anwendungen finden sich in [34] [38] [39] [40] [35] [36] [41] [42].

Die nahe der Kernregion auftreffenden Photonen entstammen im Wesentlichen den letzten zwei bis drei Strahlungslängen über dem Detektor. Weglängen- und damit Laufzeitunterschiede machen sich kaum bemerkbar, und die Zeitdifferenzen liegen im 1-3 ns Bereich. Mit zunehmendem Abstand vom Kernort verlagert sich das Verhältnis von aus niedrigen und höheren Schichten abgestrahlten Photonen. Obwohl die Schauerfront mit

$v > c(n)$ die Atmosphäre durchquert hat, ehe in einer tieferen Schicht Photonen abgestrahlt werden, lassen sich Weglängendifferenzen gegenüber früher ausgesandtem Licht nicht mehr kompensieren. Anhand von Abbildung 2.2 soll das Verhalten erläutert und qualitativ abgeschätzt werden. Die Zeitdifferenz τ von aus unterschiedlichen Höhen h_1

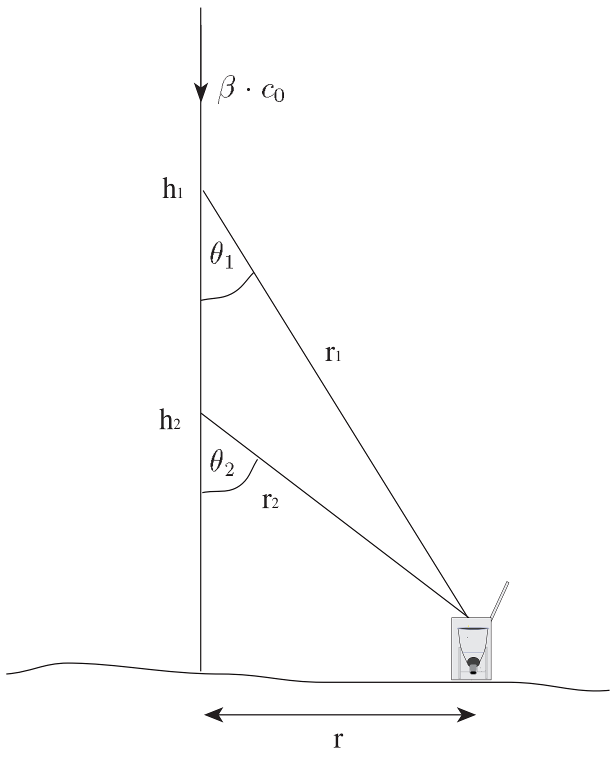

Abbildung 2.2: Zur Illustration der Laufzeitunterschiede von Čerenkovphotonen, die aus verschiedenen Höhen abgestrahlt werden.

und h_2 abgestrahlten Photonen am Ort r beträgt

$$\tau = \frac{h_1 - h_2}{\beta c_0} + \frac{r_2}{c_0/n} - \frac{r_1}{c_0/n}.$$

Vernachlässigt man, daß $n = 1 + \epsilon(h)$ eine Funktion der Höhen h_1 und h_2 ist, kann man obigen Ausdruck umformen zu

$$\tau = \frac{r}{\beta c_0 sin\theta_2}(\beta n - cos\theta_2) - \frac{r}{\beta c_0 sin\theta_1}(\beta n - cos\theta_1).$$

Mit $\theta_{1,2} \approx r/h_{1,2} \ll 1$ und $\beta n \approx 1 + \epsilon - 1/2\gamma^2$ folgt

$$\tau = \frac{h_1 - h_2}{\beta c_0} \left(\frac{r^2}{2h_1 h_2} - \epsilon + \frac{1}{2\gamma^2} \right).$$

Für einen Kernabstand am Erdboden von 250 m und Höhen von 10^4 bzw. 10^3m beträgt die Zeitdifferenz τ etwa 80 ns.

Obwohl in obiger Ableitung sowohl die laterale Ausdehnung eines Schauers als auch der Effekt der Vielfachstreuung nicht berücksichtigt wurde, bestätigen detaillierte M^{te} Carlo-Studien, daß die dreidimensionale Schauerentwicklung die Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen bei großen Abständen vom Kern bestimmt. Als Faustregel kann gelten: je späterer sich ein Schauer in der Atmosphäre entwickelt und je weiter seine laterale Ausdehnung hier ist, um so breiter ist die Ankunftszeitverteilung des Čerenkovlichts am Erdboden bei großen Abständen.

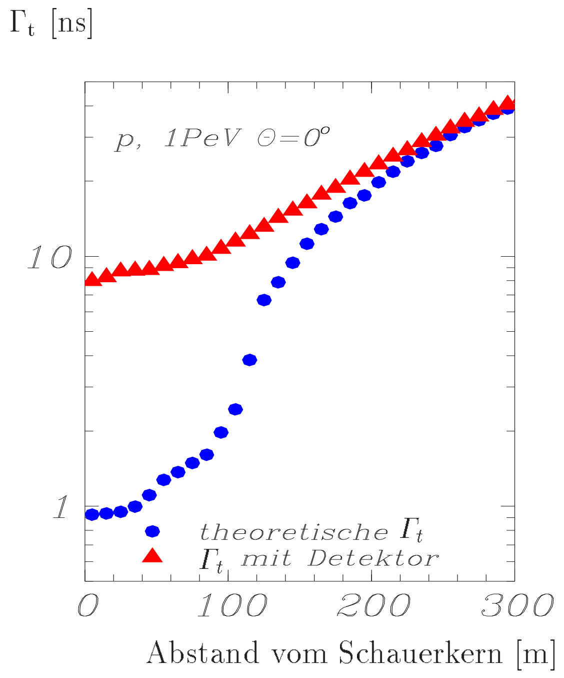

Abbildung 2.3: Die volle Breite auf halber Höhe (Γ_t) der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen als Funktion des Abstands vom Schauerkern. Die Kreissymbole entsprechen dem Verlauf der theoretischen Breite. Die Dreicke geben die Γ_t an, die sich nach der Faltung mit der Detektorauflösung der AIROBICC-Zähler ergibt.

Wie weiter oben gezeigt wurde, entwickeln sich Proton-initiierte Schauer im Mittel deutlich später als z.B. von Eisen ausgelöste gleicher Energie, das Schauermaximum liegt somit tiefer in der Atmosphäre, und die zeitliche Streuung der Čerenkovphotonen ist größer. Im statistischen Mittel ist damit eine weitere Möglichkeit gegeben, die Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung zu bestimmen. Ein meßtechnisch robustes und charakteristisches Maß für die Čerenkovlichtpulsform, die man am Erdboden mit Photomultipliern aufzeichnen kann, ist die volle Breite auf halber Höhe(Γ_t). Abbildung 2.3 zeigt den Verlauf von Γ_t gegen den Abstand vom Kern für einen individuellen Proton-initiierten Schauer der Energie 10^{15}eV. Bis etwa 80 m beträgt die volle Breite circa 1-1.5 ns und steigt dann kontinuierlich, die longitudinale Entwicklung widerspiegelnd an. Unter Berücksichtigung des zeitlichen Ansprechverhaltens einer Kombination aus Photomultiplier, Vorverstärker und 100 bis 200 m Koaxialkabel, wie für den AIROBICC-Detektor auf La Palma charakteristisch ist, ergibt sich das mit den Dreiecksymbolen dargestellte Verhalten. Im Bereich bis etwa 80 m dominiert das Auflösungsvermögen des Detektors. Mit zunehmenden Abstand zeichnet sich das Anwachsen der theoretischen Breite ab, und der einer Messungen zugängliche Verlauf nähert sich dem erwarteten an. Meßtechnisch abgesicherte Informationen über die longitudinale Entwicklung des Schauers erhält man bereits ab 120-150 m. Die besondere Bedeutung der Pulsbreitenmessung zeigen detailliertere Betrachtungen, die im Rahmen der Simulationsrechnungen in einem späteren Kapitel erfolgen sollen. Zuerst soll jedoch das

HEGRA-Experiment und insbesondere der AIROBICC-Detektor, mit dem Pulsbreitenmessungen durchgeführt wurden, vorgestellt werden.

2.3 Das HEGRA-Experiment

Im Wesentlichen zwei verschiedenartige Fragestellungen führten zur Konzeption und dem Aufbau des HEGRA-Experimentes. Die Abkürzung steht für **H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomie und unterstreicht bereits eine der Fragestellungen, die Suche nach Quellen von γ-Strahlung. Der zweite Themenkomplex umfaßt das Energiespektrum und die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung. Das Energieintervall, in dem HEGRA sensitiv ist, spannt den Bereich von etwa $0.5 \cdot 10^{11}$eV bis 10^{16}eV auf, wobei der niedrigere Bereich eher für die Quellensuche und der höhere für die Fragestellung Komposition und Energiespektrum interessant ist.

Der Detektorkomplex befindet sich auf der spanischen Insel La Palma auf einer Höhe von 2240 m über NN, entsprechend einer Atmosphärendicke von 795g/cm^2 oder 21.6 Strahlungslängen. Die geographische Lage gestattet die Beobachtung des nördlichen Himmels mit einigen wichtigen potentiellen Quellen, wie dem Krebsnebel, Cygnus X-3 im Sternbild des Schwans und den aktiven Galaxien-Kernen (AGN) Markarian-421 und Markarian-501. Das Experiment bedeckt eine Fläche von ca. 180 m $\times$ 180 m und besteht aus vier Subdetektoren:

- Sechs, teilweise noch im Bau befindliche abbildende Luft-Čerenkovteleskope für Energien ab etwa $0.5 \cdot 10^{11}$eV[43]
- **AIROBICC**, ein Array von 49 großflächigen, einen weiten Raumwinkel abdeckender Čerenkovzähler in einem Abstand von 30 m (Abbildung 2.4)[44]
- Ein **Szintillations**zählerfeld jeweils 1m^2 groß mit einer Bleibedeckung von einer Strahlungslänge zur Konvertierung hochenergetischer Photonen. Der Gitterabstand des 13 $\times$ 13 großen Arrays beträgt 15 m mit einer Verdichtung im inneren Bereich um 52 Detektoren[45]
- 17 Türme, 2 m $\times$ 3 m $\times$ 6 m groß, aufgebaut aus jeweils 6 Lagen Geigerrohren mit einer massiven Abschirmung aus 2.5 cm Blei nach der 1. und 2. Lage, kurz **Geigertürme**[46]

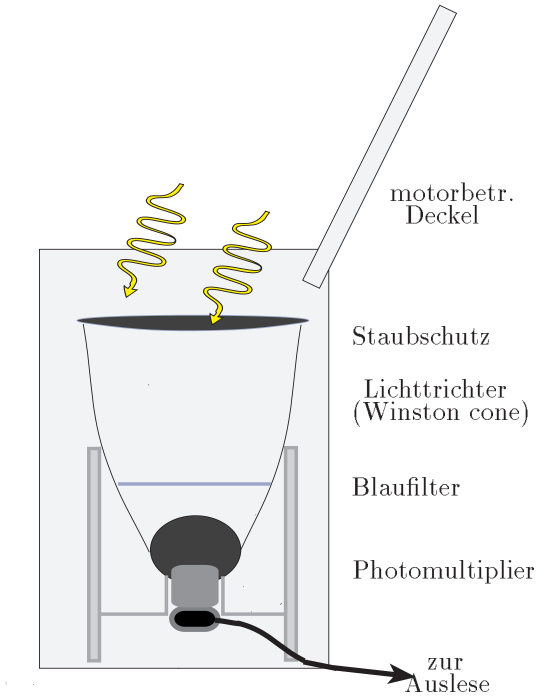

Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines AIROBICC-Zählers.

Das HEGRA-Experiment zeichnet Luftschauer auf, wenn innerhalb von 200 ns 14 Szintillationszähler den Schauer registriert haben. In mondlosen Nächten wird neben der Szintillatoranlage auch das AIROBICC-Array betrieben. Für die Čerenkovlichtzähler gilt eine Triggerbedingung von 6 angesprochenen Zählern in einem Zeitintervall von 150 ns. Die Rate, mit der Daten genommen wurde, belief sich in der für diese Arbeit relevanten Meßperiode auf etwa 22 Hz. Dieses übersetzt sich in eine Energieschwelle für photoninduzierte Schauer von 16 TeV und von etwa 20 TeV für Protonen.

Ebenfalls auf dem Standort des HEGRA-Detektorfeldes befindet sich die Projektstudie des **C**osmic **R**ay **T**racking Experimentes(CRT) mit 10 Driftkammermodulen[47]. Über einen längeren Zeitraum wurden von diesem Experiment parallel zu HEGRA Luftschauerdaten aufgezeichnet und Untersuchungen zur Komposition durchgeführt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden vier weitere Čerenkovdetektoren vom AIROBICC-Typ installiert. Einer befindet sich im Zentralbereich der Anlage, die drei weiteren stehen außerhalb der Arrays mit Abständen zum Zentrum von 180, 190 und 260 m. Diese mit sehr linear arbeitenden Vorverstärkern ausgerüsteten Zähler sowie drei weitere wurden an ein spezielles, auf Flash-ADC basierendes Auslesesystem angeschlossen, um die Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen messen zu können. Abbildung 2.3 gibt einen Überblick der gesamten Anlage. Für die weitere Analyse von Bedeutung sind jedoch nur die vier Extrazähler sowie das AIROBICC-Array und die Szintillatormatrix. Beschreibungen für letztere finden sich in [48] [49].

Die wichtigsten Eigenschaften ausgedehnter Luftschauer und auch der Detektor, mit dem diese nachgewiesen werden können, sind oben skizziert. Ein tieferes qualitatives und vor allem quantitatives Verständnis des Zusammenspiels von longitudinaler Entwicklung und Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen sowie Korrelationen charakteristischer Größen kann nur im Rahmen von Simulationsrechnungen, Thema der nächsten beiden Kapitel, erfolgen.

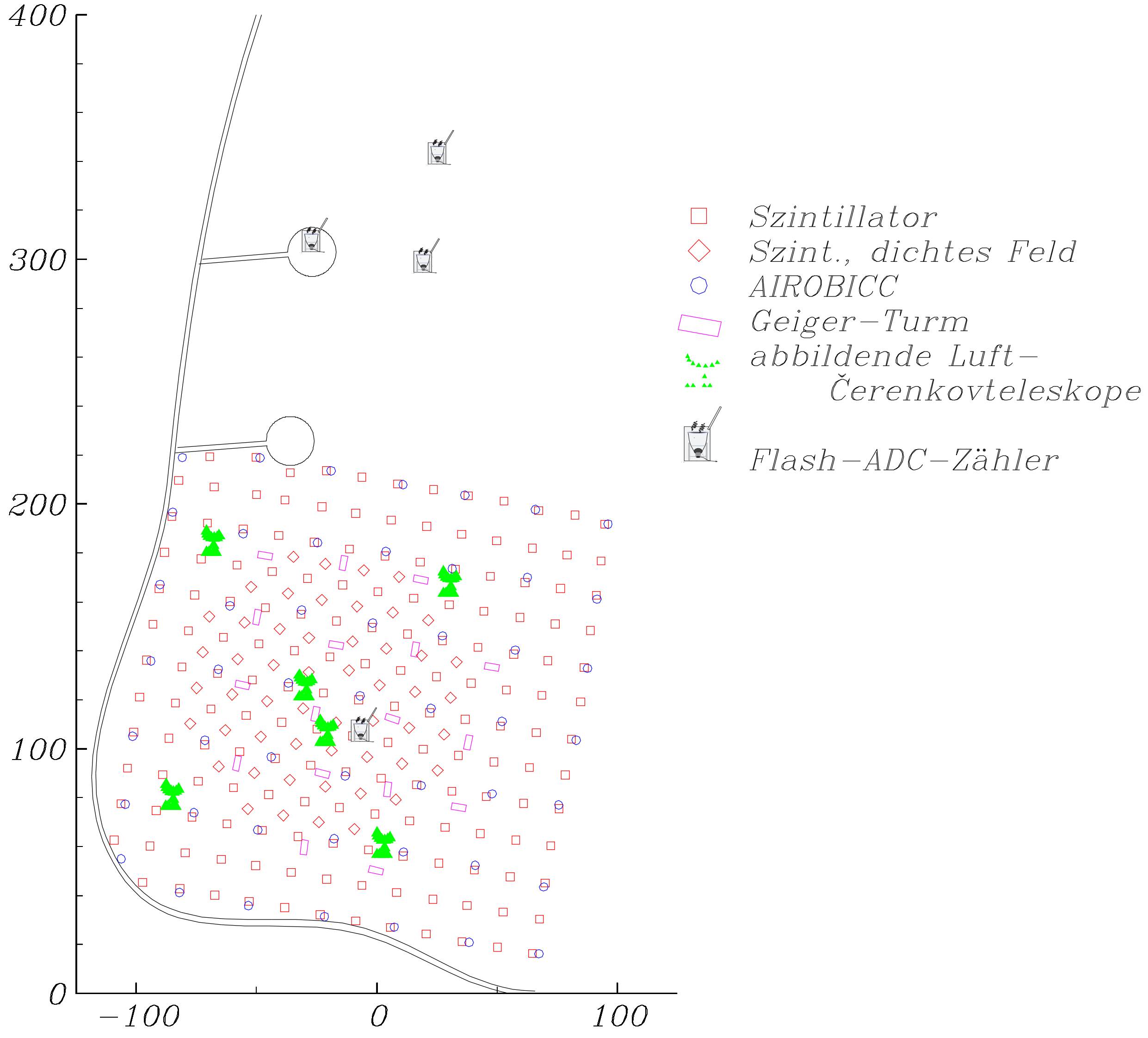

Abbildung 2.5: Das HEGRA-Detektor-Feld auf La Palma.

3. Simulation von Luftschauern

In dem vorangehenden Kapitel wurde qualitativ skizziert, wie sich die longitudinale Entwicklung eines Schauers in die Ankunftszeitverteilung und die laterale Verteilung des Čerenkovlichts am Erdboden übersetzt. Eine detaillierte Betrachtung ist aufgrund der komplizierten Verhältnisse der Schauerentwicklung in der Atmosphäre nur mit M^{te} Carlo-Rechnungen möglich. Das **CORSIKA**-Programmpaket [50], das von der **Kascade**-Kollaboration entwickelt und zur Verfügung gestellt wurde, bildet dabei die Grundlage einer möglichst wirklichkeitsgetreuen Wiedergabe auf dem Niveau von einzelnen von HEGRA aufgezeichneten Ereignissen.

3.1 Das Simulationsprogramm CORSIKA 4.01

Das Simulationsprogramm **CORSIKA 4.01** wurde auf der Basis von drei zum Teil in der Hochenergiephysik etablierten Programmpaketen entwickelt. Dieses sind ein Programm von P.K.F. Grieder [51] zur Modellierung der niederenergetischen Proton-Nukleon-Wechselwirkung gemäß dem **Isobaren-Modell**, ein dem **Dual Parton-Modell** folgender Ansatz von J.N.Capdevielle [52] für hadronische Reaktionen bei Energien über 10 GeV und der **EGS4-Code** [53] für die Berechnung der elektromagnetischen Wechselwirkung in Luft.

3.1.1 Wirkungsquerschnitte in CORSIKA und ihre experimentelle Zugänglichkeit

Die Modellierung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung stützt sich, soweit dieses möglich ist, auf Vergleiche mit Streuexperimenten an Beschleunigern. Eine der Hauptschwierigkeiten bei der Simulation ausgedehnter Luftschauer liegt jedoch darin begründet, daß die relevanten die weitere Entwicklung maßgeblich dominierenden Sekundärteilchen nur geringe Transversalimpulse erhalten und in der ursprünglichen Einfallsrichtung des Projektils weiterfliegen. Typischerweise findet die 1. Wechselwirkung etwa in 20 km über dem Detektor statt. Die hadronische Kernregion eines Luftschauers konzentriert sich auf wenige Meter und die mittlere laterale Ausdehnung der elektromagnetischen Teilchenkaskade beträgt selbst im Schauermaximum nur etwa 100 m. Die gesamte Schauerentwicklung verläuft quasi im extremen Vorwärtsbereich des einfallenden Teilchens. Bei der $p\bar{p}$ Streuung an Speicherringen wie dem Tevatron oder dem SPPS verbleiben solche Teilchen meist im Strahlrohr und entziehen sich der Beobachtung. Für den die Luftschauerentwicklung dominierenden extremen Vorwärtsbereich ist man deshalb häufig auf Extrapolationen angewiesen.

Mit zunehmender Schwerpunktsenergie steigt der Gluonanteil im Nukleon, und die Rolle der Quarks als wichtigster Reaktionsteilnehmer tritt in den Hintergrund. Schwere Quarks oder Minijets können produziert werden, beides kann von dem DPM-Modell in seiner jetzigen Implementierung in CORSIKA nicht erfaßt werden.

Ähnlich gelagert ist die Problematik bei der Einbeziehung von Photon-Nukleon-Wechselwirkung, auch wenn bei der Proton-Elektron-Streuung bei HERA Schwerpunktenergien vergleichbar denen, die in Luftschauern anzutreffen sind, erreicht werden. Neue Ausbaustufen der Experimente können hier zur Klärung beitragen [54] und den Geltungsbereich von M^{te} Carlo-Simulationen auf Energien über 10^{16}eV ausdehnen.

Gänzlich auf Extrapolationen angewiesen ist man derzeit bei der Modellierung der Nukleon-Nukleus bzw. der Nukleus-Nukleus-Wechselwirkungen in dem für die nachstehende Arbeit relevanten Energiebereich. Das Zugrundelegen ausgereifterer Wechselwirkungsmodelle unter Einbeziehung neuer experimenteller Erkenntnisse in späteren CORSIKA-Versionen -VENUS-Modell [55] oder QGS-Modell [56]- versucht dieses Manko zu beheben. Trotz der zum Teil starken Unterschiede, die hinsichtlich myonischer oder hadronischer Quantitäten am Erdboden zwischen den verschiedenen Ansätzen bestehen, hängt die Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade [57][58] und damit die Abstrahlung von Čerenkovlicht zum Glück nur wenig vom hadronischen Wechselwirkungsmodell ab. Es besteht also die berechtigte Hoffnung, daß die in der nachstehenden Arbeit gemachten Aussagen nicht sehr modellabhängig sind, zumal eine gute Übereinstimmung zwischen HEGRA-Daten und Simulationsergebnissen, wie später gezeigt wird, besteht.

Der inelastische Wirkungsquerschnitt in der Nukleon-Nukleon-Streuung ist bis zu Laborenergien von 1TeV bekannt und kann als Funktion des Impulses p durch

$$\sigma_{n-n} = A + B \cdot p^N + C \cdot \log^2 p + D \cdot \log p \tag{3.1}$$

parametrisiert werden. Für größere Energien wird nachstehende Extrapolation

$$\sigma_{n-n} = 22.01 \cdot E_{lab}^{.0642} \quad [mb] \tag{3.2}$$

genutzt, die an den inelastischen $p\bar{p}$ Wirkungsquerschnitt bis 1.8TeV angepaßt ist. Experimentelle Daten aus der π-Nukleon und Kaon-Nukleon-Streuung zeigen ein der Gleichung 3.1 entsprechendes Verhalten, so daß gleichartige Parametrisierungen mit modifizierten Koeffizienten in CORSIKA angenommen werden. Bei höheren Energien als 1 TeV wird in Analogie zur Nukleon-Nukleon-Streuung gemäß Gleichung 3.2 der Wirkungsquerschnitt berechnet mit den Konstanten 14.7 respektive 12.17[mb] für Kaonen. Unter einer teilchenabhängigen Schwellenenergie von 5-10 GeV sind in CORSIKA lediglich elastische Wechselwirkungen vorgesehen.

Der Wirkungsquerschnitt für die Kern-Nukleon-Streuung muß in CORSIKA über weite Energiebereiche extrapoliert werden, da keine experimentellen Daten verfügbar sind. Hierbei wird die Glauber-Theorie [59][60] angewendet und abermals der Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt sowie eine mittlere Ladungsverteilungen im Projektilnukleus zugrunde gelegt.

Die eigentliche Wechselwirkung von Projektil und den Bestandteilen N_2, O_2 und Ar der Erdatmosphäre, die sich in CORSIKA aus 5 Schichten zusammensetzt und in

Anlehnung an die U. S. Standard-Atmosphäre parametrisiert ist, wird mit den eingangs erwähnten Modellen kalkuliert. Die Vorgehensweise soll im folgenden grob skizziert werden. Auf Optionen, die das Programm bietet, wird an den entsprechenden Stellen hingewiesen.

3.1.2 Wechselwirkungsmodelle

Das Dual-Parton-Modell(DPM) [61] beschreibt die Hadron-Hadron-Wechselwirkung durch die Bildung von *zwei* Farbstrings, die sich zwischen den wechselwirkenden Partonen ausbilden, anschließend auseinanderreißen und zerplatzen. Die daraus entstehenden farbneutralen Teilchenkonfigurationen werden durch die Rapidität y bzw. für hohe Transversalimpulse durch die Pseudorapidität η beschrieben

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_l}{E - p_l} \quad \text{bzw} \quad \eta = -\log \left(tan \frac{\Theta}{2} \right) \quad . \tag{3.3}$$

Die Dichteverteilung der Pseudorapidität ist durch Experimente zugänglich und kann in die Verteilungsfunktion der Rapidität, jeweils eine für den *Target- und Projektilstring* [62] überführt werden. Im Schwerpunktssystem werden die Dichteverteilungen durch Gaußverteilungen parametrisiert, deren Breiten von der Schwerpunktsenergie abhängen und an experimentelle Daten angepaßt sind. Die Transformation in die Verteilungsfunktion der Rapidität erfolgt mit einer aus dem DPM entwickelten energieabhängigen Parametrisierung bis $\sqrt{s} = 5 \cdot 10^4$ GeV. Die mittlere Zahl der entstehenden geladenen und neutralen Sekundärteilchen wird in Übereinstimmung mit Messungen an $p\bar{p}$ Streuexperimenten bis $\sqrt{s} = 1.8$ TeV durch Funktionen von s beschrieben. Die aktuellen fluktuierenden Teilchenzahlen können aus einer Binomialverteilung, die Zahl der γ-Quanten aus einer Gaußverteilung, ausgewürfelt werden. Unter der Verwendung der Erhaltungssätze für Strangeness, Baryonenzahl und Ladung wird die Zusammensetzung der Sekundärteilchen aus Pionen, Kaonen sowie Nukleonen und Antinukleonen modelliert, wobei die Produktionswahrscheinlichkeit wiederum als Funktion der Schwerpunktsenergie modelliert werden kann. Für die Verteilung der Transversalimpulse der entstehenden Reaktionprodukte wird ein Ansatz aus der Quantenchromodynamik herangezogen, der sowohl niedrige als auch höhere Impulse gut beschreibt.

Im Mittel wird etwa 50% der Energie von Sekundärteilchen fortgetragen, der Rest verbleibt beim führenden Teilchen, dem "leading particle". Dieses Teilchen kann energieabhängig mit einem Targetnukleon einen **Ladungsaustausch** vornehmen, eine Option, die vom Benutzer des Programms ausgewählt werden kann.

In etwa 15% der Fälle, ebenfalls optional, handelt es sich bei der inelastischen Wechselwirkung um **diffraktive Streuung**, bei der nur geringe Energie- und Impulsbeträge vom Targetkern auf das Projektil übertragen werden. Diffraktive Prozesse werden in Anlehnung an die Hadron-Hadron-Wechselwirkung im DPM behandelt. Statt von der Schwerpunktsenergie geht man hier von der diffraktiven Masse aus, mit der die entsprechenden Verteilungen parametrisiert werden können.

Der Übergang zu der Wechselwirkung von Hadronen mit Kernen erfolgt durch die Einführung eines dritten Farbstrings in der Rapiditätsverteilung. Dieses führt zu einer weiteren Gaußverteilung, die den mittleren, zurückbleibenden Kern als Funktion der Schwerpunktsenergie und der Zahl der Wechselwirkung beschreibt. Ein einfaches geometrisches Modell bestimmt die Zahl der Wechselwirkung von Projektil und Targetkern, wobei die Verteilung der A_T Nukleonen im Kern gemäß experimentellen Resultaten modelliert wird. Bei dieser Form der Beschreibung geht die Annahme ein, daß der inelastische Wirkungsquerschnitt nicht von vorangegangenen Stößen beeinflußt wird. Die Zahl N_T der **beteiligten Targetnukleonen** kann auf zweierlei Weise bestimmt werden: entweder wird ein fester, energieabhängiger mittlerer Wert [63] angenommen

$$\langle N_T \rangle = (0.56 + 0.0236 \cdot log(s - 1.76)) \cdot A_T^{0.31} \quad ,$$

oder es wird, ebenfalls optional wählbar, der Glauber-Theorie entsprechend eine Wahrscheinlichkeitsverteilung berechnet und die Zahl ausgewürfelt. Die Modellierung der kinematischen Verteilungen der insgesamt N_T Nukleon-Kern-Wechselwirkungen erfolgt dann ähnlich den oben beschriebenen Verfahren.

Die Implementierung von Kern-Kern-Stößen in das DPM erfolgt durch den Übergang von einem auf n Projektilnukleonen die mit dem Targetkern reagieren [64] und wie n unabhängige aufeinanderfolgende Nukleon-Kern-Wechselwirkungen behandelt werden. Dieses **Superpositonsmodell**, das zunächst als eine starke Vereinfachung der physikalischen Sachverhalte erscheint, beschreibt Luftschauer mit ihrer Vielzahl von Wechselwirkungen ausreichend genau. Vergleiche mit anderen Simulationsprogrammen, wie Showersim und einer späteren Corsikaversion (4.08) mit der ihr zugrundeliegenden Gribov-Regge-Theorie(Venus), unterstützen dieses [65]. Die nicht teilnehmenden Projektilnukleonen werden als Grenzfälle der physikalisch möglichen Sachverhalte - vollständige oder nicht eintretende **Fragmentation**- als freie Nukleonen bzw. durch einen einzelnen Kern beschrieben.

Unterhalb einer Schwerpunktsenergie von 10 GeV werden die hadronischen Wechselwirkungen mit dem Isobarenmodell beschrieben. Hierbei werden Hadron-Kern- auf dem Niveau von Hadron-Nukleon Wechselwirkungen behandelt. Während bei sehr kleinen Energien nur elastische Streuung einbezogen wird, werden bei höheren Energien schwere Mesonen, sogenannte Isobare, angeregt. Diese Zwischenzustände zerfallen augenblicklich wieder in Kombinationen von einem Nukleon und einem oder mehreren Pionen bzw. bei Meson-Nukleus-Stößen in mehrere Mesonen. Die in Abhängigkeit von der Energie festen Massen der Isobaren wurden an Daten, die am ISR gewonnen wurden, hinsichtlich Multiplizität, Elastizität und ihrer Kinematik angepaßt. Der Vorgehenweise bei der Behandlung der Isobaren sehr ähnlich werden in CORSIKA Zerfälle von schweren und "fremden" Mesonen, sowie die Annihilation von Nukleonen behandelt.

Zur Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkungen wurde in CORSIKA das EGS4-Programm eingebunden, das sich als das Standardprogramm an Speicherringexperimenten bereits seit längerer Zeit etabliert hat und hier nicht eingehender beschrieben werden soll. Als Zusätze werden im EGS4-Rahmen die Myon-Paarerzeugung und der π^0-Zerfall modelliert. Die Wechselwirkung von Photonen mit Kernen berücksichtigt den Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt, ehe die Simulation der Schauerteilchen von EGS4 oder dem CORSIKA-Rahmenprogramm übernommen wird.

3.1.3 Čerenkovlichtabstrahlung in CORSIKA

Von besonderer Bedeutung für die Ziele dieser Arbeit sind die Erzeugung und Abstrahlung von Čerenkovlicht. Zwei Routinen für e^+e^- und geladene Hadronen wurden von der HEGRA-Kollaboration in CORSIKA eingebunden. Jeweils vor einem Transportschritt der Teilchen werden diese Programmteile angesprungen, um die Čerenkovlichtabstrahlung zu modellieren. Für die relevanten Größen wie Höhenabhängigkeit des Abstrahlungswinkels, Schwellenenergie und Zahl der Photonen pro Wegstrecke sei auf Kapitel 2.2 verwiesen. Da die Zahl der Čerenkovphotonen größenordnungsmäßig etwa 10^5 über der der Schauerteilchen liegt, somit Rechenzeitbedarf und inbesondere Speicherkapazität damit stark ansteigen, können nicht einzelne Photonen generiert und abgespeichert werden. Es werden energieabhängig jeweils 30-100 Photonen zu einem Bündel zusammengefaßt, ehe der Auftreffpunkt auf dem Erdboden errechnet wird. Diese Zahl stellt einen Kompromiß dar zwischen der zur Verfügung stehenden Speicherkapazität(Plattengröße) und ausreichender Genauigkeit. Insbesondere mußte für diese Arbeit sichergestellt werden, daß auch bei großen Abständen von etwa 200 m von der Schauerachse der Poissonfehler an der Zahl der Bündel pro Zeitintervall von .5 ns in den ersten 50 ns unter 10% liegt. Weiterhin wurden nur solche Bündel abgespeichert, die auf einem in 15 m gerasterten Feld von 81×81 1 m^2 großen Flächen auf der Detektorebene auftreffen. Diese Informationen werden in weiteren als **Gitterphotonen** bezeichnet und bilden die Grundlage für die Simulation von quasi realen, von AIROBICC registrierten Luftschauerereignissen.

3.1.4 Erweiterungen und Ergänzungen

Um systematische Untersuchungen zu erleichtern und bis 1000 m Entfernung vom Schauerkern nur geringe statistische Schwankungen in Kauf nehmen zu müssen, wurden zusätzlich Photonenbunche abgespeichert, die bei festen radialen Abstandsintervallen von jeweils 20 cm Breite den Erdboden erreichen. Die in Abständen von 10 m angeordneten Ringe befinden sich auf einer Ebene, die senkrecht zur Schauerrichtung um den hypothetischen Auftreffpunkt des Primärteilchen liegt. Dieses, im folgenden **Radialphotonen** genannte Čerenkovlicht, wird für die systematischen Untersuchungen herangezogen, um über die Messung von Čerenkovlicht die primäre Zusammensetzung der kosmischen Strahlung zu bestimmen.

Um systematische Fehler auszuschließen, wurden durch die Beschränkung auf das Raster zwei weitere kleinere Änderungen am CORSIKA Rahmenprogramm unumgänglich. Dieses sind die zufällige Auswahl des Azimutwinkels des einfallenden Teilchens und eine ebenfalls ausgewürfelte Deplatzierung des hypothetischen Auftreffpunktes des einfallenden Teilchens innerhalb des Gitterabstandes von 15 m. Beide Erweiterungen sind inzwischen standardmäßig im CORSIKA-Orginalcode aufgenommen(ab Version 4.06). Um einen möglichst vollständigen Überblick über die Schauerentwicklung zu erhalten, wurden die e^+e^- beim Passieren fiktiver Grenzschichten mit dem Abstand von jeweils einer Strahlungslänge gezählt. Die genaue Bestimmung des Schauermaximums, die in die späteren Untersuchungen eingeht, wurde dadurch mit ausreichender Präzision ermöglicht. Lediglich kleinere Eingriffe in den EGS4-Code waren hierzu nötig. Vollständig umorganisiert wurde das Abspeichern sowohl der Teilcheninformationen als auch der Čerenkovphotonen. Dabei wurde auf das für das H1-Experiment am HERA-Speicherring entwickelte **F-Pack** zurückgegriffen, das zum einen durch eine eigene Kodierung der abgelegten Daten eine quasi maschinenunabhängige Ein- und Ausgabe ermöglicht und den leichten Austausch von Datensätzen zwischen verschiedene Rechnern erlaubt, zum anderen sehr effektiv zur Steuerung weiterer Reduktionsschritte herangezogen werden kann. Der seitens der Anwender zur Ein- und Ausgabe nötige Programmcode ist maschinenunabhängig, die notwendigen betriebssystemabhängigen Abläufe werden von F-Pack für eine Vielzahl von Systemen beigesteuert.

Die für die vorliegende Arbeit herangezogenen Simulationsdaten wurden innerhalb eines Zeitraumes von 2 Jahren auf Maschinen des HP-Clusters am DESY Hamburg gerechnet. Die benötigte Rechenzeit pro 10^{15}eV Schauer betrug circa 11-12 Stunden reiner CPU-Zeit, der Platzbedarf an Speicherkapazität lag bei etwa 200 MByte für einen Schauer. Die produzierte Schauerbibliothek, einen vollständigen Überblick bietet Tabelle 3.1, umfaßt vier verschiedene Primärteilchen, p, He, O und Fe. Im Intervall von $3 \cdot 10^{14}$ bis $1 \cdot 10^{16}$eV wurden bei 7 diskreten Energien Teilchen unter vier Zenitwinkeln, 0°, 15°, 25° und 35°, eingestreut. Für 0° und 15° ist darauf geachtet worden, die Zusammensetzung und die spektrale Häufigkeit, basierend auf Messungen bis 200 TeV, in etwa einzuhalten, um bei einer späteren spektralen Gewichtung keine unnötigen systematischen Fehler aufkommen zu lassen. Die optional einzustellenden Verzweigungen für die hadronischen Wechselwirkungen wurden wie folgt gewählt:

- Ladungsaustausch für das Projektil möglich
- totale Fragmentation in der Kern-Kern-Wechselwirkung
- fluktuierende Anzahl von Wechselwirkungen zwischen Projektil und Targetkern
- Anzahl der π^0 fluktuiert exakt wie die Zahl der geladenen Pionen
- Rapiditätsverteilung für π^0 gemäß Speicherringexperimenten
- keine diffraktiven Prozesse, falls mehr als eine Wechselwirkung mit dem Targetkern erfolgt

Zusätzlich wurden für Eisen-initiierte Schauer die Optionen “ohne Fragmentation” und “kein Ladungsaustausch” zu Vergleichszwecken simuliert.

3.2 Die Programme ELBA und TEXEL

Die Simulation der Luftschauer mit CORSIKA ist lediglich der erste Schritt. Zwei weitere Programmpakete, in Anlehnung ELBA und TEXEL genannt, werden benötigt, um aus der Informationen auf Teilchen- bzw. Photonenbunchbasis die einer Messung zugänglichen Größen zu formen. Im ersten Schritt erfolgt eine Simulation der Szintillationszähler des HEGRA-Experimentes. Der Durchgang der elektromagnetischen Teilchenkomponente durch die Holz- und Bleiabdeckung der Zähler wird mit EGS4 berechnet. Der Detektorgeometrie und der daraus resultierenden zeitlichen Verschmierung wird Rechnung getragen durch den Einbezug von Messungen, die am DESY-Teststrahl durchgeführt worden sind [66][67]. Das Čerenkovlicht, sowohl Radialphotonen als auch Gitterphotonen, wird pro Detektoreinheit in ihrer Ankunftszeit mit einer Genauigkeit von 0.5 ns histogrammiert. Entsprechendes geschieht mit der Höhe über dem Detektor, aus der sie abgestrahlt wurden. Man erhält somit pro Detektoreinheit die Ankunftszeitverteilung des Čerenkovlichtes und ein longitudinales Profil der Lichterzeugung. Ebenfalls werden in ELBA die Transmissionseigenschaften der Atmosphäre berücksichtigt. Einer Parametrisierung von Hillas folgend, die Temperaturschichtung, Rayleigh- und Aerosol-Streuung sowie das wellenlängenabhängige Ansprechverhalten von Bialkali-Photokathoden miteinbezieht, kann der aus der Höhe h abgestrahlte, ungestreut den Erdboden erreichende Čerenkovlichtanteil angegeben werden:

$$p(h) = \exp\left((-h[g/cm^2]/\cos\theta)/\lambda\right) \tag{3.4}$$

mit

$$\lambda = 1385 - 0.3798 \cdot h - 0.000556 \cdot h^2[g/cm^2] \ .$$

Die Datenmenge reduziert sich nach diesen Schritten auf etwa 5 % der ursprünglichen. Auf diese Weise können mehrere Schauer auf den Plattenspeichern gehalten werden, ehe sie in einem dritten Schritt auf ihre endgültige, dem HEGRA-Rekonstruktionsprogramm kompatiblen Form gebracht werden.

Zunächst werden die histogrammierten Ankunftszeitverteilungen des Čerenkovlichts mit dem Ansprechverhalten des AIROBICC-Detektors gefaltet. Abbildung 2.3 zeigt, daß die Čerenkovpulsbreite in den ersten 80 m etwa 1-2 ns beträgt. Eine Abtastung mit 400 MHz und 1 Ghz schnellen Flash-ADCs, wie im übernächsten Kapitel beschrieben wird, oder die Aufzeichnung mit schnellen Speicheroszilloskopen von Pulsen aus dieser kernnahen Zone zeigt asymmetrische Pulse mit Breiten von ~ 8.5 ns und Anstiegszeiten(10 - 90%) von etwa 4 ns. Die Ursache hierfür liegt in dem Lichtsammelsystem der Detektoren, dem PMT und den langen Kabelwegen begründet. Eine Entfaltung eines auf diesem Weg gewonnenen Normpulses mit dem aus M^{te} Carlo-Rechnungen erhältlichen "tatsächlichen" Puls ergibt die Antwortfunktion der Detektoren, für die folgende Parametrisierung gewählt wurde:

$$f(t) = N \cdot (\tfrac{7}{4}t)^a \cdot exp[-b(\tfrac{7}{4}t)^c] \tag{3.5}$$

$$N = \frac{7 \cdot c \cdot b^{\frac{a+1}{c}}}{4 \cdot \Gamma(\frac{a+1}{c})}$$

$$a = 1.25 \qquad b = 0.0414 \qquad c = 1.48 \quad .$$

Eine kubische Splineaproximierung der aus der Faltung gewonnenen Ankunftszeitverteilung ergibt die Standardmeßgrößen des AIROBICC-Detektors: Pulsintegral und Ankunftszeit sowie die einer Abtastung mit Flash-ADCs zugänglichen Größen wie Pulsbreite (Γ_t), Anstiegszeit und Abklingzeiten und die entsprechenden Größen für die Radialphotonen.

Die Simulationskette hält Schauerdaten auf einer Detektorebene bereit, die das ~ 44.5 fache der HEGRA-Ausdehnung ausmacht. Durch geeignete Verschiebung und

Drehung des HEGRA-Feldes relativ zu dem simulierten Feld kann jedes Ereignis mehrfach verwendet werden. Unter Berücksichtigung der Triggerbedingung von HEGRA (mindestens 6 AIROBICC-Zähler innerhalb von 200 ns oder mindestens 14 Szintillatoren innerhalb eines Zeitintervalls von 150 ns) werden bis zu 10 HEGRA-Ereignisse von einem Simulationsdatensatz generiert. Diese Schauerdaten werden in einem späteren Kapitel mit den gemessenen Daten verglichen. Zunächst soll untersucht werden, welchen Informationsgehalt das Čerenkovlicht im Detail über die Schauerentwicklung bereithält. Hierzu werden die oben eingeführten Radialphotonen verwendet.

Energie	Teilchen	Winkel [°] 0	15	25	35
300 TeV	p	98	100		
	α	55	53		
	O	30	30		
	Fe	40	50		
500 TeV	p	30	30	5	5
	α	20	20	5	5
	O	15	15	5	5
	Fe	25	20	5	5
750 TeV	p	15	15	5	5
	α	15	15	5	5
	O	5	5	5	5
	Fe	10	10	5	5
1 PeV	p	21	22	10	10
	α	10	10	10	10
	O	10	10	10	10
	Fe	15	18	10	10
2 PeV	p	5	8	4	4
	α	4	4	4	4
	O	4	4	4	4
	Fe	4	4	4	4
5 PeV	p	22	22	3	3
	α	6	2	2	2
	O	3	3	3	3
	Fe	3	3	3	3
10 PeV	p	1	1	1	1
	α	1	1	1	1
	O	1	1	1	1
	Fe	1	1	1	1
1 PeV	Fe, keine Fragmentation		45		
1 PeV	Fe, kein Ladungsaustausch		40		

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der simulierten Schauer.

4. Das Čerenkovlicht ausgedehnter Luftschauer und die Energie- und Massenbestimmung der kosmischen Strahlung durch Rekonstruktion der longitudinalen Schauerentwicklung

Sehr hochenergetische kosmische Teilchen oberhalb einiger 100 TeV können aufgrund der geringen Rate, mit der sie auf die Erdatmosphäre treffen, auf direktem Wege bei Satelliten- oder Ballonflügen nur nach langen Expositionszeiten nachgewiesen werden. Die übliche Vorgehensweise in dieser Energieregion besteht daher darin, diese Teilchen über ihre Sekundärprodukte mit großflächigen Szintillatoranordnungen am Erdboden nachzuweisen. Aus der Bestimmung der Teilchenzahl wird dann auf die Primärenergie geschlossen. Ohne Kenntnis der Schauerentwicklung ist diese Methode mit großen Fehlern behaftet. Genau hierrin liegt die Stärke von erdgebundenen Čerenkovlichtdetektoren in der Kombination mit Szintillatorarrays, wie sie von HEGRA realisiert werden. Die Messung des integralen Čerenkovlichts liefert auf zweierlei Weise, über die Intensitätsverteilung bei kleinen Abständen und über die Messung der Ankunftszeitverteilung bei großen Abständen, Möglichkeiten, die longitudinale Entwicklung nachzuzeichnen und die Position des Schauermaximums zu bestimmen. Eine verbesserte Rekonstruktion der Energie und im statistischen Mittel auch der Massenzahl des einfallenden Teilchens ist dadurch gegeben.

4.1 Die longitudinale Entwicklung der elektromagnetischen Kaskade

Im Folgenden sollen einige Eigenschaften der longitudinalen Entwicklung von Luftschauern, wie sie aus der Simulation mit CORSIKA erhältlich sind, herausgearbeitet werden. Untersucht werden Schauer unter Zenitwinkeln von 0° bis 35° für 7 diskrete Energien im Intervall von 300 TeV bis 10 PeV. Vier unterschiedliche primäre Kerne werden betrachtet. Dieses sind p und α, sowie O und Fe für die Elemente der mittelschweren respektive der schweren Gruppe. Um etwaige Unterschiede bei der Entwicklung von leichten und schweren Kernen deutlicher werden zu lassen, beschränken sich die graphischen Darstellungen zumeist auf Proton und Eisen initiierte Schauer.

4.1.1 Die Form der longitudinalen Entwicklung

Die nebenstehende Abbildung 4.1 zeigt für 300 TeV Schauer die mittlere im Maximum normierte Anzahl der Elektronen und Positronen mit Energien oberhalb von 3 MeV, aufgetragen gegen die atmosphärische Dicke in Strahlungslängen. Die longitudinalen Entwicklungen der zugrundeliegenden Schauer sind derart verschoben, daß die Maxima jeweils an der gleichen atmosphärischen Tiefe von 25 Strahlungslängen zu liegen kommen. Die Form der mittleren longitudinalen Entwicklung leichter und schwerer Kerne unterscheidet sich über weite Bereiche nur wenig. Ausschlaggebend hierfür ist, unabhängig von dem bei der Simulation eingestellten Fragmentationsmodell, die Energieverteilung der nicht wechselwirkenden freien Nukleonen bzw. der Kernfragmente sowie der Sekundärteilchen. Gemäß dem geometrischen Modell der Glauber-Theorie, das in CORSIKA für die Kern-Nukleus-Wechselwirkung zur Anwendung kommt, nehmen zwischen 8 und 12 Nukleonen aus dem Eisenkern an der ersten Wechselwirkung teil. Die verbleibenden bei der Option "totale Fragmentation" nun freien Nukleonen tragen einen Großteil der Energie mit sich fort und tragen erst später zur Kaskadierung bei. Aufgrund der Energieverteilung der freigesetzten Nukleonen verläuft die weitere longitudinale Schauerentwicklung vergleichbar mit der eines mittleren Protonschauers gleicher Primärenergie. Die Superposition des ersten und aller weiteren Subschauer nivelliert jedoch extreme Energie- und Multiplizitätsverteilungen der Sekundärprozesse. Bereits der individuelle Eisenschauer verläuft gleichmäßig und kompakt.

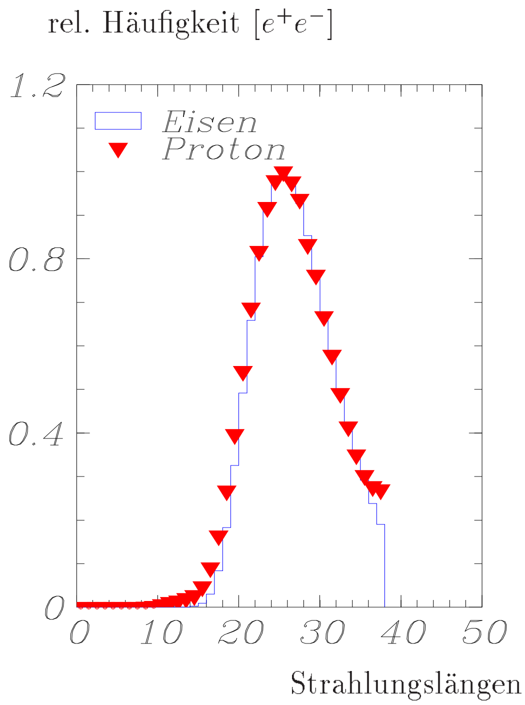

Abbildung 4.1: Mittlere longitudinale Schauerentwicklung für 300 TeV Proton- und Eisenschauer.

Hinsichtlich des Anstiegverhaltens in den ersten Stadien der Entwicklung verbleiben leichte Unterschiede zwischen Proton- und Eisenschauern. Die Glauber-Theorie nimmt für Protonen gegenüber Eisenkernen eine etwa 4 mal längere mittlere freie Weglänge an: $\lambda_{ALuft} = 6.878 \cdot \lambda_{pLuft} \cdot (A^{1/3} + 1.29)^{-2}$. Bei Protonen wird die anfängliche Entwicklung der Teilchenkaskade maßgeblich von Fluktuationen in der Zahl und der Energieverteilung, der in den ersten Wechselwirkungen erzeugten Sekundärteilchen dominiert. Im Vergleich zu Schauern schwerer Teilchen wird verhältnismäßig viel Energie tief in die Atmosphäre getragen, die Schauer entwickeln sich langsamer.

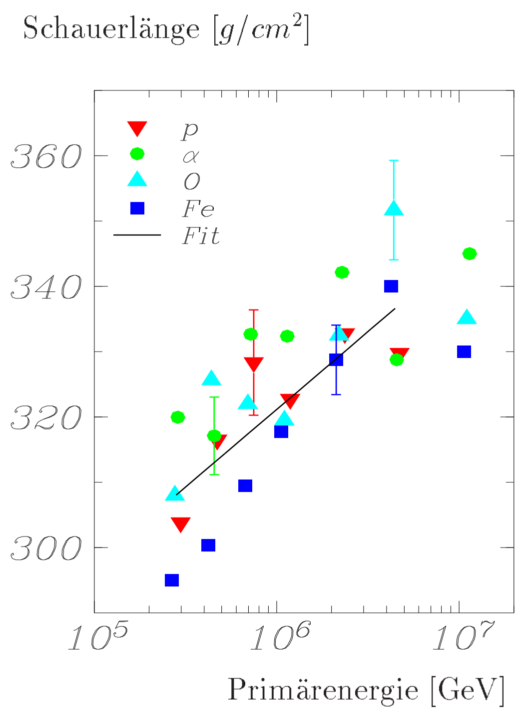

Abbildung 4.2: Mittlere Länge eines Schauers als Funktion der Primärenergie. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an alle vier Teilchensorten bis zu einer Energie von $5 \cdot 10^{16}$eV. Die eingetragenen Fehlerbalken entsprechen den typischen Unsicherheiten an den Mittelwerten.

Mit zunehmender Primärenergie werden unabhängig von der Teilchensorte größere Energiebeträge in tiefe, dichtere Atmosphärenschichten getragen. Hadronische Wechselwirkungen hochenergetischen Mesonen nehmen gegenüber den Zerfallsprozessen an Bedeutung zu. Das damit verbundene Anwachsen der π^0-Komponente verändert die Form der longitudinalen Entwicklung. Als Maß hierfür kann die Länge der longitudinalen Schauerentwicklung im Bereich des Maximums dienen. Da in dem generierten Energieinterval von 300 TeV bis 10 PeV insbesondere Protonen ihr Maximum erst kurz vor dem Detektor erreichen, wird als Maß die Atmosphärendicke zwischen dem 63%-Wert auf der ansteigenden und dem 80%-Wert auf der abfallenden Flanke definiert. Abbildung 4.2 zeigt diese Größe als Funktion der Primärenergie. Die eingetragene Kurve ergibt sich aus einer Anpassung an alle Datenpunkte bis $5 \cdot 10^{16}$eV Sowohl bei leichten als auch schweren Primärteilchen zeigt sich eine Zunahme der longitudinalen Breite mit steigender Energie um etwa 20g/cm^2 pro Dekade.

In dem Voranstehenden konnte belegt werden, daß im Rahmen der statistischen Genauigkeit keine signifikanten Unterschiede in den longitudinalen Schauerentwicklungen der verschiedenen Teilchensorten bestehen. Dieser Umstand hat weitreichende Konsequenzen für die Verwertbarkeit der weiter unten betrachteten Meßgrößen, die sensitiv auf die Form der longitudinalen Entwicklung sind und mit denen eine weitestgehend teilchenunabhängige Energie- und Massenrekonstruktion des Primärteilchens möglich sind.

Sowohl die Form als auch die Länge der longitudinalen Schauerentwicklung wird von der Primärenergie bestimmt. Für eine weitere charakteristische Größe der Schauerentwicklung besteht jedoch, wie das folgende zeigen wird, eine grundlegend anders geartete Abhängigkeit.

4.1.2 Die Tiefe des Schauermaximums

Ausgehend von dem einfachen Verzweigungsmodell und der Verallgemeinerung auf hadronische Luftschauer wurde in Kapitel 2.2 dargelegt, daß die Tiefe des Schauermaximums logarithmisch mit der Energie pro Nukleon zunimmt.

Die Simulationstudien mit CORSIKA bestätigen diese Überlegungen sowohl für Protonen als auch für schwere gemäß dem Superpositionsprinzip behandelte Kerne. Die Korrelation zwischen der Tiefe des Schauermaximums und $E_{Nukleon}$ ist im Mittel, wie Abbildung 4.3 zeigt, für das gesamte simulierte Energieintervall nahezu unabhängig von der Art des Primärteilchens erfüllt. Die eingetragenen charakteristischen Fehlerbalken entsprechen den natürlichen Schwankungen in der Lage des Maximums und verdeutlichen, insbesondere im Fall der leichten Teilchen p und α, die starken Fluktuationen in der Schauerentwicklung. Für schwere Kerne ist die Relation zwischen der Tiefe des Schauermaximums und $E_{Nukleon}$ auf etwa 30g/cm^2 erfüllt. Bei Protonen beträgt die intrinsische Unsicherheit 100g/cm^2.

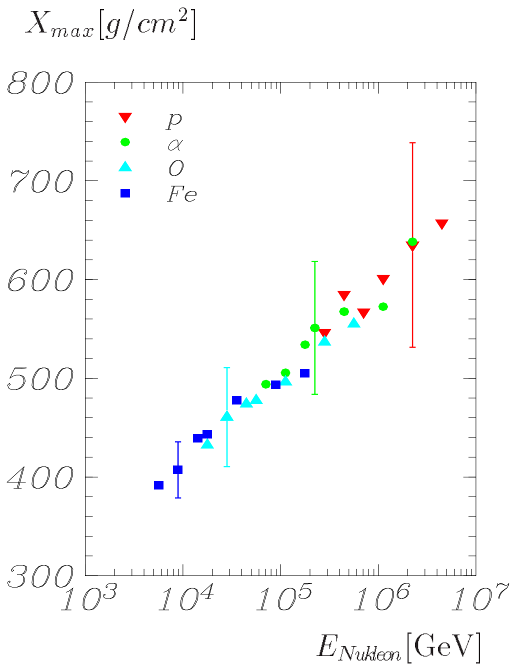

Abbildung 4.3: Logarithmische Zunahme der mittleren Tiefe des Schauermaximums als Funktion der Energie pro Nukleon für die vier Teilchensorten.

4.2 Die laterale Intensitätsverteilung des Čerenkovlichts und die Position des Schauermaximums

Die elektromagnetische Komponente strahlt während der gesamten longitudinalen Entwicklung, sofern die Energie der Teilchen oberhalb der höhenabhängigen Čerenkovlichtschwelle liegt, Photonen ab. Die Zahl der abgestrahlten Photonen pro Atmosphärenschicht sollte daher ein ähnliches longitudinales Verhalten zeigen, wie die elektromagnetische Komponente. Diese Vorstellung hat ihre Richtigkeit, betrachtet man die Entstehungshöhen des integralen zwischen 0 und 1000 m den Erdboden erreichenden Čerenkovlichts. Obwohl mit voranschreitender Schauerentwicklung die mittlere Energie der Schauerteilchen leicht abnimmt, verursacht die stetige Zunahme des Brechungsindex in tieferen Luftschichten insgesamt einen Anstieg der Zahl der abgestrahlten Photonen. Dieser Effekt führt zu einer leichten Verschiebung um 55g/cm^2 Richtung Detektor bei ansonsten parallelem Verlauf der longitudinalen Entwicklung und dem Höhenprofil des abgestrahlten Čerenkovlichts.

Ein dezidierteres Bild von dem Zusammenspiel zwischen longitudinaler Teilchenentwicklung und den Charakteristika der Čerenkovlichtabstrahlung ergibt sich, schlüsselt man auf, bei welchen Abständen vom Schauerkern das Licht aus unterschiedlichen Höhen den Erdboden erreicht. Abbildung 4.4 zeigt exemplarisch für zwei 300TeV Protonschauer mit deutlich unterschiedlicher Tiefe der Schauermaxima die laterale Inten-

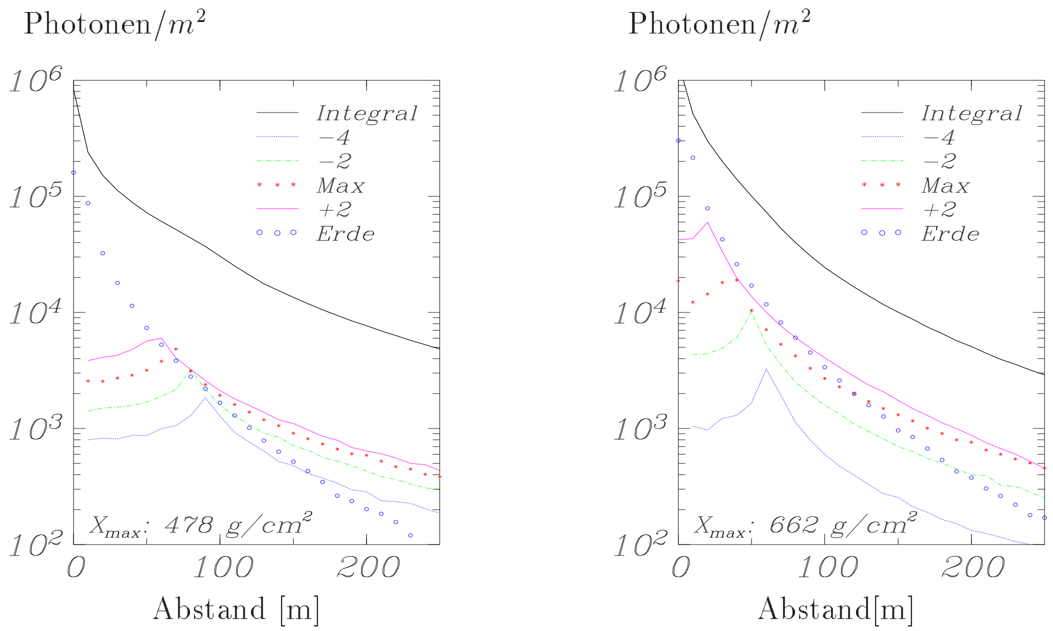

Abbildung 4.4: Laterale Intensitätsverteilung des Čerenkovlichts aus verschiedenen Phasen der Schauerentwicklung, links für einen sich früh, rechts für einen sich sehr spät entwickelnden Protonschauer.

sitätsverteilung auf dem Detektorniveau für verschiedene Phasen der Schauerentwicklung. Unabhängig von dem Entwicklungsgrad des einzelnen Schauers erzeugt Licht aus einer bestimmten Höhe ein charakteristisches laterales Intensitätsprofil am Erdboden. Je größer die Distanz zwischen dem Detektor und der jeweiligen Atmosphärenschicht ist, um so weiter ist das Intensitätsmaximum zu Abständen vergleichbar dem des Čerenkovringes verschoben. Je weiter man sich der Kernzone nähert, um so größer wird der Intensitätsanteil des Lichts aus späten Stadien der Schauerentwicklung. Licht in den ersten 60 m stammt überwiegend aus den letzten beiden Strahlungslängen.

Mit zunehmender Tiefe des Schauermaximums trägt der hadronische Schauerkern größere Energiebeträge in tiefere Atmosphärenschichten. Als Folge steigt sowohl die Teilchendichte am Erdboden in der kernnahen Zone als auch der Anteil des nahe der Kernregion auftreffenden Čerenkovlichts überproportional an. Der Intensitätsabfall zu größeren Abständen nimmt zu. Der radiale Verlauf zwischen 20 und 100 m läßt sich recht gut durch ein exponentielles Verhalten gemäß $I \sim exp[-r/R_l]$ beschreiben. Mit der Bestimmung des Lichtradius (R_l), dem Abklingparameter, ist eine der beiden eingangs erwähnten Möglichkeiten gegeben, die Höhe des Schauermaximums zu bestimmen. Die beste Korrelation zwischen $\mathrm{R_l}$ und der Position des Schauermaximums ergibt sich, betrachtet man unter Berücksichtigung des Einfallswinkels des Primärteilchens die Atmosphärendicke zwischen Detektor und Maximum. Diese Distanz zum Maximum in g/cm^2 ist in Abbildung 4.5 gegen den Lichtradius in m aufgetragen. Die Mittelwerte der verschieden Teilchensorten zwischen $250 - 350$g/cm^2, der Bereich, in dem sich verstärkt 1 PeV Eisen und 300 TeV Protonschauer überlappen, zeigen, daß sich die

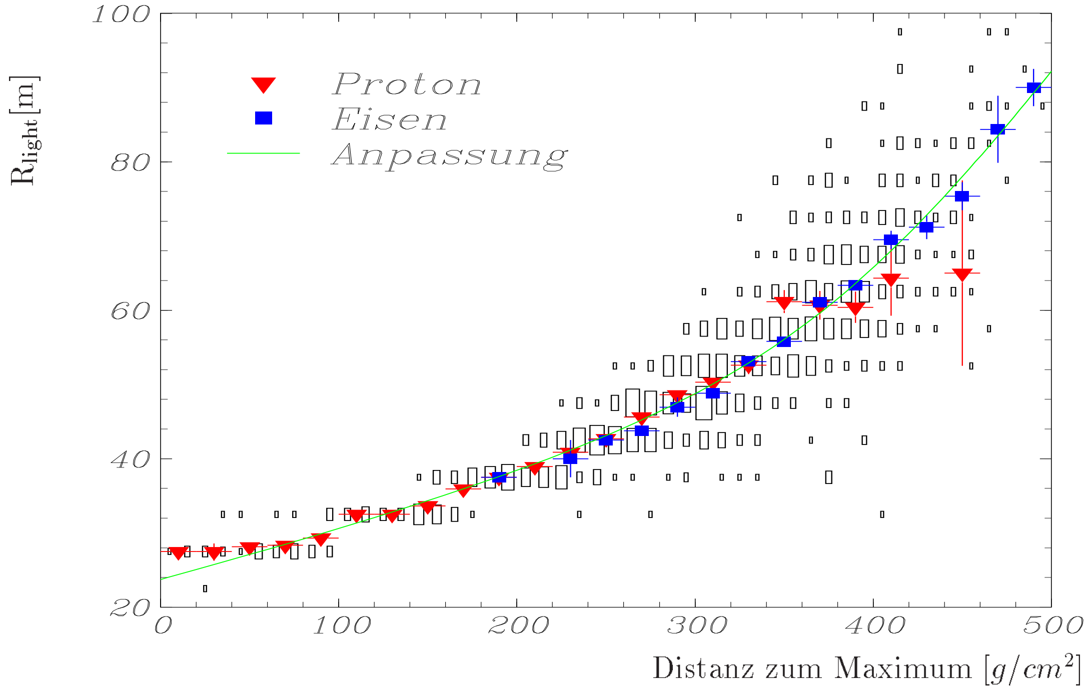

Abbildung 4.5: Korrelation von R_l und der Distanz vom Detektor zum Schauermaximum. Die Länge der Schauerentwicklung verursacht leichte sytematische Unterschiede zwischen leichten und schweren Teilchen.

Länge der longitudinalen Entwicklung bei unterschiedlicher Primärenergie aber gleicher Energie/Nukleon (siehe Abb. 4.2) auf den Wertebereich von R_l überträgt. Bei gleicher Höhe des Maximums sind Luftschauer schwerer Primärteilchen aufgrund der höheren Primärenergie länger als die Teilchenkaskaden leichter Teilchen. Dieses führt zu kleineren R_L-Werten als für vergleichbare Protonschauer. Das heißt, daß im Rahmen der späteren Analyse eine leichte systematische Fehlbestimmung des Schauermaximums für die einzelnen Primärteilchen bei Unkenntnis der Primärenergie bestehen bleibt. Der eingezeichnete Kurvenverlauf entspricht einem gleichgewichteten Fit an alle Einträge. Diese Parametrisierung kann unter Ausnutzung der aus Abb. 4.3 ersichtlichen Korrelation ausgenutzt werden, um $E_{Nukleon}$ zu bestimmen.

Ein Blick zurück auf Abbildung 4.4 zeigt, daß mit zunehmendem Abstand mehr und mehr frühe Stadien der Schauerentwicklung zur Lichtintensität beitragen. Bei einem Abstand von 150 m und größer dominiert Licht, das aus der Region um das Teilchenmaximum herum stammt. Der Informationsgehalt hinsichtlich der Bestimmung des Schauermaximums liegt für Abstände um 150 m weniger im Intensitätsverlauf, sondern vielmehr, und damit unabhängig von der R_l-Methode in der Messung des Ankunftszeitverteilung der Čerenkovlichtphotonen. Auf dieses wird im nächsten Abschnitt ausführlich eingegangen.

4.3 Die Ankunftszeitverteilung des Čerenkovlichts am Erdboden und die Position des Schauermaximums

Maßgeblich für die zeitliche Verteilung der Čerenkovphotonen am Erdboden sind, wie im einleitenden Kapitel motiviert, zwei miteinander konkurrierende Effekte. Zum einen betrifft es den Betrag, um den hoch in der Atmosphäre abgestrahltes Licht hinter der sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitenden Schauerfront zurückbleibt. Das zweite betrifft die Kompensation dieses "Geschwindigkeitsnachteils" der früh gegenüber den spät ausgesandten Photonen mit zunehmenden Weglängendifferenzen. Ein grundlegend gegensätzliches Verhalten zeigt sich für die kernnahe Zone innerhalb der ersten 80 m und für die Region jenseits des Čerenkovrings oberhalb 120 m. Abgesehen von den alles überdeckenden Intensitätsunterschieden, siehe dazu Abbildung 4.4, gilt in der kernnahen Region: je tiefer sich der Abstrahlungsort in der Atmosphäre befindet, um so früher erreichen die Photonen den Erdboden. Bei einem radialen Abstand von 50 m erreichen innerhalb eines Zeitintervalls von 6 ns 90%, innerhalb von 15 ns 99% aller Photonen den Erdboden. Licht, das im Schauermaximum abgestrahlt wurde, erreicht aufgrund der geringeren Ausbreitungsgeschwindigkeit im Mittel ca. 2-3 ns später den Boden als erst unmittelbar vor dem Detektorniveau abgestrahltes. Je weiter der Auftreffpunkt des Lichts vom Schauerkern entfernt liegt, um so entscheidender werden die Weglängendifferenzen, und die Verhältnisse beginnen sich umzudrehen.

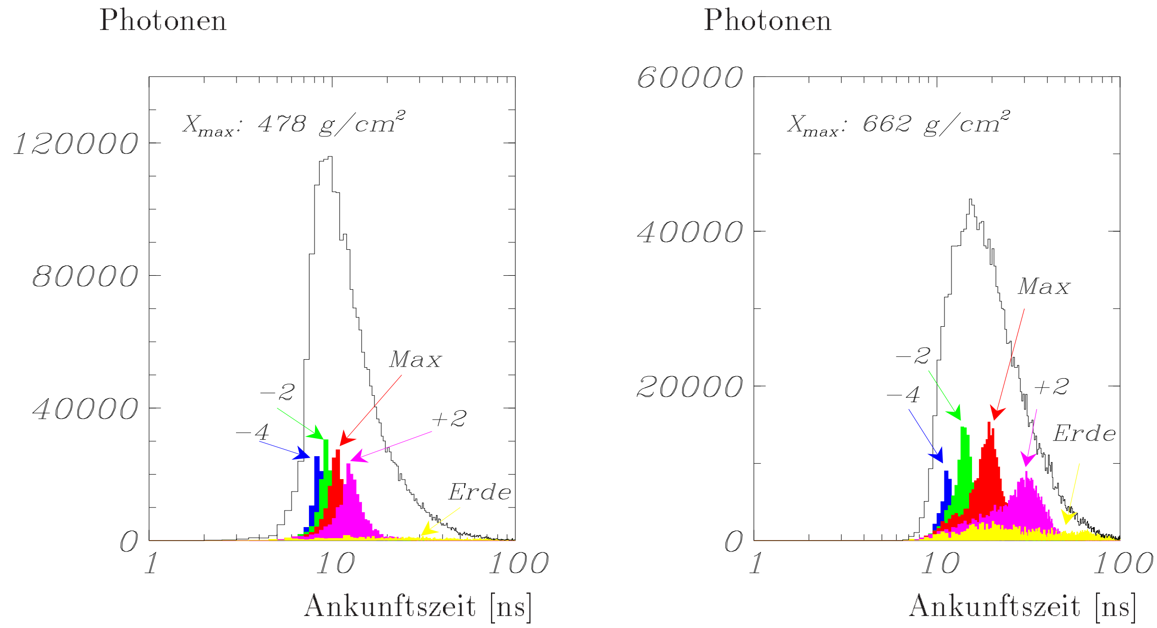

Abbildung 4.6: Ankunftszeitverteilung der Čerenkovlichtphotonen aus verschiedenen Phasen der Schauerentwicklung, links für einen sich früh, rechts für einen sich sehr spät entwickelnden Protonschauer bei einem Abstand vom Schauerkern von 150 m.

Für die beiden oben dargestellten 300 TeV Schauer zeigt Abbildung 4.6 die Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen bei einem radialen Abstand vom Schauerkern von 150 m. Die einzelnen Beiträge aus vier ausgewählten Bereichen um das Schauermaximum von minus 4 bis plus 2 Strahlungslängen sowie der Beitrag aus der letzten Atmosphärenschicht vor dem Detektor sind separat mit eingezeichnet. Bei beiden Schauern übersetzen sich die 4 Beiträge aus den frühen Phasen der longitudinalen Entwicklungen direkt in eine temporale Abfolge der Ankunftszeiten des Čerenkovlichts. Anders als in der kernnahen Region gilt, daß das Licht um so früher den Boden erreicht, je höher sich sein Abstrahlungsort in der Atmosphäre befindet. Unabhängig von der individuellen Schauerentwicklung erreicht Licht aus identischen Höhen gleichzeitig den Boden. Für die obigen Schauer sind dieses Photonen aus dem Maximum im linken Teil und der -4 Strahlungslänge im rechten Bild[1].

Für Licht, das aus der tiefsten Atmosphärenschicht abgestrahlt wird, läßt sich die laterale Ausdehnung der Schauer nicht mehr gegen die verbleibende Entfernung zum Detektor vernachlässigen. Die Zeitverteilung dieser Photonen zeigt kein ausgeprägtes Maximum mehr, und lediglich der Median kann in die zeitliche Abfolge eingeordnet werden. Für den sich früh entwickelnden Schauer trägt dieses Licht nur einen geringen Beitrag zur Gesamtintensität bei 150 m bei. Die Breite der Ankunftszeitverteilung, definiert als die volle Breite auf halber Höhe($\Gamma_t(150)$), wird durch die geometrischen Laufzeitunterschiede der ankommenden Photonen entlang der Entwicklung um das Maximum herum bestimmt. Ganz allgemein gilt: je höher sich ein Schauer in der Atmosphäre entwickelt, desto früher und in einem um so engeren Zeitintervall trifft das Licht am Erdboden ein. Die maximale Intensität wird schnell erreicht, und die Breite der Ankunftszeitverteilung ist klein. Der Schauer im rechten Teil der Abbildung erreicht sein Teilchenmaximum erst 4 Strahlungslängen vor dem Erdboden. Dementsprechend stärker treten die Laufzeitunterschiede zu Tage und bedingen eine große $\Gamma_t(150)$. Der Hauptbeitrag zur Breite der Gesamtverteilung resultiert auch in diesem Fall aus der Schauerentwicklung im Bereich des Maximums. Die Ankunftszeitverteilung steigt langsamer an als im ersten Fall und ist bereits deshalb deutlich breiter. Hinzu kommt die Zunahme des Intensitätsanteils des Lichts aus der tiefsten Atmosphärenschicht, was insbesondere für sich noch später entwickelnde Schauer zu einer drastischen Zunahme der Pulsbreite führt. Der funktionale Zusammenhang zwischen der Breite und dem Abstand von der Kernposition ist in Abbildung 4.7 für die obigen Schauer aufgetragen. In den ersten 60-80 m ergibt sich eine konstante Pulsbreite, beide Verläufe unterscheiden sich kaum. Die unterschiedlichen Schauerentwicklungen spiegeln sich erst bei Abständen etwa ab dem Čerenkovring ($\sim 120m$) wieder. Der tief in der Atmosphäre entwickelte Schauer weist sowohl bereits bei geringeren als auch bei Abständen von einigen 100 m deutlich breitere Ankunftszeitverteilungen auf als der weiter oben sein Maximum erreichende. Mit eingetragen in die Abbildung ist jeweils der Breitenverlauf, der sich nach der Faltung mit der Antwortfunktion des AIROBICC-

[1]Daß das Licht aus identischen Höhen gleichzeitig den Erdboden erreicht, bedeutet mitnichten, daß sich bei beiden Schauern die außenstehenden Zähler ebenfalls bei einer Ankunftszeitmessung der Schauerfront gleichartig verhalten. Bezogen auf Čerenkovlichtdetektoren in den ersten 100 m ergäbe die Messung für den Schauer im Bild rechts eine deutlich spätere Zeit, der Schauer würde einen steileren "Zeitkegel" aufweisen.

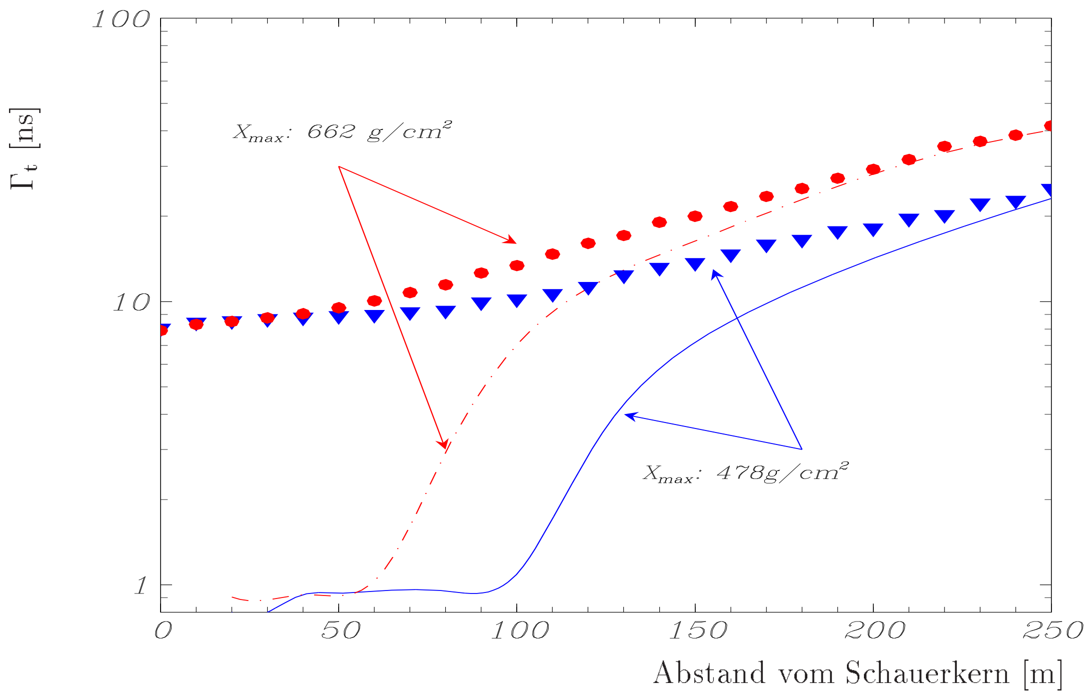

Abbildung 4.7: Die Breite der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen als Funktion der Abstandes vom Schauerkern. Die Linien entsprechen dem Verlauf der "physikalischen Breite", die Symbole kennzeichnen die "meßbare" Breite nach Faltung mit der Detektorauflösung.

Detektors ergibt. Die Unterschiede in der longitudinalen Entwicklung ließen sich bei diesen beiden Schauern meßtechnisch ab etwa 100 m erfassen.

Maßgeblich für die Breite der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen am Erdboden ist sowohl die Entwicklung vor als auch das Abklingen der Kaskade nach ihrem Maximum und die Höhe in der Atmosphäre, in der dieses geschieht. Auch bei Abständen um die 150 m liegen die Ankunftszeiten der Photonen aus verschiedenen Höhen um so enger zusammen, je weiter das Maximum vom Detektor entfernt ist. Die durch die Schauerentwicklung verursachte Breite der Ankunftszeitverteilung zeichnet sich nur noch wenig gegenüber der von der Antwortfunktion des Detektors bestimmten meßbaren Γ_t ab. Mit zunehmendem Zenitwinkel entwickeln sich Schauer immer höher in der Erdatmosphäre, und die detektierbaren Pulsbreiten werden überproportional schmaler. Abbildung 4.8 zeigt die mittleren radialen Breitenverläufe bei einfallenden 1 PeV Protonen für die Zenitwinkel $0°, 15°, 25°$ und $35°$. Links im Bild ist der theoretische Verlauf aufgetragen, rechts derjenige, der nach der Faltung mit der Antwortfunktion des AIROBICC-Detektors meßbar wäre. Deutlich zu erkennen ist, daß mit zunehmenden Zenitwinkel der Bereich, in dem eine Messung sinnvoll erscheint, zu großen Abständen verschoben ist. Ebenso nivellieren sich die Unterschiede zwischen einzelnen Primärteilchen, wie Abbildung 4.9, linkes Bild zeigt. Der mittlere radiale Verlauf der Breiten von 1 PeV Protonen und Eisen unter $0°$ ist im Bereich von 150 m um mehrere ns separiert. Unter $25°$ reduzieren sich die Unterschiede auf etwa 1 ns, p und Fe kommen fast zur Deckung. Bei 300 TeV und nahezu senkrechtem Einfall reicht die Če-

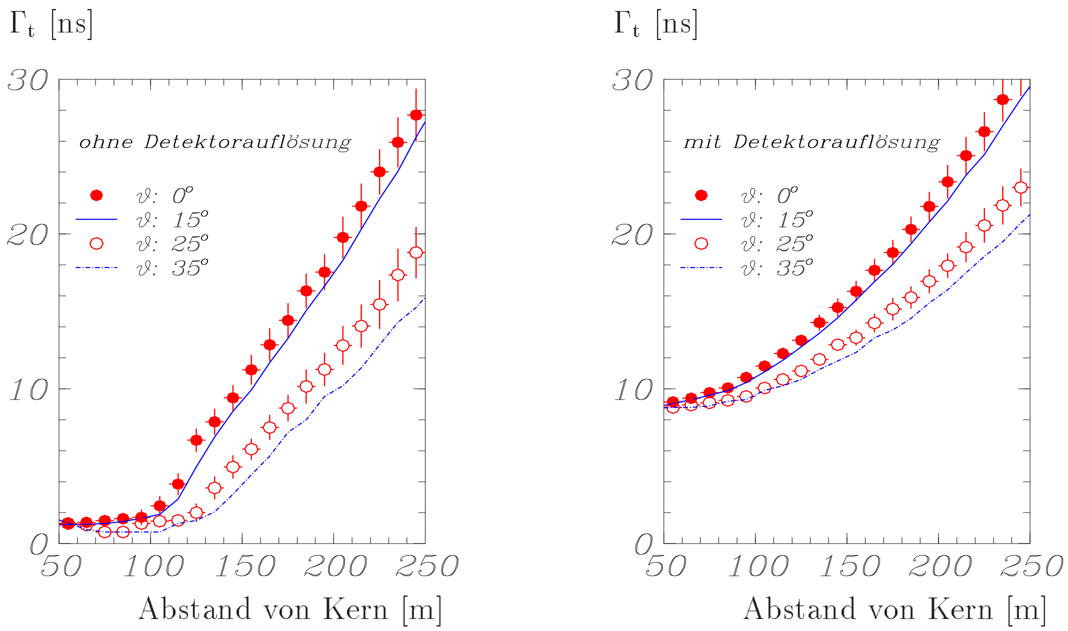

Abbildung 4.8: Die mittlere Breite der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovlichtphotonen bei verschiedenen Abständen vom Schauerkern für 1 PeV Protonschauer unter $0°$, $15°$, $25°$ und $35°$. Im linken Bild ohne, rechts nach Faltung mit der Antwortfunktion des AIROBICC-Detektors.

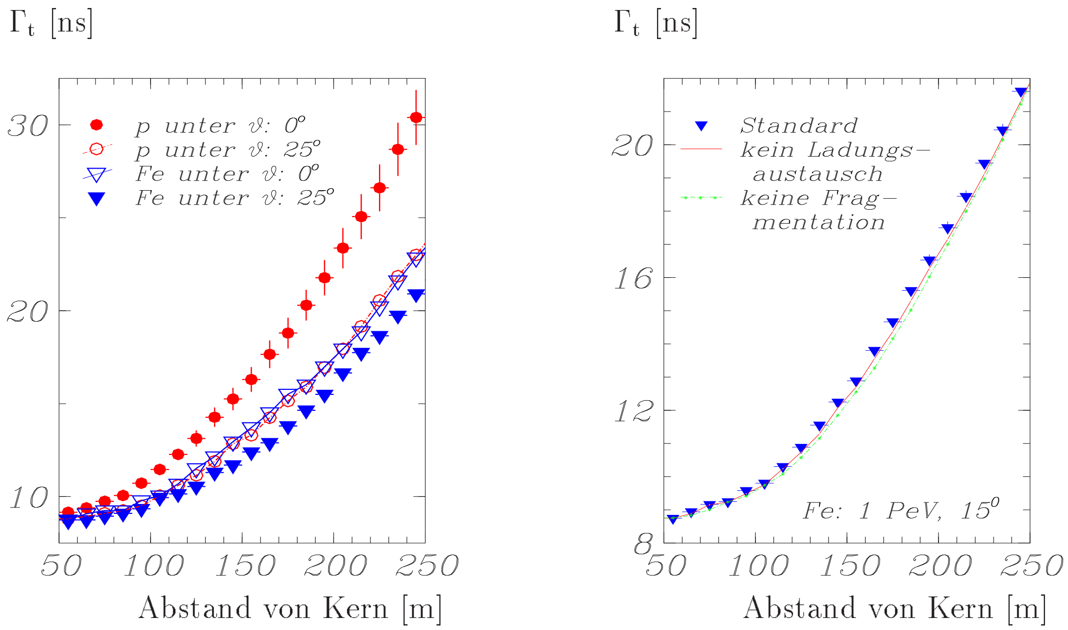

Abbildung 4.9: Die mittlere Breite der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovlichtphotonen bei verschiedenen Abständen vom Schauerkern. Im linken Bild: 1 PeV Proton- und Eisenschauer unter $0°$ und $25°$, rechts im Bild der zu vernachlässigende Einfluß der CORSIKA-Steuerungsparameter der hadronischen Wechselwirkungen auf Γ_t des Čerenkovlichts. Zu beachten sind die unterschiedlichen vertikalen Skalierungen!

renkovlichtintensität maximal bis zu Abständen von 180 m aus, um die entsprechenden Pulse gegen das Sternenlicht des Nachthimmels zu detektieren. Meßbare Unterschiede zwischen den verschiedenen Primärteilchen verbleiben daher bei dieser Energie und der Restriktion auf das Abstandsintervall $[0 \leq \mathrm{r} \leq 180\mathrm{m}]$ nur für kleine Einfallswinkel der Primärteilchen. Die weiteren Betrachtungen und die sich anschließende Analyse der Meßergebnisse werden sich daher auf den Zenitwinkelbereich 0° bis 15° beschränken.

Der rechte Teil der Abbildung 4.9 vergleicht die Verhältnisse, wie sie sich aus CORSIKA bei den Optionen "Standard", "keine Fragmentation" und "kein Ladungsaustausch" für Eisenschauer unter 15° ergeben. Lediglich minimale Unterschiede in der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen, die bei einer Breitenmessung nicht detektierbar wären, bestehen zwischen den einzelnen Optionen. Für die weitergehenden Betrachtungen kann daher auf eine Getrenntbehandlung verzichtet werden, und es sollen stattdessen die Unterschiede in die Betrachtung der systematischen Fehler an geeigneter Stelle miteinbezogen werden.

Der kausale Zusammenhang von longitudinaler Entwicklung und der zeitlichen Verteilung der Čerenkovphotonen bei Abständen größer 120 m kann ausgenutzt werden, um die Position des Schauermaximums zu bestimmen. Als Kompromiß zwischen ausreichender Intensität einerseits und meßtechnisch gut zu erfassender Pulsbreite andererseits bietet sich als Meßgröße die Ankunftszeitverteilung z.B. bei 150 m an. Wie im Fall von $\mathrm{R_l}$ ist in Abbildung 4.10 die Distanz vom Erdboden zum Maximum dies-

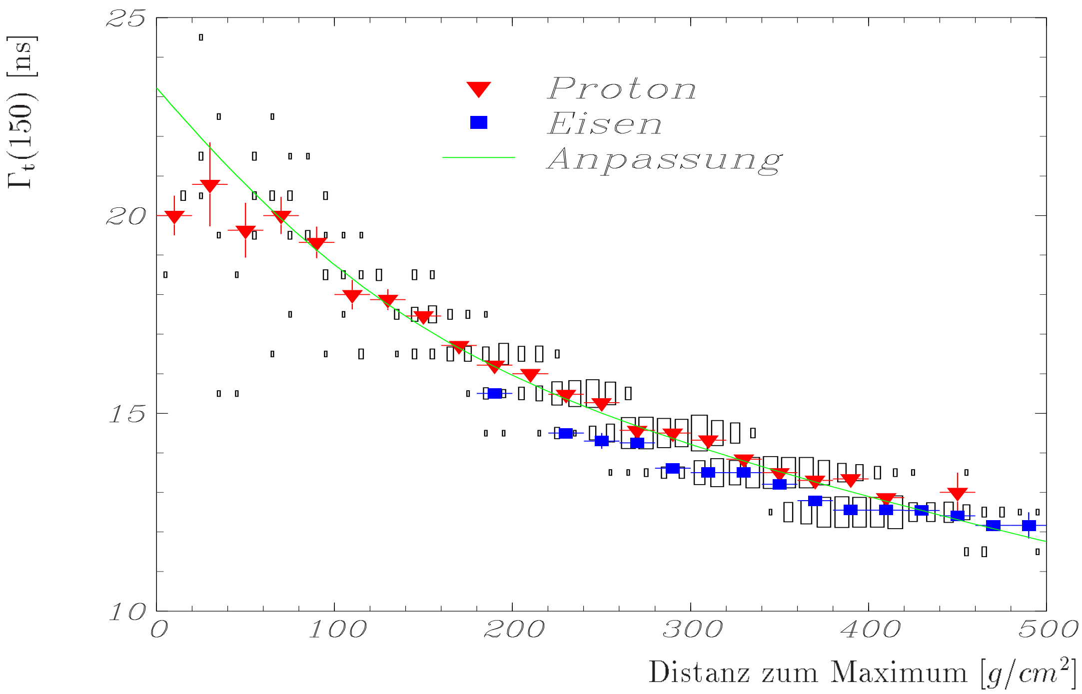

Abbildung 4.10: Korrelation zwischen $\Gamma_t(150)$ und der Distanz vom Detektor zum Schauermaximum. Die Länge der Schauerentwicklung verursacht, wie im Fall von $\mathrm{R_l}$, leichte sytematische Unterschiede zwischen leichten und schweren Teilchen.

mal gegen die $\Gamma_t(150)$ in ns aufgetragen. Die durchgezogene Kurve resultiert aus einer Anpassung, die gleichgewichtet mit allen simulierten Schauern durchgeführt wurde. Die Mittelwerte der beiden verschieden Nukleonensorten, Proton und Eisen, machen deutlich, daß ebenfalls eine leichte teilchenabhängige Systematik besteht, die aber verschwindet, nutzt man den gesamten lateralen Verlauf der Ankunftszeitverteilung aus. Um dieses zu erreichen, soll erläutert werden, welcher funktionale Zusammenhang zwischen Breite und Kernabstand besteht.

4.3.1 Der laterale Verlauf der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen

4.3.1.1 Die Parametrisierung der Ankunftszeitverteilung als Funktion des Abstands von der Schauerachse

Die systematischen Unterschiede in der longitudinalen Entwicklung wie Zenitwinkel und Primärteilchenabhängigkeit sowie die individuellen Fluktuationen von Schauer zu Schauer übersetzen sich in hohem Maße in die Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen bei großen Abständen. Gesucht ist folglich eine Parametrisierung, die sowohl die Detektoreigenschaften widerspiegelt und eine genügende Variabilität aufweist als auch eine ausreichende Robustheit bei einer Anpassung an Meßwerte besitzt. In der Praxis hat sich folgender Ansatz [68] bewährt:

$$\Gamma_t(r) = y_0 + a(r - x_0) + \frac{b}{\ln 2} \ln(1 + \exp(-\frac{\ln 2}{b} a(r - x_0))) \quad . \tag{4.1}$$

An Abbildung 4.11 soll der funktionale Zusammenhang explizit verdeutlicht werden. Die auf $\mathbb{R}$ monoton steigende Funktion besitzt eine für $r \to 0$ waagerechte Asymptote, sowie eine endlicher Steigung für $r \to +\infty$. Der variable Funktionsverlauf über dem Schnittpunkt wird durch ein exponentielles Anschmiegen an die beiden Asymptoten beschrieben. Die Bedeutung der vier freien Parameter ergibt sich wie folgt:

- y_0 beschreibt die kleinsten meßbaren Breiten für die kernnahe Zone und ist durch die Detektorauflösung festgelegt,
- x_0 legt den Schnittpunkt der Asymptoten fest,
- b beschreibt das Schmiegeverhalten und entspricht dem Abstand des Kurvenverlaufs von dem endlichen Auflösungsvermögen y_0,
- a schließlich entspricht der Steigung der Asymptote bei großen Abständen und beschreibt den Bereich, bei dem sich die tatsächlich meßbare Breite der physikalischen annähert.

4.3.1.2 Die physikalische Interpretation der Anpassungsgrößen

Sowohl der Asymptotensteigungsparameter a als auch der Schmiegeparameter b spiegeln zum Teil die longitudinale Entwicklung wieder. Beide Größen zeigen eine wenn

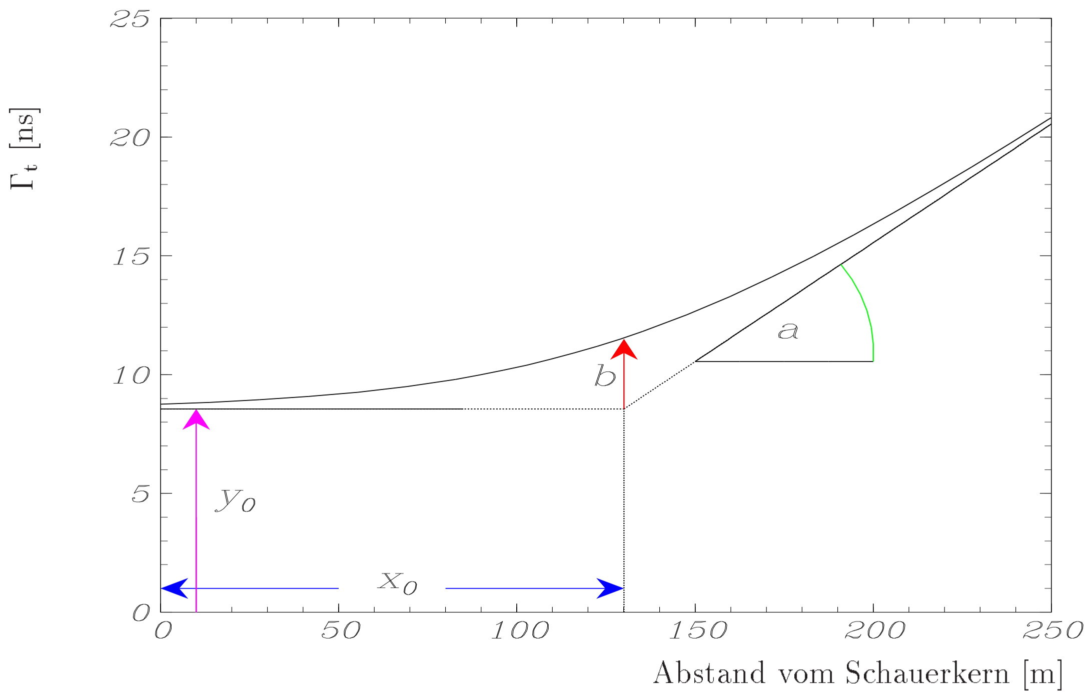

Abbildung 4.11: Verdeutlichung des funktionalen Zusammenhanges zwischen dem Abstand vom Schauerkern und der Breite der Ankunftszeitverteilung des Čerenkovlichts.

auch nicht sehr starke Korrelation mit der Distanz zum Schauermaximum. Wie schon in [68] gezeigt wurde, sind bei einer Anpassung ebenfalls die vier Größen a, b, y_0 und x_0 miteinander korreliert. Unter Ausnutzung dieser Korrelationen kann die Parameterzahl auf zwei neue Formparameter reduziert werden:

$$
\begin{aligned}
x_0 &= 89 \cdot p_b^{1/3} + .1085 - 563 \cdot p_a \\
y_0 &= 9.35 - .174 \cdot p_b \\
a &= .67 \cdot 10^{-1} + .194 \cdot 10^{-1} \cdot p_b + p_a \\
b &= p_b
\end{aligned}
$$

Bei einer ausreichenden Anzahl von Stützstellen zwischen 0 und 250 m, wie es mit den Radialphotonen aus der Simulation gegeben ist, führt obige Reduktion dazu, daß p_a (siehe Figur 4.12) sehr streng mit der Distanz zum Maximum korreliert ist. Der zweite Formparameter hingegen besitzt keinerlei Aussagekraft über die Schauerentwicklung. Abbildung 4.12 zeigt auch, daß im Gegensatz zu den Korrelationen mit R_l oder der Γ_t bei 150 m (vgl. Fig. 4.5 und 4.10) keinerlei Unterschiede zwischen leichten und schweren Teilchen bestehen. Die Kenntnis des gesamten lateralen Verlaufs der Breite bis ca. 250 m ermöglicht folglich eine sehr präzise Bestimmung der Entfernung zum Schauermaximum. Im folgenden soll nun gezeigt werden, daß auch bereits mit dem Breitenwert bei 150 m vergleichbar gute Ergebnisse erzielt werden können, berücksichtigt man den bei einer Anpassung bestimmten Kurvenverlauf im Bereich des Anschmiegens.

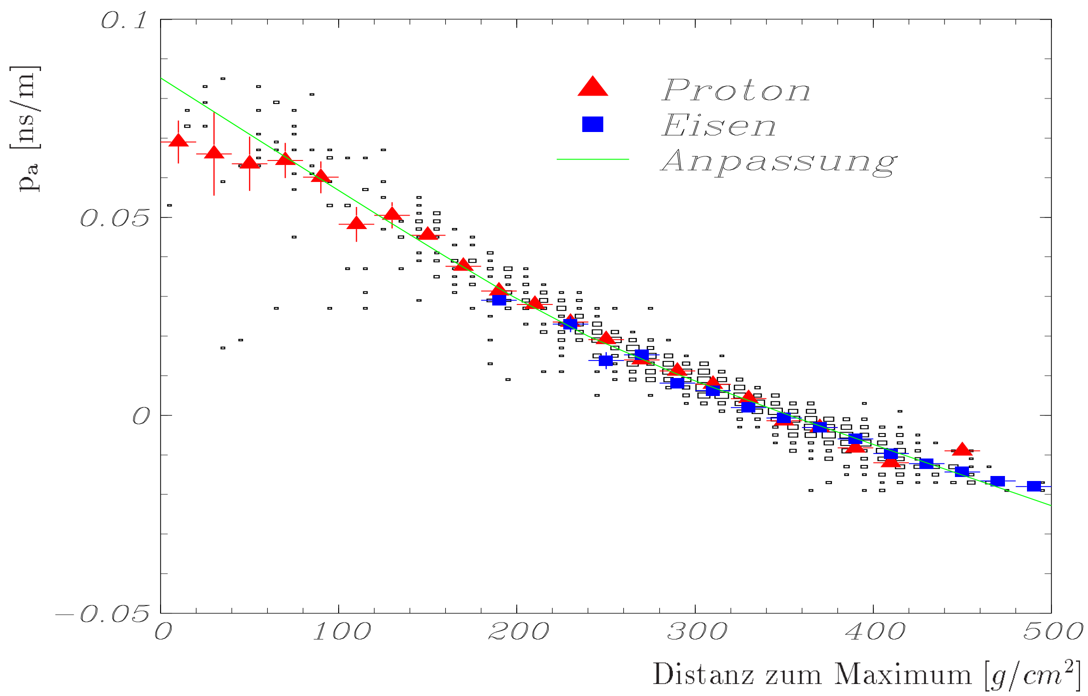

Abbildung 4.12: Korrelation zwischen der Distanz zum Maximum und der Asymptotensteigung p_a für die reduzierte 2-parametrige Anpassung an den lateralen Verlauf der Breite der Čerenkovlichtverteilungen.

4.3.1.3 Die genauere Bestimmung der Distanz zum Schauermaximum aus dem Verlauf der Pulsbreite im Anschmiegebereich bei 150 m

Die Čerenkovlichtintensitäten fallen mit wachsendem Abstand vom Schauerzentrum exponentiell ab. In der Praxis steht man damit sehr schnell vor dem Problem, daß sich bei großen Abständen die Čerenkovlichtpulse nur schwer gegenüber dem Untergrund des Nachthimmels abzeichnen und daher keine verläßliche Pulsbreiteninformationen zur Verfügung stehen. Hinzu kommt, daß durch die geometrischen Abmessungen des HEGRA-Feldes Luftschauer nur bis etwa 200 m vom Kernort entfernt erfaßt werden können. Realistischer und technisch ebenfalls leichter umzusetzen ist es daher, sich auf Meßwerte zu beschränken, die bei Abständen zwischen 0 und maximal 180 - 200 m aufgezeichnet werden. Trotz dieser Restriktion ist es möglich, den bei einer Anpassung bestimmten Kurvenverlauf im Bereich des Anschmiegens auszuwerten und zusammen mit der Γ_t bei 150 m eine Größe zu extrahieren, die eng mit der Distanz zum Schauermaximum korreliert ist.

Abbildung 4.13 zeigt in den kleinen Teilbildern exemplarisch für zwei Schauer den angepaßten Breitenverlauf. Vergrößert herausgegriffen ist der Bereich von 120 bis 180 m. Die Breiten bei 150 m betragen jeweils 14 ns, obwohl sich die Distanzen zum Teilchenmaximum um etwa 50g/cm^2 unterscheiden. Dieses spiegelt sich sowohl in dem asymptotischen Verhalten als auch in dem Schmiegeverhalten wider. Charakterisieren läßt es

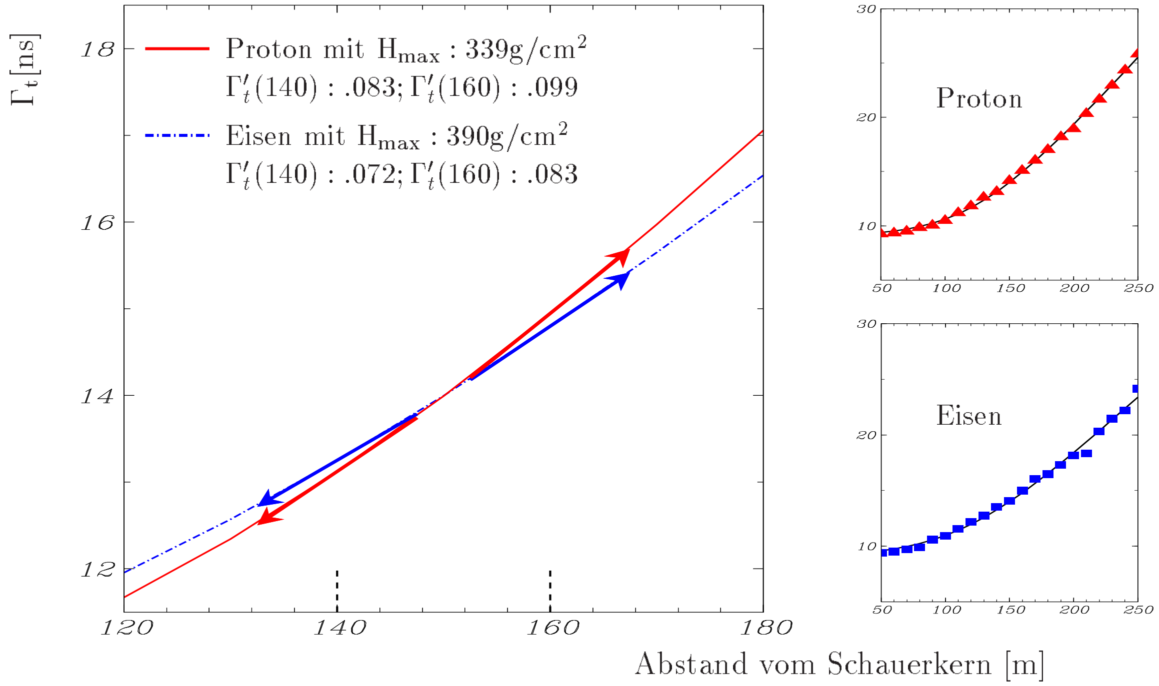

Abbildung 4.13: Zur Demonstration des Schmiegeverhaltens von Γ_t im Bereich von 120 - 180 m. Obwohl sich die Entfernungen zum Schauermaximum um 50g/cm^2 unterscheiden, weisen bei einem Abstand von 150 m beide Schauer die gleiche Čerenkovlichtpulsbreite von 14 ns auf.

sich durch die Kurvensteigungen Fwhm′ bei 140 und 160 m, dargestellt durch die beiden Pfeilpaare. Der Quotient aus diesen Steigungen

$$Q_s = \frac{\Gamma'_t(160\mathrm{m})}{\Gamma'_t(140\mathrm{m})}$$

ist in Figur 4.14 linkes Bild für die Breitenintervalle $[13 < \Gamma_t(150) \leq 14\mathrm{ns}]$ und $[14 < \Gamma_t(150) \leq 15\mathrm{ns}]$ gegen die Distanz zum Maximum aufgetragen. Je größer dieser Quotient ist, das heißt, je schneller die Breite der Ankunftszeitverteilung für größere Abstände anwächst, um so weiter ist das Teilchenmaximum gegen das erwartete/berechnete aus dem Breitenwert bei 150 m Richtung Erdboden verschoben. Dieses Verhalten kann ausgenutzt werden, um eine Größe zu finden, die enger mit dem Schauermaximum korreliert ist als die $\Gamma_t(150)$.

Für das aus der Simulation bekannte Maximum wird mit der Parametrisierung nach Figur 4.10 der Erwartungswert der Breite bei 150 m berechnet. Der Quotient der aus Fig. 4.10 erwarteten und der tatsächlichen Breite ist in Abbildung 4.14 rechtes Bild gegen das Steigungsverhältnis aufgetragen. Die deutlich erkennbare Korrelation zeigt, wie anhand von Abbildung 4.13 bereits motiviert, einer Fehlbestimmung des Maximums unter Zuhilfenahme des lateralen Steigungsverhaltens Q_s entgegen gewirkt werden kann. Der ebenfalls eingezeichnete Kurvenverlauf ist das Ergebnis einer Anpas-

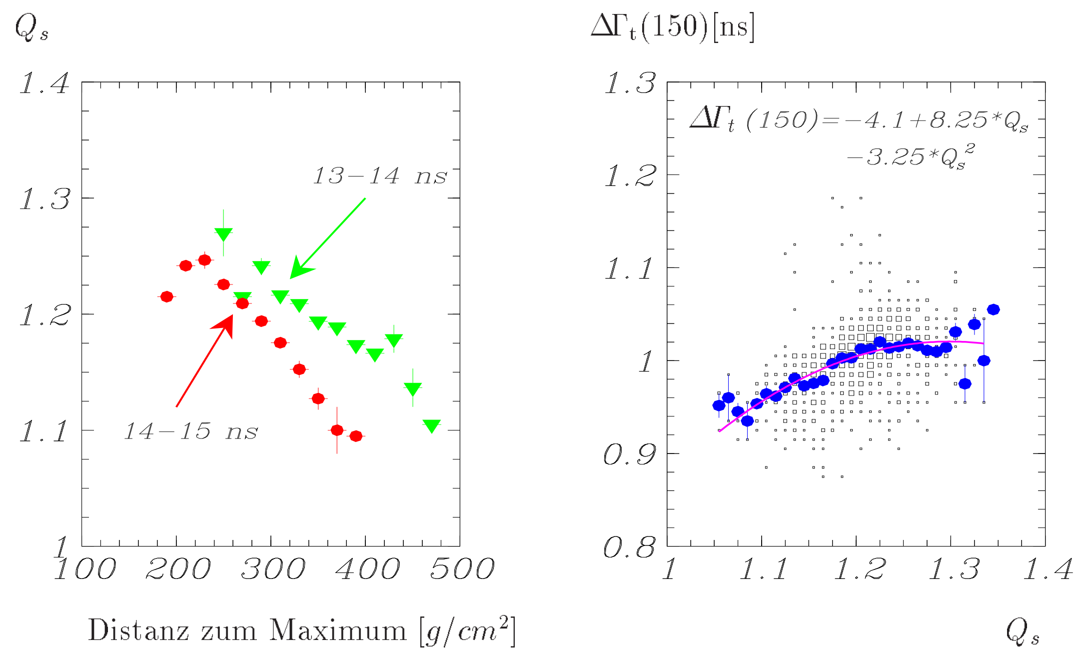

Abbildung 4.14: Links: Korrelation zwischen dem Steigungsquotienten Q_s und der Distanz zum Schauermaximum für zwei Breitenintervalle. Rechts: Zur Bestimmung der Korrekturfunktion für die rekonstruierte Distanz aus der Breitenmessung. Dargestellt ist der Quotient aus gemessener und erwarteter Breite bei 150 m als Funktion des Steigungsquotienten.

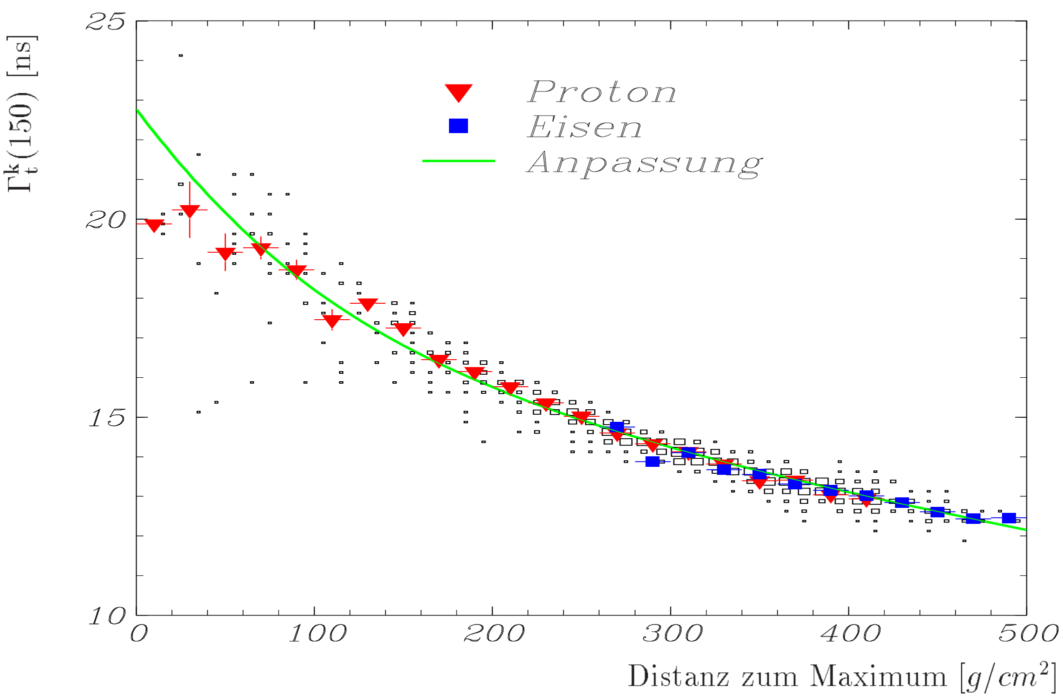

Abbildung 4.15: Die modifizierte Breite $\Gamma_t^k(150)$ als Funktion der Distanz vom Detektor zum Schauermaximum. Die Berücksichtigung des Schmiegeverhaltens zwischen 140 und 160 m führt zu einer teilchenunabhängigen, scharf ausgeprägten Korrelation.

sung mit einem Polynom 2.Grades, so daß sich die neue Korrelationsgröße $\Gamma_t^k(150)$ wie folgt definiert :

$$\Gamma_t^k(150) = \Gamma_t(150) \cdot (-4.1 + 8.25 \cdot Q_s - 3.25 \cdot Q_s^2) \; .$$

$\Gamma_t^k(150)$ soll im weiteren zugrundegelegt werden, um das Schauermaximum zu bestimmen. In Abbildung 4.15 ist die Distanz zum Schauermaximum gegen diese neue Größe aufgetragen, die enge Korrelation ist unabhängig von der Art des Primärteilchens erfüllt. Wegen der geringen Anzahl der Testzähler wird der oben entwickelte Parameter $\Gamma_t^k(150)$ bei der späteren Analyse der Daten nicht verwendet werden. Die Auswertung wird sich lediglich auf die Pulsbreite bei 150 m beschränken.

4.4 Die theoretisch erreichbare Genauigkeit bei der Bestimmung des Schauermaximums

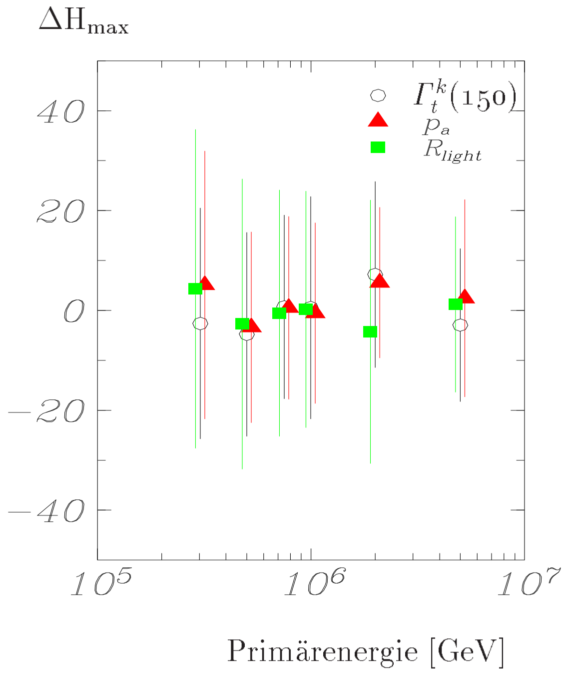

Abbildung 4.16: Die erreichbare Genauigkeit bei der Rekonstruktion des Schauermaximums aus den Čerenkovlichtparametern R_l, p_a und der korrigierten Breite $\Gamma_t^k(150)$. Aufgetragen ist die Differenz aus bekannter und rekonstruierter Distanz zum Maximum als Funktion der Primärenergie.

Mit R_l sowie der korrigierten Pulsbreite bei 150 m $\Gamma_t^k(150)$ und p_a stehen drei unabhängige Verfahren zur Verfügung, um die Distanz zum Schauermaximum zu bestimmen. Die erreichbare Präzision bei der Höhenbestimmung ist in Abbildung 4.16 für die Verfahren dargestellt. Aufgetragen ist die Differenz aus dem rekonstruierten und dem aus der Simulation bekannten Teilchenmaximum gegen die Primärenergie. Zur Verdeutlichung sind jeweils zwei der drei Energiewerte um ±5% verschoben worden. Alle drei Verfahren sind frei von systematischen Fehlbestimmungen. Die Fehlerbalken an den Symbolen entsprechen den mittleren Streuungen der Erwartungswerte, sie nehmen mit ansteigender Energie pro Dekade um etwa 10% ab. Bei den Verfahren mit $\Gamma_t^k(150)$ und p_a kann die Bestimmung der Entfernung zum Schauermaximum auf 20g/cm^2 genau erfolgen. R_l ermöglicht die Bestimmung auf 30g/cm^2 bei 300 TeV und auf ebenfalls 20g/cm^2 in der Energieregion des “Knies”. Hier ist die Bestimmung bei allen drei Verfahren mit der gleichen Präzision gegeben. Die Fehler bei der Bestimmung der Maxima der einzelnen

Schauer sind korreliert, eine Kombination der Verfahren bei höheren Energien bringt nur geringe Vorteile mit sich. Bei den kleineren hier betrachteten Energien gestatten die Methoden aus den Ankunftszeitverteilungen eine bessere Bestimmung des Schauermaximums, als es durch R_l ermöglicht wird[2].

4.5 Energie- und Massenbestimmung des Primärteilchens

Die Höhe des Schauermaximums und insbesondere die intrinsischen Fluktuationen, die mit der Messung des Čerenkovlichts auf Detektorebene erfaßt werden können, bieten einen ersten Ansatz, die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Bereich von einigen 100 TeV bis zu mehreren PeV zu bestimmen. Bevor ein neues Verfahren [69] zur Energie- und Massenbestimmung des Primärteilchens motiviert und angewandt werden soll (Abschnitt 4.5.2), wird zunächst gezeigt, daß bereits aus der Verteilung der Breite der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen bei großen Abständen erste Rückschlüsse auf die Zusammensetzung aus leichten (p und α) und schweren Kernen (O und Fe) möglich sind.

4.5.1 Vereinfachte Massenbestimmung aus der Breitenverteilung

Den wichtigsten Stützpfeiler dieses vereinfachten Verfahrens bilden dabei Schauer, die sehr tief in die Atmosphäre eindringen, erst sehr spät ihr Maximum erreichen und demzufolge eine breite Ankunftszeitverteilung für Abstände um die 150 m verursachen. Lediglich Protonen und α Teilchen zeigen, abgesehen von den starken Fluktuationen in der Höhe des Schauermaximus, dieses tiefe Eindringverhalten und dieses nahezu gleichbleibend über den ganzen, hier betrachteten Energiebereich. Eine Ausnahme bilden einzelne Schauer oberhalb $5 \cdot 10^{15}$eV, bei denen die Schauerentwicklung erst so wenig fortgeschritten ist, daß sowohl R_l als auch $\Gamma_t^k(150)$ ihre Aussagekraft verloren haben. Die M^{te} Carlo-Studien zeigen aber auch, daß sich die ungefähr logarithmische Zunahme der Tiefe des Schauermaximums mit der Energie bei schweren Primärteilchen gleichförmig in eine Zunahme der mittleren Breite der Ankunftszeitverteilung übersetzt. Die ungefähre Kenntnis des Energiebereichs und des Verlaufs des Energiespektrums ist folglich für die Genauigkeit, mit der die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bestimmbar ist, von entscheidender Bedeutung.

Die Abbildung 4.17 zeigt die Häufigkeitsverteilung des lateralen Breitenparameters $\Gamma_t^k(150)$ für p, α, O und Fe initiierte Schauer im Energieintervall von 300 TeV bis 10 PeV. Die Anteile der einzelnen Teilchensorten, Sauerstoff und Eisen sind im Verhältnis 30%/70% zusammengefaßt, sind durch die verschiedenen Liniensymbole kenntlich

[2]Auch nahe der AIROBICC-Triggerschwelle bei Energien im 10 TeV-Bereich bleibt die Korrelation zwischen der Distanz zum Schauermaximum und den Größen aus der Čerenkovlichtpulsbreite erhalten, R_l verliert hier vollständig seine Aussagekraft über die longitudinale Entwicklung.

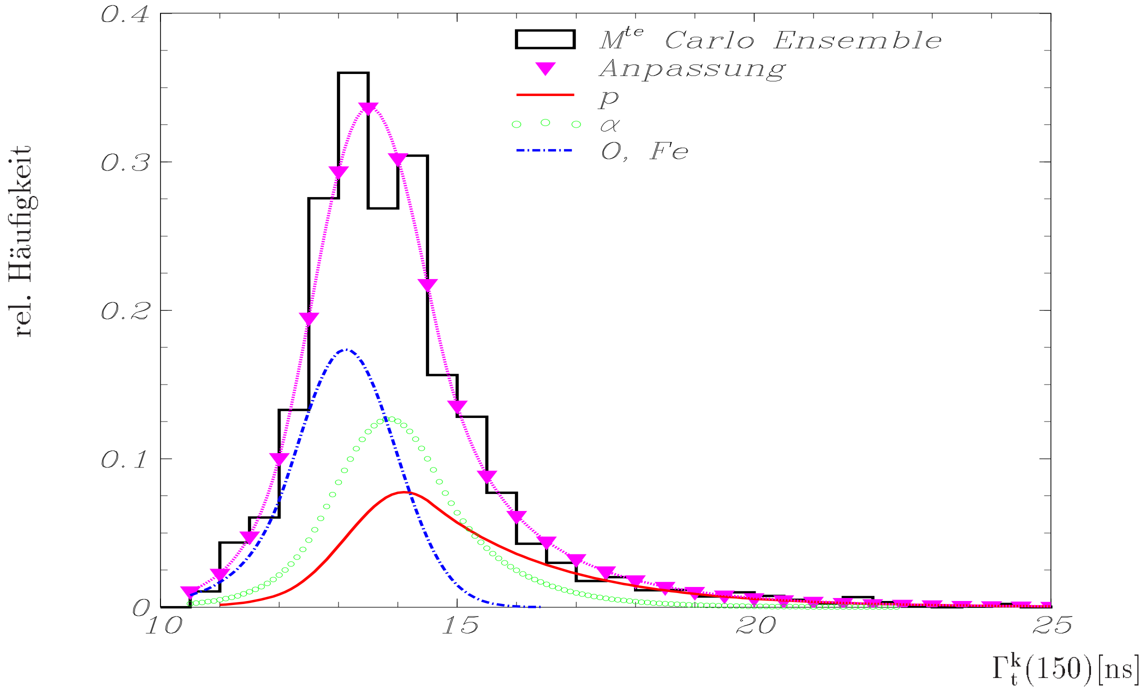

Abbildung 4.17: Rekonstruktion der Breitenverteilung aus den parametrisierten Normverteilungen von Proton, Alpha und O-Fe. Für das zugrundeliegende $\mathrm{M^{te}}$ Carlo Ensemble wurden die generierten Schauer mit einem gemeinsamen Spektralindex von -2.65 gewichtet.

gemacht. Sowohl in ihrer Form, als auch in der absoluten Lage separieren sich die Primärteilchen. Aufgrund dieser deutlichen Unterschiede kann aus den normierten und parametrisierten Anteilen von p, α und dem O/Fe-Gemisch die ursprüngliche Verteilung durch einen 3-Parameter-Fit beschrieben werden. Der mit Dreiecken überlagerte gepunktete Kurvenverlauf entspricht dem Ergebnis dieser Anpassung, die die generierten Anteile innerhalb der statistischen Fehler genau wiedergibt.
Bei der späteren Analyse der Meßdaten (vgl. Abschnitt 7.4) wird obiges Verfahren aus den bereits angesprochenen Gründen mit dem Parameter $\Gamma_t(150)$ durchgeführt werden.

4.5.2 Energie- und Massenbestimmung nach Lindner

Im Folgenden soll ein Verfahren skizziert werden, mit dem sowohl die Energie des einfallenden Teilchens als auch seine Masse ohne Kenntnis des Verlaufs des Energiespektrums rekonstruiert werden kann. Eine umfassende Darstellung ist in Vorbereitung und wird in Kürze erscheinen, so daß an dieser Stelle nur die wichtigsten Grundgedanken nachgezeichnet werden sollen.

Die Energierekonstruktion verläuft in zwei Schritten und baut auf Größen auf, die aus Meßgrößen auf Detektorniveau abgeleitet werden können. Zum einen wird über die Teilchenzahl im Maximum der elektromagnetische Energieanteil abgeschätzt. Im zweiten Teilschritt wird die Energie pro Nukleon ($\mathrm{E_0/A}$) herangezogen, um den Energieanteil $\mathrm{F_H}$ zu bestimmen, der in den hadronischen Kanal fließt.

Bei dieser Herangehensweise stößt man auf die Schwierigkeit, daß bei der Simulation mit CORSIKA weder der elektromagnetische Anteil über die gesamte Schauerentwicklung aufgezeichnet wurde, noch daß $\mathrm{F_H}$ bekannt ist. Beide Größen müssen daher auf iterativem Wege bestimmt werden.

Wie Messungen an hadronischen Schauerkalorimetern und entsprechende Simulationsrechnungen von Gabriel et al.[70] dazu gezeigt haben, läßt sich der Energieanteil F_H, der bei der Reaktion von Nukleonen und Pionen im Absorbermaterial in den hadronischen Kanal geht, durch ein Potenzgesetz beschreiben:

$$F_H = \left(\frac{E_0}{E_{\pi,N}}\right)^{(m-1)} \quad ,$$

wobei sich die teilchenabhängige Konstante $E_{\pi,N}$ etwa im Verhältnis der Massen skaliert. Diese Abhängigkeit ist experimentell bestätigt für eine Reihe von Absorbermaterialien und erstreckt sich von einigen GeV bis etwa 1 TeV. Folgt man den Gedanken von Gabriel et al., kann versucht werden, dieses Potenzverhalten auch auf hadroninitiierte Luftschauer auszuweiten und dabei den Übergang

$$\frac{E_0}{E_{\pi,N}} \Longrightarrow \frac{E_0/A}{E_{konst}}$$

zu vollziehen. Wählt man als Normierung den hadronischen Energieanteil bei 100 GeV, der nahezu unkorreliert mit dem Exponenten m ist, bestimmen sich die beiden materialabhängigen Größen zu:

$$m = .819 \qquad \text{und} \qquad \mathrm{E_{konst}} = 33.0\,\mathrm{GeV} \quad .$$

Die Energiebilanz aus dem elektromagnetischen und dem hadronischen Anteil bei ausgedehnten Luftschauern schreibt sich damit zu:

$$E_0 = E_{em} + E_0 \cdot \left(\frac{E_0/A[GeV]}{33.0[GeV]}\right)^{(.819-1.)} \tag{4.2}$$

bzw.

$$\begin{aligned} E_{em} &= E_0 \cdot \underbrace{\left[1. - \left(\frac{E_0/A[GeV]}{33.0[GeV]}\right)^{(.819-1.)}\right]} \\ &= E_0 \cdot \qquad \text{Gabrielfaktor} \qquad . \end{aligned} \tag{4.3}$$

Die Korrektur auf die Gesamtenergie durch den Gabrielfaktor macht im Fall von Protonen etwa $15 - 18\%$ aus. Für Eisen beträgt sie etwa 37 % bei 500 TeV und 32 % bei 1 PeV.

Folgt man der Kaskadentheorie (siehe hierzu [30] [71]) kann der elektromagnetische Energieanteil eines Luftschauers aus der Teilchenzahl N_{max} im Maximum abgeschätzt werden. Bei Kenntnis der Lage des Schauermaximums X_{max}, läßt sich N_{max} aus der Teilchenzahl N_e am Erdboden extrapolieren, das seinerseits aus der Messung der Teilchendichte z.B. mit den HEGRA-Szintillatorfeld über die NKG-Funktion bestimmt werden kann. Die folgende Annahme scheint daher plausibel:

$$E_{em} = f(X_{max}, \theta) \cdot N_e \tag{4.4}$$

Die Glg. 4.3 und 4.4 lassen sich verknüpfen und mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen vergleichen. Der Quotient aus der Gesamtenergie · Gabrielfaktor und der Teilchenzahl am Erdboden ist in Abbildung 4.18 gegen die Distanz zum Schauermaximum für die 4 Teilchensorten aufgetragen. Die gut ausgeprägte Korrelation ist energie- und primärteilchenunabhängig und erstreckt sich über den ganzen Bereich der Maximumshöhen. Nun ist ersichtlich, welchen Stellenwert eine möglichst genaue Bestimmung der Höhe des Teilchenmaximums einnimmt:

1. aus X_{max} wird die Energie pro Nukleon (E_0/A) ermittelt,
2. N_e auf Detektorebene und die Höhe des Schauermaximums (X_{max}) bestimmen den elektromagnetischen Energieanteil E_{em} .

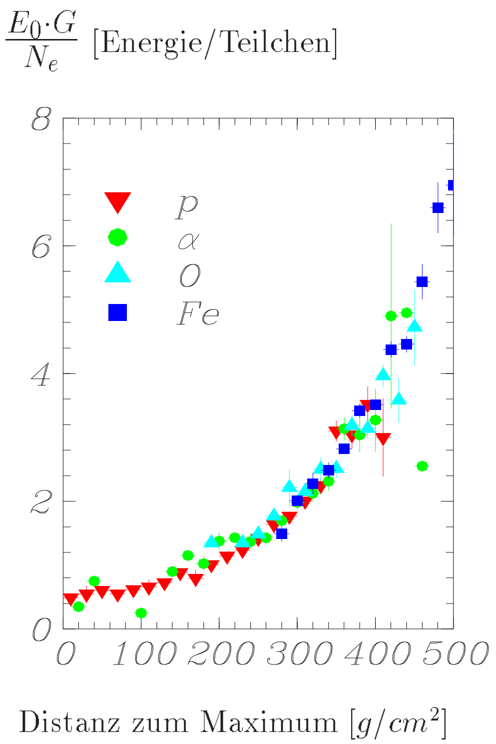

Abbildung 4.18: Die elektromagnetische Energie, hier in der Parametrisierung nach Gabriel et al., kann bei Kenntnis des Schauermaximums aus der Teilchenzahl am Erdboden N_e berechnet werden.

Das Einsetzen in Glg. 4.2 ermöglicht eine teilchenunabhängige Energiebestimmung E_0 und fast als Nebenprodukt ebenfalls die Erfassung der Masse A des einfallenden Teilchens:

$$\log(A) = \log\left(\frac{E_0}{E_0/A}\right) \quad . \tag{4.5}$$

Unter idealen Rekonstruktionbedingungen, das heißt Bestimmung der Čerenkovlicht-Parameter aus den Radialphotonen und der Anpassung der NKG--Funktion an die volle Teilcheninformation des 81 × 81 Feldes kann die Mächtigkeit der oben vorgestellten Methode eindrucksvoll unter Beweis gestellt werden. Abbildung 4.19 zeigt links für die Berechnung mit $\Gamma_t^k(150)$ und rechts für R_l den Mittelwert aus der rekonstruierten Energie, aufgetragen gegen die M^{te} Carlo-Primärenergie. Die Energieauflösung beträgt etwa 20% für Fe- und 25% für p-Schauer bei 300 TeV und verbessert sich auf etwa 12-15% bei einigen PeV. Der Hauptbeitrag in der Unsicherheit resultiert aus der im Mittel erfüllten, im Einzelfall aber mit großem Fehler behafteten Bestimmung von E_0/A aus dem Schauermaximum. Die individuellen Fluktuationen in der Kaskadenentwicklung limitieren speziell im Fall der leichten Teilchen p und α die Energiebestimmung. Hinzu kommen die Leckverluste in Vorwärtsrichtung für sehr tief in die Atmosphäre eindringende Schauer, die noch nicht ihr Teilchenmaximum vor dem Erdboden erreicht haben. Die Anwendbarkeit der Methode

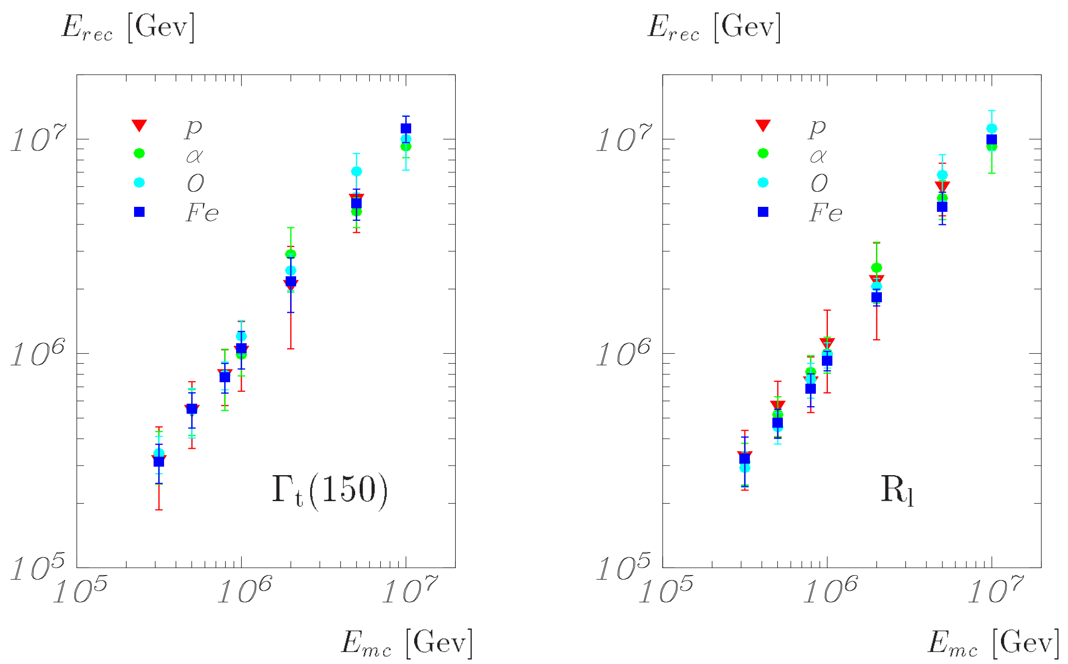

Abbildung 4.19: Rekonstruktion der Gesamtenergie aus der Methode nach Lindner. Im Bild links ist die Čerenkovlichtgröße $\Gamma_t^k(150)$, im rechten Teil R_l zugrunde gelegt. Die eingetragenen Fehler entsprechen der mittleren prozentualen Ungenauigkeit bei der Rekonstruktion der Energie.

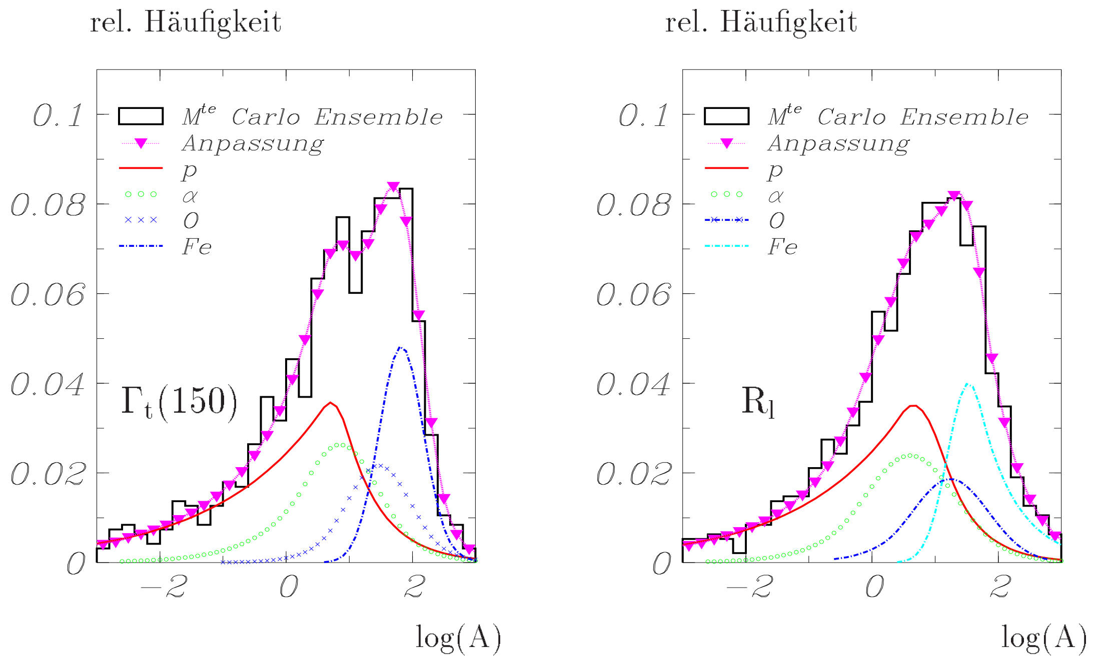

Abbildung 4.20: Rekonstruktion des ursprünglichen Massenspektrums aus den parametrisierten und genormten Massenverteilungen der vier Teilchensorten. Bei der Anpassung wurde das Proton zu Alpha Verhältnis auf 45/55% festgehalten. Links im Bild zu sehen ist die Rekonstruktion mit $\Gamma_t^k(150)$, rechts die Ergebnisse der Parametrisierungen mit R_l.

beschränkt sich daher auf den Energiebereich unterhalb einiger 10 PeV. Eine Ausweitung der Methode bedarf der Einbeziehung größerer Zenitwinkel, soll hier aber nicht erörtert werden.

Die resultierenden Massenspektren sind in Figur 4.20 abgebildet, wiederum für $\Gamma_t^k(150)$ links und R_l rechts. Für das zugrundeliegende M^{te} Carlo-Ensemble konnte, wie aus dem oben dargestellten deutlich wird, auf eine spektrale Gewichtung verzichtet werden, da die Methode nahezu energie- und kompositionsunabhängig arbeitet. Die Anteile der vier verschiedenen Teilchensorten separieren sich und kommen innerhalb der Toleranz von 0.1 mit ihren Mittelwerten bei den entsprechenden $\log(A)$ Werten, 0 für p, 0.6 für α, 1.2 für O und 1.74 für die Eisen Komponente zu liegen. Der durchgezogene Kurvenverlauf entspricht einer 3-Parameteranpassung, vergleichbar der in Abschnitt 4.5.1 beschriebenen. Aus Stabilitätsgründen sind hier jedoch Proton und Alpha zusammengefaßt. Alle 3 Anteile werden besser als 5% genau wiedergegeben.

Die vorstehend beschriebenen Methoden zeigen die Mächtigkeit auf, die in der simultanen Messung der Teilchendichte mit einem Szintillationszählerfeld und der Čerenkovlichtintensität bzw. der Ankunftszeitverteilung der Photonen liegt. Die erreichbare Präzision hängt neben den erwähnten systematischen Unsicherheiten natürlich in hohem Maße von den Meßgenauigkeiten ab, die mit dem 180×180m großen HEGRA-Feld und dem zugrundeliegenden Raster von 15 m/30 m für die Szintillator/Čerenkov-Matrix erzielt werden kann.

Die Messung der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen, ursprünglich ausgelegt, um zu verifizieren, daß Dynamik und analoge Bandbreite der eingesetzten Flash-ADCs ausreicht, um Čerenkovlicht-Signale hinreichend genau zu digitalisieren, stützt sich lediglich auf 3 Testzähler. Der Umsetzung der Methoden der Energie- und Massenbestimmung im Falle der Pulsbreitenmessung mag man deshalb skeptisch entgegenschauen. Detaillierte Vergleiche von simulierten HEGRA-Ereignissen und realen Daten, die in einem der folgenden Kapitel ausgewertet werden, zeigen die Übertragbarkeit und die Aussagekraft, die bereits mit drei Zählern erzielt werden kann. Zunächst soll jedoch der Meßaufbau und die Datennahme besprochen werden.

5. Flash-ADC-Systeme und Datennahme

Die Resultate der Simulationsrechnungen zeigen auf, welche Anforderungen an eine Messung der Čerenkovpulsform gestellt werden müssen: Photomultiplier, Vorverstärker, Kabel und vor allem das Aufzeichnungsgerät müssen für Frequenzen deutlich über 250 MHz ausgelegt sein. Nur dann ist es möglich, auch in Bereichen zwischen 0 und 250 m vom Schauerkern entfernt Pulsbreite oder Anstiegszeit mit der für eine physikalische Interpretation notwendigen Genauigkeit zu messen. Verschiedene Versuche, die Čerenkovlichtpulsform zu untersuchen, sind bereits in früheren Experimenten [39] [33] [72] [73] [42] durchgeführt worden. In diesen Experimenten wurden schnelle Speicheroszilloskope oder Sample-Hold-Schaltungen mit sich anschließenden Logikarrays eingesetzt. Die Rate, mit der Schauer aufgezeichnet werden konnten, war klein. Die analoge Bandbreite bzw. das Auflösungsvermögen der Aufzeichnungsgeräte begrenzte die Untersuchung der Čerenkovlichtpulsform auf den Pulsbreitenbereich oberhalb von 15 ns. Effektiv konnte so nur in dem höchstenergetischen Energiebereich ab $5 \cdot 10^{16}$eV gemessen werden. Für Untersuchungen der Komposition im Bereich des "Knies"($\sim 10^{15}$eV) eignen sich diese Verfahren nicht, zumal wenn in Verbindung mit einem großen Szintillations- und Čerenkovdetektorfeld wie HEGRA mit hoher Rate Daten genommen werden sollen. Im Folgenden wird ein Auslesesystem, basierend auf schnellen Analog-Digital-Wandlern(**FADC**), vorgestellt, das beide Bedingungen -große analoge Bandbreite und Verarbeitung von hohen Triggerraten- erfüllt.

5.1 Das Arbeitsprinzip schneller Analog-Digital-Wandler

Die Entwicklung kompakter programmierbarer Systeme von schnellen Analog-Digital-Wandlern ging einher mit dem Bau und Einsatz von Driftkammern in der Hochenergiephysik. Die Anforderung an eine genaue und effektive Spurrekonstruktion geladener Teilchen innerhalb von Jets führte zu der Entwicklung von Auslesesystemen, basierend auf integrierten Analog-Digital-Umsetzern(FADC-Chip). Diese Technik bot mehrere Vorteile gegenüber konventionellen Systemen der Zeit- und Ladungsmessung, die von nun an mit nur einer Einheit pro Auslesekanal übernommen werden konnte. Die Doppelspurerkennung wurde entscheidend verbessert, und höhere Präzision in der Driftzeit- und Ladungsmessung konnte erzielt werden. Ermöglicht wurde dieses dadurch, daß man von dem analogen Signal ein digitalisiertes Abbild aufnahm, das den genauen zeitlichen Verlauf wiedergab. Kernstück dieser schnellen Analog-Digital-Konverter-Systeme ist das sogenannte Flash-ADC-Modul. Es besteht im wesentlichen aus dem oben bereits erwähnten FADC-Chip, einer Ausgangsstufe und einem zyklischen Speicher (Memory oder kurz RAM). Getaktet wird diese Kombination von einer internen oder externen Uhr, üblicherweise mit einer Frequenz im Bereich von einigen bis mehreren hundert MHz. Anhand des schematischen Aufbaus, dargestellt in Bild 5.1, läßt sich die Arbeitsweise verdeutlichen [74] [75]. Das analoge Eingangssignal wird über 2^n Kom-

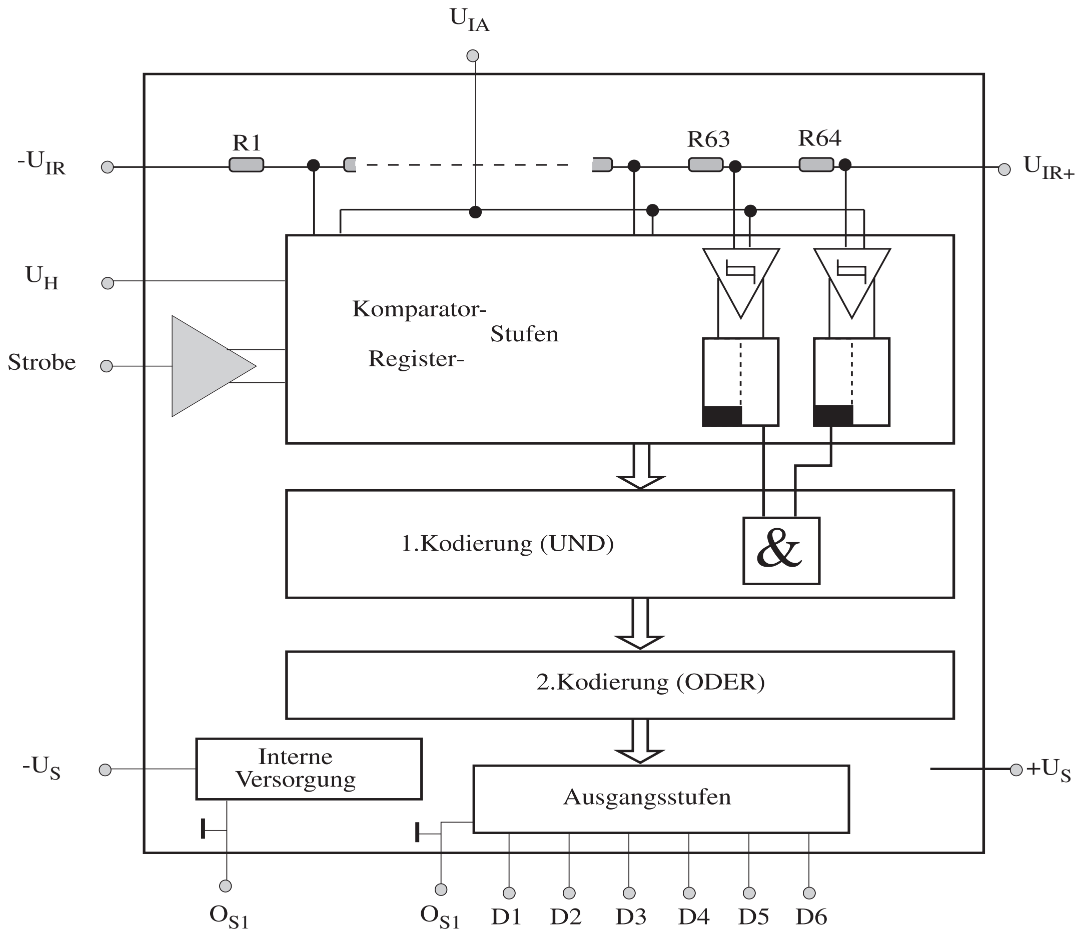

Abbildung 5.1: Schematisches Blockschaltbild des Siemens Flash-ADC SDA5010.

paratorstufen mit internen Referenzspannungen, die über einen linearen Widerstandsteiler gewonnen werden, verglichen. Der größer/kleiner Vergleichswert wird von den folgenden 2^n Registrierstufen übernommen. Der Zeitraum, in dem der Vergleich der Analogspannung mit der Referenzspannung erfolgt, wird über den Strobe-Eingang mit seinem niedrigen Potential bestimmt. Mit dem Übergang vom niedrigen(Strobe-Mode) zum hohen Potential(Hold-Mode) werden die Register von den Komparatoren getrennt. Dieses erlaubt, daß die Signale stetig am Wandlereingang anliegen. Die Speicherinhalte werden über die ersten und zweiten Kodierstufen umgesetzt und erscheinen am Datenausgang als n-Bit-Wort. Sie stehen dort für die Dauer des Hold-Modus an. Die sich den Datenausgängen anschließenden Line-Receiver stabilisieren und verstärken (ECL-kompatibel) die Pegel, so daß sie von der zyklisch betriebenen Speichereinheit (RAM) übernommen werden können. Von hier kann die Information von einer Steuereinheit über einen Datenbuszugriff abgerufen werden.

5.2 Flash-ADC und DL300 -Bussystem

Bei der Digitalisierung der Čerenkovlichtpulse kamen zwei unterschiedliche Flash ADCs zum Einsatz, die sich in ihrer konzeptionellen Entwicklung und Einbindung in ein Auslesesystem deutlich unterschieden. Zum einen der DL515, ein 250 MHz 4-fach 8-Bit-FADC im VME-Bussystem[76], zum anderen der DL305, ein 100 MHz ebenfalls 4-fach FADC mit einer Auflösung von 6-Bit in einer speziellen Umgebung, dem DL300-System[77]. Beide Wandler wurden von der Universität Heidelberg entwickelt und sind kommerziell erhältlich.

Der DL515 stellt ein autarkes Modul dar, das mit einem eigenen auf der FADC-Karte installierten Taktgeber versehen ist. Jeder der 4 Kanäle ist mit einer Speichertiefe von 2048 ausgestattet. Der Analogteil ist auf 50 Ω Eingangsimpedanz ausgelegt mit einem dynamischen Bereich von 0 bis -2 Volt. Das Eingangssignal wird hochohmig in schnelle Verstärker (buffer amplifier) eingekoppelt und an den FADC-Chip geleitet. Vorgesehen ist die Möglichkeit, das Signal an den Verstärkern vorbeizuschleifen und den nachfolgenden FADCs zuzuführen, womit quasi eine 1 GHz Abtastrate realisiert werden kann. Dementsprechend ist der gesamte Analogteil auf Frequenzen bis 500 MHz ausgelegt. Die von uns eingesetzten FADCs wurden nachgerüstet, so daß sich über ein Potentiometer dem FADC-Chip ein konstanter Pegel beimischen ließ. Das Modul beherbergt einen kompletten VME-Teil für die Steuerung und Auslese durch einen Systemrechner.

Der DL305 sowie das gesamte DL300-System wurde für die eingangs erwähnte Driftkammerauslese entwickelt. Wiederum sind 4 FADC-Kanäle auf einem Modul untergebracht. Die ursprünglichen Eingangsimpedanzen von $2 \times 60\Omega$ begründeten sich mit der Signalzuführung von der Driftkammer über "twistedpair"-Kabel und einem speziellen **Analogbus** auf die FADC-Karte. Für die Auslese der wesentlich schnelleren Čerenkovlichtpulse mußte der Analogteil neu konzipiert werden, worauf weiter unten noch genauer eingegangen wird. Über einen internen Digital-Analog Wandler(DAC) kann an den Signaleingang des FADC-Chip ein konstanter Pegel voreingestellt werden. Die Null-Line kann somit gehoben oder gesenkt werden. Eine weitere Besonderheit stellt die Erweiterung von 6 auf quasi 8-Bit dar, was durch eine Rückkopplung von einem Teil(75%) des Eingangssignals auf die Referenzspannung U_0 der Komparatorkette erreicht wurde. Die digitalisierten Ausgabewerte C_{aus} lassen sich dann gemäß folgender Formel in die Eingangsspannung U_{in} zurücktransformieren:

$$U_{in} = \frac{C_{aus}}{2^6 - .75 C_{aus}} \cdot U_0 \quad .$$

Die Steuerung und Auslese der Module erfolgt über eine zentrale Einheit, den **Scanner** DL302. Dieses Modul beherbergt die Systemuhr und versorgt bis zu 24 FADC-Module mit jeweils 4 Kanälen über den sogenannten "Scanbus" mit den nötigen Taktsignalen für die Digitalisierung sowie die Auslese und bestimmt Start und Stopp der Analog-Digitalwandlung. Über ein Untermodul des Scanners, dem **Hitdetektor**, können sämtliche Kanäle seriell angesprochen und veranlaßt werden, ihre im RAM gehaltenen digitalisierten Werte auf den Scanbus zu legen. Der Hitdetektor vergleicht die Daten mit einer voreingestellten, frei wählbaren 6-Bit Schwelle und meldet das Auffinden eines Pulsanfanges an die Zentraleinheit, den Scanner. In diesem **Fastscan-Modus** ist es möglich, mit einer Frequenz von 12.5 MHz die Speicher der FADC nach Pulsen zu überprüfen, nur ganz bestimmte, ausgesuchte Memorybereiche auszulesen und dadurch die Datennahmerate zu beschleunigen [78] [79] [80]. Über das DL307 VME-Interface oder das DL301 CAMAC-Interface bestehen Verbindungen zu handelsüblichen Bussystemen. Abgerundet wird das DL300 Konzept durch den DL309 Busmonitor und einer Testereinheit DL303 [81], die während der Entwicklung der Flash-ADC-Auslese und des neu konzipierten Analogteils des DL305 eingesetzt wurden, hier aber nicht näher beschrieben werden sollen.

Besonderes Augenmerk mußte auf den analogen Eingangsteil des DL305 gelegt werden. Das Čerenkovlicht ausgedehnter Luftschauer trifft innerhalb weniger ns die AIROBICC PMTs. Der umgesetzte Spannungspuls weist nach dem Passieren von Vorverstärkern und 150 - 200 m Kabel Anstiegszeiten von 3 - 4 ns und eine Breite (Γ_t) von ungefähr 10 ns auf. Nur über den Umweg des Aufspaltens auf mehrere Zweige, entsprechender Verzögerung und Einleitung in mehrere 100 MHZ FADC-Kanäle, lassen sich derartige Pulse mit der erforderlichen Auflösung abtasten. Bei 4 Kanälen pro Modul bietet sich ein Aufspalten auf 4 Zweige an. Diese Realisation des “Interleave Modus” geschieht über ein Aufteilen des Signals an passiven 50 Ω Splittern und der Verzögerung um 0., 2.5, 5. respektive 7.5 ns. Über 50 Ω Koaxialkabel, einer speziellen 50 Ω

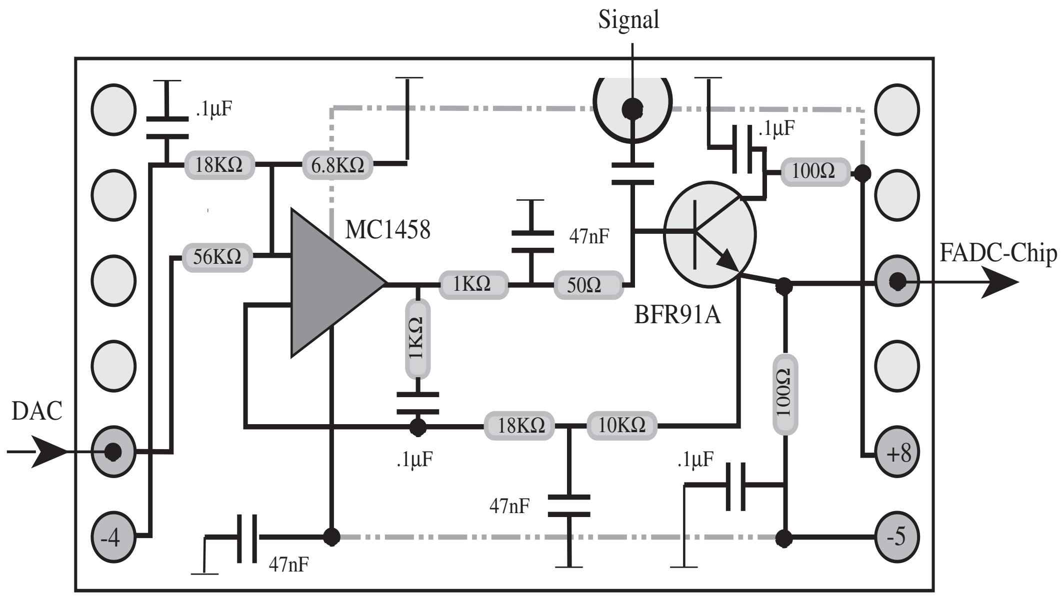

Abbildung 5.2: Die neukonzipierte analoge Eingangsstufe des DL305.

Steckerverbindung anstelle des ehemaligen Analogbusses, werden die Signale auf eine an der Eingangsseite mit 50 Ω abgeschlossenen Impedanzanpassung an die Eingänge des FADC-Chips gegeben. Die nichtlineare Bestückung wurde nicht abgeändert. Die Anpassung ist auf einem aufsteckbaren Kärtchen zusammen mit einem langsamen Operationsverstärker für die Pedestaleinstellung untergebracht (siehe Figur 5.2) und ersetzt den ursprünglichen Eingangsteil. Auf diese Weise kann eine Abtastrate von 400 MHz erreicht werden. Der DL515 wurde in dem 1 GHz Modus betrieben, hier erfolgt der "Interleave Mode", wie eingangs erwähnt, durch das Vorbeischleifen des Signals am "buffer amplifier" und sukzessiver Verzögerung von 1 ns. Am Ende der Kette erfolgt der 50 Ω Impedanzabschluß. Tabelle 5.1 faßt die angesprochenen und weitere Charakteristika der beiden eingesetzten Flash-ADC-Systeme zusammen.

	DL305	DL515
FADC-Chip	Siemens SDA5010	Analog Device 9038
analoge Bandbreite(-3dB)	175 MHz	400 MHz
Taktrate	100 MHz	250 MHz
Auflösung	6/8 bit linear/nicht linear	8 bit linear
Arbeitsspannung	0 - 4 V	0 - -2 V
Kanäle/Modul	4	4
Speichertiefe/Kanal	$2.56\mu s$	$8.192\mu s$
Bus-System	DL300	VME
Interruptfähigkeit	über Scanner DL302 und Interface DL307	über NIM-Ausgang
Pulserkennung	über Hitdetektor DL302H	-
Pedestaleinstellung	über Bus-Zugriff	Potentiometer
Interleave Modus		
Signal Einkopplung	passive Aufteilung an 50Ω	Bypass an Eingängen hoher Impedanz(10KΩ)
Zeitschritte	2.5 ns	1 ns
effektive Taktrate	400 MHz	1 GHz

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Charakteristika der beiden Flash-ADCs DL305 und DL515.

Obwohl der DL305 ursprünglich für die vergleichsweise langsamen Driftkammerpulse entwickelt wurde, lassen sich selbst schnelle Signale mit Anstiegszeiten von 3-4 ns digitalisieren. Die intrinsische Eingangsimpedanz des Siemens SDA5010 wird im Wesentlichen von den Basis-Emitter-Kapazitäten der Differenzstufen bestimmt und hat deshalb einen überwiegend kapazitiven Charakter, vergleichbar der von ca. 30 pF. Sie sorgt für ein schnelles Einschwingen der Komparatorstufen, so daß die analoge Bandbreite groß genug ist, um die Čerenkovlichtpulse unverfälscht zu digitalisieren. Abbildung 5.3 zeigt für einen Testpuls das Doppelpulsauflösungsvermögen im Vergleich von DL515 und

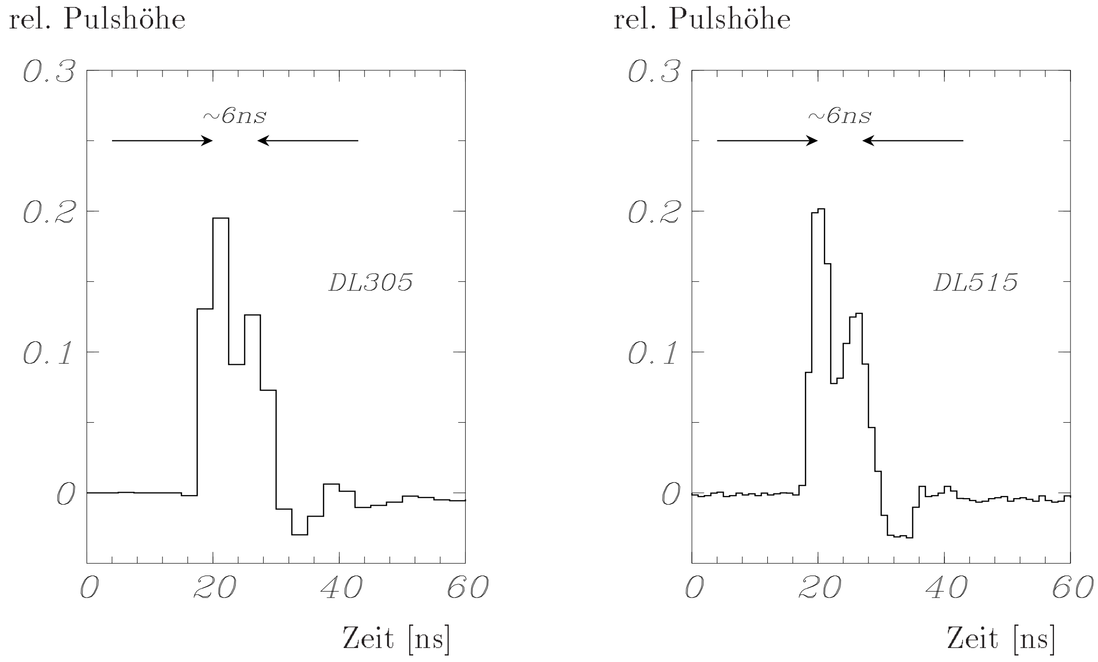

Abbildung 5.3: Digitalisierung eines Doppelpulses im DL305(links) nach der Linearisierung und im DL515(rechts).

DL305. Die nichtlineare Bestückung verursacht keinerlei Verzerrungen, wie Messungen wiederum mit beiden FADC-Typen zeigen. Sowohl ein bei der Datennahme benutztes Kalibrationssignal (Abb. 5.4), eine etwa 80nsec lange Rampe, als auch der Vergleich der Pulsmaxima von Čerenkovlichtsignalen, die simultan von beiden FADCs abgetastet wurden, zeigen ein befriedigendes Linearitätsverhalten. Figur 5.5 zeigt für die später bei der Analyse verwendeten HEGRA-Ereignisse den Vergleich der Pulsmaxima für einen der außerhalb des HEGRA-Arrays stehenden Zähler.

Beide FADC-Systeme lassen sich sowohl softwaregesteuert als auch über NIM Signale starten und stoppen. Man unterscheidet zwei Betriebsmodi: im ersten wird die Analog-Digital-Wandlung durch ein Startsignal – Soft- oder Hardware – gestartet. Die Digitalisierung erfolgt entweder solange, bis das angeschlossene RAM einmal komplett gefüllt ist, oder sie wird frühzeitig durch einen Stoppbefehl, wiederum durch Soft- oder Hardware, abgebrochen. Im zweiten Betriebsmodus, dem sogenannten **COMMON STOP Mode**, werden die FADCs einmal gestartet und digitalisieren fortwährend. Bei Erreichen des Memoryendes wird die Wandlung nicht abgebrochen, sondern das RAM wird zyklisch aufgefüllt, und vorher gespeicherte Informationen werden wieder

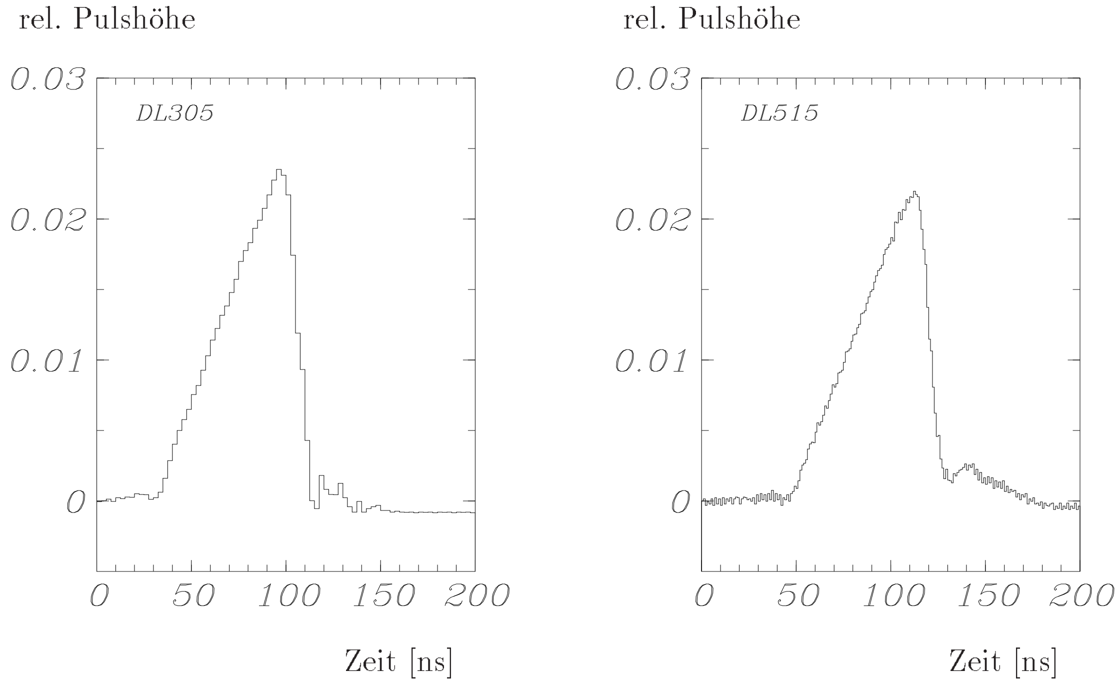

Abbildung 5.4: Digitalisierung eines rampenförmigen Kalibrationspulses im DL305 nach der Linearisierung(links) und im DL515(rechts).

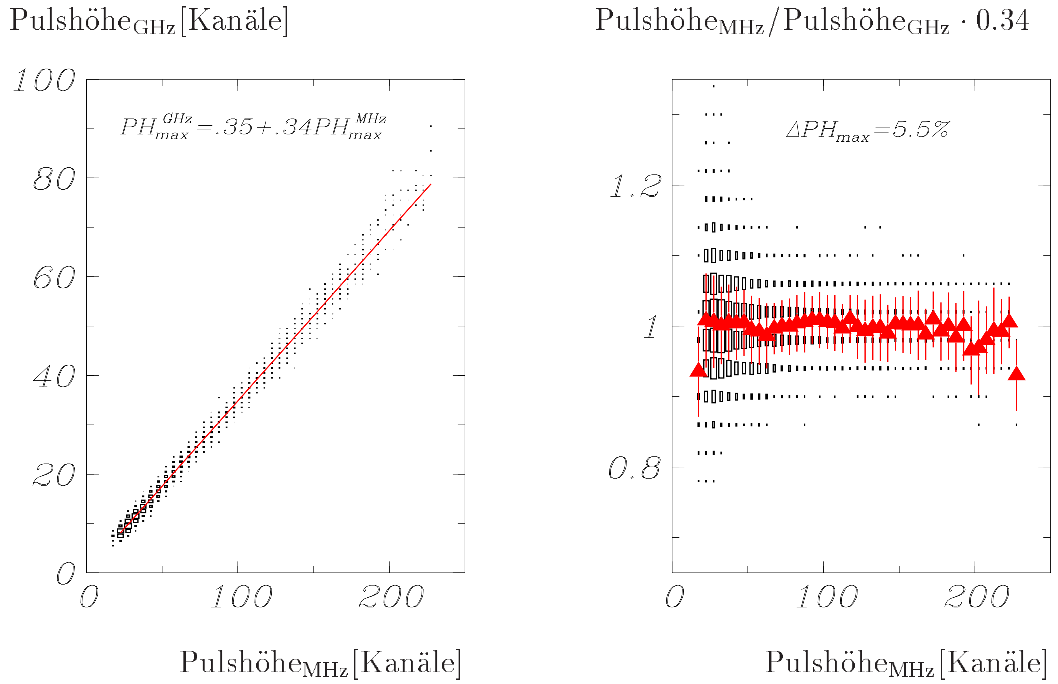

Abbildung 5.5: Pulshöhenvergleich von digitalisierten Čerenkovlichtsignalen zwischen dem DL305(MHz) und dem DL515(GHz). Die zugrunde liegenden 18000 Ereignisse wurden innerhalb von 18 Nächten aufgezeichnet. Außer der Mindestpulshöhe im GHz und der Absicherung, daß die Pulse logisch zueinander gehören, wurden keine weiteren Selektionskriterien an die Daten angelegt.

überschrieben. Die Zeitspanne, die jeweils erhalten bleibt, beträgt damit 2.56 μs für den DL305 und 8.19 μs bei dem DL515. Die Digitalisierung wird erst durch einen Stoppbefehl angehalten. In diesem Betriebsmodus kann die Signalaufzeichnung bereits erfolgen, bevor eine Triggerlogik den Befehl zur Ereignisselektion gibt. Zusätzliche Verzögerungen der Signale lassen sich somit, anders als bei der Verwendung konventioneller ADCs und TDCs, vermeiden. Der COMMON STOP-Modus wurde für die Flash-ADC-Datennahme, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird, in Verbindung mit der HEGRA-Datennahme auf La Palma sinnvollerweise ausgewählt.

5.3 Experimenteller Aufbau und Datennahme

Der apparative Aufbau für die Messungen mit Flash-ADCs unterscheidet sich in mehrerlei Hinsicht, insbesondere in der Wahl der Vorverstärker, von dem "Standardaufbau" für AIROBICC, wie er in[48] beschrieben ist. Abbildung 5.6 gibt einen Überblick

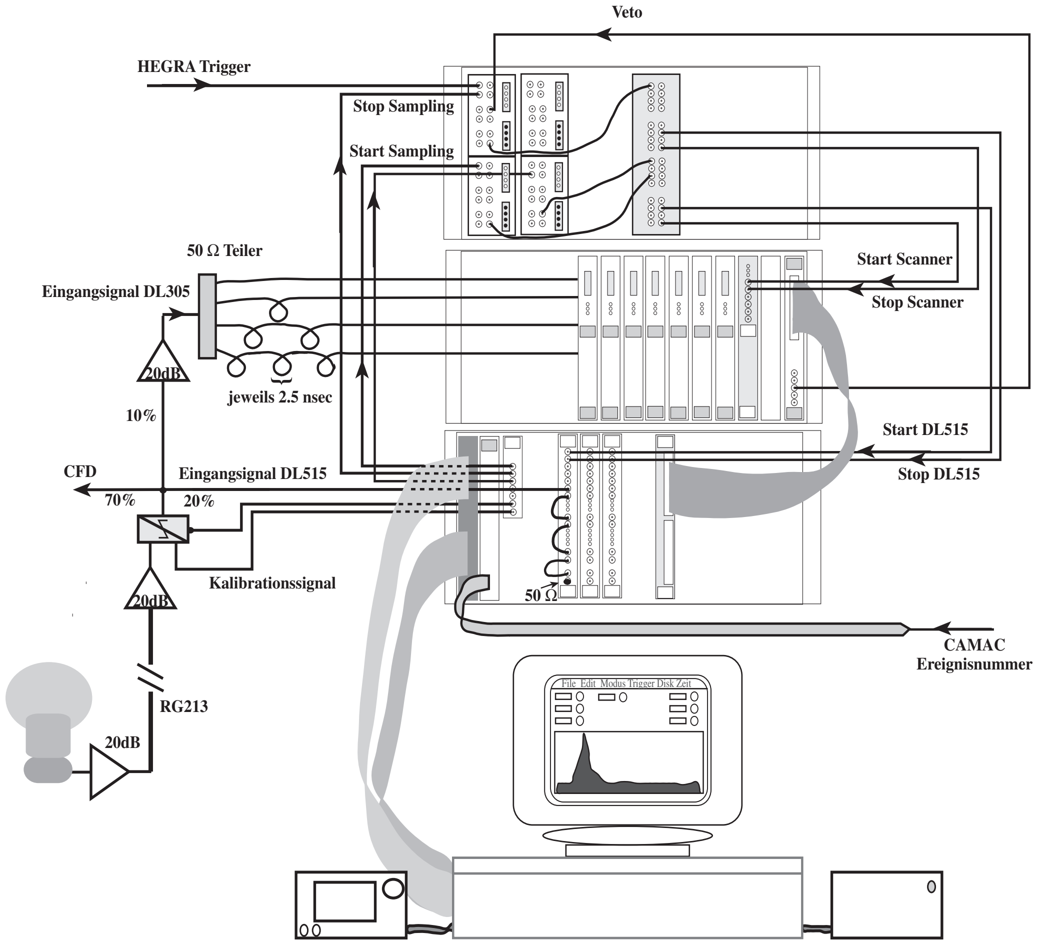

Abbildung 5.6: Schematischer Aufbau der Datenerfassungsanlage.

über die Signalführung vom PMT bis hin zu den Meßdaten, die von einem Rechner auf Harddisk und Exabyte abgelegt werden. Die Spannungspulse der AIROBICC-Photomultiplier werden von extrem linear arbeitenden, 20 dB verstärkenden Preamplifiern über die bis zu 250 m langen RG213 Koaxialkabel zu dem in dem zentralen Meßcontainer untergebrachten Auslesesystem getrieben. Über ein ultraschnelles Koaxialschaltrelais gelangen die Signale auf einen zweiten Vorverstärker. Anschließend erfolgt ein Aufteilen der Signale auf drei Zweige: 70% gehen in einen Constant Fraction Discriminator (CFD) und von dort in die normale HEGRA-Datennahme, 20% gelangen zum DL515 und die restlichen 10% werden über einen dritten Verstärker und der oben beschriebenen passiven Aufteilung für den Interleave Mode an die DL305 geliefert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden 7 Čerenkovzähler an die FADC-Auslese angeschlossen, wobei 4 Detektoren sowohl mit 1 GHz als auch mit 400 MHz abgetastet wurden. Die von den FADC-Modulen aufgenommenen Meßdaten können im Falle des DL300 -Systems über ein weiteres Interface, das DL408, mit Hilfe der Interfacekombination Micron-MacVee [82] [83] in den Arbeitsspeicher des Prozeßrechners, eines Macintosh IIfx, gemappt werden. Ein umfangreiches, Maus-unterstütztes Ausleseprogramm gestattet verschiedeni Auslesemodi für Testzwecke oder die reguläre Datennahme in Verbindung mit dem HEGRA-Array. Durch eine integrierte graphische Darstellung kann eine visuelle Überwachung der digitalisierten Meßdaten online vorgenommen werden. Die Synchronisation mit der HEGRA-Datennahme wird durch zwei 16-Bit Register, ein Output-CAMAC- und ein Input-VME-Register sichergestellt. Unmittelbar nachdem ein Trigger ausgelöst wurde, schreibt der Rechner der HEGRA-Datennahme die aktuelle Ereignisnummer in das erste der beiden Register, das CAMAC-Modul. Über eine Datenverbindung liegt die Nummer an dem im VME-BUS beheimateten Inputregister permanent an und ist so der FADC-Datennahme zugänglich, die ohne weitere Synchronisation parallel betrieben werden kann. Zu Beginn der regulären FADC-Datennahme werden die AIROBICC-Signale mit Hilfe der Koaxialrelais für die Dauer der Kalibration von der Ausleseelektronik abgekoppelt, und es wird zur Eichung der FADCs eine 80 ns lange Rampe eingespeist. Die Steuerung hierfür befindet sich auf einem Multifunktionsmodul (VPRM Bord) im VME-Bus. Anschließend schaltet der Prozeßrechner in den **Interruptmodus** und initialisiert den COMMON STOP-Modus. Gestartet werden sowohl die FADCs im VME-Bus als auch das DL300 -System parallel durch ein per Software ausgelöstes NIM-Signal, was wiederum auf dem VPRM-Bord erzeugt wird. Gestoppt wird die Digitalisierung durch den regulären HEGRA-Trigger, der über den Scanner im Macintosh einen Interrupt auslöst. Dieser wird beantwortet, die aktuelle HEGRA-Ereignisnummer wird ausgelesen und der Scanner in den Fastscan-Modus geschaltet. Der Hitdetektor sucht nun im Memory nach detektierbaren Pulsen und meldet das erfolgreiche Auffinden an ein vom Macintosh fortwährend abgefragtes Register. Ein mithochgetakteter Zähler im Scanner liefert die Startadresse des RAM Bereichs, der nun ausgelesen werden kann. Auf diese Weise werden sämtliche DL305 nach Pulsen überprüft. Anschließend werden die DL515 FADC ausgelesen. Da hier keine Reduktion der Datenflut bereits im VME-Bereich erfolgt, werden nur die zeitlich infrage kommenden Speicherbereiche ausgelesen. Ein Pulserkennungsprogramm sorgt dann online für eine Auswahl und Beschneidung der bereits ausgelesenen Daten. Die FADCs werden anschließend erneut gestartet und der Interrupt wird freigegeben.

Die ausgelesenen Daten werden temporär im Arbeitsspeicher des Macintoshs gehalten. Der Speicher ist auf zwei Datenpuffer, zwischen denen hin- und hergeschaltet

wird, aufgeteilt. Während der eine Puffer die neu ankommenden Ereignisse aufnehmen kann, wird der zweite, sofern nicht durch einen erneuten Interrupt unterbrochen, auf die angeschlossene Harddisk übertragen. Auf diese Weise kann das System leicht die HEGRA-Triggerrate von $\sim$ 22Hz verarbeiten. Einbußen stellen sich erst bei Triggerraten nahe 100 Hz ein, wenn gleichzeitig etwa die Hälfte der FADCs Pulse registrieren, die anschließend ausgelesen und abgespeichert werden müssen. Der limitierende Faktor liegt dabei in der Zugriffszeit auf den Plattenspeicher.
Im Anschluß an eine Messung werden die Daten auf separate Datenbänder (EXABYTE) umkopiert und später an Hand der Ereignisnummer mit den Arraydaten verknüpft.

6. Aufbereitung der FADC-Daten

Die Weiterverarbeitung und Reinigung der Rohdaten teilt sich im Wesentlichen auf zwei Schritte auf. Der erste umfaßt den elektronischen Abgleich der vier zeitversetzten Kanäle pro FADC-Modul mit Hilfe eines Rampensignals sowie die Umsetzung der digitalisierten Ausgabewerte in die für die späteren Untersuchungen relevanten Größen wie relative Ankunftszeit, Pulsbreite und Pulshöhe. Diesem durch das Meßprinzip bedingten apparativen Abgleich schließt sich in dem zweiten Schritt die Abstimmung der unterschiedlichen Zähler unter Berücksichtigung der Luftschauerinformationen an, die mit dem konventionellen HEGRA-Feld gewonnen werden.
Speziell im 2. Teil dieses Kapitels werden mehrfach Größen herangezogen, die aus der Rekonstruktion der mit der konventionellen Datennahme genommen HEGRA-Ereignisse stammt. Zur größeren Klarheit sollen sie an dieser Stelle gemäß der Abfolge ihrer Rekonstruktion explizit genannt werden.

1. Der Schauerkern wird mit einem modifizierten Schwerpunktsverfahren aus den ADC-Einträgen der Szintillatormatrix gewonnen. Der mittlere gewichtete Teilchenabstand vom Schauerkern R_{meanp} stellt ein Maß für die Genauigkeit der Kernortrekonstruktion dar [84].

2. Aus den TDC-Informationen sowohl der Szintillatoren als auch der AIROBICC-Zähler wird jeweils die Einfallsrichtung, θ und ϕ des Luftschauers bestimmt. Die Anpassungsfunktion an die Schauerfront ist für die Szintillatormatrix eine parabelförmige, sowohl von der Teilchendichte als auch vom Abstand abhängige Funktion [85]. An die Zeitinformationen der Čerenkovzähler wird ein Kegel mit festem Öffnungswinkel angepaßt.

3. Die laterale Teilchendichte wird von der NKG-Funktion (Glg. 2.4) beschrieben, mit den beiden Anpassungsgrößen N_e und age.

4. Die Čerenkovlichtintensitäten zwischen 20 m und 100 m zeigen ein exponentiell abfallendes Verhalten, mit dem Abklingparameter R_{light}. Die Größe γ_{90} entspricht der angepaßten Čerenkovlichtintensität bei einem Abstand von 90 m vom Schauerkern.

5. Die Anpassung an die lateralen Čerenkovlichtintensitäten wurde mit einer Schauerkernfindung, dem AIROBICC-Kernort, kombiniert.

6.1 Pulshöhenabgleich und Splineanpassung an FADC-Pulse

Pulshöhenabgleich der FADC-Kanäle

Die Abstimmung der vier Kanäle pro FADC-Modul inklusive der Linearisierung der DL305 erfolgte mit den im vorangegangenen Kapitel bereits erwähnten rampenförmigen Kalibrationssignalen, die vor jeder Datennahme über die Koaxialrelais auf die FADC-Module gegeben wurden. Während der DL515 lediglich hinsichtlich der Verstärkungsfaktoren der Buffer Amplifier abgeglichen werden muß, erhalten die vier Kanäle der DL305 jeweils drei Konstanten:

- für den Gesamtverstärkungsfaktor bedingt durch die passive Aufteilung und die Impedanzanpassung
- für die Widerstandskette, über die ein Teil des Signals, nominal 75%, auf die Referenzspannung gegeben wird
- für die elektronischen Eigenschaften des eigentlichen FADC-Chips, wie Eingangskapazitäten und das Widerstandsverhältnis der Komparatorstufen

Obwohl alle drei (eine) Konstante(n) lediglich um wenige Prozent von ihrem Sollwert 1 abwichen, ist dieser exakte Abgleich zwingend erforderlich, um bei der großen Dynamik der Čerenkovlichtsignale verläßliche Pulsforminformationen zu erhalten. Es sei daran erinnert, daß der zu digitalisierende Spannungspuls innerhalb von 2 (4) Zeitschritten seinen Maximalwert erreicht hat, so daß inbesondere bei den nichtlinearen DL305 eine unzureichende Kalibration zu unabsehbaren Verzerrungen der Signalform führt.

Splineanpassung an FADC-Pulse

Aus den digitalisierten, zeitlich aufeinanderfolgenden Ausgabewerten der FADCs müssen in dem nächsten Teilschritt die charakteristischen Merkmale der Pulse extrahiert werden. Für das Weitere von Bedeutung sind 5 Größen:

- Pulsmaximum
- volle Breite auf halber Höhe (Γ_t)
- Ankunftszeit t_0, definiert als 10% Wert auf der ansteigenden Flanke
- 10 - 90 % Zeit (Steigzeit)
- 90 - 30 % Zeit (Abklingzeit)

Die Ableitung dieser Größen kann nur durch eine Interpolation oder geeignete Parametrisierung der Meßdaten erfolgen. Zweierlei muß dabei beachtet werden. Zum einen muß die Methode oder Anpassungfunktion dem extrem variablen dynamischen Verhalten der Čerenkovlichtpulse folgen können. Zum anderen muß eine gewisse Robustheit gegeben sein, so daß eine Breitenbestimmung unter dem Einfluß von Nachthimmelrauschen auch bei sehr kleinen Čerenkovlichtintensitäten möglich ist. Als stabilstes Verfahren erwies sich dabei eine kubische Splineaproximation. Dabei wurde auf eine Bibliotheksfunktion aus der NAG-Library, einer Programmsammlung für spezielle mathematische Problemstellungen, zurückgegriffen.

Zur Einstellung der Steuerparameter der Splineanpassung wurde für unterschiedliche Pulshöhen sowie variabler Pulsbreiten der Digitalisierungsschritt simuliert. Herangezogen wurde dazu eine Pulsform,

$$N(t) = (a \cdot t^2 - b \cdot t^3) \; exp \, [-c \cdot t]^d \ ,$$

die realen Čerenkovlichtsignalen nachempfunden ist. Ebenfalls konnte anhand der Simulation die Stabilität der Breitenbestimmung bei kleinen Čerenkovlichtintensitäten unter dem Einfluß von Rauschen, wie es von dem Sternenlicht auf La Palma bei einer Messung verursacht wird, untersucht und optimiert werden.
Digitalisierungs- und Übernahmefehler der FADC-Module bei extremen Dynamikanforderungen sowie elektronische Störungen auf den Signalleitungen, die vereinzelt beobachtet wurden, können durch eine Beschränkung in der Steigzeit und der Abklingzeit fast vollständig eliminiert werden. Optimiert wurden diese Schnitte an den Zählern, die gleichzeitig mit dem 400 MHz und dem 1 GHz Flash ADC bestückt sind.

Die Meßgenauigkeit aus der Splineanpassung

Ein weiterer Kalibrationsschritt trägt der unterschiedlichen Zahl der Vorverstärker und Invertierungsstufen Rechnung, über die die Signale auf die Eingänge der FADCs, DL305 und DL515 gegeben wurden. Das Ergebnis dieses Abgleichs und der Splineanpassung und zugleich einen Eindruck von der relativen Meßgenauigkeit bei der Messung von Čerenkovlichtsignalen mit FADCs gibt Abbildung 6.1. Auf der linken Seite ist das Verhältnis der Pulsbreiten aus der simultanen Messung mit dem 400 MHz FADC und dem GHz FADC für einen der zusätzlichen Zähler außerhalb des HEGRA-Feldes als Funktion von Γ_t im 400 MHz FADC aufgetragen. Die Mindestpulshöhe für einen GHz FADC-Eintrag beträgt 8 Digitalisierungsschritte über dem Pedestal, was etwa 3% des dynamischen Bereichs ausmacht, und ungefähr 28, gut 15% für den 400 MHz FADC. Über das gesamte Spektrum der auf La Palma detektierten Čerenkovlichtbreiten ist das Auflösungsvermögen besser als 10%. Abbildung 6.1 rechtes Bild zeigt, daß die gleiche Meßgenauigkeit ebenfalls von den zwei weiteren außenstehenden Zählern erreicht wird. Die hier dargestellten Daten umfassen einen Zeitraum von 18 Neumondnächten, wobei die Zahl der Einträge die unterschiedlichen Entfernungen der Zähler vom HEGRA-Feld widerspiegeln.

Eine weitere wichtige Größe bei der Selektion der Ereignisse, ob für den Abgleich oder später bei der Datenanalyse, nimmt die Zeitmessung ein, die mit den FADCs ermöglicht wird. Sie garantiert, daß die digitalisierten und im $2.56(8.19)\mu s$ langen RAM des FADCs lokalisierten Čerenkovpulse tatsächlich zueinander bzw. zu einem speziellen

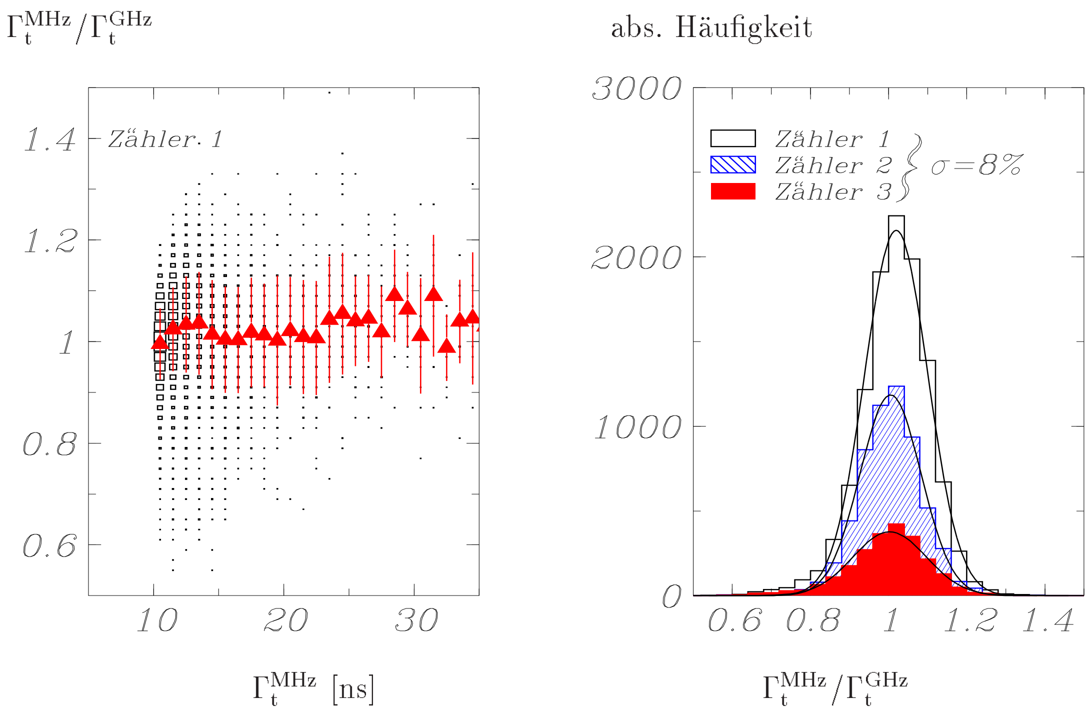

Abbildung 6.1: Die Präzision bei der simultanen Messung der Pulsbreite(Γ_t) mit dem 400 MHz und dem 1 GHz Flash-ADC-System für die Daten der 18 Nächte. Links im Bild ist für Zähler 1 die relative Abweichung zwischen MHz und GHz als Funktion der ermittelten Breite im MHz-FADC dargestellt, rechts zu sehen ist der globale Vergleich für alle drei Zähler.

HEGRA-Ereignis gehören. Gleichzeitig untermauern die Resultate der Zeitbestimmung die universelle Einsatzmöglichkeit der Flash-ADC-Messungen bei der Auslese von Detektorfeldern. Die Abmessungen des AIROBICC-Feldes liegen an der Grenze, bei der noch mit zentraler Triggerlogik und mit handelsüblichen TDCs bei der geforderten Zeitauflösung gearbeitet werden kann. Mit FADCs läßt sich Zeit- und Pulsintegralmessung mit einem einzigen Modul realisieren, wobei die erreichbare Präzision zumindest gleichwertig ist und darüberhinaus noch weitere Informationen bzw. Vorteile geboten werden. In Figur 6.2 ist für einen der zu AIROBICC gehörenden Zähler die Ankunftszeit relativ zur angepaßten Kegelfront dargestellt, links für die Messung mit dem konventionellen TDC, rechts für die Messung mit dem Flash-ADC, wobei die 10% Zeit auf der ansteigenden Flanke als Maß gewählt wurde. Ohne Synchronisation des Sampling Taktgebers ergibt sich die nahezu rechteckige, entsprechend der Taktfrequenz 10 ns breite Verteilung. Nutzt man die FADC-Zeitinformation der beiden weiteren, ebenfalls ausgelesenen AIROBICC-Zähler aus, um das Einsetzen des Samplingtaktes relativ zum HEGRA-Trigger zu bestimmen, ergibt sich die gaußförmige, nun ebenfalls extrem scharfe Verteilung mit vergleichbarer Breite wie bei der TDC-Messung.

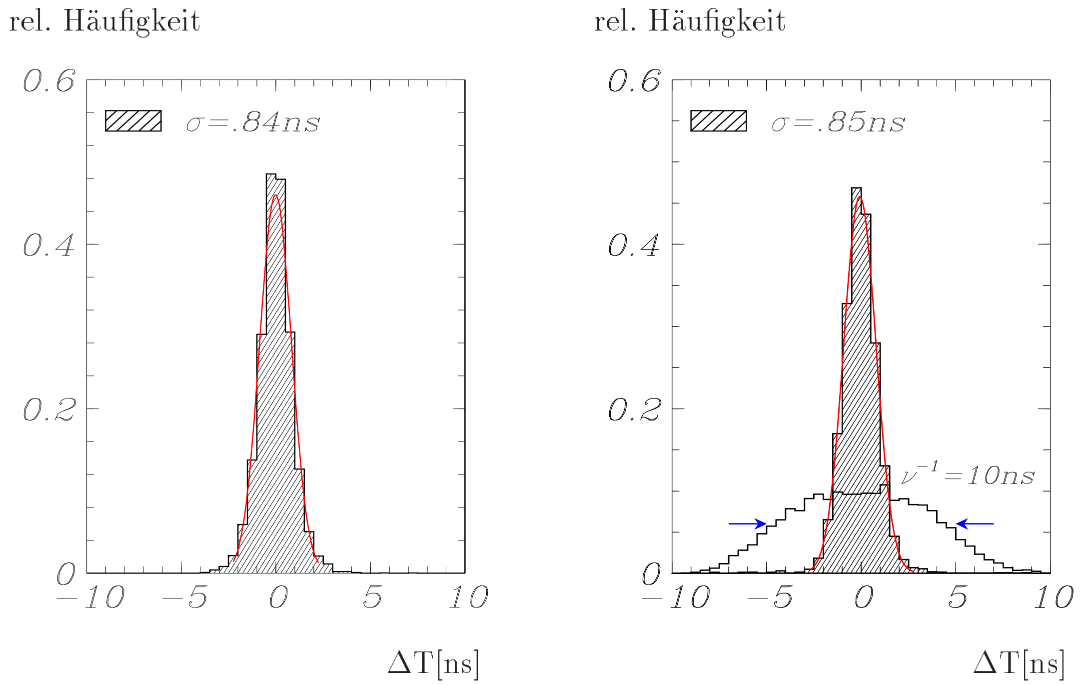

Abbildung 6.2: Die Zeitinformation relativ zur angepaßten Kegelfront eines AIROBICC-Zählers der sowohl mit einem konventionellen TDC (linkes Bild) als auch mit einem DL305 FADC (rechtes Bild) ausgelesen wurde. Die etwa 10 ns breite Verteilung ist auf die Taktfrequenz des DL300-Systems zurückzuführen. Die Korrektur auf das Einsetzen des Samplingtaktes relativ zum HEGRA-Trigger ermöglicht eine Zeitmessung vergleichbar mit der eines TDCs.

6.2 Abgleich der Pulsbreiten aus den HEGRA-Luftschauerdaten

6.2.1 Selektion der Daten

Die für die Kalibration und die weitere Analyse verwendeten Daten wurden während zweier Neumondperioden im Juni und Juli 1994 genommen. Sowohl hinsichtlich der gleichbleibenden äußeren atmosphärischen Meßbedingungen als auch an die Güte der später rekonstruierten Luftschauerereignisse wurden strenge Selektionskriterien angelegt.

Überwachung der atmosphärischen Verhältnisse

Die ursprünglich aus 23 Nächten bestehende Datenmenge wurde unter Berücksichtigung konstanter Sicht- bzw. Wetterverhältnisse einer Vorselektion unterzogen. Dazu wurden die vom *Carlsberg Automatic Meridian Circle – La Palma* allnächtlich durchgeführten Messungen hinsichtlich der atmosphärischen Sichtverhältnisse, Absorption und Extinktion herangezogen und mit dem Verhältnis aus Szintillatorfeld zu AIROBICC-Matrix getriggerten Ereignissen verglichen. Abbilding 6.3 zeigt das Triggerverhältnis, aufgetragen gegen den Extinktionskoeffizienten. Insgesamt 5 Nächte, in der nebenstehenden Abbildung durch Kreise unterlegt, zeigen ein auffälliges Verhalten und wurden im weiteren nicht mehr zur Auswertung herangezogen. Die verbleibenden sternenklare Nächte weisen sehr konstante Bedingungen auf, so daß mögliche Auswirkungen durch schwankende atmosphärische Bedingungen -wie vereinzelte Wolkenbildung- auf eine Pulsbreitenmessung minimiert und die später heranzuziehenden Simulationsdaten mit einem einheitlichen Absorptionsverhalten zu behandeln sind.

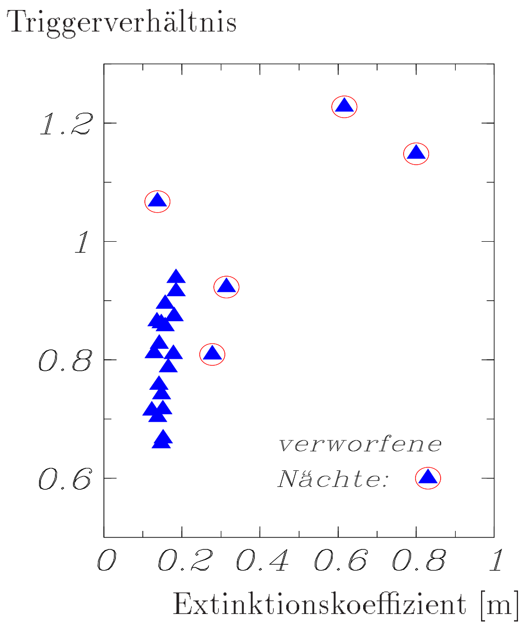

Abbildung 6.3: Das Triggerverhältnis zwischen dem Szintillatorfeld und AIROBICC als Funktion des Extinktionskoeffizienten für die 23 Neumondnächte.

Qualitätsanforderungen an die mit HEGRA rekonstruierten Luftschauergrößen

Mithilfe der rekonstruierten Schauerparameter aus der Bestimmung mit der Szintillationszählermatrix und des AIROBICC-Feldes kann eine weitere Vorselektion der für den Kalibrationsschritt infrage kommenden Daten durchgeführt werden. Eine Beschränkung des Zenitwinkelbereichs und weitere Schnitte, die direkt oder indirekt die genaue Lokalisation des Schauerkerns betreffen, wurden gewählt:

- Zenitwinkel kleiner 15°
- Differenz in der Kernortbestimmung mit Szintillatoren bzw AIROBICC muß kleiner 12.5m sein
- Differenz in der Richtungsbestimmung wiederum mit Szintillatoren und AIROBICC kleiner als 1°
- R_{meanp}, ein weiteres Maß für die Genauigkeit in der Kernortbestimmung mit den Szintillatoren, kleiner als 56
- Zeitinformation des FADC-Zähler t_0 innerhalb von 10ns bezogen auf die Sollzeit relativ zur angepaßten Kegelfront der AIROBICC-Zähler

6.2.2 Pulsbreitenabgleich aus den registrierten Daten

Dem weiter oben erläuterten Abgleich der elektronischen Eigenschaften der FADC-Module schließt sich eine weitere, die systematischen Unterschiede der 7 FADC-Zähler betreffende Justierung an.
Unter identischen äußeren Bedingungen, d.h. gleicher Luftschauer und Messung der Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen bei *demselben* Abstand, bestimmen im Wesentlichen 2 Faktoren die Pulsantwort der eingesetzten Zähler:

- die Vorverstärkerkombination
- die Länge der Signalkabel: von 30 m für den Testzähler im Zentrum des HEGRA-Feldes bis 250 m für den am weitesten entfernten Zähler.

Im Folgenden soll ein Verfahren motiviert und erläutert werden, das ohne Kenntnis der exakten Pulsantwort in Abhängigkeit von der Pulsbreite des Eingangssignales eines jeden Zählers eine Interkalibration eines Detektorfeldes im statistischen Mittel ermöglicht. Ein direkteres Verfahren, wie die 3 außerhalb des HEGRA-Feldes liegenden Zähler dicht nebeneinander zustellen und sie mit dem atmosphärischen Čerenkovlicht gegeneinander abzugleichen, war nach Abschluß der Meßphase nicht mehr möglich, da durch einen Waldbrand ein Zähler komplett zerstört worden ist. Darüber hinaus erscheint eine Prozedur dieser Art bei einer größeren Anzahl von Zählern nicht praktikabel.

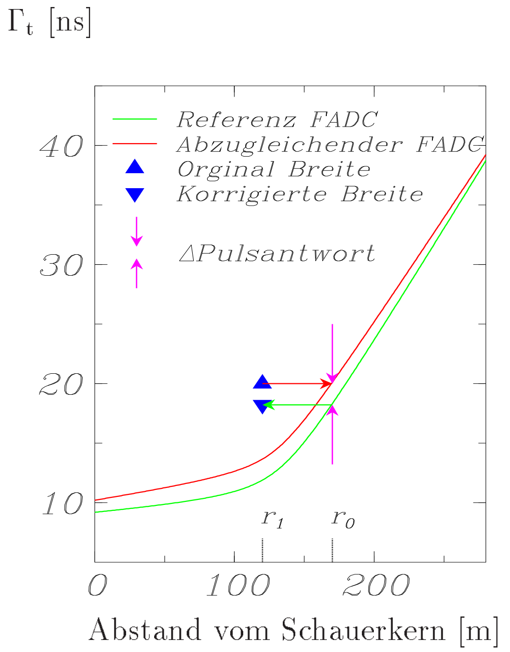

Abbildung 6.4: Illustration des Verfahrens des Pulsbreitenabgleichs für Zähler mit unterschiedlicher Pulsantwortfunktion.

Die Durchführung der Kalibration hinsichtlich der Pulsbreitenmessung setzt zweierlei voraus. Zum einen muß sicher gestellt werden, daß Zähler, die aufeinander abgeglichen werden sollen, im Mittel die Ankunftszeitverteilungen des Čerenkovlichts von vergleichbaren Schauern messen. Zum anderen benötigt man einen Referenzzähler, der ein über das gesamte Spektrum der Čerenkovpulsbreiten reichendes lineares Ansprechverhalten aufweist und bei den Luftschauermessungen alle anzutreffenden Pulsbreiten in vito mißt. Anhand von Abbildung 6.4 soll das Verfahren erläutert werden. Aufgetragen sind die mittleren, parametrisierten Breiten gegen den Abstand von der Schauerachse für den Referenz-(R) und einen abzugleichenden Zähler (A). Abstände unter 100 m spiegeln lediglich die Antwortfunktion der Zähler wider. Mit zunehmendem Abstand nimmt der Einfluß der durch die longitudinale Entwicklung des Luftschauers hervorgerufenen Čerenkovlichtpulsbreite zu und dominiert ab etwa 200 m den lateralen Verlauf der Breiten. Die beiden Kurven nähern sich an und überlagern sich schließlich. Die bei dem Abstand r_1 gemessene Breite wird als Repräsentant der mittleren Breite im Abstand r_0 betrachtet. Die hier zu beobachtende Differenz zwischen Zähler R und A beruht nur auf den unterschiedlichen Antwortfunktionen. Der Differenzbetrag wird subtrahiert, und der Meßpunkt wird mit neuem Wert wieder bei r_1 eingetragen.

Für die Übertragung der oben beschriebenen Methode müssen für die verschiedenen Zähler die mittleren Pulsbreiten als Funktion des Abstands vom Schauerkern unter gleichen äußeren Bedingungen ermittelt werden. Wie in Abschnitt 4.3 dargestellt, bestimmen neben dem radialen Abstand vom Schauerkern drei weitere Faktoren die Ankunftszeitverteilung der Čerenkovphotonen auf Detektorhöhe: der Zenitwinkel sowie die Energie und die Masse des einfallenden Primärteilchens. Der Einfallswinkel kann direkt gemessen und wie eingangs angegeben auf das Intervall $0° - 15°$ beschränkt werden.

Daß die von den einzelnen Zählern aufgezeichneten Pulse zu Ereignissen mit im Mittel gleicher Primärenergie und Masse gehören, kann anhand der Spektren der Teilchenzahl $\mathrm{N_e}$ oder der Čerenkovlichtmengeγ_{90} bei 90 m überwacht werden. Durch die Forderung einer Mindestpulshöhe, die von den einzelnen FADC-Zählern gemessen werden müssen, können diese Spektren leicht variiert werden. Abbildung 6.5 zeigt das mittlere $\mathrm{N_e}$ als Funktion des Abstands vom Schauerkern für zwei Zähler mit der Bedingung, daß die Mindestpulshöhe 10 bis 18 Digitalisierungsschritte über dem Pedestal beträgt. Nach Auswahl der geeigneten Pulsmaxima liegen sowohl die $\overline{\mathrm{N_e}}$ als auch die $\overline{\gamma_{90}}$ Werte, aufgetragen gegen den Abstand vom Schauerkern, für alle Zähler übereinander, was exemplarisch für die drei außen stehenden Zähler in Abbildung 6.6 dargestellt ist. Zusätzlich wurde für Schauerereignisse innerhalb bestimmter, auf jeden der FADC-Detektoren zugeschnittene Bereiche des HEGRA-Feldes die Zenitwinkelspektren und abermals die N_e-Spektren[1] miteinander verglichen. Da hierbei keine signifikanten Unterschiede zu beobachten waren, konnte mit denen, wie oben beschrieben, ermittelten Mindestpulshöhen die Parametrisierung der mittleren Breite als Funktion des Abstands vorgenommen werden. Als funktionaler Zusammenhang wurde die Hyperbel in ihrer allgemeinsten Form, erweitert um einen Arcustangensterm, gewählt:

$$\begin{aligned} \overline{\Gamma_t(r)} &= p_1 + \frac{p_3 + p_4}{2} \cdot (r - p_2) + \sqrt{p_5^2 + \left(\frac{p_3 - p_4}{2} \cdot (r - p_2) \right)^2} \\ &\quad + p_8 \cdot (\pi/2 - \arctan(r \cdot p_7 + p_6)) \quad . \end{aligned} \tag{6.1}$$

Abbildung 6.7 zeigt exemplarisch für den FADC-Zähler 2 die mittlere Γ_t als Funktion des Abstands, im linken Teil vor und rechts nach dem oben beschriebenen Abgleich. Die eingetragenen Kurven entsprechen der Hyperbelanpassung an die mittlere Γ_t des Referenzzählers sowie an die Breiten des abzugleichenden Zählers vor und nach der Korrektur.

[1] Eine weitere Überprüfung der $\mathrm{N_e}$-Spektren ist, worauf im weiteren noch eingegangen wird, notwendig gewesen, da ein Großteil der Szintillator- ADCs bei der Messung der hohen, für die kernnahe Zone relevanten Teilchenintensitäten ausgefallen war.

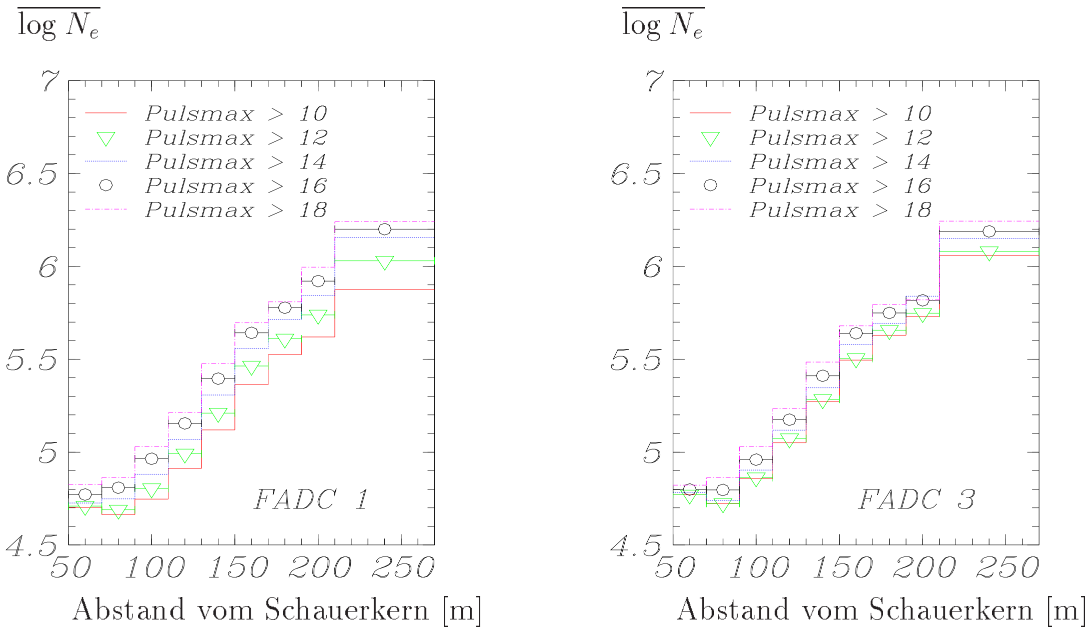

Abbildung 6.5: Das mittlere N_e als Funktion des Kernabstandes für 2 der FADCs. Betrachtet wurden nur die Ereignisse, bei denen von den FADCs eine Mindestpulshöhe, größer 10 bis größer 18, gemessen werden konnte.

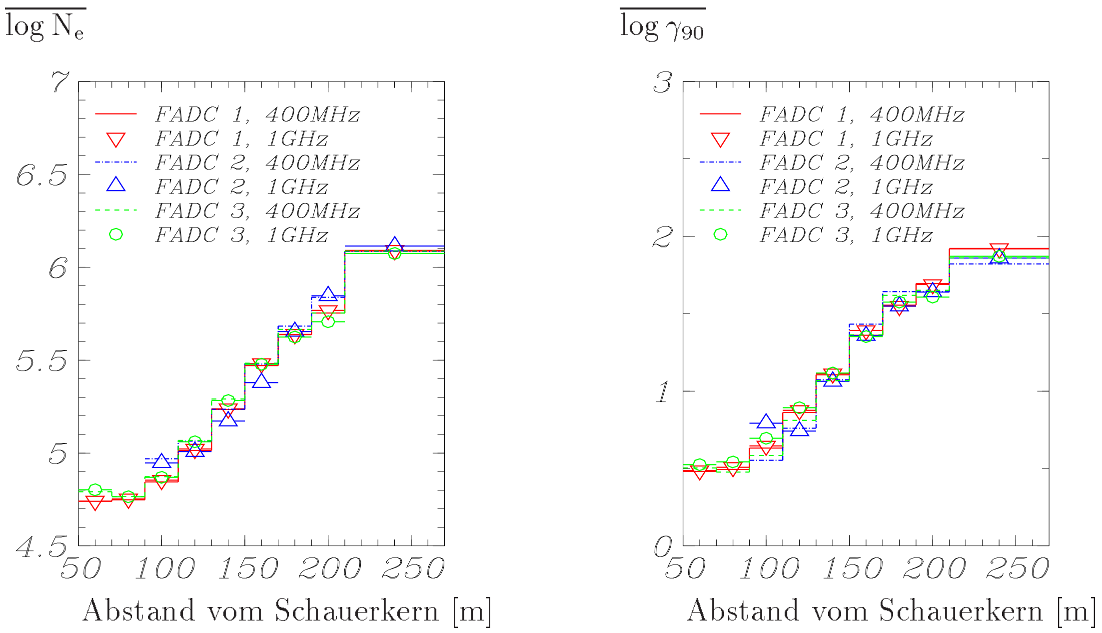

Abbildung 6.6: Das mittlere N_e bzw. γ_{90} als Funktion des Kernabstandes für die 6 FADCs der außerhalb des Arrays aufgestellten Zähler. Betrachtet wurden nur die Ereignisse, bei denen von den jeweiligen FADCs die für den Kalibrationsschritt geforderte Mindestpulshöhe gemessen werden konnte.

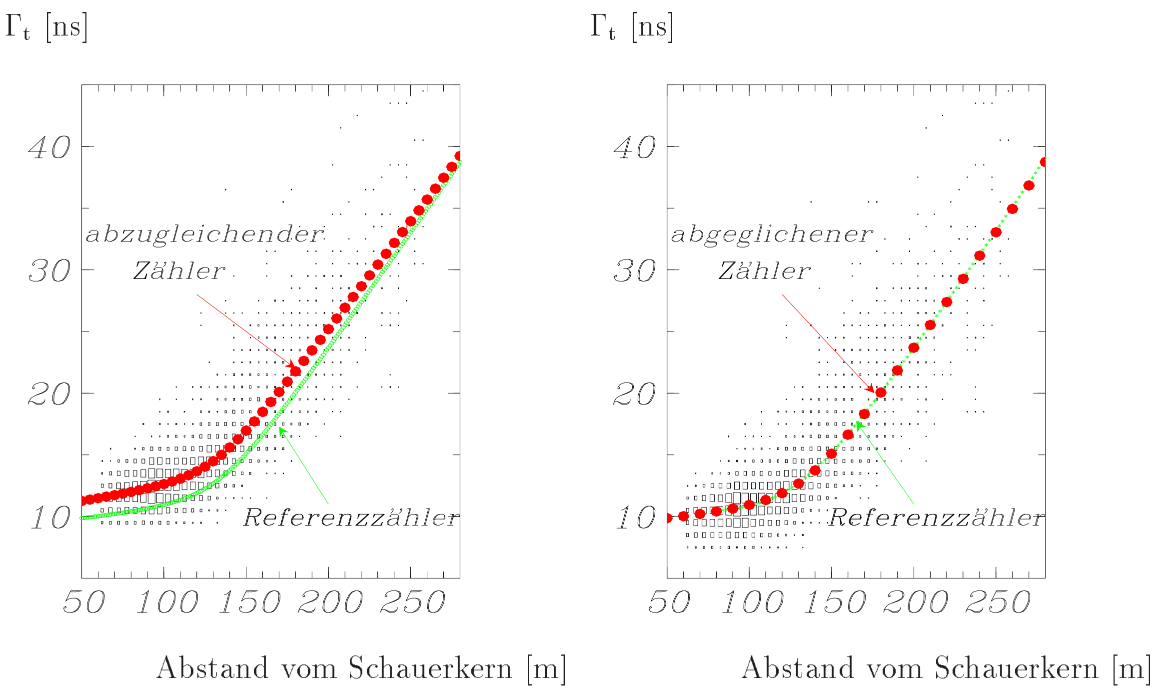

Abbildung 6.7: Im Bild links: die von FADC-Zähler 2 detektierte Γ_t als Funktion des Abstands. Im Bild rechts: die aufgrund der unterschiedlichen Pulsantwortfunktionen korrigierte Breite des gleichen Zählers. Jeweils mit eingetragen sind die parametrisierten mittleren Breiten des Referenzzählers und des FADC-Zählers 2 (Kreissymbole). Nach dem Abgleich liegen diese Kurven nahezu deckungsgleich übereinander und sind nur schwer anhand der Symbole auseinander zu halten.

Diese Entfaltung des unterschiedlichen Auflösungsvermögen stellte den letzten der Kalibrationschritte dar. Mit den korrigierten Pulsbreiten der einzelnen FADC-Zähler kann als nächstes die Rekonstruktion des lateralen Verlaufs der Breite auf der Basis einzelner Ereignisse erfolgen. Die Anpassung erfolgt an den in Abschnitt 4.3.1.1 eingeführten funktionalen Zusammenhang zwischen der Γ_t und dem Abstand von der Schauerachse:

$$\Gamma_t(r) \;=\; y_0 + a(r - x_0) + \frac{b}{\ln 2}\ln(1 + \exp(-\frac{\ln 2}{b}a(r - x_0))) \;\; .$$

Der Parameter y_0 wurde auf dem Wert 8.55 festgehalten, a, b sowie x_0 wurden als freie Parameter von der Fitprozedur ermittelt.
Die für die weitere Analyse der Daten maßgebliche Größe ist die aus der Anpassung bestimmte Γ_t bei 150 m. Im folgenden Kapitel soll nun verifiziert werden, daß aus den mit HEGRA und den FADCs genommenen Daten bzw. den errechneten Rekonstruktionsgrößen die Bestimmung der Energie und der primären chemischen Komposition umgesetzt werden kann. In diesem Zusammenhang wird ebenfalls gezeigt, daß die aufgezeichneten Luftschauerereignisse von CORSIKA und der anschließenden Detektorsimulation gut beschrieben werden können.

7. Energie und Massenrekonstruktion aus den Flash-ADC-Daten

Die Anwendbarkeit der in Abschnitt 4.5 dargestellten Methoden zur Energie- und Massenbestimmung auf die Daten setzt zweierlei voraus. Zum einen müssen vom Simulationsprogramm CORSIKA die physikalischen Aspekte der Luftschauerentwicklung möglichst vollständig erfaßt sein. Das zweite betrifft die Implementierung der atmosphärischen Absorption sowie die Simulation des HEGRA-Detektors durch die beiden sich anschließenden Programme ELBA und TEXEL. Der nachfolgend beschriebenen Analyse gingen umfangreiche Vergleiche von Daten und M^{te} Carlo voraus. Diese betreffen unter anderem das Winkelauflösungsvermögen, die Triggerschwelle, Kernortverteilungen sowie der Abgleich von Ne-Spektren und Čerenkovlichtintensitäten sowohl bei kleinen Energien zwischen 1 und 200 TeV als auch für den hochenergetischen Bereich. Sofern vereinzelt geringe Abweichungen zwischen Daten und Simulationsereignissen auftraten, konnten diese z.B. durch Sättigungscharakteristiken erklärt werden. Davon abgesehen wurde eine sehr gute Übereinstimmung sowohl des globalen Verhaltens als auch spezieller Aspekte festgestellt. An dieser Stelle sei den Entwicklern von CORSIKA zu Ihrem Simulationsprogramm gratuliert und der freizügigen Bereitstellung gedankt.

7.1 Selektion der Daten

Wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, erstreckte sich die Meßperiode auf 18 Neumondnächte mit klaren und konstanten Sichtbedingungen. In diesem Zeitraum konnten etwas weniger als 1.5 Millionen HEGRA-Ereignisse, bei denen in mindestens einem der 7 FADC-Zähler ein Puls detektiert wurde, aufgezeichnet werden. Die für die Analyse notwendigen strengen Selektionskriterien (vgl. Abschnitt 6.2.1) machten es notwendig, die Standard-Rekonstruktion der HEGRA-Daten zu erweitern. Dieses betrifft insbesondere die Findung des Schauerkerns, die üblicherweise auf einer modifizierten Schwerpunktsmethode der Pulshöheninformationen der Szintillatoren basiert. Eine deutlich verläßlichere Zentrumsbestimmung kann durch eine Lateralanpassung an die Čerenkovlichtintensitäten, kombiniert mit einer gleichzeitigen Kernfindung, erzielt werden. Der Vorteil dieses Verfahrens besteht in der Erkennung sowie korrekten Rekonstruktion von Schauern, die außerhalb des HEGRA-Feldes einfallen, mit der alten Methode aber als innerhalb liegend selektiert würden. Die neue Kernortbestimmung zieht automatisch neue Richtungsbestimmungen sowie eine erneute Anpassung der NKG-Funktion an die Szintillatordaten nach sich, so daß insgesamt 2×2 Lateral- und 2×2 Richtungsquantitäten zur Verfügung standen. Die Bedingungen, die sich an die HEGRA-Ereignisse stellen, sowie die entsprechenden Zahlenwerte schlüsseln sich wie folgt auf:

1.445699	(100%)	HEGRA-Ereignisse
309452	(21%)	verbleibende Events mit Zenitwinkel $\leq 16°$ und jeweils 2×2 konvergierende Lateral- und Richtungsanpassungen
288026	(20%)	mit $0.2 \leq$ age-Parameter ≤ 2.0
200989	(14%)	mit Differenz bei der Richtungsbestimmung zwischen AIROBICC und Szintillatormatrix $\leq 1.25°$
195775	(13.5%)	mit $R_{meanp} \leq 56$, sowie rekonstruierter Kernort innerhalb des HEGRA-Feldes
49183	(3.4%)	verbleibende Ereignisse mit mindestens 4 Pulsbreitenmessungen der FADC-Zähler
8140	(.6%)	mit mindestens 4 Pulsbreitenmessungen der FADC-Zähler, wobei einer der außerhalb aufgestellten Zähler zwischen 130 und 170 m vom Schauerkern entfernt liegt
2832	(.2%)	mit mindestens 4 Pulsbreitenmessungen der FADC-Zähler, wobei zwei der außerhalb aufgestellten Zähler zwischen 130 und 170 m vom Schauerkern entfernt liegen

Ein Beispiel eines der verbliebenden Ereignisse, das die Variabilität der detektierten Pulsbreiten unterstreicht, ist in Figur 7.1 dargestellt. Im oberen Teil zu erkennen sind die Teilchenverteilung und die Intensitätsverteilung des Čerenkovlichts, wie sie mit dem HEGRA-Feld rekonstruiert worden sind. Darunter abgebildet sind, in der Reihenfolge ihrer Entfernung zum Schauerkern, die Ankunftszeitverteilungen des Čerenkovlichts, wie sie digitalisiert und im Memory der Flash-ADCs abgelegt worden sind. Ebenfalls mit eingetragen ist der Verlauf der Spline-Anpassung an die Pulsformen. Die abgebildeten Pulsformen geben einen Eindruck davon, wie empfindlich eine Breitenbestimmung von dem Verhältnis Čerenkovlichtintensität zum Nachthimmelrauschen abhängen und wie schwierig im einzelnen eine korrekte Bestimmung sein kann.

Die aufgeführten Selektionskriterien, denen die Ereignisse unterzogen werden, stellen sicher, daß zum einen der Schauer hinreichend genau rekonstruiert worden ist, zum anderen genügend Stützstellen für die Lateralanpassung an der Breitenmessung des Čerenkovlichts zur Verfügung stehen. Obige Bedingungen reichen jedoch noch nicht aus, auch eine vertrauenswürdige Ermittlung der Breite bei 150 m zu leisten, da aufgrund der geringen Anzahl der Zähler keinerlei Redundanz bei einer Anpassung besteht. Die Zahl der Ereignisse verringert sich weiter bei der Einbeziehung von Qualitätskriterien, die aus der M^{te} Carlo-Simulation für die Testkonfiguration abgeleitet wurden und weiter unten in Abschnitt 7.2.2 erläutert werden.

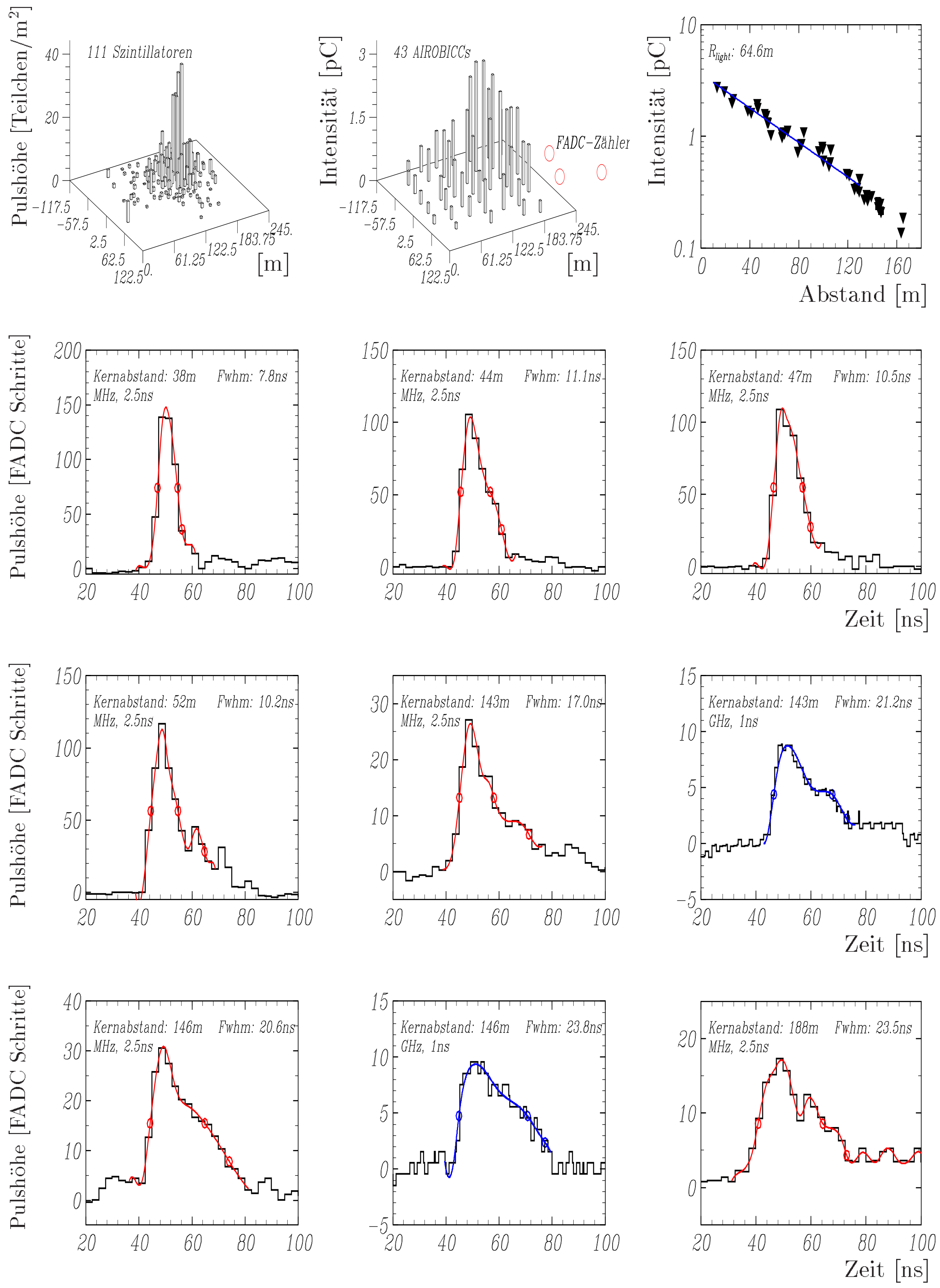

Abbildung 7.1: Ein HEGRA-Ereignis mit den aufgezeichneten Flash-ADC-Daten.

7.2 Abgleich von Meßdaten und Simulationsereignissen

Die Überprüfung, ob sich die globalen mit CORSIKA gemachten Vorhersagen auf die Meßdaten übertragen lassen, setzt im Wesentlichen zweierlei voraus. Zum einen müssen alle Effekte, die durch den Meßprozeß die Detektorkonfiguration und hierdrin versteckter systematischer Fehlerquellen verursacht werden, im Simulationsprogramm enthalten sein. Zum anderen muß das Energiespektrum und die chemische Zusammensetzung -soweit bekannt- möglichst wirklichkeitsgetreu nachgebildet werden. Letzteres hat über die Triggereffizienz direkten Einfluß auf die Interpretation der Meßergebnisse, die möglichst naturgetreue Nachbildung quasi realer HEGRA-Ereignisse auf der M^{te} Carlo-Ebene versucht diese Problematik zu lösen. Das HEGRA-Detektorfeld mit seinen verschiedenen Subarrays gibt einem z.B. durch die Gegenüberstellung von Szintillator- und AIROBICC Quantitäten mehrere Ansatzpunkte, um die Modellierung derart einzustellen, daß eine größtmögliche Übereinstimmung besteht. Im Anschluß daran können Kriterien entwickelt werden, ob der Meßprozeß bei der Pulsbreitenbestimmung mit den drei zusätzlichen Zählern korrekt verlaufen ist oder ob der Einfluß des Nachthimmelrauschens oder elektronische Störungen zu einer Fehlbestimmung geführt hat. Wie im vorangegangen Kapitel dargestellt wurde, kann die Breite der Čerenkovlichtpulse mit den Flash-ADCs auf etwa 8-10% genau bestimmt werden. Ein Vergleich von den mit sehr großer Statistik abgespeicherten Radialphotonen und den Gitterphotonen in der Simulation zeigt, daß letztere mit einem zusätzlichen künstlichen Fehler versehen werden müssen. Um den Einfluß des Meßprozesses oder von Rauschanteilen korrekt behandeln zu können, wurden die im M^{te} Carlo bestimmten Pulsbreiten gaußförmig mit einem σ von 8% verschmiert.
Sofern nicht explizit auf eine Abweichung hingewiesen wird, ist für den globalen Abgleich ein differentielles Energiespektrum mit gemeinsamem Index von -2.65 zugrunde gelegt. Die relativen Häufigkeiten der Primärteilchen, p, α, O für mittelschwere Kerne und Fe für die schweren Elemente, orientieren sich an den noch durch direkte Messungen [9] zugänglichen Werten bei 200 TeV:

28% Proton

34% Alphateilchen

11% mittelschwere Elemente (O)

27% schwere Elemente (Fe) .

7.2.1 Weitere Einstellungen an dem M^{te} Carlo-Datensatz

Eine der wichtigsten Größen, die betrachtet werden muß, ist die Abgrenzung des Energiespektrums zu kleinen und, durch den begrenzten dynamischen Bereich der Flash-ADCs, automatisch auch zu hohen Energien. Dieses geschieht durch die Festlegung der minimalen und maximalen Čerenkovlichtintensität, die am Ort der FADC-Zähler gemessen werden muß. Ein Stützpfeiler dieses Abgleichs bietet sich aus der Korrelation von getriggerten Szintillatorhütten und der Teilchenzahl N_e aus der NKG-Funktion an. Aufgrund der relativen Unbestimmtheit der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung steckt dieses nur den ungefähren Rahmen ab. Der zweite Eckpfeiler ergibt sich aus der Übereinstimmung des spektralen Verlaufs der rekonstruierten Energie aus dem M^{te} Carlo und den Daten. Die Energierekonstruktion nach Lindner (vergleiche Abschnitt 4.5.2) ist teilchenunabhängig und daher das wesentlich genauere Kriterium für die Einstellung der Čerenkovlichtschwelle. Das Einhalten dieser Übereinstimmung wurde für den Abgleich stets im Auge behalten. Das Ergebnis soll jedoch erst weiter unten, bei der Diskussion der Meßresultate, betrachtet werden. Zuerst einmal muß eine weitere Schwierigkeit bei der Rekonstruktion ausgeräumt werden, die aus der Korrelation von Hüttenzahl und N_e ersichtlich ist.

Die Pulshöheninformation der HEGRA-Szintillatoren werden von jeweils zwei Auslesekanälen aufgezeichnet. Der eine Kanal mißt niedrige Teilchenzahlen bis etwa 8 Teilchen pro m^2. Der zweite Kanal ist für die im Kernbereich von Luftschauern auftretenden hohen Teilchendichten ausgelegt, und arbeitet bis etwa 100 Teilchen/m^2 linear. In dem Zeitraum, in dem die vorliegenden Daten aufgezeichnet wurden, ist ein komplettes ADC-Modul, das die hohen Teilchendichten digitalisieren sollte, ausgefallen. Für die Anpassung der NKG-Funktion mußte deshalb bei den betroffenen Szintillatoren auf den längst gesättigten Kanal für niedrige Pulshöhen zurückgegriffen werden, was zu einer teilchenspezifischen Verzerrung des N_e– und des age-Bereichs führt.

Durch die Verdichtung der Szintillatormatrix im Zentrum der Anlage weist HEGRA keinen symmetrischen Aufbau auf. Die N_e-Hüttenzahl Überprüfung muß für verschiedene Zonen, in denen der Schauerkern rekonstruiert wurde, getrennt durchgeführt werden. Für eine der Zonen zeigt Abbildung 7.2 im linken Teil als zweidimensionales Histogramm die Zahl der Hütten aufgetragen gegen das mit der NKG-Funktion bestimmte N_e. Die eingetragenen Dreiecke und Quadrate entsprechen den Mittelwerten aus der Simulation, getrennt für p und Eisen-Schauer. Zu erkennen ist eine augenfällige Diskrepanz bei größeren N_e-Werten. Selbst ein reines Eisenensemble, was allein aufgrund der spektralen Häufigkeit ausgeschlossen wäre, könnte die Abweichung nicht auffangen. Der notwendig gewordene Rückgriff auf die teils gesättigten Auslesekanäle der niedrigen Teilchendichten führt bei der Anpassung der NKG-Funktion zu einer Verzerrung des N_e- und des age-Bereichs und obendrein, wie an der Simulation verifiziert werden konnte, dieses selektiv für bestimmte Teilchensorten. Je leichter das einfallende Teilchen ist und damit je steiler die NKG-Funktion zu großen Abständen abfällt, um so früher setzt die Sättigung und damit die Verzerrung ein. Zwar läßt sich der Ausfall der ADCs im M^{te} Carlo nachbilden, die Teilchenselektivität kann so jedoch nicht befriedigend umgangen werden. Dieses würde bei der weiteren Analyse zu kompositionsabhängigen Parametrisierungen und zu Fehlbestimmungen z.B. bei der elektromagnetischen Energie führen. Abhilfe schafft hier partiell der Übergang von N_e auf das Produkt $N_e \cdot \text{age}$. Im rechten Teil der Figur 7.2 ist wiederum die Hüttenzahl nun gegen das Produkt aus der Teilchenzahl und dem age-Parameter nach Simulation der Sättigungseffekte aufgetragen. Die Mittelwerte für das M^{te} Carlo und die Daten zeigen nun eine gute Übereinstimmung. Im nächsten Schritt können durch eine Be-

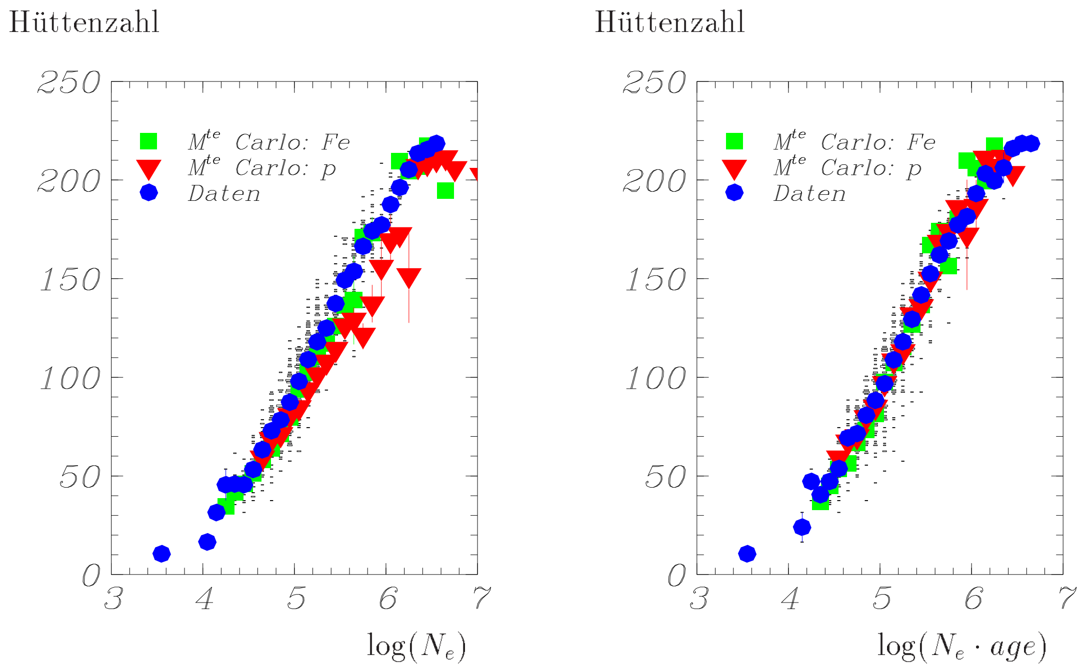

Abbildung 7.2: Links: Auswirkung des Ausfalls von ca. 40% der ADCs für hohe Teilchendichten bei der Korrelation von Szintillatorhüttenzahl und N_e für eine der sechs Zonen im HEGRA-Feld. Rechts: Übergang zu dem Produkt aus N_e und age zur Kompensation der N_e-Fehlbestimmung.

grenzung der Čerenkovlichtintensität die von den FADC-Zählern minimal und maximal gemessen werden können, die der Figur 7.2 rechtes Bild zugrundeliegenden Daten- und Simulationshistogramme, sowohl in der zweidimensionalen als auch in der projizierten Darstellung zur Deckung gebracht werden.

Die Messung der Teilchenzahl stellt ein wichtiges Glied bei der Energie und Massenrekonstruktion à la Lindner dar. Der Ausfall der ADCs bedeutet eine massive Einschränkung. Besonders stark davon betroffen wird das rekonstruierte Energiespektrum sein, dessen spektraler Index, wie später gezeigt wird, nur noch wenig Ähnlichkeit mit den Startparametern zeigt. Der prinzipiellen Anwendbarkeit der Methode bringt die Umstellung auf $N_e \cdot$ age aber keinen Abbruch.

Eine besondere Eigenart der verwendeten Auslesekette für die AIROBICC-Zähler stellt der Umstand dar, daß die relative Unsicherheit bei der Messung des Pulsintegrals I_j des Čerenkovlichts nicht mit wachsender Intensität abnimmt. Vielmehr zeigt die Anpassung der Exponentialfunktion, daß der Fehler der einzelnen Meßwerte durch einen konstanten Faktor beschrieben werden kann. Als Maß hierfür kann eine Größe herangezogen werden, die die prozentuale Abweichung zwischen Messung und Anpassung beschreibt:

$$\chi_{clat} = 100 \cdot (e^{\chi} - 1.0) \qquad \text{mit} \qquad \chi = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}\left(\log\frac{I_j}{I_0 \cdot \exp(-x_j/R_l)}\right)^2} \; .$$

Der Mittelwert der χ_{clat}-Verteilung beträgt für die Daten etwa 16 %. Dieser Wert wurde als Verschmierung der einzelnen AIROBICC-Pulsintegralinformationen in das Simulationsprogramm übertragen, so daß eine möglichst genaue Übereinstimmung hergestellt werden konnte. Die Nachbildung der Meßcharakteristik zieht, neben Einbußen in der Güte der Lateralanpassung, eine leichte Deformierung des R_l-Wertebereichs nach sich. Große Werte werden eher zu klein, kleine als zu groß wiedergegeben. In der Simulation nicht beinhaltet sind mögliche Sättigungseffekte der Verstärker und vereinzelt beobachtbare anormale Verstärkungscharakteristiken bei moderaten Intensitäten. Die Auswirkungen dieser Effekte werden weiter unten bei der Gegenüberstellung von R_l und $\Gamma_t(150)$ diskutiert.

Der Großteil der Ereignisse, bei denen auch Flash-ADC Werte genommen wurde, läßt sich nach diesen beiden Abstimmungsmaßnahmen gut beschreiben. Abbildung 7.3 zeigt die Korrelation von der Čerenkovlichtintensität γ_{90} bei 90 m und $N_e \cdot$age für Daten

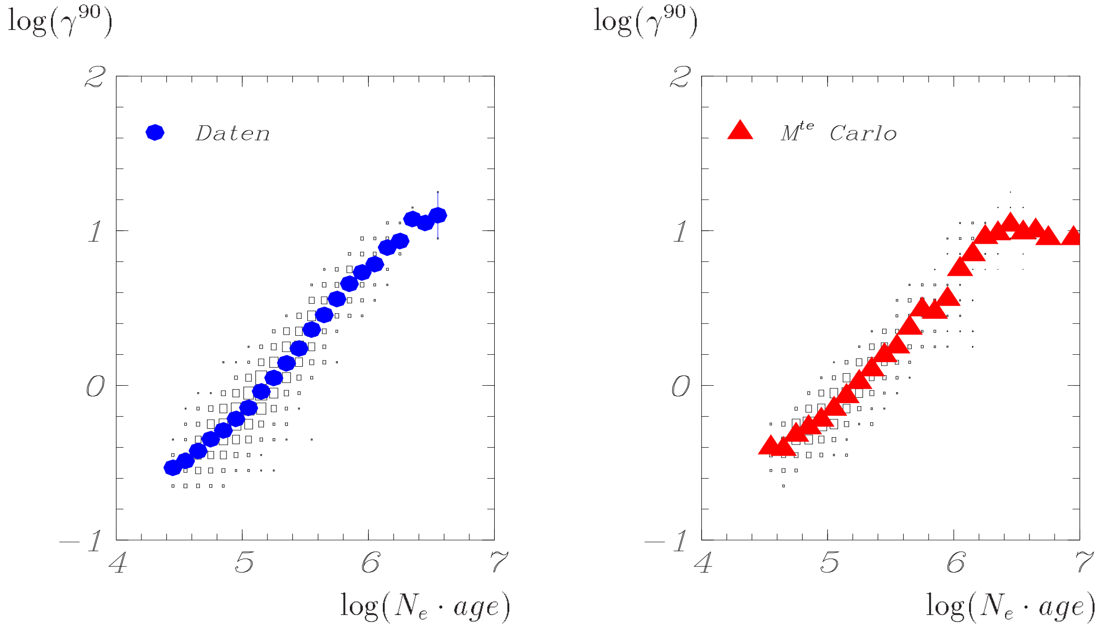

Abbildung 7.3: Korrelation der Čerenkovlichtintensität bei 90 m und der modifizierten Teilchenzahl für die Daten links und die Simulationsereignisse rechts.

links und M^{te} Carlo rechts. Verlauf und relative Häufigkeit stimmen sehr gut überein, ebenfalls der dynamische Bereich der Lichtintensitäten, hier in willkürlichen Einheiten angegeben.

7.2.2 Weitere Qualitätsanforderungen bei der Selektion von Ereignissen

Der oben dargelegte Vergleich zwischen Daten- und Simulationsereignissen zeigt, daß die von der HEGRA-Rekonstruktion gelieferten Größen wie mittleres $N_e \cdot$ age, Hüttenzahl und die Čerenkovlichtintensität γ_{90} bei 90 m bezüglich Dynamik und relativer Häufigkeit in Übereinstimmung sind. Daten und M^{te} Carlo decken somit den gleichen Energiebereich ab. Im Weiteren kann nun versucht werden, Fehlerquellen bei der lateralen Breitenanpassung abzufangen. Dabei muß darauf geachtet werden, daß Schnitte, die selektiv auf eine Teilchensorte wirken könnten, möglichst vermieden werden. Genau hierrin liegt die Hauptschwierigkeit bei der geringen Zahl der Flash-ADC-Zähler. Drei der wichtigsten Problemfälle sollen deshalb kurz diskutiert werden.

- Hervorgerufen durch das **Nachthimmelrauschen** kann es zu einer extremen Fehlbestimmung der Breite um mehrere ns kommen. Bei einer Verbreiterung erscheinen Eisenschauer als moderate Protonschauer, letztere als "ultraleichte" Teilchen. Im umgekehrten Fall, der Verschmälerung[1], fallen eiseninitiierte Schauer als anormale Ereignisse sofort auf, Protonen blieben unerkannt. Vergegenwärtigt man sich, daß bei gleicher Gesamtintensität eine breite Ankunftszeitverteilung verbunden ist mit einer geringeren maximalen Pulshöhe, ist es offensichtlich, daß die Rekonstruktion von Protonschauer leichter durch Nachthimmelrauschen beeinflußt werden kann.

- Bei den aufgezeichneten Ereignissen liegen alle drei Zähler aufgrund ihrer benachbarten Position in einem engen Teilsegment des Schauers. Eine **Fehlrekonstruktion des Schauerkerns** wirkt sich im gleichen Maße auf alle drei Zähler aus[2]. Verrutscht der Kern in Richtung der Zähler, erscheinen die gemessenen Breiten bei zu kleinen Abständen. $\Gamma_t(150)$ wird als zu groß bestimmt. Dieses ist eine Fehlerquelle, die aufgrund des schnellen Anstiegs der Pulsbreiten zwischen 120 und 180 m, dem Dynamikverhalten, in der Regel nicht zu detektieren ist. Im umgekehrten Fall werden die Breiten bei zu großen Abständen eingetragen. Im günstigsten Fall ist bei der Anpassung keine Zunahme der Pulsbreite zu erkennen und das Ereignis kann verworfen werden, ansonsten muß der Breitenwert bei 150 m als vergleichsweise sehr klein akzeptiert werden.

- Der kritische Bereich bei der Anpassung ist das Abstandsintervall, bei dem der Übergang von der waagerechten Asymptote (vgl. Abbildung 4.11) in den kontinuierlichen Anstieg der Breiten stattfindet, der Schmiegebereich. Je nachdem welche Breiten die Zähler aufgezeichnet haben und in welchem Abstand sie zu einander stehen, zeigt die Anpassung an die nur drei Stützstellen in diesem Radiusintervall **kein Schmiegeverhalten**. Der Kurvenverlauf zeigt ein mehr oder minder scharfes Abknickverhalten. Die Parametrisierung bei 150 m kann, sofern der Knickpunkt bei größeren Abständen liegt, einen relativ zu kleinen Wert mit tolerablem Fehler ergeben. Schwieriger stellen sich die Fälle da, bei denen der 150 m Wert schon deutlich auf dem asymptotischen Steigungsbereich angesiedelt ist. Leicht kann die Fehlbestimmung der Breite mehrere Nanosekunden betragen. Durch die Einschränkung "zwei Zähler zwischen 130 m und 170 m" kann zwar ein Großteil solcher Fehlbestimmungen vermieden werden, zusätzlich jedoch muß das Dynamikverhalten, die Zunahme der Pulsbreite zwischen 140 m und 160 m, beschränkt werden. Hier wiederum läuft man Gefahr, insbesondere spät entwickelte Schauer vorzugsweise zu verwerfen.

[1] Die Čerenkovlichtpulse addieren sich bei der Messung zu dem eingestellten Pedestal der FADCs, was aufgrund des Nachthimmelrauschens im Mittel von Kanal zu Kanal um 1-2 Einträge schwankt.

[2] Die R_l-Bestimmung ist hiervon in einem deutlich geringeren Maße beeinträchtigt, da sich die Fehlbestimmung des Kerns bei der großen Anzahl der AIROBICC-Zähler in der Regel herausmittelt.

Ein Großteil der oben angesprochenen Fälle kann durch die Forderung einer monoton zunehmenden Breite mit wachsendem Abstand von der Schauerachse ausgeschlossen werden. Genauer gesagt soll monoton hier heißen, daß die Ankunftszeitverteilung des Čerenkovlichts beim größten Abstand innerhalb der Meßunsicherheit von 10 % ebenfalls die größte Γ_t aufweist. Die Datenmenge reduziert sich durch diesen Schnitt um 12.4 %, und damit um etwa 3(7) % mehr als vom M^{te} Carlo für Protonen(Eisen) vorgegeben. Dies mag zum einen daran liegen, daß das Nachthimmelrauschen vereinzelt einen stärkeren Einfluß auf den Meßprozeß hat als in der Simulation implementiert ist. Zum anderen kann es recht gut an einem der drei Zähler festgemacht werden. Trotz sorgfältiger Untersuchung konnten unerklärlich breite Čerenkovlichtpulse, die sowohl im 400 MHz als auch im 1 GHz Kanal auftraten, nicht bei der Vorselektion abgefangen werden. Ein Ausschluß dieses Zählers war bei der geringen Redundanz leider nicht möglich.

Die genauen Akzeptanzen und Ereigniszahlen für Daten und M^{te} Carlo sind in Tabelle 7.1 zusammen mit den weiteren Schnitten aufgelistet. Abbildung 7.4 zeigt für die verbleibenden Ereignisse das Dynamikverhalten, die Differenz zwischen dem Breitenwert bei 160 m und 140 m gegen die Γ_t bei 150m, rechts für das M^{te} Carlo Ensemble, links für die Daten. Die eingezeichneten Geraden begrenzen den akzeptierten Wertebereich. Sie orientieren sich an den Simulationsereignissen, bei denen die rekonstruierte Breite maximal um 10 % von der mit den Radialphotonen bestimmten abweicht. Bei der Festlegung der Schnitte ist darauf geachtet, daß die Akzeptanz für alle vier Teilchensorten in etwa gleich ausfällt: 98 % bei Protonen und 97 % bei Fe. Etwa 3 % der Datenereignisse werden durch die Eingrenzung der Dynamik ausgesondert. Weitere 0.8 % sowohl der Daten als auch der Simulationsereignisse müssen verworfen werden, da sie ein irreguläres Verhalten mit $\log(b) < -1.9$ (kein Schmiegeverhalten, siehe hierzu Glg. 4.1) bei der Anpassung zeigen. In Tabelle 7.1 sind die verbleibenden Ereigniszahlen und Prozentangaben für die Daten und das M^{te} Carlo abschließend zusammengefaßt.

Schnittkriterium	Daten		M^{te} Carlo	
	Ereignisse	[%]	p [%]	Fe[%]
	2832	100	100	100
Monotonie	2480	87.6	90.4	94.5
Dynamikverhalten	2401	84.8	87.4	91.5
Schmiegeparameter	2378	84.0	86.6	90.7

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der Schnittkriterien und der verbleibenden Ereigniszahlen.

Die beiden maßgeblichen Parameter bei der Breitenbestimmung (vergleiche Glg. 4.1), die Größe a, die das asymptotische Verhalten beschreibt, und b, die das Schmiegeverhalten charakterisiert, sind in Abbildung 7.5 für die nach allen Schnitten verbleibenden Daten- und M^{te} Carlo-Ereignisse jeweils gegeneinander aufgetragen. Die Ausbildung des diffusen Bereichs bei Asymptotensteigungen zwischen -2 und -.5 tritt bei der Anpassung für die Radialphotonen nicht auf und ist ein deutliches Indiz dafür, daß

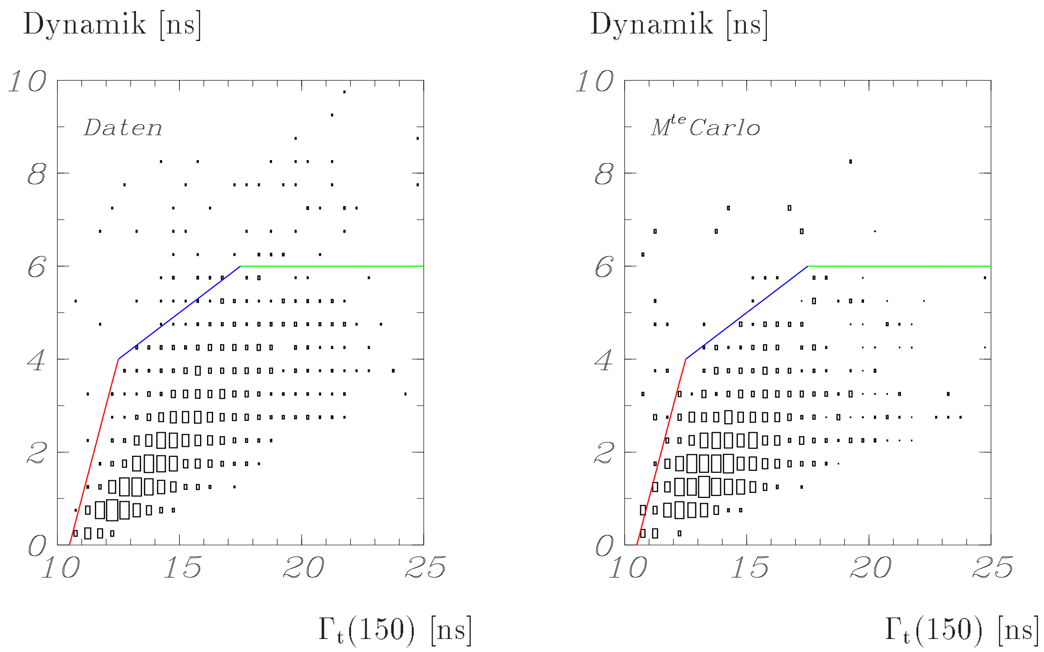

Abbildung 7.4: Das Dynamikverhalten zwischen 140 und 160 m als Funktion der Breite bei 150 m, links für die Daten, rechts für die Simulationsergebnisse. Der Polygonzug grenzt den Bereich ein, in dem die Anpassung an die M^{te} Carlo-Ereignisse maximal 10 % von ihrem Sollwert aus den Radialphotonen abweichen.

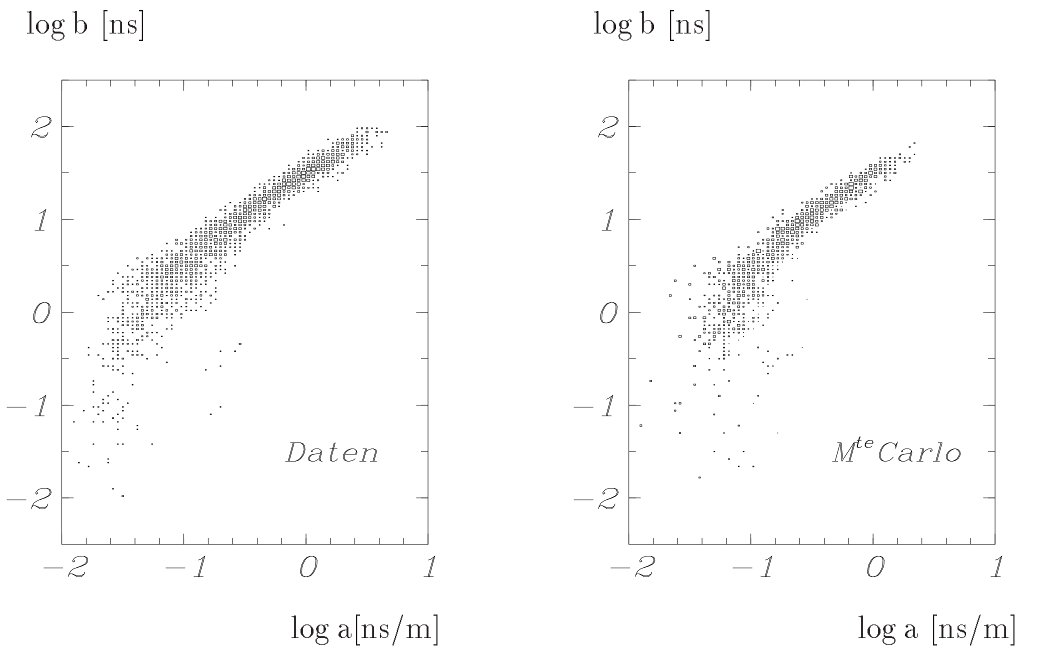

Abbildung 7.5: Vergleich der Parameter bei der Lateralanpassung an die Breiten für die Daten im linken und die M^{te} Carlo-Ereignisse im rechten Teil der Figur. Aufgetragen ist das Schmiegeverhalten, der Übergang von der detektordominierten in die durch die longitudinale Schauerentwicklung hervorgerufenen Breite, gegen die asymptotische Steigung, die die Pulsbreiten bei sehr großen Abständen beschreibt.

zum einen die geringe Zahl von nur 3 Stützstellen im Schmiegebereich nicht optimal ist und zum anderen die Fehler an den Einzelmessungen insgesamt zu groß sind für die Anpassung einer derart biegsamen Funktion, wie sie von Glg.4.1 beschrieben wird. Der Breitenwert bei 150 m behält weiterhin seine Aussagekraft. Es darf jedoch nicht erwartet werden, daß der genaue Kurvenverlauf ausnutzbar ist, wie es durch den Übergang $\Gamma_t(150)$ auf $\Gamma_t^k(150)$bei den Radialphotonen realisiert wurde.

Beruhigend ist festzuhalten, daß laut M^{te} Carlo die Gesamtheit der Schnitte (siehe Tabelle 7.1) nur wenig selektiv auf die eine oder andere Teilchensorte wirkt. Unbefriedigend hingegen ist der relativ große Prozentsatz der Datenereignisse, die bei der Monotonieforderung herausfallen. Die Ursache hierfür konnte zwar lokalisiert, aber nicht 100% korrigiert werden. Trotzdem kann festgestellt werden, daß die Charakteristiken der Flash-ADC-Daten insgesamt sehr gut von der Simulation beschrieben werden können. Dieses unterstützt der sich nun anschließende Vergleich der physikalisch relevanten Größen.

7.3 Die Čerenkovlichtgrößen $\Gamma_t(150)$ und R_l im Vergleich von Simulation und Daten

Eines der wichtigsten Resultate dieser Arbeit betrifft die erstmalig gleichzeitige Messung der Čerenkovlichtintensitäten bei kleinen Abständen (0-100 m) und der Ankunftszeitverteilung bei großen Entfernungen ($\sim$ 150 m) vom Schauerkern. Die Größen, die dieses am besten beschreiben und obendrein immense physikalische Aussagekraft besitzen, sind R_l und Γ_t bei 150 m. Beide Parameter geben Aufschluß über die longitudinale Entwicklung, sind ein Maß für die Entfernung zum Schauermaximum (siehe Abschnitt 4.2 und 4.3) und daher ebenfalls mit einander korreliert. In Abbildung 7.6 sind sie gegeneinander aufgetragen, im rechten Teil der Figur für die M^{te} Carlo-Ereignisse links für die Daten. Sowohl die überspannten Bereiche als auch Form und Breite der Verteilungen decken sich nahezu.

Vergleicht man den Verlauf der Mittelwerte, beide sind in der Datenkorrelation mit eingetragen, sieht man leichte Unterschiede in der Größenordnung von 2-4 Metern sowohl bei kleinen als auch bei ganz großen Breiten. Für Γ_t-Werte größer 20 ns wird die Diskrepanz von Ereignissen mit hohen Čerenkovlichtintensitäten hervorgerufen. Der Grund hierfür muß in der Sättigungscharakteristik der AIROBICC-Vorverstärker, die nicht genügend genau bekannt ist, gesucht werden. In dem Rekonstruktionprogramm konnte dieses Verhalten nicht optimal implementiert werden, so daß das angepaßte R_l bei zu großen Werten hängenbleibt. Die Abweichungen bei kleinen Breiten hängen sehr wahrscheinlich ebenfalls mit den Verstärkern zusammen. Bei der Besprechung des M^{te} Carlo-Abgleichs für die AIROBICC-Zähler in Abschnitt 7.2.1 wurde daraufhingewiesen, daß nach Einführung der Verschmierung der Wertebereich für R_l leicht gestaucht wurde. Für einen Teil der Daten mag diese Verschmierung noch als zu optimistisch angenommen worden sein, so daß dieses für die Unterschiede verantwortlich sein kann. Letztendlich kann auch eine Fehlbestimmung der Breite nicht ausgeschlossen werden.

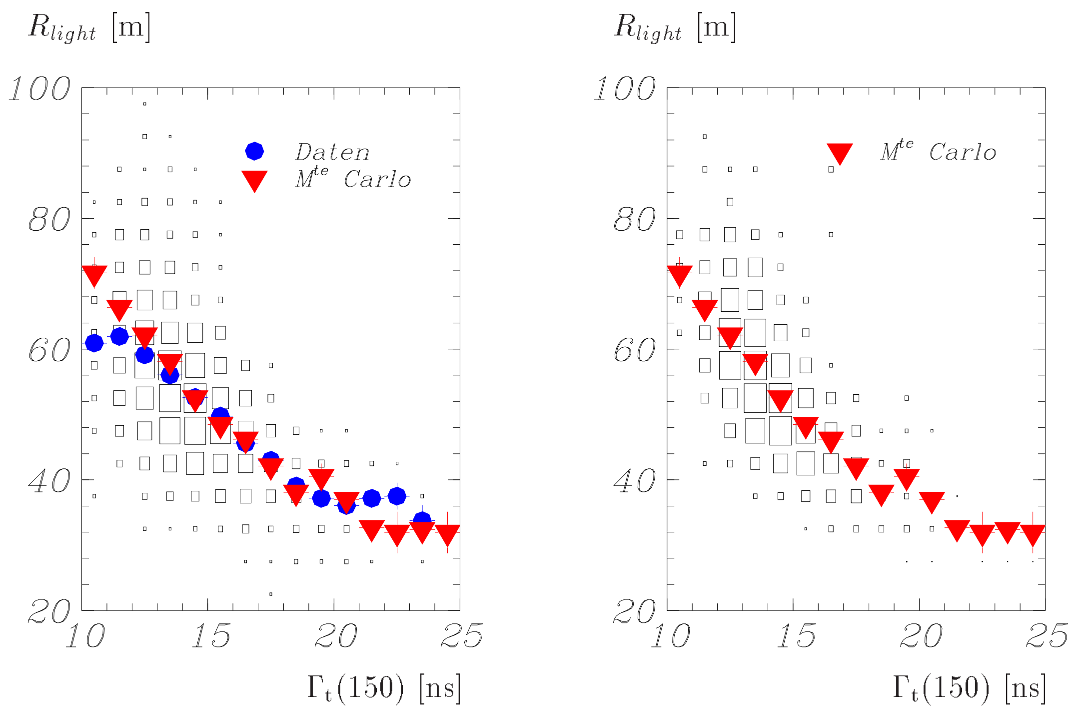

Abbildung 7.6: Korrelation der beiden Čerenkovlichtparameter $\Gamma_t(150)$ und R_{light} für die Datenereignisse links und die Simulation rechts. Der Vergleich der Mittelwerte im linken Bild zeigt leichte systematische Unterschiede , die auf die Vorverstärkercharakteristik bei der R_l-Bestimmung zurückzuführen sind.

Daß die beobachtete Diskrepanz der Daten und Simulationsmittelwerte sehr wahrscheinlich auf den R_l-Parameter zurückzuführen ist und nicht auf die Pulsbreitenmessung, zeigt Abbildung 7.7. Sie gibt zugleich einen ersten qualitativen Eindruck der chemischen Zusammensetzung der zugrunde liegenden Datenmenge. Aufgetragen ist die Korrelation zwischen der $\Gamma_t(150)$ bzw. R_l und der modifizierten Teilchenzahl $N_e \cdot age$ am Erdboden, links für $\Gamma_t(150)$, rechts für R_l. Die vollen Kreissymbole repräsentieren die Mittelwerte der Daten. Sie liegen zwischen den M^{te} Carlo-Vorhersagen für ein reines Protonensemble (ausgefüllte Dreiecke) und purem Eisen (ausgefüllte Quadrate). Der oben diskutierte Effekt der Stauchung des R_l-Wertebereichs tritt auch in dieser Darstellung hervor. Bei kleinem N_e ist R_l zu kleineren Einträgen verschoben und kann von der Simulation nicht vollständig beschrieben werden. Einen Hinweis auf eine systematische Fehlbestimmung des Breitenparameters, der über das ganze Intervall von einem Gemisch aus Proton und Eisen beschrieben werden kann, gibt es aus dieser Verteilung nicht.

Legt man die Ergebnisse der Simulation für die nachgebildete Testkonfiguration zugrunde, ermöglichen R_l die Bestimmung des Schauermaximums auf etwa 32g/cm^2 und $\Gamma_t(150)$ auf rund 40g/cm^2 genau. Erst wenn die Distanz zum Schauermaximum auf unter 150g/cm^2 sinkt, verschlechtert sich bei beiden Verfahren die Bestimmung auf etwa 40 bzw. 60g/cm^2. Mit wachsender Energie nimmt die Tendenz zu, daß die Schauerentwicklung noch nicht ausreichend fortgeschritten ist, um eindeutig von einem

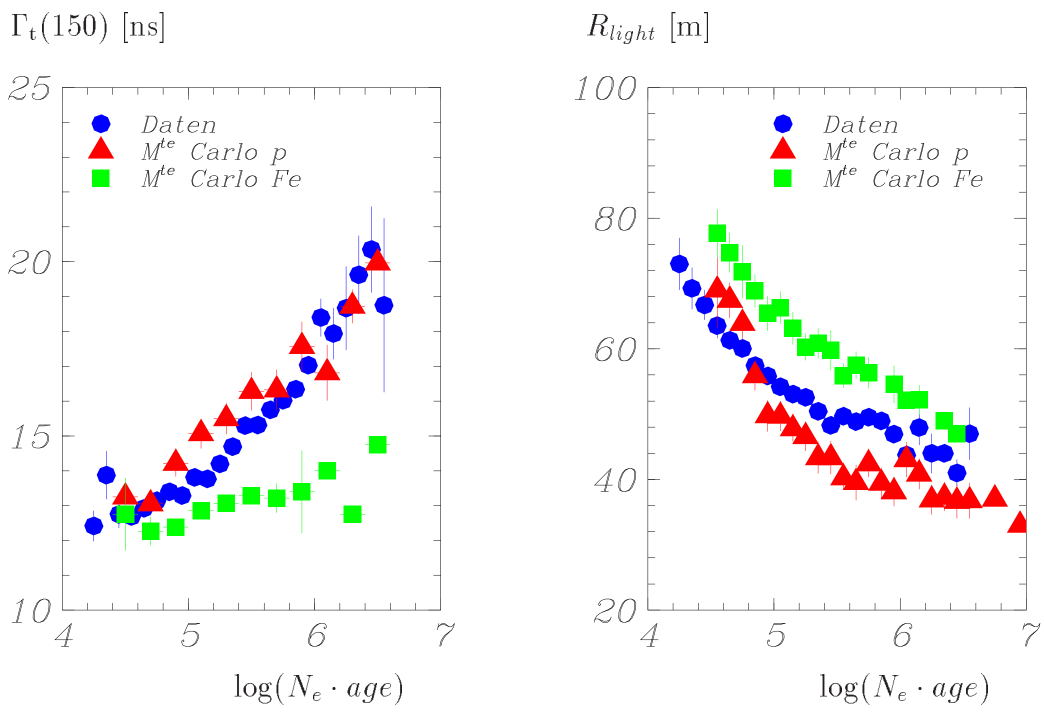

Abbildung 7.7: Korrelation zwischen der modifizierten Teilchenzahl und dem Breitenparameter $\Gamma_t(150)$ links bzw. $\mathrm{R_{light}}$ rechts.

bereits erreichten Schauermaximum sprechen zu können. Um auch diese Energieregion besser erfassen zu können, müßten größere Zenitwinkel als 15° betrachtet werden.

Um die erreichbare Genauigkeit bei der Bestimmung der Höhe des Schauermaximums in den Daten abschätzen zu können, wurde die Differenz der Schauermaxima aus den beiden Rekonstruktionsverfahren mit $\Gamma_t(150)$ und $\mathrm{R_l}$ für die Daten- und die Simulationsereignisse histogrammiert. Abbildung 7.8 zeigt die normierten Verteilungen der Daten und schraffiert die der $\mathrm{M^{te}}$ Carlo-Ereignisse. Die Mittelwerte der gaußförmigen Verteilungen weichen lediglich geringfügig von Null ab, was auf nur geringe systematische Fehlbestimmungen hinweist. Die Standardabweichungen unterscheiden sich um einen Faktor von 1.3 und betragen 54 respektive 41g/cm^2 für Daten und simulierte Ereignisse. Die Größe des Fehlers, der kleiner ist, als es sich aus der quadratischen Addition der Einzelfehler ergibt, zeigt, daß $\Gamma_t(150)$ und $\mathrm{R_l}$ im gleichen Maß sensitiv auf die individuellen longitudinalen Schauerentwicklungen sind und damit im Einzelfall eine Mißbestimmung des Maximums in die gleiche Richtung gegeben ist. Die deutlich größere Breite des Datenhistogramms mag darauf hindeuten, daß nicht alle auftretenden Meßunsicherheiten berücksichtigt oder zu optimistisch implementiert wurden.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, daß CORSIKA die Schauerentwicklung nicht hundertprozentig so nachzeichnet, wie sie in Natura abläuft, und daher stärkere methodische Unsicherheiten bestehen. Zwei Effekte müssen in Betracht gezogen werden. Zum einen betrifft es die EGS4-Schrittweite der Vielfachstreuung, die in der Simulation als zu rel.Häufigkeit

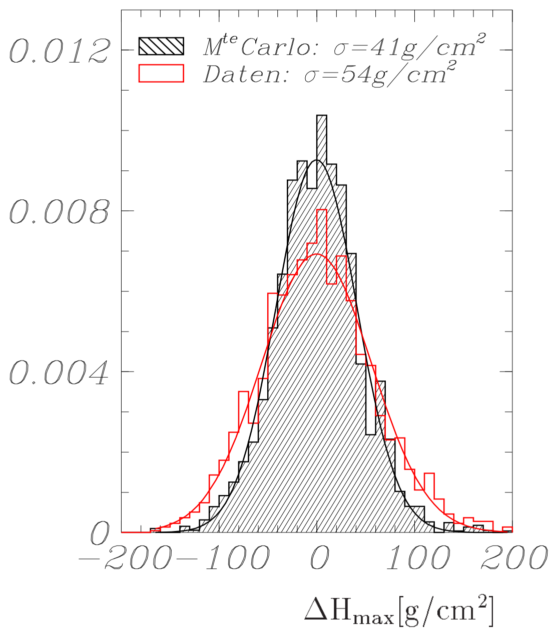

Abbildung 7.8: Differenz in der Maximumsbestimmung aus $\Gamma_t(150)$ und R_{light}.

groß gewählt wurde. Korrekt implementiert würde die laterale Ausdehnung eines Schauers zunehmen, mehr Licht würde unter größeren Winkeln relativ zur Schauerrichtung abgestrahlt und somit den Erdboden bei größeren Abständen erreichen. Das zweite betrifft die nicht optimale Implementierung der atmosphärische Absorption. Beide Effekte scheinen sich weitestgehend zu kompensieren, so daß nur eine geringe systematische Unsicherheit bei der Breitenbestimmung von 0.5 ns und von 3-5 m bei R_l verbleibt. Zahlenwerte für die erreichbare Genauigkeit bei der Bestimmung des Schauermaximums können nur für den Fall größerer Meßunsicherheit abgeschätzt werden. Eine einfache Skalierung der Fehler beider Verfahren ergäbe eine Präzision von etwa 41 und 52 g/cm^2. Schlechtestenfalls geht die $\Gamma_t(150)$-Bestimmung mit einer Unsicherheit von 58 g/cm^2 ein und der R_l-Parameter mit dem Wert aus der Simulation.

7.4 Die vereinfachte Massenbestimmung aus der Pulsbreitenverteilung

Trotz der leichten Unwägbarkeiten, die bestehen bleiben, konnte insgesamt eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den Daten und der Simulation anhand der bisher gezeigten Verteilungen belegt werden. Darauf aufbauend kann eine erste Kompositionsbestimmung aus den Daten vorgenommen werden.

In einem ersten Schritt wird gezeigt, daß das aus dem M^{te} Carlo abgeleitete Verfahren für ein festes Sauerstoff-Eisen Verhältnis auf die Daten angewandt werden kann. Als zweites erfolgt dann eine systematische Untersuchung zur Abschätzung der Fehlerquellen bei der Kompositionsbestimmung.

In dem linken Teil der Abbildung 7.9 ist für die Daten die normierte Häufigkeitsverteilung der angepaßten Breiten bei 150 m aufgetragen. In der rechten Figur ist die entsprechende Verteilung der M^{te} Carlo-Ereignisse sowie die anteilige Zerlegung in die vier verschiedenen Primärteilchen dargestellt. Der Kurvenverlauf mit den ausgefüllten Symbolen ist jeweils das Resultat einer 3-Parameter-Maximum-Likelihood-Anpassung (oh-

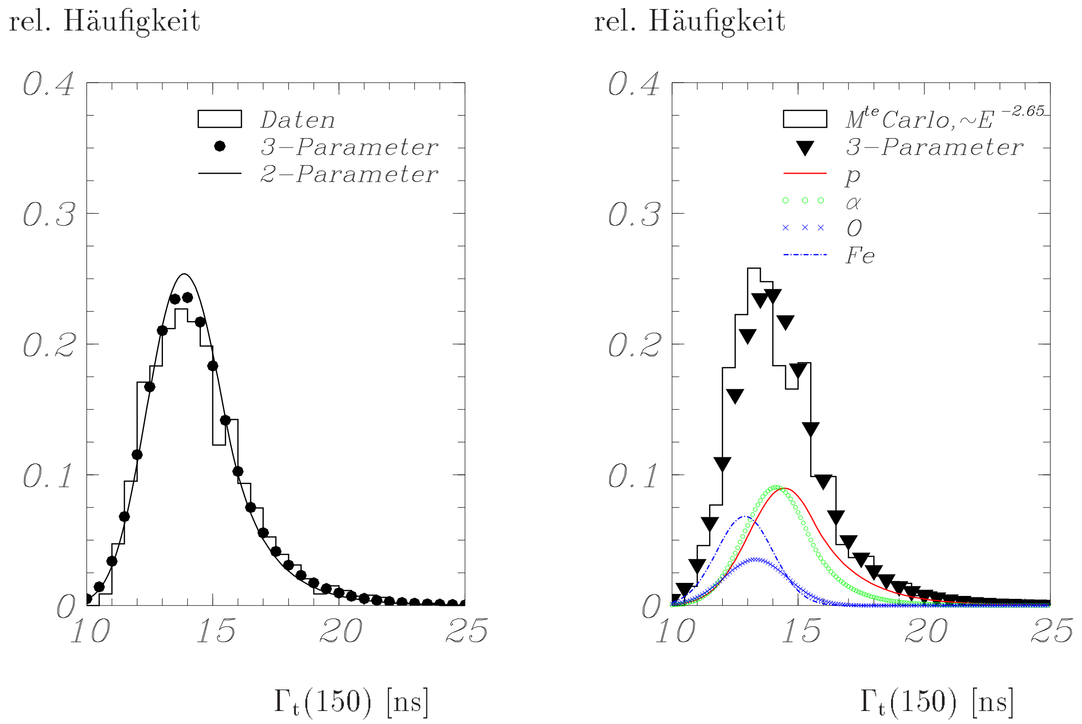

Abbildung 7.9: Rekonstruktion der Breitenverteilung aus den parametrisierten Normverteilungen von Proton, Alpha, O und Fe, links für die Daten, rechts für die M^{te} Carlo-Ereignisse.

ne explizite Normierungsbedingung) der Normteilchen an die Daten bzw. das M^{te} Carlo-Ensemble. Wie schon zuvor in Abschnitt 4.5.1 für die Radialphotonen wurden dazu Sauerstoff und Eisenschauer im Verhältnis 30/70% zusammengefaßt. Die Anpassung an die M^{te} Carlo-Ereignisse kann innerhalb der statistischen Unsicherheit von 3 bis 5% die Anteile der verschiedenen Teilchensorten reproduzieren. Die durchgezogene Linie in der Abbildung der Daten entspricht einem 2-Parameter-Fit. Bei dieser Anpassung wurde zusätzlich das Proton zu Alpha Verhältnis gemäß der im M^{te} Carlo eingehenden spektralen Häufigkeit bei gleichzeitiger Berücksichtigung des Akzeptanzverhaltens auf 50/50% festgehalten. Der Anteil der leichten Komponente unterscheidet sich bei den beiden Anpassungen an die Daten um 6%. Das vorläufige gemeinsame Ergebnis ist:

$$74 \pm 3 \pm \mathcal{O}_s(5-10)[\%] \text{ leichte Komponente}$$

$$26 \pm 6 \pm \mathcal{O}_s(5-10)[\%] \text{ schwere Komponente} \quad ,$$

wobei der angegebene Fehler für die statistische Unsicherheit der Anpassung steht. Um die Größe des systematischen Fehlers abzuschätzen und eine genauere Angabe des statistischen Fehlers machen zu können bzw. weitere mögliche Fehlerquellen auszuschließen, wurden 3 Effekte untersucht:

1. die Unsicherheit, die sich aus dem Festhalten des O/Fe Verhältnis oder in einem abgewandelten Verfahren aus dem Fixieren des p/α Anteils ergibt,

2. der Einfluß des Spektralindizes sowie der Forderung einer Mindestpulshöhe bei der simulierten FADC-Messung auf die Parametrisierungen im M^{te} Carlo.

3. die statistische Unsicherheit, die sich aus erneuten Anpassungen an hypothetische Verteilungen ergibt, die gemäß der Poisson-Statistik aus der ursprünglichen Anpassungsfunktion ausgelost wurden. Gleichzeitig sollten bei dieser Vorgehensweise, sofern vorhanden, versteckte Fehlerquellen aufgedeckt werden, die aus der stark asymmetrischen Form der Breitenverteilung erwachsen könnten.

Variation des p/α- und des O/Fe-Verhältnisses

Um die Systematik abzuschätzen, die aus Punkt 1 folgt, wurden für die M^{te} Carlo- und die Datenereignisse eine Abfolge von 3-Parameter-Anpassung durchgeführt. Jeweils 2 der 4 Teilchensorten wurden als unabhängige Komponenten und die anderen beiden in einem festen Verhältnis zueinander stehend angepaßt. Tabelle 7.2 zeigt die Resultate

Anpassung		Daten			M^{te} Carlo		
p,α	O,Fe	p,α[%]	O,Fe[%]	ln $\mathcal{L}$	p,α[%]	O,Fe[%]	ln $\mathcal{L}$
0:1	frei	84	16	-195	77	23	-695
1:4	frei	82	18	-152	75	25	-139
2:3	frei	79	21	-124	70	30	-135
3:2	frei	78	22	-106	64	36	-138
4:1	frei	75	25	-94	55	45	-144
1:0	frei	73	27	-87	48	52	-149
frei	0:1	72	28	-86	71	29	-130
frei	1:4	71	29	-88	69	31	-135
frei	2:3	70	30	-92	67	33	-137
frei	3:2	68	32	-95	65	35	-138
frei	4:1	67	33	-101	62	38	-140
frei	1:0	66	34	-106	59	41	-143
1:1	3:7	77	23	-129	66	34	-132
frei	frei	74	26	-99	73	27	-145

Tabelle 7.2: Zusammenfassung der Resultate für die 3-Parameter-Anpassung bei unterschiedlich festgehaltenen Teilchenverhältnissen. Die M^{te} Carlo-Ereignisse wurden mit einem Verhältnis von 69% zu 31% für leichte zu schweren Kernen bei einem Spektralindex von -2.65 generiert.

dieser Untersuchung. Die Likelihoodwerte der verschiedenen Anpassungen im M^{te} Carlo zeigen, daß die besten Resultate wie zu erwarten bei den Iterationen erreicht werden, die der eingestreuten Zusammensetzung am nächsten kommen. Dieses ist das Verhältnis 2:3 für p und α im oberen Teil der Tabelle sowie p und α frei und O:Fe in den relativen Anteilen von 0:1 bis etwa 2:3. Sowohl im M^{te} Carlo als auch in den Daten ist für das Leicht zu Schwer Verhältnis die gleiche Systematik festzustellen.

Aus dem oberen Teil der Tabelle ist abzulesen, daß der leichte Anteil abnimmt, je leichter und damit protonartiger der Repräsentant dieser Komponente bei der Anpassung ist. Der Sauerstoff wird zu einem Teil von dem α-Teilchen mit abgedeckt. Wird die leichte Komponente durch schrittweise Reduzierung des α-Anteils künstlich "erleichtert", kann sie die mittelschwere Komponente weniger gut beschreiben und der schwere Anteil muß ansteigen.

Der untere Teil der Tabelle zeigt, daß sich diese Tendenz fortsetzt, je leichter, sauerstoffartiger das schwere Teilchen ist. Die größte Unsicherheit des Verfahrens liegt folglich in der Abgrenzung der leichteren Teilchen wie Helium gegen die Elemente aus der Sauerstoffgruppe. Der systematische Fehler, der sich daraus für das Verfahren ergibt, kann aus den Anpassungen mit den größten Likelihoodwerten von -86 bis -95 abgeleitet werden und beträgt aufgerundet maximal $\pm 4\%$ für die leichte bzw. die schwere Komponente.

Variation des Spektralindizes und der geforderten Mindestpulshöhe

Der zweite Beitrag zum systematischen Fehler, siehe Punkt 2, ergibt sich aus der Unsicherheit der spektralen Indizes sowie der Triggerakzeptanzen. Um diesen abzuschätzen, wurde insgesamt für 4 spektrale Verläufe (gemeinsamer Spektralindex von -2.55, -2.65 und -2.75 sowie Spektralindex von Protonen: -2.67, α: -2.62, O: -2.70 und Fe: -2.6) jeweils mit und ohne Forderung einer Mindestpulshöhe die Parametrisierungen der 4 Teilchenarten in der Simulation durchgeführt und anschließend die Datenverteilung angepaßt.

Die Resultate sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Die Unterschiede in den ermittelten Verhältnissen betragen wenige Prozent. Um jeweils 4% differieren die Anpassun-

M^{te} Carlo		Daten	
Spektral-index	Pulsöhen-schnitt	p,α [%]	O,Fe [%]
-2.55	—	73	27
	ja	69	31
-2.65	—	75	25
	ja	71	29
-2.75	—	76	24
	ja	72	28
p: -2.67 α: -2.62	—	75	25
O: -2.70 Fe: -2.60	ja	71	29

Tabelle 7.3: Zusammenstellung der Resultate der 3-Parameter-Anpassung an die Daten für die M^{te} Carlo-Parametrisierungen bei verschiedenen Spektralindizes jeweils mit und ohne Forderung einer Mindestpulshöhe.

gen aufgrund der Pulshöhenforderung. Die maximale Abweichung besteht erwartungsgemäß zwischen dem weichesten Spektrum (-2.75) ohne und dem härtesten (-2.55) mit Pulshöhenforderung und beträgt 7%. Diese vergleichsweise geringen Abhängigkeiten lassen sich durch zweierlei erklären. Die Anpassung stützt sich auf den schnellen Anstieg der Verteilung bei kleinen Breiten zwischen 10 und 14 ns und auf den Ausläufer zu großen Pulsbreiten oberhalb von etwa 18 ns. Beide Bereiche können jeweils nur mit einer Teilchensorte beschrieben werden. Extreme Schauerentwicklungen bei Protonen und damit die großen $\Gamma_t(150)$-Werte treten nahezu unabhängig von der Energie auf. Kleine Breiten stoßen an das Auflösungsvermögen des Detektorsystems, so daß auch hier kaum mit einer starken Energieabhängigkeit zu rechnen ist.

Abschätzung der statistischen Unsicherheit und Ausschluß weiterer Fehlerquellen

Für eine genauere Abschätzung der statistischen Unsicherheit und Ausschluß bisher nicht erkannter systematischer Unzulänglichkeiten des Verfahrens wurde die Anpassungsfunktion ausgewählt, die an dem festgehaltenen O/Fe Verhältnis von 1:4 (siehe hierzu Tabelle 7.2) ermittelt wurde. Für insgesamt 1000 Versuche wurden, ausgehend von der Anpassungsfunktion, poissonverteilte Einträge ausgelost und die erstellten Histogramme angepaßt. Figur 7.10 zeigt auf der linken Seite die Verteilung von $\log\ \mathcal{L}$, auf der rechten Seite den ermittelten Anteil der leichten Komponente. Die beiden Balken

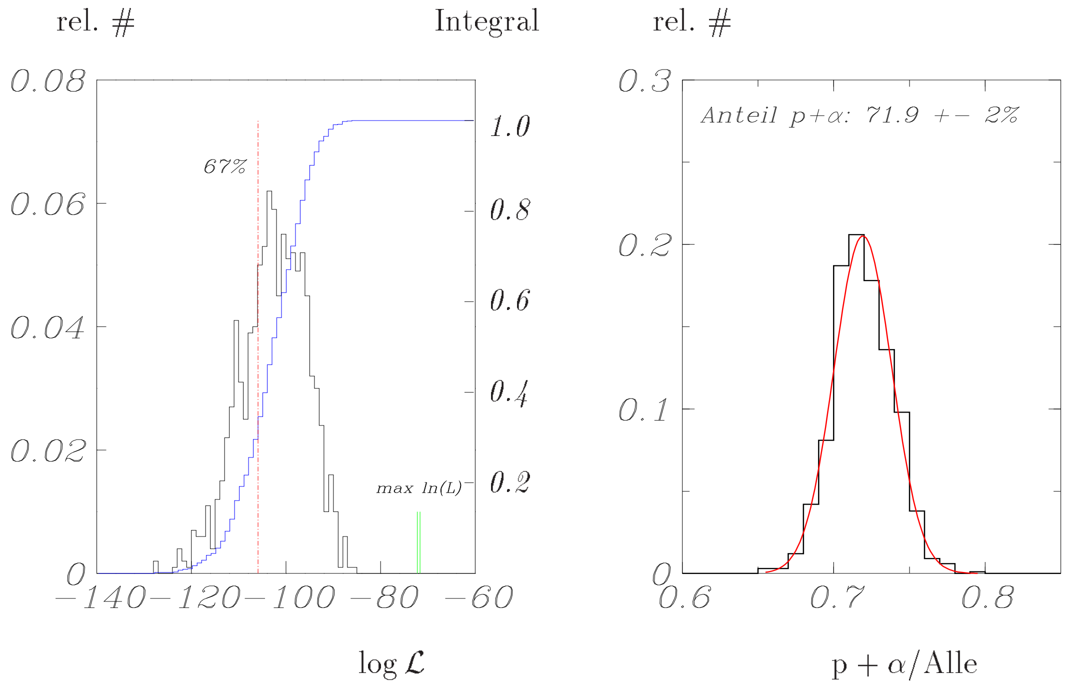

Abbildung 7.10: Zur Abschätzung des statistischen Fehlers der Anpassungen. Im linken Bild ist die normierte Verteilung der $\log\mathcal{L}$ für 1000 zusätzliche Anpassungen an, ausgehend von der Anpassungsfunktion, poissonverteilte Pseudomessungen aufgetragen. In 67% der Fälle erreicht $\log\mathcal{L}$ Werte größer als -105. Im Bild rechts dargestellt ist der Anteil der leichten Komponente, wie er sich aus den Neuanpassungen ergibt. Die Breite der Verteilung beträgt $\pm 2\%$ und ist in völliger Übereinstimmung mit dem statistischen Fehler der Orginalanpassung.

bei Werten um -71 im linken Teil ergeben sich als Grenzwerte des maximal Erreichbaren. Es sind die Likelihood-Werte für die Ausgangsverteilung der $\Gamma_t(150)$ und die Anpassungsfunktion jeweils als theoretische Anpassungen auf sich selbst. Für 67% der Versuche ergibt die Anpassung log $\mathcal{L}$ größer -105. Dieser Wert liegt um -17 von dem Likelihood der ursprünglichen Anpassung verschoben. Die Breite der Verteilung im rechten Teil der Abbildung zeigt, daß der oben angegebene, aus dem Fitverfahren erhaltene statistische Fehler der ursprünglichen Anpassung seine Aussagekraft behält. Der Mittelwert der Verteilung ist lediglich um .6% gegenüber dem Ausgangswert verschoben, woraus mit großer Wahrscheinlichkeit gefolgert werden kann, daß keine weiteren systematischen Fehler aufgrund des Verfahrens zu erwarten sind.

Bestimmung der Akzeptanzen

Eine Abschätzung der Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung kann unter Berücksichtigung der aus dem M^{te} Carlo folgenden Triggerakzeptanzen aus dem angepaßten Verhältnis von leichter zu schwerer Komponente gemacht werden. Bei dieser Vorgehensweise ist man zum einen darauf angewiesen, daß die Detektoreffekte, wie Meßprozeß und Selektionskriterien in der Simulation korrekt implementiert sind. Zum anderen mußten Annahmen zum spektralen Verlauf und zur Zusammensetzung gemacht werden, um die Triggerschwelle -die Mindestpulshöhe bei einer Flash-ADC-Messung- nachzubilden. Unter der Voraussetzung, daß es keine dramatischen Kompositionsänderungen zwischen 200 TeV und 1 PeV gibt, können die im M^{te} Carlo gemachten Annahmen (spektraler Index von -2.65 und das ab 200 TeV extrapolierte Verhältnis von Sauerstoff zu Eisen), und die damit ermittelten Akzeptanzen auf die Daten übertragen werden.

Daß eine Korrektur bei Berücksichtigung der unterschiedlichen Effizienzen relativ klein ausfallen wird, legt folgende Überlegung nahe. Die AIROBICC-Triggerschwelle für Proton-initiierte Schauer liegt bei 20 TeV und unterscheidet sich um einen Faktor 3.5 gegenüber Eisenschauern. Zwei Effekte tragen dazu bei, daß sich dieser Faktor bei den FADC-Messungen im höher energetischen Bereich verringern wird. Zum einen haben Eisenschauer eine flachere laterale Ausdehnung als Protonschauer, so daß mehr Čerenkovlicht den Erdboden jenseits des Čerenkovringes erreicht. Zum anderen liegen die Schauermaxima bei gleicher Energie für Eisen höher in der Atmosphäre. Das Licht bei großen Abständen trifft daher in kleineren Zeitintervallen am Erdboden ein, die Ankunftszeitverteilung ist schmaler und hat eine im Mittel größere Pulshöhe.

Tabelle 7.4 zeigt für den Energiebereich von 300 bis 750 TeV sowie gemittelt über alle Energien die Ereigniszahlen nach Erfüllung der Triggerbedingungen sowie die Akzeptanzen für die verschiedenen Primärteilchen. Aus den Zahlenangaben in der mittleren Reihe läßt sich abschätzen, daß bei einer ungefähren Verdoppelung der Energie die Akzeptanzen von 50 auf 100% ansteigen und daß schwere Teilchen ein steileres Schwellverhalten zeigen als leichte. Das unterschiedliche Ansprechverhalten zwischen p und Fe reduziert sich, wie bereits die Vorüberlegungen erwarten ließen, auf einen Faktor 2 in der Energie. Der 50%-Wert wird von allen Teilchensorten unterhalb von 500 TeV überschritten. Der insgesamt betrachtete Energiebereich umschließt etwa das 20-fache dieser Energie, so daß zusammen mit dem steilen Schwellverhalten für schwere

	Teilchen	300 TeV	500 TeV	750 TeV	0.3-10 PeV
vom Trigger zugelassene $\mathrm{M^{te}}$ Carlo Ereignisse	p	289	125	55	731
	α	158	89	75	433
	O	68	75	20	257
	Fe	88	95	40	363
Akzeptanz nach Pulshöhenschnitt [%]	p	50	84	99	71
	α	43	89	100	71
	O	39	84	100	67
	Fe	22	72	100	53
Akzeptanz nach Selektionskriterien [%]	p	48	82	93	69
	α	40	84	97	68
	O	33	81	95	63
	Fe	21	71	93	50

Tabelle 7.4: Die Ereigniszahlen nach Erfüllung der Triggerbedingung und die Akzeptanzen für die verschiedenen Selektionschritte.

Kerne die Unterschiede in der spektral gemittelten Akzeptanz zwischen Eisen und den Protonen mit maximal 20% zu Buche schlagen. Nicht erfaßt werden kann von dem Simulationsdatensatz die Triggereffizienz für kleinere Energien als 300 TeV. Aus den Angaben für die spektral gemittelte Akzeptanz läßt sich diese zusätzliche Unsicherheit für die weiter unten gemachten akzeptanzkorrigierten Resultate zu maximal 4% abschätzen.

Die verschiedenen Zahlenangaben der Tabelle 7.4 sollen nachstehend im einzelnen erörtert werden. Für Protonen beträgt die Akzeptanz bei der niedrigsten Energie 50% und geht dann aufgrund der Selektionskriterien auf 48% zurück. Hingegen würden alle eingeworfenen Ereignisse ab 750 TeV akzeptiert. Die Selektionskriterien verwerfen hier jedoch circa 7%. Zu erklären ist dieses Verhalten dadurch, daß tief eindringende Schauer breite Ankunftszeitverteilungen mit geringer Maximalpulshöhe bei den außenstehenden Zählern hervorrufen. Bei 300 TeV reicht die Empfindlichkeit der Flash-ADCs nicht aus, diese zu detektieren. Bei höheren Energien hingegen werden solche Schauer vorzugsweise verworfen, da das Nachthimmelrauschen, wie unter Abschnitt 7.2.2 erläutert, eine korrekte Breitenbestimmung erschwert. Ein von der Tendenz ähnliches Verhalten zeigen die Ereigniszahlen der schweren Primärteilchen. Von den 22% der akzeptierten Schauer bei 300 TeV wird lediglich ein weiteres Prozent durch die Selektion verworfen. Bei 750 TeV ist volle Triggereffizienz auch für die schwere Komponente erreicht, und die Ereignisselektion, Monotonie und Mindestdynamik verwirft knapp 7%. Über alle, spektral gewichteten Ereignisse unterscheidet sich das Akzeptanzverhalten von Proton und Eisenschauer um 19%, zwischen Proton/Alpha und einem Sauerstoff- Eisengemisch um 14%.

Abschätzung der Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung

Mit diesen Zahlenwerten kann eine erste Angabe zur Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung oberhalb von 300 TeV gemacht werden. Das Ergebnis ist zusammen mit den nicht akzeptanzkorrigierten Zahlenangaben in Tabelle 7.5 aufgelistet. Der Berechnung zugrunde gelegt ist der Mittelwert der 6 Anpassungen (siehe hierzu Tabelle 7.2) mit den größten log $\mathcal{L}$ (von -95 bis -86).

	leichte Komponente [%]	schwere Komponente [%]
Ohne Korrektur	$71 \pm 3 \pm 4 \pm 4$	$29 \pm 6 \pm 4 \pm 4$
Akzeptanzkorrigiert	$66 \pm 6(-4)$	$34 \pm 8(+4)$

Tabelle 7.5: Die Ergebnisse der Kompositionsbestimmung aus der Häufigkeitsverteilung der Pulsbreite bei 150 m.

7.5 Energie- und Massenbestimmung nach Lindner

Im Folgenden soll die Methode der simultanen Energie- und Massenbestimmung nach Lindner auf die Daten übertragen werden. Zur Erinnerung sollen mehrere Schwierigkeiten, die bereits diskutiert worden sind, an dieser Stelle noch einmal explizit genannt werden. Der Ausfall eines Großteils der Szintillator ADCs verursacht eine Verzerrung der rekonstruierten Teilchenzahl, so daß eine Energierekonstruktion von der Methode her zwar möglich ist, die Energieskala und der spektrale Verlauf aber ebenfalls verzerrt wiedergegeben werden. Nicht nur bei der vorliegenden Analyse im speziellen, sondern auch im Rahmen der allgemeinen HEGRA-Analyse tritt, wie im Vorangegangenen in Abschnitt 7.3 diskutiert, das mögliche Sättigungsproblem der AIROBICC-Vorverstärker störend hervor. Beide Punkte zusammengenommen lassen eine Energierekonstruktion oberhalb einiger PeV als nur beschränkt aussagekräftig erscheinen. Die Akzeptanz der Flash-ADC-Messungen kulminiert knapp unterhalb von 800 TeV, so daß nur ein kleiner Energiebereich zur Verfügung stünde, in dem sowohl eine R_l- als auch eine $\Gamma_t(150)$-Messung realistische Energiebestimmungen zuließe. Bei der Ermittlung der rekonstruierten Energien wird sich die Auswertung daher darauf beschränken, die Kompatibilität der beiden Methoden R_l und $\Gamma_t(150)$ zu demonstrieren. Die Bestimmung der primären Zusammensetzung wird wie im Vorangegangenen in erster Linie für die gesamte Datenmenge durchgeführt werden. Um die Tendenz aufzeigen zu können, ob sich die Komposition oberhalb von 1 PeV signifikant verändert, wird in einem zweiten Schritt für ein begrenztes Energieintervall eine weitere Massenbestimmung durchgeführt werden.

Die Grundgedanken der Methode nach Lindner sind in Kapitel 4.5.2 ausführlich dargestellt, zur größeren Klarheit soll die Vorgehensweise an dieser Stelle noch einmal kurz skizziert werden. Dem geneigten Leser sei es überlassen, bei jedem der Schritte

den Breitenparameter $\Gamma_t(150)$ in Gedanken durch R_l zuersetzen.
Die Breite der Ankunftszeitverteilung des Čerenkovlichts bei 150 m ist streng mit der Distanz zum Schauermaximum korreliert. Die Maximumshöhe wiederum ist proportional dem Logarithmus der Energie pro Nukleon. Das heißt, durch die Messung der Breite ist auf direktem Wege eine Abschätzung von $E_{Nukleon}$ ermöglicht. Die Teilchenzahl am Erdboden gestattet es, bei Kenntnis der Höhe des Schauermaximums die elektromagnetische Energie zu bestimmen. Unter Ausnutzung der Simulationsrechnungen kann diese direkt als Funktion von $\Gamma_t(150)$ und $N_e \cdot age$ ausgedrückt werden. Zusammen mit dem Gabrielfaktor, der ein Maß für den hadronischen Energieanteil ist, läßt sich dann die Gesamtenergie aus dem elektromagnetischen Anteil und der Energie pro Nukleon errechnen bzw. die Masse des Primärteilchen bestimmen.

Energierekonstruktion

In Abbildung 7.11 sind in doppeltlogarithmischer Darstellung die rekonstruierten Gesamtenergien aus der Bestimmung mit R_l(Ordinate) und $\Gamma_t(150)$(Abzisse) gegenein-

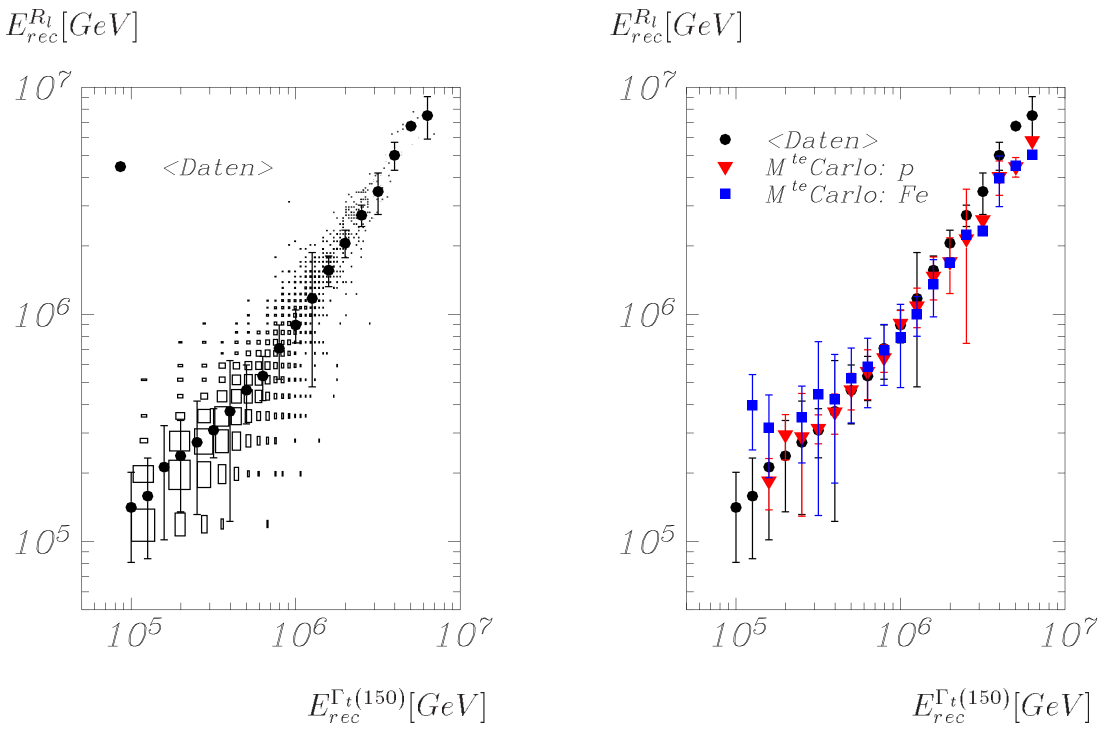

Abbildung 7.11: Die rekonstruierte Gesamtenergie aus den Berechnungen mit R_l und $\Gamma_t(150)$. Im linken Teil für die Daten als zweidimensionales Histogramm, rechts im Vergleich mit den Ergebnissen der M^{te} Carlo-Rechnung für jeweils gemäß $\sim E^{-2.65}$ spektral eingeworfene Proton- und Eisenschauer.

ander aufgetragen. Abgesehen von kleineren Unstimmigkeiten bei sehr niedrigen bzw. sehr hohen Energien besteht eine gut ausgeprägte Korrelation. Die auftretenden Abweichungen beruhen auf den systematischen Unterschieden, die bereits in vorangegangenen

Abbildungen bei Vergleichen von $\Gamma_t(150)$ und R_l zu erkennen waren. Die Mittelwerte kommen auf der Winkelhalbierenden zu liegen. Die eingetragenen Fehlerbalken entsprechen der Breite der zugrunde liegenden Verteilung und decken sich mit den Erwartungen aus der Simulation, die getrennt für Protonen und Eisen zusammen mit den Daten im rechten Teil der Figur 7.11 eingetragen sind. Aufgrund der Abwandlung des Verfahrens ist die Energieauflösung etwa 15% schlechter, als sie bei einer korrekten N_e Messung möglich wäre, und beträgt für die Rekonstruktion mit $\Gamma_t(150)$ zwischen 35 und 40% für das gesamte Energieintervall. Abbildung 7.12 zeigt am Beispiel der Rekonstruktion mit dem $\Gamma_t(150)$-Parameter die zugrunde liegenden Energiespektren aus den Daten links und der Simulation rechts. Der Verlauf bei niedrigen Energien

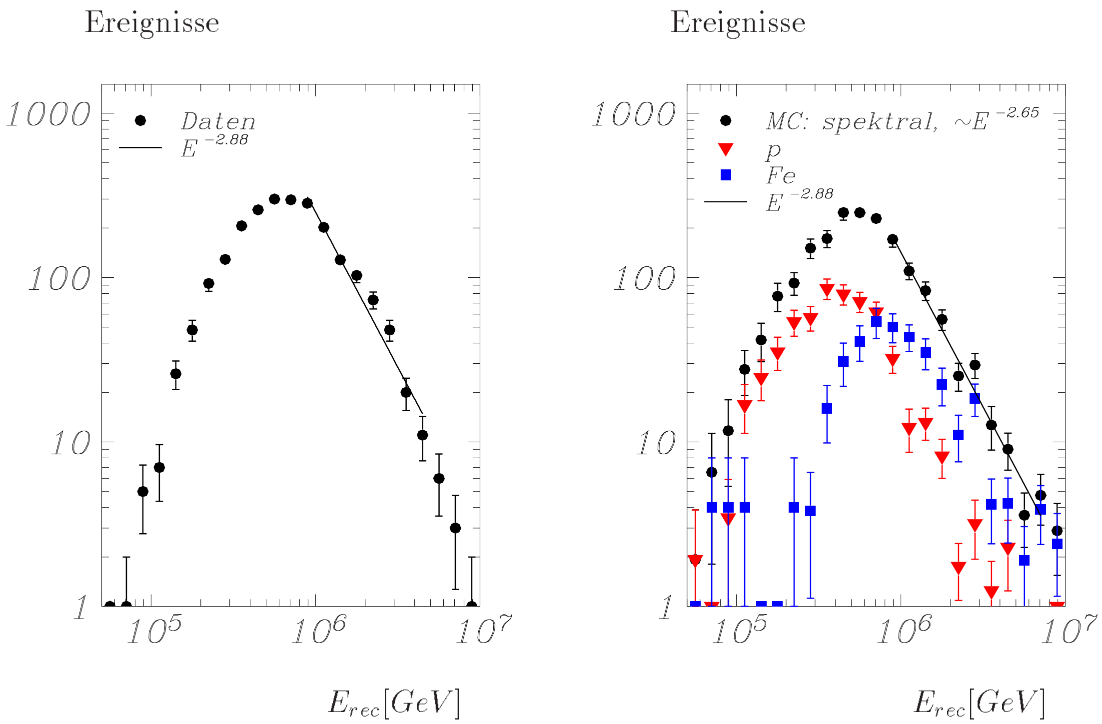

Abbildung 7.12: Die mit $\Gamma_t(150)$ rekonstruierte Gesamtenergie für die Daten links und die Simulation rechts. Im rechten Bild sind die spektral gewichteten Anteile von P und Fe mit eingetragen. Volle Effizienz für Eisen ist erst ab $8 \cdot 10^5\mathrm{GeV}$ erreicht. Die Anpassung an die Simulationsdaten bis $8 \cdot 10^{15}\mathrm{eV}$ ergibt einen Spektralindex von -2.88. Die Abweichung gegenüber dem zugrunde liegenden $\propto \mathrm{E}^{-2.65}$ Verhalten ist auf die Abwandlung des Verfahrens begründet. Für die Datenpunkte ist, um das Auge bei einem Vergleich besser leiten zu können, ebenfalls eine $\propto \mathrm{E}^{-2.88}$ Abhängigkeit eingezeichnet.

beruht auf dem Akzeptanzverhalten bei den FADC-Messungen. Die Übereinstimmung der Spektren wurde, wie in Abschnitt 7.2.1 angesprochen, durch die Festschreibung der Mindestpulshöhe für die außenliegenden Zähler in den Simulationsereignissen erzielt. In der $\mathrm{M^{te}}$ Carlo-Verteilung sind die Beiträge von zwei der vier Primärteilchen, p und Fe, separat eingezeichnet. Das weiche Schwellenverhalten wird durch die Probleme bei der N_e-Messung und der notwendig gewordenen Abwandlung des Verfahrens hervorgerufen. Volle Trigger- bzw. Rekonstruktionseffizienz für die schwere Komponente ist erst oberhalb von 750 TeV erreicht. Das Anpassen eines Potenzgesetzes zwischen 10^{15} und 10^{16} eV ergibt einen "*pseudo*" Spektralindex von -2.88 gegenüber dem tatsächlich eingestreuten und unter normalen Umständen auch rekonstruierten von -2.65. In der Datenverteilung erscheint eine Anpassung bei höheren Energien aufgrund der geringen Statistik und der Schwierigkeiten bei der N_e Bestimmung als wenig aussagekräftig. Um das Auge bei einem Vergleich besser leiten zu können, ist trotzdem in Anlehnung an das M^{te} Carlo-Resultat ein Potenzverhalten mit $E^{-2.88}$ bis etwa $4. \cdot 10^{15}$ eingezeichnet.

Die Massenbestimmung im Energieintervall zwischen 300 TeV und 10 PeV

Die weitreichende Übereinstimmung der Energiespektren läßt vermuten, daß die vereinfachte Kompositionsbestimmung aus dem Breitenparameter schon sehr nahe an die nun folgenden Ergebnisse aus der Methode nach Lindner heranreichen wird. In Abbildung 7.13 sind die resultierenden Massenspektren dargestellt, für die Rekonstruktion

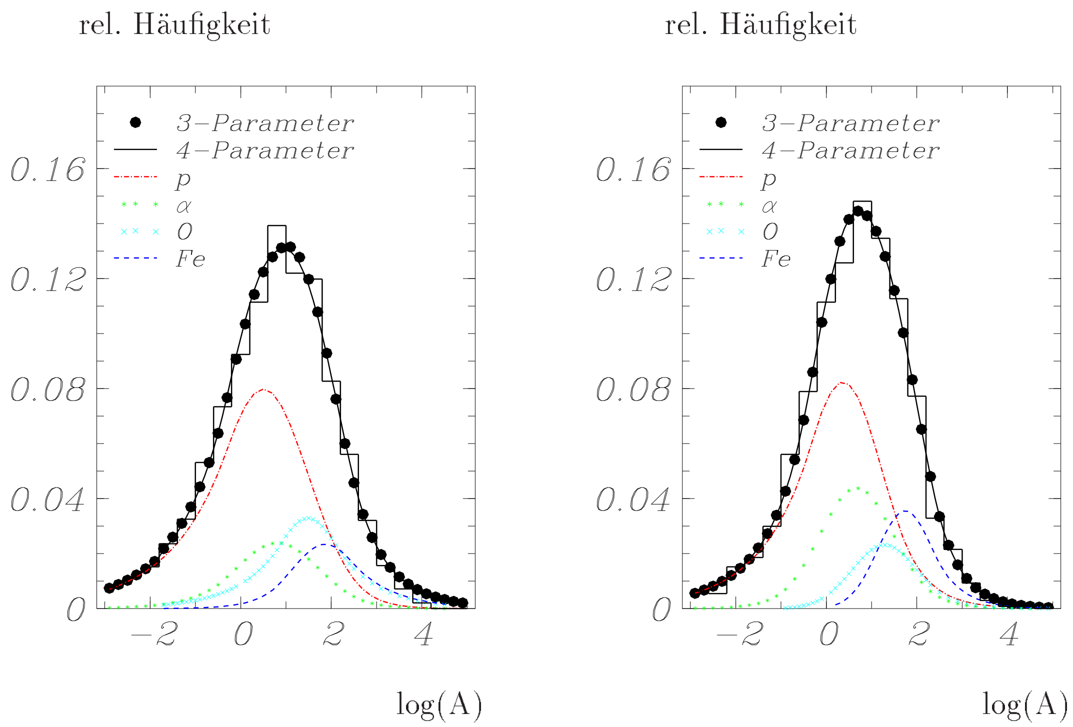

Abbildung 7.13: Rekonstruktion des ermittelten Massenspektrums aus den parametrisierten und genormten Massenverteilungen der vier Teilchensorten. Links im Bild zu sehen ist die Rekonstruktion für $\Gamma_t(150)$, rechts die Ergebnisse der Parametrisierungen mit R_l. Die durchgezogene Linie entspricht dem 4-Parameter-Fit. Die Kreissymbole sind das Ergebnis der 3-Parameter-Anpassung, bei der das O/Fe Verhältnis auf 30/70% eingestellt wurde.

mit $\Gamma_t(150)$ links, für diejenige mit R_l rechts. Der eingezeichnete Kurvenverlauf resultiert aus einer 4-parametrigen Anpassung aus den Normteilchen der Simulation, deren Anteile ebenfalls in der Figur mit eingetragen sind. Wie im Fall der Massenbestimmung aus der Breitenverteilung wurde zusätzlich eine 3-parametrige Anpassung durchgeführt. Sauerstoff und Eisen sind abermals im Verhältnis 30/70% zusammengefaßt. Die eingetragenen Symbole in Figur 7.13 geben das Resultat dieses Fits wieder. Die Abbildungen zeigen, daß sich die 3- und die 4-Parameter-Anpassungen nur unwesentlich in ihrer Form unterscheiden. Die relativen Anteile der Teilchensorten können vom 4-Parameter-Fit jedoch nur mit sehr großen Fehlern bestimmt werden. Als Resultat sollen daher die 3-Parameter-Anpassungen angegeben werden:

$\Gamma_t(150)$	R_{light}	
$54 \pm 6 \pm 4$[%]	$50 \pm 4 \pm 6$[%]	Proton
$20 \pm 7 \pm 8$[%]	$26 \pm 5 \pm 8$[%]	Alpha-Teilchen
$26 \pm 3 \pm 7$[%]	$24 \pm 2 \pm 7$[%]	schwere Komponente .

Fehlerbetrachtung

Der erste Fehler repräsentiert wiederum die statistische Unsicherheit der Anpassung. Die systematischen Unsicherheiten durch den Einfluß eines voreingestellten Teilchenverhältnis bestimmen den zweiten Anteil des Fehlers. Entsprechend der weiter oben beschriebenen Vorgehensweise wurde er aus den Resultaten für die verschiedenen Voreinstellungen abgeschätzt und soll anhand von Tabelle 7.6 kurz dargelegt werden. Die

Anpassung		$\Gamma_t(150)$					R_l				
p,α	O,Fe	p[%]	α[%]	O[%]	Fe[%]	$\ln\mathcal{L}$	p[%]	α[%]	O[%]	Fe[%]	$\ln\mathcal{L}$
0:1	frei	88		0	12	-133	89		0.	11.	-223
1:4	frei	85		0	15	-89	86		0.	14	-113
2:3	frei	82		0	18	-68	83		0	17	-77
3:2	frei	80		0	20	-60	79		6	15	-67
4:1	frei	69		20	11	-59	71		19	10	-65
1:0	frei	60		36	4	-60	63		32	5	-66
frei	0:1	53	26	21		-60	50	30	20		-67
frei	1:4	53	23	24		-60	50	28	22		-67
frei	2:3	54	19	27		-59	53	23	24		-66
frei	3:2	55	15	30		-59	55	17	28		-65
frei	4:1	56	9	35		-59	58	10	32		-65
frei	1:0	57	3	40		-63	62	1	37		-69
frei	frei	55	14	19	12	-59	56	16	16	12	-59

Tabelle 7.6: Zusammenstellung der Systematiken für die 3-Parameter-Anpassung bei unterschiedlich festgehaltenen Teilchenverhältnissen, jeweils für die Rekonstruktion mit $\Gamma_t(150)$ und R_l. In der Tabelle ebenfalls berücksichtigt ist eine Anpassung mit 4 Parametern.

Entwicklung der angepaßten Teilchenverhältnisse verläuft für $\Gamma_t(150)$ und R_l weitestgehend parallel. Bei beiden Verfahren können die Daten nicht optimal angepaßt werden, wenn der Protonanteil künstlich unterdrückt wird, die Likelihood ist gering und die

Form der Verteilung kann nicht reproduziert werden. Das kombinierte leichte Teilchen muß überbestimmt werden, um den eigentlichen Proton-Bereich erfassen zu können. Als Folge wird Sauerstoff als Komponente quasi ausgeschlossen. Wie schon bei der Bestimmung aus der Breitenverteilung dargelegt, führt ein Sauerstoff-dominiertes schweres Teilchen zu einer starken Abnahme des $\alpha-$Anteils. Die Abfolge im unteren Teil der Tabelle dokumentiert dieses Verhalten. Obwohl die Likelihood der jeweils besten 8 Anpassungen nur um 2 maximal 3 auseinander liegen, schwankt der Anteil der leichten Komponente um 19% bei der $\Gamma_t(150)$- und um 14% bei der R_l-Methode. Beide Streuungen werden maßgeblich durch die Vermischung von Sauerstoff und des $\alpha-$Teilchens dominiert.
Nicht als Tabelle aufgeführt sind die Systematiken des Verfahrens, die aus der Wahl des Energiespektrums folgen. Die Streuungen liegen lediglich im 1-2% Bereich und sind gegen die anderen Fehlerbeiträge zu vernachlässigen. Dieses Resultat unterstreicht, daß die Methode der Energie- und Massenbestimmung aus den Daten, unabhängig von der exakten Wahl der Eingabegrößen im M^{te} Carlo, Spektralindex und Zusammensetzung, arbeitet.

Zusammenstellung der Kompositionsergebnisse für die Methode nach Lindner

Die Ermittlung des Resultats der Massenbestimmung nach Lindner erfolgt aus den jeweils 5 besten Anpassungen der $\Gamma_t(150)$- und der R_l-Methode, siehe dazu den unteren Teil der Tabelle 7.6. Zusammen mit den akzeptanzkorrigierten Angaben sind sie in Tabelle 7.7 aufgeführt. Die Fehlerangaben in den Klammern geben, wie bereits weiter oben erklärt, die zusätzliche Unsicherheit wieder, die aufgrund des nach unten begrenzten Energiebereichs in der Simulation bestehen bleibt.

	$\Gamma_t(150)$			R_l		
	p [%]	α[%]	O,Fe[%]	p[%]	α[%]	O,Fe[%]
Ohne Korrektur	$54\pm6\pm2$	$18\pm7\pm7$	$28\pm3\pm7$	$53\pm4\pm4$	$22\pm5\pm8$	$25\pm5\pm6$
Akzeptanz-korrigiert	$50\pm6(-3)$	$17\pm10(\pm1)$	$33\pm7(+4)$	$48\pm6(-3)$	$20\pm9(\pm1)$	$32\pm7(+4)$

Tabelle 7.7: Die Ergebnisse der Kompositionsbestimmung aus den Massenspektren der Pulsbreite $\Gamma_t(150)$ und des lateralen Steigungsparameters R_l .

7.6 Kompositionsbestimmung im Energieintervall zwischen 1 und 2.5 PeV

Im folgenden soll für einen beschränkten Energiebereich oberhalb von 1 PeV eine weitere Kompositionsanalyse durchgeführt werden. Der Energiewert von 10^{15}eV liegt, wie das Spektrum in Abbildung 7.12 zeigt, bereits eindeutig auf der spektral abfallenden Flanke. In Anbetracht der relativ geringen Statistik und der in Abschnitt 7.2.1 diskutierten Probleme bei der N_e-Bestimmung soll lediglich das Aufzeigen des tendentiellen Verhaltens der chemischen Zusammensetzung im Vordergrund stehen. Als oberere Energieschranke für die Kompositionsanalyse wurde in Anbetracht der möglichen Existenz des Knies und der N_e Problematik ein Wert von 2.5 PeV gewählt. Aufgrund der bereits angesprochenen Probleme bei der R_l-Bestimmung -und neuere HEGRA-Daten mit verbesserten Vorverstärkern für AIROBICC bestätigen das Sättigungs- und Kalibrationsproblem- beschränkt sich die folgende Untersuchung auf den $\Gamma_t(150)$-Parameter.

Abbildung 7.14 zeigt für die Simulationsrechnung das Akzeptanzverhalten für *re-*

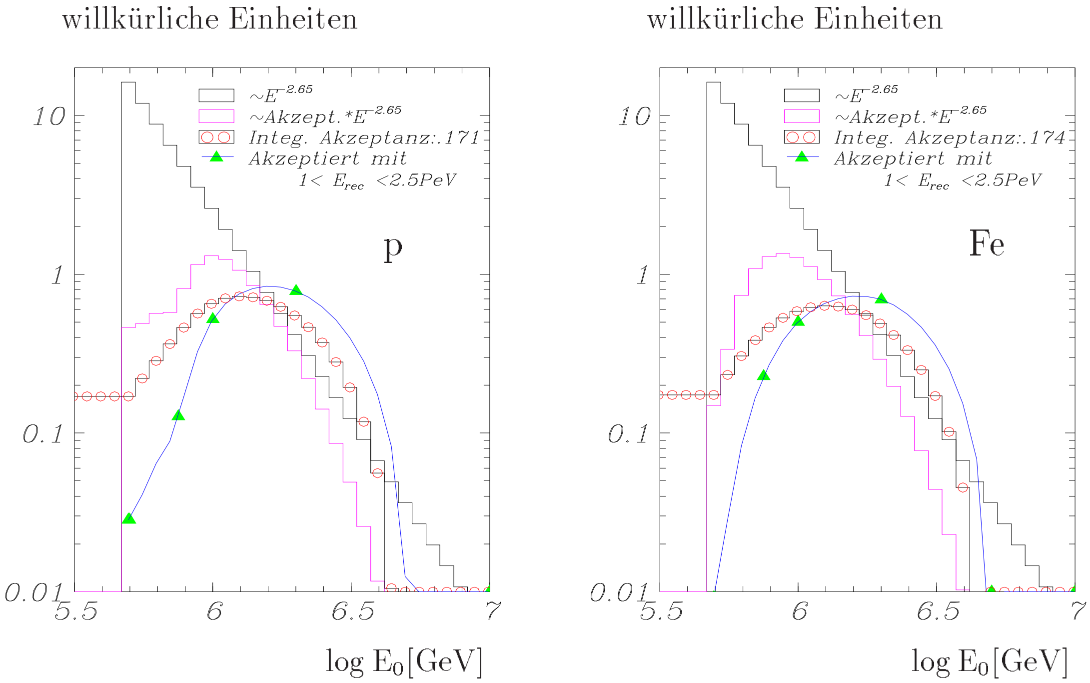

Abbildung 7.14: Das Akzeptanzverhalten für *rekonstruierte* Energien zwischen 1 und 2.5 PeV als Funktion der Primärenergie, im linken Teil der Figur für Proton, rechts für Eisen. Die Dreiecksymbole geben das Verhältnis von akzeptierten zu eingeworfenen Ereignissen wieder. Das mit Kreisen unterlegte Histogramm entspricht der von rechts nach links aufintegrierten Akzeptanz für einen spektralen $\propto E^{-2.65}$ simulierten Fluß .

konstruierte Energien zwischen 1 und 2.5 PeV als Funktion der Primärenergie, im linken Teil der Figur für Protonen, rechts für Eisen. Die Dreiecksymbole geben das Verhältnis von Ereignissen mit einer rekonstruierten Energie innerhalb des betrachteten Intervalls und der Zahl der eingestreuten Ereignisse als Funktion der 7 generierten Primärenergien wieder. Die durchgezogene Linie ist eine Splineanpassung an die Einträge. Bei beiden Primärteilchen liegt die Akzeptanz bei 1 PeV um die 50% und erreicht den Maximalwert nahe 2 PeV mit etwa 80%. Die oberen 50% Werte liegen, ein weiterer Beleg für die geringe Fehlrekonstruktion, bei 2.6 PeV für Fe und 2.8 PeV für p. Die eingetragenen Histogramme entsprechen dem simulierten Spektrum ($\propto E^{-2.65}$) bzw. dem Spektrum multipliziert mit der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit. Das mit offenen Kreisen unterlegte Histogramm gibt das *integrale* Verhalten der akzeptierten Ereignisse wieder. Die integrale Akzeptanz für p und Fe kann von den vertikalen Achsen aus Abbildung 7.14 abgelesen werden und beträgt 0.171 respektive 0.174 bei Eisen. Nicht explizit dargestellt sind die Verteilungen fur α und Sauerstoff, ihre integralen Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten betragen in beiden Fällen 0.172. Die Betrachtung zeigt, daß Fehlrekonstrukionen der Energie, wie aus obiger Figur zu entnehmen ist, nicht teilchenspezifisch sind. Die chemische Zusammensetzung im herausgeschnittenen Energiebereich wird nicht durch das Akzeptanzverhalten des Detektors oder der Energierekonstruktion verzerrt.

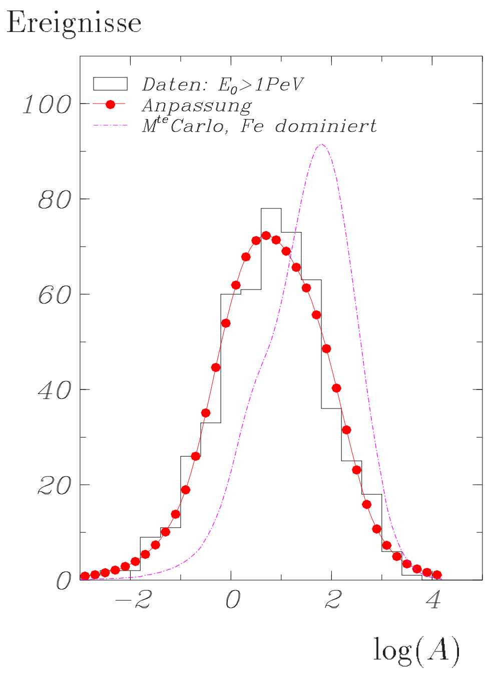

Abbildung 7.15: Die log(A)-Verteilung für die mit $\Gamma_t(150)$ *rekonstruierten* Energien zwischen 1 und 2.5 PeV.

Für die aus der spektral gewichteten Simulation rekonstruierten Energien oberhalb von 750 TeV wurden die Massenspektren der vier Primärteilchen parametrisiert (Methode nach Lindner) und mit diesen das Massenspektrum der Daten für Energien zwischen 1 und 2.5 PeV angepaßt. Abbildung 7.15 zeigt die Verteilung der log(A)-Werte für die insgesamt 502 Ereignisse des betrachteten Energieintervalls. Die durchgezogene Linie ist das Resultat einer 4-Parameter-Anpassung. Der Anteil der leichten Komponente beträgt $64 \pm 11\%$, Sauerstoff und Eisen machen $36 \pm 10\%$ der kosmischen Strahlung aus. Die statistischen Fehler schlagen in der Größenordnung von 5 bis 6 Prozent zu Buche, der systematische Fehler wurde aus den oben angegebenen Verfahren zu 8% abgeschätzt. Die gestrichelte Linie spiegelt die entsprechend skalierte M$^{\text{te}}$ Carlo-Vorhersage für eine von Eisen dominierte kosmische Strahlung wieder. Angenommen wurde hierzu, in Anlehnung an die MSU-Daten[16] oberhalb von 3 PeV, eine Zusammensetzung von 26% für die leichte und 74% für O_2 und Fe. Bereits aus der Form der Verteilung ist ersichtlich, daß die vorliegenden Daten der Zusammensetzung nicht entsprechen können, wie sie vom MSU-Experiment für Energien oberhalb des Knies bestimmt wurde.

7.7 Diskussion der Resultate

Im Voranstehenden wurde anhand zweier Verfahren die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung untersucht. Die zweite Methode, die Energie- und Massenrekonstruktion nach Lindner, wurde gleichzeitig mit den Čerenkovlicht-Parametern R_l und der $\Gamma_t(150)$ durchgeführt. Die auf diesem Weg bestimmten Resultate sind miteinander vollständig kompatibel und stimmen innerhalb geringer Abweichungen von lediglich 2% überein.
Anhand der Daten dieser Testmessung konnte verifiziert werden, daß die Methode der simultanen Energie und Massenbestimmung in sich konsistent ist und auf zwei verschiedenen Wegen zum gleichen Ergebnis führt. Der Vergleich mit den Resultaten aus der Form der Häufigkeitsverteilung, bei der lediglich die Nachbildung des Akzeptanzverhaltens eingeht, unterstreicht die Übertragbarkeit des an den Simulationsergebnissen entwickelten Verfahrens.

Diskussion der Ergebnisse für den gesamten Energiebereich

Das gemeinsame Resultat von 67% leichter zu 33% schwerer Anteile ist im Rahmen der Fehler mit der Extrapolation der JACEE-Daten bei 200 TeV kompatibel. Für die von JACEE angegebene Abnahme der leichten Komponente bereits unterhalb von 1 PeV kann im Rahmen dieser Analyse keine Evidenz gefunden werden.
Ebenfalls befindet sich innerhalb der systematischen Fehler das vorliegende Resultat im Einklang mit den neuesten Veröffentlichungen des MSU-Experimentes, die für Energien unterhalb des Knies einen Proton- und Alpha-Anteil von $58 \pm 5\%$ angeben.

Resultate, die vom HEGRA-Experiment bisher veröffentlicht wurden [27], basieren auf einer Analyse des R_l-Parameters für einzelne im Vergleich zu dem oben vorgestellten Verfahren grob abgeschätzte Energieintervalle. Die darin zwischen 669 und 1000 PeV gemachten Angaben von $59 \pm 4 \pm 7\%$ für den Protonanteil sind im Rahmen der Fehler gut mit der in dieser Analyse bestimmten Zusammensetzung verträglich.

Eine gute Übereinstimmung innerhalb der systematischen Fehler besteht ebenfalls mit den Analyseergebnissen des CRT-Experimentes[86], das zusammen mit dem HEGRA-Array Luftschauerdaten genommen hat. Die von CRT gemachten Angaben basieren auf der Untersuchung der Radialwinkelverteilung von Elektronen und Myonen in verschiedenen N_e-Intervallen. Bei der Untersuchung der aussagekräftigeren Myonwinkel wurde für Proton-Äquivalentenergien von 340 TeV und 920 TeV mit $0.50 \pm 0.03 \pm 0.01$ respektive $0.51 \pm 0.05 \pm 0.02$ mittlere Massenzahl Λ_μ , definiert als $\Lambda = \langle \ln A \rangle / \ln 56$, angegeben. Die Umrechnung der in dieser Arbeit aufgeführten Resultate (67% leicht und 33% schwer) ergibt gemäß $\Lambda_{\Gamma_t(150)} = (0.67 \cdot \ln A_{p,\alpha} + 0.33 \cdot \ln A_{O,Fe}) / \ln A_{Fe}$ eine mittlere Massenzahl von 0.45 ± 0.07. Dieser Wert ist im Rahmen der Fehler vollends kompatibel mit den CRT Angaben.

Diskussion der Ergebnisse für den Energiebereich von 1-2.5 PeV

Das Ergebnis der hier dargestellten Analyse von $64 \pm 11\%$ für die leichte Komponente zeigt (vgl. hierzu auch Abbildung 7.15), daß eine eisendominierte primäre Zusammensetzung, wie sie vom MSU-Experiment[16] für Energien oberhalb von 3 PeV bestimmt wurde, für den Energiebereich von 1 - 2.5 PeV ausgeschlossen werden kann.

Gleichfalls unterstreicht die Analyse des Massenspektrums zwischen 1 und 2.5 PeV, daß ein Ausbleiben der protonischen Komponente vor dem Knie unwahrscheinlich ist. Evidenz für eine deutliche Änderung der chemischen Zusammensetzung zeigen die Daten nicht. Im Rahmen der Fehler wäre eine leichte Abnahme des Proton- und Alpha-Anteils jedoch nicht auszuschließen.

Berechnungen zum "leaky-box"-Modell von Swordy [15] zeigen, daß die Ergebnisse der vorliegenden Analyse durchaus gut mit theoretischen Erwartungen verträglich sind. Swordy berücksichtigt bei seinen Berechnungen eine Änderung des Spektralindex an der Quellregion bei 10^{15}eV und eine zusätzliche minimale freie Ausbreitungsweglänge. Seine Vorhersagen für Energien zwischen 1 und 3 PeV nach Modell B bewegen sich bei mittleren Massenzahlen von 11 bis 13.5, was einem leichten Anteil von etwa 58-68% entspricht.

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einsatz eines Flash-ADC-Systems für die Aufzeichnung der Ankunftszeitverteilung des atmosphärischen Čerenkovlichts ausgedehnter Luftschauer dargelegt. Ziel der Untersuchung war es, mit der Breite der Ankunftszeitverteilung (Γ_t) der Čerenkovphotonen bei Abständen größer als 150 m vom Schauerkern eine Meßgröße zu erfassen, die Aufschluß über die longitudinale Entwicklung von Luftschauern geben kann und auf diesem Weg ein Werkzeug bereitstellt, um das Energiespektrum und die chemische Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung zu bestimmen.

Erste Erfahrungen über den Betrieb und das Leistungsvermögen des Ausleseverfahrens konnten mit 7 AIROBICC-Testzählern gesammelt werden. Davon waren 4 innerhalb und 3 außerhalb des HEGRA-Detektorfeldes aufgestellt.

Zum Einsatz kamen zwei unterschiedliche Flash-ADC-Typen, wobei 4 der Testzähler gleichzeitig an beide Systeme angeschlossen waren. Bei der einen Variante handelt es sich um einen 100 MHz getakteten und mit 6-Bit nicht linearer Auflösung betriebenen Flash-ADC (DL305) in einem speziellen Bussystem (DL300). Der zweite Typ ist ein 250 MHz 8-Bit Flash-ADC (DL515) im VME-Bus. Um die extrem kurzzeitigen Čerenkovlichtsignale mit der nötigen Genauigkeit messen zu können, wurden beide Flash-ADC-Systeme im "interleave Modus" betrieben. Die Eingangssignale wurden hierzu jeweils in vier Auslesekanäle zeitversetzt eingekoppelt, womit effektive Abtastraten von 400 MHz respektive 1 GHz erzielt werden konnten. Bei der simultanen Abtastung von Čerenkovlichtpulsen ausgedehnter Luftschauer wiesen beide Systeme sehr gute Linearitätseigenschaften auf. Die Höhe des Pulsmaximums kann auf besser als 5% und die volle Breite auf halber Höhe auf etwa 8% genau bestimmt werden. Für den DL305 Flash-ADC ist dieses Ergebnis umso bemerkenswerter, da es sich um eine circa 12 Jahre alte Entwicklung zur Auslese von vergleichsweise langsamen Driftkammerpulsen handelt.

Für den DL305 konnte explizit verifiziert werden, daß die Bestimmung der relativen Ankunftszeit eines Schauers mit der gleichen Präzision möglich ist, wie sie bei der Messung mit konventionellen TDCs für die AIROBICC-Zähler erzielt wird. Das im Interrupt-Modus betriebene auf den DL300-Bus zugeschnittene Auslesesystem (die Steuerung erfolgte durch eine Personalcomputer Mac IIfx) konnte die Datennahmeraten des HEGRA-Experimentes mühelos bewältigen. Maßgeblichen Anteil hat daran ein spezielles Modul, der DL307H Hitdetektor, mit dem eine Pulserkennung vor der eigentlichen Auslese der Daten durchgeführt werden kann. Das auf Flash-ADC basierende DL300-System kann als eine sehr interessante Möglichkeit für Erweiterungen des AIROBICC-Feldes oder für zukünftige Detektorfelder betrachtet werden.

Mit den Daten von 18 Nächten, die innerhalb zweier Neumondperioden aufgezeichnet wurden, konnten mit der aus 7 Flash-ADC-Zählern bestehenden Testkonfiguration erstmalig die Korrelation zwischen dem Abklingparameter R_l (Lichtradius) der lateralen Intensitätsverteilung des Čerenkovlichts zwischen 20 m und 100 m und der Breite der Ankunftszeitverteilung $\Gamma_t(150)$ bei 150 m gemessen werden. Die Bedeutsamkeit dieses Ergebnisses liegt darin begründet, daß beide Meßgrößen ein Maß für die Distanz zum Schauermaximum darstellen und die Messung der Korrelation als wichtiges Kriterium bei der Überprüfung von M^{te} Carlo-Simulationsrechnungen angesehen werden kann.

Darüber hinaus konnten erste Untersuchungen zur chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung mit Energien oberhalb von 300 TeV durchgeführt werden. Es wurden zwei verschiedene Ansätze verfolgt, die anhand einer detaillierten Luftschauersimulation mit dem Programmpaket CORSIKA 4.01 und nachfolgender Detektorsimulation vorbereitet wurden. Zum einen wurde aus der Form der Häufigkeitsverteilung der Pulsbreite bei 150 m auf die Verteilung der Höhe der Schauermaxima in der Atmosphäre und somit auf die Zusammensetzung aus leichten und schweren Teilchen geschlossen. Das Verfahren liefert (akzeptanzkorrigiert) für die Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung zwischen 300 TeV und 5 PeV ein anteiliges Verhältnis von $66 \pm 6\%$ für die leichte (p und α) und $34 \pm 8\%$ für die schwere Komponente (O und Fe).

Das zweite Verfahren ist die Umsetzung einer neuartigen Methode der simultanen Energie- und im statistischen Mittel auch der Massenbestimmung der Primärteilchen. Aus der Tiefe des Schauermaximums wird auf die Energie pro Nukleon geschlossen. In einem zweiten Schritt verbindet es die Messung der Distanz zum Schauermaximum und die Bestimmung der Teilchendichte auf der Detektorebene, um den elektromagnetischen Anteil eines Luftschauers zu bestimmen. Beide Größen zusammengenommen gestatten eine Bestimmung der Energie und der Masse des Primärteilchens.

Die Herleitung der für die einzelnen Rekonstruktionsschritte notwendigen Parametrisierungen anhand von M^{te} Carlo-Ereignissen und die anschließende Analyse der Daten wurde mit den beiden Čerenkovlichtparametern R_l und $\Gamma_t(150)$ parallel durchgeführt. Der Vergleich der rekonstruierten Energien mit den Ergebnissen der Simulation zeigt, daß neben JACEE in Zukunft auch HEGRA Energien mit einer Auflösung von unter 30% wird bestimmen können. Die Ergebnisse der Kompositionsbestimmung mit den beiden Parametern zeigen eine sehr gut Übereinstimmung. Das gemeinsame Resultat ist: $67 \pm 7\%$ für die leichte und $33 \pm 7\%$ für die schwere Komponente.
Das Resultat der Analyse für Energien zwischen 1 und 2.5 PeV ist nicht mit einem Ausbleiben des protonischen Anteils verträglich. Evidenz für eine deutliche Änderung der chemischen Zusammensetzung vor dem Knie können nicht bestätigt werden.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] V.F.Hess. *Zeitschrift für Physik*, 13:1084, 1912.

[2] W.Kohlhörster. *Zeitschrift für Physik*, 14:1153, 1913.

[3] Whipple Observatory Collaboration. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 323, 491, 1995.

[4] HEGRA Collaboration. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 319, 697, 1995.

[5] THEMISTOCLE Collaboration. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 315, 1995.

[6] H.J. Völk und P.L.Biermann. *Astrophysical Journal Letter*, L65:333, 1988.

[7] P.L.Biermann. The Origin of Cosmic Rays. In *Trends in Astroparticle Physics, Stockholm, Seite 221:228*, 1994.

[8] T.H.Burnett. Energy Spectra of Cosmic Rays above 1 TeV per Nucleon. *Astrophysical Journal*, 349:L25–28, 1990.

[9] Y.Takahashi. Elemental Abundance near the "Knee". In *Proc.22th Europ. Cosmic Ray Conf.,Perpignan*, 1996.

[10] P.L.Bierman,T.K.Gaisser,T.Stanev. The Origin of Galactic Cosmic Rays. *Phys.Rev.*, D51:3450–3454, 1995.

[11] S. Yoshida et al.. The cosmic ray spectrum above 3×10^{18}eV measured by the Akeno Giant Air Shower Array. *Astroparticle Physics*, 3:105–123, 1995.

[12] D.J.Bird et al.. The Cosmic Ray Spectrum observed with the Fly'sEye. *Astrophys. J.*, 424:491–502, 1994.

[13] C.Cunningham et al.. *Astrophys. J.*, 236:L71–75, 1980.

[14] N.N.Effimov et.al. In *Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays, Seite 22.* World Scientific, 1991.

[15] S.P.Swordy. Expectations for Cosmic Ray Composition Changes in the Region 10^{14} to 10^{16}eV. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 697, 1995.

[16] Yu.Fomin,N.N.Kalmykov,G.B.Khristiansen et al. Nuclear composition of primary cosmic rays in the "knee" region according to MSU EAS array data. *Journal of Physics*, G, 1996.

[17] C.E.Fichtel und J.Linsley. *Astrophysical Journal*, 300:474, 1986.

[18] J.Kempa und M.Samorski. Primary Mass Composition around the Knee in Primary Spectrum. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 681, 1995.

[19] P.L.Bierman. Cosmic Rays. *Astronomy and Astrophysics*, 271:649–661, 1993.

[20] A.M.Hillas. In *Proc.* 16^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Kyoto*, Band 8, 1979.

[21] N.P.Longley et. al. Ulra High Energy Cosmic Ray Composition from Surface Air Shower and Underground Muon Measurements at Soudan 2. *Physical Rewiew*, D, 1994.

[22] MACRO Kollaboration. Estimate of the Primary Cosmic Ray Composition from a Multi-parametric Fit of MACRO Multimuon Events. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 689, 1995.

[23] EAS-TOP and MACRO Kollaboration. Study of the Primary Cosmic Ray Composition in the PeV region with EAS-TOP and MACRO. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 710, 1995.

[24] EAS-TOP Kollaboration. Study of the primary composition from $N_e - N_\mu$ data at EAS-TOP. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 664, 1995.

[25] A.Borione et. al. Composition Studies with the CASA-MIA Detektor. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 676, 1995.

[26] K.Bernlöhr et. al. Muons in Extensive Air Showers and the Cosmic Ray Composition near the Knee. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 668, 1995.

[27] R.Plaga et. al. A study of the coarse chemical composition of cosmic radiation between 300 and 1000TeV. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 2, Seite 693, 1995.

[28] A.Lindner et. al. Composition and Energy Measurement with a New Method Applied to the HEGRA Data in th Energy Range of the Knee. In *Proc.* 24^{th} *Int. Cosmic Ray Conf., Rom*, Band 1, Seite 422, 1995.

[29] W.Heitler. *Quantum Theory of Radiation, 2. Auflage.* Oxford University Press, 1944.

[30] Thomas K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics.* Cambrigde University Press, 1990.

[31] L.D. Landau und E.M. Lifschits. *Elektrodynamik der Kontinua*. Akademie-Verlag, Berlin, 1985.

[32] A.E.Chudakov V.I.Zatsepin. Lateral distribution of the intensity of Čerenkov radiation from extensive air showers. *Soviet Physics Jetp*, 15,N 6:360–362, 1962.

[33] R.T.Hammond et al. Čerenkov radiation in large cosmic-ray air showers. *Il Nuovo Cimento*, 1 C. N. 4:315–334, 1978.

[34] K.E.Turver R.J.Protheroe. Computer simulations of Čerenkov light from large cosmic-ray showers. *Il Nuovo Cimento*, 51 A. N. 2:277–294, 1979.

[35] A.M. Hillas. The sensitivity of Čerenkov radiation pulses to the longitudinal development of cosmic-ray showers. *J.Phys.G: Nucl. Phys*, 8:1475–1492, 1982.

[36] A.M. Hillas J.R. Patterson. The relation of Čerenkov time profile widths to the distance to maximum of air showers. *J.Phys.G: Nucl. Phys*, 9:323–337, 1982.

[37] G.B.Khristiansen Yu.A.Fomin. Nn. *Soc.J.Nucl.Phys.*, 14:360–362, 1972.

[38] I.P.Ivanenko et al. Nn. *Proc.*16th *Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto*, 9:88–93, 1979.

[39] N.N.Kalmykov et al. Nn. *Proc.*16th *Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto*, 9:73–78, 1979.

[40] N.N.Kalmykov et al. Nn. *Proc.*17th *Int. Conf. on Cosmic Rays, Paris*, 6:114–117, 1981.

[41] M.P.Chantler et al. Nn. *Proc.*17th *Int. Conf. on Cosmic Rays, Paris*, 6, 1981.

[42] M.P.Chantler et al. An investigation of cosmic-ray shower depth of maximum using the atmospheric Čerenkov pulse-width technique. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 10:1283–1294, 1984.

[43] R. Mirzoyan F. Aharonian. The System of Imaging Atmospheric Cerenkov Telescopes: The New Prospects for the VHE Gamma-Ray Astronomy. *Exp. Astronomy*, 2:331, 1993.

[44] A.Karleet al. Design and performance of the angle integrating Čerenkov array AIROBICC. *Astroparticle Physics*, 3:321, 1995.

[45] F.Aharonian et al. Status and Upgrade of the HEGRA Air Shower Experiment at La Palma. In *Proc. 23th Int. Cosmic Ray Conf., Calgary*, Band 4, Seite 291–294, 1993.

[46] W. Rhode et al. Design and performance of the lead-concrete Geigertower array within the HEGRA experiment. *NIM A*, 378:399, 1996.

[47] K. Bernlöhret al. Operation and performance of the Cosmic Ray Tracking (CRT) detector system. *NIM A*, 369:293, 1996.

[48] Albrecht Karle. Entwicklung eines neuartigen atmosphärischen Tscherenkovdetektors und Messung an hochenergetischer Kosmischer Strahlung zwischen 15 und 1000 TeV. Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 1994.

[49] Martin Merck. Suche nach Quellen ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung mit dem HEGRA Detektor. Dissertation an der Ludwig-Maximilians-Universität München, 1993.

[50] J.N.Capdevielle et al. The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA. *Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK*, 4998:1–54, 1992.

[51] P.K.F. Grieder. Nn. *Proc.* 16^{th} *Int. Cosmic Ray Conf. Kyoto*, 9:161, 1979.

[52] J.N.Capdevielle. Nn. *J.Phys.G: Nucl. Part. Phys.*, 15:909, 1989.

[53] W.R.Nelson et al. The EGS4 Code System. *Stanford Report SLAC-265, SLAC*, 265, 1985.

[54] N.Magnussen. The New QCD at HERA and its Impact on Extended Airshower Experiments. Habilitationsschrift an der Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1995.

[55] K.Werner. Strings, pomerons, and the VENUS model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies. *Physics Reports 232, 87-299*, 1993.

[56] S.S. Ostapchenko N.N. Kalmykov. Comparison of nucleus- nucleus interaction characteristics in the model of quark - gluon strings and in the superposition model. *Yad. Fiz. 50, 509-514*, 1989.

[57] D.Heck J.Knapp. Luftschauersimulationen mit CORSIKA (Neue Erweiterungen). Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hamburg, 1996.

[58] D.Heck J.Knapp. Comparison of Hadronic Interaction Models used in Air Shower Simulations and their Influence on Shower Development and Observables. 1996.

[59] R.J.Glauber und G.Matthiae. *Nucl.Phys.B*, B21, 1970.

[60] K.G.Boreskov und A.B.Kaidalov. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 48, 1988.

[61] J. Tran Than Van A. Capella. Nn. *Phys.Lett.B*, 93:146, 1980.

[62] A.Klar und J.Hüfner. *Phys.Rev D*, D31, 1985.

[63] J.N.Capdevielle. *J.Phys.G:Nucl.Part.Phys*, 15, 1989.

[64] G.Schatz Eds. J.Knapp und H.Rebel. *Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK*, 5027, 1992.

[65] G.Schatz. Validity of the superposition model for extensive air showers. *J. Phys. G20 1267-1281.*, 1994.

[66] Ulrich Blanke. Zeitauflösung eines großflächigen Szintillationszählers. Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1987.

[67] Reinhard Eckmann. Simulation von elektromagnetischen Luftschauern der Energie 30 TeV und Untersuchungen zur Richtungsbestimmung. Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1991.

[68] V.Henke. Studie zur Auswertung der Ankunftszeitverteilung des Čerenkov-Lichts ausgedehntere Luftschauer. Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1994.

[69] A.Lindner. Veröffentlichung in Vorbereitung.

[70] T.A.Gabriel. Energy dependence of hadronic activity. *Argonne National Laborotory, ANL-HEP-PR-93-69*, 1993.

[71] B.Rossi. *Hight Energy Particles.* Prentice Hall,Englewood Cliffs,New Jersey, 1952.

[72] R.W. Clay G.J. Thornton. Nn. *Phys.Rev.Letters*, 43:1622–1625, 1979.

[73] R.W. Clay G.J. Thornton. Nn. *Phys.Rev.D*, 23:2090–2094, 1981.

[74] Siemens. Ultraschnelle A/D-Umsetzer. Technische Beschreibung. Datenblatt für SDA 5010 und SDA 5020.

[75] G.Mildner. Messungen an 100 MHz-Flash-Analog/Digital-Konvertern. Diplomarbeit an der Universität Heidelberg,HD-PY 86/08, 1986.

[76] P. von Walter und A.Rausch. A 1 GHz Flash-ADc Module in VMEbus. Vorabdruck, Universität Heidelberg.

[77] P. von Walter. DL300-System. Productdiscription, Universität Heidelberg.

[78] G.Mildner P.v.Walter. A Multichannel 100 MHz Flash-ADC-System with Fastscan Zero Suppression. *IEEE Trans. Nucl. Science*, NS-32,Vol. 1, 1985.

[79] G.Eckerlin et al. Front End Processing for a 100 MHz Flash-ADC-System. *IEEE Trans. Nucl. Science NS-33*, NS-33, Vol. 3, 1986.

[80] G.Eckerlin et al. Parallel Data Analysis in a Multichannel Flash-ADC-System. *IEEE Trans. Nucl. Science*, NS-34:182, 1987.

[81] Hajime Matsumura. mit freundlicher Genehmigung sowie Rat und Tat. Universität Heidelberg.

[82] B.G.Tayler. The MICRON User Manual. MICRON-MavVEE Interface for Macintosh II, EP Division, CERN.

[83] B.G.Tayler. The MacVEE Hardware User Manual. MavVEE Interface for Macintosh II, EP Division, CERN.

[84] J. Prahl. A Procedure to Improve the Angular Resolution for Extensive Air Showers Measured with a Scintillator Array. In *Proc. 23th Int. Cosmic Ray Conf., Calgary*, Band 4, Seite 734–737, 1993.

[85] H.Krawczynski. An Optimized Method for the Reconstruction of the Direction of Air Showers for Scintillator Arrays. *akzeptiert von NIM*, 1996.

[86] K.Bernlöhr. Die CRT-Projektstudie auf La Palma und ihre Ergebnisse im Hinblick auf die Zusammensetzung der ultrahochenergetischen kosmischen Teilchenstrahlung. Habilitationsschrift an der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1995.

Danksagung

Die Durchführung und der erfolgreiche Abschluß der vorliegenden Arbeit waren nur durch die enge und freundschaftliche Zusammenarbeit mit der am HEGRA-Experiment beteiligten Hamburger Gruppe des II. Instituts für Experimentalphysik möglich.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. G.Heinzelmann für die Aufgabenstellung und die langjährige Unterstützung bei der Realisation des Flash-ADC-Projektes.

Für die theoretische Vorarbeit der in dieser Arbeit umgesetzten Methode der simultanen Energie- und Massenbestimmung und den vielen anregenden Diskussionen danke ich Dr. A.Lindner.

Den Herren Dr. O.Dünger und K.Teske gilt mein Dank für die Unterstützung bei der Entwicklung der neuen analogen Eingangstufe der Flash-ADC-Module und der Entwicklung neuer Vorverstärker.

Für die wohlwollende Überlassung der 4 "eigenen" AIROBICC-Zähler möchte ich mich ganz herzlich bei Dr. E.Lorenz vom MPI in München bedanken.

Mein ganz besonderer Dank für die Hilfe bei der Bewältigung der vielfältigen kleineren und größeren alltäglichen Probleme sowie für die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre gilt meinen beiden Mitdoktoranden J.Prahl und D.Schmele.