



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

---

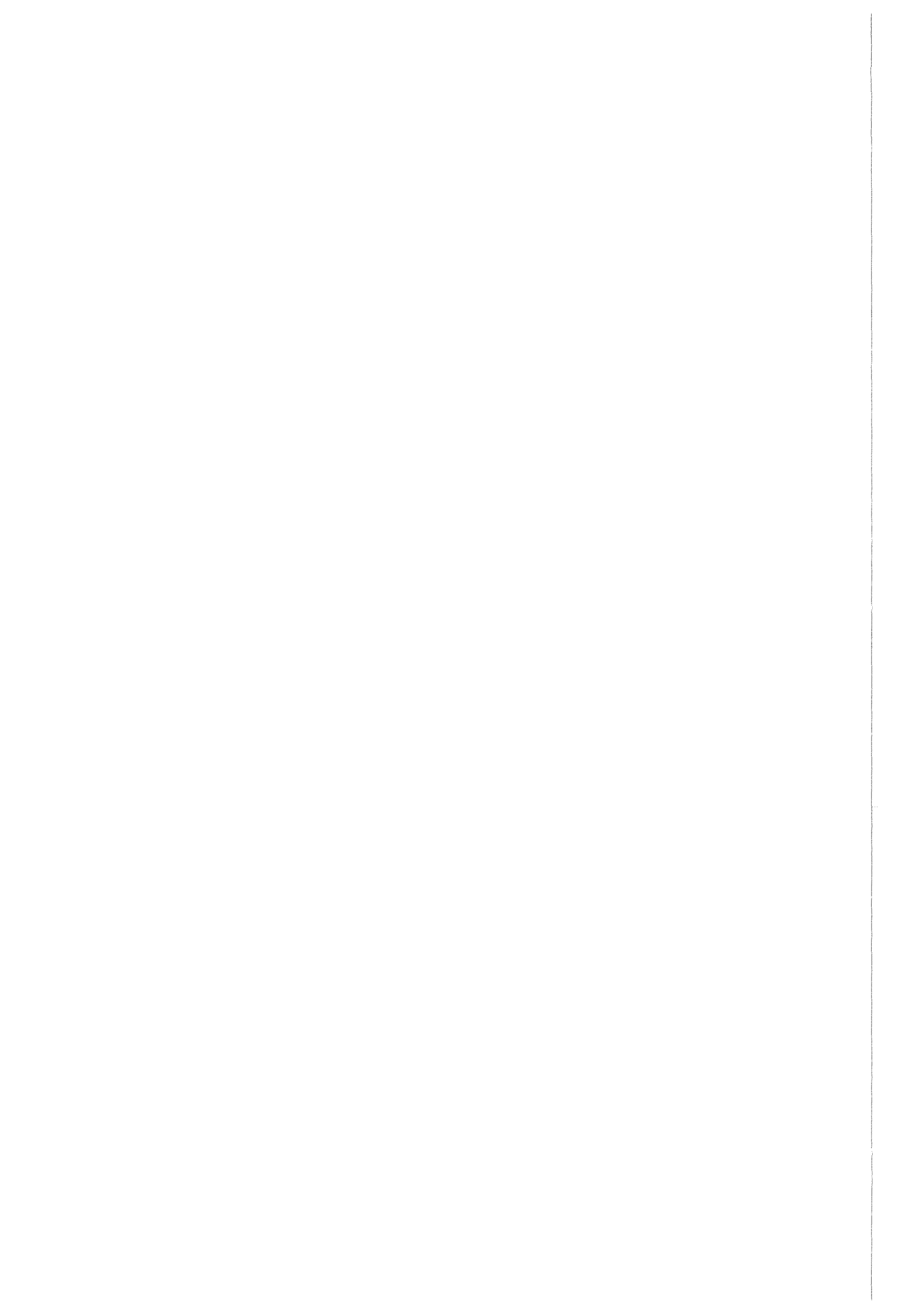
Wissenschaftliche Berichte  
FZKA 6747

**Abschätzung des diffusen  
 $\gamma$ -Flusses im PeV-Bereich  
basierend auf Messungen  
des KASCADE Luftschauer-  
experiments**

**F. Feßler**  
Institut für Kernphysik

August 2002

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6747

Abschätzung des diffusen  $\gamma$ -Flusses im  
PeV-Bereich basierend auf Messungen des  
KASCADE Luftschauerexperiments

Frank Feßler

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik und Astronomie der Universität  
Heidelberg genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2002

Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH**  
**Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

## **Abschätzung des diffusen $\gamma$ -Flusses im PeV-Bereich basierend auf Messungen des KASCADE Luftschauerexperiments**

Die mit Hilfe des KASCADE Experiments aufgenommenen Daten ausgedehnter Luftschauer werden hinsichtlich eines möglichen Anteils  $\gamma$ -induzierter Ereignisse mit Energien zwischen 0,3 und 10 PeV analysiert. Die Untersuchungen basieren hierbei insbesondere auf der sehr guten Rekonstruktion der Teilchenzahlen aus den in Elektron- und Myondektoren registrierten Signalen. Eine Identifizierung der gesuchten Schauer erfolgt in erster Linie anhand der Tatsache, dass diese bei gegebener Elektronzahl nur eine relativ kleine Anzahl von Myonen aufweisen. Darüber hinaus werden als weitere Kriterien die Steilheit sowie die „Glattheit“ der Elektronlateralverteilungen untersucht. Ein Vergleich mit Simulationsstudien  $\gamma$ -induzierter Luftschauer ermöglicht jeweils die Wahl verschiedener Separationsbereiche. Dennoch ist eine zweifelsfreie Identifikation eines von einem primären  $\gamma$ -Quant ausgelösten Ereignisses bisher nicht möglich. Eine Abschätzung der Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses bei verschiedenen Energien bestätigt bzw. verbessert jedoch die von bisherigen Experimenten angegebenen Werte. Der Versuch, Anisotropien der  $\gamma$ -Strahlung aus den Herkunftsrichtungen möglicher  $\gamma$ -induzierter Ereignisse abzuleiten, deutet auf keinerlei Signifikanz hinsichtlich eventueller Punktquellen hin.

## **Estimation of the diffuse $\gamma$ -flux in the PeV-region using the measurements of the KASCADE air shower array**

Data observed with the KASCADE extensive air shower experiment are analysed with respect to a possible contribution by primary gamma rays in the energy range of 0.3 to 10 PeV. The study makes use of the good reconstruction of the number of particles based on the signals measured with the electron and muon detectors of the experiment. Possible  $\gamma$ -induced events are mainly identified by their low muon to electron ratios but, in addition, the steepness and the smoothness of the electron lateral distributions are exploited. A comparison with simulation studies of  $\gamma$ -induced showers leads to several separation areas. No positive identifications can be claimed until now but the results confirm and improve the upper limits of a possible gamma contribution made by previous experiments. The search for anisotropies of the  $\gamma$ -radiation based on the arrival directions of possible  $\gamma$ -induced events shows no significance with respect to point sources.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2. Die kosmische Strahlung</b>	<b>5</b>
2.1 Das Energiespektrum . . . . .	5
2.2 Quellen und Beschleunigungsmechanismen . . . . .	8
2.3 Die hadronische Komponente . . . . .	9
2.4 Die Elektronkomponente . . . . .	10
2.5 Die $\gamma$ -Strahlung . . . . .	10
2.5.1 Die verschiedenen Energiebereiche der $\gamma$ -Strahlung . . . . .	10
2.5.2 Ein historischer Überblick . . . . .	11
2.5.3 Quellen und Beschleunigungsmechanismen . . . . .	14
2.5.4 Erzeugungsprozesse der diffusen $\gamma$ -Strahlung . . . . .	15
2.5.5 Die Ausbreitung der $\gamma$ -Strahlung . . . . .	16
2.5.6 Messungen der hochenergetischen $\gamma$ -Strahlung . . . . .	17
<b>3. Ausgedehnte Luftschauer</b>	<b>19</b>
3.1 Hadroninduzierte Luftschauer . . . . .	20
3.2 $\gamma$ -induzierte Luftschauer . . . . .	22
3.3 Unterschiede in der Schauerentwicklung . . . . .	24
<b>4. DAS KASCADE Experiment</b>	<b>26</b>
4.1 Der Aufbau des KASCADE Experiments . . . . .	27

<b>5.</b>	<b>Rekonstruktion von Ereignissen</b>	<b>35</b>
5.1	Observablen des KASCADE Experiments . . . . .	36
5.2	Die Bestimmung der Myonzahl . . . . .	37
5.3	Korrektur der gemessenen Daten bezüglich des Luftdrucks und des Zenitwinkels . . . . .	43
<b>6.</b>	<b>Analyse der Daten</b>	<b>45</b>
6.1	Das Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl als Identifikationskriterium $\gamma$ -induzierter Luftschauer . . . . .	46
6.1.1	Simulationen ausgedehnter Luftschauer . . . . .	47
6.1.2	Luftschauersimulationen für KASCADE . . . . .	48
6.1.3	Vergleich der gemessenen Daten mit Simulationen . . . . .	51
6.2	Identifikation $\gamma$ -induzierter Luftschauer mit Hilfe des Schaueralters . . . . .	53
6.2	Separation $\gamma$ -induzierter Luftschauer anhand der Glattheit der Elektron-lateralverteilung . . . . .	54
<b>7.</b>	<b>Analyse der Herkunftsrichtung einzelner Ereignisse</b>	<b>61</b>
<b>8.</b>	<b>Abschätzung von Obergrenzen für den diffusen <math>\gamma</math>-Fluss</b>	<b>63</b>
8.1	Formulierung des mathematischen Problems . . . . .	64
8.2	Bestimmung einer Obergrenze für die Anzahl $\gamma$ -induzierter Luftschauer . . . . .	66
8.3	Abschätzung des diffusen $\gamma$ -Flusses bei einer gegebenen Energie . . . . .	70
<b>9.</b>	<b>Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen und Messungen anderer Experimente</b>	<b>75</b>
<b>10.</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>83</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>

---

# KAPITEL 1

## EINFÜHRUNG

---

*„Vor dem Jahre 1980 gestaltete sich das Schreiben eines Artikels über  $\gamma$ -Astronomie bei Energien oberhalb von  $10^{11}$  eV als wahrlich trostloses Unterfangen. So gab es trotz beträchtlicher Anstrengungen nur wenige Ergebnisse, über die der Verfasser berichten konnte. Das vorherrschende Gefühl unter den Astrophysikern war Desinteresse, wenn nicht sogar Unglauben.“*

T. Weekes, Very high energy gamma-ray astronomy [Wee 88]

Heute stellt sich die Situation deutlich verändert dar. Wurde zuvor noch angenommen, dass die  $\gamma$ -Astronomie mit der Anwendbarkeit von Satellitenexperimenten bei Energien von etwa 1 GeV endet, gilt der Bereich oberhalb solcher Energien mittlerweile als anerkannte Informationsquelle bei dem Versuch, möglichst viel über die höchstenergetischen astrophysikalischen Beschleunigungsmechanismen und den noch immer nicht vollständig geklärten Ursprung der kosmischen Strahlung zu erfahren.

Erste Untersuchungen auf dem Gebiet der Höhenstrahlung fanden bereits im Jahre 1901 statt, als festgestellt werden konnte, dass trockene Luft in einem vollkommen abgeschlossenen Raum auch dann noch schwach ionisiert wird, wenn darin enthaltene geringe Mengen radioaktiver Stoffe bereits vollständig zerfallen sind. Umgibt man den abgeschlossenen Behälter mit einem Bleipanzer von 2,5 cm Dicke, vermindert sich die Ionisation beträchtlich, verschwindet jedoch nicht ganz. Dieses Ergebnis führte zu dem Schluss, dass zumindest ein Teil der Ionisation im Inneren des Behälters auf einer Strahlung beruht, die in der Lage sein muss, dicke Stoffschichten zu durchdringen. Zunächst wurden als Quelle dieser Strahlung radioaktive Stoffe vermutet, die immer in der Erde vorhanden sind [Sch 74].

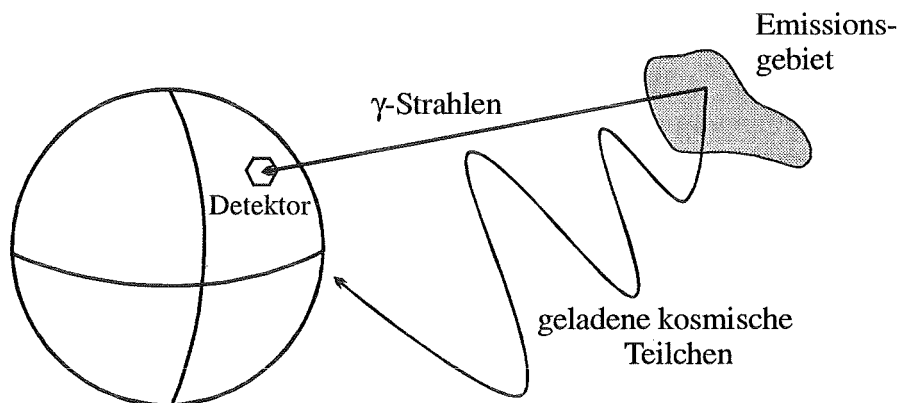


Den ersten zweifelsfreien Nachweis für die Existenz hochenergetischer aus dem Weltall stammender Teilchen fand V. F. Hess im Jahre 1912, als er im Laufe seiner Ballonfahrten, infolge der unterschiedlichen Ionisierung des Gases innerhalb eines isolierten Elektrometers, eine sich mit der Flughöhe ändernde Strahlung feststellte, was ihn zu einer neuen Hypothese führte. Man müsse entweder die Existenz unbekannter Materie in großer Höhe beschwören oder eine durchdringende Strahlung außerirdischer Herkunft annehmen [Hes 12]. Konnte Hess während seiner Aufstiege zunächst noch die von ihm erwartete Abnahme der Ionisation mit zunehmender Höhe beobachten, stieg diese jedoch nach Durchlaufen eines flachen Minimums (bei rund 1 km) wieder an und war bei 4500 m schließlich doppelt so hoch wie am Erdboden. Nach einer kritischen Überprüfung seines Experimentaufbaus stand für ihn der außerirdische Ursprung dieses Phänomens fest.

Die anfängliche Vermutung, nach der die Strahlung allein aus äußerst energiereichen Photonen bestehen sollte, konnte 1929 von Bothe und Kohlhörster durch Koinzidenzexperimente widerlegt werden [BoK 29]. Einen mit zahlreichen Originalartikeln versehenen Überblick über die historischen Entwicklungen auf diesem Forschungsgebiet gibt A. Hillas in [Hil 72].

Nach heutiger Erkenntnis beruht die bis zu Energien über  $10^{20}$  eV reichende Höhenstrahlung, deren Fluss nach einem Potenzgesetz mit der Energie abnimmt, zum größten Teil auf Atomkernen (vornehmlich Protonen und  $\alpha$ -Teilchen) [Bir 93].

Die Klärung der Frage nach möglichen Quellen dieser Strahlung setzt die Kenntnis ihrer Herkunftsrichtung voraus. Eine Information, welche den geladenen Teilchen unterhalb von etwa  $10^{17}$  eV infolge ihrer Ablenkung in den galaktischen und intergalaktischen Magnetfeldern jedoch weitestgehend verloren geht. Obwohl erstere nur etwa ein Hunderttausendstel des Erdmagnetfeldes betragen und somit äußerst schwach sind, genügen sie, um geladene Teilchen aufgrund der großen Entfernungen in der Galaxie stark zu beeinflussen (vgl. Abb. 1.1). Da die Felder darüber hinaus eine unregelmäßige räumliche und zeitlich veränderliche Struktur besitzen, lassen sich die Bahnen der Teilchen nicht zurückverfolgen.



**Abbildung 1.1:** Skizze zur Veranschaulichung der Wirkung interstellarer Magnetfelder auf die Einfallsrichtung kosmischer Teilchen. Während die geladene Strahlungskomponente abgelenkt wird, bleiben neutrale Teilchen unbeeinflusst und ermöglichen so Aufschlüsse über weit entfernt stattfindende Wechselwirkungen.

Unbeeinflusst hiervon bleiben jedoch die neutralen Teilchen. Während die geladene kosmische Strahlung in Erdnähe eine nahezu vollständige Isotropie ihrer Einfallsrichtung aufweist, behalten die elektrisch neutralen Teilchen ( $\gamma$ -Quanten und Neutrinos), von welchen angenommen wird, dass sie zum Teil in den gleichen Quellen wie die geladenen Teilchen erzeugt werden, ihre ursprünglichen Richtungsinformationen und ermöglichen so Aufschlüsse über weit entfernt stattfindende Wechselwirkungen der beschleunigten geladenen Teilchen mit den Atomkernen oder Feldern des umgebenden Mediums.

Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts mit Materie erweist sich der Neutrinonachweis jedoch als sehr aufwendig. Um eine ausreichende Zählrate zu erhalten, bedarf es eines großen Nachweisvolumens. So befinden sich verschiedene im Eis der Antarktis oder in tiefen Gewässern eingelassene Neutrino-Teleskope im Aufbau, deren geometrische Volumina rund einen Kubikkilometer abdecken sollen [Res 96].

Die Beobachtung von  $\gamma$ -Quanten wird hingegen durch ein anderes Problem erschwert. Infolge der Absorption hochenergetischer Photonen durch Paarbildung und photoelektrische Wechselwirkungen in der Erdatmosphäre ist diese für  $\gamma$ -Quanten nahezu undurchlässig. Erst die Entwicklung ballon- und satellitengebundener Detektoren ermöglichte den direkten Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung in oder über den oberen Atmosphäreschichten. Ein Beispiel eines solchen Experiments stellt der auf dem Compton Gamma-Ray Observatorium installierte EGRET Detektor dar [Sch 92]. Die Nachweisfläche von Satellitenexperimenten ist jedoch aus technischen und finanziellen Gründen begrenzt. Da der Fluss der Strahlung mit zunehmender Energie stark abnimmt, endet der Energiebereich, innerhalb dessen  $\gamma$ -Quanten mit ausreichender Statistik nachgewiesen werden können, bei einigen GeV.

Bei sehr hohen Energien nutzt man stattdessen die Wechselwirkungen des primären Quants mit der Atmosphäre. So löst ein hochenergetisches Teilchen einen Luftschauer aus, dessen Sekundärprodukte auf der Erdoberfläche mit Teilchenzählern aufgenommen werden. Die effektive Nachweisfläche ist dabei durch die räumliche Verteilung der Sekundärteilchen auf dem Erdboden bestimmt, die im Bereich mehrerer hundert Meter im Durchmesser liegt. Da bei zu geringer Primärenergie jedoch zu wenige Sekundärteilchen die Erdoberfläche erreichen, ist diese Nachweisteknik nur für Energien oberhalb einiger TeV anwendbar. Die zwischen Satellitenexperimenten und Teilchenarrays entstehende Energielücke vermögen die während der letzten Jahre schrittweise weiterentwickelten Cherenkov-Teleskope zu schließen [Kon 99]. Sie weisen das von relativistischen Elektronen und Positronen innerhalb eines Luftschauers emittierte Cherenkov-Licht nach, welches auch dann die Erdoberfläche erreicht, wenn die Sekundärteilchen selbst nicht bis dorthin durchdringen. Eine für beide Experimenttypen besondere Schwierigkeit ergibt sich jedoch aus der Notwendigkeit,  $\gamma$ -induzierte Ereignisse vom großen hadronischen Untergrund, welcher den größten Anteil der kosmischen Strahlung ausmacht, zu separieren.

Die höchsten unter Verwendung abbildender Cherenkov-Teleskope bisher gemessenen Energien extraterrestrischer  $\gamma$ -Quanten liegen in der Nähe von etwa 50 TeV [Tan 98a]. Der Versuch, höherenergetische Photonen mit Hilfe großflächiger Luftschauerexperimente nachzuweisen, blieb bisher jedoch erfolglos, sodass momentan nur eine obere Grenze von etwa  $10^{-5}$  bis  $10^{-4}$  für den relativen Photonanteil an der primären kosmischen Strahlung oberhalb einiger 100 TeV angegeben werden kann [Cha 97, Kar 95, Agl 96].

Ziel der hier vorliegenden Arbeit ist es daher, die mit dem KASCADE Experiment (KARlsruhe Shower Core and Array DETector) aufgenommenen Luftschauer hinsichtlich möglicher  $\gamma$ -induzierter Ereignisse zu untersuchen. Da der Energiebereich von KASCADE ( $10^{14}$  bis  $10^{17}$  eV) jedoch mit dem Maximum der Absorption von Photonen durch die kos-

mische Mikrowellenhintergrundstrahlung zusammenfällt, sind hierbei keine Signale von außergalaktischen Quellen zu erwarten. Infolge der minimalen Absorptionslänge für Photonen von 7 bis 8 kpc sollten wir jedoch einen beträchtlichen Anteil unserer Galaxie beobachten können.

Ausgehend von einem Vergleich gemessener und mit Hilfe des Monte-Carlo Programmes CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KASCADE) [Cap 92, Hec 98] simulierter Daten werden nach einer kurzen Einführung in die Physik der kosmischen Strahlung (Kapitel 2) und der ausgedehnten Luftschauer (Kapitel 3) sowie einem Überblick über das KASCADE Experiment (Kapitel 4) verschiedene Parameter zur Separation möglicher von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöster Luftschauer diskutiert (Kapitel 5 und 6). Hauptkriterium wird hierbei ein kleines Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl auf Beobachtungsniveau sein. Kapitel 7 zeigt den Versuch, Anisotropien der  $\gamma$ -Strahlung aus den Herkunftsrichtungen möglicher  $\gamma$ -induzierter Ereignisse zu ermitteln, bevor in Kapitel 8 die aus den KASCADE Daten resultierenden Obergrenzen des Photonflusses für unterschiedliche Primärenergien berechnet werden. Ein Vergleich der gewonnenen Ergebnisse mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen sowie mit Messungen weiterer Experimente schließt sich in Kapitel 9 an. Abschließend werden in Kapitel 10 die wichtigsten Resultate zusammengefasst.

Im Unterschied zu vielen anderen Analysen basieren die in dieser Arbeit beschriebenen Verfahren nur auf Simulationen elektromagnetischer Wechselwirkungen, welche auch bei höheren Teilchenenergien sehr gut verstanden sind, und bleiben somit weitestgehend unbeeinflusst von Unsicherheiten in den Modellen der hochenergetischen starken Wechselwirkungen (vgl. Kapitel 8).

---

## KAPITEL 2

# DIE KOSMISCHE STRAHLUNG

---

Nach heutiger Erkenntnis ist die Entstehung hochenergetischer  $\gamma$ -Quanten nur durch die Existenz relativistischer geladener Teilchen erklärbar. In den folgenden Abschnitten wird daher der derzeitige Kenntnisstand über die geladene Komponente der kosmischen Strahlung kurz zusammengefasst, bevor dann verschiedene Aspekte der  $\gamma$ -Astronomie ausführlicher diskutiert werden.

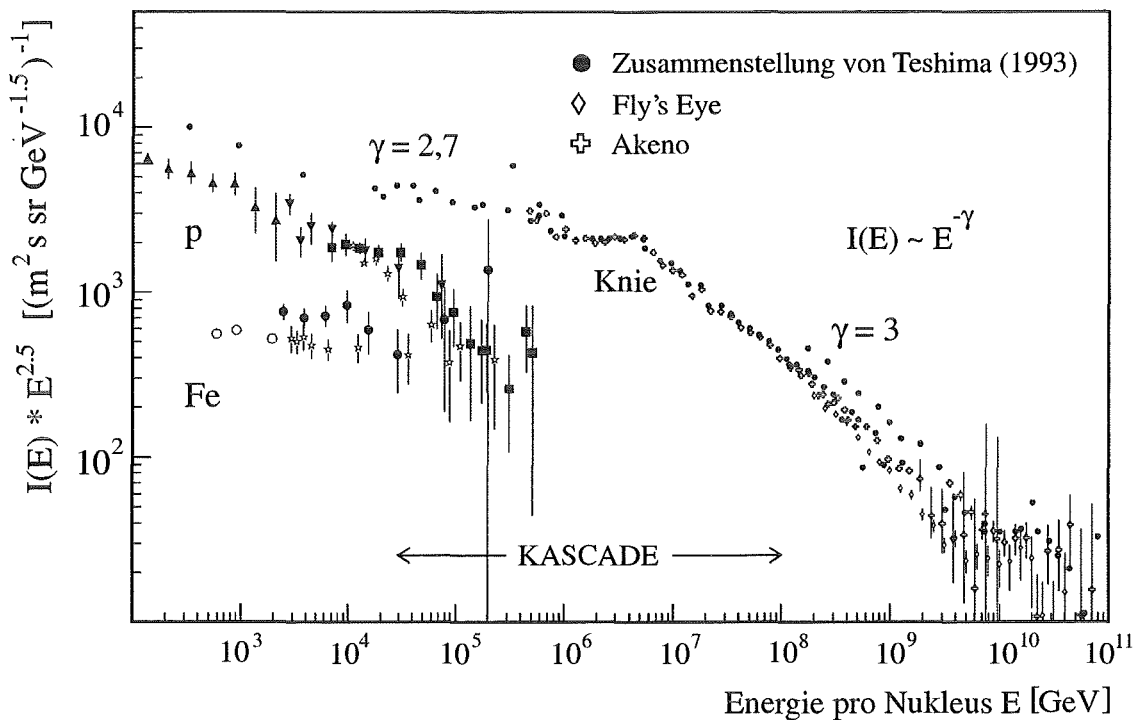
In einem weiten Sinne verstanden, können alle Arten elektromagnetischer Strahlung, subatomarer Teilchen sowie Gravitationswellen, welche sich im Kosmos ausbreiten, als kosmische Strahlung betrachtet werden. Als materielle Sonde erlaubt sie die Untersuchung entfernter Bereiche unserer Galaxie und darüber hinaus möglicherweise noch tiefere Einblicke ins Universum. Ihre Entstehung, Ausbreitung und ihr Transport sowie die Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre bilden daher aktuelle Forschungsgebiete der Astrophysik.

### *2.1 Das Energiespektrum*

Auf die Oberfläche der Erdatmosphäre treffen pro Sekunde und Quadratmeter über 1000 Teilchen kosmischen Ursprungs. Durch direkte Messungen (Ballon- und Satellitenflüge) ist das Energiespektrum dieser Strahlung von einigen MeV bis zu etwa  $10^5$  GeV relativ gut bekannt. Während der Strahlungsfluss unterhalb einer Energie von rund 10 GeV durch interplanetare Magnetfelder (bspw. durch die Sonnenaktivität) moduliert wird, lässt sich im Bereich höherer Energien das Spektrum der direkten kosmischen Strahlung beobachten, da hier die magnetische Steifigkeit ausreicht, um den Einfluss des interplanetaren Magnetfeldes zu vernachlässigen. Für Energien über  $10^{11}$  eV ermöglicht das von den Sekundärteilchen emittierte Cherenkov-Licht eine Rekonstruktion verschiedener Schauer-

größen, bevor ab etwa  $10^{13}$  eV eine hinreichend große Anzahl von Sekundärteilchen den Erdboden erreicht und mit Hilfe großflächiger Detektoranordnungen nachgewiesen werden kann. Bei Primärenergien über  $10^{17}$  eV lässt sich schließlich auch das in großen Höhen ausgelöste Fluoreszenzleuchten detektieren.

Das so aufgenommene Spektrum der kosmischen Strahlung (Abb. 2.1) folgt zunächst über mehrere Dekaden einer stark abfallenden Potenzfunktion der Form  $I(E) \sim E^{-\gamma}$ , bevor es dann bei einer Energie von etwa  $3 \cdot 10^{15}$  eV ein Charakteristikum aufweist, welches den einheitlichen Exponenten unterbricht [KuK 59]. An dieser in der Literatur auf Grund ihrer Form als "Knie" bezeichneten Stelle ändert sich der spektrale Index  $\gamma$  von 2,7 [Bur 90] auf 3,0, wobei die Ursache hierfür bisher noch nicht zweifelsfrei bestimmt werden konnte. Mögliche Erklärungen reichen von einer Änderung der Beschleunigungsmechanismen [FiL 86] über eine deutliche Variation der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung [KaK 95, Swo 95] bei der Produktion oder dem Transport durch das interstellare Medium bis zum Übergang von galaktischer zu extragalaktischer Strahlung [SzP 94].



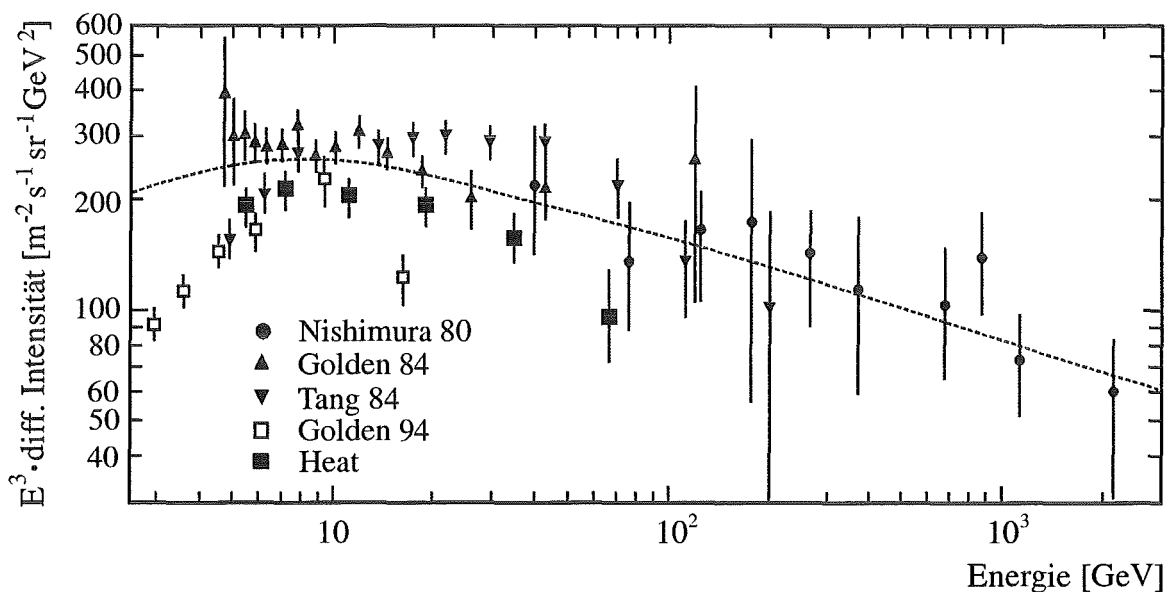
**Abbildung 2.1: Energiespektrum der hadronischen kosmischen Strahlung.** Die Abbildung spiegelt den differentiellen Fluss der primären Teilchen wider. Zur Veranschaulichung des steileren Abfalls oberhalb einer Energie von etwa  $3 \cdot 10^{15}$  eV wurden die Ordinatenwerte mit  $E^{2.5}$  multipliziert. Im Energiebereich unterhalb von  $5 \cdot 10^{14}$  eV sind die Flüsse für Protonen [Rya 72, Iva 93, Asa 93a, Zat 93] und Eisenkerne [Iva 93, Mül 91, Eng 90, Asa 93b], wie sie in verschiedenen Experimenten direkt gemessen wurden, eingetragen. Die ausgefüllten Punkte bei hohen Energien entstammen einer Zusammenstellung von Teshima [Tes 93], die offenen Rauten geben die Ergebnisse des Fly's Eye-Experiments [Bir 93] wieder, während die offenen Kreuze die Daten des AGASA- (Akeno Giant Air Shower Array) Experiments [Chi 92] in Akeno darstellen [Nag 92, Yos 95] (entnommen aus [Kna 97]).

Eine weitere, relativ umstrittene Hypothese vertreten A.D. Erlykin und A.W. Wolfendale [ErW 00], die annehmen, dass der Spektralbereich um das "Knie" im Wesentlichen von der Strahlung eines einzigen relativ nahen Supernovaüberrestes dominiert wird.

Oberhalb einer Energie von etwa  $10^{19}$  eV steht die Diskussion der Form des Spektrums in engem Zusammenhang mit dem von Greisen, Zatsepin und Kuzmin angenommenen "Cutoff" [Gre 66, ZaK 66]. In diesem Energiebereich sind die Photonen der 2,7 K-Hintergrundstrahlung im Schwerpunktsystem der Kerne der kosmischen Strahlung so blauverschoben, dass sowohl die Pionproduktion an Protonen als auch der Kernphotoeffekt sowie die Paarbildung an schweren Kernen möglich werden, wodurch sich das Abflachen des Energiespektrums bei etwa  $10^{19}$  eV erklären lässt. Der erwartete Cutoff im Spektrum wird durch die wenigen bisher gemessenen Ereignisse oberhalb von  $10^{20}$  eV allerdings nicht bestätigt [Sta 95].

Die chemische Zusammensetzung des hadronischen Spektrums, welche von leichten (p, He) über mittelschwere (C,N,O) bis hin zu schweren Kernen (Fe) reicht, ist den solaren Häufigkeiten sehr ähnlich, wobei sich jedoch bei den leichten Elementen (Li, Be und B) ein deutlicher Überschuss zeigt. Ursache hierfür sind Spallationsprozesse bei der Ausbreitung der kosmischen Strahlung durch das interstellare Medium.

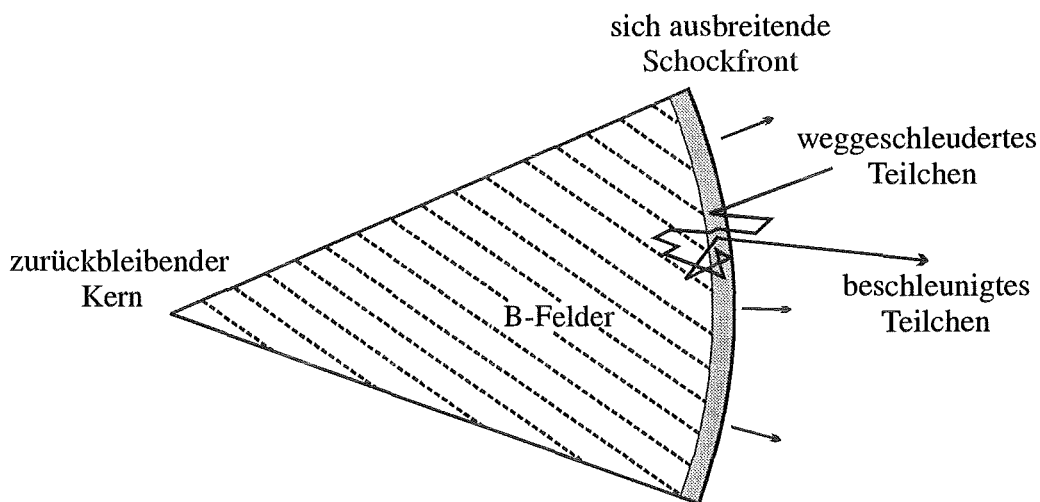
Neben ihrer hadronischen Komponente enthält die Höhenstrahlung auch einen kleinen Prozentsatz an Elektronen ( $< 1\%$ ) sowie hochenergetischen Photonen ( $< 0,1\%$ ). Abbildung 2.2 veranschaulicht das lokal gemessene Elektronspektrum. Es zeigt ebenfalls einen einem Potenzgesetz folgenden Verlauf, weist jedoch im Vergleich zum hadronischen Spektrum einen deutlich größeren Exponenten von  $\gamma = 3,09 \pm 0,08$  für Elektronen bzw.  $\gamma = 3,3 \pm 0,2$  für Positronen auf [Bar 98].



**Abbildung 2.2:** Spektrum der Elektronkomponente der kosmischen Strahlung. Das Elektron-Positronverhältnis liegt bei etwa 10:1 (aus [Bar 98]).

## 2.2 Quellen und Beschleunigungsmechanismen

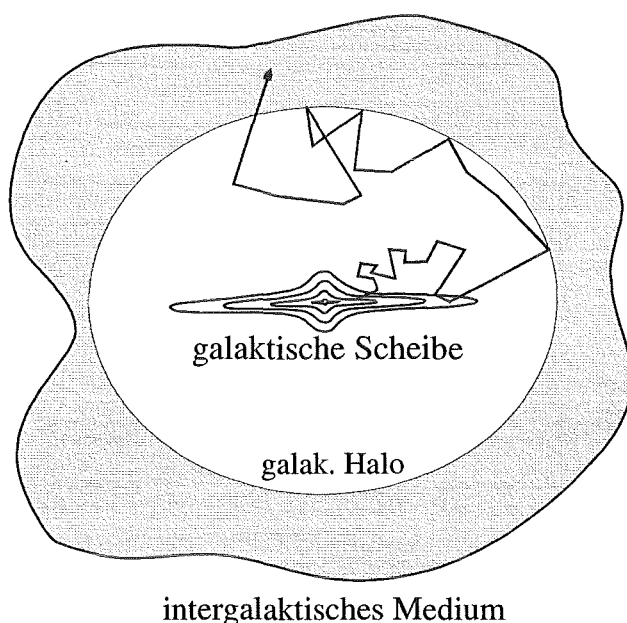
Eine der grundlegenden Ideen zur Erklärung der Beschleunigung der kosmischen Strahlung formulierte E. Fermi bereits 1949 [Fer 49]. Ausgehend von seinen Überlegungen wird heute der Fermimechanismus 1. Ordnung als der entscheidende Beschleunigungsmechanismus diskutiert [Kry 77, Axf 77, Bel 78, Bla 78, Dru 83, BIE 87]. Durchquert eine magnetisierte Schockwelle das interstellare Medium, so können Teilchen oberhalb einer bestimmten Energie beim Passieren dieser Front zusätzlich an Energie gewinnen. Durch mehrmaliges Überqueren der selben Front lassen sich hierbei im statistischen Mittel erhebliche Energien auf ein einziges Teilchen konzentrieren. Ursache dieser Energiezunahme ist eine Übertragung kinetischer Energie von der Schockwelle auf die Teilchenpopulation durch die Streuung an unregelmäßigen Magnetfeldern (vgl. Abb. 2.3) und der dabei entstehenden Kopplung des Teilchens an die Plasmaströmung. Verfeinerte Modelle dieser Theorie geben einen spektralen Index von  $\gamma \approx 2$  für das Quellspektrum der kosmischen Strahlung an [Gai 90, Lon 92]. Aufgrund energetischer Überlegungen kommen als Beschleuniger der Höhenstrahlung bis zu Energien von etwa  $10^{16}$  eV in der Galaxie im Wesentlichen nur Supernovaüberreste in Frage. Sie stellen die einzige bekannte Energiequelle dar, welche bei moderater Effizienz den Energieverlust durch Entweichen der Teilchen der kosmischen Strahlung aus der Galaxie ausgleichen können. Gestützt wird diese Hypothese durch die gemessene Emission von TeV- $\gamma$ -Quanten der SN1006 [Tan 98b] sowie die mögliche Detektion des Supernovaüberrestes Cassiopeia A [Püh 99]. Bei etwas geringeren Energien ist darüber hinaus ein Beitrag durch Pulsare oder binäre Sternsysteme vorstellbar.



**Abbildung 2.3:** Skizze zur Veranschaulichung der sukzessiven Energiezunahme geladener Teilchen. Das Teilchen gewinnt beim Überqueren einer Stoßwelle Energie durch Kopplung an das im Plasma eingefrorene Magnetfeld bzw. an die Strömung des Plasmas vor und hinter der Schockfront. Da der beschriebene Mechanismus symmetrisch verläuft, führt er beim Passieren der Schockfront sowohl von vorne als auch von hinten zu einem Energiegewinn des Teilchens (vgl. [Gai 90]).

Weniger gut verstanden ist hingegen die Entstehung der ebenfalls nachgewiesenen höher energetischen Komponente der kosmischen Strahlung (bis  $E_{\max} \cong 10^{20}$  eV [SSB 94]). Als mögliche Herkunftsorte werden hier auch außergalaktische Quellen, wie beispielsweise Ausbrüche aktiver Galaxienkerne angeführt [RSB 93].

Der Transport der hochenergetischen Teilchen wird mit Hilfe von Diffusionsmodellen (bspw. "leaky-box"-Modellen) beschrieben [Ces 80] (vgl. Abb. 2.4), welche die magnetische Steifigkeit ( $\sim p/Z$ , Impuls pro Ladung) der Teilchen, ihr mögliches Entweichen aus der Galaxie, Wechselwirkungen mit interstellarer Materie, Störungen durch inhomogene Feldkonfigurationen und Streuungen an magnetohydrodynamischen Wellen berücksichtigen. Diese Mechanismen bewirken Energieverluste durch Ionisation sowie Energiegewinnung durch Turbulenzen in den Magnetfeldern.



**Abbildung 2.4:** Skizze zur Veranschaulichung des "leaky-box"-Modells. Die Teilchen breiten sich innerhalb der Grenzen des sie einschließenden Volumens frei aus und werden an den Rändern in der Regel reflektiert, wobei sie bei jedem Stoß jedoch auch mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit entkommen können.

### 2.3 Die hadronische Komponente

Die durch Spallationsprozesse verursachte Anreicherung der leichten Isotope in der kosmischen Strahlung ermöglicht eine Abschätzung der Materiemenge, welche die hadronische kosmische Strahlung während ihrer Verweildauer in der Milchstraße durchquert [Lon 92]. Der ermittelte Wert liegt bei etwa  $5 \text{ g/cm}^2$ , woraus sich umgerechnet auf die mittlere interstellare Materiedichte von  $2 \cdot 10^{-24} \text{ g/cm}^3$  eine zurückgelegte Strecke von rund 1 Mpc innerhalb der Galaxie ergibt. Messungen der relativen Häufigkeiten radioaktiver Isotope in der Milchstraße lassen auf eine Verweildauer eines Teilchens der kosmischen Strahlung von etwa  $10^7$  Jahren schließen. Die innerhalb von 20 % liegende Konstanz [Mül 81] der Höhenstrahlung über die letzten  $10^8$  Jahre legt eine ständige Nachlieferung von



Teilchen der kosmischen Strahlung nahe. Detaillierte Modellrechnungen gehen hierbei von einem Einschussvolumen aus, welches größer als das Volumen der Scheibe ist und folgern somit eine Ausdehnung der Population der Höhenstrahlung bis in einen Halo der Milchstraße. Weiterhin offenbart die lange Verweildauer innerhalb der Galaxie jedoch auch die starke Kopplung der kosmischen Strahlung an die Magnetfelder innerhalb der Milchstraße. Da sich die Strahlung hier in einem dynamischen Gleichgewicht befindet wird darüber hinaus angenommen, dass das Spektrum der Höhenstrahlung über weite Bereiche der Galaxie den selben spektralen Index aufweist [Ber 90].

## 2.4 Die Elektronkomponente

Infolge der Energieverluste der Teilchen durch Synchrotronstrahlung, inverse Comptonstreuung, Bremsstrahlung und Ionisation ist die Situation bei der elektronischen Komponente weit weniger übersichtlich, wobei aufgrund der angeführten Energieverluste ein extragalaktischer Ursprung ausgeschlossen werden kann. Setzt man für das Quellspektrum der Elektronen ebenfalls ein Potenzgesetz mit einem spektralen Index von  $\gamma \approx 2$  an, so variiert das lokale Spektrum in Abhängigkeit von der Verteilung der Quellen, ihrer zeitlichen Entwicklung und der Position des Beobachters in Bezug auf diese [PoE 98]. Folglich ist es durchaus wahrscheinlich, dass das auf der Erde lokal gemessene Elektronspektrum nicht die mittlere Verteilung innerhalb der Milchstraße wiedergibt, eine Überlegung, welche hinsichtlich des Spektrums der diffusen Emission von  $\gamma$ -Quanten eine wichtige Rolle spielt.

## 2.5 Die $\gamma$ -Strahlung

Im Folgenden soll nun die Physik der  $\gamma$ -Strahlung etwas genauer beleuchtet werden. Nach einer kurzen Vorstellung der verschiedenen Energiebereiche der Strahlung und einem historischen Überblick folgt eine Beschreibung der unterschiedlichen Entstehungs- und Absorptionsprozesse.

### 2.5.1 Die verschiedenen Energiebereiche der $\gamma$ -Strahlung

T. Weekes fasst in seinem Übersichtsartikel über die Hochenergie-  $\gamma$ -Astronomie [Wee 88] alle elektromagnetischen Photonen, deren Energien zwischen der Ruhemasse eines Elektrons (0,511 MeV) und den höchsten gemessenen Teilchenenergien von etwa  $10^{20}$  eV liegen unter dem Begriff der  $\gamma$ -Strahlung zusammen. Somit beinhaltet diese Strahlung einen ebenso weiten Bereich des elektromagnetischen Spektrums wie die gesamte restliche Region zwischen den langwelligsten Radiophotonen und den härtesten Röntgenstrahlen. Da es innerhalb eines solch großen Energiebereiches jedoch eine Vielzahl unterschiedlichster Emissionsmechanismen und Nachweistechniken gibt, hat sich aus Gründen der Übersichtlichkeit die in Tabelle 2.1 dargestellte Unterteilung der  $\gamma$ -Astronomie als sehr nützlich erwiesen. Der die astrophysikalisch wichtigen nuklearen Zerfallslinien enthaltende Energiebereich zwischen 0,51 MeV und 10 MeV wird dabei als „niedrige“ oder „nukleare“ Energieregion bezeichnet. Zwischen 10 MeV und 30 MeV liegt der mittlere Energiebereich. Er ist experimentell am schwierigsten zu erforschen, da hier die Comptonstreuung den dominierenden Wechselwirkungsprozess darstellt. Die „High Energy“ (HE) Region

umfasst Energien von rund 30 MeV bis hin zu etwa 10 GeV. Beobachtungen von  $\gamma$ -Strahlen höherer Energien können nur noch vom Erdboden aus durchgeführt werden. Atmosphärische Cherenkov-Techniken ermöglichen hierbei den Nachweis von Energien bis zu 100 TeV („Very High Energy“, VHE). Zur Messung noch höherer Energien werden schließlich großflächige Luftschauerexperimente verwendet, die sowohl den Bereich der „Ultra High Energy“ (UHE, 100 TeV bis 100 PeV) als auch den der „Extremely High Energy“ (EHE, 100 PeV bis 100 EeV) abdecken [Wee 88]. Die Photonen lassen sich hier jedoch nicht mehr direkt nachweisen, sondern es werden die bei ihrem Eintritt in die Erdatmosphäre ausgelösten elektromagnetischen Kaskaden aufgenommen.

Energiebereich [eV]	Energiebereich	Einordnung	Nachweisteknik	Beobachtungshöhe
$5 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^7$	0,51 MeV – 10 MeV	niedrig/ nuklear	Anorganischer Detektor (NaI)	Satellit
$1 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^7$	10 MeV – 30 MeV	mittel	Compton Teleskop	Satellit
$3 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^{10}$	30 MeV – 10 GeV	hoch (HE)	Paarbildung	Satellit
$1 \cdot 10^{10} - 1 \cdot 10^{14}$	10 GeV – 100 TeV	sehr hoch (VHE)	Cherenkov-Techniken	Erdboden / Berge
$1 \cdot 10^{14} - 1 \cdot 10^{17}$	100 TeV – 100 PeV	ultra hoch (UHE)	Luftschauerexperimente	Erdboden / Berge / Meeres-Niveau
$1 \cdot 10^{17} - 1 \cdot 10^{20}$	100 PeV – 100 EeV	extrem hoch (EHE)	Luftschauerexperimente	Erdboden / Meeres-Niveau

*Tabelle 2.1: Einteilung der  $\gamma$ -Strahlung in verschiedene Energiebereiche (aus [Wee 88]).*

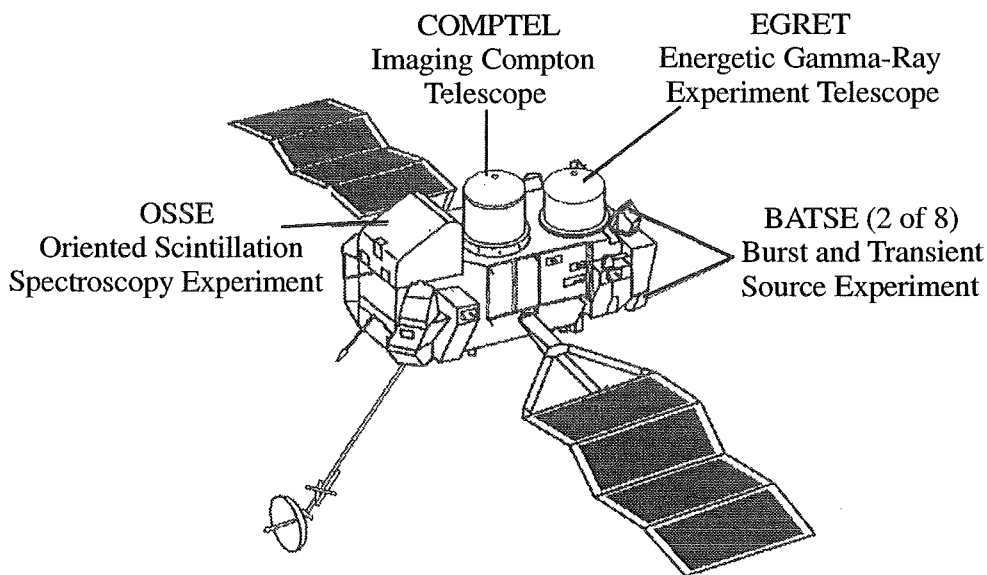
### 2.5.2 Ein historischer Überblick

Den Beginn der Hochenergie- $\gamma$ -Astronomie leitete nicht etwa eine experimentelle Entdeckung, sondern vielmehr ein prophetisch anmutender Artikel von P. Morrison [Mor 58] ein, in dem er die Möglichkeiten beschreibt,  $\gamma$ -Strahlen mit Energien von etwa 100 MeV nachzuweisen. Die ersten Messungen dieser Strahlung erfolgten mit Detektoren, welche infolge der Absorption hochenergetischer Photonen durch Paarbildung und photoelektrische Wechselwirkungen in der Erdatmosphäre mit Hilfe von Ballons und Raketen in die obersten Atmosphäreschichten transportiert wurden. Die Erfolge, die sich hiermit erzielen ließen waren jedoch aufgrund der auftretenden experimentellen Schwierigkeiten eher be-

scheiden. Insbesondere der aus der geladenen kosmischen Strahlung und deren Sekundärteilchen bestehende Hintergrund stellte ein erhebliches Problem dar. Erst als es durch Satellitenexperimente gelang, das Hintergrundproblem zu reduzieren, und gleichzeitig längere Flugzeiten erreicht wurden, konnte sich die Hochenergie- $\gamma$ -Astronomie etablieren [KrC 62]. So war das erste auf einem Satelliten installierte Experiment der UHURU Detektor, dessen Beobachtungen die Hochenergie Astrophysik Anfang der siebziger Jahre entscheidend veränderten. Eine Übersicht über die aus diesen Messungen resultierenden Erkenntnisse auf dem Gebiet der Röntgenastronomie geben E.M. Kellogg [Kel 75] und S.S. Murray [Mur 77].

Nachdem das OSE-III Experiment erstmals über die Emission von  $\gamma$ -Strahlung aus der galaktischen Ebene berichten konnte, gelang es Mitte bis Ende der siebziger Jahre mit Hilfe der für den Bereich zwischen 35 MeV und 5 GeV ausgelegten Satellitenexperimente SAS-2 und COS-B, eine detaillierte Vermessung der in unserer Galaxie auftretenden hochenergetischen  $\gamma$ -Strahlung vorzunehmen. Hierbei beobachtete man neben einem in der galaktischen Ebene konzentrierten Fluss diffuser kosmischer Photonen und einer isotropen außergalaktischen  $\gamma$ -Strahlung [MuW 93] auch 25 Punktquellen [Got 83]. Zu ihnen gehörten der Krebs- und der Vela-Pulsar sowie der aktive Galaxiekern 3C273 [Fic 75, Her 81]. Widersprüchliche Ergebnisse fand man hingegen bezüglich der  $\gamma$ -Strahlung von Cygnus X-3. Ein von SAS-2 registriertes periodisches Signal [Lam 77] konnte von COS-B nicht bestätigt werden [Ben 77]. Frühe Versuche, die beobachteten Emissionen durch theoretische Modellrechnungen zu beschreiben, finden sich in [KFH 83].

Eines der wichtigsten Satellitenexperimente stellt das im Jahre 1991 unter Verwendung eines Space Shuttles der NASA gestartete „Compton Gamma-Ray Observatory“ dar. Zur Beobachtung des Energiebereichs zwischen 10 keV und 30 GeV umfasst das in Abbildung 2.5 veranschaulichte Observatorium vier verschiedene Instrumente (vgl. Tab. 2.2), wobei insbesondere mit Hilfe des für die höchste Energieregion (100 MeV - 30 GeV) sensitiven EGRET Teleskops eine Vielzahl von Punktquellen untersucht werden konnte [Har 99].



**Abbildung 2.5:** Schematische Ansicht des Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO).

Experiment	Energierregion	Detektortyp	Beobachteter (Raum-) Winkel
BATSE	10 keV – 1 MeV	NaI-Kristallszintillator	Gesamte Sphäre
OSSE	200 keV - 5 MeV	NaI- und CSI-Szintillationszähler	$3,0^\circ \cdot 11,4^\circ$
COMPTEL	0,8 MeV – 30 MeV	Flüssig-/Kristallszintillator	$64^\circ$
EGRET	100 MeV – 30 GeV	Funkenkammer und NaI-Kristallszintillator	0,6 ster.

*Tabelle 2.2: Übersicht über die auf dem „Compton Gamma-Ray Observatory“ installierten Instrumente. BATSE = Burst and Transient Source Experiment, OSSE = Oriented Scintillation Spectroscopy Experiment, COMPTEL = Comptontelelescope, EGRET = Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope.*

Die Möglichkeiten,  $\gamma$ -Strahlen durch Satellitenflüge effizient messen zu können, enden jedoch bei Energien von etwa 30 GeV, da sich die infolge des steil abfallenden Energiespektrums erforderlichen großen Detektorflächen nicht mehr transportieren lassen. Nachdem aber schon früh vermutet worden war, dass  $\gamma$ -Strahlen weitaus höherer Energien mit Hilfe erdgebundener Luftschauerdetektoren nachweisbar sein müssten [Coc 60], wurden während der sechziger und zu Beginn der siebziger Jahre an verschiedenen Orten auf der Erde atmosphärische Cherenkov-Teleskope und großflächige Teilchenarrays errichtet [Gri 75]. Während sich erstere hochauflösender abbildender Spiegelsysteme bedienen, welche durch eine Vielzahl von Photomultipliern ausgelesen werden, verfügen letztere über eine große Anzahl über weite Flächen verteilter Detektorstationen.

Die ersten, wenn auch statistisch nicht signifikanten Anzeichen von  $\gamma$ -Strahlen im Bereich von TeV-Energien erhielt man vom Pulsar des Krebsnebels [Faz 68, Faz 72, Gri 72, Jen 74, GHW 76]. Im Jahre 1979 berichtete das Krim-Observatorium über  $\gamma$ -Strahlen von Cygnus X-3 in der VHE – Region, die es unter Verwendung von Cherenkov-Teleskopen nachweisen konnte [Nes 79]. Die beobachteten Emissionen waren hierbei mit der 4,8-stündigen Periode der Röntgenstrahlung korreliert.

Anfang der achtziger Jahre bestätigten mehrere mit abbildenden Cherenkov Techniken bei einer Energieschwelle von etwa 1 TeV arbeitende Experimente [Dan 81, Lam 82, Dow 83] die Messung eines Signals von Cygnus X-3. Kurz darauf registrierten das Kieler Luftschauer- [SaS 83] und das Haverah Park Experiment [LEv 83] Photonen von Cygnus X-3 mit Energien oberhalb von 1 PeV. Weitere Beobachtungen von Cygnus X-3 und anderer Quellen, wie beispielsweise Herkules X-1 folgten während der nächsten Jahre in immer schnelleren Abständen, wobei der Nachweis von PeV-Photonen von Cygnus X-3 nicht mehr bestätigt werden konnte.

Ständige Verbesserungen die Konzeption der einzelnen Instrumente [CaW 95] sowie die verschiedenen Analysen [Rey 93a, Feg 94, Feg 96] betreffend, ermöglichen mittlerweile die Vermessung mehrerer sowohl galaktischer als auch außergalaktischer Punktquellen der  $\gamma$ -Strahlung im TeV-Bereich [Wee 96].

Noch keine zweifelsfreien Hinweise gibt es bisher hingegen auf die Existenz von Quellen noch höher energetischer Photonen ( $E_\gamma > 50$  TeV). So zieht einzig die Tibet Gruppe die beiden stärksten  $\gamma$ -Quellen der VHE-Region, Makarian 501 [Ame 99a] und den Krebsnebel [Ame 99b] auch als mögliche Quellen im UHE-Bereich in Betracht.

Tabelle 2.3 enthält eine Übersicht über die in dieser Energieregion operierenden Experimente. Außer bei AIROBICC (AIR shower OBServation with angle Integrating Cherenkov Counters) finden hierbei überall Szintillationsdetektoren ihre Anwendung. Ein wesentlicher Vorteil dieser Technik beruht auf der Unabhängigkeit von den jeweiligen Witterungsbedingungen und einer hieraus resultierenden längeren Messzeit.

Experiment	Ort	Höhe über NN [m]	Energieschwelle [TeV]	Fläche [m <sup>2</sup> ]
CASA-MIA	Dugway, Utah	1450	90	230000
Tibet-III	Yanbajing, Tibet	4300	5	62500
EAS-TOP	Gran Sasso, Italien	2005	120	50000
HEGRA	La Palma, Spanien	2200	40	40000
KASCADE	Karlsruhe, Deutschland	110	300	40000
HEGRA-AIROBICC	La Palma, Spanien	2200	15	38000
SPASE 2	Südpol	3020	50	18000

*Tabelle 2.3: Übersicht über die im UHE-Bereich operierenden Luftschauerexperimente.*

### 2.5.3 Quellen und Beschleunigungsmechanismen

Photonen des sichtbaren Lichts besitzen typischerweise Energien von etwa 1 eV. Da die sehr hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung im Vergleich hierzu jedoch Energien aufweist, die um mehr als zehn Größenordnungen höher liegen, können die Quellen der niederenergetischen Photonen, wie beispielsweise die thermische Strahlung, nicht als Auslöser dieser  $\gamma$ -Strahlung angesehen werden. Vielmehr erwartet man, dass sehr hochenergetische  $\gamma$ -Quanten bei Wechselwirkungen geladener Teilchen während deren Erzeugung und Propagation entstehen. Die hierbei emittierten Photonen weisen, ebenso wie die geladenen Teilchen, als Ergebnis der Beschleunigungsmechanismen ein Potenzspektrum auf [Ong 98].

Überlegungen bezüglich der Produktion hochenergetischer Photonen sollten zwischen der Energiequelle und dem jeweiligen Beschleunigungsmechanismus unterscheiden. Betrachtet man  $\gamma$ -Quellen, welche sich mittels konventioneller oder bekannter Physik be-

schreiben lassen, so dienen als ursprüngliche Energiequellen entweder elektromagnetische- oder Gravitationswechselwirkungen. Ein Beispiel für eine solch elektromagnetische Wechselwirkung ist der Krebsnebel, der seine Energie durch das Abbremsen eines hochmagnetischen Neutronensterns erhält. Von einem aktiven Galaxiekern wird hingegen angenommen, dass er seine Energie von dem in einem besonders massiven ( $10^7 - 10^{10}$  Sonnenmassen) schwarzen Loch vorhandenen Gravitationspotential bezieht [Ong 98].

Die meisten Modelle zur Emission hochenergetischer  $\gamma$ -Quanten in einer aktiven Galaxie beruhen auf der Schockbeschleunigung geladener Teilchen. In den relativistischen Strömungen innerhalb des Jet-Plasmas wird das Auftreten starker Schockwellen angenommen, die in der Lage sind, Hadronen oder Leptonen auf Energien bis zu mehr als  $10^{18}$  eV zu beschleunigen. Die Erzeugung von  $\gamma$ -Quanten kann prinzipiell unterschiedlich durch die hadronische oder die leptonische Komponente erfolgen. Detailliertere Ausführungen hierzu finden sich beispielsweise in [JaH 92, DaL 97, BeB 99, Man 98].

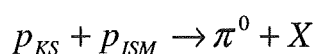
Darüber hinaus existieren aber auch Modelle, welche ohne die Fermibeschleunigung auskommen. So schlagen W. Bednarek und R. Protheroe [BeP 99] eine Teilchenbeschleunigung in starken linearen elektrischen Feldern vor, wie sie in den Rekombinationszonen magnetischer Feldlinien auf der Akkretionsscheibe auftreten könnten. Derartig beschleunigte Leptonen würden in den vorherrschenden starken Magnetfeldern Synchrotronquanten im TeV-Bereich emittieren, die ihrerseits über Paarbildung (in diesem Falle wären niederenergetische Photonen aus der Akkretionsscheibe oder das Magnetfeld selbst Streupartner des  $\gamma$ -Photons) eine elektromagnetische Kaskade auslösen würden [Bed 97]. Beschleunigte Hadronen könnten hingegen unter Wechselwirkung mit den Strahlungsfeldern der Akkretionsscheibe Pionen produzieren, deren neutrale Komponente in zwei  $\gamma$ -Quanten zerfiele, die wiederum eine elektromagnetische Kaskade initiieren würden.

Weiterhin werden als mögliche Quellen der  $\gamma$ -Strahlung auch physikalische Prozesse vermutet, deren Erklärungen über die konventionelle Physik hinausgehen. So mögen beispielsweise der Zerfall oder die Vernichtung von massiven Teilchen jenseits des Teilchenstandardmodells, die in einer frühen Phase des Universums entstanden sein könnten, zur Erzeugung von  $\gamma$ -Strahlung führen. Auslöser solcher Überlegungen sind die Erforschung der dunklen Materie sowie der Nachweis kosmischer Strahlung bis zu Energien von etwa  $10^{20}$  eV.

#### 2.5.4 Erzeugungsprozesse der diffusen $\gamma$ -Strahlung

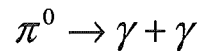
Nach heutiger Erkenntnis beruht die Entstehung der diffusen  $\gamma$ -Strahlung in der Galaxie auf drei wesentlichen Wechselwirkungen:

- a.) **der Zerfall neutraler Pionen:** Wechselwirkungen geladener kosmischer Teilchen (vorwiegend von Protonen) mit der interstellaren Materie führen zur Bildung geladener und neutraler Pionen.



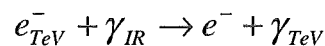
X fasst hierbei die möglichen weiteren Produkte, d.h. in der Kollision entstehende Teilchen zusammen. Während der anschließende Zerfall der geladenen Pionen in Myonen

sowie deren Zerfall in Elektronen einen Beitrag zur sekundären Komponente des Elektrospektrums liefert, führt der Zerfall der neutralen Pionen



zur Entstehung hochenergetischer  $\gamma$ -Quanten. Mit rund  $2,5 \cdot 10^{-30} \text{ m}^2$  entspricht der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Pionen in Proton-Proton-Stößen in etwa dem geometrischen Querschnitt des Kerns. Er ist darüber hinaus leicht energieabhängig und zeigt einen geringen Anstieg zu hohen Energien [Cas 98]. Entsprechend der Ruhemasse des neutralen Pions von 134,98 MeV entstehen beim Zerfall in Ruhe zwei  $\gamma$ -Quanten mit einer Energie von jeweils 67,5 MeV. Aus kinematischen Überlegungen folgt für die  $\pi^0$ -Produktion eine Schwellenenergie von etwa 280 MeV.

- b.) **die inverse Comptonstreuung:** Im interstellaren Raum vorhandene Photonen mit Energien im optischen oder infraroten Bereich werden durch TeV-Elektronen der diffusen kosmischen Strahlung auf TeV-Energien beschleunigt.

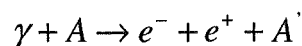


Ist hierbei die Energie des Photons im Ruhesystem des Elektrons klein gegenüber der Ruhemasse des Elektrons ( $\hbar\omega \ll m_e c^2$ ), so spricht man vom sog. Thomsonregime, andernfalls vom Klein-Nishina-Regime. Um den Beitrag der inversen Comptonstreuung und darüber hinaus den auf hadronischen Wechselwirkungen der kosmischen Teilchen beruhenden Anteil an der diffusen Strahlung abschätzen zu können, wird häufig, bisher jedoch noch ohne experimentelle Bestätigung, der auf der Erde mit einem Spektralindex von  $E^{-2.4}$  gemessene Elektronfluss auf die gesamte Milchstraße übertragen.

- c.) **die Bremsstrahlung:** Bei der Beschleunigung innerhalb des elektrischen Feldes eines interstellaren Gasatoms emittieren Elektronen hochenergetische Photonen, mit deren Hilfe sich insbesondere die in einem Energiebereich zwischen 10 MeV und 1 GeV beobachtete diffuse  $\gamma$ -Strahlung erklären lässt.

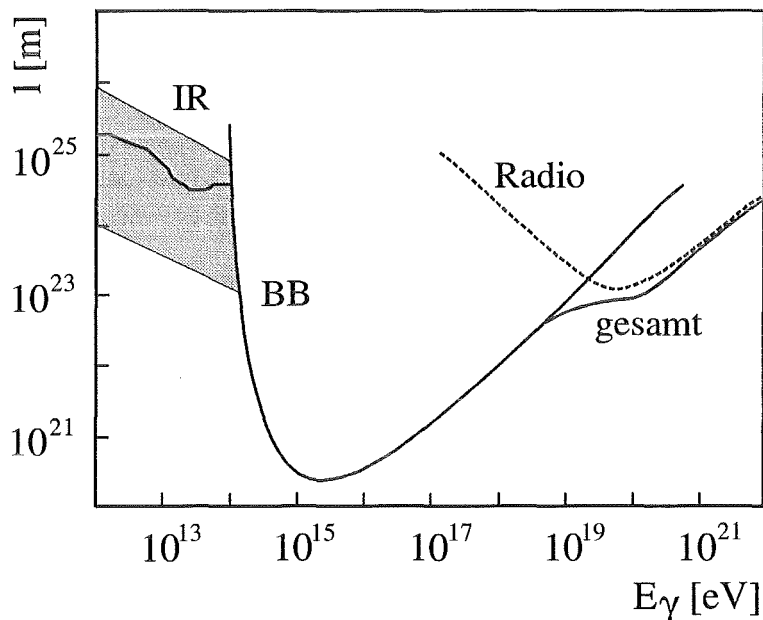
### 2.5.5 Die Ausbreitung der $\gamma$ -Strahlung

Die emittierten  $\gamma$ -Quanten unterliegen auf ihrem Weg von der Quelle zum Beobachter Absorptionsprozessen. Hierbei handelt es sich um Paarbildungen



an einem externen elektrischen oder magnetischen Feld A, wobei insbesondere die Felder von Atomkernen bzw. das Feld der 3 K-Hintergrundstrahlung von Interesse sind. Da sich für den ersten Fall jedoch eine Strahlungslänge von rund 35 Mpc ableiten lässt und dieser Wert somit um 3 Größenordnungen über der Ausdehnung der Milchstraße liegt, nimmt die Paarbildung an interstellarem Gas auf die Transparenz der Milchstraße keinen Einfluss.

Hingegen gewinnt die Photon-Photon Wechselwirkung [Jel 66, GoS 67] für hohe Energien und große Wegstrecken an Bedeutung, wobei die Wahrscheinlichkeit der Absorption an niederfrequenten Photonen mit der Primärenergie des  $\gamma$ -Quants ansteigt. In Abbildung 2.6 ist die mittlere freie Weglänge eines  $\gamma$ -Quants in Abhängigkeit von seiner Energie aufgetragen.



**Abbildung 2.6:** Mittlere freie Weglänge  $l$  von  $\gamma$ -Quanten in Abhängigkeit von ihrer Energie  $E_\gamma$ . Eine Abschwächung erfolgt durch Wechselwirkungen mit Photonen des infraroten oder optischen Spektralbereichs (IR), mit der kosmischen Hintergrundstrahlung (BB) oder Photonen im Radiobereich. Die durchgezogene Linie stellt die Summe aller Effekte dar, ist im schraffierten Bereich aber sehr unsicher (aus [Wdo 72]).

Das Zentrum unserer Milchstraße befindet sich in einer Entfernung von etwa  $3 \cdot 10^{20}$  m, sodass eine Beobachtung galaktischer Objekte im gesamten Spektralbereich prinzipiell möglich erscheint. Dagegen macht die durch die 3 K-Hintergrundstrahlung verursachte Absorption die Beobachtung von extragalaktischen Objekten bei Energien oberhalb von etwa  $5 \cdot 10^{14}$  eV praktisch unmöglich.

### 2.5.6 Messungen der hochenergetischen $\gamma$ -Strahlung

Das auf dem „Compton Gamma-Ray Observatory“ installierte EGRET Experiment ermöglichte eine umfassende Beobachtung des diffusen  $\gamma$ -Flusses in einer Energieregion zwischen 100 MeV und 10 GeV. Abbildung 2.7a veranschaulicht das hierbei entlang der galaktischen Ebene gewonnene Emissionsprofil. Ebenfalls eingezeichnet sind die verschiedenen die Strahlung auslösenden Wechselwirkungen. Die in Abbildung 2.7b in Abhängigkeit von der galaktischen Breite dargestellte und in einer Region zwischen  $30^\circ$  und  $50^\circ$  galaktischer Länge aufgenommene Intensität verdeutlicht die schmale Konzentration der diffusen  $\gamma$ -Strahlung ( $\pm 2^\circ$ ) um den galaktischen Äquator.



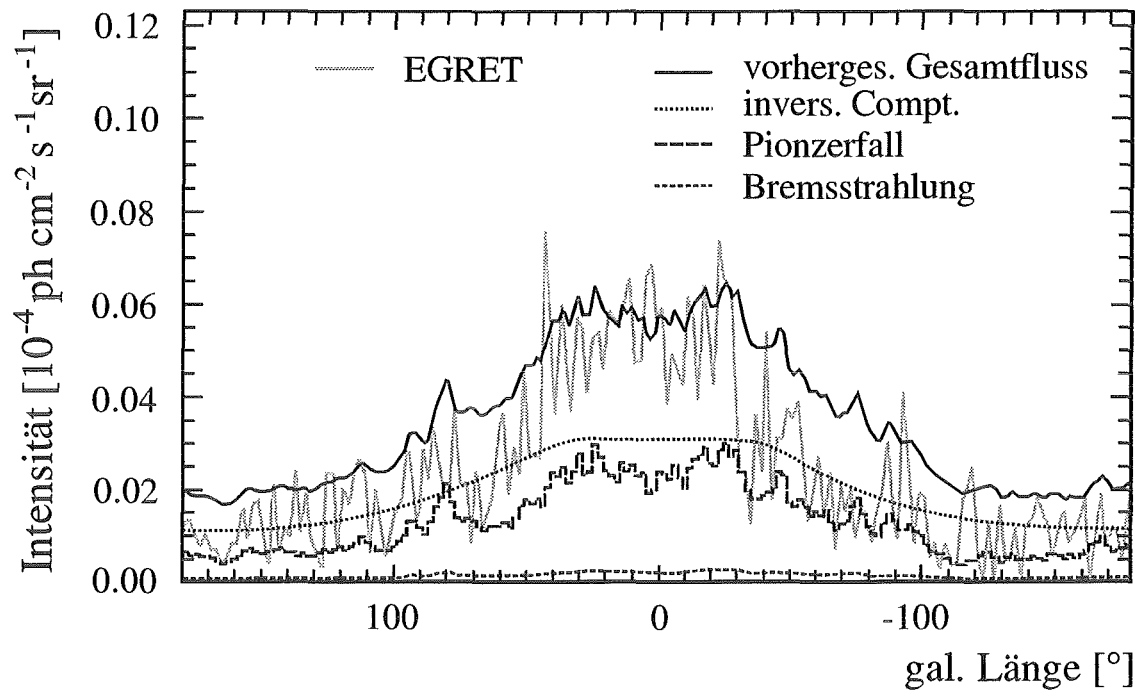


Abbildung 2.7a: Profil des von EGRET entlang der galaktischen Ebene gemessenen diffusen  $\gamma$ -Flusses ( $4 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 10 \text{ GeV}$ ,  $-5^\circ < b < 5^\circ$ ). Ebenfalls eingezeichnet sind die verschiedenen die Strahlung auslösenden Wechselwirkungen [SMR 00].

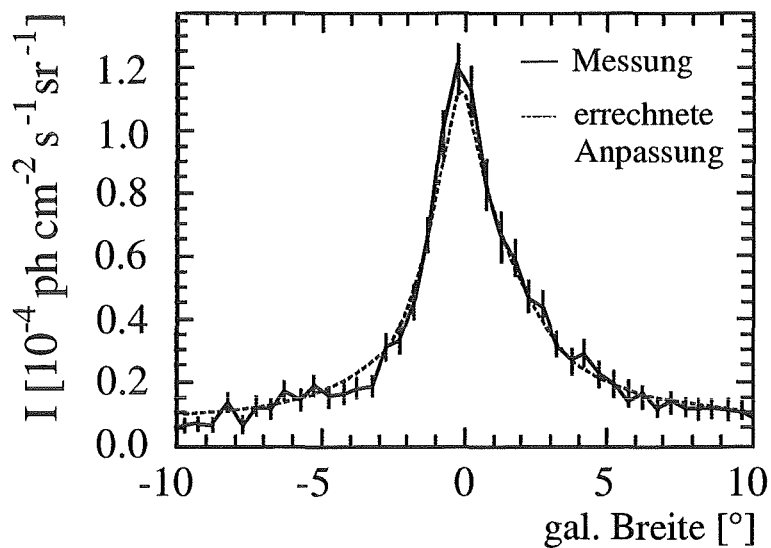


Abbildung 2.7b: Profil des von EGRET in Abhängigkeit von der galaktischen Breite beobachteten diffusen  $\gamma$ -Flusses ( $E_\gamma > 1 \text{ GeV}$ ,  $50^\circ > l > 30^\circ$ ), [Hun 97].

---

## KAPITEL 3

### AUSGEDEHNTE LUFTSCHAUER

---

Um Kenntnisse über die Natur der Höhenstrahlung [Sok 89] oberhalb der direkt zugänglichen Energien von etwa  $10^{14}$  eV zu erhalten, ist man auf erdgebundene Messungen angewiesen. Hierbei ergibt sich jedoch als erschwerender Aspekt, dass große Teile der Erdatmosphäre zwischen dem ursprünglichen Primärteilchen und der Messstation liegen, was ausgehend von der obersten vertikalen Atmosphärenschicht bis hinunter auf Meeresebene einer Schichtdicke von  $1033 \text{ g/cm}^2$  entspricht. Da beispielsweise die Wechselwirkungslänge eines Photons ca.  $47 \text{ g/cm}^2$  beträgt, lässt sich dieses nicht mehr direkt messen, sondern kann nur indirekt nachgewiesen werden.

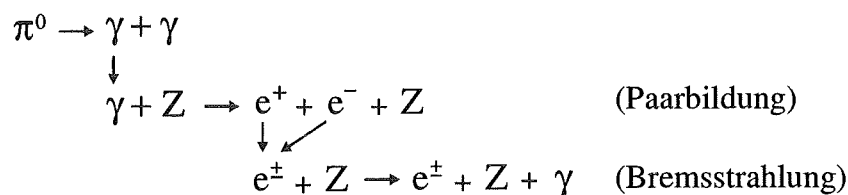
Bei ihrem Eintritt in die Erdatmosphäre lösen hochenergetische kosmische Teilchen in einer Höhe von etwa 20 bis 100 km durch nukleare Wechselwirkungen mit den Atomkernen der Luft ausgedehnte Luftschauer (Extensive Air Shower, EAS) aus, die auf der Erdoberfläche nachweisbar sind [AMG 38, KMW 38]. Die kinetische Energie eines Primärteilchens genügt hierbei, um durch inelastische Stöße Sekundärteilchen, vorwiegend instabile Mesonen ( $\pi$ , K,  $\eta$ , ...), aber auch Baryonen ( $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $n$ ,  $\bar{n}$ ,  $\Lambda$ , ...) zu erzeugen, wobei das Projektil je Stoß im Mittel über 50 % seiner Energie (abhängig von der Projektilenergie) verliert. Da die Sekundärteilchen selbst wiederum genügend Energie besitzen, um bei weiteren Wechselwirkungen neue Teilchen zu erzeugen, wächst ihre Zahl in der Atmosphäre lawinenartig an, bis die Energien so klein werden, dass die auftretenden Ionisationsverluste und die letztendliche Absorption der Teilchen gegenüber der Erzeugung neuer Teilchen überwiegen. Die Eindringtiefe eines EAS in die Erdatmosphäre hängt dabei wesentlich von der Energie des Primärteilchens ab. Bei Energien unterhalb von  $10^{13}$  eV erreichen nur wenige koinzidente Teilchen die Meereshöhe. Der Schauer ist bereits ausgestorben. Bei Primärteilchenenergien oberhalb von  $10^{16}$  eV kann ein EAS hingegen auf Meereshöhe aus Millionen von Sekundärteilchen bestehen. Während er hier einen Durchmesser von einigen hundert Metern besitzt, beträgt seine Dicke nur etwa bis zu 10 m. Um auf

die Natur eines Primärteilchens schließen zu können, ist es erforderlich, die verschiedenen Komponenten eines ausgedehnten Luftschauers hinreichend genau zu erfassen. Da sich aufgrund seiner großen Ausdehnung jedoch nicht alle Teilchen auf Beobachtungsniveau registrieren lassen, muss man sich auf stichprobenartige Messungen der Verteilung der Teilchen mit einer üblicherweise regelmäßigen Anordnung von Detektoren (Array) beschränken. Eine Möglichkeit zur Beobachtung der longitudinalen Entwicklung eines EAS eröffnet das von hochenergetischen Elektronen, aber auch von Myonen emittierte Cherenkov-Licht, wobei jedoch die Messperiode der Cherenkov-Teleskope durch das Sonnen-, Mond- und Sternlicht eingeschränkt wird.

### 3.1 Hadroninduzierte Luftschauer

Abbildung 3.1 veranschaulicht neben der schematischen Entwicklung auch die vier Hauptkomponenten eines ausgedehnten hadroninduzierten Luftschauers.

- Die **hadronische** Komponente setzt sich aus den bei Kernstößen erzeugten Kernfragmenten, Baryonen (Protonen, Neutronen, Hyperonen, etc.) und Mesonen (Pionen, Kaonen, etc.) zusammen. Aufgrund der kleinen Transversal- gegenüber den Longitudinalimpulsen bilden die Hadronen den Schauerkernel eines ausgedehnten Luftschauers und bleiben eng, im Allgemeinen mit Abständen von weniger als 10 m, um die Achse des Primärteilchens konzentriert. Ihre Energie und ihre Anzahl nehmen mit zunehmender Entfernung von der Schauerachse schnell ab. Bei einer Primärenergie von  $10^{15}$  eV besteht die hadronische Komponente eines EAS aus einigen 100 Teilchen.
- Der elektromagnetische Zerfall der neutralen, kurzlebigen Pionen ( $\tau = 10^{-16}$  s) in zwei hochenergetische Photonen bildet den Ausgangspunkt alternierend auftretender Prozesse von Paarbildung und Bremsstrahlung und somit den Beginn einer **elektromagnetischen** Kaskade in der Atmosphäre (vgl. auch Abschnitt 3.2).



Die Teilchenproduktion setzt sich hierbei solange fort, bis die mittlere Elektronenenergie eine kritische Energie von etwa 81 MeV in Luft unterschreitet, ab welcher die Elektronen durch Ionisationsverluste so weit abgebremst werden, dass sie mit Atomen der Luftmoleküle rekombinieren können. Mit rund  $10^6$  Teilchen bei einer Primärenergie von  $10^{15}$  eV bildet die elektromagnetische Komponente hinsichtlich der Teilchenmultiplizität den Hauptteil eines EAS. Ihre laterale Ausdehnung beträgt auf Meereshöhe ungefähr 100 m. Eine zusätzliche Informationsquelle bei der Beobachtung ausgedehnter Luftschauer resultiert aus der Emission von Fluoreszenz- und Cherenkov-Licht, das im Wesentlichen durch die elektromagnetische Schauerkomponente erzeugt wird. Die hierdurch induzierten Energieverluste sind gering und wirken sich daher

nicht auf die Schauerentwicklung aus. Während das Fluoreszenzlicht überwiegend von angeregten Stickstoffmolekülen stammt und praktisch isotrop abgestrahlt wird, emittieren hochenergetische Elektronen in der Atmosphäre stark um ihre Bewegungsrichtung fokussiertes Cherenkov-Licht.

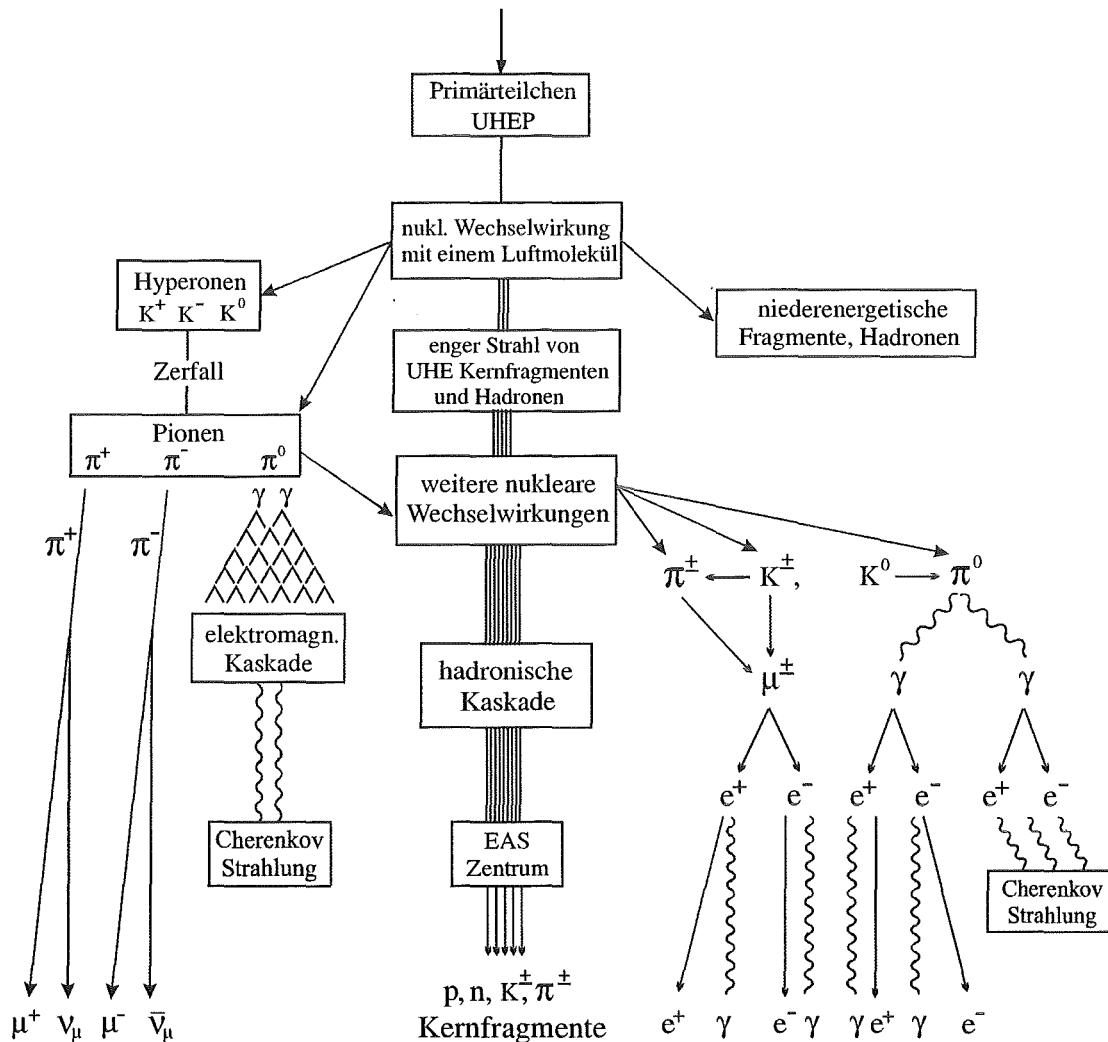


Abbildung 3.1: Ausgedehnter Luftschauer. Schematische Darstellung der verschiedenen Komponenten eines ausgedehnten Luftschauers.

- Aus dem Zerfall der geladenen Mesonen, für die hier nur die wichtigsten Zerfallskanäle aufgeführt sind,

$$\pi^+ (\pi^-) \rightarrow \mu^+ (\mu^-) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu), \quad K^+ (K^-) \rightarrow \mu^+ (\mu^-) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu), \quad K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$$

erhält der EAS seine **myonische** Komponente. Pionen und Kaonen werden bevorzugt mit kleinen Winkeln zur Richtung des Primärteilchens erzeugt. Die meisten Myonen entstehen somit trotz ihrer relativistischen Zerfallslängen im Abstand von wenigen Metern zur Schauerachse. Da die Myonen nur der elektroschwachen Wechselwirkung

unterliegen und aufgrund ihrer hohen Masse nur geringe Energieverluste durch Bremsstrahlung erleiden, können sie die Erdatmosphäre nahezu wechselwirkungsfrei durchdringen. Die Myonlateralverteilung wird somit in erster Linie durch die Winkelverteilung der Myonen bei ihrer Produktion und durch ihre Produktionshöhe bestimmt. Ein kleiner Transversalimpuls, den sie dort erhalten, führt am Erdboden zu Entfernungen von einigen hundert Metern von der Schauerachse. Die Energien der Myonen sind hierbei so groß, dass trotz ihrer kurzen Lebensdauer von  $\tau = 2,2 \cdot 10^{-6}$  s ein Großteil der Myonen infolge der Zeitdilatation den Erdboden erreicht. Ihre Gesamtzahl innerhalb eines EAS beträgt auf Meeressniveau ungefähr 10% der Elektronzahl.

- Die **Neutrinos** entstehen bei der Produktion und dem Zerfall der Myonen in der Atmosphäre. Sie lassen sich jedoch aufgrund der sehr kleinen Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung mit Materie und dem hohen Untergrund an Myonen nur in Unterwasser- oder Untergrundexperimenten nachweisen.

### 3.2 $\gamma$ -induzierte Luftschauder

Für die Entwicklung elektromagnetischer Schauer sind zwei Wechselwirkungsprozesse von entscheidender Bedeutung: die Konversion von  $\gamma$ -Quanten in  $e^+e^-$ -Paare sowie der Bremsstrahlungsverlust eines Elektrons oder Positrons im Feld eines Atomkerns.

#### a) Bremsstrahlung

Führt die Bahn eines hochenergetischen Elektrons sehr nahe an einem Atomkern vorbei, so bewirkt das Coulomb-Feld des Kernes eine deutliche Beschleunigung des Elektrons, welche dieses relativ zur Stärke der Beschleunigung zur Emission von Photonen veranlasst. Je weiter sich das Elektron dem Atomkern nähert und je höher dessen Kernladung ist, umso mehr Energie wird das Elektron in Form von Bremsquanten emittieren. Für hochenergetische Elektronen, welche sich mit relativistischen Geschwindigkeiten bewegen, erfolgt die Emission überwiegend in Vorwärtsrichtung, sodass für den Abstrahlwinkel im Mittel eine Näherung der Form

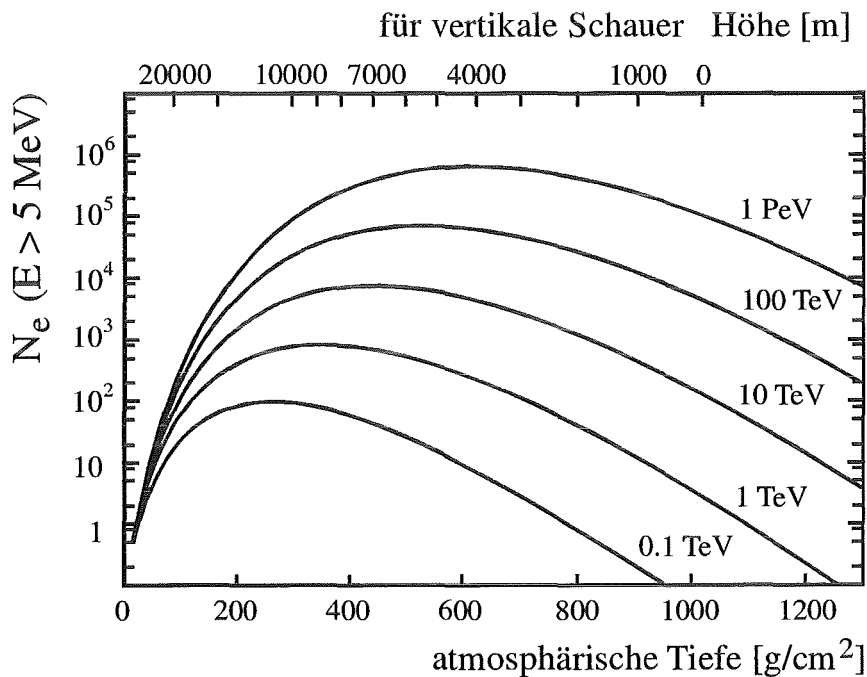
$$\Theta_B = \frac{m_e c_0^2}{E_0}$$

gilt, die nicht mehr von der Energie des emittierten Quants abhängt und auf Winkel  $\Theta < 1^\circ$  führt ( $c_0 =$  Vakuum-Lichtgeschwindigkeit,  $m_e =$  Elektronruhemasse).

#### b) Paarbildung

Übernimmt ein dritter Reaktionspartner (Atomkern) den verbleibenden Impuls und die entsprechende Energie, so kann ein hochenergetisches Photon ein Elektron-Positron Paar erzeugen. Die Energie des Photons verteilt sich im Wesentlichen als kinetische Energie auf die beiden Produkte (Elektron, Positron), während die Energieaufnahme des Kerns aufgrund seiner großen Masse eher gering bleibt.

Tritt ein hochenergetisches Photon in die obere Atmosphäre ein, wird es im Mittel nach Durchlaufen einer Strecke von einer Konversionslänge mit einem Atomkern (z.B. Stickstoff oder Sauerstoff) wechselwirken und zu einem Elektron-Positron Paar zerstrahlen. Die Produktteilchen emittieren ihrerseits auf dem Weg durch die Atmosphäre Bremsstrahlungsquanten. In grober Näherung verlieren die Teilchen auf einer Strahlungslänge von etwa  $37 \text{ g/cm}^2$  die halbe Energie durch Strahlungsverluste. Ein großer Teil dieser Quanten übernimmt hierbei Energien in der Größenordnung der Teilchenenergie. Liegt die Energie der Quanten über  $\approx 1,2 \text{ MeV}$ , so können sie erneut eine Paarbildung auslösen. Während dieser kaskadenartigen Kettenreaktion verteilt sich die Primärenergie des eingestrahlteten  $\gamma$ -Quants auf immer mehr Quanten, deren Flugbahnen stark um die Bahn des Primärquants kollimiert bleiben. Die Kaskadenentwicklung bricht jedoch ab, sofern der dominierende Prozess für den Energieverlust der Elektronen nicht mehr durch die Bremsstrahlung, sondern durch die Ionisationsverluste der geladenen Teilchen gegeben ist. Zwar werden auch bei kleineren als der kritischen Energie noch Bremsquanten emittiert, doch nimmt die Zahl dieser Prozesse sehr schnell ab. Abb. 3.2 veranschaulicht für verschiedene Primärenergien die Elektronenzahlen in Abhängigkeit von der Eindringtiefe in die Atmosphäre.



**Abbildung 3.2:** Longitudinalentwicklung elektromagnetischer Schauer in Luft für verschieden Energien des Primärteilchens. Zur Orientierung enthält die obere Skala eine Angabe der entsprechenden Höhe über NN für vertikal einfallende Schauer [Ber 96].

Die Myonproduktion innerhalb eines solchen Schauers erfolgt über die Photo-Pionproduktion und den anschließenden Zerfall der geladenen Pionen



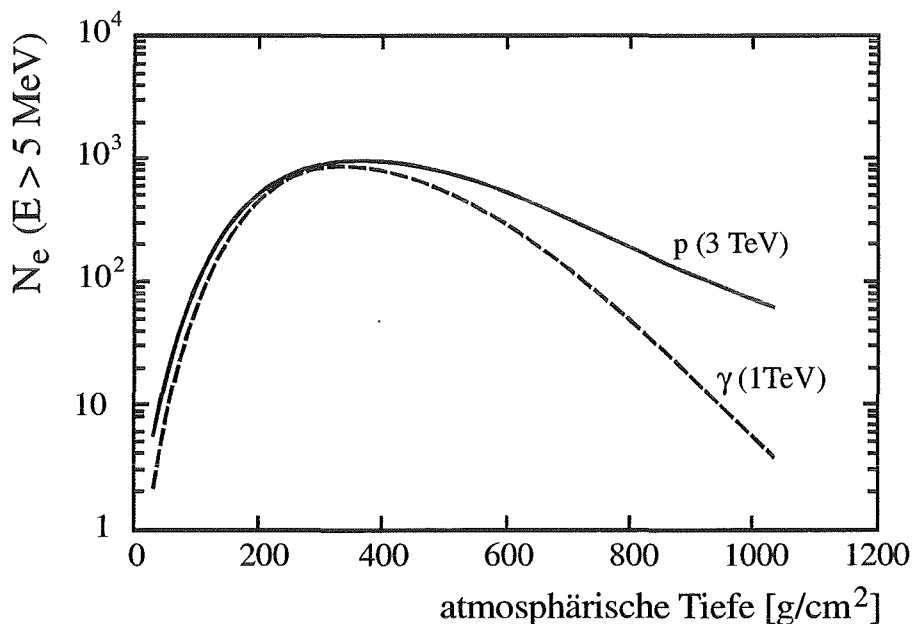
sowie über die Myonpaarbildung

$$\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-.$$

Da der Wirkungsquerschnitt für die Photo-Pionproduktion mit rund 1 mb jedoch sehr viel kleiner als der für die  $e^+e^-$ -Paarbildung ( $\approx 500$  mb) ist und darüber hinaus die Myonpaarbildung aufgrund der deutlich größeren Myonmasse gegenüber der Elektron-Positron Paarbildung um mehr als 4 Größenordnungen unterdrückt wird, zeichnen sich  $\gamma$ -induzierte Luftschauer durch ein kleines Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl aus.

### 3.3 Unterschiede in der Schauerentwicklung

Obwohl sich von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Luftschauer und die elektromagnetische Komponente hadroninduzierter Ereignisse in ihrer Entwicklung prinzipiell ähnlich sind, unterscheiden sich beide Schauertypen in einigen wesentlichen Punkten. So besitzen Hadronen ein stärkeres Durchdringungsvermögen als  $\gamma$ -Quanten, weshalb die Entwicklung von Kaskaden erst in geringeren Höhen als bei  $\gamma$ -induzierten Ereignissen einsetzt. Infolge der wiederholten Auslösung elektromagnetischer Subkaskaden im Verlaufe des Hadronschauers erstreckt sich die resultierende elektromagnetische Kaskade über einen größeren Höhenbereich als dies bei  $\gamma$ -Schauern der Fall ist. Aus dem gleichen Grund nimmt die mittlere Zahl von Elektronen/Positronen nach Erreichen des Maximums der Teilchenzahl in Hadronschauern weniger schnell ab. Abbildung 3.3 veranschaulicht die simulierte Entwicklung der Elektronzahl eines 1 TeV  $\gamma$ -Schauers und eines 3 TeV Protonschauers.



**Abbildung 3.3:** Monte-Carlo Simulation (CORSIKA) der longitudinalen Entwicklung eines 1 TeV  $\gamma$ -Schauers und eines 3 TeV Protonschauers. Dargestellt ist die Anzahl der Elektronen ( $E > 5$  MeV) in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe [Ber 96].

Da in Hadronschauern nur ein Teil der Energie des Primärteilchens zur Ausbildung der elektromagnetischen Schauerkomponente verwendet wird, während die übrige Energie auf die Entwicklung der hadronischen Struktur entfällt, werden in Abbildung 3.3 Schauer unterschiedlicher Energie miteinander verglichen, die bis zum Erreichen des Teilchenzahlmaximums etwa gleich viele Elektronen erzeugen. Die mittlere Sekundärteilchenenergie liegt hier bei rund 81 MeV und der mittlere Ablenkwinkel pro Wechselwirkung beträgt etwa  $0,35^\circ$ . Deutlich größer sind hingegen die Ablenkwinkel, welche bei den Vielteilchenprozessen in Hadronschauern auftreten. Während ein 1 TeV Hadronschauer im Maximum seiner Teilchenzahl eine Ausdehnung von rund 70 m [Hil 96] erreicht, erweisen sich rein elektromagnetische Schauer der gleichen Primärenergie mit etwa 21 m Ausdehnung als relativ schmal.

Die Unterschiede in der Longitudinal- und Transversalentwicklung von Luftschauern spiegeln sich in den am Boden messbaren Flächendichteverteilungen der Sekundärteilchen wider. Ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal besteht in dem zuvor bereits angedeuteten kleinen Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl in  $\gamma$ -induzierten Ereignissen (vgl. auch Kapitel 6).



---

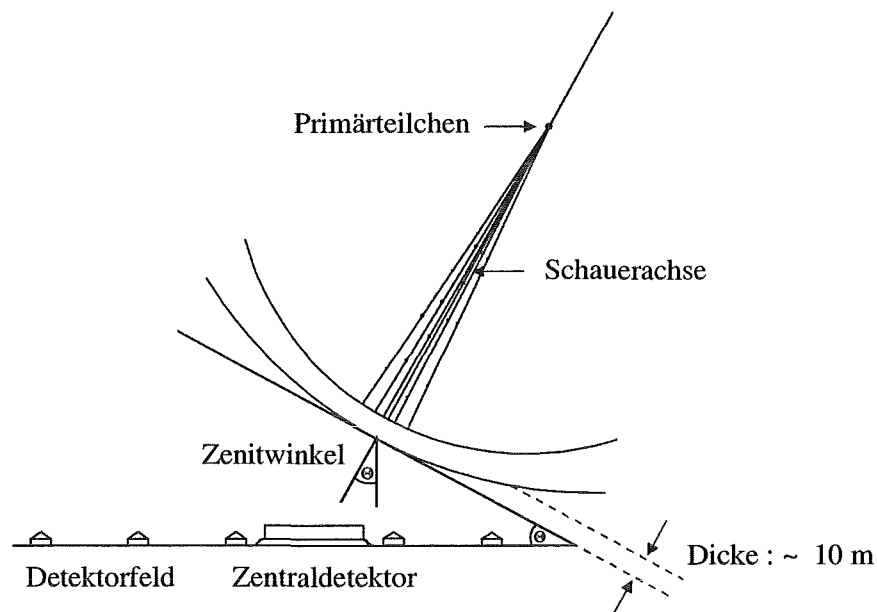
## KAPITEL 4

---

### DAS KASCADE EXPERIMENT

---

Ziel von Luftschauerexperimenten ist es, mittels Messung und Korrelation von Beobachtungsgrößen aus einer oder mehrerer der zuvor genannten vier Komponenten Aufschlüsse über die Energieverteilung, die Richtung und die Natur der Höhenstrahlung zu erhalten. Den direktesten Zugang zur Einfallrichtung eines primären Teilchens eröffnet hierbei, infolge der dominierenden Teilchenzahl, die elektromagnetische Komponente. Aus ihrer Lateralverteilung und der Ankunftszeitstruktur lässt sich durch die Anpassung einer gegebenen Form der Schauerfront die Einfallrichtung des Schauers und somit auch die des einfallenden Primärteilchens ermitteln (vgl. Abb. 4.1).



**Abbildung 4.1:** Ausgedehnter Luftschauer. Schematische Darstellung der räumlichen Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers.

Im Unterschied zum überwiegenden Teil bisheriger Luftschauerexperimente, welche bestrebt waren, die Energie  $E_0$  des primären Teilchens aus der Elektronzahl des Schauers zu ermitteln, hat sich *im Falle von KASCADE* für hadronische EAS die aus einer endlichen Stichprobe bestimmte Myonzahl ( $N_\mu''$ , vgl. Kapitel 5.1) als der geeignetere Parameter zur Abschätzung dieser Größe erwiesen [Web 97]. Da die gesamte primäre Energie in hadronischen Wechselwirkungen umgesetzt wird und die darin erzeugte myonische Schauerkomponente nahezu verlustfrei durch die Atmosphäre dringt, induzieren unterschiedlich schwere Primärteilchen gleicher Energie annähernd gleich viele Myonen auf Meeresniveau.

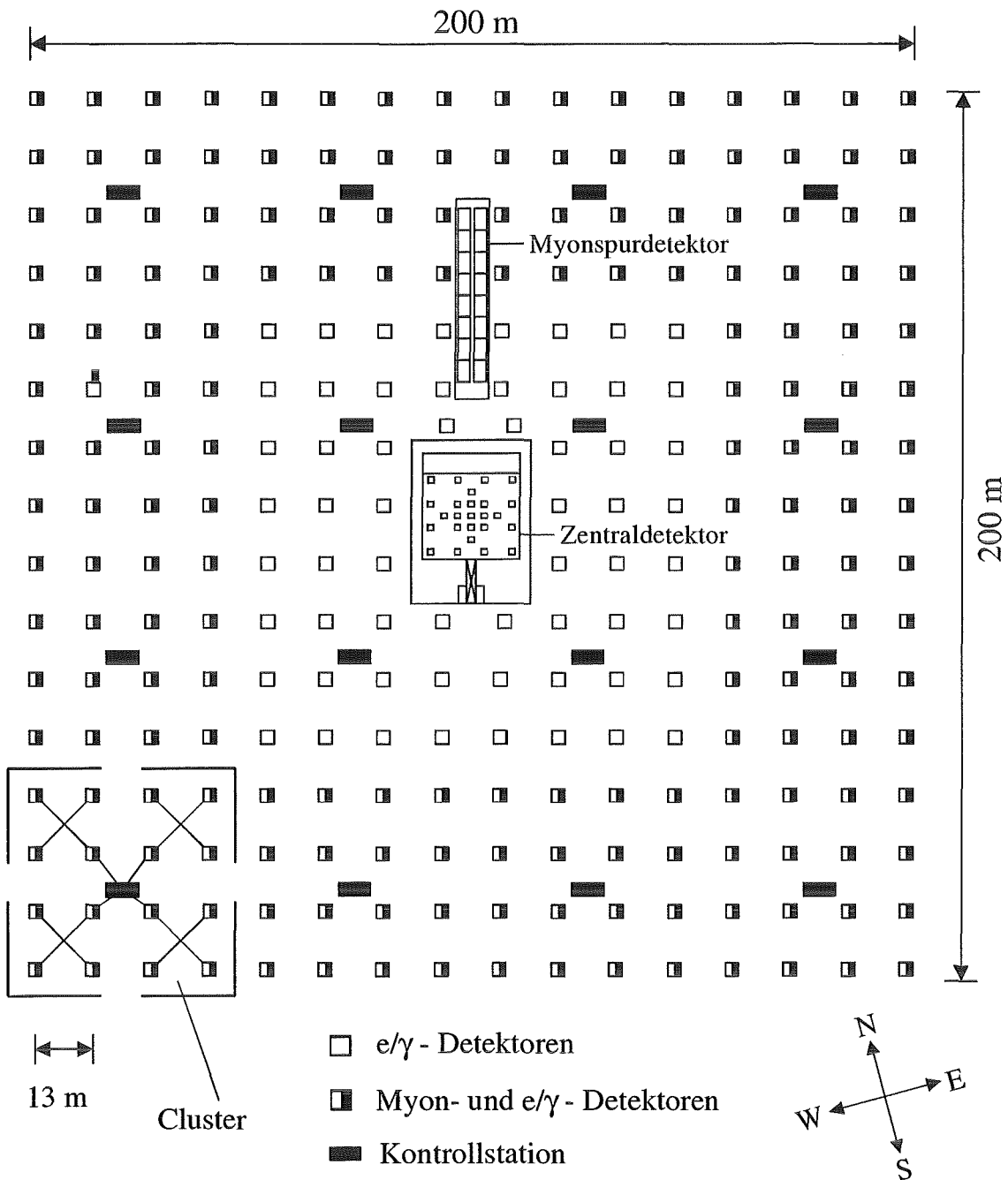
Sensitiver auf die Art des Primärteilchens ist hingegen die auf Meeresniveau gemessene Elektronzahl. Fasst man im Rahmen eines vereinfachenden Superpositionsprinzips einen  $^{56}\text{Fe}$ -Kern (häufigster Vertreter der schweren Kerne) als Summe von 56 Nukleonen auf, so muss die Energie, die einem Wasserstoffkern als einzelner Proton zukommt, im Fe-Kern auf 56 Nukleonen verteilt werden [Sch 94]. Die longitudinale Entwicklung eines EAS hängt im Wesentlichen von der Energie pro Nukleon ab. Nimmt diese zu, so vergrößert sich die Eindringtiefe des Schauers in die Atmosphäre, und die Ausbildung des Maximums erfolgt näher an der Erdoberfläche. Ein protoninduzierter Schauer der Primärenergie  $E_0$  weist somit auf Meereshöhe eine weitaus größere Elektronzahl auf als der durch einen schwereren Atomkern ausgelöste Schauer gleicher Energie, dessen elektromagnetische Subschauer nach Erreichen ihres Maximums schneller aussterben. Beide Schauertypen besitzen darüber hinaus unterschiedliche Lateralverteilungen, da diese mit abnehmender Energie des Nukleons flacher werden.

Ähnlich der elektromagnetischen Komponente zeigen im Mittel auch die laterale Verteilung und die absolute Zahl der Hadronen bei proton- bzw. eiseninduzierten Schauern deutliche Unterschiede und können daher ebenfalls zur Bestimmung der Elementhäufigkeit herangezogen werden [Rot 99], wobei jedoch die Fluktuationen, insbesondere der protoninduzierten Ereignisse berücksichtigt werden müssen.

## 4.1 Der Aufbau des KASCADE Experiments

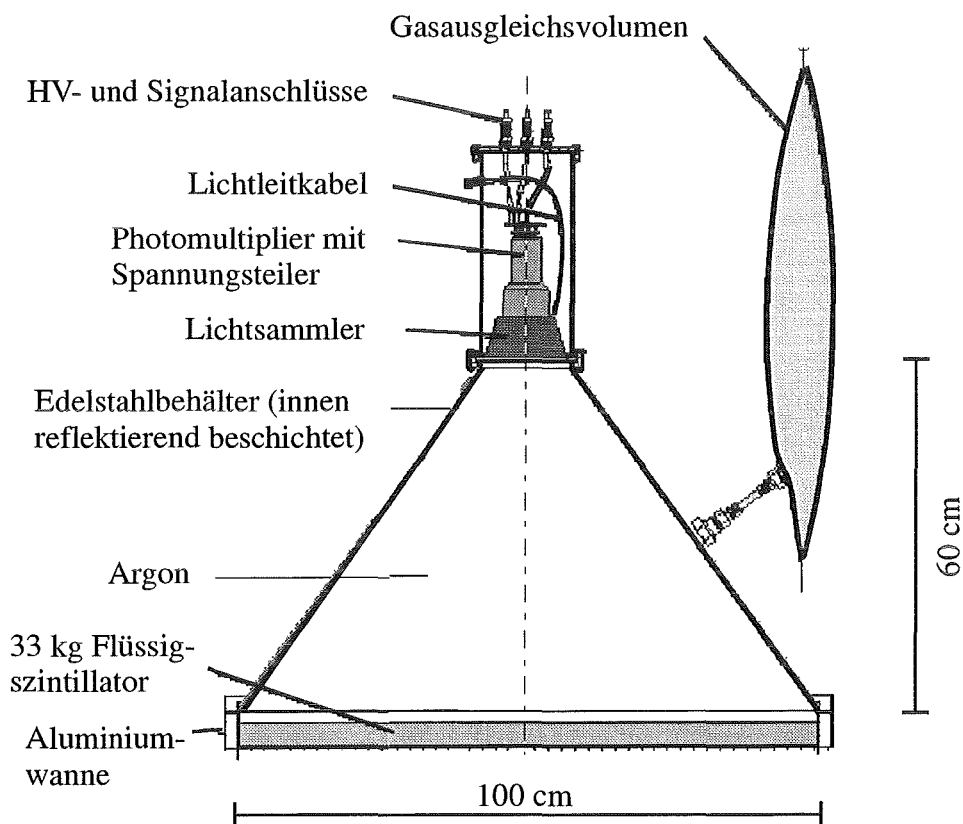
Die Auslegung des auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (49° nördliche Breite, 8° östliche Länge) aufgebauten Luftschauerexperimentes KASCADE wurde so gewählt, dass sie eine erdgebundene Messung der Energieverteilung sowie die Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung um den Energiebereich des Knies ( $10^{14}$  eV bis  $10^{17}$  eV) ermöglichen soll [Dol 90, Kla 97]. Das Forschungszentrum befindet sich auf einer Höhe von 110 m über dem Meeresspiegel, was für senkrecht einfallende Schauer bei Normaldruck einer atmosphärischen Tiefe von  $1020 \text{ g/cm}^2$  entspricht. Um trotz der großen intrinsischen Fluktuationen innerhalb der Schauer zuverlässige Aussagen über ein einzelnes Ereignis treffen zu können, ist das Experiment so konzipiert, dass es mit Hilfe seiner komplexen Anordnung unterschiedlicher Detektorsysteme die Möglichkeit bietet, die myonische, die elektromagnetische und die hadronische Komponente einzelner Schauer simultan zu erfassen.

Abbildung 4.2 zeigt den schematischen Aufbau des Experiments. Die Messung der elektromagnetischen und myonischen Teilchenverteilung ermöglicht ein  $200 \cdot 200 \text{ m}^2$  großes **Detektorfeld**, das aus insgesamt 252 Detektorstationen besteht. Die Stationen sind in einem quadratischen Raster mit einem Gitterabstand von jeweils 13 m angeordnet. Sechzehn (bzw. im Zentrum des Feldes 15) von ihnen bilden einen autonomen Cluster, in des-



**Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des KASCADE Experiments.** Das Experiment besteht aus einem  $200 \cdot 200 \text{ m}^2$  großen Detektorfeld zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente eines Luftschauers. Die weißen Quadrate entsprechen Detektorstationen mit 4 e/γ - Detektoren, die schwarz – weiß halbierten Flächen repräsentieren Stationen mit 2 e/γ- und einem Myondetektor. Im Zentrum des Arrays befindet sich der Zentraldetektor mit dem Hadronkalorimeter sowie weiteren Myon- und e/γ - Detektoren. Der Myonspurdetektor im nördlichen Teil des Detektorfeldes ermöglicht eine Messung der Myonproduktionshöhen. Das Experiment ist so ausgelegt, dass die drei Hauptkomponenten jedes einzelnen Luftschauers simultan aufgenommen werden können.

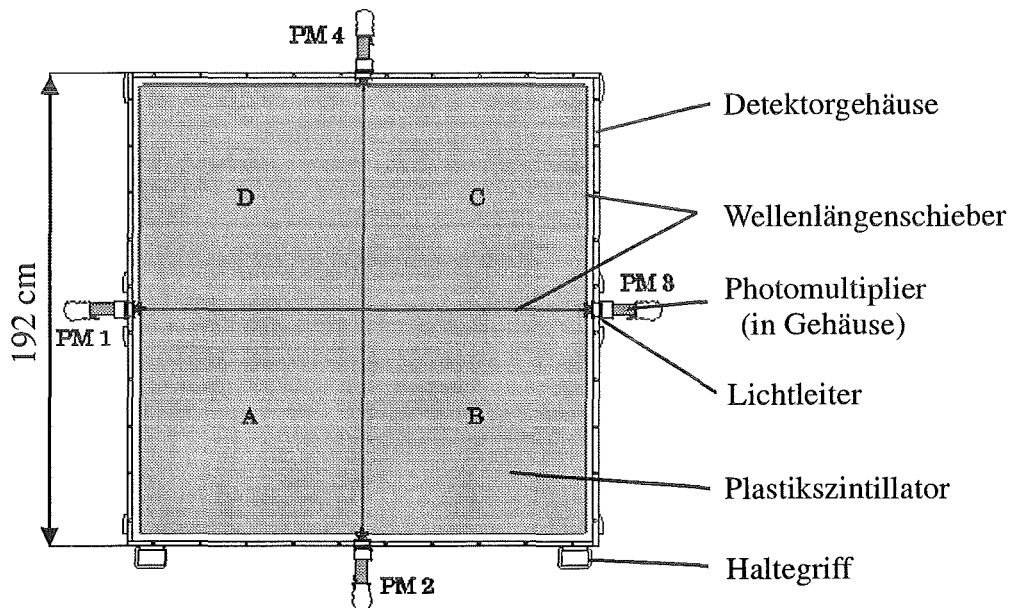
sen Zentrum sich eine die lokale Elektronik enthaltende Kontrollstation befindet. Jede Detektorstation der vier inneren Cluster besitzt zur Messung der elektromagnetischen Schauerkomponente vier  $e/\gamma$ -Detektoren mit einer sensitiven Fläche von jeweils  $0,785\text{ m}^2$ . Die Detektoren (vgl. Abb. 4.3) bestehen aus einem kegelförmigen, an der Innenseite mit weißer Reflektorfarbe beschichteten Edelstahlbehälter, dessen Basisdurchmesser 1 m beträgt. Er ist mit 38 l eines organischen Flüssigszintillators gefüllt, die in einer Stahlwanne eine 4,8 cm dicke Schicht bilden. An der Spitze des Kegels sind ein Lichtsammler und ein Photomultiplier angebracht. Durch dieses Design erreicht der Detektor eine Zeitauflösung von  $\sigma_t = 0,77\text{ ns}$ . Sein dynamischer Bereich umfasst bis zu 2000 minimal ionisierende Teilchen, während die Energieauflösung  $\sigma_E / E = 25,3\% / \sqrt{E(\text{MeV})}$  beträgt [Völ 92].



**Abbildung 4.3: Schnitt durch einen  $e/\gamma$ -Detektor.** Der  $e/\gamma$ -Detektor besteht aus einem kegelförmigen Edelstahlbehälter mit einem Basisdurchmesser von 1 m. Gefüllt ist er mit 38 l eines organischen Flüssigszintillators. An der Spitze des Kegels befinden sich ein Lichtsammler und ein Photomultiplier.

Die 192 Detektorstationen der äußeren zwölf Cluster beinhalten jeweils nur zwei  $e/\gamma$ -Detektoren, die auf einer  $200 \cdot 200\text{ cm}^2$  großen Absorberplatte diagonal angeordnet sind. Diese aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen bestehende Platte dient als Abschirmung des unter ihr positionierten Myondetektors gegen die elektromagnetische Schauerkomponente. Ihre Dicke entspricht in etwa 20 Strahlungslängen, sodass sich Myonen ab einer Energie von rund  $0,3\text{ GeV}$  nachweisen lassen.

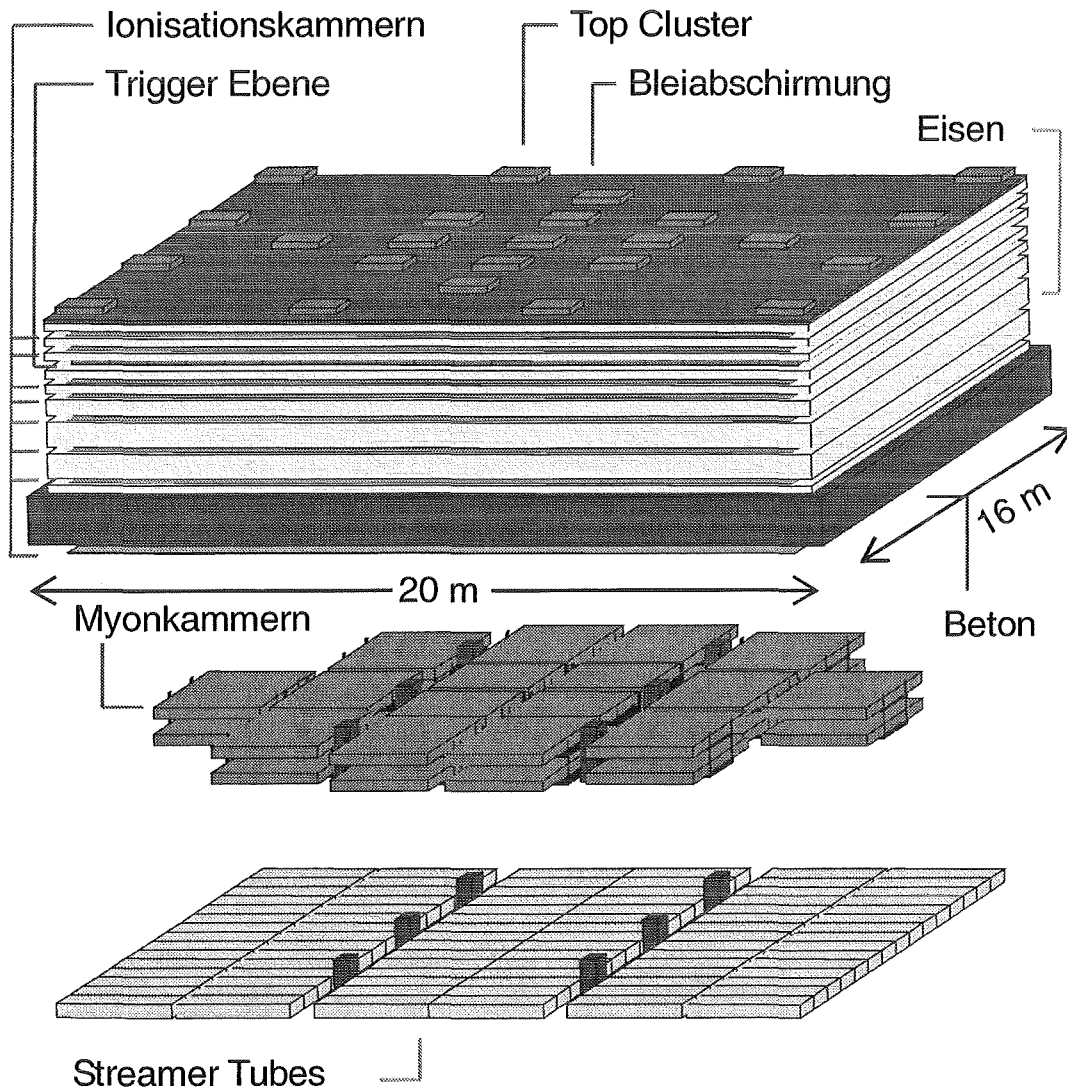
Den Myondetektor selbst bilden vier  $90 \cdot 90 \cdot 3,0 \text{ cm}^3$  große Plastiksintillatorplatten, die durch Wellenlängenschieberstäbe getrennt und umrahmt sind. Jeweils drei Stäbe werden mit Hilfe eines T-förmigen Plexiglaslichtleiters auf einen der vier an den Seiten angeordneten Photomultiplier abgebildet und dort ausgelesen (s. Abb. 4.4). Die Energieauflösung der Myondetektoren liegt bei  $\sigma_E / E = 32 \% / \sqrt{E(\text{MeV})}$ , ihre Zeitauflösung bei  $\sigma_t = 2,9 \text{ ns}$  [Wet 96]. Die sensitive Fläche für den Myonnachweis beträgt  $622 \text{ m}^2$  (1,55 %), während die insgesamt 624  $e/\gamma$ -Detektoren im gesamten Array eine Flächenbelegung von 1,22 % ( $490 \text{ m}^2$ ) ergeben.



**Abbildung 4.4:** Aufsicht auf einen Myondetektor. Der Myondetektor setzt sich aus vier  $90 \cdot 90 \cdot 3,0 \text{ cm}^3$  großen Plastiksintillatorplatten zusammen, die durch Wellenlängenschieberstäbe getrennt und umrahmt sind. Jeweils drei Stäbe werden mit Hilfe eines T-förmigen Plexiglaslichtleiters auf einen der vier an den Seiten angeordneten Photomultiplier abgebildet und dort ausgelesen.

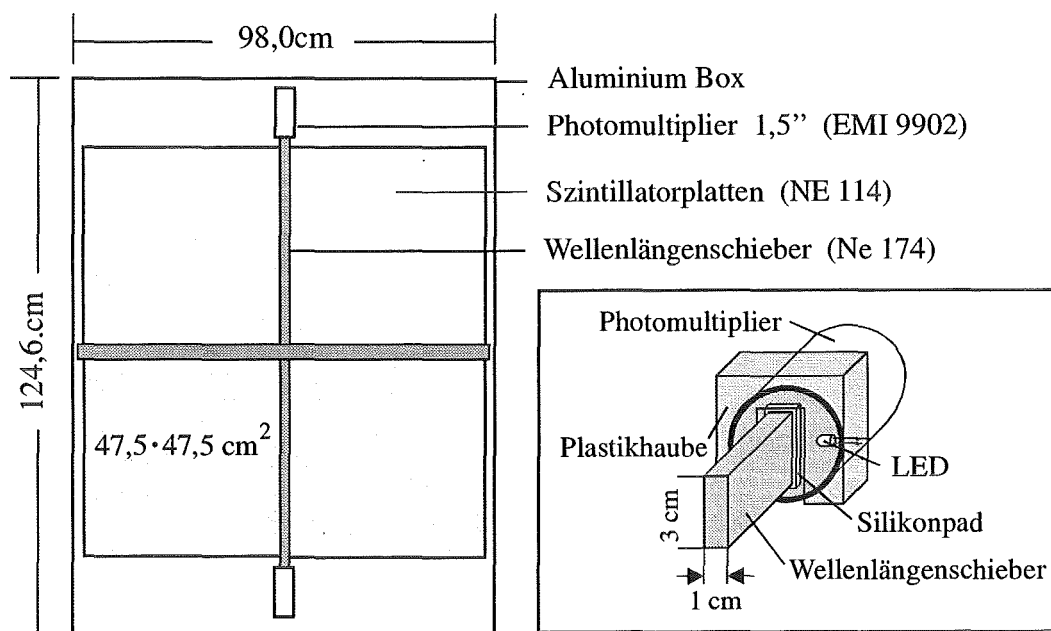
Aus den mit Hilfe dieses Detektorfeldes aufgenommenen Daten lässt sich die Schauer- richtung, der Ort und die Ankunftszeit des Schauerzentrums, die Anzahl ( $N_e$ ) und Lateral- verteilung der Elektronen sowie die Anzahl ( $N_\mu$ ) und Lateralverteilung der Myonen bestimmen [Kla 97]. Die Energieschwelle der mit dem Array rekonstruierbaren Ereignisse liegt bei etwa  $10^{14} \text{ eV}$ . Für einen Luftschauer mit einer Primärenergie von  $10^{15} \text{ eV}$  betragen die Fehler in der Rekonstruktion der einzelnen Größen  $0,4^\circ$  für die Schauerrichtung,  $2,5 \text{ m}$  für die Schauerposition,  $3\text{--}10 \%$  für die Schauergröße  $N_e$ , sowie  $10\text{--}20 \%$  für die Myonzahl [Ant 01].

Der in der Mitte des Detektorfeldes positionierte  $20 \cdot 16 \text{ m}^2$  große **Zentraldetektor** beinhaltet fünf weitere Detektorsysteme (vgl. Abb. 4.5). Für die vorliegende Arbeit von wesentlicher Bedeutung ist hiervon die sogenannte **Triggerebene**. Sie dient der Messung der myonischen Schauerkomponente und liefert gleichzeitig ein schnelles Triggersignal für den gesamten Zentraldetektor.



**Abbildung 4.5: Der Zentraldetektor des KASCADE Experiments.** Hauptbestandteil des Zentraldetektors ist ein Eisen-Sampling-Kalorimeter zur Messung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer. Hierfür wurden 8 Lagen fein segmentierter Ionisationskammern (TMS bzw. TMP) eingezogen. Die dritte Ebene des Detektors enthält die Triggerebene. Um die elektromagnetische Komponente auch im Bereich des Zentraldetektors nachweisen zu können, wurde auf dessen Dach das Top-Cluster installiert. Unterhalb des Kalorimeters befinden sich zum Myonnachweis Vieldraht-Proportionalkammern sowie Limited Streamer Tubes (LST).

Hochenergetische Elektronen oder Photonen der elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers können in einem Absorbermaterial (hier: Blei, Eisen) durch Bremsstrahlung und Paarbildung einen lokalen elektromagnetischen Schauer erzeugen, der abhängig von seiner ursprünglichen Energie nach einigen Wechselwirkungslängen abklingt. Eine solche lokale Kaskade sollte, um ein unerwünschtes Ansprechen der Triggerebene möglichst auszuschließen, unterhalb des Absorbermaterials ausgestorben und somit nicht mehr nachweisbar sein. Da hierfür eine genügend dicke Abschirmung oberhalb der Detektoren benötigt wird, stellt die Triggerebene die dritte Ebene des Zentraldetektors dar ( $\approx 29$  Strahlungslängen) [BrR 98]. Darüber hinaus bietet sie so die Möglichkeit, deponierte Energien und Ankunftszeiten von Myonen mit Energien oberhalb von  $0,49\text{ GeV}$  [Föl 97] sowie von aufgeschauerten Hadronen mit großer Energiedeposition im Zentraldetektor zu messen. Aufgrund der fortgeschrittenen Schauerentwicklung unterhalb des Blei- (5 cm) und drei Lagen des Eisenabsorbers (36 cm) können diese deutlich voneinander unterschieden werden. Sehr hochenergetische Primärteilchen führen in dem für KASCADE interessanten Energiebereich zu Schauern, die im Kern besonders hohe Teilchendichten aufweisen [Gab 92]. Um auch hier noch einzelne Myonen oder Hadronen nachzuweisen, besitzt die Triggerebene eine feine Segmentierung aus 228 Detektormodulen, die in 19 Zügen zu je 12 Modulen angeordnet sind. Jedes dieser Module ist aus zwei optisch voneinander getrennten identischen Plastikszintillatoren aufgebaut, die sich in einem lichtdichten Gehäuse aus 1,5 mm dickem Aluminium der Abmessungen  $124,6 \cdot 98,0 \cdot 8,5\text{ cm}^3$  befinden (vgl. Abb. 4.6).



**Abbildung 4.6: Aufbau der Detektoren der Triggerebene und des Top-Clusters.** Links: Aufsicht auf eine Aluminiumbox, in der sich jeweils zwei optisch voneinander entkoppelte Triggerdetektoren befinden. Jeder Detektor besteht aus zwei Szintillatorplatten, die über einen Wellenlängenschieber (WLS) und einen Photomultiplier (PM) ausgelesen werden. Im rechten Bild ist die Ankopplung des WLS an den PM dargestellt. Die Leuchtdiode (LED) direkt vor dem PM dient zur Zeiteichnung der Detektoren.

Der einzelne Detektor [Feu 92] besteht aus zwei  $47,5 \cdot 47,5 \cdot 3,0 \text{ cm}^3$  großen Szintillatorplatten auf der Basis von Polyvinyltoluol. Sie werden über einen gemeinsamen, im Abstand von jeweils 0,5 mm zwischen ihnen liegenden Wellenlängenschieberstab ( $49,2 \cdot 1,1 \cdot 3,0 \text{ cm}^3$ , ebenfalls auf der Basis von Polyvinyltoluol) und einen an dessen Stirnseite angekoppelten Photomultiplier (PM) ausgelesen. Das beim Durchdringen ionisierender Strahlung im Detektor entstehende Szintillationslicht breitet sich im Szintillatorvolumen zunächst isotrop aus und wird dann an den Randflächen reflektiert, sodass nur ein geringer Teil den Photomultiplier direkt erreicht. Um die Lichtverluste bei Reflexionen unter kleinen Winkeln so gering wie möglich zu halten, sind die Szintillatorplatten vollständig bis auf jene Seite, an welcher der Wellenlängenschieberstab anliegt, lose in Aluminiumfolie eingeschlagen. Darüber hinaus ist die dem Wellenlängenschieberstab gegenüberliegende Außenseite der Platte mit weißer Dispersionsfarbe bestrichen, um so durch diffuse Reflexion eine möglichst große Homogenität der Detektorantwort zu erreichen. Die Inhomogenität der Energiemessung konnte hierdurch auf etwa 3 % reduziert werden, die Zeitauflösung der Detektoren beträgt 1,4 ns [Feß 97]. Zur Zeitkalibration der Szintillatoren befindet sich direkt vor dem Eintrittsfenster jedes Photomultipliers neben dem Wellenlängenschieberstab eine von einem externen Pulsgenerator angesteuerte Leuchtdiode [Rai 97] (vgl. Abb. 4.6). Die sensitive Gesamtfläche der Triggerebene beträgt  $205,77 \text{ m}^2$ , was einer Flächenbelegung von 64 % im Bereich des Zentraldetektors entspricht.

Hauptbestandteil des Zentraldetektors ist ein **Eisen-Sampling-Kalorimeter** [Eng 99] bestehend aus acht aktiven Lagen von Flüssigionisationskammern, welche mit Tetramethylsilan (TMS,  $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ ) bzw. -pentan (TMP,  $\text{C}_9\text{H}_{20}$ ) gefüllt sind. Zur Abschirmung der elektromagnetischen Komponente befinden sich oberhalb der ersten aktiven Lage 5 cm Blei sowie 12 cm Eisen. Die passiven Eisen-Absorberplatten zwischen den einzelnen Detektorebenen besitzen eine Dicke von 12 cm im oberen, bis hin zu 36 cm im unteren Teil des Kalorimeters, woraus sich eine Tiefe von 11 hadronischen Wechselwirkungslängen ergibt. Infolge der feinen Segmentierung mit Ionisationskammern lässt sich somit für zentral auftreffende Luftschauer mit Energien oberhalb von etwa 50 GeV der gesamte hadronische Kern vermessen, was die Bestimmung der Hadronzahl, ihrer Energie und Position sowie ihrer Richtung beinhaltet.

Zur Erfassung der elektromagnetischen Komponente im Bereich des Zentraldetektors sind auf dem Dach des Kalorimeters 25, den Szintillatoren der Triggerebene entsprechende Detektorstationen ausgelegt [Hae 96, Ant 97]. Mit Hilfe dieses **Top-Clusters** kann einerseits die Lücke der  $e/\gamma$ -Detektoren, welche durch den Zentraldetektor im Array entsteht, geschlossen werden, andererseits bietet es die Möglichkeit, bei sehr kleinen, zentralen Schauern, die unterhalb der Energieschwelle des Arrays liegen, die elektromagnetische Komponente auszuwerten.

Im Keller des Zentraldetektorgebäudes befinden sich 32 großflächige, ortsauflösende **Vieldraht-Proportionalkammern** (MWPC) [Boz 01], die in zwei Lagen zu je 16 Detektoren in gleicher Anordnung übereinander an der Decke aufgehängt sind. Die sensitive Fläche der Kammern beträgt zweimal  $131 \text{ m}^2$ . Sie dienen der Untersuchung der Dichte und Verteilung von Myonen mit Energien oberhalb von 2,4 GeV [Hau 96].

Unterhalb der Vieldraht-Proportionalkammern wurden zur verbesserten Messung der hochenergetischen Myonkomponente **Limited Streamer Tubes** (LST) mit einer aktiven Fläche von etwa  $15 \cdot 15 \text{ m}^2$  installiert. Hierdurch lassen sich Mehrdeutigkeiten in den Messungen der Myonkammern, die bei zunehmender Myondichte innerhalb eines Luftschauers deutlich anwachsen, auflösen [Ant 02].



Im Norden des Zentralkalorimeters befindet sich der **Myonspurdetektor**. Er besteht aus 16 Teleskopen aus jeweils drei Lagen von Streamertube Detektoren, die in ihrer Gesamtheit, gemeinsam mit den senkrecht stehenden Kammern der Seitenwände, eine aktive Fläche von  $144 \text{ m}^2$  bilden. Mit einer Energieschwelle von rund  $0,8 \text{ GeV}$  dient er der Messung der myonischen Komponente außerhalb des Schauersentrums und soll speziell zur Rekonstruktion von Myonspuren und somit zur Bestimmung der Myoneinfallsrichtungen verwendet werden. [Dol 95].

Durch die Kombination der beschriebenen Detektorsysteme lässt sich ein wesentliches Grundprinzip des KASCADE Experiments realisieren, möglichst viele Schauergrößen simultan zu erfassen, um durch ihre Korrelation die Primärenergie und Primärmasse der kosmischen Teilchen so präzise wie möglich zu bestimmen. Tabelle 4.1 enthält zur Veranschaulichung eine Auswahl von Schauerparametern, welche das KASCADE Experiment für jedes Einzelereignis messen kann.

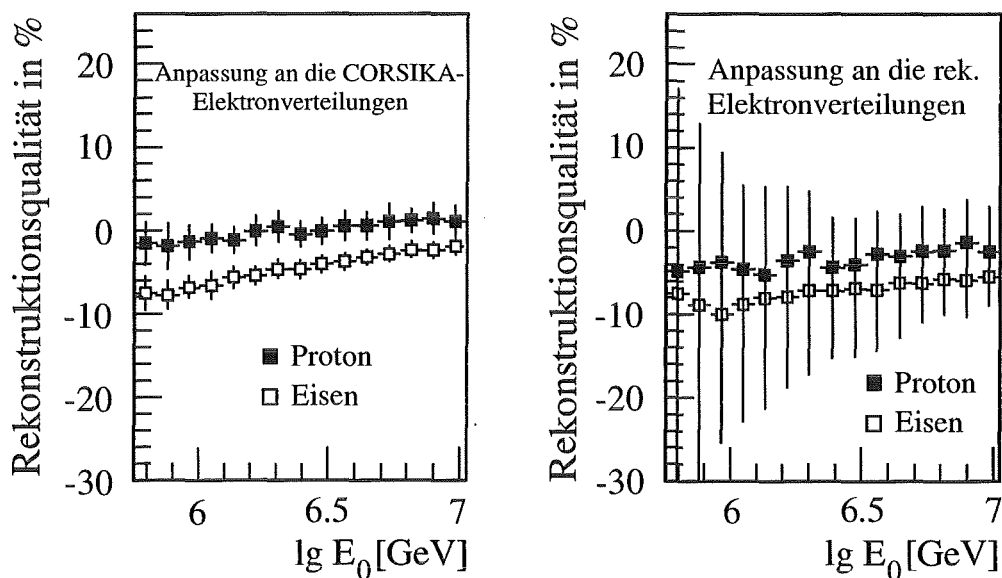
Parameter	Erläuterung
$X_{\text{core}}, Y_{\text{core}}$	Position des Schauersentrums, aus den Energieeinträgen der $e/\gamma$ -Detektoren des Arrays bestimmt
$N_e$	Elektronzahl (Schauergröße), aus der lateralen Verteilung der Energieeinträge der $e/\gamma$ -Detektoren des Arrays bestimmt
$s$ (Age)	Schaueralter, aus der lateralen Verteilung der Energieeinträge der $e/\gamma$ -Detektoren des Arrays bestimmt
$\Theta$	Zenitwinkel der Schauerrichtung, aus den Zeitsignalen der $e/\gamma$ -Detektoren des Arrays bestimmt
$\Phi$	Azimutwinkel der Schauerrichtung, aus den Zeitsignalen der $e/\gamma$ -Detektoren des Arrays bestimmt
$N_\mu$	Myonzahl, aus den Energieeinträgen der Myondetektoren des Arrays bestimmt
$N_\mu^{\text{Trig}}$	Anzahl der mit der Triggerebene des Zentraldetektors gemessenen Myonen

**Tabelle 4.1: Auswahl von Schauergrößen.** Aufgeführt sind in dieser Arbeit verwendete Parameter, welche das KASCADE Experiment für jedes Einzelereignis messen kann. Sie stellen jedoch nur eine Auswahl der mit KASCADE beobachtbaren Größen dar.

## KAPITEL 5

### REKONSTRUKTION VON EREIGNISSEN

Um aus den Messdaten physikalische Schauerparameter rekonstruieren zu können, wurden in dem speziell für das KASCADE Experiment entwickelten Programmpaket KRETA (KASCADE Rekonstruktion of ExTensive Airshowers) die Auswertalgorithmen der verschiedenen Detektorkomponenten vereinigt. Hierdurch lässt sich die Genauigkeit der einzelnen Observablen unter Ausnutzung der berechneten Größen anderer Komponenten sukzessive verbessern.



**Abbildung 5.1:** Aus Simulationen abgeleitete Rekonstruktionsqualität der Elektronzahl  $N_e$ . Die Qualität wird in Prozenten der Abweichung von der wahren Schauergröße ermittelt, wobei die Fehlerbalken die jeweilige Streuung repräsentieren. Während das linke Bild den aus der Abweichung der NKG-Funktion (s. Abschnitt 5.1) von reinen CORSIKA-Elektronverteilungen (vgl. Abschnitt 6.1.1 und 6.1.2) resultierenden Fehler wiedergibt, schließt der rechte Teil der Abbildung die Detektorsimulation sowie die Ereignisrekonstruktion mit ein [Web 99].

In den ersten Phasen der Rekonstruktion werden die Daten der verschiedenen Detektortypen zunächst eingelesen und kalibriert, bevor ab der vierten Phase mit einfachen Analysen, welche später verfeinert werden, begonnen wird. Dennoch lassen sich Unsicherheiten in den rekonstruierten Observablen nicht völlig ausschließen. So ist beispielsweise das Schauerzentrum ab einer primären Energie von etwa  $10^{15}$  eV mit einer Genauigkeit von  $\sigma_r = 2,5$  m bekannt, während die hadronische Energiesumme  $\Sigma E_h$  für zentrale Schauer in Abhängigkeit von der Primärenergie mit einer Genauigkeit von 5 % bis 40 % nachgewiesen werden kann. Aufgrund der großen Anzahl von Elektronen und den hieraus resultierenden geringsten statistischen Fluktuationen gilt die Elektronzahl als die am besten rekonstruierbare Observable. Bei kleinen Schauergrößen ( $N_e \approx 10^4$ ) liegt der Fehler hier unter 20 %, bei größeren Schauern ( $N_e \approx 10^6$ ) sogar unter 5 % (vgl. Abb.5.1) [Web 97].

## 5.1 Observablen des KASCADE Experiments

Aus der Anpassung der NKG-Funktion (Nishimura-Kamata-Greisen) [Gre 56, KaN 58] an die mit Hilfe der  $e/\gamma$ -Detektoren des Arrays gemessenen Teilchendichten pro Schauer lassen sich die jeweilige Schauergröße  $N_e$ , das Schaueralter  $s$  und die Position des Schauerzentrums bestimmen.

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{2\pi \cdot r_m^2} \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5} \quad (5.1)$$

Der Molière-Radius  $r_m$  der Elektronen ist dabei eine höhenabhängige Konstante, deren Wert am Erdboden (110 m über NN) aus Simulationsrechnungen zu 89 m abgeleitet wurde [Web 97]. Anhand des Schaueralters, dessen Wert mit zunehmender Eindringtiefe wächst und im Schauermaximum 1 beträgt, lässt sich der Entwicklungsgrad des Schauers abschätzen. Einschränkend sei darauf hingewiesen, dass Gleichung 5.1 für photoninduzierte Luftschauer hergeleitet wurde und daher für hadronische Ereignisse nur näherungsweise Gültigkeit besitzt. Die Richtung des Schauers wird durch Anpassung eines Konus an die gemessenen Ankunftszeiten der elektromagnetischen Komponente bestimmt. Neben dem Zenit- und Azimutwinkel erhält man dabei die Steigung des Konus sowie die Ankunftszeit des Schauerzentrums. Eine analoge Anpassung der kalibrierten, in den Myondetektoren des Arrays deponierten Energien an die Funktion 5.1 führt mit einem Radiusparameter  $r_m$  von 420 m zur Myonzahl  $N_\mu$ . Das Myonschaueralter wird dabei, nachdem es für jeden Schauer einzeln aus der Beziehung  $s_\mu = 1,57 - 0,045 \cdot \lg(N_e)$  berechnet wurde, konstant gehalten. Die für die Parametrisierung angenommenen Werte entstammen Simulationsrechnungen [Web 99]. Da im Rahmen dieser Arbeit jedoch insbesondere myonarme Ereignisse untersucht werden sollen, enthält Abschnitt 5.2 eine speziell zu diesem Zweck entwickelte Methode zur Abschätzung der Myonzahl.

In den Energiedepositionen der Elektron- bzw. Myondetektoren können aber auch Anteile anderer Teilchensorten enthalten sein, die bei der Rekonstruktion berücksichtigt werden müssen. Durch ein iteratives Verfahren lassen sich, da die  $e/\gamma$ - und Myondetektoren übereinander angeordnet sind, die Beiträge der Myonen zur deponierten Energie in den  $e/\gamma$ -Detektoren sowie „punch-through“-Effekte in den Myonzählern korrigieren. Hadronische Energiedepositionen sind in einem sehr engen Gebiet um das Schauerzentrum lokali-

siert, wodurch es ausreicht, den minimalen Radius, der zur Bestimmung der integralen Größen  $N_e$  und  $N_\mu$  verwendet wird, entsprechend zu wählen [Web 97]. Die Anpassung der Gleichung 5.1 an die Elektronlateralverteilung in einem Bereich von  $10 \text{ m} \leq r \leq 150 \text{ m}$  sowie eine anschließende Integration über den Bereich von  $0 \text{ m} \leq r \leq \infty$  führen zur Schauergröße  $N_e$ . Im Falle von KASCADE wird die Zahl der Myonen innerhalb von  $40 \text{ m} \leq r \leq 200 \text{ m}$  entsprechend angepasst, sodass die nur über diesen Bereich integrierte Myonzahl  $N_\mu^{\text{tr}}$  (tr = truncated) frei von systematischen Unsicherheiten ist, welche durch Extrapolation außerhalb der geometrischen Akzeptanz des Detektorfeldes entstehen [Ant 01]. Da die Myonlateralverteilung verglichen mit der Lateralverteilung der Elektronen deutlich flacher verläuft, würde eine Integration über den Bereich der geometrischen Akzeptanz des Detektorfeldes hinaus erheblich größere Unsicherheiten beinhalten, als dies für die Elektronzahl der Fall ist. Wie zuvor bereits angedeutet, wird in der hier vorliegenden Arbeit allerdings nicht auf diese in KRETA implementierte Methode zur Abschätzung der Myonzahl zurückgegriffen, da sie eine Mindestanzahl getroffener Myondetektoren in den angegebenen Bereichen um das Schauerzentrum und somit eine Mindestanzahl von Myonen innerhalb eines Schauers erfordert. Bei dem Versuch,  $\gamma$ -induzierte Luftschauer nachzuweisen, ist man jedoch an solchen Ereignissen interessiert, für die nur sehr wenige bzw. gar keine Myonen registriert werden. Folglich findet hier ein alternatives Verfahren zur Bestimmung der Myonzahl Anwendung, welches in Abschnitt 5.2 genauer beschrieben wird.

Die in den Flüssigionisationskammern des Hadronkalorimeters deponierten Energien bilden die Grundlage für die Rekonstruktion hadronischer Schauerparameter wie Hadronzahl, hadronische Energiesumme, Richtung einzelner Hadronen und Energie des höchstenergetischen Hadrons.

Aus den Messungen der Vieldraht-Proportionalkammern lassen sich Anzahl, Richtung und Position der hochenergetischen Myonen innerhalb eines Schauers ermitteln. Darüber hinaus besteht infolge der guten Richtungsrekonstruktion die Möglichkeit, gemessene Myonspuren durch das Hadronkalorimeter bis in die Triggerebene zurückzuverfolgen.

Die Triggerebene liefert bei Schauermessungen die Anzahl der angesprochenen Detektoren mit einem Energiedeposit oberhalb der sogenannten Myonschwelle (0,3 MIP = Minimal Ionizing Particle) und oberhalb einer 50 MIP entsprechenden Hadronschwelle. Da neben den deponierten Energien auch die Zeiten der getroffenen Detektoren registriert werden, stehen diese einer Analyse der Ankunftszeiten der myonischen Komponente in ausgedehnten Luftschauern zur Verfügung.

## 5.2 Die Bestimmung der Myonzahl

Im Folgenden soll das in dieser Arbeit verwendete, von G. Schatz und T. Pytlos [ScP 97] für KASCADE entwickelte Verfahren zur Abschätzung der Myonzahl kurz beschrieben werden.

Als aktive Detektorfläche dienen die 192 Szintillationsdetektoren des Detektorfeldes mit einer Gesamtfläche von  $622 \text{ m}^2$  sowie die 456 Plastikszintillatoren der Triggerebene mit einer sensitiven Fläche von  $205 \text{ m}^2$ . Zum Myonnachweis stehen somit 648 Detektoren mit einer Fläche von insgesamt  $827 \text{ m}^2$  zur Verfügung. Beide Detektortypen werden im Wesentlichen von jeweils 3 cm dicken Szintillatorplatten des gleichen Materials (NE 114) gebildet und besitzen einen sehr ähnlichen physikalischen Aufbau (s. Kapitel 4). Aufgrund ihrer unterschiedlich dicken Abschirmungen weisen Triggerebene und Detektorfeld jedoch

verschiedene Energieschwellen (490 MeV gegenüber 230 MeV) auf, die im Folgenden aber nicht weiter berücksichtigt werden, da die notwendigen Korrekturen in jedem Falle sehr viel kleiner als die erreichbare statistische Genauigkeit wären.

Die Bestimmung der Myonzahl erfolgt in zwei voneinander unabhängigen Schritten. Zunächst gilt es aus den jeweiligen Detektorsignalen die Anzahl der Myonen, welche jeden einzelnen Detektor treffen, zu ermitteln, bevor dann anhand dieser gemessenen Größen auf die Gesamtzahl der Myonen innerhalb eines ausgedehnten Luftschauers geschlossen werden kann. Um zu gewährleisten, dass mögliche „punch-through“-Effekte von Hadronen oder von hochenergetischen Elektronen in den Myondetektoren nicht mit in die Analyse einfließen, werden nur solche Detektoren zur Abschätzung der Myonzahl herangezogen, deren Abstand zur rekonstruierten Schauerachse mehr als 40m beträgt, sofern es sich um einen Arraydetektor handelt, bzw. mehr als 20m im Falle eines Triggerebenendetektors. Darüber hinaus wird ein Arraydetektor nur berücksichtigt, wenn seine Energiedichte den Mittelwert der Energiedichten seiner acht nächsten Nachbarn um nicht mehr als einen Faktor 5 übersteigt und seine absolute Energiedichte kleiner als  $10 \text{ MeV/m}^2$  ist [Web 99]. Ein Szintillator der Triggerebene gilt nur dann als gültig getroffen, sofern seine rekonstruierte Energie nicht mehr als 32,4 MeV beträgt und auch die Energieeinträge seiner unmittelbaren Nachbarn diesen Wert nicht überschreiten. Schließlich dürfen die gemessenen Zeiten der in der Auswertung verwendeten Detektoren ein definiertes Zeitfenster nicht verlassen. Für die Szintillatoren des Arrays liegt dieses zwischen  $-250 \text{ ns}$  und  $+650 \text{ ns}$ , bezogen auf den aus den Zeitinformationen der  $e/\gamma$ -Detektoren gebildeten Median. Aus den Zeiten der Triggerebenendetektoren wird ebenfalls der Median berechnet und das gültige Zeitintervall zwischen  $-30 \text{ ns}$  und  $+60 \text{ ns}$  festgelegt. Die unterschiedliche Weite der Zeitfenster resultiert aus den um einen Faktor 10 verschiedenen Längenskalen der beiden Experimentkomponenten.

Mit Hilfe einer Maximum-Likelihood-Methode lässt sich nun die Myonzahl innerhalb eines ausgedehnten Luftschauers aus der jeweils gemessenen Myonzahl berechnen, wobei die Myonlateralverteilung  $f(r)$  als bekannt und fest vorausgesetzt wird. Diese Annahme ist nicht ganz korrekt, da die Steilheit der Myonlateralverteilung mit der Primärenergie eines Teilchens zu- und mit der Primärmasse abnimmt. Sie lässt sich jedoch aufgrund der kleinen Anzahl registrierter Myonen innerhalb der für diese Arbeit relevanten Schauer nicht umgehen. Weiterhin wird  $f(r)$  als rotationssymmetrisch bezüglich der Schauerachse und normiert gemäß

$$2\pi \int_0^{\infty} f(r) \cdot r \cdot dr = 1 \quad (5.2)$$

angenommen. Die mittlere Anzahl von Myonen ( $m_i$ ), welche den Detektor  $i$  treffen, ist dann durch

$$m_i = N \cdot f(r_i) \cdot A_i \cdot \cos \theta = N \cdot f_i \quad (5.3)$$

gegeben, wobei  $N$  der Gesamtzahl der Myonen innerhalb eines Luftschauers auf Beobachtungsniveau und  $N \cdot f(r_i)$  der lokalen Dichte entspricht.  $A_i$  beschreibt die Fläche des  $i$ -ten Detektors,  $\theta$  den Zenitwinkel der Schauerrichtung und  $r_i$  den (dreidimensionalen) Abstand des Detektors  $i$  von der Schauerachse (vgl. Abb. 5.2).

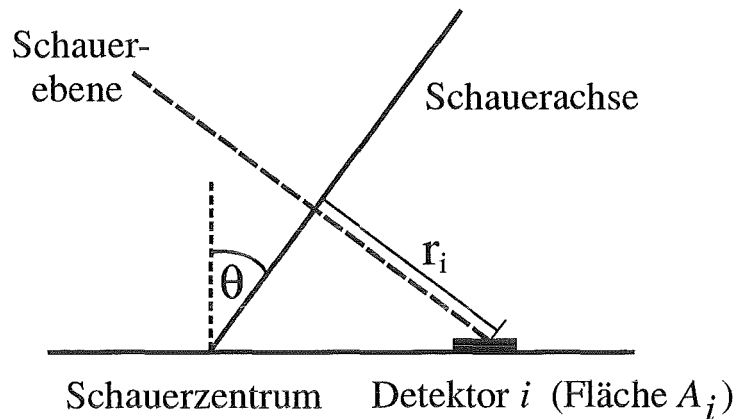


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der verwendeten Größen.

Da aus der Analyse der Energie- und Zeiteinträge der  $e/\gamma$ -Detektoren sowohl die Position des Schauerzentrums als auch die Schauerrichtung  $\theta$  bekannt sind, lassen sich die Größen  $r_i$  und  $f_i$  direkt berechnen. Gleichung 5.3 enthält somit nur noch die Myonzahl  $N$  als Unbekannte. Für die folgenden Überlegungen wird nun angenommen, dass die Anzahl  $n_i$  der im Detektor  $i$  nachgewiesenen Myonen gemäß einer Poissonverteilung fluktuiert:

$$P(n_i) = \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} \exp(-m_i) \quad (5.4)$$

Entsprechend verschiedener Simulationsrechnungen, die mit Hilfe des Programmcodes CORSIKA durchgeführt wurden, sind die Fluktuationen der Myonzahlen innerhalb einer begrenzten Detektorfläche erst für Abstände kleiner als 30 m von der Schauerachse größer, als sie durch eine Poissonverteilung beschrieben werden [ScP 97]. Da hier jedoch nur Detektoren mit einem Mindestabstand von 40 m (bzw. 20 m im Falle der höheren Energieschwelle) zur Schauerachse in die Auswertung eingehen, erscheint die Annahme einer Poissonverteilung als gerechtfertigt.

Zur Berechnung von Größen, welche durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung gegeben sind, hat sich die „Maximum-Likelihood“-Methode als das gängigste Verfahren erwiesen [Cra 66]. Unter den oben aufgeführten Annahmen lässt sich die „Likelihood“-Funktion zur statistischen Abschätzung der Myonzahl  $N$  wie folgt schreiben:

$$L = \prod_{i=1}^k \left\{ \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} \exp(-m_i) \right\} \quad (5.5)$$

$$\ln L = -N \sum_{i=1}^k f_i + \sum_{i=1}^k n_i (\ln N + \ln f_i) - \sum_{i=1}^k \ln(n_i!) \quad (5.6)$$

Die Bestimmung des Maximums dieser Funktion ergibt die Myonzahl  $N$  innerhalb eines Luftschauers.

$$\frac{\partial \ln L}{\partial N} = -\sum_{i=1}^k f_i + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^k n_i = 0 \quad (5.7)$$

$$N_s = \frac{\sum_{i=1}^k n_i}{\sum_{i=1}^k f_i} = \frac{n}{F} \quad \Delta N_s = \frac{\sqrt{n}}{F} \quad (5.8)$$

Die Summe beinhaltet hierbei alle 192 Array- und alle 456 Triggerebenen-detektoren unabhängig davon, ob  $n_i$  größer oder gleich Null ist. Nicht berücksichtigt wird ein Detektor nur, falls er aus einem der zuvor genannten Gründe (zu dicht am Schauerzentrum, zu große Energiedichte, außerhalb des gültigen Zeitfensters) ausgenommen ist. Der Zähler der Gleichung 5.8 enthält die mit Hilfe der Detektoren registrierte Gesamtzahl der Myonen. Aufgrund der kleinen Myondichten, insbesondere bei den oben erwähnten Mindestabständen der in die Analyse einbezogenen Detektoren vom rekonstruierten Schauerzentrum, ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Detektor nur von einem einzelnen Myon getroffen wird, am größten. Ein gültig angesprochener Detektor  $i$  wird daher mit  $n_i = 1$  bewertet. Der hieraus resultierende Fehler ist dabei deutlich kleiner als derjenige, der sich ergeben würde, sofern ein zu höheren deponierten Energien fluktuierender Energieeintrag in den Detektoren fälschlicherweise als zweites oder drittes Myon interpretiert würde. Den Nenner der Funktion 5.8 bildet das Integral über die mit der Myonlateralverteilung  $f(r)$  gewichtete Detektorfläche. Aufgrund der Normierung von  $f(r)$  ist sein Wert stets deutlich kleiner als eins. Für die Myonlateralverteilung  $f(r)$  wird die *Greisen*-Funktion verwendet,

$$f(r) = \frac{\Gamma(2.5)}{2 \cdot \pi \cdot [\Gamma(1.25)]^2 \cdot r_0^2} \left(\frac{r_0}{r}\right)^{0.75} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-2.5} \quad r_0 = 320 \text{ m} \quad (5.9)$$

wobei

$$f_i = f(r_i) \cdot A_i \cdot \cos \theta$$

gilt. Der Ausdruck für die Standardabweichung  $\Delta N_s$  resultiert aus der Tatsache, dass  $n$ , als eine Summe von Größen mit einer Poissonverteilung, ebenfalls poissonverteilt ist [Cra 66]. Die nachstehenden Überlegungen veranschaulichen, dass das beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Myonzahl sowohl unverzerrt

$$\overline{N_s} = \frac{1}{F} \sum_{i=1}^k \overline{n_i} = \frac{1}{F} \sum_{i=1}^k m_i = \frac{1}{F} N \sum_{i=1}^k f_i = N$$

als auch effizient ist. Um letzteres zu zeigen, muss die Varianz gleich dem Minimum sein, das sich für eine unverzerrte Abschätzung wie folgt darstellen lässt [Cra 66]:

$$\begin{aligned}\sigma_{\min}^2 &= \left[ \left( \frac{d \ln L}{dN} \right)^2 \right]^{-1} = \left[ \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^k n_i - F \right)^2 \right]^{-1} = \left[ \left( \frac{n^2}{N^2} - 2 \cdot \frac{n}{N} \cdot F + F^2 \right) \right]^{-1} \\ &= \left[ F^2 - 2 \cdot F \cdot \overline{n} + N^{-2} \cdot \overline{n^2} \right]^{-1} = \left[ -F^2 + N^{-2} \cdot (N^2 \cdot F^2 + N \cdot F) \right]^{-1} = \frac{N}{F}\end{aligned}$$

Andererseits gilt:

$$\overline{(\Delta N_s)^2} = \frac{\overline{n}}{F^2} = \frac{N \cdot F}{F^2} = \sigma_{\min}^2$$

mit

$$\overline{n} = F \cdot \overline{N_s} = N \cdot F \quad \overline{(n - \overline{n})^2} = \overline{n^2} - (\overline{n})^2 = \overline{n},$$

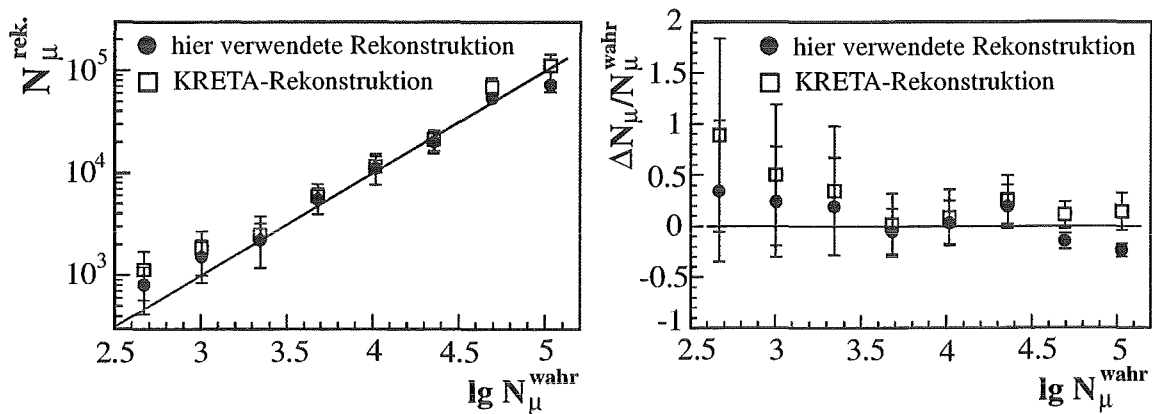
wobei sich der zweite Ausdruck aus der Poissonverteilung von  $n$  ergibt. Detailliertere Beschreibungen sowie genauere mathematische Herleitungen des vorgestellten Verfahrens finden sich in [ScP 97].

Abschließend soll die Qualität der Ergebnisse des hier zur Bestimmung der Myonzahl verwendeten Verfahrens mit der Güte der KRETA-Resultate verglichen werden. In der nachfolgenden Abbildung 5.3 sind daher für CORSIKA-Simulationen protoninduzierter Luftschauer die rekonstruierte Myonzahl (links) bzw. das Verhältnis (rechts)

$$\frac{\Delta N_{\mu}}{N_{\mu}^{wahr}} = \frac{N_{\mu} - N_{\mu}^{wahr}}{N_{\mu}^{wahr}}$$

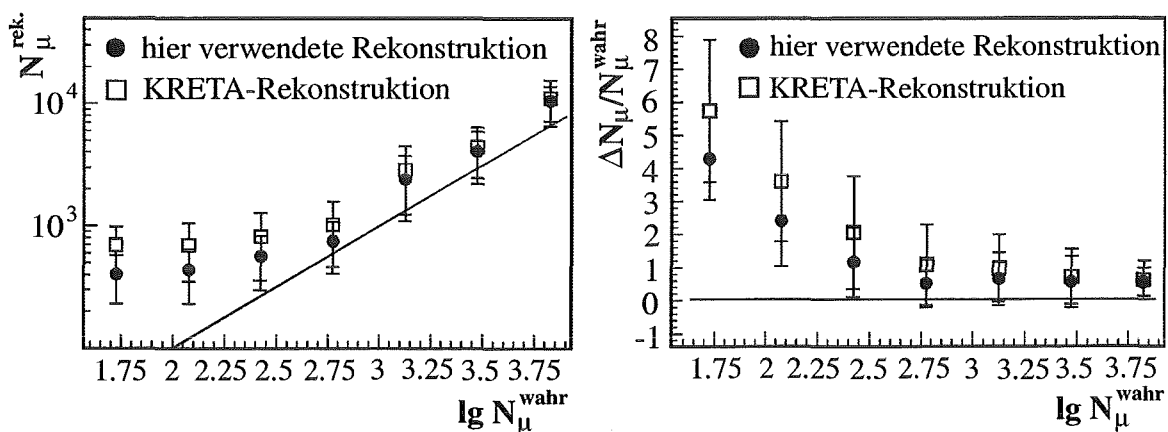
über der wahren Myonzahl aufgetragen. Die gefüllten Kreise symbolisieren die Ergebnisse der in dieser Arbeit angewandten Methode, die offenen Quadrate zeigen die aus den Messungen der 192 Array-Detektoren abgeleiteten KRETA-Resultate. Beide Punktgruppen sind mit den jeweils erwarteten Geraden (keine Anpassungen) sehr gut verträglich. Die bei großen Myonzahlen auftretende Unterschätzung der wahren Myonzahl in dem hier benutzten Verfahren resultiert aus der Tatsache, dass ein getroffener Myondetektor als ein gemessenes Myon in die Analyse eingeht. Diese Annahme besitzt bei größeren Myonzahlen, die jedoch nicht Gegenstand dieser Untersuchungen sind, nur noch eingeschränkte Gültigkeit, wobei die mit Hilfe eines Szintillationszählers nachweisbare Myonzahl aufgrund der Sättigung der Detektoren nach oben begrenzt wird. Bereits in Abbildung 5.3 und noch etwas deutlicher in Figur 5.4, welche CORSIKA-Simulationen  $\gamma$ -induzierter Luftschauer beinhaltet, zeigt sich, dass bei kleinen Myonzahlen beide Methoden die wahre Myonzahl überschätzen.





**Abbildung 5.3:** Vergleich der Rekonstruktionsqualität des hier verwendeten Verfahrens zur Bestimmung der Myonzahl (gefüllte Kreise) mit der Güte der KRETA-Resultate (offene Quadrate). Das linke Bild zeigt für CORSIKA-Simulationen protoneninduzierter Luftschauer die rekonstruierte Myonzahl aufgetragen über der wahren Myonzahl, während in der rechten Abbildung das Verhältnis  $\Delta N_{\mu} / N_{\mu}^{\text{wahr}}$  ebenfalls gegenüber der jeweils wahren Myonzahl dargestellt ist.

In KRETA, welches nicht zur Rekonstruktion von Schauern solch kleiner Myonzahlen konzipiert wurde, ist diese Überschätzung deutlich größer als in dem hier beschriebenen Verfahren. Aufgrund dieser Ergebnisse und insbesondere der Tatsache, dass sich auch solche Ereignisse rekonstruieren lassen, die von KRETA infolge der zu kleinen Myonzahl nicht mehr berechnet werden können, erscheint die Anwendung der oben beschriebenen Methode im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit als gerechtfertigt.



**Abbildung 5.4:** Vergleich der Rekonstruktionsqualität des hier verwendeten Verfahrens zur Bestimmung der Myonzahl (gefüllte Kreise) mit der Güte der KRETA-Resultate (offene Quadrate). Für CORSIKA-Simulationen  $\gamma$ -induzierter Luftschauer sind die rekonstruierte Myonzahl (links) sowie das Verhältnis  $\Delta N_{\mu} / N_{\mu}^{\text{wahr}}$  (rechts) über der jeweils wahren Myonzahl aufgetragen dargestellt.

### 5.3 Korrektur der gemessenen Daten bezüglich des Luftdrucks und des Zenitwinkels

Um die aufgenommenen Daten der einzelnen Luftschauer direkt miteinander vergleichen und auswerten zu können, müssen die Elektronzahl  $N_e$  und die nach der in Kapitel 5.2 beschriebenen Methode errechnete Myonzahl  $N_\mu$  bezüglich des jeweils gemessenen Luftdrucks und des rekonstruierten Zenitwinkels korrigiert werden,

$$N_{e(0)} = N_e \cdot \exp \left\{ \frac{x_0}{\lambda_e} \left( \frac{p}{p_0} \frac{1}{\cos \theta} - \frac{1}{\cos \theta_0} \right) \right\} \quad (5.10)$$

$$N_{\mu(0)} = N_\mu \cdot \exp \left\{ \frac{x_0}{\lambda_\mu} \left( \frac{p}{p_0} \frac{1}{\cos \theta} - \frac{1}{\cos \theta_0} \right) \right\} \quad (5.11)$$

wobei für

$$x_0 = 1010 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \quad p_0 = 1010 \text{ mbar} \quad \theta_0 = 22^\circ$$

$$\lambda_e = 202 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \quad \lambda_\mu = 800 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

angenommen wird. Die Abschwächlängen  $\lambda_e$  bzw.  $\lambda_\mu$  ergeben sich hierbei aus der in Abhängigkeit des Zenitwinkels beobachteten Verschiebung des „Knies“ in den jeweiligen Intensitätsverteilungen. Aus der in Abbildung 5.5 dargestellten Zenitwinkelverteilung der gemessenen Luftschauer wird deutlich, dass die meisten von KASCADE beobachteten Ereignisse aus einem Winkelbereich um  $22^\circ$  stammen. Das Auftreten eines Maximums resultiert aus mehreren einander überlagernden gegenläufigen Aspekten. Einerseits unterliegen senkrecht einfallende Luftschauer aufgrund der kleineren Massenbelegung in der Erdatmosphäre der geringsten Absorption, andererseits vergrößert sich mit zunehmendem Zenitwinkel auch das entsprechende Raumwinkelement, wohingegen die Fläche des Experiments mit ansteigendem Winkel abnimmt. Um die Fehler innerhalb der oben beschriebenen mittleren Korrekturen möglichst klein zu halten, werden die Zenitwinkel folglich auf  $22^\circ$  korrigiert.

Die korrigierten und unkorrigierten Teilchenzahlen (links der Elektronen, rechts der Myonen) sind in Abbildung 5.6 übereinander aufgetragen. Erwartungsgemäß fällt die Korrektur der Myonzahlen kleiner als die der Elektronzahlen aus.

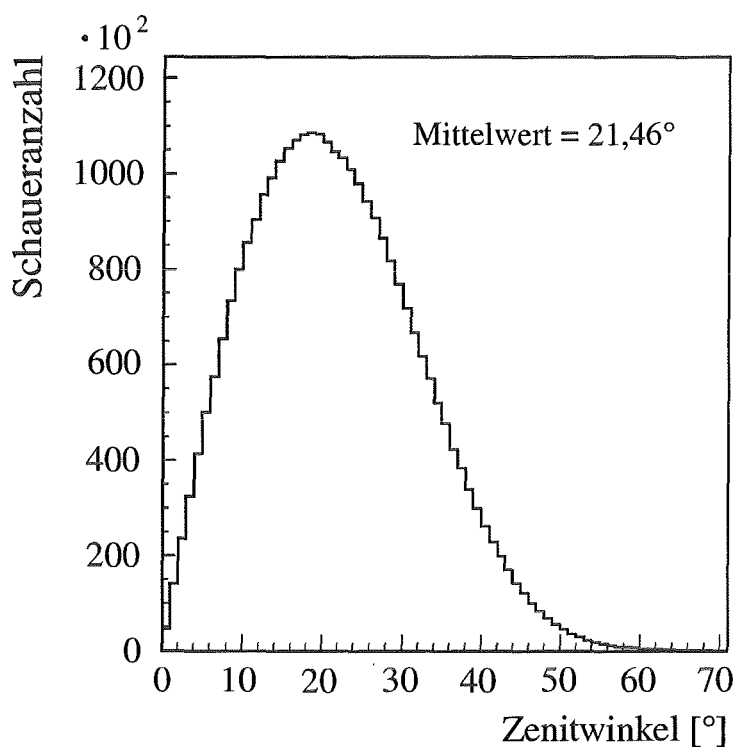


Abbildung 5.5: Zenitwinkelverteilung der mit KASCADE aufgenommenen Luftschauer.

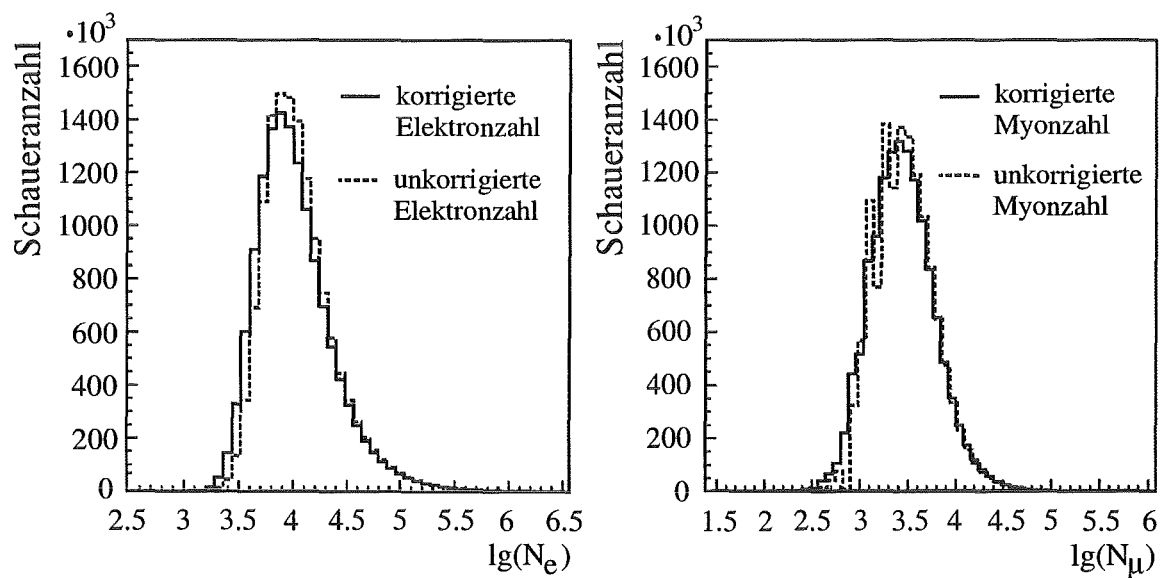


Abbildung 5.6: Vergleich der bezüglich des Luftdrucks und des Zenitwinkels korrigierten (durchgezogene Linie) und unkorrigierten (gestrichelte Linie) Teilchenzahlen. In der linken Abbildung ist die Schaueranzahl über den Elektronzahlen, in der rechten gegenüber den Myonzahlen aufgetragen.

---

## KAPITEL 6

### ANALYSE DER DATEN

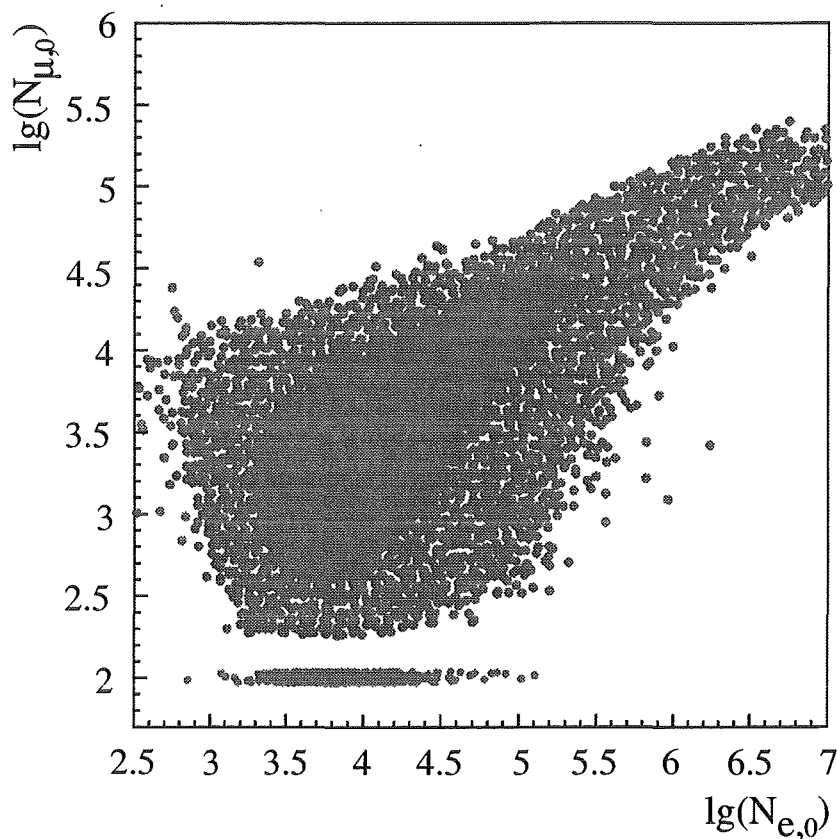
---

Ziel der hier vorliegenden Arbeit ist es, aus den mit Hilfe des KASCADE Experiments aufgenommenen Daten solche Ereignisse zu separieren, die möglicherweise von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöst wurden. Ein erstes Identifikationskriterium ergibt sich dabei aus der Entwicklung eines  $\gamma$ -induzierten Luftschauers in der Erdatmosphäre. Durchläuft ein hochenergetisches  $\gamma$ -Quant das Feld des Atomkerns eines Luftmoleküls, so löst das bei einer solchen Wechselwirkung gebildete Elektron-Positron Paar eine nahezu rein elektromagnetische Kaskade aus (vgl. Kapitel 3.2). Ein senkrechter,  $\gamma$ -induzierter Luftschauer mit einer Primärenergie von 100 TeV besitzt in seinem Schauermaximum in etwa  $10^5$  Teilchen, ungefähr 25000 Teilchen gelangen bis auf Höhen größerer Berge. Die Myonproduktion innerhalb eines solchen Schauers erfolgt über die Photo-Pionproduktion und den anschließenden Zerfall der geladenen Pionen sowie über die Myonpaarbildung. Da der Wirkungsquerschnitt für die Photo-Pionproduktion jedoch sehr viel kleiner als der für die  $e^+e^-$ -Paarbildung ist und darüber hinaus die Myonpaarbildung aufgrund der deutlich größeren Myonmasse gegenüber der Elektron-Positron Paarbildung stark unterdrückt ist, zeichnen sich  $\gamma$ -induzierte Luftschauer durch eine kleines Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl aus. Mit Hilfe des Programmcodes CORSIKA durchgeführte Simulationen haben ergeben, dass ein durch ein  $\gamma$ -Quant der Primärenergie 100 TeV ausgelöster Luftschauer im Mittel nur etwa 3-4% der Myonzahl aufweist, die ein proton-induzierter Schauer gleicher Energie besitzt. Aufgrund dieser Erkenntnis soll in einem ersten Schritt der Analyse das Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl in den mit KASCADE aufgenommenen Ereignissen untersucht werden.

## 6.1 Das Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl als Identifikationskriterium $\gamma$ -induzierter Luftschauer

Der dieser Arbeit zugrunde liegende Ausgangsdatensatz umfasst in etwa 55,5 Millionen getriggerte Ereignisse, die während einer Messzeit von 4297 Stunden ( $\approx 179$  Tage) zwischen Oktober 1997 und November 1999 aufgenommen wurden. Fordert man, dass Elektronzahl, Schaueralter und Schauerzentrum hinreichend genau rekonstruiert werden können und berücksichtigt darüber hinaus nur solche Ereignisse, deren Zentren innerhalb eines Kreises mit einem Radius von 91 m um den Mittelpunkt des Detektorfeldes liegen, deren Alter kleiner als 2,1 und deren Zenitwinkel kleiner als  $36^\circ$  sind, so verbleiben noch rund 13,6 Millionen Schauer, für welche Abbildung 6.1 das Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl widerspiegelt. Für die bei  $\lg(N_\mu) = 2$  eingetragenen 9300 Ereignisse konnte kein Myon registriert werden, sodass ihre Myonzahl als null angenommen wird. Um sie jedoch ebenfalls in Figur 6.1 darstellen zu können, sind diese Schauer bei  $\lg(N_\mu) = 2$  eingezeichnet.

Da die Grundidee der folgenden Analysen zur Identifikation  $\gamma$ -induzierter Luftschauer auf einem Vergleich der gemessenen Daten mit simulierten Ereignissen beruht, beschäftigen sich die Abschnitte 6.1.1 und 6.1.2 zunächst mit den speziell für KASCADE entwickelten Luftschauersimulationen.



**Abbildung 6.1:** Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl der 13,6 Millionen zur Analyse verwendeten Luftschauer. Für die bei  $\lg(N_\mu) = 2$  eingetragenen 9300 Ereignisse konnte kein Myon registriert werden, sodass ihre Myonzahl als null angenommen wird.

### 6.1.1 Simulationen ausgedehnter Luftschauer

Messungen, die mit Hilfe von Luftschauerexperimenten auf der Erdoberfläche durchgeführt werden, können die kosmische Strahlung nur indirekt durch den Nachweis von Sekundärteilchen beobachten. Zur Beschreibung der Schauerentwicklung ist man auf Modelle angewiesen, welche den Verlauf jedes einzelnen Luftschauers in Abhängigkeit von Energie und Masse des auslösenden Primärteilchens sowie äußeren physikalischen Randbedingungen wie Erdmagnetfeld und Atmosphäre wiedergeben. Da der physikalische Sachverhalt jedoch nicht vollständig analytisch zugänglich ist, müssen hierzu Monte-Carlo Rechnungen verwendet werden.

Zur Modellierung ausgedehnter Luftschauer existieren verschiedene Programme, welche unterschiedliche theoretische oder phänomenologische Ansätze zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen beinhalten. Die Eichung der Modelle erfolgt in der Regel mit Hilfe von Daten aus Beschleuniger-Experimenten, von denen aber keines die Möglichkeit bietet, Teilchen in extremer Vorwärtsrichtung zu registrieren. Diese sind jedoch für die Entwicklung eines Luftschauers von entscheidender Bedeutung, da sie einen Großteil der Energie besitzen und durch die Atmosphäre transportieren. Darüber hinaus liegen die in Beschleunigern erreichbaren maximalen Energien einige Größenordnungen unterhalb der höchsten gemessenen Energien der primären kosmischen Strahlung, sodass in beiden Fällen auf Extrapolationen zurückgegriffen werden muss. Die in der Vergangenheit zur Beschreibung der Collider-Daten entwickelten Modelle weichen aber bei typischen EAS-Energien und kleinen Winkeln in ihren Vorhersagen teilweise deutlich voneinander ab [KHS 96]. Da die Energiebestimmung der in dieser Arbeit analysierten Luftschauer jedoch ausschließlich aus Simulationen elektromagnetischer Ereignisse erfolgt, bleiben die Ergebnisse von den hier beschriebenen Unsicherheiten weitestgehend unbeeinflusst.

Das verwendete Luftschauersimulationsprogramm CORSIKA (Cosmic Ray SIMulation for KAscade) [Cap 92, Hec 98] beinhaltet neben allen wesentlichen Wechselwirkungen und Zerfällen der Primär- und Sekundärteilchen auch sämtliche Einflüsse auf die Bewegungen der Teilchen wie geomagnetisches Feld, Vielfachstreuung und Energieverluste in der Atmosphäre. Die Atmosphäre selbst ist nach der US-Standardatmosphäre aufgebaut und setzt sich aus 78,5 % Stickstoff, 21 % Sauerstoff und 0,5 % Argon zusammen. Injiziert werden die Primärteilchen am definierten Rand der Atmosphäre in 112,8 km Höhe.

Zur Berechnung der hadronischen Wechselwirkungen bei Energien im Bereich der Resonanzen in den Wirkungsquerschnitten ( $E_{\text{Lab}} < 80 \text{ GeV}$  pro Nukleon) steht das Programmpaket *GHEISHA* (Gamma Hadron Electron Interaction SHower Algorithm) [GHE 85] zur Verfügung.

Für den hochenergetischen Teil ( $E_{\text{Lab}} > 80 \text{ GeV}$  pro Nukleon) kann wahlweise auf eines der sechs Modelle *VENUS* (Very Energetic Nuclear Scattering) [VEN 93], *QGSJet* (Quark-Gluon-String model with Jet production) [QGS 97], *DPMJet* (Dual Parton Model with Jet production) [DPM 95], *HDPM* (Hadronic interactions inspired by the Dual Parton Model) [HDP 89], *SIBYLL* (Name für eine weissagende Frau im Altertum) [SIB92] oder *neXus* [NEX 01] zurückgegriffen werden.

*VENUS*, *QGSJet*, *DPMJet* und *neXus* beschreiben die weiche Wechselwirkung von Hadronen und Kernen auf der Grundlage der Gribov-Regge-Theorie (GRT), die auf den Multiaustausch von „Quasiteilchen“ den sogenannten Pomeronen aufbaut. (Ein Pomeron besitzt die Quantenzahlen des Vakuums.) Aus der berechenbaren elastischen Streuamplitude in Vorwärtsrichtung ergibt sich mit Hilfe des optischen Theorems der totale und somit auch der inelastische Wirkungsquerschnitt. In der GRT werden solche inelastischen

Prozesse durch geschnittene Pomerone beschrieben, die zu jeweils zwei Farbstrings führen, welche schließlich in farblose Hadronen fragmentieren. Eine abweichende Behandlung innerhalb der vier Modelle erfahren semi-harte und harte Prozesse. Während sich diese, insbesondere bei höheren Energien relevanten, sowohl den starken Anstieg der Wirkungsquerschnitte als auch die Teilchenproduktion betreffenden Prozesse in den Modellen QGSJet, DPMJet und neXus aus QCD Rechnungen ergeben, werden sie in VENUS über einen semi-harten Eikonbeitrag und eine härtere Verteilung der transversalen Impulse  $p_T$  per Hand generiert. Im Falle von DPMJet werden die weichen und die semi-harten Prozesse nur bezüglich des Wirkungsquerschnitts gleich behandelt, wohingegen die Teilchenproduktion betreffend zwei voneinander getrennte Prozesse auftreten. In der aktuellen Version kommt für die semi-harten Prozesse zusätzlich ein energieabhängiger  $p_T$ -Cutoff zum Tragen. In der Weiterentwicklung des QGSJet Modells erfolgt eine Behandlung dieser beiden Prozesse nach dem gleichen GRT-Prinzip, wobei sich die semi-harten Prozesse durch eine Preevolution aus normalen weichen Pomeronen entwickeln. Diese konsistente Philosophie wird in neXus durch eine einheitliche Herangehensweise und einer auf Partonen basierenden GRT fortgeführt. Darüber hinaus werden Pomeron-Feynman-Diagramme höherer Ordnung verwendet, die insbesondere bei höheren Energien eine merkbare Rolle hinsichtlich der Multiplizitäten, der Fluktuationen und der Energiespektren der produzierten Teilchen spielen.

In Anlehnung an das Lund Modell erzeugt das Minijet-Modell SIBYLL in der ersten Version grundsätzlich nur zwei Farbstrings. Die semi-harten Prozesse werden ähnlich wie im Falle von DPMJet behandelt, wobei der weiche inelastische Wirkungsquerschnitt konstant gehalten und der gesamte Anstieg des inelastischen Querschnitts mit der Energie den semi-harten Prozessen (Minijets) zugeschrieben wird. Entsprechend werden auch die Teilchenproduktionen gehandhabt.

Der HDPM-Generator repräsentiert ein rein phänomenologisches Modell, welches detaillierte Parametrisierungen von Teilchenproduktionen der Proton-Antiproton Collider-Daten verwendet. Ein ausführlicher Vergleich der Modelle findet sich in [KHS 96].

Zur Beschreibung der elektromagnetischen Komponente dient der modifizierte EGS4-Code (Electron Gamma Shower Code Version 4) [EGS 85], der auch in teilchenphysikalischen Experimenten zur Simulation elektromagnetischer Vorgänge in Detektoren angewendet wird und alle relevanten Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung beinhaltet. Alternativ besteht die Möglichkeit, anstelle der zeitintensiven EGS4-Rechnungen, innerhalb derer jedes  $e/\gamma$ -Teilchen detailliert verfolgt wird, eine analytische Berechnung dieser Komponente nach der NKG-Formel [Gre56, KaN58] vorzunehmen. CORSIKA liefert als Resultat der Simulationen für alle das gewählte Beobachtungsniveau erreichende Teilchen Ort, Impuls, Art und Zeit, wobei letztere als Zeit ab der ersten Wechselwirkung des Primärteilchens angegeben wird.

### 6.1.2 Luftschauersimulationen für KASCADE

In den oben aufgeführten Ergebnissen der CORSIKA-Simulationen sind die aus den jeweiligen Detektoreigenschaften resultierenden Messungenauigkeiten noch nicht enthalten. Daher erfolgt die letztendliche Simulation von Luftschauern für KASCADE in einem zweistufigen Prozess, indem auf die Berechnung der Schauerentwicklung eine detaillierte Simulation der Detektorantwort folgt. Treffen die Teilchen einen Detektor, so wird dessen

Ansprech- und Antwortverhalten mit Hilfe des speziell für KASCADE entwickelten und auf dem Programmpaket GEANT (französisch für Gigant, Version 3.21/04) [GEA 93] basierenden Detektorsimulationsprogramms CRES (Cosmic Ray Event Simulation, Version 1.14/03) berechnet. Die hadronischen Wechselwirkungen werden hierbei durch das Unterprogramm GHEISHA beschrieben. Die vollständige Geometrie der aktiven und passiven Detektorkomponenten ist entsprechend der jeweiligen realen Ausmaße berücksichtigt. Sie lässt sich in sechs Teilbereiche (Array, Hadronkalorimeter inklusive Triggerebene, Vieldraht-Proportionalkammern, Top-Cluster, Limited Streamer-Tubes und Myonspurdetektor) aufteilen, welche bei der Simulation benutzerspezifisch berücksichtigt oder ausgeschlossen werden können. Die Bestimmung von Ankunftszeiten, deponierten Energien oder angesprochenen Drähten erfolgt je nach Detektortyp unter Berücksichtigung der gemessenen Auflösungen. Die simulierten Ergebnisse jeder Detektorkomponente werden dabei so aufbereitet und abgespeichert, dass sie den realen Daten gleichen und sich demzufolge mit Hilfe des selben Rekonstruktions- und Analyseprogrammes auswerten lassen.

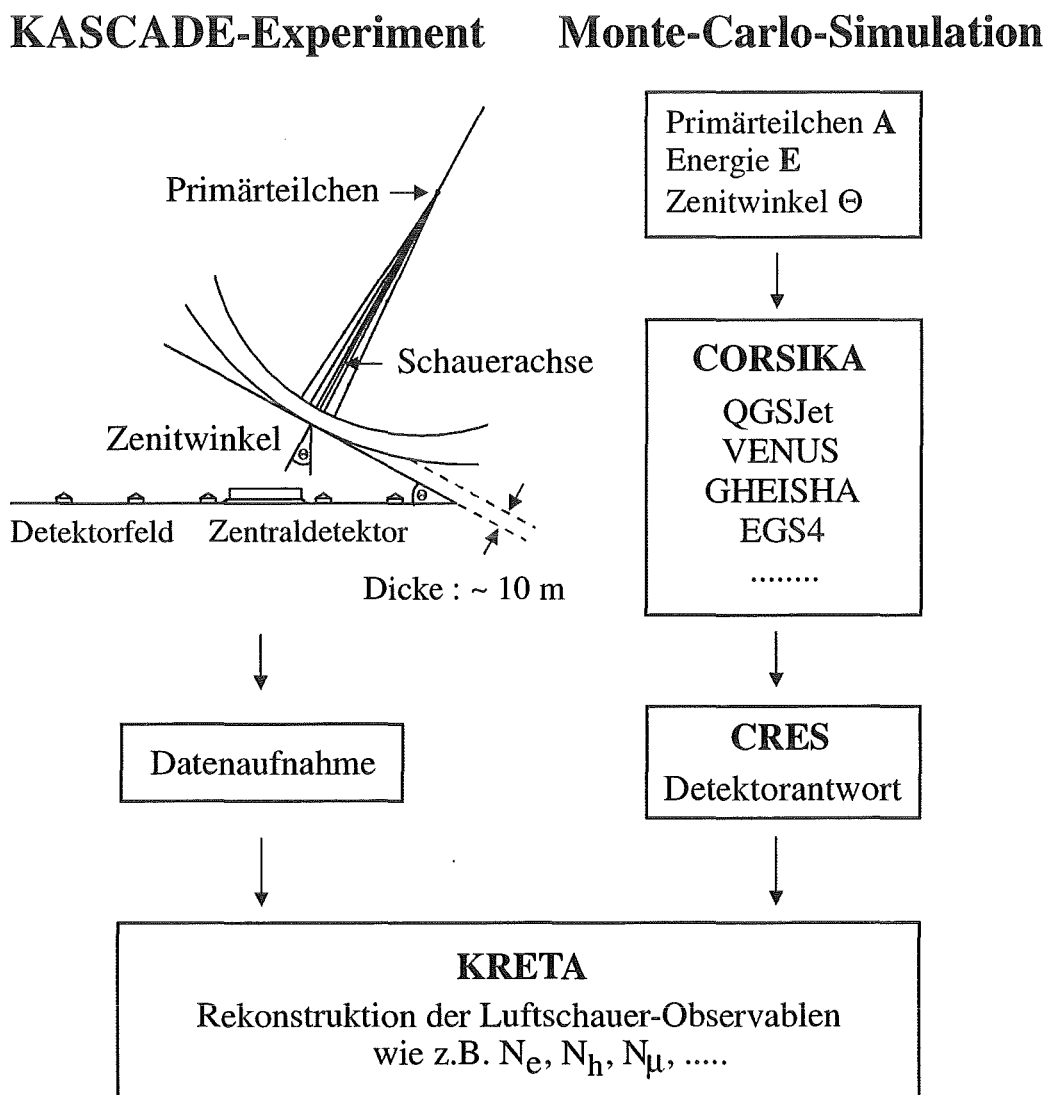
Zur Identifikation möglicher von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöster Luftschauer gilt es, die mit KASCADE aufgenommenen Ereignisse mit simulierten Daten zu vergleichen. Unter Verwendung des Programmcodes CORSIKA (Version 5.635) wurden daher  $\gamma$ -induzierte Luftschauer mit verschiedenen Primärenergien und Zenitwinkeln sowie einer gleichverteilten Azimutwinkelverteilung ( $0^\circ \leq \phi < 360^\circ$ ) generiert (vgl. Tab. 6.1). Um Ergebnisse zu erhalten, die weitestgehend unbeeinflusst bleiben von den Unsicherheiten der Modelle die hadronischen Wechselwirkungen betreffend, wird auf Simulationen hadroninduzierter Ereignisse verzichtet. Die Berechnungen der hadronischen Wechselwirkungen innerhalb eines von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelösten Luftschauers basieren auf den Programmpaketen *GHEISHA* bzw. *QGSJet*, die der elektromagnetischen Wechselwirkungen auf dem *EGS4*-Code. Erdmagnetfeld und Beobachtungsniveau sind entsprechend der geographischen Lage des Experiments vorgegeben, wohingegen die jahreszeitlichen Druck- und Temperaturschwankungen nicht berücksichtigt werden.

Energie [eV]	Zenitwinkel [°]	Azimutwinkel [°]	Anzahl
$3 \cdot 10^{14}$	0	0 – 360	800
$3 \cdot 10^{14}$	25	0 – 360	800
$5 \cdot 10^{14}$	0	0 – 360	200
$5 \cdot 10^{14}$	25	0 – 360	200
$1 \cdot 10^{15}$	0	0 – 360	100
$1 \cdot 10^{15}$	25	0 – 360	200
$3 \cdot 10^{15}$	0	0 – 360	690
$1 \cdot 10^{16}$	0	0 – 360	190

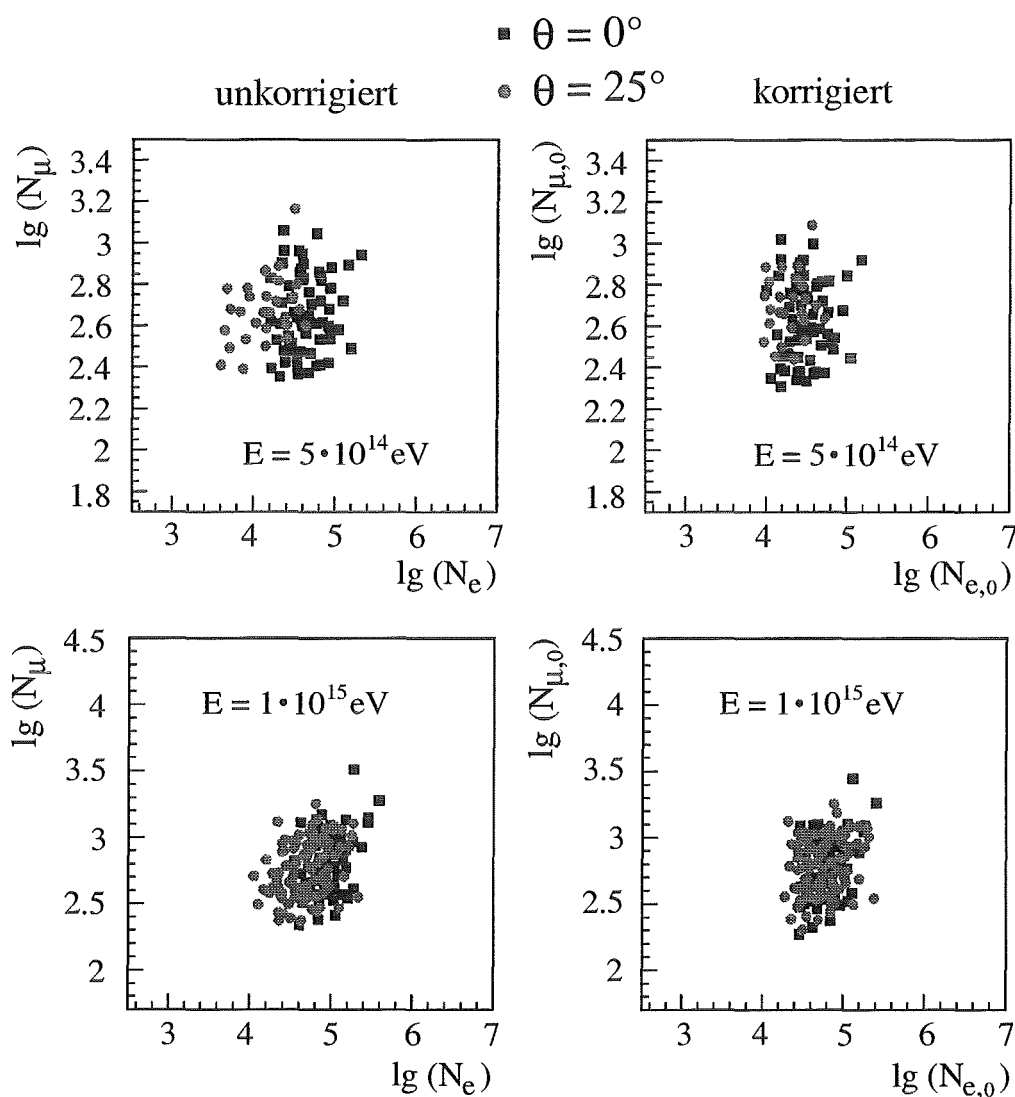
**Tabelle 6.1:** Anzahl der simulierten  $\gamma$ -induzierten Luftschauer in Abhängigkeit von Primärenergie und Zenitwinkel.



Um aus den einzelnen Signalen der Detektoren jene physikalischen Größen zu gewinnen, welche dann in den weiteren Analysen ihre Anwendung finden, werden sowohl die simulierten als auch die gemessenen Luftschauer identischen Rekonstruktionsalgorithmen unterzogen (vgl. Abb. 6.2), wobei auch die Simulationsergebnisse unter Verwendung der Gleichungen 5.10 und 5.11 hinsichtlich des Zenitwinkels korrigiert werden. Die Notwendigkeit dieser Korrektur veranschaulicht Figur 6.3, in der für zwei verschiedene Primärenergien und Zenitwinkel in der linken Bildhälfte unkorrigierte und in der rechten auf  $22^\circ$  korrigierte simulierte Ereignisse dargestellt sind. Während die unkorrigierten Elektronenzahlen entsprechend der unterschiedlichen Zenitwinkel deutlich voneinander abweichen, liegen sie im Falle der korrigierten Daten weitestgehend übereinander.



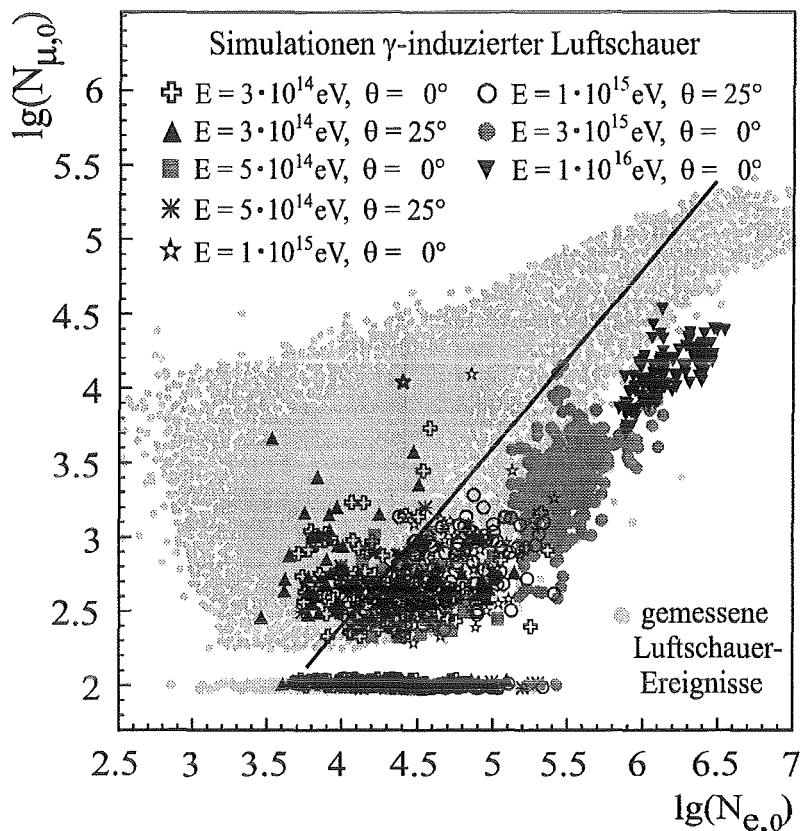
**Abbildung 6.2: Simulation und Experiment im Vergleich.** Zur Rekonstruktion der simulierten Luftschauer werden die gleichen Algorithmen verwendet wie für die mit Hilfe von KASCADE registrierten Ereignisse, wobei das Datenformat der simulierten Schauer dem der Messdaten entspricht.



**Abbildung 6.3:** Vergleich von bezüglich des Zenitwinkels unkorrigierten (links) und korrigierten (rechts) Simulationsergebnissen. In den oberen beiden Bildern liegt die Primärenergie bei  $5 \cdot 10^{14} \text{ eV}$ , in den unteren bei  $1 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ . Die dunklen Quadrate repräsentieren Luftschauer mit einem Zenitwinkel von  $\theta = 0^\circ$ , die hellen Punkte solche mit einem Zenitwinkel von  $\theta = 25^\circ$ .

### 6.1.3 Vergleich der gemessenen Daten mit Simulationen

In Abbildung 6.4 sind den bereits in Figur 6.1 dargestellten Messdaten die Ergebnisse der Simulationen  $\gamma$ -induzierter Luftschauer, die für verschiedene Primärenergien und Zenitwinkel durchgeführt wurden (vgl. Tab. 6.1), überlagert. Erwartungsgemäß liegen die simulierten Ereignisse größtenteils am rechten Rand des gemessenen Datensatzes, d.h. bei einem kleinen Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl. Die schwarz eingezeichnete Linie wurde so gewählt, dass sich bei höheren Energien alle simulierten Schauer rechts von ihr befinden. Da in die folgenden Untersuchungen neben den Ereignissen, deren Myonzahl als null angenommen wird, nur noch die Luftschauer unterhalb dieser Grenzlinie eingehen, werden



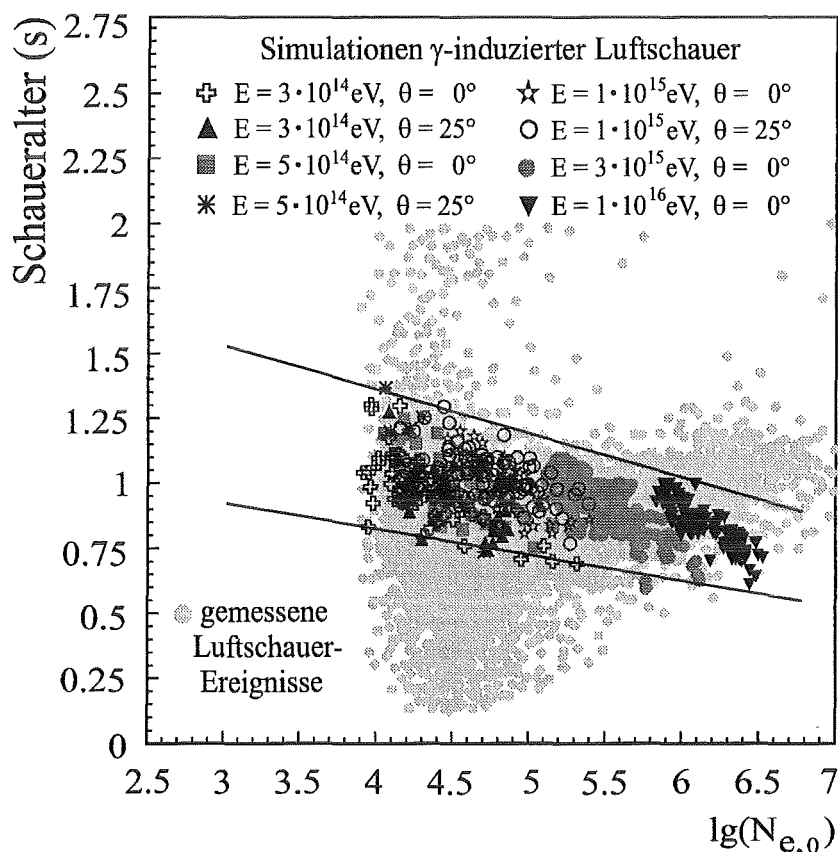
**Abbildung 6.4:** Identifikation möglicher von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöster Luftschaue anhand des Verhältnisses der Myon- zur Elektronzahl. Die hellen Punkte veranschaulichen die 13,6 Millionen gemessenen Ereignisse. Ihnen überlagert sind die Ergebnisse der für verschiedene Primärenergien und Zenitwinkel durchgeführten Simulationen  $\gamma$ -induzierter Luftschaue. Für die bei  $\lg(N_\mu) = 2$  eingetragenen Ereignisse konnte kein gültig getroffener Myondetektor registriert werden, sodass ihre Myonzahl als null angenommen wird.

somit eher zu viele Hadronschauer mit berücksichtigt als von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Ereignisse verworfen. Oberhalb der Schnittlinie ist die Anzahl der beobachteten Schauer hingegen so groß, dass die Identifikation weniger  $\gamma$ -induzierter Ereignisse in diesem Bereich unmöglich erscheint.

Während sich Luftschaue, die durch schwere Kerne ausgelöst werden, durch ein großes Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl auszeichnen und folglich an der oberen Kante des gemessenen Datensatzes liegen, erwartet man für protoninduzierte Ereignisse ein kleines Verhältnis dieser Teilchenzahlen. Datenpunkte, die von den Simulationsergebnissen überdeckt werden bzw. in deren unmittelbarer Nähe liegen, sind daher größtenteils myonarmen Protonschauern zuzuordnen. Um den Hadronanteil der in der Analyse verbliebenen Luftschaue weiter zu reduzieren, gilt es, diese protoninduzierten Ereignisse zu unterdrücken. Simulationen zeigen, dass insbesondere *myonarme* Protonschauer einen deutlich steileren Abfall der Elektronlateralverteilung und damit verbunden ein kleineres Schaueralter besitzen als von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Ereignisse (vgl. Abb. 6.6). Aufgrund dieser Erkenntnis soll im nächsten Abschnitt zusätzlich der „Age“-Parameter (Schaueralter  $s$ ) zur Separation  $\gamma$ -induzierter Luftschaue verwendet werden.

## 6.2 Identifikation $\gamma$ -induzierter Luftschauder mit Hilfe des Schaueralters

Abbildung 6.5a gibt für die 34534 Ereignisse unterhalb der  $\lg(N_\mu) - \lg(N_e)$  - Schnittlinie das berechnete Schaueralter in Abhängigkeit von der jeweils rekonstruierten Elektronzahl wieder. In gleicher Weise veranschaulicht Figur 6.5b die 9300 Schauer, deren Myonzahl zu null rekonstruiert wurde. Den gemessenen Ereignissen sind auch hier die Simulationsergebnisse überlagert. Der Verlauf der beiden schwarz eingezeichneten Linien resultiert aus der Forderung, dass sich nahezu alle simulierten Schauer zwischen ihnen befinden müssen. Gemessene Ereignisse außerhalb dieses Bandes gehen in die weiteren Analysen nicht mehr ein. Der sich im Bereich großer Elektronzahlen andeutende, insbesondere auch bei hadroninduzierten Luftschaudern [Rot 99] beobachtete systematische Unterschied des rekonstruierten Schaueralters zwischen simulierten und gemessenen Daten kann an dieser Stelle vernachlässigt werden, da diese Ereignisse alle oberhalb einer in Abschnitt 6.3 zur Vermeidung von Sättigungseffekten in den Myondetektoren eingeführten Obergrenze ( $\lg(N_\mu) < 4,2$ ) liegen und daher in die abschließenden Ergebnisse nicht mehr einfließen.



**Abbildung 6.5a:** Identifikation möglicher  $\gamma$ -induzierter Luftschauder anhand des Schaueralters („Age“). Die hellen Punkte entsprechen den 34534 in der Analyse verbliebenen gemessenen Ereignissen. Ihnen überlagert sind auch hier die Simulationsergebnisse.

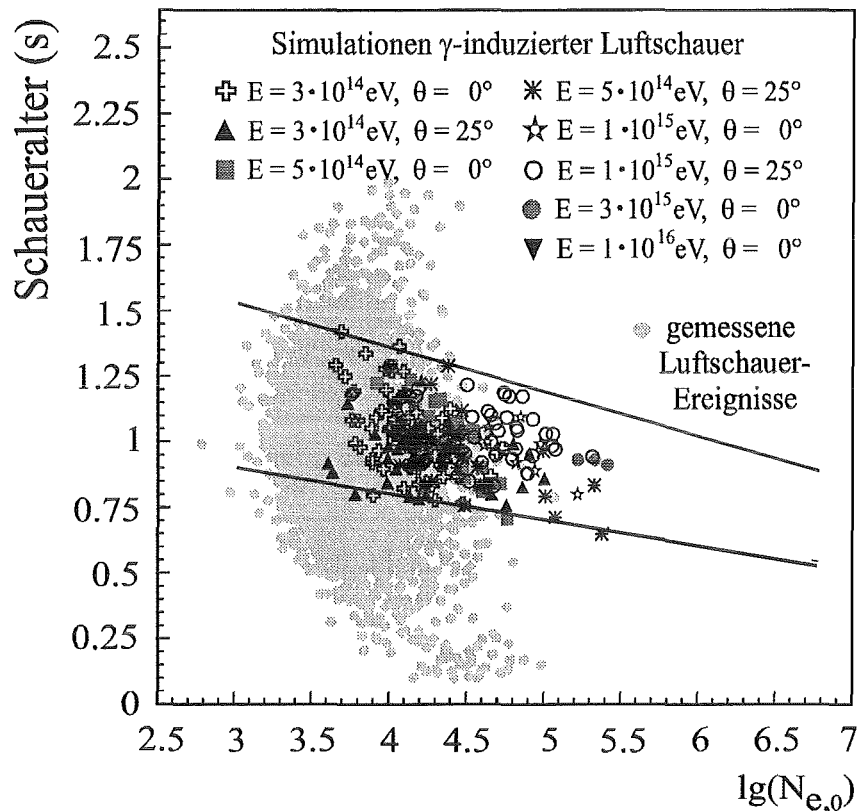


Abbildung 6.5b: Identifikation möglicher  $\gamma$ -induzierter Luftschauber anhand des Schaueralters („Age“). Die hellen Punkte geben die 9300 Ereignisse wieder, deren Myonzahl zu Null abgeschätzt wurde. Den gemessenen Schauern überlagert sind die für verschiedene Primärenergien und Zenitwinkel ermittelten Simulationsergebnisse.

### 6.3 Separation $\gamma$ -induzierter Luftschauber anhand der Glattheit der Elektronlateralverteilung

Experimente, welche abbildende Cherenkov-Teleskope zur Messung extraterrestrischer  $\gamma$ -Strahlung verwenden, nutzen einen weiteren von A.M. Hillas [Hil 85] erstmals beobachteten Unterschied in der Entwicklung ausgedehnter Luftschauber, um  $\gamma$ -induzierte Ereignisse von Protonschaubern zu separieren [Feg 97]. Wie in Abbildung 6.6 schematisch angedeutet, weisen Protonschauber, aufgrund der großen Fluktuationen der hadronischen Wechselwirkungen, eine deutlich weniger glatte Elektronlateralverteilung als von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Ereignisse auf. Eine Möglichkeit, die Glattheit der Elektronlateralverteilung quantitativ zu erfassen, besteht in der Bestimmung der Größe  $\chi^2$ , welche ein Maß für die Abweichung der gemessenen Elektronlateralverteilung von der theoretisch berechneten darstellt.

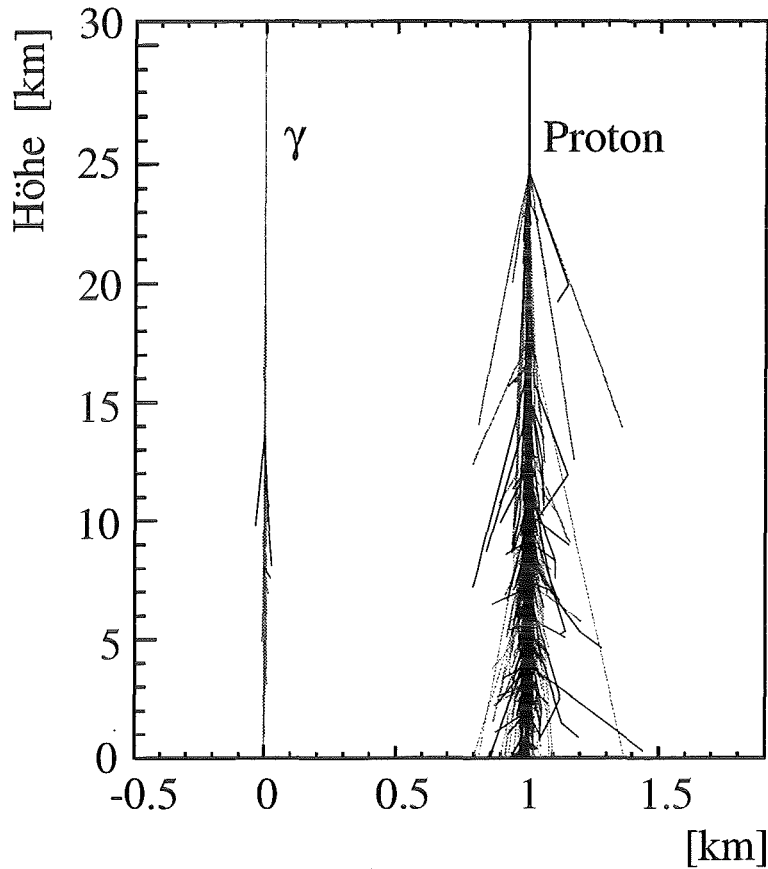


Abbildung 6.6: Vergleich der Schauerentwicklung eines elektromagnetischen (links) - und eines Protonschauers (rechts) [Kna 97]. Die Primärenergie beträgt jeweils 100 TeV. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur Sekundärteilchen mit Energien größer als 10 GeV dargestellt.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^D \left( \frac{n_i - m_i}{dn_i} \right)^2 \quad (6.1)$$

$D$  entspricht hierbei der Anzahl der in der Analyse verwendeten Detektoren. Der Parameter  $n_i$  spiegelt die Zahl der im Detektor  $i$  gemessenen Elektronen wider, während  $dn_i$  den jeweiligen Fehler angibt. Die mittlere Anzahl von Elektronen, welche den Detektor  $i$  treffen wird durch die Größe  $m_i$  beschrieben, deren Wert sich mit Hilfe einer von verschiedenen Parametern abhängigen theoretischen Elektronlateralverteilung ermitteln lässt (vgl. Kap. 5.2). Zur Minimierung von  $\chi^2$  werden diese durch die Elektronzahl  $N_e$ , das Schaueralter  $s$  und die beiden Koordinaten des Schauerzentrums gegebenen Parameter variiert. Das resultierende Minimum  $\chi^2_{min}$  erweist sich dabei als umso kleiner, je regulärer die Elektronlateralverteilung ist. Die Anzahl  $D$  der in Gleichung 6.1 auftretenden Summanden wird

häufig als Anzahl der Freiheitsgrade  $F$  der  $\chi^2$ -Verteilung bezeichnet (hier:  $F = D$ ). Sofern  $m_i$  den Mittelwert von  $n_i$  und  $dn_i$  die zugehörige Standardabweichung beschreiben, entspricht der Mittelwert von  $\chi^2$  der Anzahl der Detektoren  $D$ . Wird die Minimierung der Größe  $\chi^2$  jedoch zur Berechnung verschiedener Parameter genutzt, reduziert sich die Anzahl der Freiheitsgrade  $F$  gemäß eines mathematischen Theorems (siehe [Cra 66]) um die Anzahl dieser Parameter, sodass man hier von einem Mittelwert von  $F = D - 4$  ausgehen kann. Zur Bestimmung der Güte der Anpassung findet man in Analysen sehr häufig eine Diskussion der Größe  $\chi^2/F$ , wobei allerdings nicht berücksichtigt wird, dass die Streuung von  $\chi^2/F$  um den eigenen Mittelwert von  $F$  selbst abhängt, d.h.  $\chi^2_{min}$  ebenfalls eine Standardabweichung besitzt. Ob eine Abweichung des Ausdrucks  $\chi^2_{min}/F$  von 1 eine ernstzunehmende Unsicherheit oder nur eine normale statistische Fluktuation beschreibt, hängt wesentlich von der Anzahl der Freiheitsgrade  $F$  ab. Da die Anzahl der berücksichtigten Detektoren von Ereignis zu Ereignis deutlich variieren kann, sollte dies in die hier beschriebenen Untersuchungen mit einfließen. Im Folgenden wird daher die in einem internen Bericht von G. Schatz [Sch 01] vorgeschlagene Größe  $\Omega$  analysiert,

$$\Omega = \frac{\chi^2_{min} - F}{\Sigma} \quad (6.2)$$

wobei  $\Sigma$  die Standardabweichung von  $\chi^2_{min}$  wiedergibt. Per Definition liegt der Mittelwert von  $\Omega$  bei 0 und die Standardabweichung bei 1.

$$\overline{\Omega} = 0 \quad \overline{\Omega^2} = 1$$

Fluktuieren die gemessenen Größen  $n_i$  gemäß Gaussverteilungen, so gilt nach der Standarddefinition der  $\chi^2$ -Verteilung:

$$\Sigma = \sqrt{2 \cdot F}$$

Da hier jedoch eine Poissonverteilung für die Fluktuationen der Parameter  $n_i$  angenommen wird und diese sich nur für große Mittelwerte an eine Gaussverteilung annähert, müssen die Fluktuationen von  $\chi^2$  unter den oben aufgeführten Annahmen bestimmt werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Rechnungen, wie auch der zugrunde liegenden Ideen, findet sich in [Sch 01], sodass an dieser Stelle nur die dortigen Resultate wiedergegeben werden sollen. Berücksichtigt man, dass für den Fall einer Poissonverteilung

$$dn_i^2 = \overline{(n_i - m_i)^2} = m_i$$

gilt, so erhält man für  $\Sigma^2$ ,

$$\Sigma^2 = 2 \cdot F + \sum_{i=1}^F \frac{1}{m_i} \quad (6.3)$$

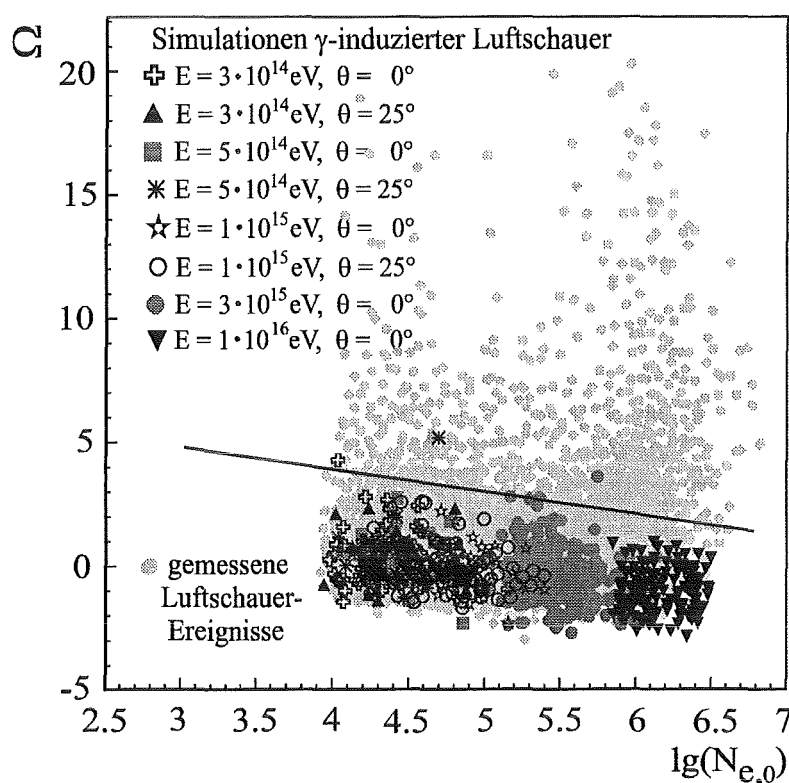
wobei der erste Term der Gleichung 6.3 das bekannte Ergebnis für die Standardabweichung der  $\chi^2$ -Verteilung widerspiegelt. Da bei Messungen ausgedehnter Luftschauer immer auch einige Detektoren in den äußeren Bereichen des Schauers liegen, die nur wenige

oder gar keine Elektronen registrieren, würde ein Vernachlässigen des zweiten Terms ein deutliches Unterschätzen von  $\Sigma$  zur Folge haben.

Abbildung 6.7a veranschaulicht für die 21912 in der Analyse verbliebenen Ereignisse den Parameter  $\Omega$

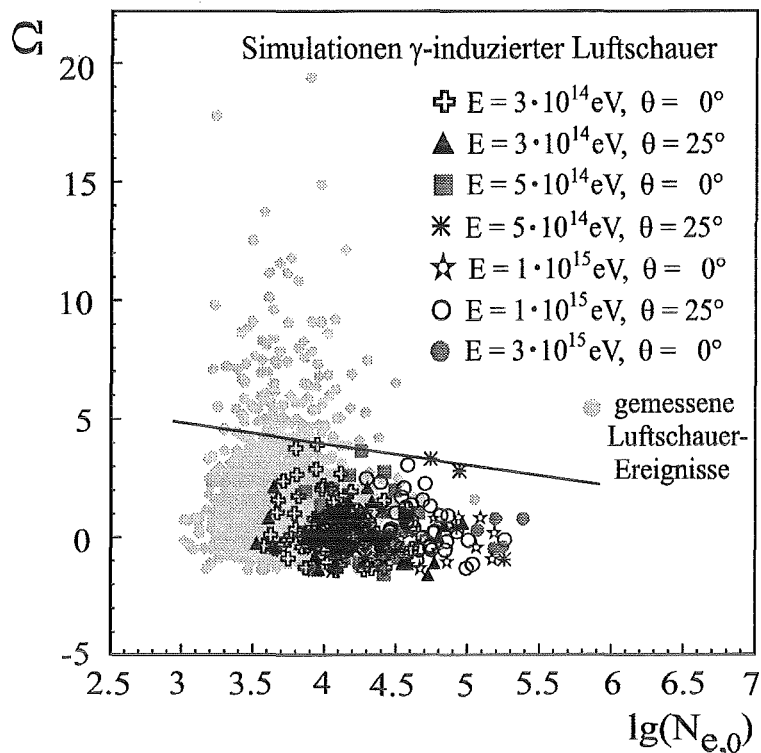
$$\Omega = \frac{\chi_F^2 - F}{\Sigma_F} = \frac{\chi_F^2 - F}{\sqrt{2 \cdot F + \sum_{i=1}^F \frac{1}{m_i}}} \quad (6.4)$$

in Abhängigkeit von der jeweiligen Elektronzahl. Figur 6.7b enthält die entsprechende Auftragung für die 6274 Luftschauer, deren Myonzahl bei Null liegt. Die den gemessenen Daten überlagerten Simulationen  $\gamma$ -induzierter Ereignisse bestätigen in beiden Bildern die zuvor beschriebenen Überlegungen, nach denen sich von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Luftschauer durch kleine Werte von  $\Omega$  auszeichnen sollten, wobei die  $\Omega$ -Verteilung der Simulationen sehr gut mit der Erwartung von  $\bar{\Omega} = 0$  übereinstimmt. Kleine Abweichungen hiervon lassen sich möglicherweise darauf zurückführen, dass die Fluktuationen der Parameter  $n_i$  nicht exakt durch eine Poissonverteilung beschrieben werden. Die schwarz eingezeichnete Schnittlinie wurde auch hier so gewählt, dass sich nahezu alle simulierten Ereignisse unter ihr befinden. Die über ihr liegenden gemessenen Schauer gehen in die weiteren Analysen nicht mehr ein.



**Abbildung 6.7a:** Identifikation möglicher  $\gamma$ -induzierter Luftschauer mit Hilfe des  $\Omega$ -Parameters. Die hellen Punkte entsprechen den 21912 in der Analyse verbliebenen gemessenen Ereignissen. Ihnen überlagert sind die Simulationsergebnisse.





**Abbildung 6.7b:** Identifikation möglicher  $\gamma$ -induzierter Luftschauber mit Hilfe des  $\Omega$ -Parameters. Die hellen Punkte geben die 6274 Ereignisse, deren errechnete Myonzahl bei Null liegt, wieder. Den gemessenen Schauern überlagert sind die für verschiedene Primärenergien und Zenitwinkel erhaltenen Simulationsergebnisse.

Stellt man für die nach den drei beschriebenen Separationsschritten verbliebenen Luftschauber wieder das Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl dar, so ergibt sich die in Abbildung 6.8 gezeigte Verteilung, wobei aufgrund möglicher Sättigungseffekte in den Myondetektoren Ereignisse mit Myonzahlen größer als  $\lg(N_\mu) = 4,2$  nicht mehr berücksichtigt werden. Von den ursprünglich 55,5 Millionen registrierten Schauern verbleiben noch 16712, die hier über die in den Schnittbereichen liegenden Simulationsdaten (98,5%) gezeichnet sind. Die große Ereignisdichte in unmittelbarer Nähe der eingezeichneten Schnittlinie legt die Vermutung nahe, dass es sich hierbei überwiegend um Protonschauber handelt, die zu kleinen Myonzahlen fluktuieren. Zur besseren Auflösung des Bereichs direkt unterhalb der Geraden veranschaulicht Figur 6.9 die Projektion sowohl der gemessenen als auch der simulierten Datenpunkte auf eine Achse senkrecht zur Schnittlinie. Auch diese Darstellung lässt jedoch die eindeutige Identifikation eines oder mehrerer von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöster Ereignisse nicht zu.

Folglich besitzt die in Abbildung 6.9 an die gemessenen Daten gelegte Linie zur Separation möglicher Kandidaten  $\gamma$ -induzierter Luftschauber auch nur rein phänomenologischen Charakter und basiert nicht etwa auf einer physikalischen Theorie. Dennoch erscheint es lohnenswert, die rund 50 Ereignisse oberhalb eines Wertes von  $x = 1,95$  etwas genauer zu untersuchen. In Kapitel 7 sollen hierzu ihre Herkunftsrichtungen analysiert werden.

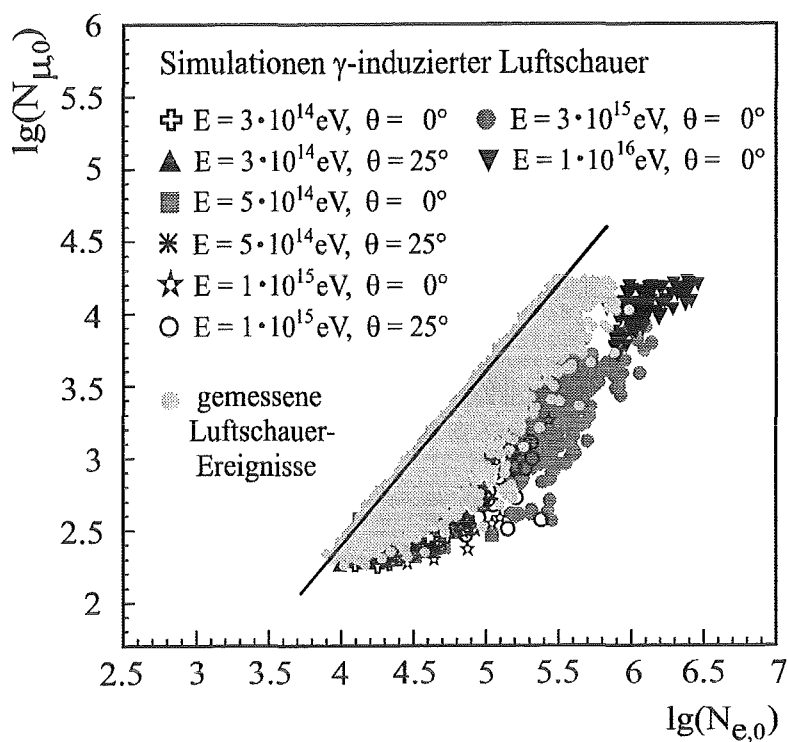


Abbildung 6.8: Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl der nach allen Schnitten verbliebenen 16712 Luftschaer.

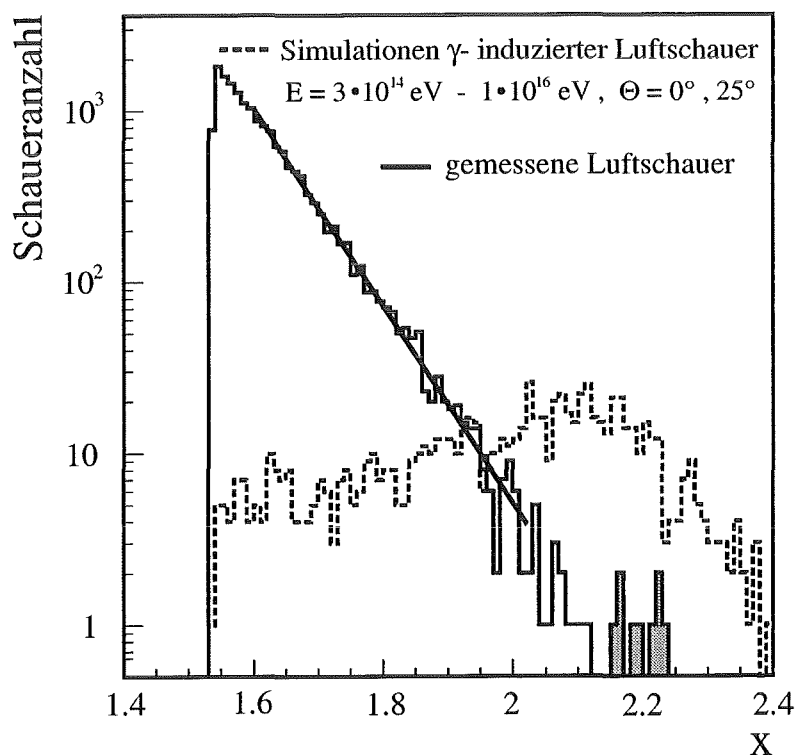
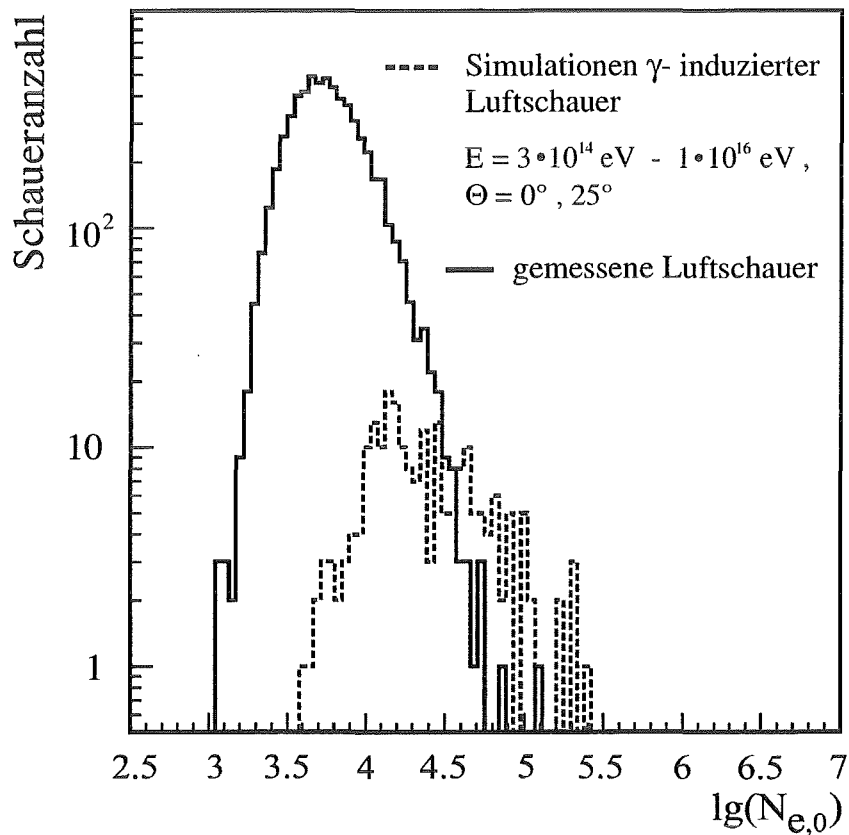


Abbildung 6.9: Projektion der gemessenen und der simulierten Ereignisse auf eine Achse senkrecht zur  $\lg(N_{\mu}) - \lg(N_e)$  Schnittlinie.

Abbildung 6.10 enthält zunächst aber noch die Verteilung der Elektronenzahl für die 6047 in der Analyse verbliebenen Luftschauer, deren Myonzahl zu  $N_\mu = 0$  bestimmt wurde. Den gemessenen Ereignissen sind auch hier die in den Schnittbereichen liegenden Simulationsdaten (99 %) überlagert.



**Abbildung 6.10:** Verteilung der Elektronenzahl für die 6047 in der Analyse verbliebenen Luftschauer, deren Myonzahl zu  $N_\mu = 0$  bestimmt wurde. Den gemessenen Daten (durchgezogene Linie) sind die zugehörigen Simulationsergebnisse (gestrichelte Linie) überlagert.

Eine zweifelsfreie Identifikation  $\gamma$ -induzierter Schauer erscheint jedoch auch hier nicht möglich, weshalb in Kapitel 8 lediglich Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses bei verschiedenen Primärenergien abgeschätzt werden sollen.

---

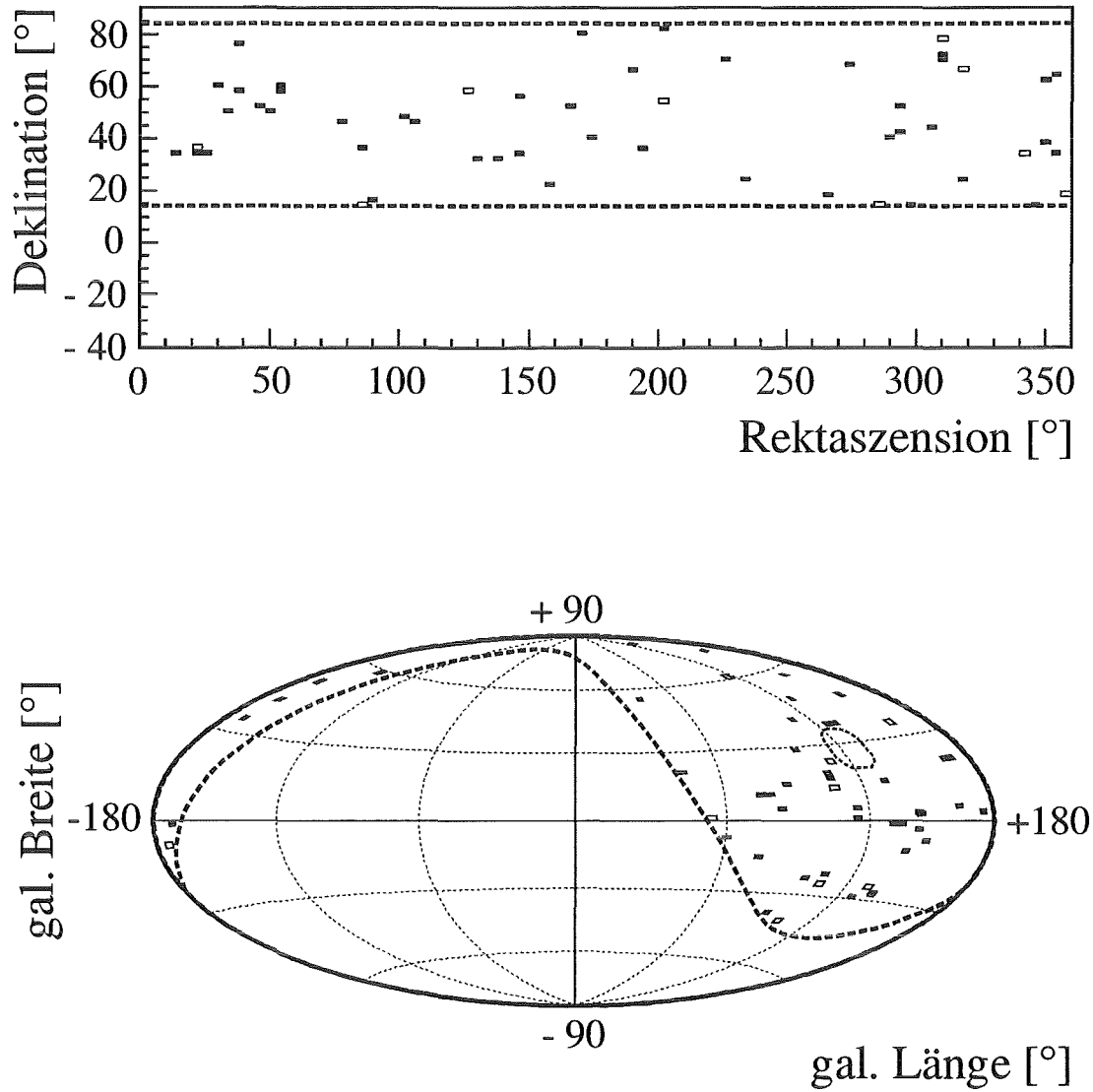
## KAPITEL 7

# ANALYSE DER HERKUNFTSRICHTUNG EINZELNER EREIGNISSE

---

Wie zuvor bereits angedeutet, wird die Entstehung hochenergetischer  $\gamma$ -Quanten auf Wechselwirkungen geladener kosmischer Teilchen mit der interstellaren Materie in unserer Galaxie zurückgeführt. Folglich erwartet man eine Anhäufung des Ursprungs  $\gamma$ -induzierter Luftschauer in der Nähe der Milchstraßenebene. Abbildung 7.1 veranschaulicht daher in äquatorialen (oben) und galaktischen (unten) Koordinaten die Herkunftsrichtung der 53 in Figur 6.9 oberhalb von  $x = 1,95$  liegenden Luftschauer, für welche die Wahrscheinlichkeit von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöst worden zu sein, am größten ist. Die 9 grau eingefärbten am höchsten liegenden Ereignisse sind hier durch offene Symbole dargestellt. Da sich die einzelnen Himmelsregionen unterschiedlich lange in einem für KASCADE sichtbaren Bereich befinden, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit innerhalb des dargestellten Deklinationsbandes nicht konstant. Sie besitzt vielmehr ungefähr in der Mitte ein Maximum und nimmt zu den Rändern hin bis auf null ab. Die Akzeptanz bezüglich der Rektaszension kann hingegen als annähernd konstant angesehen werden.

Das Fehlen einer ausgezeichneten Vorzugsrichtung hinsichtlich des Ursprungs der aufgenommenen Luftschauer wird durch einen Kolmogorov-Smirnov Test, bei dem die Datenpunkte zunächst auf die beiden Koordinatenachsen projiziert und danach mit der zugehörigen Verteilung des gesamten Datensatzes verglichen werden, bestätigt. Die oben beschriebene unterschiedliche Akzeptanz wird dabei mit berücksichtigt. Somit scheint auch die Mehrzahl der hier analysierten 53 Luftschauer hadronischen Ursprungs zu sein.



**Abbildung 7.1:** Verteilung der Herkunftsrichtung der 53 in Figur 6.9 oberhalb von  $x=1,95$  liegenden Luftschauer, für welche die Wahrscheinlichkeit von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöst worden zu sein, am größten ist. Die 9 grau eingefärbten am höchsten liegenden Ereignisse sind hier durch offene Symbole dargestellt. In der oberen Abbildung werden äquatoriale, in der unteren galaktische Koordinaten verwendet. Die gestrichelt eingezeichneten Linien begrenzen den für KASCADE sichtbaren Bereich.

---

## KAPITEL 8

# ABSCHÄTZUNG VON OBERGRENZEN FÜR DEN DIFFUSEN $\gamma$ -FLUSS

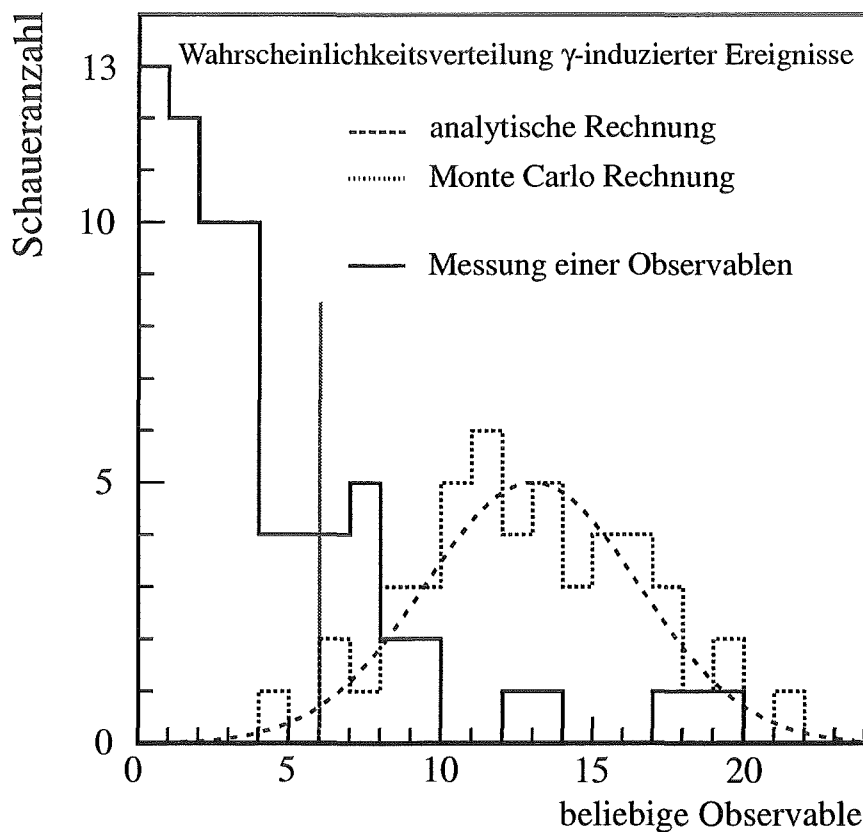
---

Die meisten bisherigen Experimente [Agl 96, Cha 97, Kar 95] leiten ihre Obergrenzen für den diffusen hochenergetischen  $\gamma$ -Fluss aus der Annahme ab, dass alle Ereignisse jenseits einer wohl definierten Ausschlussgrenze (hier der Trennungslinie in der  $\lg(N_\mu)$  -  $\lg(N_e)$  Ebene) von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöst wurden. Anhand der Ergebnisse dieser Arbeit (vgl. Abb. 6.8 und 6.9) erscheint ein solches Verfahren im Falle von KASCADE jedoch zu konservativ zu sein. Betrachtet man die Anordnung der beobachteten Ereignisse in der Nähe der simulierten  $\gamma$ -induzierten Schauer, so weisen diese beiden Verteilungen keinerlei Ähnlichkeiten auf. Die deutliche Abnahme der Dichte der gemessenen Daten ausgehend von der linken oberen zur rechten unteren Seite lässt vielmehr darauf schließen, dass die meisten dieser Ereignisse von primären Hadronen stammen, wohingegen sich die von  $\gamma$ -Quanten ausgelösten Schauer auf einer nahezu parallel zu der in Abbildung 6.8 eingezeichneten Geraden verlaufenden Linie ansammeln sollten.

Zur Abschätzung des diffusen  $\gamma$ -Flusses soll hier daher ein alternatives Verfahrens verwendet werden. Basierend auf der aus Simulationsrechnungen bekannten Verteilung  $\gamma$ -induzierter Schauer in der  $\lg(N_\mu)$  -  $\lg(N_e)$  Ebene lässt sich demnach, ohne einen nennenswerten Überschuss in Kauf nehmen zu müssen, eine Obergrenze für die beobachtbaren von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelösten Ereignisse bestimmen. Der hierfür erforderliche mathematische Algorithmus wurde von G. Schatz parallel zu dieser Arbeit entwickelt und in einem internen Bericht [Sch 01] ausführlich beschrieben, weshalb in den folgenden Abschnitten nur die wesentlichen Aspekte angeführt werden.

## 8.1 Formulierung des mathematischen Problems

Das in Abbildung 8.1 durchgehend eingezeichnete Histogramm stelle die Messung einer beliebigen Observablen dar, während die beiden übrigen Kurven die Verteilung einer Klasse von Ereignissen (hier  $\gamma$ -induzierter Schauer) widerspiegeln, deren Vorkommen innerhalb des aufgenommenen Datensatzes erwartet wird. Im Falle der gestrichelt eingezeichneten Linie resultiert die Kenntnis dieser Verteilung aus analytischen Überlegungen, wohingegen der gepunkteten Linie Monte-Carlo Rechnungen zugrunde liegen. Sofern zur Beschreibung der Messdaten keine quantitative Theorie bekannt ist, kann die Anzahl der von primären  $\gamma$ -Quanten hervorgerufenen Luftschauer innerhalb des beobachteten Datensatzes den Wert null annehmen, sodass sich keine Untergrenze für den diffusen  $\gamma$ -Fluss ableiten lässt. Das Fehlen einer Überhöhung in der Verteilung der gemessenen Ereignisse an der Stelle des Maximums der gestrichelten Kurve lässt hingegen auf die Existenz einer Obergrenze hinsichtlich des Anteils  $\gamma$ -induzierter Luftschauer schließen, deren Wert im Folgenden bestimmt werden soll.



**Abbildung 8.1:** Schematische Darstellung zur Veranschaulichung der Schwierigkeit  $\gamma$ -induzierte Ereignisse von der Mehrheit hadronischer Schauer zu separieren. Während die durchgezogene Linie die Messung einer beliebigen Observablen wiedergibt, zeigt die gestrichelte Kurve die analytisch gewonnene Wahrscheinlichkeitsverteilung  $\gamma$ -induzierter Ereignisse. Die gepunktete Linie beschreibt schließlich eine aus dieser Verteilung abgeleitete Monte-Carlo Rechnung.

Üblicherweise definiert man hierfür zunächst ein Intervall, welches die Mehrheit der theoretisch berechneten  $\gamma$ -induzierten Ereignisse umfasst, und vergleicht dann die Anzahl der gemessenen Schauer innerhalb dieses Intervalls mit dem Anteil der darin enthaltenen simulierten Ereignisse. Wird beispielsweise der Bereich rechts von der in Abbildung 8.1 senkrecht eingezeichneten Linie als ein solches Intervall gewählt, ergibt sich eine sehr konservative Abschätzung aus der Annahme, dass es sich bei allen 18 Ereignissen innerhalb dieses Bereichs um von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Luftschauer handelt. Diese Anzahl gilt es mit dem Anteil der Fläche unterhalb der gestrichelt eingezeichneten Kurve (= 0,955) zu vergleichen, woraus auf eine maximale Anzahl  $\gamma$ -induzierter Ereignisse innerhalb des beobachteten Spektrums von im Mittel höchstens  $18 / 0,955 = 18,8$  geschlossen werden kann. Nicht berücksichtigt bleibt dabei jedoch die Tatsache, dass die Verteilung der 18 Ereignisse in dem gewählten Intervall kaum eine Ähnlichkeit mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung der  $\gamma$ -Schauer aufweist. Würde man aus der theoretischen Verteilung 18 Ereignisse statistisch auswählen, wäre die Wahrscheinlichkeit, hierbei die tatsächlich gemessene Verteilung zu reproduzieren, äußerst klein. Um eine verbesserte Abschätzung der Obergrenze zu erhalten, kann die linke Intervallgrenze nach rechts verschoben werden, wobei dies jedoch nicht zu weit geschehen darf, da sonst die Anzahl der beobachteten Ereignisse sehr stark abnimmt und der relative Fehler der Schauerzahl dementsprechend ansteigt. Dies ist insbesondere dann von großer Bedeutung, wenn die Verteilung der simulierten Daten nicht analytisch bekannt ist, sondern auf Monte-Carlo Rechnungen zurückgegriffen werden muss.

Für die folgenden Überlegungen sei vorausgesetzt, dass die Anzahl der Ereignisse innerhalb eines gegebenen Intervalls gemäß einer Poissonverteilung fluktuiert. Weiterhin definiere

$$P_n(N) = e^{-N} \cdot \sum_{i=0}^n \frac{N^i}{i!} \leq 1$$

eine Partialsumme von Poissonwahrscheinlichkeiten mit Mittelwert  $N$ , welche die folgenden Gleichungen erfüllt:

$$P_n(0) = 1$$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} P_n(N) = 0$$

$$\frac{dP_n(N)}{dN} = -e^{-N} \cdot \frac{N^n}{n!} < 0$$

Da  $P_n(N)$  folglich eine monoton fallende Funktion beschreibt, die für  $N = 0$  bei 1 beginnt und für  $N \rightarrow \infty$  gegen 0 strebt, besitzt die Gleichung

$$P_n(N) = \alpha$$

für  $0 < \alpha \leq 1$  eine eindeutige, mit Hilfe numerischer Methoden berechenbare Lösung für  $N$ . Darüber hinaus gilt:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P_n(N) = 1.$$



Schließlich sei noch die Größe  $Q_m(M)$ , welche ebenfalls eine Partialsumme von Poisson-wahrscheinlichkeiten wiedergibt, definiert durch

$$Q_m(M) = e^{-M} \cdot \sum_{|i-M| \geq |m-M|} \frac{M^i}{i!} \leq 1$$

bzw.

$$Q_m(M) = 1 - e^{-M} \cdot \sum_{m+1}^{[2M-m]} \frac{M^i}{i!} \quad \text{für } m \leq M$$

und

$$Q_m(M) = 1 - e^{-M} \cdot \sum_K^{m-1} \frac{M^i}{i!} \quad \text{für } m \geq M$$

mit

$$K = \max(0, [2 \cdot M - m] + 1),$$

wobei beide Ausdrücke im Intervall  $m - 0,5 \leq M \leq m + 0,5$  für  $Q_m(M) = 1$  ergeben. [a] beschreibt hierbei die größte ganze Zahl kleiner als a. Da sich die Anzahl der Terme innerhalb der Summe ändert, ist  $Q_m(M)$  als Funktion von  $M$  für alle ganz- und halbzahlgigen Werte unstetig.

## 8.2 Bestimmung einer Obergrenze für die Anzahl $\gamma$ -induzierter Luftschauer

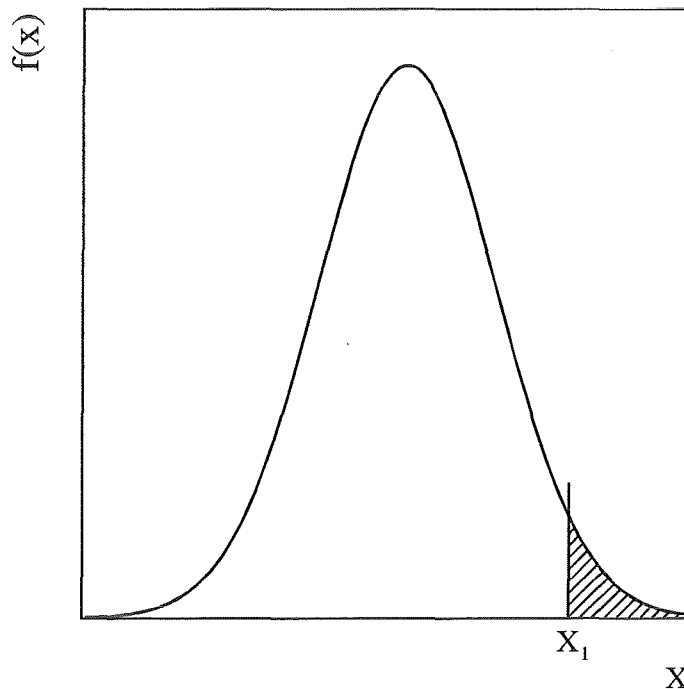
Die im Folgenden durchgeführten Abschätzungen basieren auf wohlbekanntem Theorien über Konfidenzintervalle und Signifikanztests. Abbildung 8.2 enthält ein typisches Beispiel eines solchen Tests. Während die eingezeichnete Kurve eine als bekannt vorausgesetzte Wahrscheinlichkeitsdichte  $f(x)$  einer Observablen  $x$  beschreibt, wird durch  $x_1$  das Ergebnis einer einzelnen Messung markiert. Als Maß für die Verträglichkeit von  $x_1$  mit der angenommenen Wahrscheinlichkeitsverteilung dient dabei die Wahrscheinlichkeit, einen Wert von  $x$ , welcher um mehr als  $x_1$  vom Mittelwert der Verteilung abweicht, zu finden. Erweist sich die durch die schraffierte Fläche in Figur 8.2 beschriebene Wahrscheinlichkeit  $p$

$$p = \int_{x_1}^{\infty} f(x) dx$$

kleiner als ein gewählter Wert  $\alpha$ , so wird die Annahme,  $x_1$  spiegle eine Messung der durch  $f(x)$  beschriebenen Observablen wider, verworfen. Die Wahl der Größe  $\alpha$  erfolgt bis zu

einem gewissen Grade beliebig, daher wird als Maß ihrer Wertigkeit ein sogenanntes Konfidenzlimit  $(1-\alpha)$  angegeben.

Durch Verschieben der Wahrscheinlichkeitsdichte  $f(x)$  entlang der  $x$ -Achse ergibt sich eine als Konfidenzintervall bezeichnete Region für die Positionen des Mittelwertes  $\bar{x}$ , für welche die Hypothese angenommen, d.h.  $p \geq \alpha$  wird. Die Grenzen dieser Konfidenzregion hängen dabei von der Wahl des Konfidenzlimits ab, wobei sich das Konfidenzintervall im Falle einseitiger Signifikanztests auf einer Seite bis nach Unendlich ausdehnen kann.



*Abbildung 8.2: Schematische Skizze zur Beschreibung eines Signifikanztests. Die schraffiert markierte Fläche unterhalb der normierten Verteilung entspricht der Wahrscheinlichkeit  $p$ , aufgrund welcher eine Annahme angenommen oder verworfen wird.*

Es sei noch darauf hingewiesen, dass zur Berechnung der mit  $\alpha$  zu vergleichenden Wahrscheinlichkeit häufig Intervalle von beiden Seiten des Mittelwertes herangezogen werden, sodass sich das Integral über alle Werte von  $x$ , welche um mehr als

$$|x_1 - \bar{x}|$$

vom Mittelwert  $\bar{x}$  abweichen, erstreckt. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei  $x_1 > \bar{x}$ .

$$p = \int_{-\infty}^{2\bar{x}-x_1} f(x)dx + \int_{x_1}^{\infty} f(x)dx$$

Für die nachstehenden Überlegungen sei nun zunächst die Kenntnis der analytischen Form der Wahrscheinlichkeitsdichte  $\gamma$ -induzierter Ereignisse vorausgesetzt und der Messbereich der Observablen  $x$  in beliebig große Intervalle unterteilt. Weiterhin werden folgende Bezeichnungen vereinbart:

- $i$ : beliebig großes Intervall der Observablen  $x$ ,
- $p$ : Integral der Wahrscheinlichkeitsdichte  $f(x)$  über das Intervall  $i$ ,
- $n$ : Anzahl der im Intervall  $i$  gemessenen Ereignisse.

Gemäß der zu untersuchenden Hypothese beschreibe  $G$  die Gesamtzahl der im beobachteten Spektrum enthaltenen von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelösten Schauer, während der Mittelwert der in einem Intervall  $i$  erwarteten  $\gamma$ -induzierten Ereignisse durch  $G \cdot p$  gegeben ist. Da die Anzahl der in diesem Intervall registrierten  $\gamma$ -Schauer alle ganzzahligen Werte zwischen 0 und  $n$  annehmen kann, wird die Hypothese für  $G \cdot p \leq n$  akzeptiert. Für  $G \cdot p > n$  muss hingegen ein (einseitiger) Signifikanztest durchgeführt und folglich die Wahrscheinlichkeit, dass die Anzahl  $\gamma$ -induzierter Schauer um mindestens den gleichen Betrag wie  $n$  vom Mittelwert  $G \cdot p$  abweicht, berechnet werden. Die zu bestimmende Wahrscheinlichkeit ergibt sich dabei aus der von 0 bis einschließlich  $n$  berechneten Summe der in Abschnitt 8.1 eingeführten Poissonwahrscheinlichkeiten. Nach Festlegung eines Konfidenzwertes ( $1 - \alpha$ ) lässt sich somit das obere Ende des Konfidenzintervalls für  $G$  wie folgt berechnen:

$$P_n(Gp) = \alpha$$

Dieses Vorgehen kann nun auf jedes, der nicht notwendigerweise gleichgroßen Intervalle  $i$  übertragen werden, wobei die zugehörigen Gleichungen statistisch unabhängig voneinander sind.

$$\prod_i P_{n_i}(Gp_i) = \alpha \quad (8.1)$$

Da jeder der Faktoren eine monoton fallende Funktion von  $G$  beschreibt, gilt dies auch für das gesamte Produkt, sodass sich eine eindeutige Lösung dieser Gleichung numerisch berechnen lässt.

Im Gegensatz zu der bisher behandelten Annahme ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $\gamma$ -induzierter Luftschauer jedoch nicht analytisch bekannt, weshalb auf eine begrenzte Anzahl mit Hilfe eines Monte-Carlo Programms simulierter Ereignisse zurückgegriffen werden muss. Die Anzahl der innerhalb eines Intervalls  $i$  registrierten simulierten Schauer sei dabei durch  $m_i$  gegeben,

$$M = \sum_i m_i$$

während  $p_i$  die (nicht bekannte) Wahrscheinlichkeit, ein von einem primären  $\gamma$ -Quant ausgelöstes Ereignis im Intervall  $i$  zu messen, beschreibt. Der Mittelwert der simulierten

Ereignisse innerhalb dieses Intervalls lässt sich dann mit Hilfe des Produkts  $M \cdot p_i$  und die Wahrscheinlichkeit, die Anzahl  $m_i$  zu messen, gemäß

$$e^{-M \cdot p_i} \frac{(M \cdot p_i)^{m_i}}{m_i!}$$

bestimmen.

Die Berechnung der von  $P_{n_i}(Gp_i)$  statistisch unabhängigen Wahrscheinlichkeit, dass die Anzahl der simulierten Schauer im Intervall  $i$  um nicht weniger als  $m_i$  vom Mittelwert abweicht, erfolgt durch Einsetzen in Gleichung 8.1.

$$\prod_i (P_{n_i}(Gp_i) \cdot Q_{m_i}(Mp_i)) = \alpha \quad (8.2)$$

Zur Abschätzung der Unbekannten  $p_i$  bieten sich nunmehr mehrere Möglichkeiten. Eine davon wäre  $p_i$  durch die jeweiligen Maximum-Likelihood Schätzungen  $\hat{p}_i = m_i / M$  zu ersetzen. Da diese jedoch zu sehr fluktuieren, lässt sich hieraus keine zuverlässige Obergrenze ableiten. G. Schatz schlägt daher in seinem Bericht [Sch 01] ein alternatives Verfahren vor. Betrachtet man Gleichung 8.1 zunächst nur für einen Faktor,

$$P_n(Gp)Q_m(Mp) = \alpha$$

so werden hier die beiden Unbekannten  $G$  und  $p$  in eine Beziehung zueinander gesetzt ( $G = G(p)$ ), und man erhält mit dem Maximum, welches  $G$  bei Variation von  $p$  im Intervall  $0 \leq p \leq 1$  annimmt, eine Obergrenze für  $G$ .

$$P_n(Gp) = \frac{\alpha}{Q_m(Mp)} \quad (8.3)$$

Die bereits zuvor erwähnte Unstetigkeit von  $Q_m(Mp)$  an jenen Stellen, an denen  $M \cdot p$  ganz- oder halbzahlige Werte annimmt, wird in Abbildung 8.3 noch einmal veranschaulicht. Da für  $(m - 0,5) / M \leq p \leq (m + 0,5) / M$  (mit  $m > 0$ )

$$Q_m(Mp) = 1$$

gilt, ist  $G \cdot p = g_0$  innerhalb dieses Intervalls ebenfalls konstant, wobei  $G$  für den kleinsten Wert von  $p = (m - 0,5) / M$  am größten wird. Für  $p > (m + 0,5) / M$  sind sowohl die rechte Seite der Gleichung 8.3 als auch  $p$  größer, sodass der Wert von  $G$ , welcher sich durch Berechnen der Formel 8.2 ergibt, in jedem Falle kleiner als  $g_0 \cdot M / (m - 0,5)$  sein wird. Folglich kann der größte Wert von  $G$  nur in der Region  $G \cdot p \leq m - 0,5$  erreicht werden. Ersetzt man die Maximum-Likelihood Schätzung  $\hat{p}$  durch  $q = (m - 0,5) / M$  für  $m > 0$  bzw.  $q = 0$  für  $m = 0$ , so ergibt sich für Gleichung 8.1

$$\prod_i P_{n_i}(Gq_i) = \alpha \quad (8.4)$$

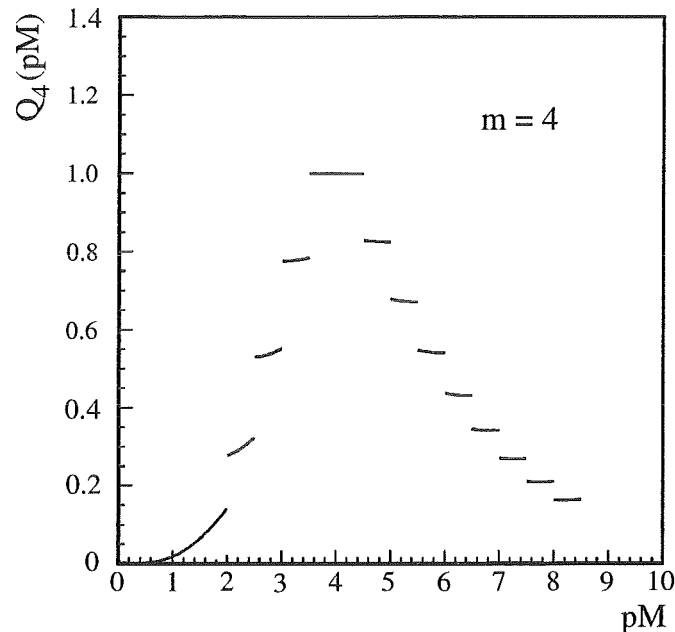


Abbildung 8.3: Beispiel für die Funktion  $Q_m(pM)$  mit  $m = 4$ .

Verglichen mit der Maximum-Likelihood Schätzung erweist sich dieses Vorgehen als das konservativere Verfahren, da infolge von

$$q_i \leq \frac{m_i}{M} = \hat{p}_i$$

das Ergebnis für  $G$  immer größere Werte als bei Verwendung der Maximum-Likelihood Methode annimmt. Es sei noch erwähnt, dass sich der vorgestellte Algorithmus auf jede beliebige Anzahl von Observablen anwenden lässt. Wird jedes gemessene und simulierte Ereignis durch ein Tupel mit  $n$  beobachteten Größen beschrieben, so sind die zugehörigen Intervalle zwar Teile eines  $n$ -dimensionalen Raums, die Form der Gleichung 8.4 ändert sich hierdurch jedoch nicht.

### 8.3 Abschätzung des $\gamma$ -Flusses bei einer gegebenen Energie

Kennt man nunmehr die maximale Anzahl  $\gamma$ -induzierter Schauer innerhalb des beobachteten Datensatzes, so stellt sich weiterhin die Frage nach einer Obergrenze des  $\gamma$ -Flusses bei einer bestimmten Energie. Neben der Division durch die aktive Detektorfläche, die Beobachtungszeit, die Nachweiswahrscheinlichkeit und den Raumwinkel gilt es dabei folgendes Problem zu lösen. Während in den aufgenommenen Daten Luftschauer mit allen Energien oberhalb der Energieschwelle der Detektoren enthalten sind, muss zur Erstellung der Simulationsdaten entweder eine feste Energie oder aber ein Spektrum, welches das

unbekannte reale Spektrum mehr oder weniger gut beschreibt, für die primären  $\gamma$ -Quanten angenommen werden. Um nicht von der Richtigkeit eines vorausgesetzten Spektrums abhängig zu sein, soll im Folgenden der  $\gamma$ -Fluss für jene festen Primärenergien abgeschätzt werden, für welche auch die bereits zuvor verwendeten Simulationen erstellt wurden. Für diesen Fall repräsentiert die in Abschnitt 8.2 ermittelte Größe  $G$  das obere Ende eines Konfidenzintervalls für die Anzahl  $\gamma$ -induzierter Ereignisse einer bestimmten Energie. Da die gesuchte Größe jedoch einen differentiellen Fluss bezüglich der Energie darstellt, gilt es noch nachstehende Überlegungen anzustellen.

Es sei:

$s(E)$ : das differentielle Energiespektrum  $\gamma$ -induzierter Ereignisse und

$S(N)$ : das zugehörige Größenspektrum,

welches mit  $s(E)$  über die folgende Faltung in Beziehung steht,

$$\frac{dn}{dN} = S(N) = \int_0^{\infty} s(E) \cdot f(N, E) dE \quad (8.5)$$

wobei  $f(N, E)$  die bezüglich  $N$  normierte Größenverteilung  $\gamma$ -induzierter Ereignisse bei einer festen Energie  $E$  beschreibt. Mit  $x = \lg N$  und  $\varepsilon = \lg(E / E_0)$  führt Gleichung 8.5 zu

$$\frac{dn}{d \lg N} = S(x) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\varepsilon) \cdot f(x, \varepsilon) d\varepsilon .$$

$E_0$  entspricht dabei einem beliebigen Skalierungsfaktor, der die gewählte Energieeinheit repräsentiert.

$$s(\varepsilon) = \frac{dn}{d\varepsilon} = \frac{dn}{dE} \cdot \frac{dE}{d\varepsilon} = E \cdot s(E) \ln 10$$

Der Beitrag der Teilchen mit einer Primärenergie  $\varepsilon_1$  zum Spektrum  $S(x)$  ist gegeben durch

$$\hat{S}(x, \varepsilon_1) = s(\varepsilon_1) \cdot f(x, \varepsilon_1),$$

während die in Abschnitt 8.2 eingeführte Größe  $G$  eine Obergrenze des Beitrags  $\hat{G}$  beschreibt, den ein Spektrum dieser Form zum beobachteten Spektrum leisten kann.

$$\begin{aligned} \hat{G} &= \int_{-\infty}^{\infty} S(x) \cdot f(x, \varepsilon_1) dx = \int_{-\infty}^{\infty} s(\varepsilon) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(x, \varepsilon_1) f(x, \varepsilon) d\varepsilon \cdot dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} s(\varepsilon) \cdot F(\varepsilon, \varepsilon_1) d\varepsilon \end{aligned} \quad (8.6)$$

Zur Berechnung von Gleichung 8.6 müssen zunächst die Funktionen  $s(\varepsilon)$  und  $f(x, \varepsilon)$  bestimmt werden. Da für die hier vorliegenden Betrachtungen sicherlich die Standardabwei-

chung von  $f(x, \varepsilon)$  der entscheidende Aspekt dieser Funktion ist, wird für  $f(x, \varepsilon)$  eine logarithmische Normalverteilung gewählt,

$$f(x, \varepsilon) = \frac{1}{\sigma(\varepsilon)\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - m(\varepsilon)}{\sigma(\varepsilon)}\right)^2\right)$$

wobei  $m$  den Mittelwert von  $x$  für eine feste Energie und  $\sigma$  die zugehörige Standardabweichung angeben. Somit gilt

$$F(\varepsilon, \varepsilon_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma^2 + \sigma_1^2)}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(m - m_1)^2}{\sigma^2 + \sigma_1^2}\right). \quad (8.7)$$

Gemäß Simulationsrechnungen folgt der Anstieg des Mittelwerts von  $N$  mit der Energie einem Potenzgesetz.

$$\overline{N} = a \left(\frac{E}{E_1}\right)^\gamma$$

Vernachlässigt man den geringfügigen Unterschied zwischen dem Logarithmus des Mittelwertes und dem Mittelwert des Logarithmus, so erhält man:

$$m = \overline{\lg N} = \lg(a) + \gamma(\varepsilon - \varepsilon_1)$$

$$m - m_1 = \gamma(\varepsilon - \varepsilon_1)$$

Folglich beschreibt  $F(\varepsilon, \varepsilon_1)$  eine Gaussverteilung von  $\varepsilon$  mit dem Mittelwert  $\varepsilon_1$  und der Standardabweichung  $\sqrt{(\sigma^2 + \sigma_1^2)}/\gamma$ . Da die Berechnung von  $\hat{G}$  darüber hinaus auch die Kenntnis der Form des Energiespektrums  $s(\varepsilon)$  in der Nähe von  $\varepsilon_1$  voraussetzt, wird auch hierfür, ohne dass sich daraus Einschränkungen hinsichtlich der Gültigkeit der zu bestimmenden Resultate ergeben, ein Potenzgesetz angenommen.

$$s(\varepsilon) = \frac{dn}{dE} \cdot \frac{dE}{d\varepsilon} = s(\varepsilon_1) \cdot \left(\frac{E_1}{E}\right)^\beta = s(\varepsilon_1) \cdot \exp(-\beta(\varepsilon - \varepsilon_1) \ln 10) \quad (8.8)$$

$$\varepsilon = \lg \frac{E}{E_0} \quad \frac{dE}{d\varepsilon} = E_0 \ln 10 \cdot e^{\varepsilon \ln 10}$$

Durch Einsetzen von  $F(\varepsilon, \varepsilon_1)$  (vgl. Gl. 8.7) und  $s(\varepsilon)$  (vgl. Gl. 8.8) in Gleichung 8.6 folgt für  $\hat{G}$ ,

$$\hat{G} = \frac{1}{\gamma} s(\varepsilon_1) \cdot \exp\left(\frac{(\sigma^2 + \sigma_1^2) \cdot (\beta - 1)^2 \cdot (\ln 10)^2}{2\gamma^2}\right) > \frac{s(\varepsilon_1)}{\gamma},$$

wobei sich der letzte Teil dieser Formel aus der Tatsache ergibt, dass der Exponent immer positiv ist.

Somit gilt weiterhin

$$s(E_1) < \gamma \cdot \hat{G} \leq \gamma \cdot G$$

$$s(E_1) = \frac{dn}{d\varepsilon} \cdot \frac{d\varepsilon}{dE} = \frac{s(\varepsilon_1)}{E_1 \cdot \ln 10} < \frac{\gamma \cdot G}{E_1 \cdot \ln 10} .$$

Unter der zuvor beschriebenen Annahme,  $G$  sei bereits durch die jeweilige Detektorfläche, den Raumwinkel, die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Beobachtungszeit dividiert, besitzt der letzte Ausdruck die einem differentiellen Energiefluss entsprechenden Einheiten. Der für alle Wechselwirkungsmodelle je nach Energie im Bereich zwischen 1,0 und 1,3 liegende Wert für  $\gamma$  muss dabei ebenso wie die Detektoreffizienz (vgl. Tab. 8.1) Simulationsrechnungen entnommen werden. Im Rahmen einer eher konservativen Abschätzung wird hier für alle drei Energien (vgl. Abb. 8.4)  $\gamma = 1,3$  angenommen. Die zugehörigen Effizienzen ergeben sich dabei aus

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{n_{\text{rek}}}{n_{\text{sim}}} \cdot \frac{A_{\text{sim}}}{A_{\text{rek}}} ,$$

wobei  $n_{\text{sim}}$  der Anzahl der simulierten und  $n_{\text{rek}}$  der Zahl der darin enthaltenen nach allen Schnitten verbliebenen Ereignisse entspricht. Weiterhin beschreibt  $A_{\text{sim}} = 190^2 \text{ m}^2$  die Fläche um den Mittelpunkt des KASCADE Experiments, auf welcher die Zentren der simulierten Luftschauer gleichverteilt gewürfelt wurden, während  $A_{\text{rek}} = \pi \cdot 91^2 \text{ m}^2$  die Fläche angibt, innerhalb derer das rekonstruierte Schauerzentrum liegen muss, um in die Analysen einzugehen. Zur Abschätzung des Fehlers hinsichtlich der Effizienzbestimmung wird die Zahl der gemessenen Ereignisse um den darin enthaltenen doppelten Fehler vermindert.

Mit Hilfe der bisherigen Überlegungen lassen sich nunmehr all jene von KASCADE registrierten Luftschauer behandeln, deren errechnete Myonzahl bei null liegt. Da die Mehrheit der aufgenommenen Ereignisse jedoch eine Myonzahl größer als null aufweist, gilt es das oben beschriebene Verfahren so zu erweitern, dass es auch auf ein zweidimensionales gaussförmiges Spektrum ( $x_1 = \lg(N_e)$ ,  $x_2 = \lg(N_\mu)$ ) angewendet werden kann.

$$f(x_1, x_2) = \frac{\sqrt{|\alpha|}}{2\pi} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}(x_i - m_i) \cdot \alpha_{ij} \cdot (x_j - m_j)\right)$$

Hierbei ist über alle doppelt auftretenden Indizes zu summieren.  $m_i$  entspricht dem Mittelwert von  $x_i$  und ist ebenso wie die Elemente der Matrix  $\alpha$ , deren Determinante durch  $|\alpha|$  beschrieben wird, energieabhängig. Zur Bestimmung von  $\alpha$  wird an die in Abbildung 6.8 verbliebenen sowohl simulierten als auch rekonstruierten Ereignisse eine zweidimensionale Gaussverteilung angepasst.

$$F(\varepsilon, \varepsilon_1) = \frac{\sqrt{|\alpha|}}{4\pi} \cdot \exp\left(-\frac{1}{4}(m_i - n_i) \cdot \alpha_{ij} \cdot (m_j - n_j)\right)$$

$n_i$  bezeichnet den Mittelwert von  $x_i$  bei der Energie  $\varepsilon_i$ . Verwendet man wiederum die aus Simulationen abgeleitete Relation  $m_i - n_i = \gamma_i(\varepsilon - \varepsilon_1)$ , so erhält man schließlich



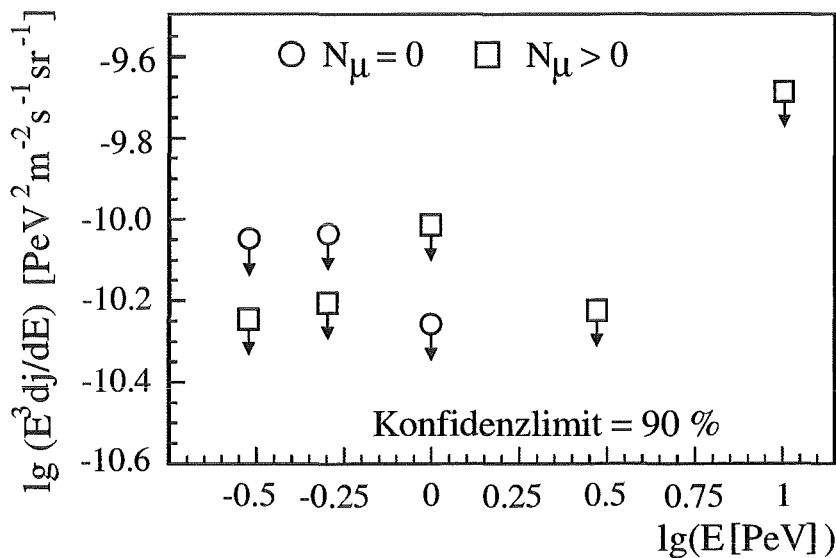
$$s(E_1) < \frac{2\sqrt{\pi}}{E_1 \ln 10} \sqrt{\frac{\gamma_i \alpha_{ij} \gamma_j}{|\alpha|}} \cdot G ,$$

wobei auch hier die Nachweiswahrscheinlichkeit, die Detektorfläche, der Raumwinkel und die Beobachtungszeit sowie die Werte der Matrix  $\alpha$  berücksichtigt werden müssen.

Energie in [PeV]	Effizienz ( $N_\mu = 0$ )	$\sqrt{\frac{\gamma_i \alpha_{ij} \gamma_j}{ \alpha }}$ für ( $N_\mu > 0$ )	Effizienz ( $N_\mu > 0$ )
0,3	0,084	0,217	0,134
0,5	0,148	0,320	0,250
1,0	0,166	0,376	0,520
3,0	0	0,346	~ 1
10,0	0	0,190	~ 1

**Tabelle 8.1:** Übersicht über einzelne zur Bestimmung der Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses verwendete Größen.

Abbildung 8.4 veranschaulicht die durch Anwendung des beschriebenen Verfahrens auf den dieser Arbeit zugrunde liegenden Datensatz für KASCADE ermittelten Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses bei verschiedenen Primärenergien.



**Abbildung 8.4:** Aus den KASCADE Daten abgeleitete Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses bei verschiedenen festen Primärenergien. Die Kreise spiegeln die Resultate für die Ereignisse mit  $N_\mu = 0$ , die Quadrate die Ergebnisse für Schauer mit  $N_\mu > 0$  wider.

---

## KAPITEL 9

# VERGLEICH DER ERGEBNISSE MIT THEORETISCHEN VORHERSAGEN UND MESSUNGEN ANDERER EXPERIMENTE

---

Schienen bis vor ungefähr 20 Jahren die Möglichkeiten, astrophysikalische Erkenntnisse aus Messungen der  $\gamma$ -Strahlung gewinnen zu können, mit der Anwendbarkeit von Satellitenexperimenten bei Energien von etwa 1 GeV erschöpft zu sein, so eröffnen mittlerweile zahlreiche weiterentwickelte, auch erdgebundene Beobachtungsmethoden Zugänge zu weitaus höheren Energien. Erste eingehende Untersuchungen der  $\gamma$ -Strahlung wurden Mitte bis Ende der 70iger Jahre mit Hilfe der für den Bereich zwischen 35 MeV und 5 GeV ausgelegten Satellitenexperimente SAS-2 [Fic 75, Har 79] und COS-B [May 80, May 82] durchgeführt. Hierbei beobachtete man neben einem in der galaktischen Ebene konzentrierten Fluss diffuser  $\gamma$ -Strahlen auch eine isotrope außergalaktische  $\gamma$ -Strahlung [MuW 93]. Während letztere Aufschlüsse über in großen Entfernungen stattfindende Prozesse und Entwicklungen geben kann, lassen sich aus der Erforschung der diffusen galaktischen  $\gamma$ -Strahlung, neben Informationen über interstellare Magnetfelder, Strahlung oder Materie, auch Aussagen über den Ursprung und die Ausbreitung der galaktischen kosmischen Strahlung ableiten.

Jüngere auf Beobachtungen in einem Energiebereich zwischen 30 MeV und 30 GeV beruhende Studien des EGRET-Experiments [Hun 97, Sre 98] zeigen, dass der Hauptanteil der  $\gamma$ -Strahlung aus der inneren galaktischen Scheibe sowie der inneren Galaxie stammt, und lassen somit auf einen galaktischen Ursprung schließen. Von der aus Regionen großer galaktischer Breiten ebenfalls nachgewiesenen außergalaktischen Komponente scheint ein wesentlicher Anteil auf einer direkten Emission von aktiven Galaxienkernen zu beruhen

[ChM 98]. Basierend auf aktuellen theoretischen Modellen können die von EGRET aufgenommenen Daten bis zu Energien von etwa 1 GeV sehr genau durch Wechselwirkungen kosmischer Elektronen und Protonen mit dem interstellaren Strahlungsfeld sowie der interstellaren Materie [Ber 93a] beschrieben werden, wobei als dominierende Wechselwirkungsprozesse der Zerfall der infolge hadronischer Wechselwirkungen gebildeter neutraler Pionen, die inverse Comptonstreuung niederenergetischer Photonen und die Bremsstrahlung hochenergetischer Elektronen anzuführen sind (vgl. Kapitel 2.5.6).

Im Bereich höherer Energien übersteigt der von EGRET registrierte Photonfluss die ursprünglichen Vorhersagen jedoch deutlich [Hun 97]. Eine mögliche Ursache dieser Diskrepanz könnte in einem im Mittel härteren als aufgrund lokaler Messungen angenommenen Protonenspektrum liegen, was zu höherenergetischen neutralen Pionen und somit auch zu einer härteren diffusen  $\gamma$ -Strahlung führen würde [Gra 97, Mor 97, Mos 98, AhA 00]. Ein weiterer Erklärungsversuch geht von einer Unterschätzung des ab Energien von etwa 1 GeV an Bedeutung gewinnenden Beitrags der inversen Comptonstreuung aus [AAV 95, PoE 98, PoP 99, DaR 00, Str 00]. So zeigen überarbeitete Modelle, dass das mittlere Spektrum der kosmischen Elektronen möglicherweise härter ist, als aufgrund lokaler Messungen bisher angenommen wurde [PoP 97, PoE 98]. Auch detailliertere Modelle, welche das gesamte Spektrum der diffusen, von der Milchstraße emittierten  $\gamma$ -Strahlung beschreiben [PoE 98, MoS 00, SMR 99, SMR 00], bevorzugen solch ein härteres Elektronenspektrum. Darüber hinaus könnte eine zusätzliche, aus dem harten Energiespektrum der in der Ansammlung unaufgelöster Quellen eingeschlossenen galaktischen Strahlung resultierende Komponente der diffusen  $\gamma$ -Strahlung zu dem gemessenen Strahlungsüberschuss beitragen [BeV 00].

Von tatsächlichen Beobachtungen eines diffusen Photonsignals im Energiebereich zwischen 1 TeV und 1 PeV berichten bisher lediglich zwei Experimente (Tien-Shan [Nik 87], BASJE [Sug 88]). Während das in [Nik 87] angeführte Resultat jedoch nur einen 2,8 Sigmaeffekt beschreibt und daher eher als eine obere Grenze angesehen werden sollte, gibt die BASJE-Kollaboration in [Kak 91] anstelle ihres ursprünglich gemessenen 3,8 Sigmaeffekts [Sug 88], ebenso wie alle anderen Experimente, nur noch Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses an (vgl. Tabelle 9.1 und 9.2).

Basierend auf Untersuchungen eines kleinen Bereichs der galaktischen Ebene zwischen  $38,5^\circ \leq l \leq 41,5^\circ$  und  $-2^\circ \leq b \leq 2^\circ$ , führt die Whipple Kollaboration [LeB 00] unter der Annahme, dass die von EGRET im GeV-Bereich gemessene räumliche Verteilung der  $\gamma$ -Strahlung mit einem Spektralindex von 2,4 in den Bereich von TeV-Energien fortgeführt werden kann, eine Obergrenze des mittleren  $\gamma$ -Flusses von  $3,0 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  oberhalb einer Energie von etwa 500 GeV an. Unter Annahme der gleichen Bedingungen ergaben Beobachtungen, die mit Hilfe der HEGRA Cherenkov Teleskope in einer Region zwischen  $38^\circ < l < 43^\circ$  und  $-2^\circ < b < 2^\circ$  vorgenommen wurden, obere Grenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses von 10,4, bzw.  $6,1 \cdot 10^{-15} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$  ( $E_\gamma = 1 \text{ TeV}$ ) [Aha 01a]. Die beiden unterschiedlichen Grenzwerte resultieren hierbei aus zwei verschiedenen Methoden zur Untergrundkorrektur. Hinsichtlich des Spektralindex der diffusen Strahlung leitet HEGRA eine Untergrenze von 2,5 ab und schließt gleichzeitig Modelle aus, welche abweichend von gängigen Überlegungen eine starke Erhöhung des diffusen Flusses vorhersagen.

Neuste Veröffentlichungen der HEGRA-Kollaboration [Aha 01b] behandeln Untersuchungen des diffusen  $\gamma$ -Flusses in einem Energiebereich zwischen 20 TeV und 100 TeV. So ergaben mit Hilfe des Luftschauerarrays auf La Palma von April 1998 bis März 2000

durchgeführte Messungen in einer zunächst nur auf die anisotrope Komponente des diffusen Photonflusses sensitiven Analyse eine Obergrenze von  $I_\gamma/I_{KS} < 2,0 \cdot 10^{-3}$  ( $E = 54$  TeV, 90 % Konfidenzlimit), wobei sich die Beobachtungen auf eine Region nahe der inneren Galaxie ( $20^\circ < l < 60^\circ$ ,  $-5^\circ < b < 5^\circ$ ) richteten. Basierend auf einem Verfahren, welches sowohl die anisotrope als auch die isotrope Komponente der  $\gamma$ -Strahlung einschließt, führt HEGRA mit  $I_\gamma/I_{KS} < 1,2 \cdot 10^{-2}$  ( $E = 31$  TeV) und  $I_\gamma/I_{KS} < 1,4 \cdot 10^{-2}$  ( $E = 53$  TeV) zwei weitere Obergrenzen des diffusen Photonflusses an.

Die strengste bisher angegebene Grenze beruht auf Messungen des CASA-MIA Experiments in einem Energiebereich zwischen 140 TeV und 1300 TeV [Bor 98]. Von April 1990 bis Oktober 1995 registrierte das Chicago Air Shower Array in Koinzidenz mit dem Michigan Muon Array über  $2,2 \cdot 10^9$  Luftschauer aus der galaktischen Ebene ( $50^\circ < l < 200^\circ$ ,  $-5^\circ < b < 5^\circ$ ), ohne dabei jedoch einen eindeutigen Hinweis auf die diffuse  $\gamma$ -Strahlung zu erhalten. Mit einer oberen Grenze von  $I_\gamma/I_{KS} < 2,4 \cdot 10^{-5}$  für den Anteil des diffusen Photonflusses an der kosmischen Strahlung bei einer Primärenergie von 310 TeV (90% Konfidenzlimit) liegt das CASA-MIA Ergebnis unter früheren [BeK 90] und etwa einen Faktor 2 über neueren Vorhersagen [Aha 91, Ber 93b]. Da diese Modelle nur eine auf nuklearen Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit den Gasmolekülen basierende diffuse Strahlung berücksichtigen, halten A. Borione et al. [Bor 98] die Dominanz anderer Emissionsprozesse in dieser Energieregion für unwahrscheinlich. Weiterhin schließen sie aufgrund ihrer Messergebnisse eine Änderung des Spektralindex in den Randgebieten der Milchstraße um mehr als  $\Delta\gamma = 0,1$  für Energien über 200 TeV aus.

Eine Übersicht über die bisherigen Untersuchungen des diffusen Photonflusses geben die Tabellen 9.1 und 9.2, in welchen die Ergebnisse der verschiedenen Experimente zusammengefasst sind [Aha 01b]. Während die in Tabelle 9.1 eingetragenen Resultate sowohl den isotropen als auch den anisotropen Fluss beinhalten, beziehen sich die Daten in Tabelle 9.2 nur auf Beobachtungen des anisotropen Flusses. Ein Vergleich der in den beiden Tabellen aufgeführten Werte verdeutlicht, dass die den gesamten  $\gamma$ -Fluss umfassenden Obergrenzen [außer HeZ 91] jeweils über den zugehörigen, nur auf dem anisotropen Fluss basierenden Beobachtungen liegen. Ursache hierfür sind die großen systematischen Fehler, welche alle auf einem absoluten Vergleich experimentell gemessener Daten mit Monte-Carlo Vorhersagen beruhende Resultate beinhalten.

In [HeZ 91] wurde ausgehend von Messungen des Flusses und der Energieverteilung sekundärer Photonen und Hadronen in verschiedenen atmosphärischen Tiefen sowie den daraus abgeleiteten Abschwächlängen für photoninduzierte und die elektromagnetische Komponente hadroninduzierter Luftschauer eine Obergrenze ( $I_\gamma/I_{KS}$ ) für den Energiebereich zwischen 5 TeV und 1 PeV berechnet.

Die in Tabelle 9.2 aufgeführten Ergebnisse sind, da sie auf einem Vergleich von Beobachtungen einer ausgewählten Himmelsregion geringerer galaktischer Breiten mit Messungen eines bestimmten Hintergrundbereichs größerer galaktischer Breiten beruhen, hinsichtlich des isotropen Photonflusses unempfindlich. Sie können jedoch nur dann eine verlässliche Obergrenze des anisotropen Flusses beschreiben, sofern die anisotrope Komponente der betrachteten Hintergrundregion vernachlässigbar ist. Anderenfalls wären die angegebenen Grenzwerte im Allgemeinen zu niedrig. Ein Vergleich der in dieser Tabelle dargestellten Resultate der verschiedenen Experimente sollte, da die einzelnen Beobachtungen nicht immer die gleiche Himmelsregion einschließen, mit Vorsicht behandelt werden.

Experiment	Referenz	$E_\gamma$	$I_\gamma / I_{KS}$	Beobachtungsbereich
Tien-Shan-ASA	[Nik 87]	> 400 TeV	$(1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	$b > 50^\circ$
Emulsion	[HeZ 91]	5 TeV – 1 PeV	$< 6,0 \cdot 10^{-4}$	
UMC-ASA	[Mat 91]	> 200 TeV	$< 4,3 \cdot 10^{-3}$	
		> 1000 TeV	$< 4,8 \cdot 10^{-4}$	
Whipple-IACT	[Rey 93b]	> 400 GeV	$< 1,1 \cdot 10^{-3}$	
HEGRA-ASA	[Kar 95]	65 – 160 TeV	$< 1,0 \cdot 10^{-2}$	
		80 – 200 TeV	$< 7,8 \cdot 10^{-3}$	
EAS-TOP-ASA	[Agl 96]	> 1000 TeV	$< 7,3 \cdot 10^{-5}$	
		> 870 TeV	$< 1,0 \cdot 10^{-4}$	
CASA-MIA	[Cha 97]	> 575 TeV	$< 10^{-4}$	
EGRET	[Sre 98]	10 GeV	$1,8 \cdot 10^{-6}$	Außerhalb der Galakt. Ebene
		100 GeV	$7,0 \cdot 10^{-6}$	
Ooty-ASA	[Sas 99]	61 TeV	$< 6,7 \cdot 10^{-2}$	
		76 TeV	$< 3,1 \cdot 10^{-2}$	
		93 TeV	$< 1,9 \cdot 10^{-2}$	
		112 TeV	$< 7,6 \cdot 10^{-3}$	
		175 TeV	$< 2,8 \cdot 10^{-3}$	
		227 TeV	$< 2,0 \cdot 10^{-3}$	
HEGRA-IACT	[Aha 01a]	1 TeV	$< 8,3 \cdot 10^{-4}$	$37^\circ < l < 43^\circ,$ $-5^\circ < b < 5^\circ$
HEGRA-ASA	[Aha 01b]	31 GeV	$< 1,2 \cdot 10^{-2}$	
		53 GeV	$< 1,4 \cdot 10^{-2}$	

**Tabelle 9.1:** Übersicht über die von verschiedenen Experimenten in einem Energiebereich zwischen 10 GeV und 1 PeV aus dem isotropen und anisotropen Photonfluss ermittelten Werte der Größe  $I_\gamma / I_{KS}$  [Aha 01b]. Zur Umrechnung von absoluten in relative Flüsse wird für die kosmische Strahlung ein Spektrum der Form  $I_{KS} = 0,2582 \cdot (E/\text{TeV})^{-2,68} (\text{m}^2 \text{ s sr TeV})^{-1}$  angenommen. Abgesehen von den Ergebnissen von Tien-Shan [Nik 87] und EGRET [Sre 98] spiegeln alle angegebenen Resultate Obergrenzen wider, wobei die EGRET Daten nur den isotropen Fluss beinhalten.  $l$  und  $b$  bezeichnen die galaktische Länge bzw. die galaktische Breite. Die Abkürzungen ASA und IACT stehen für Air Shower Array und Imaging Air Cherenkov Telescope.

Experiment	Referenz	$E_\gamma$	$I_\gamma / I_{KS}$	Beobachtungsbereiche
BASJE-ASA	[Sug 88]	> 100 TeV	$8,9 \cdot 10^{-4}$	$-40^\circ < \delta < 0, 180^\circ < \alpha < 210^\circ$
GPDSE	[Rey 90]	> 900 GeV > 3 TeV	$< 1,4 \cdot 10^{-4}$ $< 1,3 \cdot 10^{-3}$	Galaktische Ebene, $ \text{bl}  < 5^\circ$ Galaktische Ebene, $ \text{bl}  < 5^\circ$
BASJE-ASA	[Kak 91]	> 180 TeV	$< 9,9 \cdot 10^{-4}$	$-40 < \delta < 0, 180^\circ < \alpha < 210^\circ$
UMC-ASA	[Mat 91]	> 200 TeV	$< 8,0 \cdot 10^{-5}$	g. E. $30^\circ < l < 220^\circ,  \text{bl}  < 10^\circ$
EAS-TOP-ASA	[Agl 92]	> 130 TeV	$< 4,0 \cdot 10^{-4}$	Galaktische Ebene, $ \text{bl}  < 5^\circ$
TIBET-ASA	[Ame 97]	10 TeV 10 TeV	$< 6,1 \cdot 10^{-4}$ $< 1,3 \cdot 10^{-3}$	g. E. $140^\circ < l < 225^\circ,  \text{bl}  < 5^\circ$ g. E. $20^\circ < l < 55^\circ,  \text{bl}  < 5^\circ$
EGRET	[Hun 97]	17 GeV. 39 GeV	$2,5 \cdot 10^{-5}$ $3,0 \cdot 10^{-5}$	g. E. $300^\circ < l < 60^\circ,  \text{bl}  < 10^\circ$ g. E. $300^\circ < l < 60^\circ,  \text{bl}  < 10^\circ$
HEGRA-ASA	[Sch 98]	> 42 TeV	$< 1,6 \cdot 10^{-4}$	g. E. $0^\circ < l < 255^\circ,  \text{bl}  < 5^\circ$
CASA-MIA	[Bor 98]	140 TeV 180 TeV 310 TeV 650 TeV 1300 TeV	$< 3,4 \cdot 10^{-5}$ $< 2,6 \cdot 10^{-5}$ $< 2,4 \cdot 10^{-5}$ $< 2,6 \cdot 10^{-5}$ $< 3,5 \cdot 10^{-5}$	g. E. $50^\circ < l < 200^\circ,  \text{bl}  < 5^\circ$ g. E. $50^\circ < l < 200^\circ,  \text{bl}  < 5^\circ$ g. E. $50^\circ < l < 200^\circ,  \text{bl}  < 5^\circ$ g. E. $50^\circ < l < 200^\circ,  \text{bl}  < 5^\circ$ g. E. $50^\circ < l < 200^\circ,  \text{bl}  < 5^\circ$
HEGRA-IACT	[Aha 01a]	1 TeV	$< 2,4 \cdot 10^{-4}$	g. E. $37^\circ < l < 43^\circ,  \text{bl}  < 2^\circ$
Whipple-IACT	[LeB 00]	> 500 GeV	$< 6,1 \cdot 10^{-4}$	g. E. $38,5^\circ < l < 41,5^\circ,$ $ \text{bl}  < 2^\circ$
HEGRA-ASA	[Aha 01b]	54 TeV	$< 2,0 \cdot 10^{-3}$	g. E. $20^\circ < l < 60^\circ,  \text{bl}  < 5^\circ$

**Tabelle 9.2:** Übersicht über die von verschiedenen Experimenten in einem Energiebereich zwischen 10 GeV und 1 PeV allein aus dem anisotropen Photonfluss abgeleiteten Werte der Größe  $I_\gamma/I_{KS}$  [Aha 01b]. Auch hier wird zur Umrechnung von absoluten in relative Flüsse für die kosmische Strahlung ein Spektrum der Form  $I_{KS} = 0,2582 \cdot (E/\text{TeV})^{-2,68} (\text{m}^2 \text{ s sr TeV})^{-1}$  angenommen. Mit Ausnahme der Ergebnisse von BASJE [Sug 88] und EGRET [Sre 98] stellen wiederum alle angegebenen Resultate Obergrenzen dar.  $l$  und  $b$  bezeichnen die galaktische Länge bzw. die galaktische Breite,  $\delta$  und  $\alpha$  geben Deklination und Rektaszension an, während die Abkürzungen ASA und IACT für Air Shower Array bzw. Imaging Air Cherenkov Telescope stehen. GPDSE bezeichnet schließlich das Galactic Plane Drift Scan Experiment.

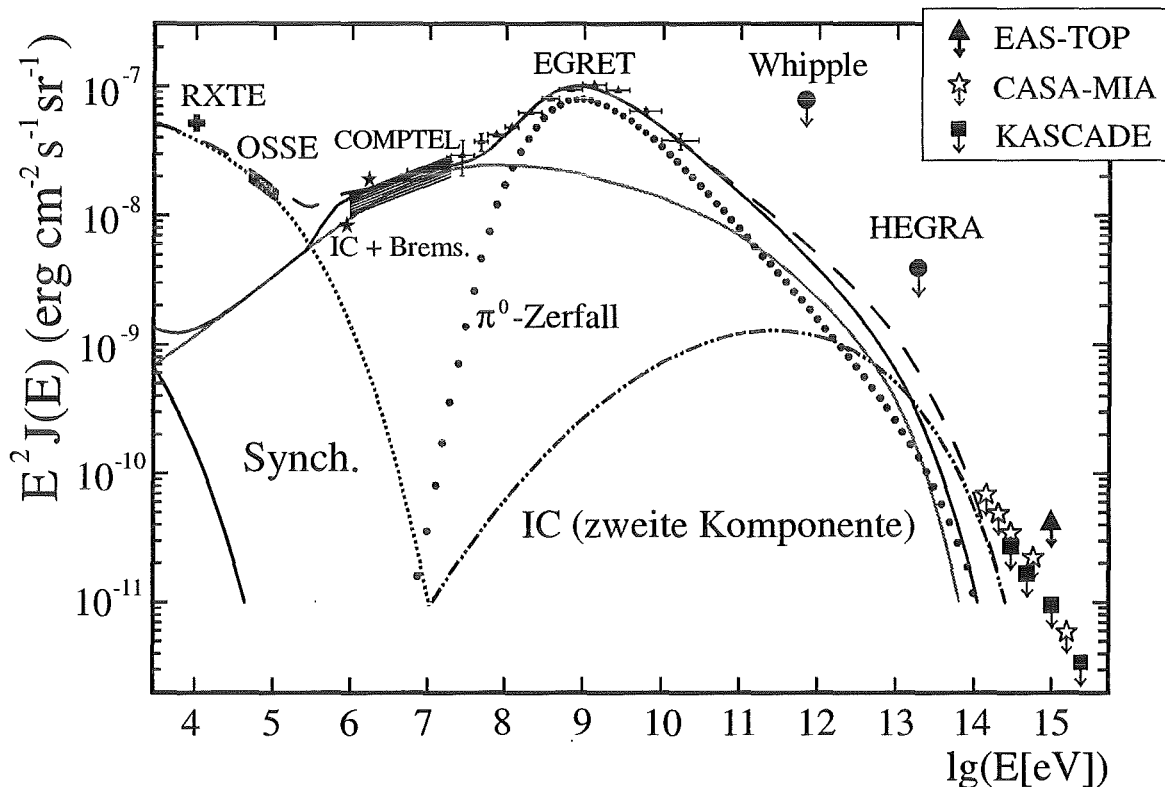
Beide Tabellen enthalten keine auf KASCADE Daten beruhenden Werte der Größe  $I_\gamma/I_{KS}$ . Um dieses Verhältnis angeben zu können, müsste zur Energiebestimmung der Hadronschauer auf Simulationsrechnungen solcher Ereignisse zurückgegriffen werden. Da die verschiedenen bisher zur Verfügung stehenden theoretischen Modelle jedoch insbesondere bei den hadronischen Wechselwirkungen erhebliche Unsicherheiten beinhalten, wird hier auf solche Simulationsstudien verzichtet. Vielmehr beruht die Energiebestimmung der in Abbildung 9.1 angegebenen Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses ausschließlich auf theoretischen Berechnungen der sehr gut verstandenen elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers und bleibt somit weitgehend unbeeinflusst von den zuvor angesprochenen Unsicherheiten. Die ebenfalls in Figur 9.1 veranschaulichten Datenpunkte der CASA-MIA Kollaboration wurden aus dem in [Bor 98] für verschiedene Primärenergien angegebenen Verhältnis  $I_\gamma/I_{KS}$  und der in [Gla 99] aufgeführten Messung des differentiellen Energiespektrums abgeleitet. In analoger Weise erhält man die für EAS-TOP angegebene Obergrenze aus [Agl 96] und [Agl 99].

Eine aktuelle Übersicht über die verschiedenen Theorien zur Entstehung der diffusen  $\gamma$ -Strahlung in den einzelnen Energiebereichen sowie ihr Übereinstimmen mit den Daten bisheriger Experimente geben F.A. Aharonian und A.M. Atoyan in [AhA 00]. In Abbildung 9.1 werden die dort angeführten Entstehungsprozesse ebenso wie die Ergebnisse zahlreicher Messungen, inklusive der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Resultate bildlich dargestellt. Für Energien unter 100 MeV scheint die diffuse  $\gamma$ -Strahlung zweifelsfrei elektronischen Ursprungs zu sein. So lässt sich der zwischen 10 MeV und 100 MeV beobachtete  $\gamma$ -Fluss unter Annahme sinnvoller Parameter für die Elektronen des interstellaren Mediums und der kosmischen Strahlung durch eine Überlagerung der von relativ niederenergetischen Elektronen ( $E_e < 1$  GeV) verursachten Bremsstrahlung und dem inversen Comptoneffekt relativistischer Elektronen erklären. Bei kleineren Energien könnte die Paarvernichtung relativistischer Positronen mit umgebenden thermischen Elektronen einen zusätzlichen Beitrag zu den beobachteten Spektren liefern, bzw. diese für Energien um 1 MeV sogar dominieren, sofern der Anteil an Positronen für  $E \leq 10$  MeV in der Nähe von  $e^+/(e^- + e^+) \approx 0,5$  liegen sollte.

Vergleicht man die Vorhersagen der bisher beschriebenen Mechanismen mit den Beobachtungen des EGRET Experiments, so lässt sich der im GeV-Bereich gemessene „Überschuss“ des  $\gamma$ -Flusses ohne die Einführung eines weiteren, in diesem Falle nukleonischen Prozesses nicht erklären. Auslöser der  $\gamma$ -Strahlung sind hier, wie zuvor bereits angedeutet, Wechselwirkungen geladener kosmischer Teilchen mit den umgebenden Gasmolekülen sowie der anschließende Zerfall der dabei gebildeten sekundären neutralen Pionen. Unter der Voraussetzung, dass die Energien der ins interstellare Medium injizierten Elektronen bis zu einigen TeV reichen, gewinnt darüber hinaus der hochenergetische inverse Comptoneffekt für Energien von  $E_\gamma \geq 30$  GeV zunehmend an Bedeutung.

In ihrem Artikel zeigen Aharonian und Atoyan jedoch auch noch eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung des beobachteten  $\gamma$ -Flusses auf. Hierbei gehen sie von einem einzigen Potenzspektrum für kosmische Protonen mit einem Spektralindex von  $\gamma_p \sim 2,5$  aus, was eine merkliche Reduzierung des Anteils des inversen Comptoneffekts und eine deutliche Dominanz des  $\pi^0$ -Zerfalls zur Folge hätte. Vorstellbar wäre eine solche Erklärung, sofern sich das Spektrum der kosmischen Elektronen nicht bis zu Energien im TeV-Bereich erstrecken sollte.

Weitere Aufschlüsse über die Entstehung der  $\gamma$ -Strahlung in der galaktischen Scheibe erhoffen sich die Autoren von zukünftigen Experimenten wie GLAST ( $E \leq 100$  GeV) [Geh 01], H.E.S.S. [Koh 99] oder CANGAROO-III ( $E \geq 100$  GeV) [Mor 01].



**Abbildung 9.1:** Die diffuse Hintergrundstrahlung der galaktischen Ebene [Aha 00]. Während die gestrichelt dargestellte Kurve den aus dem inversen Comptoneffekt ultrahochenergetischer Elektronen ( $E \geq 200$  TeV) resultierenden Beitrag zur Hintergrundstrahlung mit berücksichtigt, gibt die durchgezogene schwarze Linie nur den auf der sog. ersten Elektronkomponente beruhenden Photonfluss wieder. Neben den Messungen von COMPTEL und EGRET sind auch die von RXTE [VaM 98] und OSSE [Kin 97] im Bereich der Röntgenstrahlung aufgenommenen Daten eingezeichnet. Der hochenergetische Teil der Abbildung veranschaulicht die von Whipple, HEGRA, EAS-TOP (schwarzes Dreieck) [Agl 96, Agl 99], CASA-MIA (offene Sterne) [Bor 98, Gla 99] und aus dieser Arbeit (dunkle Quadrate) gewonnenen Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses.

Für Energien über 1 TeV liegen die erwarteten Photonflüsse beider Theorien jedoch unter den von Whipple [Rey 93b], HEGRA [Sch 98], CASA-MIA und KASCADE (diese Arbeit) beobachteten Obergrenzen. Die in Abbildung 9.1 durch die gestrichelte Kurve dargestellte Verschiebung der theoretischen Werte gegenüber einem nur auf der sog. ersten Elektronkomponente beruhenden Fluss resultiert aus einem Modell, welches ausgehend von einer zweiten ultrahochenergetischen Elektronkomponente ( $E \geq 100$  TeV) einen höheren Fluss der diffusen  $\gamma$ -Strahlung infolge des inversen Comptoneffekts beinhaltet. Benötigt werden solch hochenergetische Elektronen darüber hinaus auch, um die harte Rönt-



genstrahlung der inneren Galaxie als Resultat der Synchrotronstrahlung ultrarelativistischer Elektronen verstehen zu können.

Zur Vermeidung einer Überproduktion von Photonen infolge des inversen Comptoneffekts sowie zum Verständnis des beobachteten Röntgenspektrums bedarf es neben den hohen Elektronenergien auch eines starken Magnetfeldes ( $B \geq 20 \mu\text{G}$ ). Hervorgerufen werden diese hohen Energien und Magnetfelder möglicherweise durch die Ausbildung einer solchen ultrahochenergetischen Elektronkomponente an den Schockwellen relativistischer Pulsarwinde in der inneren galaktischen Scheibe, wobei die erforderliche Beschleunigungsleistung bei rund  $6 \cdot 10^{36} \text{ erg s}^{-1} \text{ kpc}^{-3}$  und die Gesamtzahl der in Frage kommenden Pulsare in einer Größenordnung von  $3 \cdot 10^4$  liegt [AhA 00].

Setzt man abschließend die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse mit den Resultaten anderer Experimente in Bezug, so scheinen die KASCADE Daten die von CASA-MIA [Bor 98] und EAS-Top [Agl 96] hinsichtlich des diffusen Photonflusses im PeV-Bereich durchgeführten Beobachtungen bestätigen bzw. die angegebenen Obergrenzen geringfügig verbessern zu können, wobei die Untergrenze des für KASCADE zugänglichen Energiebereichs infolge der tieferen Lage in der Atmosphäre etwas höher als bei CASA-MIA liegt. Die Abweichung der gemessenen Daten von den theoretischen Modellvorhersagen lässt sich möglicherweise durch eine deutliche Erhöhung der Statistik noch verringern. So konnte von dem mit Hilfe des KASCADE Experiments aufgenommenen Datenvolumen bisher erst rund die Hälfte auf möglicherweise von primären  $\gamma$ -Quanten induzierte Ereignisse untersucht werden.

Aus einer Analyse der aufgenommenen Luftschauer hinsichtlich möglicher Punktquellen der  $\gamma$ -Strahlung in der für KASCADE erreichbaren Energieregion konnte, ebenso wie bei zahlreichen anderen Experimenten [Ale 93, CGW 93, Bor 97a, Bor 97b, Aha 01b], kein positives Ergebnis abgeleitet werden (vgl. Kapitel 7).

---

## KAPITEL 10

### ZUSAMMENFASSUNG

---

Basierend auf einem Vergleich der gemessenen Ereignisse mit Monte-Carlo Simulationen  $\gamma$ -induzierter Luftschauer wurden die mit Hilfe des KASCADE-Experiments zwischen Oktober 1997 und November 1999 (Messzeit  $\approx 4297$  Stunden) aufgenommenen Daten auf möglicherweise von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Ereignisse untersucht. Da  $\gamma$ -induzierte Luftschauer infolge ihrer auf Paarbildung ( $e^+e^-$ ) und Bremsstrahlung beruhenden Entwicklung in der Erdatmosphäre eine nahezu rein elektromagnetische Kaskade ausbilden, liegt der Ausgangspunkt dieser Analyse in einer Betrachtung des Verhältnisses der Myon- zur Elektronzahl. Zur vollständigen Rekonstruktion von Ereignissen mit einer verhältnismäßig kleinen Myonzahl (bis hin zu  $N_\mu = 0$ ) mussten zunächst jedoch die in einem speziell für KASCADE entwickelten Auswerteprogramm (KRETA) verankerten Routinen zur Bestimmung der Myonzahl basierend auf einem von G. Schatz und T. Pytlos in [ScP 97] beschriebenen Verfahren erweitert werden. Die Gültigkeit der dort angeführten Überlegungen sowie die Vorteile gegenüber dem in KRETA gewählten Vorgehen zur Abschätzung kleiner Myonzahlen zeigt ein Vergleich der beiden Methoden mit den aus Simulationen bekannten wahren Myonzahlen. Um die mit Hilfe der 192 Szintillationsdetektoren des Detektorfeldes ( $622 \text{ m}^2$ ) und der 456 Plastikszintillatoren der Triggerebene ( $205 \text{ m}^2$ ) ermittelten Myon- sowie die zugehörigen Elektronzahlen ( $490 \text{ m}^2$  Nachweisfläche) der einzelnen Luftschauer miteinander in Beziehung setzen zu können, wurden diese hinsichtlich des jeweils gemessenen Luftdrucks und des rekonstruierten Zenitwinkels korrigiert.

Legt man über die in einer  $\lg(N_\mu) - \lg(N_e)$  Darstellung veranschaulichten und nach verschiedenen Schnitten (vgl. Abschnitt 6.1) verbliebenen 13,6 Millionen registrierten Ereignisse mit Hilfe des Luftschauersimulationsprogramms CORSIKA bei unterschiedlichen Primärenergien und Zenitwinkeln berechnete  $\gamma$ -induzierte Luftschauer, so finden sich diese größtenteils am unteren Rand (in einem Gebiet kleiner Myonzahlen) des gemessenen Datensatzes. Eine erste Schnittlinie wurde daher so gewählt, dass sich bei höheren Energien alle simulierten Schauer unterhalb dieser befanden. In die weiteren Untersuchungen gin-

gen folglich nur noch die 34534 unterhalb dieser Trennlinie verbliebenen Luftschauer ein, wodurch eher zu viele Hadronschauer mit berücksichtigt als von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Ereignisse verworfen wurden. Oberhalb dieser Schnittgeraden war die Anzahl der beobachteten Schauer hingegen so groß, dass die Identifikation weniger  $\gamma$ -induzierter Ereignisse in diesem Bereich unrealistisch erschien.

Während sich durch schwere Kerne ausgelöste Schauer durch ein großes Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl auszeichnen und folglich am oberen Rand des gemessenen Datensatzes liegen, erwartet man für protoninduzierte Ereignisse ein kleines Verhältnis dieser Teilchenzahlen. Datenpunkte, die von den Simulationsergebnissen überdeckt werden bzw. in deren unmittelbarer Nähe liegen, sind daher größtenteils myonarmen Protonschauern zuzuordnen. Um den Hadronanteil der in der Analyse verbliebenen Luftschauer weiter zu reduzieren, galt es, diese protoninduzierten Ereignisse zu unterdrücken. Simulationen zeigen, dass insbesondere *myonarme* Protonschauer einen deutlich steileren Abfall der Elektronlateralverteilung und damit verbunden ein kleineres Schaueralter  $s$  besitzen als von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Ereignisse. Aufgrund dieser Erkenntnis wurde in einem weiteren Schritt der Analyse das Schaueralter  $s$  zur Separation  $\gamma$ -induzierter Luftschauer herangezogen. Die Vorgehensweise entsprach hierbei dem zuvor beschriebenen Verfahren. Basierend auf einem Vergleich der simulierten Ereignisse mit den in einer  $s - \lg(N_e)$  Ebene dargestellten 34534 gemessenen Luftschauern, wurden zwei Schnittlinien so gewählt, dass sich nahezu alle simulierten Datenpunkte zwischen diesen befanden. In den nachfolgenden Analysen wurde dann nur noch auf die 21912 gemessenen Ereignisse innerhalb dieses Bereiches zurückgegriffen.

Ein weiteres Verfahren zur Separation  $\gamma$ -induzierter Ereignisse von Protonschauern, das insbesondere Experimente einsetzen, welche abbildende Cherenkov-Teleskope zur Messung extraterrestrischer  $\gamma$ -Strahlung verwenden, beruht auf einem von A.M. Hillas [Hil 85] erstmals beobachteten Unterschied in der Entwicklung ausgedehnter Luftschauer. So weisen Protonschauer aufgrund der großen Fluktuationen der hadronischen Wechselwirkungen eine deutlich weniger glatte Elektronlateralverteilung als von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöste Ereignisse auf. Eine Möglichkeit, die Glattheit der Elektronlateralverteilung quantitativ zu erfassen, besteht in der Bestimmung der Größe  $\chi^2$ , welche ein Maß für die Abweichung der gemessenen Elektronlateralverteilung von der theoretisch berechneten darstellt. Abweichend von der üblichen Vorgehensweise bei der Diskussion dieses Parameters wurde in der hier vorliegenden Arbeit anstelle von  $\chi^2$  die Größe  $\Omega$  analysiert, welche die Abhängigkeit der Streuung von  $\chi^2/F$  um den entsprechenden Mittelwert von  $F$  mit berücksichtigt. Eine Auftragung dieser Größe über die zugehörige Elektronzahl und eine Überlagerung der simulierten Schauer führte auch hier zur Wahl einer Schnittlinie, unterhalb derer wiederum nahezu alle theoretisch berechneten Ereignisse liegen sollten.

Stellt man für die 16712 nach den drei beschriebenen Separationsschritten verbliebenen Luftschauer ( $\lg(N_\mu) < 4,2$ ) erneut das Verhältnis der Myon- zur Elektronzahl dar, so liegt infolge der großen Ereignisdichte in unmittelbarer Nähe der ursprünglichen Schnittlinie die Vermutung nahe, dass es sich hierbei in überwiegendem Maße um Protonschauer handelt, die zu kleinen Myonzahlen fluktuieren. Zur besseren Auflösung des Bereichs direkt unterhalb der Trenngeraden wurden sowohl die gemessenen als auch die simulierten Datenpunkte auf eine Achse senkrecht zu dieser Linie projiziert. Auch diese Darstellung ließ jedoch die eindeutige Identifikation eines oder mehrerer von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöster Ereignisse nicht zu.

Eine die gleichen Separationsschritte umfassende Analyse der 9300 Luftschauer, deren Myonzahl zu null rekonstruiert wurde, verlief hinsichtlich des zweifelsfreien Nachweises eines  $\gamma$ -induzierten Luftschauers gleichfalls negativ.

Als Ergebnis dieser Arbeit ließen sich daher nur Obergrenzen des diffusen Photonflusses für Primärenergien im TeV-Bereich errechnen, welche die von EAS-Top [Agl 96] und CASA-MIA [Bor 98] veröffentlichten Grenzwerte bestätigen bzw. geringfügig verbessern. Die Energiebestimmung des primären  $\gamma$ -Quants beruht hierbei ausschließlich auf Simulationen der sehr gut verstandenen elektromagnetischen Komponente eines Luftschauers und bleibt somit von den Unsicherheiten der Modelle die hadronischen Wechselwirkungen betreffend weitestgehend unbeeinflusst.

Energie [eV]	Obergrenze des $\gamma$ -Flusses $\lg(E^3 dj/dE)$ [ $\text{PeV}^2\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ] (aus Ereignissen mit $N_\mu = 0$ )	Obergrenze des $\gamma$ -Flusses $\lg(E^3 dj/dE)$ [ $\text{PeV}^2\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ] (aus Ereignissen mit $N_\mu > 0$ )
$3 \cdot 10^{14}$	< -10,03	< -10,23
$5 \cdot 10^{14}$	< -10,02	< -10,20
$1 \cdot 10^{15}$	< -10,24	< -10,02
$3 \cdot 10^{15}$		< -10,21
$1 \cdot 10^{16}$		< -9,67

**Tabelle 10.1:** Übersicht über die aus dieser Arbeit für verschiedene Primärenergien abgeleiteten Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses. Während die in der zweiten Spalte angegebenen Ergebnisse auf einer Analyse solcher Luftschauer beruhen, deren Myonzahl zu null rekonstruiert wurde, enthält die dritte Spalte die auf allen anderen Ereignissen basierenden Resultate.

Die hier angegebenen Obergrenzen des diffusen  $\gamma$ -Flusses erweisen sich mit den aktuellen in [AhA 00] beschriebenen Modellrechnungen als sehr gut verträglich.

Aus einer Analyse der aufgenommenen Luftschauer hinsichtlich möglicher Anisotropien der  $\gamma$ -Strahlung konnte in der für KASCADE erreichbaren Energieregion kein positives Ergebnis abgeleitet werden.

Zur weiteren Verbesserung der bisher ermittelten Obergrenzen des diffusen Photonflusses soll zukünftig die im Rahmen dieser Arbeit analysierte Schauerzahl (etwa 46 % aller verwertbaren Ereignisse) durch die Auswertung weiterer KASCADE Daten erhöht werden. Zusätzlich könnte eine detailliertere Untersuchung der 53 Ereignisse, für welche die Wahrscheinlichkeit von primären  $\gamma$ -Quanten ausgelöst worden zu sein am größten ist (vgl. Kapitel 7), zu weiteren Erkenntnissen führen. So ließe sich beispielsweise der Hadronanteil dieser Schauer mittels der im Hadronkalorimeter registrierten Daten mit berücksichtigen.

*Diese Arbeit entstand im Rahmen des KASCADE Experiments. Ich möchte mich hiermit bei allen Mitgliedern der KASCADE Kollaboration für die vielfältige Unterstützung bedanken.*

*Ausdrücklich bedanken möchte ich mich bei*

*Herrn Prof. Dr. H. Blümer und Herrn Prof. Dr. H. Rebel, die mir die Durchführung dieser Arbeit am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe ermöglicht haben.*

*Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Schatz für die Anregung zu diesem Thema, seine stetige Hilfsbereitschaft bei der Klärung vielfältiger physikalischer und statistischer Fragen sowie sein ständiges Interesse am Fortgang der Arbeit.*

*Weiterhin bedanken möchte ich mich bei*

*Herrn Prof. Dr. H.J. Völk vom Max-Planck-Institut für Kernphysik für die Übernahme des Korreferats,*

*Herrn Dr. R. Haeusler, Herrn Dr. M. Roth und Herrn Dr. A. Haungs für ihre wertvollen Anregungen und Ideen, die mir an vielen Stellen eine große Hilfe waren,*

*Herrn Dr. T. Thouw und Herrn Dr. J. Wentz für das intensive Korrekturlesen sowie*

*Herrn Dipl.-Math. J. Oehlschläger für die Durchführung zahlreicher CORSIKA Simulationen.*

## Literaturverzeichnis

- [AAV 95] F.A. Aharonian, A.M. Atoyan, H.J. Völk, *Astron. Astrophys.* **294** (1995) L41
- [Agl 92] M. Aglietta et al., *Astrophys. J.* **397** (1992) 148
- [Agl 96] M. Aglietta et al., *Astropart. Phys.* **6** (1996) 71
- [Agl 99] M. Aglietta et al., *Astropart. Phys.* **10** (1999) 1
- [Aha 91] F.A. Aharonian, *Astrophys. & Space Sci.* **180** (1991) 305
- [AhA 00] F.A. Aharonian, A.M. Atoyan, *Astron. Astrophys.* **362** (2000) 937
- [Aha 01a] F.A. Aharonian et al., *Astron. Astrophys.* **375** (2001) 1008
- [Aha 01b] F.A. Aharonian et al., *Astropart. Phys.* **17** (2002) 459
- [Ale 93] D.E. Alexandreas et al., *Astrophys. J.* **405** (1993) 353
- [Ame 97] M. Amenomori et al., *Proc. 25<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Durban* **3** (1997) 117
- [Ame 99a] M. Amenomori et al., *Proc. 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Salt Lake City* **3** (1999) 382
- [Ame 99b] M. Amenomori et al., *Proc. 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Salt Lake City* **3** (1999) 486
- [AMG 38] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Mayer, *Compt. Rend. Hebd. Seanc. Acad. Si.* **206** (1938) 354
- [Ant 97] T. Antoni, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1997)
- [Ant 01] T. Antoni et al., (KASCADE Collaboration), *Astropart. Phys.* **14** (2001) 245
- [Ant 02] T. Antoni, Doktorarbeit Universität Heidelberg, in Vorbereitung
- [Asa 93a] K. Asakimori et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2** (1993) 21
- [Asa 93b] K. Asakimori et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2** (1993) 25

- [Axf 77] W.I. Axford, *Proc. 15<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Plovdiv* **11** (1977) 132
- [Bar 98] S.W. Barwick et al., *Astrophys. J.* **498** (1998) 779
- [BeB 99] J. Beall, W. Bednarek, *Astrophys. J.* **510** (1999) 188
- [Bed 97] W. Bednarek, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **285** (1997) 69
- [BeK 90] V.S. Berezinsky, V.A. Kudryavtsev, *Astrophys. J.* **349** (1990) 620
- [Bel 78] A.R. Bell, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **182** (1978) 147
- [Ben 77] K. Bennett et al., *Astron. Astrophys.* **59** (1977) 273
- [BeP 99] W. Bednarek, R.J. Protheroe, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **302** (1999) 373
- [Ber 90] V.S. Berezinsky et al., "Astrophysics of cosmic rays", Elsevier Science Publishing Company, 1990
- [Ber 93a] D.L. Bertsch et al., *Astrophys. J.* **416** (1993) 587
- [Ber 93b] V.S. Berezinsky et al., *Astropart. Phys.* **1** (1993) 281
- [Ber 96] K. Bernlöhr, "TeV Gamma-Ray Astrophysics", eds. H. Völk, F.A. Aharonian, *Space Science Reviews*, **75** (1996) 185
- [BeV 00] E.G. Berezhko, H.J. Völk, *Astrophys. J.* **540** (2000) 923
- [Bir 93] D.J. Bird et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 3401
- [Bla 78] R.D. Blandford et al., *Astrophys. J.* **221** (1978) L29
- [BlE 87] R. Blandford, D. Eichler, *Phys. Rep.* **154** (1987) 1
- [BoK 29] W. Bothe, W. Kohlhörster, *Zeitschrift für Physik* **56** (1929) 751
- [Bor 97a] A. Borione et al., *Phys. Rev.* **D55** (1997) 1714
- [Bor 97b] A. Borione et al., *Astrophys. J.* **481** (1997) 313
- [Bor 98] A. Borione et al., *Astrophys. J.* **493** (1998) 175
- [Boz 01] H. Bozdog et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **465** (2001) 455
- [BrR 98] M. Brendle, U. Raidt, *Nucl. Instr. and Meth. A* **412** (1998) 420
- [Bur 90] T.H. Burnett et al., *Astrophys. J.* **349** (1990) L25

- [Cap 92] J.N. Capdevielle et al., KfK-Report 4998, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Cas 98] C. Caso et al., *The European Physical Journal*, **C3** (1998) 1
- [CaW 95] M.F. Cawley, T.C Weekes, *Experimental Astronomy* **6** (1995) 7
- [Ces 80] C. J. Cesarsky, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **18** (1980) 289
- [CGW 93] J.W. Cronin, K.G. Gibbs, T.C. Weekes, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** (1993) 883
- [Cha 97] M.C. Chantell et al., *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 1805
- [Chi 92] N. Chiba et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **311** (1992) 338
- [ChM 98] J. Chiang, R. Mukherjee, *Astrophys. J.* **496** (1998) 752
- [Coc 60] G. Cocconi, *Proc. Moscow Cosmic Ray Conf., Moscow* **2** (1960) 309 ed. V.I. Zatsepin
- [Cra 66] H. Cramér, *Mathematical Methods of Statistics*, Princeton University Press, 11. printing, (1966)
- [DaL 97] A. Dar, A. Laor, *Astrophys. J.* **478** (1997) L5
- [Dan 81] S. Danaher et al., *Nature* **289** (1981) 568
- [DaR 00] A. Dar, A. de Rujula, arXiv:astro-ph/0005080 (2000)
- [Dol 90] P. Doll et al., KfK-Report 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1990)
- [Dol 95] P. Doll et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **367** (1995) 120
- [Dow 83] J.C. Douthwaite et al., *Astron. Astrophys.* **126** (1983) 1
- [DPM 95] J. Ranft, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 64
- [Dru 83] L.O.C. Drury, *Rep. Prog. Phys.* **46** (1983) 973
- [EGS 85] W.R. Nelson, H. Hiroyama, D.W.O. Rogers, SLAC-report 265, Stanford Linear Accelerator Center (1985)
- [Eng 90] J.J. Engelmann et al., *Astron. Astrophys.* **233** (1990) 96
- [Eng 99] J. Engler et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **427** (1999) 528



- [ErW 00] A.D. Erlykin, A.W. Wolfendale, *Astron. Astrophys.* **356** (2000) L63
- [Faz 68] G.G. Fazio et al., *Astrophys. J.* **154** (1968) L83
- [Faz 72] G.G. Fazio et al., *Astrophys. J.* **175** (1972) L117
- [Feg 94] D.J. Fegan et al., *Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Workshop "Towards a Major Cherenkov Detector"*, Tokio, Universal Academy Press, Inc. (1994) 149
- [Feg 96] D.J. Fegan, *Space Science Reviews* **75** (1996) 137
- [Feg 97] D.J. Fegan, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1013
- [Fer 49] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75** (1949) 1169
- [Feß 97] F. Feßler, FZKA-Report 5971B, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Feu 92] B. Feurer et al., Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992), Interner Bericht, unveröffentlicht
- [Fic 75] C.E. Fichtel et al., *Astrophys. J.* **198** (1975) 163
- [FiL 86] C.E. Fichtel, J. Linsley, *Astrophys. J.* **300** (1986) 474
- [Föl 97] M. Föllner, FZKA-Report 5918, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Gab 92] P. Gabriel, KFK-Report 5012, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Gai 90] T.K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*", Cambridge University Press, Cambridge, 1990
- [GEA 93] CERN Program Library Long Writeups W5013 (1993)
- [Geh 01] N. Gehrels, "*High Energy Gamma-Ray Astronomy*", Int. Symp., Heidelberg, Germany (2000), eds. F.A. Aharonian, H.J. Völk, *American Institute of Physics* **558** (2001) 3
- [GHE 85] H. Fesefeldt, Report PITHA 85/2, RWTH Aachen (1985)
- [GHW 76] J.E. Grindlay, H.F. Helmken, T.C. Weekes, *Astrophys. J.* **209** (1976) 592
- [Gla 99] M.A.K. Glasmacher et al., *Astropart. Phys.* **10** (1999) 291
- [GoS 67] R. Gould, G. Schreder, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1408
- [Got 83] M. Gottwald, *Sterne und Weltraum*, **22** (1983) 466

- [Gra 97] P. Gralawicz et al., *Astron. Astrophys.* **318** (1997) 925
- [Gre 56] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics* **3**, North Holland Publ. (1956)
- [Gre 66] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 748
- [Gri 72] J.E. Grindlay, *Astrophys. J.* **174** (1972) L9
- [Gri 75] J.E. Grindlay, *Phys. Rev.* **D11** (1975) 517
- [Hae 96] R. Haeusler, FZKA-Report 5798B, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Har 79] R.C. Hartmann et al., *Astrophys. J.* **230** (1979) 597
- [Har 99] R.C. Hartmann et al., *Astrophys. J.S.* **123** (1999) 79
- [Hau 96] A. Haungs, FZKA-Report 5845, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [HDP 89] J.N. Capdevielle, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **15** (1989) 909
- [Hec 98] D. Heck et al., FZKA-Report 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [Her 81] W. Hermsen, *Phil. Trans. R. Soc. London A* **301** (1981) 519
- [Hes 12] V. F. Hess, *Phys. Z.* **13** (1912) 1084
- [HeZ 91] Y.D. He, R.Q. Zhu, *Phys. Rev. D* **44** (1991) R2635
- [Hil 72] A.M. Hillas, "Cosmic Rays", Pergamon Press, 1972
- [Hil 85] A.M. Hillas, *Proc. 19<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, La Jolla* **3** (1985) 445
- [Hil 96] A.M. Hillas, "TeV Gamma-Ray Astrophysics", eds. H. Völk, F.A. Aharonian, *Space Science Reviews*, **75** (1996) 17
- [Hun 97] S.D. Hunter et al., *Astrophys. J.* **481** (1997) 205
- [Iva 93] I.V. Ivanenko et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2** (1993) 17
- [JaH 92] O. de Jager, A. Harding, *Astrophys. J.* **396** (1992) 161
- [Jel 66] J. Jelley, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 252
- [Jen 74] D.M. Jennings et al., *Nuovo Cimento* **20B** (1974) 71

- [Kak 91] F. Kakimoto et al., *Proc. 22<sup>nd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Dublin 1* (1991) 412
- [KaK 95] N.N. Kalmykov, G.B. Khristiansen, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **21** (1995) 1279
- [KaN 58] K. Kamata, J. Nishimura, *Prog. Theoret. Phys. Suppl.* **6** (1958) 93
- [Kar 95] A. Karle et al., *Phys. Lett. B* **347** (1995) 161
- [Kel 75] E.M. Kellogg, *Astrophys. J.* **197** (1975) 689
- [KFH 83] D.A. Kniffen, C.E. Fichtel, R.C. Hartmann, *Proc. 18<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Bangalore 1* (1983) 165
- [KHS 96] J. Knapp, D. Heck, G. Schatz, FZKA-Report 5828, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)
- [Kin 97] R.L. Kinzer et al., *Proc. 4<sup>th</sup> Compton Symposium, Williamsburg, Virginia*, eds. C.D. Dermer et al., *American Institute of Physics* **410** (1997) 1577
- [Kla 97] H.O. Klages et al., *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 92
- [KMW 38] W. Kolhörster, I. Matthes, E. Weber, *Naturw.* **26** (1938) 576
- [Kna 97] J. Knapp, FZKA-Report 5970, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Koh 99] A. Kohnle, *Proc. 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Salt Lake City 5* (1999) 239
- [Kon 99] A. Konopelko, *Proc. of the VERITAS workshop, Astropart. Phys.* **11** (1999) 263
- [KrC 62] W.L. Kraushaar, G.W. Clark, *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962) 106
- [Kry 77] G.F. Krymsky, *Dok. Acad. Nauk. USSR* **234** (1977) 1306
- [KuK 59] G.V. Kulikov, G.B. Khristiansen, *Soviet Physics JETP* **35** (1959) 441
- [Lam 77] R.C. Lamb et al., *Astrophys. J.* **212** (1977) 63
- [Lam 82] R.C. Lamb et al., *Nature* **296** (1982) 543
- [LeB 00] S. LeBohec et al., *Astrophys. J.* **539** (2000) 209
- [LEv 83] J. Lloyd-Evans et al., *Nature* **305** (1983) 784

- [Lon 92] M.S. Longair, „*High Energy Astrophysics*“, Cambridge University Press, Vol. 2, Cambridge, 1992
- [May 80] H.A. Mayer-Hasselwander et al., *Ann. New York Acad. Sci.* **336** 9<sup>th</sup> Texas Symp. on Relat. Astrophys., 211 (1980)
- [May 82] H.A. Mayer-Hasselwander et al., *Astron. Astrophys.* **105** (1982) 164
- [Man 98] K. Mannheim, *Science* **279** (1998) 684
- [Mat 91] J. Matthews et al., *Astrophys. J.* **375** (1991) 202
- [Mor 97] M. Mori, *Astrophys. J.* **478** (1997) 225
- [Mor 01] M. Mori, „*High Energy Gamma-Ray Astronomy*“, Int. Symp., Heidelberg, Germany (2000), eds. F.A. Aharonian, H.J. Völk, *American Institute of Physics* **558** (2001) 578
- [Mor 58] P. Morrison, *Nuovo Cimento* **7** (1958) 858
- [Mos 98] I.V. Moskalenko et al., *Astron. Astrophys.* **338** (1998) L75
- [MoS 00] I.V. Moskalenko, A.W. Strong, *Astrophys. & Space Sci.* **272** (2000) 247
- [Mül 81] O. Müller et al., *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **45** (1981) 447
- [Mül 91] D. Müller et al., *Astrophys. J.* **374** (1991) 356
- [Mur 77] S.S. Murray, *Proc. SPIE* **106** (1977) 8
- [MuW 93] P.V. Ramana Murthy, A.W. Wolfendale, *Gamma-Ray Astronomy*, ch 4, 2<sup>nd</sup> Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1993
- [Nag 92] M. Nagano et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18** (1992) 423
- [Nes 79] Yu.I. Neshpor et al., *Astrophys. Space Sci.* **61** (1979) 349
- [NEX 01] H.J. Drescher et al., *Phys. Rep.* **350** (2001) 93
- [Nik 87] S.I. Nikolsky et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **13** (1987) 883
- [Ong 98] R.A. Ong, *Phys. Rep.* **305** (1998) 93
- [PoE 98] M. Pohl, J.A. Esposito, *Astrophys. J.* **507** (1998) 327
- [PoP 97] T.A. Porter, R.J. Protheroe, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** (1997) 1765

- [PoP 99] T.A. Porter, R.J. Protheroe, *Proc. 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Salt Lake City 4* (1999) 306
- [Püh 99] G. Pühlhofer, *Proc. 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Salt Lake City 3* (1999) 492
- [QGS 97] N.N. Kalmykov et al., *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **52B** (1997) 17
- [Rai 97] U. Raidt, FZKA-Report 5917, Forschungszentrum Karlsruhe (1997)
- [Res 96] L.K. Resvanis et al., *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **48** (1996) 425
- [Rey 90] P.T. Reynolds et al., *Proc. 21<sup>st</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Adelaide 2* (1990) 383
- [Rey 93a] P.T. Reynolds et al., *Nucl. Part. Phys.* **19** (1993) 1217
- [Rey 93b] P.T. Reynolds et al., *Astrophys. J.* **404** (1993) 206
- [RSB 93] J. P. Rachen, T. Stanev, P. L. Biermann, *Astron. Astrophys.* **273** (1993) 377
- [Rot 99] M. Roth, FZKA-Report 6262, Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Rya 72] M. Ryan et al., *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 985
- [SaS 83] M. Samorski, W. Stamm, *Astrophys. J.* **268** (1983) L17
- [Sas 99] M. Sasano et al., *Proc. 26<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Salt Lake City 4* (1999) 85
- [Sch 74] E.W. Schpolski, *Atomphysik, Teil II*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1974
- [Sch 92] V. Schönfelder, *Physikalische Blätter* **11** (1992) 919
- [Sch 94] G. Schatz et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20** (1994) 1267
- [Sch 98] D. Schmele, Dissertation, Universität Hamburg, Hamburg 1998
- [Sch 01] G. Schatz, Forschungszentrum Karlsruhe (2001), Interner Bericht, unveröffentlicht
- [ScP 97] G. Schatz, T. Pytlos, Forschungszentrum Karlsruhe (1997), Interner Bericht, unveröffentlicht
- [SIB 92] R.S. Fletcher et al., *Phys. Rev. D* **46** (1992) 5710  
J. Engel et al., *Phys. Rev. D* **50** (1994) 5013

- [SMR 99] A.W. Strong, I.V. Moskalenko, O. Reimer, *Astrophys. Lett. & Comm.* **38** (1999) 445
- [SMR 00] A.W. Strong, I.V. Moskalenko, O. Reimer, *Astrophys. J.* **537** (2000) 763
- [Sok 89] P. Sokolsky, "Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics", Addison-Wesley Publishing Company, INC., 1989
- [Sre 98] P. Sreekumar et al., *Astrophys. J.* **494** (1998) 523
- [SSB 94] G. Sigl, D. N. Schramm, P. Bhattacharjee, *Astropart. Phys.* **2** (1994) 401
- [Sta 95] T. Stanev et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3056
- [Str 00] A.W. Strong et al., *Astrophys. J.* **537** (2000) 763
- [Sug 88] K. Suga et al., *Astrophys. J.* **326** (1988) 1036
- [Swo 95] S.P. Swordy, *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Rome 2* (1995) 697
- [SzP 94] A.P. Szabo, R.J. Protheroe, *Astropart. Phys.* **2** (1994) 375
- [Tan 98a] T. Tanimori et al., *Astrophys. J.* **492** (1998) L33
- [Tan 98b] T. Tanimori et al., *Astrophys. J.* **497** (1998) L25
- [Tes 93] M. Teshima, *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers*, eds. D.A. Leahy et al., *World Scientific* (1993) 257
- [VaM 98] A. Valinia, F.E. Marshall, *Astrophys. J.* **505** (1998) 134
- [VEN 93] K. Werner, *Phys. Rep.* **232** (1993) 87
- [Völ 92] G. Völker, KfK-Report 4983, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1992)
- [Wdo 72] J. Wdowczyk et al., *J. Phys. A: Gen. Phys.* **5** (1972) 1419
- [Web 97] J.H. Weber et al., *Proc. 25<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Durban 6* (1997) 153
- [Web 99] J.H. Weber, FZKA-Report 6339, Forschungszentrum Karlsruhe (1999)
- [Wee 88] T.C. Weekes, *Phys. Rep.* **160** (1988) 1
- [Wee 96] T.C. Weekes et al., *Astron. Astrophys. Suppl.* **120** (1996) C603
- [Wet 96] Y. Wetzell, FZKA-Report 5721, Forschungszentrum Karlsruhe (1996)

- [Yos 95] S. Yoshida et al., *Astropart. Phys.* **3** (1995) 105
- [ZaK 66] G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *JETP Lett.* **4** (1966) 78
- [Zat 93] V.I. Zatsepin et al., *Proc. 23<sup>rd</sup> Int. Cosmic Ray Conference, Calgary* **2** (1993) 13