



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7380

Suche nach Anisotropie in der kosmischen Strahlung mit KASCADE-Grande

M. Stümpert
Institut für Kernphysik

Januar 2008

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7380

Suche nach Anisotropie in der kosmischen
Strahlung mit KASCADE-Grande

Mathias Stümpert

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte
Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2008

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

urn:nbn:de:0005-073806

Suche nach Anisotropie in der kosmischen Strahlung mit KASCADE-Grande

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
von der Fakultät für Physik der Universität (TH)
Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Mathias Stümpert
aus Germersheim

Tag der mündlichen Prüfung: 23.11.2007
Referent: Prof. Dr. J. Blümer
Korreferent: Prof. Dr. G. Quast

Suche nach Anisotropie in der kosmischen Strahlung mit KASCADE-Grande

Einer der Schwerpunkte der Astroteilchenphysik ist die Untersuchung der kosmischen Strahlung. Herkunft, Beschleunigungsmechanismen und Transport sind dabei immer noch weitgehend ungeklärt. Während es auf der theoretischen Seite eine Vielzahl an Modellen gibt, macht vor allem der bei den höchsten Energien extrem kleine Fluss die experimentelle Bestätigung dieser Modelle sehr schwierig. Neben Untersuchungen des Flussspektrums im Allgemeinen und Entfaltungsanalysen im Besonderen, stellen Anisotropiestudien die dritte Säule dar, auf der die meisten dieser Theorien aufsetzen. Im Rahmen des KASCADE-Grande Experiments beschäftigt sich die vorliegende Arbeit sowohl mit klein- als auch mit großskaligen Anisotropien. Der untersuchte Energiebereich liegt dabei zwischen einigen wenigen 10^{16} eV bis hin zu fast 10^{18} eV.

Um mögliche Quellkandidaten direkt zu identifizieren, werden zwei unabhängige Signifikanzanalysen auf den gemessenen Datensatz angewandt. Die erste dieser Analysen wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt und beschäftigt sich mit der Untersuchung eigens erstellter Flusskarten. Die zweite Analyse ist eine bewährte Methode nach Li und Ma und soll als Referenzanalyse dienen. Keines der beiden Verfahren zeigt dabei klare Anzeichen für einen signifikant erhöhten Fluss. Dennoch ergeben sich zumindest für die erste Analyse einige Regionen mit $\sigma \approx 4$, in deren unmittelbarer Umgebung interessante Quellkandidaten zu finden sind.

Zum Thema großskalige Anisotropie werden schließlich drei Methoden zur Untersuchung eines möglichen Dipolmoments durchgeführt. Zwei dieser Methoden sind dabei zweidimensionale Analysen, die den Dipol in Rektaszension und Amplitude beziehungsweise in Deklination und Amplitude charakterisieren. Beide Methoden lassen sich kombinieren, um einen vorhandenen Dipol somit in drei Dimensionen zu rekonstruieren. Die dritte Methode ist eine echte dreidimensionale Dipolrekonstruktion. Die Ergebnisse der beiden resultierenden dreidimensionalen Analysen zeigen dabei gute Übereinstimmung und ergeben Dipolamplituden von etwa $6 \cdot 10^{-2}$ bis hin zu $2 \cdot 10^{-1}$. Eine Umrechnung der so erhaltenen Amplituden auf die Rayleigh-Skala lässt schließlich einen Vergleich dieser Analysen mit den Ergebnissen anderer Experimente zur Rayleigh-Methode zu.

Abschließend gibt eine Winkelkorrelationsanalyse weiteren Aufschluß über räumliche Korrelationen der 1000 höchstenergetischen bei KASCADE-Grande gemessenen Ereignisse. Aus dieser Analyse kann lediglich auf die Quellverteilung rückgeschlossen werden, nicht jedoch auf die Position der Quellen. Das Ergebnis ist dabei mit einer isotropen Quellverteilung im Einklang. Das Funktionsprinzip der Methode wird abschließend an simulierten Punktquellen demonstriert.

Search for Cosmic Ray Anisotropies with KASCADE-Grande

One of the main fields in astroparticle physics is the investigation of cosmic rays. Their origin, acceleration and transport mechanisms are still widely unexplained. Although there are many theoretical models, their experimental confirmation is very difficult due to the extremely small flux of cosmic rays at the highest energies. Besides the investigations of the flux spectrum in general and unfolding analyses in particular, anisotropy studies represent the third pillar which most of these theories are based on. Within the KASCADE-Grande experiment, the presented thesis deals both with small-scale and large-scale anisotropies. The investigated energies thereby reach from some 10^{16} eV up to nearly 10^{18} eV.

In order to directly identify possible sources, two independent significance analyses are applied to the dataset. The first of these analyses was developed within the presented thesis and deals with the investigation of specifically generated flux maps. The second analysis is a common method by Li and Ma that should serve as a reference. None of the both methods indicates clear evidence for a significantly increased flux. Nevertheless at least for the first analysis there are regions with $\sigma \approx 4$ with interesting source candidates in their nearby neighbourhood.

On the subject of large-scale anisotropy three methods for the investigation of a possible dipole moment are performed. Two of these methods are thereby two-dimensional analyses which characterise the dipole in right ascension and amplitude and respectively in declination and amplitude. Both methods can be combined in order to reconstruct a possible dipole in three dimensions. The third method is a real three-dimensional analysis. The results of the two resulting three-dimensional analyses show a good agreement and yield in dipole amplitudes from roughly 6×10^{-2} up to 2×10^{-1} . A conversion of these amplitudes to the Rayleigh-scale results in a comparison of these analyses with results from other experiments concerning the Rayleigh-method.

Finally, an angular correlation analysis gives further information about spatial correlations of the 1000 events of highest energy. From this analysis, one can only deduce the distribution of the sources but not on their true position in the sky. The result is thereby in accordance with an isotropic source distribution. The proof of concept of this method is demonstrated with simulated point-sources.

Inhaltsverzeichnis

1 Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer	1
1.1 Energiespektrum und Elementzusammensetzung	1
1.2 Kosmische Quellen und Beschleunigungsmechanismen	5
1.3 Transport und Propagation	8
1.4 Wechselwirkungen in der Atmosphäre - Ausgedehnte Luftschauer	10
1.5 Isotropie und Anisotropie	13
1.5.1 Kleinräumige Anisotropie	14
1.5.2 Großräumige Anisotropie	15
1.6 Zusammenfassung und Ausblick	17
2 Das KASCADE-Grande Experiment	19
2.1 KASCADE	20
2.1.1 Der Zentraldetektor	20
2.1.2 Der Myonspurdetektor	21
2.1.3 Das KASCADE-Array	22
2.2 KASCADE-Grande	22
2.2.1 Das Grande-Detektorfeld	23
2.2.2 Piccolo	25
3 Datenqualität und Stabilität der Datennahme	27
3.1 Die verwendeten Datensätze	27
3.1.1 Prozessierungskette	27
3.1.2 Rohdaten	29
3.1.3 Prozessierte Daten	29
3.1.4 Simulationsdaten	31
3.2 Status des Detektorfeldes	31
3.3 Künstlich induzierte Ereignisse durch das Synchrotron ANKA	34
3.3.1 Identifikation und Beseitigung der ANKA-induzierten Ereignisse	36
3.3.2 Totzeit bedingte Korrektur	39
3.4 Korrektur meteorologischer Effekte	40
3.5 Rekonstruktionsqualität	45
3.6 Zusammenfassung	47
4 Signifikanzanalysen an Himmelskarten	53
4.1 Koordinatensysteme	54
4.2 Exposure	55
4.2.1 Rektaszensionsunabhängige Exposure	56
4.2.2 Rektaszensionsabhängige Exposure	57
4.2.3 Die Exposure des Grande-Detektorfeldes	59
4.3 Abschätzung der Primärenergie	59
4.4 Signifikanzanalyse an Flusskarten	66

4.4.1	Erstellung von Fluss- und Signifikanzkarten	67
4.4.2	Ergebnisse	68
4.5	Signifikanzanalyse nach Li und Ma	72
4.6	Zusammenfassung	73
5	Suche nach Dipolmomenten	77
5.1	Rayleigh-Analyse	78
5.1.1	Rektaszensionsunabhängiger Formalismus	78
5.1.2	Rektaszensionsabhängiger Formalismus	79
5.1.3	Ergebnisse der Rayleigh-Analyse	80
5.2	Dreidimensionale Dipolrekonstruktion	82
5.2.1	Rekonstruktion über den gesamten Himmel	82
5.2.2	Rekonstruktion über eine begrenzte Himmelsregion	84
5.2.3	Methodische Fehlerbetrachtung	85
5.2.4	Rekonstruktionsergebnisse	87
5.3	Erweiterter Rayleigh-Formalismus	90
5.3.1	Bestimmung der Deklination nach der χ^2 -Methode	90
5.3.2	Ergebnisse der Rayleigh+ χ^2 -Methode	92
5.4	Diskussion der Ergebnisse und Vergleich der vorgestellten Methoden	95
6	Winkelkorrelationsanalyse	99
6.1	Die Winkelkorrelationsfunktion	100
6.2	Der gemessene Datensatz	101
6.3	Isotrope Untergrunddatensätze	102
6.4	Ergebnisse der Winkelkorrelationsanalyse	103
6.4.1	Bestimmung der Untergrundfluktuationen	105
6.4.2	Simulierte Punktquellen	105
6.5	Diskussion der Ergebnisse und Zusammenfassung	107
7	Zusammenfassung und Ausblick	109
A	Ergebnisse der Korrektur meteorologischer Effekte	113
B	Primärenergierrekonstruktion	117
C	Ergebnisse der Signifikanzanalysen	121
C.1	Ergebnisse der Signifikanzanalyse an Flusskarten	121
C.1.1	Tabellarischer Überblick	121
C.1.2	Signifikanzkarten	124
C.2	Ergebnisse der Signifikanzanalyse nach Li und Ma	128
D	Ergebnisse der Dipolsuche	129
D.1	Rayleigh-Analyse	129
D.2	SAP-Methode	130
D.3	χ^2 -Methode	131

1 Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer

Im Rahmen mehrerer Ballonflüge, die ursprünglich der Erforschung der radioaktiven Strahlung aus dem Erdmantel dienen sollten, entdeckte Victor Hess, dass die Intensität der von ihm untersuchten „durchdringenden Strahlung“ als Funktion der Höhe über dem Erdboden nicht wie erwartet abnahm, sondern nahezu konstant blieb und bei Höhen ab etwa 2000 m sogar wieder zunahm [95]. Hess erklärte diesen Sachverhalt folgerichtig mit einer zusätzlichen Quellkomponente außerhalb unserer Atmosphäre. Durch weitere Ballonflüge bei Nacht und während einer Sonnenfinsternis, schloß er schließlich die Sonne als Quelle der von ihm vermessenen Strahlung aus. Die so entdeckte Strahlung mußte also kosmischen Ursprungs sein.

Nach einigen theoretischen Überlegungen war es schließlich Pierre Auger [21], der 1939 erstmals die von der kosmischen Strahlung verursachten ausgedehnten Luftschauer systematisch vermaß. Durch Einsatz mehrerer Teilchenzähler, die er in Abständen von bis zu 300 m aufstellte, wies Auger koinzidente Ereignisse nach. Mit Hilfe von Bleiabsorbern die über den Teilchenzählern positioniert werden konnten, kam er außerdem zu der Vermutung, dass die Koinzidenzen bei großen Abständen von Elektronen herrührten, während die Koinzidenzen bei kleineren Abständen auch von einer weiteren Komponente stammen konnten. Er erfasste somit schon die grobe Struktur eines Luftschauers, der aus einem eng begrenzten hadronischen Kern und einem weit auslaufenden elektromagnetischen Teil besteht.

Das Bild der kosmischen Strahlung hat sich seit damals in vielerlei Hinsicht vervollständigt. So weiß man z. B., dass sich die primäre kosmische Strahlung aus 90% Protonen, 9% Helium, 1% schweren Atomkernen bis hin zum Eisen und einem geringen Anteil (0.1%) Photonen zusammensetzt [24]. Das Flusspektrum erstreckt sich dabei über 12 Dekaden in der Energie bis hin zu einigen (experimentell verifizierten) 10^{20} eV und über 30 Dekaden im Fluß. Daraus ergeben sich direkt neue Fragestellungen, z. B. die Frage nach den Quellen und den Beschleunigungsmechanismen, der Propagation der kosmischen Strahlung durch den interstellaren Raum und schließlich der hochenergetischen Wechselwirkung mit den Atomen und Molekülen unserer Atmosphäre. Diese Fragestellungen und eventuell vorhandene Antworten sollen in diesem Kapitel – quasi von der Quelle bis hin zum Detektor – näher beleuchtet werden.

1.1 Energiespektrum und Elementzusammensetzung

Von großer Bedeutung für das Verständnis der kosmischen Strahlung ist deren Energiespektrum (Abb. 1.1), also der Fluß der im Bereich der Erde gemessenen kosmischen Strahlung in Abhängigkeit von der Energie. Dabei spricht man erst ab ca. 30 GeV/Z von kosmischer Strahlung. Unterhalb dieser Grenzenergie ist die gemessene Strahlung hauptsächlich solarer Ursprungs. Eben diese stellare Strahlung – der Sonnenwind unseres Zentralgestirns –

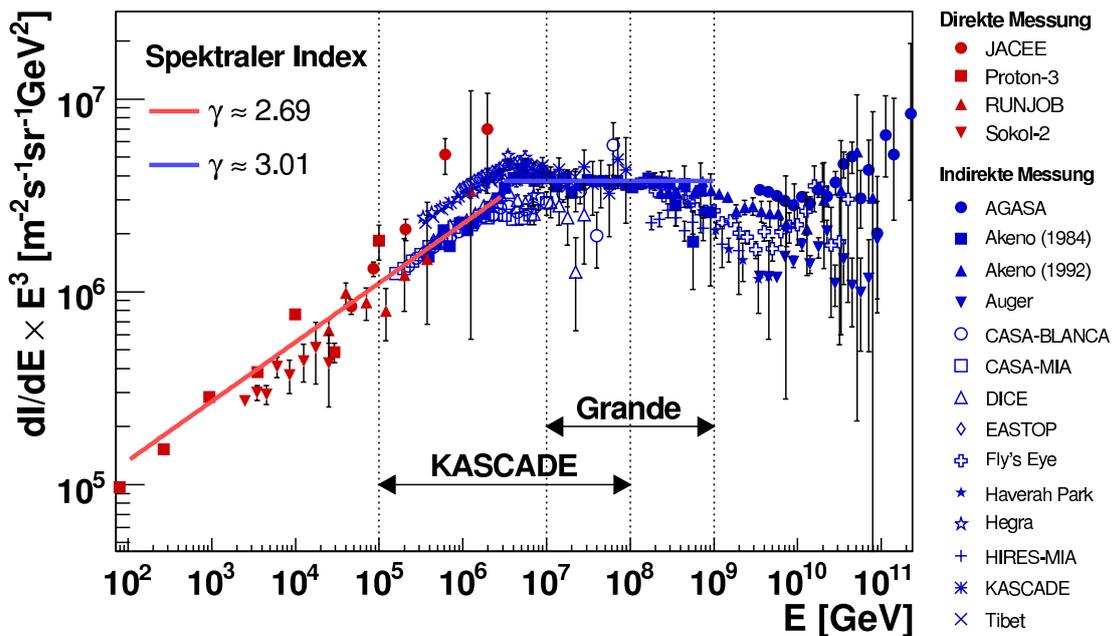


Abb. 1.1: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Der Fluß wurde mit E^3 multipliziert. Die ausgezeichneten Energieintervalle markieren die Meßbereiche des KASCADE- bzw. des Grande-Detektorfeldes. Die Experimente JACEE [154], Proton-3 [6], RUNJOB [18] und Sokol-2 [85] messen direkt die kosmische Primärstrahlung. Bei den restlichen Experimente (AGASA [156], Akeno 1984 [133], Akeno 1992 [134], Auger [72], CASA-BLANCA [73], CASA-MIA [76], DICE [153], EASTOP [5], Fly's Eye [37], Haverah Park [22], Hegra [19], HIRES-MIA [1], KASCADE [17] und Tibet [10]) handelt es sich um bodengestützte Luftschauerexperimente.

ist auch dafür verantwortlich, dass kosmische Strahlung unterhalb der genannten Grenzenergie nicht ungestört bis zur Erde vordringen kann [42]. Bei höheren Energien ab ca. 100 GeV durchfließt die kosmische Strahlung weitgehend ungehindert unser Sonnensystem und läßt sich somit störungsfrei vermessen.

In Abb. 1.1 ist das weitgehend strukturlose Flussspektrum ab einer Energie von etwa 100 GeV bis hin zu den z. Z. höchsten vermessenen Energien dargestellt. Um die wenigen dennoch vorhandenen Strukturen besser sichtbar zu machen, werden die Flussspektren i. A. mit einer Potenz der Energie skaliert dargestellt. In Abb. 1.1 wurde der eingezeichnete Fluß mit E^3 multipliziert. Dieser Fluß läßt sich über weite Bereiche durch ein Potenzgesetz mit dem spektralen Index γ darstellen:

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

Bis zu Energien von etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV besitzt der spektrale Index einen Wert von ca. 2.7. Dies entspricht der roten Gerade in Abb. 1.1. Die abrupte Änderung des Index auf ca. 3 an dieser Stelle wird i. A. als das *Knie* im Spektrum der kosmischen Strahlung bezeichnet. Sie wurde das erste mal 1958 in der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer beobachtet [113]. Die Ursache dieses Abknickens ist dabei immer noch Gegenstand der Forschung und konnte bisher nicht zufriedenstellend geklärt werden [100].

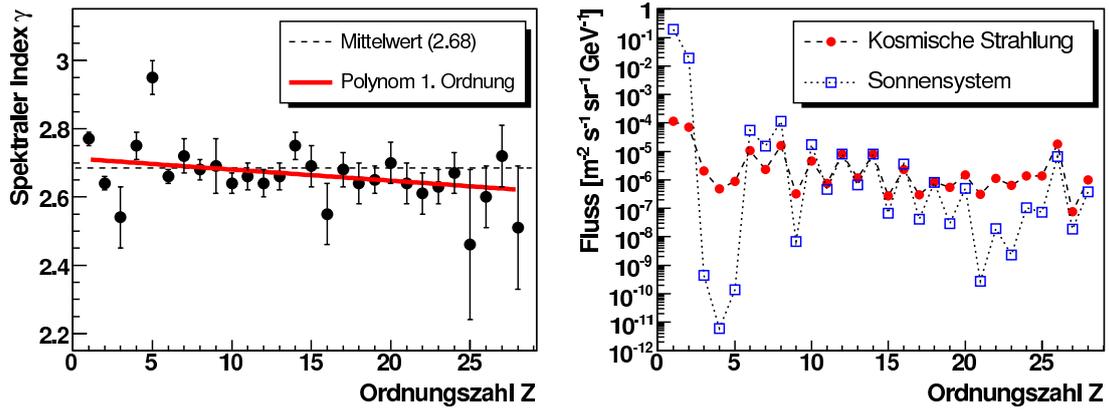


Abb. 1.2: Verteilung der spektralen Indices für die ersten 28 Elemente des Periodensystems aus [164] (linkes Bild). Der Mittelwert aller Indices ergibt sich demnach zu $\bar{\gamma} \approx 2.68$. Rechts ein Vergleich der Elementhäufigkeiten unseres Sonnensystems [123] mit der Komposition der kosmischen Strahlung aus [164]. Die Elementhäufigkeiten wurden dabei so skaliert, dass die Werte für Silizium ($Z = 12$) übereinstimmen.

Modellvorstellungen reichen dabei von einem abrupten Ende möglicher Beschleunigungsmechanismen, bis hin zu einer einzelnen nahen Quelle, die das Spektrum hin zu kleinen Energien verfälschen könnte [65].

Bis zu Energien von ca. $3 \cdot 10^{17}$ eV läßt sich das Spektrum wiederum gut mit dem geänderten spektralen Index beschreiben (blaue Gerade in Abb. 1.1). Danach wird der Abfall nochmals kurzfristig steiler, um ab etwa 10^{19} eV schließlich wieder einen Wert von ~ 2.7 anzunehmen. Dieser Abfall wird dabei oftmals als *zweites Knie* bezeichnet, der erneute Anstieg als *Knöchel*. Auch für diese Phänomene gibt es weitreichende Erklärungsversuche. So wird das zweite Knie z. B. als Abknicken des Eisenspektrums interpretiert. Das erste Knie würde dann durch ein Abknicken des Protonenspektrums verursacht. Für den Bereich dazwischen wäre die chemische Komposition nicht wirklich konstant, sondern entspräche einer Übergangsregion, in der fließend die Einzelspektren ausgeblendet würden. Die Folge davon wäre eine immer schwerer werdende Komposition. Ein solches Verhalten könnte z. B. durch die bei dem dominierenden Beschleunigungsmechanismus erreichbare Maximalenergie bedingt sein (vgl. Kapitel 1.2). Diese skaliert i. A. mit der Ladung des Primärteilchens gemäß

$$E_{\text{max}}^Z = E_{\text{max}}^p \cdot Z. \quad (1.2)$$

Dabei ist E_{max}^p die maximal erreichbare Energie für Protonen und Z die Ladung des beschleunigten Teilchens. E_{max}^p ist dabei ein Charakteristikum des Beschleunigungsmechanismus und kann zu dessen Identifikation beitragen.

Andere Erklärungsversuche beziehen sich auf eine Änderung des Ausströmverhaltens der kosmischen Strahlung aus unserer Galaxis [45] oder auf die Wechselwirkung der kosmischen Protonen mit dem Mikrowellenhintergrund [30]. In jedem Fall vollzieht sich in dem Bereich zwischen zweitem Knie und Knöchel der Transit zwischen galaktischer und extragalaktischer kosmischer Strahlung. Das Wegknicken der Spektren der schwersten Isotope galaktischer Herkunft wird dabei teilweise von dem flacheren Spektrum extragalaktischer Protonen kompensiert [148].

Oberhalb von Energien ab etwa $5 \cdot 10^{19}$ eV wird ein Abbrechen des Spektrums erwar-

tet. Verantwortlich dafür ist der sog. GZK-Cutoff¹, der 1966 unabhängig von zwei Forschergruppen vorhergesagt wurde ([84] und [166]). Danach besitzen die Photonen der 3 K-Hintergrundstrahlung im Ruhesystem der Protonen genug Energie um inelastische Pionproduktion auftreten zu lassen. Dadurch verringert sich die Reichweite der kosmischen Strahlung bei diesen Energien rapide, wodurch keine extragalaktische Komponente mehr erwartet wird. Messungen des AGASA-Experiments [156] weisen allerdings nicht auf einen solchen Abbruch des Spektrums hin (vgl. Abb. 1.1) und auch erste Messungen des Auger-Experiments in Argentinien [72] lassen keinen Abbruch des Spektrums erkennen. Sollte der GZK-Cutoff weiter unbestätigt bleiben, müssten entgegen der Erwartung nahegelegene galaktische Quellen für die höchstenergetischen Bereiche des gezeigten Flusspektrums verantwortlich sein.

Hilfreich für die Suche nach den Beschleunigungsmechanismen und den Ursachen für die energetische Evolution des spektralen Index ist auch die Kenntnis über die Komposition der kosmischen Strahlung, also die relative Häufigkeit eines Elements oder Elementarteilchens als Funktion der Primärenergie. Dazu gibt es einige Untersuchungen für die direkt vermessbaren Bereiche des Spektrums (z. B. [164]) – also bis etwa 10^{15} eV (vgl. Abb. 1.1). In Abb. 1.2 sind die Ergebnisse dieser Untersuchungen für die ersten 28 Elemente des Periodensystems – die mit über 99% [24] den weitaus größten Teil der kosmischen Strahlung ausmachen – den Elementhäufigkeiten unseres Sonnensystems gegenübergestellt. Die solare Elementhäufigkeit wurde dabei derart skaliert, dass die gegenübergestellten Verteilungen für Silizium ($Z = 12$) identisch werden. Bis auf einige Ausnahmen zeigen dabei beide Verteilungen denselben Verlauf. Die dennoch vorhandenen Abweichungen sind dabei hauptsächlich auf Spallation und radioaktiven Zerfall der entsprechenden Isotope während der Propagation der kosmischen Strahlung zurückzuführen [33].

Für die nur indirekt vermessbaren Bereiche des Flusspektrums, wird die Primärteilchenrekonstruktion – und somit die Bestimmung der Komposition – erheblich schwieriger. Eine Möglichkeit dennoch Aussagen über die Elementhäufigkeiten in der hoch- und höchstenergetischen kosmischen Strahlung zu machen, besteht darin, die gemessenen Schauerzahlspektren einer Entfaltungsanalyse zu unterziehen [158]. Primärenergie und Primärteilchen sind dabei eine Funktion des Verhältnisses von Myon- zu Elektronzahl (vgl. Kapitel 1.4). Mit Hilfe der Entfaltungsanalyse lassen sich so Wahrscheinlichkeiten ableiten, bei einem gemessenen Myon- zu Elektronzahl-Verhältnis ein bestimmtes Primärteilchen mit einer bestimmten Primärenergie vorliegen zu haben. In Abb. 1.3 ist das Ergebnis einer solchen Analyse für das KASCADE-Experiment gezeigt. Die Entfaltung wurde dabei für ein festes Myonzahlintervall von logarithmisch 4 bis 4.1 durchgeführt. Dies entspricht grob einer Primärenergie von etwa 10^{15} eV. Dabei wurden die rekonstruierten Häufigkeiten auf 5 Elementgruppen reduziert. Neben dem Wahrscheinlichkeitscharakter der mit dieser Methode gemachten Aussagen, ergeben sich dabei direkt noch zwei weitere Schwierigkeiten. Zum einen unterliegen ausgedehnte Luftschauer extremen Schwankungen in den auf Beobachtungsniveau gemessenen Teilchenzahlen (sog. Schauerfluktuationen, vgl. Kapitel 1.4), zum anderen basieren Entfaltungsanalysen auf Simulationsrechnungen, wodurch die gesamte Analyse extrem modellabhängig wird. Dies zeigt sich direkt in der Gegenüberstellung der Entfaltungsanalysen in Abb. 1.3, die mit den Simulationsmodellen QGSJet und SYBILL durchgeführt wurden. Die resultierenden Einzelspektren weisen z. T. große Diskrepanzen auf.

¹Greisen, Zatsepin und Kuzmin

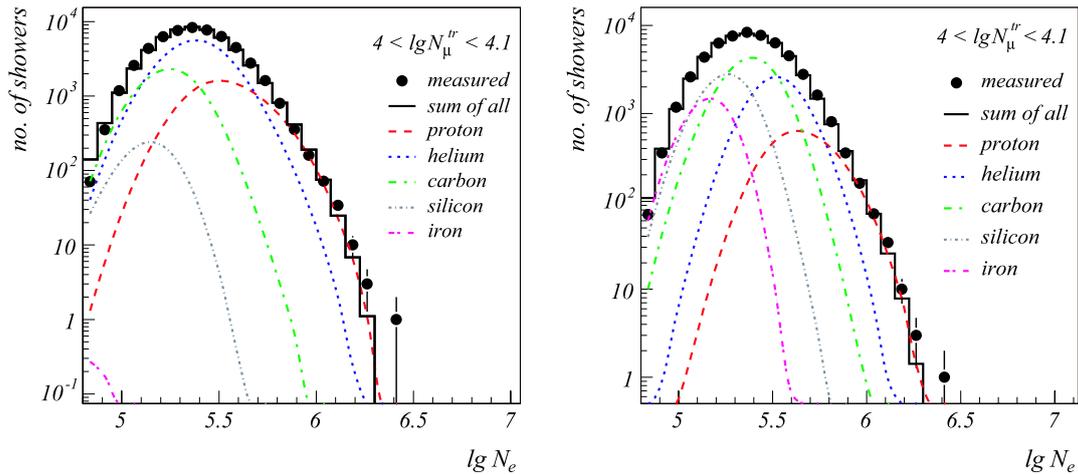


Abb. 1.3: Ergebnisse einer Entfaltungsanalyse zur Bestimmung der Komposition der kosmischen Strahlung aus [17]. Links die Entfaltung unter Verwendung von QGS-Jet, rechts basierend auf SIBYLL. Die beiden Ergebnisse unterscheiden sich dabei erheblich. Dies ist eine Folge der starken Modellabhängigkeit solcher Entfaltungsanalysen. Beide Diagramme wurden für eine Myonzahlintervall von 4-4.1 im Logarithmus erstellt, was grob geschätzt einer Energie von 10^{15} GeV entspricht (vgl. Abb. 4.6).

1.2 Kosmische Quellen und Beschleunigungsmechanismen

Das in Kapitel 1.1 diskutierte Flussspektrum und auch die Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung sind eine direkte Folge der Quellen und Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung. Eine wichtige Forderung an die Beschleunigungsmechanismen ist somit die Reproduktion eines Potenzgesetzes für das Flussspektrum. Wichtigster Vertreter ist dabei die Fermi-Beschleunigung erster Art [69]. Hierbei handelt es sich um einen Mechanismus, der an sich durch das interstellare Medium bewegenden relativistischen Schockfronten auftritt (vgl. Abb. 1.4). Geladene Teilchen können solche Schockfronten durch diffuse Streuprozesse an den sich bewegenden inhomogenen magnetischen Strukturen immer wieder überqueren und gewinnen bei diesem stochastischen Beschleunigungsprozess im Mittel an kinetischer Energie. Die von diesem Prozess erreichten kinetischen Energien hängen von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schockwelle, der Anzahl der Überquerungen und der Verweildauer des beschleunigten Teilchens im magnetischen Einflussbereich der Schockfront ab. Die Maximalenergien sind dabei proportional zur Ladung des entsprechenden Teilchens [110] (vgl. Gl. 1.2) während das Flussspektrum einem Potenzgesetz mit einem spektralen Index von etwa 2 folgt. Die Fermi-Beschleunigung erster Art kann – wenn auch für wesentlich kleiner Energien als für die in dieser Arbeit betrachteten – direkt in der Bugstoßfront der Erde im Sonnenwind beobachtet werden ([62] oder [38]).

Kandidaten für solche Schockfronten gibt es viele. Favorisiert für Energien bis maximal 10^{17} eV [116] werden dabei Supernovae in verschiedenen Szenarien, die zum ersten Mal 1934 als Quellen der kosmischen Strahlung erwogen wurden [23]. Damals hatte man die explodierenden Sterne selbst als Beschleunigungsmechanismus im Verdacht. Bei den heute

1.2. KOSMISCHE QUELLEN UND BESCHLEUNIGUNGSMECHANISMEN

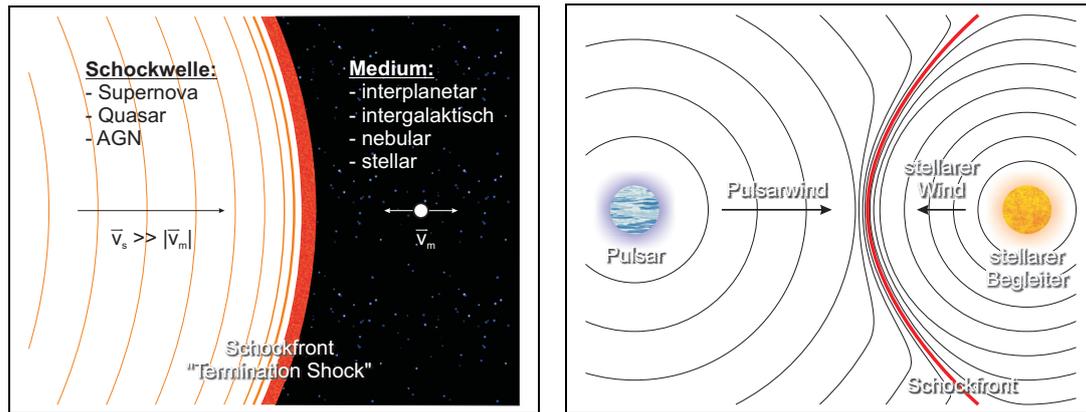


Abb. 1.4: Fermi-Beschleunigung erster Art. Das linke Bild gibt einen groben Überblick über die Phänomenologie der Fermi-Beschleunigung. Die Schockwelle trifft dabei auf ein Medium, das sich entweder auf die Schockfront zu oder von der Schockfront weg bewegen kann. Das rechte Bild zeigt die Fermi-Beschleunigung an einem konkreten Beispiel. Beim Aufeinandertreffen des Pulsarwindes und des Windes eines stellaren Begleiters entsteht eine Schockfront, an der wiederum Fermi-Beschleunigung auftritt.

vermessbaren Energien steht dagegen die Fermi-Beschleunigung erster Art an den Schockfronten der Supernovae-Überreste im Zentrum des Interesses [39]. Die Supernovae selbst stellen dagegen ausgezeichnete Querkandidaten dar. Bei im Mittel drei galaktischen Supernovae pro Jahrhundert – was einem Energieinhalt von etwa $3 \cdot 10^{35} \text{ Js}^{-1}$ entspricht – reicht eine Effizienz von einigen wenigen Prozent aus, um die lokal gemessene Energiedichte der kosmischen Strahlung von etwa 1 eV/cm^3 zu erklären [159]. Daneben lassen sich auch das Knie im Energiespektrum und die Komposition der kosmischen Strahlung – unter der Annahme zufällig zur Schockfront ausgerichteter Magnetfelder – durch Supernovae-Überreste erklären [111].

Eine weitere Variation ist die Beschleunigung in sog. Superbubbles [97]. Dabei handelt es sich um die Vereinigung mehrerer Supernova-Schockfronten zu einer großen räumlichen Zelle. Die Lebensdauer solch einer Zelle ist dabei um etwa das 1000-fache größer als die einer gewöhnlichen Supernova-Schockfront, die Effizienz der Beschleunigung und somit die erreichbare Maximalenergie entsprechend höher. Natürlich müssen sich dazu mehrere dicht beieinander liegende Supernovae in kurzer Zeit ereignen. Dies ist bei Supernovae der Typen Ib/c und II jedoch nicht unüblich, da die entsprechenden Sterne meist in Clustern entstehen und eine recht kurze Lebensdauer aufweisen [128]. Die von Superbubble-Szenarien erreichten Maximalenergien sind mit bis zu 10^{17} eV die höchsten Energien die im Rahmen von Supernovae-basierten Theorien vorausgesagt werden.

Ein anderes Szenario in dem die Fermi-Beschleunigung erster Art auftritt, sind die Schockfronten schnell rotierender Pulsare. Diese Schockfronten entstehen, wenn der relativistische Pulsarwind auf die den Pulsar umgebenden, langsam expandierenden Materiewolken trifft [149]. Hat der Pulsar einen stellaren Begleiter, entsteht ebenfalls eine Schockfront durch das Auftreffen des Pulsarwindes auf den stellaren Wind des Begleiters (vgl. Abb. 1.4, rechtes Bild). Nach [89] können bei einem Pulsar mit einer Periodendauer von 10 ms und einem magnetischen Feld von 10^{12} G die beschleunigten Teilchen kinetische Energien von mehr als 10^{17} eV annehmen. Weitere Kandidaten für die Beschleunigung an

Schockfronten sind offene Sternhaufen, die Sterne mit besonders schnellen stellaren Winden beherbergen [126], die Stoßwelle des galaktischen Winds [103], stellare Winde [46] und aktive Galaxienkerne [35](AGNs). Letztere sind dabei in der Lage, Protonen bis zu Energien von knapp 10^{19} eV zu beschleunigen – bei einer nahen besonders starken Quelle [141] sogar darüber hinaus [137].

Neben der Fermi-Beschleunigung erster Art, wird auch die Fermi-Beschleunigung zweiter Art als möglicher Beschleunigungsmechanismus für die kosmische Strahlung diskutiert. Dabei handelt es sich um einen Prozess, bei dem geladene Teilchen an turbulenten magnetischen Feldern gestreut werden und dabei kinetische Energie gewinnen. Solche turbulenten Felder existieren als lokale Überlagerungen des galaktischen magnetischen Feldes (vgl. Kapitel 1.5) in der gesamten Milchstrasse. Folglich gewinnen geladene Teilchen schon bei ihrer Ausbreitung im interstellaren Medium an kinetischer Energie [146]. Im Rahmen der hochenergetischen kosmischen Strahlung werden dabei meist die sog. „Diffusive Reacceleration Models“ diskutiert [93], bei denen die Primärbeschleunigung der Teilchen an deren Quellen (z. B. Supernovae) stattfindet. Dieser Prozess ist nicht mit der sog. „Distributed Reacceleration“ (DRAC) zu verwechseln, bei denen die bereits vorbeschleunigten Teilchen nochmals in schwachen Schockfronten, wie sie z. B. in Supernova-Überresten auftreten können, beschleunigt werden [118]. Bei beiden „Reacceleration“-Modellen, ist die tatsächlich erreichbare kinetische Energie eine statistische Größe, die dabei hauptsächlich von der Art der Primärbeschleunigung abhängt. Bei den DRAC-Modellen hängt die erreichbare Energie dabei noch von der mittleren Zahl an sekundären Beschleunigungsprozessen ab. Diese ist direkt korreliert mit der Verteilung der potentiellen Beschleunigungskandidaten in der Galaxis.

Neben den bisher diskutierten auf magnetischen Feldern beruhenden Beschleunigungsmechanismen, ist die direkte Beschleunigung in starken elektrischen Feldern eine weitere in der Fachliteratur diskutierte Variante, die die kosmischen Strahlung bis 10^{20} eV zu erklären versucht. Solche Felder entstehen dabei u. A. durch Induktion in weißen Zwergsternen, die durch Akkretion die Chandrasekhar-Masse erreichen und dabei nicht als Supernova explodieren, sondern direkt zu einem Neutronenstern kollabieren [56]. Eine andere Quelle solcher Felder sind die Polkappen schnell rotierender Pulsare [78], die wie ein unipolarer Induktor wirken. Nach einem sehr ähnlichen Prinzip können auch AGNs oder Quasare solche Felder erzeugen [137]. Die so erreichten kinetischen Energien reichen in manchen Modellen bis zu 10^{20} eV. Für weit kleiner Energien bis zu einigen 1000 GeV, finden neuerdings auch die sog. Mikroquasare Beachtung [94]. Dabei handelt es sich um Röntgendoppelsterne mit einem Neutronenstern oder einem schwarzen Loch als Begleiter. Diese bilden an ihren Polen – ähnlich wie AGNs oder Quasare – Jets aus, in denen Materie relativistisch beschleunigt wird. Außerdem enden diese Jets in einer Schockfront, in der schließlich wieder Fermi-Beschleunigung stattfinden kann.

Alle bisher besprochenen Beschleunigungsmechanismen gehören zu den sog. *Bottom-Up*-Szenarien, d. h. die entsprechenden Teilchen der kosmischen Strahlung entstehen mit wenig kinetischer Energie und werden anschließend auf sehr hohe Energien beschleunigt. Diese Modelle haben meist Probleme die höchsten gemessenen Ereignisse über 10^{20} eV befriedigend zu erklären. Im Gegensatz dazu postulieren die *Top-Down*-Modelle Prozesse, bei denen bereits sehr hochenergetische Teilchen als Zerfallsprodukte hypothetischer superschwerer Teilchen entstehen [147]. Solche Zerfälle könnten dabei z. B. aus topologischen Defekten wie z. B. kosmischen Strings oder magnetischen Monopolen resultieren [32]. Eine andere Möglichkeit wäre die Existenz langlebiger superschwerer Teilchen. Kandidaten dafür liefert die Supersymmetrie z. B. in Form der sog. *Wimpzillas* [115]. Diese *Top-*

1.3. TRANSPORT UND PROPAGATION

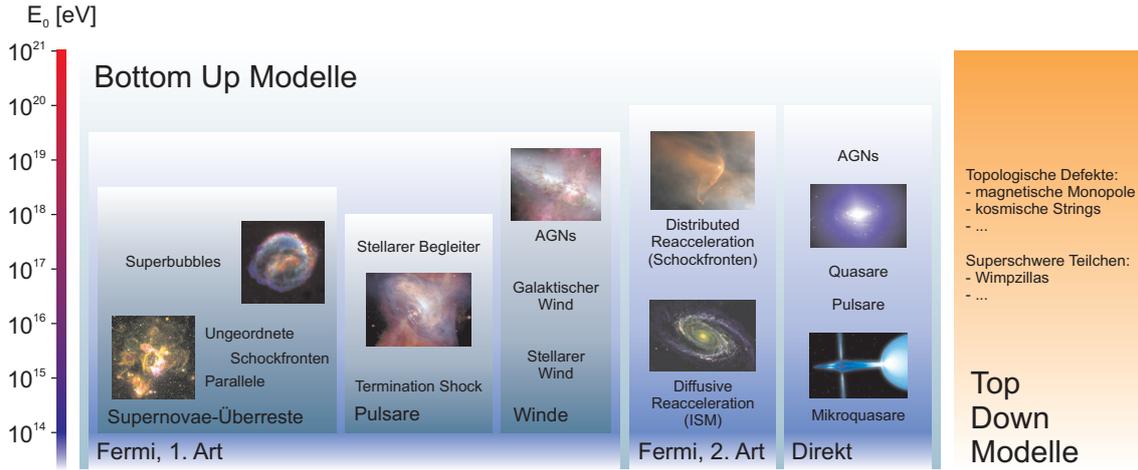


Abb. 1.5: Qualitative Übersicht über die in der Literatur am häufigsten diskutierten Beschleunigungsmechanismen.

Down-Szenarien sind dabei wohl in der Lage die höchstenergetische kosmische Strahlung zu erklären. Allerdings sind sie momentan auch noch so spekulativ wie unbewiesen.

Abb. 1.5 gibt einen schematischen Überblick über die in der Literatur am häufigsten diskutierten Beschleunigungsmechanismen.

1.3 Transport und Propagation

Auf dem Weg von der Quelle zum Detektor verändert sich sowohl das Spektrum als auch die Komposition der kosmischen Strahlung (vgl. Abb. 1.6). Der gemessene spektrale Index resultiert demzufolge aus einer Kombination des Beschleunigungsvorgangs mit der anschließenden Propagation der Strahlung durch die interstellare Materie. So ergeben sich für viele Beschleunigungsmechanismen spektrale Indices um 2.1, während der gemessene Index bei etwa 2.7 liegt. Der Vergleich der gemessenen Komposition mit der solaren Elementhäufigkeit (vgl. Abb. 1.2) legt außerdem nahe, dass sich die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung auf ihrem Weg durch die Galaxis ändert. Aus dem Verhältnis bei Spallationsprozessen produzierter radioaktiver und stabiler Isotope, lässt sich das Alter der gemessenen Strahlung ableiten. Bei Energien um 1 GeV ergibt sich dabei ein Alter von $\sim 3 \cdot 10^7$ Jahren [34].

Nach [74] lässt sich der Transport der kosmischen Strahlung vereinfacht durch folgende Formel darstellen:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i(E, x)}{dx} &= \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{dE}{dx} \Big|_i N_i \right) - \\ &- \frac{N_0}{A} \sigma_i N_i + \sum_{j \neq i} \frac{N_0}{A} \sigma_{ij} N_j - \\ &- \frac{N_i}{\gamma \beta c n A T_i} + \sum_{j \neq i} \frac{N_j}{\gamma \beta c n A T_{ij}} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Dabei ist $N_i(E, x)$ die Anzahldichte der i -ten Spezies bei einer Energie E und einer durchquerten Materiemenge x [g cm^{-2}]. Der erste Term nach dem Gleichheitszeichen beschreibt

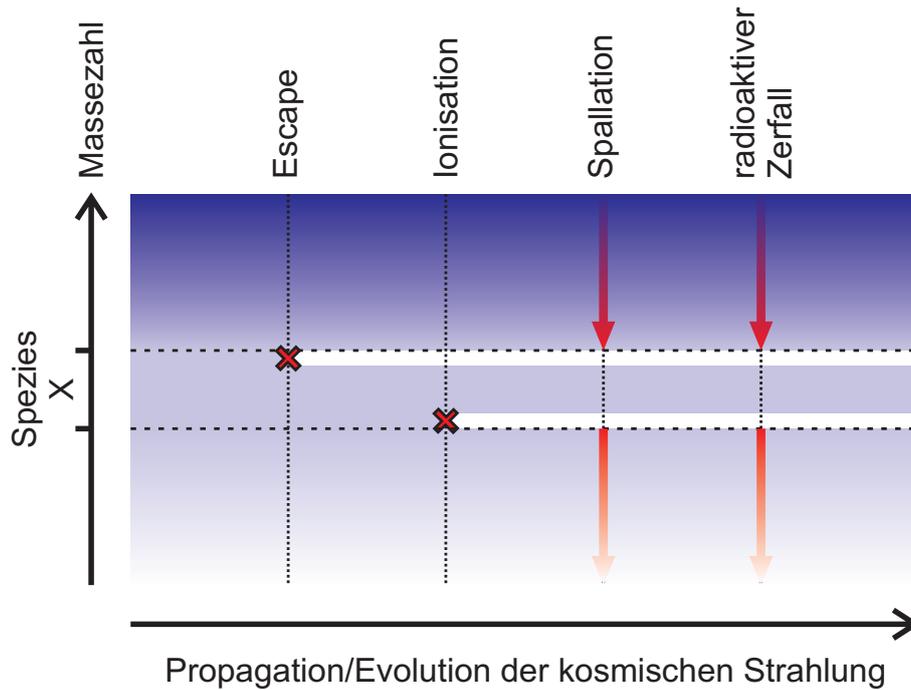


Abb. 1.6: Schematische Darstellung zur Propagation der kosmischen Strahlung im interstellaren Medium. Die Abszisse zeigt die Evolution einer exemplarischen Spezies von der Quelle bis zum Detektor, ist jedoch nicht mit einer Zeit- oder Ortsachse zu verwechseln.

die Energieverluste durch Ionisation der interstellaren Materie. Der zweite und der dritte Term sind die Spallationsterme. Da bei Spallation eine Spezies vernichtet, dafür aber zwei leichtere Spezies erzeugt werden, ist der erste der beiden Terme (der „Vernichtungsterm“) negativ während der zweite (der „Produktionsterm“) positiv ist. Die Parameter σ_i und σ_{ij} sind dabei der Wirkungsquerschnitt für die Vernichtung der Spezies i und der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Spezies i aus Vernichtungen der Spezies j . Die beiden letzten Terme der Gl. 1.3 beziehen sich schließlich auf den radioaktiven Zerfall. Auch dieser vernichtet eine Spezies zu Gunsten einer anderen Spezies. Dementsprechend finden sich auch hier zwei Terme mit unterschiedlichem Vorzeichen. Die Parameter T_i und T_{ij} sind dabei die Halbwertszeit der Spezies i und die Halbwertszeit für die Produktion der Spezies i aus Spezies j . Die restlichen Parameter sind das mittlere Atomgewicht der interstellaren Materie \bar{A} , deren Teilchendichte n , der Lorentzfaktor γ und die Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit β .

Durch Gl. 1.3 nicht berücksichtigte Effekte sind u. A. Diffusion und Konvektion, die beide auf Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit dem galaktischen magnetischen Feld beruhen. Sie bestimmen z. B. die mittlere Verweildauer eines Teilchens in der Galaxis, welche ein wichtiger Parameter der sog. *Leaky Box*-Modelle [118] ist. Das galaktische magnetische Feld besteht dabei aus einer regulären und einer turbulenten Komponente. Aus Beobachtungen unserer eigenen und auch vieler anderer Galaxien [25] stellt sich heraus, dass sich die reguläre Komponente in der galaktischen Ebene durch spiralförmige Modelle mit entweder 2π -Symmetrie (ASS-Modelle, achsensymmetrisch) oder π -Symmetrie (BSS-Modelle, Bi-symmetrisch) sehr gut beschreiben lässt. Diese Modelle finden ihre Erweiterung

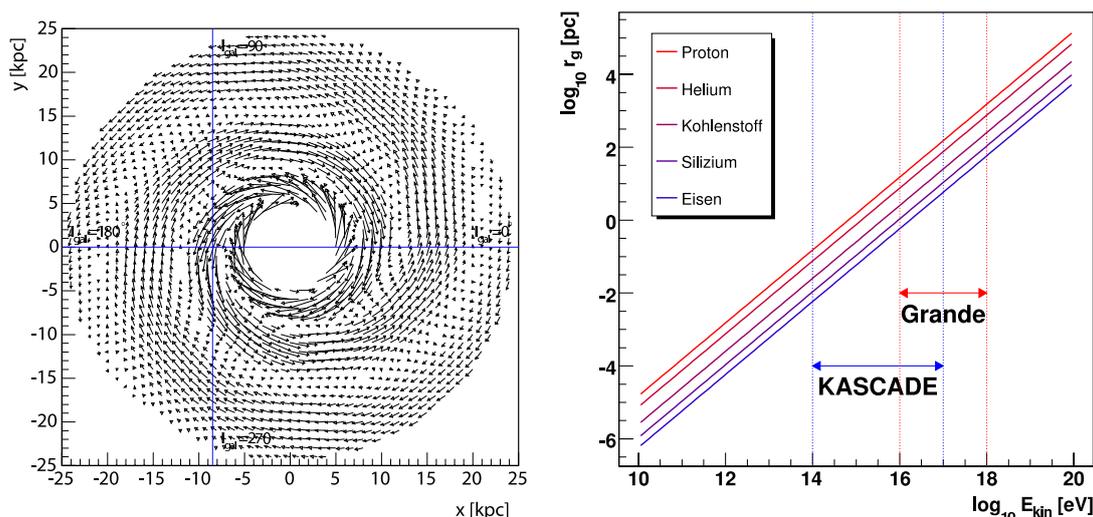


Abb. 1.7: Berechnung der regulären Komponente des galaktischen magnetischen Feldes nach dem BSS-Modell (linkes Bild). Die angenommene mittlere Feldstärke betrug hierbei $1.4 \mu\text{G}$. Das blaue Kreuz bezeichnet die Position der Erde. Das rechte Bild zeigt die Gyroradien von fünf ausgewählten Vertretern des Periodensystems in einem regulären Magnetfeld der angenommenen Feldstärke. Ab einigen 10^{18} eV werden die Gyroradien so groß, dass die kosmische Strahlung aus der Galaxis diffundiert.

in die dritte Dimension dann meist durch Felder mit gerader (A-Typ) oder ungerader (S-Typ) Parität, was einem Dipol- bzw. einem Quadrupolfeld entspricht [152]. Im linken Bild von Abb. 1.7 wurde die reguläre Komponente mit Parametern aus [140] nach dem BSS-Modell berechnet. Die dabei angenommene mittlere Feldstärke betrug $1.4 \mu\text{G}$. Im rechten Teil von Abb. 1.7 wurden schließlich die Gyroradien für 5 verschiedene (jeweils vollständig ionisierte) Elemente in Abhängigkeit von der kinetischen Energie berechnet. Man sieht leicht, dass die Radien um 10^{18} eV so groß werden, dass die Teilchen aus der Galaxis (Durchmesser etwa 100.000 pc) entweichen können. Dies entspricht in etwa der Energie, bei der man den Transit von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung erwartet. Außerdem sollten oberhalb dieser Energien verstärkt Hinweise auf Anisotropien in der Ankunftsrichtungsverteilung der gemessenen Strahlung auftreten. Näheres dazu wird in Kapitel 1.5 diskutiert.

1.4 Wechselwirkungen in der Atmosphäre - Ausgedehnte Luftschauer

Wenn die Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Atmosphäre der Erde treffen, reagieren sie mit den Atomkernen der Luftmoleküle und erzeugen dabei einen Schauer von Sekundärteilchen. Diese Sekundärteilchen bewegen sich dann ihrerseits durch die Atmosphäre und können wiederum Kernreaktionen verursachen. So entsteht eine Kaskade von Teilchen – ein sog. ausgedehnter Luftschauer [21] – die sich in der Atmosphäre fortpflanzt. Dieser Prozess setzt sich fort, bis die entstehenden Sekundärteilchen nicht mehr genügend Energie besitzen um weitere Kernreaktionen auszulösen. Nach diesem Schauermaximum

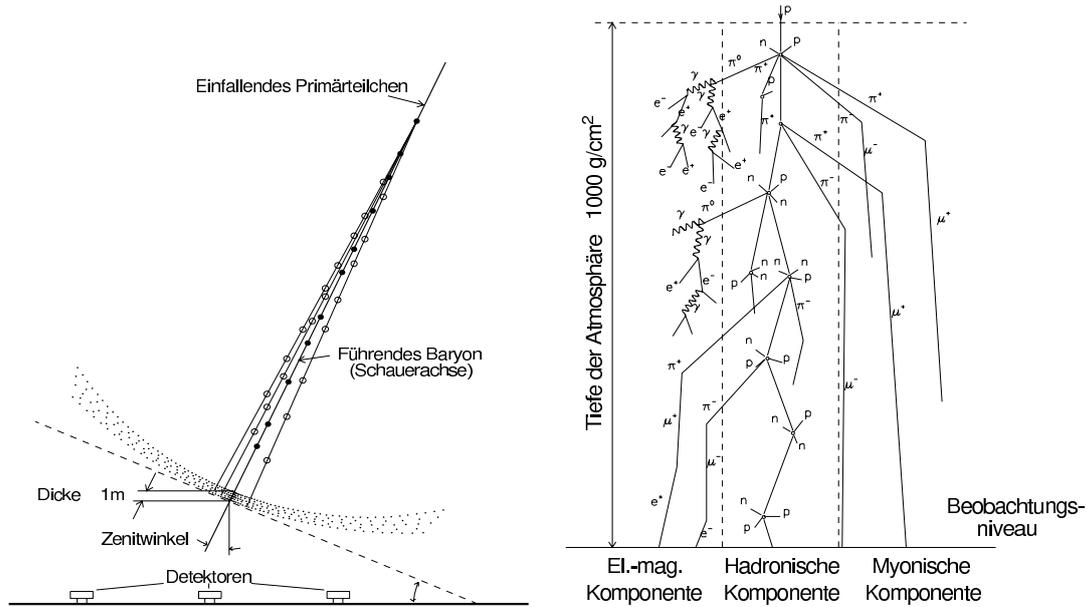


Abb. 1.8: Entwicklung ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre vom Ort der ersten Wechselwirkung bis zum Detektor (linkes Bild). Der eigentliche Teilchenschauer lässt sich dabei in drei Subkomponenten unterteilen, die elektromagnetische, die myonische und die hadronische Komponente (rechtes Bild).

nimmt die Zahl der im Schauer enthaltenen Teilchen näherungsweise exponentiell ab und der Schauer stirbt aus.

Der Ort der ersten Wechselwirkung des Primärteilchens hängt dabei stark von der Art des Teilchens und dessen kinetischer Energie bzw. dessen Wechselwirkungslänge ab. Für Protonen mit einer Energie von 10^{15} eV beträgt diese etwa 65 g cm^{-2} , für Eisenkerne etwa 16 g cm^{-2} [158]. Diese Wechselwirkungslängen sind die Folge der entsprechenden Wirkungsquerschnitte der Teilchen in der Atmosphäre. Die Kernreaktionen – und somit auch die Orte der Wechselwirkung – sind dabei statistische Prozesse und sind als solche starken Fluktuationen unterworfen. Der Ort der ersten Wechselwirkung schwankt somit i. A. zwischen 10 und 40 km Höhe ü. N. N..

Die Transversalimpulse der Schauerteilchen sind mit ca. 500 MeV c^{-1} vergleichsweise klein gegenüber den Longitudinalimpulsen. Deswegen trifft ein ausgedehnter Luftschauer als relativ enges Teilchenbündel auf Beobachtungsniveau auf (vgl. Abb. 1.8, linkes Bild). Abhängig von der Primärenergie erreicht die laterale Ausdehnung eines Schauers Werte zwischen 10 und 1000 m. Die Dicke der Schauerscheibe hingegen beschränkt sich meist auf wenige Meter. In erster Näherung kann die Schauerfront somit als ebene Scheibe angesehen werden, wodurch die Rekonstruktion der Schauerachse aus den Ankunftszeiten der Teilchen in den Detektoren erleichtert wird. In zweiter Näherung kommen oft sphärische oder hyperbolische Näherungen zum Einsatz.

Die Entwicklung eines Luftschauers in der Atmosphäre lässt sich am besten durch eine Betrachtung der entstehenden Subschauer verstehen (vgl. Abb. 1.8, rechtes Bild). Reagiert das Primärteilchen mit den Atomkernen der Atmosphäre, entstehen dabei hauptsächlich sekundäre Hadronen, wie z. B. Pionen, Kaonen und andere Mesonen in geladener und neutraler Form. Aus diesen Sekundärprodukten bilden sich dann die drei Komponenten

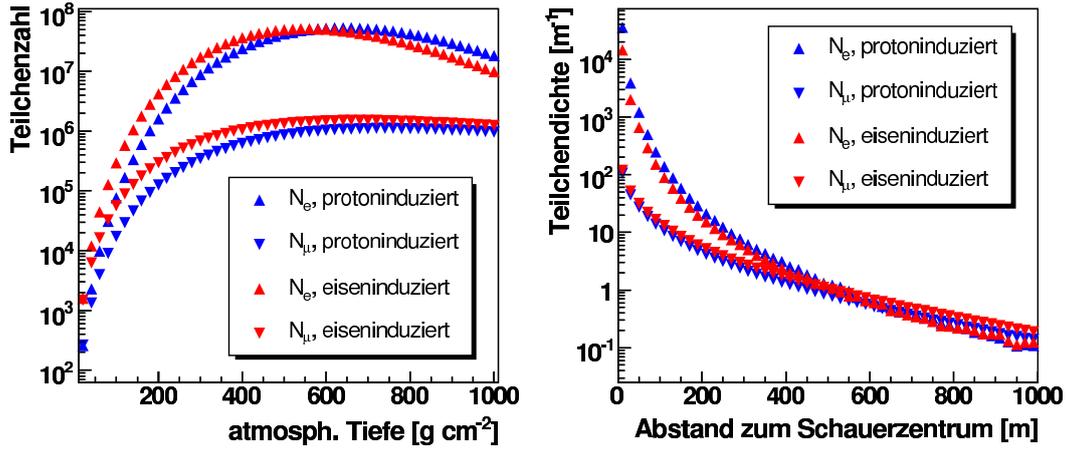


Abb. 1.9: Mittlere Longitudinal- (links) und Lateralverteilungen (rechts) von Elektronen und Myonen in proton- bzw. eiseninduzierten Luftschauern über ein Zenitwinkelintervall von 0° bis 18° und bei einer Primärenergie von 10^{17} eV. Dabei wurde jeweils über 100 Schauer gemittelt.

eines Luftschauers aus.

Elektromagnetische Komponente

Die elektromagnetische Komponente umfasst alle Elektronen, Positronen und Photonen und wird dabei im Wesentlichen von neutralen Pionen induziert. Diese zerstrahlen mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 90% in zwei Photonen (Gl. 1.4). Ein zweiter mit 1.2% untergeordneter Zerfallskanal der die elektromagnetische Subkaskade speist, ist die Elektron-Positron-Produktion (Gl. 1.5). Anschließend ist die elektromagnetische Komponente über die Paar-Produktion (Gl. 1.6) und die Bremsstrahlung (Gl. 1.7) weitgehend selbsterhaltend.

$$\pi_0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (1.4)$$

$$\pi_0 \longrightarrow e^+ + e^- + \gamma \quad (1.5)$$

$$\gamma \longrightarrow e^+ + e^- \quad (1.6)$$

$$e^\pm \longrightarrow e^\pm + \gamma \quad (1.7)$$

Die Teilchen der elektromagnetischen Subkaskade machen mit etwa 90% den Löwenanteil eines ausgedehnten Luftschauers aus. Die Teilchenzahl bzw. das longitudinale Schauerprofil (vgl. Abb. 1.9, linkes Bild) lässt sich dabei in recht guter Näherung durch Gl. 1.8 beschreiben [82]. Dabei sind t die atmosphärische Tiefe und s das sog. Schaueralter.

$$N_e(E_0, t) = \frac{0.31}{\sqrt{\beta}} \cdot \exp \left\{ t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right\} \quad (1.8)$$

$$\text{mit } t = \frac{X}{X_0}, \quad \beta = \ln \frac{E_0}{E_k}, \quad s = \frac{3t}{t + 2\beta}$$

Die laterale Verteilungsfunktion der elektromagnetische Komponente (vgl. Abb. 1.9, rechtes Bild) wird meist durch die NKG²-Funktion nach Gl. 1.9 beschrieben ([106] und [83]). Für eine weiterführende Diskussion dieser beiden Verteilungsfunktionen sei auf die zitierten oder eine der zahlreichen anderen Quellen (z. B. [158]) verwiesen.

$$\rho_e(r) = C(s) \frac{N_e}{2\pi r^2} \left(\frac{r}{r_m} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m} \right)^{s-4.5} \quad (1.9)$$

$$\text{mit } C(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - s)}$$

Myonische Komponente

Die myonische Komponente ausgedehnter Luftschauer umfasst alle Myonen und wird induziert durch den Zerfall geladener Mesonen (Gl. 1.10 und Gl. 1.11). Dabei handelt es sich hauptsächlich um Pionen und Kaonen. Die Anzahl der auf Beobachtungsniveau gemessenen Myonen hängt dabei weniger stark von der Art des Primärteilchens ab als dies bei der elektromagnetischen Komponente der Fall ist. Außerdem zeigt die Longitudinalverteilung (vgl. Abb. 1.9, linkes Bild) einen wesentlich schwächeren Abfall nach dem Erreichen des Maximums. Dementsprechend sind die Fluktuationen in der Myonenzahl auf Beobachtungsniveau intrinsisch schwächer ausgeprägt als die der Elektronenzahl. Die Myonenzahl eignet sich daher recht gut als grober Schätzwert für die Primärenergie eines Luftschauers.



Hadronische Komponente

Die Baryonen und Mesonen eines ausgedehnten Luftschauers bilden dessen hadronische Komponente. Diese ist dabei für den Energietransport innerhalb des Schauers verantwortlich. Außerdem erzeugt und nährt sie die beiden anderen Komponenten über die in Gl. 1.4, Gl. 1.5, Gl. 1.10 und Gl. 1.11 beschriebenen Reaktionen. Die laterale Ausdehnung der hadronischen Komponente ist dabei eng begrenzt und nimmt selten Werte über 20 m an. Man spricht deswegen auch oft von dem hadronischen Schauerkerneln.

1.5 Isotropie und Anisotropie

Die räumliche Verteilung der gemessenen Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung – in dem für diese Arbeit relevanten Energiebereich – erweist sich als erstaunlich isotrop. Verantwortlich dafür zeichnet in erster Linie die Wechselwirkung der elektrisch geladenen Teilchen mit den interstellaren Magnetfeldern. Diese geladenen Teilchen machen dabei immerhin einen Anteil von $\sim 99.9\%$ an der gesamten kosmischen Strahlung aus. Nach Abb. 1.7 bewegen sich die Gyroradien dieser Teilchen bei einer angenommenen Feldstärke von $1.4 \mu\text{G}$ zwischen 10^{-1} und 10^6 Parsec. Die hier verwendete Feldstärke stellt dabei eine untere Grenze der tatsächlichen Feldstärke der regulären Komponente des galaktischen Magnetfelds dar. Oftmals findet man in der entsprechenden Literatur auch Feldstärken

²Nishimura, Kamata, Greisen

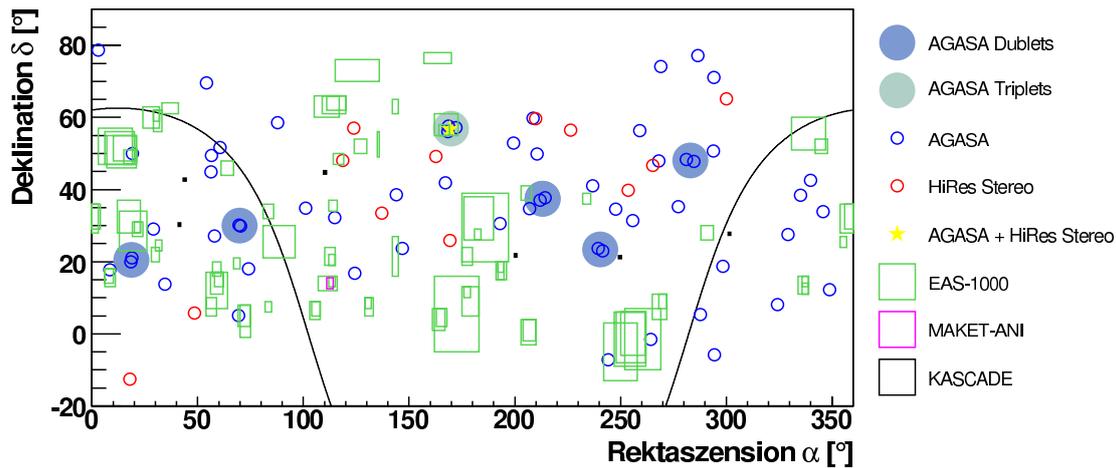


Abb. 1.10: Zusammenstellung einiger ausgewählter Analysen zur kleinräumigen Anisotropie. Eingezeichnet sind dabei sowohl einzelne höchstenergetische Ereignisse der AGASA- [91] und HiRes-Experimente [79] mit den daraus resultierenden Duplets und Triplets als auch die Ergebnisse einer Signifikanzanalyse im Rahmen des EAS-1000 Experiments [114]. Außerdem zeigt das Bild die Analyse nach [50] bzgl. des Monogem-Rings und die kombinierte Analyse der AGASA- und HiRes-Datensätze [67]. Zusätzlich wurden die 6 Regionen höchster Signifikanz wie sie im Rahmen einer Li/Ma-Analyse bei KASCADE gefunden wurden eingezeichnet [124]. Die eingezeichnete durchgezogene Linie stellt die galaktische Ebene dar.

die über diesem Wert liegen (z. B. $6 \mu\text{G}$ in [140] oder $3 \mu\text{G}$ in [138]). Hinzu kommt die irreguläre Komponente des galaktischen magnetischen Feldes, die lokal Werte annehmen kann, die z. T. weit über den genannten Mittelwerten liegen. Somit wird klar, dass die primäre Richtungsinformation der kosmischen Strahlung auf ihrem Weg durch die Galaxie praktisch vollständig verloren geht.

Mögliche Anisotropien wären im Rahmen diverser Szenarien dennoch denkbar. Hier unterscheidet man grob zwischen kleinräumiger und großräumiger Anisotropie. Diese Bezeichnungen beziehen sich dabei auf die Skalengröße auf der die entsprechenden Effekte erwartet werden. Die Grenzen zwischen diesen beiden Kategorien sind fließend und somit nicht genau definiert. Im Folgenden soll ein Überblick über die entsprechenden Theorien und vorhandene Analysen gegeben werden.

1.5.1 Kleinräumige Anisotropie

Mögliche Szenarien für kleinräumige Anisotropien beziehen sich meist auf entweder sehr nahe oder sehr starke Punktquellen oder begrenzte Quellregionen. Nahe Punktquellen wären z. B. in Form von recht jungen Supernovae denkbar [64]. In [66] wird der Monogem Supernova-Überrest als eine solche Quelle diskutiert. Mit einem Abstand von ca. 288 pc sollte dieser eine Anisotropie auf einer Skala von etwa 20° verursachen. Das MAKET-ANI Experiment findet im Rahmen einer Signifikanzanalyse dabei ein 6σ -Signal in einem $3^\circ \times 3^\circ$ Winkelbereich [50] in Richtung des Monogem-Rings. Eine Erklärung für dieses räumlich eng begrenzte Signal könnte der mit dem Supernova-Überrest korrespondierende Pulsar PSR B0656+14 liefern. Andere Untersuchungen dieser Himmelsregion zeigen

dagegen keine signifikante Erhöhung des Flusses [12]. Inzwischen wurden die Ergebnisse des MAKET-ANI Experiments zurückgenommen, was zeigt, wie schwierig sich solche Signifikanzanalysen erweisen und wie kritisch entsprechende Ergebnisse interpretiert werden müssen.

In [114] werden mit Hilfe eines iterativen Verfahrens Himmelsregionen variabler Größe mit Exzessen in dem jeweils gemessenen Fluss gesucht. Diese Himmelsregionen werden schließlich mit einer Reihe weiterer Quellkandidaten auf Koinzidenzen hin untersucht. Darunter befinden sich weitere Supernova-Überreste, wie z. B. der Krebsnebel oder Cassiopeia A, Pulsare, offene Sternhaufen und sogar Regionen mit angereichertem ionisiertem Wasserstoff. Dabei werden durchaus Regionen mit signifikant erhöhten Flusswerten gefunden und diese Regionen schließlich mit einigen der oben genannten Objekte in Beziehung gesetzt. Ein Problem dieser Analyse sind jedoch die oftmals recht großen Zellgrößen, die eine eindeutige Identifikation eines Quellobjekts nicht zulassen.

Weitere Quellkandidaten, die im Rahmen der vorher genannten Analyse diskutiert werden, sind extragalaktischen Ursprungs. Darunter befinden sich nahe gelegene Galaxien wie z. B. M33, AGNs oder interagierende Galaxien mit $z < 0.01$. Das AGASA Experiment findet in seinen höchstenergetischen Ereignissen ($E_0 > 4 \times 10^{19}$ eV) sowohl Duplets als auch Triplets die möglicherweise ebenfalls auf solche extragalaktischen Quellen hinweisen [155]. Die Wahrscheinlichkeit ein solches Triplet mit einer Winkelseparation von $\sim 2.5^\circ$ aus einer isotropen Verteilung der Ankunftsrichtungen zu erhalten wird dabei mit etwa 1% angegeben. Eine spezielle Gruppe von AGNs, die sog. BL Lacertae oder BL Lac Objekte [160], werden aufgrund der vermuteten Neutronenemissionen ebenfalls als extragalaktische Quellen der höchstenergetischen kosmischen Strahlung in Betracht gezogen. Eine Untersuchung im Rahmen des HiRes Experiments zeigt schließlich auch Korrelationen zwischen den 271 stereoskopisch (Winkelauflösung etwa 0.6°) gemessenen Ereignissen mit $E_0 > 10^{19}$ eV und den BL Lacs [79]. Diese können mit dem monokularen Datensatz, der eine wesentlich schlechtere Winkelauflösung bietet jedoch nicht bestätigt werden [157]. Eine kombinierte Analyse der AGASA und HiRes Datensätze [67] ergibt schließlich vier (fünf) stark korrelierte Ereignisse bei Energien über 30 EeV (10 EeV) für HiRes und über 40 EeV für AGASA. Die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Korrelation wird hierbei mit 0.1% angegeben. In [139] werden zwei kollidierenden Galaxienhaufen mit diesen Ereignissen in Verbindung gebracht. Solche Kollisionen würden dermaßen großskalige und starke magnetische Schockfronten ausbilden, dass selbst ohne assoziierte AGNs oder ähnliche Mechanismen kosmische Strahlung auf die beobachteten Energien beschleunigt werden könnte.

Abb. 1.10 gibt einen Überblick über die Resultate einiger der angesprochenen Analysen. Dabei sind die höchstenergetischen Ereignisse des AGASA- und des HiRes-Experiments der Signifikanzanalyse im Rahmen des EAS-1000 Experiments und der Li/Ma-Analyse im Rahmen des KASCADE-Experiments [124] gegenübergestellt. Es ergeben sich nur wenige Koinzidenzen. Lediglich bei $\alpha \approx 170^\circ$ und $\delta \approx 55^\circ$ scheinen die gezeigten Analysen eine eindeutige Abweichung von der Isotropie identifiziert zu haben.

1.5.2 Großräumige Anisotropie

Die Ursachen großräumiger Anisotropien sind zumindest teilweise deckungsgleich mit den im vorigen Abschnitt diskutierten Phänomenen. Punktquellen oder begrenzte Quellregionen können unter gewissen Voraussetzungen großräumige Abweichungen von der Isotropie bedingen. Je größer die Entfernung einer Punktquelle und je kleiner die Energie der gemessenen Primärteilchen, desto großskaliger wird die von dieser Quelle erwartete Anisotropie.

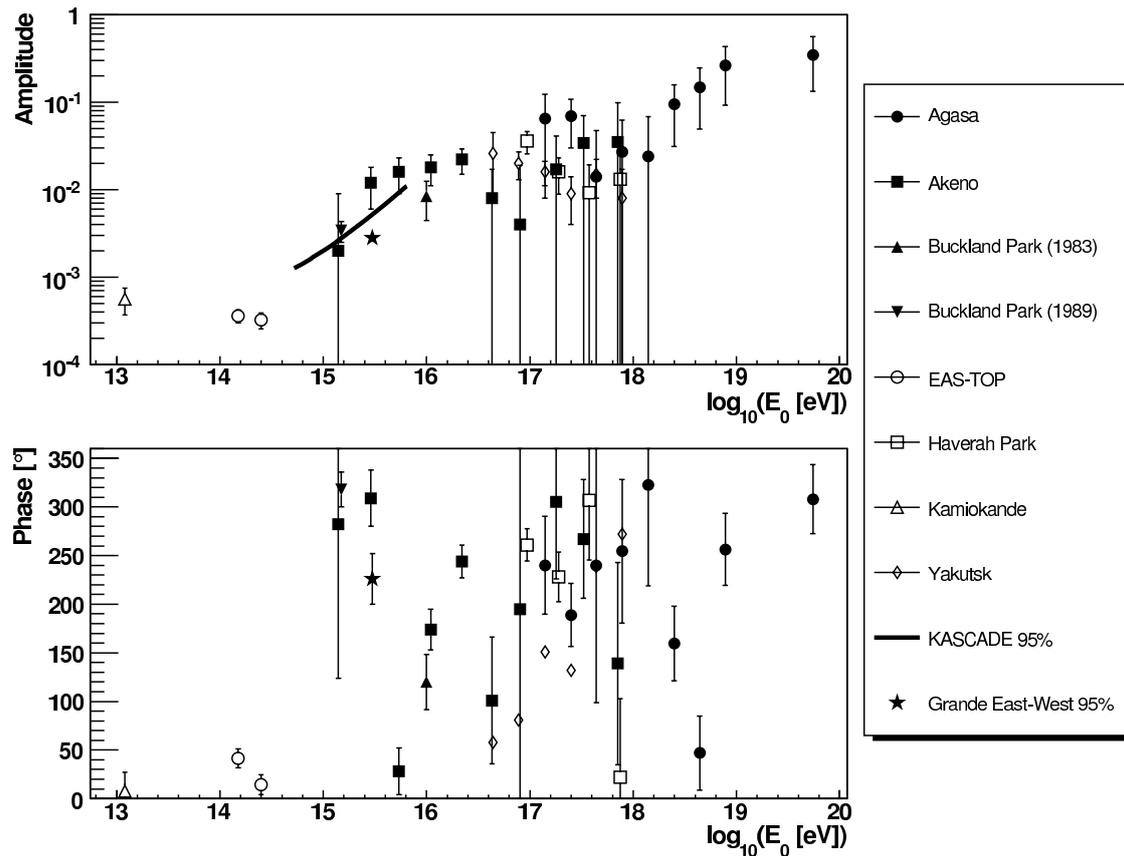


Abb. 1.11: Zusammenfassung der Ergebnisse einiger ausgewählter Rayleigh-Analysen (AGASA [90], Akeno [109], Buckland Park 1983 [75] und 1989 [36], EAS-TOP [4], Haverah Park [51], Kamiokande [132], Yakutsk [60], KASCADE [15]) und KASCADE-Grande [40]. Dargestellt sind im oberen Bild die ermittelten Amplituden und im unteren Bild die dazugehörigen Phasen.

Ein weiterer Faktor ist das Verhältnis geladener zu ungeladener Komponente in der gemessenen Primärteilchenkomposition.

Eine in der Literatur vielfach diskutierte Quelle solcher Anisotropien ist das galaktische Zentrum. Das AGASA-Experiment misst einen 4σ Exzess in der kosmischen Strahlung in einem Bereich von 20° um das galaktische Zentrum und ein 3σ Defizit um das galaktische Antizentrum [90]. Eine Re-Analyse des SUGAR-Datensatzes auf kleineren Skalen (5.5°) steht dabei im Einklang mit den Daten des AGASA-Experiments [26]. Dahingegen findet das Auger-Experiment keine Anzeichen erhöhter Flusswerte aus der Umgebung des galaktischen Zentrums [119]. Theoretisch ließen sich solche Exzesse durch zwei Ansätze erklären. Zum Einen ist das galaktische Zentrum eine sehr aktive Region und beherbergt mit dem sehr schweren schwarzen Loch (assoziiert mit der Radioquelle Sagittarius A^*) und dem Supernova-Überrest Sagittarius A zwei Kandidaten für kosmische Strahlung bis hin zu einigen 10^{18} eV. Zum Anderen würde eine isotrope Verteilung möglicher Querkandidaten im galaktischen Halo eine großskalige Anisotropie in Richtung des galaktischen Zentrums verursachen. Der Grund hierfür ist das bei gleichbleibendem Öffnungswinkel größere beobachtete Halo-Volumen in Richtung des galaktischen Zentrums aufgrund der

asymmetrischen Position der Erde bzgl. des Halos. Aus den in Kapitel 1.2 diskutierten Top-Down Modellen resultiert eine nahezu isotrope Verteilung der entsprechenden hypothetischen superschweren Teilchen im galaktischen Halo [29]. Entsprechende Berechnungen sagen dabei Abweichungen von der Isotropie von bis zu 40% voraus [31].

Der sog. Compton-Getting Effekt ist ein weiterer prominenter Kandidat für großräumige Anisotropien. Er fand 1935 bei Arthur H. Compton das erste Mal Erwähnung [52] und behandelt die Bewegung der Erde im angenommenen Ruhesystem der kosmischen Strahlung. Setzt man einen galaktischen Ursprung der kosmischen Strahlung voraus, wird dieses Ruhesystem durch das galaktische Zentrum definiert. Die Bewegung der Erde in der Galaxis läßt sich dann in drei Komponenten zerlegen, die Bewegung der Erde um die Sonne, die Bewegung der Sonne in der lokalen Nachbarschaft (LRF³) und die Bewegung des LRF im Bezug auf das galaktische Zentrum. Diese drei Komponenten lassen sich schließlich getrennt voneinander untersuchen. So präsentiert das Tibet-Experiment z. B. eine Analyse zum solaren Compton-Getting Effekt, also zur Bewegung der Erde um die Sonne [11]. Keine der so diskutierten Komponenten erzeugt dabei Anisotropien über 0.5%. Eine ausführlichere Diskussion dieses Effekts und eine Zusammenfassung der Erwartungen und Resultate für die einzelnen Komponenten findet sich in [124]. Neuere Überlegungen im Kontext der höchst-energetischen extragalaktischen kosmischen Strahlung sagen zudem einen kosmologischen Compton-Getting Effekt voraus [104]. Demnach sollte die Bewegung unserer Galaxie im Bezug zum Mikrowellenhintergrund eine Anisotropie von bis zu 0.6% verursachen. Dies gilt jedoch nur für die Energien, ab denen die extragalaktische Komponente in der kosmischen Strahlung klar dominiert.

Die Standard-Analysetechnik für die Untersuchung großräumiger Anisotropie war bisher der sog. Rayleigh-Formalismus [142]. Nahezu jedes Luftschauerexperiment hat eine entsprechende Analyse durchgeführt. In Abb. 1.11 sind deshalb die Resultate einiger ausgewählter Rayleigh-Analysen zusammengefasst. Während die gefundenen Amplituden im Rahmen ihrer Fehler ein recht stimmiges Bild ergeben, zeigt sich bei den Phasen kein eindeutiges Ergebnis. Dies veranschaulicht die Schwierigkeiten bei der Durchführung solcher Analysen.

1.6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollen verschiedene Analysen zur Anisotropie in der kosmischen Strahlung vorgestellt werden. In diesem Kapitel wurden die theoretischen Grundlagen zur kosmischen Strahlung und zu ausgedehnten Luftschauern zusammengefasst. Neben sehr allgemeinen Betrachtungen lag der Schwerpunkt dabei auf den mit der Anisotropie direkt oder indirekt verwandten Themengebieten. Dazu zählen die Herkunft und Beschleunigung (Kapitel 1.2), die Propagation (Kapitel 1.3) und die klein- und großräumigen Anisotropien (Kapitel 1.5) in den Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung.

In den folgenden Kapiteln sollen die so vorgestellten Sachverhalte weiter vertieft werden. Kapitel 2 gibt dabei einen Überblick über das KASCADE-Grande Experiment. Besonders wichtig bei der Untersuchung der Anisotropie ist dabei die Untersuchung und Sicherstellung der Datenqualität, die in Kapitel 3 behandelt wird. Darauf folgen die eigentlichen Analysen zur kleinräumigen Anisotropie (Kapitel 4), zur großräumigen Anisotropie (Kapitel 5) und eine dedizierte Untersuchung der höchstenergetischen gemessenen Ereignisse (Kapitel 6).

Im Einzelnen kommen dabei folgende Analyseverfahren zum Einsatz:

³Local Rest Frame

Kleinräumige Anisotropie: Anhand eigens erstellter Flusskarten werden Zellen mit erhöhten Signifikanzen untersucht. Dazu wird direkt aus dem vorliegenden Datensatz die Exposure des Experiments berechnet. Daraus ergeben sich direkt die zu untersuchenden Flusskarten für verschiedene Energien. Die so erhaltenen Ergebnisse werden mit einer anschließenden Signifikanzanalyse nach Li und Ma verglichen.

Großräumige Anisotropie: Drei verschiedene Analysemethoden werden vorgestellt und auf den vorhandenen Datensatz angewandt. Die Rayleigh-Methode als Standardanalyse liefert dabei Informationen über eine möglicherweise vorhandene Dipolanisotropie in zwei Dimensionen (Rektaszension und Rayleigh-Amplitude). Die SAP-Methode als echte dreidimensionale Dipolrekonstruktion liefert zusätzlich die Deklination des Dipols und die wahre Dipolamplitude. Die χ^2 -Methode berechnet schließlich die Deklinationskomponente des Dipols und läßt sich mit der Rayleigh-Methode zu einer kombinierten dreidimensionalen Analyse verbinden. Die entsprechenden Ergebnisse der drei Methoden werden miteinander und mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen und sollen Aufschluß über eine möglicherweise vorhandene Dipolanisotropie geben.

Höchstenergetische Ereignisse: Die 1.000 höchstenergetischen mit KASCADE-Grande gemessenen Ereignisse werden einer Winkelkorrelationsanalyse unterzogen. Diese gibt Aufschluss über möglicherweise vorhandene Häufungen in den Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung und gehört somit thematisch zu den kleinräumigen Anisotropien. Dabei wird jedoch keine Aussage über die Position der so festgestellten Häufungen gemacht.

Den Erwartungen zufolge sollten die Untersuchungen zur kleinräumigen Anisotropie in dem betrachteten Energiebereich von $10^{16} - 10^{18}$ eV aufgrund der Ablenkung der überwiegend geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung in den galaktischen Magnetfeldern keine eindeutigen Abweichungen von der Isotropie aufzeigen. Anders verhält es sich hingegen bei der großräumigen Anisotropie. Wie aus Abb. 1.11 ersichtlich wird, werden für den untersuchten Energiebereich Rayleigh-Amplituden zwischen einigen 10^{-3} und etwa $6 \cdot 10^{-2}$ erwartet. Da die Rayleigh-Amplituden im Wesentlichen einer Projektion der wahren Dipolamplitude auf den Himmelsäquator entsprechen, werden für die wahren Amplituden abhängig von der Deklination des rekonstruierten Dipols sogar Werte bis zu 10% erwartet. Präzise Vorhersagen zu treffen fällt hier jedoch sehr schwer, zumal bisher keine echten dreidimensionalen Dipolrekonstruktionen an Luftschauerdaten durchgeführt wurden und somit keine Referenzwerte vorliegen.

2 Das KASCADE-Grande Experiment

Zur Untersuchung der kosmischen Strahlung existiert eine Vielzahl unterschiedlicher Detektorkonzepte. Bei kleinen Primärenergien bis maximal 10^{15} eV bietet sich aufgrund der noch recht großen Teilchenflüsse eine direkte Messung der Primärteilchen an. Die entsprechenden Detektoren befinden sich dabei in großen Höhen um einen störenden Einfluß der Erdatmosphäre weitgehend auszuschließen. Als Beispiele seien hier das raketengestützte PROTON-Experiment [86], das stellitengestützte SOKOL-Experiment [101] und das ballongestützte JACEE-Experiment [44] genannt. Die direkte Messung der kosmischen Strahlung erlaubt einen vergleichsweise einfachen Zugang zu den Teilflüssen verschiedener Primärteilchenarten. Somit lassen die Daten der o. g. Experimente direkte Aussagen zu der Komposition der kosmischen Strahlung bei verschiedenen Primärenergien zu.

Bei höheren Energien werden die entsprechenden Teilchenflüsse zu klein bzw. die notwendigen Detektorflächen und Meßzeiten zu groß, so daß direkte Messungen hier zum Scheitern verurteilt sind. Da die Primärteilchen durch Wechselwirkung in der Atmosphäre Teilchenkaskaden mit vielen Millionen Teilchen erzeugen (vgl. Kapitel 1.4) hilft man sich hier mit der Vermessung der so entstehenden ausgedehnten Luftschaue weiter. Das primäre Detektorvolumen ist somit die Atmosphäre. Ein gutes Verständnis der atmosphärischen Eigenschaften und der hochenergetischen Wechselwirkungen in der Atmosphäre vorausgesetzt, lassen sich durch die Messung der Sekundärteilchen Rückschlüsse auf die Art, Energie und Richtung der einfallenden Primärteilchen ziehen. Die Detektoranordnungen zur Vermessung ausgedehnter Luftschaue unterscheiden sich dabei dramatisch von den Anordnungen zur direkten Vermessung der kosmischen Strahlung. Hier kommen meist große Detektorfelder mit Szintillationszählern zur Bestimmung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschaue zum Einsatz. Beispiele für solche Detektorsysteme sind das Detektorfeld des EAS-Top Experiments [3] oder das AGASA-Detektorfeld [49]. Andere Experimente betreiben bodengestützte Kalorimeter zur Bestimmung des hadronischen Schauerkerne [2]. Eine weitere Methode die auch direkte Rückschlüsse auf die Schauerentwicklung in der Atmosphäre zuläßt, ergibt sich aus der Verwendung von Cherenkov-Detektoren [71].

Das KASCADE¹-Grande Experiment [135] ist eine solche Detektoranordnung zur Messung ausgedehnter Luftschaue und besteht aus mehreren Detektorsystemen, die synchron Informationen über die verschiedenen Schauerkomponenten liefern. Die Anlage befindet sich auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (110 m ü.N.N., 49.1° n. Breite, 8.4° ö. Länge) und nimmt in seiner ursprünglichen Form (Kapitel 2.1) seit 1996 Daten. Die Erweiterung des Experiments (Kapitel 2.2), auf dessen Daten diese Arbeit basiert, wurde 2003 in Betrieb genommen. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über das ursprüngliche KASCADE-Experiment und die Erweiterung zu KASCADE-Grande gegeben werden. Eine tabellarische Auflistung der einzelnen Detektorsysteme und ihrer wichtigsten Eigenschaften ist in Tab. 2.1 zu finden.

¹KARlsruhe Shower Core and Array DETector

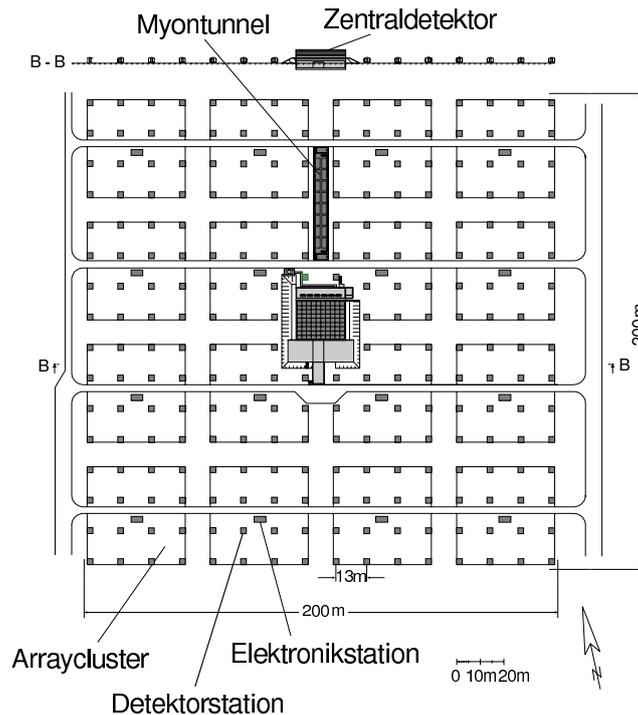


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau des KASCADE-Experiments. Zu sehen sind der Zentraldetektor, der Myonspurdetektor und die 252 Detektorstationen des KASCADE-Detektorfelds.

2.1 KASCADE

Das KASCADE-Experiment [13] besteht aus mehreren unabhängigen Detektorsystemen, die auf einer Gesamtfläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$ aufgebaut sind (Abb. 2.1). Primäres Ziel ist die Vermessung des Energiespektrums der kosmischen Strahlung zwischen 10^{14} und 10^{17} eV . Der Bereich des Knies ($\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ eV}$) ist dabei von besonderem Interesse. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über diese Detektorsysteme gegeben werden. Weitere technische Einzelheiten zu den einzelnen Komponenten finden sich in der an den entsprechenden Stellen angegebenen Literatur.

2.1.1 Der Zentraldetektor

In der Mitte des Experiments befindet sich der *Zentraldetektor*. Dieser beinhaltet ein $16 \times 20 \text{ m}^2$ großes Hadron-Sampling-Kalorimeter [63] zur Vermessung des hadronischen Schauerkerns. Zwischen Absorberplatten aus Eisen sind dabei acht Lagen aus Flüssigkeitsionisationskammern montiert. Dieser Aufbau entspricht 11.5 Wechselwirkungslängen für vertikal einfallende Protonen. Eine Lage aus Szintillationszählern (*Triggerebene*) nach der dritten Absorberlage sorgt als schnelle Triggerquelle für die Auslese des Kalorimeters. Eine oberhalb der Absorberplatten gelegene neunte Lage aus Flüssigkeitsionisationskammern (*Toplage*) dient zum Nachweis sehr kleiner Luftschauer die von den restlichen Detektor-komponenten nicht registriert werden können.

Weiterhin befindet sich auf dem Dach des Zentraldetektors eine Anordnung aus 25 Szintillationszählern zur Erfassung kleiner Luftschauer (*Topcluster*). Diese Detektorkompo-

Detektorkomponente	Teilchenart	Fläche	Schwelle
Zentraldetektor:			
Kalorimeter, Flüssigionsisationskammern	Hadronen	$8 \times 304 \text{ m}^2$	50 GeV
Triggerebene, Plastikszintillatoren	μ	208 m^2	490 MeV
Toplage, Flüssigionsisationskammern	e/γ	304 m^2	5 MeV
Topcluster, Plastikszintillatoren	e/γ	23 m^2	5 MeV
Vieldrahtproportionalkammern	μ	$2 \times 129 \text{ m}^2$	2.4 GeV
Limited Streamer Tubes	μ	250 m^2	2.4 GeV
Myonspurdetektor:			
Streamer Tubes	μ	$4 \times 128 \text{ m}^2$	800 MeV
KASCADE-Detektorfeld:			
Flüssigszintillatoren	e/γ	490 m^2	5 MeV
Plastikszintillatoren	μ	622 m^2	230 MeV
Grande:			
Detektorfeld, Plastikszintillatoren	$e/\mu/\gamma$	370 m^2	5 MeV
Piccolo, Plastikszintillatoren	$e/\mu/\gamma$	80 m^2	5 MeV

Tab. 2.1: Zusammenfassung der einzelnen KASCADE-Grande Detektorkomponenten und ihrer wichtigsten Eigenschaften (Detektierte Teilchenart, gesamte aktive Fläche und Energieschwelle).

nente dient in erster Linie dazu die Lücke in dem weiter unten besprochenen KASCADE-Detektorfeld zu schließen, die durch das Zentralgebäude entsteht. Unterhalb des Hadron-Kalorimeters befinden sich noch zwei Schichten aus jeweils 16 *Vieldrahtproportionalkammern* [41] (MWPCs²) zum Nachweis und zur Spurrekonstruktion hochenergetischer Myonen. Durch die Absorberschichten des darüber befindlichen Kalorimeters, ergibt sich für mit den MWPCs gemessene senkrecht einfallende Myonen eine Energieschwelle von 2.4 GeV. Bei mehr als 2 Teilchen pro m² treten bei der Spurrekonstruktion mit den MWPCs Sättigungseffekte in Erscheinung. Um die dadurch entstehenden Mehrdeutigkeiten zu vermeiden, ist unterhalb der Vieldrahtproportionalkammern noch eine Schicht aus *Limited Streamer Tubes* (LSTs) angebracht [14]. Diese sind in sechs Reihen zu je 15 Modulen organisiert und sind baugleich mit den LSTs des Myonspurdetektors, der im Folgenden näher beschrieben wird.

2.1.2 Der Myonspurdetektor

Nördlich des Zentralgebäudes befindet sich der *Myonspurdetektor* [58]. Dieser ist in einem unterirdischen Tunnel ($48 \times 5.4 \times 2.4 \text{ m}^3$) unter drei Absorberschichten aus Erde, Eisen und Beton montiert. Zusammen stellen diese Absorber eine Energieschwelle von 800 MeV für vertikal einfallende Myonen dar. Dies entspricht etwa 18 Strahlungslängen für den elektromagnetischen Teil eines Luftschauers, womit dieser wirksam unterdrückt wird. Der Detektor selbst besteht aus zwei Türmen zu je drei horizontal übereinander angeordneten Lagen Limited Streamer Tubes mit einem Abstand von 82 cm. Zusätzlich sorgen zwei vertikale Lagen LSTs zu den Außenseiten der beiden Türme für eine erhöhte Akzeptanz für

²MultiWire Proportional Chambers

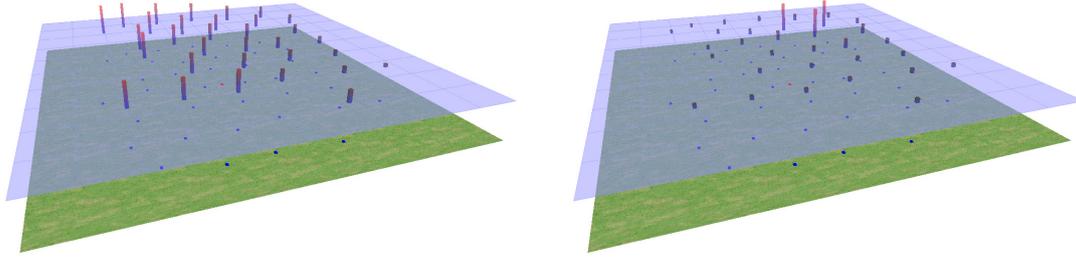


Abb. 2.2: Screenshots des Eventdisplays der Wartungs- und Kalibrationssoftware Greco (**G**rande **R**Emote **C**Ontrol), die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Das linke Bild zeigt die Ankunftszeitverteilung, das rechte Bild die ADC-Einträge (HG) in der Datenelektronik bei einem exemplarischen Ereignis gesehen aus dem Süd-Westen. Der Luftschauer kam gemäß der Ankunftszeitverteilung aus Süd-Osten und hatte seinen Kern gemäß der ADC-Einträge im Nord-Osten nahe dem KASCADE-Detektorfeld.

schräg einfallende Teilchen. Diese Detektorgeometrie ergibt eine effektive Nachweisfläche von 128 m^2 und eine Winkelauflösung von 0.35° für vertikale Myonen.

2.1.3 Das KASCADE-Array

Auf einer Fläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$ um den Zentraldetektor befinden sich 252 Detektorstationen zur synchronen Vermessung der elektromagnetischen und der myonischen Schauerkomponente [13]. Diese Stationen sind in einem regelmäßigen rechteckigen Gitter mit einem Abstand von 13 m zueinander angeordnet. Im äußeren Bereich der Anlage sind jeweils 4×4 Stationen zu einem sog. *Cluster* zusammengefasst. Im inneren Bereich entsteht durch das Gebäude des Zentraldetektors eine Lücke in diesem Detektorfeld, so dass die entsprechenden Cluster hier nur 15 Stationen beinhalten. Jedes dieser Cluster bildet eine selbständige elektronische Einheit und besitzt somit auch eine eigene Elektronikstation, in der die Signale der jeweiligen Stationen gesammelt, digitalisiert und zur Übertragung in die zentrale Datenerfassung aufbereitet werden.

Die 252 Stationen beherbergen 2 (äußere Cluster) bzw. 4 (innere Cluster) sog. e/γ -Detektoren zur Vermessung der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer. Dabei handelt es sich um Flüssigszintillatoren mit Photomultiplier-Auslese [162]. Die 192 Stationen der 12 äußeren Cluster beinhalten zusätzlich noch jeweils 4 Plastikszintillatoren, ebenfalls mit Photomultiplierauslese zur Vermessung der myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer [112]. Diese befinden sich unterhalb der e/γ -Detektoren und einer zusätzlichen Abschirmung aus 10 cm Blei und 4 cm Eisen. Dies entspricht etwa 20 elektromagnetischen Strahlungslängen, womit der elektromagnetische Schaueranteil wirksam abgeschirmt wird.

2.2 KASCADE-Grande

In den vergangenen Jahren etablierte sich – unterstützt durch die Ergebnisse des KASCADE Experiments – eine neue Interpretation des Knies im Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Danach stellt das beobachtete Abknicken des Flusses einen sich über zwei Dekaden erstreckenden kontinuierlichen Indexwechsel dar. Dieser Indexwechsel im

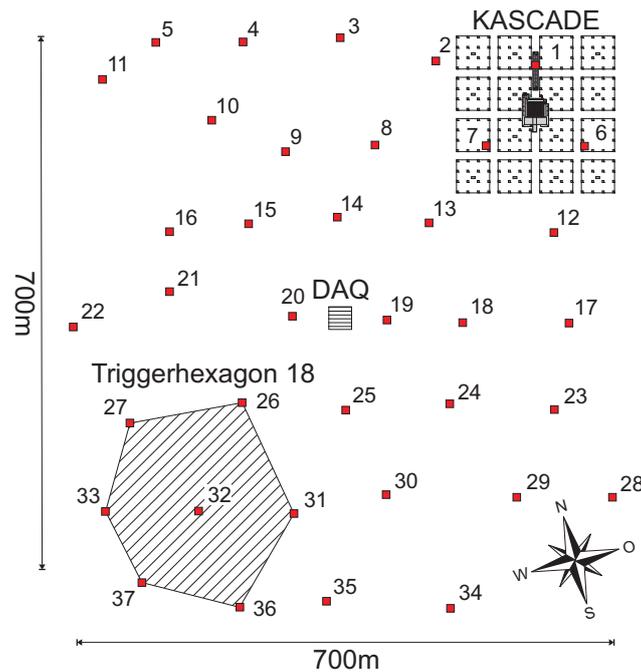


Abb. 2.3: Die 37 Stationen des Grande-Detektorfeldes bedecken etwa eine Fläche von 0.5 km^2 . In der Mitte des Feldes befindet sich die zentrale Datenerfassung. Links unten ist exemplarisch das Triggerhexagon 18 eingezeichnet. Zum direkten Vergleich findet man im nord-östlichen Quadranten das KASCADE-Experiment mit seinem $200 \times 200 \text{ m}^2$ großen Detektorfeld.

Gesamtspektrum ist eine Folge der überlagerten Einzelspektren. Jedes Elementspektrum weist dabei eine Kniestruktur auf. Dabei skaliert die Position des Knies in den Einzelspektren entweder mit der Masse oder mit der Ladung des Primärteilchens. Von besonderem Interesse, weil stärker ausgeprägt, ist dabei der Indexwechsel im Eisenspektrum, der bei etwa $3 \cdot 10^{17} \text{ eV}$ erwartet wird [34]. Um diese Feinstruktur auflösen zu können, wurde das bestehende KASCADE-Experiment um ein neues Detektorfeld, das Grande-Detektorfeld erweitert. Der dem Grande-Detektorfeld zugängliche Energiebereich erstreckt sich dabei bis etwa 10^{18} eV in der Primärenergie. Damit schließt KASCADE-Grande die Lücke zwischen den direkten Messungen und hochenergetischen Messungen, wie sie etwa von dem Auger-Experiment durchgeführt werden [72]. In Abb. 2.2 findet sich die Visualisierung eines exemplarischen Ereignisses wie es mit dem Grande-Detektorfeld im Oktober 2006 gemessen wurde.

2.2.1 Das Grande-Detektorfeld

Das Grande-Detektorfeld besteht aus 37 Detektorstationen die auf einer Fläche von $700 \times 700 \text{ m}^2$ in einem hexagonalen Gitter angeordnet sind (Abb. 2.3). Der mittlere Abstand zweier Stationen beträgt dabei etwa 137 m . Die aktive Fläche einer Station liegt bei 10 m^2 , woraus eine Flächenbelegung von 0.076% resultiert. Die Szintillatoren und die Aufbauten innerhalb der Stationen wurden dabei im Wesentlichen aus dem ehemaligen EAS-Top Experiment übernommen [3].

In Abb. 2.4 ist der Aufbau einer solchen Detektorstation skizziert. Jede Station beherr-

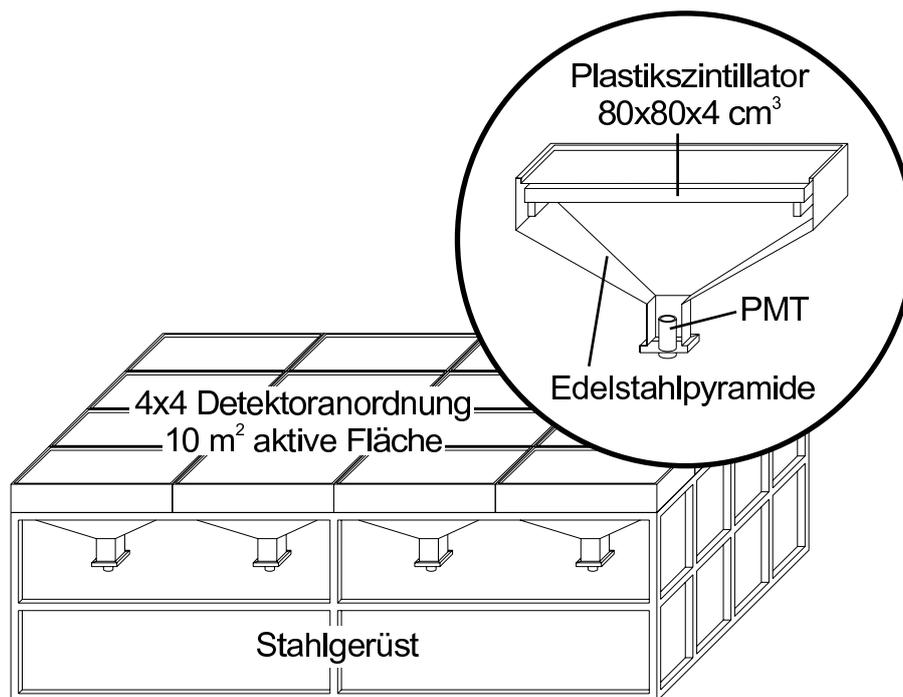


Abb. 2.4: Schematischer Aufbau einer Grande-Detektorstation mit den 16 Szintillationsdetektoren. Eine Querschnittszeichnung durch einen solchen Detektor ist vergrößert dargestellt. Zu sehen sind der Plastikszintillator und die PMT-Auslese.

bergt 16 Szintillationsdetektoren, die in einem 4×4 -Gitter angeordnet sind. Die Szintillatoren ($80 \times 80 \times 4 \text{ cm}^3$) sind dabei in der Grundfläche einer auf der Spitze stehenden Edelstahlpyramide montiert. Die hochreflektive Beschichtung auf den Innenseiten dieser lichtdichten Pyramiden sorgen für einen möglichst verlustfreien Transport des Szintillationslichtes zu den in den Spitzen der Pyramiden eingebrachten Photomultipliern³ (PMT). Diese erzeugen aus den Lichtpulsen äquivalente Ladungspulse. Die Signale der 16 PMTs werden bereits in den Stationen summiert, in zwei elektronischen Kanälen verstärkt (PB und $\text{PB} \times 10$) und in Spannungspulse umgewandelt (High Gain, HG, $\sim 1.6 \text{ pC/m.i.p.}^4$). Die so erzeugten Spannungspulse der 37 Stationen werden über Koaxialkabel⁵ in die Datenerfassungszentrale geschickt und dort mit ADCs⁶ aufgezeichnet. Die 4 inneren Szintillationsdetektoren einer Station beinhalten neben den HG-PMTs jeweils noch einen zweiten Photomultiplier. Diese arbeiten mit einer modifizierten Widerstandskette und einer etwas niedrigeren Versorgungsspannung, wodurch sich ein zweiter physikalischer Auslesekanal ergibt (Low Gain, LG, $\sim 0.32 \text{ pC/m.i.p.}$). Die Signale dieser LG-PMTs werden äquivalent zu den HG-Signalen summiert, verstärkt (PB1) und geformt. Somit ergeben sich für jede Station zwei physikalische und drei elektronische Kanäle, was in einem hohen dynamischen Bereich resultiert. Dies ermöglicht die Messung sehr niedriger (HG, $\sim 0.03 \dots 200 \text{ m}^{-2}$) als auch sehr hoher Teilchendichten (LG, $\sim 1 \dots 3000 \text{ m}^{-2}$) [48].

Neben den drei analogen Kanälen wird – ebenfalls in den Stationen – ein digitales Si-

³Philips XP3462

⁴minimum ionizing particle

⁵700 m RG58, low attenuation, high-speed

⁶Analog-to-Digital Converter

gnal erzeugt. Dazu wird das HG-Signal noch vor der Verstärkung aufgeteilt und der so entstandene zusätzliche Zweig auf einen Diskriminator gegeben. Dieser erzeugt pro Station ein digitales Signal, das wiederum per Koaxialkabel in die zentrale Datennahme geschickt wird. Hier werden die Signale nochmals aufbereitet und geteilt. Ein Zweig des geteilten Signals wird von TDCs⁷ zur Messzeitbestimmung aufgenommen. Der zweite Zweig von jeweils 7 Stationen eines Hexagons (vgl. Abb. 2.3) wird in programmierbaren Logikeinheiten (PLU) zusammengefasst. Diese erzeugen zwei unterschiedliche Triggersignale, welche die Auslese der ADCs und der TDCs anstoßen:

- Eine 4-aus-7 Koinzidenz, an der neben der Zentralstation eines Hexagons noch mindestens drei benachbarte Randstationen beteiligt sein müssen. Dieses Signal steuert die Grande-interne Datennahme um Messdaten zu Kalibrations- und Überwachungszwecken zu sammeln.
- Eine 7-aus-7 Koinzidenz, an der alle sieben Stationen eines Hexagons beteiligt sein müssen. Dieses Signal wird als Schauertrigger benutzt. Als globales Triggersignal löst es eine Auslese aller am aktuellen Messlauf beteiligten KASCADE-Komponenten aus. Die Messdaten aller Komponenten – inkl. des Grande Detektorfeldes – werden in der zentralen KASCADE-Datenerfassung gesammelt. Mit Hilfe eines allen Daten aufgeprägten Zeitstempels, werden zueinander gehörende Datenpakete als solche erkannt und als ein Luftschauerereignis aufgezeichnet.

Durch die geschilderte elektronische Verschaltung entstehen somit 18 Triggerhexagone. In Abb. 2.3 ist exemplarisch Triggerhexagon 18 eingezeichnet. Eine Ausnahme bildet Hexagon 15 im Süd-Osten des Detektorfeldes, welches lediglich aus sechs Stationen besteht. Hier ist die entsprechende PLU auf eine 6-aus-6 Koinzidenz programmiert.

2.2.2 Piccolo

Piccolo besteht aus acht Detektorstationen, die an den Ecken eines gleichseitigen Oktagons mit einer Kantenlänge von 20 m angeordnet sind. Jede Station beherbergt zwei 2×6 Szintillatoren, die von jeweils zwei an den Stirnseiten angebrachten Photomultipliern ausgelesen werden. Die vier PMTs zweier Szintillatoren sind dabei zu einem elektronischen Kanal verschalten. Jeweils drei dieser Kanäle bilden dabei eine elektronische Station. Eine physikalische Station beherbergt somit zwei elektronische Stationen. Insgesamt besteht Piccolo damit aus 16 elektronischen Stationen und verhält sich zusammen mit der Piccolo-DAQ wie ein weiterer KASCADE-Triggercluster.

Die Aufgabe von Piccolo besteht dabei darin, einen schnellen Trigger für die LSTs und MWPCs für Schauer zu liefern, bei denen das KASCADE-Array keinen Trigger liefern kann. Dies können z. B. Schauer sein, deren Kern außerhalb des KASCADE-Arrays liegen, die Teilchendichte für das Array also zu gering ist um noch den Triggerbedingungen zu genügen.

⁷Time-to-Digital Converter

3 Datenqualität und Stabilität der Datennahme

Die Suche nach Anisotropien bei einem Luftschauerexperiment entspricht der Suche nach Variationen in der Datenrate des Experiments. Diese Variationen zeigen i. A. sowohl eine zeitliche als auch eine Abhängigkeit vom Zenitwinkel. Die Zeitabhängigkeit setzt sich dabei direkt in eine Anisotropie in Rektaszension um, wohingegen sich die Zenitwinkelabhängigkeit im Wesentlichen in einer Anisotropie in Deklination niederschlägt. Während die zenitwinkelabhängige Rate hauptsächlich durch die entsprechenden Triggereffizienzen bestimmt wird, spielen bei der Suche nach rektaszensionsabhängiger Anisotropie alle Effekte eine Rolle, welche die Ereignisrate zeitlich modulieren. Durch Leakage-Effekte (das „Durchsickern“ eines zu einer bestimmten zeitlichen Basis periodischen Signals auf die Skala einer anderen zeitlichen Basis) müssen diese Modulationen nicht notwendigerweise siderische Perioden aufweisen, um den Datensatz in siderischer Zeit zu beeinflussen.

Gerade bei Untersuchungen der großräumigen Anisotropien mit erwarteten Amplituden von $10^{-4} - 10^{-2}$ ist eine genaue Kenntnis der zeitlichen Struktur des Datensatzes und die Korrektur auf bekannte Effekte Voraussetzung für alle weiterführenden Analysen. Die Variation der Datenrate mit dem Luftdruck und der Temperatur auf Beobachtungsniveau, zeitliche Lücken im Datensatz aufgrund von Elektronikausfällen, Triggereffizienzen und Rekonstruktionsgenauigkeiten sind die wesentlichen Punkte zum Verständnis des vorliegenden Datensatzes. Ein auf dem Gelände des Forschungszentrums gelegenes Elektronen-Synchrotron¹ erzeugt durch unerwünschte Störstrahlung künstlich induzierte Ereignisse und verursacht damit eine zusätzliche Verunreinigung des Datensatzes. Im Folgenden sollen Untersuchungen zu den genannten Punkten vorgestellt werden. Daraus resultierend wird ein Satz von Datenschnitten präsentiert, der eine möglichst sensitive Bestimmung evtl. vorhandener Anisotropien ermöglichen wird.

3.1 Die verwendeten Datensätze

Für die im Folgenden beschriebenen Untersuchungen, fanden – neben Simulationen – sowohl Rohdaten als auch prozessierte Daten Verwendung. Dementsprechend soll hier ein Überblick über die jeweiligen Datensätze gegeben werden. Davor erfolgt eine kurze Einführung in die bei KASCADE-Grande verwendete Prozessierungskette, der die verwendeten Daten entstammen.

3.1.1 Prozessierungskette

Die Prozessierungskette, wie sie bei KASCADE-Grande Verwendung findet (vgl. Abb. 3.1), besteht aus zwei Hauptsträngen. Der erste Strang befasst sich mit der Verarbeitung der gemessenen Luftschauerdaten, während der zweite Strang die aus Simulationen gewonnenen

¹ANKA: ÄNgströmquelle KARlsruhe

3.1. DIE VERWENDETEN DATENSÄTZE

Datensätze behandelt. Die beiden Stränge weisen dabei einige Gemeinsamkeiten auf, die in Abb. 3.1 durch die farbig hinterlegten Bereiche gekennzeichnet sind. Diese Bereiche werden dabei als Luftschauer, Messung, Rohdaten, Kalibration/Rekonstruktion und prozessierte Daten bezeichnet.

Trifft ein Luftschauer auf eine Detektorkomponente des KASCACDE-Grande Experiments, wird dieser unter gewissen Voraussetzungen (Triggerschwelle, Triggerbedingungen, ...) von den einzelnen Detektoren registriert und als Ereignis aufgezeichnet. Dabei werden Observable wie die relativen Ankunftszeiten der Teilchen in den einzelnen Detektoren (TDC-Auslese) und die deponierte Energie (ADC-Auslese) bestimmt. Die so ermittelten Daten werden im Folgenden als lokale Rohdaten bezeichnet und sind komponentenspezifisch, d. h. jede Detektorkomponente besitzt ihre eigenen Rohdaten in einem dedizierten Format, die üblicherweise auch lokal gesichert werden. Diese lokalen Rohdaten werden anschließend über Netzwerk an die allen Komponenten gemeinsame zentrale Datennahme gesendet, in der eine eigene Softwarekomponente (der sog. Eventbuilder) anhand der den Daten aufgeprägten Zeitstempeln zusammengehörige Ereignisse als solche erkennt und als gemeinsam gemessene Luftschauerereignisse abspeichert. Als Ergebnis liefert diese Software einen gemeinsamen Datensatz, der die Rohdaten aller an der Messung beteiligten Komponenten enthält. Die so gewonnenen Daten werden nun als globale Rohdaten bezeichnet und stellen die Basis für alle weiteren Kalibrations-, Rekonstruktions- und Analyseschritte dar.

Für die Simulation von Luftschauern sind als erstes einige Eingangsgrößen zu definieren. Diese setzen sich im Wesentlichen aus den Parametern der Primärteilchen, wie z. B. Teilchensorte, Energie sowie deren Einfallrichtung, zusammen. Diese Parameter werden einem Programm zur Luftschauersimulation übergeben (CORSIKA² [92]), in dem die Entwicklung der entstehenden Teilchenkaskaden mit allen zugänglichen Wechselwirkungen und Zerfällen bis zum Erdboden modelliert wird. Daraus resultieren Datensätze, die Observable wie z. B. Energie, Richtung, Ort sowie die Ankunftszeit der Elektronen, Myonen und Hadronen auf Beobachtungsniveau enthalten. Diese Datensätze werden in einem zweiten Simulationsschritt an die GEANT3-basierte [43] Detektorsimulation (CRES³) übergeben. Sie beinhaltet eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Detektorkomponenten des KASCACDE-Grande Experiments und simuliert die Reaktion dieser Komponenten auf die

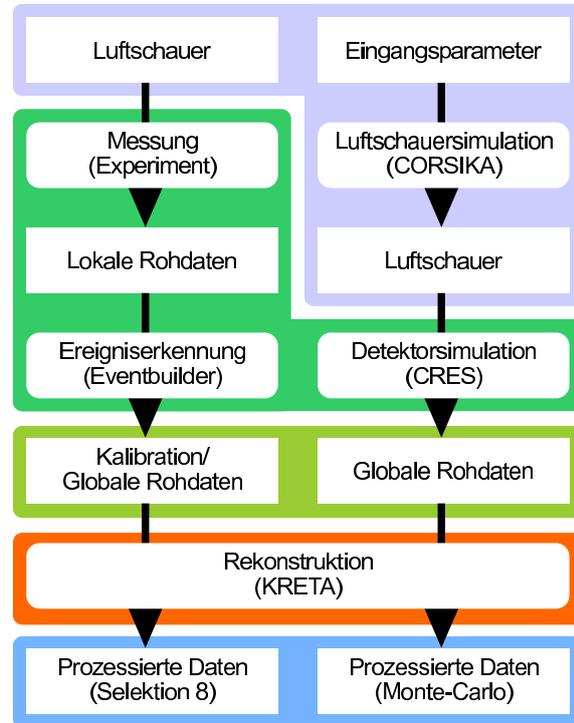


Abb. 3.1: Die bei KASCACDE-Grande verwendete Prozessierungskette gliedert sich in Luftschauer, Messung, Rohdaten, Kalibration/Rekonstruktion und prozessierte Daten.

²COSMIC RAY SIMULATIONS FOR KASCACDE

³COSMIC RAY EVENT SIMULATION

eintreffenden Teilchen des simulierten Luftschauers. Als Ergebnis entsteht ein Datensatz, der den globalen Rohdaten der gemessenen Luftschauer entspricht.

Sowohl der gemessene als auch der simulierte globale Datensatz werden nun an die Rekonstruktionssoftware (KRETA⁴) übergeben. Diese ermittelt anhand mathematischer Verfahren (für Details siehe [159]) die Parameter des Luftschauers, wie z. B. die Elektronen- und Myonenzahl oder auch die Schauerachse in Azimut- und Zenitwinkel. Die gemessenen Daten werden dabei vor der eigentlichen Rekonstruktion noch kalibriert. Die so bestimmten Daten werden im Folgenden als prozessierte Daten bezeichnet und bilden die Grundlage für weiterführende Analysen. Die prozessierten Datensätze aus der Simulationskette beinhalten zusätzlich zu den Rekonstruktionsergebnissen noch die Eingangsgrößen der simulierten Luftschauer. Dadurch lassen sich die rekonstruierten mit den „wahren“ Luftschauerparametern vergleichen. Dies ist die Grundlage der Untersuchungen zur Leistungsfähigkeit des Rekonstruktionsalgorithmus, wie sie in Kapitel 3.5 vorgestellt werden.

3.1.2 Rohdaten

Jeder Experimentteil des KASCADE-Grande Experiments nimmt seine Rohdaten gesondert auf. Wenn in diesem und den folgenden Kapiteln von Rohdaten gesprochen wird, bezieht sich dies ausschließlich auf die Rohdaten des Grande-Detektorfeldes. Diese beinhalten alle Informationen, die bei einem Luftschauerereignis direkt aus der Hardware ausgelesen werden. Neben dem Zeitstempel und den Triggerbedingungen sind dies vor allem die Inhalte der ADC- und der TDC-Kanäle der einzelnen Stationen. Diese werden direkt in die Rohdaten übernommen. Eine Kalibration erfolgt erst bei der späteren Prozessierung.

Seit Oktober 2003 nimmt das Grande-Detektorfeld an der gemeinsamen Messung des KASCADE-Experiments teil und hat seither⁵ ca. $3.7 \cdot 10^8$ Luftschauer registriert. Etwas mehr als 91% davon sind Ereignisse, die alleine von der 4-aus-7-Koinzidenz getriggert wurden und somit keine Verwendung in der nachfolgenden Prozessierung finden, jedoch aus Gründen der Detektorüberwachung lokal auf Festplatte gespeichert werden. Die restlichen 9% 7-aus-7 getriggerten Ereignisse werden an die zentrale Datennahme und somit an den zentralen Eventbuilder weitergeleitet, um dort mit den Daten der restlichen Komponenten zu einem gemeinsamen Datensatz verarbeitet und auf Festplatte geschrieben zu werden.

In dieser Arbeit findet nicht der vollständige Satz an Rohdaten Verwendung. Vielmehr werden nur Rohdaten aus den Zeiträumen benötigt, in denen auch prozessierte Daten vorliegen (siehe Kapitel 3.1.3). In diesen Zeiträumen werden allerdings die gesamten Rohdaten, also auch die 4-aus-7 getriggerten Ereignisse verwendet. Daraus resultiert ein Datensatz mit etwa $3 \cdot 10^8$ Ereignissen. Darunter sind 91.2% reine 4-aus-7 getriggerte Ereignisse. Die Messzeit nach Abzug aller Messlücken beträgt dabei ~ 630 Tage. Die Rate 4-aus-7 getriggelter Ereignisse liegt bei etwa 5 Hz während die Rate 7-aus-7 getriggelter Ereignisse ungefähr 0.5 Hz beträgt (vgl. Abb. 3.2, oben).

3.1.3 Prozessierte Daten

Die prozessierten Daten – im Folgenden auch Selektion 8 oder kurz Sel8 genannt – entsprechen den vom zentralen Eventbuilder aufgenommenen 7-aus-7 getriggerten Ereignissen. Diese Ereignisse werden von der Rekonstruktionssoftware KRETA gelesen, kalibriert und

⁴KASCADE REconstruction for exTensive Air showers.

⁵Stand 6.10.2006

3.1. DIE VERWENDETEN DATENSÄTZE

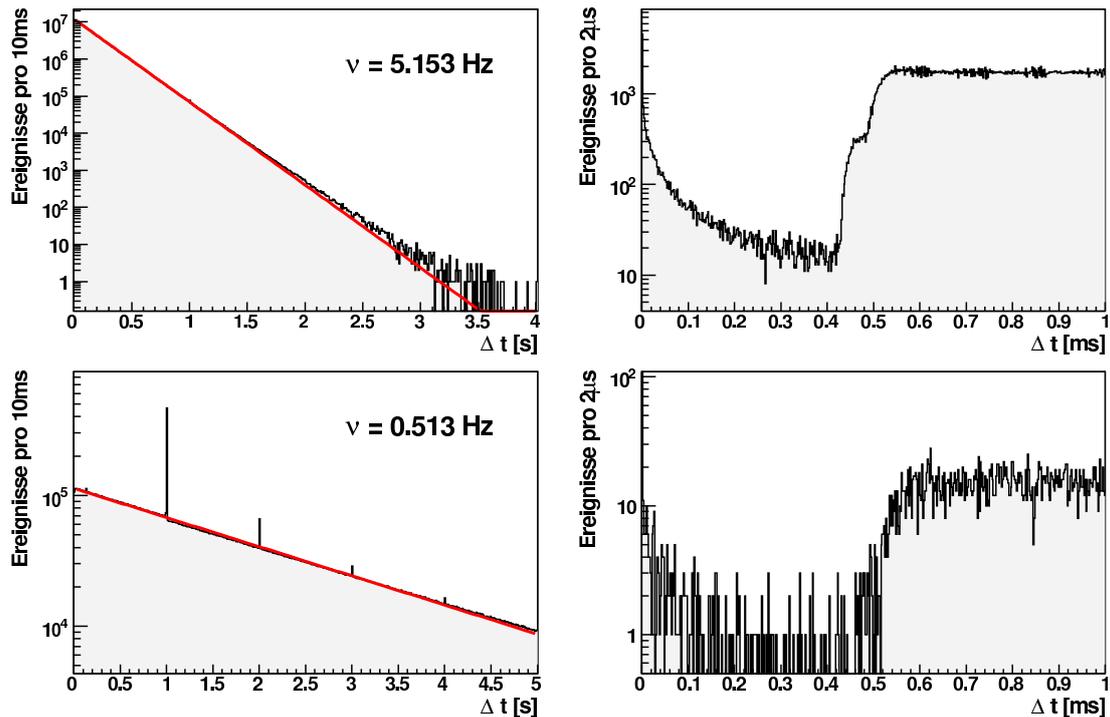


Abb. 3.2: Zeitdifferenzverteilung der Rohdaten - oben 4-aus-7, unten 7-aus-7 getriggerte Ereignisse. Aus der Anpassung einer Exponentialfunktion wird eine erste Schätzung der Ereignisraten präsentiert (linke Spalte). Die rechte Spalte zeigt die Zeitdifferenzen in einer höheren Auflösung um die Totzeit des Experiments ($\sim 500 \mu\text{s}$) sichtbar zu machen. Die Anhäufung an Ereignissen bei Vielfachen von einer Sekunde sowie der scheinbar schnellere Abfall der angepassten Exponentialfunktion bei kleinen Zeitdifferenzen bei den Histogrammen der linken Spalte (die Zeitdifferenzverteilungen werden bei großen Differenzwerten von der Exponentialfunktion unterschätzt) ist auf sog. ANKA-Ereignisse (vgl. Kapitel 3.3) zurückzuführen. Die Ereignisse, die scheinbar in der Totzeit des Experiments liegen, werden in Kapitel 3.2 diskutiert.

schließlich rekonstruiert. Als Ergebnis dieses Prozesses, werden jedem Ereignis die rekonstruierten Schauerparameter zugeordnet. Die für diese Arbeit wichtigsten Parameter sind die Richtung der Schauerachse in Azimut- und Zenitwinkel, die Position des Schauerkerns und die Anzahl an rekonstruierten Elektronen und Myonen. Andere Parameter wie das Schaueralter werden nur indirekt – z. B. bei den Qualitätsschnitten – oder gar nicht verwendet. Neben den rekonstruierten Parametern, enthalten die prozessierten Daten aber auch noch Informationen, die direkt aus den Rohdaten übernommen werden. Dazu gehören der Zeitstempel oder auch die Triggerbedingungen.

Nicht alle aufgenommenen Rohdaten stehen als prozessierte Daten zur Verfügung. Wie in Kapitel 3.1.2 dargelegt, gehen z. B. nur die 7-aus-7 getriggerten Ereignisse in die Selektion 8 ein. Desweiteren werden nur Daten ab dem 20.12.2003 für die Rekonstruktion verwendet, da erst ab diesem Zeitpunkt das Grande-Detektorfeld einen stabilen Betrieb gewährleistete und alle in den nachfolgenden Kapiteln Verwendung findenden Korrekturparameter verfügbar waren. Der in dieser Arbeit verwendete Datensatz endet dabei am 19.6.2006 und enthält bei einer Brutto-Messzeit von 2.5 Jahren 23.791.820 Ereignisse. Bei

einer mittleren Rate von ~ 0.5 Hz beträgt die effektive Messzeit damit knapp 552 Tage. Somit ergibt sich der Arbeitszyklus (Duty-Cycle) des Grande-Detektorfeldes in dem angegebenen Zeitraum zu etwa 60%. Dies ist im Wesentlichen eine Folge der in der Anfangszeit der Datennahme recht häufigen und langen Kalibrationsperioden.

3.1.4 Simulationsdaten

Die in dieser Arbeit verwendeten Simulationsdaten wurden mit CORSIKA 6.307 berechnet. Als Wechselwirkungsmodell für niederenergetische hadronische Wechselwirkungen bis $E_{cms} = 200$ GeV kam dabei FLUKA 2002.4 [68] zum Einsatz. Über 200 GeV fand QGSJet-II [105] Verwendung. Der elektromagnetische Teil der Wechselwirkungen wird dabei intern von CORSIKA unter Verwendung von EGS4 [136] berechnet. Als Eingangsgrößen für das Primärteilchen wurden Energien zwischen $1 \cdot 10^{15}$ und $1 \cdot 10^{18}$ eV und Zenitwinkel von 0° bis 70° definiert. Die Primärteilchen wurden in fünf Massegruppen unterteilt – Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Silizium und Eisen. Jeder so simulierte Luftschauer wird 20 mal mit jeweils verschiedenen Auftreffpunkten mit der Detektorsimulation CRES weiter prozessiert. Die Position des Schauerkerns wird dabei auf einer Fläche von grob $1000 \times 1000 \text{ m}^2$ mit dem Grande-Detektorfeld im Zentrum variiert. Bei der hier vorgestellten Analyse finden somit 1925400 simulierte Luftschauerereignisse Verwendung.

3.2 Status des Detektorfeldes

Bei einem komplexen Detektoraufbau wie dem Grande-Detektorfeld ist sowohl mit Detektorausfällen als auch mit elektronischen Ausfällen zu rechnen. Ausfälle bedeutet in diesem Sinn der Wegfall mindestens einer Detektorstation durch Fehler an dem Detektorsystem oder der Ausleseelektronik. Dies kann im Falle des Grande-Detektorfeldes immense Auswirkungen auf die gemessenen Ereignisraten haben. Durch die bei Grande verwendeten Triggerbedingungen (vgl. Kapitel 2.2.1) ist eine einzelne Station an bis zu 7 Triggerhexagonen beteiligt. Bei Ausfall einer Station bleiben im schlimmsten Fall somit lediglich 11 von 18 Triggerhexagonen intakt. Dies kann zu einer Verminderung der Triggerrate um bis zu 39% führen.

Um solche Fälle auszuschließen, muss der Datensatz auf den Wegfall einzelner Stationen und/oder Triggerhexagone untersucht werden. Da es in der Datennahmeelektronik keinen direkten Zugang zum Status der einzelnen Stationen gibt, müssen die nötigen Informationen aus den aufgezeichneten Daten selbst (7-aus-7) extrahiert werden. Dies geschieht mit Hilfe Bit-codierter Statuswörter, die mit jedem Ereignis aufgezeichnet werden und angeben, welche Stationen und welche Triggerhexagone an dem jeweiligen Ereignis beteiligt waren. War eine bestimmte Station oder ein bestimmtes Hexagon über eine definierte Zeitspanne (*Offtime*=1000 s) nicht mehr an einem Ereignis beteiligt, wird diese Station/dieses Hexagon ab der Sekunde nach dem letzten Ereignis als inaktiv definiert. Werden nach einer inaktiven Phase von dieser Station/diesem Hexagon in einer bestimmten Zeitspanne (*Ontime*=100 s) wieder mindestens zwei Ereignisse gezählt, wird diese Station/dieses Hexagon mit dem ersten der beiden Ereignisse wieder als aktiv markiert. Auf diese Weise werden aufgrund elektronischen Rauschens versehentlich als aktiv markierte Stationen/Hexagone vermieden. On- und Offtime wurden dabei halbempirisch so gewählt, dass zum Einen nicht zu kurze Perioden entstehen und zum Anderen die Wahrscheinlichkeit eine Station/ein Hexagon versehentlich als aktiv/inaktiv zu markieren vernachlässigbar klein wird. Mit Hilfe dieser Methode können nun zeitliche Perioden mit konstantem Experimentstatus ermittelt

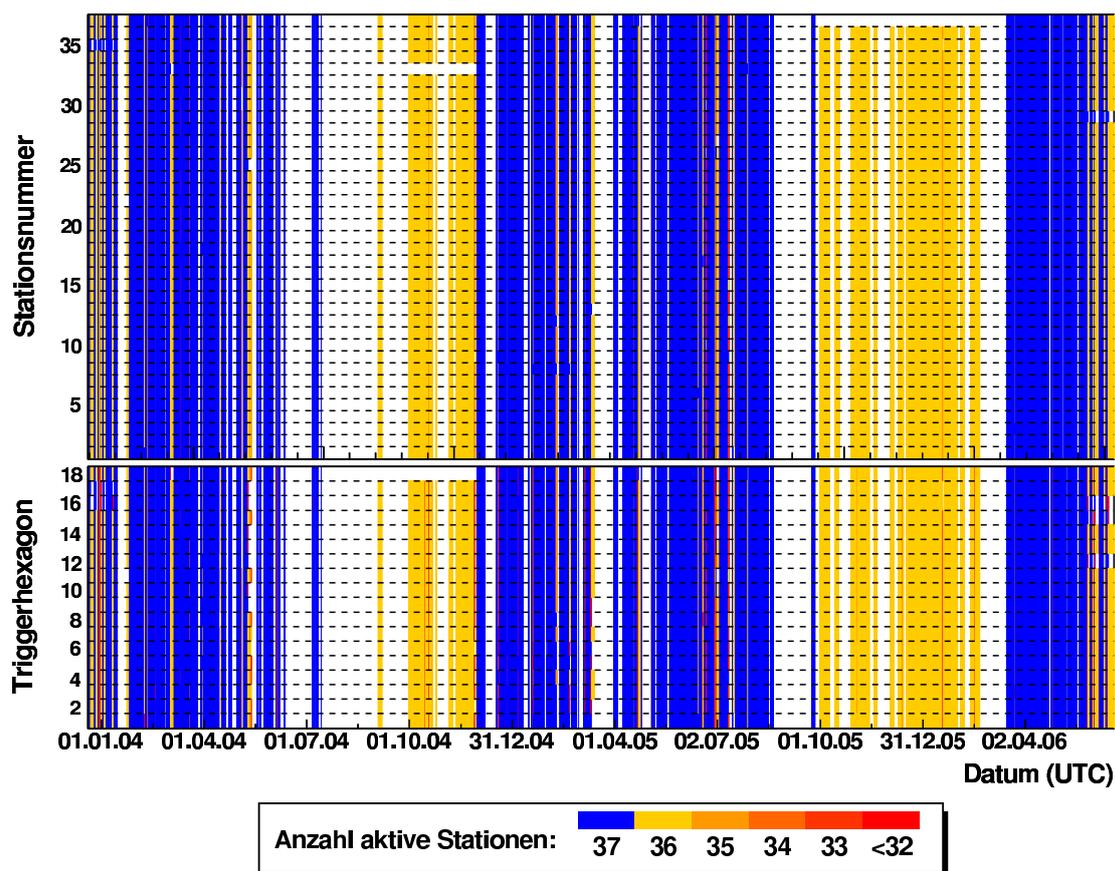


Abb. 3.3: Stationsstatus und Status der Triggerhexagone. Blau eingefärbte Bereiche kennzeichnen Perioden mit voll funktionierendem Detektorfeld. Man beachte die Periode vom 1.10.2005 bis zum 17.3.2006, in der Triggerhexagon 18 auf eine 6-aus-6 Koinzidenz umprogrammiert wurde, da die diesem Hexagon zugehörige Station 37 aufgrund technischer Probleme nicht betriebsbereit war.

werden (siehe Abb. 3.3). Aus dem verwendeten Datensatz ergeben sich so 235 zeitliche Perioden, die eine minimale Dauer von einer Minute nicht unterschreiten.

Für alle folgenden Analysen werden lediglich Daten verwendet, bei denen alle Triggerhexagone aktiv waren. Der Zeitraum zwischen dem 1.10.2005 und dem 17.3.2006 mußte dabei gesondert behandelt werden. Aus Abb. 3.3 ist ersichtlich, dass in dieser Zeit Station 37 aufgrund massiver Probleme mit der Erdung nicht zur Verfügung stand. Obwohl Station 37 in Hexagon 18 enthalten ist, sind alle Triggerhexagone in diesem Zeitraum an der Messung beteiligt. In dieser Periode wurde die Triggerbedingung für Hexagon 18 auf eine 6-aus-6 Koinzidenz umprogrammiert. Im Folgenden findet dieser Zeitraum dennoch Verwendung, da sich die minimale Variation in der Rate leicht korrigieren läßt. Näheres dazu folgt in Kapitel 3.4. In allen anderen Perioden ist der Schnitt auf 18 aktive Triggerhexagone gleichbedeutend mit einem Schnitt auf 37 aktive Stationen. Das Ergebnis dieser Korrektur ist in Abb. 3.4 dargestellt. Im rechten Bild sind die Ereignisraten pro Messlauf vor und nach der Korrektur aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Messläufe mit zu niedrigen Raten – wie sie erwartet werden, wenn eine oder mehrere Stationen nicht an der Messung beteiligt sind – eliminiert werden konnten. Gründe für die zu hohen Raten

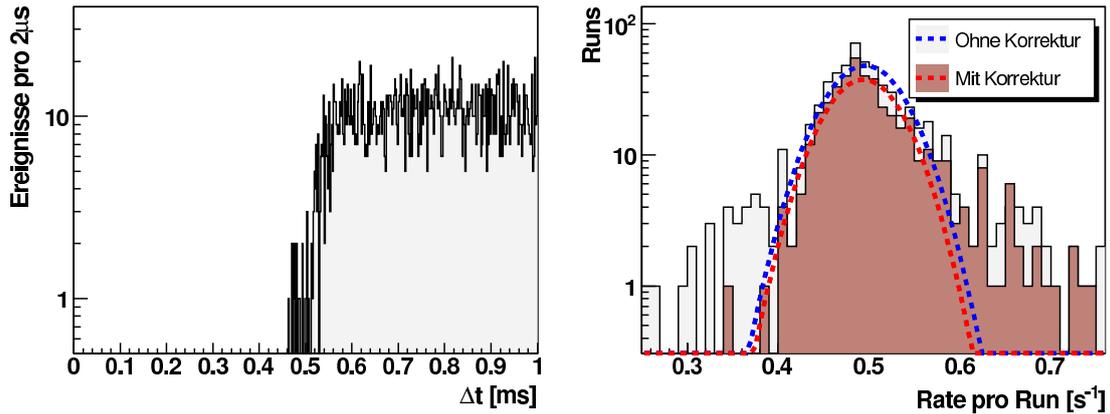


Abb. 3.4: Verbesserung der Datenqualität durch Entfernung fehlerbehafteter Datensätze (vgl. Kapitel 3.2). Das linke Bild zeigt die Totzeit des Grande-Detektorfeldes im Zeitdifferenzspektrum. Im direkten Vergleich mit Abb. 3.2 wird deutlich, dass die Ereignisse während der Totzeit komplett eliminiert werden konnten. Das rechte Bild zeigt die Verteilung der Ereignisraten pro Messlauf vor und nach der Korrektur. Hier ist zu erkennen, dass ein Teil der Messläufe mit ungewöhnlichen Raten entfernt werden konnte. Die verbliebenen Fluktuationen sind auf ANKA-induzierte Ereignisse (vgl. Kapitel 3.3) und auf meteorologische Effekte (vgl. Kapitel 3.4) zurückzuführen.

sind vor allem die ANKA-induzierten Ereignisse (vgl. Kapitel 3.3) und die unsymmetrische Verteilung der Triggerraten aufgrund meteorologischer Effekte (vgl. Kapitel 3.4).

Neben dem Wegfall einzelner Stationen und/oder Hexagone, gibt es noch weitere Ursachen für fehlerhafte oder zumindest verunreinigte Daten. Die wichtigsten dieser Ursachen sind:

Fehlerhafter Zeitstempel: Der Zeitstempel der Grande-Ereignisse wird über zwei optische Signale mit den anderen KASCADE-Komponenten abgestimmt. Die globale Zeit ergibt sich dabei aus einem 1 Hz Signal, das mit der internen Uhr des Datennahmerechners synchronisiert wird. Eine wesentlich höhere Auflösung erreicht man mit dem zweiten Signal, das mit einer Rate von 5 MHz Intervalle von 200 ns auf das 1 Hz Signal prägt. Bei Wegfall eines der beiden Signale sind die Zeitmarken des Grande-Detektorfeldes nicht mehr synchron zu den Zeitmarken der übrigen Detektorkomponenten. Zeitbereiche mit fehlerhaftem Zeitstempel müssen somit eliminiert werden. Ein Beispiel für solch fehlerhafte Zeitmarken ist in Abb. 3.2 anhand der scheinbar in der Totzeit des Systems liegenden Ereignisse zu sehen. Bei diesen Ereignissen war das 5 MHz Signal nicht stabil, so dass nicht jeder Impuls des Signals registriert wurde. Damit verschieben sich alle Ereignisse innerhalb einer Sekunde hin zum Anfang dieser Sekunde. Das Ergebnis der Korrektur wird aus dem linken Bild in Abb. 3.4 ersichtlich, bei dem die Totzeit keine Ereignisse mit fehlerhaftem Zeitstempel mehr enthält.

Probleme bei der Myon-Rekonstruktion: Vor Messlauf 4775 und zwischen den Messläufen 5341 und 5347, führten fehlerhafte Detektorcluster im KASCADE-Array (vgl. Kapitel 2.1.3) zu Problemen bei der Myonrekonstruktion (Details siehe in [159]). Diese Probleme sind ereignisspezifisch, ließen sich also durch Entfernen der betroffenen

3.3. KÜNSTLICH INDUZIERTE EREIGNISSE DURCH DAS SYNCHROTRON ANKA

Ereignisse umgehen. Dies würde jedoch die Rate in den entsprechenden Zeiträumen massiv verfälschen, weswegen im Rahmen dieser Arbeit die entsprechenden Perioden komplett von der weiteren Analyse ausgeschlossen werden.

Fehlende Rohdaten: In dem Messzeitraum der Selektion 8, existieren 5 kurze Perioden, zu denen keine Rohdaten mehr vorhanden sind. Diese wurden aus unbekanntem Grund gelöscht und konnten auch nicht wieder hergestellt werden. Da die Rohdaten wichtig sind, um die sog. ANKA-Ereignisse zu eliminieren (vgl. Kapitel 3.3), müssen diese Zeitspannen ebenfalls aus der Selektion 8 entfernt werden.

Interne Runs: Einige wenige interne Testläufe des Grande-Detektorfeldes wurden versehentlich in den gemeinsamen Datenstrom und somit in die Selektion 8 geschrieben. Da Grande in den entsprechenden Testläufen weitgehend undefinierte Daten lieferte, müssen die entsprechenden Zeiträume von allen weiteren Analysen ausgeschlossen werden. Die zu hohen Ereignisraten im rechten Bild von Abb. 3.4 sind z. T. auf interne Messläufe zurückzuführen.

Externe Ursachen: Desweiteren gibt es noch eine Reihe „externer“ Ursachen die den Wegfall einzelner Messperioden bedingen. Dazu gehören stark erhöhte Totzeiten wegen zu hoher Prozessauslastung auf dem Datennahrechner oder durch externe Komponenten verursachte Probleme. Auch hier gibt Abb. 3.4 Hinweise auf solch verunreinigte Daten, die sowohl zu hohe als auch zu niedrige Messraten verursachen können.

Nach Entfernen der Perioden mit weniger als 18 aktiven Triggerhexagonen oder mit anderen Problemen wie sie in diesem Kapitel besprochen wurden, reduziert sich die Zahl der für weitere Analysen zur Verfügung stehenden 7-aus-7 getriggerten Ereignisse um ca. 32% auf 16.249.203.

3.3 Künstlich induzierte Ereignisse durch das Synchrotron ANKA

ANKA ist ein auf dem Gelände des Forschungszentrum Karlsruhe angesiedeltes Elektronensynchrotron. Die Anlage befindet sich dabei zwischen den Stationen 27, 32 und 33 des Grande-Detektorfeldes (vgl. Abb. 2.3). Der Elektronenspeicherring mit einem Umfang von 110.4 m beschleunigt die injizierten Elektronen auf bis zu 2.5 GeV [61]. Daraus ergibt sich eine Umlaufdauer der Elektronen von ca. 368 ns. Der Speicherring wird dabei von einem Injektorsystem gespeist, das aus einem Mikrotron als Vorinjektor und einem Synchrotron mit einem Umfang von 26.4 m als Hauptinjektor besteht. Der Injektionsvorgang in den Speicherring wird dabei zwei mal täglich manuell gestartet – morgens zwischen 8 und 9 Uhr und abends zwischen 18 und 19 Uhr lokaler Zeit. Dabei werden Elektronenpakete mit einer Rate von 1 Hz in den Speicherring injiziert.

Der Betrieb des Synchrotrons induziert künstliche Ereignisse in das Detektorsystem des Grande-Detektorfeldes. Dies ist erstaunlich, wenn man bedenkt, dass mindestens vier Stationen eines Triggerhexagons ansprechen müssen, um ein Ereignis zu registrieren. Offensichtlich deponiert ANKA noch messbare Energien in Detektorstationen, die z. T. weit mehr als 100 m vom Betriebsgebäude und der umgebenden Abschirmung entfernt sind. Wie später noch diskutiert wird, weisen die so induzierten Ereignisse eine klare zeitliche Struktur in solarer Zeit auf. Durch Leakage-Effekte kann sich dies in einer künstlichen Anisotropie in Rektaszension niederschlagen. Deswegen muss der verwendete Datensatz mit

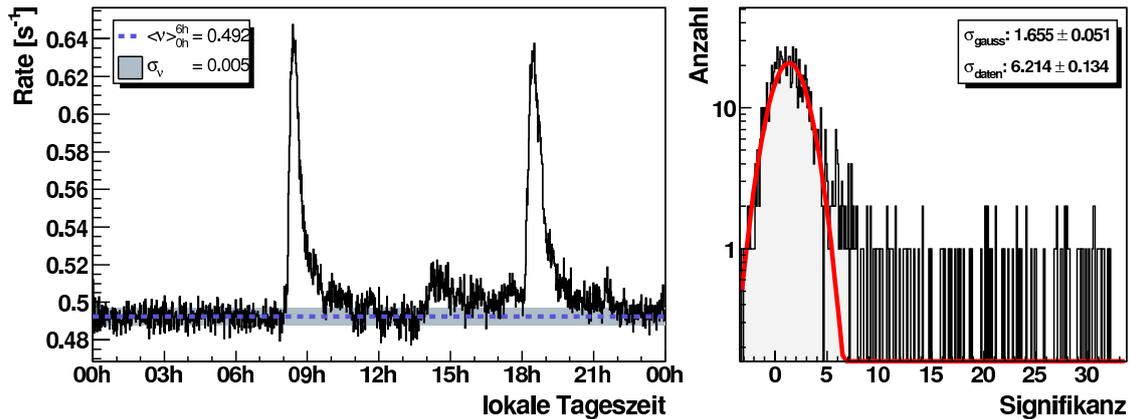


Abb. 3.5: Links: Mittlere tägliche Datenrate des Grande-Detektorfeldes in lokaler Zeit. Deutlich zu sehen sind die beiden durch ANKA-induzierte Ereignisse verursachten Maxima. Rechts erkennt man die Verteilung der Signifikanzen der Raten. Als Referenz zur Bestimmung der wahren Streuung der Datenrate diente die Zeit zwischen 0h nachts und 6h morgens in der keine ANKA-Aktivitäten stattfinden.

äußerster Gründlichkeit von diesem unerwünschten Untergrund befreit werden. Folgende Auffälligkeiten weisen dabei auf ANKA-induzierte Ereignisse hin:

- Die Datenrate zwischen 8 und 9 Uhr morgens und zwischen 18 und 19 Uhr abends lokaler Zeit – also während den Phasen der Injektion – ist stark erhöht (vgl. Abb. 3.5).
- Zeitdifferenzplots zeigen scharf ausgeprägte Maxima bei Vielfachen von einer Sekunde (vgl. Abb. 3.2). Dies entspricht der Frequenz des Injektionssystems von 1 Hz. Außerdem sind diese Zeitdifferenzplots bei Zeitdifferenzen kleiner 1s überbevölkert (vgl. Abb. 3.9). Dies ist eine Folge des Rücksetzens der Zeitdifferenz auf null durch jedes künstlich induzierten ANKA-Ereignis. Ein echtes Ereignis zwischen zwei ANKA-Ereignissen wird somit unweigerlich bei Zeitdifferenzen kleiner 1s eingeordnet, selbst wenn die Zeitdifferenz zu dem letzten echten Luftschauerereignis viel größer war.
- Zenitwinkelverteilungen zeigen eine Anhäufung von Ereignissen bei $\theta \approx 90^\circ$, da die ANKA-induzierten Ereignisse wie horizontale Schauer von der Rekonstruktionssoftware KRETA rekonstruiert werden.
- In Schauergrößenspektren zeigen sich ANKA-induzierte Ereignisse häufig bei großen Elektronenzahlen (vgl. Abb. 3.6, linkes Bild).
- Die rekonstruierten Schauerpositionen der ANKA-induzierten Ereignisse gruppieren sich um ANKA herum (vgl. Abb. 3.6, rechtes Bild). Entgegen der Erwartungen zeigt die Verteilung der Schauerkernpositionen kein Maximum bei ANKA sondern drei Maxima bei etwa 10, 40 und 60 m. Diese Maxima entsprechen den Grande-Stationen 27, 32 und 33 und kommen durch die systematische Fehlrekonstruktion des Schauerkerns durch KRETA zustande, die dazu neigt, den rekonstruierten Schauerkern zur nächstgelegenen Station zu ziehen.

Im Folgenden wird nun eine Methode vorgestellt, mit der sich diese künstlichen Ereignisse identifizieren und aus dem Datensatz entfernen lassen. Dabei muss auf der einen Seite

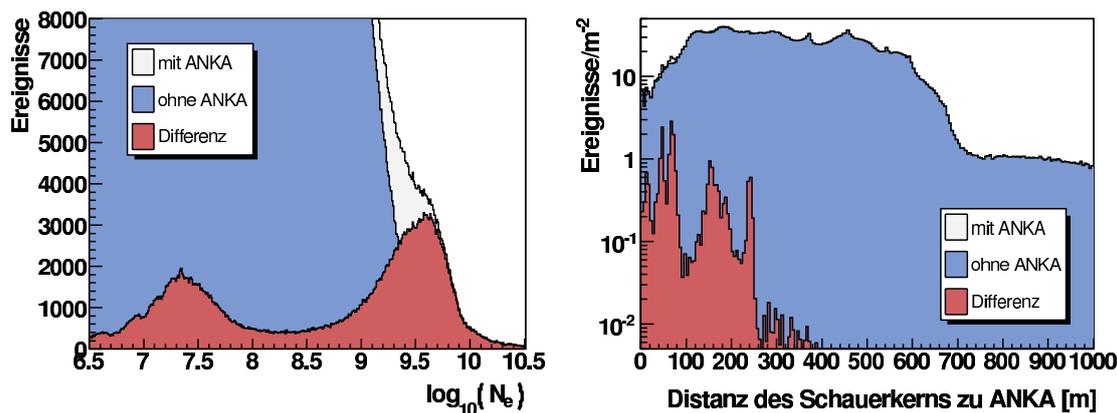


Abb. 3.6: Symptome der künstlich induzierten ANKA-Ereignisse. Links die rekonstruierte Elektronenzahl, rechts der rekonstruierte Schauerkern in einem Kreissektor mit Zentrum bei ANKA und einem Öffnungswinkel von $\pm 10^\circ$ Richtung Osten. Gezeigt sind jeweils die Verteilungen vor und nach der Korrektur auf ANKA und die entsprechende Differenz. Im rechten Bild verschwindet die Verteilung vor der Korrektur aufgrund der logarithmischen Auftragung hinter der Verteilung nach der Korrektur.

gewährleistet sein, dass möglichst alle fehlerhaften Ereignisse erfasst aber andererseits möglichst wenige echte Luftschaer fälschlicherweise als ANKA-Ereignisse klassifiziert werden. Außerdem werden Nebeneffekte – wie die durch diese Ereignisse verursachte zusätzliche Totzeit – weitestgehend minimiert.

3.3.1 Identifikation und Beseitigung der ANKA-induzierten Ereignisse

Wie bereits erwähnt, treffen die von ANKA künstlich induzierten Ereignisse während eines Injektionsvorgangs im Sekundentakt auf das Grande-Detektorfeld. Dabei löst nicht jede einzelne Injektion eine Auslese der Grande-Hardware aus. Deswegen treten in dem Zeitdifferenzplot links unten in Abb. 3.2 neben dem scharfen Maximum bei ~ 1 s auch Nebenmaxima bei Vielfachen von 1 s auf. Obwohl der Zeitdifferenzplot der 4-aus-7 getriggerten Ereignisse auf den ersten Blick kein Maximum bei 1 s aufweist, sind diese Ereignisse etwa vier mal häufiger als 7-aus-7 getriggerte Ereignisse. Aufgrund der etwa zehn mal höheren Rate, werden die künstlichen ANKA-Ereignisse in die erste Sekunde einsortiert, da die Wahrscheinlichkeit, dass zwischen zwei ANKA-Ereignissen ein echter Luftschaer auf das Detektorfeld trifft um ein Vielfaches höher liegt. Dies ist auch der Grund dafür, dass die Zeitdifferenzverteilung in Abb. 3.2 für die 4-aus-7 getriggerten Ereignisse nicht ganz einer Exponentialverteilung folgen. Die Anhäufung von Ereignissen bei kleinen Zeitdifferenzen, verursacht durch die künstlichen ANKA-Ereignisse, lässt den Exponenten der Verteilung bei kleinen Zeitdifferenzen betragsmäßig größer erscheinen als er in Wirklichkeit ist. Das führt zu einer zusätzlichen Krümmung im Vergleich zu der reinen Exponentialfunktion. Bei den 7-aus-7 getriggerten Ereignissen zeigt sich dieser Sachverhalt wegen den generell größeren Zeitdifferenzen weniger in einer zusätzlichen Krümmung, als viel mehr in Sprüngen bei Vielfachen von 1 s (vgl. auch Abb. 3.9, linkes Bild).

Zur genauen Bestimmung der Periodendauer der ANKA-induzierten Ereignisse wurden Gaussfunktionen an die acht ersten Maxima aus Abb. 3.2 angepasst. Die Ergebnisse dieser

3.3. KÜNSTLICH INDUZIERTE EREIGNISSE DURCH DAS SYNCHROTRON ANKA

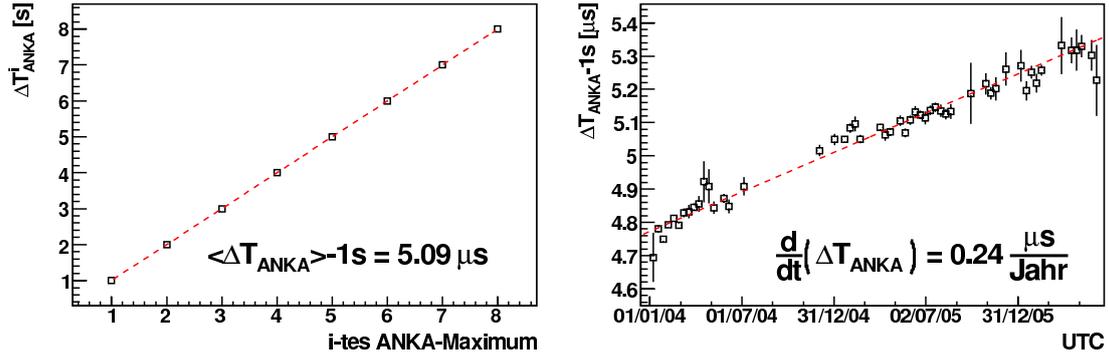


Abb. 3.7: Bestimmung der Periode der künstlich induzierten ANKA-Ereignisse. Links sind die Maxima der an die ANKA-Peaks im Zeitdifferenzspektrum angepassten Gaussfunktionen über der Ordnung dieser Maxima aufgetragen. Rechts wurden diese ANKA-Perioden pro zehn Tage ermittelt und über dem Datum aufgetragen. Es ergibt sich ein eindeutiger Gang der ANKA-Periode mit der Zeit, was auf Alterungserscheinungen des Injektionstaktgebers zurückgeführt wird.

Anpassung sind in der linken Grafik in Abb. 3.7 verdeutlicht. Dort wurden die Lagen der Gaussfunktionen mit den Varianzen als Fehlern über der Ordnung der Maxima aufgetragen. Die Breiten der angepassten Kurven bewegen sich dabei zwischen $2.2 \mu\text{s}$ bei dem Maximum erster und $5.2 \mu\text{s}$ bei dem Maximum achter Ordnung und sind somit zu klein um in Abb. 3.7 noch sichtbar zu sein. An die so ermittelten Datenpunkte wurde eine Gerade angepasst. Die Steigung gibt die mittlere Periode der ANKA-induzierten Ereignisse. Diese ergibt sich mit dieser Methode zu

$$\Delta T_{\text{ANKA}} \approx (1.0000051 \pm 0.0000005) \text{ s.}$$

Bei genauerer Betrachtung ist diese Periode zeitlich nicht stabil. In der rechten Grafik aus Abb. 3.7 wurden die in jeweils zehn Tagen ermittelten Perioden über dem Datum aufgetragen. Deutlich ist ein Anstieg der Periodendauer mit der Zeit zu erkennen. Die Steigung der angepassten Gerade ergibt dabei den zeitlichen Gradienten zu

$$\frac{d}{dt}(\Delta T_{\text{ANKA}}) \approx (0.237 \pm 0.003) \frac{\mu\text{s}}{\text{Jahr}}$$

und ist somit im Weiteren vernachlässigbar.

Über den Grund für die vom Nominalwert der ANKA-Injektion (1 Hz) abweichende Ereignisrate bei Grande kann hier nur spekuliert werden. Nach Rücksprache mit dem technischen Team von ANKA [161], lässt sich diese Abweichung möglicherweise auf Gerätetoleranzen zurückführen. Für den ordnungsgemäßen Betrieb des Synchrotrons ist die genaue Kenntnis des Injektionstaktes nicht relevant. Der zeitliche Gradient weist dabei auf Alterungseffekte des Taktgebers der Injektion hin.

Um nun die ANKA-induzierten Ereignisse zu identifizieren, werden in den Rohdaten unter Zuhilfenahme aller – also insbesondere auch der 4-aus-7 getriggerten – Ereignisse Zeiträume gesucht, in denen solche Zeitdifferenzen gehäuft auftreten. Den Anfang solcher Zeiträume markiert das Auftreten mindestens dreier Ereignisse mit einem zeitlichen Abstand eines Vielfachen von ΔT_{ANKA} innerhalb von 10 s. Das Suchen dreier Ereignisse die das o. g. Kriterium erfüllen, minimiert die Wahrscheinlichkeit, fälschlicherweise echte

3.3. KÜNSTLICH INDUZIERTE EREIGNISSE DURCH DAS SYNCHROTRON ANKA

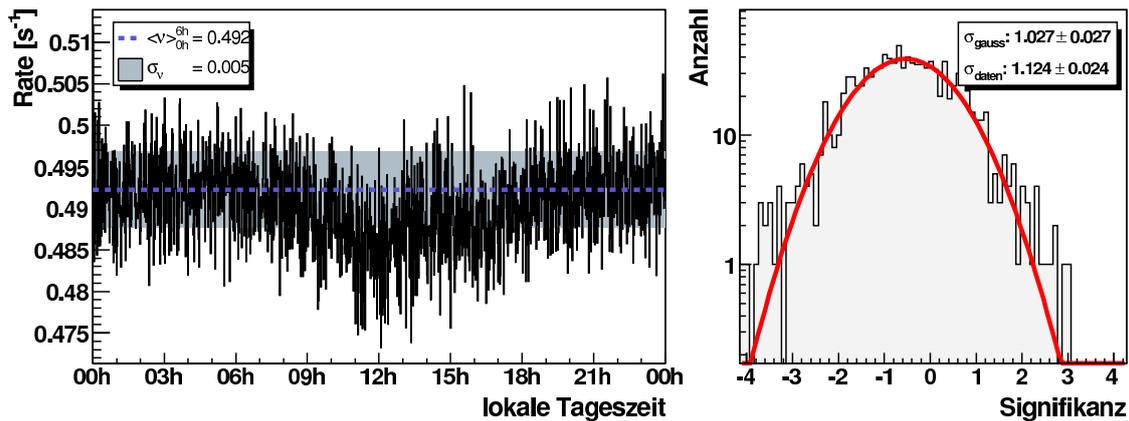


Abb. 3.8: Gleiche Darstellung wie in Abb. 3.5, jedoch nach dem Entfernen ANKA-induzierter Ereignisse. Im direkten Vergleich zu Abb. 3.5 sind die beiden Maxima verschwunden. Der verbliebene Tagesgang lässt sich mit der tageszeitlichen Variation von Luftdruck und Temperatur erklären (vgl. Abb. 3.13). Die Signifikanzen entsprechen einer Normalverteilung mit einer Breite nahe bei eins.

Schauerereignisse als ANKA-Ereignisse zu klassifizieren. Als Breite des Zeitintervalls werden dabei $\pm 5 \mu\text{s}$ verwendet. Das Ende eines solchen Zeitraums ist erreicht, wenn innerhalb von 10s keine Ereignisse mit der angegebenen Zeitdifferenz mehr auftreten. Anschließend werden alle Ereignisse in diesen Zeiträumen, die ein Vielfaches des angegebenen zeitlichen Abstandes zu einem Ereignis 10s vor oder 10s nach ihnen haben als ANKA-induzierte Ereignisse klassifiziert.

In einem zweiten Schritt müssen die so in den Rohdaten gefundenen künstlichen Ereignisse aus dem prozessierten Datensatz entfernt werden. Dabei ergibt sich die Schwierigkeit, dass die Zeitmarken zusammengehöriger Ereignisse aus Rohdaten und prozessierten Daten nicht notwendigerweise gleich sein müssen. Zum einen erhält ein Ereignis vom zentralen KASCADE-Eventbuilder den Zeitstempel des ersten Experimentteils, welches Daten zu diesem Ereignis lieferte. Glücklicherweise ist bei ANKA-induzierten Ereignissen Grande praktisch immer der erste – wenn nicht der einzige – Experimentteil der Daten liefert. Zum anderen besitzen die verschiedenen Experimenteile untereinander Zeitversätze von Vielfachen einer Sekunde, die von der Art der internen Zeitmessung und des Zeitabgleichs herrühren und die von Messlauf zu Messlauf verschieden sein können. Um dies zu kompensieren, müssen die gefundenen ANKA-Ereignisse mit den prozessierten Ereignissen für jeden Messlauf einzeln abgeglichen werden. Danach kann der prozessierte Datensatz von den künstlichen Ereignissen befreit werden.

Zur Bestimmung der Güte dieses Verfahrens wurde die tageszeitliche Rate vor und nach der Korrektur untersucht. Die entsprechende Rate vor der Korrektur ist dabei dem linken Histogramm aus Abb. 3.5 zu entnehmen. Man erkennt eine starke Überhöhung der Rate zu den Zeiten der Injektion. Zur Bestimmung der Signifikanzen wurde die Zeit zwischen 0h und 6h als Referenz genommen, da in dieser Zeit keine Injektionen bei ANKA stattfinden, der Datensatz hier also frei von ANKA-induzierten Ereignissen ist. In diesem Zeitraum wurde die mittlere Rate und die Streuung der Raten um diesen Mittelwert bestimmt. Für den Zeitraum zwischen 6h und 24h wurden dann die entsprechenden Signifikanzen ermittelt und im rechten Histogramm in Abb. 3.5 aufgetragen. Ohne ANKA-Kontamination sollte

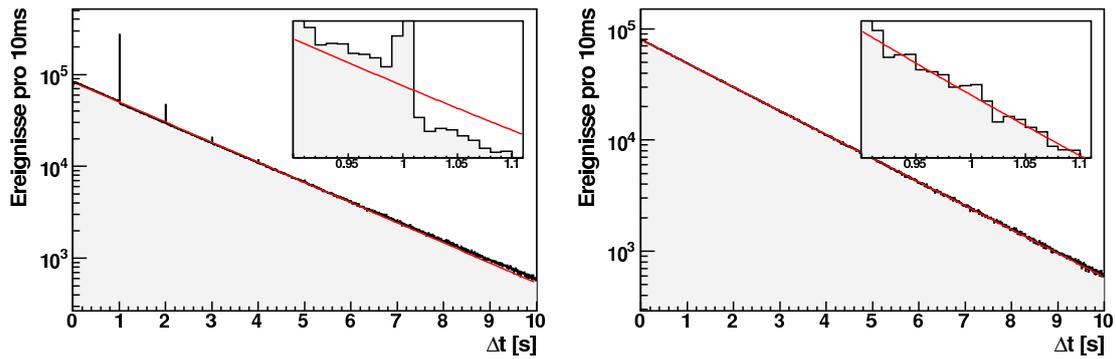


Abb. 3.9: Zeitdifferenzen zwischen aufeinanderfolgenden Ereignissen vor (links) und nach (rechts) der Korrektur bzgl. ANKA. Klein dargestellt jeweils eine Vergrößerung des Bereichs um das erste Maximum. Links erkennt man deutlich den Abfall der Ereignisse nach dem Maximum. Rechts sind sowohl Maximum als auch der Abfall im Rahmen der natürlichen Schwankungen verschwunden. Es gibt außerdem keine Hinweise auf ein Minimum aufgrund fehlerhaft identifizierter Luftschauerereignisse.

die Streuung der histogrammierten Signifikanzen gerade $\sigma_\nu = 1$ ergeben. Sowohl die Streuung der Raten selbst als auch die Breite der angepassten Gausskurve weisen jedoch eine starke Abweichung von $\sigma_\nu = 1$ auf. Dieselbe Vorgehensweise wurde für Abb. 3.8 verwendet, um den Datensatz nach Entfernen der durch die oben beschriebene Methode identifizierten ANKA-Ereignisse zu untersuchen. Sowohl die tageszeitliche Rate als auch die Verteilung der Signifikanzen läßt darauf schließen, dass die ANKA-induzierten Ereignisse quasi vollständig aus dem Datensatz entfernt werden konnten. Die restlichen Fluktuationen werden hier den tageszeitlichen Einflüssen von Temperatur und Luftdruck zugeschrieben, was sich durch die in Kapitel 3.4 beschriebenen Untersuchungen bestätigen wird. Bemerkenswert ist außerdem die bei Abb. 3.5 und Abb. 3.8 gleich gebliebene mittlere Rate und deren Streuung zwischen 0 h und 6 h. Dies läßt darauf schließen, dass sich die Zahl echter Ereignisse durch die durchgeführte Korrektur nicht signifikant erniedrigt hat. Die vorgestellte Methode ist also in der Lage, ANKA-induzierte Ereignisse mit einer großen Sicherheit zu identifizieren.

Darauf läßt auch ein in Abb. 3.9 illustrierter Test schließen. Hier sind wieder die Zeitdifferenzen zweier aufeinanderfolgender Ereignisse vor (links) und nach (rechts) dem Entfernen der als solche identifizierten ANKA-Ereignisse aufgetragen. Vor der Korrektur sind neben den Maxima bei Vielfachen von einer Sekunde vor allem auch die Sprünge vor und nach den Maxima zu erkennen (siehe die vergrößerten Ausschnitte). Nach der Korrektur sind sowohl die Maxima als auch die Sprünge im Rahmen der statistischen Schwankungen vollständig verschwunden. Außerdem stellt sich auch kein Minimum bei Vielfachen von einer Sekunde ein, wie man es erwarten würde, wenn zu viele echte Luftschauerereignisse fälschlicherweise aus dem Datensatz entfernt worden wären.

3.3.2 Totzeit bedingte Korrektur

Außer dem direkten Einfluß der ANKA-induzierten Ereignisse, ergibt sich noch ein zweites Problem bezüglich der Totzeit des Datennahmesystems. Jedes erfasste Ereignis verur-

sacht in der Elektronik des Grande-Detektorfeldes eine Totzeit, in der das Experiment nicht in der Lage ist, weitere Ereignisse zu registrieren. Diese Totzeit ergibt sich aus Abb. 3.4 zu $\sim 500 \mu\text{s}$. Das heißt insbesondere auch durch ANKA-Ereignisse wird das Detektorfeld jedesmal für ca. $500 \mu\text{s}$ blind für echte Luftschauser. Zu Zeiten der Injektion werden somit weniger Luftschauser gemessen als üblich. Um diesen Effekt weitgehend zu minimieren, geht man von der Verteilung der Zeitdifferenzen normaler Luftschauserereignisse aus. Als zeitlich unabhängige Ereignisse folgen diese Zeitdifferenzen einer Exponentialfunktion mit der mittleren Ereignisrate ν als Faktor im Exponenten:

$$f(t) \propto e^{-\nu t}$$

Misst man nun zum Zeitpunkt $t_0 = 0$ ein Ereignis, so ist die Wahrscheinlichkeit in einem Intervall $t_1 \leq t \leq t_1 + \Delta t$ (mit $t_1 > t_0$) ein weiteres Ereignis zu messen gerade

$$P(t_1 \leq t \leq t_1 + \Delta t) = \nu \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t} e^{-\nu t} dt.$$

Damit läßt sich nun die Wahrscheinlichkeit berechnen, dass in der Totzeit, die das aus dem Datensatz entfernte ANKA-Ereignis verursacht hat, ein echter Luftschauser auf das zu dieser Zeit inaktive Experiment traf. Der zeitliche Abstand zum direkt vor dem entfernten Ereignis gelegenen Ereignis wird dabei als t_1 gesetzt, während die Totzeit des Systems als Δt eingesetzt wird. Mit Hilfe dieser Wahrscheinlichkeit, wird nun gewürfelt ob in dem betroffenen Zeitraum ein „künstliches“ Ereignis eingefügt werden soll. Fällt diese Entscheidung positiv aus, wird aus dem letzten vollständigen siderischen Tag vor diesem Zeitpunkt – oder aus dem diesen Zeitpunkt enthaltenden siderischen Tag falls dieser vollständig ist – ein zufälliges Ereignis ausgewählt, dupliziert und an der betroffenen Stelle eingefügt.

Die Wahrscheinlichkeit das ein Ereignis eingefügt werden muss, stellt sich dabei als sehr klein heraus. Das liegt zum einen an der exponentiellen Verteilung der Zeitdifferenzen und zum anderen an dem kleinen Zeitintervall von nur $500 \mu\text{s}$. Insgesamt wurden durch diese Korrektur 102 Ereignisse zu dem Datensatz hinzugefügt – dies entspricht etwa 0.6% .

3.4 Korrektur meteorologischer Effekte

Die Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers hängt – neben vielen anderen Faktoren – vor allem auch von den momentan vorherrschenden atmosphärischen Bedingungen ab (siehe z. B. [59] oder [125]). Ein großer atmosphärischer Druck bedeutet für einen Luftschauser eine größere Dichte des Mediums bzw. eine tiefere Atmosphäre, die durchquert werden muss, bis das Beobachtungsniveau erreicht wird. Das Schauermaximum wird in diesem Fall früher erreicht – der Schauer ist bereits älter oder liegt bereits unterhalb der Triggerschwelle des Experiments, wenn er auf Beobachtungsniveau ankommt. Dies macht deutlich, dass bei größerem atmosphärischen Druck weniger Luftschauser die Triggerbedingungen eines Luftschauserexperiments erfüllen. Somit ist die gemessene Ereignisrate eine Funktion des momentanen atmosphärischen Drucks. Das linke Bild in Abb. 3.10 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Bei einem gemessenen Luftdruck von ca. $(1000 \pm 30) \text{ hPa}$ variiert die Rate dabei um nicht ganz 20%. Der Zusammenhang zwischen der momentan vorherrschenden Temperatur und der gemessenen Ereignisrate (Abb. 3.10, rechtes Bild), ist dabei weniger signifikant aber immer noch deutlich erkennbar. Die Variation der Rate aufgrund der Temperaturschwankungen von $(10 \pm 20) ^\circ\text{C}$ liegt bei etwa 5%.

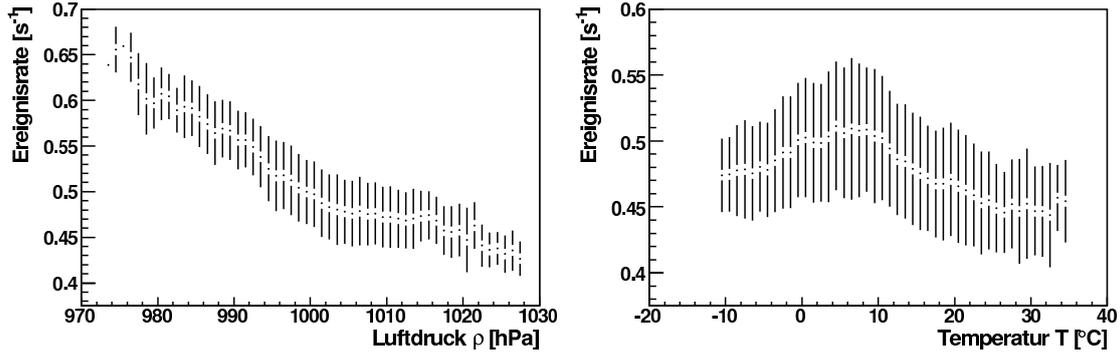


Abb. 3.10: Abhängigkeit der gemessenen Ereignisrate von Luftdruck (links) und Temperatur (rechts). Die eingezeichneten Fehler entsprechen der Streuung der Raten um den jeweiligen Mittelwert.

Ratensensitive Analysen – insbesondere Anisotropiestudien – sind sehr empfindlich auf den beschriebenen Effekt. Obwohl einige Experimente argumentieren, diese meteorologischen Effekte würden sich im langjährigen Mittel herauskorrigieren, soll hier eine Methode vorgestellt werden, mit der die Ereignisraten weitgehend von den atmosphärischen Einflüssen befreit werden können. Diese Methode wurde - in der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Form - das erste mal in [145] genutzt, um Luftschauerdaten auf atmosphärische Einflüsse zu korrigieren. Ein weiteres Beispiel für die erfolgreiche Anwendung findet sich in [124].

Um die exakte Entwicklung eines Luftschauers zu erfassen, wäre eine detaillierte Kenntnis der gesamten Atmosphäre notwendig. Simulationsprogramme wie CORSIKA [92] helfen sich an dieser Stelle mit sog. Standardatmosphären weiter, die versuchen, die reale Atmosphäre durch ein Schichtmodell nachzubilden. Für Experimentdaten – so auch bei dem Grande-Detektorfeld – stehen in der Regel jedoch lediglich der atmosphärische Druck und die Temperatur auf Beobachtungsniveau zur Verfügung, um Aussagen über die momentanen atmosphärischen Bedingungen zu machen. Damit gilt es nun, die gemessenen Ereignisraten auf meteorologische Effekte zu korrigieren. Dazu trägt man i. a. die Rate über dem gemessenen Druck und der Temperatur auf und passt eine adäquate Funktion an diese Verteilung an. Hierzu bieten sich zwei Herangehensweisen an – ein Polynomansatz (Gl. 3.1) und ein Exponentialansatz (Gl. 3.2). Die Vor- und Nachteile der beiden Ansätze werden ausführlich in [145] diskutiert.

$$\begin{aligned}
 R_{\text{pol}}(t) &= R_{\text{pol}}(P(t), T(t)) & (3.1) \\
 &= R_0 + \Delta R_i + \alpha_P \cdot \Delta P + \alpha_T \cdot \Delta T + \\
 &\quad + \alpha_{PP} \cdot (\Delta P)^2 + \alpha_{TT} \cdot (\Delta T)^2 + \alpha_{PT} \cdot \Delta P \cdot \Delta T
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R_{\text{exp}}(t) &= R_{\text{exp}}(P(t), T(t)) & (3.2) \\
 &= \Delta R_i + R_0 \cdot \exp(\alpha_P \cdot \Delta P) \cdot \exp(\alpha_T \cdot \Delta T) \cdot \\
 &\quad \cdot \exp(\alpha_{PP} \cdot (\Delta P)^2) \cdot \exp(\alpha_{TT} \cdot (\Delta T)^2) \cdot \exp(\alpha_{PT} \cdot \Delta P \cdot \Delta T)
 \end{aligned}$$

mit

$$\Delta P = P(t) - P_0$$

3.4. KORREKTUR METEOROLOGISCHER EFFEKTE

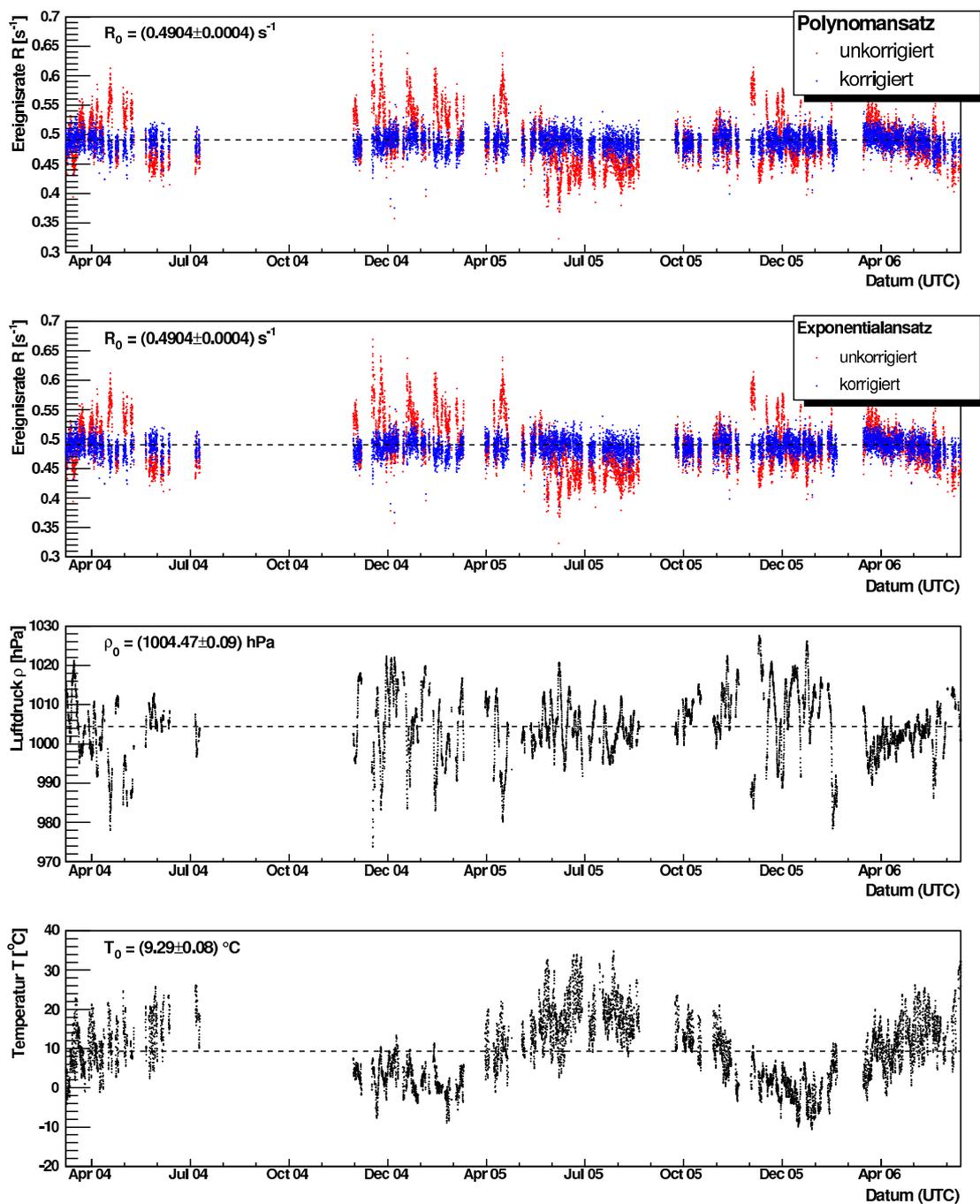


Abb. 3.11: Ereignisraten des Grande-Detektorfeldes vor (rot) und nach (blau) der Korrektur auf Druck und Temperatur für Polynom- und Exponentialansatz. Zum Vergleich sind Druck und Temperatur für denselben Zeitraum dargestellt. Die jeweils angegebenen Mittelwerte gehen als festgehaltene Parameter in die Anpassung der jeweiligen Funktion an die Datenraten ein. Deutlich zu erkennen sind auch die zeitlichen Lücken im Datensatz, die durch Kalibrations-/Wartungsperioden und durch die Qualitätsschnitte aus Kapitel 3.2 bedingt sind.

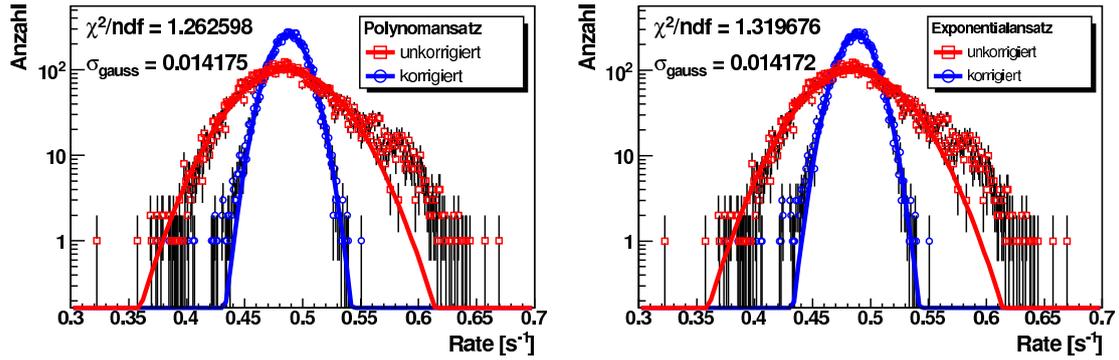


Abb. 3.12: Verteilung der gemessenen Ereignisraten vor (rot) und nach (blau) der Korrektur auf meteorologische Effekte. Links wurde die Korrektur mit Gl. 3.1 durchgeführt während im rechten Bild Gl. 3.2 zum Einsatz kam. Die beiden Korrekturen zeigen dabei nur marginale Unterschiede.

$$\Delta T = T(t) - T_0$$

Dabei sind P_0 der mittlere Luftdruck und T_0 die mittlere Temperatur auf Bodenniveau für den betrachteten Zeitraum.

Neben der Korrektur meteorologischer Effekte werden außerdem noch künstlich hervorgerufene Triggerratenänderungen mit dieser Methode behandelt. Dazu zählt z. B. die in Kapitel 3.2 erwähnte Umorganisation der Triggerbedingungen aufgrund einer über Monate komplett ausgefallenen Detektorstation oder aber auch die Ratenänderungen, wie sie nach einer Kalibration der Photomultiplier und somit einer Justierung der Versorgungsspannungen auftreten. Dabei wird der Datensatz in mehrere Zeitintervalle mit jeweils konstanten Triggerbedingungen eingeteilt und die Funktion in dem entsprechenden Intervall an die Verteilung angepasst. Die ΔR_i aus Gl. 3.1 und Gl. 3.2 sind die entsprechenden Abweichungen der Raten während der Perioden konstanter Triggerbedingungen von der mittleren Rate R_0 . Im Falle des vorliegenden Datensatzes ergeben sich dadurch zwölf Intervalle mit konstanten Triggerbedingungen. Die Ergebnisse der Anpassung der beiden Funktionen an die Verteilung der Ereignisraten sind dabei in Tab. A.1 in Anhang A zusammengefasst. Dabei ergeben sich mittlere Rate R_0 , Luftdruck P_0 und Temperatur T_0 direkt aus den Messungen (vgl. Abb. 3.11) und werden bei der nachfolgenden Anpassung der jeweiligen Funktion an die Daten festgehalten.

Mit den so gefundenen Funktionen lassen sich die gemessenen Raten nun bzgl. des Drucks und der Temperatur korrigieren. Dazu werden i. a. entweder zufällige Ereignisse aus dem Datensatz entfernt oder Ereignisse zum Datensatz hinzugefügt (z. B. [15]), je nachdem, ob die gemessene Rate in einem zeitlichen Intervall nun über oder unter der durch die Funktion berechneten Rate liegt. In dieser Arbeit wird jedoch eine andere Methode verwendet, um den Datensatz mit Hilfe der gefundenen Funktion zu korrigieren. Dazu wird für jedes Ereignis mit Hilfe des gerade vorherrschenden Luftdrucks und der gerade vorherrschenden Temperatur mit den ermittelten Funktionen die theoretisch erwartete Rate ermittelt. Diese wird nun verwendet, um die Pseudo-Wahrscheinlichkeit \mathcal{P} zu berechnen, dass das gemessene Ereignis auch bei mittlerem Druck und mittlerer Temperatur einen Trigger in

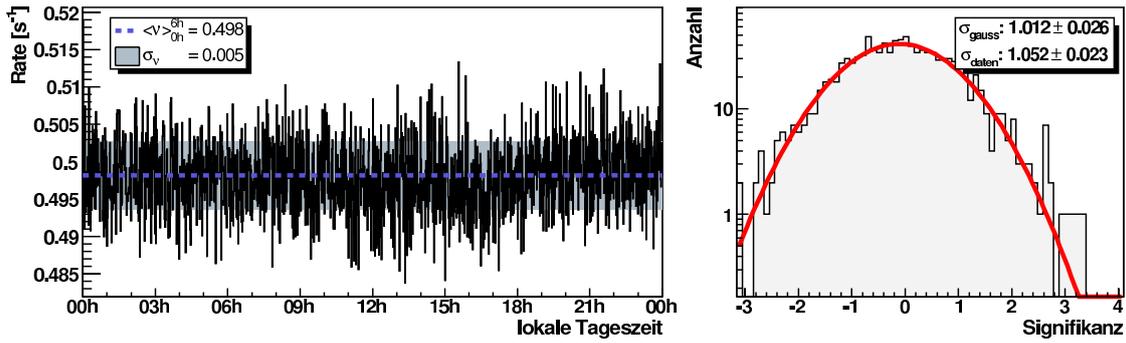


Abb. 3.13: Korrigierte Raten über der lokalen Tageszeit (links) und die zugehörigen Signifikanzen (rechts) Die in Abb. 3.8 noch vorhandenen Schwankungen der Rate sind fast vollständig verschwunden. Dementsprechend liegen die Breite der Normalverteilung und die Streuung der Signifikanzen nun fast bei eins.

dem Experiment ausgelöst hätte:

$$\mathcal{P}(\text{Trigger}|P, T) = 1 + \frac{R_0 - R(t)}{R_0} \quad (3.3)$$

Diese Wahrscheinlichkeit – die auch größer als 1 werden kann (deswegen Pseudo-Wahrscheinlichkeit) – wird nun in allen folgenden Analysen als Gewicht des Ereignisses interpretiert. Das Ergebnis dieser Korrektur ist in Abb. 3.11 zu sehen. In den beiden oberen Histogrammen sind die unkorrigierten (rot) und die mit der aus der Korrektur gewonnenen Wahrscheinlichkeit gewichteten Ereignisraten (blau) für den Polynomansatz und für den Exponentialansatz gezeigt. Eine detaillierte Darstellung der einzelnen zeitlichen Perioden anhand des Polynomansatzes ist in Abb. A.1, Anhang A zu finden. Deutlich ist zu erkennen, dass die korrigierten Raten im Wesentlichen nur noch statistischen Schwankungen unterliegen. Einen besseren Eindruck von der Qualität der durchgeführten Korrekturen erhält man anhand von Abb. 3.12. Hier sind die Ratenverteilungen jeweils vor und nach der Korrektur mit Polynom- (links) bzw. mit Exponentialansatz (rechts) gezeigt. In beiden Fällen ist eine deutliche Veränderung der Ratenverteilung zu erkennen. Die vorher aufgrund der asymmetrischen Luftdruck- und Temperaturverteilung ebenfalls asymmetrische Ratenverteilung entspricht nach der Korrektur einer Normalverteilung, wie man es von einer von systematischen Effekten befreiten Observablen erwarten würde. Die Schwankungsbreite der exponentiell korrigierten Raten ist dabei minimal kleiner als die der polynomial korrigierten Raten. Diese lassen sich jedoch besser durch die angepasste Normalverteilung beschreiben, wie aus den gezeigten χ^2/ndf -Werten ersichtlich wird. Deswegen werden im Folgenden die mit dem Polynomansatz korrigierten Daten für alle weiteren Analysen verwendet. Ein Vergleich der aus den so korrigierten Daten gewonnenen solaren Raten in Abb. 3.13 mit Abb. 3.8 bestätigt dabei die Vermutung, dass die vorher noch vorhandenen Fluktuationen im Wesentlichen auf meteorologische Effekte zurückzuführen waren. Die Verteilung der solaren Raten ist nun nahezu flach und die Schwankung der Signifikanzen erreicht fast den Sollwert von 1.

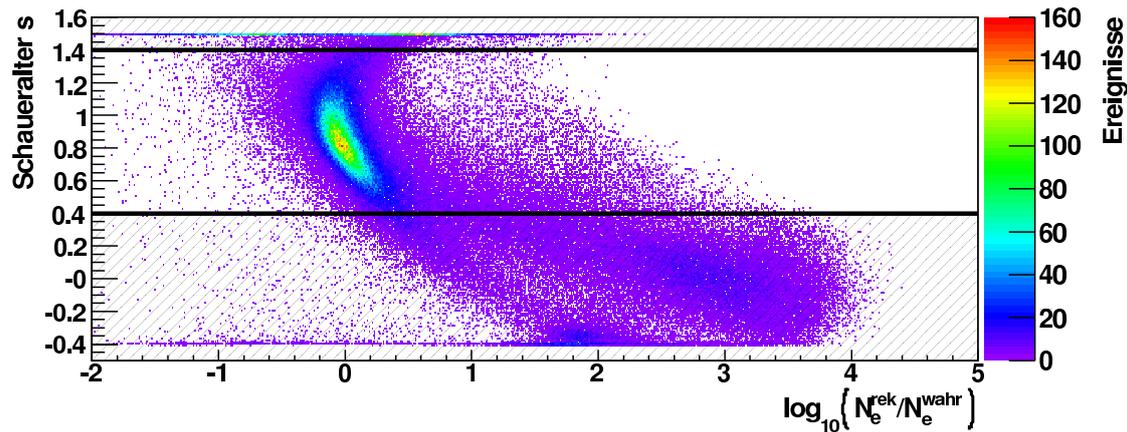


Abb. 3.14: Das rekonstruierte Schaueralter aufgetragen über dem logarithmischen relativen Fehler der Elektronenzahl. Die schraffierten Felder markieren die durch den auf das Schaueralter angewandten Qualitätsschnitt von der weiteren Analyse ausgeschlossenen Bereiche.

3.5 Rekonstruktionsqualität

Anhand von Simulationsdaten (vgl. Kapitel 3.1.4) werden nun die durch den Rekonstruktionsprozess bedingten systematischen Fehler näher untersucht. Das Ziel wird es sein, einen Satz adäquater Datenschnitte zu ermitteln, der die Qualität der rekonstruierten Luftschauerdaten weiter verbessert und dabei die Statistik nicht zu stark mindert. Ein Qualitätsschnitt wird dabei implizit von der Rekonstruktion durch einen entsprechenden Parameter (Nflg) vorgegeben. Dieser Parameter gibt die Güte der Anpassung der Lateralverteilung an die Daten wieder. Nur wenn die Anpassung der Lateralverteilung konvergiert, ist dieser Parameter größer null und nur dann können die entsprechenden Ereignisse weiter verwendet werden. Ein zweiter impliziter Schnitt ergibt sich aus der rekonstruierten Myonenzahl. War die Rekonstruktion fehlerhaft, wird die entsprechende Variable auf einen definierten Fehlerwert gesetzt. Auch diese Ereignisse werden von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Näheres zur Rekonstruktion der Myonenzahl bei KASCADE-Grande findet sich in [159].

Ein weiterer Qualitätsschnitt ergibt sich aus dem relativen Fehler der rekonstruierten Elektronenzahl, der mit dem rekonstruierten Schaueralter korreliert ist. Trägt man das Schaueralter über dem logarithmischen relativen Fehler der Elektronenzahl auf (vgl. Abb. 3.14), erkennt man zwei Bereiche – zu großen und zu kleinen Schaueraltern hin – die einen sehr großen systematischen Fehler in der Rekonstruktion der Elektronenzahl bedingen. Die entsprechenden Ereignisse werden dementsprechend auch in allen mit dem Schaueralter korrelierten Parametern falsch rekonstruiert. Daraus resultiert ein Datenschnitt, der das Schaueralter auf Werte zwischen 0.4 und 1.4 begrenzt. Die so ausgeschlossenen Bereiche sind in Abb. 3.14 schraffiert dargestellt.

Die Anpassung der Lateralverteilung liefert bessere Ergebnisse mit steigender Anzahl an Stützstellen, die zur Anpassung herangezogen werden können. Dies wird deutlich – und ist für diese Arbeit besonders relevant – am Beispiel der rekonstruierten Schauerachse in Azimut- und Zenitwinkel. Links in Abb. 3.15 ist eine beispielhafte Verteilung der vollen Winkeldifferenz zwischen wahrer und rekonstruierter Schauerachse gezeigt. Die Güte der Rekonstruktion der Schauerachse wird hierbei mit der 68%-Vertrauensgrenze (1σ) be-

3.5. REKONSTRUKTIONSQUALITÄT

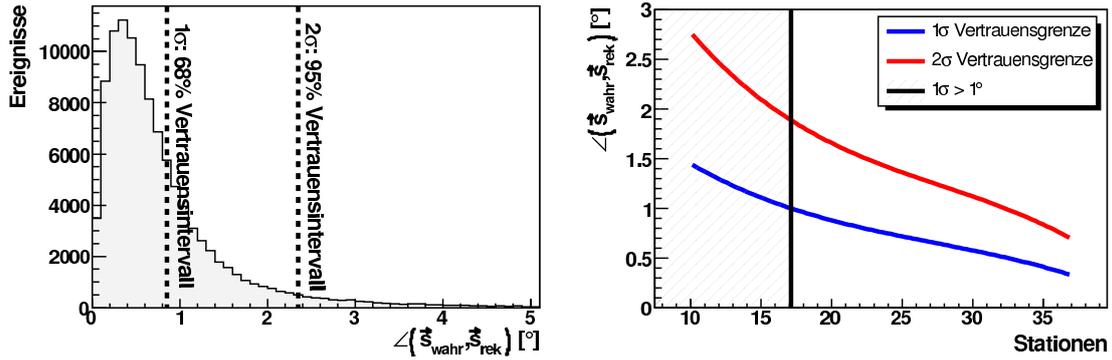


Abb. 3.15: Die Güte der Schauerachsenrekonstruktion in Abhängigkeit der Anzahl der an dem Ereignis beteiligten Stationen mit vorhandener Zeitinformation. Ab 18 Stationen wird die Rekonstruktion der Schauerachse besser als 1° .

stimmt. Diese begrenzt den Bereich, in dem 68% der Winkeldifferenzen enthalten sind. Zur weiteren Verdeutlichung ist weiterhin die 95%-Vertrauensgrenze (2σ) eingezeichnet. Rechts in Abb. 3.15 sind diese Grenzen über der Anzahl der für die Anpassung der Lateralverteilung zur Verfügung stehenden Stützstellen aufgetragen. Diese entspricht der Anzahl an Stationen, die für das entsprechende Ereignis gültige Zeit- und Energieinformationen aufweisen. Die 68%-Vertrauensgrenze wird hierbei ab 18 beteiligten Stationen besser als 1° . Im Folgenden werden deswegen nur Ereignisse verwendet, bei denen mehr als 17 Stationen eine Zeitinformation bereitstellen.

Die Position des Schauerkerns bezüglich des Grande-Detektorfeldes beeinflusst ebenfalls die Qualität der Rekonstruktion. Trifft ein Luftschauer nahe der Grenzen des Feldes auf Grande, stehen zur Anpassung der Lateralverteilung auf einer Seite z. T. wesentlich mehr Stützstellen zur Verfügung als auf der gegenüberliegenden Seite. Dies kann zu einer systematischen Verschiebung des rekonstruierten Schauerkerns und zu einer systematischen Kippung der Schauerachse führen. Beide Effekte werden in Abb. 3.16 verdeutlicht. Die beiden Histogramme sind in Zellen von $20 \times 20 \text{ m}^2$ aufgeteilt. Für jede Zelle wird dabei die mittlere Abweichung des rekonstruierten Kerns \vec{r}_{rek} von dem wahren Kern \vec{r}_{wahr} , bzw. der rekonstruierten Schauerachse \vec{s}_{rek} von der wahren Schauerachse \vec{s}_{wahr} berechnet und farbcodiert aufgetragen. Für den mittleren Fehler der Schauerachse wird wieder die 68%-Vertrauensgrenze herangezogen. Die Kombination der beiden Histogramme führt dabei zu dem eigentlichen Qualitätsschnitt auf die rekonstruierte Schauerkernposition, wie er in Abb. 3.17 dargestellt ist. Dabei wird verlangt, dass der Fehler der Schauerkernrekonstruktion nicht größer als 25 m und der Fehler der Schauerachsenrekonstruktion nicht größer als 1° sein dürfen (grün unterlegter Bereich). Die so entstehende Fläche weist jedoch Lücken auf. Um eine geschlossene Fläche zu erhalten, wird ein zweiter Bereich definiert, für den der Fehler in der Schauerkernposition nicht größer als 50 m und der Fehler in der Schauerachse nicht größer als 2° sein dürfen (blau unterlegter Bereich). Mit einem speziell entwickelten Algorithmus, wird schließlich eine in sich geschlossene Fläche gesucht, die überwiegend aus dem grün markierten Bereich besteht, zur Schließung der Lücken aber auch blau markierte Zellen akzeptiert. Der so ermittelte Bereich ist durch das schwarz umrandete Polygon gekennzeichnet und wird im Weiteren als Schnitt auf die Schauerkernposition verwendet. Zum Vergleich sind in Abb. 3.17 noch zwei weitere Bereiche eingezeichnet, die bei anderen Analysen im Rahmen des KASCADE-Grande Experiments zum Einsatz kommen. Der

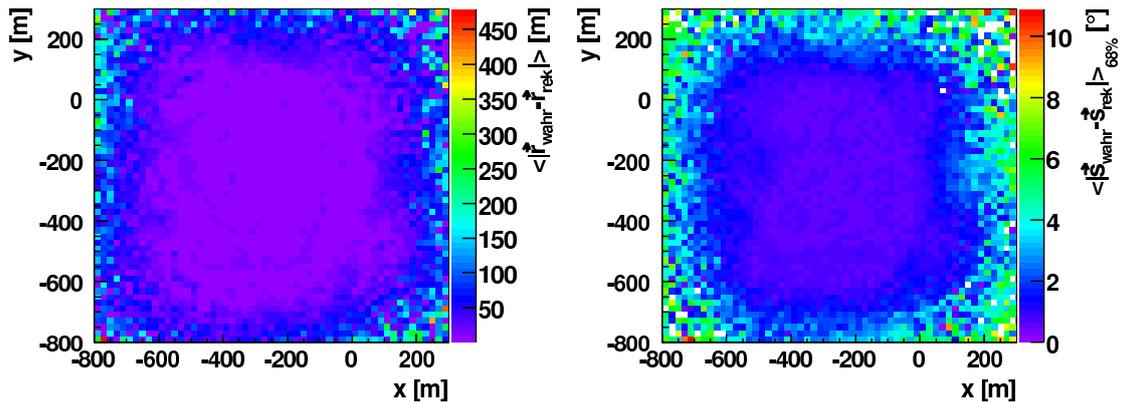


Abb. 3.16: Die Rekonstruktionsqualität des Schauerkerne (links) und der Schauerachse (rechts) in Abhängigkeit der rekonstruierten Schauerkerneposition. Zur Qualitätsbestimmung der Schauerachsenrekonstruktion wird die 68% Vertrauensgrenze der Winkeldifferenzverteilungen herangezogen (vgl. Abb. 3.15).

quadratische Bereich misst $600 \times 600 \text{ m}^2$ und wird als Standardschnitt in vielen Analysen eingesetzt. Der Kreis mit Radius 250 m findet z. B. in [159] Verwendung. Die Akzeptanzfläche konnte mit der vorgestellten Methode um 118% im Vergleich zur Kreisfläche und um immerhin 19% im Vergleich zur quadratischen Fläche vergrößert werden, was entsprechende Auswirkungen auf die der Analyse zur Verfügung stehende Statistik hat.

In Abb. 3.18 sind die Qualität der Zenitwinkelrekonstruktion (links) und die Qualität der Schauerachsenrekonstruktion (rechts) in Abhängigkeit des rekonstruierten Zenitwinkels dargestellt. Die Zenitwinkelrekonstruktion zeigt dabei quasi keine systematischen Effekte bis zu Winkeln um 50° . Die leichte Tendenz zu unterschätzten Zenitwinkeln nahe null ist dabei auf das Fehlen negativer Zenitwinkel zurückzuführen und hat keinerlei physikalische Bedeutung. Bei Zenitwinkeln über 50° werden die wahren Zenitwinkel durch die Rekonstruktion überschätzt, die Schauerachse kippt also weg vom Zenit. Der volle Winkelfehler der rekonstruierten Schauerachse wird dabei erwartungsgemäß mit steigendem Zenitwinkel größer und erreicht bei knapp 47° die Grenze von 1° . Im Allgemeinen werden daher in dieser Arbeit nur Ereignisse verwendet, deren rekonstruierter Zenitwinkel kleiner als 47° ist. Im Gegensatz zu allen anderen vorgestellten Qualitätsschnitten, wird dieser Schnitt jedoch nicht fest vorgegeben. Abhängig von der Art der Analyse, wird dieser Schnitt sowohl nach oben als auch nach unten variiert werden. Die Variation zu kleineren Zenitwinkeln kann z. B. nötig werden, um Systematiken in hier nicht betrachteten rekonstruierten Parametern zu minimieren. Die Variation zu größeren Zenitwinkeln kann dann erfolgen, wenn der Fehler im Azimutwinkel – auf den der Fehler in der Schauerachsenrekonstruktion nach Abb. 3.18 hauptsächlich zurückzuführen ist – vernachlässigbar ist. Insbesondere gilt es hierbei zu bedenken, dass der systematische Fehler in der Schauerachse auf die statistischen Schwankungen des rekonstruierten Azimut- und Zenitwinkels zurückzuführen ist.

3.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die verwendeten Datensätze näher vorgestellt. Bei einer Studie zum Thema Anisotropie ist die Bereinigung der Datensätze bzgl. vorhandener Systema-

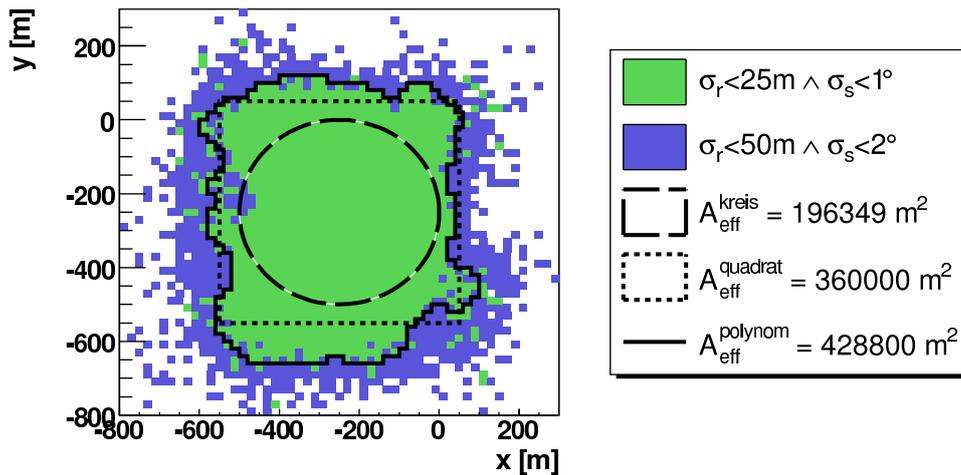


Abb. 3.17: Qualitätsschnitte auf die rekonstruierte Schauerkerndposition. Eingezeichnet sind zwei konservative Schnitte (Kreis und Quadrat) und der in dieser Arbeit verwendete Schnitt (Polygon). Dieser entsteht durch die Kombination der beiden Diagramme aus Abb. 3.16.

tiken von entscheidender Bedeutung für die erreichbare Sensitivität in der Analyse. Wie gezeigt wurde, leiden die verwendeten Datensätze unter einer Vielzahl von Quellen solcher systematischen Unsicherheiten. Neben den praktisch allen Datensätzen der Luftschauerphysik gemeinsamen systematischen Effekten (messtechnische, meteorologische und rekonstruktionsbedingte Ursachen), spielt bei den hier vorliegenden Daten insbesondere noch der störende Einfluss von ANKA eine entscheidende Rolle.

Die vorgestellten Methoden zur Bereinigung des letztendlich in den nachfolgenden Analysen Verwendung findenden Datensatzes sollen hier noch einmal kurz aufgeführt werden:

- Entfernen der Perioden mit nicht vollständig arbeitendem Detektorfeld, d. h. alle Perioden mit weniger als 18 aktiven Triggerhexagonen.
- Entfernen der Perioden mit nicht einwandfrei arbeitendem Detektorfeld, d. h. alle Perioden, in denen Fehler in der Elektronik, in der Datennahme oder in der Prozessierungskette auftraten.
- Entfernen der durch ANKA künstlich induzierten Ereignisse und Korrektur der durch diese Ereignisse erzeugten Totzeit.
- Korrektur meteorologischer Effekte durch entsprechende Gewichtung der Ereignisse.
- Bestimmung geeigneter Datenschnitte aus Simulationsdaten zur Sicherung der Rekonstruktionsqualität.

Der letzte Punkt ergab dabei folgende Qualitätsschnitte, die in den nachfolgenden Analysen Verwendung finden werden:

- Erfolgreiche Anpassung der Lateralverteilung ($N_{flg} > 0$) mit Grande.
- Die erfolgreiche Rekonstruktion der Myonenzahl mit KASCADE muss gewährleistet sein.

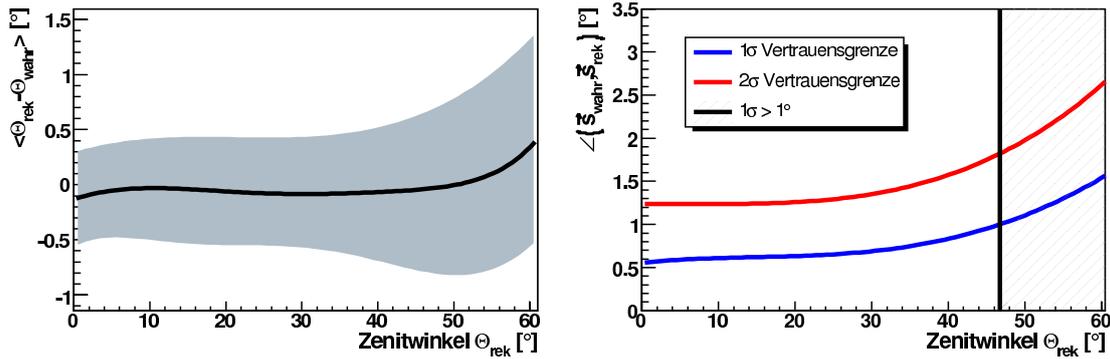


Abb. 3.18: Systematischer Fehler des Zenitwinkels (links) und der Schauerachse (rechts), aufgetragen über dem rekonstruierten Zenitwinkel. Der statistische Fehler des Zenitwinkels ist im linken Bild als Fehlerband eingezeichnet. In den Bereichen, in denen der systematische Fehler im Zenitwinkel nahezu null ist, stammen die systematischen Fehler der Schauerachse nahezu vollständig aus den statistischen Schwankungen des rekonstruierten Azimut- und Zenitwinkels.

- Das rekonstruierte Schaueralter muss zwischen 0.4 und 1.4 liegen um den Fehler in der Rekonstruktion der Elektronenzahl zu minimieren und falsch rekonstruierte Ereignisse zu eliminieren.
- Es müssen mindestens 18 Stationen zur Rekonstruktion des Ereignisses als Stützstellen für die Anpassung der Lateralverteilung zur Verfügung stehen.
- Das rekonstruierte Ereignis muss in der durch Abb. 3.17 definierten Fläche liegen. Diese Fläche resultiert aus einer kombinierten Minimierung der systematischen Fehler der rekonstruierten Schauerkernposition und der rekonstruierten Schauerachse.
- Generell sollten keine Ereignisse mit einem rekonstruierten Zenitwinkel über 47° verwendet werden.

Der mit den vorgestellten Methoden behandelte Datensatz ist weitgehend frei von allen bekannten systematischen Effekten und bildet die Grundlage für alle folgenden Analysen. Die entsprechenden Analysen werden noch weitere spezifische Qualitätsschnitte bedingen, auf die an den entsprechenden Stellen näher eingegangen werden wird. Die hier vorgestellten Methoden und Schnitte haben generellen Charakter und haben somit auch Bedeutung für jede Analyse die im Rahmen des Grande-Detektorfeldes durchgeführt wird.

Die wichtigsten Observablen des nach allen korrigierenden Maßnahmen vorliegenden Datensatzes sind nochmals in Abb. 3.19 zusammengestellt. Die entsprechenden Grafiken finden im Folgenden ihre nähere Erklärung.

- (a) Die Anzahl der Ereignisse über der Anzahl der an dem entsprechenden Ereignis beteiligten Stationen folgt nahezu einer Exponentialverteilung. Das ist auch der Grund, warum der Qualitätsschnitt auf mindestens 18 Stationen die zur Verfügung stehende Statistik am stärksten mindert. Der vorliegende Datensatz enthält dabei immerhin noch über 8.000 Luftschauer, die groß genug waren, um in allen 37 Detektorstationen ein Signal zu erzeugen. Zum Vergleich dazu gibt es etwa 500.000 Ereignisse, an denen 18 Stationen – also etwa die Hälfte des Detektorfeldes – beteiligt waren.

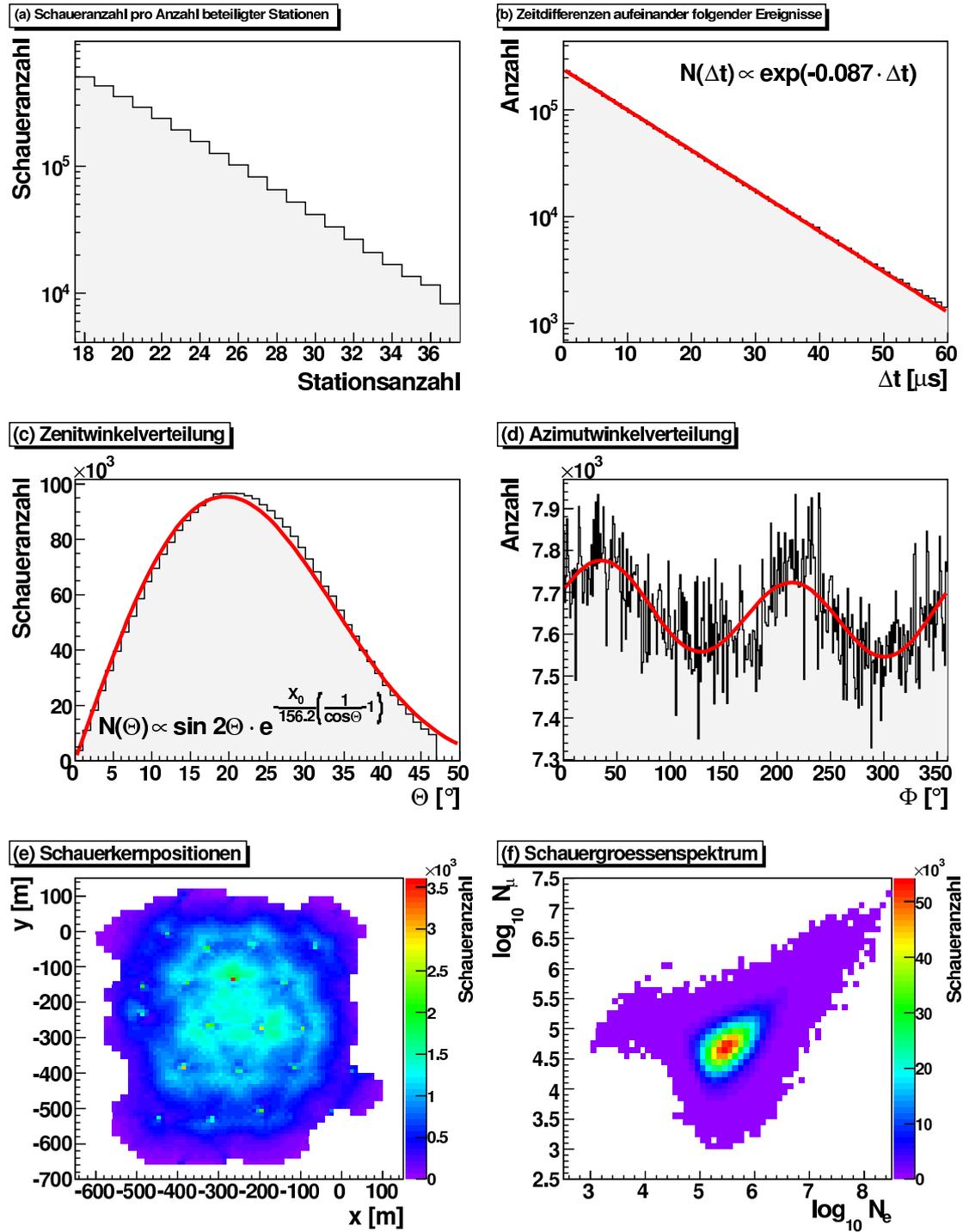


Abb. 3.19: Eigenschaften des finalen Datensatzes nach allen korrigierenden Maßnahmen und Qualitätsschnitten. Für Details zu den Abbildungen a-f siehe Text in Kapitel 3.6

- (b) Die Zeitdifferenzverteilung der verbliebenen Ereignisse folgt über den gesamten Bereich, bis hin zu hohen Zeitdifferenzen, sehr gut der angepassten Exponentialverteilung. Die resultierende Datenrate liegt dabei etwa bei 0.09 Hz. In der Verteilung sind keine Spuren von ANKA-induzierten Ereignissen mehr zu erkennen.
- (c) An die Zenitwinkelverteilung wurde nach [9] folgende Funktion angepasst:

$$N(\Theta) \propto \sin(2\Theta) \cdot \exp\left(\frac{X_0}{\lambda} \left(\frac{1}{\cos \Theta} - 1\right)\right) \quad (3.4)$$

Der erste Term dieser Funktion trägt zum Einen der mit steigendem Zenitwinkel kleiner werdenden effektiven Detektorfläche und zum Anderen des mit steigendem Zenitwinkel größer werdenden Raumwinkelements Rechnung. Der zweite Term berücksichtigt die Abschwächung eines mittleren Luftschauers in der mit steigendem Zenitwinkel tiefer werdenden Atmosphäre. Die Funktion passt sich nicht sehr gut an die Daten an. Das Maximum wird von der Funktion früher erreicht, der anschließende exponentielle Abfall ist dabei jedoch schwächer ausgeprägt. Dieser Effekt kann u. A. auf die durch den Schnitt auf die Stationsanzahl veränderte Triggereffizienz des Experiments zurückgeführt werden. Außerdem ist Gl. 3.4 nur eine Näherungsformel, die weder zwischen Primärenergien und -teilchen noch zwischen elektromagnetische und myonische Subschauer unterscheidet.

- (d) An die Azimutwinkelverteilung wurde eine harmonische Funktion zweiter Ordnung angepasst:

$$N(\Phi) = \alpha (1 + c_1 \cos(\Phi + \varphi_1) + c_2 \cos(2\Phi + \varphi_2)) \quad (3.5)$$

Die Ergebnisse dieser Anpassung sind:

$$\alpha \approx 7.7 \cdot 10^3, \quad c_1 \approx -3.5 \cdot 10^{-3}, \quad c_2 \approx 1.3 \cdot 10^{-2}, \quad \varphi_1 \approx 132^\circ, \quad \varphi_2 \approx 111^\circ.$$

Eine Erklärung für die nicht isotrope Verteilung der Ankunftsrichtungen im Azimutwinkel könnte der Einfluss des geomagnetischen Feldes auf die gemessenen Luftschauer sein. Untersuchungen dazu wurden z. B. von dem Yakutsk-Experiment durchgeführt [102]. Eine genauere Analyse dieses Effekts im Rahmen dieser Arbeit war leider nicht möglich.

- (e) Die Auftragung der rekonstruierten Schauerkernepositionen gibt die Form des verwendeten Schnittes wieder (vgl. Abb. 3.17). Im Bereich der Detektorstationen zeigen sich Häufungen in der Verteilung. Dies lässt auf einen systematischen Effekt bei der Anpassung der Lateralverteilung schließen. Die Schauerkernepositionen werden dabei immer zu der Station mit der größten Energiedeposition gezogen. Dies ist ein wohlbekannter Effekt der allerdings keine signifikanten Auswirkungen auf die restlichen rekonstruierten Schauerparameter hat.
- (f) Das Schauergrößenspektrum hat die gewohnte Form und zeigt keinerlei ungewöhnliche Effekte. Das Gros der rekonstruierten Schauer liegt bei $\log_{10} N_e \approx 5.5$ und $\log_{10} N_\mu \approx 4.7$. Die größten Schauer erreichen dabei Werte von $\log_{10} N_e \approx 8.5$ und $\log_{10} N_\mu \approx 7.2$.

4 Signifikanzanalysen an Himmelskarten

Die Suche nach Himmelsregionen mit signifikant erhöhten Strahlungs- oder Teilchenflüssen ist eine nicht nur in der Astroteilchenphysik gängige Methode, um einzelne Himmelsobjekte als Quellen der jeweils untersuchten Strahlung bzw. der jeweils untersuchten Teilchen auszumachen. Dabei werden meist nicht die Flüsse direkt sondern vielmehr die gemessenen Teilchenzahlen als Ausgangspunkt für die jeweiligen Analysen verwendet (siehe z. B. [8] oder [120]). Schwierigkeiten ergeben sich dabei aus der Tatsache, dass die Teilchenzahlen für zu kleine untersuchte Raumwinkelemente – d. h. für kleine Statistik – einer Poissonverteilung folgen. Für entsprechend größere Statistik pro Zelle geht diese Poissonverteilung in eine Normalverteilung über. Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich aus der Tatsache, dass ein reales Observatorium niemals den gesamten einsehbaren Himmel gleichförmig beobachten kann. Somit entspricht die gemessene Zählrate einer Faltung der wahren Rate mit der sogenannten Exposure, d. h. der zeitlich integrierten effektiven Detektorfläche, mit der eine bestimmte Himmelsregion – oder auch der gesamte Himmel – beobachtet wurde. In diesem Kapitel soll nun eine Methode vorgestellt werden, mit der direkt aus den gemessenen Daten Flusskarten erstellt und auf erhöhte Signifikanzen hin untersucht werden können. Diese Methode wird schließlich mit der bewährten Methode nach Li und Ma [120] verglichen.

Um solche Flusskarten zu generieren, bedarf es dabei einiger Vorstudien. Neben der Erstellung von Himmelskarten in verschiedenen Koordinatensystemen (vgl. Kapitel 4.1), ist vor allem die genaue Kenntnis der Exposure des Experiments wichtig, um zum einen den Fluss möglichst exakt berechnen zu können und zum anderen die verwertbare Statistik zu maximieren. Kapitel 4.2 widmet sich daher der Herleitung und Bestimmung der wahren rektaszensionsabhängigen Exposure des Grande-Detektorfeldes. Das Resultat wird eine rein analytische Funktion sein, mit der sich die Exposure physikalisch exakt berechnen lässt. Damit wird es möglich, den gesamten Datensatz und nicht nur volle siderische Tage für die anschließende Signifikanzanalyse zu verwenden. In Kapitel 4.3 wird mit der Abschätzung der Primärenergie eines Ereignisses eine weitere Grundlage für die nachfolgenden Analysen beschrieben. Ausgangspunkt hierfür ist das zweidimensionale Schauergößenspektrum – also die Anzahl der gemessenen Schauer in Abhängigkeit der logarithmierten Elektronen- und Myonenzahl. Dabei liegt der Schwerpunkt nicht auf der exakten Bestimmung der Primärenergie sondern auf einer bzgl. des Zenitwinkels stabilen Rekonstruktionsmethode. Ziel ist es, zenitwinkelabhängige Effizienzeffekte weitestgehend zu minimieren. Dies wird vor allem noch für die Dipolsuche in Kapitel 5 wichtig werden, bei der ansonsten die zenitwinkelabhängige Triggereffizienz eine möglicherweise vorhandene Dipolanisotropie überdecken könnte.

Schließlich werden in Kapitel 4.4 die so entwickelten Methoden dazu verwendet, Flusskarten bzw. Signifikanzkarten für verschiedene Primärenergien aus dem Datensatz zu erstellen und diese auf Himmelszellen mit signifikant erhöhtem Fluss hin zu untersuchen. Die für jede Energie gefundenen maximalen Signifikanzen werden dann auf Kongruenzen zu möglichen Quellkandidaten (Supernova-Überreste, Pulsare und Röntgendoppelsterne) getestet. Zum Abschluß werden die so gefundenen Ergebnisse in Kapitel 4.5 mit den Ergebnissen

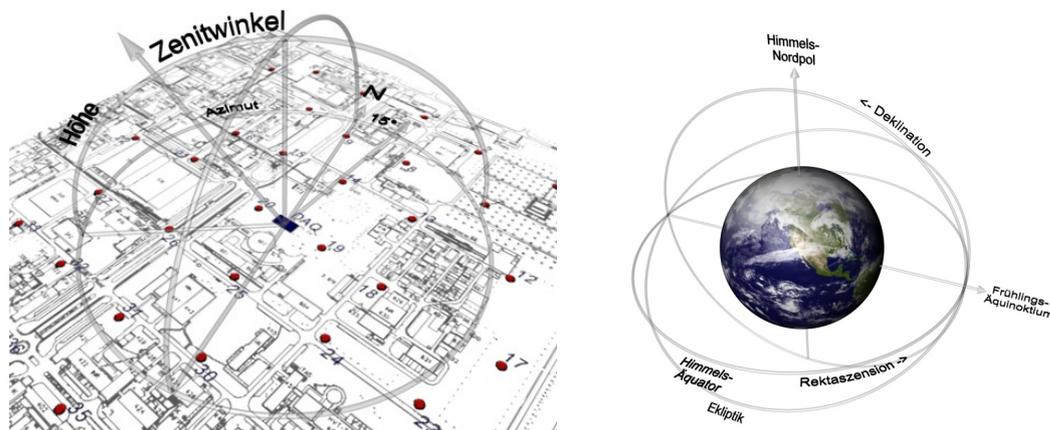


Abb. 4.1: Die in dieser Arbeit hauptsächlich Verwendung findenen Koordinatensysteme. Links das horizontale bzw. das KASCADE-Grande Koordinatensystem, rechts das Äquatorialsystem. Das KASCADE-Grande System unterscheidet sich dabei nur durch die Verwendung des Zenitwinkels anstatt der Höhe von dem horizontalen System. Das Äquatorialsystem findet in der vorliegenden Arbeit für alle Arten von Himmelskarten Verwendung.

der weit verbreiteten Methode zur Signifikanzanalyse nach Li und Ma verglichen.

4.1 Koordinatensysteme

Im Rahmen der vorliegenden Analyse finden vor allem zwei Koordinatensysteme Verwendung, das KASCADE-eigene Koordinatensystem und das Äquatorialkoordinatensystem. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über diese Koordinatensysteme gegeben werden. Weiterführende Informationen zu Koordinatensystemen in der Astronomie finden sich in [129].

Das KASCADE-Grande Koordinatensystem

Das KASCADE-Grande Koordinatensystem ist ein abgewandeltes horizontales Koordinatensystem (vgl. Abb. 4.1, links). Während bei einem gewöhnlichen horizontalen Koordinatensystem die Punkte auf einer Einheitskugel durch Azimut a und Höhe h (über dem Horizont) beschrieben werden, wird bei KASCADE-Grande die Höhe durch den Zenitwinkel z ersetzt. Der Zenitwinkel misst dabei 0° im Zenit und 180° im Nadir und ergibt sich aus der Höhe zu $z = 90^\circ - h$. Der Azimut hat seinen Nullpunkt im Norden und wird im Uhrzeigersinn gezählt. Somit entspricht ein Azimut von 90° Osten. Der fiktive Nordpol des Experiments selbst ist dabei um 15° gegenüber dem geographischen verschoben. Im folgenden beziehen sich alle Angaben allerdings nur noch auf den geographischen Nordpol.

Äquatorialkoordinaten

Äquatorialkoordinaten sind ein in der Astronomie gebräuchliches Koordinatensystem um die Position von Himmelskörpern anzugeben. Die Koordinaten des Äquatorialsystems sind die Rektaszension α und die Deklination δ . Die Polachse ist die Rotationsachse der Erde,

der Himmelsäquator ist die Projektion des Erdäquators auf die Himmelskugel. Als Koordinatennullpunkt wird das Frühlingsäquinoktium definiert – das ist der Punkt, in dem sich Himmelsäquator und Ekliptik schneiden. Die Rektaszension wird als Stundenwinkel ostwärts vom Nullmeridian aus gemessen, die Deklination ist positiv nördlich und negativ südlich des Himmelsäquators. Das System der Äquatorialkoordinaten ist nicht raumfest, sondern wandert durch Präzessions- und Nutationseffekte der Erde. Koordinatenpaare in Äquatorialkoordinaten beziehen sich daher immer auf ein definiertes Standardäquinoktium (z. B. B1950.0 oder J2000.0). Dies muss bei der Umrechnung zwischen verschiedenen Koordinatensystemen beachtet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird dabei grundsätzlich immer mit dem Standardäquinoktium J2000.0 gearbeitet.

Die Umrechnung von äquatorialen in horizontale Koordinaten erfolgt nach folgenden Relationen:

$$\tan a = \frac{\sin H}{\cos H \sin \phi - \tan \delta \cos \phi} \quad (4.1)$$

$$\sin h = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnet ϕ die geographische Breite des Beobachtungsortes und der Stundenwinkel $H = \Theta - \alpha$ die Differenz zwischen lokaler Sternzeit – also dem entlang des Himmelsäquators gemessenen Winkel zwischen der Meridianebene des lokalen Ortes und des Frühlingspunkts – und der Rektaszension.

4.2 Exposure

Die effektive Detektorfläche A_{eff} eines flachen Luftschauerexperiments – also eines Experiments, dessen Detektorkomponenten keinen signifikanten Höhenversatz zueinander aufweisen – ist gegeben durch die wahre Detektorfläche multipliziert mit dem Cosinus des Zenitwinkels, bzw. dem Sinus der Höhe:

$$A_{\text{eff}} = A_0 \cos z = A_0 \sin h. \quad (4.3)$$

Mit Hilfe von Gl. 4.2 kann Gl. 4.3 umgeformt werden zu:

$$d\epsilon(\alpha, \delta) = A_0 (\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H(t)). \quad (4.4)$$

Diese Gleichung gibt die differentielle Exposure als Funktion auf der Himmelskugel für einen Zeitpunkt t (siehe Abb. 4.2, links). Dabei ist $H(t) = \Theta - \alpha$ wieder der Stundenwinkel, hier jedoch als eine Funktion der Zeit.

Die eigentliche Exposure ist eine Funktion auf der Himmelskugel und gibt die zeitintegrierte effektive Detektorfläche für jeden Punkt auf der Himmelskugel an:

$$\epsilon(\alpha, \delta) = \int d\epsilon(\alpha, \delta) dt. \quad (4.5)$$

Sie wird meist in Einheiten von $\text{m}^2 \cdot \text{s}$ oder $\text{km}^2 \cdot \text{yr}$ gemessen und ist ein Maß für die Empfindlichkeit eines Observatoriums in verschiedenen Himmelsrichtungen. Ein Beispiel hierfür zeigt das rechte Bild in Abb. 4.2.

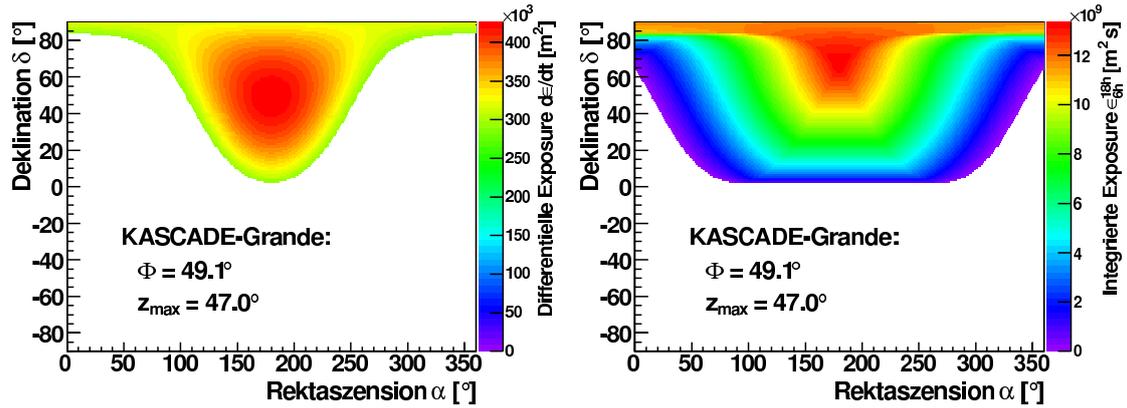


Abb. 4.2: Differentielle Exposure für $\alpha = 12h$ (links) und integrierte Exposure für $6h < \alpha < 18h$ (rechts). Beide wurden für das KASCADE-Grande Experiment mit einer geographischen Breite von $\sim 49.1^\circ$ und maximalem Zenitwinkel $z_m = 47^\circ$ berechnet.

4.2.1 Rektaszensionsunabhängige Exposure

Für Luftschauerexperimente mit einem 24 Stunden Zyklus, bzw. für nur aus vollen siderischen Tagen bestehende Datensätze, wird die Exposure unabhängig von der Rektaszension und ist somit nur noch eine Funktion der Deklination. Die Integration von Gl. 4.4 über die Rektaszension liefert:

$$\epsilon(\delta) dt \propto \int_{\alpha_1(\delta)}^{\alpha_2(\delta)} (\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \alpha) d\alpha. \quad (4.6)$$

Dabei wurde ohne Beschränkung der Allgemeinheit $\Theta = 0$ angenommen. Die entsprechende differentielle Exposure ist in Abb. 4.2 links dargestellt. Gut zu erkennen ist, dass die differentielle Exposure in diesem Fall symmetrisch zu $\alpha = 0$ wird. Misst das betrachtete Luftschauerexperiment bis zu einem Maximalwinkel von z_m mit einer Effizienz von 100%, ergibt sich aus Gl. 4.2 für die Integration folgende Randbedingung:

$$\alpha_{1,2}(\delta) = \mp \cos^{-1} \left(\frac{\cos z_m - \sin \phi \sin \delta}{\cos \phi \cos \delta} \right). \quad (4.7)$$

Die $\alpha_{1,2}$ geben dabei die Integrationsgrenzen für einen vorgegebenen Wert von δ . Dabei ist zu beachten, dass das Argument des \cos^{-1} auch größer als 1 und kleiner als -1 werden kann. Der erste Fall bedeutet, dass das Luftschauerexperiment den gesamten Rektaszensionsbereich bei der entsprechenden Deklination sehen kann (vgl. Abb. 4.2 links für Deklinationen größer als 83°), der zweite Fall hingegen bedeutet, dass kein Teil des Himmels von dem Experiment gesehen werden kann (vgl. Abb. 4.2 links für Deklinationen kleiner als 2°). Dementsprechend muss folgende Fallunterscheidung gemacht werden:

$$\alpha_m = \begin{cases} 0 & \text{für } \xi > 1 \\ \pi & \text{für } \xi < -1 \\ \cos^{-1}(\xi) & \text{ansonsten} \end{cases} \quad (4.8)$$

$$\xi = \frac{\cos z_m - \sin \phi \sin \delta}{\cos \phi \cos \delta}. \quad (4.9)$$

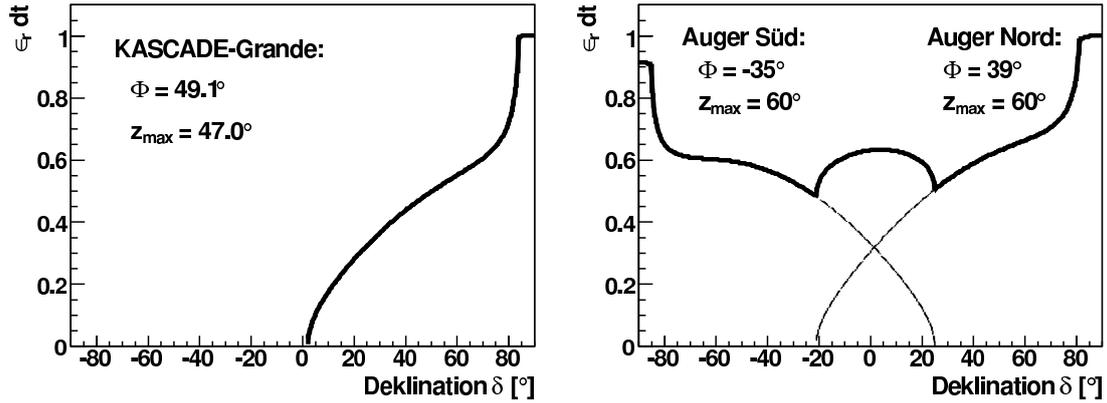


Abb. 4.3: Zwei Beispiele rektaszensionsunabhängiger Exposures nach Gl. 4.11, links das KASCADE-Grande Experiment und rechts die kombinierte Exposure aus Auger-Nord und Auger-Süd als Beispiel für ein Experiment mit Sicht auf die gesamte Himmelskugel.

Wegen der Symmetrie von Gl. 4.4 für $\Theta = 0$ bzgl. $\alpha = 0$ gilt für die Integrationsgrenzen:

$$\alpha_1(\delta) = -\alpha_m \quad \wedge \quad \alpha_2(\delta) = \alpha_m \quad (4.10)$$

Führt man die Integration nach Gl. 4.6 mit diesen Integrationsgrenzen aus, erhält man folgendes Ergebnis (vgl. [150]):

$$\begin{aligned} \epsilon(\delta) dt &\propto \int_{-\alpha_m}^{\alpha_m} (\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \alpha) d\alpha. \\ &\propto \alpha_m \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \sin \alpha_m \end{aligned} \quad (4.11)$$

In Abb. 4.3 sind zwei Beispiele rektaszensionsunabhängiger Exposures gezeigt, einmal für ein Experiment mit partieller Sicht auf die Himmelskugel und einmal für ein Experiment das die gesamte Himmelskugel einsehen kann. Diese relativen Exposures sind dabei stets so normiert, dass ihr Maximum gerade eins ergibt.

4.2.2 Rektaszensionsabhängige Exposure

Bei realen Luftschauerexperimenten muss der Betrieb von Zeit zu Zeit unterbrochen werden um z. B. Wartungsarbeiten durchführen zu können. Dementsprechend beinhaltet der Datensatz realer Luftschauerexperimente in der Zeit fragmentierte Blöcke. Sollen nun Anisotropiestudien an diesen Daten vorgenommen werden, teilt man diese Blöcke meist in volle siderische Tage ein und schneidet die überhängenden Stunden einfach ab. Diese Vorgehensweise kann u. U. zu einer massiven Reduktion der Statistik führen. Im Falle der entsprechenden KASCADE-Analysen [124], standen am Ende dieser Datenreduktion noch etwa 20% des ursprünglichen Datensatzes für die Analysen zur großräumigen Anisotropie zur Verfügung. Es wäre also wünschenswert, eine Methode zu finden, mit der die volle zur Verfügung stehende Statistik zur Analyse herangezogen werden könnte. Dies kann mit einer rektaszensionsabhängigen Exposure geschehen. Ausgehend von Gl. 4.5 und mit Hilfe von Gl. 4.4 lässt sich $\epsilon(\alpha, \delta)$ schreiben als:

$$\epsilon(\alpha, \delta) = A_0 \int_{T_0}^{T_1} (\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H(T)) dT. \quad (4.12)$$

4.2. EXPOSURE

Dabei stellen T_0 und T_1 die Grenzen des kompletten Datensatzes in globaler Zeit dar. Da der Datensatz in mehrere voneinander unabhängige Blöcke fragmentiert gilt:

$$\epsilon(\alpha, \delta) = A_0 \sum_i \int_{t_0^i}^{t_1^i} (\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos H(t)) dt. \quad (4.13)$$

Das Integral kann nun weiter in eine Summe über die einzelnen Zeitintervalle ΔT_i und diese in eine Summe N_i voller siderischer Tage und den anfallenden siderischen Resttag unterteilt werden:

$$\begin{aligned} \epsilon(\alpha, \delta) = & A_0 \sum_{\Delta T_i} \left\{ N_i \int_{0h_s}^{24h_s} (\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos (\Theta - \alpha)) d\Theta + \right. \\ & \left. + \int_{\Theta_0^i}^{\Theta_1^i} (\sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos (\Theta - \alpha)) d\Theta \right\}. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Das Problem beschränkt sich nun auf die Berechnung des Integrals für einen siderischen Teilttag auf dem Intervall $[\Theta_0, \Theta_1]$, wobei $\Theta_1 - \Theta_0 \leq 24h_s$ gelten muss (h_s : Stunden in siderischer Zeit).

Die Nebenbedingung, die sich aus dem maximalen Zenitwinkel des Experiments ergibt, schreibt sich mit Gl. 4.9 nun folgendermaßen:

$$\cos(\Theta - \alpha) \leq \xi. \quad (4.15)$$

Dementsprechend wird das Integrationsintervall $[\Theta_0, \Theta_1]$ weiter beschränkt durch das Intervall $[\vartheta_0, \vartheta_1]$, das sich ergibt aus:

$$\vartheta_{0,1} = \begin{cases} \alpha & \text{für } \xi > 1 \\ \alpha \mp \pi & \text{für } \xi < -1 \\ \alpha \mp \cos^{-1}(\xi) & \text{ansonsten} \end{cases} \quad (4.16)$$

Die Integration in Gl. 4.14 erstreckt sich dann über den Überlapp der beiden Intervalle $[\Theta_0, \Theta_1]$ und $[\vartheta_0, \vartheta_1]$. Dabei ist besondere Vorsicht geboten für den Fall, dass sich zwei Überlappintervalle ergeben. In diesem Fall spaltet sich das eine Integral in die Summe zweier Integrale über die entsprechenden Intervalle auf. Ordnet man nun die $\Theta_{0,1}$ und die $\vartheta_{0,1}$ auf dem Intervall $[0, 4\pi[$ aufsteigend, beginnend mit Θ_0 , ergibt sich die Exposure schließlich zu:

$$\epsilon(\alpha, \delta)_{\Theta_0}^{\Theta_1} = A_0 \cdot \begin{cases} 0 & \text{für } \xi > 1 \\ \mathcal{E}(\alpha, \delta)_{\Theta_0}^{\Theta_1} & \text{für } (\xi < -1) \vee (\Theta_1 < \vartheta_1 < \vartheta_0) \\ \mathcal{E}(\alpha, \delta)_{\vartheta_0}^{\Theta_1} & \text{für } \vartheta_0 < \Theta_1 < \vartheta_1 \\ \mathcal{E}(\alpha, \delta)_{\vartheta_0}^{\vartheta_1} & \text{für } \vartheta_0 < \vartheta_1 < \Theta_1 \\ \mathcal{E}(\alpha, \delta)_{\Theta_0}^{\vartheta_1} & \text{für } \vartheta_1 < \Theta_1 < \vartheta_0 \\ \mathcal{E}(\alpha, \delta)_{\Theta_0}^{\vartheta_1} + \epsilon(\alpha, \delta)_{\vartheta_0}^{\Theta_1} & \text{für } \vartheta_1 < \vartheta_0 < \Theta_1 \end{cases} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \mathcal{E}(\alpha, \delta)_{\Theta_x}^{\Theta_y} = & (\Theta_y - \Theta_x) \sin \phi \sin \delta + \\ & + \cos \phi \cos \delta (\sin(\Theta_y - \alpha) - \sin(\Theta_x - \alpha)). \end{aligned} \quad (4.18)$$

In Abb. 4.2 rechts ist ein Beispiel rektaszensionsabhängiger Exposure für $\Theta_0 = 6h$ und $\Theta_1 = 18h$ gezeigt. Für den speziellen Fall eines ganzen siderischen Tages, also für $\Theta_1 = \Theta_0 + 2\pi$ ergibt sich:

$$\epsilon(\alpha, \delta)_0^{2\pi} \propto (\vartheta_1 - \vartheta_0) \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta (\sin(\vartheta_1 - \alpha) - \sin(\vartheta_0 - \alpha)). \quad (4.19)$$

Dies ist, bis auf den Normierungsfaktor, äquivalent zur rektaszensionsunabhängigen Exposure.

4.2.3 Die Exposure des Grande-Detektorfelds

Die nach Gl. 4.14 für das Grande Detektorfeld berechnete Exposure ist im oberen Bild von Abb. 4.4 dargestellt. Grundlage für die Berechnung war der nach Kapitel 3 selektierte Datensatz mit einem maximalen Zenitwinkel von 47° . Die zeitlichen Intervalle $[t_0^i, t_1^i]$ nicht unterbrochener Datennahme, wie sie in Gl. 4.13 definiert wurden, ergeben sich aus einer Untersuchung der Ereigniszeiten des Datensatzes. Unterbrechungen der Datennahme treten dabei i. A. aus zwei Gründen auf. Zum Einen wird die Datennahme zweimal pro Woche von Hand gestoppt und wieder gestartet (Runstart), zum Anderen kann es aus technischen Gründen zu einem ungewollten Ausfall des Experiments kommen. In beiden Fällen ist die Dauer der Unterbrechung i. d. R. wesentlich länger als fünf Minuten. Deswegen wird eine Unterbrechung der Datennahme im Folgenden dadurch definiert, dass zwei aufeinanderfolgende Ereignisse des untersuchten Datensatzes einen zeitlichen Abstand von mindestens fünf Minuten aufweisen. Mit einer Ereignisrate von etwa 0.09 Hz (vgl. Abb. 3.19), beträgt die Wahrscheinlichkeit für zwei echte Ereignisse mit einem zeitlichen Abstand von mindestens fünf Minuten etwa $5 \cdot 10^{-12}$ und ist somit vernachlässigbar.

Aus diesen Überlegungen resultieren 659 Perioden ununterbrochener Datennahme mit insgesamt 217 vollen siderischen Tagen. Diese Perioden sind im unteren Bild von Abb. 4.4 dargestellt. Die Zeitskala ist dabei in siderischer Zeit mit Referenz zum 1.1.2000 angegeben. Das Histogramm über den Perioden stellt die Projektion der zweidimensionalen Verteilung der Perioden auf die Achse der siderischen Stunde dar. Dies entspricht einer Projektion der Exposure auf die Rektaszension. Vergleicht man die Lagen der Maxima und der Minima des Summenhistogramms mit der darübergelegenen berechneten Exposure, erkennt man diese Extrema in der rektaszensionsabhängigen Exposure wieder. Dies wird besonders an der Grenze des grünen zum blauen Bereich bei einer Rektaszension zwischen 100° und 180° deutlich, bei der auch das Summenhistogramm ein Plateau aufweist.

4.3 Abschätzung der Primärenergie

Für einige der nachfolgenden Analysen sind zenitwinkelabhängige systematische Effekte unbedingt zu vermeiden. Dabei sind Fehler in der Rekonstruktion des Zenitwinkels nach Abb. 3.18 bis zu Winkeln von 47° weitgehend zu vernachlässigen. Allerdings ergeben sich im Bereich der Triggerschwelle des Experiments starke Effekte im Zenitwinkel, da schräg einfallende Schauer erst bei einer entsprechend höheren Energie eine Elektronikauslese auslösen als vertikale Schauer (vgl. Abb. 4.5). Deswegen muss bei zenitwinkelsensitiven Analysen mit großer Sorgfalt darauf geachtet werden, dass eine untere Grenzenergie aus den Daten bestimmt wird, die eine möglichst zenitwinkelunabhängige Ereignisselektion gewährleistet. Mit dieser Grenzenergiebestimmung geht eine Bestimmung des maximal verwendbaren Zenitwinkels einher, bei dem noch mit voller Triggereffizienz zu rechnen ist.

Als Ausgangspunkt zur Bestimmung der unteren Energieschwelle dient dabei die Methode nach [77]. Ausgehend von der zweidimensionalen Schauergrößenverteilung (vgl. Abb. 4.6), lässt sich die logarithmische Primärenergie hierbei aus einer linearen Kombination der auf vertikalen Einfall korrigierten logarithmischen Schauergrößen abschätzen:

$$\log_{10}(E_{\text{rek}}[\text{GeV}]) = c_c + c_e \cdot \log_{10} N_e + c_\mu \cdot \log_{10} N_\mu + \frac{c_{\Theta_0}}{\cos \Theta}. \quad (4.20)$$

4.3. ABSCHÄTZUNG DER PRIMÄRENERGIE

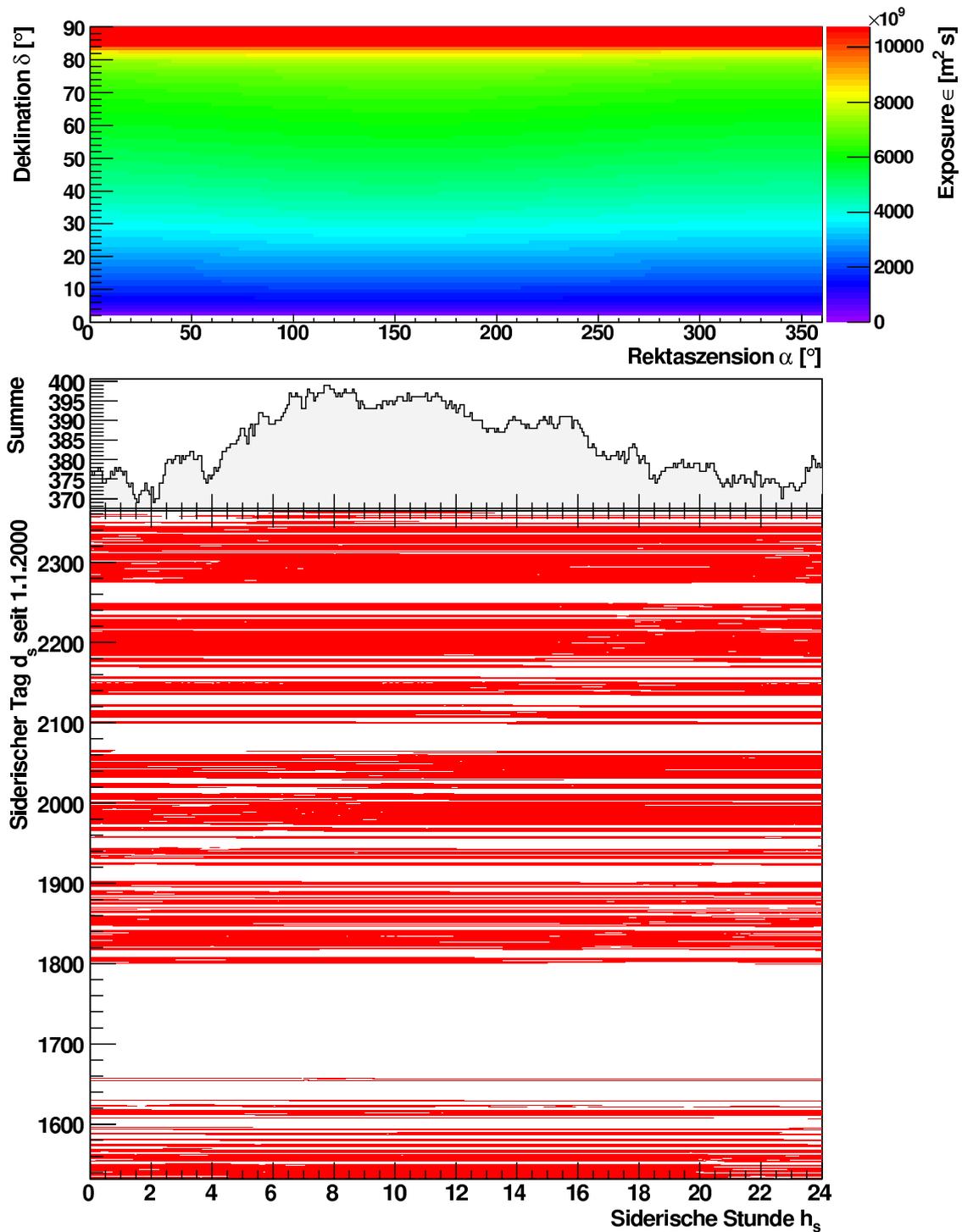


Abb. 4.4: Die nach Gl. 4.14 berechnete Exposure für den in Kapitel 3 selektierten Datensatz. Der maximale Zenitwinkel beträgt hierbei 47° . Unter der Himmelskarte sind die Perioden nicht unterbrochener Datennahme in siderischer Zeit zu sehen. Das Histogramm darüber stellt die Summe dieser Perioden über alle abgedeckten siderischen Tage dar.

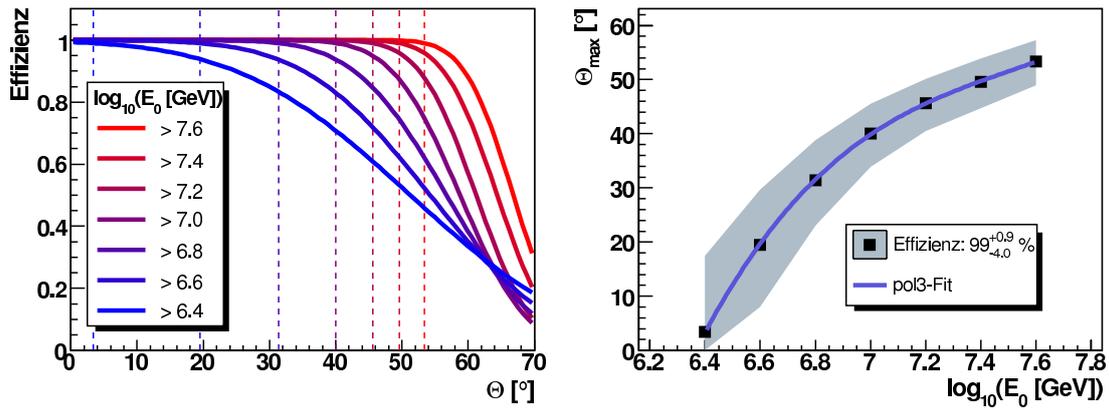


Abb. 4.5: Die Triggereffizienz über dem Zenitwinkel bei verschiedenen Primärenergien. Die Funktionen im linken Bild stellen Anpassungen einer komplementären Fehlerfunktion an die entsprechenden Verteilungen simulierter Luftschauer dar. Die eingezeichneten Effizienzgrenzen zeigen die 99%-Grenzen der jeweiligen Fehlerfunktionen auf. Im rechten Bild ist der maximale Zenitwinkel mit voller Triggereffizienz über der Primärenergie aufgetragen. Die dargestellten Werte sind Mittelwerte für alle Primärteilchenarten.

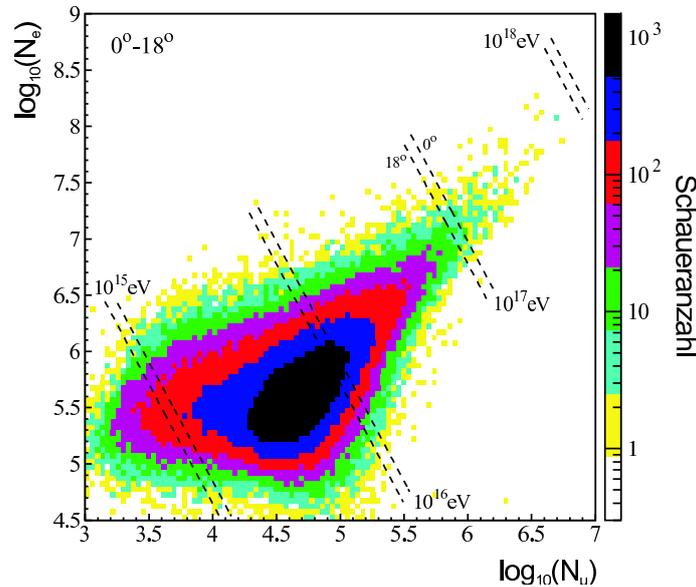


Abb. 4.6: Schauergrößenspektrum des Datensatzes aus [77]. Eingezeichnet sind die Linien konstanter Energie und konstanter Teilchenart für jeweils zwei verschiedene Zenitwinkel, wie sie aus Simulationen ermittelt wurden. Die logarithmische Primärenergie lässt sich demnach aus einer Linearkombination der auf vertikalen Einfall korrigierten logarithmischen Schauergrößen abschätzen.

4.3. ABSCHÄTZUNG DER PRIMÄRENERGIE

Diese Abschätzung ist dabei ein Mittelwert aller Primärteilchenarten. Eine Anpassung dieser Funktion an den in Kapitel 3.1.4 beschriebenen und nach Kapitel 3.5 behandelten Simulationsdatensatz ergibt die im Folgenden aufgelisteten Werte für die entsprechenden Konstanten:

$$c_c = 1.86 \quad c_e = 0.14 \quad c_\mu = 0.76 \quad c_{\Theta_0} = 0.67.$$

Zu den so festgelegten Energieschwellen müssen nun die maximalen Zenitwinkel bestimmt werden, bei denen das Experiment noch volle Triggereffizienz besitzt. Im Gegensatz zu Abb. 4.5 werden diese maximalen Zenitwinkel hier nicht aus Simulationsdaten, sondern aus gemessenen Luftschauerdaten bestimmt.

Die Zenitwinkelverteilung gemessener Luftschauer lässt sich dabei mit Gl. 3.4 beschreiben. Diese Gleichung setzt sich aus zwei Teilen zusammen - einem Sinusterm, der die effektive Detektorfläche und das Raumwinkelement berücksichtigt und einem Exponentialterm, der der Abschwächung der Luftschauer in der Atmosphäre Rechnung trägt. Betrachtet man nun lediglich Schauer ab einer minimalen Primärenergie, verschwindet der Exponentialterm für kleine Zenitwinkel, bei denen die Triggereffizienz des Experiments für diese Schauer 100% beträgt. Diesen Umstand kann man sich nun zunutze machen, um den maximalen Zenitwinkel für eine gewisse abgeschätzte Primärenergie zu bestimmen. Dazu trägt man alle Schauer ab dieser Energie über dem Zenitwinkel auf und gewichtet die Schauer dabei mit:

$$w = \frac{1}{\sin(2\Theta)}. \quad (4.21)$$

Ein Beispiel einer so gewichteten Zenitwinkelverteilung für Schauer mit $E_{\text{rek}} \geq 10^{16}$ eV findet sich im linken Bild in Abb. 4.7. Die angepasste Spline-Funktion (vgl. Gl. 4.22) setzt sich aus 3 Elementen zusammen – einem linearen Teil bis zu einem Grenzwinkel Θ_{max} , einem ab Θ_0 verschwindendem Teil und einem Übergangsteil der einem Polynom dritten Grades entspricht. Nebenbedingungen für die Anpassung sind dabei die Stetigkeit der Funktion selbst und deren Ableitung. Der Grenzwinkel Θ_{max} ist dabei der maximale Zenitwinkel, bis zu dem das Experiment volle Triggereffizienz aufweist. Dieser ergibt sich in diesem Falle zu 18.8° .

$$N_w(\Theta) = \begin{cases} y_0 + m \cdot \Theta & \text{für } \Theta \leq \Theta_{\text{max}} \\ a + b \cdot \Theta + c \cdot \Theta^2 + d \cdot \Theta^3 & \text{für } \Theta > \Theta_{\text{max}} \wedge \Theta \leq \Theta_0 \\ 0 & \text{für } \Theta > \Theta_0 \end{cases} \quad (4.22)$$

Bei einem zenitwinkelunabhängigen Schnitt auf die Primärenergie, muss die Steigung m des linearen Teils von Gl. 4.22 identisch null sein. Dies bedeutet nicht, dass die entsprechende Schätzung für die Primärenergie frei von systematischen Effekten ist, sondern vielmehr, dass diese systematischen Effekte nicht abhängig vom Zenitwinkel sind. Im Rahmen der vorliegenden Analysen ist dies eine hinreichende Anforderung an die Schätzfunktion. Wie aus dem linken Bild in Abb. 4.7 ersichtlich wird, ist dieses Kriterium bei der vorgestellten Funktion nicht erfüllt. Deswegen wird im Weiteren eine leicht abgewandelte Form von Gl. 4.20 verwendet:

$$\log_{10}(E_{\text{rek}}[\text{GeV}]) = c_c + c_e \cdot \log_{10} N_e + c_\mu \cdot \log_{10} N_\mu + \frac{c_{\Theta_0} + c_{\Theta_1} \cdot \Theta}{\cos \Theta}. \quad (4.23)$$

Die Konstanten besitzen dabei dieselben Werte wie zuvor. Um nun c_{Θ_1} (im folgenden Neigungsparemeter) zu bestimmen, wird dieser über einen halbempirisch bestimmten Bereich variiert und die zugehörigen gewichteten Zenitwinkelverteilungen berechnet. Anschließend

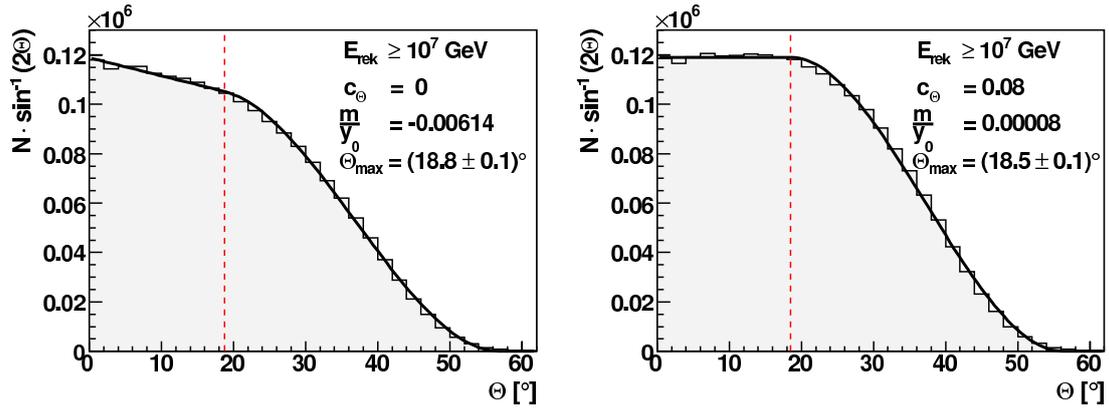


Abb. 4.7: Gewichtete Zenitwinkelverteilungen für Schauer mit einer geschätzten Primärenergie größer 10^{16} eV. Im linken Bild wurde die Energie mit Gl. 4.20 abgeschätzt (d. h. $c_{\Theta_1} \equiv 0$), im rechten Bild kam Gl. 4.23 mit dem entsprechend ermitteltem Neigungsparameter ($c_{\Theta_1} \approx 0.08$) zum Einsatz.

wird Gl. 4.22 an die so erhaltene Verteilung angepasst und die relative Steigung des linearen Teils m/y_0 über dem Wert des Neigungsparameters aufgetragen. Ein Beispiel für dieses Vorgehen für eine abgeschätzte Primärenergie von 10^{16} eV ist im linken Bild von Abb. 4.8 zu sehen. Man erkennt deutlich die Abhängigkeit der relativen Steigung von dem Wert des Neigungsparameters. Mit steigendem c_{Θ_1} flacht der lineare Teil der angepassten Funktion immer weiter ab und erreicht irgendwann Null. Die Anpassung eines Polynoms dritten Grades an diese Abhängigkeit und die Bestimmung des Nullpunktes dieses Polynoms, ergibt den endgültigen Wert des Neigungsparameters für die entsprechende Energie. Die gewichtete Zenitwinkelverteilung für eine abgeschätzte Primärenergie von 10^{16} eV und den so gefundenen optimalen Neigungsparameter findet sich im rechten Bild von Abb. 4.7.

Der Zusammenhang zwischen Neigungsparameter und Energie ist im rechten Bild von Abb. 4.8 dargestellt. Dies wäre der Ausgangspunkt für eine Parametrisierung dieses Zusammenhangs, um eine im Zenitwinkel stabile Energierekonstruktion zu erreichen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit war es jedoch nicht mehr möglich, diesen Ansatz weiter zu verfolgen. Im Weiteren werden daher die diskreten Werte für c_{Θ_1} den entsprechenden Energien zugeordnet.

Wie bereits erwähnt, ist die so gefundene Schätzfunktion für die Primärenergie eines Luftschauers nicht frei von systematischen Effekten, sondern minimiert lediglich die Abhängigkeit dieser Effekte vom Zenitwinkel. Das heißt aber auch, dass die rekonstruierte Energie nicht der wahren Energie entspricht. Im linken Bild von Abb. 4.9 ist die rekonstruierte Energie über der wahren Energie aufgetragen. Bei der Energierekonstruktion kam dabei der Neigungsparameter bei einer geschätzten Energie von 10^7 GeV zum Einsatz (vgl. Abb. 4.8). Das rechte Bild zeigt eine Projektion dieser Verteilung auf die Achse der wahren Energie für eine rekonstruierte Energie von 10^7 GeV. Die angepasste Gaußverteilung ergibt eine zu der rekonstruierten Energie zugehörige korrigierte Energie von $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}]) = 6.704 \pm 0.158$.

Führt man diese Korrektur für alle verwendeten Energieintervalle aus, ergibt sich ein im Logarithmus nahezu linearer Zusammenhang zwischen rekonstruierter und korrigierter

4.3. ABSCHÄTZUNG DER PRIMÄRENERGIE

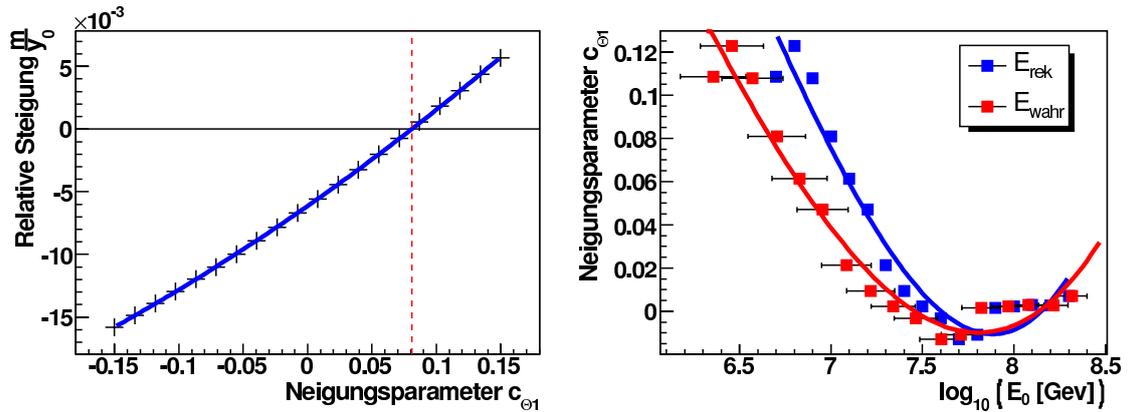


Abb. 4.8: Links ist die relative Steigung des linearen Abschnitts aus Gl. 4.22 über dem Wert des Neigungsparameters für einen Energieschnitt auf 10^7 GeV aufgetragen. Die relative Steigung wird dabei für $c_{\Theta_1} \approx 0.08$ identisch null. Im rechten Bild ist der Wert des Neigungsparameters über der rekonstruierten Energie (blau) und über der korrigierten Energie (rot) aufgetragen.

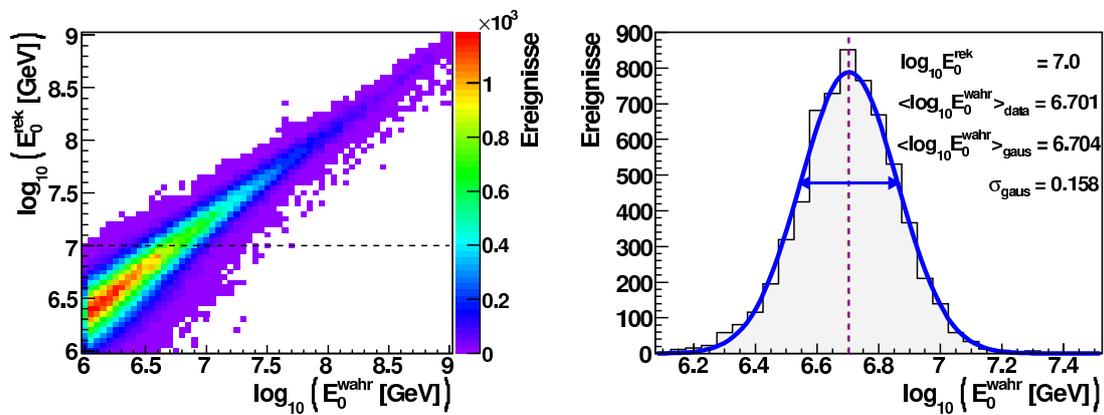


Abb. 4.9: Zur Berechnung der korrigierten Energie, wird die mit dem Neigungsparameter einer festen rekonstruierten Energie nach Gl. 4.23 abgeschätzte Energie über der aus Monte-Carlo Simulationen bekannten Energie aufgetragen (linkes Bild). Eine Projektion dieser Verteilung auf die Achse der wahren Energie und die anschließende Anpassung einer Normalverteilung, ergeben den Fehler der rekonstruierten Energie in Mittelwert und Streuung.

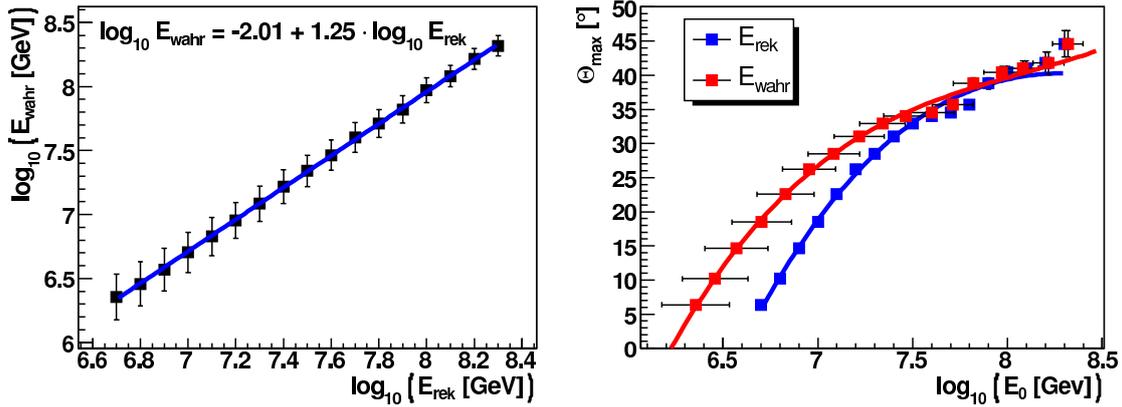


Abb. 4.10: Im linken Bild ist die Beziehung zwischen abgeschätzter und korrigierter Energie zu sehen. Es ergibt sich ein nahezu linearer Zusammenhang. Im rechten Bild sind die maximalen Zenitwinkel, bis zu denen mit einer Triggereffizienz von 100% gerechnet werden kann, über der rekonstruierten (blau) und der korrigierten (rot) Energie aufgetragen.

Energie. Dieser Zusammenhang ist im linken Bild von Abb. 4.10 zu sehen. Die eingezeichneten Fehlerbalken ergeben sich dabei aus den Breiten der angepassten Normalverteilungen. Bei kleinen Energien, wird die wahre Energie durch Gl. 4.23 um etwa 0.25 im Logarithmus unterschätzt. Dies entspricht einem relativen Fehler von etwa 50%. Ab etwa $1.5 \cdot 10^8$ GeV ändert sich die Situation und die wahre Energie wird fortan überschätzt.

Das rechte Bild in Abb. 4.10 zeigt schließlich die maximalen Zenitwinkel Θ_{max} , bei denen noch mit einer Triggereffizienz von 100% zu rechnen ist, über der abgeschätzten (blau) und der nach der vorher besprochenen Methode korrigierten (rot) Energie. Die gezeigten Zenitwinkelgrenzen ergeben sich dabei aus der Anpassung von Gl. 4.22 an die zugehörigen gewichteten Zenitwinkelverteilungen. Erwartungsgemäß ist das Experiment bei höheren Energie auch noch bei größeren Zenitwinkeln effizient. Dies ermöglicht einen an die abgeschätzte Energie angepassten Schnitt auf den entsprechenden maximalen Zenitwinkel, um die zur Analyse zur Verfügung stehende Anzahl an Ereignissen zu maximieren.

Die Ergebnisse der vorgestellten Untersuchungen zur Abschätzung der Primärenergie und zur Ermittlung der maximalen Zenitwinkel sind nochmals in Tab. 4.1 zusammengestellt. Die letzte Spalte enthält dabei die Anzahl der jeweiligen Analyse zur Verfügung stehenden Ereignisse. Diese Zahl ergibt sich zum Einen durch den Schnitt auf die abgeschätzte Primärenergie und zum Anderen durch den Schnitt auf den entsprechenden maximalen Zenitwinkel. Im Folgenden bilden diese Werte die Grundlage für weiterführende Analysen. Eine Zusammenstellung aller Graphen die zur Bestimmung der Neigungsparameter Verwendung fanden und die zugehörigen gewichteten Zenitwinkelverteilungen finden sich in Anhang B.

Es soll hier nochmals darauf hingewiesen werden, dass es nicht Ziel war, eine geschlossene Methode zur Rekonstruktion der Primärenergie zu entwickeln. Die Untersuchungen dieses Kapitels zielen vielmehr darauf ab, untere und ggf. obere Energiegrenzen zu definieren, die möglichst frei von systematischen Effekten im Zenitwinkel sind, um die folgenden Analysen überhaupt erst zu ermöglichen. Das die für die Energie verwendete Schätzfunktion i. A. nicht frei von systematischen Effekten ist, zeigt nicht zuletzt Abb. 4.10. Zum

$\log_{10}(E_{\text{rek}} [\text{GeV}])$	$\log_{10}(E_{\text{wahr}} [\text{GeV}])$	c_{Θ_1}	Θ_{max}	$N(E_0 > E_{\text{rek}})$
6.7	6.36 ± 0.18	0.109	6.37 ± 0.18	28.637
6.8	6.46 ± 0.17	0.123	10.18 ± 0.12	142.061
6.9	6.57 ± 0.17	0.108	14.62 ± 0.10	287.034
7.0	6.70 ± 0.16	0.081	18.49 ± 0.10	330.342
7.1	6.83 ± 0.15	0.061	22.56 ± 0.12	330.816
7.2	6.95 ± 0.14	0.047	26.25 ± 0.13	282.249
7.3	7.08 ± 0.14	0.021	28.45 ± 0.18	183.556
7.4	7.22 ± 0.13	0.009	31.01 ± 0.24	125.143
7.5	7.34 ± 0.12	0.002	32.90 ± 0.30	79.690
7.6	7.46 ± 0.12	-0.003	34.04 ± 0.37	48.260
7.7	7.60 ± 0.12	-0.013	34.56 ± 0.51	27.603
7.8	7.71 ± 0.11	-0.011	35.66 ± 0.67	17.519
7.9	7.82 ± 0.11	0.002	38.80 ± 0.82	13.884
8.0	7.97 ± 0.10	0.002	40.42 ± 0.90	9.110
8.1	8.08 ± 0.08	0.003	41.02 ± 1.11	5.432
8.2	8.22 ± 0.08	0.003	41.78 ± 1.64	3.171
8.3	8.32 ± 0.08	0.007	44.61 ± 1.93	2.445

Tab. 4.1: Energieintervalle in abgeschätzter Primärenergie E_{rek} . In der zweiten Spalte sind die korrigierten Energien mit den zugehörigen Fehlern gemäß Abb. 4.9 aufgelistet. Desweiteren sind noch die jeweiligen Neigungsparameter c_{Θ_1} und die maximalen Zenitwinkel Θ_{max} dargestellt. Beide wurden durch eine Anpassung von Gl. 4.22 an die gewichteten Zenitwinkelverteilungen ermittelt (vgl. Abb. 4.7). Die sich so ergebenden Ereigniszahlen sind in der letzten Spalte aufgeführt.

Einen liegt dies an der Natur der Funktion, die lediglich eine Näherung erster Ordnung für die Energie darstellt und dabei vor allem die Elementkomposition außer Acht lässt. Zum Anderen werden alle Parameter außer dem Neigungsparameter aus Simulationen bestimmt. Dabei stellt sich die Frage, wie gut diese Simulationen der Realität entsprechen. Modellabhängigkeiten bei der Luftschauersimulation und unterschiedliche Triggerschwellen der Detektorsimulation im Vergleich zum realen Experiment sind nur zwei Punkte die hier eine Rolle spielen.

4.4 Signifikanzanalyse an Flusskarten

Mit Hilfe der in Kapitel 4.2 vorgestellten Exposure werden nun Flusskarten in Rektaszension und Deklination erstellt und auf lokale signifikante Erhöhungen des Flusses hin untersucht. Dazu werden die der Analyse zur Verfügung stehenden Ereignisse nach Primärenergie und maximalem Zenitwinkel (vgl. Kapitel 4.3) selektiert und anschließend in Himmelskarten eingetragen. Aus diesen Himmelskarten werden schließlich Flusskarten erstellt und auf signifikante Exzesse hin untersucht. Solche Exzesse können z. B. durch nahe gelegenen Punktquellen oder begrenzte Quellregionen hervorgerufen werden. Näheres dazu findet sich auch in Kapitel 1.5.1 und in Kapitel 6.

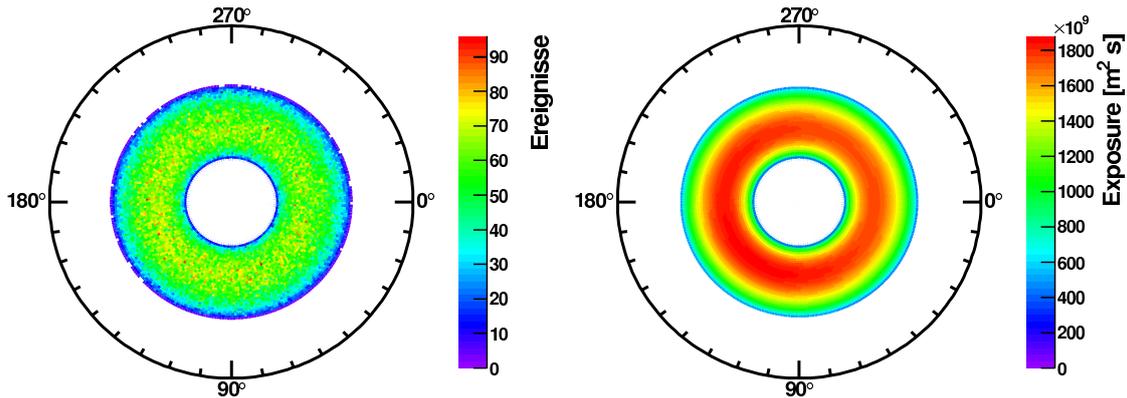


Abb. 4.11: Die Anzahl der gemessenen Ereignisse (links) und die nach Gl. 4.14 berechnete Exposure (rechts) für Primärenergien $\log_{10}(E_0[\text{GeV}]) \geq 7.0$ in einer mittelabstandstreuem Azimutalprojektion. Der maximale Zenitwinkel ergibt sich gemäß Tab. 4.1 zu $\theta_{\text{max}} \approx 18.5^\circ$. Bei einer geographischen Breite des Grande-Detektorfeldes von ca. 49° N , stellt das Band in Deklination einen Bereich von $30.5^\circ \leq \delta \leq 67.5^\circ$ dar.

4.4.1 Erstellung von Fluss- und Signifikanzkarten

Alle Himmelskarten in diesem Kapitel werden in der sog. mittelabstandstreuem Azimutalprojektion [163] dargestellt. Dabei kommt als Koordinatensystem das Äquatorialkoordinatensystem (vgl. Kapitel 4.1) zum Einsatz. Der in Deklination dargestellte Bereich reicht jeweils von 0° bis 90° , also vom Himmelsäquator bis zum Himmelsnordpol. Dieser Bereich ist ausreichend um die verwendeten Datensätze darzustellen, da nach Kapitel 3.5 nur Daten bis zu einem maximalen Zenitwinkel von 47° bei den Analysen Verwendung finden. Bei einer geographischen Breite des KASCADE-Grande Experiments von ca. 49° N ergibt sich somit ein einsehbarer Bereich von maximal 2° bis 90° in Deklination, der nochmals durch den energieabhängigen maximalen Zenitwinkel eingeschränkt wird.

In der Regel stellen die Himmelskarten die Projektionen zweidimensionaler Histogramme dar. Jede Zelle eines einer solchen Projektion zugrundeliegenden Histogramms stellt dabei die gleiche vorher festgelegten Raumwinkelgröße $d\Omega$ dar. Die Himmelskarte wird dazu in nahezu äquidistante Deklinationsintervalle $d\delta_i$ aufgeteilt, deren Breite sich aus der Quadratwurzel des Raumwinkelements ergibt. Ausgehend vom Himmelsnordpol, werden die sich so ergebenden Segmente derart in Rektaszension unterteilt, dass die entstehenden Sektoren in Rektaszension gleiche Breite besitzen und diese Breite möglichst nahe an der Quadratwurzel des Raumwinkelements liegt. Anschließend wird die Höhe des Segments so angepasst, dass der durch die Sektoren repräsentierte Raumwinkel wieder exakt dem ursprünglichen Raumwinkelement entspricht. So entstehen Himmelskarten aus Histogrammzellen, die alle den gleichen Raumwinkel darstellen.

Als Poisson-Prozess genügt die Verteilung der Ereignisse pro Histogrammzelle und Zeit einer Poisson-Verteilung. Bei einer Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Prozesses größer 0.5 und einer genügend großen Statistik – in dem vorliegenden Fall also für eine ausreichend große integrierte Exposure – lässt sich die so entstehende Poisson-Verteilung mit großer Genauigkeit durch eine Gaußsche Normalverteilung annähern. Dies ist wichtig, um die Aussagekraft der folgenden Signifikanzanalyse nicht zu schmälern. Im Rahmen dieser Analyse

wurde eine Anzahl von 50 Ereignissen pro Histogrammzelle als ausreichend erachtet, um die genannten Voraussetzungen zu erfüllen. Die Zellgröße $d\Omega$ wurde dementsprechend für jedes einzelne Histogramm so angepasst, dass im Mittel mindestens 50 Ereignisse pro Zelle zu erwarten sind.

Die in diesem Kapitel analysierten Flusskarten ergeben sich aus einer Histogrammierung der gemessenen Ereigniszahlen in Rektaszension und Deklination (vgl. Abb. 4.11, linkes Bild). Der entsprechende Fluss berechnet sich dann aus der Division dieser Ereigniszahlen durch die über die entsprechende Histogrammzelle integrierte Exposure. Diese Exposure wird mit Hilfe von Gl. 4.14 für die entsprechende i -te Histogrammzelle bestimmt:

$$\epsilon_i = \int_{\alpha_i - \frac{d\alpha}{2}}^{\alpha_i + \frac{d\alpha}{2}} \int_{\delta_i - \frac{d\delta}{2}}^{\delta_i + \frac{d\delta}{2}} \epsilon(\alpha, \delta) \, d\alpha \, d\delta. \quad (4.24)$$

Gl. 4.24 lässt sich dabei nicht analytisch lösen. Die numerische Integration scheitert dagegen an der zur Verfügung stehenden Rechenkapazität. Die Summe in Gl. 4.14 erstreckt sich nach Kapitel 4.2.3 immerhin über 659 Perioden, die für jede Evaluierung der Exposure einzeln berechnet werden müssen. Die zweidimensionale Integration als $\mathcal{O}(n^2)$ Algorithmus ist bei akzeptabler Schrittweite somit zu aufwändig, um mit den dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Mitteln durchgeführt zu werden. Es wird daher im Folgenden angenommen, dass sich die Exposure über eine Histogrammzelle nur marginal ändert. Somit kann an die Stelle der Integration in Gl. 4.24, eine einfache Evaluierung von Gl. 4.14 für den Mittelpunkt der Zelle und eine anschließende Multiplikation mit dem durch die Zelle dargestellten Raumwinkelelement treten (vgl. Abb. 4.11, linkes Bild):

$$\epsilon_i \approx \epsilon(\alpha_i, \delta_i) \cdot d\Omega \quad (4.25)$$

Aus den so erzeugten Flusskarten werden schließlich Signifikanzkarten erstellt (Abb. 4.12). Dazu wird der Mittelwert und die Schwankungsbreite aller histogrammierten Flüsse ermittelt. Nun werden die Signifikanzen aller Histogrammzellen – im Bezug auf berechneten Mittelwert und Schwankungsbreite – ermittelt und wiederum in eine Himmelskarte eingetragen. Die Verteilung dieser Signifikanzen muss wiederum normalverteilt sein. Mögliche lokale Exzesse im Fluss aufgrund von Punktquellen oder kompakten Quellregionen zeigen sich dann in einer signifikant höheren Signatur in diesem Signifikanzhistogramm.

4.4.2 Ergebnisse

Im Rahmen der hier vorgestellten Analyse wurden Signifikanzkarten für 14 untere Energieschwellen zwischen $\log_{10}(E_0[\text{GeV}]) > 6.7$ bis hin zu $\log_{10}(E_0[\text{GeV}]) > 8.0$ erstellt. Während die untere Grenze der verwendeten Energien dabei durch die gerade noch erreichte volle Triggereffizienz definiert wird, ist die zu kleine Statistik bei großen Energien der limitierende Faktor für die obere Grenze. Die verwendeten Energiewerte entsprechen dabei den nach Gl. 4.23 rekonstruierten und nicht den korrigierten Energien. Zu jeder dieser Karten wurden die Signifikanzen histogrammiert und die jeweils 5 höchsten Signifikanzen näher untersucht. In Anhang C finden sich die einzelnen Signifikanzkarten und Histogramme. Die Zellen mit den 5 höchsten Signifikanzen sind dabei jeweils in der entsprechenden Signifikanzkarte durch einen schwarzen Kreis gekennzeichnet. Die Zellgrößen variieren dabei zwischen $(1.0^\circ)^2$ für $\log_{10}(E_0[\text{GeV}]) > 6.8$ und $(14.3^\circ)^2$ für $\log_{10}(E_0[\text{GeV}]) > 8.0$. Bei höheren Energieschwellen werden die Zellen dabei so groß, dass möglicherweise vorhandene signifikante Erhöhungen des lokalen Flusses von dem in der Zelle enthaltenen Untergrund

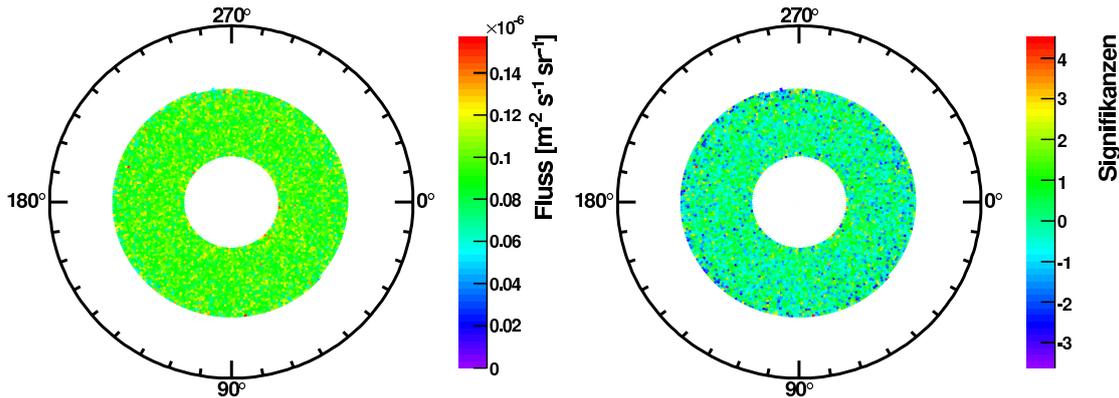


Abb. 4.12: Die Flusskarte im linken Bild ergibt sich aus einer Division der Ereigniskarte (Abb. 4.11, links) durch die Exposurekarte (Abb. 4.11, rechts). Um Randeffekte zu minimieren werden dabei Zellen mit einer Exposure kleiner 25% des erreichten Maximalwerts ignoriert. Im rechten Bild ist die aus der Flusskarte errechnete Signifikanzkarte zu sehen.

überdeckt werden und somit keine Aussage bzgl. der tatsächlich vorhandenen Signifikanzen mehr möglich ist. Außerdem ist die Näherung nach Gl. 4.25 für solch große Zellen nicht mehr gültig. Dies zeigt sich auch und vor allem in der Verteilung der Signifikanzen (vgl. Histogramme in Anhang C) der entsprechenden Signifikanzkarten.

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, müssten die eigentlich Poissonverteilten Ereigniszahlen bei entsprechend großer Exposure in guter Näherung einer Gaußschen Normalverteilung entsprechen. Da sich der Fluss direkt aus den Ereigniszahlen ergibt, sollten die im Fluss enthaltenen Signifikanzen ebenfalls einer Normalverteilung – genauer einer Standardnormalverteilung – folgen. Um dies zu überprüfen, wurden an die histogrammierten Signifikanzen Gaußsche Glockenkurven angepasst. Diese Anpassung zeigt, dass das vorgestellte Verfahren bis zu einer Energieschwelle von $\log_{10}(E_0[\text{GeV}]) = 7.8$ weitgehend stabil ist und sich die Abweichungen des Mittelwertes und der Breite der Normalverteilung von den erwarteten Werten auf wenige Prozentpunkte beschränkt. Oberhalb dieser Energieschwelle treten jedoch weit größere Abweichungen von den Nominalwerten auf. Es bleibt dabei zu beachten, dass die Anzahl der zur Verfügung stehenden Himmelszellen mit steigender Energie fällt, wenn die Größe der Zellen gleichzeitig anwächst.

Schaut man sich die in den Himmelskarten in Anhang C eingezeichneten Zellen maximaler Signifikanz etwas genauer an, stellt man fest, dass die meisten der so gefundenen Signifikanzen an den Rändern der entsprechenden Karten zu finden sind. Dies läßt zwei Schlüsse zu. Zum Einen ist das Verfahren scheinbar nicht ganz frei von Randeffekten, zum Anderen scheint es – abgesehen von diesen Randeffekten – nur wenige Zellen mit deutlich erhöhter Signifikanz zu geben. Nimmt man die in der Literatur übliche Grenze von 5σ für detektierte kleinräumige Anisotropien als Referenzwert, bleibt keine Signatur eines möglichen Exzesses im gemessenen Fluss mehr übrig.

In Abb. 4.13 findet sich eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Analyse. Die schwarz umrandeten Gebiete stellen dabei jeweils eine der fünf pro untersuchtem Energieintervall gefundenen Zellen höchster Signifikanz dar. Die Größe dieser Gebiete entspricht dabei der jeweiligen Zellgröße der zugehörigen Flusskarte. Neben den Gebieten höchster

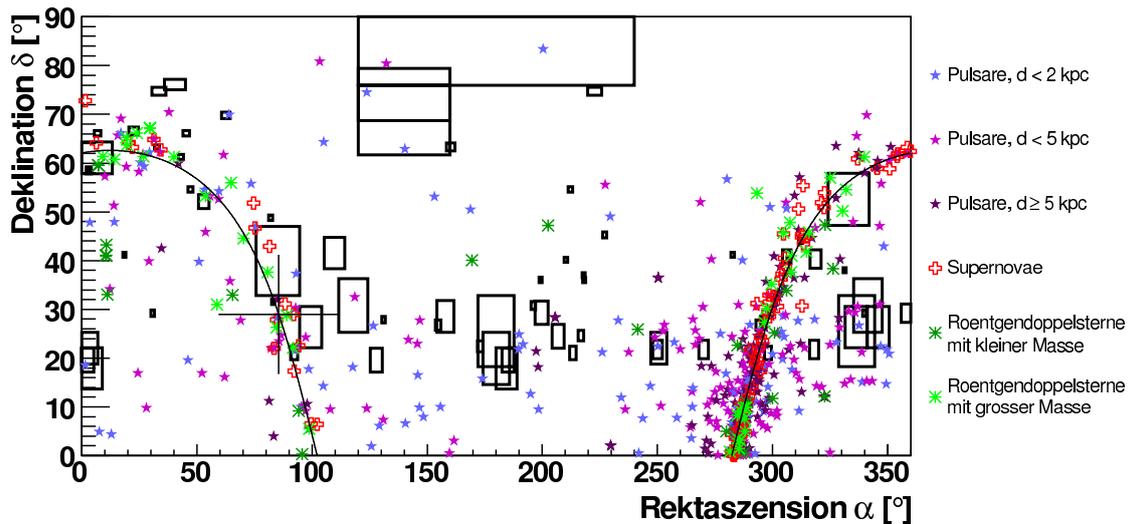


Abb. 4.13: Die jeweils 5 Zellen höchster Signifikanz (schwarz umrandete Gebiete) aus allen in Anhang C dargestellten Signifikanzkarten. Die Größe der Gebiete entspricht der jeweiligen Zellgröße. Außerdem eingezeichnet sind mögliche Quellkandidaten: Supernova-Überreste [80], Pulsare [98] und Röntgendoppelsterne (mit kleiner [144] und mit großer [122] Masse).

Signifikanz sind außerdem mögliche Quellkandidaten in die Grafik eingearbeitet um mögliche Kongruenzen zwischen Quellen und höchsten Signifikanz zu erkennen. Dabei handelt es sich im Einzelnen um Supernova-Überreste, Pulsare und Röntgendoppelsterne. Die eingezeichnete Linie entspricht dabei der galaktischen Ebene, das Kreuz dem galaktischen Antizentrum.

Aus dieser Auftragung ergeben sich direkt drei interessante Gebiete, die im Folgenden ein wenig ausführlicher diskutiert werden:

1. $\alpha \approx 2^\circ, \delta \approx 20^\circ$

In diesem Bereich überschneiden sich drei Zellen aus drei verschiedenen Signifikanzkarten. Am Rand der Schnittmenge findet sich ein sehr naher Pulsar als möglicher Quellkandidat. Die wichtigsten Daten dieses Pulsars sind im Folgenden kurz zusammengefasst:

Name:	J0006+1834
Rektaszension:	1.52°
Deklination:	18.58°
Entfernung:	0.70 kpc
Periode:	0.69 s
Assoziation:	keine

2. $\alpha \approx 185^\circ, \delta \approx 20^\circ$

In diesem Bereich überschneiden sich gleich vier Zellen aus jeweils unterschiedlichen Signifikanzkarten. In der näheren Umgebung finden sich vier nahe Pulsare. Auch hier sollen deren wichtigste Daten kurz aufgelistet werden:

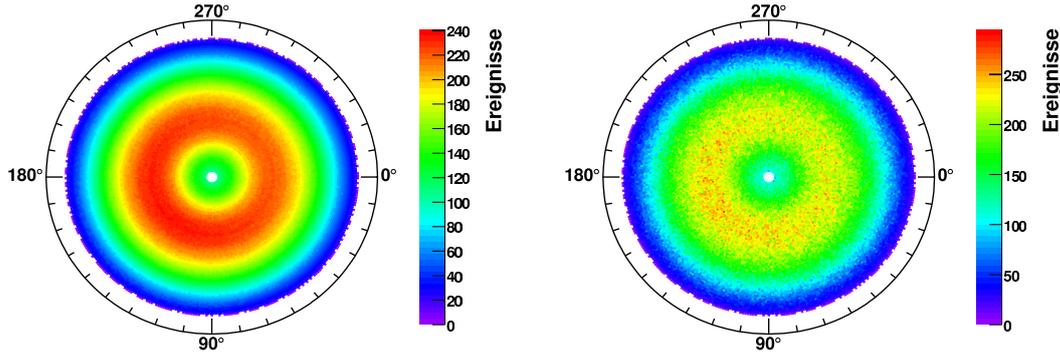


Abb. 4.14: Links die aus $n_B = 100$ nach der Mischmethode erzeugten Hintergrunddatensätzen berechnete Hintergrundkarte, rechts die Datenkarte. Das scheinbar stark voneinander abweichende Erscheinungsbild der Karten rührt von der unterschiedlichen Skalierung der Farbachsen her. Diese trägt den in der Datenkarte vorhandenen größeren Fluktuationen Rechnung, die in der Hintergrundkarte um das $\sqrt{n_B}$ -fache unterdrückt sind.

Name:	B1133+16	J1238+21	B1237+25	J1246+22
Rektaszension:	174.01°	189.60°	189.92°	191.66°
Deklination:	15.85°	21.87°	24.90°	22.88°
Entfernung:	0.36 kpc	1.77 kpc	0.86 kpc	1.77 kpc
Periode:	1.19 s	1.12 s	1.38 s	0.47 s
Assoziation:	keine	keine	keine	keine

3. $\alpha \approx 340^\circ$, $\delta \approx 29^\circ$

In diesem Bereich überschneiden sich wieder vier Zellen aus vier verschiedenen Signifikanzkarten. Eine weitere Zelle grenzt dabei direkt an die Schnittmenge an. In der näheren Umgebung findet sich ein naher und drei weiter entfernte Pulsare:

Name:	J2229+2643	J2222+2923	J2227+30	B2210+29
Rektaszension:	337.46°	335.76°	336.88°	333.10°
Deklination:	26.73°	29.40°	30.60°	29.55°
Entfernung:	1.43 kpc	4.46 kpc	2.36 kpc	4.76 kpc
Periode:	0.003 s	0.28 s	0.84 s	1.00 s
Assoziation:	keine	keine	keine	keine

Alle diese Gebiete beinhalten mindestens einen interessanten Quellkandidaten. Auf der anderen Seite zeigt keine dieser Regionen eine zweifelsfrei positive Signatur eines signifikant erhöhten Flusses. Somit erscheint die Belastbarkeitsgrenze der hier vorgestellten Methode im Rahmen der durchgeführten Analyse erreicht zu sein. Um weiterführende Aussagen über die gefundenen Himmelsregionen und mögliche Kongruenzen mit sichtbaren Himmelsobjekten machen zu können, wäre eine genauere Untersuchung dieser Regionen wünschenswert. Eine Möglichkeit wäre z. B. die Bestimmung der Signifikanzen nach Li und Ma [120] oder nach Alexandreas [8]. Eine andere Möglichkeit wäre eine genauere Untersuchung der näheren Umgebung der möglichen Quellkandidaten wie sie in [124] durchgeführt wurde. Im nachfolgenden Kapitel wird ein Vergleich der vorgestellten Ergebnisse mit der Methode nach Li und Ma durchgeführt.

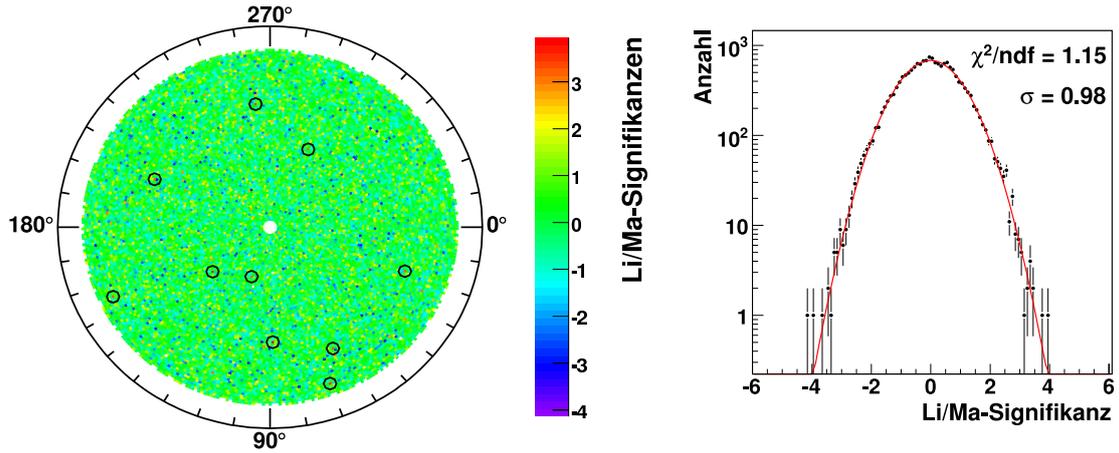


Abb. 4.15: Ergebnisse der Untersuchung nach Li und Ma. Links die aus Daten- und Hintergrundkarte (vgl. Abb. 4.14) nach Gl. 4.26 berechnete Signifikanzkarte. Extra hervorgehoben sind die zehn Zellen mit den höchsten errechneten Signifikanzen. Im rechten Bild ist die Verteilung der Signifikanzen dargestellt. Diese entspricht erwartungsgemäß der eingezeichneten Normalverteilung.

4.5 Signifikanzanalyse nach Li und Ma

Zum Vergleich mit der in Kapitel 4.4 vorgestellten Signifikanzanalyse soll hier nochmals eine Untersuchung des Datensatzes mit der bewährten Technik nach Li und Ma vorgestellt werden. Diese kam z. B. schon bei Analysen im Rahmen des Hegera-Experiments [99], des Auger-Experiments [107] oder des KASCADE-Experiments [16] zum Einsatz. Es handelt sich dabei um einen Maximum-Likelihood-Quotienten Test mit der Anzahl der Quellereignisse als unbekannter Größe. Auf eine nähere Beschreibung des Verfahrens soll hier verzichtet und stattdessen auf [120] und [124] verwiesen werden.

Zur Erstellung der Signifikanzkarten findet wieder die in Kapitel 4.4.1 beschriebene Methode Verwendung. Die Zellgröße beträgt dabei fest $(1^\circ)^2$, die untere Energieschwelle liegt bei $\log_{10}(E_0[\text{GeV}]) > 6.7$. Die mittlere Energie aller untersuchten Ereignisse liegt bei $\langle E \rangle \approx 10^{16}$ eV. Um Randeffekte zu minimieren, wurde nur ein Band von $\pm 38^\circ$ um die auf die Himmelskugel projizierte geographische Breite des Experiments untersucht. Dies resultiert in einem Deklinationsband von $11^\circ \leq \delta \leq 87^\circ$. Die Signifikanzen berechnen sich nun gemäß:

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_D \ln \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_D}{N_D + \bar{N}_B} \right) \right] + \bar{N}_B \ln \left[(1 + \alpha) \left(\frac{\bar{N}_B}{N_D + \bar{N}_B} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (4.26)$$

Dabei ist N_D die Anzahl der gemessenen Ereignisse in einer Histogrammzelle, \bar{N}_B die mittlere Anzahl an erwarteten Hintergrundereignissen für diese Zelle und $\alpha = n_B^{-1}$ die inverse Anzahl der in die Rechnung eingehenden Hintergrunddatensätze. Diese Hintergrunddatensätze werden nach der sog. Mischmethode direkt aus dem verwendeten Datensatz erzeugt (für weitere Informationen siehe Kapitel 6.3) und sollen eine isotrope Verteilung der Ankunftsrichtungen simulieren. Aus den so gewonnenen n_B Hintergrundkarten wird dann durch Mittelwertbildung eine gemittelte Hintergrundkarte erzeugt. Diese ist im Abb. 4.14

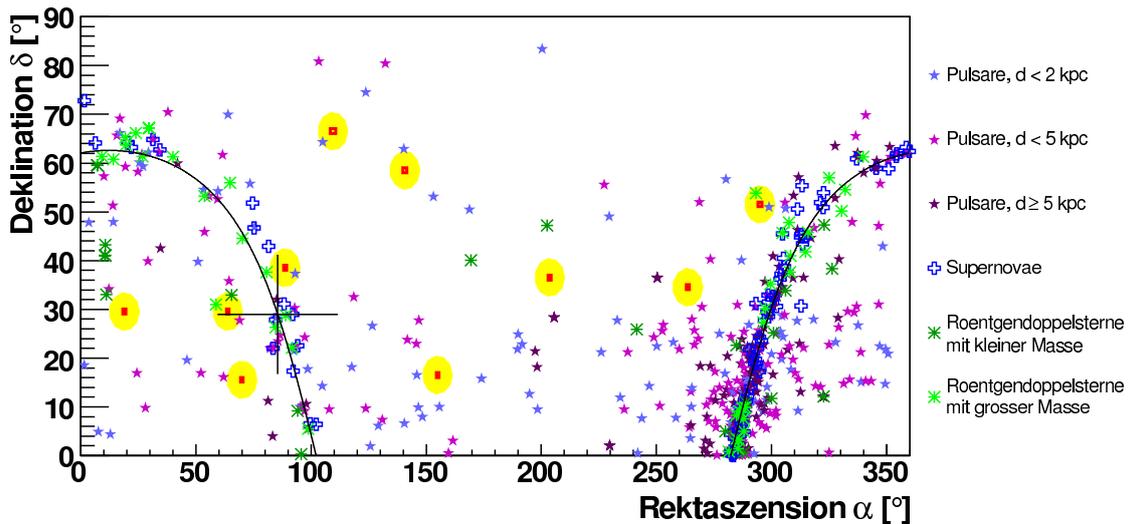


Abb. 4.16: Die zehn Zellen höchster Signifikanz wie sie aus der Analyse nach Li und Ma berechnet wurden (rot umrandete Gebiete). Zur besseren Sichtbarkeit wurden diese Zellen gelb unterlegt. Die eingezeichneten Quellkandidaten entsprechen denen aus Abb. 4.13. Es fallen keine deutlichen Kongruenzen zwischen höchsten Signifikanzen und Quellkandidaten ins Auge.

links mit $n_B = 100$ dargestellt. Rechts daneben sieht man die aus dem verwendeten Datensatz erstellte Datenkarte. Daraus resultiert die nach Gl. 4.26 berechnete Signifikanzkarte (Abb. 4.15, links). Die Verteilung der Signifikanzen ist schließlich im rechten Teil von Abb. 4.15 dargestellt.

Es wurden im Rahmen dieser Analyse nach Li und Ma keine Himmelszellen mit unerwartet hohen Signifikanzen gefunden. Die zehn höchsten Signifikanzen sind in Abb. 4.15 links eingezeichnet und bewegen sich zwischen Werten von 3.20 und 3.93. Die Verteilung der Signifikanzen im rechten Bild von Abb. 4.15 entspricht der erwarteten Normalverteilung. Die Anpassung ergibt dabei eine Breite von nahezu 1 und ein $\chi^2/n.d.f.$ von 1.15.

Entsprechend Kapitel 4.4.2 wurde auch für diese Analyse eine Himmelskarte mit möglichen Quellkandidaten erstellt und die zehn Zellen höchster Signifikanz (siehe Abb. 4.16) eingezeichnet. Daraus ergibt sich keine direkte Korrelation zwischen Quellkandidaten und höchsten Signifikanzen. Ein Vergleich mit der Signifikanzanalyse aus Kapitel 4.4 in Abb. 4.17 zeigt ebenfalls keine Übereinstimmungen zwischen den beiden Analysen.

4.6 Zusammenfassung

In dem vorliegenden Kapitel wurde eine Signifikanzanalyse an Flusskarten entwickelt und auf den in Kapitel 3 präparierten Datensatz angewandt. Zu diesem Zweck wurde ein Verfahren zur analytischen Bestimmung der dem Datensatz zugrunde liegenden Exposure entwickelt. Dieses Verfahren ist prinzipiell auf jeden Datensatz eines beliebigen Observatoriums anwendbar. Es ermöglicht die physikalisch korrekte Berechnung der rektaszensionsabhängigen Exposure für ein Observatorium mit teilweiser Sicht auf den Himmel und für lückenbehaftete Datensätze. In Kapitel 4.2.3 wurde schließlich mit Hilfe dieses Verfahrens exemplarisch die Exposure des in den nachfolgenden Analysen Verwendung findenden Da-

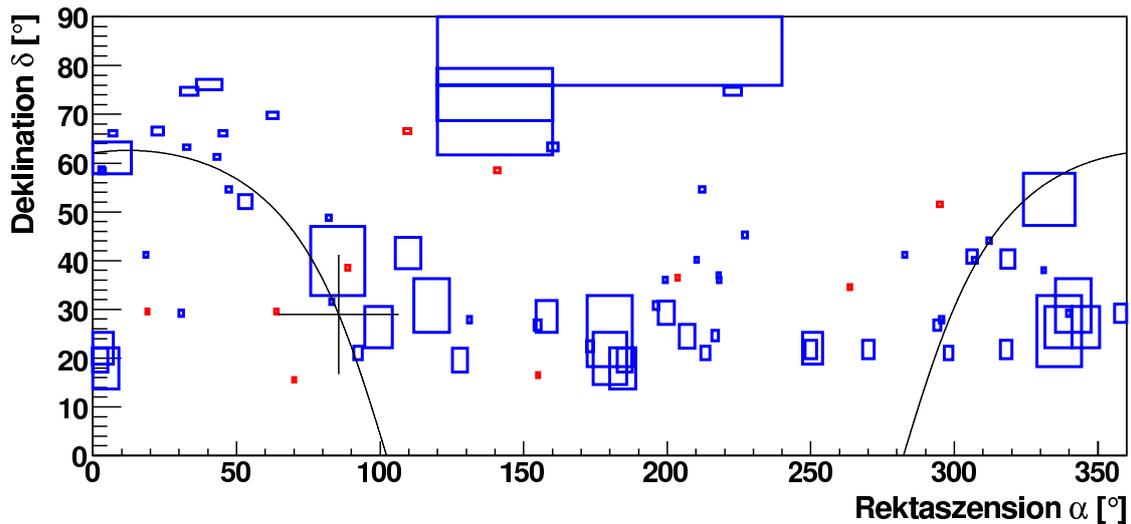


Abb. 4.17: Vergleich der Gebiete höchster Signifikanz aus der Flussanalyse (vgl. Kapitel 4.4) und der Analyse nach Li und Ma (vgl. Kapitel 4.5). Die beiden Analysen zeigen keine signifikanten Übereinstimmungen.

tensatzes bestimmt. Dabei hat sich diese Methode der Exposurebestimmung als zuverlässig und robust herausgestellt. Die zeitlichen Lücken des Datensatzes spiegeln sich in der Exposure wieder und daraus berechnete Flusskarten zeigen die erwartete hohe Homogenität.

Ein in [77] zur Berechnung der kinetischen Energie eines Primärteilchens entwickeltes Verfahren wurde in Kapitel 4.3 an die Anforderungen der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analysen angepasst. Dabei war es wichtig, die rekonstruierte Energie zumindest bis zu einem bekannten maximalen Zenitwinkel Θ_{\max} möglichst frei von systematischen Effekten bzgl. des Zenitwinkels zu halten. Dazu wurde der sogenannte Neigungsparameter eingeführt, der die verbliebene Steigung der gewichteten Zenitwinkelverteilungen zwischen Zenitwinkeln von 0° und Θ_{\max} zu minimieren versucht. Dieser Parameter wurde für verschiedene Primärenergien bestimmt. Auf eine weitere Parametrisierung des Neigungsparameters wurde verzichtet. Stattdessen wurden für die entsprechenden Analysen die gefundenen diskreten Werte verwendet, da die somit erzielte Genauigkeiten den Anforderungen dieser Arbeit genügt. Das Resultat ist eine rekonstruierte Primärenergie, die zwar nicht der wahren Primärenergie entspricht, die jedoch möglichst zenitwinkelunabhängige Energieschnitte auf den Datensatz ermöglicht.

Schließlich wurden mit Hilfe der rekonstruierten Primärenergie und unter Verwendung der jeweils berechneten Exposures Flusskarten für verschiedene untere Primärenergiegrenzen erstellt. Aus diesen Flusskarten konnten dann auf sehr einfache Art und Weise Signifikanzkarten und -Verteilungen generiert werden. Die für jede untere Energieschranke fünf höchsten gefundenen Signifikanzen wurden dann mit möglichen Quelllokationen verglichen. Als Quellkandidaten fanden dabei Supernova-Überreste, Röntgendoppelsterne und Pulsare Beachtung. Daraus ergeben sich direkt drei interessante Himmelsregionen, in denen Koinzidenzen aus den verschiedenen Signifikanzkarten gefunden wurden. In der näheren Umgebung aller drei Regionen finden sich dabei interessante Quellkandidaten. Allerdings fand sich keine Region, in der die berechneten Signifikanzen unerwartet hohe Werte annahmen. Außerdem liegen viele der gefundenen maximalen Signifikanzen an den Deklinationsgren-

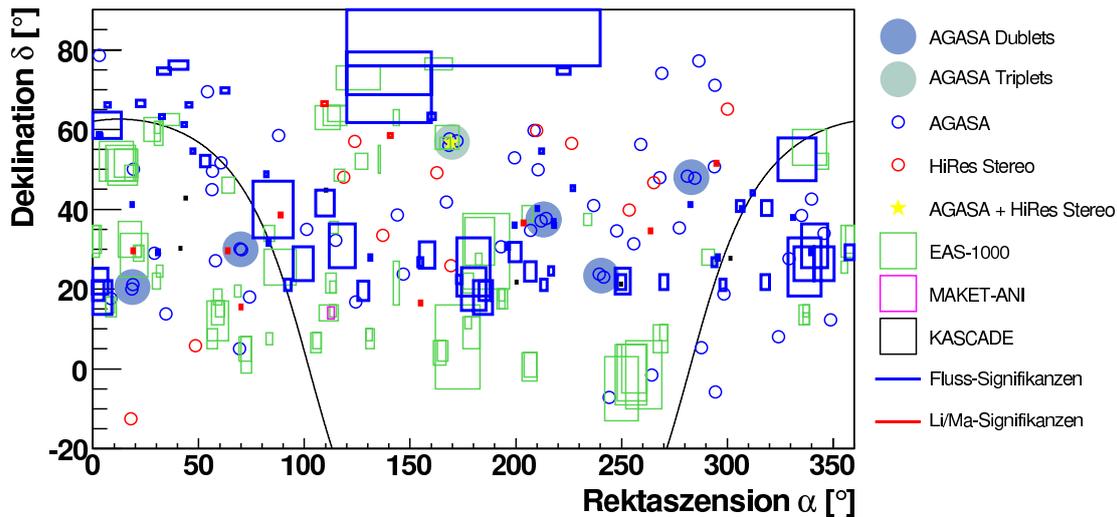


Abb. 4.18: Zusammenstellung der Ergebnisse dieser Arbeit und der in Kapitel 1.5.1 vorgestellten Analysen zum Thema kleinräumige Anisotropie anderer Experimente.

zen der entsprechenden Himmelskarten, was als Randeffekte der vorgestellten Methode interpretiert wird. Somit konnte mit Hilfe dieses Verfahrens keine überzeugende Aussage über möglicherweise erhöhte Primärflüsse bzw. über mögliche Quellkandidaten gemacht werden.

Zusätzlich zu der Signifikanzanalyse an Flusskarten wurde außerdem eine Signifikanzanalyse nach Li und Ma durchgeführt. Auch diese lies keine Schlüsse auf eindeutig erhöhte Primärflüsse zu. Die so gefundenen Signifikanzen lagen alle bei Werten unter 4 und folgten mit großer Präzession einer Standard-Normalverteilung. Ein Vergleich der beiden Methoden zeigt keine übereinstimmenden Regionen mit signifikant erhöhten Flusswerten. Somit bleibt letztendlich nur der Schluß, dass in dem vorhandenen Datensatz keine Signaturen solcher erhöhter Flüsse zu finden sind. Eine Wiederholung dieser Analysen in der Zukunft mit größerer Statistik, vor allem im hochenergetischen Bereich, ist dennoch wünschenswert und mag aussagekräftigere Ergebnisse liefern.

Abb. 4.18 zeigt schließlich einen Vergleich der gefundenen Ergebnisse der beiden durchgeführten Signifikanzanalysen mit vergleichbaren Analysen anderer Experimente, wie sie in Kapitel 1.5.1 vorgestellt wurden. Dabei ist vor allem das Gebiet um das von AGASA gefundene Duplet bei $\alpha \approx 213^\circ$ und $\delta \approx 37^\circ$ interessant. Die Signifikanzanalyse an Flusskarten aus Kapitel 4.4 weist hier drei Gebiete erhöhter Signifikanz im direkten Umfeld dieses Duplets auf. Aber auch die Analyse nach Li und Ma zeigt eine – wenn auch nicht allzu nahe – erhöhte Signifikanz. Weiterhin zeigt das Gebiet bei $\alpha \approx 250^\circ$ und $\delta \approx 22^\circ$ eine Koinzidenz zweier erhöhter Signifikanzen aus der Analyse an Flusskarten und einer erhöhten Signifikanz die im Rahmen des KASCADE-Experiments gefunden wurde. In der Umgebung des von AGASA gefundenen Triplets zeigen sich dagegen keine erhöhten Signifikanzen in dem untersuchten Datensatz.

5 Suche nach Dipolmomenten

Um großräumige Anisotropien in den Ankunftsrichtungen der gemessenen Luftschauer zu charakterisieren, werden die gemessenen Teilchenflüsse auf der Himmelskugel i. A. auf möglicherweise vorhandene Abweichungen von einer Gleichverteilung hin untersucht. Dabei unterscheidet man grob zwischen zweidimensionalen und dreidimensionalen Analysemethoden. Die Dimensionalität bezieht sich dabei neben der Lokalisierung auf der Himmelskugel auch auf die Größe dieser Abweichung – die sog. Amplitude. Zweidimensionale Analysen betrachten dabei lediglich die Verteilung der gemessenen Luftschauer in Rektaszension und bestimmen zusätzlich die zugehörige Amplitude. Dreidimensionale Analysen beziehen zusätzlich die Deklination als dritten Parameter mit in die Berechnung ein. In beiden Fällen resultieren die entsprechenden Analysen meist in einer Entwicklung der Ankunftsrichtungen in Äquatorialkoordinaten nach einem orthonormalen Satz von Funktionen bis hin zu einer bestimmten Ordnung. Im Zusammenhang mit Luftschauerexperimenten ist es meist schwierig Ordnungen größer Eins zu betrachten. Dies liegt u. A. an der begrenzten Statistik, der relativ schlechten Winkelauflösung und damit verbunden der Qualität der zur Verfügung stehenden Datensätze. Auch im Rahmen dieser Arbeit beschränken sich die vorgestellten Analysen deswegen auf eine Untersuchung des Dipolmoments.

Zweidimensionale Untersuchungen der großräumigen Anisotropie gehören mittlerweile zum Standardrepertoire in der Luftschauerphysik. Fast immer kommt dabei der sog. Rayleigh-Formalismus zum Einsatz. Akeno, AGASA und EAS-TOP sind Beispiele für Experimente die solche Rayleigh-Analysen durchgeführt haben (vgl. Abb. 1.11). Im Rahmen dieser Arbeit wird sowohl der Standard-Formalismus als auch eine davon abgewandelte Form, welche die Verwendung siderischer Teiltage gestattet, vorgestellt und auf den vorhandenen Datensatz angewandt (siehe Kapitel 5.1).

Dreidimensionale Analysen sind im Feld der Luftschauerphysik noch recht neu. Entsprechende Methoden kamen erst in den letzten Jahren auf und fanden bisher keine oder nur vorläufige Verwendung bei realen Datensätzen. Bisherige Erfahrungswerte beschränken sich also im Wesentlichen auf simulierte Datensätze. Dementsprechend höher sind die Anforderungen an die Sorgfalt bei der Durchführung der entsprechenden Analysen. Artverwandte Methoden finden jedoch in anderen Gebieten der Astrophysik Verwendung. Das prominenteste Beispiel hierfür ist wohl die Untersuchung der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung im Rahmen des WMAP-Satellitenexperiments [151] und dessen Vorgänger COBE [27]. Dabei werden die gemessenen Temperaturen für verschiedene Frequenzbänder nach Kugelflächenfunktionen entwickelt. Der große Vorteil dieser Messungen im Vergleich zu bodengestützten Luftschauerexperimenten liegt zum Einen in der wesentlich höheren Statistik und wesentlich besseren Winkelauflösung und zum Anderen in der Abdeckung des gesamten Himmels.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden zwei verschiedene Methoden zur dreidimensionalen Analyse der gemessenen Ankunftsrichtungen bei Luftschauerexperimenten vorgestellt. Die Methode nach Sommers [150] und ihre Verallgemeinerung auf Experimente mit teilweiser Sicht auf den Himmel nach Aublin und Parizot [20] – im Folgenden SAP-Methode genannt (siehe Kapitel 5.2) – versucht dabei direkt den Dipol aus den gemessenen Daten zu berechnen. Die Methode nach Mollerach und Roulet [130] – im Folgenden

χ^2 -Rayleigh-Methode genannt (siehe Kapitel 5.3) – verwendet erst eine Rayleigh-Analyse zur Bestimmung der Phase und Amplitude in Rektaszension, um anschließend mit Hilfe einer χ^2 -Anpassung an die Deklinationsverteilung der gemessenen Ereignisse den kompletten Dipol zu rekonstruieren.

5.1 Rayleigh-Analyse

Der Rayleigh-Formalismus ([142], [143]) basiert auf einer Betrachtung der Ankunftsrichtungsverteilungen gemessener Luftschaer in siderischer Zeit bzw. in Rektaszension. Die dem Formalismus dabei zugrunde liegende Wahrscheinlichkeitsverteilung ist die von Mises-Verteilung (siehe Gl. 5.1), die als Normalverteilung zyklischer Variablen angesehen werden kann. I_0 ist dabei die modifizierte Besselfunktion nullter Ordnung. Die beiden Parameter μ und κ entsprechen dem Mittelwert und der Konzentration der Verteilung um diesen Mittelwert. Für große κ konzentriert sich die Verteilung immer mehr um den Mittelwert und geht dabei in die Normalverteilung über.

$$f(x | \mu, \kappa) = \frac{e^{\kappa \cos(x-\mu)}}{2\pi I_0(\kappa)} \quad (5.1)$$

Der Rayleigh-Formalismus betrachtet nun die Rektaszensionsverteilung ohne Beachtung der Deklination der gemessenen Luftschaer und wägt dabei die Nullhypothese (Isotropie) gegen die Alternativhypothese (von Mises verteilte Ankunftsrichtungen in Rektaszension) ab. Neben der Wahrscheinlichkeit, dass die gemessenen Ereignisse mit einer Gleichverteilung verträglich sind, liefert der Rayleigh-Test außerdem noch Schätzwerte für die Amplitude und die Phase der ersten Harmonischen einer Fourierreiheentwicklung der Rektaszensionen.

5.1.1 Rektaszensionsunabhängiger Formalismus

Die Definition des gewöhnlichen Mittelwertes n voneinander unabhängiger Messungen macht bei zyklischen Variablen offensichtlich wenig Sinn. Deswegen behilft man sich in diesem Fall mit der Berechnung des effektiven Vektors. Dieser ergibt sich aus einer Aufsummierung aller Vektoren und einer anschließenden Normierung des resultierenden Vektors [127]. Im Falle des vorliegenden zweidimensionalen Problems ergeben sich die Phase Φ und die Amplitude R dieses Vektors nach Rayleigh zu:

$$R = \sqrt{C^2 + S^2} \quad (5.2)$$

$$\Phi = \arctan \frac{S}{C} \quad (5.3)$$

Die Parameter C und S berechnen sich direkt aus den n gemessenen Ereignissen, wobei α_i der Rektaszension des i -ten Ereignisses entspricht:

$$C = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \cos \alpha_i \quad (5.4)$$

$$S = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \sin \alpha_i \quad (5.5)$$

Die Wahrscheinlichkeit bei n Ereignissen eine Amplitude R zu messen, unter der Annahme, die Nullhypothese sei zutreffend, ergibt sich mit Hilfe eines Likelihood-Quotienten-Tests und einer Näherung nach [81] zu:

$$\mathcal{P}\left(\frac{nR^2}{4} \geq k\right) = e^{-k} \left(1 + \frac{2k - k^2}{4n} - \frac{24k - 132k^2 + 76k^3 - 9k^4}{288n^2}\right), \quad k = \frac{nR^2}{4} \quad (5.6)$$

Für große n können die Terme höherer Ordnung vernachlässigt werden und Gl. 5.6 geht über in den von Rayleigh formulierten Zusammenhang:

$$\mathcal{P}\left(\frac{nR^2}{4} \geq k\right) = e^{-k} + \mathcal{O}(n^{-2}) \quad (5.7)$$

Diese Methode ist ohne weitere Anpassungen nicht auf lückenbehaftete Datensätze anwendbar. Deswegen finden i. A. nur Messperioden bestehend aus vollen siderischen Tagen bei dieser Art der Analyse Verwendung. Im Falle des vorliegenden Datensatzes reduziert sich die so zur Verfügung stehende Statistik durch die alleinige Verwendung voller siderischer Messperioden um etwa 45%. Im folgenden Kapitel wird eine Erweiterung des Rayleigh-Formalismus vorgestellt, mit der es unter Verwendung der in Kapitel 4.2 hergeleiteten rektaszensionsabhängigen Exposure möglich wird, die volle zur Verfügung stehende Statistik zur Analyse heranzuziehen.

Meteorologische Effekte werden im Rahmen der Rayleigh-Analyse mit Hilfe der in Gl. 3.3 definierten Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses bei mittlerem Luftdruck und mittlerer Temperatur behandelt. Dabei wird mit Hilfe eines Monte-Carlo Algorithmus bestimmt, ob ein Ereignis gemäß der entsprechenden Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(\text{Trigger}|P, T)$ gar nicht, einfach oder mehrfach in die Summenbildungen einfließt. Da sich die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten nahe eins bewegen und nie Werte über zwei annehmen, wird ein Ereignis jedoch höchstens doppelt gezählt. Eine andere Möglichkeit der Korrektur meteorologischer Effekte läge in der Gewichtung der einzelnen Ereignisse mit deren zugeordneter Wahrscheinlichkeit. Von dieser Vorgehensweise wird hier jedoch abgesehen, da die nicht symmetrische Verteilung der Wahrscheinlichkeiten um eins zu einer Verfälschung der Normierung und somit auch zu einer Verfälschung des resultierenden Richtungsvektors führen könnte.

5.1.2 Rektaszensionsabhängiger Formalismus

Um die der Analyse zur Verfügung stehende Statistik zu maximieren, wäre es wünschenswert, eine Methode zu finden, mit der die siderischen Resttage dem Rayleigh-Formalismus zugänglich werden. Nach [130] wird dies unter Verwendung einer rektaszensionabhängigen Exposure (siehe Kapitel 4.2.2) möglich. Dabei werden die Summen nach Gl. 5.4 und Gl. 5.5 folgendermaßen umgeschrieben:

$$\tilde{C} = \frac{2}{\tilde{n}} \sum_{i=1}^n \xi_i \cdot \cos \alpha_i \quad (5.8)$$

$$\tilde{S} = \frac{2}{\tilde{n}} \sum_{i=1}^n \xi_i \cdot \sin \alpha_i \quad (5.9)$$

Die Normierung \tilde{n} und die Gewichtung ξ_i sind dabei definiert gemäß

$$\tilde{n} = \sum_{i=1}^n \xi_i \quad (5.10)$$

$$\xi_i = \frac{\bar{\epsilon}(\delta_i)}{\epsilon(\alpha_i, \delta_i)}, \quad (5.11)$$

wobei $\epsilon(\alpha_i, \delta_i)$ die nach Kapitel 4.2.2 berechnete Exposure für die Rektaszension α_i und die Deklination δ_i des i -ten Ereignisses ist. Die mittlere rektaszensionsunabhängige Exposure $\bar{\epsilon}(\delta_i)$ berechnet sich aus der rektaszensionsabhängigen Exposure gemäß

$$\bar{\epsilon}(\delta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \epsilon(\alpha, \delta) d\alpha. \quad (5.12)$$

Analog zum gewöhnlichen Rayleigh-Formalismus lassen sich nun die Amplitude und Phase aus den so ermittelten Summen über alle gemessenen Ereignisse – also insbesondere auch über die Ereignisse eines siderischen Teiltages – nach Gl. 5.2 und Gl. 5.3 sowie die entsprechende Wahrscheinlichkeit nach Gl. 5.6 bestimmen. Die Korrektur meteorologischer Effekte geschieht bei dieser Variante ebenso, wie sie für die Standardanalyse der vollen siderischen Tage im vorherigen Kapitel beschrieben wurde.

5.1.3 Ergebnisse der Rayleigh-Analyse

Für diese Analyse wurde der in Kapitel 3 beschriebene Datensatz verwendet, d. h. die Daten wurden von allen bekannten unerwünschten Effekten befreit und außerdem mit den entsprechenden Qualitätsschnitten versehen. Die verbliebenen Ereignisse wurden außerdem nach der in Kapitel 4.3 vorgestellten Methode in neun Energieintervalle von $\log_{10}(E_0[GeV]) = 6.7$ bis $\log_{10}(E_0[GeV]) = 8.5$ eingeteilt. Auf diese Energieintervalle wurden schließlich zwei verschiedene Rayleigh-Methoden angewandt, der Standard-Formalismus und der rektaszensionsabhängige Formalismus und diese jeweils mit und ohne Korrektur des Datensatzes auf meteorologische Effekte. Die Ergebnisse dieser vier Varianten sind in Abb. 5.1 dargestellt. Die Abbildung zeigt die rekonstruierten Amplituden, Phasen, k -Parameter und die nach Gl. 5.7 berechneten Wahrscheinlichkeiten, dass die rekonstruierten Amplituden das Resultat einer Gleichverteilung sind. Zu den rekonstruierten Amplituden sind in der linken oberen Abbildung zusätzlich die 68%- und 95%-, für die Phasen in der rechten oberen Abbildung die 68%-Vertrauensgrenzen der rektaszensionsabhängigen und auf meteorologische Effekte korrigierten Methode eingezeichnet. Nach [121] berechnen sich diese Streuungen der Amplitude und Phase für ausreichend große Ereigniszahlen $n \gg 4/R^2$ gemäß

$$\sigma_R = \sqrt{\frac{2}{n}} \quad \text{und} \quad \sigma_\Phi = \sqrt{\frac{2}{nR^2}}. \quad (5.13)$$

Die Fehler der drei restlichen Methoden bewegen sich in derselben Größenordnung und wurden zu Gunsten einer besseren Übersicht nicht in die Grafiken eingezeichnet.

Beim Vergleich der vier Methoden zeigt sich die Stärke der rektaszensionsabhängigen Varianten. Die geringeren Fluktuationen in den Amplituden, d. h. der wesentlich glattere Verlauf der rekonstruierten Amplituden in Abhängigkeit der Energie und die z. T. sehr kleinen Wahrscheinlichkeiten sind dabei besonders hervorzuheben. Beide Aspekte sind dabei auf die im Mittel 45% höheren Ereigniszahlen auf Grund der fehlenden Beschränkung auf volle siderische Tage zurückzuführen. Dies bedingt eine statistische Festigung der Amplitude und schlägt sich über Gl. 5.7 direkt auf die Wahrscheinlichkeit nieder. Ähnlich der Amplituden zeigen auch die rekonstruierten Phasen einen glatteren Verlauf. Weit weniger

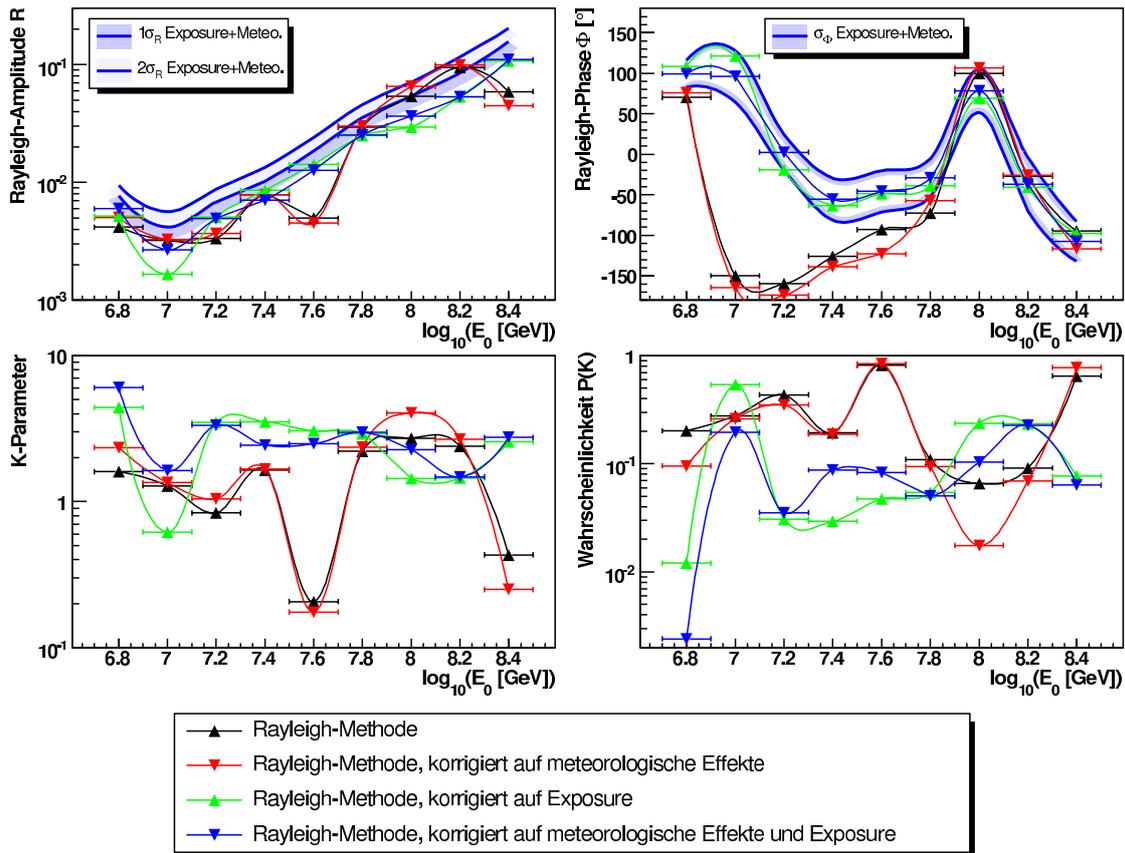


Abb. 5.1: Die Ergebnisse aller vier vorgestellten Varianten der Rayleigh-Analyse. Von links oben nach rechts unten sind die rekonstruierten Amplituden, Phasen, K-Parameter und Rayleigh-Wahrscheinlichkeiten dargestellt. Für die Amplituden sind zusätzlich die 68%- und 95%, für die Phasen die 68%-Vertrauensgrenzen der rektaszensionsabhängigen und auf meteorologische Effekte korrigierten Methode eingezeichnet.

stark wirkt sich dagegen die Korrektur der meteorologischen Effekte aus. Die korrigierten und die unkorrigierten Analysevarianten unterscheiden sich nur im Detail – Dies trifft sowohl auf die gewöhnlichen als auch auf die rektaszensionsabhängigen Methoden zu.

Die rekonstruierten Amplituden erstrecken sich von $\sim 10^{-3}$ bei 1×10^7 GeV über zwei Magnituden bis hin zu 10^{-1} bei 2.5×10^8 GeV und liegen somit zumindest für große Energien über den Erwartungen. Den Erwartungen entsprechend nimmt die Stärke der Anisotropie mit der Primärenergie zu. Dieser Trend ist bei allen vier Analysevarianten deutlich ausgeprägt. Die rektaszensionsabhängigen Analysen entwickeln sich in der doppelt-logarithmischen Auftragung oberhalb 1×10^7 GeV fast linear, während die Analysen der vollen siderischen Tage größere Fluktuationen aufweisen. Die rekonstruierten Phasen lassen nur schwer einen Trend erkennen. Unterhalb 2.5×10^7 GeV liegen die Ergebnisse der einzelnen Methoden relativ weit auseinander. Daraus lässt sich schließen, dass die entsprechenden Werte nur wenig Aussagekraft besitzen. Ein Vergleich mit den noch folgenden Analysemethoden wird hier möglicherweise neue Erkenntnisse bringen. Ab etwa 6.3×10^7 GeV stimmen die rekonstruierten Phasen aller vier Methoden im Rahmen der Fehler schließlich gut

überein, so dass die Resultate bei hohen Energien konsistent erscheinen.

5.2 Dreidimensionale Dipolrekonstruktion

Im Gegensatz zu der im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Rayleigh-Analyse in zwei Dimensionen, soll hier nun eine Dipolsuche in drei Dimensionen vorgestellt werden. Dabei fließen neben den Rektaszensionen nun auch die Deklinationen der rekonstruierten Luftschauerereignisse mit in die Analyse ein. Ähnlich der Vorgehensweise bei der Rayleigh-Methode, wird mit Hilfe dieser Informationen ein resultierender Vektor berechnet, dessen Richtung der Richtung des Dipols und dessen Norm der Stärke des Dipols entspricht. Diese Vorgehensweise hat gegenüber der vorangegangenen Analyse allerdings den Vorteil, dass ein möglicherweise vorhandener Dipol mathematisch korrekt in all seinen Parametern rekonstruiert werden kann. Dies ist bei der Rayleigh-Methode nicht der Fall, da zumindest die berechnete Amplitude nicht mit der wahren Amplitude des Dipols übereinstimmt, sondern vielmehr einer Projektion dieser auf die Äquatorialebene entspricht. Desweiteren stehen im dreidimensionalen Fall bei n gemessenen Ereignissen $2n$ voneinander unabhängige Messgrößen zur Verfügung, um drei Parameter zu berechnen. Dies ist ein statistischer Vorteil gegenüber dem zweidimensionalen Fall, bei dem lediglich n unabhängige Messgrößen vorliegen, um zwei Parameter zu bestimmen. Dementsprechend ist die relative statistische Basis bei der dreidimensionalen Rekonstruktion um 33% stärker als im zweidimensionalen Fall.

Wie noch gezeigt werden wird, reagiert die dreidimensionale Dipolrekonstruktion wesentlich empfindlicher auf systematische Effekte als die zweidimensionale Rekonstruktion. Dies ist eine Folge der Einbeziehung der Deklinationen in die Analyse. Die Rektaszension oder siderische Zeit als wahre zyklische Variable ist eher unempfindlich gegenüber systematischen Effekten. Anders verhält es sich dabei mit der Deklination, die wegen der festen geographischen Breite eines bodengestützten Luftschauerexperiments nicht mehr zyklisch ist. Zudem hängt sie in der Rekonstruktion sehr stark vom Zenitwinkel als eigentlicher Messgröße ab. Somit übertragen sich systematische Effekte im Zenitwinkel direkt auf die Deklinationen. Dazu gehören Fehler in der Rekonstruktion des Zenitwinkels als direkte Effekte aber z. B. auch die nach Kapitel 4.3 abgeschätzte Primärenergie als indirekte Effekte.

5.2.1 Rekonstruktion über den gesamten Himmel

Die Grundlage der dreidimensionalen Dipolsuche ist die formelle Beschreibung des Dipols auf der Einheitskugel:

$$I(\vec{u}) = \frac{I_0}{4\pi} (1 + a\vec{D} \cdot \vec{u}) \quad (5.14)$$

Die in bestimmten Himmelsrichtungen \vec{u} gemessenen Intensitäten I , verteilen sich demnach auf der Himmelskugel gemäß eines Dipols mit einer definierten Richtung und Amplitude. Der Richtungsvektor \vec{D} ist dabei ein Einheitsvektor während die Amplitude a auf das Intervall $[0, 1]$ beschränkt ist. Sie ergibt sich direkt aus der Definition der Anisotropie [28]:

$$a = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (5.15)$$

Dabei sind I_{\min} und I_{\max} die jeweils kleinste bzw. größte gemessene Intensität.

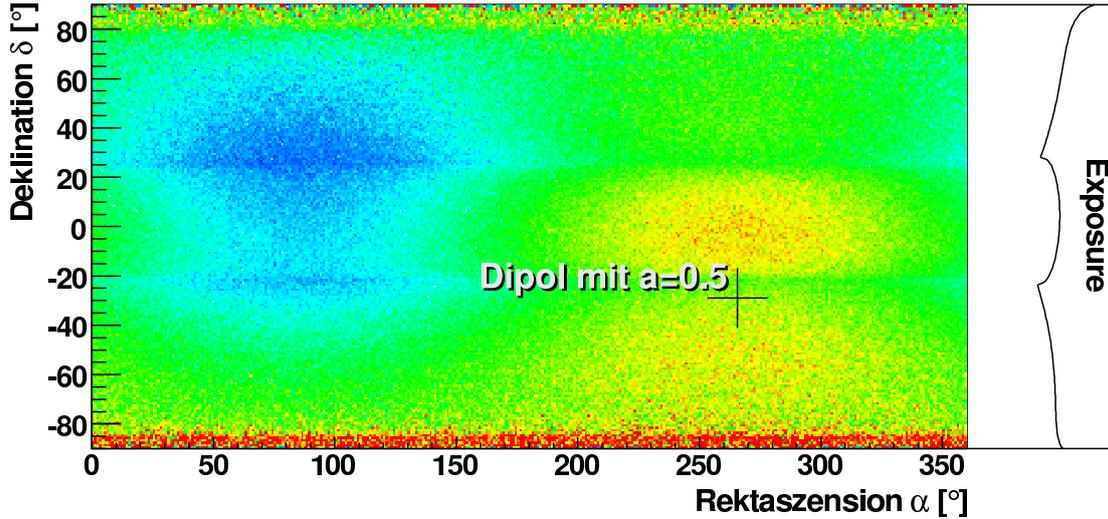


Abb. 5.2: Simulierte Dipolanisotropie für ein Experiment mit voller Himmelseinsicht (Auger Nord kombiniert mit Auger Süd). Der simulierte Datensatz besteht aus 10 Millionen Ereignissen, die nach einer Dipolverteilung (vgl. Gl. 5.14) mit Amplitude $a = 0.5$ und Richtung \vec{D} des galaktischen Zentrums und der entsprechenden rektaszensionsunabhängigen Exposure (rechts neben der Himmelskarte, vgl. Kapitel 4.2.1) verteilt wurden.

Der einer gemessenen Intensitätsverteilung zugrundeliegende Dipol kann nach [150] mit Hilfe von Gl. 5.14 folgendermaßen rekonstruiert werden:

$$a\vec{D} = \frac{3}{I_0} \int I(\vec{u})\vec{u} d\Omega \quad (5.16)$$

Das Integral über die mit der Richtung gewichteten gemessenen Intensitäten, gibt den Dipol in Form eines effektiven Richtungsvektors, dessen Länge gerade der Amplitude des Dipols entspricht.

Die nachfolgenden Überlegungen gelten für einen Datensatz, der die gesamte Himmelskugel abdeckt. Dies bedeutet insbesondere, dass die zugehörige Exposure an keinem Punkt des Himmels Null werden darf [150]. Desweiteren wird angenommen, dass alle Momente höherer Ordnung verschwinden [20]. Das gesuchte Dipolmoment ist somit die einzig verbleibende Anisotropie. Ein Beispiel für solch einen Datensatz zeigt Abb. 5.2. Ausgehend von Gl. 5.14 und mit Hilfe von Gl. 4.11, wurde hier eine Dipoldatensatz aus 10 Millionen Ereignissen erzeugt, der einer kombinierten Messung von Auger Nord und Auger Süd entspricht. Der fiktive Dipol hat hierbei eine aus Gründen der Sichtbarkeit unrealistisch große Amplitude von 0.5 und zeigt in Richtung des galaktischen Zentrums.

Um aus einem solchen Datensatz den Dipol zu rekonstruieren, muss Gl. 5.16 diskretisiert werden. Dies bedeutet die Ersetzung des Integrals über den vollen Raumwinkel durch eine Summe über alle gemessenen Ereignisse. Nach [20] ergeben sich die Amplitude und die Richtung des rekonstruierten Dipols dann zu:

$$a = 3 \frac{\|\vec{S}\|}{S_0} \quad \text{und} \quad \vec{D} = \frac{\vec{S}}{\|\vec{S}\|} \quad (5.17)$$

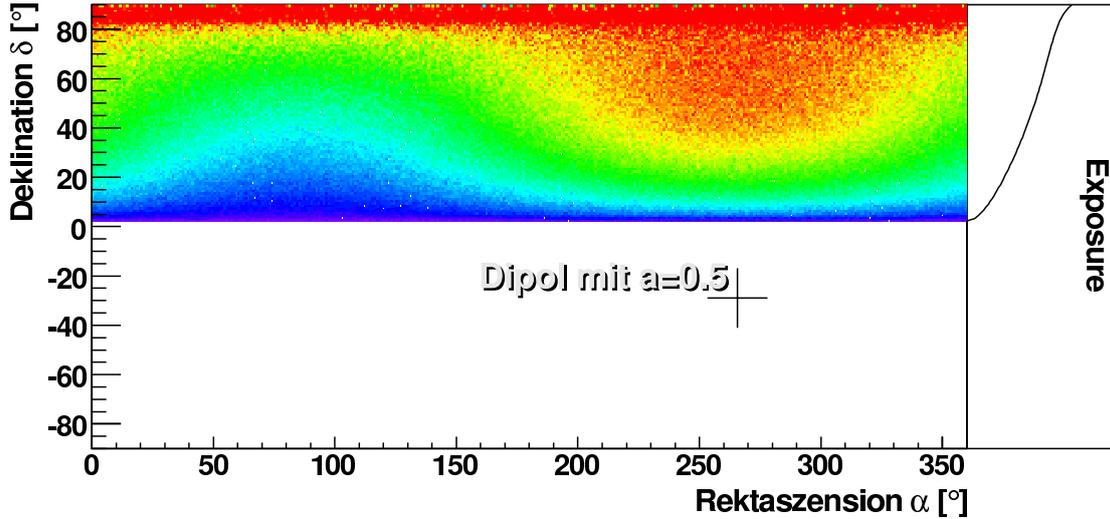


Abb. 5.3: Simulierte Dipolanisotropie für das KASCADE-Grande Experiment. Wie bei Abb. 5.2 wurde auch hier eine Dipolverteilung mit Amplitude $a = 0.5$ und Richtung \vec{D} des galaktischen Zentrums und die entsprechende rektaszensionsunabhängige Exposure verwendet.

\vec{S} und S_0 berechnen sich aus den gemessenen Ereignissen gemäß:

$$S_0 = \sum_i \frac{1}{\epsilon_i(\alpha, \delta)} \quad \text{und} \quad \vec{S} = \sum_i \frac{\vec{u}_i}{\epsilon_i(\alpha, \delta)} \quad (5.18)$$

Dabei sind $\epsilon_i(\alpha, \delta)$ die rektaszensionsabhängige Exposure nach Gl. 4.12 und \vec{u}_i die Einfallrichtung des Primärteilchens für das i -te Ereignis.

5.2.2 Rekonstruktion über eine begrenzte Himmelsregion

Im Gegensatz zu dem im vorherigen Abschnitt besprochenen fiktiven Datensatz, umfasst der Datensatz des KASCADE-Grande Detektorfelds lediglich Ereignisse aus einer bestimmten Region des Himmels. Diese Region ist begrenzt durch den maximal messbaren Zenitwinkel des Experiments. Dieser ergibt sich aus den Überlegungen in Kapitel 3.5 zu $\theta_{\max} = 47^\circ$. Solch eine Limitierung des Zenitwinkels stellt sich in Äquatorialkoordinaten als Band konstanter Deklination dar. Dieses Band wird definiert durch:

$$\delta_{\min} \leq \delta \leq \delta_{\max} \quad (5.19)$$

Mit der geographischen Breite Φ des Experiments (KASCADE-Grande $\sim 49^\circ$ N) gilt dabei:

$$\delta_{\min} = \max(\Phi - \theta_{\max}, -90^\circ) = 2^\circ \quad \text{und} \quad \delta_{\max} = \min(\Phi + \theta_{\max}, 90^\circ) = 90^\circ \quad (5.20)$$

Abb. 5.3 zeigt ein Beispiel für einen Datensatz der mit o. g. Parametern generiert wurde. Wie schon vorher für das kombinierte Experiment, wurde auch dieser Datensatz aus 10 Millionen Ereignissen erzeugt und stellt einen Dipol mit Amplitude 0.5 und Richtung galaktisches Zentrum dar.

Das Prinzip der Rekonstruktion des Dipols entspricht nun im Wesentlichen dem Vorgehen bei einem Experiment mit voller Himmelseinsicht – auch hier muss Gl. 5.16 diskretisiert

werden. Allerdings darf in diesem Fall lediglich über das vorher besprochene Deklinationsband integriert werden. Die Prozedur wird im Einzelnen in [20] besprochen, hier sollen deswegen nur die Ergebnisse präsentiert werden. Dabei ergeben sich die Komponenten des rekonstruierten Dipolvektors und die Amplitude zu:

$$\begin{aligned}
 aD_x &= \frac{S_x}{sS_z - 2\gamma S_0} \cdot \frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \\
 aD_y &= \frac{S_y}{sS_z - 2\gamma S_0} \cdot \frac{\gamma - p}{\gamma - 1} \\
 aD_z &= \frac{sS_0 - 2S_z}{sS_z - 2\gamma S_0}
 \end{aligned}$$

Dabei wurden definiert:

$$\begin{aligned}
 s &= \cos \delta_{\min} + \cos \delta_{\max} \\
 p &= \cos \delta_{\min} \cdot \cos \delta_{\max} \\
 \gamma &= \frac{s^2 - p}{3}
 \end{aligned}$$

Die $S_{x/y/z}$ sind die Komponenten der gewichteten Summe aller Ankunftsrichtungen aus Gl. 5.18 während S_0 wieder die Summe aller Gewichte darstellt.

5.2.3 Methodische Fehlerbetrachtung

Ein klarer Nachteil der hier vorgestellten Methode zur Rekonstruktion einer angenommenen Dipolanisotropie in Reaktaszension und Deklination ergibt sich aus der Tatsache, dass die Fehler der rekonstruierten Dipolamplitude und -richtung sich nicht aus der Methode selbst bestimmen lassen. Um dennoch ein Maß für die Genauigkeit der Rekonstruktion zu erhalten, werden Datensätze mit definierten Dipolparametern simuliert, rekonstruiert und die rekonstruierten Parameter mit den Ausgangsgrößen verglichen. Dabei werden jeweils 1.000 Datensätze mit einer vorgegebenen Anzahl an Ereignissen n und einer konstanten Dipolamplitude a_{wahr} aber zufällig gewählten Dipolrichtungen simuliert. Aus den so generierten 1.000 Datensätzen wird dann der gemittelte relative Fehler der rekonstruierten Amplitude a_{rek} und die mittlere Winkeldifferenz zwischen simulierter und rekonstruierter Dipolrichtung ermittelt.

In Abb. 5.4 oben sind die Ergebnisse dieser Fehlerbetrachtung für ein Experiment mit Einsicht in den gesamten Himmel dargestellt (vgl. Kapitel 5.2.1). In dem rechten Bild sind dabei die relativen Fehler der rekonstruierten Amplitude aufgetragen. Man sieht, dass die wahre Amplitude im Mittel immer überschätzt wird. Die rekonstruierte Amplitude kann somit als obere Grenze für die wahre Amplitude angesehen werden. Dabei steigt der Fehler in der Rekonstruktion der Amplitude mit abnehmender Amplitude stark an. Bei einer angenommenen Dipolamplitude von $3 \cdot 10^{-4}$ wird diese bei 1.000.000 der Rekonstruktion zur Verfügung stehenden Ereignissen noch um über eine Größenordnung überschätzt. Für wesentlich größere Amplituden wie etwa $1 \cdot 10^{-2}$ erreicht die Rekonstruktion dagegen schon bei nur 1.000 zur Verfügung stehenden Ereignissen eine bessere Genauigkeit. Der Fehler der rekonstruierten Dipolrichtung (oberes, rechtes Bild in Abb. 5.4) wird dagegen erst bei

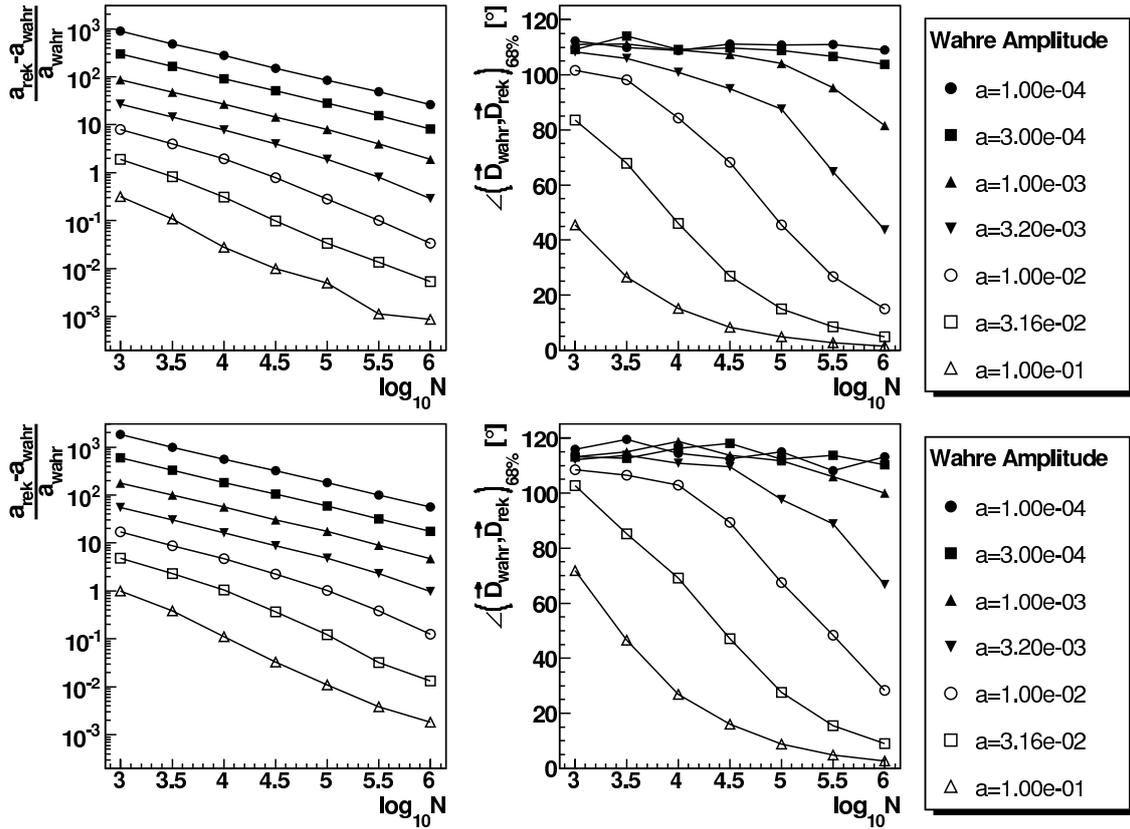


Abb. 5.4: Rekonstruktionsfehler der Dipolparameter für ein Experiment mit Einsicht in den gesamten Himmel (oben) und ein Experiment mit Einsicht in eine Hemisphäre (unten). Das linke Bild zeigt den relativen Fehler der rekonstruierten Amplitude, das rechte Bild die mittlere Winkeldifferenz zwischen wahrer und rekonstruierter Dipolrichtung. Für jeden dargestellten Punkt wurden 1000 Datensätze mit einer vorgegebenen Anzahl an Ereignissen n und einer festen angenommenen Amplitude a_{wahr} simuliert.

einer genügend großen Statistik stabil. Bei angenommenen wahren Dipolamplituden von $1 \cdot 10^{-1}$, $3.16 \cdot 10^{-2}$ und $1 \cdot 10^{-2}$, erreicht der mittlere Fehler der rekonstruierten Richtung erst ab 10^4 , 10^5 bzw. 10^6 Ereignissen Werte um 10° . Für kleinere Amplituden läßt die rekonstruierte Richtung quasi keine Rückschlüsse auf die wahre Richtung mehr zu.

Bei einem Experiment mit Einsicht in lediglich eine Hemisphäre (Abb. 5.4, unten), verschlechtert sich die Situation gegenüber dem vorherigen Fall. Die Fehler in der rekonstruierten Amplitude sind – bei gleicher Anzahl zur Verfügung stehender Ereignisse und bei gleicher angenommene Amplitude – etwa um einen Faktor 2 – 3 größer als vorher. Erwartungsgemäß wird auch die Rekonstruktion der Dipolrichtung schlechter. Bei den gerade betrachteten Referenzwerten für die angenommene wahre Amplitude von $1 \cdot 10^{-1}$ und $3.16 \cdot 10^{-2}$ sind nun etwa fünf mal so viele Ereignisse notwendig, um den Fehler auf 10° zu reduzieren.

Die hier vorgestellte Fehlerbetrachtung hat sehr allgemeinen Charakter und versucht die methodischen Fehler der Dipolrekonstruktion mit der Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse und der angenommenen Amplitude zu korrelieren. Dies läßt in gewissem Ma-

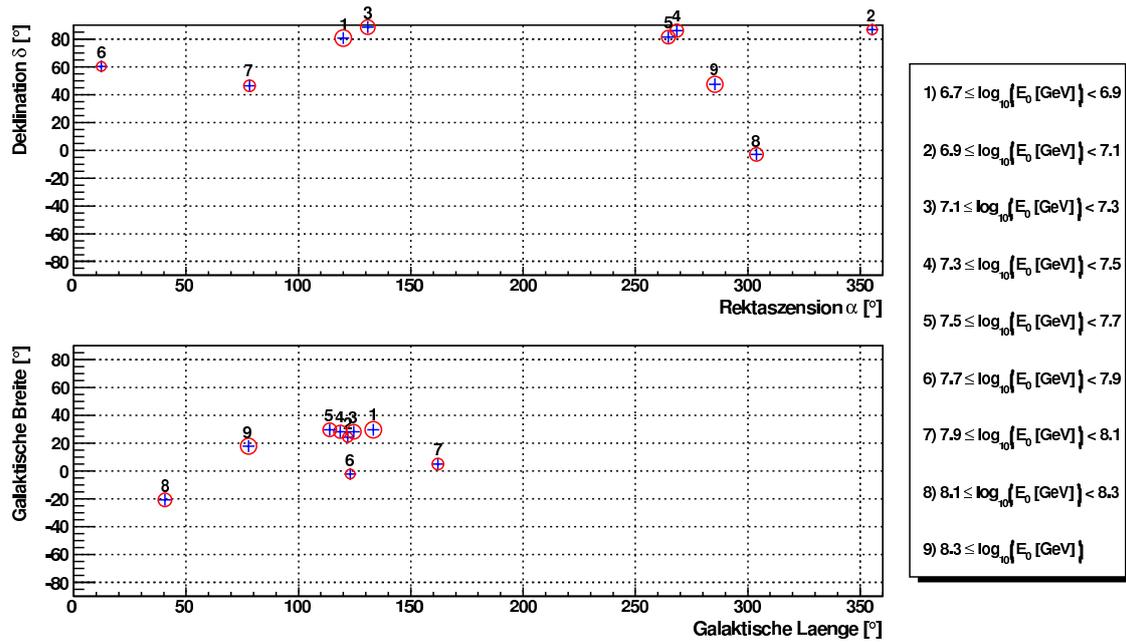


Abb. 5.5: Ergebnisse der differenzielle dreidimensionale Dipolrekonstruktion in Äquatorial- (oben) und galaktischen Koordinaten (unten). Der Radius der roten Kreise um die rekonstruierten Dipolrichtungen ist jeweils proportional zum Logarithmus der entsprechenden rekonstruierten Amplitude.

ße Rückschlüsse auf die möglichen Fehler eines aus Schauerdaten rekonstruierten Dipols zu. Allerdings haben die so erhaltenen Fehler den Charakter eines Mittelwertes und sind deswegen nicht mit dem jeweiligen wahren Fehler der Rekonstruktion zu verwechseln. Der große Nachteil der vorgestellten Methode bleibt somit die Unzugänglichkeit des Fehlers der rekonstruierten Amplitude und Richtung.

5.2.4 Rekonstruktionsergebnisse

Bei der hier durchgeführten dreidimensionalen Dipolrekonstruktion fand derselbe Datensatz Verwendung wie schon zuvor bei der Rayleigh-Analyse (vgl. Kapitel 5.1.3). Durch die Verwendung der rektaszensionsabhängigen Exposure in Gl. 5.18 konnte dabei der gesamte Datensatz in die Analyse einfließen und mußte nicht auf volle siderische Tage beschränkt werden. Ebenfalls wie bei der Rayleigh-Methode, wurden die verwendeten Ereignisse in neun Energieintervalle eingeteilt, für die die Rekonstruktion unabhängig voneinander durchgeführt wurde. Außerdem erfolgte auch im Rahmen dieser Analyse ein Vergleich der meteorologisch korrigierten Daten mit den unkorrigierten Daten. Die Unterschiede fielen dabei jedoch so gering aus, dass im Folgenden auf eine parallele Darstellung verzichtet wird und nur die auf den korrigierten Daten basierenden Resultate vorgestellt werden.

Die Ergebnisse der dreidimensionalen Dipolrekonstruktion sind in Abb. 5.5 zusammengestellt. Für jedes Energieintervall ist die Richtung des rekonstruierten Dipolvektors sowohl in Äquatorialkoordinaten als auch in galaktischen Koordinaten aufgezeichnet. Jede Dipolrichtung ist dabei von einem roten Kreis umrandet, dessen Radius proportional zum Logarithmus der rekonstruierten Amplitude des entsprechenden Energieintervalls ist. Die

5.2. DREIDIMENSIONALE DIPOLREKONSTRUKTION

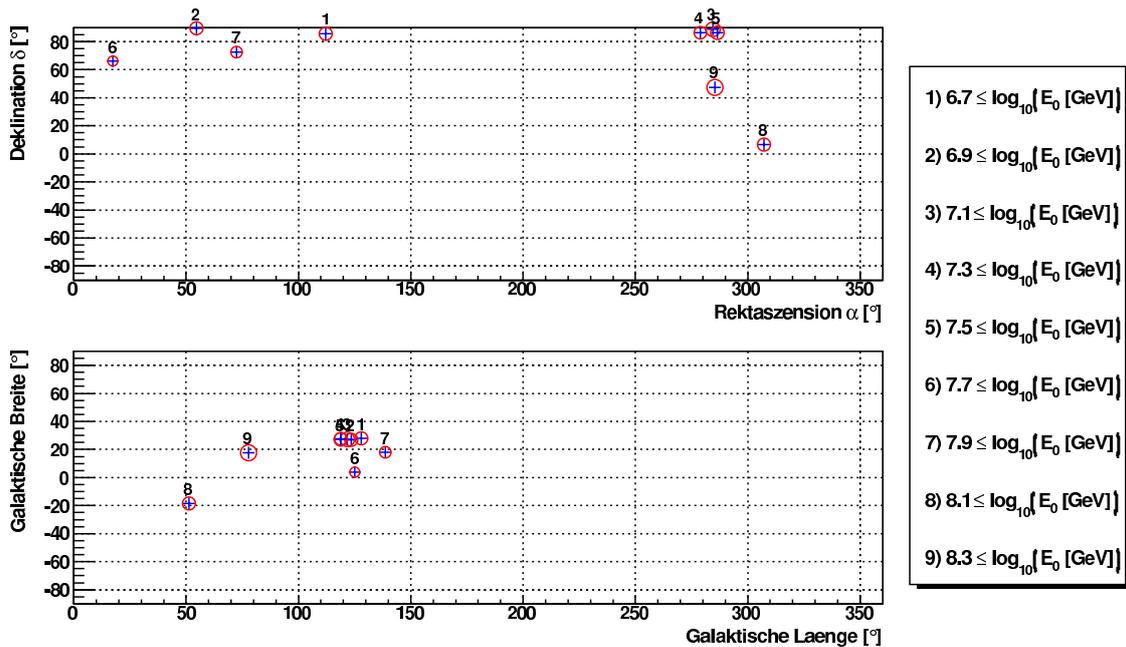


Abb. 5.6: Ergebnisse der integralen dreidimensionalen Dipolrekonstruktion in Äquatorial- (oben) und galaktischen Koordinaten (unten). Wie in Abb. 5.5 ist auch hier der Radius der roten Kreise um die rekonstruierten Dipolrichtungen jeweils proportional zum Logarithmus der entsprechenden rekonstruierten Amplitude.

rekonstruierten Amplituden selbst sind nochmals separat in Abb. 5.7 aufgetragen.

Die rekonstruierten Dipole sind praktisch über den gesamten Rektaszensionsbereich verteilt. Bei genauerer Betrachtung läßt sich jedoch eine Häufung bei einer Rektaszension von ca. 285° erkennen. Die Energieintervalle 4, 5, 8 und 9 gruppieren sich alle in einem Bereich von ca. $\pm 20^\circ$ um diesen Rektaszensionswert. In Deklination tendieren die Dipolrichtungen scheinbar in Richtung des Himmelsnordpols. Dies läßt sich auch in der galaktischen Auftragung erkennen, bei der sich fast alle Ergebnisse um die Projektion des Himmelsnordpols auf die galaktische Sphäre gruppieren. Eine offensichtliche Erklärung dieses Phänomens wäre die Annahme einer wahren starken Dipolanisotropie aus dieser Richtung. Dies erscheint jedoch ziemlich unwahrscheinlich, zumal bisher kein anderes Experiment eine solche Anisotropie gemessen hat. Zudem sind die entsprechenden Amplituden mit über 10% recht groß, besonders im Vergleich zu den Amplituden der rekonstruierten Dipole die weiter entfernt vom Himmelsnordpol liegen. Viel wahrscheinlicher erscheint deswegen eine andere Erklärung, nämlich die Präsenz eines systematischen Effekts im Zenitwinkel. Da der eigentliche Datensatz von solchen Effekten weitgehend befreit wurde, liegt es nahe, diesen Effekt in dem verwendeten Energieschnitt zu suchen. Bei einer zenitwinkelabhängigen Energierekonstruktion würden die Flüsse bei kleinen oder aber bei großen Zenitwinkeln überschätzt. Dies führt dazu, dass innerhalb eines Energieintervalls mehr bzw. weniger Ereignisse mit großen Zenitwinkeln zur Dipolrekonstruktion zur Verfügung stehen. Die Folge davon wäre eine Tendenz der Deklination zu einem der Himmelspole. Der Energieschnitt wurde dabei wie schon in Kapitel 4.4 mit Hilfe von Gl. 4.23 durchgeführt. Wie in Kapitel 4.3 schon ausführlich diskutiert, wurde diese Gleichung speziell modifiziert, um Effekte im Zenitwinkel weitgehend zu kompensieren. Für die Erstellung der Signifikanzkarten in Kapitel 4.4 war

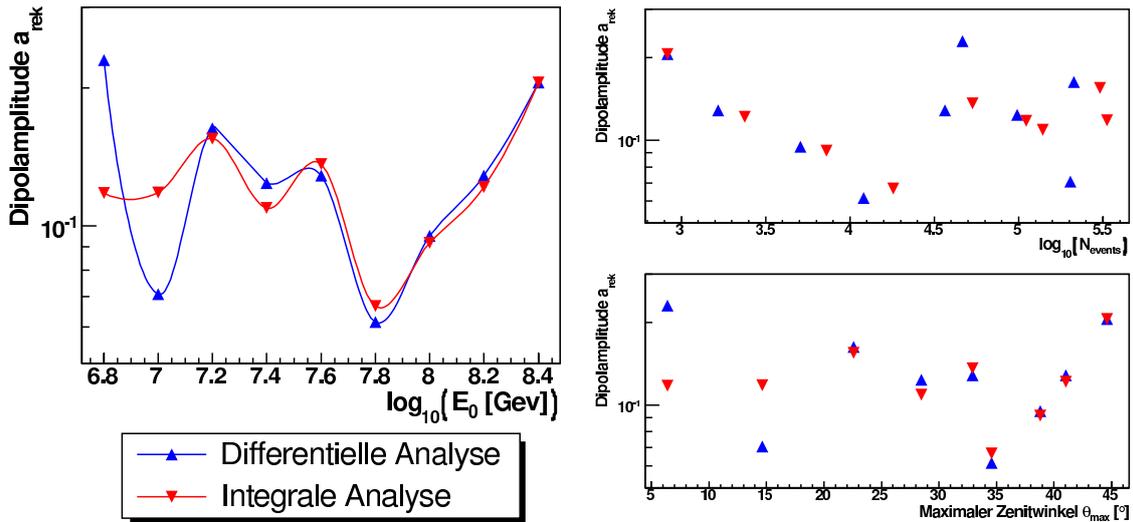


Abb. 5.7: Die rekonstruierten Dipolamplituden für die differentielle und die integrale Dipolrekonstruktion aufgetragen über der Primärenergie (links), der Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignisse (rechts, oben) und dem maximalen Zenitwinkel (rechts, unten) des entsprechenden Energieintervalls.

diese Vorgehensweise ausreichend genau, scheint im Rahmen der doch sehr empfindlichen Dipolrekonstruktion jedoch zu den beobachteten unerwünschten Nebeneffekten beizutragen.

Um den Effekt des Energieschnitts zumindest teilweise zu kompensieren, wurde zusätzlich zu der in der Energie differentiellen Analyse eine integrale Analyse durchgeführt. Dabei wurde lediglich auf die untere Energieschwelle geschnitten, die obere jedoch offen gelassen. Während bei der differentiellen Analyse der besprochene Effekt also zweimal auftritt, an der unteren und an der oberen Grenze des verwendeten Energiebereichs, tritt er bei der integralen Analysen jetzt nur noch einmal auf. Außerdem steigt durch diese Maßnahme die zur Analyse in jedem Energieintervall zur Verfügung stehende Statistik geringfügig an, während die mittlere Energie aufgrund des steilen Flusspektrums sich nur geringfügig ändert. Die entsprechenden Rekonstruktionsergebnisse sind in Abb. 5.6 dargestellt. Ein Vergleich der beiden Resultate zeigt jedoch keine signifikanten Unterschiede.

In Abb. 5.7 sind nochmals die rekonstruierten Amplituden der differentiellen und integralen Analyse einander gegenübergestellt. Auch hier zeigen sich keine signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Methoden. Die Amplituden liegen dabei über den Erwartungen, so dass fraglich bleibt, ob die vorgestellten Ergebnisse belastbar sind. Die Methode der dreidimensionalen Dipolrekonstruktion scheint an realen Datensätzen somit prinzipiell zwar möglich, scheitert aber sehr schnell an nicht vollständig eliminierten systematischen Effekten im Zenitwinkel. Im folgenden Kapitel wird eine weitere Methode vorgestellt, um die Deklination einer möglichen Dipolanisotropie zu rekonstruieren. Ein Vergleich der beiden Methoden folgt anschließend in Kapitel 5.4 und wird Aufschluss darüber geben, ob eine der Methoden Vorteile im Umgang mit systematischen Effekten im Zenitwinkel aufweist oder ob die Rekonstruktionsergebnisse zumindest konsistent sind.

5.3 Erweiterter Rayleigh-Formalismus

Die im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Methode der dreidimensionalen Dipolrekonstruktion berechnet alle drei Dipolparameter in einem einzigen Schritt. Rektaszension und Deklination werden dabei nicht getrennt voneinander behandelt. Hier soll nun ein anderer Ansatz verfolgt werden, bei dem die einzelnen Dipolparameter mit separaten Methoden rekonstruiert werden. Zur Rekonstruktion einer Anisotropie in der Rektaszension kommt dabei die in Kapitel 5.1 vorgestellte Rayleigh-Methode zum Einsatz. Die Rekonstruktion der Deklination bedient sich jedoch einer völlig anderen Methode [130] die im Folgenden näher vorgestellt werden wird. Das Prinzip dieser Methode basiert auf der Annahme, dass die gemessene Deklinationsverteilung – unter Annahme einer festen Dipolrichtung – einer aus der Exposure berechneten Verteilungsfunktion entspricht [88]. Die wahre Amplitude ergibt sich dann aus einer χ^2 -Minimierung einer entsprechenden Anpassung unter Variation der Dipolamplitude.

5.3.1 Bestimmung der Deklination nach der χ^2 -Methode

Betrachtet man den Winkel $\gamma = \vec{D} \cdot \vec{u}$ zwischen einer beliebigen Himmelsrichtung \vec{u} und der Richtung des Dipols \vec{D} , lässt sich Gl. 5.14 umformulieren zu:

$$I(\vec{u}) = \frac{I_0}{4\pi} (1 + a \cdot \cos \gamma) \quad (5.21)$$

Ein Experiment mit Exposure $\epsilon(\vec{u}) \equiv \epsilon(\alpha_u, \delta_u)$ sollte dann in einem Raumwinkelement $d\Omega$ die folgende Ereignisrate messen:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \mathcal{N} \epsilon(\vec{u}) (1 + a \cdot \cos \gamma) \quad (5.22)$$

Die Normierung \mathcal{N} muss dabei so berechnet werden, dass Gl. 5.22 über den gesamten Himmel integriert gerade die Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse reproduziert.

Wir nehmen nun einen Dipol mit Richtung \vec{D}' an und untersuchen die Ereignisrate in einem Band $d \cos \gamma'$ (mit $\cos \gamma' = \vec{D}' \cdot \vec{u}$) um die Dipolachse herum. Diese ergibt sich zu:

$$\frac{dN}{d \cos \gamma'} = \mathcal{N} \int_0^{2\pi} d\theta' \epsilon(\vec{u}) (1 + a \cdot \cos \gamma) \quad (5.23)$$

$$\text{mit } \cos \gamma = \cos \beta \cos \gamma' + \sin \beta \sin \gamma' \cos(\theta' - \theta'_D) \quad (5.24)$$

$$\text{und } \cos \beta = \vec{D} \cdot \vec{D}' \quad (5.25)$$

Dabei sind θ' der Azimutwinkel um die angenommene Dipolachse mit Richtung \vec{D}' und θ'_D der Azimutwinkel der wahren Dipolachse im Bezug auf die angenommene Dipolachse.

Wäre der Term proportional zu $\cos(\theta' - \theta'_D)$ zu vernachlässigen, würde sich Gl. 5.23 vereinfachen zu

$$\frac{dN}{d \cos \gamma'} \propto (1 + a \cos \beta \cos \gamma') \quad (5.26)$$

und die Amplitude des angenommenen Dipols entlang der Dipolachse \vec{D}' ergäbe sich aus

$$a' = a \cos \beta. \quad (5.27)$$

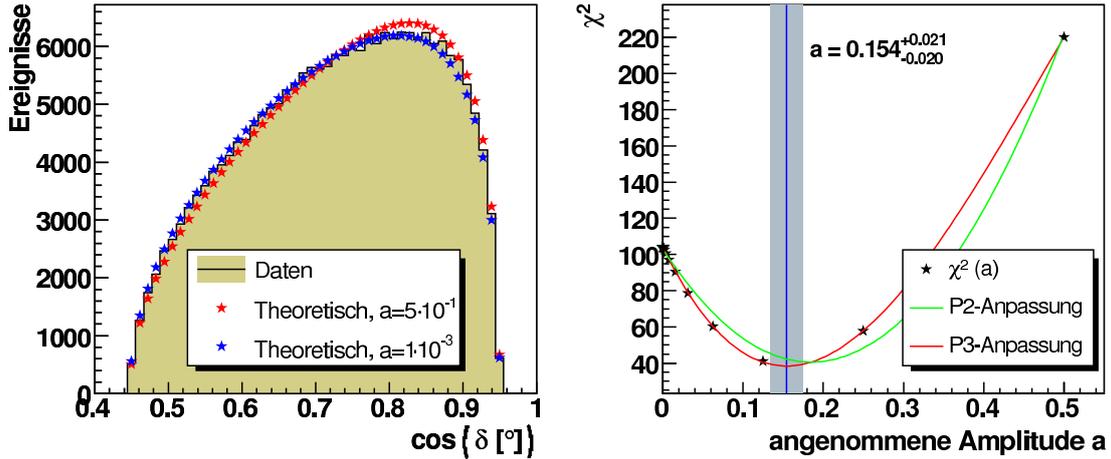


Abb. 5.8: Exemplarische Dipolsuche nach der χ^2 -Methode. Links die Deklinationsverteilung der Daten und die theoretischen Verteilungen mit angenommenen Dipolamplituden von $a = 0.5$ und $a = 1 \cdot 10^{-3}$. Rechts die entsprechenden χ^2 -Werte über der angenommenen Amplitude und die angepasste Funktion dritten Grades mit deren Hilfe das minimale χ^2 bestimmt wird.

Dieses Verhalten tritt auf, wenn die Exposure im Bezug auf die gewählte Dipolachse rektaszensionsunabhängig wird. Im Allgemeinen ist dies jedoch nicht der Fall. Wählt man für die angenommene Dipolachse jedoch die Nord-Süd-Achse in Äquatorialkoordinaten ($\vec{D}' \equiv \vec{z}$), läßt sich eine über die Rektaszension integrierte rektaszensionsunabhängige Exposure $\epsilon(\delta)$ definieren und die entsprechende Dipolamplitude a_z ergibt sich aus der wahren Amplitude und der wahren Dipolrichtung in Deklination gemäß

$$a_z = a \sin \delta \quad (5.28)$$

Damit ist es nun möglich, die angenommene Dipolamplitude a_z mit einer χ^2 -Anpassung der erwarteten Ereignisraten nach Gl. 5.22 an die Deklinationsverteilung der gemessenen Ereignisse zu bestimmen. Dazu wird die Himmelskugel in n_δ im Cosinus gleich große Intervalle eingeteilt und die gemessenen Ereignisse in diese Intervalle einsortiert. Außerdem wird für jedes Intervall i gemäß Gl. 5.22 die erwartete Ereigniszahl \bar{N}_i berechnet. Die zu minimierende Funktion ergibt sich dann aus

$$\chi^2(a) = \sum_{i=1}^{n_\delta} \frac{(N_i - \bar{N}_i)^2}{\bar{N}_i} \quad (5.29)$$

$$\text{mit} \quad \bar{N}_i = \int_{\Delta\Omega_i} \frac{dN}{d\Omega} \quad (5.30)$$

Die Summe geht dabei nur über die Intervalle, für die $\bar{N}_i > 0$ gilt. Die Amplitude a_z entspricht nun dem Wert a , für den Gl. 5.29 ein Minimum annimmt. Der Fehler der entsprechenden Amplitude ergibt sich dann aus

$$\chi^2(a_z + \Delta a) = \chi^2(a_z) + 1 \quad (5.31)$$

Abb. 5.8 zeigt exemplarisch die vorgestellte χ^2 -Methode für das Energieintervall $7.1 \leq \log_{10}(E_0 \text{ GeV}) < 7.3$. Im linken Bild sind die histogrammierten Daten den beiden theoretischen Verteilungen nach Gl. 5.22 für $a = 0.5$ und für $a = 1 \cdot 10^{-3}$ gegenübergestellt. Das

rechte Bild zeigt die Ergebnisse der χ^2 -Anpassungen für verschiedene angenommene Amplituden. Zur eigentlichen Minimierung wird ein Polynom dritten Grades (rote Kurve in Abb. 5.8) an die berechneten Werte angepasst und deren Minimum ermittelt. Die in [130] vorgeschlagene Funktion zweiter Ordnung (grüne Kurve in Abb. 5.8) erreicht im Rahmen dieser Analyse nicht die erforderliche Genauigkeit.

Nach [20] besteht zwischen der so berechneten Amplitude entlang der Nord-Süd-Achse, der dazu orthogonalen Amplitude $a_{\perp} = a \cos \delta$ und der Rayleigh-Amplitude R (vgl. Gl. 5.2) folgender Zusammenhang:

$$R = \left| \frac{c_3 a_{\perp}}{c_1 + c_2 a_z} \right| \quad (5.32)$$

Die entsprechenden Konstanten c_1 , c_2 und c_3 ergeben sich mit der minimalen (δ_{\min}) und maximalen (δ_{\max}) Deklination des betrachteten Deklinationsbands dabei gemäß:

$$c_1 = \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \epsilon(\delta) \cos \delta \quad (5.33)$$

$$c_2 = \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \epsilon(\delta) \cos \delta \sin \delta \quad (5.34)$$

$$c_3 = \int_{\delta_{\min}}^{\delta_{\max}} d\delta \epsilon(\delta) \cos^2 \delta \quad (5.35)$$

Damit läßt sich nun schließlich die vollständige Richtung und Amplitude des Dipols aus einer Kombination der Rayleigh-Analyse und der hier vorgestellten χ^2 -Analyse bestimmen. Weiterhin bietet sich eine erneute Bestimmung der Amplitude mit der nun erhaltenen Dipolrichtung anstatt der Nord-Süd-Achse an. Daraus läßt sich dann schließlich auch ein $\chi^2/n.d.f.$ bestimmen, welches ein Maß für die Reinheit des Dipols ist. Die Anzahl der Freiheitsgrade ergibt sich dabei aus der Anzahl der Deklinationsintervalle, in denen $\bar{N}_i > 0$ gilt, minus eins.

5.3.2 Ergebnisse der Rayleigh+ χ^2 -Methode

Da die χ^2 -Methode in gewisser Weise eine Erweiterung der Rayleigh-Methode auf drei Dimensionen darstellt, wird im Rahmen dieser Analyse der selbe Datensatz verwendet wie für die Rayleigh-Analyse in Kapitel 5.1. Weiterhin wird – wann immer auf Ergebnisse der Rayleigh-Analyse zurückgegriffen wird – die rektaszensionsabhängige und auf meteorologische Effekte korrigierte Variante des Rayleigh-Formalismus verwendet. Für die Bestimmung der Deklinationen nach der χ^2 -Methode kommt der volle zur Verfügung stehende Datensatz zum Einsatz. Eine Beschränkung auf rein siderische Messperioden ist hier aufgrund der Verwendung einer effektiven integrierten und rektaszensionsunabhängigen Exposure nicht notwendig. Somit stehen der Rekonstruktion der Rektaszension und der Rekonstruktion der Deklination exakt die selben Ereignisse zur Verfügung. Diese werden wie schon zuvor in neun Energieintervalle eingeteilt.

Die Ergebnisse der Rekonstruktion der Deklinationen und der entsprechenden Dipolamplituden mit Hilfe der χ^2 -Methode sind in Abb. 5.9 und Abb. 5.10 zusammengestellt. Das linke Bild in Abb. 5.9 zeigt dabei die mit Hilfe der χ^2 -Minimierung berechneten Amplituden in Richtung der Nord-Süd-Achse der Himmelskugel. Die eingezeichneten Fehlerbalken ergeben sich aus Gl. 5.31. Die daraus und aus den in Kapitel 5.1 rekonstruierten Rayleigh-Amplituden berechneten Dipolamplituden nach Gl. 5.32 sind im rechten Bild von Abb. 5.9

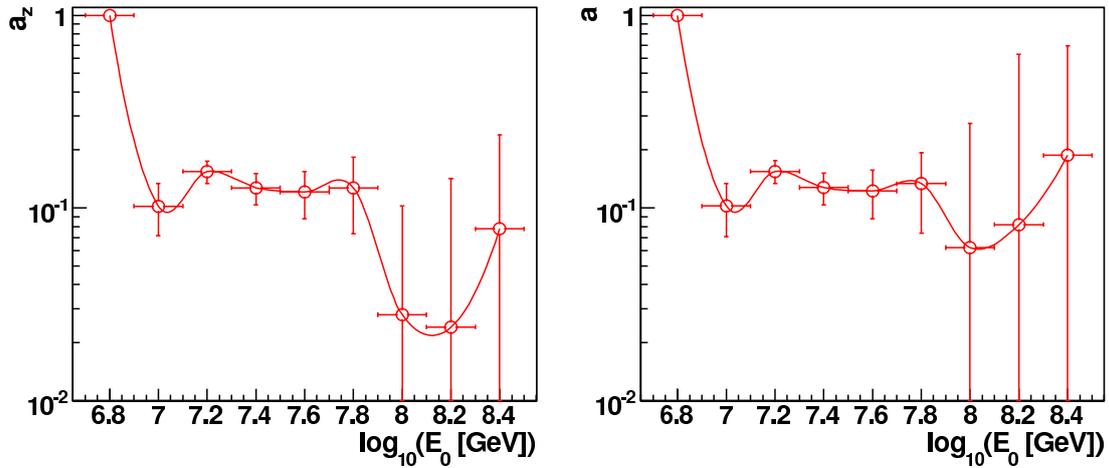


Abb. 5.9: Nach der χ^2 -Methode rekonstruierte Dipolamplituden entlang der Nord-Süd-Achse der Himmelskugel (linkes Bild) und mit Hilfe der Rayleigh-Methode daraus berechnete Dipolamplituden entlang der rekonstruierten Dipolachse (rechtes Bild).

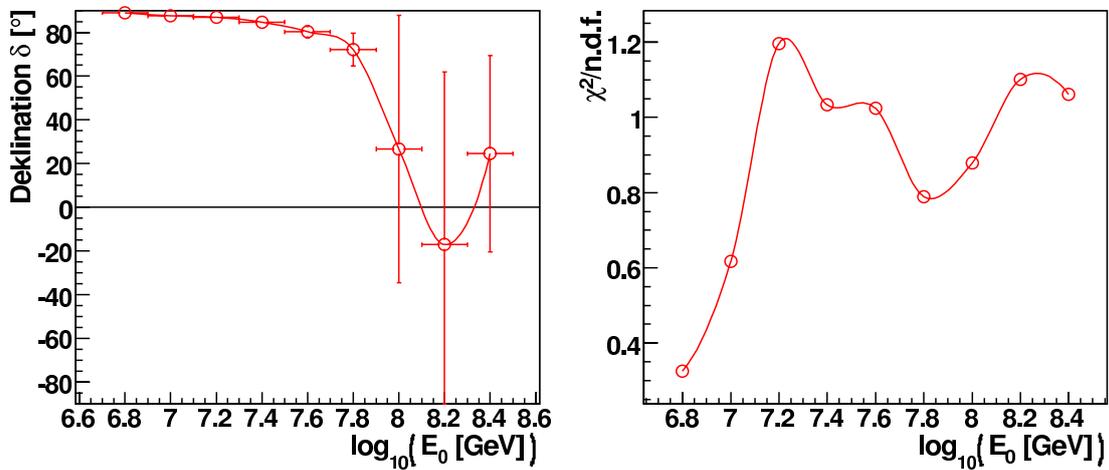


Abb. 5.10: Nach der χ^2 -Methode rekonstruierte Deklinationen (linkes Bild). Rechts ist das $\chi^2/\text{n.d.f.}$ über der Energie aufgetragen. Dieses ist ein Maß für die Reinheit des Dipols und gibt somit auch Hinweise auf die möglicherweise vorhandenen Terme höherer Ordnung (Quadrupol...).

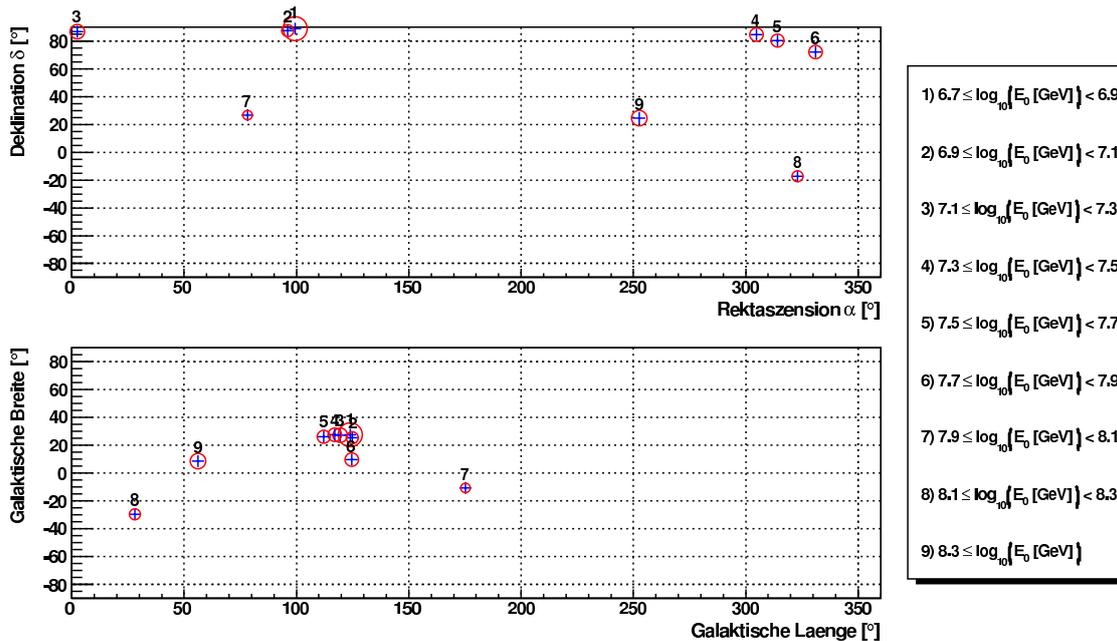


Abb. 5.11: Ergebnisse der kombinierten Dipolrekonstruktion nach der Rayleigh+ χ^2 -Methode in Äquatorial- (oben) und galaktischen Koordinaten (unten). Der Radius der roten Kreise um die rekonstruierten Dipolrichtungen ist jeweils proportional zum Logarithmus der entsprechenden rekonstruierten Amplitude.

aufgetragen. Die entsprechenden Fehler sind das Ergebnis einer Fehlerfortpflanzung der Fehler aus der χ^2 -Minimierung und der Rayleigh-Analyse. Abb. 5.10 zeigt schließlich die mit Gl. 5.28 ermittelten Deklinationen (linkes Bild, Fehler aus Fehlerfortpflanzung) und die $\chi^2/\text{n.d.f.}$.

Ähnlich den Ergebnissen der in Kapitel 5.2 besprochenen SAP-Methode zeigen auch die nach der hier vorgestellten χ^2 -Methode rekonstruierten Deklinationen eine Tendenz zum Himmelsnordpol. Erst bei ausreichend großen Energien scheint dieser Effekt abzuklingen. Dies zeigt sich auch bei den rekonstruierten Amplituden, die bei kleinen Energien unrealistisch große Werte annehmen. Vor allem das erste Energieintervall scheint von diesem Effekt betroffen zu sein. Die berechneten Amplituden nehmen hier offensichtlich unphysikalische Werte um (a_z) bzw. sogar leicht über eins (a) an. Die Vermutung liegt somit nahe, dass die χ^2 -Methode ähnlich empfindlich auf die in Kapitel 5.2.4 erwähnten Effizienzeffekte aufgrund der Energierekonstruktion reagiert wie die SAP-Methode. Dieses Bild wird auch von den ermittelten $\chi^2/\text{n.d.f.}$ -Werten unterstützt, die bei kleinen Energien eine schlechte Übereinstimmung der gemessenen Deklinationsverteilung mit der theoretischen Verteilungsfunktion signalisieren. Dies kann auch an der Existenz stark ausgeprägter Terme höherer Ordnung (Quadrupol, Oktapol...) liegen, erscheint aber aufgrund der vorangegangenen Überlegungen eher unwahrscheinlich. Eine bessere Erklärung liefert die aufgrund des zenitwinkelabhängigen Energieschnittes verzerrte Deklinationsverteilung der gemessenen Ereignisse.

Der Vollständigkeit halber zeigt Abb. 5.11 zwei Himmelskarten – in Äquatorial- und in galaktischen Koordinaten – mit den kombinierten Ergebnissen der Rayleigh- und der χ^2 -Analysen. Auch hier wird wieder deutlich, dass die Deklinationen sich zum großen Teil

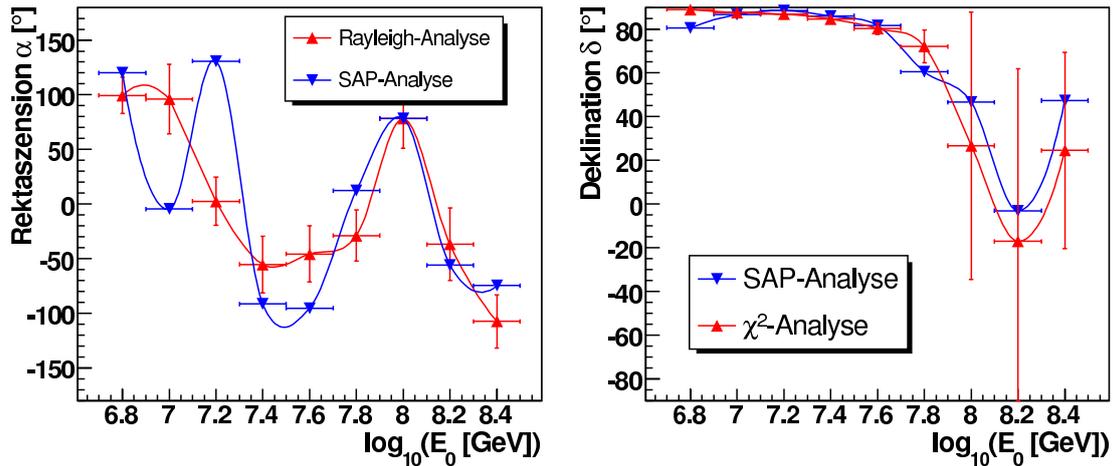


Abb. 5.12: Vergleich der rekonstruierten Dipolachsen. Links die Ergebnisse der Rayleigh-Analyse (vgl. Kapitel 5.1) im Vergleich zu den rekonstruierten Rektaszensionen der SAP-Methode (vgl. Kapitel 5.2). Rechts die rekonstruierten Deklinationen der SAP-Methode im Vergleich zu den Ergebnissen der χ^2 -Methode (vgl. Kapitel 5.3). Falls vorhanden sind die Fehlerbalken mit eingezeichnet.

eng um den Himmelsnordpol verteilen. ein Vergleich der Ergebnisse dieser Analyse mit der SAP-Methode erfolgt im nächsten Kapitel.

5.4 Diskussion der Ergebnisse und Vergleich der vorgestellten Methoden

In diesem Kapitel wurden drei Methoden vorgestellt, um den KASCADE-Grande Datensatz nach möglicherweise vorhandenen Dipolmomenten zu untersuchen. Zwei der Methoden geben dabei jeweils nur über eine Himmelskoordinate Auskunft. Dabei untersucht der Rayleigh-Formalismus aus Kapitel 5.1 einen möglichen Dipol in Rektaszension während die χ^2 -Minimierung aus Kapitel 5.3 die Deklination als Resultat liefert. Beide Methoden lassen sich kombinieren um den kompletten Dipol zu charakterisieren. Die SAP-Methode als dritte Analyse ist dabei vollständig unabhängig von den beiden anderen Analysetechniken und liefert ebenfalls den vollständigen Dipol in Rektaszension und Deklination als Ergebnis. Somit stehen effektiv zwei voneinander unabhängige Analysen zur vollständigen dreidimensionalen Dipolrekonstruktion zur Verfügung. Ein Vergleich dieser Analysen soll Aufschluß über deren Aussagekraft geben.

In Abb. 5.12 sind die Ergebnisse der Richtungsrekonstruktion einander gegenübergestellt. Da die beiden Koordinaten der Dipolrichtung bei der Rayleigh+ χ^2 -Analyse mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt wurden, werden diese auch getrennt voneinander untersucht. Im linken Bild sind deshalb die rekonstruierten Phasen der rektaszensionsunabhängigen und auf meteorologische Effekte korrigierten Rayleigh-Analyse zusammen mit den rekonstruierten Rektaszensionen der SAP-Analyse aufgetragen. Um den Verlauf der Rektaszensionen besser zu verdeutlichen, sind diese nicht wie gewöhnlich von 0° bis 360° sondern von -180° bis 180° dargestellt.

Die rekonstruierten Rektaszensionen stimmen bei kleinen Energien kaum überein, nä-

5.4. DISKUSSION DER ERGEBNISSE UND VERGLEICH DER VORGESTELLTEN METHODEN

hern sich zu großen Energien aber einander an. Besonders in den letzten drei Energieintervallen stimmen die entsprechenden Werte fast überein – sind im Rahmen der Fehler (der Rayleigh-Analyse) quasi identisch. Bei näherer Betrachtung scheint es, als würden die SAP-Rektaszensionen bei kleinen Energien um die Rayleigh-Phasen oszillieren, um sich bei großen Energien schließlich auf diese einzupendeln. Somit liegt der Schluß nahe, das die SAP-Ergebnisse bei kleinen Energien wesentlich größeren Schwankungen unterworfen sind als die Rayleigh-Phasen. Diese Vermutung wird auch durch die Überlegungen in Kapitel 5.2.3 und dabei insbesondere durch Abb. 5.4 unterstützt. Die dort besprochenen methodischen Fehler bei den zu erwartenden kleinen Dipolamplituden machen die SAP-Methode instabil bei solch niedrigen Energien. Bei großen Energien sorgt die erwartete steigende Amplitude für eine zunehmende Stabilisierung der SAP-Ergebnisse. Nimmt man diese Schlußfolgerung als wahr an, ergeben die beiden Methoden angewandt auf den KASCADE-Grande Datensatz ein konsistentes Bild. Somit liegen zumindest bei Energien ab ca. $2.5 \cdot 10^7$ GeV zwei unabhängige miteinander konsistente Analysen der Dipolanisotropie in Rektaszension vor.

Ein anderes Bild ergibt sich bei dem Vergleich der rekonstruierten Deklinationen mit der SAP- und der χ^2 -Methode. Beide zeigen über den gesamten untersuchten Energiebereich das nahezu selbe Verhalten. Bei kleinen Energien scheint der Dipol fast ausschließlich von einer Nord-Süd-Komponente dominiert zu sein. Erst bei den höchstenergetischen Energieintervallen löst sich die Deklination vom Himmelsnordpol und wandert in Richtung des Äquators. Eine mögliche Interpretation dieses Ergebnisses ist die Annahme einer starken Dipolanisotropie in Richtung des Himmelsnordpols. Da beide voneinander unabhängige Analysen dieses Resultat bestätigen, wäre diese Schlußfolgerung zumindest denkbar. Wie vorher bereits mehrfach erwähnt, erscheint eine andere Erklärung jedoch logischer. In dem Datensatz induzierte systematische Effekte aufgrund unzureichender Unabhängigkeit der verwendeten Energieschnitte vom Zenitwinkel würden genau den beobachteten Effekt hervorrufen und die rekonstruierte Dipolrichtung zu einem der Himmelspole ziehen. Ein klarer Beweis für eine der beiden Hypothesen konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht erbracht werden.

Auch der Vergleich der rekonstruierten Amplituden (vgl. Abb. 5.13) bringt hier keine Klarheit. Wieder stimmen die Ergebnisse der beiden verglichenen Methoden recht gut überein. Beiden gemeinsam ist außerdem die mit etwa 10% recht große Amplitude, die über den theoretischen Erwartungen liegt. Einzig der steigende Verlauf der letzten drei bzw. vier Energieintervalle ist mit den Vorhersagen einer steigenden Dipolkomponente hin zu höheren Energien vereinbar.

Zu guter Letzt folgt in Abb. 5.14 ein Vergleich der nach der Rayleigh- und der SAP-Methode berechneten Phasen und Amplituden mit einigen ausgewählten in der Literatur zu findenden Rayleigh-Analysen (vgl. Kapitel 1.5). Um die SAP-Amplituden mit den Rayleigh-Amplituden vergleichen zu können, wurden diese vorher mit Hilfe von Gl. 5.32 umgerechnet. Somit sind die für die SAP-Methode dargestellten Rayleigh-Amplituden im oberen Bild von Abb. 5.14 ein Ergebnis der rekonstruierten Dipolamplitude und Deklination. Desweiteren wurden die Energieintervalle nun ersetzt durch die korrigierten Energien wie sie in der zweiten Spalte in Tab. 4.1 aufgeführt sind. Damit sind die systematischen Fehler bei der Absolutbestimmung der Primärenergie nach Gl. 4.23 für diese Zusammenstellung minimiert.

Zumindest beim Vergleich der dargestellten Amplituden im oberen Teil von Abb. 5.14 ergibt sich insgesamt ein recht konsistentes Bild. Die Ergebnisse der beiden vorgestellten Methoden stimmen im Rahmen der Fehler recht gut überein. Insgesamt lassen sich

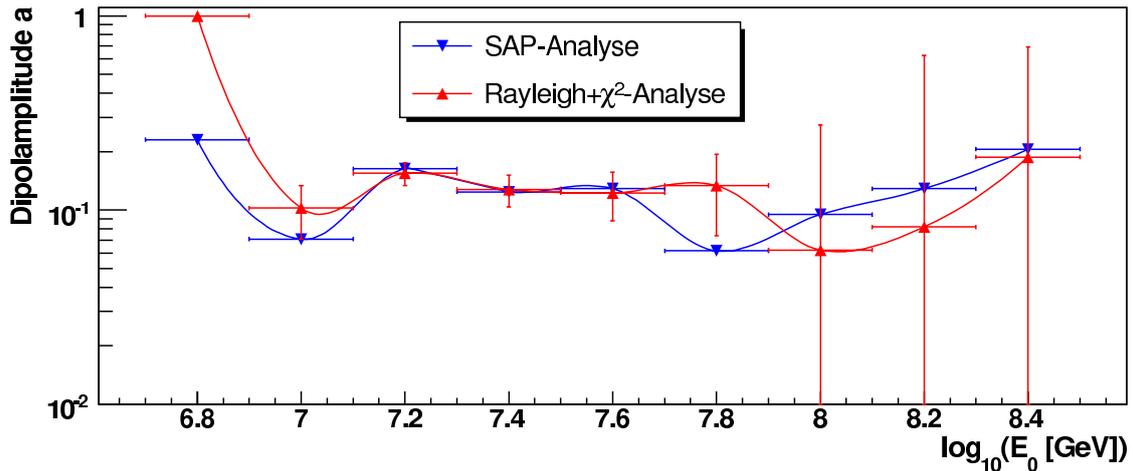


Abb. 5.13: Vergleich der rekonstruierten Dipolamplituden. Dargestellt sind die mit der differentiellen SAP-Methode (vgl. Kapitel 5.2) und die mit der Rayleigh+ χ^2 -Methode (vgl. Kapitel 5.3) berechneten Amplituden.

auch die Ergebnisse der aufgeführten Experimente zufriedenstellend rekonstruieren – auch wenn die Steigung der im Rahmen dieser Analyse ermittelten Amplituden über der entsprechenden Steigung der anderen Ergebnisse liegt. Letzteres kann, zumindest im Fall der SAP-Ergebnisse, wiederum die Folge der bei kleinen Energien zunehmend zum Nordpol tendierenden Dipolrichtungen sein. Dies bedingt eine Zunahme des auf die Nord-Süd-Richtung projizierten Teils der Amplitude und somit eine Abnahme des dazu orthogonalen Vektors. Dieser bestimmt aber hauptsächlich die berechneten Rayleigh-Amplituden, die somit bei den bei kleinen Energien rekonstruierten großen Deklinationen unterschätzt werden. Natürlich liefert dieser Umstand keine Erklärung für den relativ starken Anstieg der Rayleigh-Amplituden aus Kapitel 5.1. Bei den für die Rayleigh-Analyse erreichten Wahrscheinlichkeiten $P(k)$, die im Wesentlichen zwischen drei und 20% liegen, sollten die entsprechenden Amplituden allerdings eher als obere Grenze für die wahren Amplituden angesehen werden. Dies gilt umso mehr für die hochenergetischen Amplituden, bei denen die entsprechende Wahrscheinlichkeit im Mittel größer ist als bei den Amplituden niederer Energie.

Die im unteren Teil von Abb. 5.14 dargestellten Phasen weisen insgesamt sehr wenig Gemeinsamkeiten auf. Wie schon zu Abb. 5.12 diskutiert, stimmen die Ergebnisse dieser Arbeit zumindest bei großen Energien recht gut überein. Allerdings lässt sich ansonsten insgesamt keine Korrelation zwischen den Resultaten der einzelnen dargestellten Experimente erkennen. Somit bleibt es fraglich, ob die bisher rekonstruierten Dipolphasen eine echte Aussagekraft besitzen. Die stimmigen Ergebnisse bei den Amplituden und die doch recht diffusen Ergebnisse bei den Phasen scheinen sich damit deutlich zu widersprechen. Auch im Rahmen dieser Arbeit konnte somit keine vollständig befriedigende Lösungsstrategie für das Problem der Dipolsuche in der kosmischen Strahlung gefunden werden.

5.4. DISKUSSION DER ERGEBNISSE UND VERGLEICH DER VORGESTELLTEN METHODEN

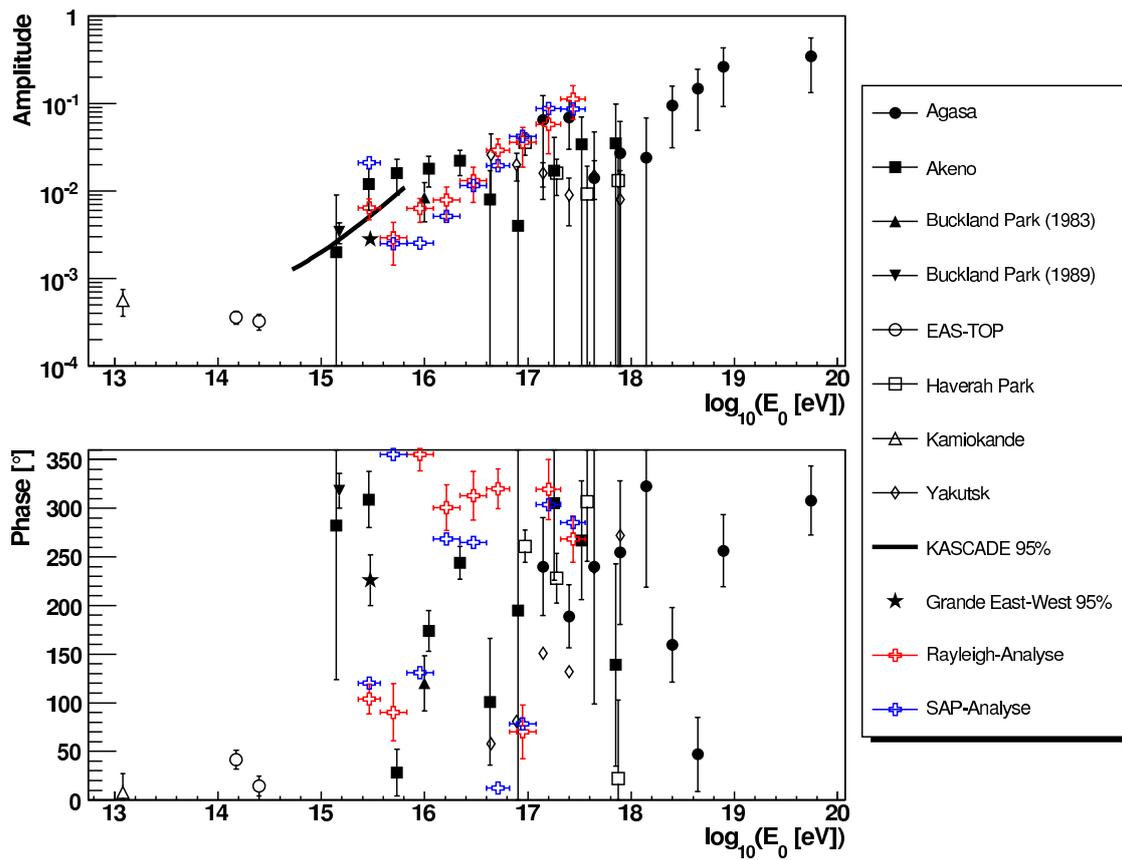


Abb. 5.14: Vergleich der Ergebnisse der Rayleigh- und der SAP-Analysen dieser Arbeit mit den Resultaten anderer Experimente. Im oberen Bild sind die jeweiligen Rayleigh-Amplituden aufgetragen, das untere Bild zeigt eine Zusammenstellung der Rayleigh-Phasen.

6 Winkelkorrelationsanalyse

Die Winkelkorrelationsanalyse ist eine in der Astronomie gebräuchliche Methode, um die Formierung der Galaxien zu Clustern und Superclustern zu untersuchen (siehe z. B. [53] oder [131]). Mit ihrer Hilfe können Rückschlüsse auf die Galaxienverteilung in Abhängigkeit von diversen Parametern, wie z. B. der Magnitude der beobachteten Objekte, gezogen werden. Im Allgemeinen kommt dabei die 2-Punkt Korrelationsfunktion zum Einsatz, die Korrelationen zwischen jeweils zwei Körpern untersucht und somit Rückschlüsse auf die Verteilungscharakteristik von N Körpern über zwei Dimensionen zulässt. Bei Problemen in drei Dimensionen (Red-shift surveys) kommt aber auch die allgemeinere 3-Punkt Korrelationsfunktion zum Einsatz, die schließlich Aussagen über Verteilungscharakteristiken in allen drei Raumdimensionen macht [167]. Dabei ist die Evolution der Korrelationsfunktion $w(\Theta)$ mit dem Alter des Universums direkt korreliert mit der zunehmenden Formierung der Galaxien in Clustern und Superclustern [54]. Daneben lässt sich aus $w(\Theta)$ das Leistungsspektrum der Galaxienverteilung berechnen (siehe z. B. [57] oder [165]), welches wiederum Tests der verschiedenen CDM¹-Modelle zulässt.

Bei Anisotropiestudien der kosmischen Strahlung kann das Verfahren Aufschluß über mögliche Punktquellen bzw. Quellanhäufungen geben (siehe z. B. [16] oder [70]). Der Informationsgewinn liegt dabei lediglich in der Kenntnis über die Existenz solcher Punktquellen. Die Lage dieser Quellen im Raum ist mit der Methode der Winkelkorrelation nicht zu erfassen und bedarf ggf. weiterführender Untersuchungen. Dazu werden die Ankunftsrichtungen der höchstenergetischen Ereignisse auf etwaige Anhäufungen hin untersucht. Solche Anhäufungen sind z. B. für nahe gelegene Quellkandidaten zu erwarten (vgl. Kapitel 1.5.1). Nach Abb. 1.7 reichen die Gyroradien der Primärteilchen in dem von KASCADE-Grande vermessenen Energiebereich bis hin zu einigen 100 kpc. Befinden sich innerhalb einer gedachten Sphäre mit entsprechend kleinerem Radius mögliche Quellkandidaten, wäre ein positives Ergebnis von der Winkelkorrelationsanalyse zu erwarten. Eine andere mögliche Erklärung für eine Anhäufung von Ereignissen aus Richtung des galaktischen Zentrums liefert das AGASA-Experiment [90]. Danach könnten aus dem galaktischen Zentrum emittierte Neutronen für einen Exzess in dem gemessenen Teilchenfluss verantwortlich sein. Solche Neutronen besitzen bei Energien um 10^{18} eV eine Zerfallslänge von etwa 10 kpc. Die Erde befindet sich ca. 8.5 kpc vom galaktischen Zentrum entfernt. Somit wäre es für diese hochenergetischen Neutronen möglich, die Erde zu erreichen und Luftschauer in der Atmosphäre zu induzieren.

Im Folgenden werden die höchstenergetischen mit dem KASCADE-Grande Experiment bisher gemessenen Ereignisse einer Winkelkorrelationsanalyse unterzogen. Sollten mögliche Quellkandidaten einen Exzess des Flusses aus einer begrenzten Raumregion verursachen, wird dies anhand dieser Analyse sichtbar werden. Bei einer entsprechenden positiven Signatur, müssen weiterführende Analysen Aufschluß über die Art und die Lage dieser Quellkandidaten geben.

¹Cold Dark Matter

6.1 Die Winkelkorrelationsfunktion

Die Winkelkorrelationsanalyse geht von der Wahrscheinlichkeit \mathcal{P} aus, zwei Ankunftsrichtungen \vec{x} und \vec{y} mit einem Separationswinkel Θ in dem Raumwinkelement $\Delta\Omega$ zu finden. Diese berechnet sich gemäß:

$$\mathcal{P} = n (1 + w(\Theta)) \Delta\Omega \quad (6.1)$$

Diese Wahrscheinlichkeit wird durch die mittlere Zahl von Ereignissen pro Raumwinkelement n normiert. Die Winkelkorrelationsfunktion $w(\Theta)$ gibt dabei die Abweichung von einer isotropen Quellverteilung an. Bei einem vollkommen isotropen Datensatz wäre $w(\theta) \equiv 0$. In der Realität schwankt $w(\Theta)$ statistisch um den Nullpunkt. Eine mögliche Signatur einer Punktquelle kann dennoch aus dem Vergleich der Korrelationsfunktion für den gemessenen Datensatz mit der Korrelationsfunktion für einen künstlichen isotropen Datensatz erfolgen. Dazu findet man in der Literatur verschiedene Schätzfunktionen für $w(\Theta)$, die gemessene Datensätze mit künstlich erzeugten Datensätzen in Beziehung setzen. Die wichtigsten dieser Schätzfunktionen werden in [108] einem ausführlichen Vergleich unterzogen und sollen im Folgenden bei der hier durchgeführten Analyse Verwendung finden. Im Einzelnen handelt es sich dabei um die natürliche Schätzung w_N und die Schätzungen nach Davis und Peebles (w_{DP} , [55]), Hewett (w_{Hew} , [96]), Hamilton (w_{Ham} , [87]) und Landy und Szalay (w_{LS} , [117]) die im Folgenden aufgelistet sind:

$$w_N(\Theta) = \frac{DD}{RR} - 1 \quad (6.2)$$

$$w_{DP}(\Theta) = \frac{DD}{DR} - 1 \quad (6.3)$$

$$w_{Hew}(\Theta) = \frac{DD - DR}{RR} \quad (6.4)$$

$$w_{Ham}(\Theta) = \frac{DD \cdot RR}{DR^2} - 1 \quad (6.5)$$

$$w_{LS}(\Theta) = \frac{DD - 2DR + RR}{RR} \quad (6.6)$$

Die normierten Paarzählungen DD , RR (im Folgenden XX) und DR (im Folgenden XY) geben dabei die Anzahl der Paare von Richtungsvektoren (\vec{x}, \vec{y}) aus dem gemessenen Datensatz (D) und dem Hintergrunddatensatz (R) mit einem Separationswinkel $d(\vec{x}, \vec{y})$ in einem Winkelintervall von r und $r + \Delta$ an:

$$XX(r) = \frac{Z_{XX}(r)}{N_X(N_X - 1)} \quad \wedge \quad XY(r) = \frac{Z_{XY}(r)}{N_X N_Y}. \quad (6.7)$$

Die Normierung erfolgt mit der Anzahl der in den Datensätzen enthaltenen Ereignisse. Die Z_{XX} und Z_{XY} sind dabei die unnormierten Paarzählungen und berechnen sich zu:

$$Z_{XY} = \sum_{\vec{x} \in X} \sum_{\substack{\vec{y} \in Y \\ \vec{x} \neq \vec{y}}} [r \leq d(\vec{x}, \vec{y}) \leq r + \Delta]. \quad (6.8)$$

Dabei werden alle Ereignisse des gemessenen Datensatzes mit allen Ereignissen des Vergleichsdatensatzes korreliert. Der Ausdruck in der geschachtelten Summation liefert 1 zurück, falls sich der Separationswinkel in dem entsprechenden Winkelintervall befindet. In allen anderen Fällen wird der Ausdruck identisch null.

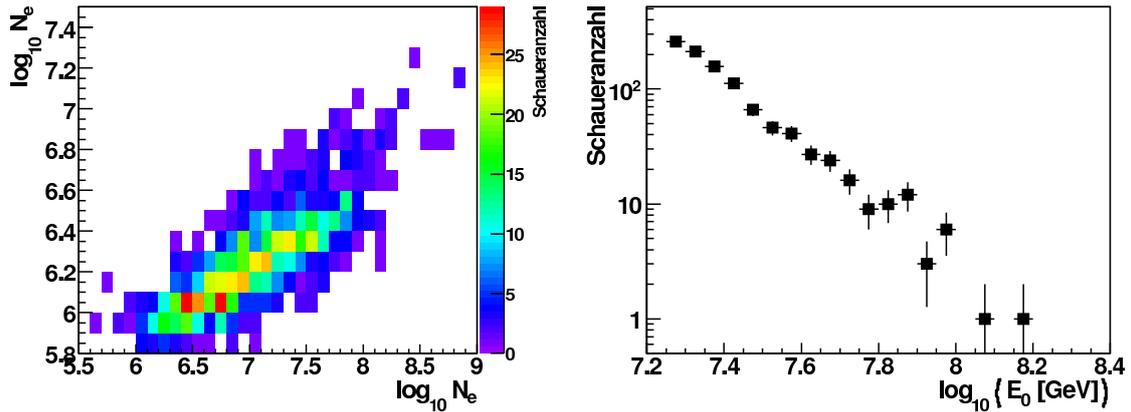


Abb. 6.1: Links das Schauergrößenspektrum der 1000 höchstenergetischen von KASCADE-Grande gemessenen Ereignisse. Rechts das mit Gl. 4.20 abgeschätzte Energiespektrum. Es bleibt zu beachten, dass mit der angegebenen Schätzfunktion für die Primärenergie diese grundsätzlich unterschätzt wird, das Spektrum also zu höheren Energien hin verschoben werden müsste.

6.2 Der gemessene Datensatz

Der im Rahmen dieser Analyse Verwendung findende Datensatz geht im Wesentlichen aus den in Kapitel 3 beschriebenen Überlegungen hervor. Ausgangspunkt sind die prozessierten Daten der Selektion 8 (Kapitel 3.1.3). Wie bereits bei den vorher verwendeten Datensätzen werden auch hier nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen ein einwandfreier Betrieb des Detektorfeldes gewährleistet war. Außerdem werden ANKA-induzierte Ereignisse aus dem Datensatz eliminiert. Korrekturen, die die gemessenen Ereignisraten beeinflussen, werden hier jedoch nicht angewendet, da die Winkelkorrelationsanalyse unabhängig von den gemessenen Datenraten ist. So wird z. B. keine Korrektur meteorologischer Effekte durchgeführt. Die Qualitätsschnitte aus Kapitel 3.5 werden dagegen wieder voll berücksichtigt. Nach Durchführung dieser Maßnahmen zur Datenbereinigung bleiben noch etwa 11.6% der ursprünglich 23.8 Millionen Ereignisse erhalten.

Zur eigentlichen Korrelationsanalyse werden schließlich nur die 1000 höchstenergetischen Ereignisse aus dem Datensatz ausgewählt. Dies hat zum Einen den Grund, dass man nur bei diesen hohen Energien – einige 10^{17} eV bis hin zu 10^{18} eV – überhaupt eine positive Signatur einer möglichen Quellregion erwarten kann. Zum Anderen besitzt der der Korrelationsanalyse zugrunde liegende Algorithmus die Ordnung $\mathcal{O}(n^2)$, weswegen für wesentlich mehr Ereignisse der benötigte Rechenaufwand schnell die dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten übersteigen würde. Dies liegt vor allem auch daran, dass zur Abschätzung des später benötigten Fehlerbandes zur Ermittlung der Signifikanz eines möglichen Exzesses, der eigentliche Korrelationsdurchlauf der gemessenen Daten mehrmals mit Hintergrunddatensätzen wiederholt werden muss.

Die Charakteristika der so ermittelten 1000 Ereignisse sind in Abb. 6.1 dargestellt. Zur Abschätzung der Primärenergie der Ereignisse kam dabei Gl. 4.20 zum Einsatz. Dabei ist zu beachten, dass Gl. 4.20 auf Stabilität im Zenitwinkel optimiert wurde und somit keine zuverlässige Abschätzung der tatsächlichen Primärenergie zulässt. Deswegen ist das Energiespektrum im rechten Bild von Abb. 6.1 auch zu wesentlich kleineren Energien als

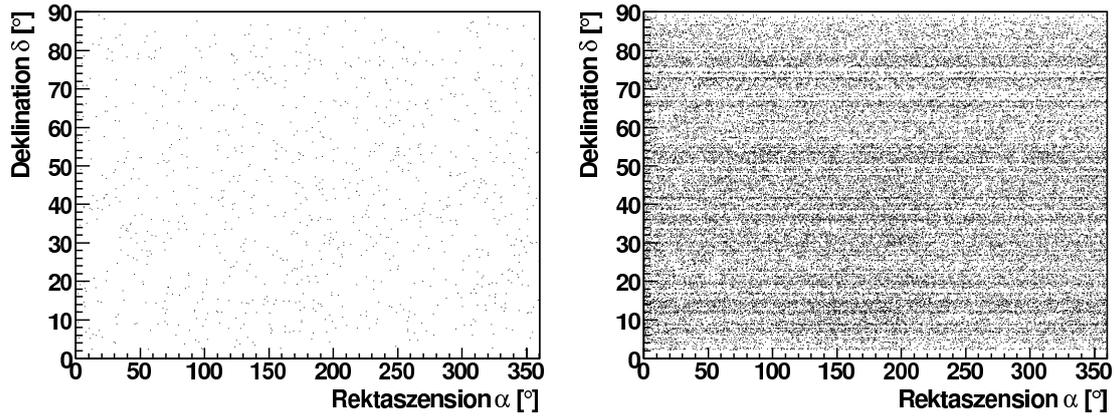


Abb. 6.2: Die Verteilung der 1000 höchstenergetischen von KASCADE-Grande gemessenen Ereignisse in Äquatorialkoordinaten (linkes Bild). Im rechten Bild wurde mit Hilfe der Mischmethode ein Untergrunddatensatz aus diesen Ereignissen erstellt. Dabei wurden 50 Mischvorgänge durchgeführt.

erwartet verschoben. Die eigentliche Aufgabe, nämlich die hierarchische Sortierung der Ereignisse nach deren Primärenergie, erfüllt Gl. 4.20 aber dennoch, weswegen hier von weiteren Maßnahmen zur Primärenergieabschätzung abgesehen wurde. Im linken Bild von Abb. 6.2, ist die Verteilung der 1000 Ereignisse über den Himmel in Äquatorialkoordinaten aufgetragen.

6.3 Isotrope Untergrunddatensätze

Zur Durchführung der Winkelkorrelationsanalyse und zur Berechnung des Fehlerbandes sind mehrere möglichst isotrope Vergleichsdatensätze notwendig. Die Zenit- und Azimutwinkelverteilungen dieser Datensätze sollten dabei weitgehend denen des gemessenen Datensatzes entsprechen. Die Anzahl der Untergrundereignisse N_R in einer Zelle in Äquatorialkoordinaten $(\alpha + \Delta\alpha, \delta + \Delta\delta)$ kann nach [9] beschrieben werden mit

$$N_R(\alpha + \Delta\alpha, \delta + \Delta\delta) = \int_{\Theta} \int_{\Phi} \int_t \epsilon(\alpha + \Delta\alpha, \delta + \Delta\delta) \cdot R(\Phi, \Theta, t) d\Phi d\Theta dt. \quad (6.9)$$

Dabei wird $\epsilon \equiv 1$ falls die entsprechende Raumrichtung von dem Experiment aus sichtbar ist. $R(\Phi, \Theta, t)$ ist die zeitabhängige Untergrundrate in Horizontalkoordinaten.

Zur Erzeugung der Untergrunddatensätze kommt die sog. Mischmethode zum Einsatz (siehe z. B. [7] oder [47]). Dabei wird die zeitliche Struktur der künstlichen Ereignisse direkt aus dem gemessenen Datensatz entnommen, indem jedem Ereignis des Untergrunddatensatzes ein Zeitstempel aus dem gemessenen Datensatz zugeordnet wird. Die Ankunftsrichtungen können dann entweder aus den gemessenen Zenit- und Azimutwinkelverteilungen zufällig bestimmt – dieses Vorgehensweise findet im Rahmen der vorliegenden Analyse Verwendung – oder ebenfalls direkt aus dem gemessenen Datensatz entnommen werden. Ankunftszeit und Ankunftsrichtung müssen dabei jedoch von zwei verschiedenen gemessenen Ereignissen stammen. Dieses Vorgehen entspricht einer numerischen Integration von Gl. 6.9 und verursacht eine Verschiebung jedes gemessenen Ereignisses in Rektaszension.

Das Verfahren kann nun beliebig oft wiederholt werden, um einen Untergrunddatensatz mit einer wesentlich höheren Statistik als die des ursprünglichen Datensatzes zu erzeugen.

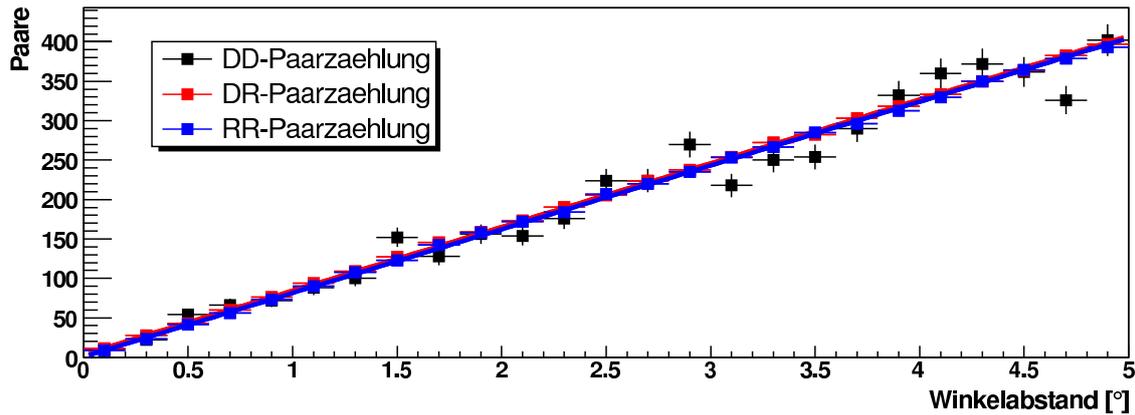


Abb. 6.3: Daten-Daten (DD, schwarz), Daten-Hintergrund (DR, rot) und Hintergrund-Hintergrund (RR, blau) Paarzahlungen. Die DD-Paarzahlungen stammen dabei aus den 1000 selektierten Ereignissen und weisen dementsprechend große statistische Fluktuationen auf. Die DR- und RR-Zählungen stammen aus einer Mittelung von jeweils 100 Paarzahlungen mit verschiedenen Hintergrunddatensätzen. Die statistischen Fluktuationen sind zwar eingezeichnet, verschwinden aber hinter den eigentlichen Datenpunkten. Alle drei Paarzahlungen lassen sich dabei sehr gut durch die eingezeichneten linearen Regressionen beschreiben.

Die statistischen Fluktuationen werden somit auf ein Minimum reduziert. In Abb. 6.2 ist ein Beispiel eines solchen mehrfachen Mischdurchlaufs zu sehen. Im linken Bild sind die vorher bestimmten 1000 höchstenergetischen Ereignisse in Äquatorialkoordinaten aufgetragen. Aus diesen Ereignissen wurde dann mit der beschriebenen Methode ein Untergrunddatensatz erzeugt. In diesem Fall wurden dabei 50 Mischdurchläufe durchgeführt. Dieser Datensatz ist im rechten Bild von Abb. 6.2 dargestellt. An der Streifenbildung erkennt man deutlich die Verteilung der ursprünglichen Ereignisse in Rektaszension.

Im Rahmen dieser Arbeit findet zur Verminderung der statistischen Fluktuationen der Paarzahlungen an denen Untergrunddatensätze beteiligt sind, eine modifizierte Methode Verwendung. Dabei wird nicht ein Datensatz durch n -faches Mischen erzeugt, der schließlich n -mal so viele Ereignisse enthält wie der gemessene Datensatz. Es werden vielmehr n Datensätze mit genau so vielen Ereignissen erzeugt, wie der ursprüngliche Datensatz umfasst. Für jeden so erzeugten Hintergrunddatensatz wird dann eine Paarzahlung mit den ursprünglichen Daten (DR) und mit dem Datensatz selbst (RR) durchgeführt. Abschließend werden alle Paarzahlungen zusammengefasst und mittlere Paarzahlungen erzeugt. Das Ergebnis ist in Abb. 6.3 zu sehen. Die DR- und RR-Paarzahlungen sind dabei die Mittelwerte aus jeweils 100 einzelnen Paarzahlungen mit separaten Hintergrunddatensätzen. Die Fehlerbalken der entsprechenden Datenpunkte werden dabei kleiner als die eingezeichneten Symbole und sind in der Auftragung somit nicht sichtbar.

6.4 Ergebnisse der Winkelkorrelationsanalyse

Die Ergebnisse der Analyse für die fünf Winkelkorrelationsfunktionen aus Kapitel 6.1 sind in Abb. 6.4 zusammengestellt. Dabei sind jeweils die Mittelwerte der Korrelationsfunktionen mit den zugehörigen 1σ -Vertrauensgrenzen über dem Winkelintervall $[r, r + \Delta[$ aufge-

6.4. ERGEBNISSE DER WINKELKORRELATIONSANALYSE

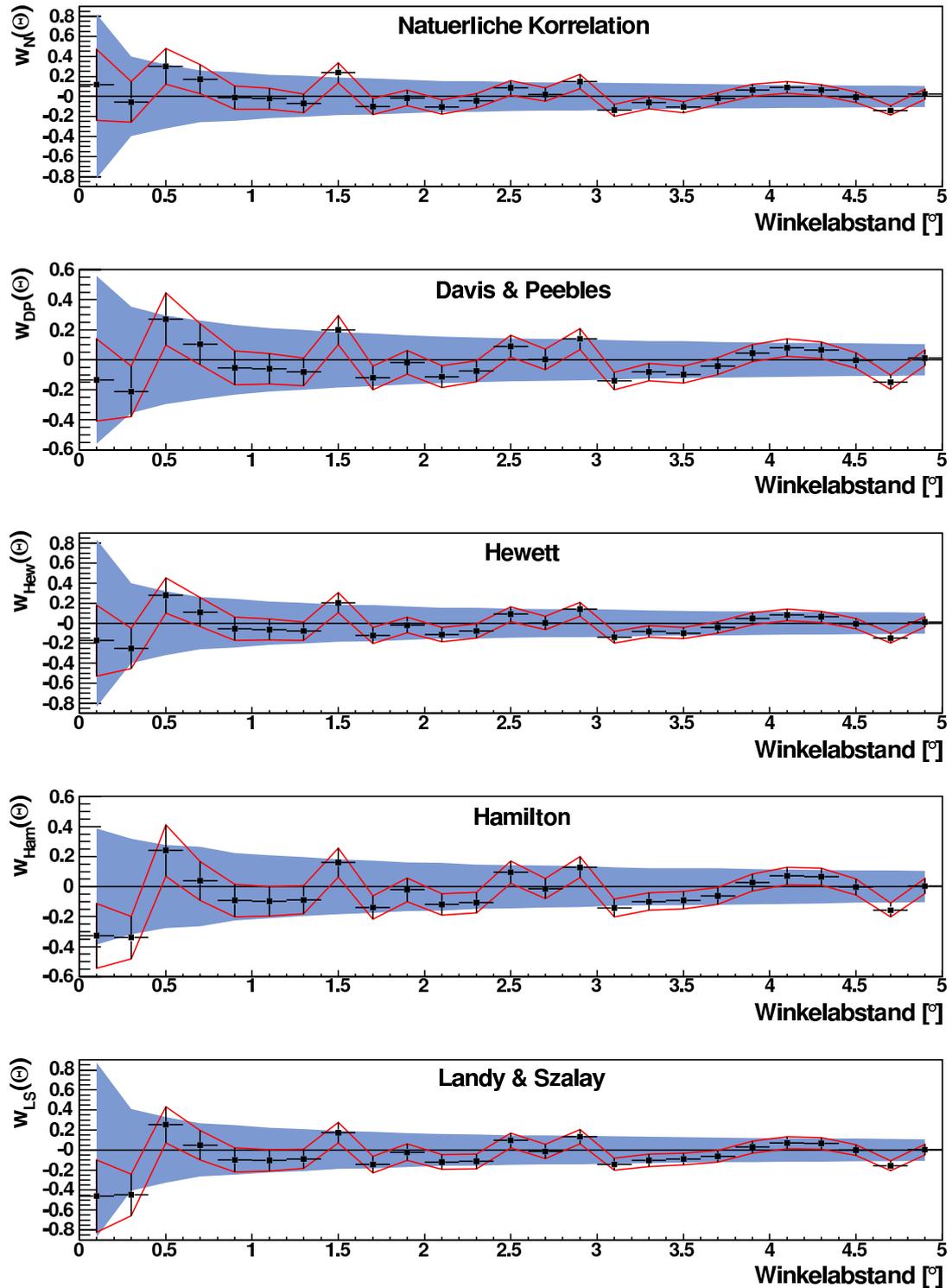


Abb. 6.4: Ergebnisse der Winkelkorrelationsanalyse für die in verschiedenen Korrelationsfunktionen. Die Daten zeigen bei keiner der verwendeten Funktionen Hinweise auf mögliche Quellkandidaten. Dagegen zeigen alle Funktionen im Wesentlichen dasselbe Verhalten und unterscheiden sich nur im Detail.

tragen. Das eingezeichnete Fehlerband ergibt sich aus einer Bestimmung der Untergrundfluktuationen (siehe Kapitel 6.4.1) und stellt das entsprechende 2σ -Vertrauensintervall dar. Ein Hinweis auf eine Punktquelle oder eine begrenzte Quellregion, würde sich als signifikanter Exzess der Winkelkorrelationsfunktion gegenüber dem Fehlerband innerhalb eines begrenzten Winkelbereichs bemerkbar machen (vgl. Kapitel 6.4.2).

Keine der dargestellten Winkelkorrelationsfunktionen zeigt Hinweise auf mögliche Quellen. Die Abweichungen der Funktionen von der Isotropie sind vollständig mit den natürlichen Fluktuationen der isotropen Hintergrunddatensätze vereinbar. Es sind auch keine Trends hin zu kleinen Winkelabständen zu erkennen, wie sie von einer ausgedehnten Quellregion zu erwarten wären. Somit konnte diese Analyse keine Hinweise auf kleinräumige Anisotropien liefern.

Für das negative Ergebnis dieser Analyse zeichnen sich im Wesentlichen zwei Gründe verantwortlich. Zum Einen ist die Winkelauflösung des KASCADE-Grande Experiments im Vergleich zu den erreichten Winkelauflösungen der Himmeldurchmusterungen – aus deren Umfeld diese Art der Analyse ja ursprünglich stammt – wesentlich schlechter. Das verhindert vor allem das Auffinden sehr kleinräumiger Anisotropien, wie sie von nahen punktförmigen Quellkandidaten erwartet würden. Ausgedehnte Quellregionen müssten dagegen recht große Signifikanzen aufweisen, um mit der durchgeführten Methode noch sichtbar zu sein. Zum Anderen reichen die von KASCADE-Grande vermessenen Luftschauer nicht in die eigentlich interessanten Energiebereiche. Echte Anisotropien wären erst mit einer ausreichend großen statistischen Basis bei Primärenergien über 10^{18} eV zu erwarten. Somit ist das Ergebnis mit den Erwartungen im Einklang.

Bemerkenswert ist jedoch, dass alle verwendeten Korrelationsfunktionen im Wesentlichen den selben Gang besitzen und sich nur im Detail unterscheiden. Das weist darauf hin, dass bei der schlechten Winkelauflösungen in der Luftschauerphysik die Wahl der am besten geeigneten Schätzfunktion unerheblich ist.

6.4.1 Bestimmung der Untergrundfluktuationen

Zur Bestimmung der Fluktuationen eines isotropen Datensatzes wurden 200 Datensätze mit der in Kapitel 6.3 beschriebenen Mischmethode generiert. Diese Datensätze beinhalten jeweils genau so viele Ereignisse wie der untersuchte gemessene Datensatz. Jeweils zwei der so erzeugten Untergrundkarten wurden schließlich miteinander korreliert. Um Kreuzkorrelationen zu vermeiden, fand jeder Datensatz dabei nur einmalige Verwendung. Daraus resultieren schließlich 100 verschiedene Ergebnisse für die entsprechenden Winkelkorrelationsfunktionen aus Kapitel 6.1. Aus den Streuungen dieser 100 einzelnen Funktionen wurde durch Mittelwertbildung eine mittlere effektive Streuung berechnet. Daraus ergeben sich schließlich die 2σ -Fehlerbänder dargestellt in Abb. 6.4. Diese entsprechen somit den intrinsischen Unsicherheiten der entsprechenden Winkelkorrelationsfunktion für einen vollständig isotropen Untergrunddatensatz.

6.4.2 Simulierte Punktquellen

Um den Effekt einer echten Quelle zu simulieren, wurden in den analysierten Datensatz N_k künstliche Ereignisse eingefügt. Daraus ergibt sich das Verhältnis künstlicher zu echter Ereignisse $R = N_k/N$. Die N_k Ereignisse wurden gemäß einer zweidimensionalen Gauß-Verteilung mit Breiten $\sigma = \sigma_\alpha = \sigma_\delta$ an einer zufällig ausgewählten Stelle innerhalb des

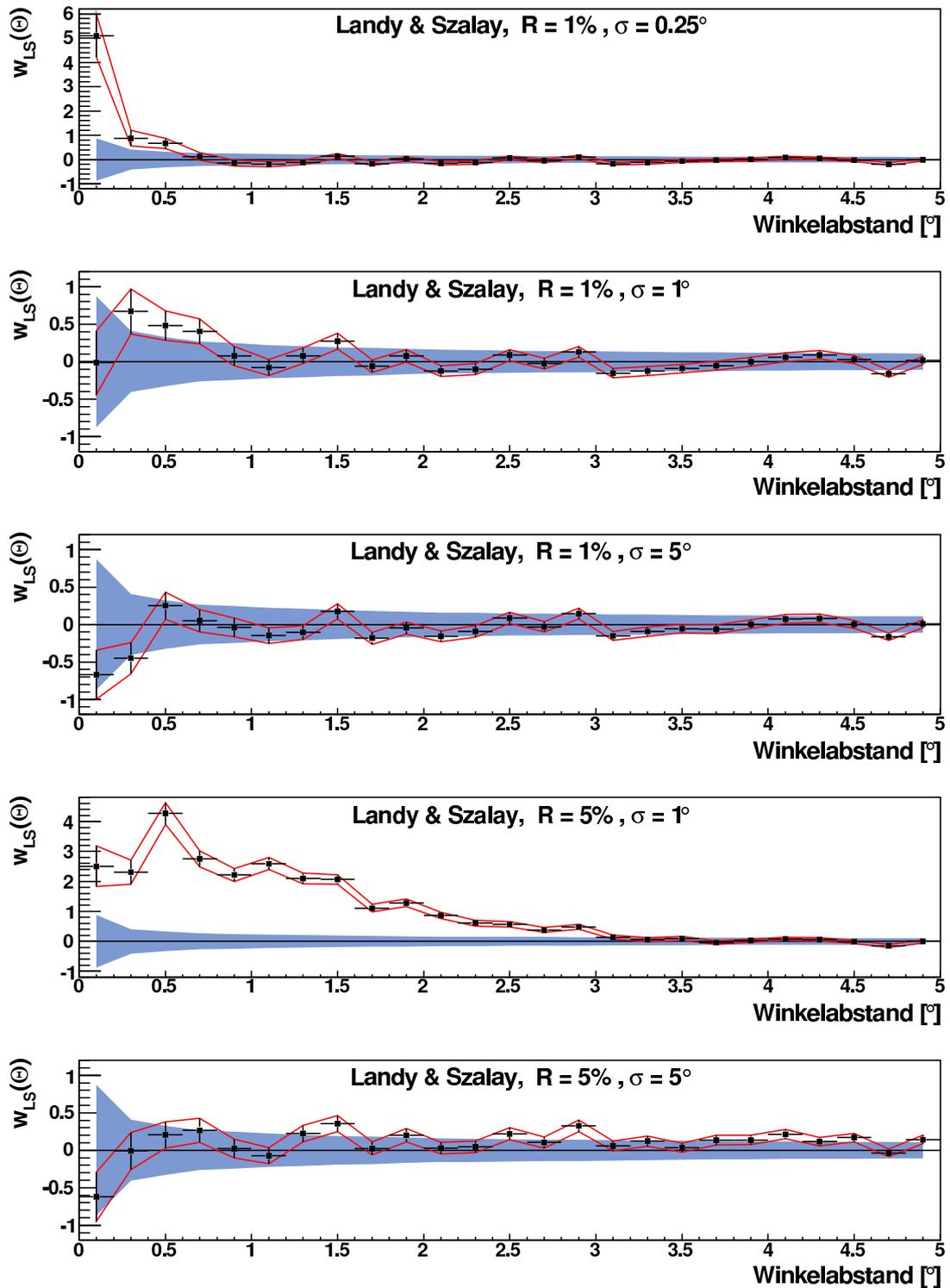


Abb. 6.5: Verhalten der Winkelkorrelationsfunktion nach Landy & Szalay für simulierte Quellen mit verschiedenen Parametern. Dabei wird zum Einen die scheinbare Ausdehnung der Quelle (σ) und zum Anderen das Verhältnis Quell- zu Hintergrundereignissen (R) variiert.

Sichtbarkeitsbereichs des Experiments platziert. Für die so modifizierten Datensätze wurden schließlich die zugehörigen Winkelkorrelationsfunktionen berechnet.

Das Ergebnis dieser Analysen für fünf simulierte Quellen mit jeweils verschiedenen Parametern ist in Abb. 6.5 für die Schätzfunktion nach Landy & Szalay (Gl. 6.6) zusammengestellt. In den drei ersten Graphen wurden jeweils zehn echte Ereignisse durch die einer simulierten Punktquelle ersetzt, in den beiden letzten waren es 50. Die Breite der zweidimensionalen Gausverteilung, gemäß der diese künstlichen Ereignisse über den Himmel verteilt wurden, nahm dabei Werte von 0.25° , 1° und 5° an. Aus den gezeigten Ergebnissen wird deutlich, dass scharf begrenzte Quellen, mit nur wenigen von ihnen induzierten Ereignissen, eine klare Signatur in der Winkelkorrelationsanalyse hinterlassen. Je größer die simulierte Quelle wird, desto undeutlicher wird ihre Signifikanz. Ausgedehnte Quellen müssten demnach einen nicht unerheblichen Teil der gemessenen Ereignisse induziert haben, um noch eine klare Signatur bei der vorliegenden Analyse zu hinterlassen.

Die gezeigten Ergebnisse beschränken sich aus praktischen Gründen lediglich auf die Schätzfunktion nach Landy & Szalay. Da sich das Verhalten der restlichen Schätzfunktionen kaum von dem der gezeigten unterscheidet, wurde auf eine zusätzliche Diskussion verzichtet.

6.5 Diskussion der Ergebnisse und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Ankunftsrichtungen der nach Gl. 4.20 1000 höchstenergetischen Ereignisse einer Winkelkorrelationsanalyse unterzogen. Diese kann Aufschluß über die Existenz einer Quelle und deren möglicher Ausdehnung geben. Die Ausdehnung dieser Quelle ist dabei nicht mit der wirklichen physikalischen Ausdehnung zu verwechseln, sondern bezieht sich vielmehr auf die Breite der entsprechenden Signatur in der Winkelkorrelationsfunktion. Diese ist ein Maß für die Entfernung der Quelle von der Erde und für die Art der von der Quelle emittierten Primärteilchen. Eine ferne Quelle geladener Teilchen, würde aufgrund des Gyroradius dieser Teilchen eine größere Ausdehnung besitzen, als eine nahe Quelle oder eine Quelle ungeladener Teilchen. Desweiteren geht die Winkelauflösung des Experiments in die Breite der Signatur mit ein.

In den so durchgeführten Analysen wurden keine Hinweise auf etwaige Quellkandidaten gefunden. Alle untersuchten Korrelationsfunktionen sind mit den errechneten Hintergrundfluktuationen vereinbar. Das Funktionsprinzip der verwendeten Methode wurde anhand von Simulationen gezeigt. Der untersuchte Datensatz enthält somit keine Signatur einer möglichen Quelle, die eine sichtbare Signifikanz hinterläßt. Dies läßt sich zum Einen mit dem hier verwendeten primären Energiebereich erklären, der nach der Theorie keine positive Signatur erwarten läßt. Zum Anderen ist die Winkelauflösung des Experiments für diese Art der Analyse nicht gut genug und die zur Verfügung stehende Statistik zu klein.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden diverse Analysen zur Suche nach Anisotropie in der Richtungsverteilung der kosmischen Strahlung vorgestellt. Die Suche umschloß dabei sowohl kleinräumige als auch großräumige Anisotropien. Der untersuchte Datensatz umfasst ca. 23.8 Millionen Ereignisse mit Primärenergien von ca. $10^{16} - 10^{18}$ eV und wurde zwischen dem 20.12.2003 und dem 19.6.2006 mit dem Grande-Detektorfeld des KASCADE-Grande Experiments aufgenommen.

Naturgemäß sind die erwarteten Anisotropien bei den untersuchten Energien mit Amplituden im Promille-Bereich und der gegebenen Statistik nur schwer von natürlichen Fluktuationen zu trennen. Deswegen wurde besonderes Augenmerk auf die Qualität der verwendeten Daten gelegt. Im Vergleich zu den bereits in anderen Analysen im Rahmen des KASCADE-Grande Experiments Verwendung findenden Qualitätsschnitten, wurden die in der vorliegenden Arbeit eingesetzten Schnitte auf die Erhaltung einer möglichst großen statistischen Basis optimiert. Ein Beispiel dafür ist der Schnitt auf den rekonstruierten Schauerkernel, der keiner einfachen geometrischen Form mehr entspricht, sondern sich aus einer Maximierung der Rekonstruktionsqualität des Schauerkernel und der Schauerachse als komplexes Polygon ergibt. Weitere Datenschnitte begründeten sich aus elektronischen Ausfällen einzelner Stationen oder Triggerhexagone. Weiterhin wurden zwei Methoden zur Korrektur meteorologischer Effekte untersucht, von denen letztendlich eine zur eigentlichen Korrektur des Datensatzes Verwendung fand.

Ein großes Problem des verwendeten Datensatzes – insbesondere im Bezug auf Anisotropiestudien – ergab sich aus den sogenannten ANKA-induzierten Ereignissen. Das am Rande des Grande-Detektorfelds angesiedelte Elektronensynchrotron ANKA induziert dabei während seiner Injektionsphasen Ereignisse in das Detektorsystem des Experiments. Diese Ereignisse werden wie echte Luftschauber rekonstruiert und sind somit nur schwer oder gar nicht von diesen zu unterscheiden. Um den Datensatz dennoch von diesen künstlichen Ereignissen zu befreien, wurde eine in der Rekonstruktionssoftware KRETA implementierte Methode zur Identifikation dieser Ereignisse im Rahmen der vorliegenden Arbeit weiter verfeinert. Das Ergebnis ist ein Datensatz, der weder positive Anzeichen für ANKA-induzierte Ereignisse, noch positive Anzeichen für falsch identifizierte echte Luftschaubereignisse aufweist.

Nach Anwendung der beschriebenen Qualitätsmaßnahmen, standen den weiterführenden Analysen schließlich noch ca. 2.8 Millionen Ereignisse zur Verfügung. Dies entspricht noch etwa 12% der ursprünglichen Statistik.

Eine zentrale Größe moderner Anisotropiestudien ist die sog. Exposure, also die zeitlich integrierte Detektorfläche, mit der ein bestimmter Punkt am Himmel beobachtet wurde. Vielfach kommt bei Luftschauberexperimenten dabei die rektaszensionsunabhängige Exposure zum Einsatz. Diese ermöglicht dabei allerdings lediglich die Verwendung der gemessenen Daten aus vollen siderischen Tagen. Um diese Beschränkung zu umgehen, wurde eine Methode entwickelt, um die wahre – also rektaszensionsabhängige – Exposure direkt aus dem gemessenen Datensatz zu bestimmen. Mit ihrer Hilfe konnten die nachfolgenden Analysen auf den gesamten Datensatz ausgedehnt werden, was die zur Verfügung stehende

Statistik fast verdoppelte.

Weiterhin wurde eine Methode zur Bestimmung der Primärenergie eines ausgedehnten Luftschauers nach [77] von systematischen Effekten bezüglich des Zenitwinkels weitgehend befreit. Damit wurde es möglich, die nachfolgenden Anisotropiestudien für verschiedene Primärenergiebereiche durchzuführen. Unklar bleibt hierbei, ob die erwähnten systematischen Effekte weit genug reduziert werden konnten oder ob verbliebene Effekte die Ergebnisse der Analysen zur großräumigen Anisotropie signifikant beeinflusst haben.

Die ersten Untersuchungen zur Anisotropie beschäftigten sich schließlich mit der Suche nach signifikant erhöhten Teilchenflüssen auf kleinen Skalen. Mit Hilfe der rektaszensionsabhängigen Exposure wurden dazu Flusskarten erstellt, aus denen sich auf direktem Wege Signifikanzkarten berechnen ließen. Dieses Verfahren wurde für verschiedene Primärenergieintervalle durchgeführt und die Zellen höchster Signifikanz mit den Positionen möglicher Quellkandidaten verglichen. Dabei ergaben sich zumindest drei interessante Gebiete, in denen signifikant erhöhte Flusswerte in mehreren Energieintervallen Korrelationen zu möglichen Quellen aufwiesen. Zusätzlich wurde eine Signifikanzanalyse nach Li und Ma [120] durchgeführt und deren Ergebnisse mit der vorherigen Analyse verglichen. Dabei ergaben sich jedoch keine weiteren Korrelationen. Auch durch einen Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente konnten keine Quellkandidaten eindeutig identifiziert werden. Weder bei der Flussanalyse noch bei der Methode nach Li und Ma wurden dabei Signifikanzen gefunden die außerhalb der Erwartungen einer Gaussverteilung lagen.

Zur Suche nach großräumiger Anisotropie wurden drei voneinander unabhängige Analysen auf den vorhandenen Datensatz angewandt. Die wohlbekannte zweidimensionale Rayleigh-Analyse ([142] und [143]) wurde dabei in vier Varianten durchgeführt. Die rektaszensionsabhängige und auf meteorologische Effekte korrigiert Methode stellte sich dabei als sehr stabil heraus und zeigte insbesondere in der errechneten Amplitude konsistente Ergebnisse. Als vollwertige dreidimensionale Dipolanalyse kam die Methode nach Sommers [150] in der Verallgemeinerung auf Experimente mit teilweiser Einsicht in den Himmel nach Aublin und Parizot [20] zum Einsatz (SAP-Methode). Dabei stellte sich heraus, dass diese Methode sehr empfindlich auf Effekte in Deklination reagiert. Solche Effekte können z. B. eine Folge von verbliebenen systematischen Effekten im Zenitwinkel sein. Dementsprechend zeigten die Ergebnisse der SAP-Methode relativ große Fluktuationen sowohl in der rekonstruierten Dipolrichtung als auch in der rekonstruierten Dipolamplitude. Um die so erhaltenen dreidimensionalen Ergebnisse mit einer Referenzanalyse vergleichen zu können, wurde die Rayleigh-Methode mit Hilfe der χ^2 -Methode nach Mollerach und Roulet [130] zu einer effektiven dreidimensionalen Dipolanalyse erweitert. Die so erhaltenen Ergebnisse bestätigen die Ergebnisse der SAP-Methode. Der erweiterte Rayleigh-Formalismus weist demnach die selbe Empfindlichkeit auf systematische Effekte in Deklination auf wie die SAP-Methode. Abschließend wurden die Ergebnisse der SAP-Methode auf die Rayleigh-Skala umgerechnet und den Ergebnissen der Rayleigh-Analyse dieser Arbeit und diverser Rayleigh-Analysen anderer Experimente gegenübergestellt. Dabei zeigte sich, dass die Ergebnisse dieser Arbeit sich trotz der Probleme in Deklination im Rahmen der Fehler recht gut in das globale Bild der bisher gemessenen großskaligen Anisotropien einfügt. Eine Wiederholung der vorgestellten Analysen mit einer größeren Statistik und einer verbesserten Primärenergiekonstruktion, hätte somit das Potential, die vorhandenen Grenzen auf die Dipolamplitude weiter zu verbessern.

Abschließend wurde zur Untersuchung kleinräumiger Anisotropien eine Winkelkorrelationsanalyse auf die 1000 höchstenergetischen Ereignisse des verwendeten Datensatz angewandt. Diese untersucht die Größe möglicher Korrelationen der rekonstruierten Ankunfts-

richtungen ohne dabei eine Aussage über die räumlichen Positionen dieser Korrelationen zu machen. Dabei kamen nach [108] fünf verschiedene Schätzfunktionen für die Winkelkorrelationsfunktion zum Einsatz. Keine dieser Schätzfunktionen zeigte dabei Anzeichen für eine Korrelation der Ankunftsrichtungen der untersuchten Ereignisse. Die prinzipielle Funktionsweise der verwendeten Methode wurde schließlich anhand von simulierten Punktquellen überprüft. Demnach ist die Sensitivität der Winkelkorrelationsanalyse hauptsächlich von der Stärke und der Ausdehnung einer möglichen Punktquelle abhängig. Da die Gyroradien der hauptsächlich geladenen kosmischen Strahlung bei den untersuchten Energien noch recht groß sind, muss mit einer relativ großen Ausdehnung der Signatur möglicher Punktquellen gerechnet werden. Solch eine Signatur lässt sich mit der Winkelkorrelationsanalyse jedoch nur dann erkennen, wenn sie einen nicht unerheblichen Teil der untersuchten Ereignisse umfassen würde. Aus diesem Grund ist bei den untersuchten Energien nicht mit einem positiven Ergebnis der Winkelkorrelationsanalyse zu rechnen.

Abschließend lässt sich somit sagen, dass die im Rahmen dieser Arbeit gefunden Ergebnisse – sowohl zur kleinräumigen als auch zur großräumigen Anisotropie – den Erwartungen entsprechen. Interessant wäre eine Wiederholung der vorgestellten Analysen mit größerer Statistik, wie sie zum Ende der Laufzeit des KASCADE-Grande Experiments vorliegen wird. Mit einer verfeinerten Methode zur Primärenergieabschätzung ließen sich außerdem systematische Effekte im Zenitwinkel und somit auch in Deklination weiter minimieren, wovon in der Hauptsache die dreidimensionalen Dipolanalysen profitieren würden.

A Ergebnisse der Korrektur meteorologischer Effekte

In Kapitel 3.4 wurde eine Methode zur Korrektur meteorologischer Effekte in dem verwendeten Datensatz vorgestellt. Dabei kamen zwei verschiedene Korrekturfunktionen zum Einsatz – ein Polynom- (Gl. 3.1) und ein Exponentialansatz (Gl. 3.2) – die jeweils an die gemessenen Datenraten als Funktion des atmosphärischen Drucks und der Temperatur auf Beobachtungsniveau angepasst wurden. Beide Funktionen wurden zu diesem Zweck in jeweils 20 Parametern variiert.

Tab. A.1 zeigt die Ergebnisse für die 20 Parameter der beiden verwendeten Korrekturfunktionen. Die R_0 , P_0 und T_0 stehen jeweils für die mittlere Rate, Druck und Temperatur des gesamten Datensatzes und sind bei beiden Funktionen im Rahmen der Fehler identisch. Die α_x sind die Koeffizienten der Korrekturterme erster, die α_{xy} die Koeffizienten der Korrekturterme zweiter Ordnung in Druck und Temperatur. Der verwendete Datensatz wurde schließlich in ursprünglich 14 Perioden aufgeteilt, in denen die Konfiguration des Detektorfelds jeweils festgelegt ist, die gemessenen Raten also unabhängig von möglichen Änderungen in der Hardware oder Software ist. Zwei dieser Perioden fielen dabei anderen Maßnahmen zur Sicherung der Datenqualität zum Opfer, so dass am Ende schließlich zwölf Zeiträume für die Korrektur zur Verfügung standen. Der Versatz der mittleren Rate in diesen Zeiträumen zu der mittleren Rate über den gesamten Datensatz wird dabei durch die ΔR_x berücksichtigt.

Mit den so gefundenen Parametern und den zugehörigen Korrekturfunktionen, lässt sich nun die erwartete Datenrate zu einem bestimmten Zeitpunkt t theoretisch voraussagen. Abb. A.1 zeigt eine exemplarische Gegenüberstellung dieser erwarteten Raten anhand des Polynomansatzes (rote Funktionen) und der tatsächlich gemessenen Raten (schwarze Datenpunkte). Es ergibt sich dabei kein signifikanter Unterschied bei Verwendung des Exponentialansatzes (vgl. auch Abb. 3.11 und Abb. 3.12). Der Verlauf der gemessenen Raten entspricht in guter Näherung dem Verlauf der theoretischen Raten und zeigt nur eine geringe Schwankungsbreite um diese. Nur selten scheinen einzelne Datenpunkte eine signifikant kleinere Datenrate darzustellen als die theoretisch vorhergesagte (siehe z. B. Periode 4 um den 7.1.2005). Verantwortlich für diese seltenen Abweichungen sind höchstwahrscheinlich kurzzeitige Störungen des Triggersystems einzelner Stationen. Probleme mit der lokalen Stromversorgung, laufende Schwellen der Diskriminatoren in den Ausgangskanälen der Triggersignale einer Station oder Störungen im HV-System der Photomultiplier sind nur einige der Effekte, die sporadisch beobachtet wurden und das beobachtete Phänomen hervorrufen könnten.

Konstante	Polynomfit	Exponentialfit
R_0	0.4904 s^{-1}	0.4904 s^{-1}
P_0	1004.01 hPa	1004.01 hPa
T_0	$9.04 \text{ }^\circ\text{C}$	$9.04 \text{ }^\circ\text{C}$
α_P	$-3.787 \cdot 10^{-3} \text{ hPa}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$-7.724 \cdot 10^{-3} \text{ hPa}^{-1} \text{ s}^{-1}$
α_T	$-2.797 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$-5.818 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} \text{ s}^{-1}$
α_{PP}	$1.979 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$1.044 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}^{-2} \text{ s}^{-1}$
α_{TT}	$-4.012 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$-8.476 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-2} \text{ s}^{-1}$
α_{PT}	$-1.814 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$-4.362 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} \text{ s}^{-1}$
ΔR_1	$9.650 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$9.646 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
ΔR_2	$-2.046 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	$-2.044 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$
ΔR_3	$3.223 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	$3.233 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$
ΔR_4	$1.199 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	$1.191 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$
ΔR_5	$-2.109 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	$-2.105 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$
ΔR_6	$1.529 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	$1 - 534 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$
ΔR_7	$-7.574 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	$-7.549 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$
ΔR_8	$1.090 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$1.185 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
ΔR_9	$-3.854 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	$-3.841 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$
ΔR_{10}	$2.953 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$3.019 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
ΔR_{11}	$1.716 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$	$1.718 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$
ΔR_{12}	$-7.422 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$	$-7.386 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

Tab. A.1: Die Ergebnisse der Anpassung von Gl. 3.1 und Gl. 3.2 an die Verteilung der Raten in Abhängigkeit des atmosphärischen Drucks und der Lufttemperatur auf Beobachtungsniveau.

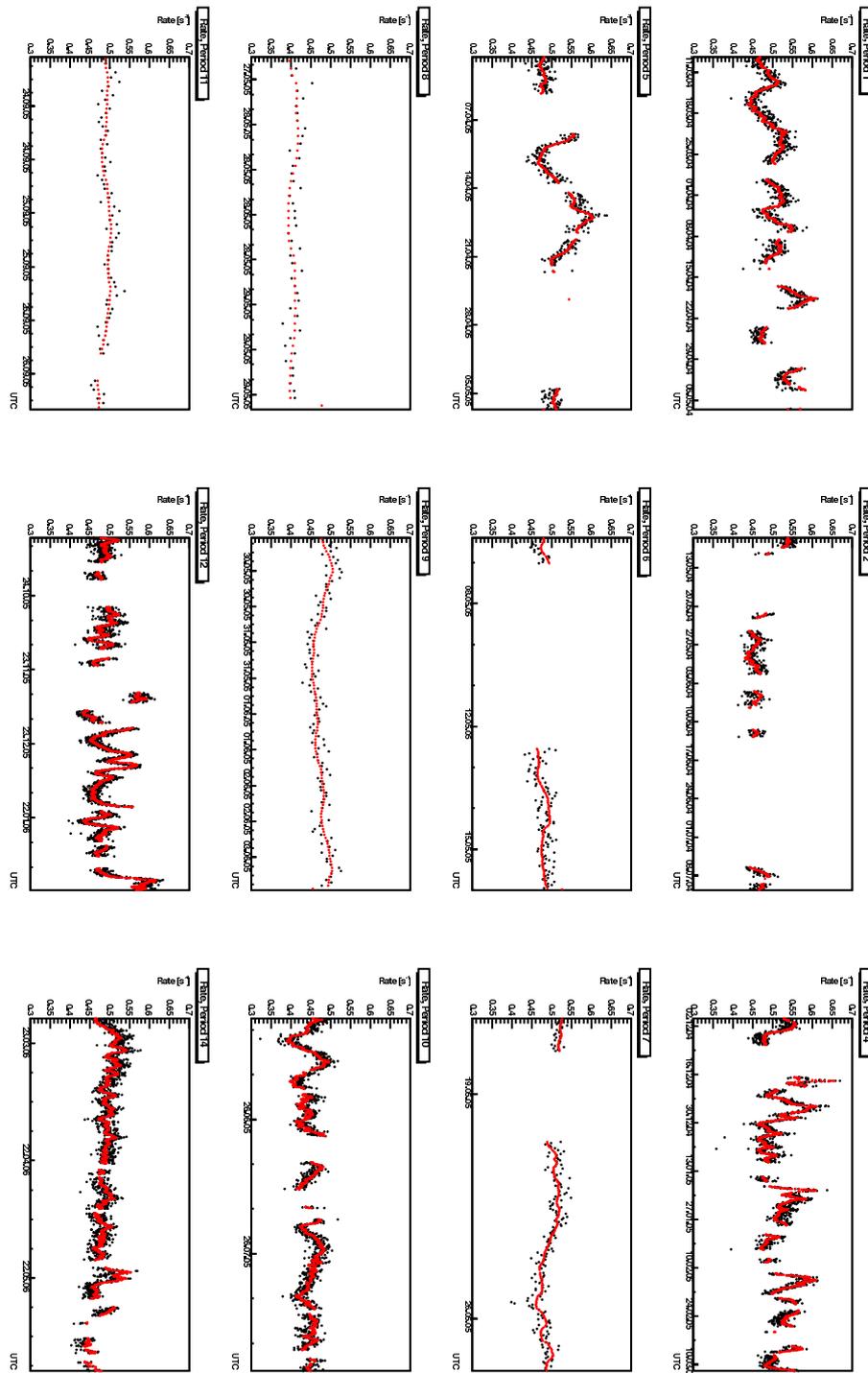


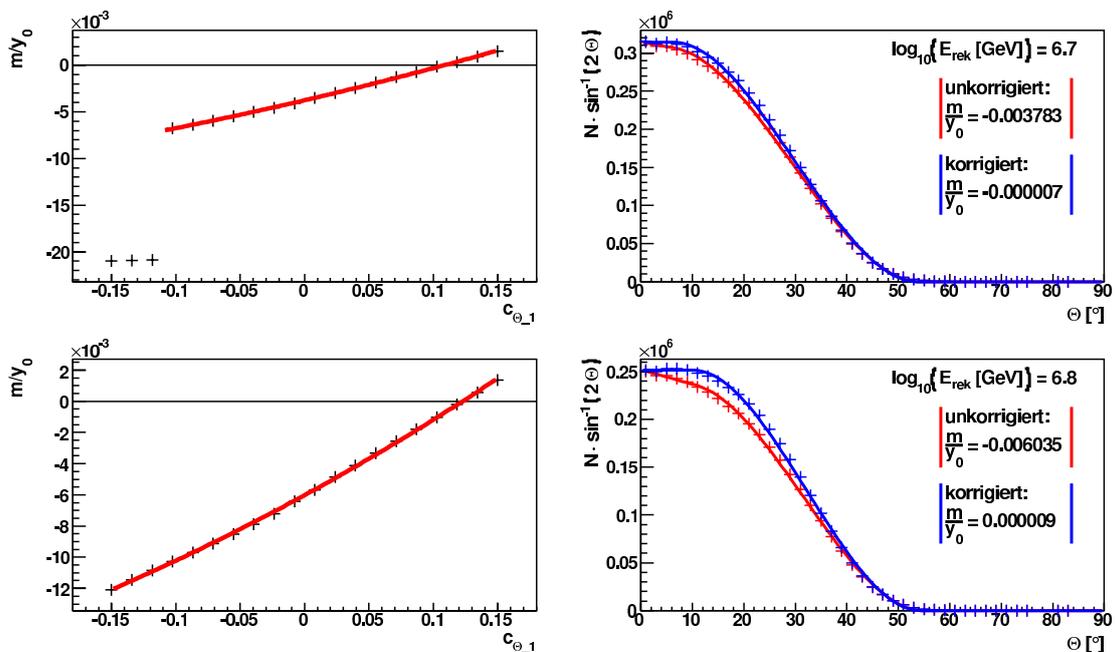
Abb. A.1: Vergleich der gemessenen (schwarze Datenpunkte) und der durch die Polynomfunktion (rote Funktion) rekonstruierten Datenraten für die in der Analyse verwendeten 12 Perioden konstanter Datennahmebedingungen.

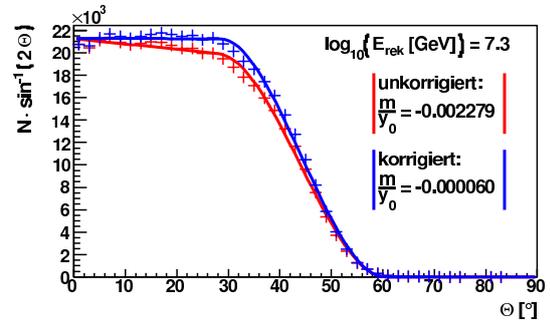
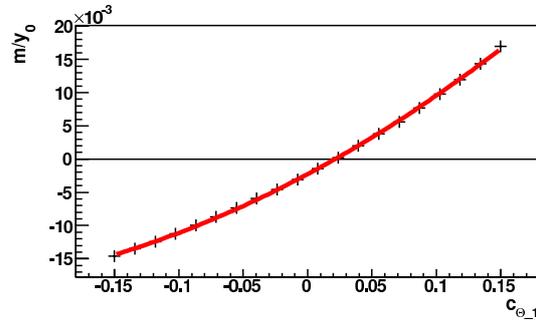
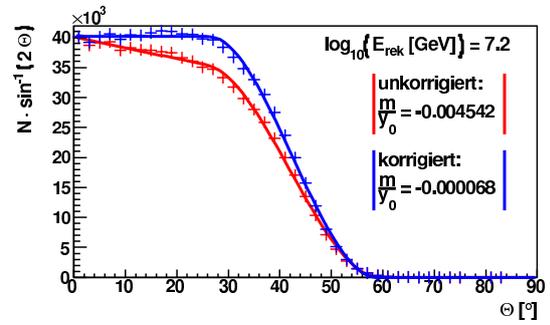
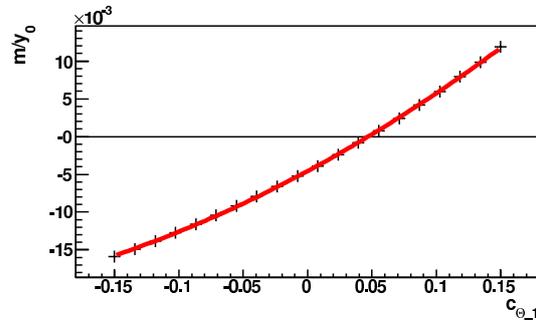
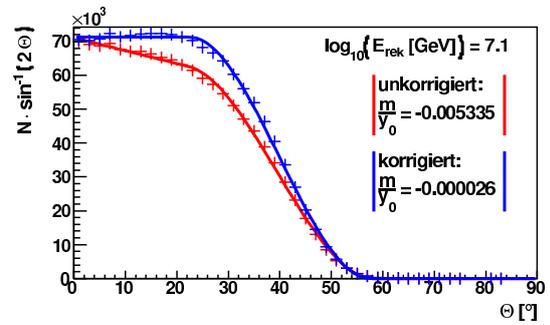
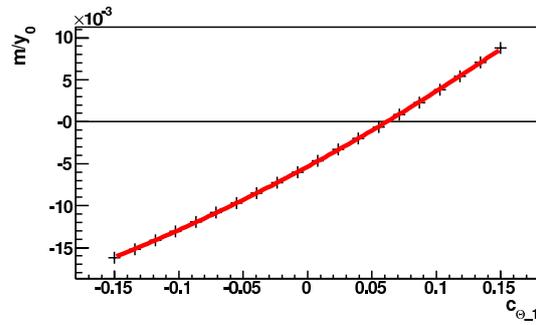
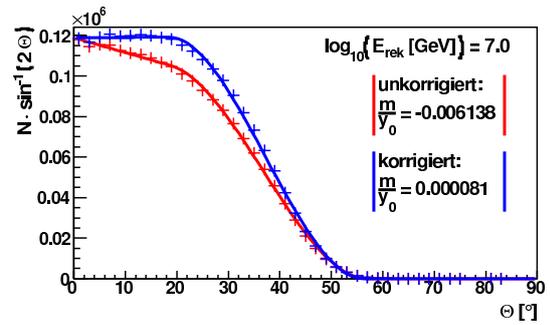
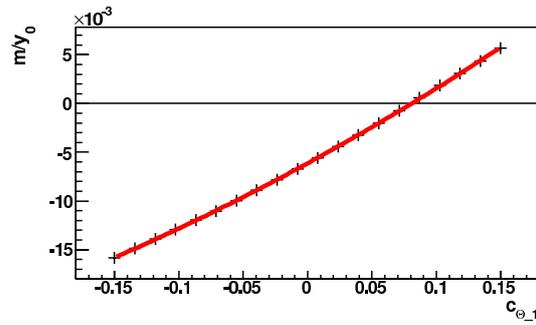
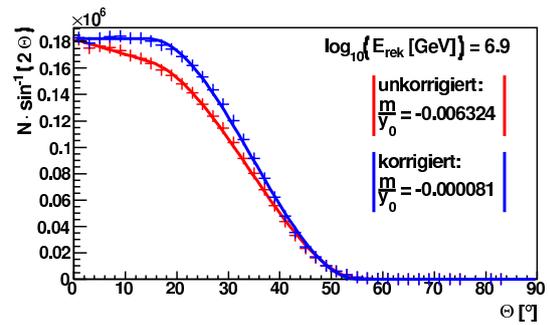
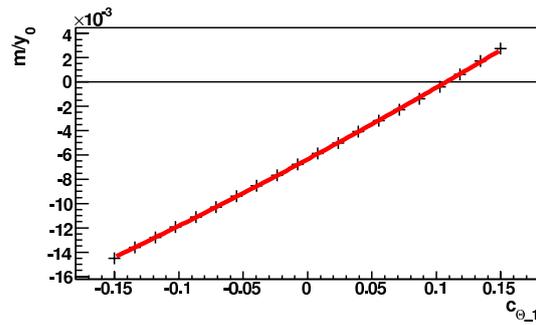
B Primärenergierекonstruktion

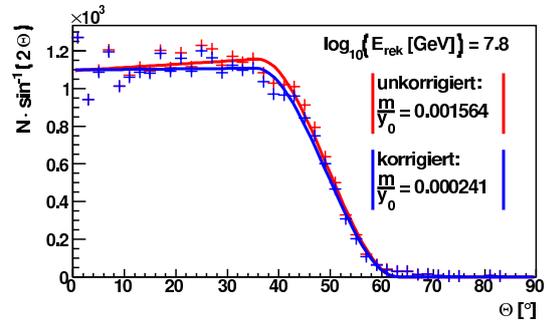
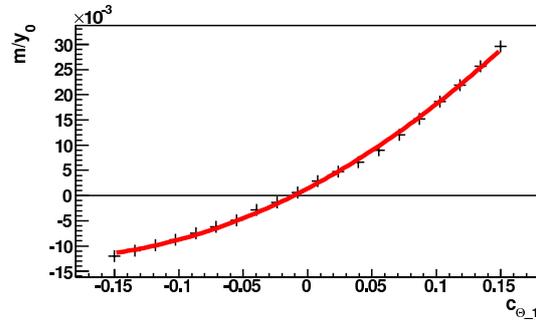
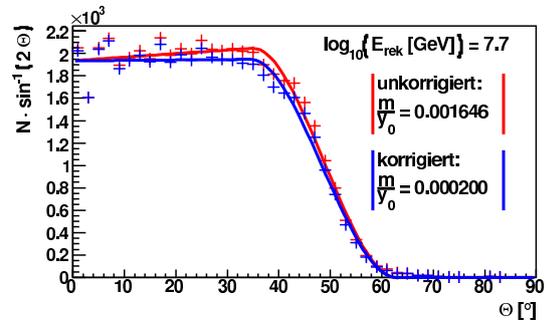
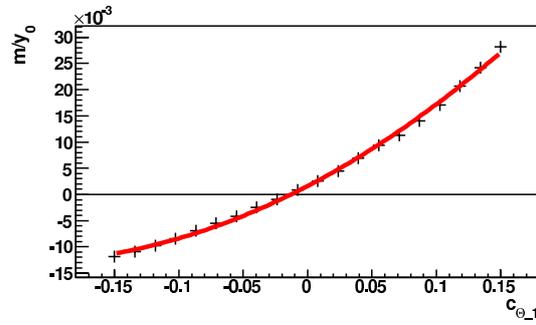
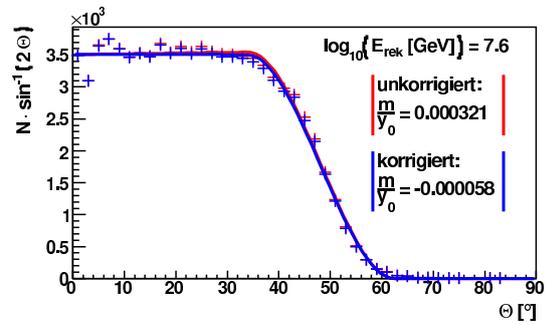
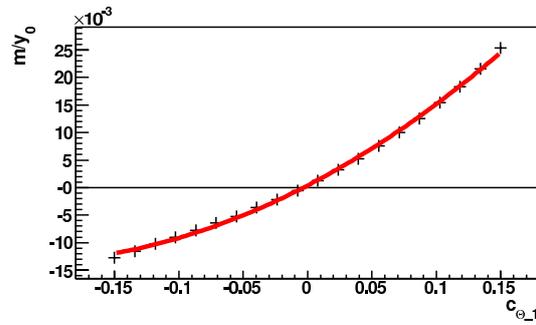
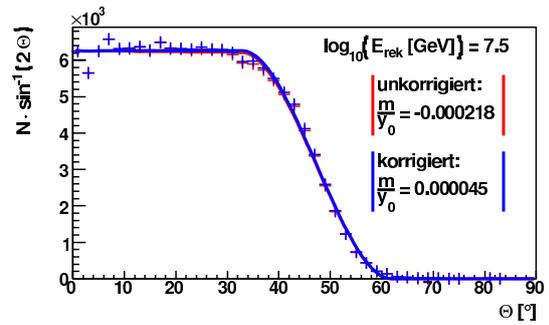
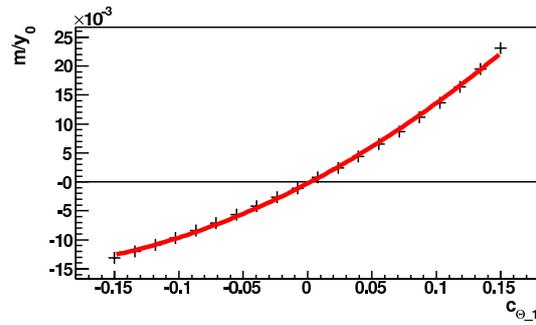
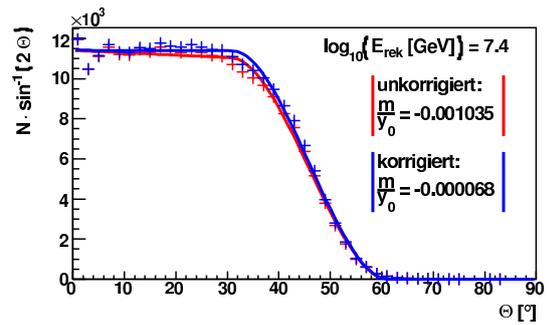
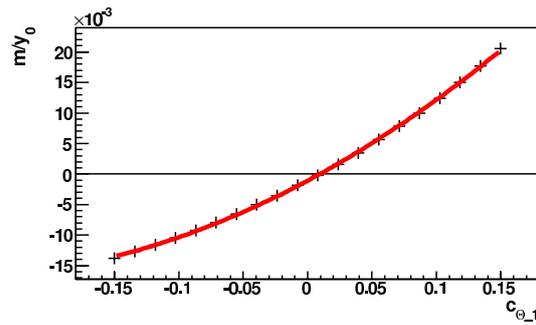
In Kapitel 4.3 wurde eine Methode zur Rekonstruktion der Primärenergie vorgestellt. Um systematische Effekte im Zenitwinkel zu minimieren, wurde dabei der sog. Neigungsparameter eingeführt. Dieser ergibt sich aus einer Minimierung der Steigung einer Funktion nach Gl. 4.22, die an eine mit $\sin^{-1}(2\Theta)$ gewichtete Zenitwinkelverteilung angepasst wird. Diese Verteilung sollte bei einem zenitwinkelunabhängigen Schnitt auf die Primärenergie bis zu einem maximalen Zenitwinkel Θ_{\max} horizontal verlaufen.

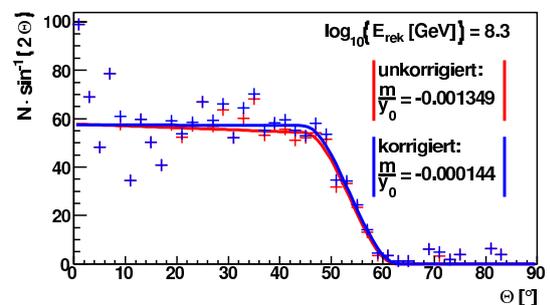
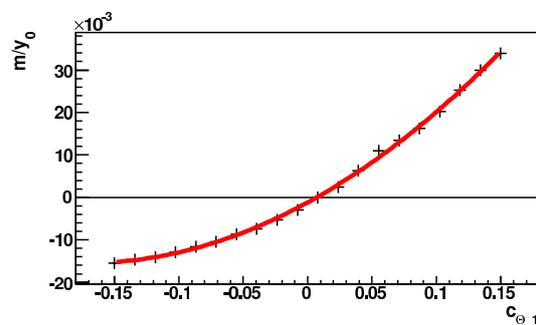
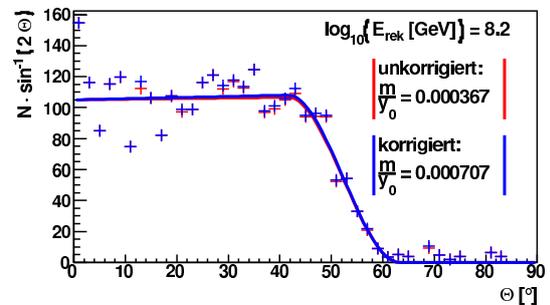
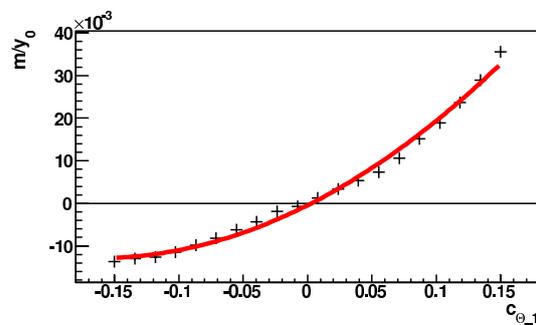
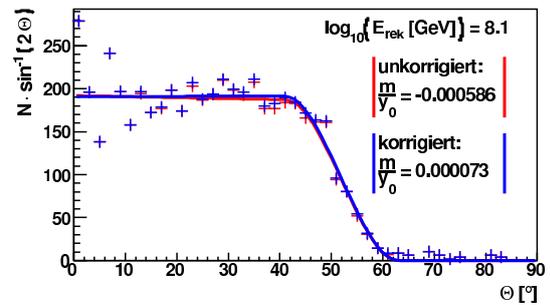
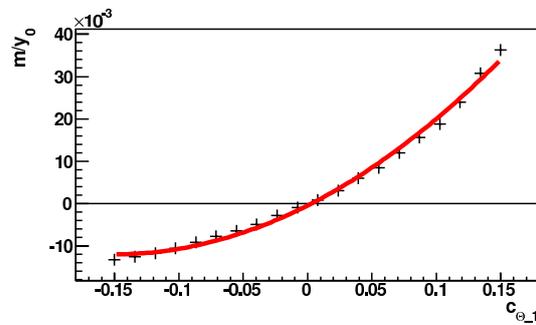
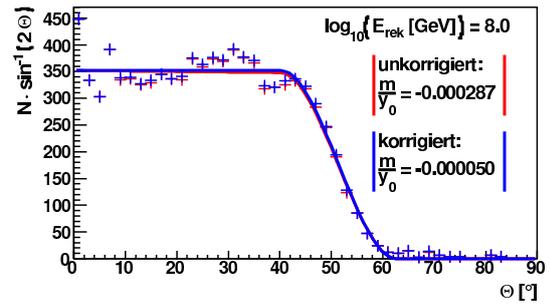
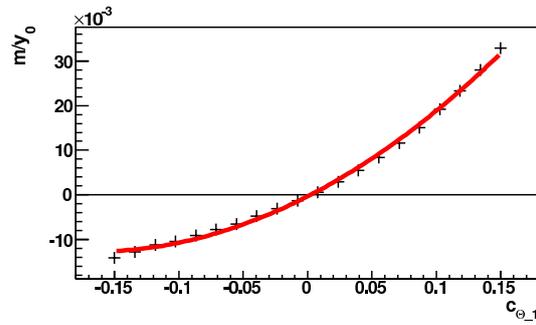
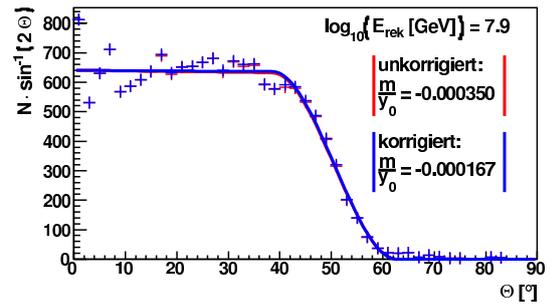
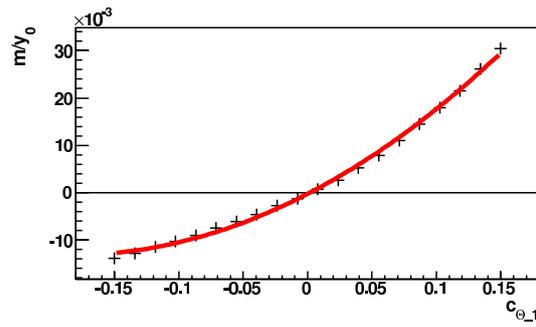
Im Folgenden sind die zu den rekonstruierten Energien (von $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}]) = 6.7$ bis $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}]) = 8.3$ in Schritten von $\log_{10}(\Delta E [\text{GeV}]) = 0.1$) zugehörigen Graphen zur Bestimmung des Neigungsparameters aufgeführt. Die linke Spalte zeigt dabei jeweils die relative Steigung des linearen Teils von Gl. 4.22 über dem Wert des Neigungsparameters und das an diese Werte angepasste Polynom dritten Grades. Die rechte Spalte zeigt die gewichtete Zenitwinkelverteilung ohne Korrektur durch den Neigungsparameter (rot) und mit Korrektur (blau) mit dem aus der Anpassung des Polynoms dritten Grades gefundenen Wert für den Neigungsparameter. Zusätzlich sind die entsprechenden nach Gl. 4.22 angepassten Funktionen in den Graphen dargestellt.

Eine Besonderheit ergibt sich in dem ersten Energieintervall, in dem die ersten drei Werte für den Neigungsparameter nicht in der Anpassung des Polynoms berücksichtigt wurden, da die entsprechenden Anpassungen an die gewichteten Zenitwinkelverteilungen nicht konvergierten. Weiterhin konnte für $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}]) = 8.2$ keine Verbesserung der Zenitwinkelverteilung durch das vorgestellte Verfahren erreicht werden. Als Folge der bei diesen Energien stark reduzierten Statistik, scheint die nach der Korrektur gefundene relative Steigung des linearen Teils größer als die relative Steigung der unkorrigierten Verteilung.









C Ergebnisse der Signifikanzanalysen

In Kapitel 4 wurden zwei Analysen zur kleinräumigen Anisotropie – eine Signifikanzanalyse an eigens erstellten Flusskarten und eine Analyse nach Li und Ma – vorgestellt und auf den vorhandenen Datensatz angewandt. Die erhaltenen Ergebnisse wurden an den entsprechenden Stellen bereits diskutiert. In diesem Anhang sollen die numerischen Ergebnisse im Einzelnen aufgelistet und bereits vorher exemplarisch gezeigte Graphen für alle erhaltenen Ergebnisse vorgestellt werden.

C.1 Ergebnisse der Signifikanzanalyse an Flusskarten

Die Ergebnisse der in Kapitel 4.4 dargestellten Signifikanzanalyse werden hier präsentiert. Die 5 Zellen höchster Signifikanz für jedes Energieintervall werden dazu sowohl in tabellarischer als auch in graphischer Form dargestellt. Die Analyse wurde für Energien ab $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}]) = 6.7$ bis hin zu $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}]) = 8.0$ in Schritten von $\log_{10}(\Delta E [\text{GeV}]) = 0.1$ durchgeführt.

C.1.1 Tabellarischer Überblick

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die 5 Zellen höchster Signifikanz für jedes betrachtete Energieintervall. Die Spalten der Tabelle geben dabei folgende Werte wieder:

Spalte 1: $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}])$

Untere Grenze für die Primärenergie in GeV.

Spalte 2: Signifikanz σ

Berechnete Signifikanz in der Zelle in Relation zu der Gesamtverteilung der berechneten Flüsse.

Spalte 3: $\alpha_{lo} [^\circ]$

Untere Grenze der Zelle in Rektaszension, gemessen in Grad.

Spalte 4: $\alpha_{hi} [^\circ]$

Obere Grenze der Zelle in Rektaszension, gemessen in Grad.

Spalte 5: $\delta_{lo} [^\circ]$

Unter Grenze der Zelle in Deklination, gemessen in Grad.

Spalte 6: $\delta_{hi} [^\circ]$

Obere Grenze der Zelle in Deklination, gemessen in Grad.

C.1. ERGEBNISSE DER SIGNIFIKANZANALYSE AN FLUSSKARTEN

$\log_{10}(E_0 [\text{GeV}])$	Signifikanz σ	$\alpha_{\text{lo}} [^\circ]$	$\alpha_{\text{hi}} [^\circ]$	$\delta_{\text{lo}} [^\circ]$	$\delta_{\text{hi}} [^\circ]$
6.7	3.92	226.2	227.9	44.7	45.9
	3.90	211.2	213.2	54.0	55.2
	3.67	46.3	48.3	54.0	55.2
	3.47	81.2	82.9	48.2	49.4
	3.39	311.4	313.0	43.5	44.7
6.8	5.49	2.0	4.0	58.2	59.2
	4.68	209.6	210.9	39.7	40.7
	4.24	306.3	307.6	39.7	40.7
	3.77	17.8	19.2	40.7	41.7
	3.54	282.0	283.3	40.7	41.7
6.9	4.52	31.5	33.8	62.8	63.8
	3.78	217.5	218.8	35.5	36.5
	3.60	330.5	331.8	37.5	38.5
	3.56	217.3	218.5	36.5	37.5
	3.53	42.1	44.2	60.7	61.8
7.0	4.54	82.5	83.8	31.0	32.1
	4.41	198.6	200.0	35.5	36.6
	3.78	5.5	8.2	65.6	66.7
	3.65	44.0	46.7	65.6	66.7
	3.64	2.1	4.2	57.8	58.9
7.1	4.49	339.0	340.5	28.6	29.9
	4.37	30.0	31.5	28.6	29.9
	4.12	294.8	296.3	27.3	28.6
	4.04	60.6	64.4	69.1	70.4
	3.86	130.4	131.9	27.3	28.6
7.2	3.59	195.2	197.1	30.0	31.6
	3.53	158.4	162.0	62.5	64.1
	3.42	30.5	36.6	73.9	75.5
	3.38	219.7	225.8	73.9	75.5
	3.21	20.5	24.5	65.7	67.4
7.3	4.28	215.5	217.9	23.5	25.7
	4.01	153.6	156.0	25.7	27.8
	3.81	36.0	45.0	75.1	77.2
	3.36	292.8	295.2	25.7	27.8
	3.28	171.9	174.2	21.4	23.5
7.4	3.92	211.8	214.8	19.7	22.5
	3.53	50.8	55.4	50.7	53.5
	3.37	296.5	299.5	19.7	22.5
	3.12	90.8	93.8	19.7	22.5
	3.11	304.3	308.0	39.4	42.2

Fortsetzung auf der nächsten Seite ...

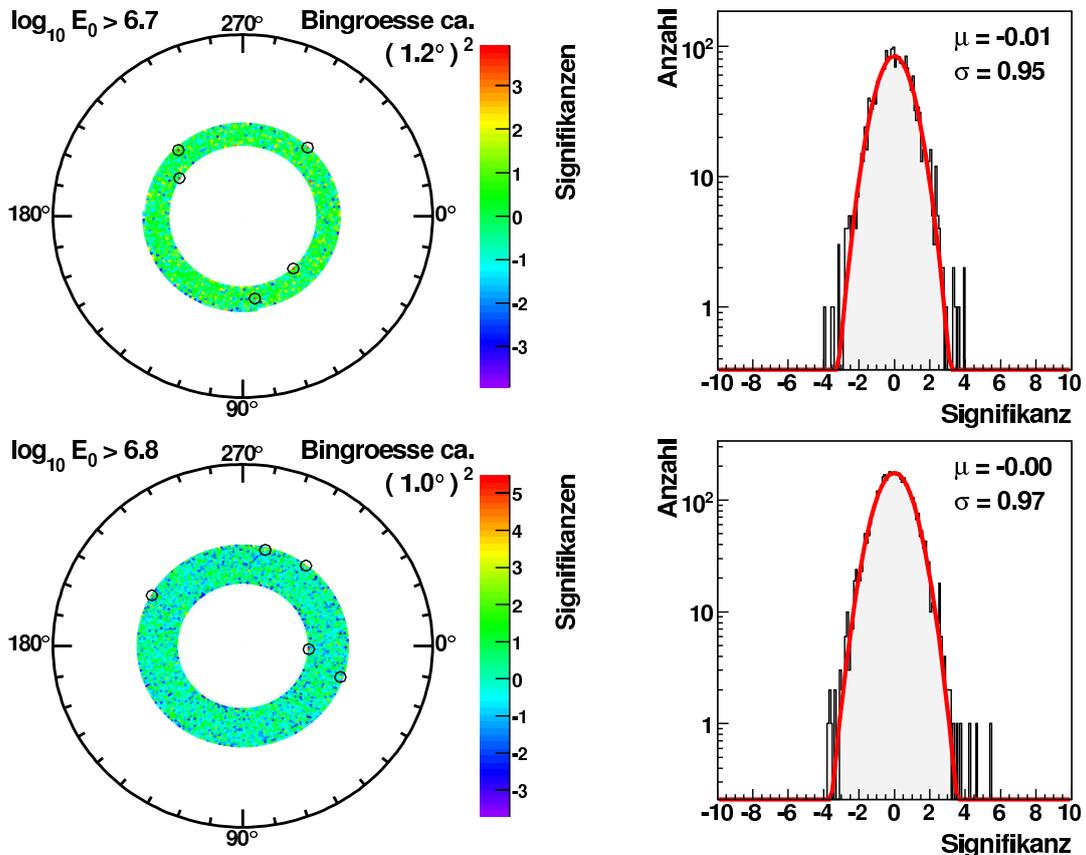
C.1. ERGEBNISSE DER SIGNIFIKANZANALYSE AN FLUSSKARTEN

... Fortsetzung von letzter Seite

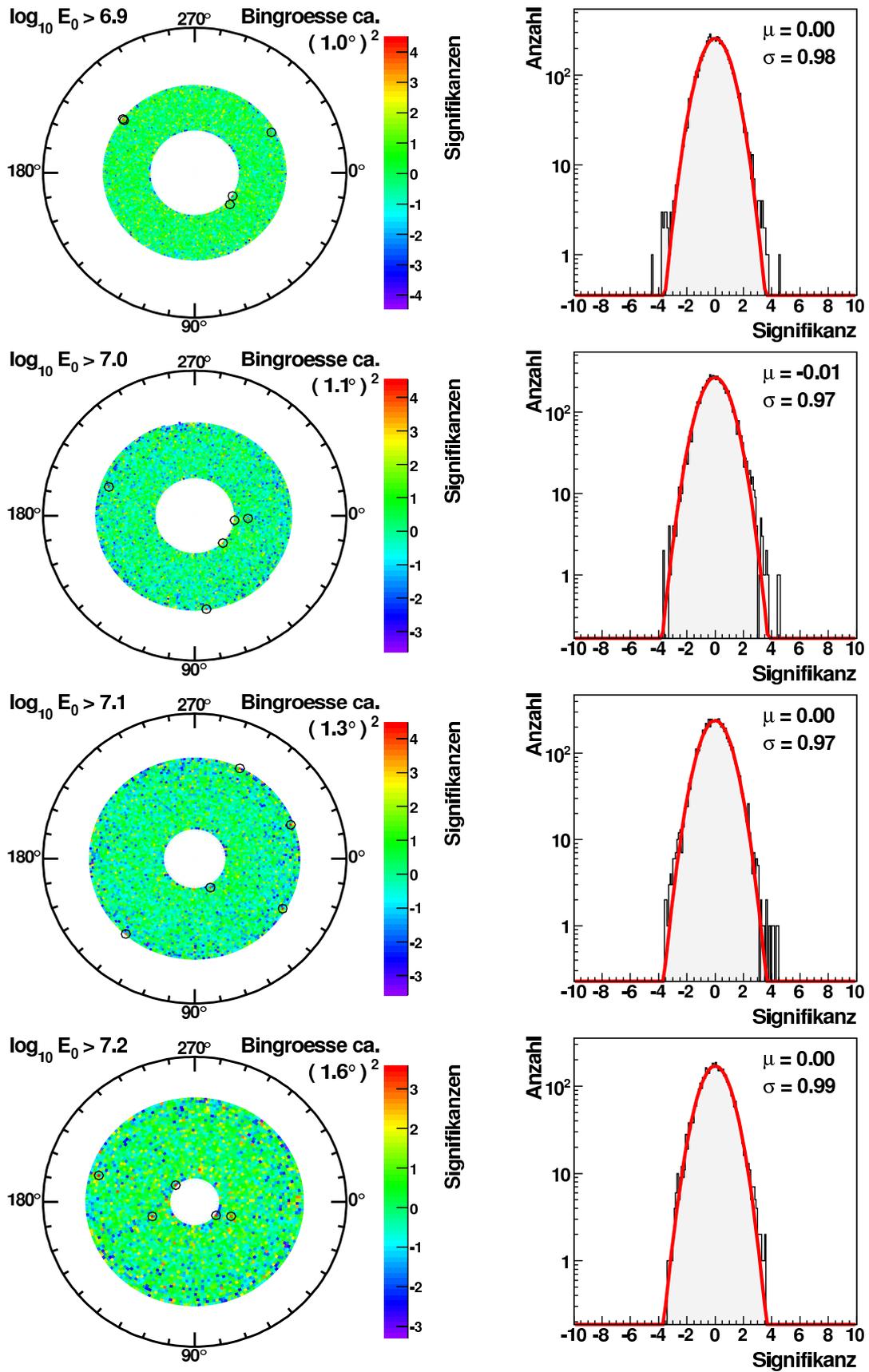
$\log_{10}(E_0 [\text{GeV}])$	Signifikanz σ	$\alpha_{\text{lo}} [^\circ]$	$\alpha_{\text{hi}} [^\circ]$	$\delta_{\text{lo}} [^\circ]$	$\delta_{\text{hi}} [^\circ]$
7.5	3.37	268.0	272.0	19.9	23.6
	3.23	355.8	360.0	27.4	31.1
	3.22	248.0	252.0	19.9	23.6
	3.02	316.0	320.0	19.9	23.6
	2.83	316.2	321.1	38.5	42.2
7.6	3.37	268.0	272.0	19.9	23.6
	3.23	355.8	360.0	27.4	31.1
	3.22	248.0	252.0	19.9	23.6
	3.02	316.0	320.0	19.9	23.6
	2.83	316.2	321.1	38.5	42.2
7.7	2.81	0.0	5.2	17.1	22.0
	2.80	196.9	202.5	26.9	31.8
	2.79	125.2	130.4	17.1	22.0
	2.63	204.2	209.6	22.0	26.9
	2.38	182.6	187.8	17.1	22.0
7.8	2.50	154.3	161.6	25.3	31.9
	2.47	0.0	13.3	57.8	64.3
	2.38	105.4	114.1	38.3	44.8
	2.26	0.0	7.1	18.8	25.3
	2.25	247.1	254.1	18.8	25.3
7.9	2.84	180.0	189.0	13.7	22.1
	2.14	0.0	9.0	13.7	22.1
	2.03	331.6	341.1	22.1	30.6
	1.86	341.1	350.5	22.1	30.6
	1.86	94.7	104.2	22.1	30.6
8.0	2.38	120.0	160.0	68.8	79.4
	2.35	111.7	124.1	25.3	36.3
	2.11	324.0	342.0	47.2	57.9
	1.90	335.2	347.6	25.3	36.3
	1.78	174.2	185.8	14.6	25.3

C.1.2 Signifikanzkarten

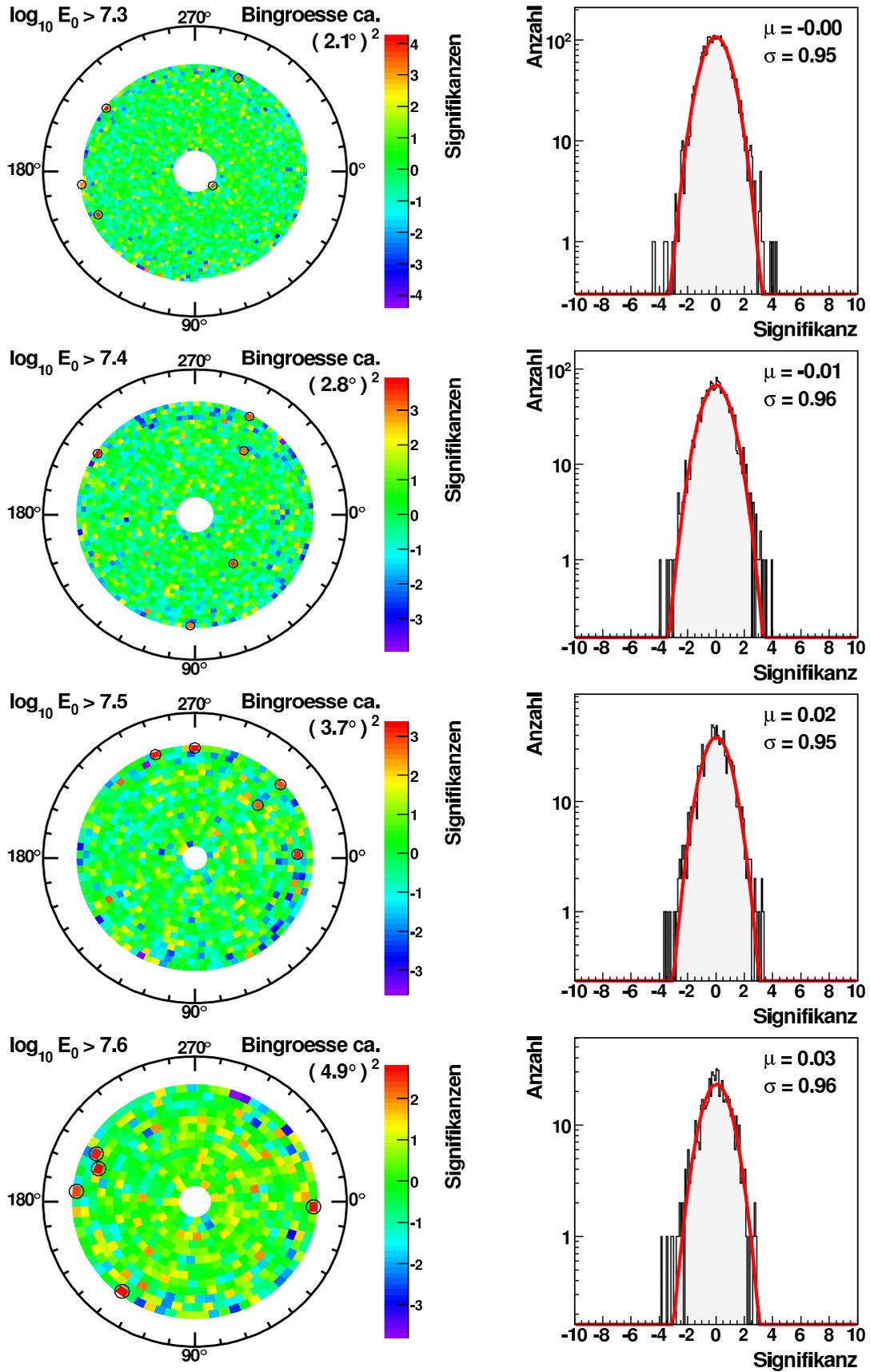
Die im vorherigen Abschnitt tabellierten Daten entstammen eigens erstellten Signifikanzkarten (vgl. Kapitel 4.4.1), die in diesem Abschnitt zusammengefasst werden. Die linke Spalte zeigt dabei jeweils die Karte selbst. Außerdem eingezeichnet sind die 5 Zellen höchster Signifikanz. Die Zellgröße der Karten wird dabei von der vorhandenen Statistik bestimmt. Die Diagramme der rechten Spalte sind die zu den Himmelskarten zugehörigen Verteilungen der Signifikanzen. Ebenfalls eingezeichnet sind die an diese Verteilungen angepassten Normalverteilungen. Diese sollten einer Standard-Normalverteilung entsprechen. In der rechten oberen Ecke des jeweiligen Histogramms finden sich schließlich Mittelwert und Breite der angepassten Funktionen. Im Idealfall sollte hier also $\mu \approx 0$ und $\sigma \approx 1$ gelten. Für kleine Energien ist diese Bedingung recht gut erfüllt. Erst bei Energien ab $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}]) = 7.9$ zeigt die entstprechende Verteilung starke Abweichungen von einer Standard-Normalverteilung. Dies liegt an der großen Zellgröße und damit verbunden an der kleinen Statistik bei diesen Energien.



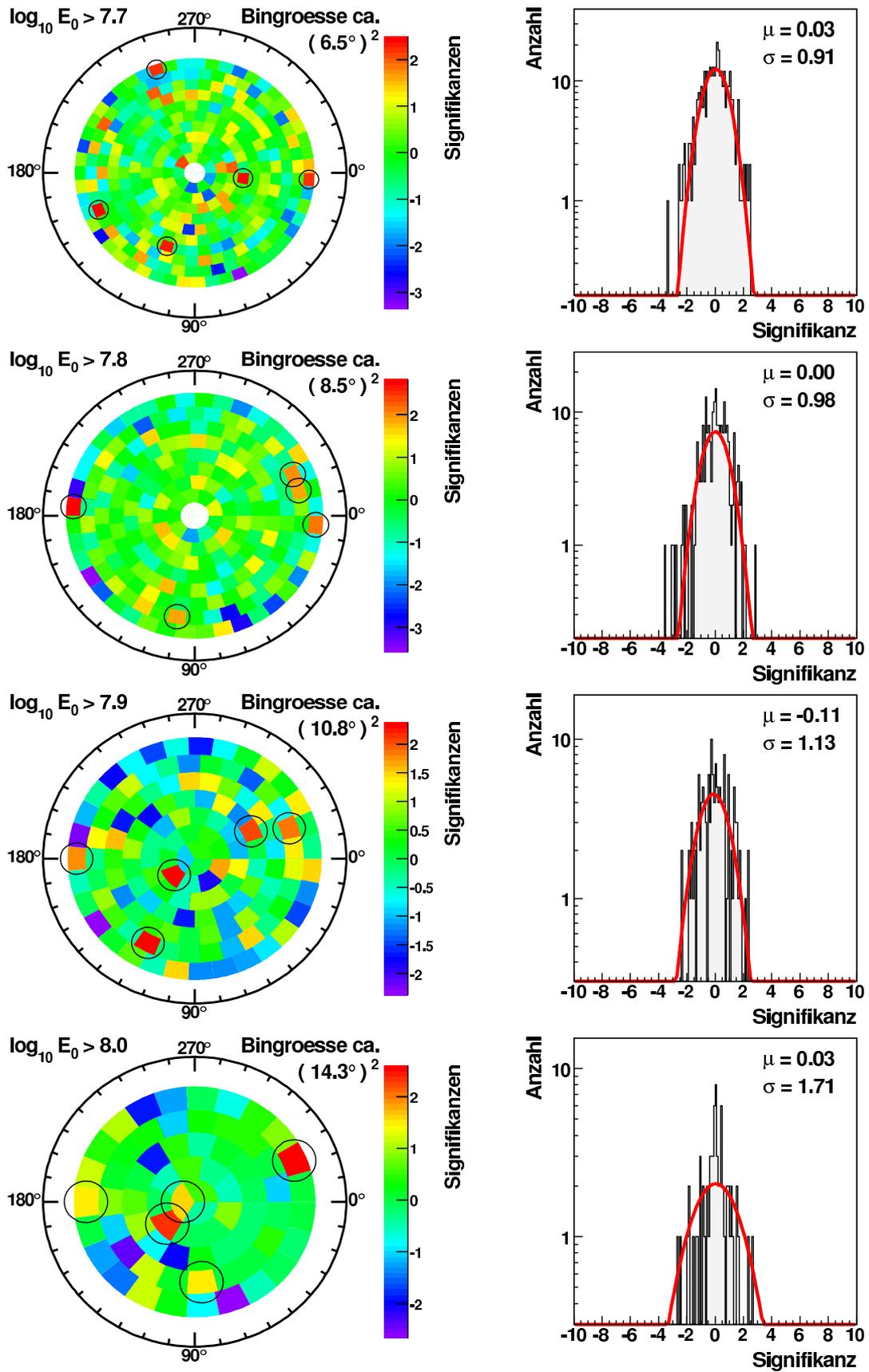
C.1. ERGEBNISSE DER SIGNIFIKANZANALYSE AN FLUSSKARTEN



C.1. ERGEBNISSE DER SIGNIFIKANZANALYSE AN FLUSSKARTEN



C.1. ERGEBNISSE DER SIGNIFIKANZANALYSE AN FLUSSKARTEN



C.2 Ergebnisse der Signifikanzanalyse nach Li und Ma

Zusätzlich zu der Signifikanzanalyse an Flusskarten wurde in Kapitel 4.5 eine Standard-Analyse nach Li und Ma durchgeführt. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht der so erhaltenen Ergebnisse. Die Bedeutung der Spalten ist dabei identisch mit Tab. C.1. Die entsprechende Signifikanzkarte und die Verteilung der Signifikanzen wurden bereits in Kapitel 4.5 gezeigt.

Signifikanz σ	$\alpha_{lo} [^\circ]$	$\alpha_{hi} [^\circ]$	$\delta_{lo} [^\circ]$	$\delta_{hi} [^\circ]$
3.93	88.1	89.4	38.0	39.0
3.72	139.8	141.7	58.0	59.0
3.43	263.0	264.2	34.0	35.0
3.42	69.5	70.5	15.0	16.0
3.34	294.1	295.7	51.0	52.0
3.33	154.4	155.4	16.0	17.0
3.32	18.4	19.6	29.0	30.0
3.31	108.3	110.8	66.0	67.0
3.23	203.0	204.3	36.0	37.0
3.20	63.3	64.4	29.0	30.0

D Ergebnisse der Dipolsuche

In Kapitel 5 wurden drei unterschiedliche Methoden zur Analyse der großräumigen Anisotropie in den gemessenen Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung vorgestellt. Dabei handelte es sich im Einzelnen um eine Rayleigh-Analyse, eine dreidimensionale Dipolrekonstruktion und eine χ^2 -Minimierung der Deklinationsverteilung. Die dort besprochenen Ergebnisse sollen hier nochmals in tabellarischer Form zusammengestellt werden.

D.1 Rayleigh-Analyse

Die in Kapitel 5.1 vorgestellte Rayleigh-Analyse wurde im Rahmen dieser Arbeit in vier Varianten durchgeführt. Die folgende Tabelle enthält repräsentativ die Ergebnisse der raktaszenionsunabhängigen und auf meteorologische Effekte korrigierten Variante. Die Spalten der Tabelle zeigen dabei die folgenden Informationen:

Spalte 1: $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}])$

Das untersuchte Energieintervall.

Spalte 2: R

Die nach Gl. 5.2 berechnete Rayleigh-Amplitude.

Spalte 3: $\Phi[^\circ]$

Die nach Gl. 5.3 berechnete Rayleigh-Phase in Grad.

Spalte 4: $P(k)$

Die nach Gl. 5.7 berechnete Wahrscheinlichkeit, die errechnete Amplitude aus einer isotropen Verteilung zu erhalten.

$\log_{10}(E_0 [\text{GeV}])$	R	$\Phi[^\circ]$	$P(k)$
6.8 ± 0.1	0.0060 ± 0.0017	99.4 ± 16.5	0.002
7.0 ± 0.1	0.0027 ± 0.0015	96.0 ± 31.7	0.195
7.2 ± 0.1	0.0049 ± 0.0019	2.5 ± 22.2	0.035
7.4 ± 0.1	0.0071 ± 0.0032	304.7 ± 26.0	0.088
7.6 ± 0.1	0.0127 ± 0.0057	314.2 ± 25.7	0.083
7.8 ± 0.1	0.0252 ± 0.0103	331.1 ± 23.4	0.050
8.0 ± 0.1	0.0366 ± 0.0172	78.1 ± 26.9	0.104
8.2 ± 0.1	0.0536 ± 0.0312	323.1 ± 33.3	0.228
8.4 ± 0.1	0.1101 ± 0.0469	252.6 ± 24.4	0.064

D.2 SAP-Methode

In Kapitel 5.2 wurde die SAP-Methode als echte dreidimensionale Dipolanalyse vorgestellt. Anschließend wurde diese Technik sowohl für differentielle als auch für integrale Energieintervalle durchgeführt. Die beiden Methoden unterscheiden sich dabei durch die Tatsache, dass bei differentiellen Energieintervallen sowohl eine untere als auch eine obere Grenze auf die Energie gesetzt wurde, bei der integralen Analyse die obere Grenze auf die Energie dagegen wegfiel. Die Ergebnisse beider Methoden sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst. Die Spalten beinhalten dabei:

Spalte 1: $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}])$

Das untersuchte Energieintervall. Für die integrale Analyse zählt dabei jeweils nur die untere Grenzenergie.

Spalte 2: a_d

Die berechnete Dipolamplitude für die differentielle Analyse.

Spalte 3: $\alpha_d[^\circ]$

Die Rektaszension der berechneten Dipolrichtung für die differentielle Analyse.

Spalte 4: $\delta_d[^\circ]$

Die Deklination der berechneten Dipolrichtung für die differentielle Analyse.

Spalte 5: a_i

Die berechnete Dipolamplitude für die integrale Analyse.

Spalte 6: $\alpha_i[^\circ]$

Die Rektaszension der berechneten Dipolrichtung für die integrale Analyse.

Spalte 7: $\delta_i[^\circ]$

Die Deklination der berechneten Dipolrichtung für die integrale Analyse.

$\log_{10}(E_0 [\text{GeV}])$	a_d	$\alpha_d[^\circ]$	$\delta_d[^\circ]$	a_i	$\alpha_i[^\circ]$	$\delta_i[^\circ]$
6.8 ± 0.1	0.230	120.0	80.7	0.118	112.1	85.5
7.0 ± 0.1	0.071	355.3	86.8	0.118	54.6	89.5
7.2 ± 0.1	0.163	130.9	88.5	0.155	284.4	88.8
7.4 ± 0.1	0.124	268.5	86.1	0.109	278.8	86.3
7.6 ± 0.1	0.129	264.7	81.6	0.136	286.4	86.3
7.8 ± 0.1	0.062	12.2	60.5	0.067	17.4	66.3
8.0 ± 0.1	0.095	78.3	46.6	0.092	72.5	72.7
8.2 ± 0.1	0.129	304.0	-3.1	0.122	307.1	6.8
8.4 ± 0.1	0.206	285.3	47.3	0.206	285.3	47.3

D.3 χ^2 -Methode

Die folgende Tabelle fasst die Ergebnisse der in Kapitel 5.3 vorgestellten χ^2 -Methode zusammen. Die einzelnen Spalten beinhalten dabei:

Spalte 1: $\log_{10}(E_0 [\text{GeV}])$

Das untersuchte Energieintervall.

Spalte 2: a_z

Die berechnete Dipolamplitude in Süd-Nord-Richtung.

Spalte 3: a

Die durch Kombination mit der rektaszensionsabhängigen und auf meteorologische Effekte korrigierten Rayleigh-Analyse berechnete Dipolamplitude.

Spalte 4: $\delta[^\circ]$

Die durch Kombination mit der rektaszensionsabhängigen und auf meteorologische Effekte korrigierten Rayleigh-Analyse berechnete Deklination in Grad.

Spalte 5: $\chi^2/\text{n.d.f.}$

Das χ^2 pro Freiheitsgrad für die Anpassung der aus den errechneten Dipolparametern resultierenden Deklinationsverteilung an die gemessene Verteilung.

$\log_{10}(E_0 [\text{GeV}])$	a_z	a	$\delta[^\circ]$	$\chi^2/\text{n.d.f.}$
6.8 ± 0.1	$1.000^{+0.000}_{-0.027}$	1.000 ± 0.027	89.1 ± 0.1	0.36
7.0 ± 0.1	$0.102^{+0.031}_{-0.030}$	0.102 ± 0.031	87.3 ± 0.8	0.77
7.2 ± 0.1	$0.154^{+0.021}_{-0.020}$	0.155 ± 0.021	86.1 ± 0.9	0.94
7.4 ± 0.1	$0.127^{+0.024}_{-0.023}$	0.128 ± 0.024	84.2 ± 1.1	1.13
7.6 ± 0.1	$0.121^{+0.034}_{-0.033}$	0.123 ± 0.034	80.0 ± 2.8	0.82
7.8 ± 0.1	$0.127^{+0.057}_{-0.054}$	0.136 ± 0.061	69.6 ± 8.3	0.83
8.0 ± 0.1	$0.028^{+0.074}_{-0.028}$	0.061 ± 0.208	27.1 ± 62.1	1.08
8.2 ± 0.1	$-0.024^{+0.118}_{-0.118}$	0.088 ± 0.585	-15.9 ± 74.2	1.06
8.4 ± 0.1	$0.078^{+0.162}_{-0.078}$	0.191 ± 0.516	24.1 ± 44.4	0.88

Literaturverzeichnis

- [1] T. Abu-Zayyad et al. Measurement of the Cosmic-Ray Energy Spectrum and Composition from 10^{17} to $10^{18.3}$ eV Using a Hybrid Technique. *The Astrophysical Journal*, 557:686, 2001.
- [2] R. Adinolfi Falcone et al. The hadron calorimeter of EAS-TOP: operation, calibration and resolution. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 420:117–131, 1999.
- [3] M. Aglietta et al. THE EAS-TOP ARRAY AT $E_0 = 10^{14} - 10^{16}$ eV: STABILITY AND RESOLUTIONS. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 277:23–28, 1989.
- [4] M. Aglietta et al. A Measurement of the Solar and Sidereal Cosmic-Ray Anisotropy at $E_0 \approx 10^{14}$ eV. *The Astrophysical Journal*, 470:501, October 1996.
- [5] M. Aglietta et al. The EAS size spectrum and the cosmic ray energy spectrum in the region 10^{15} – 10^{16} eV. *Astropart. Phys.*, 10:1–9, 1999.
- [6] V. V. Akimov, N. L. Grigorov, V. E. Nesterov, I. D. Rapoport, I. A. Savenko, G. A. Skuridin, and A. F. Titenkov. Measurements of the primary cosmic ray spectra in the $10^{11} - 10^{14}$ eV energy range from Proton-1, 2, 3 satellites. In *Proceedings of the 11th International Conference on Cosmic Rays, held in Budapest, 25th August – 4th September 1969*. Edited by A. Somogyi, Vol. 1. Acta Physica, Supplement to Volume 29. Origin and Galactic Phenomena., page 517, 1970.
- [7] D. E. Alexandreas et al. A search of the northern sky for ultra-high-energy point sources. *The Astrophysical Journal*, 383:L53–L56, 1991.
- [8] D. E. Alexandreas et al. Daily search for emission of ultra-high-energy radiation from point sources. *The Astrophysical Journal*, 405:353–358, March 1993.
- [9] D. E. Alexandreas et al. Point source search techniques in ultra high energy gamma ray astronomy. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 328:570–577, 1993.
- [10] M. Amenomori et al. The Cosmic-Ray Energy Spectrum between $10^{14.5}$ and $10^{16.3}$ eV Covering the “Knee” Region. *The Astrophysical Journal*, 461:408, 1996.
- [11] M. Amenomori et al. Observation by an Air-Shower Array in Tibet of the Multi-TeV Cosmic-Ray Anisotropy due to Terrestrial Orbital Motion Around the Sun. *Phys. Rev. Lett.*, 93(6):061101, 2004.
- [12] M. Amenomori et al. Observation of PeV Gamma Rays from the Monogem Ring with the Tibet Air Shower Array. *The Astrophysical Journal*, 635:L53–L56, December 2005.
- [13] T. Antoni et al. The cosmic-ray experiment KASCADE. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 513:490–510, 2003.

- [14] T. Antoni et al. A large area limited streamer tube detector for the air shower experiment KASCADE-Grande. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 533:387–403, 2004.
- [15] T. Antoni et al. Large Scale Cosmic Ray Anisotropy with KASCADE. *The Astrophysical Journal*, 604:687–692, 2004.
- [16] T. Antoni et al. SEARCH FOR COSMIC-RAY POINT SOURCES WITH KASCADE. *The Astrophysical Journal*, 608:865–871, 2004.
- [17] T. Antoni et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astropart. Phys.*, 24:1–25, 2005.
- [18] A. V. Apanasenko et al. All particle spectrum observed by RUNJOB. In *Proceedings of the 27th International Conference on Cosmic Rays, held in Hamburg, 7th August – 15th August 2001*, pages 1662–1665. Katlenburg-Lindau: Copernicus, 2001.
- [19] F. Arqueros et al. *Astronomy and Astrophysics*, 359:682, 2000.
- [20] J. Aublin and E. Parizot. Generalised 3D-reconstruction method of a dipole anisotropy in cosmic-ray distributions. *The Astrophysical Journal*, (575), 4 2005.
- [21] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and R. A. Fréon. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Rev. Mod. Phys.*, 11:288–291, 1939.
- [22] M. Ave et al. The energy spectrum of cosmic rays in the range 3×10^{17} – 4×10^{18} eV as measured with the Haverah Park array. *Astropart. Phys.*, 19:47–60, 2003.
- [23] W. Baade and F. Zwicky. Cosmic Rays from Super-Novae. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 20:259–263, 1934.
- [24] G. Battistoni and A. F. Grillo. Introduction to high-energy cosmic ray physics. In *Proceedings of the 4th School on Non-Accelerator Particle Physics, held in Trieste, 17 July – 28 July 1995*, pages 341–374. Edited by E. Bellotti, R.A. Carrigan, Jr., G. Giacomelli, and N. Paver. Singapore: World Scientific, page 341, 1996.
- [25] R. Beck et al. GALACTIC MAGNETISM: Recent Developments and Perspectives. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 34:155–206, September 1996.
- [26] J. A. Bellido, R. W. Clay, B. R. Dawson, and M. Johnston-Hollitt. Southern hemisphere observations of a 10^{18} eV cosmic ray source near the direction of the Galactic Centre. *Astropart. Phys.*, 15:167–175, April 2001.
- [27] C. L. Bennett. Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations: Maps and Basic Results. *The Astrophysical Journal*, 464:L1–L4, 1996.
- [28] V. S. Berezinskii et al. *Astrophysics of Cosmic Rays*. North-Holland, 1990.
- [29] V. Berezinsky, P. Blasi, and A. Vilenkin. Signatures of topological defects. *Phys. Rev. D*, 58(10), November 1998.
- [30] V. Berezinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva. Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB. *Phys. Lett. B*, 612:147–153, 2005.

- [31] V. Berezhinsky and A. A. Mikhailov. Anisotropy of ultra high energy cosmic rays in the dark matter halo model. *Phys. Lett. B*, 449:237–239, March 1999.
- [32] P. Bhattacharjee and G. Sigl. Monopole annihilation and highest energy cosmic rays. *Phys. Rev. D*, 51(8):4079–4091, April 1995.
- [33] P. L. Biermann, N. Langer, Eun-Suk Seo, and T. Stanev. Cosmic rays IX: Interactions and transport of cosmic rays in the Galaxy. *Astronomy and Astrophysics*, 369:269–277, 2001.
- [34] P. L. Biermann and G. Sigl. Introduction to Cosmic Rays. In *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, volume 576 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 2001.
- [35] P. L. Biermann and P. A. Strittmatter. Synchrotron emission from shock waves in active galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, 322:643–649, November 1987.
- [36] D. J. Bird, R. W. Clay, and P. G. Edwards. Cosmic ray anisotropy below 10^{15} eV. *Australian Journal of Physics*, 42:465–469, 1989.
- [37] D. J. Bird et al. The cosmic-ray energy spectrum observed by the Fly’s Eye. *The Astrophysical Journal*, 424:491, 1994.
- [38] R. Blandford and D. Eichler. Particle Acceleration at Astrophysical Shocks - a Theory of Cosmic-Ray Origin. *Physics Reports*, 154:1, October 1987.
- [39] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Supernova shock acceleration of cosmic rays in the Galaxy. *The Astrophysical Journal*, 237:793–808, May 1980.
- [40] D. Borla Tridon. Study of the Anisotropies in the arrival directions of the High Energy Cosmic Rays. Master’s thesis, Università degli studi di Torino Facoltà di scienze M.F.N., 2006.
- [41] H. Bozdog et al. The detector system for measurement of multiple cosmic muons in the central detector of KASCADE. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 465:455–471, 2001.
- [42] I. Braun, J. Engler, J. R. Hörandel, and Milke. J. Solar modulation of cosmic rays in the energy range from 10 to 20 GeV. *Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA-7187 (Dezember 2005), page 209*. Contributions to the 29th International Conference on Cosmic Rays, held in Pune, 3 August – 10 August 2005.
- [43] R. Brun and F. Carminati. GEANT-Detektor Description and Simulation Tool. *CERN Program Library Long Writeup*, 1993.
- [44] T. H. Burnett et al. JACEE emulsion chambers for studying the energy spectra of high energy cosmic ray protons and helium. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 251:583–595, 1986.
- [45] J. Candia, S. Mollerach, and E. Roulet. Cosmic ray spectrum and anisotropies from the knee to the second knee. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 5:3, May 2003.
- [46] M. Cassé and J. A. Paul. Local gamma rays and cosmic-ray acceleration by supersonic stellar winds. *The Astrophysical Journal*, 237:236–243, April 1980.

- [47] G. L. Cassiday et al. Evidence for 10^{18} eV Neutral Particles from the Direction of Cygnus X-3. *Phys. Rev. Lett.*, 62(4):383–386, 1989.
- [48] A. Chiavassa et al. KASCADE-Grande: The Grande Array. In *Proceedings of the 28th International Conference on Cosmic Rays, held in Tsukuba, 31th July – 7th August 2003*. Edited by T. Kajita, Y. Asaoka, A. Kawachi, Y. Matsubara and M. Sasaki. Tokyo: Universal Academy Press, page 989, 2003.
- [49] N. Chiba et al. Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km^2 area. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 311:338–349, 1992.
- [50] A. Chilingarian, H. Martirosian, and G. Gharagozyan. Detection of the High-Energy Cosmic Rays from the Monogem Ring. *The Astrophysical Journal*, 597:L129–L131, November 2003.
- [51] R. W. Clay, M. A. McDonough, and A. G. K. Smith. Anisotropies between 10^{14} and 10^{18} eV. In *Proceedings of the 25th International Conference on Cosmic Rays, held in Durban, 28th July – 8th August 1997*. Edited by M. S. Potgieter, B. C. Raubenheimer and D. J. van der Wald, World Scientific Publ. Co., Singapore, volume 4, page 185, 1998.
- [52] A. H. Compton. An Apparent Effect of Galactic Rotation on the Intensity of Cosmic Rays. *The Physical Review*, 47:817–821, 1935.
- [53] A. J. Connolly et al. THE ANGULAR CORRELATION FUNCTION OF GALAXIES FROM EARLY SLOAN DIGITAL SKY SURVEY DATA. *The Astrophysical Journal*, 579:42–47, 2002.
- [54] A. J. Connolly, A. S. Szalay, and R. J. Brunner. Evolution of the Angular Correlation Function. *The Astrophysical Journal*, 499:L125–L129, 1998.
- [55] M. Davis and P. J. E. Peebles. A survey of galaxy redshifts. V - The two-point position and velocity correlations. *The Astrophysical Journal*, 267:465, 1983.
- [56] E. M. De Gouveia Dal Pino and A. Lazarian. Ultra-High-Energy Cosmic-Ray Acceleration by Magnetic Reconnection in Newborn Accretion-induced Collapse Pulsars. *The Astrophysical Journal*, 536:L31–L34, June 2000.
- [57] S. Dodelson and E. Gaztañaga. Inverting the Angular Correlation Function. *Royal Astronomical Society, Monthly Notices*, 312:774–780, March 2000.
- [58] P. Doll et al. Muon tracking detector for the air shower experiment KASCADE. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 488:517–535, 2002.
- [59] D. Dubravica. Bestimmung der Absorptions- und Abschwächlängen der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer. Master’s thesis, Universität Karlsruhe, 2006.
- [60] N. N. Efremov, A. A. Mikhailov, M. I. Pravdin, and I. Y. Slepsov. Anisotropy of cosmic rays of ultrahigh energy by Yakutsk EAS Array data. In *Proceedings of the International Symposium on Extremely High Energy Cosmic Rays: Astrophysics and Future Observations, held in Tanashi, Tokyo, Japan, 25th September – 28th September 1996*. Proceedings, pages 418–421, 1997.

- [61] D. Einfeld et al. Commissioning results of ANKA. In *Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, held in Chicago, 18th June – 22th June 2001*. Edited by Peter W. Lucas, Sara Webber, IEEE 01CH37268, 2001.
- [62] D. C. Ellison, E. Moebius, and G. Paschmann. Particle injection and acceleration at earth's bow shock - Comparison of upstream and downstream events. *The Astrophysical Journal*, 352:376–394, March 1990.
- [63] J. Engler et al. A warm-liquid calorimeter for cosmic-ray hadrons. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 427:528–542, 1999.
- [64] A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale. A single source of cosmic rays in the range $10^{15} - 10^{16}$ eV. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 23:979–989, August 1997.
- [65] A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale. Structure in the cosmic ray spectrum: an update. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 27:1005–1030, 2001.
- [66] A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale. Cosmic rays and the Monogem supernova remnant. *Astroparticle Physics*, 22:47–63, October 2004.
- [67] G. R. Farrar. A Cluster of Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0501388)*, January 2005.
- [68] A. Fasso, A. Ferrari, P. R. Sala, and J. Ranft. FLUKA: Status and prospects for hadronic applications. Prepared for International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications (MC 2000), Lisbon, Portugal, 23-26 Oct 2000., 2000.
- [69] E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Phys. Rev.*, 75(8):1169–1174, April 1949.
- [70] C. Finley. Angular Correlation Estimates for Ultra High Energy Cosmic Rays. *Int. J. Mod. Phys. A*, 3147, 2005.
- [71] Bigongiari, C. for the MAGIC collaboration. The MAGIC Telescope. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0512184)*, December 2005.
- [72] Sommers, P. for the Pierre Auger Collaboration. First Estimate of the Primary Cosmic Ray Energy Spectrum above 3 EeV from the Pierre Auger Observatory. In *Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Rays, held in Pune, 3rd August – 10th August 2005*. Quest Publications Mumbai, volume 7, page 387, 2005.
- [73] J. W. Fowler et al. A measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee. *Astropart. Phys.*, 15:49–64, 2001.
- [74] M. Garcia-Munoz et al. Cosmic-ray propagation in the Galaxy and in the heliosphere - The path-length distribution at low energy. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 64:269–304, May 1987.
- [75] P. R. Gerhardy et al. Southern hemisphere cosmic-ray anisotropy at 10^{16} eV. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 9:1279–1287, 1983.

- [76] M. A. K. Glasmacher et al. The cosmic ray energy spectrum between 10^{14} and 10^{16} eV. *Astropart. Phys.*, 10:291–302, 1999.
- [77] R. Glasstetter et al. Shower Size Reconstruction at KASCADE-Grande. In *Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Rays, held in Pune, 3rd August – 10th August 2005*. Quest Publications Mumbai, volume 6, page 293, 2005.
- [78] P. Goldreich and W. H. Julian. Pulsar Electrodynamics. *The Astrophysical Journal*, 157:869, August 1969.
- [79] D. S. Gorbunov, P. G. Tinyakov, I. I. Tkachev, and S. V. Troitsky. Testing the Correlations between Ultrahigh-Energy Cosmic Rays and BL Lac-Type Objects with HiRes Stereoscopic Data. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 80:145–148, 2004.
- [80] D. A. Green et al. *A Catalogue of Galactic Supernova Remnants*. Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, Cambridge, April 2006.
- [81] J. A. Greenwood and D. Durand. The Distribution of Length and Components of the Sum of n Random Unit Vectors. *The Annals of Mathematical Statistics*, 26:233–246, June 1955.
- [82] K. Greisen. *Progress in Cosmic Ray Physics, Vol. III*. North Holland, 1956.
- [83] K. Greisen. Cosmic Ray Showers. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 10:63–108, 1960.
- [84] K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16(17):748–750, April 1966.
- [85] L. N. Grigorov. Proton Spectrum Measurement in the Energy Range Above 1 TeV. In *Proceedings of the 21th International Conference on Cosmic Rays, held in Adelaide, 6th January – 19th January 1990*. Proceedings, volume 3, page 73, 2001.
- [86] N. L. Grigorov et al. Spectrometer of a Proton-type satellite for primary high-energy cosmic-ray particles. *Kosmicheskie Issledovania*, 5:383–394, 1967.
- [87] A. J. S. Hamilton. Toward Better Ways to Measure the Galaxy Correlation Function. *The Astrophysical Journal*, 417:19, 1993.
- [88] J.-Ch. Hamilton. Coverage and large scale anisotropies estimation methods for the Pierre Auger Observatory. In *Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Rays, held in Pune, 3rd August – 10th August 2005*. Quest Publications Mumbai, volume 7, page 63, 2005.
- [89] A. K. Harding and T. K. Gaisser. Acceleration by pulsar winds in binary systems. *The Astrophysical Journal*, 358:561–574, August 1990.
- [90] N. Hayashida et al. The Anisotropy of Cosmic Ray Arrival Directions around 10^{18} eV. *Astropart. Phys.*, 10:303–311, 1999.
- [91] N. Hayashida et al. Updated AGASA event list above 4×10^{19} eV. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0008102)*, August 2000.

-
- [92] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. *Forschungszentrum Karlsruhe Report*, 6019, 1998.
- [93] U. Heinbach and M. Simon. Propagation of galactic cosmic rays under diffusive reacceleration. *The Astrophysical Journal*, 441:209–221, March 1995.
- [94] S. Heinz and R. Sunyaev. Cosmic rays from microquasars: A narrow component to the CR spectrum? *Astronomy and Astrophysics*, 390:751–766, August 2002.
- [95] V. F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Phys. Zeitschrift*, 13, 1912.
- [96] P. C. Hewett. The estimation of galaxy angular correlation functions. *Royal Astronomical Society, Monthly Notices*, 201:867–883, 1982.
- [97] J. C. Higdon, R. E. Lingenfelter, and R. Ramaty. Cosmic-Ray Acceleration from Supernova Ejecta in Superbubbles. *The Astrophysical Journal*, 509, December 1998.
- [98] G. Hobbs, R. Manchester, A. Teoh, and M. Hobbs. The ATNF Pulsar Catalog. In F. Camilo and B. M. Gaensler, editors, *IAU Symposium*, page 139, 2004.
- [99] D. Horns and D. Schmele. Anisotropies of Cosmic Rays and Search for Intergalactic Cascades from the direction of the Highest Energetic Cosmic Ray Events with the HEGRA Scintillator Array. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/9909125)*, September 1999.
- [100] J. R. Hörandel. Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 21:241–265, June 2004.
- [101] I. P. Ivanenko et al. *JETP Lett.*, 48:510, 1988.
- [102] A. A. Ivanov et al. Azimuthal modulation of the event rate of cosmic-ray extensive air showers by the geomagnetic field. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 69(4):288–293, February 1999.
- [103] J. R. Jokipii and G. Morfill. Ultra-high-energy cosmic rays in a galactic wind and its termination shock. *The Astrophysical Journal*, 312:170–177, January 1987.
- [104] M. Kachelriess and P. D. Serpico. The Compton-Getting effect on ultra-high energy cosmic rays of cosmological origin. *Phys. Lett. B*, 640:225–229, 2006.
- [105] N. N. Kalmykov and S. S. Ostapchenko. The nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation and fluctuations of extensive air showers. *Phys. Atom. Nucl.*, 56:346–353, 1993.
- [106] K. Kamata and J. Nishimura. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. *Prog. Theoret. Phys. Suppl.*, 6:93–155, 1958.
- [107] K.-H. Kampert. Cosmic Rays at the Highest Energies – First Data from the Pierre Auger Observatory. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0608136)*, August 2006.
- [108] M. Kerscher, I. Szapudi, and A. S. Szalay. A Comparison of Estimators for the Two-Point Correlation Function. *The Astrophysical Journal*, 535:13–16, 2000.
-

- [109] T. Kifune et al. Anisotropy of the arrival direction of extensive air showers observed at Akeno. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 12:129–142, 1986.
- [110] J. G. Kirk and R. O. Dendy. Shock acceleration of cosmic rays - a critical review. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 27:1589–1595, 2001.
- [111] K. Kobayakawa, Y. S. Honda, and T. Samura. Acceleration by oblique shocks at supernova remnants and cosmic ray spectra around the knee region. *Phys. Rev. D*, 66(8):083004, October 2002.
- [112] W. Kriegleder. Ein Detektorsystem zum Nachweis von Myonen in ausgedehnten Luftschauern für das KASCADE-Projekt. KfK-Bericht 5023, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992.
- [113] G. V. Kulikov and G. B. Khristiansen. On the Size Spectrum of Extensive Air Showers. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 35:635, 1958.
- [114] G. V. Kulikov and M. Y. Zotov. A search for outstanding sources of PeV cosmic rays: Cassiopeia A, the Crab Nebula, the Monogem Ring—But how about M33 and the Virgo cluster? *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0407138)*, July 2004.
- [115] V. A. Kuzmin. Ultra high energy cosmic rays and inflation relics. *Physics Reports*, 320:199–221, October 1999.
- [116] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *Astronomy and Astrophysics*, 125:249–257, September 1983.
- [117] S. D. Landy and A. S. Szalay. Bias and variance of angular correlation functions. *The Astrophysical Journal*, 412:64–71, 1993.
- [118] J. R. Letaw, R. Silberberg, and C. H. Tsao. Comparison of distributed reacceleration and leaky-box models of cosmic-ray abundances ($Z = 3-28$). *The Astrophysical Journal*, 414:601–611, September 1993.
- [119] A. Letessier-Selvon and Pierre Auger Collaboration. Anisotropy studies around the galactic center. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0610160)*, October 2006.
- [120] T.-P. Li and Y.-Q. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *The Astrophysical Journal*, 272:317–324, September 1983.
- [121] John Linsley. Fluctuation Effects on Directional Data. *Phys. Rev. Lett.*, 34(24):1530–1533, Jun 1975.
- [122] Q. Z. Liu, J. van Paradijs, and E. P. J. van den Heuvel. Catalogue of high-mass X-ray binaries in the Galaxy (4th edition). *Astronomy and Astrophysics*, 455:1165–1168, September 2006.
- [123] K. Lodders. SOLAR SYSTEM ABUNDANCES AND CONDENSATION TEMPERATURES OF THE ELEMENTS. *The Astrophysical Journal*, 591:1220–1247, July 2003.
- [124] G. Maier. Suche nach Anisotropie in der kosmischen Strahlung mit dem KASCADE-Experiment. *Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA-6951 (März 2004)*. Dissertation, Universität Karlsruhe 2003.

- [125] G. Maier. Untersuchung von atmosphärischen Einflüssen auf ausgedehnte Luftschauer und Bestimmung von Abschwächlängen. Master's thesis, IK/FZK, 2000.
- [126] R. K. Manchanda et al. X-ray and γ -ray emission in open clusters. *Astronomy and Astrophysics*, 305, January 1996.
- [127] K. V. Mardia. *Statistics of Directional Data (Probability and Mathematical Statistics Monograph)*. Academic Press Inc., 1972.
- [128] R. McCray and T. P. Snow. The Violent Interstellar Medium. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 17:213–240, September 1979.
- [129] J. Meeus. *Astronomische Algorithmen*. Johann Ambrosius Barth, 1994.
- [130] S. Mollerach and E. Roulet. A new method to search for a cosmic ray dipole anisotropy. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0504630)*, April 2005.
- [131] M. Montuori and F. Sylos-Labini. Angular correlations of galaxy distribution. *The Astrophysical Journal*, 487:L21–L24, 1997.
- [132] K. Munakata et al. Large-scale anisotropy of the cosmic-ray muon flux in Kamio-kande. *Phys. Rev. D*, 56(1):23–26, Jul 1997.
- [133] M. Nagano et al. Energy spectrum of primary cosmic rays between $10^{14.5}$ and 10^{18} eV. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 10:1295–1310, 1984.
- [134] M. Nagano et al. Energy spectrum of primary cosmic rays above $10^{17.0}$ eV determined from extensive air shower experiments at Akeno. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 18:423, 1992.
- [135] G. Navarra et al. KASCADE-Grande: a large acceptance, high-resolution cosmic-ray detector up to 10^{18} eV. *Nucl. Instr. & Meth. A*, 518:207–209, 2004.
- [136] W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers. The EGS4 Code System. *SLAC-0265*, 1985.
- [137] A. V. Olinto. Ultra high energy cosmic rays : the theoretical challenge. *Physics Reports*, 333:329–348, 2000.
- [138] S. O'Neill, A. V. Olinto, and P. Blasi. Galactic Magnetic Field Structure and Ultra High Energy Cosmic Ray Propagation. In *Proceedings of the 27th International Conference on Cosmic Rays, held in Hamburg, 7th August – 15th August 2001*. Copernicus Gesellschaft, Section OG 1.3, Paper No. 6890, 2001.
- [139] E. Pierpaoli and G. Farrar. Massive galaxy clusters and the origin of Ultra High Energy Cosmic Rays. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0507679)*, July 2005.
- [140] M Prouza and R. Šmída. The Galactic magnetic field and propagation of ultra-high energy cosmic rays. *Astronomy and Astrophysics*, 410:1–10, 2003.
- [141] J. P. Rachen and P. L. Biermann. Extragalactic Ultra-High Energy Cosmic-Rays - Part One - Contribution from Hot Spots in Fr-II Radio Galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 272:161, May 1993.

- [142] L. Rayleigh. On the resultant of a large number of vibrations of the same pitch and or arbitrary phase. *Phil. Mag.*, 10:73, 1880.
- [143] L. Rayleigh. The problem of random walk. *Nature*, 72:318, 1905.
- [144] H. Ritter and U. Kolb. Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Seventh edition). *Astronomy and Astrophysics*, 404:301–303, June 2003.
- [145] Dirk Schmele. *Himmelsdurchmusterung mit dem HEGRA-Szintillatorfeld*. PhD thesis, Universität Hamburg, 1998.
- [146] E. S. Seo and V. S. Ptuskin. Stochastic reacceleration of cosmic rays in the interstellar medium. *The Astrophysical Journal*, 431:705–714, August 1994.
- [147] G. Sigl. The Enigma of the Highest Energy Particles of Nature. *Annals of Physics*, 303:117–141, January 2003.
- [148] G. Sigl, D. N. Schramm, and P. Bhattacharjee. On the origin of highest energy cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 2:401–414, October 1994.
- [149] P. Slane. Particle Acceleration in Supernova Remnants and Pulsar Wind Nebulae. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0205481)*, May 2002.
- [150] P. Sommers. Cosmic Ray Anisotropy Analysis with a Full-Sky Observatory. *Astropart. Phys.*, 14:271–286, 2001.
- [151] D. N. Spergel et al. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Results: Implications for Cosmology. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0603449)*, March 2006.
- [152] T. Stanev. Ultra-high-energy Cosmic Rays and the Large-scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*, 479:290–295, April 1997.
- [153] S. P. Swordy and D. B. Kieda. Elemental composition of cosmic rays near the knee by multiparameter measurements of air showers. *Astropart. Phys.*, 13:137–150, 2000.
- [154] Y. Takahashi. Elemental abundance of high energy cosmic rays. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 60:83–92, 1998.
- [155] M. Takeda et al. Small-Scale Anisotropy of Cosmic Rays above 10^{19} eV Observed with the Akeno Giant Air Shower Array. *The Astrophysical Journal*, 522:225–237, September 1999.
- [156] M. Takeda et al. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment. *Astropart. Phys.*, 19:447–462, July 2003.
- [157] The High Resolution Fly’s Eye Collaboration. Search for Point-Like Sources of Cosmic Rays with Energies above $10^{18.5}$ eV in the HiRes-I Monocular Data-Set. *ArXiv Astrophysics e-prints (astro-ph/0507663)*, July 2005.
- [158] H. Ulrich. Untersuchungen zum primären Energiespektrum der kosmischen Strahlung im PeV-Bereich mit dem KASCADE-Experiment. *Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA-6952 (März 2004)*. Dissertation, Universität Karlsruhe 2003.

- [159] J. van Buren. Investigations of the muon component of extensive air showers measured by KASCADE-Grande. *Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA-7292 (März 2007)*. Dissertation, Universität Karlsruhe 2006.
- [160] M.-P. Véron-Cetty and P. Véron. A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition. *Astronomy and Astrophysics*, 455:773–777, 2006.
- [161] A. Völker, 2006. Persönliche Mitteilung.
- [162] G Völker. Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/ γ -Komponente großer Luftschauer im UHE-Bereich. Report KFK 4983, Forschungszentrum Karlsruhe, 1992.
- [163] K. H. Wagner. *Kartographische Netzentwürfe*. Bibliographisches Institut Mannheim, 2 edition, 1962.
- [164] B. Wiebel-Sooth, P. L. Biermann, and H. Meyer. Cosmic rays. VII. Individual element spectra: prediction and data. *Astronomy and Astrophysics*, 330:389–398, February 1998.
- [165] D. Woods and G. G. Fahlman. MEASURING THE ANGULAR CORRELATION FUNCTION FOR FAINT GALAXIES IN HIGH GALACTIC LATITUDE FIELDS. *The Astrophysical Journal*, 490:11–30, 1997.
- [166] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4:78, August 1966.
- [167] L. L. Zhang and U. Pen. Fast n-point correlation functions and three-point lensing application. *New Astron.*, 10:569–590, 2005.