



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6951

Suche nach Anisotropie in der kosmischen Strahlung mit dem KASCADE Experiment

G. Maier
Institut für Kernphysik

März 2004

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6951

Suche nach Anisotropie in der kosmischen
Strahlung mit dem KASCADE Experiment

Gernot Maier

Institut für Kernphysik

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2004

Impressum der Print-Ausgabe:

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

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

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

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Richtungsverteilung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 0.3 bis 300 PeV auf verschiedenen Winkelskalen untersucht. Etwa 150 Mio. mit dem KASCADE Detektorfeld gemessene ausgedehnte Luftschauer gehen in diese Analyse ein. Zur Verminderung von Systematiken in der Richtungsrekonstruktion ist ein neues Verfahren in die Rekonstruktionsroutinen von KASCADE integriert worden. Bei diesem wurde für die Schauerfront keine feste geometrische Form angenommen und sowohl die Ankunftszeiten als auch die Teilchenzahlen pro Detektor verwendet.

Die Suche nach großräumiger Anisotropie, d.h. nach einer dipolartigen Verteilung der Richtungen der ausgedehnten Luftschauer mit zwei verschiedenen Methoden ergab keine Hinweise auf Abweichungen von der Isotropie. Obere Grenzen im Bereich von 10^{-3} bis 10^{-2} für die Amplituden der ersten Harmonischen konnten mit dem Rayleigh Formalismus bestimmt werden.

Eine Himmelsdurchmusterung im Deklinationsbereich von $15^\circ < \delta < 85^\circ$ nach Punktquellen sowie eine genauere Untersuchung der Umgebung möglicher Quellkandidaten der kosmischen Strahlung (Supernovae, Pulsare, TeV- γ -Quellen,...) resultieren in oberen Flußgrenzen (90%) für Punktquellen von etwa $10^{-9} - 10^{-10} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei einer Energieschwelle von 350 TeV. Auch bei der Suche nach Korrelationen in den Ankunftsrichtungen kosmischer Teilchen mit Primärenergien oberhalb von 80 PeV konnte kein Hinweis auf Anisotropie gefunden werden.

Search for cosmic-ray anisotropy with KASCADE

An analysis of arrival directions of about 150 Mio. extensive air showers (EAS) in the primary energy range between 0.3 and 300 PeV measured by the KASCADE experiment is presented in this work. A new arrival direction reconstruction method using the arrival times of the shower particles in the detectors and the number of particle in the detector has been tested and integrated in the standard framework of the KASCADE reconstruction.

No hints for large scale anisotropy were found in an harmonic analysis of the right ascensions of the EAS. An upper limit of about 10^{-3} bis 10^{-2} for amplitudes of the first harmonic were found using the Rayleigh formalism.

A point source search, including a sky survey ($15^\circ < \delta < 85^\circ$) and a dedicated search at the site of selected point source candidates (supernovae, pulsars, the galactic plane, TeV- γ sources, ...) resulted in an upper limit for point sources of about $10^{-9} - 10^{-10} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at an energy threshold of 350 TeV. Inspecting the arrival directions of EAS with energies above 80 PeV by an autocorrelation analysis yield as well no hints for any clustering of these EAS in the KASCADE data.

Inhaltsverzeichnis

1 Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschaauer	1
1.1 Energiespektrum und chemische Zusammensetzung	2
1.2 Anisotropie	3
1.3 Herkunft und Propagation der kosmischen Strahlung	5
1.3.1 Modelle zum Knie im Energiespektrum	7
1.3.2 TeV- γ -Quellen	12
1.4 Solare Anisotropie - Compton-Getting Effekt	13
1.5 Ausgedehnte Luftschaauer	15
1.6 Zusammenfassung der Erwartungen	18
2 KASCADE - Messung und Rekonstruktion	19
2.1 Detektorfeld	21
2.2 Rekonstruktion	24
2.3 Simulation von ausgedehnten Luftschaauern	28
2.3.1 Energieschwelle von KASCADE	29
2.3.2 Bestimmung der Primärenergie	30
3 Schauerrichtungsrekonstruktion	31
3.1 Konusflächen-Anpassung	32
3.2 Ankunftszeit- und Teilchenzahlabhängige Richtungsrekonstruktion	32
3.3 Winkelauflösung	39
3.4 Systematiken in der Rekonstruktion der Schauerrichtung	42
3.4.1 Monte Carlo - Untersuchungen	42
3.4.2 Vergleich mit dem Myonspurdetektor	43
3.4.3 Mondschaten	43
4 Stabilität der Rekonstruktion	49
4.1 Atmosphäre - Bodendruck und Temperatur	49
4.2 Elektronikausfälle	52
4.3 Zeiteichnung und Stabilität der Richtungsrekonstruktion	54
4.4 Datenschnitte	59
5 Großräumige Anisotropie - Spektrale Analyse	61
5.1 Harmonische Analyse - Fourierreihenentwicklung	61
5.2 Hypothese: Isotropie	65
5.2.1 Massentrennung	66
5.2.2 Rayleigh-Analyse	67

5.2.3	Kuiper V_n -Analyse	73
5.3	Bewertung der Ergebnisse	75
6	Kleinräumige Anisotropie - Punktquellensuche	81
6.1	Analyse - Daten und Methoden	81
6.1.1	Meßdaten	82
6.1.2	Datenkarte	82
6.1.3	Untergrundbestimmung	83
6.1.4	Signifikanzbestimmung	87
6.1.5	Idealer Suchradius	90
6.1.6	Obere Flußgrenzen	93
6.1.7	Gamma-Anreicherung	95
6.1.8	Umgebungen der wichtigsten Quellkandidaten	95
6.2	Suche nach Punktquellen	96
6.2.1	Ergebnisse für verschiedene Datenschnitte	100
7	Richtungsanalyse der größten Schauer	111
7.1	Winkelkorrelationsanalyse	111
7.2	Daten und isotroper Untergrund	112
7.3	Ergebnisse	113
8	Zusammenfassung und Ausblick	117
A	Koordinatensysteme und Zeitskalen	121
A.1	Lokale Horizontalkoordinaten	121
A.2	Äquatorialkoordinaten	121
A.3	Galaktische Koordinaten	121
A.4	Zeitskalen	122
B	Tests von Richtungsverteilungen	123
B.1	Rayleigh Test	123
B.2	Kuipers V_n Test	124
B.3	Watsons U^2 Test	125
B.4	Ajnes A_n Test	125
B.5	Vergleich der Tests	126
B.6	Erweiterter Rayleigh-Formalismus	127
C	Ergebnisse der Punktquellenanalyse (Datenkarten)	129
C.1	Datenschnitt Nr.1	130
C.2	Datenschnitt Nr.2	131
C.3	Datenschnitt Nr.3	134
C.4	Datenschnitt Nr.4	137
C.5	Datenschnitt Nr.5	140
C.6	Datenschnitt Nr.6	143
C.7	Datenschnitt Nr.7	146

D Gezielte Punktquellensuche	149
D.1 Supernovae	149
D.2 Röntgendoppelsterne (LMX)	151
D.3 Röntgendoppelsterne (HMX)	151
D.4 Pulsare	152

Kapitel 1

Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer

Als kosmische Strahlung wird der auf die Erdatmosphäre auftreffende Fluß hochenergetischer Teilchen bezeichnet. Im allgemeinen werden Elektronen, Positronen und ionisierte Atomkerne, manchmal auch hochenergetische Photonen (γ -Strahlung), zur kosmischen Strahlung gezählt. Die Energien dieser Teilchen überdecken den beeindruckenden Bereich von einigen GeV bis zu über 10^{20} eV, der Fluß einen Bereich von etwa 30 Größenordnungen.

Viktor Hess entdeckte 1912 mit einem Ballonexperiment die kosmische Strahlung [107]. Trotz der seit über 80 Jahren andauernden Forschungsarbeit sind praktisch alle damals aufkommenden Fragen noch immer unbeantwortet:

- Was sind die Quellen der kosmischen Strahlung?
- Wo liegen diese Quellen? In unserem Sonnensystem, in der Galaxie oder außerhalb dieser?
- Wie funktioniert die Beschleunigung bis zu diesen hohen Energien?
- Welche physikalischen Vorgänge geschehen auf dem Weg von der Quelle zur Erde?
- Wie sieht die genaue chemische Zusammensetzung aus?

Eine Schwierigkeit bei der Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung ist die Ablenkung in den zufällig ausgerichteten interstellaren Magnetfeldern. Die geladenen Teilchen verlieren ihre ursprüngliche Richtung und damit direkte Information über ihre Quellen. Auch der sehr niedrige Fluß der hochenergetischen kosmischen Strahlung erschwert die Beantwortung der oben genannten Fragen. Ab etwa 100 TeV ist dieser so niedrig, daß Messungen mit Experimenten auf Satelliten bzw. Ballonen nicht mehr möglich sind. Großflächige bodengestützte Experimente zur Messung der sekundären Teilchenstrahlung, der von Pierre Auger 1939 [27] entdeckten *ausgedehnten Luftschauer*, werden zur Untersuchung der kosmischen Strahlung bei diesen hohen Energien verwendet.

Zur Beantwortung der oben aufgezählten Fragen sind genaue Messungen des Energiespektrums, der chemischen Zusammensetzung und der Richtungsverteilung der kosmischen Strahlung notwendig. Diese Arbeit befasst sich mit dem letzten Punkt, der Untersuchung der Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über

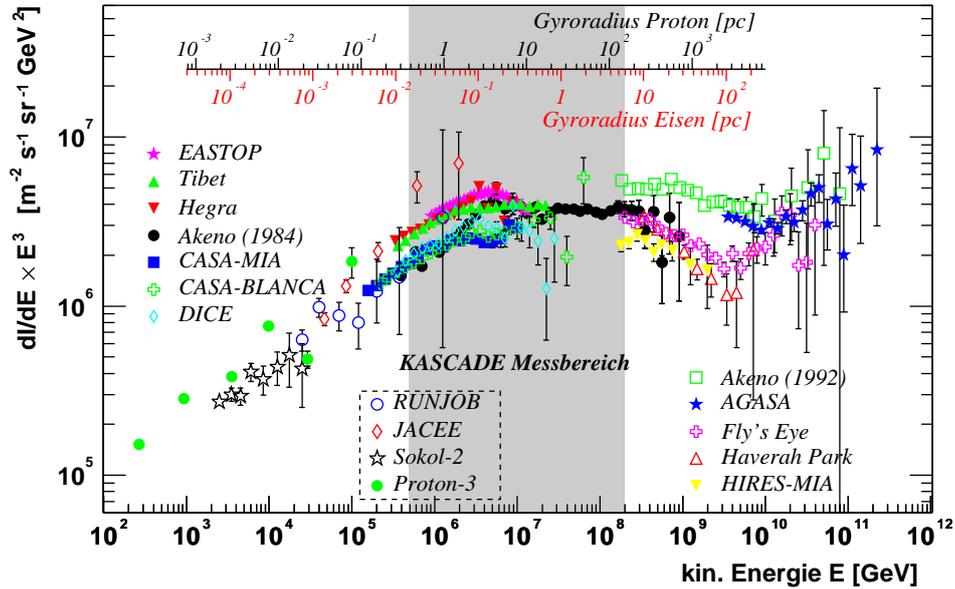


Abbildung 1.1: Messungen des Energiespektrums der kosmischen Strahlung (nach [218], Referenzen siehe dort). Für die Berechnung der Gyroradien wurde eine Magnetfeldstärke von $1.4 \mu\text{G}$ angenommen.

den astrophysikalischen Hintergrund, das experimentelle Wissen und die theoretischen Vorhersagen verschiedener Modellrechnungen in Bezugnahme auf diese Themenstellung gegeben werden.

1.1 Energiespektrum und chemische Zusammensetzung

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über etwa 10 Größenordnungen in der Energie und 30 Größenordnungen im Fluß und kann näherungsweise durch ein Potenzgesetz mit dem spektralen Index γ beschrieben werden:

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

Die Änderung des spektralen Index bei etwa 4 PeV wird als *Knie* bezeichnet. Sie wurde 1958 in einem Experiment der Moskauer Universität erstmals beobachtet [140]. Vor dem Knie gilt $\gamma \approx 2.7$, danach $\gamma \approx 3.1$. Abbildung 1.1 gibt eine Übersicht über die Messungen des totalen Energiespektrums von Satelliten- und Ballonexperimenten bei niederen Energien (bis etwa 100 TeV) sowie großflächiger Bodenexperimente bis etwa 10^{20} eV. Der Meßbereich des KASCADE-Experimentes von etwa 500 TeV bis 200 PeV ist grau unterlegt eingezeichnet. Die Flüsse sind zur Verdeutlichung der Strukturen mit E^3 multipliziert. Direkte Messungen der kosmischen Strahlung mit Experimenten auf Satelliten oder Ballonen sind aufgrund des niedrigen Flusses ab etwa 100 TeV nicht mehr möglich. Die großflächigen Bodenexperimente messen die Sekundärprodukte der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit den

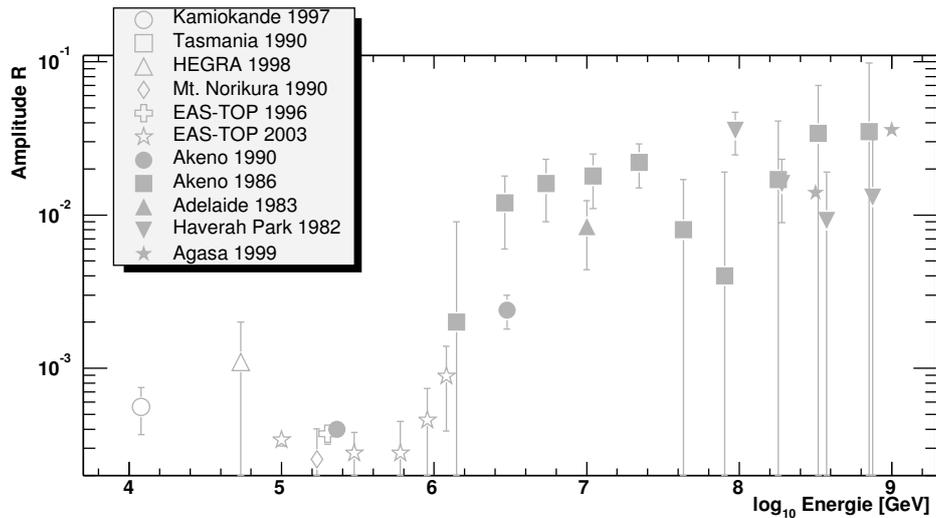


Abbildung 1.2: Amplituden der ersten Harmonischen der Rektaszensionsverteilung verschiedener Experimente [59, 3, 200, 103, 80, 167, 165, 4] (siehe auch Tabelle 5.2).

Molekülen der Erdatmosphäre. Eine Bestimmung der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei Energien im Kniebereich stößt vor allem aufgrund der Fluktuationen der Schauerparameter sowie der Unsicherheiten aufgrund der notwendigen Extrapolation der hadronischen Wechselwirkungen in für Laborexperimente nicht zugängliche kinematische Bereich auf erhebliche Schwierigkeiten. Die direkten Bestimmungen zeigen bei wesentlich niedrigeren Energien von etwa 185 MeV / Nukleon [71] bzw. 70 bis 1500 GeV / Nukleon [162, 227], daß die chemische Zusammensetzung bis auf einige, vor allem durch Spallationseffekte verursachte Ausnahmen, der des Sonnensystems entspricht [193].

Bei sehr hohen Energien, d.h. im Bereich von über 10^{19} eV ändert sich die Form des Energiespektrums erneut, das Spektrum flacht ab (sog. *Knöchel*). Ob bzw. wo das Energiespektrum der kosmischen Strahlung endet ist experimentell noch nicht entschieden [209, 34, 203, 30]. Ab Energien von etwa $5 \cdot 10^{19}$ eV ist die Reichweite der kosmischen Strahlung aufgrund von Wechselwirkungen mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund beschränkt (GZK-Cutoff, [231, 96]).

1.2 Anisotropie

Wie schon erwähnt ist neben dem Energiespektrum und der chemischer Zusammensetzung die Verteilung der Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung eine weitere, die kosmische Strahlung charakterisierende Größe. Aufgrund der Ablenkung der geladenen Teilchen in den interstellaren Magnetfeldern ist in dem für diese Arbeit relevanten Energiebereich (0.5-200 PeV) keine direkte Beobachtung von Quellen der kosmischen Strahlung möglich, die Richtungsverteilung der kosmischen Strahlung ist beinahe isotrop.

Anisotropie wird durch folgenden Zusammenhang definiert [33]:

$$\delta = \frac{F_{max} - F_{min}}{F_{max} + F_{min}} \quad (1.2)$$

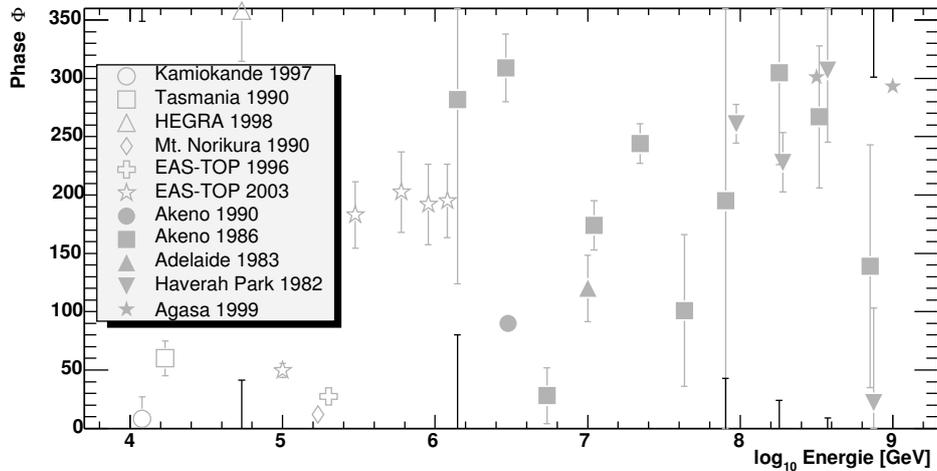


Abbildung 1.3: Phasenwerte der ersten Harmonischen der Rektaszensionsverteilung verschiedener Experimente (Referenzen siehe Abbildung 1.2 und Tabelle 5.2). Details zur Definition und Bestimmung der Phasen siehe Kapitel 1.2 und 5.2.2.

mit der maximalen und minimalen Intensität F_{max} und F_{min} in Abhängigkeit einer Richtungs-
 koordinate. Die exakte Berechnung der Anisotropie δ erfordert eine Multipolentwicklung. In
 der Näherung eines einzigen Maximums, z.B. des galaktischen Zentrums, gilt in erster Ord-
 nung [133] unter vereinfachten experimentellen Bedingungen (nur eine einzige Richtungs-
 koordinate)

$$F(\alpha) = \bar{F} + \delta \bar{F} \cos(\alpha - \Phi) \quad (1.3)$$

mit der mittleren Intensität \bar{F} , der Rektaszension α und der Anisotropie bzw. Amplitude
 der ersten Harmonischen δ mit Phase Φ . Die zweite Koordinate (Deklination) wird nicht
 berücksichtigt, da durch eine weitere Aufteilung der experimentellen Daten zuviel Sensitivität
 für die sehr kleinen Amplituden verloren geht.

Die bemerkenswerte Isotropie der Richtungsverteilungen gibt Hinweise auf die diffusiven
 Vorgänge der Propagation der kosmischen Strahlung. Für Energien von z.B. 1 PeV beträgt
 der Gyroradius etwa 1 pc (Abbildung 1.1). Die kosmische Strahlung diffundiert entlang von
 Magnetfeldern, die auf einem wesentlich größeren Bereich als dieser Gyroradius konstant
 sind. Messungen der Amplitude und Richtung des Maximums der Richtungsverteilung und
 deren Energieabhängigkeit geben Informationen über die Stärke der Diffusion sowie über die
 Struktur und Verteilung der interstellaren Magnetfeldern. Die Amplitude δ ist eine Funktion
 des Diffusionskoeffizienten D , der die Stärke der Diffusion beschreibt:

$$\delta = \frac{3D}{c} \frac{1}{n(r)} \left| \frac{dn(r)}{dr} \right| \quad (1.4)$$

mit der lokalen Teilchendichte $n(r)$ und deren Gradienten $dn(r)/dr$.

Die Anisotropie der kosmischen Strahlung wird also durch die lokale Struktur des galak-
 tischen Magnetfeldes sowie der Verteilung von nahen Quellen (falls vorhanden) beschrieben.
 Zusätzlich kann die Bewegung der Erde oder des Sonnensystems eine Anisotropie verursachen
 (siehe Kapitel 1.4).

Abbildung 1.2 gibt eine Übersicht über die rekonstruierten Amplituden der ersten Harmonischen der Rektaszensionsverteilungen verschiedener Experimente. Alle Experimente geben Amplituden bzw. Obergrenzen im Bereich von $10^{-4} - 10^{-2}$ an, ein Anstieg der Amplituden mit der Energie ist zu erkennen. Aufgrund der sehr kleinen Amplituden und dem niedrigen Fluß der kosmischen Strahlung sind allerdings nur sehr wenige dieser Amplituden signifikant. Dies entspricht in etwa den im Folgenden beschriebenen theoretischen Vorhersagen.

Die zu diesen Amplituden gehörenden Phasenwerte finden sich in Abbildung 1.3. Bei Energien unterhalb von 1 PeV stimmen die Phasenwinkel mit Werten im Bereich von -2 bis 60° recht gut überein, bei Energien oberhalb des Knies scheint ein Trend zu Phasen im Bereich von $250-300^\circ$ vorhanden zu sein. Inwieweit die berichteten Phasenwerte eine Aussagekraft haben, ist aufgrund der geringen Signifikanz der Amplituden fragwürdig.

Anisotropie auf kleinen Skalen (z.B. Punktquellen) kann aufgrund der Ablenkung der geladenen kosmischen Strahlung in den interstellaren Magnetfeldern erst bei Energien jenseits von 10^{18} eV erwartet werden. Die Richtung von elektrisch neutralen Teilchen, d.h. Photonen und Neutronen, zeigen allerdings auf ihre Quelle. Einige Punktquellen, die Photonen bis zu mehreren TeV emittieren, sind bekannt (siehe Tabelle 6.2). Da die Photonen nur etwa einen Anteil von 0.01% am Gesamtfluß der kosmischen Strahlung haben, ist ein klares Signal oberhalb des hadronischen Untergrundes nicht allerhöchstens bei direktem Blick auf eine starke Quelle zu erwarten. Die Neutronzerfallslänge für eine Energie von 1-100 PeV beträgt etwa 10-1000 pc, in diesem Entfernungsbereich gibt es nur wenige denkbare Kandidaten für hochenergetische Neutronenemission (z.B. Pulsare). Bei höheren Energien, also bei Zerfallslängen im Bereich der Entfernung zum galaktischen Zentrum, gibt es Überlegungen zu möglichen Neutronen emittierenden Quellen [102], z.B. bei einem Gamma Ray Burst in der Galaxie [76].

1.3 Herkunft und Propagation der kosmischen Strahlung

Der Verlauf des Energiespektrums, die chemische Zusammensetzung und die Richtungsverteilung der kosmischen Strahlung werden durch Art und Ort der Quellen, Beschleunigungsvorgänge, Transportmechanismen im interstellaren Raum und Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre bestimmt. Viele wichtige Details dieser physikalischen Prozesse sind nur unzureichend bekannt. Aufgrund der schwierigen experimentellen Bedingungen ist man bei der Modellierung der oben genannten Prozesse gezwungen, sich auf Näherungen oder Extrapolationen einer teilweise sehr dünnen Datenbasis zu verlassen.

Quellen und Beschleunigung

Wichtigster Beschleunigungsvorgang ist diffusive Beschleunigung in Schockfronten [81, 141, 70]. Wiederholte Reflektion der Teilchen vor und nach dem Schock bewirken einen Energiegewinn proportional zur Geschwindigkeit der Schockfront. Für die maximal erreichbare Energie ist dabei die Geschwindigkeit der Schockfront, die Anzahl an Überquerungen der Schockfront sowie die Verweildauer der Teilchen im Schockbereich entscheidend. Die Beschleunigung von geladenen Teilchen in Schockfronten ist an der Bugstoßfront der Erde im Sonnenwind bereits gemessen worden [73]. Schocks finden sich in vielen astronomischen Objekten, im Zusammenhang mit kosmischer Strahlung sind vor allem Supernovaexplosionen interessant [81, 141]. Es gibt sie auch beim Zusammentreffen von Pulsarwinden mit der Atmosphäre eines stellaren Begleiters [99, 202], bei Akkretion von Materie eines stellaren Begleiters (z.B. in Röntgendoppelsternsystemen), in offenen Sternhaufen [153] oder an der Stoßwelle des galaktischen

Windes [117, 118, 28]. Ein zur diffusiven Schockwellenbeschleunigung ähnlicher Beschleunigungsvorgang ist die Fermi-Beschleunigung 2. Art durch Reflektion der geladenen Teilchen an sich bewegenden magnetischen Strukturen. Er ist vor allem in Propagationsmodellen mit erneuter Beschleunigung ('reacceleration models') wichtig. Direkte Beschleunigung fordert die Existenz von starken elektrischen Feldern, wie sie allerdings aufgrund der erforderlichen Feldstärke und räumlichen Ausdehnung vor allem in sich schnell rotierenden Systemen mit starken Magnetfeldern vorkommen. Beispiele hierfür sind Polkappen in Pulsaren mit Potentialen von bis zu 10^{13} V [54, 178] oder elektrische Felder aufgrund der differentiellen Rotation in Akkretionsscheiben in Doppelsternsystemen [52]. Einige Röntgendoppelsterne zeigen Jet-Phänomene (Mikroquasare [105]), von denen erwartet wird, daß hier wie in Jets aktiver galaktischer Kerne (AGN) Teilchenbeschleunigung stattfindet.

Vor allem für den hochenergetischen Bereich ($> 10^{19}$ eV) gibt es viele sogenannte 'Top-Down'-Modelle, in denen Teilchen mit hoher Energie durch den Zerfall von z.B. superschweren 'X'-Teilchen oder supersymmetrischen Teilchen entstehen [144, 201, 35].

Propagation

Kosmische Strahlung im betrachteten Energiebereich bis zu einigen hundert PeV ist von galaktischem Ursprung. Dies wird durch Beobachtungen des EGRET-Satelliten der Großen und Kleinen Magellanschen Wolke gestützt. In der Großen Magellanschen Wolke wurde hochenergetische Gammastrahlung gemessen, für die Kleine Magellansche Wolke konnten nur sehr niedrige Flußgrenzen angegeben werden [146, 204].

Die genaue Verteilung von Materie und Magnetfeldern in der Galaxie beeinflusst die Beschleunigungs- und Transportmechanismen. Die wichtigsten Prozesse während der Ausbreitung der kosmischen Strahlung in der Galaxie sind Diffusion im galaktischen Magnetfeld, Ionisationsverluste, Spallation und radioaktiver Zerfall, Strömung entlang einer vorherrschenden Magnetfeldrichtung und weitere Beschleunigungsvorgänge in Schockfronten. Für Elektronen sind zusätzlich noch Verluste durch Synchrotronabstrahlung und inversen Comptoneffekt wichtig.

Das Magnetfeld der Galaxie bestimmt die Diffusion, Konvektion und Strömung und damit die Verweildauer der kosmischen Strahlung in der Galaxie. Die genaue Struktur und Stärke der Magnetfelder in der Milchstraße ist unbekannt. Näherungsweise besteht das galaktische Magnetfeld aus einer geordneten und einer zufällig ausgerichteten Komponente. Polarisationsmessungen der Strahlung von Pulsaren und extragalaktischen Quellen sowie der Vergleich mit Messungen der Magnetfelder anderer Spiralgalaxien zeigen, daß die Magnetfeldlinien den Spiralarmlen der Galaxie folgen [32, 226] (Abbildung 1.4). Nicht bekannt ist, ob sich die Richtung der Magnetfelder von einem Spiralarmlen zum nächsten umkehrt. In vielen Modellen wird das Volumen des galaktischen Magnetfeldes durch einen Zylinder mit etwa 20 kpc Radius und einigen hundert pc Höhe mit einer Feldstärke von 1-10 μ G angenommen. Die ungeordnete Komponente wird durch Turbulenzen im interstellaren Plasma hervorgerufen, ihre Feldstärke ist vergleichbar mit der der geordneten [26]. In Abbildung 1.1 sind im oberen Teil die Gyroradien für Protonen und Eisenkerne für eine Magnetfeldstärke von 1.4 μ G eingezeichnet. Für den hier betrachteten Energiebereich von 0.5 PeV bis 200 PeV betragen diese zwischen 0.02 pc und 200 pc. Durch die Ablenkung der geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung in diesen Magnetfeldern ist eine Bestimmung der Quellrichtung mit der Ankunftsrichtung der Teilchen auf der Erde nicht möglich.

Spallation und Ionisationsverluste werden durch die interstellare Materie, die vor allem aus

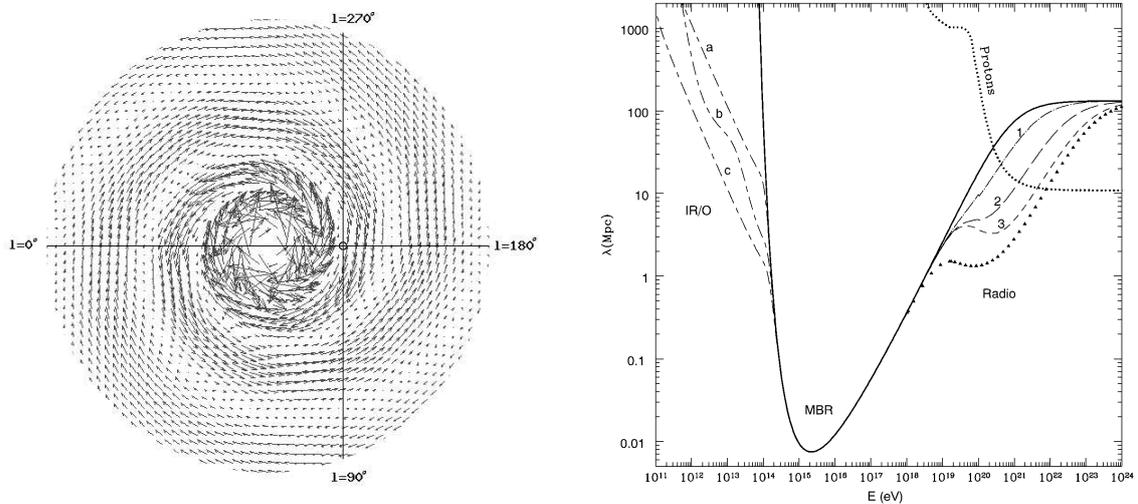


Abbildung 1.4: Links: Vektorzeichnung des Galaktischen Magnetfeldes nach dem BSS-S Modell [171]. Die Position der Sonne ist im Schnittpunkt der beiden Linien zu finden. Rechts: Mittlere freie Weglänge für Photonen der γ -Strahlung in Abhängigkeit der Energie [62, 112]. Die Abschwächung von Protonen durch Wechselwirkungen mit der CMBR ist oben rechts eingezeichnet ('GZK-cutoff').

heißem Gas und Staub besteht, bestimmt. Die mittlere Dichte von neutralem Wasserstoffgas ist etwa 1 Teilchen/cm^3 innerhalb einer etwa 100 pc dicken Scheibe [82].

Ist das primäre Teilchen kein Atomkern, sondern ein hochenergetisches Photon, spielt die Absorption an Hintergrundphotonen über die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ eine Rolle. Die Schwelle für diese Reaktion beträgt $E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} = 2(m_e c^2)^2 \approx 0.5 \cdot 10^{12}(\text{eV})^2$ und wird für TeV-Gammastrahlung bei sichtbarem Licht ($E_\gamma \approx 1 \text{ eV}$) und für PeV-Gammastrahlung für Mikrowellenhintergrundstrahlung (MBR) ($E_\gamma \approx 10^{-4} \text{ eV}$) erreicht. Abbildung 1.4 (rechts) zeigt die mittlere freie Weglänge für Paarproduktion in Abhängigkeit der Energie der γ -Strahlung. Im PeV-Bereich ist die Abschwächung mit $\lambda \approx 10 \text{ kpc}$ am höchsten.

Zusätzlich findet sich in dieser Abbildung auch die mittlere freie Weglänge für Protonen. Ab Energien von $5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$ wird hier die Photopionproduktion an Photonen der Mikrowellenhintergrundstrahlung wichtig (GZK-Cutoff [231, 96]).

1.3.1 Modelle zum Knie im Energiespektrum

Verschiedenste Modelle zur Erklärung des Knies im Energiespektrum finden sich in der Literatur [123]. Kaum eines der Modelle kann durch experimentelle Beobachtungen vollständig widerlegt oder bestätigt werden. Neben den unzureichenden experimentellen Daten liegt das vor allem an den großen Anpassungsmöglichkeiten der Modelle durch ihre Vielzahl an Parametern. Die wichtigsten Modelle und (falls Vorhanden) deren Vorhersagen bezüglich Anisotropien sollen im folgenden kurz vorgestellt werden. Kombinationen der verschiedenen Modelle sind oftmals möglich bzw. sinnvoll, darauf kann aber in diesem Rahmen nicht eingegangen werden.

Beschleunigung in Schockfronten von Supernovae

Die Beschleunigung von Teilchen der interstellaren Materie auf Energien unterhalb des Knies wird durch Fermi-Beschleunigung 1. Art in Schockfronten von Supernova-Explosionen mit parallel zur Front ausgerichteten Magnetfeldern erklärt [81, 141]. Die mit diesem Mechanismus erreichbare Maximalenergie beträgt je nach Modellvariante zwischen $10^{13} \times Z$ [142] und $10^{14} \times Z$ eV (z.B. [87]). Das resultierende Energiespektrum entspricht einem Potenzgesetz mit Index $\gamma_Q \approx -2.1$.

Für beliebige Orientierungen der Magnetfelder zur Schockfront können in einem weiteren Modell Energien von bis über 10^{17} eV erreicht werden [135]. In diesem Szenario werden die Änderungen der spektralen Indizes bei den einzelnen Elemente durch zwei Prozesse bestimmt. Zum einen hängt die erreichbare Maximalenergie E_{max} für Schockbeschleunigung vom Winkel des Magnetfeldes zur Schockfront ab, E_{max} ist am kleinsten wenn beide parallel zueinander sind. Auf der anderen Seite ändert sich die Rate der beschleunigten Teilchen drastisch mit zunehmenden Winkel ('Beschleunigungseffizienz'). Insgesamt erhält man für jedes Elementspektrum ein Knie, die Kniepositionen sind von der Ladungszahl Z abhängig.

Eine weitere Variation der SN Schockwellenbeschleunigung ist die Explosion in sogenannten 'Superbubbles', große zusammenhängende Bereiche mit einer wesentlich geringeren Materiedichte des interstellaren Mediums ($\approx 10^{-3}$ Teilchen/cm³ anstatt 1 Teilchen/cm³). Die Verdünnung dieser Gebiete erfolgt durch korrelierte SN Explosionen. Mehrere SNe in einer Region sind nicht unwahrscheinlich, da einige Sterne innerhalb dieser Region in etwa gleichzeitig entstehen können. Die Schockwelle kann sich in der Superbubble bis zu 1000 mal länger fortpflanzen als im normalen interstellaren Medium und damit kosmische Strahlung effizienter beschleunigen [108, 174].

Supernovae wurden aufgrund energetischer Überlegungen schon sehr früh als Quellen der kosmischen Strahlung vorgeschlagen [29, 89]. Die erforderliche Leistung zur Aufrechterhaltung der Energiedichte von 1 eV/cm³ der kosmischen Strahlung in der Galaxie beträgt etwa 10^{34} J/s. Etwa drei galaktische Supernovae-Explosionen finden pro Jahrhundert in der Milchstraße statt [219], im Mittel werden etwa 10^{44} J pro SN frei. Die Effizienz der Beschleunigung in Verbindung mit Supernovae sollte damit etwa 10% betragen.

Obwohl Supernovae schon lange als Quellen der kosmischen Strahlung diskutiert werden sowie Schockbeschleunigung seit 20 Jahren (z.B. [70, 37]) in Verbindung mit SN erörtert wird, fehlen bis heute wesentliche experimentelle Nachweise [134, 175, 180]. Trotz intensiver Anstrengungen fehlt eine zweifelsfreie Beobachtung der Beschleunigung von ionisierten Kernen in SN. Das CANGOROO-Experiment beansprucht zwar hadronische γ -Strahlungsemission (Photonen aus π^0 -Zerfällen) in der Supernova J1713.7-3946 beobachtet zu haben [74], andere Interpretationen dieser Messungen werden jedoch diskutiert [41, 194]. Die Beschleunigung von Elektronen in SN wurde dagegen schon durch Messungen von Synchrotronemissionen nachgewiesen.

Das Energiespektrum der Teilchen nach der Schockwellenbeschleunigung beträgt etwa $\gamma_Q \approx -2.1$, Propagation der Teilchen von der Quelle durch die Galaxie mit einer energieabhängigen Einschlußzeit $t_{conf} \propto E^{-0.6}$ ('leaky-box model' [33, 208]) führt zur Modifikation des Spektrums und einem Index von $\gamma_{tot} \approx -2.7$ entsprechend den Beobachtungen.

Mehrstufen-Beschleunigung oder mehrere Quelltypen

Mehrere unterschiedliche galaktische Quelltypen mit verschiedenen resultierenden Energiespektren produzieren in diesem Modell die Teilchen mit Energien unterhalb bzw. oberhalb des Knies [84]. Standard Supernova-Schockbeschleunigung ist der dominierende Mechanismus für Energien bis etwa 0.1-10 PeV (siehe vorheriger Abschnitt). Für die Beschleunigung von Teilchen auf Energien oberhalb davon gibt es eine ganze Reihe von teilweise im vorherigen Kapitel schon erwähnten Quellkandidaten. Dazu zählt Schockbeschleunigung in Pulsar-Systemen [99] und Neutronensternen oder in Akkretionsscheiben von Doppelsternsystemen [52] (Übersicht in [87]). Ein Szenario beschreibt die Explosionen von massiven Sternen in ihren eigenen stellaren Wind (z.B. bei Wolf-Rayet Sternen) [220, 205, 36]. Teilchen mit Energien bis etwa $3 \cdot 10^{18}$ eV können damit erzeugt werden. Energien bis über 10^{19} eV werden in einem weiteren Modell [117, 118, 28] durch einen zweiten Beschleunigungsvorgang in der Stoßwelle des galaktischen Windes ähnlich der Beschleunigung von Teilchen in der Bugstoßwelle der Erde im solaren Wind erreicht.

Nukleare Photodisintegration

Das Quellspektrum ist hier strukturlos, das Knie im Energiespektrum wird in diesem Modell durch Wechselwirkungen der Teilchen der kosmischen Strahlung mit einem dichten Photonfeld (optisch und UV) in der Quellregion verursacht [109, 125, 43]. Ab Energien von $A \times 10^{15}$ eV (A =Massenzahl) haben die optischen Photonen im Ruhesystem der kosmischen Strahlung Energien von mehreren MeV und können die Kerne spalten. Protonen verlieren hauptsächlich durch Photon-Meson Wechselwirkungen Energie. Dieses Modell kann das Gesamt-Energiespektrum gut beschreiben. Allerdings zeigt es keine gute Übereinstimmung mit der mittleren Masse, da es eine sehr leichte Zusammensetzung oberhalb von 10^{16} eV vorhersagt.

Die Aussagen zur Anisotropie sind von den drei oben beschriebenen Modelltypen etwa gleich. Amplituden im Bereich von $10^{-4} - 10^{-3}$ für Energien von 0.1 bis 10 PeV werden durch Berechnungen mit entsprechenden Konfigurationen der Transportmechanismen und der Geometrie der Galaxie bestimmt. Die kleinen Amplituden werden durch die stochastische Komponente der Magnetfelder und die Messung von Teilchen, die in vielen, über die ganze Galaxie verteilten Quellen (alle 30 Jahre eine SN und Verweildauer der kosmischen Strahlung in der Galaxie etwa 10^7 Jahre [183]) beschleunigt werden, begründet. Die gemessenen Amplituden geben die lokale Konfiguration des galaktischen Magnetfeldes bzw. die Verteilung der nahe gelegenen Quellen wieder. Alle Modelle können die experimentellen Daten in Abbildung 1.2 und Tabelle 5.2 wiedergeben.

'Single Source Scenario'

Im 'Single Source Scenario' ist das Knie das Ergebnis einer einzigen nahen und relativ jungen Supernova [78]. Die Beschleunigung erfolgt durch den schon erwähnten Schockwellenmechanismus. Das Spektrum der Teilchen, die in der lokalen SN beschleunigt werden addiert sich zu dem vieler Hintergrundquellen, die Teilchen aus der lokale Quelle machen etwa 60% des Gesamtflusses aus. Das Hintergrundspektrum zeigt dabei keine Änderung des Index. Die Kniepositionen der einzelnen Elemente skalieren in diesem Modell mit Z . Die Autoren begründen ihr Modell vor allem darauf, daß damit Abweichungen in den gemessenen Elektronenzahlspektren

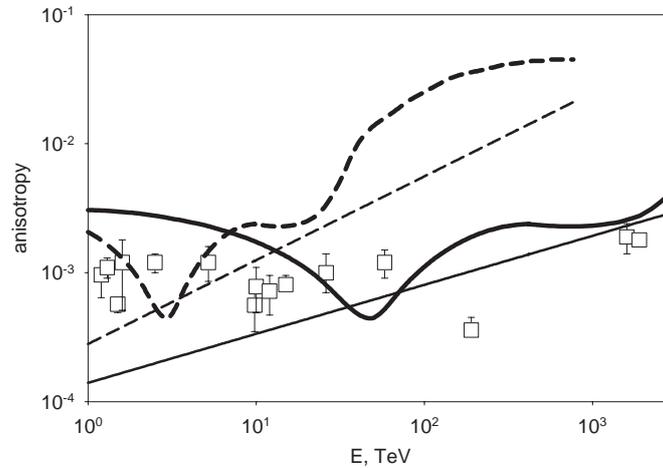


Abbildung 1.5: Vorhersagen für Amplituden der großräumigen Anisotropie für ein Diffusionsmodell mit gleichverteilten Quellen (dünne Linien) und lokalen Supernovae (dicke Linien) für reine Diffusion (gestrichelte Linien) und Diffusion mit erneuter Beschleunigung ('reacceleration model', durchgezogene Linien). Die Punkte stellen Messwerte verschiedener Experimente dar [182].

von glatten Potenzgesetzen (sogenannte 'bumps') erklärt werden können. Möglicher Kandidat ist ein Supernovaüberrest mit dem Pulsar PSR B0656+14 [216].

Das 'Single Source Scenario' sagt eine Amplitude für die großräumige Anisotropie für eine angenommene Entfernung der Supernova von 150 pc von etwa 0.6% am Knie für Protonen und eine wesentlich kleinere Amplitude für schwerere Teilchen voraus. Allerdings sind diese Werte von der Annahme abhängig, ob sich die Erde vor oder hinter der Supernovaschockfront befindet. Für letzteren Fall sind Anisotropien im Bereich von mehreren Prozent wahrscheinlich.

Diffusionsmodell

Dieses Modell war der erste Erklärungsversuch für das Knie [140, 179]. Die Diffusion der kosmischen Strahlung in der Galaxie wird durch die Größe der Unregelmäßigkeiten in den Magnetfeldern und der Rigidität der Teilchen bestimmt. Bei einer Magnetfeldstärke von z.B. $3 \mu\text{G}$ und einer typischen Größe der Unregelmäßigkeiten von 1 pc sind Teilchen mit einer Rigidität kleiner als $R \approx 3 \cdot 10^6$ GV in diesen Magnetfeldern eingeschlossen, Teilchen mit höherer Rigidität nicht. Die Abhängigkeit des Gyroradius von der Energie der Teilchen kann Abbildung 1.1 entnommen werden. Der Diffusionskoeffizient dieser hochenergetischen Teilchen ist größer, und sie haben eine größere Entkommwahrscheinlichkeit aus der Galaxie. Das Knie im Energiespektrum ist die Folge dieses vermehrten Verlustes an Teilchen. Die chemische Zusammensetzung wird mit der Energie schwerer, die Kniepositionen variieren mit Z . Die Abhängigkeit der Anisotropie von der Energie der Teilchen sollte einen Anstieg der Amplituden nach dem Knie aufgrund der zunehmenden Teilchenverluste aus der Galaxie zeigen.

Abbildung 1.5 zeigt die Ergebnisse einer einfachen Modellrechnung für Primärenergien bis ungefähr 1 PeV [182]. Die Verteilung der Quellen hat offensichtlich großen Einfluß auf den

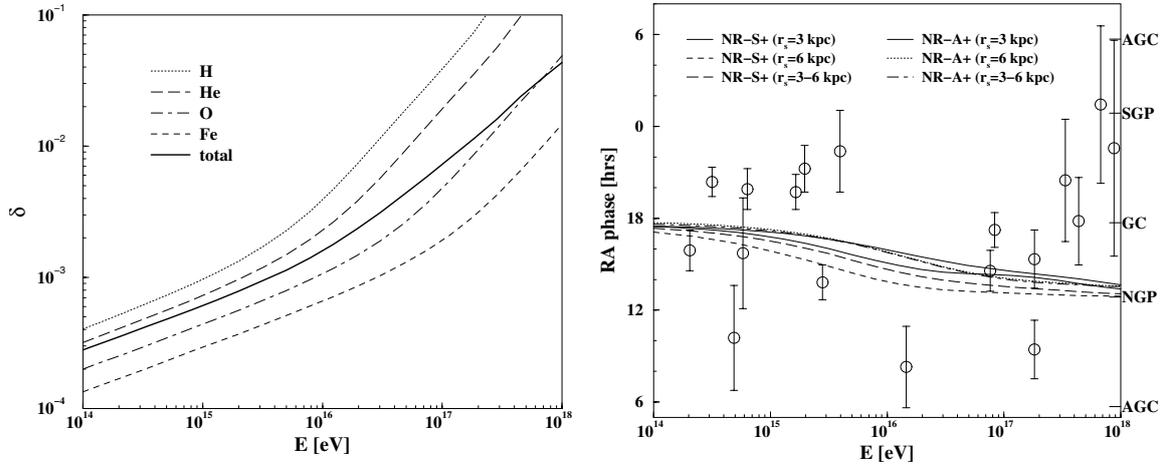


Abbildung 1.6: Vorhersagen für Amplituden und Phasen der großräumigen Anisotropie des Diffusions/Drift-Modell. Die Phasen wurden für verschieden Konfigurationen des Magnetfeldes berechnet (Details siehe [45]), die Punkte geben experimentelle Meßwerte wieder. GC=Galaktisches Zentrum, NGP=Galaktischer Nordpol, etc.

Verlauf der Anisotropie, hier wurde zum einen eine Gleichverteilung der Supernovae in der galaktischen Scheibe wie auch der Einfluß von lokalen Quellen für ein reines Diffusionsmodell und für Diffusion mit zusätzlicher Beschleunigung durch Streuung an magnetischen Diskontinuitäten ('reacceleration model') untersucht. Wechselwirkungen mit dem interstellaren Gas wurden in dieser Rechnung nicht berücksichtigt. Die berechneten Amplituden der Anisotropie sind im Bereich von 10^{-4} - 10^{-2} bzw. 10^{-4} - 10^{-3} für die beiden Propagationsannahmen.

Diffusions/Drift-Modell

Das Knie im Energiespektrum wird in diesem Modell [184, 46, 44, 45] durch unterschiedliche Energieabhängigkeiten der Diffusionskoeffizienten in ungeordneten (Diffusion) und geordneten (Drift oder Hall-Diffusion) magnetischen Feldern verursacht. Drift spielt bei kleinen Energien keine Rolle, der Hall-Diffusionskoeffizient wächst jedoch linear mit der Energie und dominiert oberhalb des Knies. Er bestimmt hier die Verweildauer der kosmischen Strahlung in der Galaxie. Die Kniepositionen in den Spektren der einzelnen Elemente der kosmischen Strahlung skalieren in diesem Modell mit der Ladungszahl, ein zweites Knie ist oberhalb von 10^{17} eV vorhanden.

Rechnungen von Ptuskin et al. [184] ergeben abhängig von der Modellierung des galaktischen Magnetfeldes bei Primärenergien $E_0 = 3 \cdot 10^{15}$ eV maximale Amplituden von $2 \cdot 10^{-3}$. Abbildung 1.6 zeigt Vorhersagen von Candia et al. [46] von Amplituden und Phasen für ein bestimmtes Modell des galaktischen Magnetfeldes (NR-A+) und eine bestimmte Quellverteilung. Die Wahl des Magnetfeldmodells hat dabei einen wesentlichen Einfluß auf die Ergebnisse. Im vorliegenden Fall liegen die Amplituden für PeV-Energien im Bereich von 10^{-3} . Obwohl die chemische Zusammensetzung in diesem Modell nach dem Knie wesentlich schwerer ist als vor dem Knie, tragen die leichten Elemente noch wesentlich zu den Amplituden der Anisotropie bei. Die Streuung der gemessenen Phasenwerte (rechte Abbildung) deutet an, daß die bisherigen experimentellen Daten nur wenig zur Bewertung der Modelle beitragen können.

Änderung der Wechselwirkung in der Atmosphäre

Dieses Modell unterscheidet sich grundsätzlich von den bisher vorgestellten. Das Knie im Energiespektrum wird hier durch eine Steigerung der Multiplizität der Hadronen für die erste Wechselwirkung in der Atmosphäre [170] erzeugt. Die Quellspektren besitzen hier kein Knie. Nur die beobachteten Spektren der Sekundärteilchen am Erdboden zeigen eine Abhängigkeit von der Massenzahl A . Dieses Modell basiert auf Messungen von Elektronenzahlspektren des Tien-Shan Experiment. Diese Messungen zeigen keine Abhängigkeit der Kniepositionen in den Elektronzahlspektren vom Einfallswinkel. KASCADE konnte dies nicht bestätigen, hier zeigen die Kniepositionen der Elektronzahlspektren die erwartete Abschwächung mit zunehmendem Zenitwinkel [25].

Exotische Modelle

Die zwei folgenden Modelle sind willkürlich aus der langen Reihe an Kniemodelle, die auf exotischer Physik basieren, ausgewählt. Das erste Modell sieht eine Reduktion des Protonflusses durch eine inverse β -Reaktion mit Big-Bang-Reliktneutrinos [228] als Ursache für das Knie. Für eine angenommene Neutrinomasse von $0.4 \text{ eV}/c^2$ wird ab etwa 4 PeV die Reaktion $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ energetisch möglich. Die benötigten Reaktionsraten sind jedoch so hoch, daß eine unwahrscheinlich hohe Dichte an Reliktneutrinos notwendig ist.

Das zweite Modell basiert auf einem 'extra-dimension'-Szenario [127], indem bei Energien im Bereich von einigen PeV die Produktion von Gravitonen möglich wird. Diese können in den Detektoren nicht nachgewiesen werden, wodurch die bekannte Knie-Struktur im Energiespektrum entsteht.

1.3.2 TeV- γ -Quellen

Hochenergetische γ -Strahlung ($> 100 \text{ GeV}$) wird vor allem durch folgende Prozesse erzeugt:

1. Hadronische Wechselwirkungen mit π^0 -Produktion, in deren Zerfall jeweils zwei Photonen erzeugt werden.
2. Inverse Compton-Streuung von hochenergetischen Elektronen (Positronen) an niederenergetischen Photonen. Diese Photonen stammen vor allem aus heißen stellaren Umgebungen.
3. Inverse Compton-Streuung von hochenergetischen Elektronen (Positronen) an Photonen aus Synchrotron- bzw. Bremsstrahlungsprozessen (Synchrotron-Self-Compton SSC).

Galaktische TeV- γ -Quellen sind vor allem Supernova-Überreste, Pulsare oder Doppelsystemen. Stärkste Quelle ist der Krebs-Nebel, von diesem Objekt ist das Energiespektrum der γ -Strahlung über viele Größenordnungen bekannt. Abbildung 1.7 zeigt das Energiespektrum für den gesamten γ -Strahlungsbereich (links) und für Energien von 100 GeV bis einigen hundert TeV (rechts). Bis etwa 100 MeV wird das Spektrum durch Synchrotronstrahlungsprozesse bestimmt, das TeV-Spektrum wird durch inverse Compton-Streuung (SSC) erzeugt. Photonen vom Krebs-Nebel mit Energien von über 40 TeV wurden von bodengestützten Experimenten gemessen. Weder vom Krebs-Nebel noch von anderen Quellen wurden Photonen aus π^0 -Zerfälle, d.h. von hadronischen Beschleunigungsvorgängen gemessen. Eine Übersicht über die TeV- γ -Astronomie findet sich in [172, 112, 151].

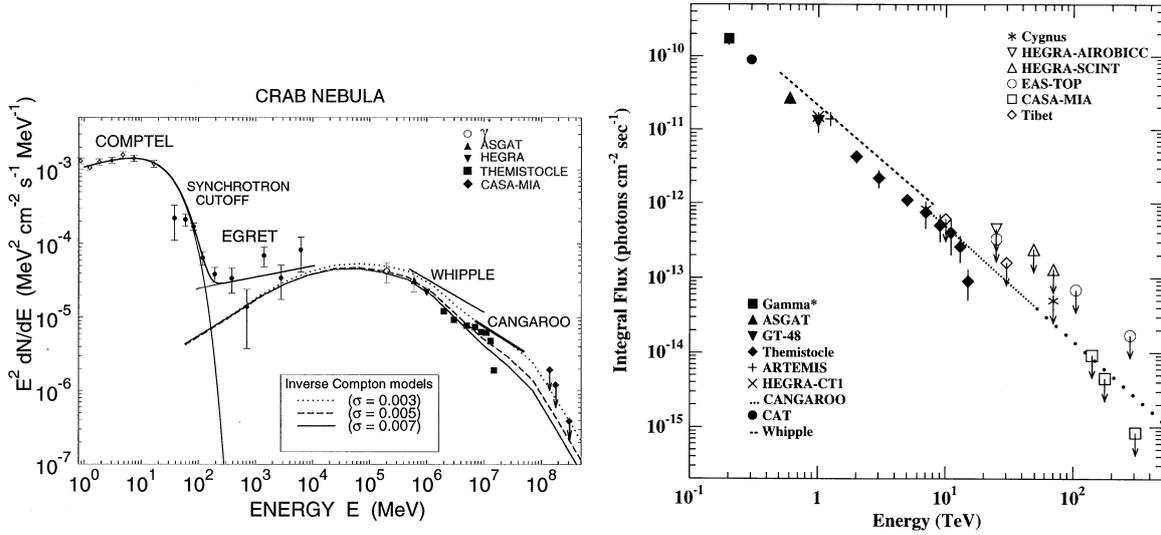


Abbildung 1.7: Energiespektrum der ungepulsten γ -Emission des Krebsnebels für Energien größer als 1 MeV (links) und im TeV-Bereich (rechts) (aus [172], siehe auch Referenzen dort). Volle Symbole geben Messungen von abbildenden Tscherenkow-Teleskopen wieder, offene von Detektorfeldern.

Die Extrapolation des Energiespektrums des Krebs-Nebels zu höheren Energien ist aus zwei Gründen nicht einfach. Erstens zeigen viele Energiespektren von γ -Quellen einen mehr oder weniger abrupten Abbruch im TeV-Bereich. Dies ist aufgrund der ähnlichen Produktionsmechanismen auch für den Krebsnebel zu erwarten. Der zweite Grund ist die zunehmende Absorption der γ -Strahlung an den Photonen der Mikrowellenhintergrundstrahlung (siehe Abbildung 1.4). Die Absorptionslänge erreicht ihr Minimum bei etwa 2 PeV.

1.4 Solare Anisotropie - Compton-Getting Effekt

Die Relativbewegung der Erde bzw. des Sonnensystems zum System, in dem die Verteilung der kosmischen Strahlung isotrop angenommen werden kann, bewirkt eine möglicherweise beobachtbare Anisotropie. Die Amplitude dieses sogenannten Compton-Getting Effektes [60] beträgt:

$$\delta_{C-G} = (\gamma + 2) \frac{v}{c} \cdot \cos \varphi \quad (1.5)$$

mit dem differentiellen Index des Energiespektrums γ , der Relativgeschwindigkeit des Beobachters v , der Lichtgeschwindigkeit c und dem Winkel φ zwischen der Beobachtungs- und Bewegungsrichtung.

Unter der Annahme, daß die kosmische Strahlung galaktischen Ursprungs ist, und das System des galaktischen Zentrums (GC) als Ruhesystem der kosmischen Strahlung angenommen werden kann, läßt sich die Bewegung der Erde in mehrere Komponente aufteilen:

$$v_{Erde-GC} = v_{Erde-Sonne} + v_{Sonne-LSR} + v_{LSR-GC} \quad (1.6)$$

$v_{Sonne-LSR}$ bezeichnet die Geschwindigkeit der Sonne zur mittleren Geschwindigkeit der Sterne in der Nachbarschaft der Sonne (local standard of rest, LSR), v_{LSR-GC} die Geschwindigkeit des LSR relativ zum galaktischen Zentrum. Folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die

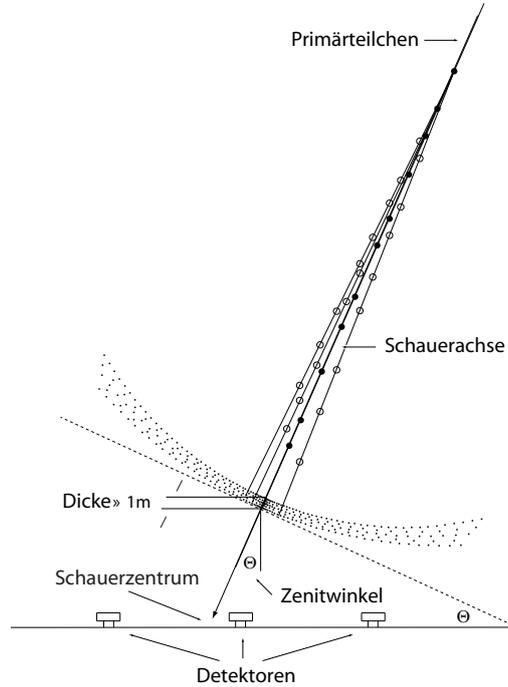


Abbildung 1.8: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers (nach [16]).

Beträge und Richtungen dieser Geschwindigkeiten sowie die nach Gleichung 1.5 erwarteten Amplituden δ_{C-G} :

	Geschwindigkeit	Richtung	Referenz	Amplituden
$v_{Erde-Sonne}$	30 km/s	6:00 Uhr (solare Zeit)		$\delta_{C-G} \approx 3 \cdot 10^{-4}$
$v_{Sonne-LSR}$	20 km/s	$(\alpha, \delta) = (18h, +30^\circ)$	[128]	$\delta_{C-G} \approx 2 \cdot 10^{-4}$
v_{LSR-GC}	220-270 km/s	Rotation um GC	[128, 161]	$\delta_{C-G} \approx 3 \cdot 10^{-3}$

Die Amplituden sind für alle in Frage kommenden Geschwindigkeiten kleiner als 0.5%. Zwei Experimente haben Messungen des Compton-Getting Effektes aufgrund der Bewegung $v_{Erde-Sonne}$ veröffentlicht. Myonuntergrundmessungen [64] (Primärenergie $E_0 \approx 1.5$ TeV) ergaben eine Amplitude von $\delta_{C-G}^{Cutler} = 2.5 \cdot 10^{-4}$ mit einem Maximum um 8:18 Uhr. Das EAS-TOP Experiment meldete eine Amplitude $\delta_{C-G}^{EAS-TOP} = 4.06 \cdot 10^{-4}$ um 4:55 Uhr ($E_0 \approx 10^{14}$ eV) [3]. Zumindest das erstgenannte Experiment weist auf die Problematik von meteorologischen Effekten hin, deren Einfluß auf die Richtungsverteilungen neben weiteren systematischen Effekten weitaus größer sein kann, als der eigentliche Compton-Getting Effekt (siehe auch Kapitel 5.1).

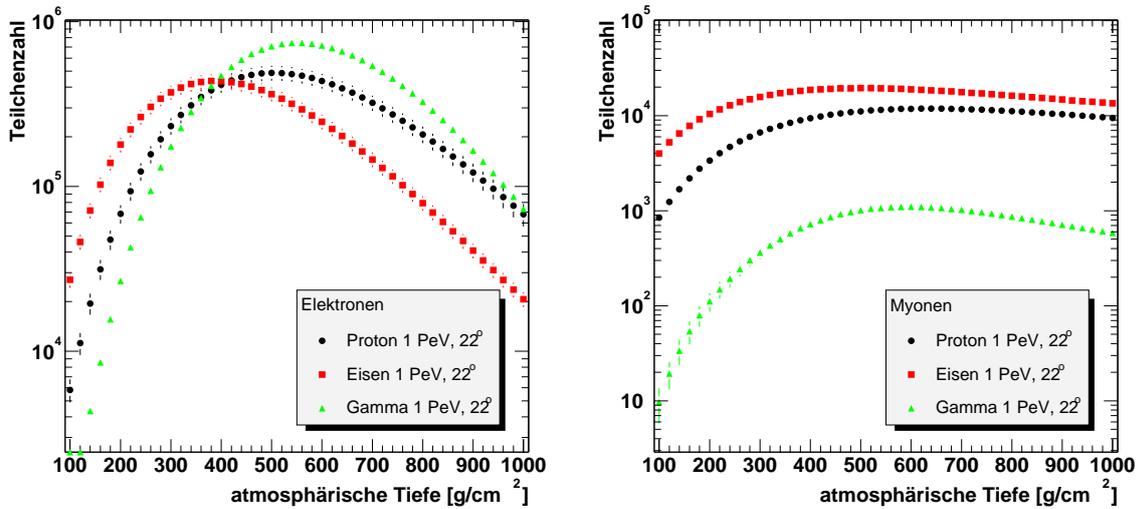


Abbildung 1.9: Mittlere Longitudinalverteilungen für Elektronen (links) und Myonen (rechts) von jeweils 100 simulierten 1 PeV Schauer für verschiedene Primärteilchen (Einfallswinkel $\Theta = 22^\circ$, CORSIKA mit QGSJet/GHEISHA).

1.5 Ausgedehnte Luftschauer

Die Kollision eines Teilchens der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre in einer Höhe über dem Erdboden von typischerweise 10-40 km erzeugt durch eine Reihe verschiedener Kern- und Teilchenreaktionen das Phänomen der ausgedehnten Luftschauer [27]. Die Kollision des Primärkerns führt zu dessen Fragmentierung und es werden neue Hadronen, vor allem Pionen und Kaonen erzeugt. Die weitere Entwicklung der Teilchenkaskade ist durch die konkurrierenden Prozesse von Teilchenproduktion, Zerfall, Ionisationsverlust und Absorption bestimmt. Die Energie pro Sekundärteilchen nimmt mit zunehmender Tiefe ab, es steht immer weniger Energie für die Teilchenproduktion zur Verfügung, Zerfall und Ionisationsverluste nehmen zu. Der longitudinale Verlauf der Teilchenzahlen zeigt direkt nach der ersten Wechselwirkungen einen steilen Anstieg bis zu einem Maximum (Abbildung 1.9). Danach verringern sich die Teilchenzahlen näherungsweise exponentiell bis zum Erdboden. Ein schematisches Bild eines Luftschauers in der Erdatmosphäre ist in Abbildung 1.8 zu sehen. Die Teilchen des Luftschauers bewegen sich innerhalb einer gekrümmten Scheibe mit einer Dicke im Bereich von wenigen Metern mit beinahe Lichtgeschwindigkeit auf die Erde zu. Die gesamte Schauerentwicklung findet in der Atmosphäre statt. Sowohl die Zusammensetzung der Atmosphäre (vor allem Stickstoff), das vertikale Dichteprofil und die zeitliche Variabilität hat Einfluß auf den Luftschauer.

Die Teilchen der Luftschauer auf Beobachtungsniveau lassen sich in eine elektromagnetische, myonische und hadronische Komponente aufteilen. Die hadronische Komponente besteht vor allem aus Kernfragmenten, Protonen, Neutronen und Mesonen, die dominierende Teilchensorte sind Pionen. Für die myonische Komponente ist der Zerfall von geladenen Pionen der wichtigste Produktionsprozess. Abhängig von der Produktionshöhe und Energie erreichen die Myonen den Erdboden oder zerfallen vorher in Elektronen und Neutrinos. Die an Teilchenzahlen größte Komponente ist die elektromagnetische, die vor allem aus dem Zerfall

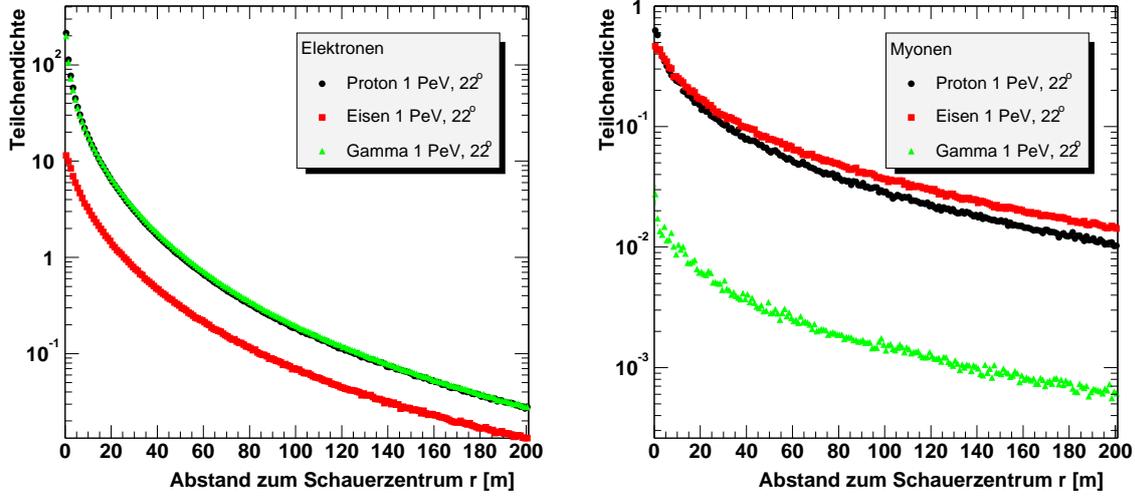


Abbildung 1.10: Mittlere Lateralverteilungen für Elektronen (links) und Myonen (rechts) von jeweils 100 simulierten 1 PeV Schauer für verschiedene Primärteilchen (Einfallswinkel $\Theta = 22^\circ$, CORSIKA mit QGSJet/GHEISHA).

von neutralen Pionen stammt. Die dabei entstehenden Photonen bilden durch die Paarbildung Elektronen, die wiederum durch Bremsstrahlung Photonen erzeugen. Ein elektromagnetischen Subschauer entsteht.

Typische Teilchenzahlen am Erdboden für einen protoninduzierten Luftschauer mit Primärenergie von 1 PeV sind etwa 40000 Elektronen ($E_{kin} > 3$ MeV), 8000 Myonen ($E_{kin} > 3$ MeV) und 1500 Hadronen ($E_{kin} > 100$ MeV). Die laterale Ausdehnung der Luftschauer ist abhängig von der Primärenergie und der Art des Primärteilchens, für einen Schauer im betrachteten Energiebereich von 0.5 bis 100 PeV beträgt sie etwa 30 bis 5000 m. Die Lateralverteilung der Teilchendichte kann näherungsweise mit der NKG-Formel [122, 95] beschrieben werden:

$$\rho(r) = \frac{N_X}{2\pi \cdot r_{m,X}^2} \cdot f\left(s, \frac{r}{r_{m,X}}\right) \quad (1.7)$$

$$f\left(s, \frac{r}{r_{m,X}}\right) = \left(\frac{r}{r_{m,X}}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_{m,X}}\right)^{s-4.5} \cdot \frac{\Gamma(4.5 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (1.8)$$

N_X bezeichnet die Teilchenzahl der Sorte X , r ist der Abstand zum Schauerzentrum, $r_{m,X}$ der Molièreradius der Teilchensorte X und s der laterale Formparameter (Schaueralter). Obwohl für die elektromagnetische Komponente entwickelt, beschreibt die NKG-Funktion auch die Verteilungen der Hadronen und Myonen sehr gut (siehe Vergleich mit KASCADE-Messungen in [22]). Die Lateralverteilung der Myonen wird hauptsächlich durch den Transversalimpuls der Mutterteilchen (Pionen) bestimmt. Für die Lateralverteilung der elektromagnetischen Komponente ist die in der Molière-Theorie beschriebene Coulomb-Vielfachstreuung wichtig. Abbildung 1.10 zeigt als Beispiel die Lateralverteilungen von Elektronen und Myonen für simulierte Schauer verschiedener Primärteilchen mit einer Primärenergie von $E_0=1$ PeV und einem Zenitwinkel von $\Theta = 22^\circ$.

Neben der Primärenergie hat die Art des Primärteilchens einen wesentlichen Einfluß auf die Schauerentwicklung. Der Wirkungsquerschnitt von schweren Primärteilchen ist größer

als von leichten, d.h. die Höhe der ersten Wechselwirkungen liegt z.B. für Eisen induzierte Schauer und 1 PeV Primärenergie zwischen 25 und 40 km, für Protonschauer aber zwischen 15 und 30 km. Die unterschiedliche Entwicklung von proton- bzw. eiseninduzierten Luftschauern, besonders die unterschiedliche Lage der Teilchenmaxima, ist deutlich in Abbildung 1.9 zu erkennen. Auf die Unterschiede zwischen von leichten und von schweren Primärteilchen induzierten Luftschauern wird in Kapitel 5.2.1 etwas detaillierter eingegangen.

γ -induzierte Luftschauer bestehen fast ausschließlich aus elektromagnetischen Kaskaden, die Hadron- und Myonproduktion ist stark unterdrückt. Sowohl Abbildung 1.10 wie auch 1.9 zeigen, daß im Vergleich zu hadroninduzierten Luftschauern nur wenige Myonen erzeugt werden. Auf die Unterschiede zwischen hadron- und γ -induzierten Luftschauern wird in Kapitel 6.1.7 noch genauer eingegangen.

Die Entwicklung der Luftschauer in der Atmosphäre kann sich auch bei gleichen Primärteilchen und -energien sehr stark von Schauer zu Schauer unterscheiden. Sowohl die Höhe der ersten Wechselwirkung wie auch die vielen stochastischen Prozesse während der Schauerentwicklung bewirken große Fluktuationen in den die Schauer beschreibenden Observablen. Proton induzierte Luftschauer mit Primärenergien von 1 PeV können z.B. am Erdboden Elektronenzahlen im Bereich von 10000 bis 600000 haben. Diese Fluktuation in Verbindung mit dem steilen Potenzspektrum erschweren die Rekonstruktion der primären Parameter, d.h. vor allem der Primärenergie und Art des Primärteilchens. Eine eindeutige Bestimmung der Primärparameter ist auf Basis von Einzelschauern unmöglich, Mittelwerte und Verteilungen (Spektren) dieser Größen können aber ermittelt werden.

Viele teilchenphysikalische Prozesse der Schauerentwicklung sind aufgrund fehlender Beschleunigerdaten unzureichend bekannt und nur durch Extrapolation von Messungen bei niedrigeren Energien oder durch phänomenologische Modelle beschreibbar. Vor allem die hohen Energien der kosmischen Strahlung (zum Vergleich, die maximale Laborenergie beträgt etwa 2 PeV am Tevatron [98]) sowie der von den Experimenten nicht abgedeckte, aber für die Schauerentwicklung wichtige kinematische Vorwärtsbereich in den Teilchenkollisionen bewirken die unzureichende Kenntnis der Wechselwirkungen. Zum Verständnis der Luftschauerentwicklung ist man daher in deren Simulation auf die Modellierung der hadronischen Wechselwirkung angewiesen. Die Unsicherheiten der verschiedenen Wechselwirkungsmodelle spielen vor allem bei der Rekonstruktion der Primärenergiespektren und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung eine Rolle (siehe z.B. [218]).

Abschwächung und Absorption

Der näherungsweise exponentielle Abfall der Teilchenzahlen nach dem Schauermaximum bewirkt, daß Schauer, die eine größere Schichtdicke durchlaufen eine kleinere Elektronenzahl N_e haben. Die zu durchlaufende Schichtdicke variiert sowohl mit dem Zenitwinkel wie auch mit dem atmosphärischen Bodendruck. Die Abschwächung läßt sich mit der Abschwächlänge λ_{N_e} durch folgende Beziehung beschreiben:

$$\langle N_e(X) \rangle \propto \exp(-X/\lambda_{N_e}) \quad (1.9)$$

Für die atmosphärische Tiefe X gilt für die Abhängigkeit vom Zenitwinkel und der vertikalen Schichtdicke X_0 (=1020 g/cm² bei KASCADE): $X = X_0/\cos\Theta$. Die Variation der Schichtdicke durch den Bodendruck $p(t)$ mit einem mittleren Druck p_0 der atmosphärische Tiefe ist

$$X(p(t)) = \frac{X_0}{\cos\Theta} + \frac{p(t) - p_0}{g \cdot \cos\Theta} \quad (1.10)$$

Die Veränderungen der Schichtdicke haben auch Einfluß auf den integralen Fluß $j(> N_e)$ von Schauern mit Elektronenzahlen größer als N_e . Dies kann mit der Absorptionslänge Λ_{Rate} ausgedrückt werden:

$$j(> N_e, X) \propto \exp(-X/\Lambda_{Rate}) \quad (1.11)$$

Für die folgenden Analysen werden mittlere Abschwächlängen von $\lambda_{N_e} = 175 \text{ g/cm}^2$ und Absorptionslängen von $\Lambda_{Rate} = 136 \text{ g/cm}^2$ verwendet [25]. Abhängigkeiten von λ_{N_e} bzw. Λ_{Rate} von der Schauergröße oder dem Zenitwinkel werden vernachlässigt.

Gleichung 1.9 ist auch auf Myonzahlen anwendbar, die Abschwächung der Myonzahl mit zunehmender atmosphärischer Tiefe erfolgt jedoch überwiegend durch Zerfallsprozesse und nicht wie bei den Elektronen durch Absorptionsprozesse. Aus Luftschauersimulationen folgt ein Wert von $\lambda_{N_\mu} = 823 \text{ g/cm}^2$.

1.6 Zusammenfassung der Erwartungen

Das Thema dieser Arbeit ist die Suche nach Anisotropien in der kosmischen Strahlung aus drei verschiedenen Blickwinkeln. Die Erwartungen können wie folgt zusammengefaßt werden:

Großräumige Anisotropie Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 1.2 sind Amplituden im Bereich von 10^{-3} bis 10^{-4} und Phasenwerte im Bereich von 50° (sehr unsicher) zu erwarten. Aufgrund der sehr kleinen Amplituden liegt ein Schwerpunkt der Analyse auf der Bestimmung und Unterdrückung von möglichen systematischen Einflüssen und der Berechnung der Signifikanz der Ergebnisse.

Kleinräumige Anisotropie Die geladene kosmische Strahlung wird in den interstellaren Magnetfeldern abgelenkt, von dieser Komponente sind keine Hinweise auf Punktquellen zu erwarten. Die Absorption der neutralen γ -Strahlung ist im Energiebereich von KASCADE maximal. Deshalb und aufgrund der steil abfallenden Potenzspektren der bekannten γ -Quellen sind eigentlich keine deutlichen Signale von hochenergetischen Photonen im hohen hadronischen Untergrund zu erwarten. Die signifikante Detektion einer Punktquelle innerhalb dieser Arbeit würde aufregende Hinweise auf neue physikalische Prozesse in der Produktion und/oder Propagation von PeV-Photonen ergeben.

Die größten Schauer Die maximal meßbare Energie von KASCADE beträgt einige 100 PeV. Auch bei diesen Energien ist der Gyroradius der Teilchen noch zu klein, um Anisotropien in der geladenen Komponente zu erwarten. Die Neutronenzerfallslänge beträgt in dem untersuchten Energiebereich je nach Typ des Primärteilchens 0.01 und 2 kpc. Obwohl in diesem Entfernungsbereich keine Neutronen emittierenden Quelle erwartet wird, kann dies nicht vollständig ausgeschlossen werden. Mit einer Korrelationsanalyse der Ankunftsrichtungen der größten mit KASCADE gemessenen Schauer im letzten Analysekapitel dieser Arbeit ist dies genauer untersucht worden.

Der dieser Analyse als Basis dienende Datensatz des KASCADE-Experimentes, der kosmische Strahlung aus einem Energiebereich von etwa 0.5-200 PeV umfaßt, ermöglicht es, oben aufgezählte Erwartungen zu untersuchen.

Kapitel 2

KASCADE - Messung und Rekonstruktion ausgedehnter Luftschauer

Die Erforschung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 10^{14} eV bis 10^{17} eV sowie das Verständnis der durch diese ausgelösten ausgedehnten Luftschauer in der Atmosphäre sind die Arbeitsgebiete des Karlsruher Luftschauer-Experimentes KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETector, [68,24]). Im Blickpunkt stehen vor allem die physikalischen Prozesse, die mit der Änderung des spektralen Index bei etwa 4 PeV im totalen Energiespektrum, dem sogenannten *Knie*, verbunden sind. Dabei ist der Verlauf der Energiespektren der einzelnen Elemente von besonderem Interesse. Das Experiment beobachtet dazu mit verschiedenen Detektorsystemen für jedes einzelne Ereignis die elektromagnetische, myonische und hadronische Komponente der ausgedehnten Luftschauer. Die Messung möglichst vieler Parameter der Luftschauer reduziert Vieldeutigkeiten bei der Rekonstruktion der Eigenschaften der primären Teilchen. Die Weiterentwicklung der für viele Analysen wichtigen Simulationen der Schauerentwicklung in der Atmosphäre und der hadronischen Wechselwirkungsmodelle wird durch den Vergleich mit detaillierten Luftschauermessungen vorangetrieben.

Das KASCADE-Experiment befindet sich auf dem Gelände des Forschungszentrum Karlsruhe (49.1° nördliche Breite, 8.4° östliche Länge, 110 m über NN). Der Multidetektoraufbau des Experimentes besteht aus drei Bestandteilen, dem großen Detektorfeld zur Messung der Lateralverteilungen und Ankunftszeiten der Teilchen der elektromagnetischen und myonischen Komponente, dem Myonspurdetektor zur Messung der Spuren einzelner Myonen sowie dem Zentraldetektor für die Detektion von hochenergetischen Hadronen und Myonen. Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht über die Lage und Größe der einzelnen Detektorkomponenten von KASCADE, Tabelle 2.1 listet deren wichtigste Merkmale auf. Die Größe und Eigenschaften der einzelnen Detektorsysteme sind durch die typischen Eigenschaften von Luftschauern mit Primärenergien im Bereich von $5 \cdot 10^{14} - 10^{17}$ eV bestimmt.

Die Meßdaten aller Detektorsysteme werden in einer zentralen Datenaufnahme gesammelt und mit einem Zeitstempel versehen [199]. Die Meßrate beträgt etwa 4 Hz. Das Experiment hat im Mai 1996 mit regelmäßigen Messungen begonnen, bis Juni 2003 wurden etwa 800 Millionen Ereignisse aufgenommen.

Im Herbst 2003 wurde die Erweiterung des Detektorfeldes durch Verwendung der Detektoren des EAS-Top-Experimentes [2] auf eine Fläche von 0.5 km^2 zum KASCADE-Grande-

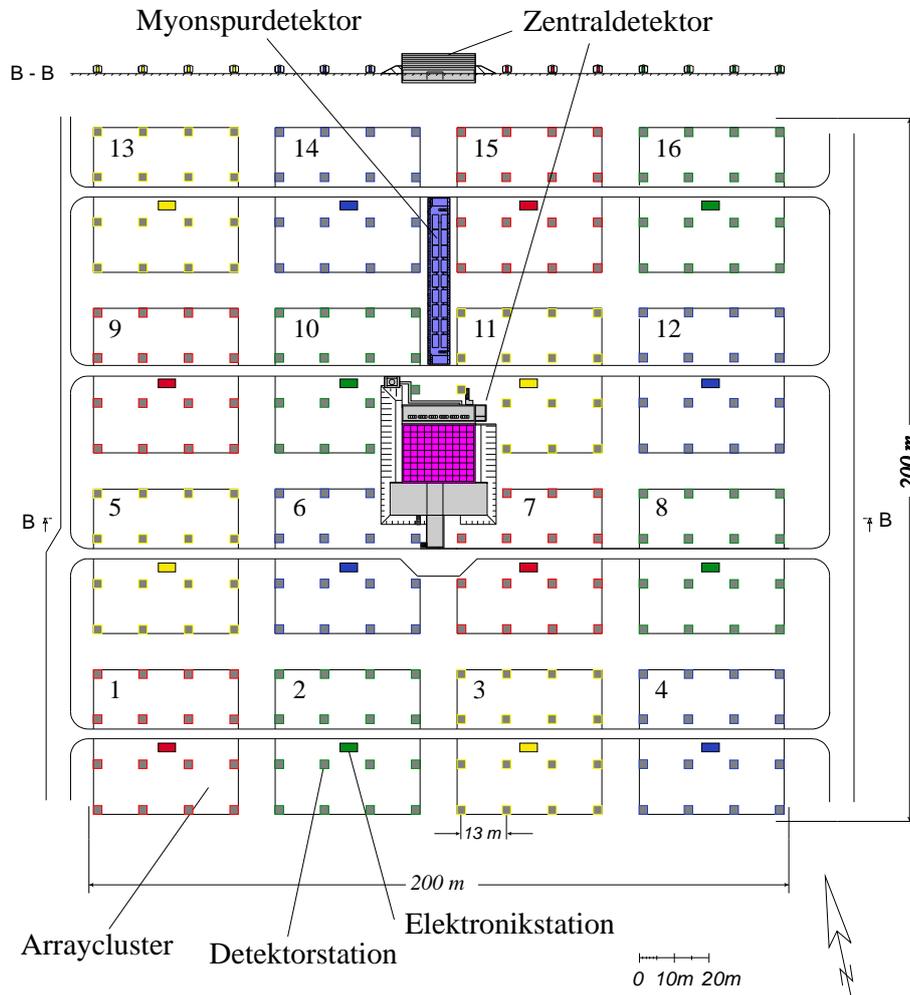


Abbildung 2.1: Lageplan des KASCADE-Experiments

Experiment abgeschlossen. Dadurch vergrößert sich der Energiebereich bis zu Primärenergien von etwa 10^{18} eV.

Eine detaillierte Beschreibung aller Detektorsysteme findet sich in [24, 101, 124].

Zentraldetektor

Der Zentraldetektor beinhaltet mehrere Komponenten. Das Hadronkalorimeter [77] besteht aus acht durch Eisen- bzw. Betonabsorber getrennte Lagen mit insgesamt etwa 11000 TMS bzw. TMP befüllten Flüssigionsisationskammern. Die vertikalen Ausmaße des Kalorimeters entsprechen etwa 11.5 nuklearen Wechselwirkungslängen für senkrecht einfallende Teilchen und einer maximal meßbaren Hadronenergie von etwa 25 TeV. Weitere Komponenten im Zentraldetektor sind die Triggerebene [188] (liefert einen schnellen Trigger für das Hadronkalorimeter), die Topebene und -cluster (zur Untersuchung der e/γ -Komponente von niederenergetischen Schauern) sowie die Vieldrahtproportionalkammern und Limited Streamer-

Detektor	Teilchen- art	Fläche [m ²]	Energie- schwelle
Detektorfeld, Flüssigszintillatoren	e/γ	490	5 MeV
Detektorfeld, Plastiksintillatoren	μ	622	230 MeV
Myonspurdetektor, Streamerkammern	μ	128 auf je 4 Ebenen	800 MeV
Zentraldetektor:			
Kalorimeter, Flüssigionisationskammern	h	304 auf je 8 Ebenen	50 GeV
Triggerebene, Plastiksintillatoren	μ	208	490 MeV
Topcluster, Plastiksintillatoren	e/γ	23	5 MeV
Topebene, Flüssigionisationskammern	e/γ	304	5 MeV
Vieldrahtproportionalammern	μ	129 auf je 2 Ebenen	2.4 GeV
Streamerkammern	μ	250	2.4 GeV
KASCADE-Grande, Plastiksintillatoren	$e/\gamma, \mu$	370	3 MeV
Piccolo, Plastiksintillatoren	$e/\gamma, \mu$	80	3 MeV

Tabelle 2.1: Übersicht über die Detektorsysteme von KASCADE und KASCADE-Grande.

kammern [21, 40] zur Messung der hochenergetischen Myonkomponente. In dieser Arbeit wurden keine Daten des Zentraldetektors verwendet.

Myonspurdetektor

Der Myonspurdetektor¹ [69] besteht aus 16 Detektortürmen mit je drei Lagen Streamertubes, welche in einem Tunnel nördlich des Zentraldetektors untergebracht sind. Zusätzlich sind weitere Module senkrecht an den Wänden des Tunnels angebracht (siehe Abbildung 2.2). Einzelne Myonen mit Energien oberhalb einer durch eine Abschirmung aus Eisen, Beton und Erde bestimmten Schwelle von 800 MeV werden mit einer Ortsauflösung von etwa 2 cm in dem Detektor registriert. Diese Ortsauflösung übersetzt sich in eine Rekonstruktionsgenauigkeit der Myonrichtung für senkrechte Spuren von etwa 0.3° . Die Daten des Myondetektors werden hauptsächlich zur Bestimmung der Myonproduktionshöhe durch Triangulation verwendet [42].

2.1 Detektorfeld

Für die vorliegende Analyse wurden überwiegend Daten des Detektorfeldes von KASCADE verwendet. Einzige Ausnahme ist Abschnitt 3.4.2, in dem zusätzlich Daten des Myonspurdetektors verwendet wurden. Das Detektorfeld besteht aus auf einer Fläche von 200×200 m² verteilten Detektoren zur Messung der elektromagnetischen und myonischen Komponente der Luftschauer. Typische aus diesen Messungen rekonstruierte Größen sind die Einfallrichtung, der Ort des Schauerzentrums sowie die Anzahl von Elektronen N_e und Myonen N_μ im Luftschauer.

Die 252 Stationen des Detektorfeldes sind auf einem Gitter mit einem Gitterabstand von 13 m angeordnet. Die Detektorstationen sind elektronisch in 16 sogenannten *Cluster* organisiert, bestehend aus jeweils 16 Stationen in den 12 äußeren (Nr.1-5,8,9,12-16 in Abbildung

¹MTD - muon tracking detector

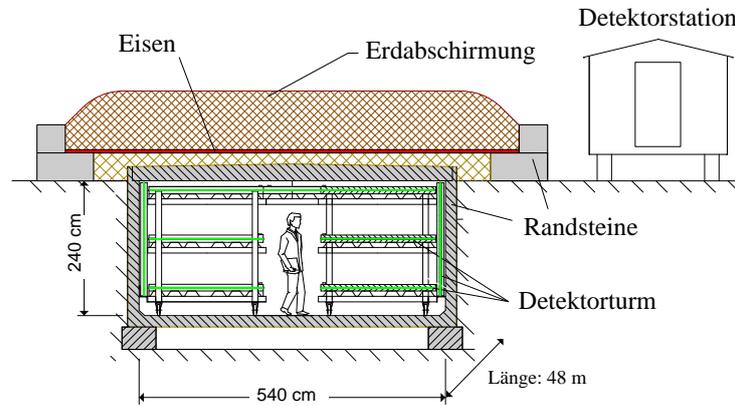


Abbildung 2.2: Schematische Seitenansicht des Myonspurdetektors

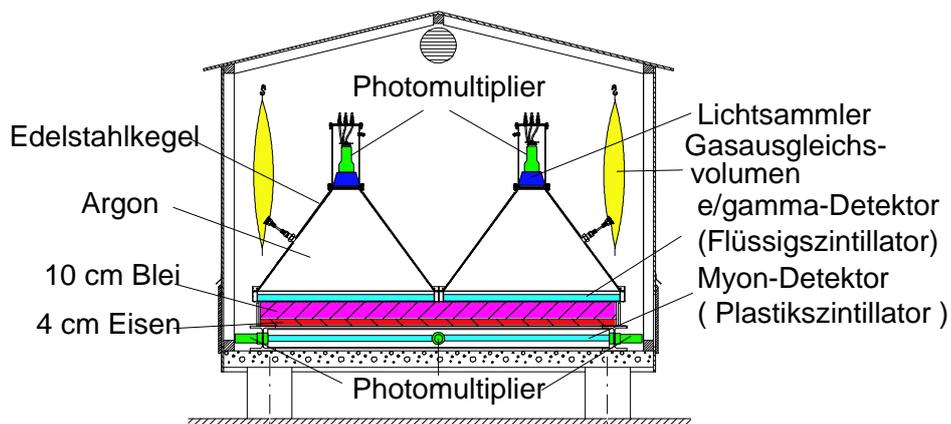


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer Detektorstation des Detektorfeldes.

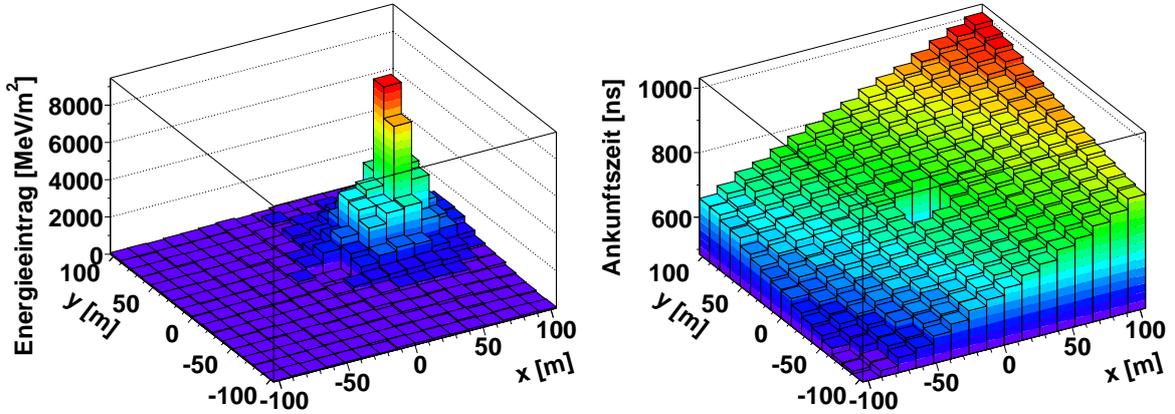


Abbildung 2.4: Energieeinträge (links) und Ankunftszeiten (rechts) für die Messung eines ausgedehnten Luftschauers in den e/γ -Detektoren des Detektorfeldes. Die wichtigsten rekonstruierten Parameter dieses Luftschauers sind: $\log_{10} N_e = 6.38$, Schaueralter $s = 1.16$, Zenitwinkel $\Theta = 38^\circ$, Azimutwinkel $\Phi = 258^\circ$.

2.1) und 15 in den vier inneren Clustern (Nr.6,7,10,11).

In den Detektorstationen befinden sich in den äußeren Cluster zwei, in den inneren Clustern jeweils vier mit einem Flüssigszintillator gefüllte Detektoren (siehe Abbildung 2.3) zur Messung der elektromagnetischen Komponente [221]. Die insgesamt 624 e/γ -Detektoren haben eine Fläche von jeweils 0.79 m^2 . Die Energieauflösung beträgt etwa 8% bei 12 MeV, dem Energieeintrag eines minimal ionisierenden Teilchens (m.i.p.). Energieeinträge bis zu 2000 m.i.p. können linear von der Schwelle bei 0.25 m.i.p. an gemessen werden. Die Zeitauflösung der Detektoren beträgt etwa 0.8 ns.

In den 192 Stationen der äußeren Cluster sind unter den e/γ -Detektoren und einem Absorber von 10 cm Blei und 5 cm Eisen in vier quadratischen Segmenten etwa 3 cm dicke Plastikszintillatoren zur Messung von Myonen installiert [138]. Die Energieauflösung dieser Detektoren beträgt etwa 10% für einen Energieeintrag von 8 MeV (m.i.p.).

Bei den e/γ -Detektoren und Myondetektoren stehen pro Detektorstation für jeden Luftschauer die Summe der Energieeinträge in den zwei bzw. vier Detektoren, die Ankunftszeit des ersten in einem der Detektoren sowie die Information, welche Detektoren einen Eintrag hatten, zur Verfügung.

Die Abbildungen 2.4 und 2.5 zeigen die Verteilungen der Energieeinträge und der Ankunftszeiten in den e/γ - und Myondetektoren für einen Luftschauer mit einer Energie von etwa 50 PeV. Die Lücke in der Mitte beider Abbildungen stammt von den vier fehlenden Detektorstationen aufgrund der räumlichen Ausdehnung des Zentraldetektors und dem Fehlen von Myondetektoren in allen Stationen der vier inneren Cluster. In der Verteilung der Energieeinträge sind in beiden Detektorsystemen die steil abfallenden Lateralverteilungen und die Position des Schauerzentrums deutlich zu erkennen. Die Verteilung der Ankunftszeiten geben die unterschiedlichen Laufzeiten der Teilchen in der Atmosphäre für diesen sehr schräg (Zenitwinkel $\Theta = 38^\circ$) einfallenden Luftschauer wieder, die Richtung der Schauerachse ist

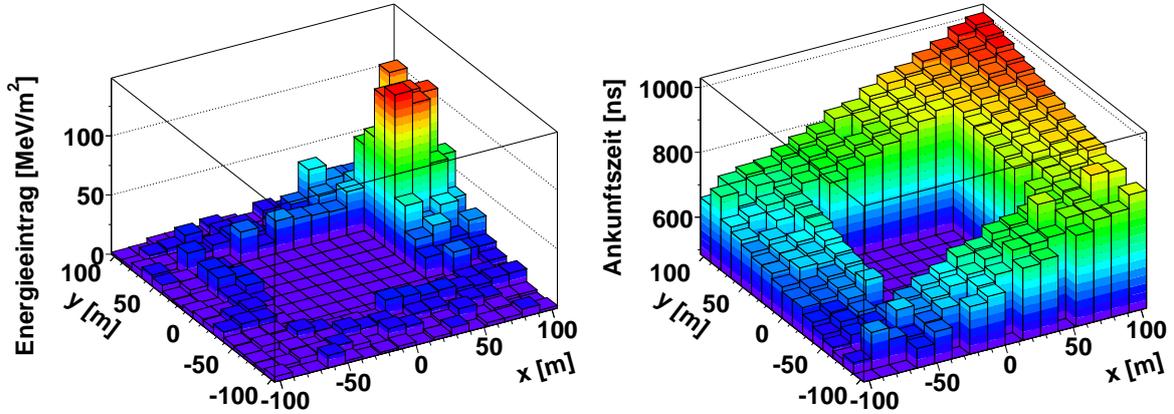


Abbildung 2.5: *Energieeinträge (links) und Ankunftszeiten (rechts) für die Messung eines ausgedehnten Luftschauers in den Myondetektoren des Detektorfeldes (selbes Ereignis wie in Abbildung 2.4). Die wichtigsten rekonstruierten Parameter dieses Luftschauers sind: $\log_{10} N_{\mu, tr} = 5.03$, Schaueralter $s_{\mu} = 1.31$*

deutlich zu erkennen.

Die Auslese der Meßdaten der einzelnen Stationen wird durch einen sogenannten Cluster-Multiplizitätstrigger gestartet. Die Bedingungen sind hierfür Signale in mindestens 10 von 32 e/γ -Detektoren in einem der äußeren Cluster oder mindestens 20 von 60 e/γ -Detektoren in einem der inneren Cluster. Die daraus resultierende Meßrate des Detektorfeldes liegt bei etwa drei Ereignissen pro Sekunde.

2.2 Rekonstruktion ausgedehnter Luftschauer

Die Rekonstruktion der ausgedehnten Luftschauer erfolgt in drei Stufen, der schematische Ablauf kann der Abbildung 2.6 entnommen werden. Alle Rekonstruktionsalgorithmen sind in dem Programmpaket KRETA (KASCADE REconstruction for exTensive Air showers) integriert. In der ersten Rekonstruktionsstufe werden die Schauerrichtung (Θ, Φ), das Schauerzentrum (X, Y), die Elektronen- und Myonzahl (N_e, N_{μ}) sowie die Form der lateralen Dichteverteilung (Schaueralter s) durch schnelle und robuste Verfahren ohne Verwendung von Minimierungsroutinen bestimmt. In den Stufen zwei und drei werden wesentlich aufwendigere Verfahren zur genaueren Bestimmung der Schauerparameter angewandt.

Vor der Rekonstruktion der Schauerparameter werden die gemessenen ADC-Werte in Energieeinträge umgewandelt. Die korrekte Zuordnung der ADC-Werte zu den entsprechenden Teilchenenergien wird durch kontinuierliche Messungen von Einteilchenspektren unkorrelierter Myonen sichergestellt [199]. Diese Myonen (Rate etwa $100 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) sind Überreste sehr kleiner Schauer, deren elektromagnetische Komponente in der Atmosphäre vollständig absorbiert wurde. Die Messung der Einteilchenspektren wird unabhängig von den gewöhnlichen Schauermessungen für jeden einzelnen Detektor durchgeführt.

Neben der Kalibration werden verschiedene Qualitätsschnitte auf die Meßdaten ange-

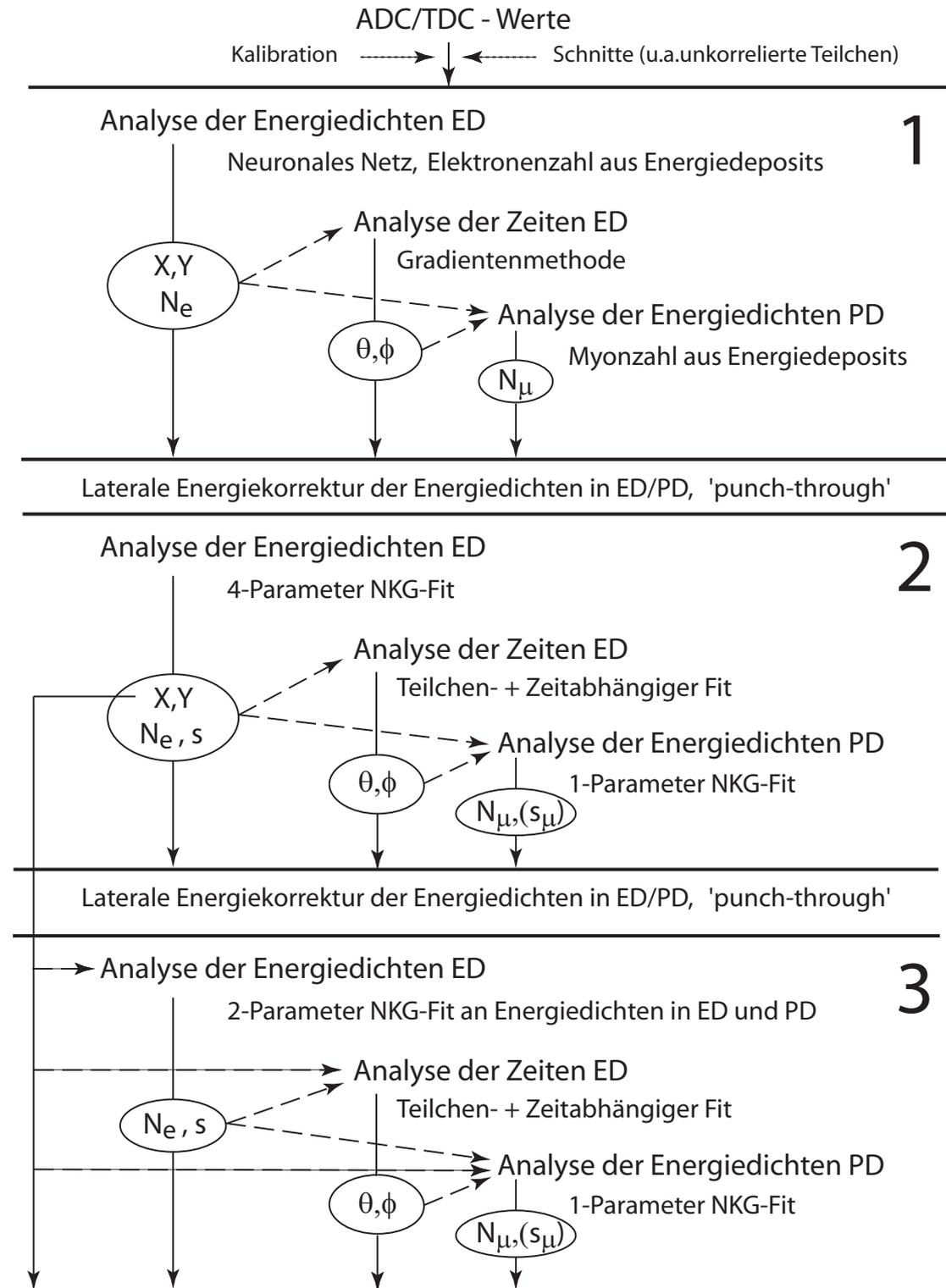


Abbildung 2.6: Ablauf der Luftschauerrekonstruktion bei KASCADE (ED=e/ γ -Detektor, PD=Myondetektor)

wandt. Vor allem unkorrelierte Myonen können aufgrund ihrer hohen Rate in dem $8 \mu\text{s}$ langen Zeitfenster, in dem Teilcheneinträge in den Detektoren gesucht werden, unerwünschte Einträge erzeugen. Diese Myonen sowie Hadronen werden durch Energie- und Zeitschnitte verworfen. Auch im Rahmen der gemessenen Dichteverteilung unwahrscheinlich hohe oder niedrige Energieeinträge in den Detektoren werden nicht in der Rekonstruktion verwendet.

Die Rekonstruktion der Schauerrichtung aus den Ankunftszeiten und Energieeinträgen in den e/γ -Detektoren wird detailliert in Kapitel 3 beschrieben. Die Analyse der Zeiten erfolgt grundsätzlich in allen Rekonstruktionsstufen nach Auswertung der Energieeinträge in den e/γ -Detektoren. Auf die Rekonstruktion der anderen Parametern in den unterschiedlichen Rekonstruktionsstufen wird im Folgenden kurz eingegangen.

Rekonstruktionsstufe 1

Die Koordinaten des Schauerzentrums werden durch ein neuronales Netz [156] bestimmt. Die Schauergrößen N_e und N_μ werden durch Aufaddieren der Energieeinträge in den e/γ - bzw. Myon-Detektoren im Bereich des Schauerzentrums unter Berücksichtigung von eventuell gesättigten Detektoren abgeschätzt. Zur Bestimmung der Schauerrichtung wird ein Gradientenverfahren verwendet [157] (siehe auch Kapitel 3). Der Zeitnullpunkt ist durch den Median aus allen gemessenen Ankunftszeiten gegeben.

Rekonstruktionsstufe 2

Am Beginn der Rekonstruktionsstufe Zwei werden die Energieeinträge in den Detektoren durch sogenannte laterale Energiekorrekturfunktionen ('LECF') korrigiert [224, 22]. Sowohl die Einträge von Myonen in den e/γ -Detektoren wie auch die Einträge der elektromagnetischen Komponente ('punch-through') in den Myondetektoren und hadronische Beiträge werden berücksichtigt. Alle Meßgrößen werden vor den folgenden Schritten in das sogenannte Schauerkoordinatensystem transformiert. Der Vektor in Richtung des Schauers steht dabei senkrecht auf der Referenzebene dieses Systems.

Die Lage des Schauerzentrums, die Elektronenzahl N_e wie auch der Formparameter s der lateralen Dichteverteilung werden gleichzeitig durch eine 4-Parameter Anpassung mit der NKG-Funktion (Gleichung 1.7) bestimmt. Die Myonzahl N_μ wird ebenfalls durch eine Anpassung an die NKG-Funktion rekonstruiert, allerdings nur mit N_μ als freien Parameter. Die Zahl der Stützpunkte durch die kleinere Anzahl an Myondetektoren sowie die geringere Menge an Myonen in einem Schauer verhindern eine Bestimmung von Schauergröße und Formparameter s_μ der lateralen Dichteverteilung in einem Schritt. In der Anpassung wird der mit den e/γ -Detektoren bestimmte Schauerort sowie eine von der Richtungs- und Elektronenzahl abhängige Parametrisierung des Formparameters s_μ der lateralen Dichteverteilung der Myonen verwendet.

Rekonstruktionsstufe 3

Es werden keine weiteren Schritte unternommen, um die Rekonstruktion des Ortes des Schauerzentrums zu verbessern. Nach einer weiteren Korrektur der Energieeinträge mit den lateralen Energiekorrekturfunktionen wird N_e und s sowie N_μ durch eine Anpassung der NKG-Funktion mit festgehaltenem Schauerzentrum an die Dichten in den e/γ - und Myon-Detektoren bestimmt. Die Reduktion der Parameterzahl in der Anpassung verbessert i.A. deren Ergebnisse. Die Myonzahl N_μ wird erneut durch dasselbe Verfahren wie in Stufe Zwei bestimmt.

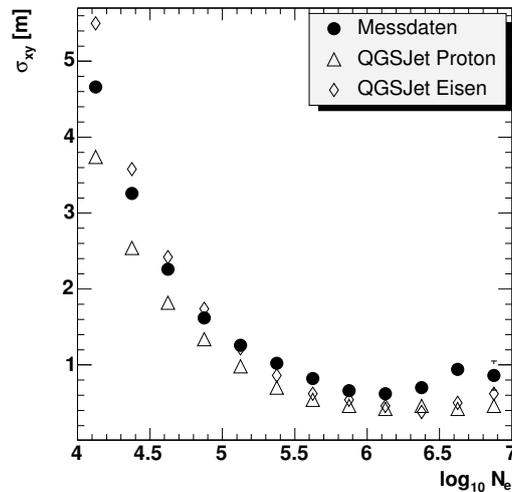


Abbildung 2.7: Rekonstruktionsgenauigkeit des Schauerzentrums in Abhängigkeit der Schauergröße N_e .

Für einen erfolgreichen Ablauf der Rekonstruktionsstufe 3 werden gültige Einträge in den Myondetektoren gefordert. Aus diesem Grund wird in manchen der folgenden Analysen auf die Ergebnisse der zweiten Rekonstruktionsstufe zurückgegriffen.

In der Umgebung des Schauerzentrums ist der Energieeintrag der elektromagnetischen Komponente in den Myondetektoren dominant. Die Myonzahl N_μ wird deshalb in KASCADE-Analysen durch die trunke Myonzahl $N_{\mu,tr}$, d.h. die Anzahl der Myonen zwischen 40 und 200 m, ersetzt. Diese Zahl ist unempfindlicher gegenüber den 'falschen' Teilcheneinträgen in den Myondetektoren nahe des Schauerzentrums und dem Verlauf der lateralen Verteilung bei großen Myonabständen.

Qualität der Bestimmung von Schauerzentrum und Schauergrößen

Die Qualität der Bestimmung von Schauerzentrum und Schauergrößen können mit der Schachbrettmethode und mit den in Abschnitt 2.3 beschriebenen Simulationen bestimmt werden. Bei der Schachbrettmethode wird das Detektorfeld in zwei weitgehend voneinander unabhängige Experimente aufgeteilt. Jedes Telexperiment rekonstruiert die entsprechenden Schauerparameter, durch Vergleich beider Ergebnisse lassen sich Aussagen über die Rekonstruktionsgenauigkeit machen. Mit Simulationen kann der rekonstruierte Schauerparameter mit den simulierten verglichen werden. Hiermit können auch mögliche Systematiken bestimmt werden.

Die Auflösung der Rekonstruktion des Schauerzentrums ist in Abbildung 2.7 zu sehen. Abgebildet sind die Ergebnisse beider genannter Methoden. Die Genauigkeit der Rekonstruktion nimmt mit zunehmender Schauergröße, d.h. mit zunehmender Anzahl an nachgewiesenen Teilchen, zu. Ab Schauergrößen von $\log_{10} N_e > 6.5$ machen sich Sättigungseffekte der Detektoren im Bereich des Schauerzentrums bemerkbar, die Genauigkeit läßt wieder etwas nach.

Die Genauigkeit der Rekonstruktion der Schauergrößen N_e und N_μ , d.h. sowohl die statistische Unsicherheit der Rekonstruktion wie auch der systematische Fehler kann Abbildung 2.8 entnommen werden. Wie oben beschrieben ist die Rekonstruktion von N_e und N_μ nicht

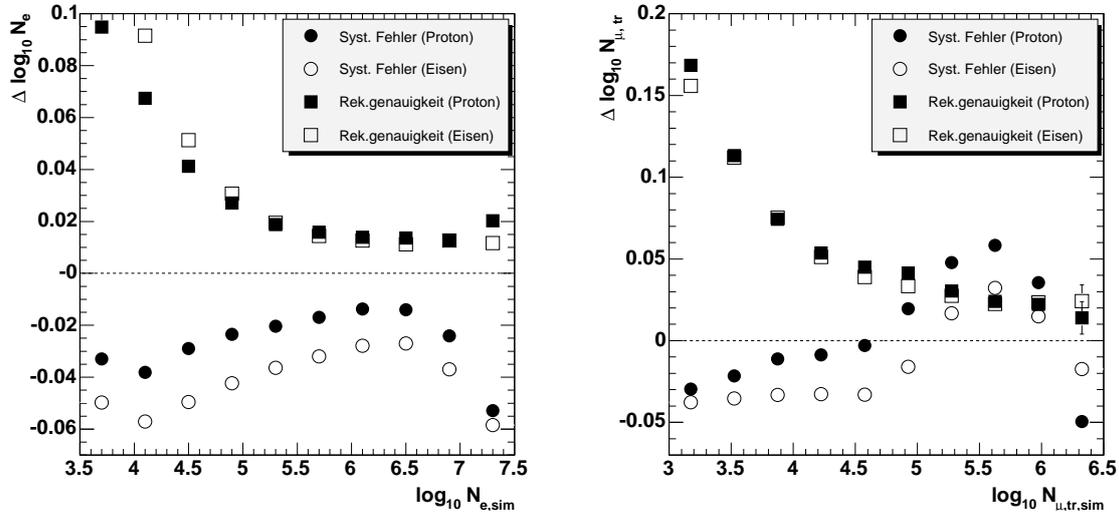


Abbildung 2.8: Rekonstruktionsqualität der Schauergrößen N_e (links) und $N_{\mu,tr}$ (rechts) für simulierte Schauer. Aufgetragen ist sowohl der Mittelwert (systematischer Fehler) wie auch die Breite der Verteilungen (statistische Rekonstruktionsgenauigkeit).

unabhängig voneinander, die Korrektur der Energieeinträge durch die LECF bewirkt, daß sich ein systematischer Fehler in der einen Größe auch auf die andere auswirkt. Eine genauere Untersuchung dieses Aspektes findet sich z.B. in [218].

2.3 Simulation von ausgedehnten Luftschauern

Für Verständnis und Interpretation der Messungen ausgedehnter Luftschauer ist deren Simulation notwendig. Das in Karlsruhe entwickelte Programm CORSIKA (Cosmic Ray SIMulations for KASCADE) [104] berechnet mit Monte-Carlo Methoden die Entwicklung ausgedehnter Luftschauer in der Atmosphäre. CORSIKA beinhaltet starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkungen der Primär- und Sekundärkomponenten, Teilchenzerfälle bis zu Zerfallskanälen von 1% und Transport, Energieverlust und Vielfachstreuung der Teilchen in der Atmosphäre. In das Programm lassen sich verschiedene hadronische Wechselwirkungsmodelle integrieren. Innerhalb dieser Arbeit wird grundsätzlich das GHEISHA-Modell [83] für die niederenergetischen ($E_{Lab} < 80$ GeV) hadronischen Wechselwirkungen sowie das QGSJet-Modell [121, 120] für alle höheren Energien verwendet. Die elektromagnetische Komponente wird durch den in CORSIKA implementierte EGS4-Code [168] simuliert.

Eine Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten simulierten Luftschauer gibt Tabelle 2.2. Die verwendete CORSIKA-Version ist 6.018 mit GHEISHA2002 und QGSJet01. Der Zenitwinkelbereich der Schauer beträgt $0-42^\circ$. Die Positionen der Schauerzentren wurden gleichmäßig auf einer Fläche von 208×208 m² verteilt, alle CORSIKA-Schauer wurden dreimal mit jeweils verschiedenen Schauerzentrumpositionen verwendet.

Die mit CORSIKA simulierten Luftschauer werden von der auf GEANT3-Algorithmen [67] basierenden Detektorsimulation CRES (Cosmic Ray Event Simulation) verarbeitet. CRES berücksichtigt das physikalische Verhalten aller relevanten aktiven und passiven Detektorkomponenten, die Effekte der verschiedenen Absorber und die Detektorgeometrie in realen

Primärteilchen	spektraler Index	E_{min} [eV]	E_{max} [eV]	simulierte Ereignisse	rekonstruierte Ereignisse (Stufe 3)	rekonstruierte Ereignisse (Stufe 2)
Proton	-2	$1 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{18}$	177500	48482	50737
Eisen	-2	$1 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{18}$	177800	22119	22139
Gamma	-2	$5 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{15}$	231000	1800	6559
Gamma	-2	$1 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	7122	3001	3513
Gamma	-2	$5 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{16}$	945	556	557

Tabelle 2.2: Details zu den Schauersimulationen

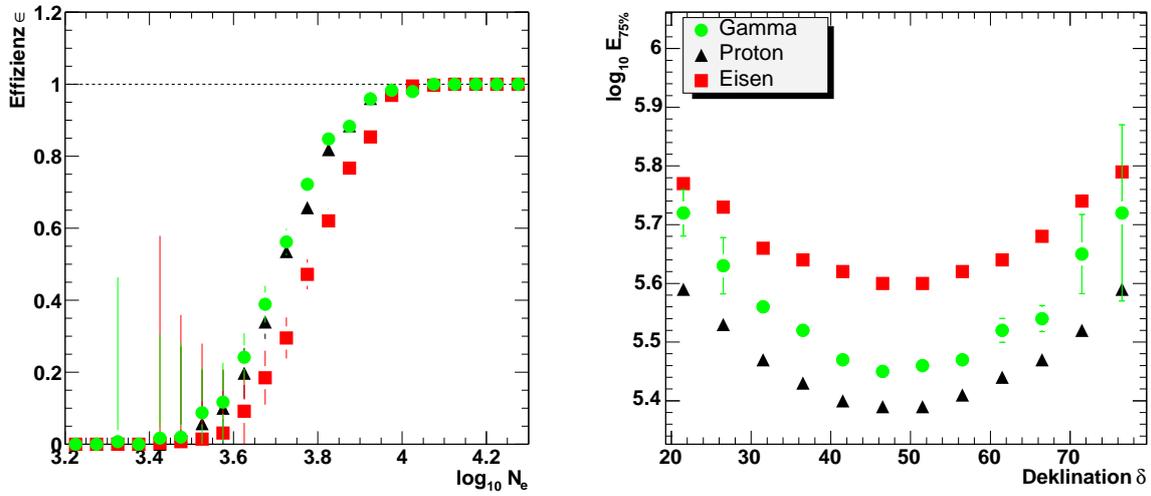


Abbildung 2.9: Effizienzverlauf (Trigger- und Rekonstruktionseffizienz) des Detektorfeldes nach der zweiten Rekonstruktionsstufe für verschiedene Primärteilchen (\blacktriangle =proton-, \blacksquare =eisen-, \bullet = γ -induziert) in Abhängigkeit von der simulierten Schauergröße N_e (links). Deklinationsabhängigkeit der Energieschwelle, bei der mindestens 75% aller Schauer nachgewiesen werden (rechts).

Ausmaßen. Die Ausgabe von CRES, d.h. die simulierten Detektorsignale, wird im selben Format wie die Rohdaten des Experimentes abgespeichert. Damit ist es möglich, Meßdaten und Simulation mit der identischen Analysesoftware zu rekonstruieren.

2.3.1 Energieschwelle von KASCADE

Die Energieschwelle von KASCADE, deren genaue Bestimmung vor allem für die Vergleichbarkeit von oberen Flußgrenzen für Punktquellen wichtig ist (Kapitel 6.1.6), wird durch die elektromagnetische Komponente der Luftschauer bestimmt, da die e/γ -Detektoren die Auslese des Detektorfeldes triggern. Neben der Elektronenzahl N_e beeinflusst auch die Form der Lateralverteilung den Schwellenverlauf. Abbildung 2.9 links zeigt den Effizienzverlauf in Abhängigkeit der Schauergröße N_e für die in Abschnitt 2.3 beschriebenen simulierten Schauer. Die Abbildung beinhaltet sowohl Trigger- wie auch Rekonstruktionseffizienz. Als Ener-

gieschwelle wird im Folgenden die Energie definiert, bei der mindestens 75% aller Schauer nachgewiesen werden. Diese Energieschwelle ist zenitwinkelabhängig, größere Zenitwinkel bedeuten aufgrund der Abschwächung der Schauer (Gleichung 1.9) eine höhere Schwelle. Der rechte Teil in Abbildung 2.9 zeigt die Energieschwelle für simulierte Schauer. Die Schauer sind nach der tatsächlichen Zenitwinkelverteilung bei den entsprechenden Deklinationen gewichtet. Die Fehler der Punkte in der Abbildung geben die Unsicherheit aufgrund der begrenzten Anzahl an simulierten Schauer wieder. Für die mit dem hadronischen Wechselwirkungsmodellen QGSJet/GHEISHA durchgeführten Simulationen ergeben die Berechnungen bei einer Deklination von $\delta \approx 49^\circ$ eine Energieschwelle von:

$$\begin{aligned} E_{75\%} &\approx 0.25 \text{ PeV} && (\text{protoninduziert}) \\ E_{75\%} &\approx 0.40 \text{ PeV} && (\text{eiseninduziert}) \\ E_{75\%} &\approx 0.28 \text{ PeV} && (\gamma\text{-induziert}) \end{aligned}$$

Eiseninduzierte Schauer besitzen bei gleicher Primärenergie wesentlich weniger Elektronen auf Beobachtungsniveau, dies führt zu der gegenüber protoninduzierten Schauern um etwa einen Faktor zwei höheren Energieschwelle. Die Unsicherheit aufgrund des verwendeten hadronischen Wechselwirkungsmodell läßt sich nur mit großem Aufwand abschätzen, für Simulationsrechnungen mit der Kombination SIBYLL(V2.1, [75, 86])/GHEISHA ergibt sich beispielsweise für protoninduzierte Schauer eine etwas niedrigere Energieschwelle von $E_{75\%} \approx 0.21 \text{ PeV}$. Größer sind die Unsicherheiten aufgrund der eingeschränkten Anzahl an simulierten Schauer und dem verwendeten spektralen Index von $\gamma = -2$, sie beträgt je nach Deklination etwa $\Delta \log E_{75\%} \approx 0.05 - 0.2$.

Für den Vergleich von Energieschwellen verschiedener Experimente ist zu beachten, daß sowohl unterschiedliche Definitionen der Energieschwellen, wie auch nur bedingt vergleichbare Luftschauer- und Detektorsimulationen verwendet werden.

2.3.2 Bestimmung der Primärenergie

Die Bestimmung der Primärenergie und der Masse ist vor allem aufgrund der erwähnten Unsicherheiten in den hadronischen Wechselwirkungen und der Fluktuationen der Schauergrößen N_e und $N_{\mu,tr}$ sehr schwierig. Für diese Arbeit ist eine genaue Bestimmung der Primärenergie nicht wichtig. Alle angegebenen Energien folgen aus einer einfachen linearen Transformation der Schauergrößen N_e und $N_{\mu,tr}$ unter Berücksichtigung des Zenitwinkels Θ . Die Transformationsmatrix folgt aus einer Parameterisierung von QGSJet-Simulationen [90]. Die Unsicherheit der Bestimmung einer mittleren Primärenergie aus vielen Schauern beträgt etwa 10%. Für den Einzelschauer ist der Fehler aufgrund der Fluktuationen in den Schauergrößen wesentlich größer.

Kapitel 3

Rekonstruktion der Schauerrichtung

Die Rekonstruktion der Schauerrichtung ist natürlich von besondere Bedeutung für die in dieser Arbeit beschriebenen Analysen. Systematiken in der Rekonstruktion können die Ergebnisse stark verfälschen bzw. die Analyse unmöglich machen. Die gilt im Besonderen für die Suche nach kleinräumiger Anisotropie.

Zur Bestimmung der Schauerrichtung werden die gemessenen Zeitsignale und die Energieeinträge bzw. Teilchenzahlen in den e/γ -Detektoren verwendet. Die gemessenen Ankunftszeiten entsprechen immer der Zeit des ersten, in einem Detektor einer Station registrierten Teilchens. Für die Richtungsbestimmung werden nur Informationen aus den e/γ -Detektoren verarbeitet. Die damit erreichte Winkelauflösung ist ausreichend, so daß auf die zusätzlichen Meßpunkte der μ -Detektoren verzichtet werden kann.

In der ersten Rekonstruktionsstufe wird die Schauerrichtung durch ein Gradientenverfahren abgeschätzt [157]. Dieses Verfahren ist sehr schnell und funktioniert ohne Minimierungsschritte. Es ist vor allem dazu gedacht, gute Startwerte für die folgenden Rekonstruktionsstufen zu liefern. Die mit der Wurzel der Energieeinträgen \sqrt{E} gewichteten Gradienten dt/dx und dt/dy (x und y bezeichnen die Ortskoordinaten im Detektorfeld) werden gegeneinander in ein Histogramm eingetragen. Die Gradienten aus dem Kanal mit den meisten Einträgen werden zur Berechnung der Schauerrichtung verwendet. In Abbildung 3.9 (rechts) ist die mit dieser Methode erreichte Winkelauflösung aufgetragen, je nach Schauergroße beträgt sie 0.3° bis 1° .

In den folgenden Rekonstruktionsstufen zwei und drei wird die Schauerrichtung durch die Anpassung einer Funktion f an die laterale Verteilung der Zeitsignale bestimmt. Die Form dieser Funktion hat wesentlichen Einfluß auf die Größe der statistischen und systematischen Fehler dieser Schätzwerte. In der Standardrekonstruktion von KASCADE wurde eine Anpassung der Ankunftszeiten mit einer Konusfläche durchgeführt. Dieses Verfahren zeigte aber deutliche systematische Fehler (siehe Kapitel 3.4) und motivierte eine Verbesserung, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde. Im folgenden werden beide Verfahren, die Rekonstruktion mit der Konusfläche ('alte Rekonstruktion') und das neue Verfahren beschrieben. Weiterhin wird ausführlich auf die Bestimmung von Rekonstruktionsgenauigkeiten und systematischen Fehlern eingegangen.

Bevor die Rekonstruktion die Stufe 2 erreicht, wird der im vorherigen Abschnitt bereits erwähnte Schnitt auf unkorrelierte Myonen angewandt. Durch einen Zeitschnitt von ± 500

ns relativ zum Median aller in diesem Ereignis gemessenen Zeiten wird ein Großteil dieser unerwünschten Zeitsignale vor Ablauf der zweiten Rekonstruktionsstufe verworfen. Die restlichen nicht zur eigentlichen Schauerscheibe gehörenden Zeiten können nicht von Signalen durch den Luftschauer unterschieden werden. Sie werden in den Minimierungen zur Bestimmung der Schauerparameter verwendet. Aufgrund dieser 'falschen' Signale ist eine gewöhnliche χ^2 -Minimierung nicht robust genug. Die nicht dem eigentlichen Luftschauer zugehörigen Signale können zu Fehlrekonstruktionen führen. Eine gegenüber 'Ausreißern' wesentlich robustere Methode ist die Minimierung der Summe der absoluten Abweichungen vom Median [115]:

$$S^2 = \sum_i w_i |f(x_i, y_i, z_i) - t_i| \quad (3.1)$$

t_i bezeichnet die gemessenen Ankunftszeiten in der Station i , $f(x_i, y_i, z_i)$ ist die die Schauerfront am Ort dieser Station mit den Koordinaten (x_i, y_i, z_i) beschreibende Funktion, w_i ein Gewichtungsfaktor.

Die Funktion $f(t_i)$ wird im Folgenden aus den Verteilungen der Ankunftszeiten bestimmt. In der Absolutwertminimierung wird der Median und nicht wie bei einer χ^2 -Minimierung der Mittelwert dieser Verteilungen betrachtet.

3.1 Konusflächen-Anpassung

Die Anpassung einer Konusfläche an die Ankunftszeiten erfolgt durch folgende Funktion f in Gleichung 3.1:

$$f(x_i, y_i, z_i) = (l \cdot x_i + m \cdot y_i + n \cdot z_i + s \cdot r_i)/c + t_0 \quad (3.2)$$

Die Ortskoordinaten der jeweiligen Station i sind x_i , y_i und z_i , der Abstand der Station zum Schauerzentrum r_i . Der Parameter t_0 ist ein konstanter Faktor und s beschreibt die Steigung der Konusfläche. Typische Werte für s liegen im Bereich von 8-20 ns pro 100 m. Für die Richtungsosini gilt $l^2 + m^2 + n^2 = 1$. Als Gewichte w_i in der Minimierung wird die Wurzel aus den Energieeinträgen in den jeweiligen Detektorstationen verwendet.

Die Qualität dieses Verfahrens kann aus den Abbildungen 3.9 (links), 3.10 (links) und 3.11 abgelesen werden. In den Abbildungen sind die den Konus betreffenden Werte als 'alt' bezeichnet. Eine Diskussion dieser Abbildungen erfolgt im Vergleich mit dem neuen Verfahren in den Kapiteln 3.3 und 3.4.

3.2 Ankunftszeit- und Teilchenzahlabhängige Richtungsrekonstruktion

Dieses Rekonstruktionsverfahren verwendet neben den Ankunftszeiten auch die Anzahl der Teilchen, die die Detektoren treffen. Sowohl die Erwartungswerte wie auch die Breiten der gemessenen Ankunftszeitverteilungen werden abhängig von der Entfernung zum Schauerzentrum und von der Teilchenzahl verwendet. Das Verfahren wurde am HEGRA Experiment entwickelt und dort zum ersten mal angewendet [136, 137].

Sowohl die Breite der Schauerfront als auch die Ankunftszeit selbst nimmt mit zunehmenden Abstand zum Schauerzentrum r zu [114]. Dies liegt vor allem daran, daß Elektronen mit größeren Abständen vom Schauerzentrum im Vergleich zu Teilchen nahe an der

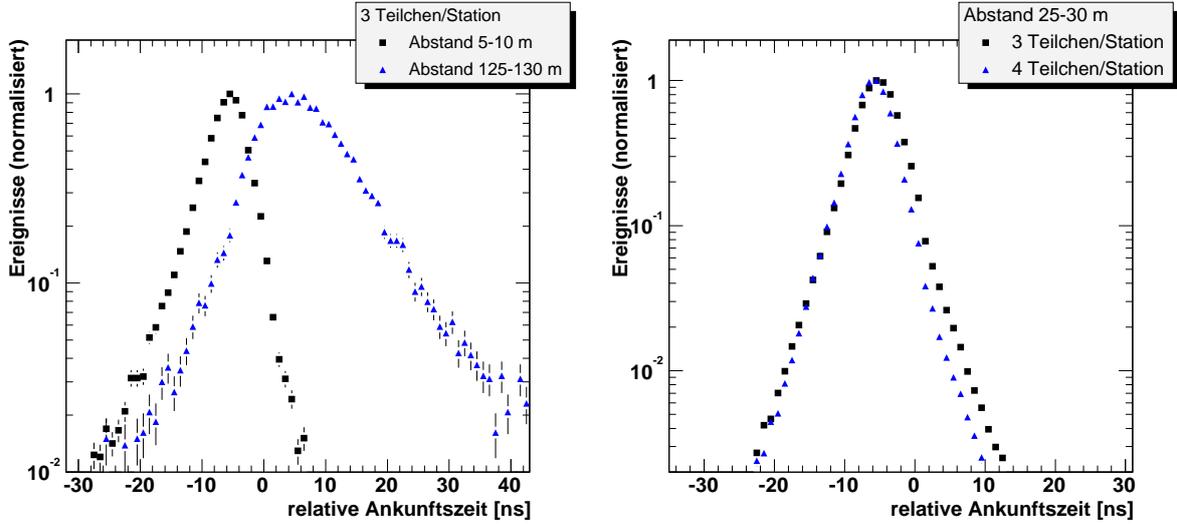


Abbildung 3.1: Gemessene Ankunftszeitverteilungen des jeweils ersten Teilchens pro Detektor für verschiedene Abstände zum Schauerzentrum (links) und Teilchenzahlen (rechts).

Schauerachse wesentlich mehr Streuprozesse durchlaufen. Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen gemessene Ankunftszeitverteilungen für verschiedene Teilchenzahlen und Abstände zum Schauerzentrum. Wie schon erwähnt wird die Ankunftszeit des jeweils ersten Teilchens in einem Detektor einer Station registriert. Die Ankunftszeitverteilungen in allen Abbildungen sind jeweils auf gleiche Höhe der Maxima normalisiert. Die Ankunftszeiten sind relativ zu der in der Rekonstruktionsstufe 1 bestimmten Ebene durch die Ankunftszeiten berechnet. Alle Zeit- und Abstandsangaben sind in Schauerscheibenkoordinaten. In Abbildung 3.1 links sind die Verteilungen für gleiche Teilchenzahlen pro Detektor, aber für zwei verschiedene Abstandintervalle zu sehen. Die Verteilung bei größerem Abstand ist sowohl deutlich nach späteren Zeiten verschoben, wie auch wesentlich breiter.

Höhere Teilchenzahlen in den Detektoren bedeuten im Allgemeinen eine frühere gemessene Ankunftszeit. Die Wahrscheinlichkeit $P_N(t, r)$, zur Zeit t das erste von N Teilchen im Abstand r zu messen, berechnet sich zu:

$$P_N(t, r) = \left(\int_t^\infty p(t', r) dt' \right)^{(N-1)} \cdot N \cdot p(t, r) \quad (3.3)$$

$p(t, r)$ ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung für ein irgendein Teilchen beim Radius r zur Zeit t zu messen. Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen die Form der Wahrscheinlichkeitsverteilungen und deren Abhängigkeit von der Teilchenzahl. In Abbildung 3.1 rechts ist z.B. der Unterschied in der Lage der Maxima der Verteilungen zwischen drei und vier Teilchen pro Detektor zu sehen. Bei Verteilungen mit hohen Teilchenzahlen (Abbildung 3.2 rechts) können die Unterschiede der Maxima der Verteilungen 20 ns und mehr im Vergleich zu Detektoren mit wenigen Teilcheneinträgen betragen. Auch die Fluktuationen in der Zeitmessung sind abhängig von der Teilchenzahl, hohe Teilchendichte bedeuten geringe Fluktuationen, niedrige entsprechend hohe. Die Verteilungen werden grundsätzlich mit zunehmender Teilchenzahl schmaler.

Zur Bestimmung der die Schauerfront beschreibenden Funktion $f(t_i, r)$ und der Gewichte w_i in Gleichung 3.1 wurden jeweils die Mediane und die Varianzen der Ankunftszeitverteilungen

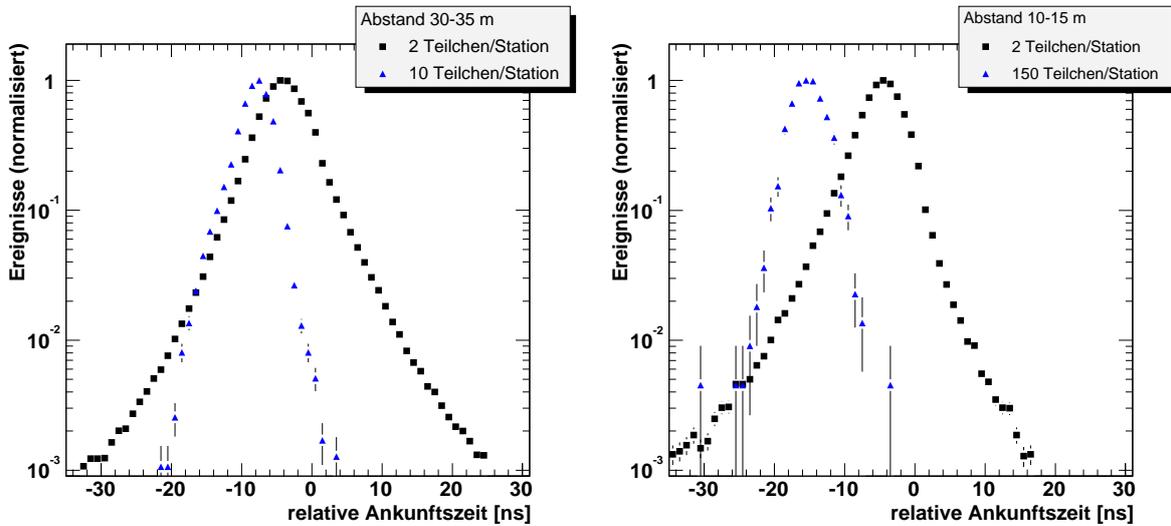


Abbildung 3.2: Gemessene Ankunftszeitverteilungen des ersten Teilchens pro Detektor für verschiedene Teilchenzahlen und Abstände zum Schauerzentrum.

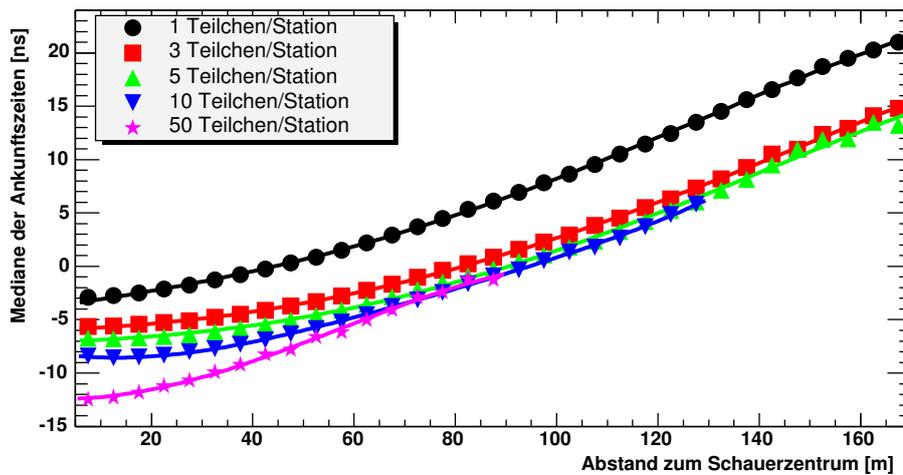


Abbildung 3.3: Mediane der Ankunftszeitverteilungen für 1, 3, 5, 10 und 20 Teilchen pro Station. Die durchgezogenen Linien sind eine Anpassung mit einem Polynom vierter Ordnung.

gen in Abhängigkeit von der Teilchenzahl pro Detektor und dem Abstand zum Schauerzentrum bestimmt. Abbildung 3.3 zeigt die Lage der Mediane für 1, 3, 5, 10 und 50 Teilchen pro Station für Abstände zum Schauerzentrum von bis zu 170 m. Die Abbildung zeigt deutlich die Verschiebung der Mediane mit zunehmender Teilchenzahl. Durchgezogene Linien zeigen den Verlauf einer Anpassung mit einem Polynom vierter Ordnung. Die Ergebnisse der Anpassung können auch der Tabelle 3.1 entnommen werden.

Die Breiten der Ankunftszeitverteilungen nehmen mit zunehmender Teilchenzahl ab. Abbildung 3.4 zeigt den Verlauf für 3 und 50 Teilchen pro Station in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum. Bei sehr vielen Teilchen pro Station sind sie praktisch konstant,

Teilchen/ Station	p_0	p_1	p_2	p_3	p_4	χ^2/N
1	-3.29 $\pm 3.2 \cdot 10^{-2}$	$2.85 \cdot 10^{-2}$ $\pm 2.4 \cdot 10^{-3}$	$1.09 \cdot 10^{-3}$ $\pm 6.1 \cdot 10^{-4}$	$-2.16 \cdot 10^{-6}$ $\pm 6.0 \cdot 10^{-7}$	$-6.08 \cdot 10^{-10}$ $\pm 2.0 \cdot 10^{-9}$	4.0
3	-5.64 $\pm 2.3 \cdot 10^{-2}$	$-8.11 \cdot 10^{-3}$ $\pm 2.6 \cdot 10^{-3}$	$1.08 \cdot 10^{-3}$ $\pm 9.3 \cdot 10^{-4}$	$-1.14 \cdot 10^{-6}$ $\pm 1.2 \cdot 10^{-6}$	$-4.66 \cdot 10^{-9}$ $\pm 5.2 \cdot 10^{-9}$	1.56
5	-6.63 $\pm 2.8 \cdot 10^{-2}$	$-2.93 \cdot 10^{-2}$ $\pm 3.9 \cdot 10^{-3}$	$1.51 \cdot 10^{-3}$ $\pm 1.7 \cdot 10^{-4}$	$-3.99 \cdot 10^{-6}$ $\pm 2.6 \cdot 10^{-6}$	$-8.99 \cdot 10^{-9}$ $\pm 1.2 \cdot 10^{-8}$	0.95
10	-8.06 $\pm 3.8 \cdot 10^{-2}$	$-7.55 \cdot 10^{-2}$ $\pm 6.5 \cdot 10^{-3}$	$3.43 \cdot 10^{-3}$ $\pm 3.2 \cdot 10^{-4}$	$-2.65 \cdot 10^{-5}$ $\pm 5.8 \cdot 10^{-6}$	$-8.71 \cdot 10^{-8}$ $\pm 3.2 \cdot 10^{-8}$	0.85
50	-12.22 $\pm 3.9 \cdot 10^{-2}$	$-7.47 \cdot 10^{-2}$ $\pm 7.4 \cdot 10^{-3}$	$6.51 \cdot 10^{-3}$ $\pm 4.0 \cdot 10^{-4}$	$-7.40 \cdot 10^{-5}$ $\pm 7.5 \cdot 10^{-6}$	$-2.94 \cdot 10^{-8}$ $\pm 4.5 \cdot 10^{-8}$	2.95

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Anpassung von Polynomen 4.Grades an die Mediane der Ankunftszeitverteilungen in Abbildung 3.3

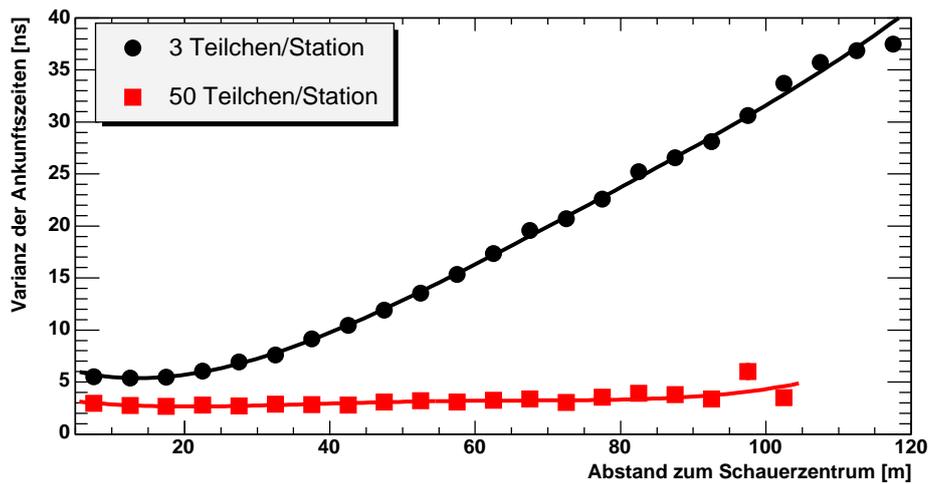


Abbildung 3.4: Breiten der Ankunftszeitverteilungen für 3 und 50 Teilchen pro Station. Die durchgezogenen Linien sind eine Anpassung eines Polynoms vierten Grades.

Teilchen/ Station	v_0	v_1	v_2	v_3	v_4
3	7.16 $\pm 2.7 \cdot 10^{-2}$	$-2.78 \cdot 10^{-1}$ $\pm 3.4 \cdot 10^{-3}$	$1.22 \cdot 10^{-2}$ $\pm 1.4 \cdot 10^{-4}$	$-1.04 \cdot 10^{-4}$ $\pm 2.2 \cdot 10^{-6}$	$3.48 \cdot 10^{-8}$ $\pm 1.1 \cdot 10^{-8}$
50	3.64 ± 0.04	-0.11 $\pm 7 \cdot 10^{-4}$	$4.51 \cdot 10^{-3}$ $\pm 4 \cdot 10^{-4}$	$-6.31 \cdot 10^{-5}$ $\pm 7.6 \cdot 10^{-6}$	$3.02 \cdot 10^{-7}$ $\pm 4.5 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Anpassung von Polynomen 4.Grades an die Breiten der Ankunftszeitverteilungen in Abbildung 3.4

d.h. nicht die Breite der Schauerfront sondern die Zeitauflösung der Detektoren bestimmt die Varianz der Ankunftszeiten. Der Verlauf der Varianzen wurde auf gleiche Weise wie die Abhängigkeit der Mediane durch Polynome parametrisiert. Tabelle 3.2 zeigt die Ergebnisse der Anpassung für die in Abbildung 3.4 gezeigten Meßwerte.

Die Anpassungen wurden für Teilchenzahlen von 1 bis 20 in Schritten von 1 Teilchen, von 30-200 Teilchen in Schritten von 10 Teilchen pro Detektor bei Abständen von 0 m bis 180 m durchgeführt. Insgesamt gibt es damit 37 Parameterisierungen für die Mediane und Breiten der Ankunftszeitverteilungen. Etwa 4.6 Millionen Schauer aus vier gleichmäßig über den Zeitraum von Mai 1998 bis Oktober 2002 verteilten Meßperioden wurden zur Erstellung der Ankunftszeitverteilungen verwendet. Zu beachten ist, daß außer den üblichen Schnitten (siehe Kapitel 4.4) auf Lage des Schauerzentrums und zu große Zenitwinkel keine weiteren Selektionen durchgeführt wurden. Es gehen also Schauer mit verschiedensten Primärenergien und Primärmassen ein.

Der maximale verwendbare Abstand zur Ermittlung der Parameter der Ankunftszeitverteilungen wird bei höheren Teilchenzahlen zunehmend durch immer weniger Meßwerte eingeschränkt. Die Beispiele in den Tabellen 3.1 und 3.2 zeigen vor allem bei den Parametern hoher Ordnung (p_4) wenig oder keinerlei Signifikanz. Eine visuelle Kontrolle der Anpassungen zeigt jedoch, daß die Kurven die Meßwerte immer gut beschreiben.

Zur Bestimmung der Schauerrichtung geht dieser Satz an Funktionen $f(t_i, N_i)$ in die Minimierung von Gleichung 3.1 ein, jeweils eine Funktion pro Teilchenzahl N_i :

$$f(t_i, N_i) = (l \cdot x_i + m \cdot y_i + n \cdot z_i) / c + t_0 + p_0 + p_1(N_i) \cdot r + p_2(N_i) \cdot r^2 + p_3(N_i) \cdot r^3 + p_4(N_i) \cdot r^4 \quad (3.4)$$

Die Nomenklatur entspricht der Gleichung 3.2, die Parameter der Polynome sind p_0 bis p_4 . Im Unterschied zum Konusfit (Gleichung 3.2) ist hier aufgrund des auf den tatsächlichen Ankunftszeiten basierenden universellen Ansatzes in Gleichung 3.3 kein zusätzlicher Anpassungsparameter (beim Konusfit die Konussteigung t_0) notwendig.

Für die Gewichte w_i wurden die Kehrwerte der Breiten der Verteilungen verwendet:

$$w_i^{-1} = v_0 + v_1(N_i) \cdot r + v_2(N_i) \cdot r^2 + v_3(N_i) \cdot r^3 + v_4(N_i) \cdot r^4 \quad (3.5)$$

Die Rekonstruktion der Schauerrichtung ist mit dieser Methode von der Verteilung der Ankunftszeiten der Teilchen in der Schauerscheibe und von der Lateralverteilung der Schauer abhängig und damit sensitiv auf das Gesamtschauerbild. Der in die Gleichungen 3.4 und 3.5 eingehende Funktionensatz sollte deshalb auf seine Unabhängigkeit von Zenitwinkel, Schauergröße und Primärmasse untersucht werden. Abbildung 3.5 zeigt die Medianverteilungen für 1, 3 und 10 Teilchen pro Station für Schauer mit kleinen und großen Zenitwinkel. Nur eine vernachlässigbare Verschiebung der Schauer mit großem Zenitwinkel zu späteren Zeiten von etwa 0.3 ns ist sichtbar. Für 2 und 8 Teilchen pro Station ist die Abhängigkeit der Mediane von der Schauergröße N_e in Abbildung 3.6 zu sehen. Wieder ist eine gute Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Datensätzen zu erkennen. Der Unterschied beträgt maximal etwa 1 ns. Bei den Werten für kleine Schauer und 8 Teilchen pro Station ist zu beachten, daß in einem Abstand von mehr als 50 m praktisch keine Schauer mehr so viele Teilchen Energie in den Detektoren deponieren. In die großen Abweichungen außerhalb dieses Radiusbereiches gehen also nur ganz wenige Schauer ein, die Unsicherheit dieser Werte ist an der Größe der Fehlerbalken zu erkennen.

Die Medianverteilung in Abhängigkeit von der Primärmasse zeigt hingegen deutliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Datensätzen. In Abbildung 3.7 sind sowohl Ergebnisse

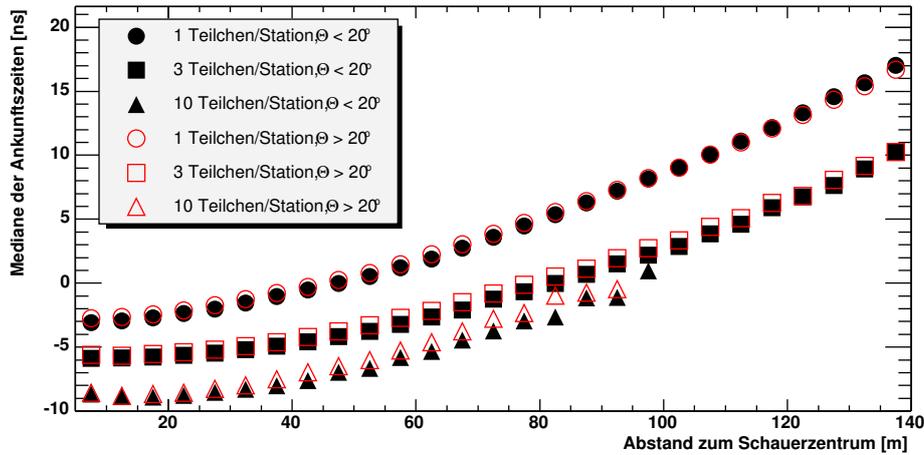


Abbildung 3.5: Mediane der Ankunftszeitverteilungen für 1, 3 und 10 Teilchen pro Station für Schauer mit Zenitwinkel $\Theta < 20^\circ$ (geschlossene Symbole) und $\Theta > 20^\circ$ (offene Symbole).

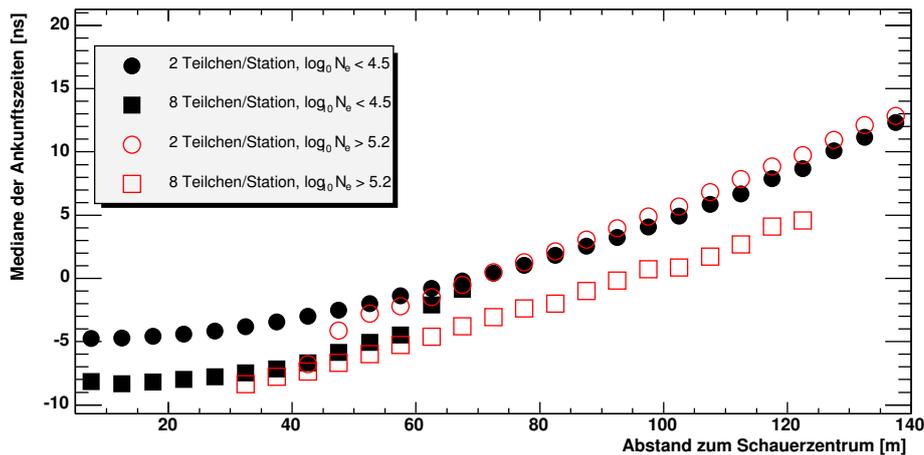


Abbildung 3.6: Mediane der Ankunftszeitverteilungen für 2 und 10 Teilchen pro Station für Schauer mit Elektronenzahl $\log_{10} N_e < 4.5$ (geschlossene Symbole) und $\log_{10} N_e > 5.2$ (offene Symbole).

aus Meßdaten wie auch aus Monte Carlo Rechnungen dargestellt. Für Monte Carlo Rechnungen, d.h. für den in Abschnitt 2.3 beschriebenen, bei KASCADE üblichen Weg von Simulationen mit dem CORSIKA Paket und der nachfolgenden Detektorsimulation CRES, wurden die Mediane für proton- und eiseninduzierte Schauer bestimmt. Der Meßdatensatz wurde durch eine Unterteilung der Schauer in elektronenarme und elektronenreiche Schauer unterteilt (siehe auch Kapitel 5.2.1). Dabei werden durch den ersten Schnitt Schauer von schweren Primärteilchen, durch den zweiten von leichten angereichert (siehe auch Kapitel 5.2.1).

Für wenige Teilchen (1-2) pro Station und große Abstände sind deutliche Unterschiede sowohl in den Meßdaten wie auch in den Simulationen zwischen den Medianen bei von schweren und von leichten Primärteilchen induzierten Schauern zu sehen. Der Verlauf der Mediane für eiseninduzierte Schauer ist wesentlich flacher. Diese Schauer haben ihre erste Wechselwirkung

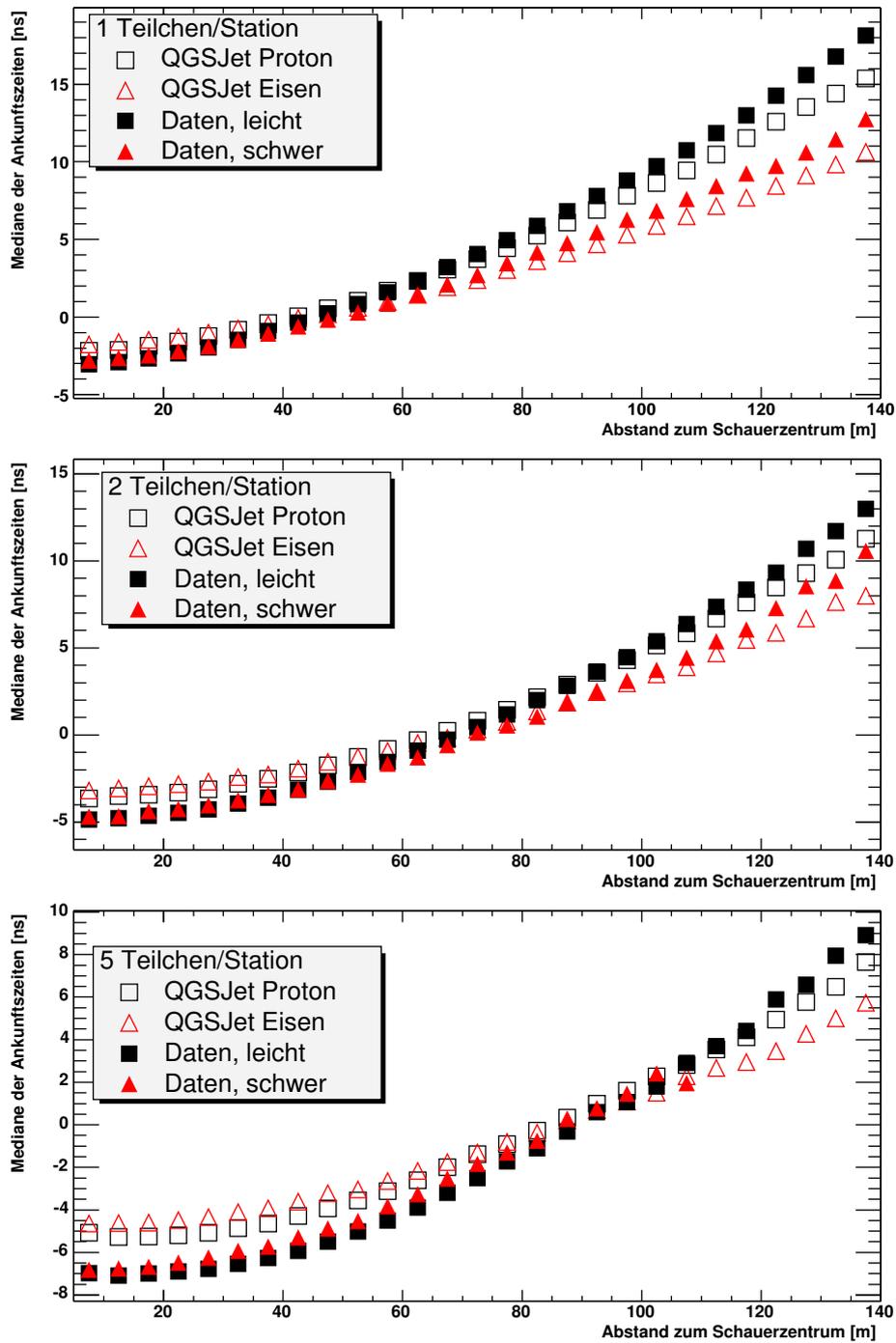


Abbildung 3.7: Mediane der Ankunftszeitverteilungen, getrennt nach Massen der Primärteilchen für 1,2,5 Teilchen pro Station.

wesentlich höher in der Atmosphäre wie Protonenschauer (bei 1 PeV in ca. 35 gegenüber ca. 20 km Höhe). Aus geometrischen Gründen ist damit die Schauerscheibe wesentlich flacher. Bei höheren Teilchendichten (Abbildung 3.7 unten) spielt dieser Effekt keine Rolle mehr. Grund hierfür ist unter anderem, daß in die verwendeten Ankunftszeitverteilungen Schauer mit vielen unterschiedlichen Energien eingehen.

Die Unterschiede zwischen den Primärteilchen wirken sich in der Qualität der Richtungsrekonstruktion aus. Je nachdem, ob der Funktionensatz für die Gleichungen 3.4 und 3.5 mehr aus Luftschauern mit leichten oder schweren Primärteilchen bestimmt worden ist, werden diese auch besser rekonstruiert (siehe auch Diskussion im folgenden Kapitel).

In Abbildung 3.7 ist bei kleinen Radien ein mit zunehmender Teilchenzahl größer werdender Unterschied zwischen Meßdaten und Simulationen zu sehen. Die Ursache für diese Unterschiede konnten im Rahmen dieser Arbeit abschließend nicht geklärt werden. In die Bestimmung aller Parameter und Funktionen, die für dieses Verfahren notwendig sind gehen jedoch nur Meßdaten und keinerlei Simulationen ein. Abbildung 3.7 ist die einzige Abbildung, in der Ankunftszeitverteilungen aus Simulationen verwendet wurden.

3.3 Winkelauflösung

Die Winkelrekonstruktionsgenauigkeit kann sowohl mit Simulationen wie auch mit der Schachbrettmethode bestimmt werden. Aus der Winkeldifferenzverteilung (Differenzen zwischen rekonstruierten und simulierten bzw. zwischen den in den beiden Telexperimenten rekonstruierten Schauerrichtungen) kann die Winkelauflösung bestimmt werden. Im Folgenden wird der 68% Wert dieser Verteilungen verwendet. Dieser Wert wurde wegen der Vergleichbarkeit mit Ergebnissen anderer Experimente gewählt. Er entspricht nicht der Wahrscheinlichkeit, daß eine Winkeldifferenz innerhalb einer Standardabweichung der zweidimensionalen Gaußverteilung liegt.

Die Ergebnisse der Schachbrettmethode werden mit einem Faktor 0.5 korrigiert, der durch die halbe Anzahl an Stützstellen (Faktor $1/\sqrt{2}$) und den größeren Abstand der Detektorstationen voneinander (weiterer Faktor $1/\sqrt{2}$) motiviert wird. Die Schachbrettmethode kann auch auf Simulationsdaten angewendet werden, mit ihr kann allerdings nur die Breite der Winkeldifferenzverteilungen bestimmt werden, nicht wie bei Simulationen auch noch systematische Fehler in der Rekonstruktion.

Abbildung 3.8 zeigt die Winkeldifferenzverteilungen für zwei verschiedene Intervalle in der Elektronenzahl sowie die Anpassung durch die Projektion einer zweidimensionalen Gaußverteilung mit festgehaltenem Mittelwert (Parameter $p_1 = 0$). Durch die senkrechte gestrichelte Linie ist der durch Integration bestimmte 68% Wert der Winkelauflösung angedeutet.

Die Winkelauflösung des KASCADE Detektorfeldes ist in Abbildung 3.9 (links) zu sehen, und zwar für die Anpassung mit einer Konusfläche (alt) und der neuen in Kapitel 3.2 beschriebenen Methode. Gezeigt werden Ergebnisse der Schachbrettmethode, angewandt auf Meß- wie auch Simulationsdaten. Die neue Methode zeigt eine wesentlich verbesserte Auflösung von 0.8° bei sehr kleinen Schauer bis fast 0.1° bei sehr großen. Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulationen ist ebenfalls zu erkennen. Der rechte Teil der Abbildung zeigt den Unterschied der Winkelauflösung in den verschiedenen Rekonstruktionsstufen. Die Gradientenmethode aus Stufe Eins, die vor allem gute Startwerte für die folgenden Stufen liefern soll, rekonstruiert erwartungsgemäß wesentlich ungenauer. Zwischen der zweiten und dritten Rekonstruktionsstufe sind nur bei sehr kleinen Schauern Verbesserungen zu erkennen.

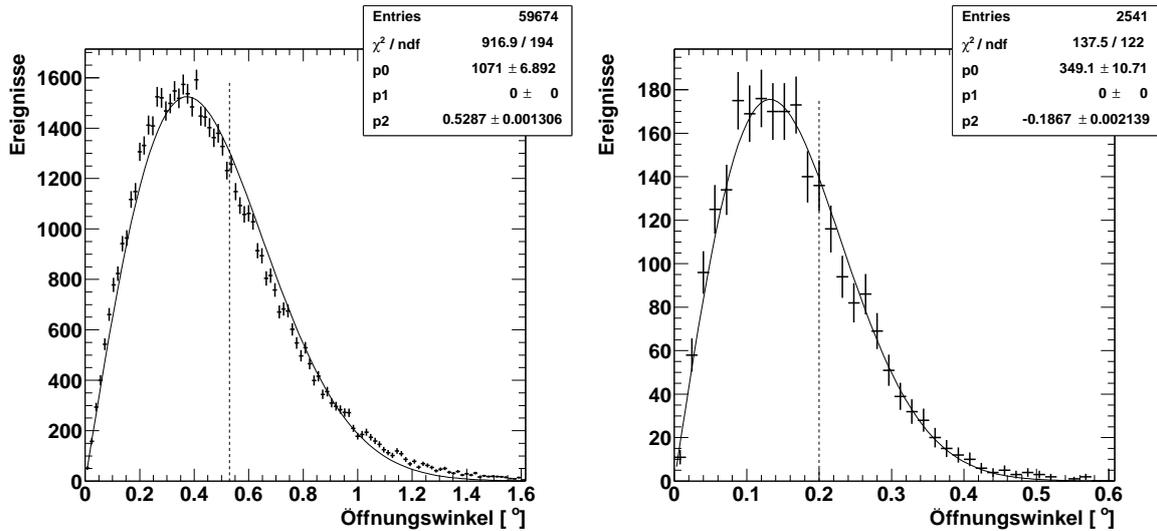


Abbildung 3.8: Öffnungswinkel zwischen den zwei mit einem aufgeteilten Detektorfeld rekonstruierten Schauerrichtungen (Schachbrett). Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung einer projizierten zweidimensionalen Gaußverteilung dar, die gestrichelte Linie deutet den Wert der Winkelauflösung (68%) an. Links: $4 < \log_{10} N_e < 4.25$, Rechts: $5 < \log_{10} N_e < 5.25$.

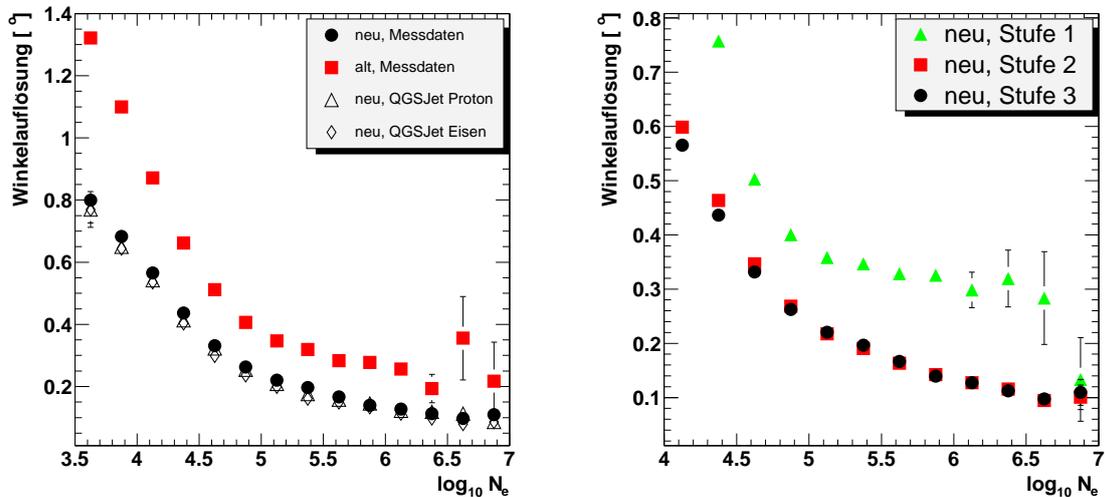


Abbildung 3.9: Winkelauflösung des KASCADE Detektorfeldes. Vergleich zwischen alter und neuer Rekonstruktionsmethode (links) und Vergleich zwischen den Rekonstruktionsstufen 1, 2 und 3 (rechts). Alle Werte wurden mit der Schachbrettmethode bestimmt.

Grundsätzlich hängt die Winkelauflösung von den Detektor- (Anzahl der Detektoren, Zeitauflösung) und Schauerparametern (Elektronenzahl, Einfallswinkel und der Lage des Schauerzentrums) ab. Größere Schauer bedeuten neben mehr Meßwerten vor allem einen längeren Hebelarm. Dieser hängt wiederum vom Einfallswinkel ab, die Rekonstruktion verschlechtert sich dadurch mit zunehmenden Zenitwinkel. Die Unterschiede in der Bestückung

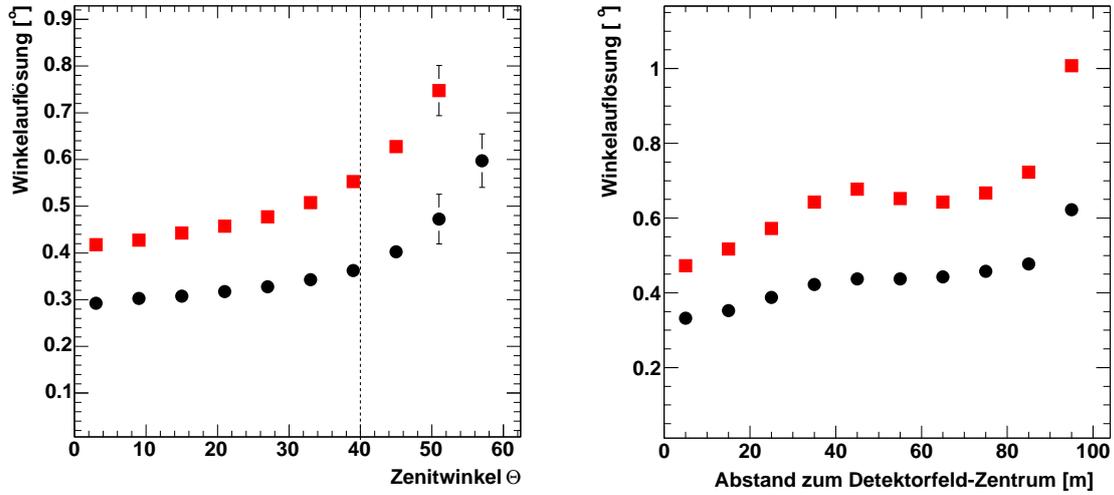


Abbildung 3.10: Winkelauflösung in Abhängigkeit vom Zenitwinkel (links) und vom Abstand des Schauerzentrums vom Zentrum des Detektorfeldes (rechts) für Schauer mit $\log_{10} N_e > 4$. Die runden Punkte (●) beschreiben die Werte der neuen, die quadratischen (■) der alten Rekonstruktionsmethode. Alle Werte wurden mit der Schachbrettmethode bestimmt. Die gestrichelte Linie gibt den üblichen Schnitt auf Zenitwinkel $\Theta < 40^\circ$ wieder.

der Detektorstationen zwischen den inneren und äußeren Clustern bewirkt auch eine Abhängigkeit von der Lage des Schauerzentrums im Detektorfeld. Diese drei Effekte sind in den Abbildungen 3.9 und 3.10 zu sehen. Die Winkelauflösung wird mit zunehmender Schauergröße N_e wesentlich besser. Die Abhängigkeit vom Zenitwinkel zeigt einen beinahe konstanten Verlauf für Winkel kleiner als 40° , danach wird sie deutlich schlechter. Die Struktur des Detektorfeldes ist in der Abstandsabhängigkeit vom Zentrum des Detektorfeldes (Abbildung 3.10 rechts) deutlich zu sehen, die inneren Cluster sind in einem Quadranten mit einer halben Seitenlänge von etwa 45 m um das Zentrum angeordnet. Mit dem neuen Verfahren ist dieser Effekt jedoch deutlich geringer.

Der im vorherigen Kapitel beschriebene Unterschied in den Ankunftszeitverteilungen zwischen Schauern schwerer und leichter Primärteilchen ist in den aus den jeweiligen Datensätzen bestimmten Winkelauflösungen in Abbildung 3.11 zu erkennen. Eisenschauer werden im Bereich von Schauergrößen zwischen $\log_{10} N_e = 5$ und $\log_{10} N_e = 6$ ungenauer rekonstruiert als Protonenschauer. Genau bei dieser Schauergröße gibt es für Abstände zum Schauerzentrum größer als 80 m nur wenige Teilchen pro Station. Bei kleineren Schauern gibt es gar keine, bei größeren mehr als ein oder zwei Teilchen in diesem Abstandsintervall. In diesem Schauergrößenbereich wird der Datensatz jedoch durch Schauer mit leichten Primärteilchen dominiert, d.h. der Funktionensatz zur Rekonstruktion der Schauerrichtung ist vor allem an diese Art von Schauern angepaßt. Die Unterschiede zwischen leichten und schweren Schauern in der Rekonstruktion sind jedoch wesentlich kleiner als die Unterschiede zwischen der neuen und alten Richtungsrekonstruktion. Auf diese Größenordnung in der Rekonstruktionsqualität sind die im Folgenden beschriebenen Analysen der Anisotropie nicht empfindlich.

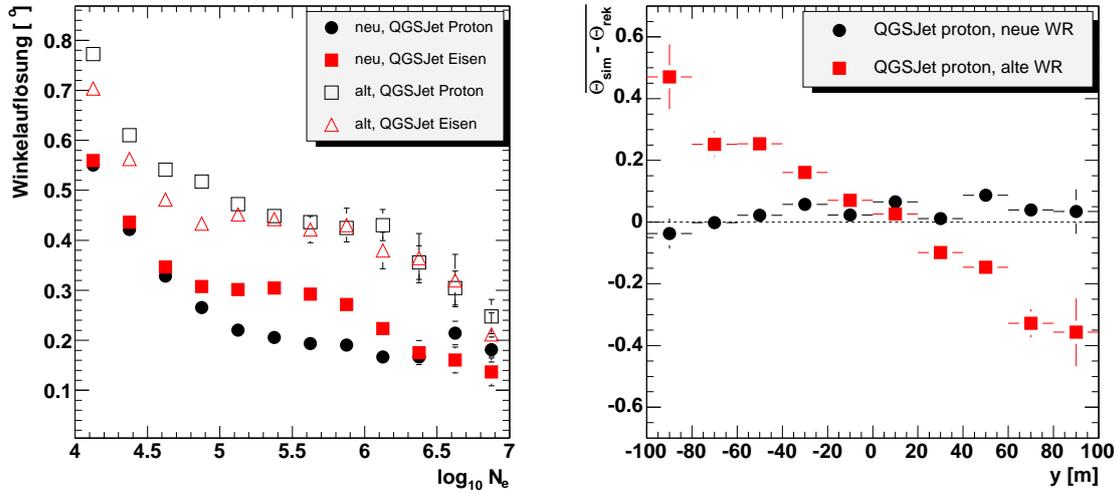


Abbildung 3.11: Unterschiede in der Winkelauflosung zwischen proton- und eiseninduzierten Schauern (links). Die Winkelauflosung wurde durch Vergleich der simulierten mit der rekonstruierten Richtung bestimmt. Rechts: Mittlere systematische Verkippungen im Zenitwinkel in Abhängigkeit von der Ortskoordinate y des Detektorfeldes. Θ_{sim} ist der simulierte Zenitwinkel, Θ_{rek} der rekonstruierte.

3.4 Systematiken in der Rekonstruktion der Schauerrichtung

Größere systematische Fehler in der Richtungsrekonstruktion wären fatal für die Analysen in den folgenden Kapitel. Eine Punktquellensuche (Kapitel 6) wäre mit signifikanten systematischen Fehlern wenn überhaupt nur sehr schwer möglich. Die Schwierigkeit bei der Bestimmung dieser Fehler liegt darin, daß man die wahre Richtung der Schauer nicht kennt. Die Ergebnisse drei verschiedener Verfahren zur Abschätzung von Systematiken werden im folgenden vorgestellt. Dies sind Untersuchungen mit Simulationen, Vergleich mit den rekonstruierten Richtungen aus dem Myonspurdetektor und der Suche nach dem Schatten von Sonne bzw. Mond in der kosmischen Strahlung.

3.4.1 Monte Carlo - Untersuchungen

Eine der wichtigsten Motivationen für die Implementierung eines neuen Richtungsrekonstruktionsverfahren in den Standardrekonstruktionsablauf des Detektorfeldes war die in Abbildung 3.11 (rechts) zu sehende systematische Verkippung der rekonstruierten Schauerrichtungen zur Mitte des Detektorfeldes. Dargestellt ist in dieser Abbildung die mittlere Differenz $\Theta_{sim} - \Theta_{rek}$ zwischen wahrem und rekonstruiertem Zenitwinkel für simulierte Protonenschauer mit Primärenergien von 1 PeV und Zenitwinkeln zwischen 18° und 24° . Untersucht werden nur Schauer mit Schauerzentren aus einem auf der Fläche des Detektorfeldes in Nord-Süd Richtung zentral verlaufenden Bandes mit einer Breite von 30 m. Alle Schauer in dieser Simulation haben einen Azimutwinkel von 180° , d.h. alle kommen aus Richtung Süden.

Eine deutliche Verkippung der Schauer von bis zu maximal 0.3° in Abhängigkeit vom Schauerzentrum ist für die Rekonstruktion mit der Konusfläche zu erkennen. Grund hierfür ist die unterschiedliche Belegung der Stationen im Detektorfeld. Die doppelte Fläche an De-

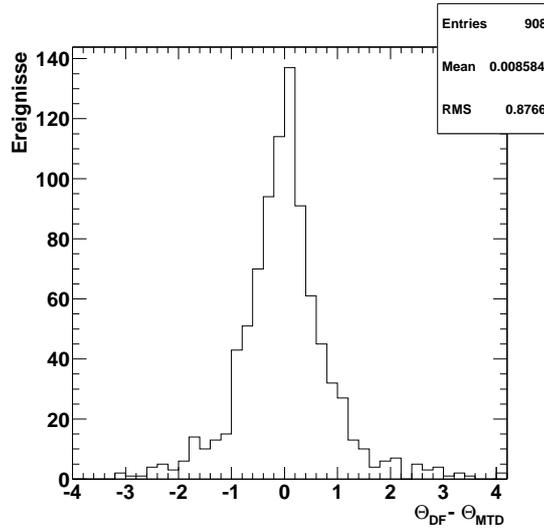


Abbildung 3.12: Vergleich von rekonstruiertem Zenitwinkel Θ_{DF} im Detektorfeld mit dem mittleren Zenitwinkel Θ_{MTD} einzelner hochenergetischer Myonen im Myonspurdetektor.

tektoren in den vier inneren Clustern führt dazu, daß hier systematisch frühere Zeiten gemessen werden. Das neue Rekonstruktionsverfahren ist, da es sowohl Ankunftszeiten wie auch Teilchenzahlen einer Station berücksichtigt, unabhängig von den unterschiedlichen Flächenbelegungen. Die Abbildung zeigt, daß keine signifikanten Verkippungen der rekonstruierten Richtungen des neuen Verfahrens zu sehen sind.

3.4.2 Vergleich mit dem Myonspurdetektor

Im Myonspurdetektor (MTD) werden die Richtungen einzelner hochenergetischer Myonen gemessen. Ein Vergleich der mittleren Richtung dieser Myonen mit der vom Detektorfeld rekonstruierten Schauerrichtung gibt Hinweise auf möglicherweise vorhandene Systematiken.

Abbildung 3.12 zeigt die Verteilung der Differenzen der rekonstruierten Zenitwinkel Θ_{DF} im Detektorfeld mit den mittleren Zenitwinkeln Θ_{MTD} einzelner hochenergetischer Myonen im Myonspurdetektor. Zur Vermeidung von Effekten aufgrund der Lage des Myonspurdetektors im Detektorfeld (Abbildung 2.1) werden nur Schauer verwendet, die ihr Schauerzentrum auf einem symmetrischen Streifen um den MTD haben. Weiter wird verlangt, daß die Myonen im MTD in allen drei Lagen Signale erzeugt haben, daß mindestens vier Myonen pro Schauer gemessen wurden und die Zenitwinkel im Bereich $18^\circ \leq \Theta \leq 24^\circ$ liegen.

Es konnte keine signifikante Abweichung zwischen den beiden, aus den Messungen zweier unabhängiger Detektortypen rekonstruierten Richtungen festgestellt werden. Die mittlere Differenz ist mit Null verträglich und beträgt

$$\Theta_{DF} - \Theta_{MTD} = 0.0085^\circ \pm 0.029^\circ. \quad (3.6)$$

3.4.3 Suche nach Schatten Mond- bzw. Sonnenschatten

Eine von Simulationen vollständig unabhängige Methode zur Bestimmung von Systematiken in der Richtungsrekonstruktion ist die Suche nach dem Schatten des Mondes bzw. der Sonne in der kosmischen Strahlung. Der Durchmesser der Schatten der beiden Himmelskörper

entspricht etwa der Größe ihrer sichtbaren Scheiben von jeweils 0.52° (Winkeldurchmesser). Solange die Winkelauflösung nicht wesentlich schlechter ist als dieser Wert, können bei ausreichend großer Anzahl an gemessenen Ereignissen diese Schatten beobachtet werden. Aus dem Vergleich der Positionen der gemessenen Schatten mit den tatsächlichen Positionen der Himmelskörper lassen sich Aussagen über mögliche systematische Fehler in der Winkelrekonstruktion machen. Die Positionen von Mond und Sonne sind sehr genau bekannt. Die hier verwendeten Routinen [159, 53] geben eine Genauigkeit von besser als $10''$ für den Mond und besser als $2''$ für die Sonne an. Diese Analyse wurde von Clark 1957 [56] vorgeschlagen und am Cygnus-Experiment 1991 [13] zum ersten Mal durchgeführt. Im folgenden wird überwiegend die Analyse zur Suche nach dem Mondschatten beschrieben, die Sonnenanalyse verläuft vollkommen äquivalent dazu.

Der Schatten im Fluß der kosmischen Strahlung kann durch folgenden Funktion $L(r, \Theta)$ beschrieben werden:

$$L(r, \Theta) = g(\Theta) \cdot f(r) \quad (3.7)$$

$$f(r) = \frac{1}{2\pi r^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M(\tilde{r}) \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{\sigma_{rek}^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{\sigma_{rek}^2}\right) dx dy \quad (3.8)$$

$$\tilde{r} = \sqrt{x^2 + y^2} \quad M(\tilde{r}) = 0 \quad \text{für } \tilde{r} < r_{Mond}, \quad 1 \quad \text{sonst} \quad (3.9)$$

$$g(\Theta) = \sin 2\Theta \cdot \exp\left(-\frac{X_0}{\Lambda_{Rate}}(\sec \Theta - 1)\right) \quad (3.10)$$

Die Funktion $f(r)$ beschreibt die eigentliche Abschattung durch eine Faltung der Mondscheibe (Radius r_{Mond}) mit der Rekonstruktionsgenauigkeit σ_{rek} . Die Variablen r und \tilde{r} bezeichnen den Winkelabstand zum Zentrum der Mondscheibe. Die Abstände in karthesischen Koordinaten sind mit x und y bezeichnet. Die Funktion $g(\Theta)$ berücksichtigt den Raumwinkel, die Abhängigkeit der Detektorfläche vom Zenitwinkel sowie die Abschwächung der Rate mit zunehmenden Zenitwinkel Θ . Die Absorptionslänge Λ_{Rate} wurde als konstant mit $\Lambda_{Rate}=136 \text{ g/cm}^2$ [25] angenommen. $X_0 = 1022 \text{ g/cm}^2$ ist die mittlere atmosphärische Tiefe von KASCADE. Die Abschattungsfunktion $f(r)$ wird in der Literatur i.A. durch folgende Vereinfachung [13] ersetzt:

$$f(r) \approx 1 - \frac{r_{Mond}^2}{\sigma_{rek}^2} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_{rek}^2}\right) \quad (3.11)$$

Im folgenden wird eine bessere Näherung für $f(r)$ von Glasstetter [90] verwendet. Der Integrand in Gleichung 3.8 wurde dabei nach \tilde{r} entwickelt und durch eine hinreichende Anzahl Terme niederer Ordnung ersetzt:

$$f(r) = 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_{rek}^2}\right) \cdot \sum_{k=0}^n \frac{1}{k!} \left(\frac{r^2}{2\sigma_{rek}^2}\right)^k \left(1 - \exp\left(-\frac{r_{Mond}^2}{2\sigma_{rek}^2}\right) \sum_{k=0}^n \frac{1}{k!} \left(\frac{r_{Mond}^2}{2\sigma_{rek}^2}\right)^k\right) \quad (3.12)$$

Für Winkelauflösungen größer als $\sigma_{rek} = 0.2^\circ$ geben $n = 10$ Terme ausreichende Genauigkeit.

In Abbildung 3.13 links sind beide Näherungen für verschiedene Winkelauflösungen zu sehen. Unterschiede machen sich vor allem bei sehr guten Winkelauflösungen σ bemerkbar, die gröbere Näherung von Alexandreas (Gleichung 3.11) zeigt bei $\sigma_{rek} = 0.2$ sogar eine vollständige Abschattung. Das Defizit durch den Mond ist nur sehr gering, etwa 20%, für Schauer an der

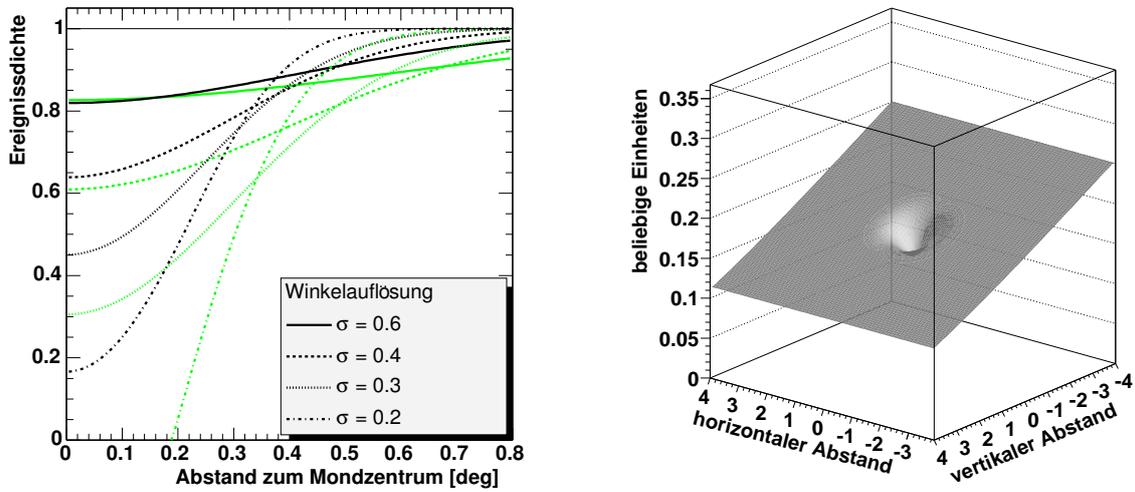


Abbildung 3.13: *Mondschattenfunktionen $f(r)$ für verschiedenen Winkelauflösungen σ (links). Die schwarze Kurve stellt die Berechnung von Gleichung 3.12 nach [90] dar, die hellere die Näherung nach Gleichung 3.11. Theoretisches Aussehen des Mondschattens in der kosmischen Strahlung nach Gleichung 3.7 mit einer Winkelauflösung von $\sigma = 0.6^\circ$ (rechts).*

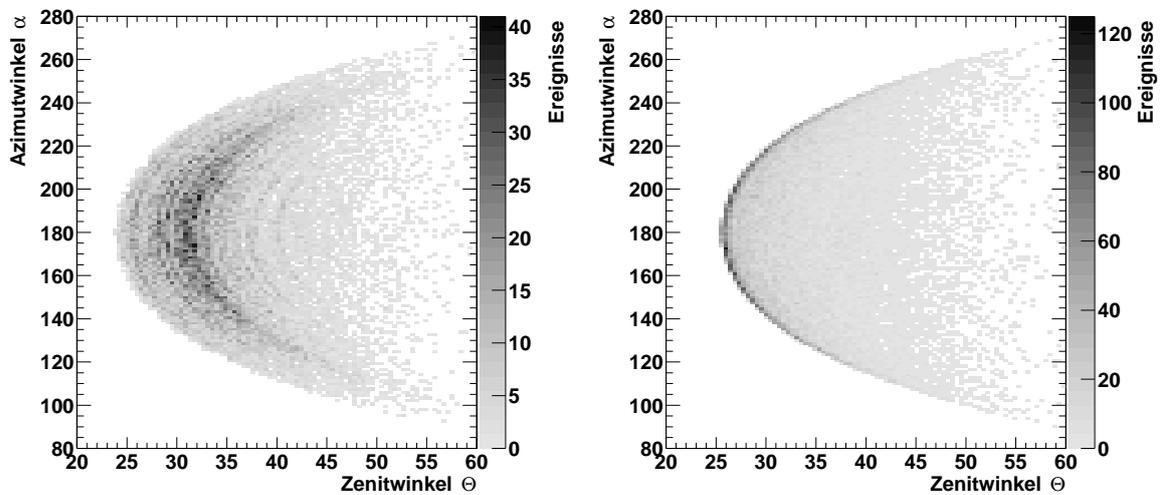


Abbildung 3.14: *Winkelverteilung der Schauer in der Mond- (links) und Sonnenselektion (rechts). Jeder Schauer mit einem maximalen Winkelabstand von 5° zum betreffenden Objekt wurde aufgetragen. Die Südrichtung entspricht einem Azimut-Winkel von $\alpha = 180^\circ$.*

Schwelle von KASCADE und bei größeren Schauern mit entsprechend guter Winkelauflösung erreicht es Werte von bis zu 50%. In der rechten Abbildung 3.13 ist die komplette Funktion $L(r, \Theta)$ (Gleichung 3.7) zu sehen. Neben dem Schatten im Zentrum der Abbildung zeigt sich die Abschwächung der Rate mit dem Zenitwinkel Θ .

Aufgrund der geographischen Position von KASCADE zeigen sich die beiden Himmels-

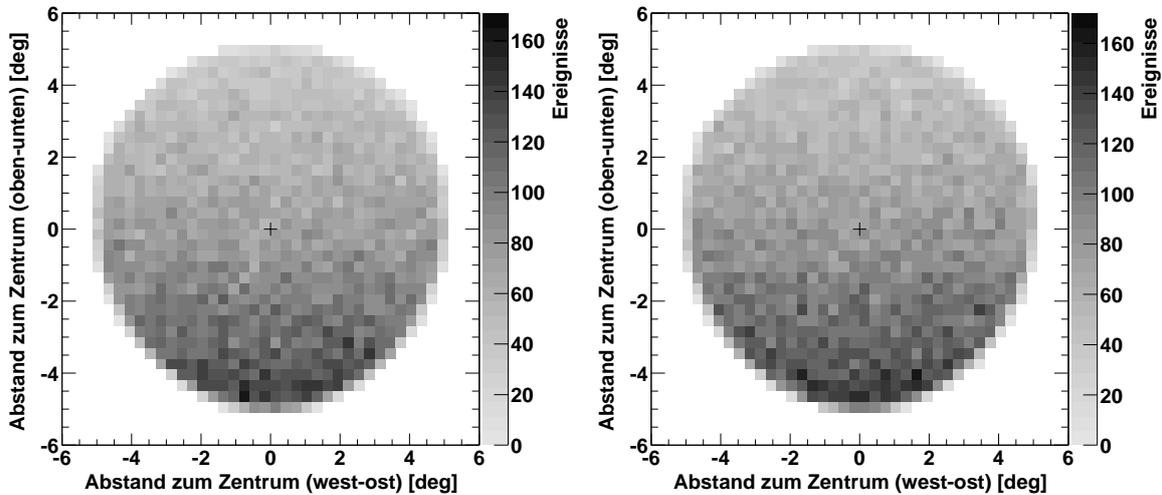


Abbildung 3.15: Verteilung von Luftschauern mit $\log_{10} N_e > 3.9$ in einer Scheibe von 5° um den Mond (links) bzw. um die Sonne (rechts). Die Mitte von Mond bzw. Sonne ist durch das schwarze Kreuz angedeutet.

körper nur unter relativ großen Zenitwinkel Θ von mehr als 28° . Das führt mit der starken Abschwächung über den Zenitwinkel Θ , einer Meßrate von etwa 1 Hz (nach den in Kapitel 4.4 beschriebenen Schnitten) und dem Beobachtungszeitraum Oktober 1996 bis Dezember 2002 zu etwa 36900 Schauern aus Richtung Mond und 40150 Schauern aus Richtung Sonne. Richtung Mond bzw. Sonne bedeutet in dieser speziellen Datenselktion immer, daß die Schauerrichtung in einer Scheibe mit einem Radius von fünf Winkelgrad um die Position des jeweiligen Himmelskörper enthalten ist. Abbildung 3.14 zeigt die Winkelverteilung der Mond- und Sonnenpositionen für die hier betrachtete Meßzeit. Da die Rekonstruktionsgenauigkeit der Schauerrichtung ab etwa 40° deutlich schlechter wird (siehe Abbildung 3.10) sollen nur Schauer bis maximal diesem Winkel betrachtet werden. Die Verteilung dieser Luftschauern mit einem maximalen Abstand vom Zentrum des Mondes bzw. der Sonne von 5° werden in Abbildung 3.15 dargestellt. Hierbei wurde eine Schwelle in der Elektronenzahl von $\log_{10} N_e > 3.9$ gewählt.

Zur Rekonstruktion der Mondposition wird die Maximum-Likelihood Methode mit der entsprechend normierten Gleichung 3.7 verwendet. Die zu bestimmenden Parameter sind die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion $\sigma_{rek.}$ bzw. der Schnitt in der Schauergröße N_e sowie eine systematische Verschiebung der Position von Mond bzw. Sonne. Aufgrund der langen Rechenzeiten (für jedes Ereignis muß die Gleichung 3.7 neu normiert werden) wurden deshalb der Parameter $\sigma_{rek.}$ und der Schnitt in N_e mit Hilfe von Abbildung 3.9 festgesetzt¹. Es wurde versucht, einen Kompromiß zwischen guter Winkelauflösung (hohes N_e) und vielen Ereignissen (niedriges N_e) zu finden. Die angenommenen Werte lauten $\sigma_{rek.} = 0.6^\circ$ und damit $\log_{10} N_e > 3.9$.

Es wird nun für jede Mondposition die Wahrscheinlichkeit bestimmt, daß diese mit der gemessenen Winkelverteilung verträglich ist. Die negative Log-Likelihood Ebene für die Bestimmung der Mondposition mit den beschriebenen Schnitten ist in Abbildung 3.16 zu sehen. Die Ordinaten geben den Abstand zum Mondzentrum wieder. Ein breites Minimum um das reale

¹Diese Maßnahme verkürzt die Rechenzeit auf einem 1.8 GHz PC von mehreren Wochen auf etwa 5 Tage.

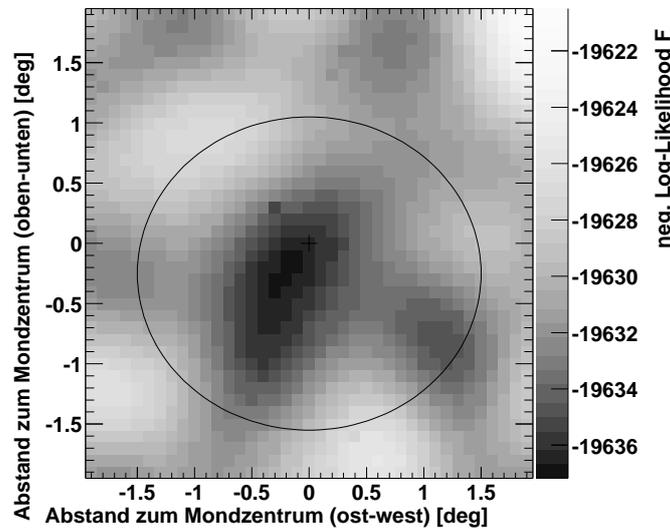


Abbildung 3.16: *Negative Log-Likelihood Ebene für die Bestimmung der Mondposition aus den Daten von Abbildung 3.15. Die durchgezogene Umrandung gibt eine Monte Carlo Abschätzung des Vertrauensbereichs von 90% an.*

Mondzentrum bei $(0,0)$ ist zu erkennen. Die Ellipse deutet grob den 90%-Vertrauensbereich der Rekonstruktion des Mondschattens an. Dieser Bereich wurde mit 100 simulierten Meßperioden abgeschätzt. Der Datensatz einer simulierten Meßperiode hat den gleichen Umfang und umfaßt den gleichen Zeitraum wie der mit dem Experiment erfaßte Datensatz. Zur Beschleunigung der Berechnung der negativen Log-Likelihood Ebenen wurde nur eine einzige typische Mondposition angenommen. Die Winkelauflösung entsprechend Abbildung 3.9 wurde in den Simulationen berücksichtigt. Die in der Abbildung 3.16 gezeigte schwarze Ellipse gibt eine aus der Verteilung der 100 Minima der negativen Log-Likelihood Ebenen der simulierten Datensätze berechnete Abschätzung des Vertrauensbereichs wieder.

Der Mondschatten kann aus den KASCADE-Daten zwar rekonstruiert werden, allerdings ist die Unsicherheit aufgrund der geringen Anzahl an Ereignissen in dieser Analyse zu groß, um ausreichend genaue Informationen über Systematiken in der Richtungsrekonstruktion zu gewinnen. Auf eine Bestimmung des Sonnenschattens wurde verzichtet, da bei der etwa gleichen Anzahl an Ereignissen keine deutlicheren Ergebnisse zu erwarten sind.

Einige Luftschauerexperimente haben Mond- bzw. Sonnenschatten rekonstruieren können. Diese nahmen ausnahmslos Daten bei niedrigeren Energien und konnten den Mond aufgrund ihrer geographischen Lage bei höheren Zenitwinkel beobachten. Neben dem bereits erwähnten Cygnus-Experiment (Triggerrate 4 Hz, Schwelle in Primärenergie $E_0 > 50$ TeV, [13]) rekonstruierten folgende Experimente den Mond bzw. die Sonne: Tibet Air Shower Array (20 Hz, $E_0 > 10$ TeV, [18, 19]), EAS-Top (35 Hz, $E_0 > 100$ TeV, [2]), CASA (25 Hz, $E_0 > 100$ TeV, [38]) und HEGRA (12 Hz, $E_0 > 20$ TeV, [160]).

Kapitel 4

Zeitlicher Verlauf der Datennahme und der Rekonstruktion

Bei den in Kapitel 5 und 6 beschriebenen Analysen zur groß- und kleinräumigen Anisotropie sollen relative Abweichungen in den Richtungsverteilungen der Schauer von der erwarteten Isotropie im Bereich von $10^{-4} - 10^{-2}$ gesucht werden. Ein stabiler Verlauf der Messung und Rekonstruktion sowie die Kenntnis möglichst aller Einflüsse auf den Meßvorgang ist äußerst wichtig und einer der Faktoren, die die Sensitivität in den folgenden Analysen begrenzen.

4.1 Atmosphäre - Bodendruck und Temperatur

Der aktuelle Zustand der Atmosphäre, d.h. vor allem die Schichtdicke und der vertikale Schichtenverlauf, beeinflusst die Entwicklung der ausgedehnten Luftschaue[r] [152]. Die Abhängigkeit der Schauergröße vom Bodendruck wird durch die Gleichungen 1.9, 1.11 und 1.10 beschrieben. Die daraus folgende deutliche Korrelation zwischen Meßrate und Bodendruck kann Abbildung 4.1 entnommen werden. Hier, wie in allen folgenden Analysen, wurde die Meßrate jeweils in Intervallen von einer Stunde bestimmt. Intervalle, in denen nicht kontinuierlich gemessen wurde bzw. in denen Teile des Detektorfeldes nicht in Betrieb waren (siehe folgender Abschnitt), wurden aus dem Datensatz entfernt.

Die im Folgenden verwendeten Wetterdaten sind vom Institut für Meteorologie und Klimaforschung am Forschungszentrum Karlsruhe aufgenommen worden. Die Messung der Temperatur erfolgte auf einem Meßturm in ca. 200 m Höhe, der Luftdruck wurde am Erdboden gemessen. Die Meßwerte wurden alle 15 min aufgenommen.

Eine Variation des Luftdrucks um 1 hPa bewirkt eine Veränderung in der Meßrate von etwa 0.7–1%, der Einfluß der Temperatur ist wesentlich geringer. Schwankungen der Rate aufgrund von Druckvariationen können bis zu 20% betragen. Da der Bodendruck nicht symmetrisch zu seinem Mittelwert schwankt, ist die Häufigkeitsverteilung der Meßraten auch asymmetrisch (siehe Abbildung 4.2) mit einem breiten Ausläufer zu großen Meßraten.

Eine einfache Korrektur der atmosphärischen Einflüsse auf die Rate $R(P, T)$ ist durch Anpassung einer Summe von Exponentialfunktionen (ähnlich Gleichung 1.11) oder mit folgendem Polynom möglich:

$$R(P, T) = R_0 + p_1(P - P_0) + p_2(P - P_0)^2 + p_3(T - T_0) + p_4(T - T_0)^2$$

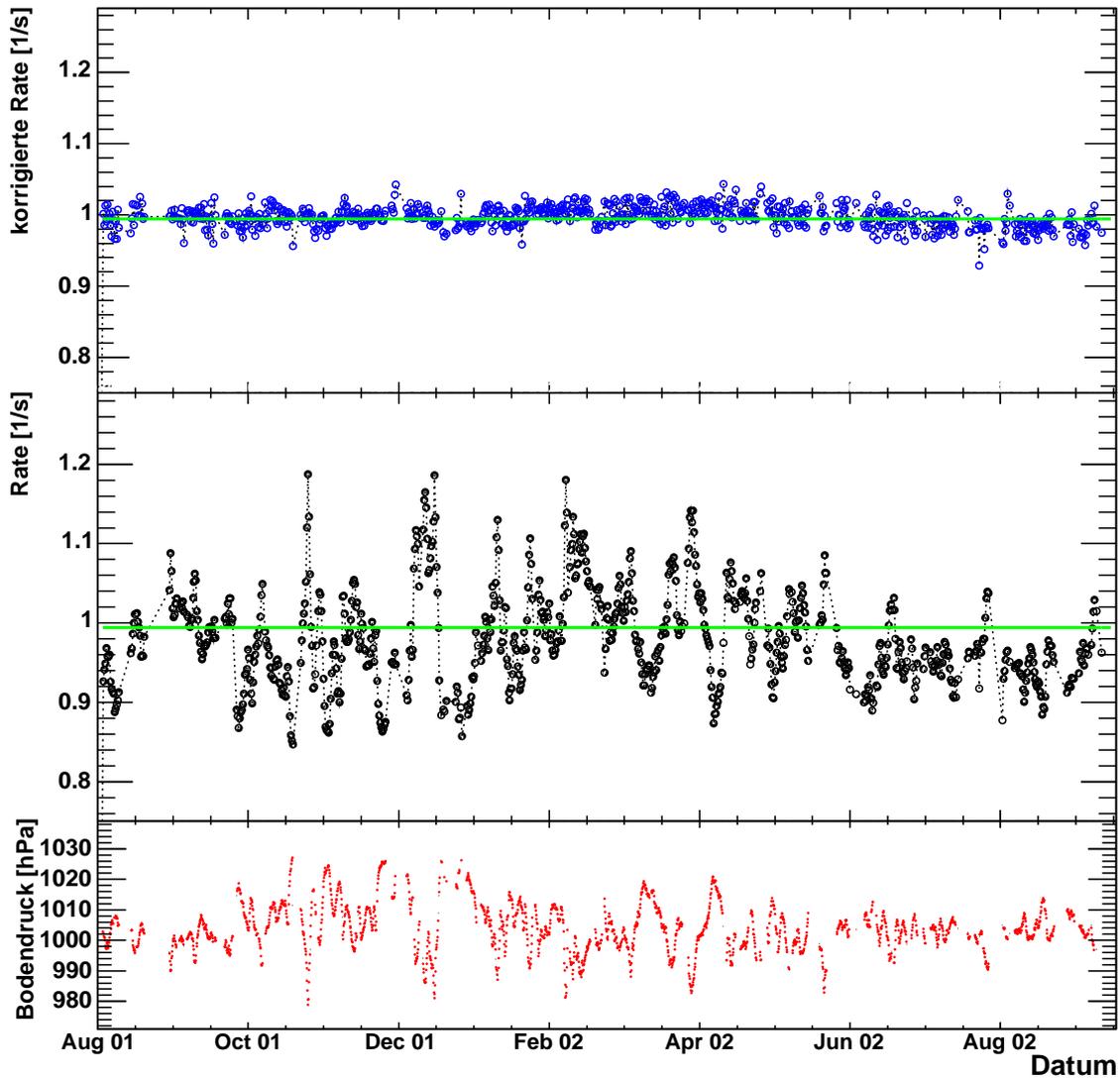


Abbildung 4.1: Mittleres Bild: Durchschnittliche Meßrate im Detektorfeld ohne Korrektur auf Druck und Temperatur. Oberes Bild: Meßrate im Detektorfeld nach Korrektur mit Gleichung 4.1 auf Druck und Temperatur. Unteres Bild: Bodendruck in Karlsruhe für den Zeitraum August 2001 bis September 2002. Die gestrichelten Linien dienen zur Verdeutlichung des Verlaufes, die durchgezogenen Linien in den oberen Abbildungen geben die mittlere Rate wieder.

$$\begin{aligned}
& + p_5(P - P_0)(T - T_0) \\
& + Z_i \quad i = 1..19
\end{aligned} \tag{4.1}$$

P und T bezeichnet Bodendruck und Temperatur. Aufgrund von Änderungen der an den Photomultipliern anliegenden Hochspannung (z.B. nach Austausch von defekten Modulen) ändert sich die Triggerrate von KASCADE nicht nur kontinuierlich über die betrachtete Meßzeit, sondern manchmal auch abrupt. Dies wird durch die Parameter Z_i berücksichtigt, welche jeweils für einen Zeitraum mit konstanten Messbedingungen bestimmt wurden. Insgesamt gibt es 19 solche Zeiträume. Die Parameter und Ergebnisse der Anpassung der Daten aus Abbildung 4.1 mit der Methode der kleinsten Quadrate ($\chi^2/n = 1.7$, $n = 20166$) lauten:

$$\begin{aligned}
R_0 &= 0.996 \text{ s}^{-1} && \text{(mittlere Rate)} \\
P_0 &= 1002.97 \text{ hPa} && \text{(mittlerer Bodendruck)} \\
T_0 &= 9.703^\circ\text{C} && \text{(mittlere Temperatur)} \\
p_1 &= (-7.21 \pm 0.0016) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ hPa}^{-1} \\
p_2 &= (-3.00 \pm 0.13) \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \text{ hPa}^{-2} \\
p_3 &= (-3.64 \pm 0.0023) \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} \\
p_4 &= (-3.19 \pm 0.22) \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-2} \\
p_5 &= (-3.76 \pm 0.253) \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \text{ hPa}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}
\end{aligned}$$

Nr.	Startzeit Sek. seit 1970	Z_i	Nr.	Startzeit Sek. seit 1970	Z_i
1	903463099	$(-4.0 \pm 1.6) \cdot 10^{-3}$	11	999786989	$(4.3 \pm 8.5) \cdot 10^{-3}$
2	903960000	$(1.7 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$	12	1000396356	$(3.3 \pm 1.6) \cdot 10^{-3}$
3	910431019	$(1.2 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}$	13	1000900800	$(-1.1 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$
4	931176000	$(-2.3 \pm 0.06) \cdot 10^{-2}$	14	1002646886	0.
5	941101158	$(-1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	15	1002708414	$(-1.1 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$
6	989323200	0.	16	1004443200	$(-1.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$
7	993648840	0.	17	1005096000	0.
8	995025600	$(-2.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-2}$	18	1008850424	$(7.8 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$
9	998308800	$(-1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	19	1010159664	$(-2.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$
10	999526991	0.			

Die Werte der Parameter Z_i gelten von den angegebenen Startzeiten bis zum Beginn der jeweils nächsten Periode (Z_{i+1}).

Dieser einfache Zusammenhang beschreibt nur grob den Effekt der atmosphärischen Variationen auf die Entwicklung der Luftschauer. Der Aufbau der Atmosphäre sowie die Schauerentwicklung darin ist zu komplex, um mit der oben aufgeführten Gleichung exakt beschrieben werden zu können (siehe auch [217, 152]).

Die Qualität der Korrektur kann mit Hilfe der Abbildungen 4.1 und 4.2 beurteilt werden. Nach der Korrektur sollten die Meßraten nur noch aufgrund von statistischen Fluktuationen variieren, die Verteilungen der Rate also Gaußförmig sein. Die Abbildung 4.2 (links) zeigt die Verteilungen für unkorrigierte und korrigierte Raten. Letztere entspricht sehr gut der angepaßten Gaußverteilung (χ^2 der Anpassungen mit einer Gaußverteilung: $\chi^2 = 0.76$). Genauer läßt sich die Qualität der Korrektur durch Berechnung der Kreuzkorrelation zwischen den

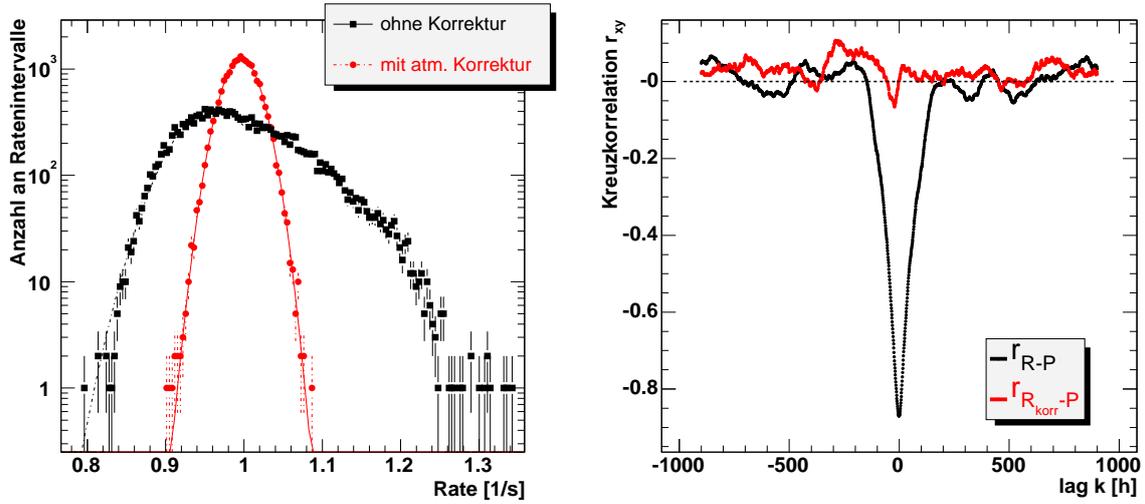


Abbildung 4.2: Links: Verteilung der Meßrate im Detektorfeld nach Standardschnitten ohne und mit Korrektur auf Einflüsse der Atmosphäre. Rechts: Kreuzkorrelation zwischen unkorrigierter Rate und Bodendruck (r_{R-P}) und Kreuzkorrelation zwischen korrigierter Rate und Bodendruck ($r_{R_{korr}-P}$).

Zeitreihen der Rate R und des Bodendruckes P berechnen:

$$r_{R-P}(\text{Lag } k) = \frac{\sum_{t=1}^{n-|k|} (R_t - \bar{R}) \cdot (P_{t+k} - \bar{P})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (R_i - \bar{R})^2 \cdot \sum_{i=1}^n (P_i - \bar{P})^2}}$$

$$k = -900, \dots, 0, \dots, 900 \quad (4.2)$$

R_i und P_i stehen dabei für die mittlere Rate bzw. den mittleren Bodendruck innerhalb eines Zeitintervalls von einer Stunde, \bar{R} und \bar{P} für die Mittelwerte über den gesamten Messzeitraum. Die Summation läuft über alle n Zeitintervalle der Messung. Eine deutliche Korrelation der Rate R zum Bodendruck P mit einem Korrelationskoeffizienten von $r_{R-P} \approx 90\%$ ist für einen Verzögerungswert („Lag“) $k = 0$ in Abbildung 4.2 zu erkennen. Für die Zeitreihe mit den korrigierten Raten ist diese starke Korrelation verschwunden, ein Korrelationskoeffizient $r_{R_{korr}-P}$ von maximal 10% ist bei $k = 0$ noch vorhanden.

Diese Art von Korrektur oder ähnliche Verfahren sind in Analysen zur Anisotropie verschiedenster Gruppen angewandt worden (z.B. HEGRA [200,3]). Inwieweit diese Verfahren die Ergebnisse verbessert oder beeinflusst haben, ist schwer abzuschätzen, systematische Effekte, wie sie in Kapitel 5.1 beschrieben werden, sind aber zu berücksichtigen.

4.2 Elektronikausfälle

Die komplexe Elektronik des Detektorfeldes, die über 800 Detektoren mit über 1300 Photomultiplier sowie die Elektronik und Software der Datennahme erfordern eine regelmäßige Wartung zu der die Messung unterbrochen wird. Neben diesen Wartungsintervallen kommt es auch in unregelmäßigen Abständen zu Messunterbrechungen aufgrund von defekter Elektronik oder Störungen in der Datennahme bzw. im Zusammenspiel des Detektorfeldes mit den

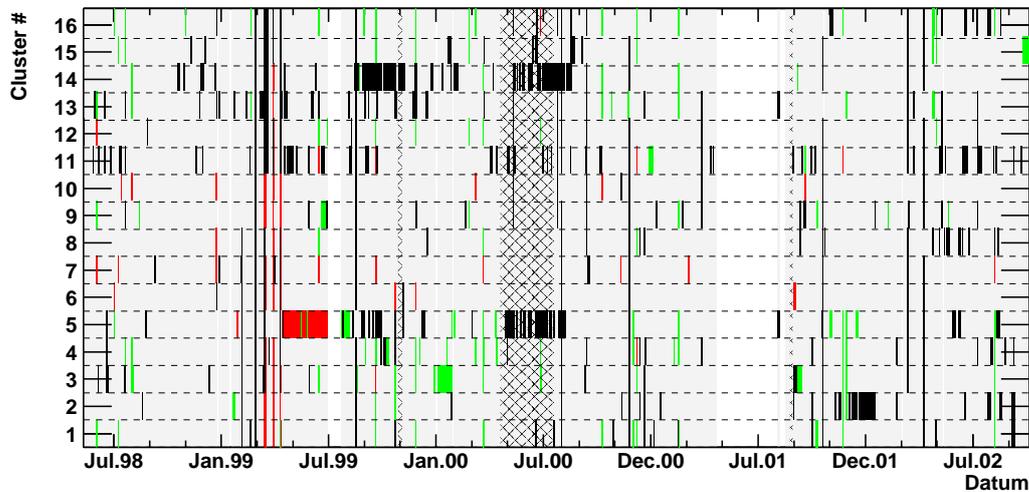


Abbildung 4.3: Verlauf der Datennahme des Detektorfeldes für die Jahre 1998-2002. ■ = Datennahme mit voll funktionsfähigem Detektorfeld, ■ = Cluster fehlt, ■ = Cluster liefert keinen Trigger, ■ = mehr als zwei Stationen in diesem Cluster fehlen. Der schraffierte Bereich markiert Zeitbereiche mit Problemen in der Eichung der Detektoren.

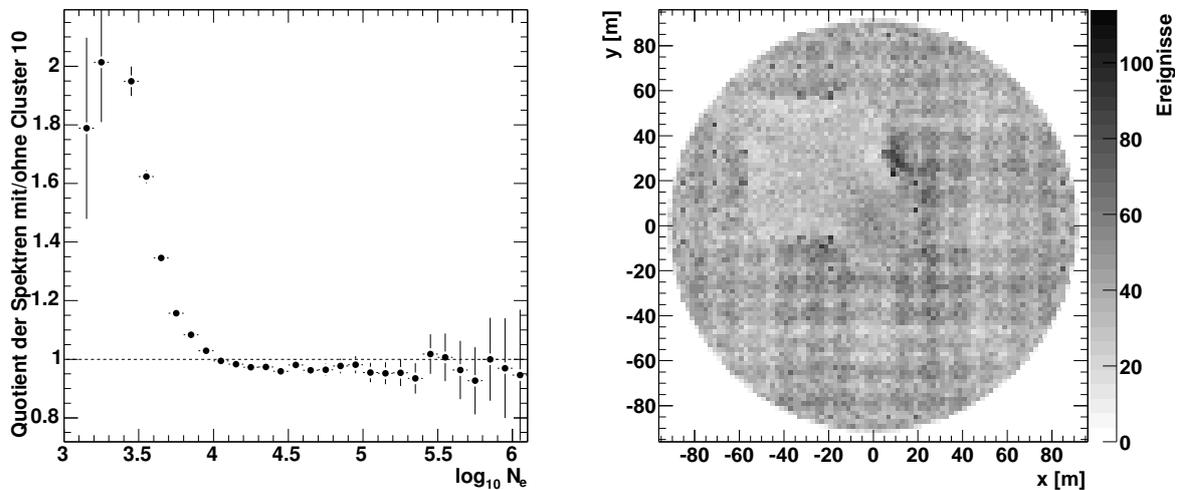


Abbildung 4.4: Auswirkungen eines Clusterausfalls (hier Cluster 10) auf die Verteilungen der Schauergrößen N_e (links) und der Schauerzentren (rechts).

anderen Komponenten von KASCADE. Abbildung 4.3 zeigt den Verlauf der Datennahme im Zeitraum Mai 1998 bis Oktober 2002. Die eingezeichneten Störungen sind Komplettausfälle von einzelnen Clustern, Fehler im Triggersystem eines Clusters oder defekte Detektorstationen. In einem Zeitintervall von 100 Tagen nimmt das Detektorfeld im Mittel 80 Tage Daten. In diesen 80 Tagen ist es in 75% der Zeit mit allen Clustern ohne bekannte Probleme in Betrieb. Während der sehr langen Unterbrechungen der Datennahme, etwa von April bis August

2002, war die Messung aufgrund einer Generalüberholung des gesamten Detektorfeldes sowie einem Austausch der Rechner in der zentralen Datenaufnahme unterbrochen.

Die Messung im Detektorfeld wird bei einem Ausfall von einzelnen Clustern nicht sofort ausgesetzt. Die Reaktionszeit, bis das Detektorfeld nach einem Teilausfall wieder mit allen Clustern Daten nimmt, beträgt je nach Ursache zwischen Minuten und Wochen. Die Rekonstruktionsgenauigkeiten verschlechtern sich bei Ausfällen von Clustern aufgrund der geringeren Anzahl an Stützstellen in den Anpassungen. Fehlende Cluster bewirken aufgrund der geringeren Nachweisfläche auch eine Verkleinerung der Meßrate an der Triggerschwelle. In der Abbildung 4.4 rechts wird die Verteilung der rekonstruierten Schauerzentren für das Beispiel des fehlenden Cluster 10 gezeigt. Abhängig vom Ort werden bis zu einem Faktor zwei weniger Schauer rekonstruiert. Die Abbildung gibt nicht exakt die Wirklichkeit eines Ausfalls aufgrund z.B. eines elektronischen Defektes wieder. Das Cluster wurde erst in der Rekonstruktion ausgeschaltet, während der Messung lieferte es noch Trigger an das Experiment. In dem linken Teil der Abbildung ist das Verhältnis der Schauergrößenspektren für denselben Datensatz mit an- und ausgeschaltetem Cluster 10 zu sehen. Die Anzahl der gemessenen Schauer mit sehr kleinen Schauergrößen N_e wird durch den Ausfall wesentlich geringer. Die leichte Überschätzung bei größeren Schauern findet ihre Ursache in einem durch den Ausfall eingeführten leichten systematischen Fehler in der Schauergrößenrekonstruktion. Die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse verringert sich durch den Ausfall von Cluster 10 um etwa 8%. Dieser Wert ist aufgrund der Detektorgeometrie verschieden für Ausfälle von inneren, mittigen oder in einer Ecke des Detektorfeldes gelegenen Clustern. Fällt mehr als ein Cluster aus, hängt dieser Wert von den Positionen dieser Cluster im Detektorfeld zueinander ab.

Da all diese Kombinationen und die Auswirkung von Ausfällen sehr schwer mit ausreichender Genauigkeit zu quantifizieren sind, werden in den folgenden Kapitel alle Meßzeiten mit nicht vollständig funktionierendem Detektorfeld aus dem Datensatz entfernt.

4.3 Zeiteichung und Stabilität der Richtungsrekonstruktion

Die Schauerrichtung wird vor allem unter Verwendung der Ankunftszeiten der Schauerpartikel in den Detektorstationen rekonstruiert. Die Genauigkeit der Richtungsrekonstruktion wird durch die Qualität der Messung dieser Ankunftszeiten bestimmt. Die Zeitauflösung der e/γ -Detektoren beträgt etwa 0.8 ns [199]. Minimale Unterschiede in den Kabellängen, der Elektronik, Photoröhren und Schwellen bewirken systematische Zeitdifferenzen sowohl zwischen den einzelnen Detektorstationen wie auch zwischen den Clustern.

Diese Zeitdifferenzen können mit einem Laserkalibrationssystem bestimmt werden. Alle Detektorstationen eines Clusters werden so auf eine gemeinsame Zeit geeicht. Unabhängig von der Laserkalibration können vorhandene Zeitdifferenzen zwischen den einzelnen Clustern mit Luftschauermessungen bestimmt bzw. überwacht werden. Durch Vergleich des Medians der Ankunftszeiten aller Stationen des Detektorfeldes mit den Medianen der Ankunftszeiten der Stationen einzelner Cluster können diese Zeitdifferenzen Δt_{ECDT} bestimmt werden. Zur genauen Ermittlung der Δt_{ECDT} sollte dieses Verfahren in mehreren Iterationen durchgeführt werden.

Nach Durchführung der Zeiteichung sollte eine erneute Bestimmung der Zeitdifferenzen mit dem beschriebenen Verfahren idealerweise verschwindend kleine Werte ergeben. Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf der Cluster-Zeitdifferenzen Δt_{ECDT} für alle 16 Cluster über der Meßzeit. Für die meisten Cluster gilt innerhalb von statistischen Unsicherheiten $\Delta t_{ECDT} \approx 0$.

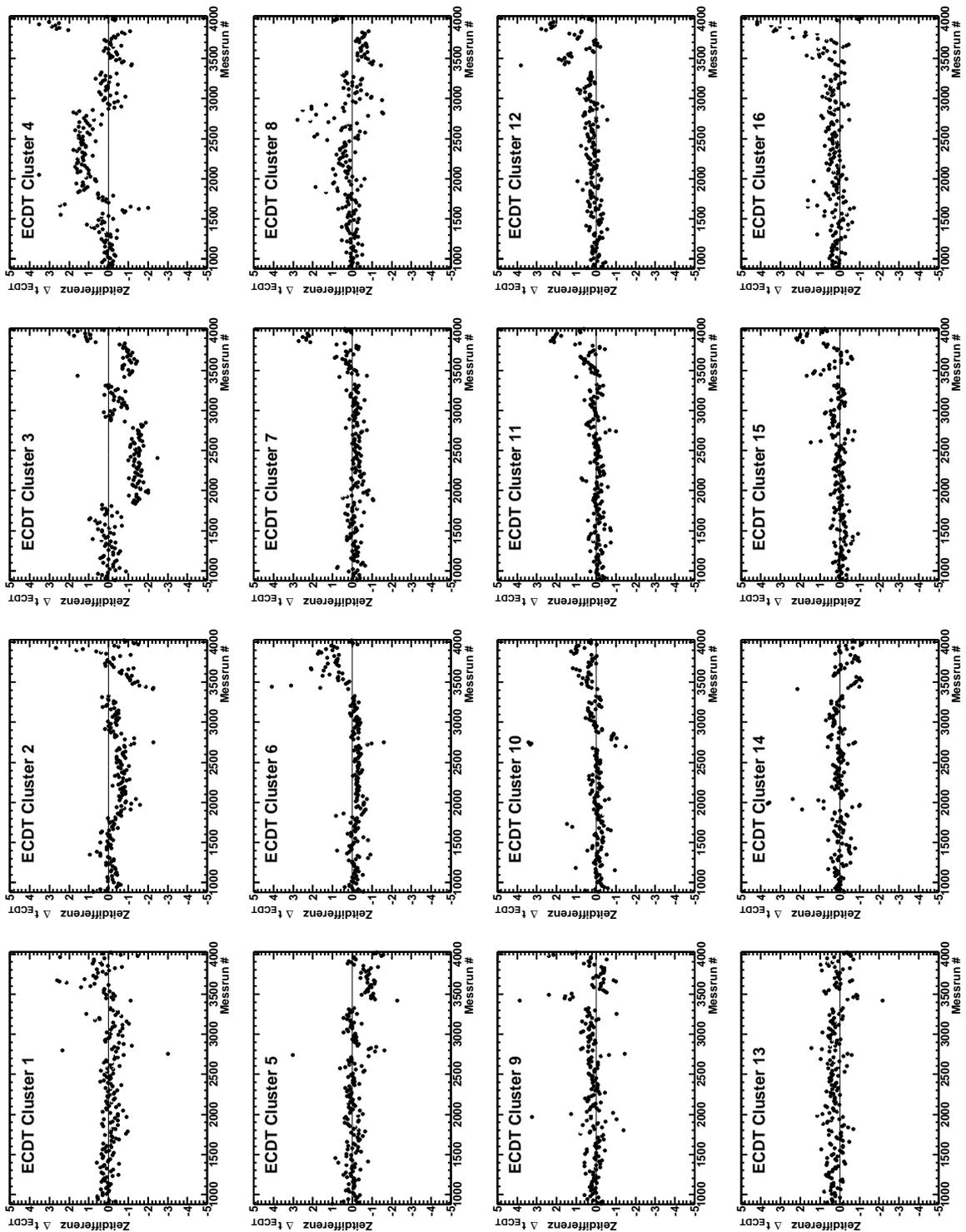


Abbildung 4.5: Verlauf der Differenzen zwischen den Ankunftszeiten in den einzelnen Clustern zum Median der Zeiten aller Cluster. Die Abbildung umfaßt die Zeitspanne von Mai 1998 bis Oktober 2002.

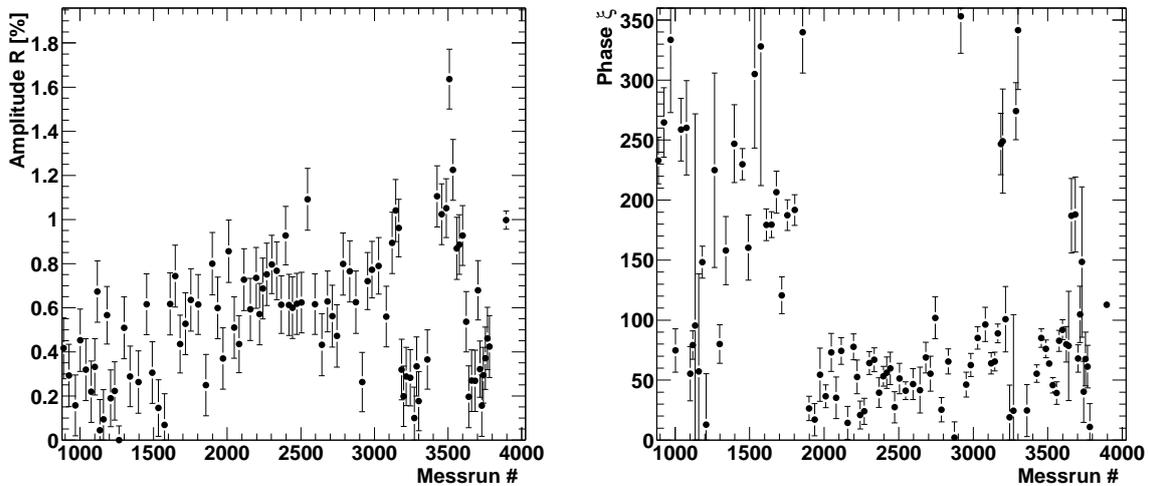


Abbildung 4.6: Ergebnisse der Anpassung der Funktion $T(\phi) = A(1 + R \sin(\phi - \xi))$ an die Azimutwinkelverteilung in Abhängigkeit von der Meßzeit. Die Abbildung umfaßt die Zeitspanne von Mai 1998 bis Oktober 2002.

Einzelne sehr große Abweichungen sind auf Defekte in der Elektronik zurückzuführen. Diese Zeiträume werden in der folgenden Analyse nicht verwendet. Die Cluster 2,3 und 4 zeigen für die Meßläufe 1800-2800 systematische Verschiebungen von etwa 1.5 ns, für die Meßläufe 3800-3950 zeigen mehrere Cluster Verschiebung bis zu 2.5 ns. Eine Fehlbedienung der oben beschriebenen Prozeduren zur Zeiteichung und nicht berücksichtigter Elektronikaustausch sind Ursache für diese systematischen Verschiebungen. Eine erneute Rekonstruktion aller Meßdaten für die betreffenden Zeiträume wäre zur Behebung dieser Systematiken notwendig¹.

Unmittelbare Folge dieser systematischen Verschiebungen in der Zeiteichung ist eine zusätzliche von der Position des Schauers zu den betreffenden Clustern, der Schauergröße und dem Zenitwinkel abhängige Unsicherheit in der Richtungsrekonstruktion. Dies ist vor allem in den Häufigkeitsverteilungen des Azimutwinkels an einer kleinen Abweichung von der erwarteten Gleichverteilung für die betroffenen Zeiträume sichtbar. Abbildung 4.6 zeigt die Ergebnisse von Anpassungen der ersten Harmonischen $T(\phi) = A(1 + R \sin(\phi - \xi))$ an die Azimutverteilungen in Abhängigkeit der Meßzeit. Abweichungen von der Gleichverteilung sind z.B. für den Zeitraum der Meßläufe 1800-2800 an den Amplituden von $R \approx 0.6\%$ und den über diesen Bereich konstanten Phasen $\xi \approx 45^\circ$ zu erkennen. Für den Bereich bis zum Meßlauf 1800 sind, wie bei einer Gleichverteilung des Azimutes zu erwarten ist, die Amplituden R fast verschwindend klein und die Phasen ξ in etwa zufällig verteilt. Die Amplituden sind stark vom Zenitwinkel der Schauer abhängig. Wie in Abbildung 4.7 links zu erkennen ist, werden vor allem Schauer mit großen Zenitwinkel mit einem etwas größeren Fehler rekonstruiert. Die Amplitude mit oben beschriebener Anpassung erreicht für Zenitwinkel größer als 35° Werte von 2-3%.

Auswirkungen der Ungenauigkeiten in der Zeiteichung auf die Rekonstruktion der Zenitwinkel sind nicht zu erkennen. Die erwartete Zenitwinkelverteilung läßt sich durch folgende

¹Dies war aufgrund der großen Datenmengen (≈ 1.5 TByte) im Zeitrahmen dieser Arbeit nicht möglich.

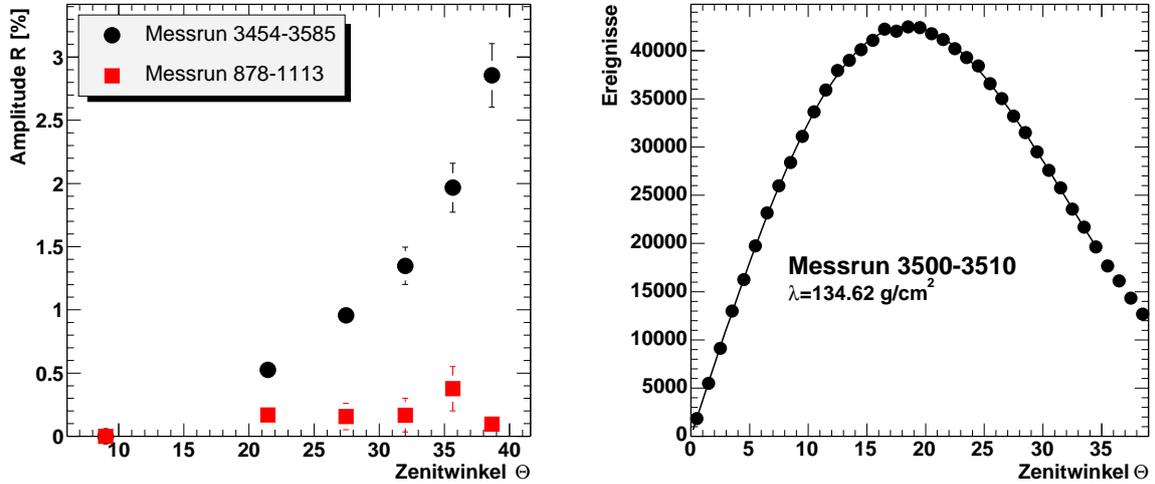


Abbildung 4.7: Links: Abhängigkeit der Amplitude R (siehe Abbildung 4.6) vom Zenitwinkel Θ . Rechts: Beispiel einer Zenitwinkelverteilung. Die gestrichelte Linie beschreibt das Ergebnis einer Anpassung nach Gleichung 4.3.

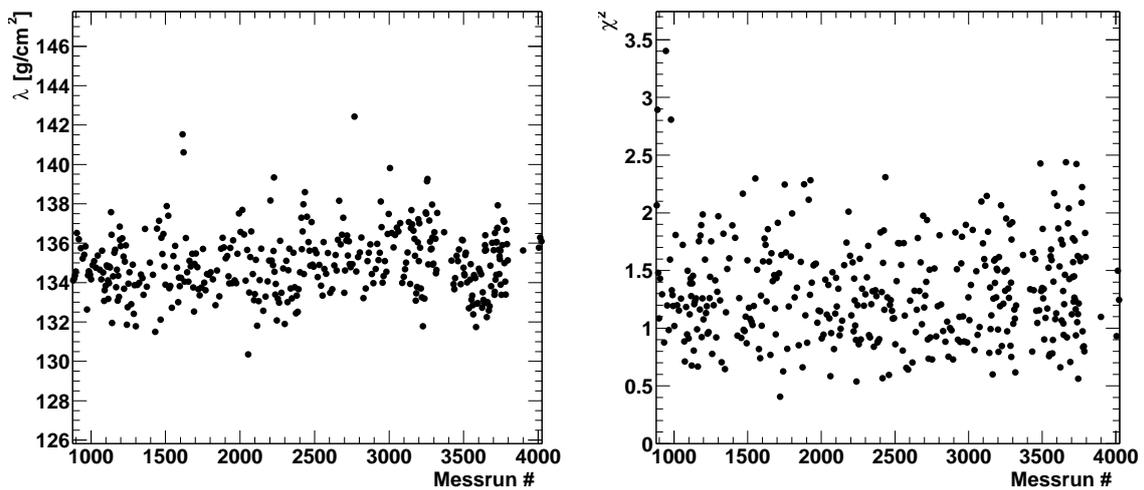


Abbildung 4.8: Links: Abhängigkeit der Absorptionslänge λ_{Rate} von der Meßzeit. Rechts: Abhängigkeit des χ^2 -Wertes der Anpassung der Gleichung 4.3 an die Zenitwinkelverteilungen in Abhängigkeit der Meßzeit.

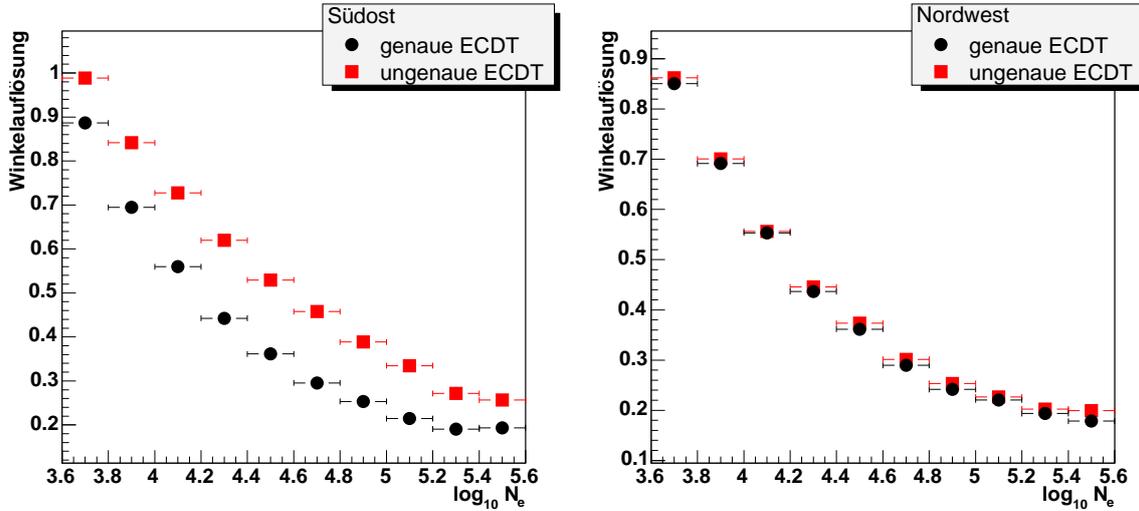


Abbildung 4.9: Verschlechterung der Winkelauflösung für den ungünstigsten Fall einer fehlerhaften Zeiteichung. Links: Schauerzentrum in Cluster Nr. 3,4,7 oder 8. Rechts: Schauerzentrum in Cluster Nr.9, 10, 13 oder 14.

Beziehung beschreiben:

$$f(\Theta) = p_0 \cdot \sin(2\Theta) \cdot \exp\left(-\frac{X_0}{\lambda_{Rate}} \left(\frac{1}{\cos(\Theta)} - 1\right)\right) \quad (4.3)$$

Der Sinusterm berücksichtigt den Raumwinkel und die Abhängigkeit der Detektorfläche vom Zenitwinkel. Die Exponentialfunktion beschreibt die Absorption der Schauer mit zunehmendem Zenitwinkel Θ bzw. atmosphärischer Tiefe, λ_{Rate} ist die Absorptionslänge in g/cm^2 . Eine Anpassung dieser Funktion an eine gemessene Zenitwinkelverteilung findet sich in Abbildung 4.7 rechts. Gleichung 4.3 beschreibt die Verteilung mit hoher Genauigkeit, der zeitliche Verlauf der Absorptionslänge λ_{Rate} sowie der Güte der Anpassung von Funktion 4.3 an die gemessenen Zenitwinkelverteilungen für den betrachteten Meßzeitraum zeigt Abbildung 4.8. Hier sind keine Auffälligkeiten zu erkennen, die Rekonstruktion verläuft gleichbleibend gut. Eine Abweichung von der Erwartung für den Zeitraum mit fehlerhaften Zeiteichungen (Run 3700-4000) ist nicht zu erkennen. Offensichtlich führt sie vor allem zu einer Verdrehung und nicht zu einer Verkippung der Schauer.

Die Verschlechterung der Winkelauflösung aufgrund der fehlerhaften Zeiteichung wurde für den ungünstigsten Fall mit Simulationen bestimmt. Hierzu wurden die Zeitdifferenzen Δ_{ECDT} auf folgende Werte gezwungen:

Cluster	1	2	3	4	5	6	7	8	9-16
Δ_{ECDT} [ns]	0.5	-1.	-2.	2.	-1.	0.	0.	1.	0.

Abbildung 4.9 zeigt die Ergebnisse dieser Simulationen, aufgetrennt in Schauer mit Schauerzentren im Südosten bzw. im Nordwesten des Detektorfeldes. Schauer mit Schauerzentrum in den fehlerhaft geeichteten Clustern werden mit einer etwa $0.1\text{-}0.2^\circ$ schlechteren Winkelauflösung rekonstruiert wie Schauer, bei denen alle Zeitdifferenzen korrekt sind. Wie in Abbildung 4.5

zu erkennen ist, sind die Zeitdifferenzen im Allgemeinen um wesentlich kleinere Beträge als in diesem Beispiel verschoben, die oben bestimmte Verschlechterung der Winkelauflösung kann als obere Grenzen angesehen werden. Sie gilt auch nur für Schauer, die ihr Zentrum in dem fehlerhaft geeichten Bereich des Detektorfelds haben.

4.4 Datenschnitte

Zur Sicherstellung einer gleichbleibenden Qualität der Daten wurden vor Durchführung der Anisotropieanalysen einige Qualitätsschnitte angewandt:

Schauerzentrum Ausgedehnte Luftschauer mit einer Position des Schauerzentrums etwas außerhalb des Detektorfeldes werden zum Teil als innenliegend fehlrekonstruiert. Deshalb werden nur Schauer mit einem maximalen Abstand zum Zentrum des Detektorfeldes von 91 m verwendet. Die hinsichtlich des Triggers aktive Fläche des Detektorfeldes verringert sich damit um etwa 35% .

Zenitwinkel Die Winkelauflösung des Detektorfeldes wird ab ca. 40° deutlich schlechter (Abbildung 3.10 links). Die daraus folgende Beschränkung auf Schauer mit Zenitwinkel von $0-40^\circ$ verringert den Datensatz um etwa 5%.

Meßzeitschnitte Alle Zeiten mit nicht einwandfrei funktionierendem Detektorfeld werden aus dem Datensatz entfernt. Dieser Schnitt verringert die Anzahl der Schauer um ca. 30%.

Insgesamt stehen der Analyse damit $140 \cdot 10^6$ Ereignisse, einer aufsummierten Meßzeit von ca. 1500 Tagen entsprechend, zur Verfügung. Die Datennahme der in dieser Arbeit verwendeten Ereignisse erfolgte zwischen Mai 1998 und Oktober 2002.

Kapitel 5

Großräumige Anisotropie - Spektrale Analyse

5.1 Harmonische Analyse - Fourierreihenentwicklung

Analysen der Ankunftsrichtungen der kosmischen Strahlung reichen zurück bis zu den Anfängen der Erforschung dieser Strahlung mit ausgedehnten Luftschauern (z.B. [79, 65]). Alle experimentellen Daten deuten darauf hin, daß die Verteilung der Ankunftsrichtungen primärenergieunabhängig bis zu Größenordnungen kleiner als etwa 10^{-2} isotrop ist (siehe Abbildung 1.2). Fast alle Experimente führten eine harmonische Analyse in Rektaszension durch. Großräumige Abweichungen von der Isotropie der Richtungsverteilungen werden durch eine nichtverschwindende Amplitude und Phase der ersten Harmonischen angezeigt.

Im Allgemeinen wird die Meßrate innerhalb bestimmter Zeitintervalle (z.B. $\Delta T = 3600$ s) ermittelt und eine Fourierreihenentwicklung der daraus folgendenden Zeitreihe in Rektaszension oder der siderischen Zeit durchgeführt. Die Wahl des Äquatorialkoordinatensystems (siehe Anhang A.2) begründet sich mit der festen Position der Experimente und dem überwiegend kontinuierlichen Meßverlauf. Die beiden Abbildungen 5.1 des sichtbaren Teils des Himmels für KASCADE in äquatorialen und galaktischen Koordinaten zeigen deutlich die Vor- bzw. Nachteile für eine Suche nach Anisotropie unter Verwendung des jeweiligen Koordinatensystems. Die aufgrund der Bewegungen der Erde sowie der Abschwächung der Schauerrate mit zunehmenden Zenitwinkel sehr inhomogene Verteilung der Schauer in galaktischen Koordinaten erschwert die Suche nach kleinen Abweichungen von einer isotropen Ankunftsrichtungsverteilung.

Aufgrund der sehr kleinen Amplituden und vielen experimentellen Nebeneffekten ist auf jeden Fall eine sehr kritische Betrachtung der Ergebnisse der harmonischen Analysen notwendig. Bei Anwendung einer Fourierreihenentwicklung auf den vorhandenen Datensatz von KASCADE ist, um systematische Unsicherheiten zu minimieren, auf folgende Umstände besonders zu achten:

1. Um solare und siderische Amplituden (Definitionen der Zeitskalen in Anhang A.4) zu trennen, muß die Auflösung im Frequenzraum mindestens $\Delta f = 1/T_{sid} - 1/T_{sol} = (1/86163 - 1/86400)1/s = 3.18 \cdot 10^{-8} 1/s$ sein. Aus dem Nyquist-Theorem folgt aus Δf eine Mindestanzahl an Datenpunkten N :

$$N(\Delta T = 3600s) = \frac{1}{\Delta f \Delta T} = 8725 \quad (5.1)$$

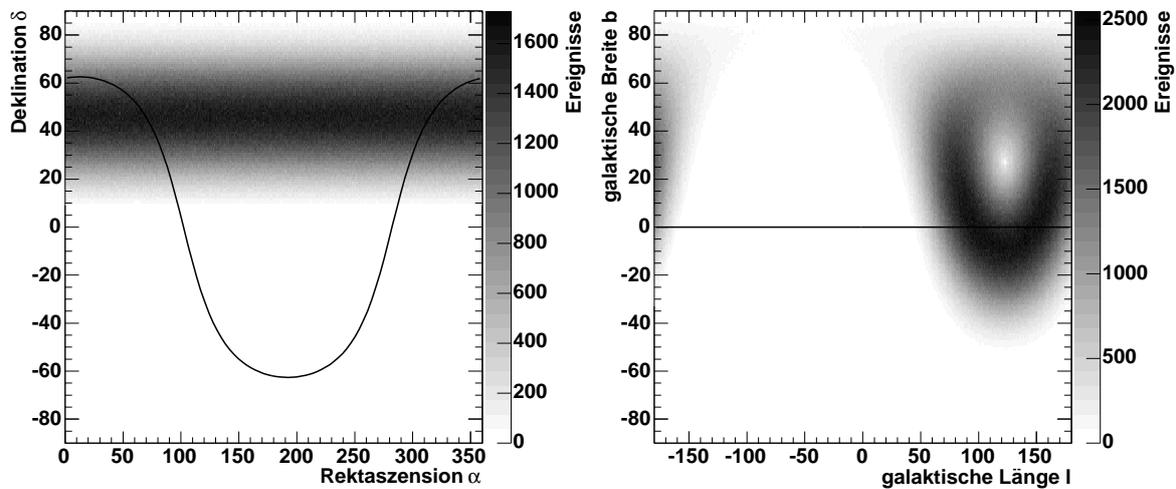


Abbildung 5.1: Sichtbarer Teil des Himmels für KASCADE in äquatorialen (links) und galaktischen (rechts) Koordinaten. Die durchgezogenen Linien deuten den Verlauf der galaktischen Ebene an.

Diese Zahl entspricht etwa einem Jahr kontinuierlicher Messung. Neben den Amplituden sollten auch deren Fehler bestimmt werden. Dazu ist der gegebene Datensatz in mehrere Datensätze zu unterteilen und getrennt zu entwickeln. Man erhält damit die Amplitude und deren Unsicherheit aus dem Mittelwert und der Streuung der Einzelergebnisse. Insgesamt stehen etwa 900 Tage Messung zur Verfügung. Damit ist maximal eine Dreiteilung des Datensatzes möglich. Die statistische Basis der Ergebnisse wird damit sehr schwach.

2. Wegen der kleinen Differenz zwischen solarer und siderischer Frequenz ($\Delta f = 3.18 \cdot 10^{-8}$ 1/s) sind Leakage-Effekte aufgrund der endlich langen Meßzeit zu beachten. Eine relativ starke solare Amplitude (vor allem aufgrund von atmosphärischen Effekten) kann auch zu einer Verstärkung der siderischen Amplitude führen.
3. Es gibt bei Fourierreihenentwicklungen keinen Mechanismus, um die in Kapitel 4.2 beschriebenen Lücken in der Datennahme zu berücksichtigen. Die zeitliche Struktur der Lücken wird mitentwickelt und beeinflusst die Amplituden und Phasen. Verschiedene Methoden zur Behandlung von lückenbehafteten Datensätzen versuchen deren Struktur analytisch zu beschreiben bzw. die vorhandenen Informationen in den Lücken zu interpolieren, um damit eine korrekte Schätzung der Fourieramplituden zu erhalten. Ausgiebig geprüft wurden das Lomb-Scargle-Verfahren [198, 181] und das CLEAN-Verfahren [195]. Es zeigte sich aber, daß beide Verfahren mit der gegebenen zeitlichen Verteilung der Lücken in der Datennahme keine ausreichende Sensitivität auf Amplituden in der Größenordnung von unter einem Prozent ergeben. Ähnliche Ergebnisse, jedoch für eine andere Datenstruktur und neben dem Lomb-Scargle- und CLEAN-Verfahren noch für weitere Verfahren finden sich in [47]. Eine Übersicht zu den bekanntesten Verfahren in der Astronomie und Astrophysik zur Handhabung von lückenhaften Zeitreihen ist in [1] verzeichnet.

Aufgrund ihrer Bedeutung werden die beiden letzten Punkte im Folgenden Absatz mit Hilfe von Simulationsrechnungen vertieft.

Einflüsse der Atmosphäre und Lücken in der Datennahme auf die harmonische Analyse

Bodendruck und Temperatur zeigen einen typischen zeitlichen Verlauf auf einer Skala von mehreren Stunden, einem Tag, einigen Wochen (Großwetterlagen, siehe Abbildung 4.1) bzw. einem Jahr. Beide Größen variieren mit der Sonneneinstrahlung, d.h. die zeitliche Basis ist die solare Zeit. In Kapitel 4.2 wurden die Ursachen und die zeitliche Verteilung der Lücken in der Datennahme beschrieben. Die Zeitbasis dieser Lücken ist ebenfalls solare Zeit, da sich der tägliche Arbeitsablauf an einer gewöhnlichen Uhr orientiert.

Der Einfluß der atmosphärischen Größen und der zeitlichen Verteilung der Lücken in der Datennahme auf die Amplitude und Phase in siderischer Zeit ist durch eine Simulation bestimmt worden. In dieser einfachen Simulation wurden Meßraten von etwa 1 Hz (entsprechend der Datenrate für die verwendete, in Kapitel 4.4 beschriebene Selektion) in dem betrachteten Zeitraum von Mai 1998 bis Oktober 2002 in solarer Zeit für vier verschiedene Szenarios bestimmt. Der Einfluß des Bodendruckes auf die Rate wird durch die Gleichungen 1.11 und 1.10 berücksichtigt. Zusätzlich sind noch harmonische Amplituden mit einer Periode von einem Jahr (R_y , saisonale Variation) bzw. einem Tag (R_d , solare Variation) eingeführt worden. Die angenommenen Lücken in der Datennahme entsprechen denen der KASCADE-Datennahme (Abbildung 4.3). Abbildung 5.2 zeigt jeweils den Verlauf der Raten in solarer bzw. siderischer Zeit für folgende Bedingungen:

- Fall 1:** Saisonale Amplitude $R_y = 5\%$, $R_d = 0$, keine Berücksichtigung des Bodendruckes. Die Raten sind sowohl in solarer wie auch in siderischer Zeit für eine ununterbrochene Messung konstant (runde schwarze Punkte). Die Einführung von Lücken in der Datennahme verursacht neben einer Verringerung der mittleren Rate (dreieckige Symbole) aufgrund der zeitlichen Verteilung der Lücken eine Amplitude in siderischer Zeit von etwa 0.5%.
- Fall 2:** $R_y = R_d = 0$, mit Berücksichtigung des Bodendruckes. Der charakteristische 'Doppelhöcker' in den Raten durch den Verlauf des Bodendruckes verursacht in siderische Zeit sowohl für den kontinuierlichen wie auch den unterbrochenen Meßverlauf eine Amplitude von unter 0.4%.
- Fall 3:** $R_y = 0$, $R_d = 1\%$, ohne Bodendruck. Eine Amplitude in solarer Zeit ist in siderischer Zeit aufgrund der Länge des betrachteten Zeitraums bei kontinuierlicher Datennahme nicht sichtbar. Die Unterbrechungen in der Datennahme bewirken eine Amplitude von weniger als etwa 0.3% in siderischer Zeit.
- Fall 4:** $R_y = 0$, $R_d = 1\%$, mit Bodendruck. Für den Fall der kontinuierlichen Datennahme gilt dasselbe wie in Punkt 2, für die Messunterbrechungen ist eine Amplitude kleiner als 0.3% zu erkennen.

Die Amplituden in siderischer Zeit scheinen auf den ersten Blick nur eine kleine Abhängigkeit vom Verlauf der solaren Amplitude und den Lücken in der Datennahme zu zeigen. Es muß aber betont werden, daß die maximal erwartete Amplitude in der ersten Harmonischen sowohl aufgrund theoretischer Vorhersagen wie auch bisheriger Messungen (Abbildung 1.2) im Bereich von 0.01-0.1% liegt, d.h. in der in Abbildung 5.2 beobachteten Größenordnung.

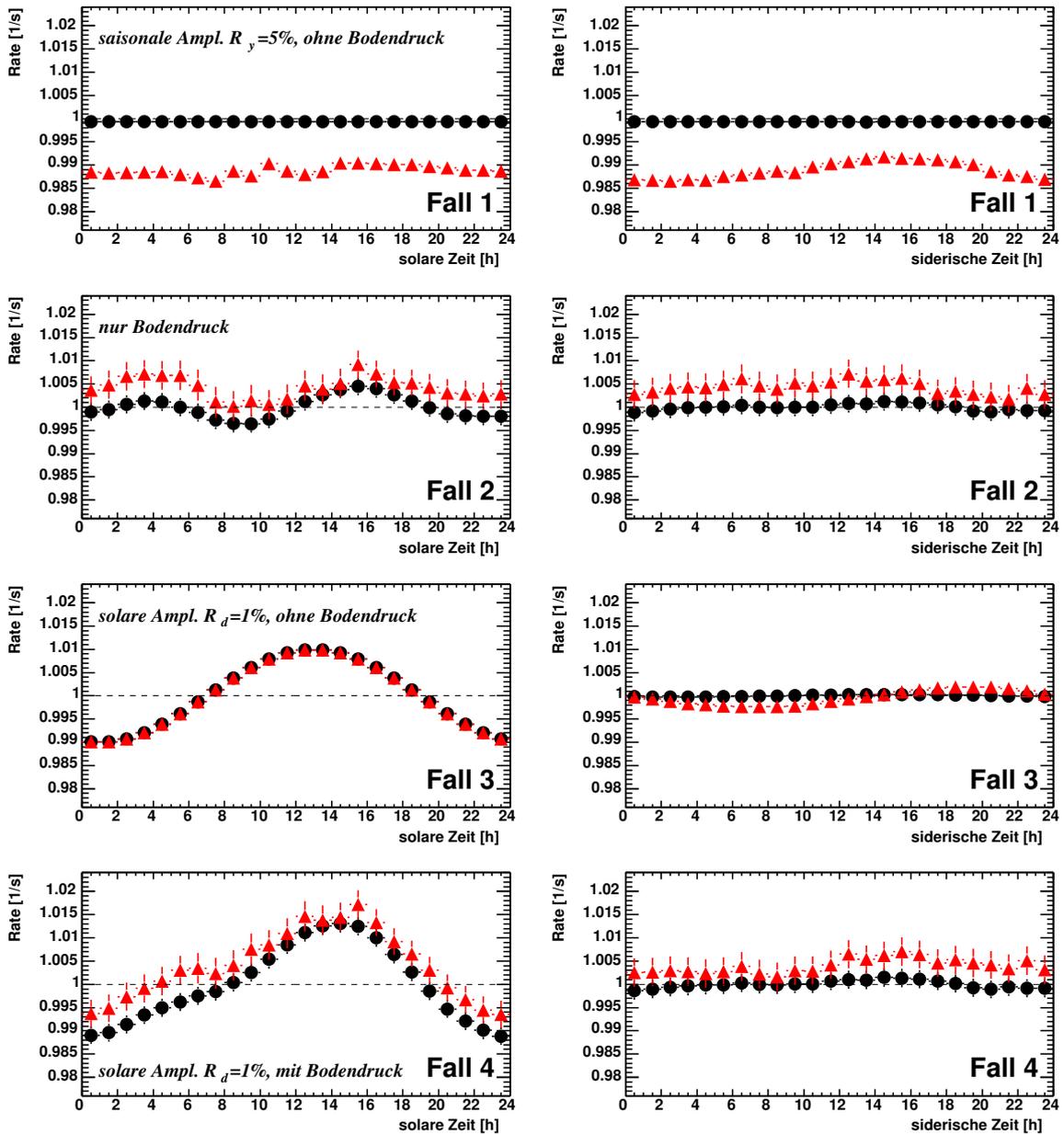


Abbildung 5.2: Einfluß von Lücken in der Datennahme und von Schwankungen des Bodendrucks auf die erste harmonische Amplitude in solarer (links) und in siderischer (rechts) Zeit für vier verschiedene Szenarien (siehe Text). ● = kontinuierlicher Meßverlauf. ▲ = Meßverlauf mit Unterbrechungen nach Abbildung 4.3.

Methode von Farley und Storey

In der Methode von Farley und Storey [79] wird angenommen, daß der Leakage-Beitrag der solaren Amplitude symmetrisch zu T_{sol} ist. Zur Bestimmung der tatsächlichen siderischen Amplitude (ohne solaren Beitrag) werden mit der Fourierreihenentwicklung die scheinbare antisiderische und siderische Amplitude berechnet und anschließend voneinander abgezogen (Definition der Zeitskalen in Anhang A.4). Dieser Formalismus ist allerdings nur bei ununterbrochener Datennahme korrekt, im vorliegenden Fall also nicht anwendbar.

Alle oben beschriebenen Schwierigkeiten treten bei der zu einer Fourierreihenentwicklung weitgehend äquivalenten Anpassung der gemessenen Raten durch Kosinusfunktionen auf:

$$R(t) = R_0 + A \cos(2\pi(Nt - \phi_1)) + B \cos(2\pi(t - \phi_2)) \\ + D \cos(2\pi((N+1)t - \phi_3)) + E \cos(2\pi((N-1)t - \phi_4)) \quad (5.2)$$

$R(t)$ und R_0 beschreiben dabei die gemessene bzw. die mittlere Rate, t ist der Zeitpunkt der Messung in Jahren, $N = 365$ die Anzahl solarer Tage eines Jahres, A die solare, B die saisonale, D die siderische und E die antisiderische Amplitude. ϕ_n sind die zugehörigen Phasen. Die in Abbildung 1.2 verzeichneten Ergebnisse des EAS-TOP-Experiments [3] wurden mit dieser Methode bestimmt.

In Anbetracht all dieser Schwierigkeiten und der zu erwartenden sehr kleinen Amplituden (Abbildung 1.2) im Bereich von $10^{-4} - 10^{-2}$ wird auf die Durchführung einer Fourierreihenentwicklung oder damit verwandten Verfahren (CLEAN, Anpassung mit Gleichung 5.2, ...) verzichtet und in der folgenden Analyse lediglich überprüft, welche Amplituden mit der gegebenen Anzahl an Ereignisse meßbar sind.

5.2 Hypothese: Isotropie

Die Rektaszensionen α der ausgedehnten Luftschauer folgen bei Isotropie einer Gleichverteilung. Die Suche nach Anisotropie läuft damit auf die Entscheidung zwischen zwei Hypothesen hinaus:

$$\text{Isotropie } H_0 : f(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \quad (5.3)$$

$$\text{Anisotropie } H_1 : f(\alpha) = g(\alpha) \quad (5.4)$$

mit $0 \leq \alpha \leq 2\pi$. Die Funktion $g(\alpha)$ kann von unbekanntem Parametern abhängen.

Es gibt eine ganze Reihe von statistischen Methoden mit unterschiedlichen Eigenschaften zur Entscheidung zwischen diesen Hypothesen zur Verfügung. Zur Diskussion stehen der Rayleigh-Test, Watsons U^2 -Test, Kuipers V_n -Test und Ajnes A_n -Test. Im Rayleigh-Test wird für $g(\alpha)$ eine von Mises-Verteilung angenommen, die anderen drei Methoden sind verteilungsfrei. Eine genauere Beschreibung der einzelnen Tests und deren Sensitivität findet sich in Anhang B.

Welche Methoden am besten geeignet sind, hängt von der Alternativfunktion $g(\alpha)$ und der Gesamtzahl an Ereignissen ab. Stephens [206] zeigt mit Simulationen, daß für unimodale Alternativfunktionen alle nichtparametrischen Methoden gleich gut sind, bei bimodalen Alternativen V_n und U^2 besser als A_n sind und bei Alternativen mit vier Maxima V_n am besten ist. Ist die Alternativfunktion $g(\alpha)$ eine von Mises-Verteilung (uni- oder multimodal) sind der

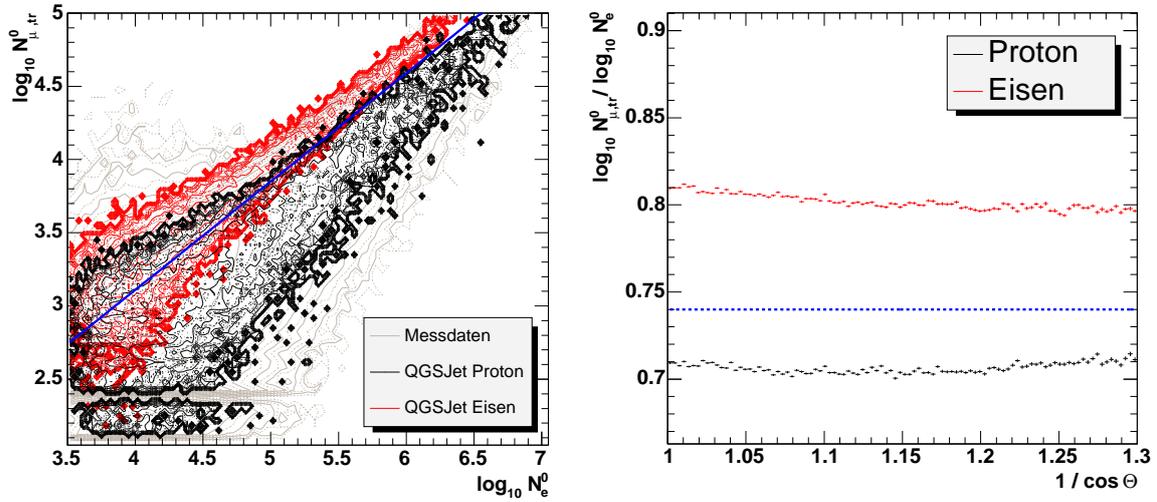


Abbildung 5.3: Trennung von Ereignissen nach ihrer Primärmasse. Links: $\log_{10} N_{\mu, tr}^0$ - $\log_{10} N_e^0$ -Häufigkeitsverteilung für simulierte Schauer. Die Schauergrößen N_e^0 und $N_{\mu, tr}^0$ sind auf einen Zenitwinkel von $\Theta = 0^\circ$ korrigiert. Rechts: Mittleres $\log_{10} N_{\mu, tr}^0 / \log_{10} N_e^0$ in Abhängigkeit vom Zenitwinkel Θ .

Rayleigh Test, U^2 und A_n gleichwertig [189]. Die Ergebnisse in Anhang B.5 zeigen, daß bei Ereigniszahlen entsprechend den vorliegenden Messungen sowohl der Kuipers V_n - wie auch der Watson U^2 -Test grundsätzlich sensitiver als der Rayleigh-Test sind. Dieser hat jedoch den Vorteil, daß er neben einer Wahrscheinlichkeit für H_0 auch eine Abschätzung für die Amplituden und Phasen liefert. Aufgrund dieser Ergebnisse werden die in den Gleichungen 5.3 und 5.4 formulierten Hypothesen mit dem Rayleigh und Kuipers V_n -Test überprüft.

5.2.1 Massentrennung

Die Ergebnisse der Tests auf Isotropie werden im Folgenden Abschnitt auch in Abhängigkeit der Masse der Primärteilchen dargestellt. Die Trennung der Ereignisse erfolgt durch einen einfachen Schnitt in der $\log_{10} N_e^0$ - $\log_{10} N_{\mu, tr}^0$ -Ebene, d.h. dem Verhältnis von Myonen- zu Elektronenzahl: $R_m = \log_{10} N_{\mu, tr}^0 / \log_{10} N_e^0$. N_e^0 bzw. $N_{\mu, tr}^0$ bezeichnen die mit Formel 1.9 und einer Abschwächlänge von $\Lambda_{N_e} = 175 \text{ g/cm}^2$ und $\Lambda_{N_\mu} = 823 \text{ g/cm}^2$ auf einen Zenitwinkel von $\Theta = 0^\circ$ korrigierten Elektronen- bzw. Myonzahlen. Der Gesamtdatensatz wird in zwei Hälften geteilt. Elektronenreiche Schauer können dabei vor allem leichten und elektronenarme schweren Primärteilchen zugeordnet werden.

Von einem schweren (z.B. Eisen) Primärteilchen induzierte Schauer besitzen im Mittel einen höheren Anteil an Myonen. Ein eiseninduzierter Schauer mit Energie E_0 ist nach dem Superpositionsprinzip mit 56 protoninduzierten Schauern mit Energien $E_{Sub} = E_0/56$ zu vergleichen. Im Vergleich mit einem protoninduzierten Schauer mit Energie E_0 wird ein größerer Anteil der elektromagnetischen Komponente der 56 Subschauer in der Atmosphäre absorbiert. Dies gilt jedoch nicht für die langreichweitige myonische Komponente. In der $\log_{10} N_e^0$ - $\log_{10} N_{\mu, tr}^0$ -Häufigkeitsverteilung in Abbildung 5.3 (links) sind die verschiedenen Anteile an Myonen und Elektronen für rekonstruierte simulierte Eisen- und Protonschauer deutlich zu sehen. Bei kleinen Myonzahlen bewirkt die Messung eine Diskretisierung der Teilchenzahlen,

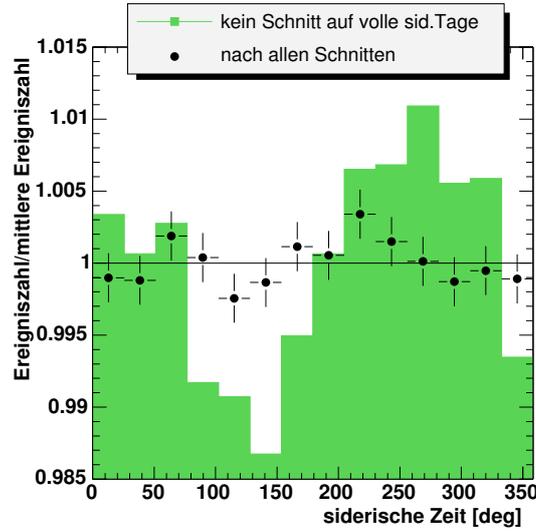


Abbildung 5.4: Auswirkungen der Datenschnitte auf siderische Tage mit durchgehend vollständig arbeitendem Detektorfeld.

daher die Streifen in der Abbildung. Neben den unterschiedlichen Verhältnissen R_m ist auch die wesentlich größere Fluktuationsbreite von protoninduzierten Schauern zu erkennen.

Informationen über die zur Optimierung der Schnittgeraden durchgeführten Simulationen finden sich in Kapitel 2.3. Aus diesen Simulationen folgt für die Massentrennung der Schauer:

$$R_m = \log_{10} N_{\mu, tr}^0 / \log_{10} N_e^0 = 0.74 \quad (5.5)$$

Der Trennparameter R_m ist in der Abbildung 5.3 jeweils als Linie eingezeichnet. Bei diesem sehr einfachen Trennverfahren gibt es natürlich immer falsch klassifizierte Ereignisse. Für die hier durchgeführte spektrale Analyse sind aber mit dem jeweiligen Ereignistyp angereicherte Datensätze ausreichend. Abbildung 5.3 rechts zeigt den Verlauf des Trennparameters über dem Zenitwinkel Θ . Nur eine leichte Abhängigkeit (wahrscheinlich aufgrund der unberücksichtigten Schauergrößenabhängigkeit der Abschwächlängen), die im Folgenden ignoriert wird, ist zu erkennen.

Der hier verwendete Datensatz an gemessenen Luftschauern von insgesamt $2.4 \cdot 10^7$ Ereignissen wird mit Gleichung 5.5 in $7 \cdot 10^6$ von schweren und $1.7 \cdot 10^7$ von leichten Primärteilchen induzierte Ereignisse unterteilt. Der Anteil an elektronenreichen bzw. -armen Schauern an der Gesamtzahl der Schauer ist energieabhängig. Die im Folgenden Abschnitt vorgestellten Schauergrößenpektren für diese Schauerklassen (Abbildung 5.9 oben links) zeigen ein Anwachsen der mittleren Masse mit der Primärenergie der Schauer.

5.2.2 Rayleigh-Analyse

Aus den in den vorherigen Abschnitten 5.1 und 4.2 gewonnenen Erkenntnisse über die unterschiedlichen äußeren Einflüsse auf die Analyseergebnisse folgen nachstehende notwendige Qualitätschnitte. Ein Verzicht auf diese Schnitte würde die Ergebnisse weitgehend unbrauchbar machen.

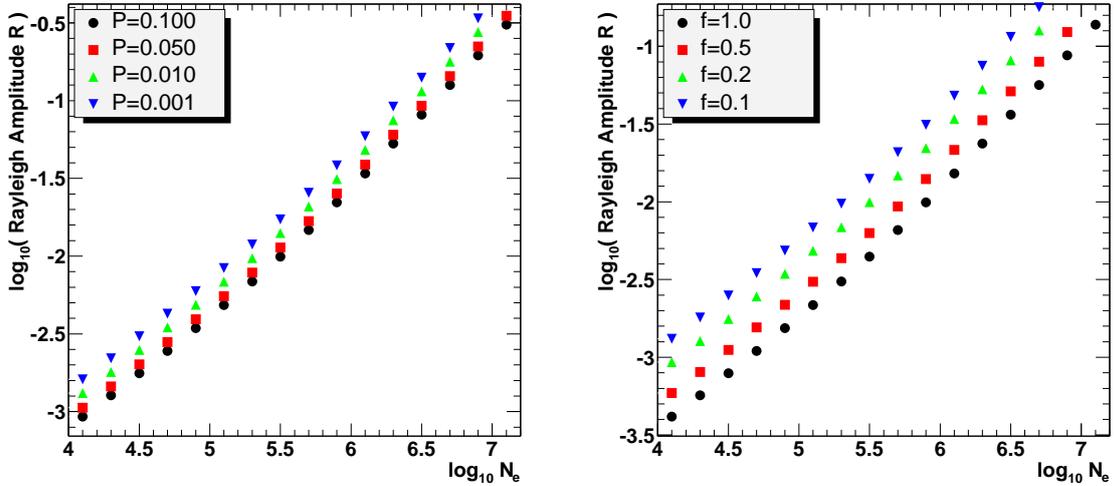


Abbildung 5.5: Links: Minimal signifikante Rayleigh-Amplitude R für verschiedene Fluktuationswahrscheinlichkeiten P_{fluk} in Abhängigkeit von der Schauergroße N_e . Rechts: Änderung der minimal signifikanten Rayleigh-Amplitude R falls ein Anteil f (100,50,20,10%) der Daten verwendet wird ($P_{fluk} = 0.9$).

1. Um den Einfluß von Lücken in der Datennahme zu eliminieren, werden nur Meßperioden mit einer Gesamtlänge von mindestens einem siderischen Tag (86163 solare (SI) Sekunden) verwendet.
2. Nur siderische Tage mit durchgehend vollständig arbeitendem Detektorfeld (d.h. alle Cluster, alle Clustertrigger und mindestens 250 von 252 Stationen funktionieren) werden verwendet.
3. Die stündliche Rate sollte bei funktionierender Messung in etwa der Verteilung in Abbildung 4.2, d.h. in grober Näherung einer Gaußverteilung folgen. Tage, an denen die Rate um mehr als 4σ von der mittleren Rate abweichen, werden verworfen.
4. Meßtage mit plötzlichen Anstiegen bzw. Abfällen in der stündlichen Rate werden mit einem Kolmogorov-Smirnov-Test bestimmt und aus der Analyse ausgeschlossen.
5. Teilweise wird die Analyse mit auf Bodendruck und Temperatur korrigierten Schauergroßen N_e durchgeführt. Meßperioden, für die keine Wetterdaten zur Verfügung stehen, können nicht verwendet werden.

Nach allen Schnitten stehen 276 siderische Tage Messung mit insgesamt $2.3 \cdot 10^7$ Ereignissen für die Analyse zur Verfügung. Es werden damit etwa 20% aller mit dem KASCADE Detektorfeld aufgenommenen Ereignisse verwendet. Vor allem die Schnitte 1 und 2 sind für diese Verringerung der Ereigniszahlen verantwortlich. Diese entfernen die wichtigsten systematischen Effekte. Abbildung 5.4 zeigt die Verteilung der siderischen Zeiten der Schauer ohne und mit diesen Datenschnitten. Eine deutliche Abweichung von einer Gleichverteilung mit einer Amplitude von etwa 0.7% ist für den Datensatz ohne Anwendung der Schnitte 1 und 2 zu erkennen. Nach Anwendung dieser Schnitte ist keine Amplitude mehr zu beobachten.

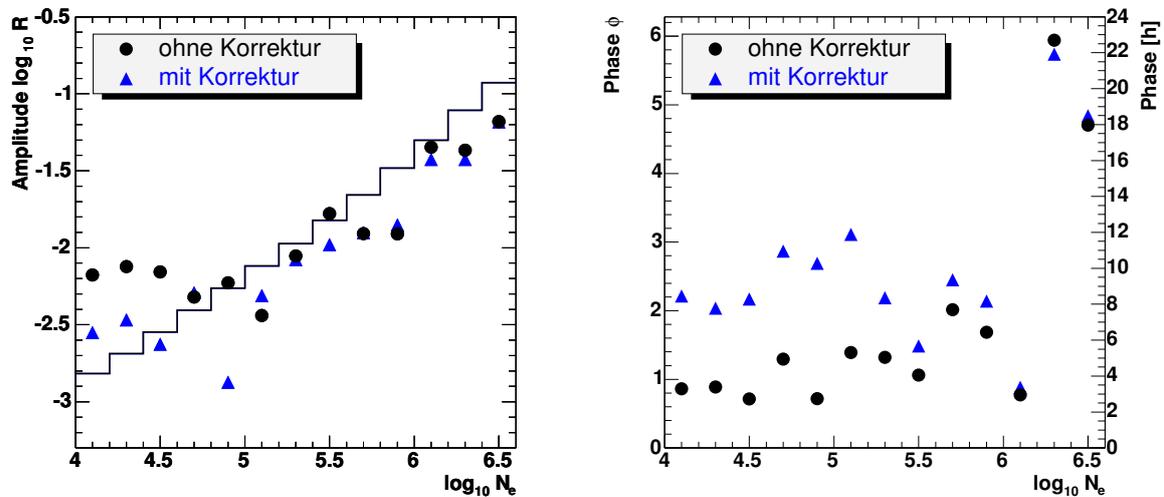


Abbildung 5.6: Ergebnisse einer Rayleigh-Analyse in solarer Zeit für Verteilungen ohne (●) und mit (▲) Korrektur auf Bodendruck und Temperatur. Die durchgezogene Linie stellt den Amplitudenwert dar, der mit 95%-iger Wahrscheinlichkeit keine Fluktuation einer Gleichverteilung ist.

Die minimal signifikante Amplitude R ist abhängig von der für den jeweiligen Test vorhandenen Anzahl an Ereignissen. Nach Gleichung B.7 in Anhang B läßt sich die Wahrscheinlichkeit berechnen, daß die getestete Verteilung einer Gleichverteilung entspricht. Für eine gegebene Wahrscheinlichkeit P_{fluk} berechnet sich die als Fluktuation aus einer Gleichverteilung mögliche Amplitude R mit:

$$R(P_{fluk}, n) = \sqrt{-\ln P_{fluk} \cdot 4/n} \quad (5.6)$$

Durch die Abhängigkeit von der Ereigniszahl n bildet die minimal signifikante Rayleigh-Amplitude $R(n, P_{fluk})$ das integrale Schauergößenspektrum nach ($n \propto E^{-\gamma}$) und ist ein Potenzgesetz mit positivem spektralen Index $\gamma/2$. Abbildung 5.5 (links) zeigt die minimal signifikanten Rayleigh-Amplituden für vier verschiedene Fluktuationswahrscheinlichkeiten für die in dem zur Verfügung stehenden Datensatz vorhandenen Ereigniszahlen. Bei kleinen Schauern ($\log_{10} N_e \approx 4$) kann eine Sensitivität bis in den Promillebereich erreicht werden. Für Schauer mit Energien aus dem Bereich des Knies können Amplituden im Prozentbereich nachgewiesen werden. Der rechte Teil der Abbildung 5.5 zeigt wieviel Sensitivität durch die angewandten Qualitätsschnitte scheinbar verloren geht (die Schnitte verbessern allerdings die Qualität der Daten). Da etwas mehr als 20% aller Ereignisse nach allen Qualitätsschnitten übrig bleiben, vergrößert sich die minimale signifikante Rayleigh-Amplitude etwa um einen Faktor $\sqrt{5}$.

Ein Vergleich der Ergebnisse aus Abbildung 5.5, die sich in Abhängigkeit der Energie auch in Abbildung 1.2 finden, mit den theoretischen Vorhersagen zeigt, daß der bestehende Datensatz für eine Bewertung dieser Theorien nicht groß genug ist. Die in Kapitel 1.3.1 aufgelisteten theoretischen Amplituden sind zum Großteil kleiner als $5 \cdot 10^{-3}$. Der Compton-Getting Effekt ist mit den in Tabelle 1.4 aufgelisteten Amplituden von $\delta_{C-G} \approx 10^{-4}$ um fast eine ganze Größenordnung zu klein.

Für einen Teil der folgenden Analyse wurden die Meßraten mit Gleichung 4.1 auf mittlere atmosphärische Bedingungen (d.h. mittleren Bodendruck und Temperatur) korrigiert.

Die Korrektur erfolgt in Meßintervallen von halben Stunden in der jeweiligen Zeitrechnung (solar/siderisch/antisiderisch) durch entsprechende Gewichtung (siehe Gleichung 4.1) der Ereignisse. Diese Korrektur unterliegt den in Kapitel 4.1 erläuterten Einschränkungen. Die Güte der Korrektur wurde in dem angesprochenen Kapitel genauer untersucht. Weitere Effekte in solarer Zeit lassen sich durch den Rayleigh-Mechanismus bestimmen. Nach atmosphärischer Korrektur sollte die Verteilung der Schauern in solarer Zeit eher einer Gleichverteilung entsprechen. Abbildung 5.6 zeigt die Amplituden und Phasen vor und nach der Korrektur. Die Amplituden der korrigierten Verteilungen sind nicht vollständig mit Fluktuationen vereinbar, aber durchweg kleiner als die unkorrigierten. Vor allem bei kleinen Schauern konnte keine vollständige Korrektur durchgeführt werden. Hier ist es möglich, daß die Triggerschwelle eine Rolle spielt. Weitere systematische Effekte, die entweder auf einem nicht erkannten Fehler in der atmosphärischen Korrektur oder auf unbekannte, mit der solaren Zeit variierende Einflüsse zurückzuführen sind, scheinen vorhanden zu sein. Es ist jedenfalls nicht auszuschließen, daß dadurch künstliche Amplituden- und Phasenwerte in den Verteilungen in siderischer Zeit erzeugt werden.

Ergebnisse

Die Ergebnisse der Rayleigh-Analyse in siderischer Zeit finden sich in den Abbildungen 5.7 (alle Ereignisse) und 5.9 (mit durchgeführter Massenanreicherung). Abgebildet sind die Rayleigh-Amplituden, -Phasen und die Wahrscheinlichkeiten, daß die getesteten Verteilungen der Hypothese H_0 (Isotropie) entsprechen sowie die in der Literatur häufig verwendeten k -Werte ($k = nR^2/4$, siehe Anhang B.1, Gleichung B.7). Die Abbildung 5.7 zeigt die Ergebnisse sowohl ohne als auch mit durchgeführter Korrektur auf Bodendruck und Temperatur. In allen Schauergößenintervallen sind die Verteilungen mit hohen Wahrscheinlichkeiten konsistent mit Gleichverteilungen. Alle Amplituden sind als Fluktuationen zu werten, sie geben keine Anisotropie wieder. Der ansteigende Verlauf der Rayleigh-Amplituden mit der Schauergöße N_e erklärt sich mit fallender Statistik. In die Berechnung der Amplituden in Gleichung 5.6 geht invers die Wurzel der Ereigniszahl ein, die mit der Schauergöße stark abnimmt. Die berechneten Phasen haben aufgrund der nicht signifikanten Amplituden keinerlei Aussagekraft. Die Abbildung der k -Werte ($k = nR^2/4$) wurde aufgrund der weiten Verwendung dieser Variablen aufgenommen. Die waagrechte Linie gibt den k -Wert an, der einer Fluktuationswahrscheinlichkeit von 95% entspricht.

Abbildung 5.8 zeigt vier willkürlich ausgewählte Rektaszensionverteilungen verschiedener Schauergößenintervalle. Auch eine visuelle Kontrolle der Verteilungen läßt keinen Schluß auf signifikante Unregelmäßigkeiten in diesen zu.

Ähnliche Aussagen lassen sich zu den Ergebnissen der Analyse mit durchgeführter Anreicherung von Ereignissen mit leichten bzw. schweren Primärteilchen in Abbildung 5.9 (ohne Atmosphären-Korrektur) machen. Die Schauergößenspektren in der Abbildung 5.9 oben links geben Hinweise auf die Veränderung der Zusammensetzung der kosmischen Strahlung mit der Primärenergie. Der Anteil an schweren, d.h. elektronenarmen Schauern nimmt ab einer Elektronenzahl von $\log_{10} N_e \approx 5.2$ deutlich zu (siehe auch spezielle KASCADE-Ergebnisse hierzu [23,218]). Die Fluktuationswahrscheinlichkeiten in der Abbildung unten links sind für beide Ereignisklassen im Bereich von 2-99%. Amplituden (oben rechts) und Phasen (unten rechts) der elektronenreichen Ereignisse (leichte Primärteilchen) sind bei kleinen Schauergößen fast identisch zu denen der Analyse ohne Massenanreicherung. An den Schauergößenspektren (Abbildung oben links) ist zu erkennen, daß diese Ereignisklasse hier dominiert, d.h. die Er-

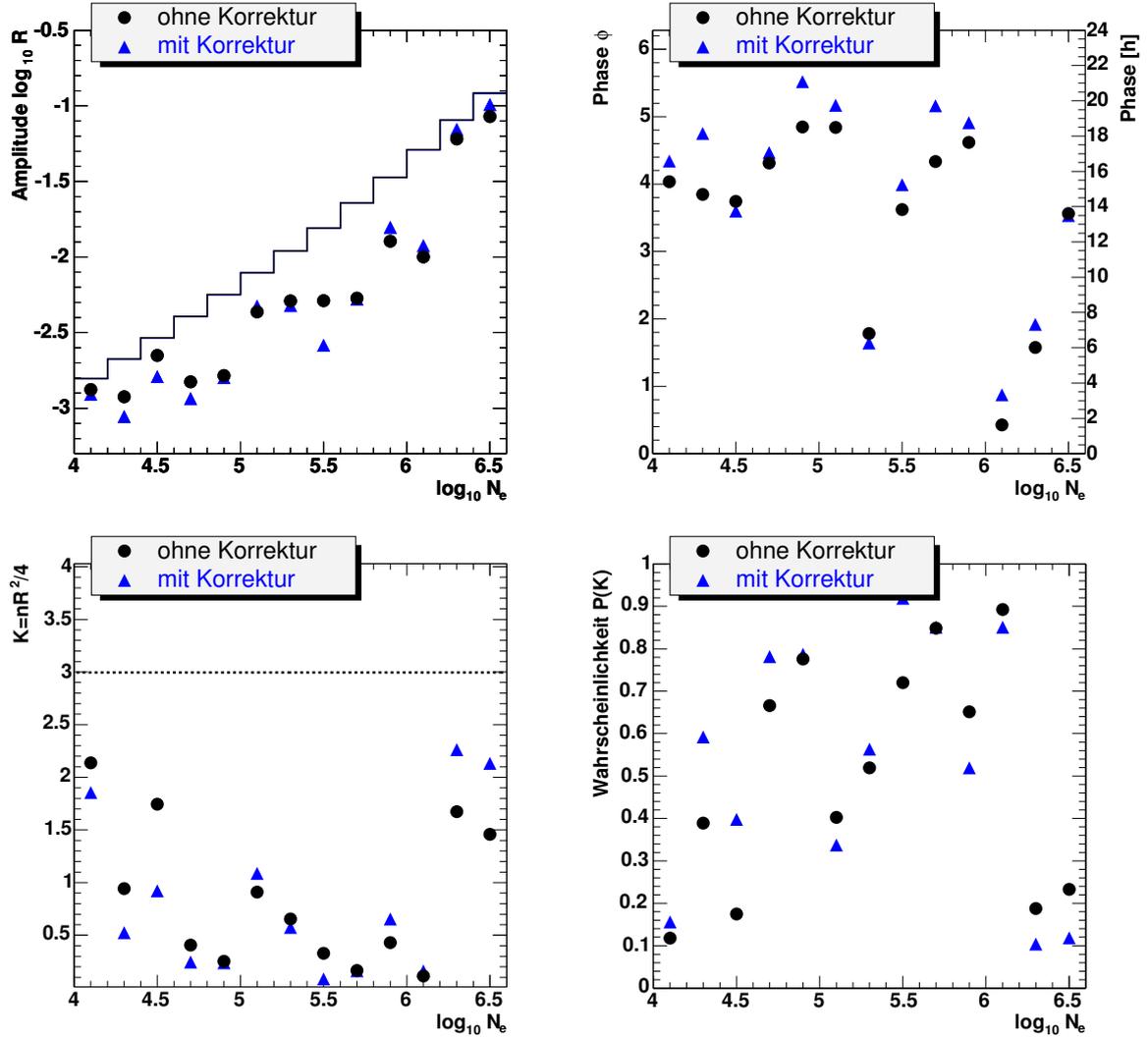


Abbildung 5.7: Ergebnisse der Rayleigh-Analyse in siderischer Zeit über der Schauergröße N_e (●=unkorrigierte Ereignisse, ▲=mit Atmosphären-Korrektur). Oben links: Rayleigh-Amplituden. Die durchgezogene Linie stellt den Amplitudenwert dar, der mit 95%-iger Wahrscheinlichkeit keine Fluktuation aus einer Gleichverteilung ist. Oben rechts: Rayleigh-Phasen. Unten links: $k = nR^2/4$. Unten rechts: Wahrscheinlichkeiten für Bestätigung der Hypothese H_0 (Isotropie).

gebnisse müssen sich ähneln. Im Bereich des Knies ($5.4 \lesssim \log_{10} N_e \lesssim 5.8$) bzw. oberhalb dieses Bereiches sind keine auffälligen Veränderungen der Parameter zu erkennen. Für die vier signifikantesten Amplituden in Abbildung 5.9 sind die zugehörigen Verteilungen in Rektaszension der Abbildung 5.10 zu entnehmen. Wieder ist in keiner der vier Verteilungen ein eindeutiges Maximum bzw. eindeutige Hinweise auf Anisotropie zu erkennen. Dies gilt auch für das Schauergrößenintervall $5 < \log_{10} N_e < 5.5$, das die niedrigste Fluktuationswahrscheinlichkeit von $P_{fluk} = 1.9\%$ aufweist.

Bei der Analyse mit Massenanreicherung wurde von einer atmosphärischen Korrektur

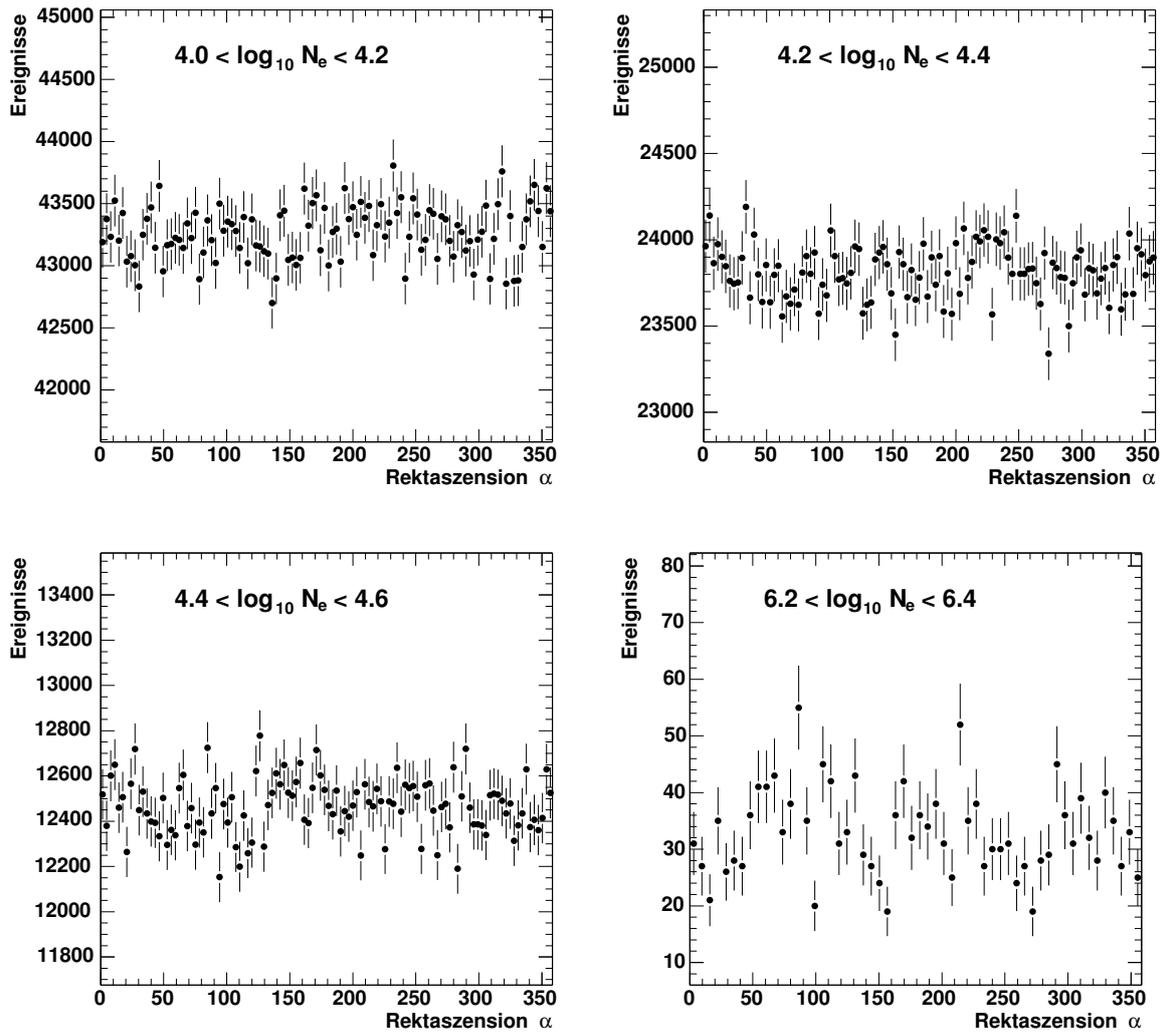


Abbildung 5.8: Häufigkeitsverteilung der Rektaszensionen nach einer Korrektur auf Bodendruck und Temperatur für vier verschiedene Schauergrößenintervalle.

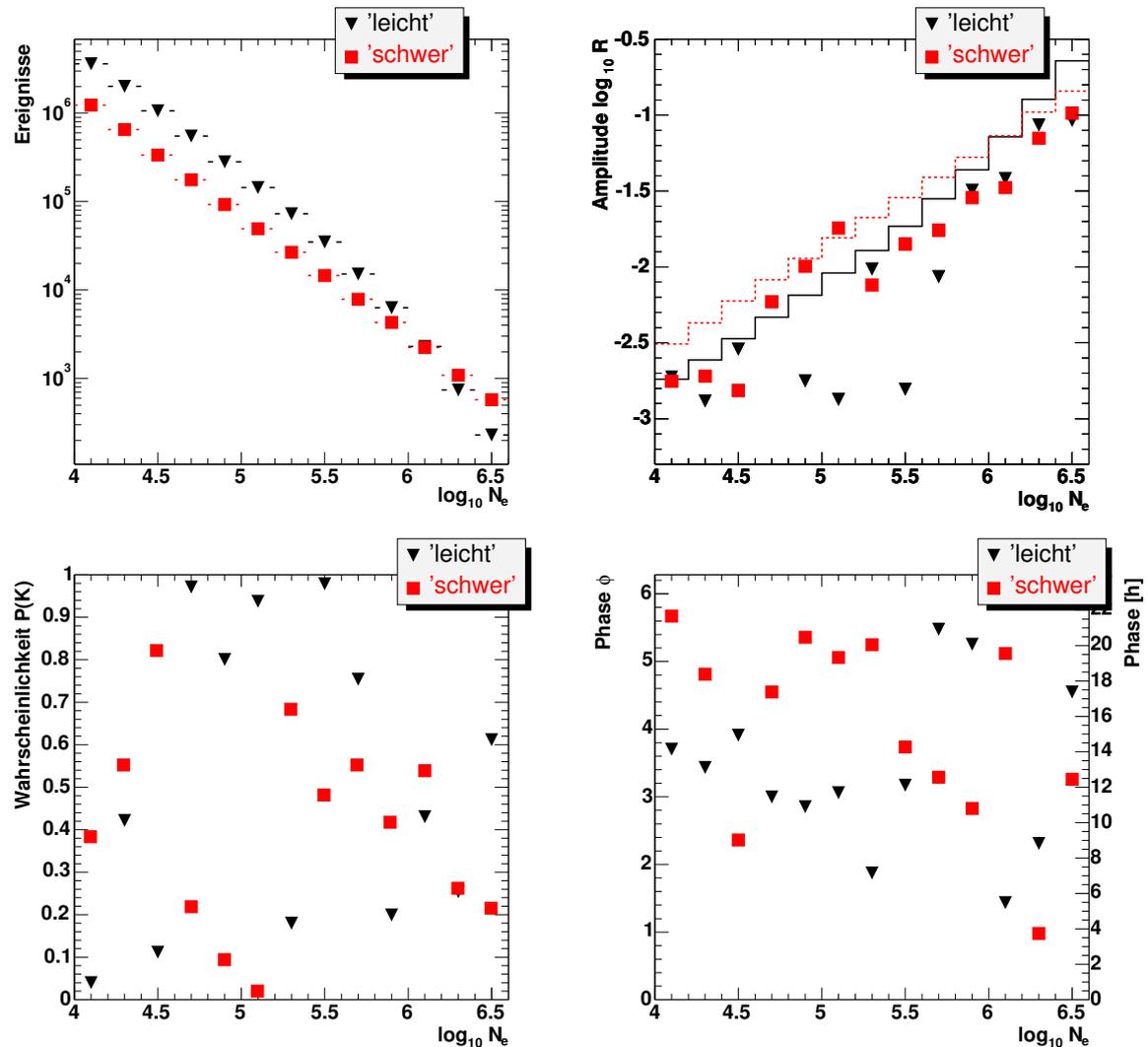


Abbildung 5.9: Ergebnisse der Rayleigh-Analyse, Massentrennung (\blacktriangledown =elektronenreiche (leichte Primärteilchen) Schauer, \blacksquare =elektronenarme (schwere Primärteilchen) Schauer). Oben links: Schauergrößenpektrum der verwendeten Daten. Oben rechts: Rayleigh-Amplituden. Die durchgezogenen Linien stellen den Amplitudenwert dar, der mit 95%-iger Wahrscheinlichkeit keine Fluktuation aus einer Gleichverteilung ist. Unten links: Wahrscheinlichkeiten für Fluktuationen aus Gleichverteilungen. Unten rechts: Rayleigh-Phasen. Die Daten sind nicht auf Bodendruck und Temperatur korrigiert worden.

abgesehen, da die zusätzlich notwendigen Korrekturen der Elektronenzahl N_e und Myonenzahl $N_{\mu, tr}$ weitere Unsicherheiten in das Verfahren einführen würden.

5.2.3 Kuiper V_n -Analyse

Nach dem in Anhang B.5 beschriebenen Vergleich der verschiedenen Verfahren ist Kuipers V_N -Test sensitiver auf Abweichungen von der Hypothese einer Gleichverteilung als der Rayleigh-

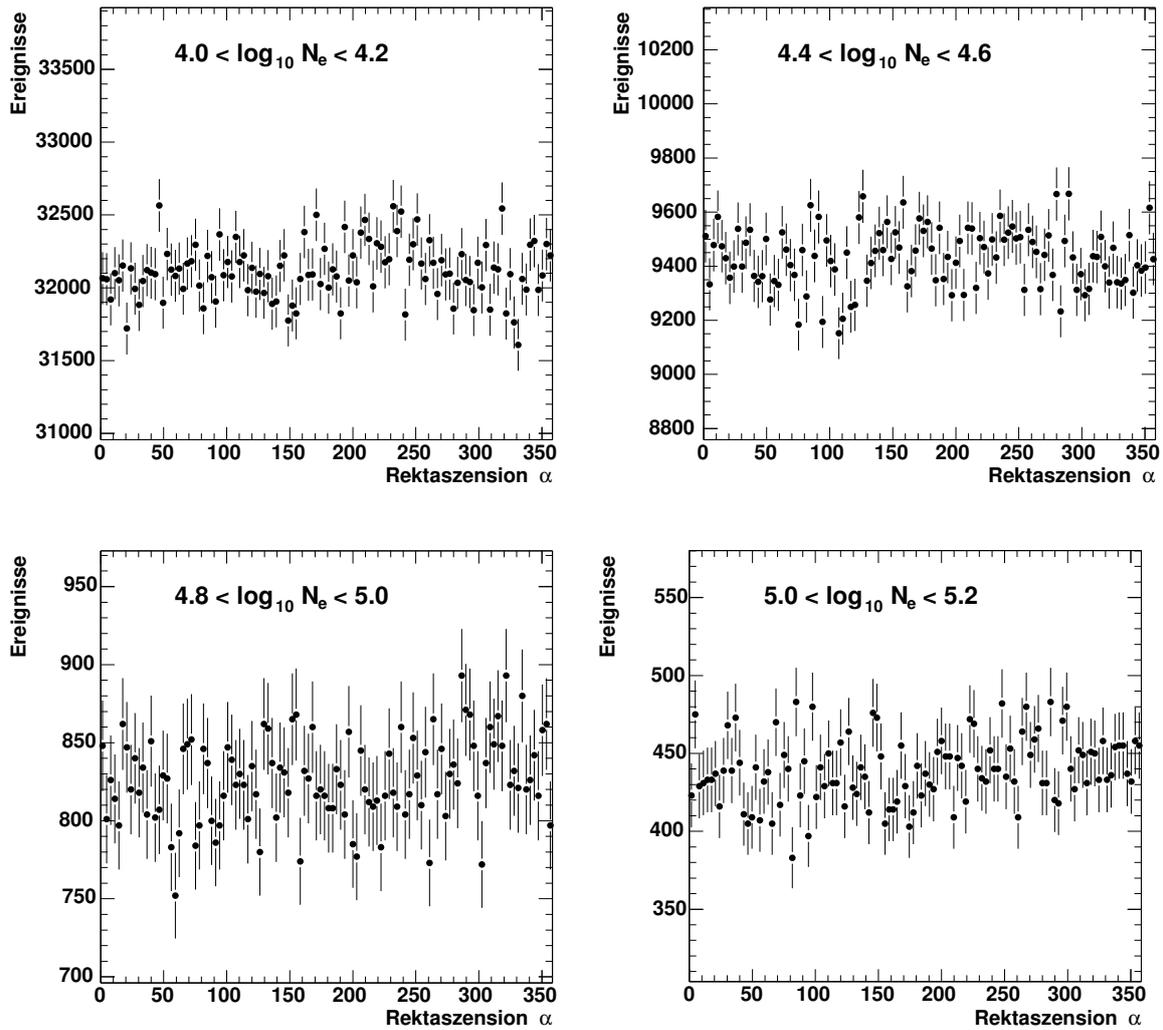


Abbildung 5.10: Häufigkeitsverteilung der Rektaszensionen für die vier verschiedenen Schau-
ergrößenintervalle mit den signifikantesten Amplituden in Abbildung 5.9. Oben: elektro-
nenreiche Schauer. Unten: elektronenarme Schauer.

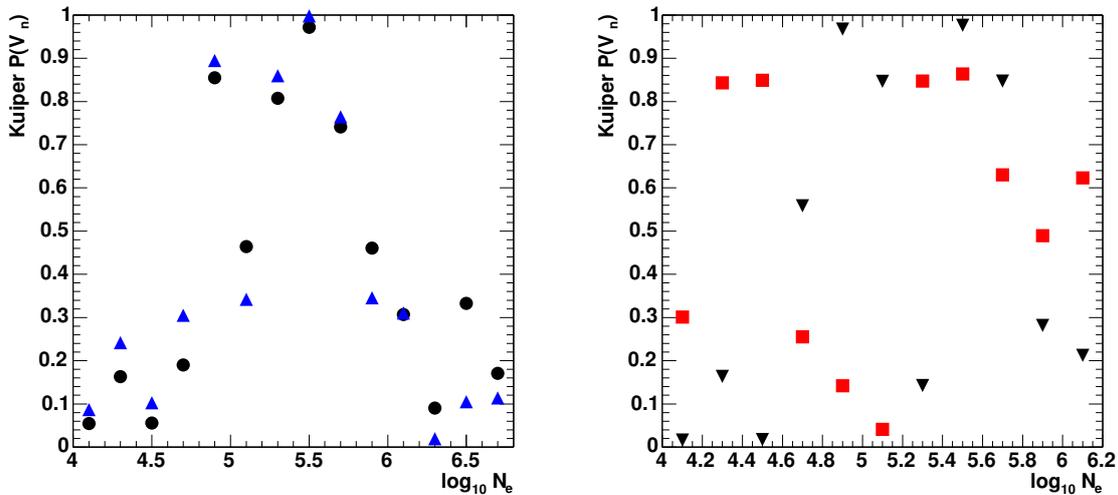


Abbildung 5.11: Mit Kuipers V_n -Test bestimmte Wahrscheinlichkeiten, daß der jeweils getesteten Rektaszensions-Verteilung eine Gleichverteilung zugrunde liegt. Links: alle Ereignisse (keine Massentrennung, \bullet =unkorrigierte Ereignisse, \blacktriangle =mit Korrektur auf Bodendruck und Temperatur). Rechts: Massen-anreicherung (\blacktriangledown =elektronenreiche (leichte Primärteilchen) Schauer, \blacksquare =elektronenarme (schwere Primärteilchen) Schauer, keine Korrektur auf Bodendruck und Temperatur).

Test. Die verwendeten Schauerdaten in diesem Kapitel entsprechen denen des vorherigen Kapitels. Sowohl die Qualitätsschnitte wie auch das Verfahren zur Massen-anreicherung sind die gleichen wie bei der Rayleigh-Analyse.

Ergebnisse dieser Analyse sind die in Abbildung 5.11 dargestellten Wahrscheinlichkeiten, daß die überprüften Verteilungen der Hypothese einer Gleichverteilung entsprechen. Im linken Teil der Abbildung, in die alle Ereignisse eingehen (keine Massen-anreicherung), sind die Ergebnisse ohne und mit Korrektur auf Bodendruck und Temperatur eingezeichnet. Sie entsprechen etwa denen der Rayleigh-Analyse. Einzige Ausnahme ist das Schauergrößenintervall $6.2 < \log_{10} N_e < 6.4$ mit einer recht kleinen Fluktuationswahrscheinlichkeit von $P_{fluk} = 2\%$. Abbildung 5.8 zeigt jedoch, daß aufgrund der wenigen Schauer bei diesen hohen N_e -Werten keine weiteren Aussagen getroffen werden können. Bis auf diesen Wert sind alle Verteilungen mit hohen Wahrscheinlichkeiten mit Gleichverteilungen kompatibel. Die Ergebnisse für die Datensätze nach durchgeführter Massentrennung zeigen verglichen mit der Rayleigh-Analyse ein ähnliches Bild. Allerdings gibt es hier drei Intervalle mit Fluktuationswahrscheinlichkeiten von 2-4%. Erneut kann aus der Betrachtung der Rektaszensionverteilungen für diese Schauergrößenintervalle kein Schluß auf mögliche Abweichungen von der Isotropie gezogen werden.

5.3 Bewertung der Ergebnisse

Weder mit dem Rayleigh- noch mit Kuipers V_n -Test wurden signifikante Hinweise auf großräumige Anisotropie gefunden. Die wenigen Schauergrößenintervalle mit kleinen Fluktuationswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 5.3 nochmals zusammengefasst. Keine der Amplituden bzw. Wahrscheinlichkeiten ist signifikant genug, um weitere Schlüsse aus diesen Ergebnissen

N_e -Intervall	$P_{Rayleigh}$	P_{Kuiper}	$P_{Rayleigh}$	P_{Kuiper}
	ohne Korrektur		Korrektur auf Druck/Temperatur	
$4.0 < \log_{10} N_e < 4.2$	11.8%	5.5%	15.6%	8.7%
$4.2 < \log_{10} N_e < 4.4$	38.6%	16.3%	59.2%	24.2%
$4.4 < \log_{10} N_e < 4.6$	17.4%	5.6%	39.8%	10.2%
$6.2 < \log_{10} N_e < 6.4$	18.8%	9.1%	10.3%	2.0%
	elektronenreich		elektronenarm	
$4.0 < \log_{10} N_e < 4.2$	4.0%	1.6%	38.2%	30.1%
$4.4 < \log_{10} N_e < 4.6$	11.2%	1.8%	82.0%	84.9%
$4.6 < \log_{10} N_e < 4.8$	97.1%	55.8%	21.6%	25.5%
$5.0 < \log_{10} N_e < 5.2$	93.7%	84.7%	1.9%	4.1%

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Rayleigh-Analyse und des Kuiper V_n -Test für die in den Abbildungen 5.8 und 5.10 gezeigten Rektaszensionsverteilungen.

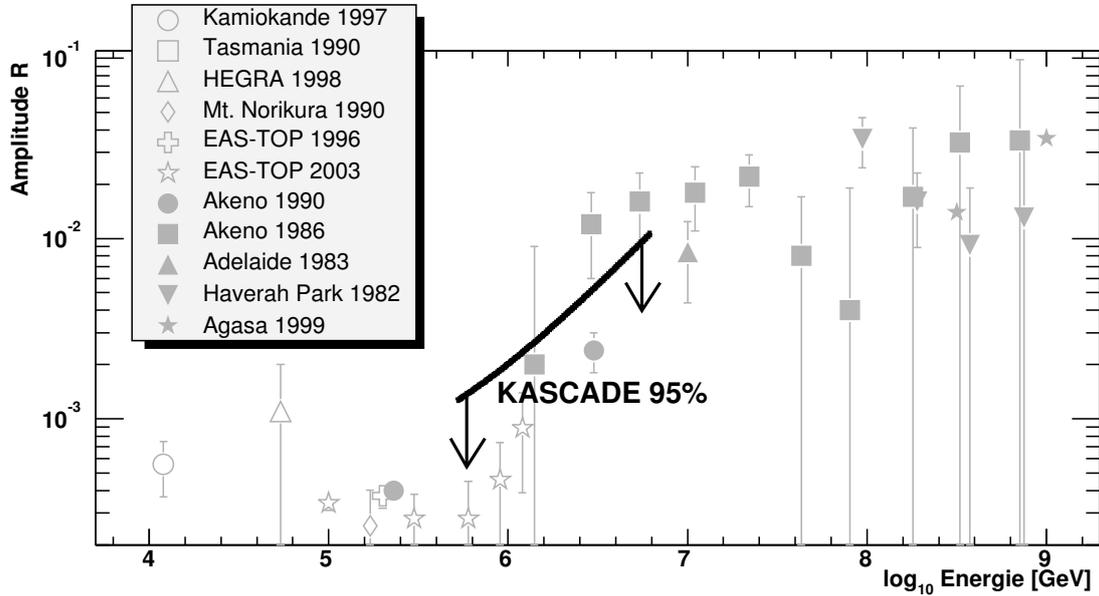


Abbildung 5.12: Amplituden der ersten Harmonischen der Rektaszensionsverteilung verschiedener Experimente [59, 3, 200, 103, 80, 167, 165, 4]. im Vergleich mit den Ergebnissen dieser Analysen.

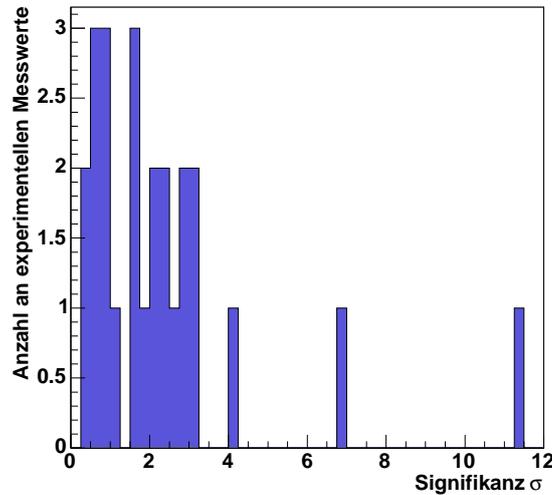


Abbildung 5.13: Signifikanzen $S = A/\sigma$ der in Abbildung 5.12 eingetragenen Amplituden

ziehen zu können. Die auffälligen Schauergößenintervalle treten immer isoliert auf, d.h. benachbarte Intervalle haben wesentlich höhere Wahrscheinlichkeiten P_{fluk} . Dies zeigt, zusammen mit der visuellen Kontrolle der Rektaszensions-Verteilung in den Abbildungen 5.8 und 5.10, daß innerhalb der durch die Anzahl der Ereignisse im verwendeten Datensatz vorgegebenen Grenzen keine Hinweise auf großräumige Anisotropie gefunden werden konnte.

Abbildung 5.12 zeigt die aus der Rayleigh-Analyse folgenden oberen Grenzen (95%) der Amplituden im Zusammenhang mit Ergebnisse anderer Experimente. Die im Energiebereich von etwa 500 TeV bis 5 PeV bestimmten Grenzen von 10^{-3} bis 10^{-2} sind zu groß, um eines der in Kapitel 1.3.1 vorgestellten theoretischen Modelle zu bestätigen. Die Vorhersagen z.B. des Diffusions/Drift-Modells (Abbildung 1.6) sind etwa einen Faktor 3-10 (abhängig von verschiedenen Modellparametern) niedriger.

Diese Ergebnisse passen in das Gesamtbild der gemessenen Anisotropien anderer Experimente (siehe Abbildungen 5.12, 5.13 und Tabelle 5.2). Die letzte Spalte der Tabelle enthält die aus den berichteten Amplituden und deren Unsicherheiten berechneten Signifikanzen. Nur vier Experimente können von signifikanten Amplituden berichten. Bei niedrigen Energien ist dies nur das EAS-TOP Experiment bei einer Energie von $E_0 \approx 2 \cdot 10^{14}$ eV. Für den Wert von $P_{fluk} \approx 10^{-60}$ des HEGRA-Experimentes ist der große systematische Fehler von $0.8 \cdot 10^{-3}$ zu beachten. Bemerkenswert ist auch die Amplitude von 3.6% mit einer Fluktuationswahrscheinlichkeit von $P_{fluk} = 9 \cdot 10^{-4}$ für $E_0 = 10^{18}$ eV des AGASA-Experimentes, sowie die Ergebnisse des Haverah Park Experimentes bei $E_0 = 9.4 \cdot 10^{16}$ eV (Signifikanz 3.2σ). Die Ergebnisse der anderen Experimente beinhalten Fluktuationswahrscheinlichkeiten P_{fluk} von bis zu 95% bzw. Signifikanzen unter 3σ . Inwieweit bei der Bestimmung der vier signifikanteren Amplituden alle möglichen Effekte (Lücken in der Datennahme, Atmosphärische Einflüsse) berücksichtigt wurden, ist aufgrund der knappen Beschreibungen in den zugehörigen Veröffentlichungen schwer zu beurteilen. Es ist auch zu beachten, daß ein Großteil der in Tabelle 5.2 gelisteten Daten nicht aus referierten Zeitschriften, sondern aus Artikeln zu Konferenzen stammt.

Vielfach wird auf die innerhalb ihrer Fehler teilweise übereinstimmenden Phasen der ver-

schiedenen Experimente hingewiesen (z.B. [87]). Neben den doch sehr großen Unsicherheiten der Phasen (siehe fünfte Spalte in Tabelle 5.2) muß für deren Vergleich auch die geographische Breite des Experimentes berücksichtigt werden. Eine bestimmte Phase für ein Experiment auf der Südhalbkugel bedeutet eine völlig verschiedene Richtung verglichen mit der Phase eines auf der Nordhalbkugel liegenden Experimentes mit gleichem Phasenwert.

Bei Annahme einer anisotropen Verteilung mit einer unbekanntem Amplitude s und Phase ψ als Nullhypothese ist der im Anhang B.6 beschriebene nur leicht modifizierte Rayleigh-Formalismus anzuwenden. Bei sehr kleinen Fluktuationswahrscheinlichkeiten P_{fluk} erwartet man eine Überschätzung der bestimmten Amplituden. Die mit obigem Formalismus bestimmten Phasen haben aufgrund der sehr weiten Ausläufer der Verteilungen B.24 (Abbildung B.2 links) sehr große Unsicherheiten, z.B. für $P_{fluk}(k=2) = 13\%$ etwa 107° für einen Konfidenzwert von 95%.

Clay [57] kommt in einer Untersuchung der publizierten Amplituden und Phasen für Energien $E_0 > 10^{15}$ eV zu ähnlichen Schlußfolgerungen. Seine Zusammenfassung liest sich wie folgt:

It seems from the above examination that there is no convincing evidendence for any clear anisotropy amplitude in the present data. [...] The general distributions of observed amplitudes appear more like random results with some additional non-random effects, such as one might find if there were some residual systematic effects in some data sets not removed by techniques such as the anti-sideral analysis. [...]

Die geringe oder nicht vorhandene Signifikanz der oben angeführten Ergebnisse harmonischer Analysen von Daten von Luftschauerexperimenten deutet an, daß die bisher angewandten Meßmethoden nicht für diese Art von Analysen geeignet sind. Neben einer größeren Anzahl an Ereignissen ist vor allem eine sehr gute Überwachung des Experimentzustandes (Ausfall von einzelnen Teilen, etc.), eine möglichst wenig unterbrochene Messung sowie eine bessere Erfassung der atmosphärischen Bedingungen und deren Einfluß auf die Luftschauerentwicklung notwendig.

Fordert man ein Konfidenzniveau von 99%, d.h. $P_{fluk} = 1\%$, sind für eine theoretisch vorhergesagte Amplitude $R = 1 \cdot 10^{-3}$ etwa $2 \cdot 10^7$ Ereignisse (Gleichung B.7) notwendig. Folgende Tabelle gibt einen groben Überblick, wieviel Ereignisse man bei verschiedenen Amplituden und Primärenergien für die geforderte Signifikanz benötigt. Der Faktor F gibt dabei das Verhältnis zwischen berechneter Anzahl an Ereignissen und der Größe des in dieser Analyse verwendeten Datensatzes an.

Energie E_0	$F(R = 10^{-2})$	$F(R = 10^{-3})$	$F(R = 10^{-4})$
$\approx 5 \cdot 10^{14}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	0.16	16
$\approx 4 \cdot 10^{15}$	0.75	75	7500
$\approx 1 \cdot 10^{16}$	5.8	5800	58000

Eine komplette Abdeckung des interessanten Kniebereiches bis Energien von $E_0 \approx 10^{16}$ eV ist mit einem Experiment wie KASCADE nicht möglich. Laut obiger Tabelle ist z.B. bei einer Amplitude von $R = 0.1\%$ (Modellvorhersage von Candia et al. [45] bei $E_0 = 10^{16}$ eV) ein Datensatz notwendig, der einen Faktor 5800 größer ist als der bestehende, über etwa fünf Jahre aufgenommene Datensatz.

Experiment	Energie [eV]	Anzahl an Ereignisse	Amplitude R	Phase [°]	$P_{fluk}(R)$	Signifikanz $R/\Delta R$
KAMIOKANDE [163], 36.5°N	$1.2 \cdot 10^{13}$	$5.9 \cdot 10^7$	$(5.6 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$	8.0 ± 19.1	0.99%	2.9
Tasmania [80], 41.5°S	$1.7 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^9$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$(60 \pm 15)(?)$	$2.7 \cdot 10^{-10}$	-
Mt. Norikura [167], 36.1°N	$2.0 \cdot 10^{14}$	$7.3 \cdot 10^7$	$(2.5 \pm 1.5) \cdot 10^{-4}$	12.0 ± 4.5	30.8%	1.7
HEGRA [200], 28°N	$5.4 \cdot 10^{13}$	$4.5 \cdot 10^8$	$1.1 \cdot 10^{-3}$ $(\pm 0.1 - 0.8) \cdot 10^{-3}$	358 $\pm 3 \pm 40.5$	$(7.6 \cdot 10^{-60})^a$	1.2
EAS-TOP [3], 42.5°N	$2.0 \cdot 10^{14}$	$1.3 \cdot 10^9$	$(3.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$	27.3 ± 7.3	$2.3 \cdot 10^{-20}$	6.2
[5]	$1.0 \cdot 10^{14}$	$2.1 \cdot 10^9$	$(3.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$	$49.5 \pm 6.$	$4.4 \cdot 10^{-27}$	11.3
	$3.0 \cdot 10^{14}$	$2.4 \cdot 10^8$	$(2.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$	$183 \pm 6.$	0.9%	2.0
	$6.0 \cdot 10^{14}$	$8.0 \cdot 10^7$	$(2.8 \pm 1.7) \cdot 10^{-4}$	202.5 ± 34.5	20.8%	1.7
	$9.0 \cdot 10^{14}$	$2.8 \cdot 10^7$	$(4.6 \pm 2.8) \cdot 10^{-4}$	$192. \pm 34.5$	22.7%	1.6
	$1.2 \cdot 10^{15}$	$8.8 \cdot 10^6$	$(8.9 \pm 5.0) \cdot 10^{-4}$	$195. \pm 31.5$	17.5%	1.8
Akeno [165], 35°N	$2.0 \cdot 10^{14}$	$9.2 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^{-4}$	(?)	2.5%	-
[131]	$3.0 \cdot 10^{15}$	$5.5 \cdot 10^3$	$(2.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$	90	45.6%	4.
	$1.4 \cdot 10^{15}$	$4.5 \cdot 10^4$	$(0.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	282 ± 158	95.6%	2.9
	$2.9 \cdot 10^{15}$	$5.5 \cdot 10^4$	$(1.2 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$	309 ± 29	13.8%	2.
	$5.4 \cdot 10^{15}$	$4.3 \cdot 10^4$	$(1.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	28 ± 24	6.3%	2.3
	$1.1 \cdot 10^{16}$	$4.6 \cdot 10^4$	$(1.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	174 ± 21	2.4%	2.6
	$2.2 \cdot 10^{16}$	$4.8 \cdot 10^4$	$(2.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	244 ± 17	0.3%	3.1
	$4.3 \cdot 10^{16}$	$2.3 \cdot 10^4$	$(0.8 \pm 0.9) \cdot 10^{-2}$	101 ± 65	69.2%	0.8
	$8.0 \cdot 10^{16}$	$9.2 \cdot 10^3$	$(0.4 \pm 1.5) \cdot 10^{-2}$	195 ± 208	96.3%	0.3
	$1.8 \cdot 10^{17}$	$3.6 \cdot 10^3$	$(1.7 \pm 2.4) \cdot 10^{-2}$	305 ± 79	77.1%	0.7
	$3.3 \cdot 10^{17}$	$1.5 \cdot 10^3$	$(3.4 \pm 3.6) \cdot 10^{-2}$	267 ± 61	64.8%	0.9
	$7.1 \cdot 10^{17}$	$5.0 \cdot 10^2$	$(3.5 \pm 6.3) \cdot 10^{-2}$	139 ± 104	85.8%	0.6
Adelaide [88], 35°S	$1.0 \cdot 10^{16}$	$1.2 \cdot 10^5$	$(8.4 \pm 4.0) \cdot 10^{-4}$	120 ± 28.5	12.0%	2.1
AGASA [102], 35°N	$3.2 \cdot 10^{17}$	$8.2 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	301	1.8%	-
	$1.0 \cdot 10^{18}$	$2.8 \cdot 10^4$	$3.6 \cdot 10^{-2}$	293	$1.3 \cdot 10^{-4}$	-
	$3.2 \cdot 10^{18}$	$4.1 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	268	28.5%	-
Haverah Park [59], 53.9°N	$9.4 \cdot 10^{16}$	$1.9 \cdot 10^4$	$(3.57 \pm 1.1) \cdot 10^{-2}$	261 ± 16.6	0.2%	3.2
	$1.9 \cdot 10^{17}$	$4.0 \cdot 10^4$	$(1.60 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$	228 ± 25.4	7.7%	2.3
	$3.8 \cdot 10^{17}$	$2.0 \cdot 10^4$	$(9.2 \pm 9.9) \cdot 10^{-3}$	307 ± 61.8	65.5%	0.9
	$7.5 \cdot 10^{17}$	$5.9 \cdot 10^3$	$(1.31 \pm 1.8) \cdot 10^{-2}$	22 ± 81.0	77.6%	0.7

^aMan beachte den systematischen Fehler.Tabelle 5.2: Ergebnisse verschiedener Experimente zur großräumigen Anisotropie. Die Fluktationswahrscheinlichkeit P_{fluk} ist mit Gleichung B.7 berechnet.

Neben den in Abbildung 5.12 eingezeichneten oberen Grenzen für die Amplitudenwerte ist die Feststellung, daß ein Messergebnis mit den Modellrechnungen bestätigt bzw. eingeschränkt werden könnten, mit derzeitigen Experimenten nicht erreichbar ist, eines der wesentlichen Resultate dieses Kapitels. Die Ergebnisse der Suche nach großräumiger Anisotropie scheint deshalb keine wesentliche Hilfe bei der Suche nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung zu sein.

Kapitel 6

Kleinräumige Anisotropie - Punktquellensuche

6.1 Analyse - Daten und Methoden

Die Suche nach Punktquellen basiert auf einem Vergleich der gemessenen Häufigkeitsverteilung der Ankunftsrichtungen der ausgedehnten Luftschauer mit einer isotropen Verteilung. Es werden zwei verschiedene Strategien zur Suche kleinräumiger Anisotropien (Punktquellen) angewendet. Die erste ist eine umfassende Untersuchung des gesamten sichtbaren Himmels von KASCADE, die zweite eine gezielte Analyse der Umgebungen von wichtigen Quellkandidaten. Damit besteht sowohl Sensitivität auf kleinräumige Anisotropie aus unerwarteten Richtungen wie auch die Möglichkeit, interessantere Bereiche, wie etwa die Richtungen der bekannten TeV- γ -Quellen genauer zu untersuchen. Grob skizziert besteht der erste Teil der Analyse aus folgenden Schritten:

1. Erstellung von sogenannten Datenkarten, in denen die Anzahl der Schauer abhängig von ihrer Richtung in Äquatorialkoordinaten eingetragen werden. Es werden jeweils Karten für unterschiedliche Schnitte in den Daten erstellt.
2. Bestimmung von Untergrundkarten. Der Untergrund ist die Verteilung der Schauerrichtungen, die aus der Annahme von Isotropie folgt.
3. Vergleich von Daten- mit Untergrundkarten durch Erstellung und Untersuchung von Signifikanzkarten. Hier werden die Abweichungen der Daten vom Untergrund eingezeichnet.
4. Analyse der Signifikanzen in Umgebungen von möglichen Quellregionen. Beispiele für solche Regionen sind die galaktische Scheibe, Supernovae, Pulsare, Röntgendoppelsterne oder von Tscherenkow-Teleskopen detektierte TeV- γ -Quellen.
5. Bestimmung von Flußobergrenzen für diese Quellkandidaten.

Dasselbe Schema gilt auch für die Untersuchung von kreisförmigen Umgebungen der wichtigsten Quellkandidaten, den TeV- γ -Quellen und den Supernovae-Überresten. Auch hier wird eine Untergrunderwartung mit der tatsächlich gemessenen Anzahl an Schauer in der Quellumgebung verglichen.

Die Analyse wird ausführlich für einen bestimmten Schnitt in den Daten vorgestellt. Eine detaillierte Übersicht zu den Ergebnissen aller verschiedener Datensätze findet sich in Kapitel 6.2.1 und tabelliert in den Anhäng C und D. Für die detaillierte Analyse wurde der Datensatz mit keinem Schnitt in der Elektronenzahl (äquivalent zu $\log_{10} N_e > 3.0$) ausgewählt.

In der gesamten Analyse werden grundsätzlich Äquatorialkoordinaten (siehe Anhang A.2) verwendet. Der sichtbare Bereich am Himmel ist für KASCADE auf Deklinationen von $\delta = 9^\circ$ bis $\delta = 89^\circ$ beschränkt. Dies folgt aus der geographischen Breite von KASCADE von 49° Nord und dem Schnitt auf Schauer mit Zenitwinkeln kleiner als $\Theta = 40^\circ$. Um ausreichend viele Schauer in jeder Zelle der Himmelskarten zur Verfügung zu haben, wird nur der Deklinationbereich $\delta = 15^\circ$ bis $\delta = 80^\circ$ betrachtet. Das galaktische Zentrum (Rektaszension $\alpha = 265.6^\circ \hat{=} 17 \text{ h } 42.4 \text{ min}$, Deklination $\delta = -28.9^\circ$) liegt leider nicht im Sichtfeld des KASCADE-Experimentes. Der Verlauf der galaktischen Ebene ist in allen im Folgenden gezeigten Karten als durchgehende Linie eingezeichnet.

Alle Analyseschritte und Suchalgorithmen sind mit künstlichen Testdatensätzen untersucht worden. Isotropie in den Ankunftsrichtungen sowie Punktquellen an unterschiedlichen Positionen und mit unterschiedlichen Quellstärken wurden simuliert und ausgewertet. Für die Generierung der Ereignisse in den Testdatensätzen wurden die gemessene Winkelverteilung (Abbildung 4.7 rechts), die gemessenen Zeitdifferenzverteilungen und die Rekonstruktionsgenauigkeiten (Abbildung 3.9) berücksichtigt.

6.1.1 Meßdaten

Im Folgenden wird ein Datensatz mit Ereignissen nach Anwendung der in Kapitel 4.4 beschriebenen Datenschnitte verwendet. Berücksichtigt werden etwa 1320 Tage Messung, die genaue Anzahl an Ereignissen, in Abhängigkeit vom jeweils angewandten Datenschnitt der Tabelle 6.3 entnommen werden.

Alle Schauerparameter sind der zweiten Rekonstruktionsstufe entnommen und nicht wie üblich der dritten. Die dritte Rekonstruktionsstufe verlangt eine erfolgreiche Rekonstruktion der Myonkomponente in Stufe zwei, bei einem Mißerfolg wird das entsprechende Ereignis verworfen. Alle myonarmen Ereignisse werden somit aus dem Datensatz entfernt und damit auch die in dieser Punktquellenanalyse interessanten γ -induzierten Schauer (siehe auch Kapitel 6.1.7). Die Genauigkeit der Schauerrichtungsrekonstruktion ist in den beiden Rekonstruktionsstufen praktisch identisch (Abbildung 3.9 rechts), Nachteile bezüglich der Genauigkeit der relevanten Schauerparameter gibt es durch dieses Vorgehen nicht.

6.1.2 Datenkarte

In der Datenkarte ist die Häufigkeit der rekonstruierten Ankunftsrichtungen der Luftschauer in Äquatorialkoordinaten eingetragen (Abbildung 6.1). Die Karte ist in Zellen unterteilt. Die Zellgröße der Karte ist so gewählt, daß jede Zelle den gleichen Raumwinkel umfaßt. Die Kanalbreite Δ_{DE} in der Deklination δ ist konstant. In Rektaszension nimmt mit zunehmender Deklination δ die Anzahl der Kanäle ab, die Kanalbreite skaliert mit $\Delta_{RA} = \Delta_{DE} \cdot \sec \delta$. Da die Anzahl der Kanäle in Rektaszension eine natürliche Zahl sein muß, schwankt der Raumwinkel pro Zelle geringfügig. Die Variationen bewegen sich jedoch im Bereich von 0.1% bezogen auf den Raumwinkel einer Zelle und können damit vernachlässigt werden. Die Zenitwinkelabhängigkeit der Rate (Gleichung 1.9) überträgt sich in eine Häufigkeitsverteilung der Schauer in Äquatorialkoordinaten mit einem Maximum bei Deklinationen von $\delta \approx 49^\circ$.

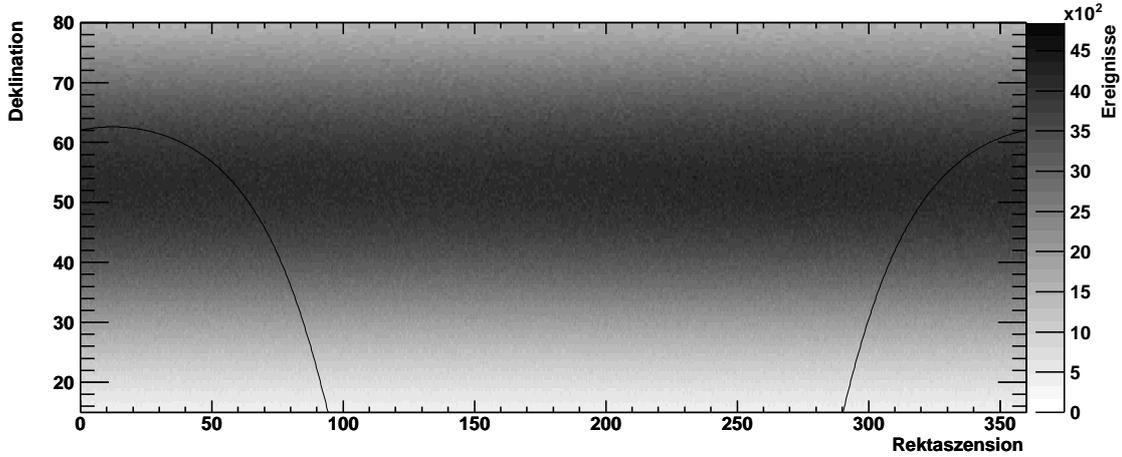


Abbildung 6.1: Verteilung der Ankunftsrichtungen in Äquatorialkoordinaten. Die Zellgröße umfaßt einen konstanten Raumwinkel und ist in diesem Bild $0.5^\circ \times 0.5^\circ \cdot \sec \delta$ (δ =Deklination). Die geschwungene durchgezogene Linie zeigt den Verlauf der galaktischen Ebene. Datenschnitt in dieser Karte: $\log_{10} N_e > 3.0$ (entspricht keinem Schnitt auf die Elektronzahl N_e).

Für ein Experiment mit einer kontinuierlichen Datennahme sind die Schauer in der Rektaszension gleichverteilt. Abbildung 6.1 zeigt, daß dies für KASCADE nicht der Fall ist. Die Häufigkeitsverteilung zeigt einen etwa sinusförmigen Verlauf mit einem Maximum bei $RA=280^\circ$. Dies ist noch deutlicher in Abbildung 6.4 zu erkennen. Die zeitliche Struktur der in Kapitel 4.2 (Abbildung 4.3) beschriebenen Unterbrechungen in der Datennahme und deren Auswirkungen auf die Verteilung der Schauer in Rektaszension (Abbildung 5.2) ergeben diese beobachteten Inhomogenitäten von etwa 1%.

6.1.3 Bestimmung des Untergrundes

Der Untergrund ist die Erwartung der Häufigkeitsverteilung der Ankunftsrichtungen der Schauer bei Annahme von Isotropie. Berücksichtigt werden muß der zeitliche Verlauf der Messung, Unterbrechungen in der Datennahme, Ausfälle von einzelnen Clustern im Detektorfeld (Kapitel 4.2) und atmosphärische Einflüsse (Kapitel 4.1). Vor allem der Luftdruck am Boden, in wesentlich geringerem Ausmaß auch die Bodentemperatur und die Struktur der horizontale Schichtung der Atmosphäre beeinflussen die Größe der Schauer und damit die Meßrate [152].

Die Schauer im Untergrunddatensatz sollten die gleichen Verteilungen in Azimut und Zenit wie die Daten aufweisen. Nach Alexandreas [12] kann die Anzahl der Untergrundereignisse N_b in einer Zelle in $RA + \Delta RA$ Rektaszension und $\delta + \Delta\delta$ Deklination beschrieben werden durch

$$N_b(\delta + \Delta\delta, RA + \Delta RA) = \int_{\Theta} \int_{\Phi} \int_t \epsilon(\delta + \Delta(\delta), Ra + \Delta(RA)) \cdot R(\Theta, \Phi, t) d\Theta d\Phi dt \quad (6.1)$$

$R(\Theta, \Phi, t)$ beschreibt dabei die zeitabhängige Untergrundrate pro Raumwinkelelement in Horizontkoordinaten (Θ, Φ) . Ob der Bereich $(\delta + \Delta\delta, RA + \Delta RA)$ zur Zeit der Messung sichtbar ist, wird durch die Größe ϵ beschrieben. ϵ hat nur zwei mögliche Werte, Null oder Eins.

Mehrere Techniken zur Untergrundbestimmung mit unterschiedlichen Vor- bzw. Nachteilen sind denkbar. Fast immer werden dabei die gemessenen Daten verwendet, gelegentlich auch Simulationsrechnungen.

Simulationsrechnungen

Diese z.B. in einer Analyse vom MAKET-ANI Experiment verwendete Methode [214] ist sehr schwierig durchzuführen, da viele nur ungenügend bekannte Zusammenhänge eingehen. Der Fluß der verschiedenen Primärteilchen, Meßunterbrechungen, die Handhabung von Ausfällen von Teilen des Detektorfeldes und deren Auswirkung auf Trigger- und Rekonstruktionseffizienz sowie die genauen Eigenschaften der Winkelrekonstruktion müssen bekannt sein. Desweiteren ist der Einfluß des Bodendruckes auf die Meßrate aufgrund der Abhängigkeit der hier eingehenden Absorptionslänge vom Zenitwinkel und der Schauergroße N_e [25] nur ungenau zu quantifizieren. Der systematische Fehler aufgrund der vielen Unbekannten läßt sich nur schwer abschätzen, statistische Fehler der Simulation sind nur durch die Rechenzeit begrenzt.

Mittelwertbildung in Rektaszension

Hierbei wird der Untergrund in einer Zelle der Himmelskarte durch den Mittelwert aller anderen Kanäle mit gleicher Deklination bestimmt. Durch die Verwendung von gemessenen Daten hat der Untergrund dieselbe Winkelverteilung wie die Ereignisse der Datenkarte. Die statistische Unsicherheit im Untergrund ist etwa um den Faktor $1/\sqrt{N_{Kanäle,RA}}$ kleiner als die in der Datenkarte. Diese Methode hat den Nachteil, daß sowohl abrupte wie auch allmähliche Änderungen in der Rate, die sich über den Jahresverlauf nicht herausmitteln, nicht berücksichtigt werden. Solche Ratenänderungen sind im verwendeten Datensatz vorhanden, sie verursachen die schon erwähnte Inhomogenität in der Datenkarte (Abbildung 6.1, Kapitel 5.1). Im Prinzip kann dieser Effekt durch Ignorieren der betroffenen Zellen minimiert werden. Dies führt aber zu einer Vergrößerung der Unsicherheit in der Untergrund-Schätzung.

Untergrund aus der unmittelbaren Umgebung

Der Untergrund wird in dieser Methode aus der unmittelbaren Umgebung der betrachteten Datenzelle bestimmt. Damit werden Einflüsse von zeitlichen Variationen in der Rate wesentlich verkleinert. Andererseits durchlaufen nicht alle Kanäle in dieser Umgebung den gleichen Weg am Himmel und verzerren dadurch den Untergrund. Sowohl der systematische Fehler wie auch die statistische Unsicherheit der Untergrund-Schätzung hängen von der Größe der Umgebung ab. Eine Abschätzung dieser Fehler mit Hilfe von Monte-Carlo Simulation findet sich in [12].

Mischmethode

Die Probleme der oben genannten Methoden haben ihren Ursprung in der Abhängigkeit der Meßrate vom Zenitwinkel der Schauer und der zeitlichen Variationen der Rate aufgrund von Änderungen in den Messbedingungen. Die Mischmethode ('shuffling technique') [48, 14] umgeht diese Probleme weitgehend. Sie basiert auf der Annahme, daß zwar die Meßrate mit der Meßzeit variiert, die Winkelverteilung in Horizontkoordinaten (Azimut, Zenit) aber zeitlich konstant bleibt. Die Gültigkeit bzw. die Grenzen dieser Annahme wurde im Abschnitt 4.3 mit den Abbildungen 4.6 und 4.8 gezeigt.

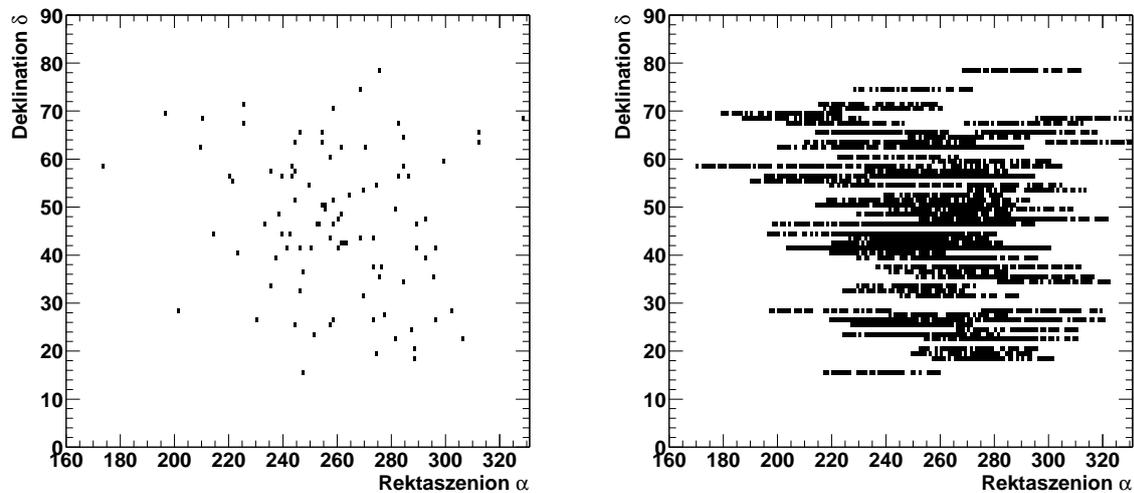


Abbildung 6.2: Erzeugung eines Untergrunddatensatzes mit der Mischmethode. Das Bild links zeigt 100 aus einer isotropen Verteilung gezogene Ereignisse in Äquatorialkoordinaten. Rechts ist ein mit diesen Ereignissen erzeugter Untergrund dargestellt. 50 'neue' Untergrunddatensätze wurden in diesem Beispiel mit der Mischmethode erzeugt.

Eine Schätzung des Untergrundes kann durch Verwendung der Zeiten (UT) und Richtungen aller gemessenen Ereignisse erzeugt werden. Jeder Ereigniszeit wird zufällig eine Ankunftsrichtung aus der gemessenen Winkelverteilung $W(\Theta, \Phi)$ in Horizontkoordinaten zugewiesen. Dies entspricht einer numerischen Integration von Gleichung 6.1. Da die Ereigniszeiten dem gemessenen Datensatz entstammen, sind alle Einflüsse auf die Meßrate im Untergrunddatensatz enthalten. Durch Wiederholung dieser Vorgehensweise und Erzeugung von vielen Untergrunddatensätzen kann die statistische Unsicherheit des Untergrundes beinahe beliebig verringert werden¹.

Die Untergrundkarte wird durch Konversion der Horizontkoordinaten der neu erstellten Ereignisse in Äquatorialkoordinaten gefüllt. Die Mischmethode nutzt damit die Zeitunabhängigkeit der Winkelverteilung in Horizontkoordinaten und die Zeitabhängigkeit der Transformation der Richtungen in Äquatorialkoordinaten aus.

Die neuen Ankunftsrichtungen können durch zwei verschiedene Vorgehensweisen bestimmt werden. In der ersten Methode werden diese durch zufällige Richtungen aus den histogrammierten Winkelverteilungen (z.B. Abbildung 4.7 rechts) generiert. In der zweiten Methode wird jedem Ereignis aus dem gemessenen Datensatz die Ankunftsrichtung eines anderen, nach dem Zufallsprinzip ausgewählten Ereignisses zugewiesen. Damit haben die neu generierten Datensätze exakt die gleiche Winkelverteilungen wie der gemessene Datensatz. Beide Verfahren sind weitgehend äquivalent. Im Folgenden wurde das zweite verwendet, daß den kleinen Vorteil hat, daß nicht nur die Gesamtwinkelverteilung des Untergrunddatensatzes identisch mit der des gemessenen Datensatzes ist, sondern auch jede einzelne Richtung unverändert Verwendung findet. Abbildung 6.2 zeigt an einem Beispiel von 100 Ereignissen die Wirkung der Mischmethode. Da Azimut Φ und Zenit Θ jeweils zusammen übernommen wer-

¹Einzige Begrenzung ist die Rechenzeit, die Erzeugung von einem über 50 Datensätze (Größe 12 GByte pro Datensatz) gemittelten Untergrund dauert etwa 3 Tage auf einem 1.8 GHz Linuxrechner.

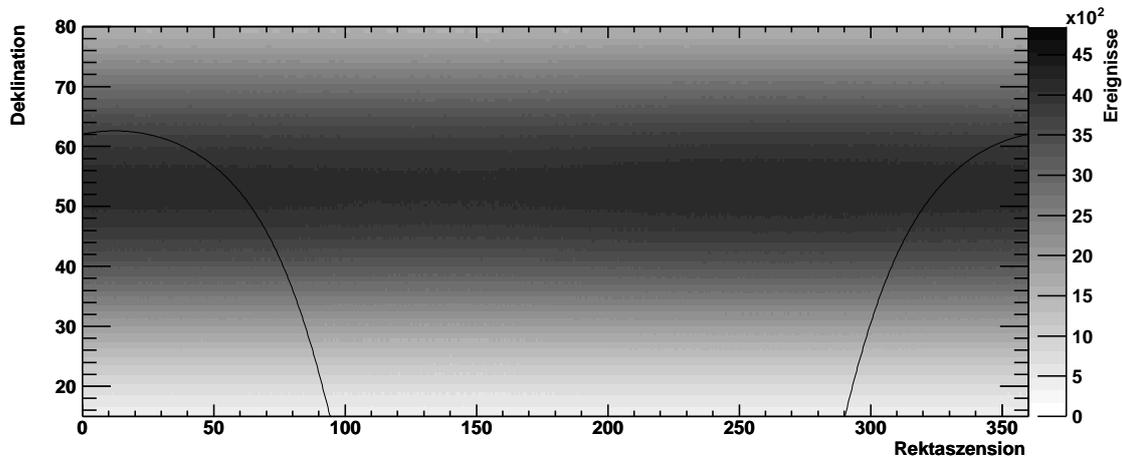


Abbildung 6.3: Untergrundkarte zur Datenkarte in Abbildung 6.1 erzeugt durch die Mischmethode. Die Karte stellt den Mittelwert aus 50 Untergrunddatensätzen dar. Die geschwungene durchgezogene Linie zeigt den Verlauf der galaktischen Ebene. Datenschnitt: $\log_{10} N_e > 3.0$, Kanalbreite 0.5° .

den, bewirkt das Verfahren eine Verteilung der Schauer in Rektaszension entsprechend der Zeit der ursprünglichen Ereignisse, die Deklination bleibt konstant. Insgesamt 5000 'neue' Ereignisse wurde durch 50malige Anwendung der Mischmethode erzeugt. Das Mittel aus diesen 50 'neuen' Datensätzen ist eine Schätzung der isotropen Untergrundverteilung.

Eine Variation dieser Vorgehensweise ist, jedem Ereignis den Azimut von irgendeinem Ereignis und den Zenit von einem anderen Ereignis zuzuweisen. Damit würde aber die vorhandene kleine Asymmetrie in der Winkelrekonstruktion im Azimut zu bestimmten Zeiträumen (4.3) nicht im Untergrunddatensatz vorhanden sein.

Da alle gemessenen Ereignisse zur Erzeugung des Untergrundes verwendet werden, also auch eventuell vorhandene Ereignisse aus Punktquellen, erhält man mit dieser Methode eine Überschätzung des wahren Untergrundes. Das führt zu einer Unterschätzung der Stärke eines möglichen Signals. Für Punktquellen ist das unerheblich, diffuse Quellen können aber unter Umständen nicht gefunden werden. Sofern in dem gemessenen Datensatz eine Dipolanisotropie (siehe Kapitel 5) vorhanden ist, wird diese auch in dem Untergrunddatensatz zu finden sein. Es ist damit nicht möglich, mit der Mischmethode großräumige Anisotropien zu finden.

Aufgrund der erläuterten Vorteile ist der Untergrund in der folgenden Analyse mit der Mischmethode bestimmt worden. Die Anzahl der erzeugten Untergrunddatensätze beträgt fünfzig, d.h. die statistische Unsicherheit in jeder Zelle der Untergrundkarte ist um einen Faktor $\sqrt{50}$ gegenüber der Datenkarte reduziert. Die Anzahl der Mischdurchgänge wird am Ende des nächsten Abschnittes nach Behandlung der Signifikanzberechnung nochmals motiviert.

Der zu den gemessenen Schauern in Abbildung 6.1 gehörende Untergrunddatensatz ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Im Vergleich der beiden Verteilungen sind die wesentlich kleineren statistischen Fluktuationen in der Untergrundkarte deutlich zu erkennen. Der in Abbildung 6.4 gezeigte Ausschnitt der beiden Karten für Deklinationen von $\delta = 48^\circ$ bis $\delta = 49^\circ$ unterstreicht dies nochmal. In dieser Abbildung ist auch zu sehen, daß die Untergrundverteilung die Asymmetrie in der Rektaszension nachzeichnet.

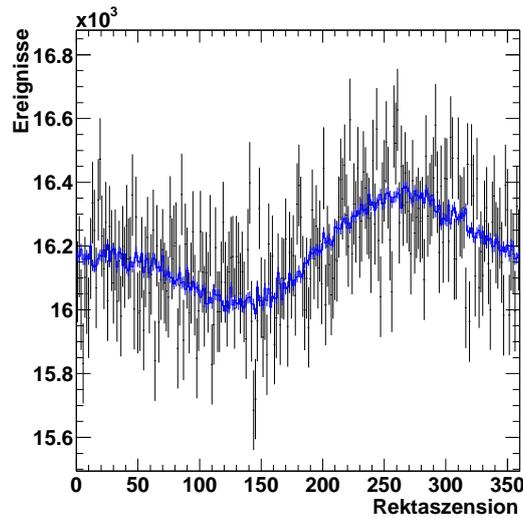


Abbildung 6.4: Ausschnitt aus der Datenkarte in Abbildung 6.1 und der Untergrundkarte in Abbildung 6.3. Dargestellt ist der Deklinationsbereich zwischen $\delta = 48^\circ$ und $\delta = 49^\circ$. Die durchgezogene Linie stellt den mit der Mischmethode erstellten über 50 Datensätze gemittelten Untergrund dar.

6.1.4 Signifikanzbestimmung

Kleinräumige Anisotropien werden durch Vergleich der Zellinhalte von Daten- und Untergrundkarte gesucht. Für jede Zelle wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, daß der Unterschied zwischen Daten und Untergrund eine statistische Fluktuation ist. Lokale Häufungen von großen Fluktuationen geben ebenso Hinweise auf Anisotropien wie eine Verformung der Verteilung der Wahrscheinlichkeiten aller Zellen gegenüber der theoretischen Erwartung einer angenommenen Isotropie.

Für die Suche nach Punktquellen finden sich in der Literatur zwei verschiedene Verfahren zur Bestimmung der Fluktuationswahrscheinlichkeiten. Für Untersuchungen mit vielen Einträgen (> 10) pro Zelle ist die Methode von Li und Ma [145] am besten geeignet, bei wenigen Einträgen wird die von Alexandreas [15] vorgeschlagene bevorzugt.

In dem zuletzt genannten Verfahren wird die Wahrscheinlichkeit für Fluktuationen in einer Datenzelle gegenüber der Untergrundzelle mit Poisson-Statistik bestimmt. Die Wahrscheinlichkeit N_s oder mehr Einträge in einer Datenzelle bei N_b Untergrundeignisse zu beobachten, berechnet sich mit:

$$P(\geq N_s, N_b, \alpha) = \sum_{n_s=N_s}^{\infty} \frac{\alpha^{n_s}}{(1+\alpha)^{N_b+n_s+1}} \frac{(N_b+n_s)!}{N_b! n_s!} \quad (6.2)$$

$1/\alpha$ ist die Anzahl der Untergrunddatensätze (hier immer $1/\alpha = 50$).

Für den Fall von Isotropie und keinen Punktquellen ist die Verteilungsfunktion der logarithmierten Wahrscheinlichkeiten $P(\geq N_s, N_b, \alpha)$ eine Gerade mit der Steigung -1. Anisotropie wäre am Vorhandensein von Einträgen außerhalb dieser theoretischen Verteilungsfunktion zu erkennen. Die Gerade erwartet man im mathematisch strengen Sinne nur für die Zellen, die die gleiche totale Meßzeit beinhalten. Da dies in der vorliegenden Analyse nicht der Fall ist,

wird die weiter unten beschriebene Methode von Li und Ma zur Signifikanzbestimmung vorgezogen. Für die beschriebenen Daten- und Untergrundsätze ist in Abbildung 6.6 rechts die Verteilung der nach Gleichung 6.2 berechneten Fluktuationswahrscheinlichkeit aller Zellen gezeigt. Die Verteilung entspricht trotz der erwähnten mathematischen Unsauberkeit der durch Isotropie begründeten Erwartung.

Die Methode von Li und Ma zur Berechnung von Signifikanzen ist ein Maximum-Likelihood-Quotienten Test. Die Unbekannte in der Suche nach Anisotropien mit den vorgestellten Himmelskarten ist die Anzahl der Quellereignisse $\langle N_s \rangle$. Die Nullhypothese, die hier getestet werden soll, ist: keine Punktquellen und alle gemessenen Ereignisse stammen aus einer isotropen Verteilung, d.h. $\langle N_s \rangle = 0$. Die Teststatistik λ berechnet sich mit der Nullhypothese E_0 und der alternativen Hypothese $E \neq E_0$:

$$\lambda = \frac{L(N_D, N_U|E_0)}{L(N_D, N_U|E)} \quad (6.3)$$

Die Anzahl der Ereignisse in einer Zelle der Datenkarte ist N_D , die in einer Zelle der Untergrundkarte N_U . Einem Theorem der Statistik [72, 229] folgend, verteilt sich die Teststatistik $-2 \ln \lambda$ asymptotisch gemäß der χ^2 -Verteilung mit einem Freiheitsgrad²:

$$-2 \ln \lambda \sim \chi^2(1) \quad (6.4)$$

Die Verteilung $\sqrt{\chi^2(1)}$ entspricht einer Normalverteilung mit Mittelwert Null und Breite Eins. Mit anderen Worten, ist die Nullhypothese $\langle N_s \rangle = 0$ wahr, verteilt sich die modifizierte Teststatistik $\sqrt{-2 \ln \lambda}$ gemäß einer Normalverteilung, die Signifikanz einer Beobachtung beträgt:

$$S = \sqrt{-2 \ln \lambda} \quad (6.5)$$

Im Detail berechnen sich die Maximum-Likelihood-Funktionen mit $\alpha^{-1} =$ Anzahl der Untergrunddatensätze und $N_X = N_U/\alpha$ nach:

$$\begin{aligned} L(N_D, N_U|E_0) &= P_r \left[N_D, N_U | \langle N_s \rangle = 0, \langle N_b \rangle = \frac{\alpha}{1 + \alpha} (N_D + N_X) \right] \\ &= P_r \left[N_D | \langle N_D \rangle = \frac{\alpha}{1 + \alpha} (N_D + N_X) \right] \\ &\times P_r \left[N_U | \langle N_U \rangle = \frac{1}{1 + \alpha} (N_D + N_X) \right] \\ &= \left\{ \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} (N_D + N_X) \right]^{N_D} / N_D! \right\} \exp \left[-\frac{\alpha}{1 + \alpha} (N_D + N_X) \right] \\ &\times \left\{ \left[\frac{1}{1 + \alpha} (N_D + N_X) \right]^{N_X} / N_X! \right\} \exp \left[-\frac{1}{1 + \alpha} (N_D + N_X) \right] \\ L(N_D, N_U|E) &= P_r(N_D, N_U | \langle N_s \rangle = N_D - N_U, \langle N_b \rangle = N_U) \\ &= P_r(N_D | \langle N_D \rangle = N_D) P_r(N_U | \langle N_U \rangle = N_U) \\ &= \frac{N_D^{N_D}}{N_D!} \exp(-N_D) \frac{N_X^{N_X}}{N_X!} \exp(-N_X) \end{aligned}$$

² Allgemein ist die asymptotische Verteilung der Teststatistik eine χ^2 -Verteilung mit r Freiheitsgraden, wobei r die Anzahl der unbekannt Parameter in der Nullhypothese ist. In diesem speziellen Fall ist $\langle N_s \rangle$ der einzige unbekannt Parameter.

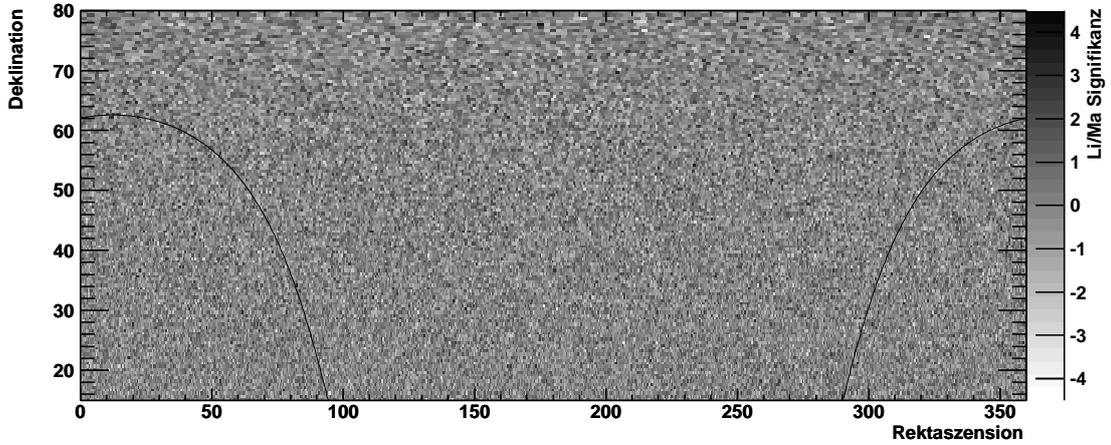


Abbildung 6.5: Verteilung der Signifikanzen für die Abweichung der Datenkarte in Abbildung 6.1 zur Untergrundkarte 6.3. Datenschnitt: $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° . Die Linie stellt den Verlauf der galaktischen Ebene dar.

Für die Signifikanz S eines beobachteten Signals gilt

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_D \ln \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} \left(\frac{N_D + N_X}{N_D} \right) \right] + N_X \ln \left[\frac{1}{1 + \alpha} \left(\frac{N_D + N_X}{N_X} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (6.6)$$

Aus den Daten- und Untergrundkarten (Abbildungen 6.1 und 6.3) lassen sich mit der oben beschriebenen Methode jetzt Signifikanzkarten erstellen. Abbildung 6.5 zeigt diese für den vorgestellten Datensatz in Äquatorialkoordinaten. In Abbildung 6.6 links ist die Verteilung der Signifikanzen der einzelnen Zellen sowie eine Anpassung mit einer Gaußfunktion $N(0, 1)$ dargestellt. Mittelwert und Breite der Gaußfunktion sind dabei fest, der einzige freie Parameter ist der Normalisierungsfaktor. Die Ergebnisse der Anpassung zeigen, daß die Verteilung der Gaußfunktion $N(0, 1)$ nahezu perfekt entspricht, es treten keine Signifikanzen auf, die größer sind als erwartet. Das reduzierte χ^2 der Anpassung beträgt 1.015, die daraus resultierende Wahrscheinlichkeit daß die Verteilung der Anpassungsfunktion entspricht beträgt 44%. Die Hypothese von keinen Quellen wird dadurch bestätigt, daß selbst Abweichungen in den Datenkanälen von mehr als vier Sigma vom Untergrund durch die große Anzahl der Kanäle erklärt werden können. Dies wird durch die Berechnung der Fluktuationswahrscheinlichkeiten nach Poisson (Gleichung 6.2) in Abbildung 6.6 unterstrichen, die angepaßten Exponentialfunktion entspricht der theoretischen Vorhersage. Es treten ebenfalls keine signifikant größeren Wahrscheinlichkeiten auf, als aus der Erwartung von Isotropie zu erwarten wären.

Die Suche nach Punktquellen erfolgt damit durch Untersuchung von Signifikanzkarten und Signifikanzverteilungen. Eine grobe Abschätzung der Sensitivität dieser Analyse kann aus Abbildung 6.6 gewonnen werden. Eine Punktquelle, die ein Signal von deutlich mehr als vier Sigma über der Erwartung erzeugt, ist in diesen Verteilungen nicht zu erkennen.

Die Aufteilung der Himmelskugel in rechteckige Zellen hat den Nachteil, daß Quellen, die genau auf einer Zellgrenze liegen, deutlich an Signifikanz verlieren. Die Analyse wird deshalb im Folgenden bei verschiedenen Einteilungen der Kanäle und verschiedenen Kanalbreiten durchgeführt. Desweiteren wird die unmittelbare Umgebung einer Auswahl an Quellkandi-

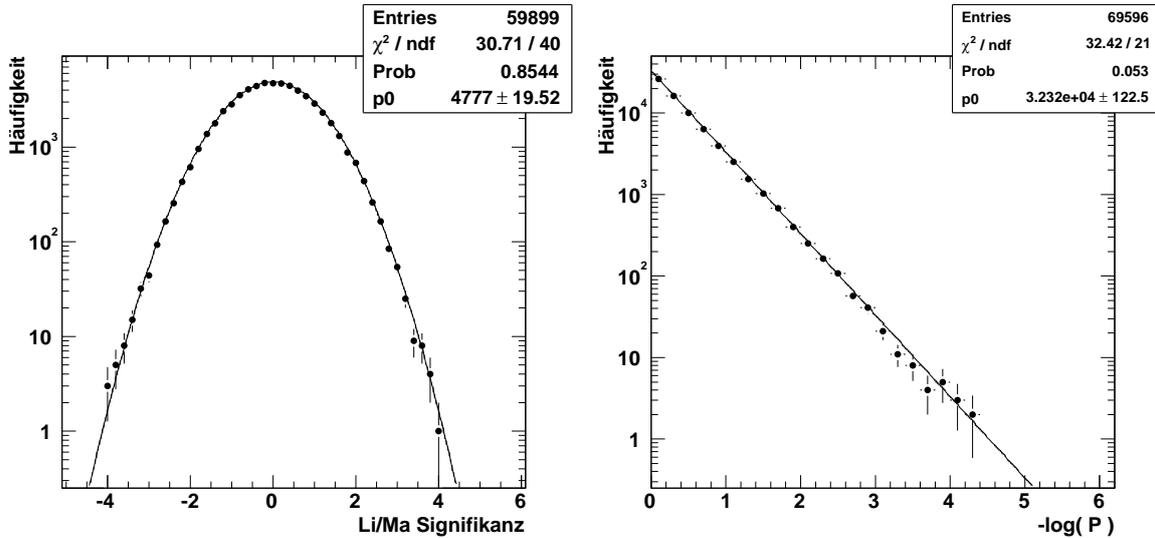


Abbildung 6.6: Verteilung der Signifikanzen berechnet nach der Methode von Li und Ma für Abbildung 6.5 (links) und Verteilung der Wahrscheinlichkeiten berechnet mit Gleichung 6.2 (rechts). Die durchgezogenen Linien stellen Anpassungen mit den aus der isotropen Erwartung folgenden Gaußverteilung (links) und Exponentialfunktion (rechts) dar. Datenschnitt: $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

daten durch in einer von den vorgestellten Himmelskarten unabhängigen Analyse genauer betrachtet (Abschnitt 6.1.8).

Die Anzahl der Mischvorgänge $1/\alpha$ ist im Folgenden immer fünfzig. Nach Gleichung 6.6 hängt die Signifikanz S eines beobachteten Signals auch von der Anzahl der Mischvorgänge ab. Abbildung 6.7 zeigt diese Abhängigkeit. Im linken Teil der Abbildung wurden verschiedene Ereigniszahlen angenommen. Die Differenz zwischen den Signalereignissen N_D und Untergrundereignissen N_U beträgt immer $3 \cdot \sqrt{N_U}$. Im rechten Teil der Abbildung wurde diese Differenz $N_D - N_U$ für eine sehr geringe Anzahl an Signalereignisse $N_D = 40$ bestimmt. Beide Abbildungen zeigen, daß die angenommene Anzahl an Mischvorgänge mehr als ausreichend ist. Ab etwa 25 Mischvorgänge sind alle Kurven praktisch konstant.

6.1.5 Idealer Suchradius

Bei gegebener Stärke einer Quelle hängt die Signifikanz von der Anzahl der Quell- und Untergrundereignisse in einer Zelle und damit von deren Größe ab. Die Signifikanz ist maximal bei einer bestimmten idealen Zellgröße, diese hängt vor allem von der Winkelauflösung des Detektorfeldes ab. Diese ideale Größe ist mit einer Simulationsrechnung in Abhängigkeit von der Winkelauflösung bestimmt worden. In diese Simulationen geht die Winkelauflösung in Form der Winkeldifferenzverteilungen aus Abbildung 3.8 ein. Da die Ausdehnungen der Quellen unbekannt sind, werden sie als punktförmig angenommen. Der Simulationsablauf verläuft in mehreren Schritten:

1. Simulation eines isotropen Untergrundes in einem $10^\circ \times 10^\circ$ Quadranten.
2. Simulation einer Quelle im Zentrum dieses Quadranten

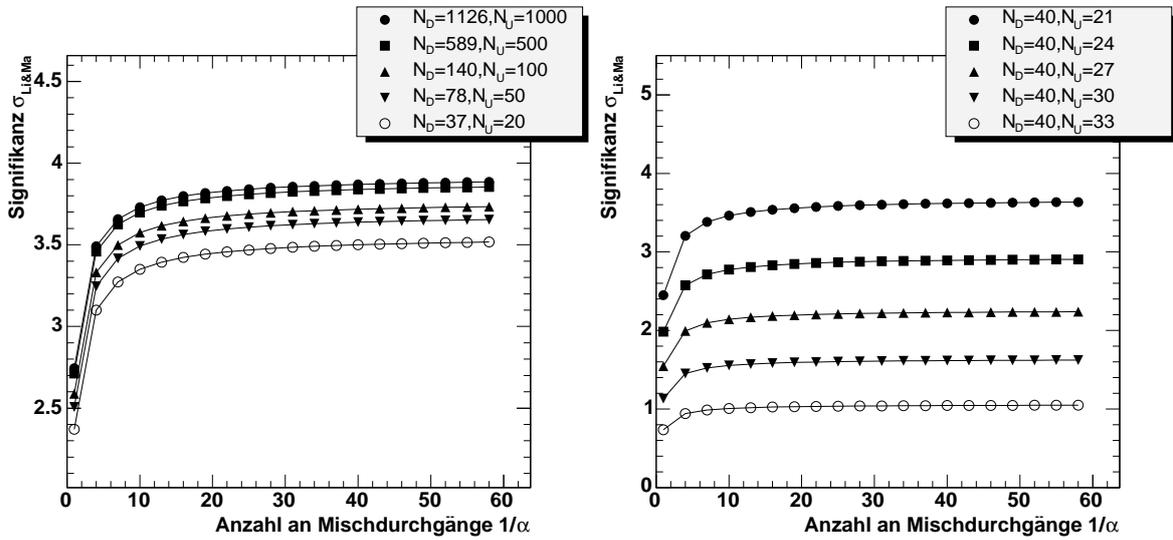


Abbildung 6.7: Abhängigkeit der nach Li und Ma berechneten Signifikanz (Gleichung 6.6) von der Anzahl der Mischdurchgänge. Links: $\sigma_{Li&Ma}$ für verschiedene Ereignisszahlen. Rechts: $\sigma_{Li&Ma}$ für verschiedene Anzahlen an Untergrundereignissen bei gleicher Anzahl an Signalerereignissen.

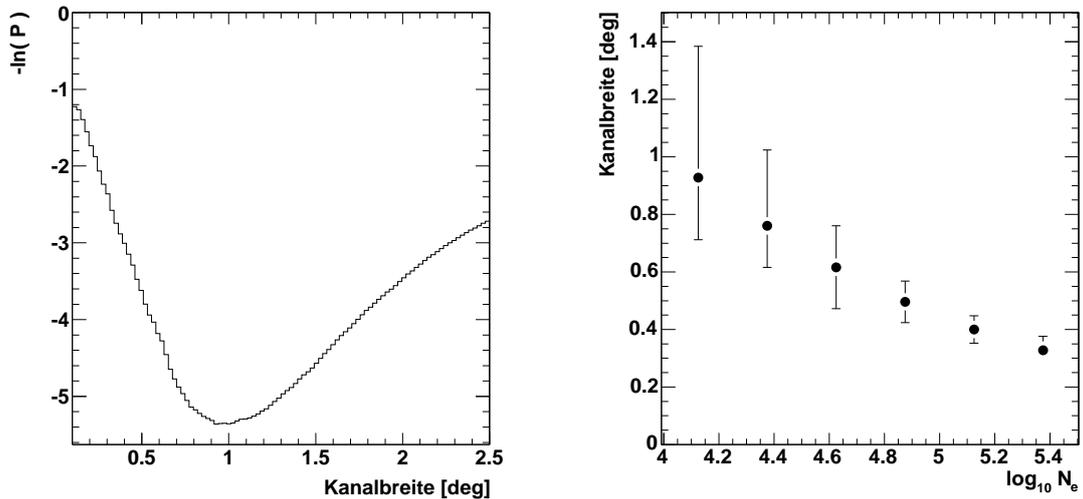


Abbildung 6.8: Fluktationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Zellgröße für Schauer mit $\log_{10} N_e \approx 4.125$ (links) und Abhängigkeit der idealen Zellgröße von der Schauergröße N_e und damit der Winkelauflösung. Die Fehlerbreiten geben die Breite der Verteilung an der Position $-\ln P_{min} + 0.5$ wieder.

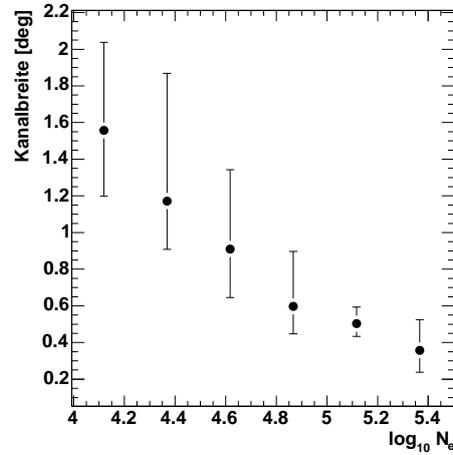


Abbildung 6.9: Ideale Zellbreite für gleichförmig über die Zelle verteilte Quellpositionen.

3. Signifikanzberechnung der Quelle für verschiedene Zellgrößen im Zentrum dieses Quadranten

Dieser Ablauf wurde fünfzig mal pro Zellgröße für verschiedene Ereigniszahlen in den Quellen und im Untergrund sowie für verschiedenen Winkelauflösungen wiederholt. Die Signifikanz einer Quelle berechnet sich jeweils mit Gleichung 6.2. Abbildung 6.8 links zeigt den Verlauf der Fluktuationswahrscheinlichkeit über der Zellbreite. Die Position des deutlichen Minimum ergibt die ideale Zellgröße.

In Abbildung 6.8 rechts ist die so bestimmte ideale Zellgröße gegen die Schauergröße, d.h. der Winkelauflösung aufgezeichnet. Die Beziehung Winkelauflösung gegen Schauergröße N_e kann Abbildung 3.9 entnommen werden. Die Fehlerbalken in den Abbildungen 6.8 rechts und der später beschriebenen Abbildung 6.9 entsprechen der Breite der Verteilungen an der Position $-\ln P_{min} + 0.5$. Das Ergebnis dieser Berechnung stimmt etwa mit dem von Alexandreas [15] angegebenen Wert von 1.58 mal der Winkelauflösung überein, wobei Alexandreas die ideale Größe für kreisförmige und nicht für quadratische Zellen berechnete. Aus diesen Simulationen folgt auch, daß

$$\epsilon = (67.6 \pm 0.5)\% \quad (6.7)$$

aller Quellereignisse in einer Zelle mit idealer Größe liegen.

Es ist zu beachten, daß all diese Ergebnisse nur für punktförmige innerhalb der Suchzelle zentrierte Quellen gelten. Für nicht zentrierte Quellen nimmt die Signifikanz ab, die ideale Zellgröße zu. Abbildung 6.9 zeigt die ideale Zellgröße für nichtzentrierte Quellen. Die Positionen der Quellen sind hier gleichförmig über der Zellgröße verteilt. Die ideale Zellgröße ist hier im Vergleich zur Annahme von zentrierten Quellen einen Faktor 1.5 bis 2 größer.

Denkbare Quellen sind möglicherweise auch nicht punktförmig sondern haben eine räumliche Ausdehnung. Diese Idealisierungen schränken die direkte Anwendung der vorgestellten Berechnungen ein. Die Resultate geben aber einen Anhaltspunkt welche Zellbreiten in etwa betrachtet werden sollten. In der Aufzählung der Resultate der Punktquellensuche in Kapitel 6.2.1 werden Analysen mit verschiedenen Zellbreiten vorgestellt.

6.1.6 Bestimmung von oberen Flußgrenzen

Obere Grenzen für den integralen Fluß $F_{Lim>(> E_0)$ für Schauer mit Energien größer als E_0 werden mit einer in der Hochenergie-Astrophysik üblichen Rechnung bestimmt [10, 14, 15, 126, 173]:

$$F_{Lim>(> E_0) = \frac{N_{Lim}}{N_U} \frac{f_U(> E_0) \Delta\Omega}{\epsilon} \quad (6.8)$$

Die Funktion $f_U(> E_0)$ bezeichnet den Untergrundfluß [$\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$], $\Delta\Omega$ die Größe des betrachteten Raumwinkelements, ϵ ist der Anteil der Quellereignisse, die in die Suchzelle fallen (Gleichung 6.7), und N_U ist die Anzahl der Ereignisse in der Untergrundzelle. Hier wird angenommen, daß das Spektrum der Quelle den gleichen spektralen Index wie das Untergrundspektrum hat. Weiterhin sind die mit Gleichung 6.8 berechneten Flußlimits nur für Quellpositionen im Zentrum der betrachteten Zelle der Karten exakt richtig. Nur dann gilt der in Gleichung 6.7 angegebene Wert $\epsilon = 67.6\%$. Für nichtzentrierte Quellen variiert der Wert von ϵ je nach Lage der Quellposition in der Zelle. Die berechneten Flußgrenzen können dadurch im ungünstigsten Fall etwa 30% zu niedrig sein. Dies gilt vor allem für die Berechnung der Flußgrenzen aus den Einträgen in den Datenkarten. Für die entsprechende Berechnung im Falle der expliziten Betrachtung von Quellumgebungen (Abschnitt 6.1.8) gilt Gleichung 6.8 exakt unter Annahme von nicht existenten systematischen Fehlern in der Winkelrekonstruktion und genauer Kenntnis der Quellpositionen.

Das obere Limit der Quellereignisse N_{Lim} in der betrachteten Datenzelle berechnet sich mit Poisson-Statistik nach Helene [106]. Die Wahrscheinlichkeit P eine Anzahl von Quellereignissen a weniger als N_{Lim} zu erhalten ist:

$$P = 1 - \int_{N_{Lim}}^{\infty} g(a) da \quad (6.9)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte $g(a)$ ist gegeben durch:

$$g(a) \cong N_2 \frac{\exp(-(a - \bar{a})^2/2D)}{\sqrt{2\pi D}} \quad (6.10)$$

D bezeichnet dabei die Anzahl der Ereignisse in einer Zelle der Datenkarte, \bar{a} ist die Differenz zwischen der Anzahl der Ereignisse in einer Zelle der Datenkarte und der Untergrundkarte U : $\bar{a} = D - U$. N_2 ist eine Normalisierungskonstante. Die Wahrscheinlichkeit läßt sich durch eine Gaussche Fehlerfunktionen mit $\sigma = \sqrt{D + \sigma_U^2}$ berechnen:

$$\begin{aligned} I(z) &= \frac{1}{2\pi} \int_z^{\infty} \exp(-x^2/2) dx \\ P &= 1 - I\left[\frac{A - \bar{a}}{\sigma}\right] / I\left[\frac{-\bar{a}}{\sigma}\right] \end{aligned} \quad (6.11)$$

Abbildung 6.10 zeigt den Verlauf von N_{Lim} für ein Vertrauen von 90% für verschieden großen Untergrund und zwei verschiedene Quellstärken. Für eine typische Anzahl von Untergrundereignissen pro Zelle $N_U = 5000$ und eine Quelle mit einem Fluß im Prozentbereich des Untergrundes ist das 90%ige obere Limit also etwa fünfmal größer als die wahre Anzahl der Quellereignisse.

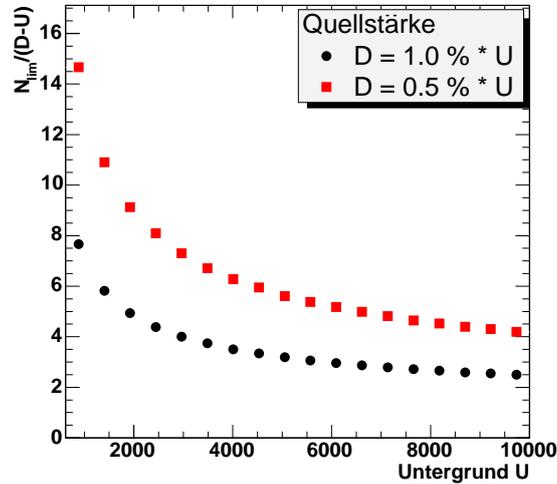


Abbildung 6.10: Oberes Limit N_{Lim} in Quellereignissen für eine Fluktuationswahrscheinlichkeit von 10% in Abhängigkeit von der Anzahl der Untergrundereignisse.

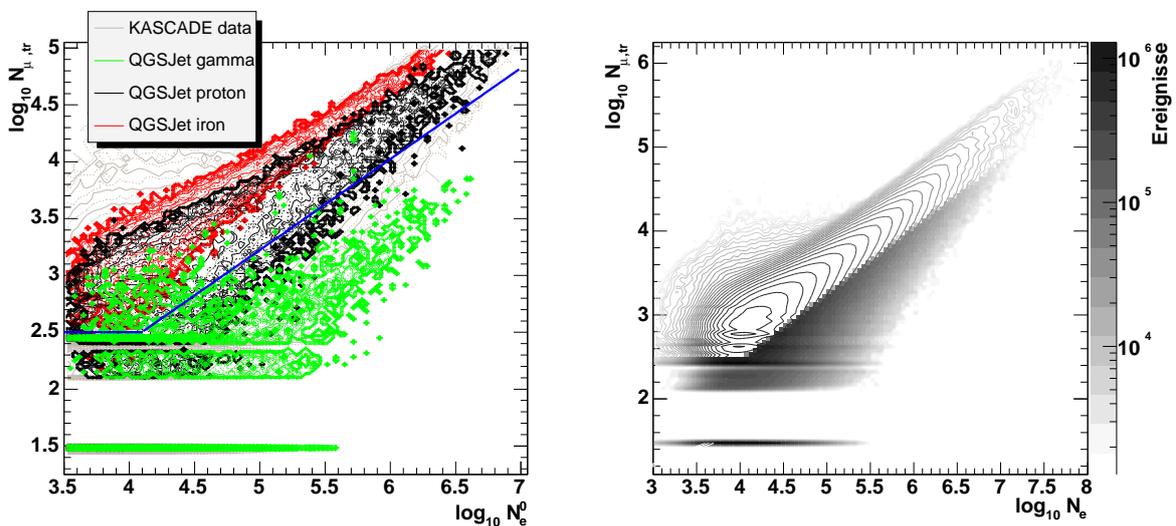


Abbildung 6.11: $\log_{10} N_e^0 - \log_{10} N_{\mu,tr}$ -Häufigkeitsverteilung für simulierte Schauer (links) und Meßdaten (rechts). Im rechten Bild ist der Schnitt zur Anreicherung von gamma-induzierten Schauer durch das gefüllte Histogramm angedeutet. N_e^0 ist die mit Gleichung 1.9 auf einen Zenitwinkel von 0° korrigierte Elektronenzahl N_e . Luftschauer, für welche die Rekonstruktion $N_{\mu,tr} = 0$ ergab, sind bei $\log_{10} N_{\mu,tr} \approx 30$ eingetragen.

6.1.7 Gamma-Anreicherung

Aufgrund der Ablenkung der geladenen Komponente der kosmischen Strahlung durch interstellare Magnetfelder ist zu erwarten, daß Punktquellen nur durch neutrale Teilchen sichtbar werden. Die Sensitivität auf γ -induzierte Schauer kann durch Unterdrückung von hadroninduzierten Schauern erhöht werden. Der Hauptunterschied zwischen diesen Schauern ist die Anzahl der Myonen. γ -induzierte Schauer entwickeln sich in der Atmosphäre überwiegend durch Elektron-Positron Paarbildung und Bremsstrahlung. Die Myonproduktion ist unterdrückt, nur Myonpaarbildung und Photo-Pionproduktion spielen eine erwähnenswerte Rolle. Für den Wirkungsquerschnitt von Myonpaarbildung gilt in dem betrachteten Energiebereich $\sigma_{\mu^+\mu^-} = m_e^2/m_\mu^2 \cdot \sigma_{e^+e^-}$, er ist also um einen Faktor 40000 kleiner als derjenige der Elektron-Positron Paarbildung. γ -induzierte Schauer zeichnen sich durch eine im Verhältnis zur Elektronenzahl sehr kleine Myonenzahl aus.

Die Vorgehensweise der Unterdrückung von hadroninduzierten Schauern ähnelt der der Anreicherung von Schauer mit schweren bzw. leichten Primärteilchen über das Verhältnis der logarithmierten Myon- zu Elektronenzahl (Kapitel 5.2.1). Abbildung 6.11 zeigt die $\log_{10} N_e^0$ - $\log_{10} N_{\mu,tr}$ -Häufigkeitsverteilungen für rekonstruierte simulierte Proton-, Eisen- und γ -induzierte Schauer. Grau unterlegt ist die entsprechende Häufigkeitsverteilung für Meßdaten zu erkennen. Sowohl für Simulationen wie auch für Meßdaten sind Rekonstruktionsergebnisse der Rekonstruktionsstufe 2 abgebildet. Die Elektronenzahlen sind mit Gleichung 1.9 (Abschwächlänge $\lambda_{N_e} = 175 \text{ g/cm}^2$) auf einen Zenitwinkel von 0° korrigiert. Details zu den Simulationen können der Tabelle 2.2 entnommen werden. Zu beachten ist, daß γ -induzierte Schauer nur bis zu Energien von 10 PeV simuliert wurden. Die Abbildung zeigt deutlich die Myonarmut der γ -induzierte Schauer. Hadron-induzierte Schauer können durch folgenden Schnitt unterdrückt werden:

$$\log_{10} N_{\mu,tr} < a \quad \text{oder} \quad \log_{10} N_{\mu,tr} < b + c \cdot \log_{10} N_e^0 \quad (6.12)$$

Für die Punktquellensuche wurden für die Koeffizienten a, b und c mit Hilfe von Abbildung 6.11 folgende Werte ausgewählt:

$$a = 2.5, \quad b = -0.776, \quad c = 0.8 \quad (\text{Hadron} - \text{Unterdrückungsfaktor } 3.5) \quad (6.13)$$

$$(6.14)$$

Der Schnitt ist in Abbildung 6.11 durch die durchgezogenen Linien angedeutet. Die aus der Anwendung der Gleichung 6.12 folgenden Ereigniszahlen können Tabelle 6.3 entnommen werden.

6.1.8 Umgebungen der wichtigsten Querkandidaten

Aufgrund der Unterteilung des Himmels in rechteckige Zellen ist es unvermeidbar, daß die Positionen einiger zu untersuchenden Querkandidaten an oder auf den Rand von Zellen fallen und damit Sensitivität verloren geht. Die im Folgenden beschriebenen Querkandidaten werden deshalb mit einer von den vorgestellten Himmelskarten unabhängigen Analyse genauer untersucht. Äquivalent zu der beschriebenen Erstellung der Himmelskarten werden kreisförmige Umgebungen um die jeweiligen Positionen der Querkandidaten genauer untersucht, d.h. die Anzahl der Schauer aus dieser Richtung, eine mit der Mischmethode bestimmte Untergrundverteilung sowie die Signifikanzen und oberen Flußgrenzen bestimmt. Der Radius der Umgebungen wird durch die in Kapitel 6.1.5 bestimmten idealen Zellgrößen (Abbildung 6.8 rechts) auf 0.5° festgesetzt.

Name	Gesamtzahl der Objekte im Katalog	Sichtbare Objekte	Katalog- Referenz
Supernovae	231	52	[92]
Pulsare	706	80	[213]
Röntgendoppelsterne mit großer Masse (HMX)	130	28	[148]
Röntgendoppelsterne mit kleiner Masse (LMX)	150	14	[149]
EGRET Quellen ($E_\gamma > 100$ MeV)	271	88	[100]
TeV γ -Quellen	17	9	[132]

Tabelle 6.1: Übersicht über die betrachteten Quellkandidaten.

6.2 Untersuchung der Signifikanzkarten und Quellumgebungen

Nach diesen Vorbereitungen können nun die Signifikanzkarten in mehreren Schritten genauer analysiert werden. Der gesamte Ablauf ist identisch für alle verwendeten Datensätze.

1. Visuelle Untersuchung der Signifikanzkarten nach auffälligen Verteilungen von Signifikanzen.
2. Untersuchung der Gesamtverteilung der Signifikanzen (z.B. Abbildung 6.6). Die Verteilung sollte bei Isotropie einer Gaußverteilung $N(0, 1)$ entsprechen. Ausreißer mit hohen Signifikanzen geben Hinweise auf eventuell vorhandene Punktquellen.
3. Untersuchung der Umgebung der 20 höchsten Signifikanzen in den Signifikanzkarten. Die Verteilung aller Signifikanzen in einer Karte (z.B. Abbildung 6.6) zeigt, daß Werte von mehr als vier Sigma bei dieser Anzahl an Zellen pro Karte mit der isotropen Erwartung verträglich sind. Aus der Gesamtverteilung aller Signifikanzen kann jedoch nicht entnommen werden, ob im Bereich dieser großen Signifikanzen mehrere nebeneinander liegende Zellen Überschüsse anzeigen. Die Umgebungen der jeweils 20 höchsten Signifikanzen werden deshalb genauer untersucht.
4. Untersuchung der Umgebungen von Punktquellenkandidaten mit Hilfe der Himmelskarten. Die hier betrachteten Quellkandidaten sind Supernova-Überreste, Pulsare und Röntgendoppelsterne. Die Auswahl der Kandidatenklassen orientiert sich an den in Kapitel 1.3.1 und 1.3.2 vorgestellten Modellen. Die Koordinaten der verschiedenen Objekte der einzelnen Klassen finden sich in verschiedenen astronomischen Katalogen. Hier wurden die Kataloge von Green [92] (Supernovae), Liu et al. [149, 149] (HMX und LMX) und Taylor et al. [213] (Pulsare) verwendet. Eine Übersicht über die Kataloge, Anzahl der für KASCADE sichtbaren Quellen sowie deren Verteilung am Himmel in Äquatorialkoordinaten ergibt sich aus Tabelle 6.1 und Abbildung 6.12.

Zusätzlich zu oben genannten Katalogen finden noch zwei Kataloge nieder- und hochenergetischer γ -Strahlungsquellen Verwendung. Der dritte EGRET-Katalog [100] enthält

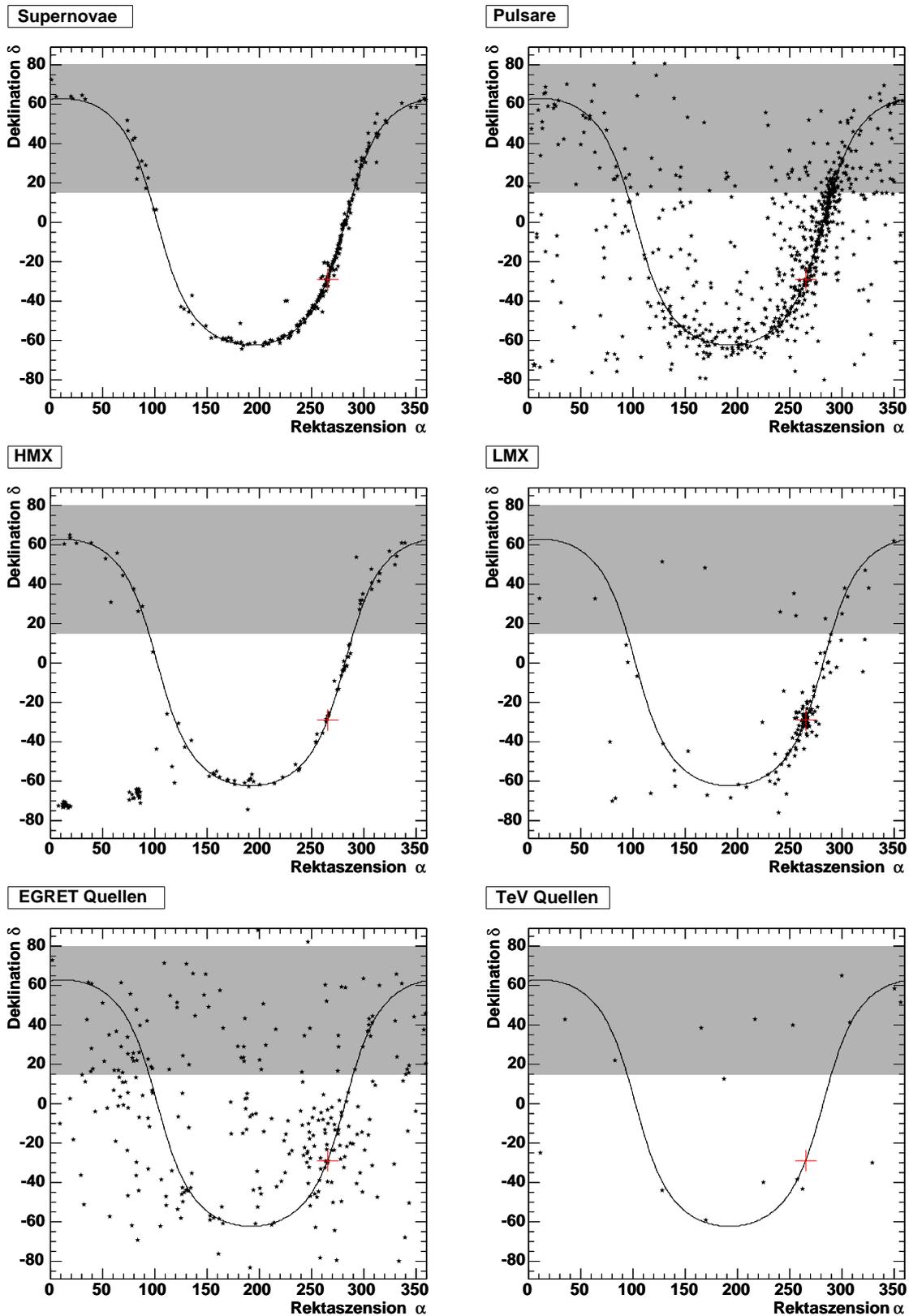


Abbildung 6.12: Verteilung der Quellkandidaten in Äquatorialkoordinaten. Die grau unterlegte Fläche gibt den mit dieser Analyse beobachteten Bereich an. Die durchgezogene Linie ist der Verlauf der galaktischen Ebene. Die Position des galaktische Zentrum ist jeweils durch ein Kreuz angedeutet.

Name (Katalogname)	Typ	Rekt. α (B1950)	Dek. δ (B1950)	Abstand	Signifikanz	Ref.
galaktische Quellen				[kpc]		
<i>Crab (G184.6-05.8)</i>	SNR	82.8	21.9	2	bestätigt	[225]
Vela (G263.9-03.3)	SNR	128.0	-43.9	0.25-0.3	bestätigt	[230]
SN1006 (G327.6+14.6)	SNR	224.9	-39.8	2.18	bestätigt	[212]
<i>Cassiopeia A (G111.7-02.1)</i>	SNR	350.2	58.5	3.4	4.9 σ	[185, 7]
PSR B1706-44	SNR	262.3	-43.2	1.8-3.2	bestätigt	[130]
Cen X-3	HMX	169.8	-59.1	8	6.5 σ	[50]
<i>TeV J2032+4130</i>	?	307.6	41.3	1.7(?)	7 σ	[9, 196]
RXJ1713.7-3946	SNR	258.0	-39.5	6	5.6 σ	[164]
extragalaktische Quellen				[Mpc]		
<i>MRK 421</i>	Blazar	165.4	38.4	130	bestätigt	[186]
<i>MRK 501</i>	Blazar	253.0	39.8	135	bestätigt	[187]
<i>1ES2344+514</i>	Blazar	356.1	51.4	180	3.7 σ	[49]
PKS 2155-304	Blazar	328.9	-30.0	460	bestätigt	[51]
<i>1ES1959+650</i>	Blazar	299.8	65.0	190	bestätigt	[119]
<i>3C66A</i>	Blazar	34.8	42.8	1800	5.0 σ	[169]
<i>1H 1426+428</i>	Blazar	216.6	42.8	516	bestätigt	[113]
M87	Radio-Gal.	187.1	12.67	16	4.1 σ	[91]
NGC 253	Starburst	11.3	-25.6	2.5	11.1 σ	[116]

Tabelle 6.2: Der aktuelle Katalog von TeV- γ -Quellen (Sommer 2003). Quellen im Sichtfeld von KASCADE sind kursiv gedruckt.

Quellen für Energien $E_\gamma > 100$ MeV. Etwa 170 der insgesamt 271 Quellen in diesem Katalog gelten als nicht identifiziert, d.h. es konnte kein Objekt in einem anderen Wellenlängenbereich mit dieser Position gefunden werden. 74 dieser 170 sind dabei nicht mehr als 10° von der galaktischen Ebene entfernt. Die bekannten Objekte des EGRET Kataloges umfassen vor allem Pulsare und Aktive Galaktische Kerne. Zu beachten ist, daß EGRET mit $\sim 1^\circ$ eine relativ große Unsicherheit in der Bestimmung der Positionen angibt. Deshalb wurden die EGRET-Quellen nur mit Hilfe der Datenkarten untersucht. Eine genaue Untersuchung der unmittelbaren Umgebung der Quellen wurde nicht durchgeführt. Die Objekte aus dem aktuellen TeV- γ -Katalog (Sommer 2003) sind in Tabelle 6.2 im Detail aufgelistet. Es sind vor allem Supernova-Überreste und Aktive Galaktische Kerne, ein Pulsar, ein Röntgendoppelstern sowie eine noch nicht identifizierte Quelle (TeV J2032+4130). Quellen gelten als bestätigt, wenn sie von mindestens zwei unabhängigen Experimenten mit einer Signifikanz von mehr als 5σ beobachtet wurden. Die nächstgelegene TeV-Quelle ist der Supernovaüberrest Vela mit einer Entfernung von ca. 250 pc. Diese Entfernung ist etwa ein bis zwei Größenordnungen weiter, als der Gyroradius der meisten Primärteilchen der mit KASCADE gemessenen Luftschauer (siehe Abbildung 1.1).

Die Positionen der meisten Objekte am Himmel häufen sich im Bereich der galaktischen Scheibe (siehe Abbildung 6.12), viele befinden sich im Bereich des galaktischen Zentrums ($\delta = -28.9^\circ$, $\alpha = 265.6^\circ$). Deshalb wurden die Signifikanzen für Zellen in einem Band um die galaktische Scheibe genauer untersucht. Die Breite des betrachteten Bandes wird als dreifache Kanalbreite (d.h. 1.5° bzw. 6°) gewählt. Zur Untersuchung der einzelnen Quellkandidaten aus den verschiedenen Katalogen wurden, wie oben erläutert, zwei Methoden angewandt. In der ersten Methode, die die Signifikanzkarten verwendet, werden jeweils die Zellen der Karten, die in einer kreisförmigen Umgebung mit einem Radius von ebenfalls der dreifachen Kanalbreite (d.h. 1.5° bzw. 6°) genauer betrachtet. Die maximale Signifikanz innerhalb dieser Umgebung und nicht die Signifikanz an der genauen Position wird diesem Quellkandidaten zugeschrieben. Auch die Berechnung der oberen Flußgrenzen beziehen sich auf diesen maximalen Signifikanzwert. Mit diesem konservativen Vorgehen ist sichergestellt, daß ein Kandidat aufgrund eines unbekannt systematischen Fehlers in der Richtungsrekonstruktion bzw. einer ungenauen Kenntnis der Position nicht untersucht werden würde. In der zweiten Analyse wurde eine Untersuchung der Signifikanzen und Flüße an der Position der Quellkandidaten durch die in Abschnitt 6.1.8 vorgestellten Umgebungen durchgeführt. Die Umgebungen von Quellkandidaten mit auffällig hohen Signifikanzen in beiden Analysen werden nochmals genauer untersucht.

5. Untersuchung von Signifikanzkarten mit anderer Definition der Zellgrenzen. Die Aufteilung des Himmels in Zellen bewirkt, daß mögliche Quellen mit Positionen auf dem Rand einer Zelle wesentlich schlechter detektiert werden können. Die gesamte Analyse wurde darum mit einer um eine halbe Kanalbreite in Rektaszension (bei $\delta = 50^\circ$) und Deklination verschobenen Zelldefinition wiederholt.

Schnitt	Kanal- breite	Such- radius	Ereignisse	Verweise	laufende Nummer
$\log_{10} N_e > 3.0$	0.5°	1.5°	154978856	Abb. 6.14, 6.15, 6.16 Anhang C.1	1
mit verschobenem Kartengitter				Anhang C.2	2
$\log_{10} N_e > 3.0$	2.0°	6.0°	154978856	Anhang C.3	3
$\log_{10} N_e > 5.5$	2.0°	6.0°	382170	Anhang C.4	4
Hadronunterdrückung $a = 2.5, b = -0.776, c = 0.8,$					
$\log_{10} N_e > 3.0$	0.5°	1.5°	44526213	Anhang C.5	5
mit verschobenem Kartengitter				Anhang C.6	6
Hadronunterdrückung $a = 2.5, b = -0.776, c = 0.8,$					
$\log_{10} N_e > 3.0$	2.0°	6.0°	44526213	Anhang C.7	7

Tabelle 6.3: Überblick über die verschiedenen Datensätze. Suchradius bezeichnet die Größe der Umgebung, in der einzelne Zellen der Himmelskarten untersucht werden.

6.2.1 Ergebnisse für verschiedene Datenschnitte

Der gesamte im letzten Abschnitt beschriebene Ablauf (Punkte 1-5) ist auf verschiedene Datensätze angewendet worden. Die Tabellen 6.3 und 6.4 geben einen Überblick über deren Merkmale und die entsprechenden Abbildungen und Tabellen. In der Spalte Suchradius ist die Größe der betrachteten Umgebung in den Himmelskarten um den jeweiligen Quellkandidaten aus den verschiedenen Katalogen angegeben. Dies ist gleichzeitig die halbe Breite des Bandes um die galaktische Ebene, das intensiver nach Punktquellen untersucht werden soll. Um auf unterschiedliche Quellausdehnungen sensitiv zu sein, wurden die Untersuchungen für jeden Datensatz für zwei verschiedenen Zellgrößen durchgeführt (0.5° und 2°). Weiterhin wurden auch jeweils Datensätze mit größeren Schauern, d.h. mit $\log_{10} N_e > 5.5$ betrachtet. In den unausgefüllten Bereichen mancher Signifikanzkarten (z.B. am unteren Rand von Abbildung C.5 oben) ist die Anzahl der Ereignisse pro Zelle kleiner als 10. Für solch kleine Zahlen ist die Signifikanzberechnung nach Li und Ma nicht ausgelegt, diese wenigen Zellen wurden ignoriert.

Für die Analyse, in der die Quellkandidaten direkt untersucht werden wird in Tabelle 6.4 die Größe der betrachteten Umgebung (Radius) angegeben. Dieser Suchradius orientiert sich an der in Kapitel 6.1.5 bestimmten idealen Ausdehnung der zu untersuchenden Umgebung.

Die folgenden Bewertungen beziehen sich auf die Ergebnisse der Abbildungen auf den Seiten 105 bis 109 sowie auf die Tabellen und Abbildungen in den Anhängen C und D. Die Abbildungen und Tabellen sind nach dem durchgeführten Schnitt in den Daten sortiert.

Signifikanzkarten In keiner der 10 Signifikanzkarten und den zugehörigen Verteilungen der Signifikanzen pro Zelle sind Hinweise auf Punktquellen zu finden. Die Anpassungen mit Gaußfunktionen $N(0,1)$ an die Signifikanzverteilungen stimmen immer mit hoher Wahrscheinlichkeit mit der Erwartung $N(0,1)$ überein. Für den Datenschnitt $\log_{10} N_e > 3.$ und Kanalbreite 0.5° sind die Umgebungen der sechs größten Maxima in Abbildung 6.15 dargestellt. Es sind keine Anhäufungen von größeren Signifikanzen um die Position des jeweiligen Maximums erkennbar. Die in der letzten Spalte der Tabellen in Anhang

Schnitt	Suchradius	Ereignisse	Verweise	laufende Nummer
$\log_{10} N_e > 3.0$	0.5°	154978856	Tab. 6.5	A
Hadronunterdrückung $a = 2.5, b = -0.776, c = 0.8,$ $\log_{10} N_e > 3.0$	0.5°	44526213	Tab. 6.5 Anhang D	B

Tabelle 6.4: Überblick über die verschiedenen Datensätze der dedizierten Untersuchung der Umgebungen der Punktquellenkandidaten.

C verzeichneten Wahrscheinlichkeiten P_N , daß die Signifikanzen in den Umgebungen der Maxima einer $N(0, 1)$ -Verteilung entsprechen, sind immer größer als 50%.

Galaktische Ebene Die Verteilung der Signifikanzen in einem Band um die galaktische Ebene geben keinerlei Hinweise auf eventuell dort vorhandene Punktquellen. Bei keinem Datenschnitt gibt es Signifikanzen außerhalb der erwarteten Verteilung.

Green Supernovae-Katalog Alle aus den Signifikanzkarten bestimmten Verteilungen der Supernova-Umgebungen stimmen mit hoher Wahrscheinlichkeit mit $N(0, 1)$ -Verteilungen überein. Die zwei höchsten Signifikanzen in Umgebungen von Supernova-Überresten sollen etwas genauer betrachtet werden:

Supernova (Green Katalog)	Signifikanz σ in Schnitt Nr.						
	1	2	3	4	5	6	7
G 76.9+01.0	0.8	1.2	1.5	2.2	3.6	2.4	2.3
G 89.0+04.7	2.5	1.7	2.0	1.5	3.4	2.0	1.7

Die Schnittnummer bezieht sich auf die Zahl in der letzten Spalte von Tabelle 6.3. Abbildung 6.17 (oben links und rechts) zeigt die nähere Umgebung dieser Quellkandidaten für die entsprechenden Datenschnitte im Detail. Beide Signifikanzen sind mit statistischen Fluktuationen vereinbar. Die Werte in der Tabelle unterstreichen dies, da in keinem anderen Datenschnitt für diese Supernovae höhere Signifikanzen zu erkennen sind.

In den Gesamtverteilungen aller Signifikanzen sind Werte von $\sigma = 4$ oder kleiner mit der Erwartung von keinen Punktquellen verträglich. Die Wahrscheinlichkeit bei der Betrachtung von 52 kreisförmigen Umgebungen mit einem Radius von 1.5° (etwa 50 Zellen pro Umgebung) in einer Signifikanzkarte mit 60000 Zellen (z.B. in Abbildung 6.14 oben) die höchste Signifikanz in einer dieser Umgebungen zu haben, beträgt: $P_{\sigma_{max}} = 52 \cdot 50 / 60000 \approx 5\%$. Die in obiger Tabelle verzeichneten Signifikanzen von $\sigma = 3.6$ kommen mehrfach in den Signifikanzkarten vor, entsprechend höher ist die Wahrscheinlichkeit, diese Signifikanzen innerhalb einer Umgebung zu finden. Diese kurze Rechnung soll unterstreichen, daß die zwei oben genannten Kandidaten mit hohen Signifikanzen nicht als mögliche Punktquellen zu werten sind. Erst wesentlich höhere Signifikanzen bzw. eine Anhäufung von mehreren hohen Signifikanzen in einem begrenzten Bereich wäre ein Hinweis auf eine Punktquelle.

Konsequenterweise wird im Folgenden nicht auf Signifikanzen unterhalb von 4σ eingegangen.

Die Ergebnisse der gezielten Untersuchung kreisförmiger Umgebungen (unabhängig von den Himmelskarten, siehe Abschnitt 6.1.8) um die Positionen der Supernovae sind im Anhang D in Abschnitt D.1 aufgelistet. Der signifikantesten Wert beträgt hier $S_{Li\&Na} = 2.4$, keinerlei Hinweise auf Quellen konnten gefunden werden. Die beiden oben erwähnten Supernovae-Überreste haben in der dedizierten Untersuchung Signifikanzen von $S_{Li\&Na}(G\ 76.9+01.0) = 0.45$ und $S_{Li\&Na}(G\ 89.0+04.7) = -0.25$.

Pulsare, LMX (leichte Röntgendoppelsterne), EGRET-Quellen Die diesen vier Kataloge zugehörigen Verteilungen zeigen alle keinerlei Auffälligkeiten. Die höchsten Signifikanzen der Untersuchung der Umgebungen der Quellkandidaten sind kleiner als 3σ . Es gibt keine Hinweise auf Anisotropie für Kandidaten aus diesen Kataloge.

HMX (schwere Röntgendoppelsterne) Auch hier stimmen die Verteilungen mit der Erwartung von keinen Punktquellen überein.

Aufgrund seines historischen Hintergrundes ist die Umgebung von Cygnus X-3 interessant. Höchste Signifikanz ergab eine Zelle mit $\sigma = 3.2$ etwa ein halbes Grad südöstlich von Cygnus X-3 für die Datenschnitte Nr.5 und Nr.6. Zu diesem Röntgendoppelstern Cygnus X-3 (HMX Katalognummer 2030+407) gab es in den Jahren 1982-1990 viele Berichte über hochenergetische γ -Emission [197, 150]. Langjährige Messungen von bodengestützten Experimenten, z.B. dem Cygnus-Experiment [66] und dem CASA-MIA-Experiment [39] zeigen ebenfalls keine Hinweise auf Signale. Die obere Flußgrenze (90% Vertrauensgrenze) von CASA-MIA liegt bei $F(> 530\text{ TeV}) = 1.2 \cdot 10^{-12}\text{ m}^{-2}\text{s}^{-2}$. In dieser Arbeit wurde eine Grenze von $0.18 \cdot 10^{-11}\text{ m}^{-2}\text{s}^{-2}$ bestimmt. Die Signifikanzen der Umgebung von Cygnus X-3 sind für den Datenschnitt mit Hadronunterdrückung (Nr.6) in Abbildung 6.17 unten rechts verzeichnet. In anderen Datenschnitten sind keine Auffälligkeiten zu erkennen:

Umgebung von	Signifikanz σ in Schnitt Nr.						
HMX 2030+407	1	2	3	4	5	6	7
	1.7	2.4	2.3	2.2	3.2	3.2	1.9

TeV- γ -Quellen Die Verteilungen des TeV- γ -Quellenkataloges zeigen keine Auffälligkeiten. In den Abbildungen 6.17 und 6.18 sind die im Sichtfeld liegenden galaktischen und extragalaktischen Quellumgebungen abgebildet. Der Krebsnebel (Crab, SN 1054, 2 kpc Entfernung von der Erde), die TeV-Quelle mit dem größten Photonenfluß, ist mit dem KASCADE-Experiment nur unter sehr großen Zenitwinkeln ($\Theta > 27^\circ$) und damit nur für Photonen oberhalb einer Energieschwelle von etwa $E_{75\%} \approx 5\text{ PeV}$ sichtbar. Die zweite galaktische SN im TeV-Katalog ist Cassiopeia A, eine Supernovae vom Schalentyp in ca. 3.4 kpc Entfernung [192]. Der Photonenfluß von Cas A beträgt bei 1 TeV nur etwa 3.3% des Krebsnebels (HEGRA: $F(> 1\text{TeV}) = (5.8 \pm (1.2)_{stat} \pm (1.2)_{syst}) \cdot 10^{-9}\text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ [7]). Die fünf extragalaktischen Quellen Markarian 421 und 501, 1ES1959+650, 1H 1430+423 und 3C 66A sind Aktive Galaktische Kerne vom Typ BL Lacertae, d.h. mit in Richtung Erde gerichteten Jets. Alle Quellumgebungen in den Abbildungen 6.17 und 6.18 für den Datenschnitt mit Hadron-Unterdrückung (Nr.5 und Nr.6) geben keinerlei Hinweise auf erhöhte Signifikanzen.

Name	N_D	N_U	T_{obs} [h]	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi$ [m ⁻² s ⁻¹]
Datenschnitt $\log_{10} N_e > 3.0$					
G184.6-05.8	2208	2233	5882.25	-0.52	-4.83
G111.7-02.1	9363	9483	11036.68	-1.22	-9.74
MRK 421, S4 1101+384	7231	7301	8649.21	-0.82	-9.35
MRK 501, S4 1652+398	7838	7820	8969.13	0.20	-9.28
1ES2344+514	9989	9837	10274.61	1.51	-9.18
1ES1959+650	8162	8178	11663.79	-0.18	-9.26
3C 66A, 1ES0219+428	8701	8563	9254.84	1.48	-9.27
1H 1426+423, 1ES1426+428	8547	8601	9281.63	-0.58	-9.31
M87	554	526	3170.49	1.18	-8.75
TeV J2032+4130	8192	8233	9149.80	-0.45	-10.04
Datenschnitt $a = 2.5, b = -0.776, c = 0.8, \log_{10} N_e > 3.0$ (mit Hadronschauerunterdrückung)					
G184.6-05.8	763	767	5877.97	-0.13	-4.63
G111.7-02.1	2815	2831	11028.36	-0.30	-10.06
MRK 421, S4 1101+384	2190	2161	8642.14	0.63	-9.63
MRK 501, S4 1652+398	2299	2306	8961.60	-0.14	-9.74
1ES2344+514	2976	2886	10266.89	1.64	-9.55
1ES1959+650	2444	2502	11654.32	-1.16	-9.81
3C 66A, 1ES0219+428	2554	2508	9248.27	0.90	-9.69
1H 1426+423, 1ES1426+428	2544	2535	9274.08	0.18	-9.68
M87	259	244	3167.85	0.92	-9.15
TeV J2032+4130	2394	2422	9142.41	-0.56	-10.30

Tabelle 6.5: *Ergebnisse der gezielten Untersuchung der Umgebungen (Suchradius 0.5°) der TeV- γ -Quellen im Sichtfeld von KASCADE. Beschreibung siehe Text.*

Die gezielte Untersuchung kreisförmiger Umgebungen (unabhängig von den Himmelskarten, siehe Abschnitt 6.1.8) um die jeweilige TeV- γ -Quelle ergab auch keine signifikanten Hinweise auf Punktquellen. Tabelle 6.5 listet die Ergebnisse der Suche für zwei verschiedene Datenschnitte (Schnitt 1: $\log_{10} N_e > 3.0$ und Schnitt 2: Hadronunterdrückung, $a = 2.5, b = -0.776, c = 0.8$ und $\log_{10} N_e > 3.0$) auf. Hier sind sowohl die Anzahl an gemessenen Ereignissen N_D , die Anzahl der Untergründereignisse N_U , die Beobachtungszeit dieser Umgebung T_{obs} , die Signifikanz $S_{Li\&Ma}$ sowie die im nächsten Abschnitt beschriebenen oberen Flußgrenzen Φ . Alle Signifikanzen bewegen sich im Bereich von -2 bis +1, auch hier gibt es somit keine Hinweise auf kleinräumige Anisotropie.

Flußgrenzen

Die Berechnung der oberen Flußgrenzen (90% Vertrauen) ergab Werte im Bereich von 10^{-10} - $2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Eine Extrapolation des Energiespektrums der hellsten γ -Strahlungsquelle

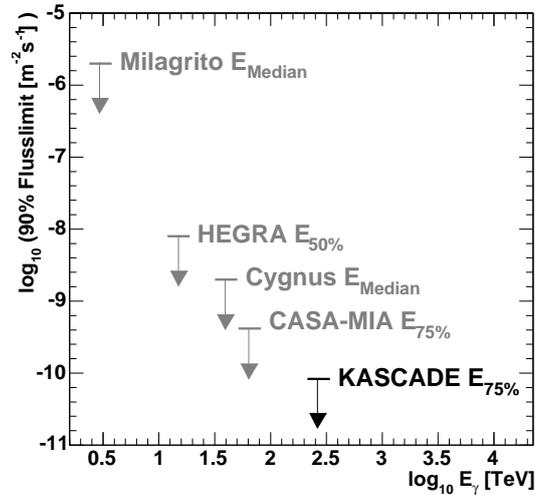


Abbildung 6.13: Ergebnisse für obere Flußgrenzen (90% Vertrauen, senkrechte Schauer) über Primärenergie aus Himmeldurchmusterungen von folgenden Experimenten: Milagrito [222], HEGRA [8], Cygnus [14], CASA-MIA [158] und KASCADE (diese Analyse). Die unterschiedlichen Definitionen der Schwellenenergie sind zu beachten.

am Himmel, dem Krebsnebel, zu der Energieschwelle von KASCADE von etwa 0.3 PeV ergibt Flüsse von etwa 10^{-11} - $10^{-12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Unsicherheit im Fluß von etwa einer Größenordnung beruht auf den unterschiedlichen Angaben des spektralen Index von verschiedenen Experimenten (Whipple [110]: $\gamma = -2.49$, $E_\gamma = 0.5$ -8 TeV, Tibet [20]: $\gamma = -2.62$, $E_\gamma = 3$ -15 TeV, HEGRA [6]: $\gamma = -2.47$, $E_\gamma = 1$ -10 TeV, Cangaroo [211]: $\gamma = -2.53$, $E_\gamma = 7$ -50 TeV). Die höchsten gemessenen Energien für γ -Strahlung liegen bei etwa 100 TeV. Die genannten Flüsse und mit dieser Analyse erreichten Flußgrenzen zeigen, daß KASCADE allerhöchstens auf die stärksten TeV-Quellen sensitiv ist. Der sehr hohe hadronische Untergrund, der auf diese hadronischen Schauer optimierte Detektoraufbau und vor allem die begrenzte Meßzeit setzen die Randbedingungen für diese Grenzen.

Diese Analyse ist die erste Himmeldurchmusterung für Primärenergien $E_{\gamma,75\%} > 0.3 \text{ PeV}$. Eine Übersicht über die Ergebnisse von Himmeldurchmusterungen anderer Experimente sowie der hier vorgestellten gibt Abbildung 6.13. Es ist zu beachten daß die angegebenen Energieschwellen der verschiedenen Experimenten sowohl unterschiedlich definiert sind wie auch teilweise mit vollkommen unterschiedlichen Simulationsprogrammen bestimmt wurden. Milagrito und Cygnus definieren die Energieschwelle als den Median aller Energien einer Quelle die sich vom Horizont durch den Zenit über den Himmel bewegt. HEGRA gibt den $E_{50\%}$ -Wert an, CASA-MIA und KASCADE den $E_{75\%}$. Die Abhängigkeit der oberen Flußgrenzen von der Primärenergie wird vor allem vom Untergrundfluß $f_U(> E_0)$, der in die Berechnung der Flußgrenzen nach Gleichung 6.8 eingeht, bestimmt. Die Anzahl der gemessenen Ereignisse, d.h. experimentspezifische Parameter wie Meßdauer und Sammelfläche, gehen nur über das Verhältnis N_{Lim} zu N_U ein. Die Flußgrenzen der verschiedenen Experimente folgen damit wie Abbildung 6.13 zeigt in etwa einem Potenzgesetz.

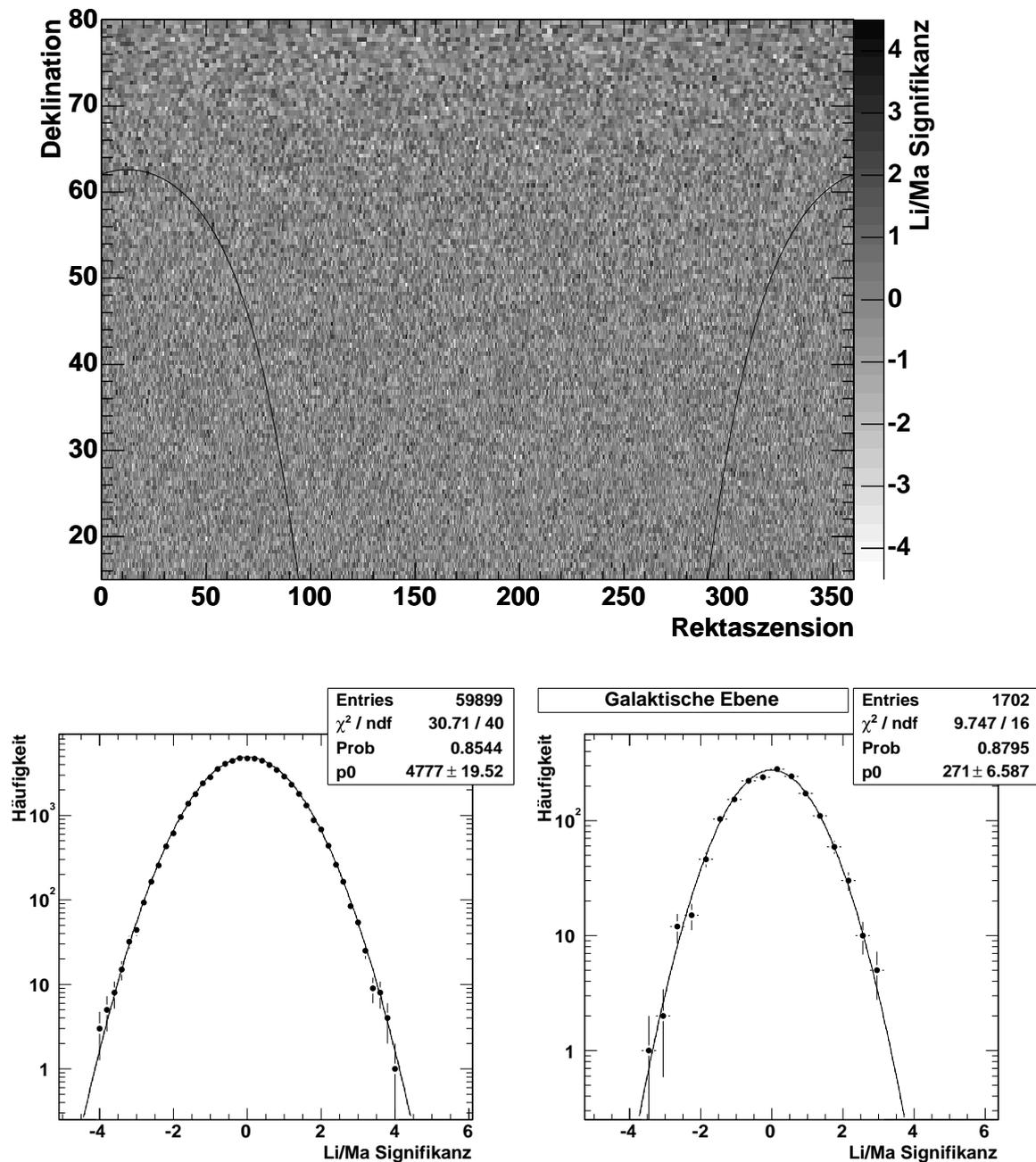


Abbildung 6.14: Signifikanzkarte (oben) sowie Verteilungen der Signifikanz von allen Zellen (links) und für Zellen mit einem maximalem Abstand von der galaktischen Ebene von 1.5° . (rechts). **Datenschnitt Nr.1:** $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

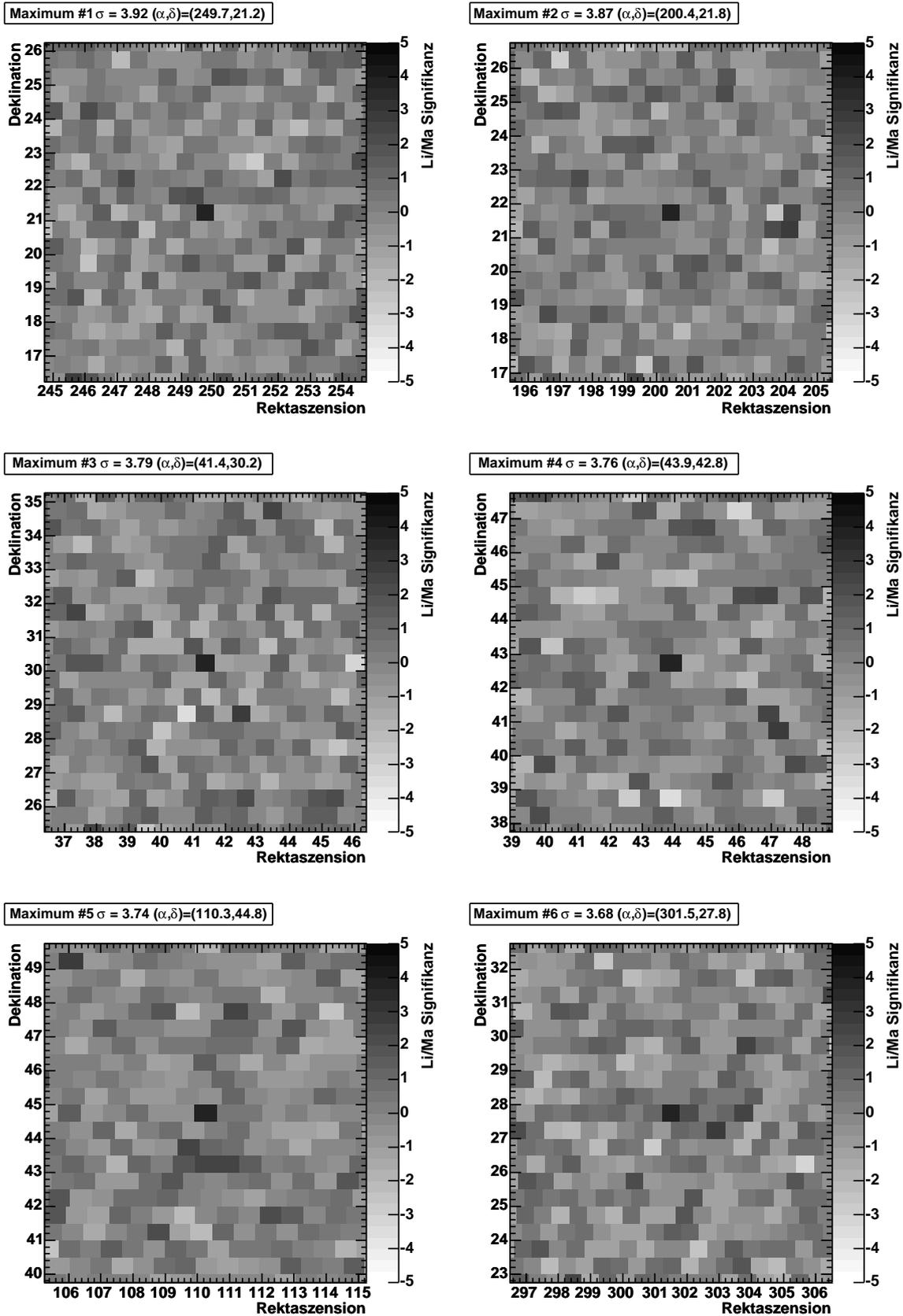


Abbildung 6.15: Umgebungen der sechs höchsten Signifikanzen in Abbildung 6.5. Datenschnitt Nr.1: $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

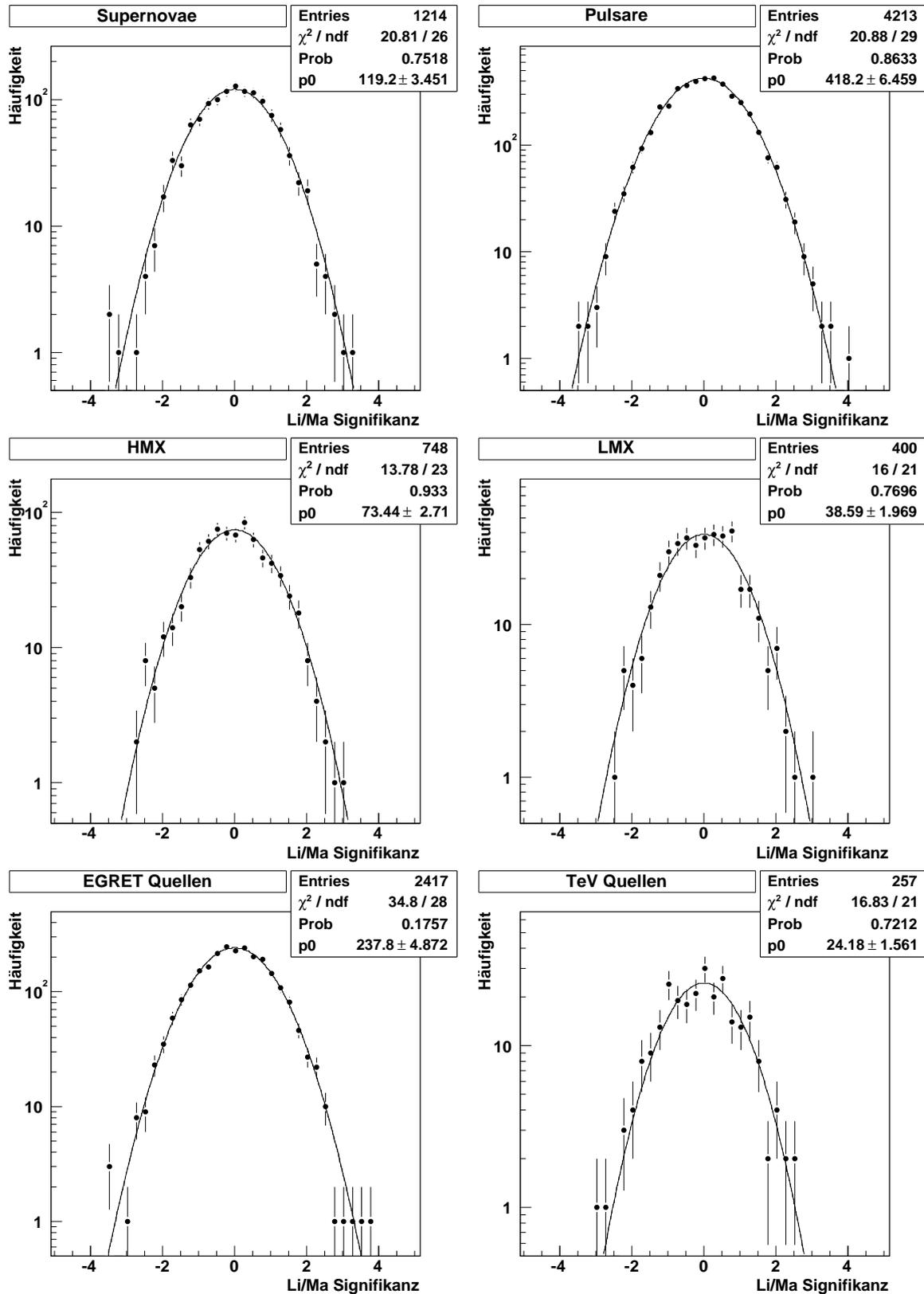


Abbildung 6.16: Signifikanzverteilungen für Umgebungen mit 1.5° Radius um die jeweiligen Quellpositionen für die Kataloge von Supernovae, Pulsare, Röntgendoppelsterne (HMX und LMX), EGRET und TeV-Gammaquellen (siehe Tabelle 6.1). **Datenschnitt Nr.1:** $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

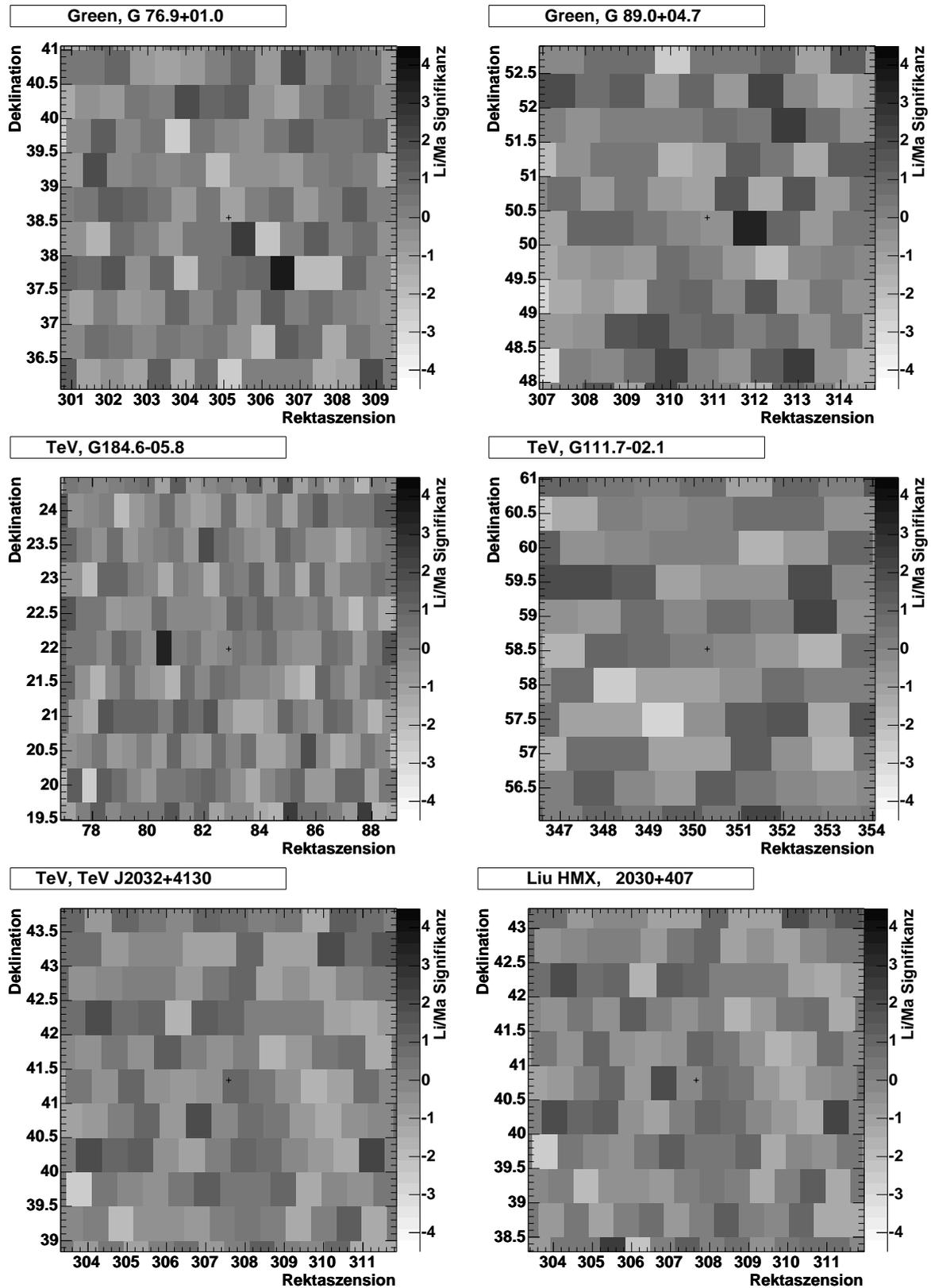


Abbildung 6.17: Signifikanzkarten für die Quellkandidaten Supernovae G 76.9+01.0 (oben links) (Datenschnitt Nr.5) und G 89.0+04.7 (oben rechts) (Datenschnitt Nr.5) sowie für die galaktischen TeV- γ -Quellen Crab (mitte links), Cassiopeia A (mitte rechts), TeV J2032+4130 (unten links) sowie Cygnus X-3 (unten rechts). Alle vier mit Datenschnitt Nr.5 und Nr.6.

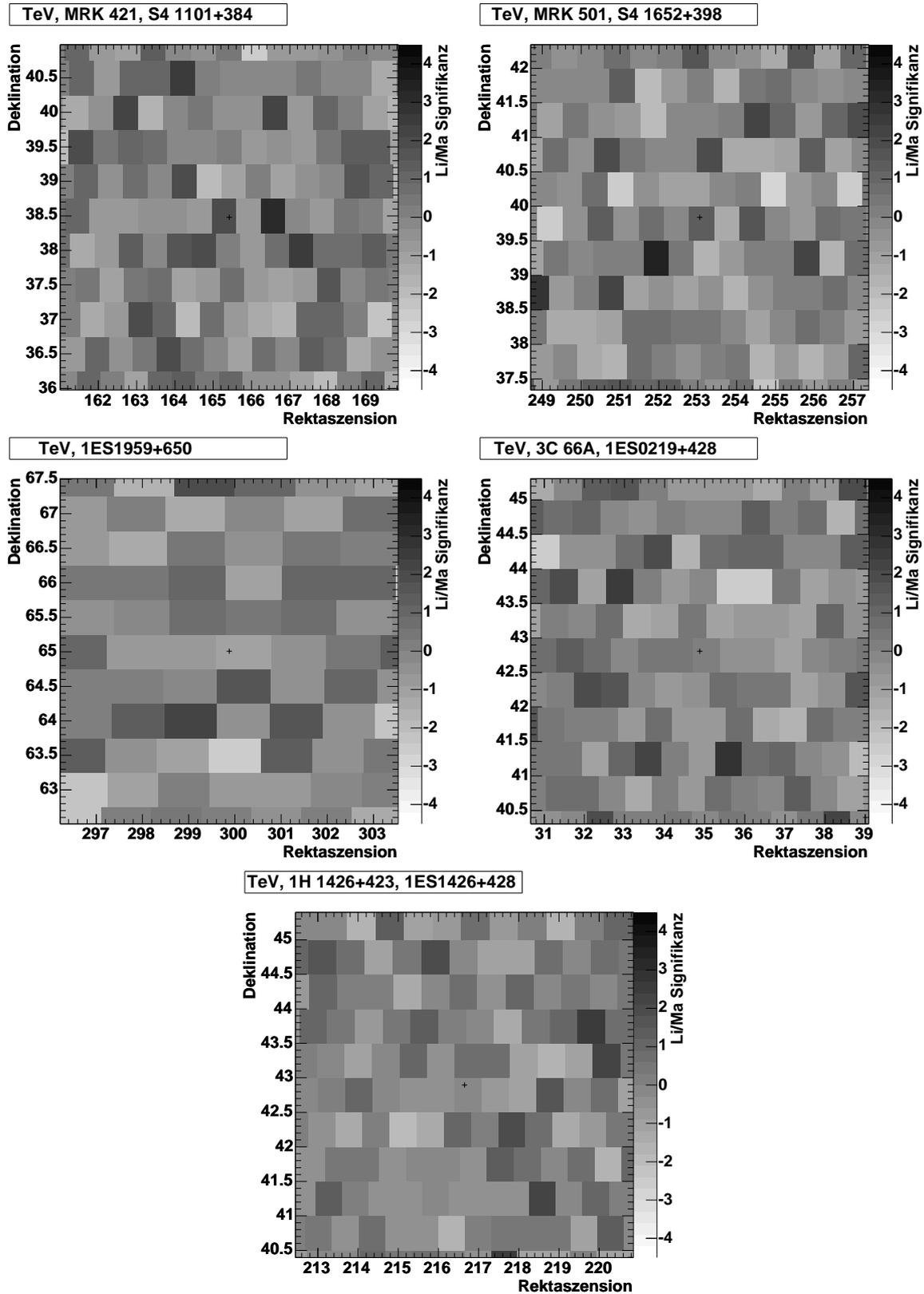


Abbildung 6.18: Signifikanzkarten für die extragalaktischen TeV- γ -Quellen (Datenschnitt Nr.5 und Nr.6).

Kapitel 7

Richtungsanalyse der größten Schauer

Im vorhergehenden Kapitel zur Untersuchung der kleinräumigen Anisotropie wurde der sichtbare Teil der Himmelskugel in Zellen unterteilt und jeweils die Zellinhalte mit dem erwarteten Untergrund verglichen. Für die größten Schauer ist es aufgrund der kleinen Ereigniszahlen möglich, die einzelnen Richtungen direkt miteinander zu vergleichen und nach Abweichungen von einer isotropen Ankunftsrichtungsverteilung zu suchen.

Die größten von KASCADE gemessenen ausgedehnten Luftschauer haben Primärenergien bis zu etwa $E_0 \approx 5 \cdot 10^{17}$ eV. Der Gyroradius beträgt für Teilchen mit dieser Energie je nach Masse der Primärteilchen und Stärke des galaktischen Magnetfeldes (siehe Kapitel 1.3) zwischen 10 und 1000 pc und ist damit immer noch zu klein, als daß man unter Annahme einer punktförmigen Quelle in einer realistischen Entfernung Anhäufungen in den Ankunftsrichtungen erwarten könnte. Ein anderes, vom AGASA-Experiment zur Erklärung eines beobachteten Exzesses für Schauer mit Primärenergien $E_0 > 10^{18}$ eV aus dem Bereich des galaktischen Zentrums aufgebrachtes Szenario [102], ist die Emission von Neutronen aus diesem Gebiet. Für die hier in Frage kommenden Energien von etwa $8 \cdot 10^{16}$ - $8 \cdot 10^{17}$ eV beträgt die Zerfallslänge der Neutronen etwa 4 kpc. Da das galaktische Zentrum etwa 8.5 kpc von der Erde entfernt ist, ist nur mit sehr wenigen ankommenden Neutronen aus diesen Richtung zu rechnen. Über andere neutronenemittierende Quellen in unmittelbarer Umgebung (einige kpc) der Erde gibt es keine Hinweise aus der Literatur. Mit der Analyse der 1000 in der Myonzahl $N_{\mu, tr}$ größten mit KASCADE gemessenen Schauer sollen die Ankunftsrichtungen auf Korrelationen hin untersucht werden.

7.1 Winkelkorrelationsanalyse

Mit Winkelkorrelationsanalysen ist es möglich, Korrelationen zwischen den einzelnen Ankunftsrichtungen zu ermitteln. Dieses weit verbreitete Verfahren wird vor allem in der Astronomie zur Untersuchung der räumlichen Verteilung der Galaxien (z.B. [61]) angewendet. In diesem Arbeitsbereich finden sich auch der Großteil der Literatur zu den hier verwendeten Methoden.

Die Wahrscheinlichkeit ΔP , daß in einem Raumwinkelement $\Delta\Omega$ in einem bestimmen Winkelabstand Θ zwei Schauerrichtungen zu finden sind beträgt:

$$\Delta P = n (1 + w(\Theta)) \Delta\Omega \quad (7.1)$$

Der Normalisierungsfaktor n ist die mittlere Anzahl an Schauern pro Raumwinkelelement $\Delta\Omega$. Die Winkelkorrelationsfunktion $w(\Theta)$ beschreibt die Abweichung der Verteilung der Ankunftsrichtungen von einer isotropen Richtungsverteilung. $w(\Theta)$ ist somit nur ein Maß für die mittlere Unregelmäßigkeit. Informationen über die genaue Verteilung der Richtungen über den sichtbaren Bereich der Himmelskugel sind darin nicht enthalten. Eine Punktquelle ist an einer Abweichung der Funktion $w(\Theta)$ von Null bei kleinen Winkelabständen Θ sichtbar.

Zur Bestimmung der Winkelkorrelationsfunktion $w(\Theta)$ ist neben dem eigentlichen Datensatz ein Vergleichsdatsatz mit zufällig verteilten isotropen Richtungsvektoren notwendig. Die Anzahl der Paare von Richtungsvektoren in einem Winkelabstandsintervall bestimmt sich mit:

$$Z_{DR}(r) = \sum_{\vec{x} \in D} \sum_{\vec{y} \in R} \Phi_r(\vec{x}, \vec{y}) \quad (7.2)$$

Die Summe geht über die Schauer im Datensatz D und über den Bestand R an zufälligen Richtungsvektoren. Für die Funktion $\Phi_r(\vec{x}, \vec{y})$ gilt: $\Phi_r(\vec{x}, \vec{y}) = [r \leq d(\vec{x}, \vec{y}) \leq r + \Delta]$ mit dem Winkelabstand zwischen zwei Vektoren $d(\vec{x}, \vec{y})$. Die eckigen Klammern bedeuten, daß die Funktion den Wert Eins annimmt, falls die Bedingung erfüllt ist und sonst den Wert Null. Z_{RR} und Z_{DD} sind analog definiert, wobei \vec{x} und \vec{y} dann nur aus dem Datensatz D bzw. aus dem Zufallsdatensatz R stammt (Zusatzbedingung $\vec{x} \neq \vec{y}$).

Die Winkelkorrelationsfunktion $w(\Theta)$ wird aus den normalisierten Paarzahlungen $DD(r) = Z_{DD}(r)/(N_D(N_D - 1))$, $RR(r) = Z_{RR}(r)/(N_R(N_R - 1))$ und $DR(r) = Z_{DR}(r)/(N_D N_R)$ bestimmt. N_R und N_D sind die Anzahl an Richtungsvektoren in den jeweiligen Datensätzen.

Verschiedene Schätzfunktionen finden sich für die Winkelkorrelationsfunktion $w(\Theta)$ in der Literatur. Ein Vergleich der gängigsten Funktionen wurde von Kerscher et al. [129] durchgeführt. Die Schätzfunktion von Landy & Szalay [143] für $w(\Theta)$ kommt danach einer idealen Schätzfunktion am nächsten, d.h. sie ist konsistent, erwartungstreu und robust. Sie lautet:

$$1 + w_4(\Theta) = \frac{DD - 2DR + RR}{RR} \quad (7.3)$$

Sehr oft wird auch die einfache Schätzfunktion $w_1(\Theta)$ verwendet [177, 97]:

$$1 + w_1(\Theta) = \frac{DD}{RR} \quad (7.4)$$

Diese Schätzfunktion liefert aber zu große Varianzen gegenüber denen, die man unter der Annahme, daß die Anzahl der Richtungs-paare in einem Winkeldifferenzintervall einer Poissonverteilung folgt, erwarten würde. Die Varianzen der Schätzfunktion $w_4(\Theta)$ zeigen diese gewünschte Eigenschaft. Im Folgenden werden die Ergebnisse für beide Schätzfunktionen, $w_1(\Theta)$ und $w_4(\Theta)$, gezeigt.

7.2 Daten und isotroper Untergrund

Die 1000 größten in der rekonstruierten Myonzahl $N_{\mu, tr}$ von KASCADE gemessenen Schauer werden in dieser Winkelkorrelationsanalyse verwendet. Die N_e - $N_{\mu, tr}$ -Verteilung dieser Schauer findet sich in Abbildung 7.1. Der Datensatz enthält Schauer aus dem Zenitwinkelintervall 0-40°. Vor der Auswahl der 1000 Schauer wurden die im Kapitel 4.4 beschriebenen Schnitte angewandt.

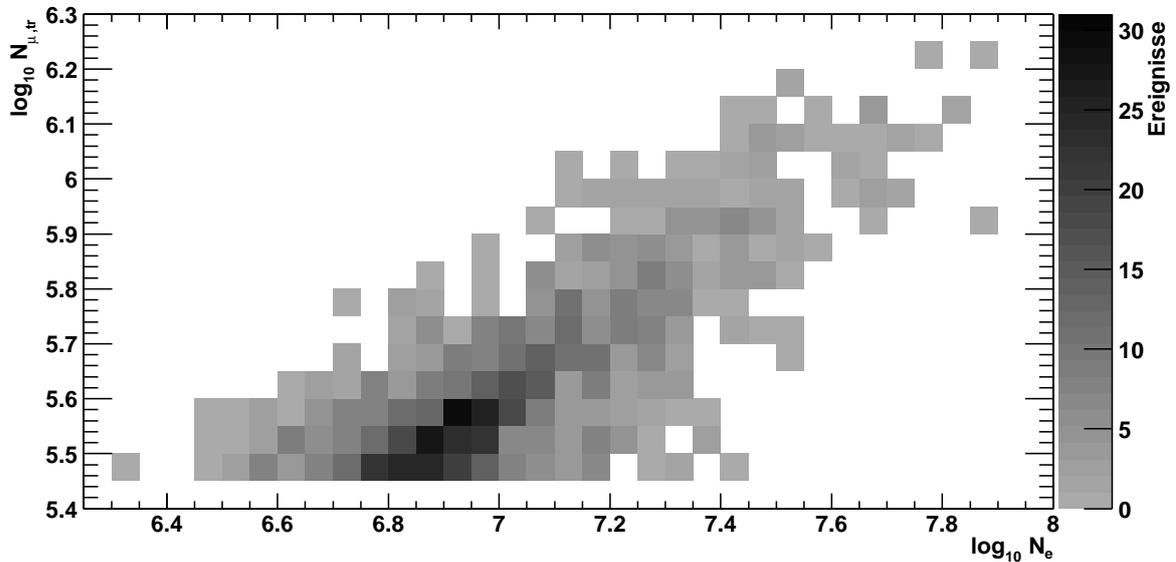


Abbildung 7.1: N_e - $N_{\mu,tr}$ -Verteilung der 1000 nach der Myonzahl $N_{\mu,tr}$ größten von KASCADE gemessenen Schauer. Die Schauergrößen entsprechen Primärenergien von etwa 80 PeV bis 800 PeV.

Eine exakte Rekonstruktion der Primärenergie und Masse dieser Schauer ist nicht möglich. Neben den bekannten Schwierigkeiten bei der Energie- und Masserekonstruktion (Fluktuationen in den Schauergrößen, Unsicherheiten in den hadronischen Wechselwirkungen) sind bei diesen Energien ein Großteil der Detektoren des Detektorfeldes in Sättigung. Die Bestimmung der Schauergrößen ist hier deshalb sehr ungenau. Dies ist auch in Abbildung 2.8 zu sehen, der systematische Fehler in der Rekonstruktion ist bei den größten Schauern deutlich ausgeprägt. Eine Abschätzung für diese Schauer unter Verwendung von mit QGSJet simulierten Schauern ergibt Primärenergien im Bereich zwischen 80 und 800 PeV. Die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion liegt bei dieser Schauergrößen bei etwa 0.15° (siehe Abbildung 3.9).

Der Vergleichsdatensatz R wurde mit der in Kapitel 6.1.3 beschriebenen Mischmethode bestimmt. Damit genügt der Vergleichsdatensatz dem hier ebenso gültigen Anspruch einer isotropen Untergrundverteilung wie in Kapitel 6.1.3. Neue Datensätze wurden allerdings aus einer Auswahl von ca. 85000 Schauern unter Ausschluß der betrachteten 1000 Schauern und nicht nur aus dem verwendeten Originaldatensatz bestimmt. Dabei wurde der Mittelwert aus 1000 neu erstellten Vergleichsdatensätze mit jeweils 1000 Richtungen gebildet. Die statistische Unsicherheit ist verglichen mit dem gemessenen Datensatz um einen Faktor 30 kleiner.

7.3 Ergebnisse

Die berechneten Verteilungen der Größen DD und RR für Winkelabstände bis zu 20° sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Die durchgezogene Linie stellt die aus dem isotropen Vergleichsdatensatz R berechnete Verteilung der Winkelabstände dar. Vor allem kleine Winkelabstände, bei denen man bei Abweichungen der beiden Histogramme voneinander Hinweise auf eine Punktquelle sehen würde, sind für die hier bearbeitete Fragestellungen interessant. In dieser Ab-

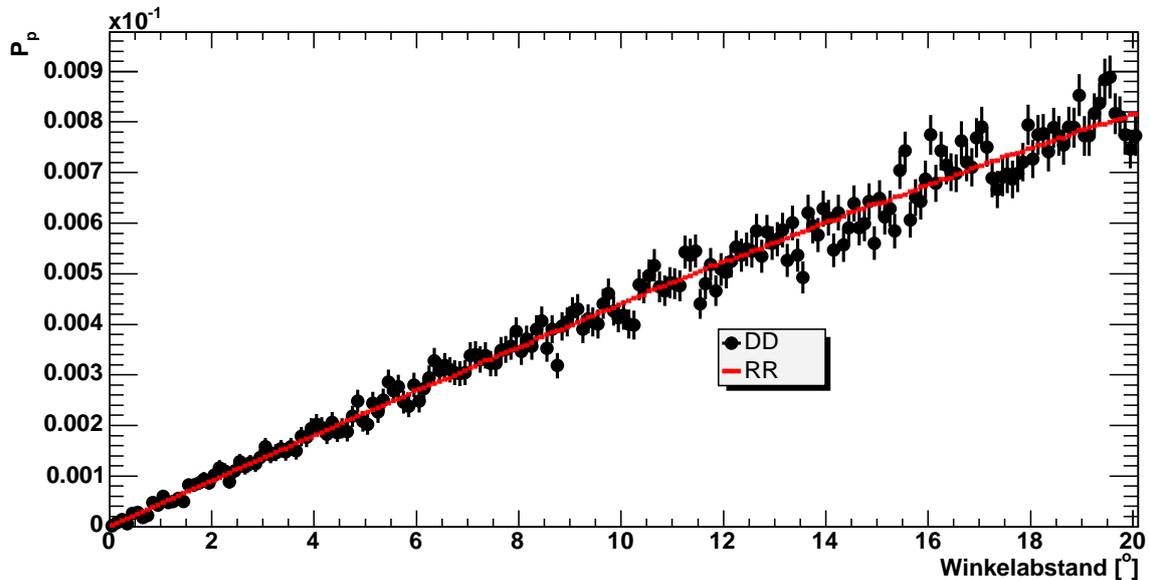


Abbildung 7.2: Verlauf der normalisierten Paarzählung im Datensatz (DD, Punkte mit Fehlerbalken) und isotropen Vergleichsdatensatz (RR, durchgezogene Linie) für Winkelabstände bis zu 20° .

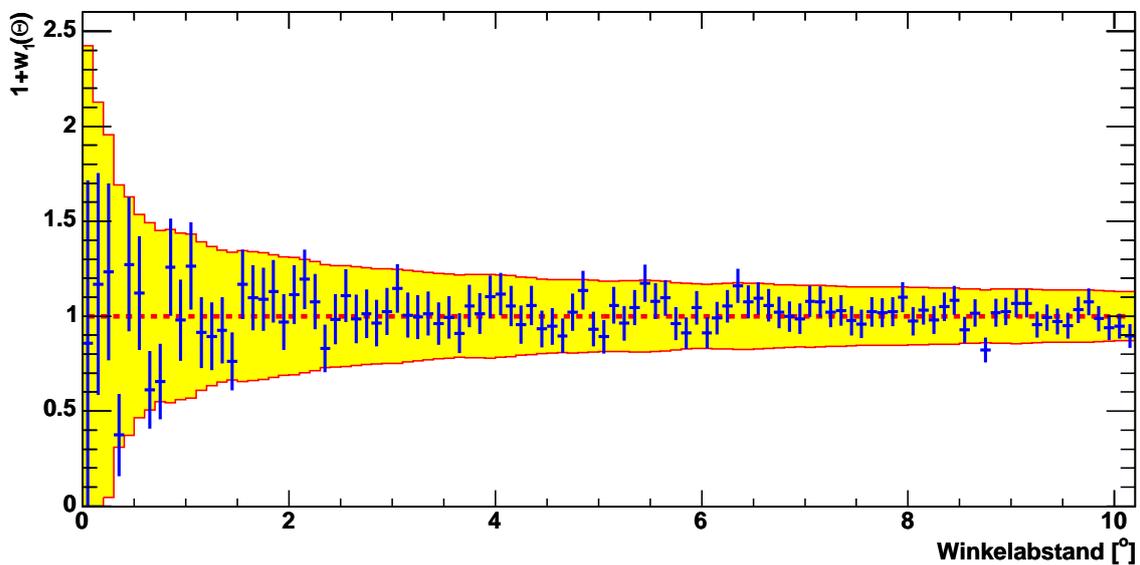


Abbildung 7.3: Winkelkorrelationsfunktion $1 + w_1(\Theta)$ für 1000 Schauer. Das schattierte Band gibt eine Schätzung des 95% (2σ) Vertrauensbereiches wieder.

bildung ist bereits zu erkennen, daß keinerlei signifikanten Häufungen bei den von KASCADE gemessenen Ereignissen zu erkennen sind. Deutlich sichtbarer wird dies am Verlauf der Winkelkorrelationsfunktionen $1 + w_4(\Theta)$ und $1 + w_1(\Theta)$ (Abbildungen 7.3 und 7.4). Es sind keine

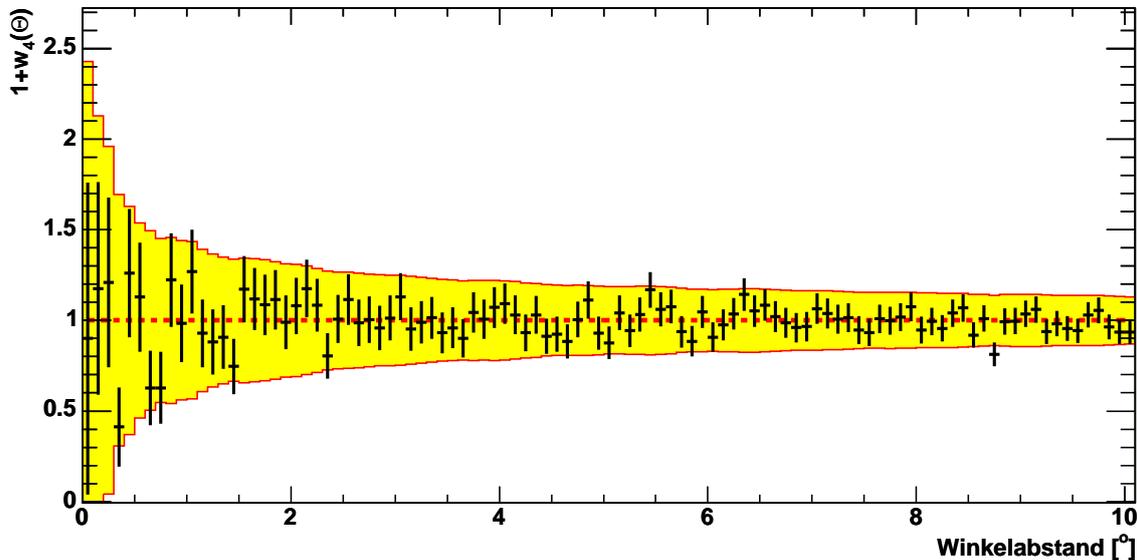


Abbildung 7.4: Winkelkorrelationsfunktion $1 + w_4(\Theta)$ für 1000 Schauer. Das schattierte Band gibt eine Schätzung des 95% (2σ) Vertrauensbereiches wieder.

signifikanten Abweichungen von der isotropen Erwartung, die hier einem Wert von Eins entspricht, zu erkennen. Alle Werte liegen im oder nur wenig außerhalb des eingezeichneten Vertrauensbereichs von 2σ (95%). Die Aufweitung des Vertrauensbereichs bei kleinen Winkelabständen ist durch die wenigen Einträge bei diesen Werten in Abbildung 7.2 zu erklären.

Abschließend wurde noch künstlich eine Punktquelle in den Datensatz eingebaut. Damit soll gezeigt werden, wie die Winkelkorrelationsfunktionen in diesem Fall aussehen. Es wurde der gleiche Datensatz wie oben verwendet. Ein beliebig gewähltes Ereignis wurde zehnfach verwendet, wobei dessen Richtung mit einer Winkelauflösung von 0.2° gefaltet wurde. Sehr deutlich ist in Abbildung 7.5 die Abweichung von der Eins (Isotropie) bei kleinen Winkelabständen Θ zu erkennen. Die Breite des Überschusses bei kleinen Winkeln entspricht der bei den simulierten Ereignissen verwendeten Winkelauflösung von 0.2° . Eine leichte Störung der Richtungen der Primärteilchen ausserhalb der Atmosphäre entspricht qualitativ einer Verschlechterung der Winkelauflösung. Der in Abbildung 7.5 sichtbare Überschuss wird dadurch breiter, aber auch niedriger und damit weniger signifikant.

Es konnten keine Hinweise auf eine Anhäufung in den Ankunftsrichtungen von Schauern mit Primärenergien größer als 80 PeV gefunden werden. Dies war für diese Energien, wie in der Einleitung erläutert, auch nicht zu erwarten. Für die ultrahochenergetischen Ereignisse ($E_0 > 10^{18}$ eV) des AGASA-Experimentes sind von verschiedenen Gruppen Winkelkorrelationsanalysen durchgeführt worden [215, 210, 17]. Signifikante Anisotropien werden für Schauer mit Energien von mehr als 10^{19} eV (4.6σ), also in einem Energiebereich weit über dem der Schauer dieser Analyse, angegeben. Hinweise auf solche Häufungen wurden bei ähnlichen Primärenergien auch in Daten des SUGAR Experimentes gefunden [58].

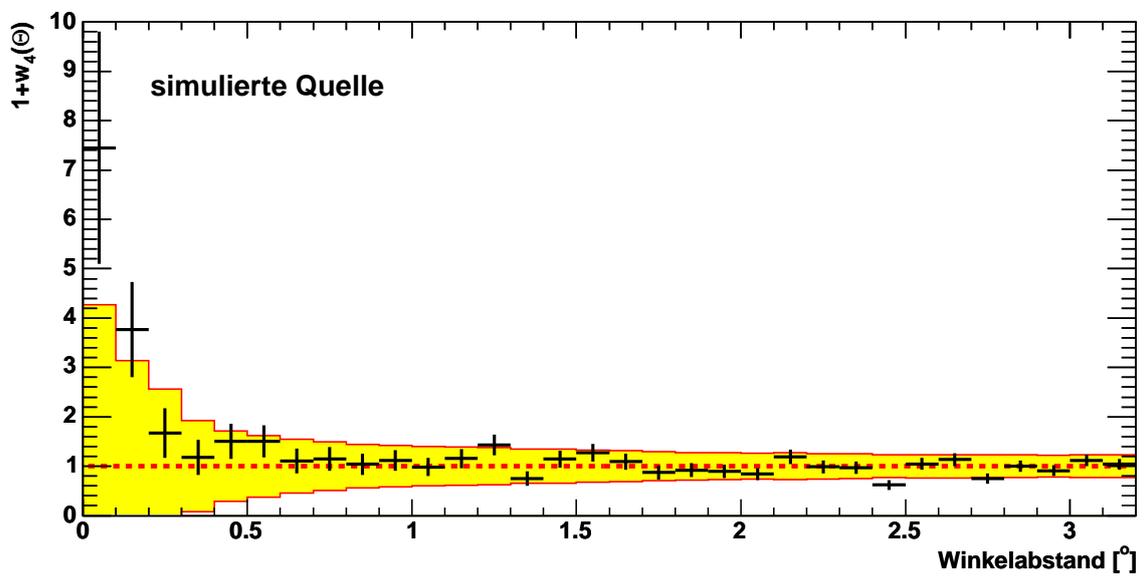


Abbildung 7.5: Winkelkorrelationsfunktion $1 + w_4(\Theta)$ für 1010 Schauer mit **künstlich eingefügter Punktquelle**. Das schattierte Band gibt eine Schätzung des 95% (2σ) Vertrauensbereiches wieder.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen des KASCADE-Experimentes wurde in der vorliegenden Arbeit die Richtungsverteilung von ausgedehnten Luftschauern auf verschiedenen Größenskalen nach Anisotropien untersucht. Gesucht wurde sowohl nach großräumiger Anisotropie, wie auch nach Anisotropie aus sehr kleinen Himmelsbereichen. Da die Stärke aller zu erwartender Signale an der Grenze oder gar unterhalb der Sensitivität von KASCADE liegen, wurde besondere Aufmerksamkeit sowohl der Güte und Stabilität der Datennahme wie auch der Rekonstruktionsqualität der Ankunftsrichtungen gewidmet. Insgesamt wurden etwa $1.4 \cdot 10^8$ Ereignisse aus dem Zeitraum Mai 1998 bis Oktober 2002 in den verschiedenen Analysen verwendet.

Für die Suche nach Anisotropie ist eine gute und möglichst von Systematiken freie Richtungsrekonstruktion notwendig. Die Integration eines für KASCADE neuen Verfahrens in die Standardrekonstruktionskette führt zu einer **Verbesserung der Richtungsrekonstruktion** ausgedehnter Luftschauer. Die Verwendung sowohl der Ankunftszeiten, wie auch der Teilchenzahlen pro Detektor, brachte eine Verbesserung gegenüber der ursprünglichen Richtungsrekonstruktion um etwa einen Faktor zwei. Die Winkelauflösung beträgt im Vergleich zum 'alten' Verfahren etwa 0.8° gegenüber 1.4° bei $\log_{10} N_e = 4$ oder 0.12° gegenüber 0.24° bei $\log_{10} N_e = 6$. Bekannte Systematiken, z.B. das leichte Verkippen von Schauern zur Detektorfeldmitte hin, treten mit diesem Verfahren nicht mehr auf. Die Suche nach dem **Schatten von Mond bzw. Sonne** zeigte, daß mit KASCADE aufgrund der geographischen Lage und der geringen Meßrate von einigen wenigen Schauern pro Sekunde, diese Schatten nur mit sehr geringer Signifikanz gesehen werden können.

Die Verteilung der Ankunftsrichtungen im Energiebereich von KASCADE ist bemerkenswert isotrop. Fast alle Vorhersagen von Modellrechnungen für die großräumigen Anisotropien liegen für die erste Harmonische in Rektaszension in der Größenordnung von 10^{-4} bis 10^{-2} . Diese Werte sind abhängig von der Energie und Ladung der Teilchen sowie von verschiedenen Modellparametern, vor allem der Modellierung des galaktischen Magnetfeldes. Zur Bestimmung der Amplituden der ersten Harmonischen wurden zwei unabhängige Verfahren angewandt, der **Rayleigh-Test und Kuiper's V_n -Test**.

Aufgrund der erwarteten kleinen Amplituden war eine genaue Betrachtung von möglichen Störungen aufgrund größerer Anisotropien in solarer Zeit notwendig. Qualitätsschnitte, welche die Einflüsse der nicht kontinuierlichen Datennahme und der Ausfälle einzelner Elemente des Detektorfeldes minimierten, sowie Korrekturen aufgrund der Variationen des Bodendrucks und der Temperatur wurden entwickelt.

Die Abhängigkeit der Diffusionsvorgänge und damit der Amplituden der großräumigen

Anisotropie von der Ladung der kosmischen Strahlung motivierte eine nach Primärteilchenmasse aufgeteilte Untersuchung. Mit Hilfe von Schauersimulationen wurde der Datensatz in elektronenreiche, d.h. vor allem von leichten Primärteilchen verursachte Schauer, und elektronenarme, also Schauer von schweren Primärteilchen, getrennt.

Keine Hinweise auf großräumige Anisotropie konnten gefunden werden. Die Ergebnisse der Rayleigh- und der Kuiperanalyse stimmen hierin überein. Dies gilt sowohl für Daten ohne als auch mit Korrektur auf Variationen von Bodendruck und Temperatur sowie für die beiden nach überwiegend 'leichten' bzw. 'schweren' Schauern getrennten Datensätze. Die berechneten **oberen Grenzen** für die Amplituden in Rektaszension betragen etwa 10^{-3} bei Primärenergien von ca. 0.8 PeV und 10^{-2} bei etwa 8 PeV. Mit diesen oberen Grenzen konnten keine bekannten Modellrechnungen gestützt oder ausgeschlossen werden. Die vom Akeno-Experiment 1986 publizierten Amplituden von etwa $1 - 2 \cdot 10^{-2}$ bei etwa 5-10 PeV [131] erscheinen mit den Ergebnissen dieser Analyse, sowie neueren Ergebnisse von Akeno (1990) bei 3 PeV, [165] eher als zu hoch.

Es zeigte sich, daß die wesentliche Limitierung der Sensitivität die Anzahl der gemessenen Schauer von KASCADE ist. Nur eine Vergrößerung des bestehenden Datensatzes um mehrere Faktoren kann die hier bestimmten oberen Grenzen deutlich verbessern. Etwa 25000 ausgedehnte Luftschauer mit Energien oberhalb von 100 PeV können mit dem erweiterten Experiment KASCADE-Grande in den nächsten drei Jahren gemessen werden. Mit dieser Ereigniszahl wird eine Sensitivität auf eine Anisotropie im Bereich der bisher publizierten Amplituden von etwa $1 \cdot 10^{-2}$ erreicht. Diese Amplituden entsprechen in etwa den Modellvorhersagen bei dieser Energie von 100 PeV.

Im Energiebereich von KASCADE werden keine **Punktquellen** erwartet. Der Gyroradius geladener Teilchen ist zu klein, um mögliche Quellen sehen zu können. Anisotropie durch neutrale Teilchen, also hochenergetische Photonen oder Neutronen wird aus verschiedenen Gründen nicht erwartet. Das sind u.a. die steil abfallenden Quellspektren, die Absorption durch Hintergrundphotonen und die zu kurze Zerfallslänge der Neutronen. In dieser Arbeit wurde nach kleinräumiger Anisotropie in drei verschiedenen Analysen gesucht: In einer allgemeinen Himmeldurchmusterung, einer dedizierten Betrachtung von Quellkandidaten und durch eine Korrelationsanalyse der größten Schauer. Neben der Analyse aller Schauer ist auch eine Hadronunterdrückung zur Anreicherung möglicher γ -induzierter Schauer durchgeführt worden. Die Hadronunterdrückung erfolgt durch einen mit Hilfe von Schauersimulationen mit CORSIKA motivierten Schnitt auf myonarme Schauer.

Die **Himmeldurchmusterung** des sichtbaren Bereichs von KASCADE (Deklinationen $\delta \approx 15^\circ$ bis $\delta \approx 85^\circ$) erbrachte keinerlei Hinweise auf kleinräumige Anisotropie. Gesucht wurde auf verschiedenen Größenskalen (Zellgröße 0.5° und 2°) sowie für verschiedene Schauergrößen ($\log_{10} N_e > 3$ und $\log_{10} N_e > 5.5$). In keinem der Datensätze konnten Abweichungen von der Isotropie gefunden werden. Dies gilt auch für den Datensatz mit Anreicherung möglicher γ -induzierter Schauer. Desweiteren wurde die Region um die galaktische Ebene, in der sich die meisten Quellkandidaten befinden, genauer untersucht. Auch hier gelten die oben genannte Schlußfolgerungen.

Die Untersuchung der Umgebungen einer Reihe von möglichen **Quellkandidaten** (TeV- γ -Quellen, Supernovae, Pulsare, Röntgendoppelsterne sowie der EGRET Katalog) zeigte, daß aus keiner dieser Richtungen eine Abweichung von der Isotropie mit nennenswerter Signifikanz zu erkennen ist. Die **dedizierte Untersuchung der Quellkandidaten** resultierte in **oberen Flußgrenzen** (90%) von etwa $10^{-9} - 10^{-10} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei einer Energieschwelle von etwa 350 TeV. Die genauen Ergebnisse aller betrachteten Quellkandidaten finden sich in den im Anhang

verzeichneten Tabellen.

Eine **Autokorrelationsanalyse** der größten von KASCADE gemessenen Schauer, d.h. Schauer mit etwa 100 PeV, führte zu keinem Hinweis auf eine gemeinsame Richtung von zumindest einigen Schauern. Die aus etwa 1000 Schauer berechnete Autokorrelationsfunktion (Berechnung nach Landy & Szalay [143]) ist über den gesamten Winkelabstandsbereich von $0-10^\circ$ mit der Erwartung von $w_4 = 1$ konsistent.

Vor allem für die zuletzt genannte Analyse wurde im Energiebereich (d.h. am oberen Ende) von KASCADE-Grande über signifikante Abweichungen von der Isotropie vom AGASA-Experiment berichtet [210]. Eine eingehende Untersuchung mit dem zukünftigen Datensatz von KASCADE-Grande könnte hier zu interessanten Ergebnissen führen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit entsprechen den theoretischen und den aus Ergebnissen anderer Experimente folgenden Vorhersagen. Auf keiner Skala, weder für die Dipolanalyse noch für die Suche nach Punktquellen, gibt es im Energiebereich von KASCADE Hinweise auf Abweichungen von der Isotropie.

Anhang A

Koordinatensysteme und Zeitskalen

A.1 Lokale Horizontalkoordinaten

Die Referenzebene im Horizontkoordinatensystem (Azimut, Zenit) ist die Ebene tangential zur Erdkugel durch den Standpunkt des Beobachters. Diese horizontale Ebene durchschneidet die Himmelskugel am Horizont. Der Nullpunkt des Azimutwinkels zeigt bei KASCADE in Richtung des geographischen Nordens und nimmt im Uhrzeigersinn zu.

Das Ortskoordinatensystem (x bzw. y-Richtung) des Detektorfeldes ist um 15 Grad im Uhrzeigersinn gegenüber den Himmelsrichtungen verdreht, die positive x-Achse hat einen Azimutwert von 105° , die positive y-Achse von 15° .

A.2 Äquatorialkoordinaten

Die Referenzebene ist die Schnittebene durch die Erde die den Äquator enthält (siehe Abbildung A.1¹ links). Der Nullpunkt der Rektaszension α wird im Gegenuhrzeigersinn vom Frühlingspunkt, dem Schnittpunkt der Ekliptik mit der Ebene durch den Äquator (Buchstabe γ in Abbildung A.1 links), aus gemessen. Die Deklination δ gibt die Höhe über der Referenzebene an.

Aufgrund der Präzession der Erde muß bei Äquatorialkoordinaten der Zeitpunkt der Definition angegeben werden, die sogenannte Epoche. In dieser Arbeit wird durchgehend die Epoche B1950 verwendet (Umrechnung nach J2000, siehe z.B. [166]).

A.3 Galaktische Koordinaten

Für Untersuchungen in der Milchstraße sind galaktische Koordinaten das natürliche Koordinatensystem (siehe Abbildung A.1 rechts). Der Ursprung des Systems liegt in der Sonne, die Galaktische Länge l wird im Gegenuhrzeigersinn bezüglich des Galaktischen Zentrums gemessen, die galaktische Breite b relativ zur Galaktischen Ebene. Auch für dieses Koordinatensystem ist die Angabe einer Epoche notwendig.

¹Abbildung von Middle East Technical University, Ankara, Türkei

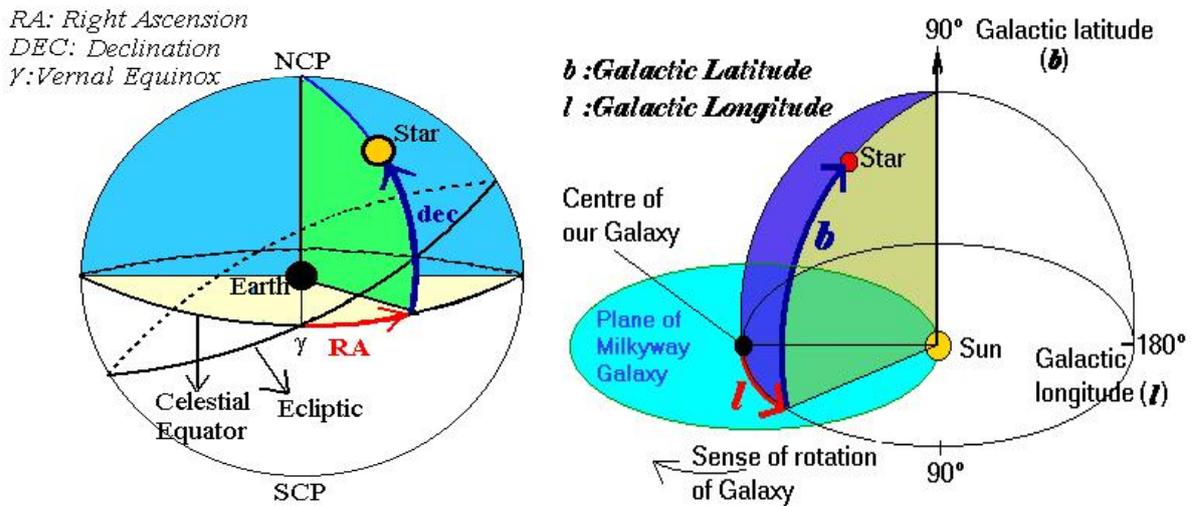


Abbildung A.1: Definition von Äquatorial- (links) und Galaktischen (rechts) Koordinaten. Der Buchstabe γ in der linken Abbildung gibt die Position des Frühlingspunktes an.

A.4 Zeitskalen

Solarer Tag Die Länge eines solaren Tages orientiert sich an der Erdrotation mit dem Referenzpunkt Sonne. Er ist 86400 SI s lang.

Siderischer Tag Die Länge eines siderischen Tages (Sternentag) orientiert sich an der Erdrotation mit dem Frühlingspunkt als Referenz. Er ist 86163 SI s lang, ein Jahr hat 366 siderische Tage [63].

Antsiderischer Tag Die Länge eines antisiderischen Tages hat keine natürliche Referenz. Er ist 86637 SI s lang, ein Jahr hat 364 antisiderische Tage.

Anhang B

Tests von Richtungsverteilungen

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über gängige Tests von Richtungsverteilungen auf Gleichförmigkeit bzw. der Suche nach Periodizitäten in diesen Verteilungen. Ausführliche Herleitungen, Beweise und Anwendungsbeispiele finden sich z.B. in [154, 155, 85]. Wichtige Tests auf Gleichförmigkeit sind der Rayleigh-Test [190, 191], Kuipers V_N -Test [139], Watsons U^2 -Test [223] und Hodges-Ajnes A_N -Test [111, 11]. Für die Suche nach Periodizitäten kann ebenfalls der Rayleigh-Test bzw. die gleichwertige Maximum-Likelihood Methode [31], sowie der auf dem Bayes-Theorem basierende Ansatz von Gregory und Loredo [94], der Test von Swanepoel und de Beer [207] und der Entropie-Test von Cincotta et al. [55] angewendet werden. Letztere Methoden haben sich allerdings für die vorhandene Datenstruktur mit zeitlichen Lücken als ungeeignet erwiesen.

Test auf Gleichförmigkeit

Aufgrund der Periodizität $\Theta_i + 2\pi = \Theta_i$ der Winkelvariablen können diese nicht wie Zufallsvariablen auf einer Geraden behandelt werden. Bekannte Tests auf der Geraden wie z.B. der Kolmogorov-Smirnov Test müssen an die Periodizität angepaßt werden.

Seien $\Theta_1, \dots, \Theta_n$ n Zufallsvariablen einer Wahrscheinlichkeitsdichte $f(\Theta)$, $0 \leq \Theta \leq 2\pi$. Die zu testende Nullhypothese für eine Gleichverteilung von Θ_i lautet:

$$H_0 : f(\Theta) = \frac{1}{2\pi}, \quad (\text{B.1})$$

die Alternativhypothese

$$H_1 : f(\Theta) = g(\Theta). \quad (\text{B.2})$$

B.1 Rayleigh Test

Sei $g(\Theta)$ eine von Mises-Verteilung $M(\mu_0, \kappa)$ mit mittlerer Richtung μ_0 und Konzentrationsparameter κ :

$$M(\mu_0, \kappa) = \frac{1}{2\pi I_0(\kappa)} \exp(\kappa \cos(\Theta - \mu_0)) \quad (\text{B.3})$$

mit $0 \leq \Theta \leq 2\pi$ und $\kappa \geq 0$. I_0 ist die modifizierte Besselfunktion erster Art und nullter Ordnung. Für $\kappa = 0$ entspricht $M(\mu_0, \kappa)$ einer Gleichverteilung. Der Rayleigh Test R [190, 191] prüft die Nullhypothese gegen die Alternativhypothese einer von Mises-Verteilung. Neben

einer Wahrscheinlichkeit, daß die gegebene Verteilung mit einer Gleichverteilung verträglich ist, liefert der Rayleigh Test auch eine Schätzung der relativen Amplitude R und der Lage des Maximums Φ der ersten harmonischen der Fourierentwicklung der Winkel Θ_i . Die Rayleigh Amplitude R [190, 191] und Phase Φ ist definiert als mittlere Richtung von n Vektoren:

$$R^2 = C^2 + S^2, \quad \Phi = \arctan \frac{S}{C} \quad (\text{B.4})$$

$$\text{mit } S = \frac{2}{n} \sum \sin \Theta_i, \quad C = \frac{2}{n} \sum \cos \Theta_i \quad (\text{B.5})$$

R und Φ bilden den Rayleigh-Vektor $\vec{R} = (R, \Phi)$.

Mit einem Likelihood-Quotienten-Test und einer Näherung nach [176, 93] berechnet sich die Wahrscheinlichkeit für eine Amplitude R bei n Ereignissen falls die Hypothese H_0 wahr ist mit:

$$P(nR^2/4 \geq k) = e^{-k} \left(1 + (2k - k^2)/4n - (24k - 132k^2 + 76k^3 - 9k^4)/288n^2 \right) \quad (\text{B.6})$$

Für große n geht diese Gleichung in den bekannten von Rayleigh formulierten Zusammenhang über:

$$P(nR^2/4 > k) = e^{-k} + O(n^{-2}), \quad k = nR^2/4 \quad (\text{B.7})$$

Diese Methode ist auch anwendbar für multimodale von Mises-Verteilungen und zur Bestimmung höherer Terme der Fourierentwicklung:

$$M(\mu_0, \kappa, l) = \frac{1}{2\pi I_0(\kappa)} \exp(\kappa \cos l(\Theta - \mu_0)) \quad 0 < \mu_0 \leq 2\pi/l \quad (\text{B.8})$$

$$R_l^2 = C_l^2 + S_l^2, \quad S_l = \frac{1}{n} \sum \sin(l\Theta_i), \quad C_l = \frac{1}{n} \sum \cos(l\Theta_i) \quad (\text{B.9})$$

B.2 Kuipers V_n Test

Kuipers V_n -Test [139] ist eine Art Kolmogorov-Smirnov-Test auf dem Kreis. Er ist verteilungsfrei und reagiert empfindlich auf Unterschiede in der globalen Form der Verteilungen. Die empirische Verteilungsfunktion $S_n(\Theta)$ sei für den Test auf Gleichverteilung mit $\Theta_{(0)} = 0$, $\Theta_{(n+1)} = 2\pi$ wie folgt definiert:

$$S_n(\Theta) = i/n, \quad \Theta_{(i)} \leq \Theta_{(i+1)}, \quad i = 0, 1, \dots, n \quad (\text{B.10})$$

Aus den der Größe nach geordneten gemessenen Winkeln wird die kumulative Größe F_n gebildet:

$$F_n(\Theta) = \frac{\text{Anzahl der } \Theta_i \leq \Theta_n}{n} \quad (\text{B.11})$$

Die von Kuiper definierte Teststatistik lautet ähnlich zum Kolmogorov-Smirnov-Test:

$$V_n = D^+ + D^- \quad (\text{B.12})$$

$$D^+ = \sup_{\Theta} (S_n(\Theta) - F_n(\Theta)) \quad D^- = \sup_{\Theta} (F_n(\Theta) - S_n(\Theta)) \quad (\text{B.13})$$

V_n ist also die Summe der maximalen und minimalen Abweichung zwischen den beiden kumulativen Funktionen. Folgende alternative Formulierung von V_n ist technisch einfach zu implementieren:

$$V_n = \max_{0 \leq i \leq n} \left(\frac{i}{n} - U_i \right) + \max_{0 \leq i \leq n} \left(U_i - \frac{i-1}{n} \right) \quad (\text{B.14})$$

$$U_i = \Theta_i / 2\pi \quad (\text{B.15})$$

Für große n gilt nach Kuiper:

$$\begin{aligned} P(\sqrt{n} V_n \leq z) &= 1 - 2 \sum_{m=1}^{\infty} (4m^2 z^2 - 1) e^{-2m^2 z^2} \\ &+ \frac{8z}{3\sqrt{n}} \sum_{m=1}^{\infty} m^2 (4m^2 z^2 - 3) e^{-2m^2 z^2} + O(n^{-1}) \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

B.3 Watsons U^2 Test

Der Watsons U^2 Test [223] ist ebenfalls ein verteilungsfreier Test. Die Teststatistik U^2 berechnet sich mit $\bar{U} = \frac{1}{n} \sum_i U_i$ und $U_i = \Theta_i / 2\pi$ durch:

$$\begin{aligned} U^2 &= \sum_{i=1}^n \left(U_i - \frac{2i-1}{2n} \right)^2 + \frac{1}{12n} \\ &= \sum_{i=1}^n U_i^2 - n\bar{U} - \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n i U_i + (n+1)\bar{U} + \frac{n}{12} \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

Während Kuipers V_n den maximalen und minimalen Abstand zwischen den kumulierten gemessenen und theoretischen Werten testet, berechnet Watson den quadratischen Abstand. Für große n gilt in einer Näherung von Watson:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P(U^2 > u) = 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \exp(-2m^2 \pi^2 u). \quad (\text{B.18})$$

B.4 Ajnes A_n Test

Seien $\Theta_1, \dots, \Theta_n$ n Punkte auf einem Kreis. Mit einer Linie l durch den Mittelpunkt des Kreises werden die n Punkte in zwei Hälften geteilt. Durch Rotation der Linie l läßt sich die kleinste Menge an Punkten auf einer Seite der Linie bestimmen. Hodges [111] verwendete diese Größe als Teststatistik. Eine Erweiterung davon ist Ajnes A_n -Test [11]. Sei $N(\Theta)$ die Anzahl von Messungen in einem Halbkreis $(\Theta, \Theta + \pi)$. Ajnes Teststatistik A_n ist dann definiert als:

$$A_n = \int_0^{2\pi} \left(N(\Theta) - \frac{n}{2} \right) d\Theta \quad (\text{B.19})$$

Zur technischen Realisierung kann folgende Formel verwendet werden:

$$A_n = \frac{n\pi}{4} - \frac{2}{n} \sum_{j=2}^n \sum_{i=1}^{j-1} \min(\Theta_j - \Theta_i, 2\pi - \Theta_j + \Theta_i) \quad (\text{B.20})$$

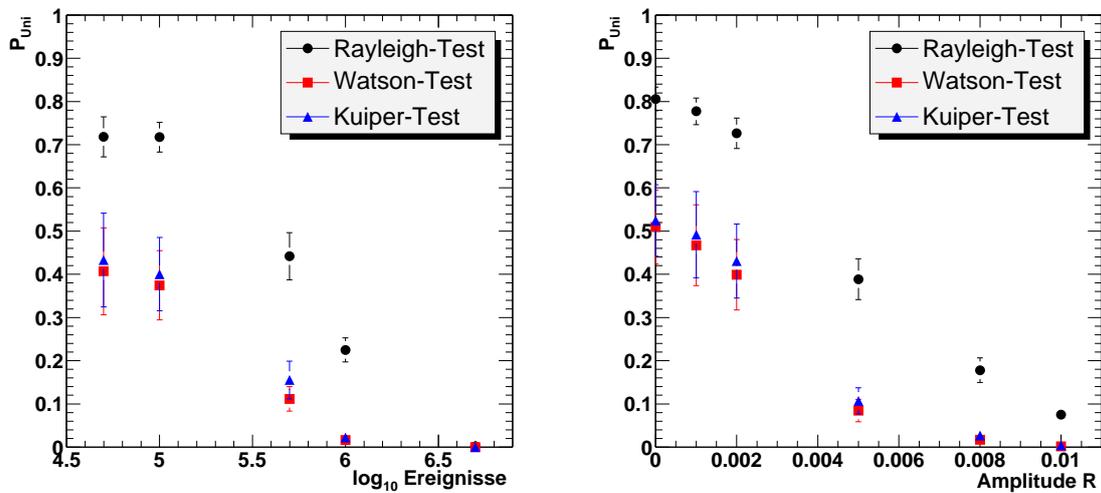


Abbildung B.1: Vergleich von Rayleigh-, Watson- und Kuipertest. Links: Wahrscheinlichkeit P_{Uni} , daß der getesteten Verteilung eine Gleichverteilung zugrunde liegt in Abhängigkeit der Anzahl an Ereignissen (links, Amplitude $R = 0.005$) und in Abhängigkeit der Amplitude R (rechts, Ereignisse $n = 500000$).

Bei großen Werten von A_n kann die Nullhypothese (Gleichung B.1) verworfen werden. Für große n gilt folgende Näherung:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} P(A_n > a) = \frac{4}{\pi} \sum_k^{\infty} \frac{(-1)^{k-1}}{2k-1} \exp\left(-\frac{(2k-1)^2 \pi^2}{2} \cdot a\right) \quad (\text{B.21})$$

Ajnes A_n -Test ist vor allem für kleine Datensätze geeignet und dort auch am empfindlichsten. Große Datensätze lassen sich schon aufgrund der äußerst rechenintensive Bestimmung von A_n nach Gleichung B.20 kaum bearbeiten.

B.5 Vergleich der Tests

Die Ergebnisse eines Vergleiches von Rayleigh-, Watson- und Kuipertest können der Abbildung B.1 entnommen werden. Für sechs verschiedene Amplituden R und fünf verschiedene Ereigniszahlen n wurden jeweils 100 Verteilungen simuliert. Die dabei zugrundeliegende Funktion lautet $T(\phi) = 1 + R \sin(\phi - \xi)$ mit der Zufallsvariablen ϕ , der Amplitude R und einer konstanten Phasenverschiebung ξ . Diese Verteilungen wurden mit den drei oben beschriebenen Testverfahren überprüft. In Abbildung B.1 ist der jeweilige Mittelwert über die 100 Ergebnisse eingezeichnet. Angeben ist die Wahrscheinlichkeit, daß die getestete Verteilung einer Gleichverteilung entspricht.

Die Ergebnisse von Kuiper- und Watson-Test stimmen innerhalb der angegebenen Streubreiten exakt überein. Beide Tests sind sehr ähnlich, die Teststatistik ist jeweils der Abstand zwischen der kumulierten empirischen und der zu testenden Verteilung. Kuiper verwendet den maximalen Abstand, Watson den mittleren quadratischen. Grundsätzlich arbeiten diese beiden Tests besser als der Rayleigh-Test. Während z.B. nach dem Rayleigh-Test die Verteilungen mit $R = 0.008$ noch mit einer Wahrscheinlichkeit von 13% einer Gleichverteilung

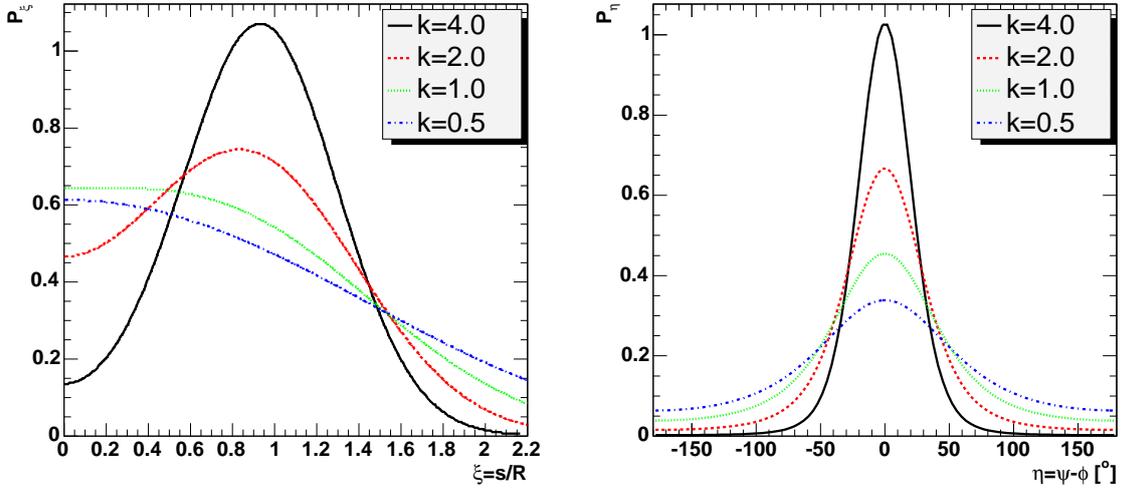


Abbildung B.2: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung P_ξ (links) und P_η (rechts).

entsprechen, ist dieser Wert beim Watson-Test 0.2% (Abbildung rechts). Alle Tests gewinnen an Sensitivität mit zunehmender Ereigniszahl (Abbildung links).

B.6 Erweiterter Rayleigh-Formalismus

Ist die Nullhypothese nicht wie bisher angenommen eine Gleichverteilung (Gleichung B.1), sondern eine Verteilung mit unbekannter Amplitude s und Phase ψ gilt nach Linsley [147] für den Rayleigh-Vektor \vec{R} (Amplitude R , Phase Φ)

$$\vec{R} = \vec{s} + \vec{x} \quad (\text{B.22})$$

Der Rayleigh-Vektor \vec{R} wird aus den Zufallsvariablen (Meßdaten) durch die Gleichungen B.4 bestimmt. \vec{x} beschreibt die Rayleigh-Fluktuationen, $\vec{s} = (s, \psi)$ die tatsächlich vorhandene Anisotropie in der zugrundeliegenden Verteilung. Die Wahrscheinlichkeit P_s , daß die Meßdaten aus einer Verteilung mit einer Amplitude im Intervall $[s, s + ds]$ stammen, lautet mit $\xi = s/R$:

$$P_\xi = \frac{2\sqrt{k/2}}{I_0(k/2)} \exp(-k(\xi^2 + 0.5)) \cdot I_0(2k\xi) \quad (\text{B.23})$$

I_0 ist die modifizierte Besselfunktion nullter Ordnung und $k = nR^2/4$. Abbildung B.2 zeigt für vier verschiedene k -Werte den Verlauf von P_ξ . Für $k \gg 1$ nähert sich P_ξ einer Normalverteilung mit Mittelwert s an. $\xi = 1$ entspricht einer genauen Bestimmung der unbekanntenen Amplitude s . Aus der Abbildung läßt sich erkennen, daß solange k keine sehr großen Werte annimmt ($k \geq 4$), R ein sehr ungenauer Schätzwert von s ist. Für die vier Werte von k in der Abbildung gilt für die Erwartungswerte $\langle \xi \rangle$ z.B. $\langle \xi(k=0.5) \rangle = 1.009$, $\langle \xi(k=1) \rangle = 0.875$, $\langle \xi(k=2) \rangle = 0.857$ und $\langle \xi(k=4) \rangle = 0.914$. Für $k \approx 1$ vergrößern die Fluktuationen die in der Analyse bestimmte Rayleigh-Amplitude R , für kleine Werte von k erfolgt eine Unterschätzung.

Für die Bestimmung der Phase ψ , im Folgenden durch den Winkel η , der relativ zur Rayleigh-Phase Φ (Gleichung B.4) gemessen wird ($\eta = \psi - \Phi$), dargestellt, gilt für die Wahrscheinlichkeitsdichte:

$$P_\eta = \frac{1}{I_0(k/2)} \exp(k(\cos^2 \eta - 0.5)) \left(1 + l \cdot \operatorname{erf}(l \cdot \sqrt{k} \cos \eta)\right) \quad (\text{B.24})$$

Die Funktion erf ist die Gaußsche Fehlerfunktion, für l gilt $l = 1$ falls $-\pi/2 \leq \Phi \leq \pi/2$, $l = -1$ falls $-\pi \leq \Phi < -\pi/2$ oder $\pi/2 < \Phi \leq \pi$. Der Verlauf von P_η für vier verschiedene k -Werte ist in Abbildung B.2 rechts zu erkennen. $\eta = 0$ entspricht einer genauen Schätzung der Phase ψ . Die Breite der Verteilungen skaliert erwartungsgemäß mit k . Die Konfidenzintervalle $\eta_{68.3\%}$ für die vier Beispiele in der Abbildung lauten $\eta_{68.3\%}(k = 0.5) = 76.6^\circ$, $\eta_{68.3\%}(k = 1) = 57.4^\circ$, $\eta_{68.3\%}(k = 2) = 37.5^\circ$ und $\eta_{68.3\%}(k = 4) = 23.2^\circ$. Die Verteilung P_η hat sehr weite Ausläufer, z.B. ist $\eta_{95\%}(k = 2) = 107.3^\circ$. Der k -Wert von 2 ist etwa das Maximale was sich in Analysen von ausgedehnten Luftschauer erreichen läßt, Beide Abbildungen in B.2 zeigen, daß solange k keine Werte größer als 4 annimmt, die Ergebnisse mit einer sehr großen Unsicherheit behaftet sind, d.h. eine genaue Bestimmung von Amplitude und Phase der ersten Harmonischen nicht möglich ist.

Anhang C

Ergebnisse der Punktquellenanalyse (Datenkarten)

Dieser Anhang enthält in Tabellenform die Ergebnisse der Punktquellenanalyse sowie Signifikanzkarten und Verteilungen (soweit diese nicht in Kapitel 6.2.1 zu finden sind). Ein Überblick über verwendete Datenschnitte, Kanalbreiten, etc. findet sich in Tabelle 6.3. Die Art und Anzahl der sichtbaren Objekte zeigt Tabelle 6.1, deren Lage am Himmel Abbildung 6.12.

Die Ergebnisse der Analyse der Umgebungen von Objekten aus folgenden Katalogen sind in diesem Anhang aufgelistet:

- sog. 'Maxima Katalog'. Hier sind die Werte zu den zwanzig größten Signifikanzen aus den Signifikanzkarten verzeichnet.
- TeV- γ -Quellen Katalog (Tabelle 6.2).

Beschreibung des Tabelleninhaltes:

Name Name der Quelle

RA Rektaszension der Quelle (B1950), dezimale Darstellung

Dec Deklination der Quelle (B1950), dezimale Darstellung

S_{\max} Maximale Signifikanz in einer kreisförmigen Umgebung um die exakte Quellposition mit einem Radius nach Tabelle 6.3

N_D Anzahl der Ereignisse im Kanal von S_{\max} in der Datenkarte

N_U Anzahl der Ereignisse im Kanal von S_{\max} in der Untergrundkarte

P_N Wahrscheinlichkeit, daß die Verteilung der Signifikanzen in der Umgebung der Quelle einer Normalverteilung $N(0,1)$ entspricht.

Φ \log_{10} der obere Flußgrenzen in $[\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}]$ (90% Vertrauen) (Berechnung nach Kapitel 6.1.6)

C.1 Datenschnitt Nr.1: $\log_{10} N_e > 3.0$, Kanalbreite 0.5°

Tabelle C.1: *Maxima in den Signifikanzen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N
Maximum N.1	249.7	21.2	3.9	0.001	766	662	0.85
Maximum N.2	200.4	21.8	3.9	0.002	801	695	0.96
Maximum N.3	41.4	30.2	3.8	0.002	1645	1495	0.95
Maximum N.4	43.9	42.8	3.8	0.002	2925	2724	0.68
Maximum N.5	110.3	44.8	3.7	0.002	3031	2828	0.76
Maximum N.6	301.5	27.8	3.7	0.003	1354	1222	0.94
Maximum N.7	266.9	46.8	3.7	0.003	3188	2984	0.87
Maximum N.8	309.0	52.2	3.6	0.004	3346	3138	0.94
Maximum N.9	15.5	40.8	3.6	0.003	2751	2563	0.99
Maximum N.10	302.3	66.2	3.6	0.004	2677	2494	0.95
Maximum N.11	137.5	21.8	3.6	0.005	787	690	0.98
Maximum N.12	48.1	27.2	3.6	0.005	1305	1179	0.99
Maximum N.13	291.5	24.8	3.5	0.006	1066	954	0.97
Maximum N.14	314.5	60.8	3.5	0.007	3097	2906	0.98
Maximum N.16	218.9	28.2	3.4	0.008	1410	1285	0.96
Maximum N.17	244.3	16.8	3.4	0.009	430	363	0.63
Maximum N.18	107.0	51.8	3.4	0.011	3285	3094	0.96
Maximum N.19	295.9	21.2	3.4	0.010	755	666	0.86
Maximum N.20	293.4	73.2	3.3	0.011	1951	1806	0.98
Maximum N.21	20.1	27.8	3.3	0.010	1354	1234	0.44

Tabelle C.2: *TeV Quellen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N	$\bar{\Phi}$
G184.6-05.8	82.9	22.0	2.1	0.405	746	689	0.99	-9.73
G111.7-02.1	350.3	58.5	2.1	0.379	3180	3060	0.89	-9.75
MRK 421, S4 1101+384	165.4	38.5	1.9	0.546	2538	2442	0.91	-9.69
MRK 501, S4 1652+398	253.0	39.8	2.6	0.106	2568	2435	0.98	-9.67
1ES2344+514	356.2	51.4	2.2	0.351	3250	3126	0.99	-9.66
1ES1959+650	299.9	65.0	2.1	0.445	2774	2666	0.98	-9.76
3C 66A, 1ES0219+428	34.9	42.8	2.6	0.136	2862	2726	0.59	-9.71
1H 1426+423, 1ES1426+428	216.6	42.9	1.7	0.765	2854	2765	0.73	-9.70
TeV J2032+4130	307.6	41.3	2.2	0.303	2767	2650	0.96	-9.67

C.2 Datenschnitt Nr.2: $\log_{10} N_e > 3.0$, Kanalbreite 0.5°

Das Kartengitter der zugrundeliegenden Himmelskarten ist hier um eine halbe Kanalbreite gegeben C.1 verschoben (Datenschnitt Nr.2).

Tabelle C.3: *Maxima in den Signifikanzen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N
Maximum N.1	43.3	53.5	3.9	0.001	3357	3132	0.87
Maximum N.2	331.2	49.5	3.9	0.001	3317	3093	0.96
Maximum N.3	300.9	74.0	3.8	0.002	1904	1742	0.90
Maximum N.4	258.3	65.5	3.7	0.003	2756	2565	0.85
Maximum N.5	75.7	16.0	3.7	0.003	389	320	0.92
Maximum N.6	89.0	31.0	3.6	0.003	1706	1559	0.95
Maximum N.7	11.5	27.5	3.6	0.004	1336	1206	0.98
Maximum N.9	185.1	57.0	3.6	0.004	3271	3067	0.95
Maximum N.10	242.2	36.0	3.6	0.004	2278	2109	0.97
Maximum N.11	259.1	74.0	3.5	0.005	1893	1742	0.82
Maximum N.12	233.8	54.5	3.5	0.005	3349	3147	0.83
Maximum N.13	198.6	44.5	3.5	0.006	3019	2828	0.70
Maximum N.14	161.6	32.5	3.5	0.006	1857	1708	0.79
Maximum N.15	263.3	17.5	3.5	0.007	479	406	0.60
Maximum N.16	142.1	24.5	3.5	0.007	1019	911	0.84
Maximum N.17	247.2	39.0	3.5	0.007	2580	2406	0.90
Maximum N.18	354.0	57.5	3.5	0.007	3265	3070	0.91
Maximum N.19	220.7	34.5	3.4	0.007	2100	1945	0.91
Maximum N.20	353.5	60.0	3.4	0.008	3119	2929	0.95
Maximum N.21	166.2	50.5	3.4	0.008	3284	3089	0.89

Tabelle C.4: *TeV Quellen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N	$\bar{\Phi}$
G184.6-05.8	82.9	22.0	1.9	0.549	845	790	0.97	-9.74
G111.7-02.1	350.3	58.5	2.1	0.414	3109	2993	0.92	-9.74
MRK 421, S4 1101+384	165.4	38.5	2.2	0.297	2385	2277	0.99	-9.68
MRK 501, S4 1652+398	253.0	39.8	2.9	0.053	2557	2412	0.92	-9.69
1ES2344+514	356.2	51.4	2.1	0.389	3258	3139	0.96	-9.65
1ES1959+650	299.9	65.0	1.4	0.886	2756	2682	0.77	-9.77
3C 66A, 1ES0219+428	34.9	42.8	2.8	0.063	2804	2655	0.99	-9.68
1H 1426+423, 1ES1426+428	216.6	42.9	1.3	0.943	2764	2697	0.94	-9.72
TeV J2032+4130	307.6	41.3	2.4	0.194	2667	2542	0.91	-9.68

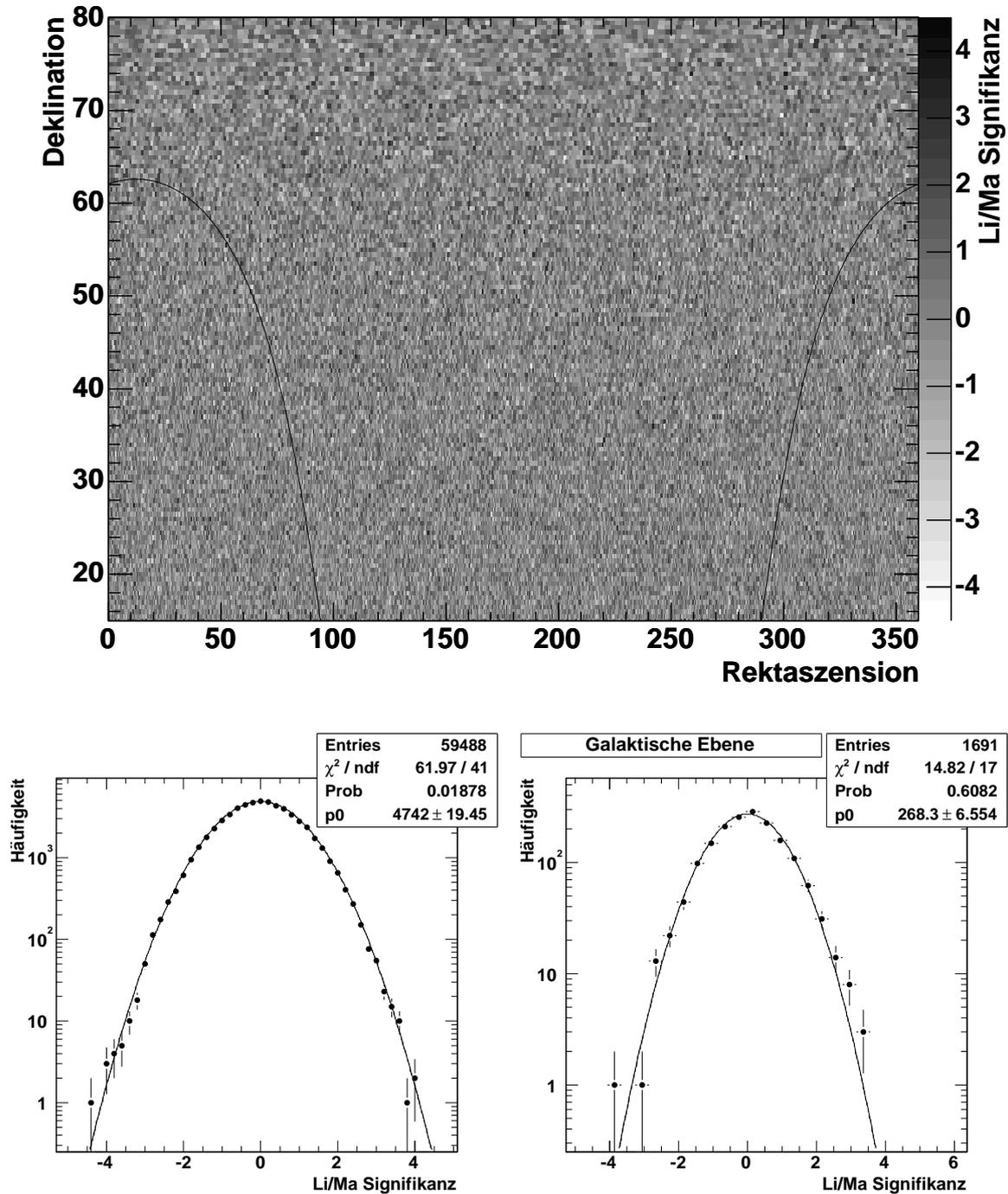


Abbildung C.1: Signifikanzkarte (oben) sowie Verteilungen der Signifikanzen von allen Zellen (links) und für Zellen mit einem maximalem Abstand von der galaktischen Ebene von 1.5° . (rechts). Das Kartengitter ist um eine halbe Binbreite gegenüber dem in Abbildung 6.5 verschoben. **Datenschnitt Nr.2:** $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

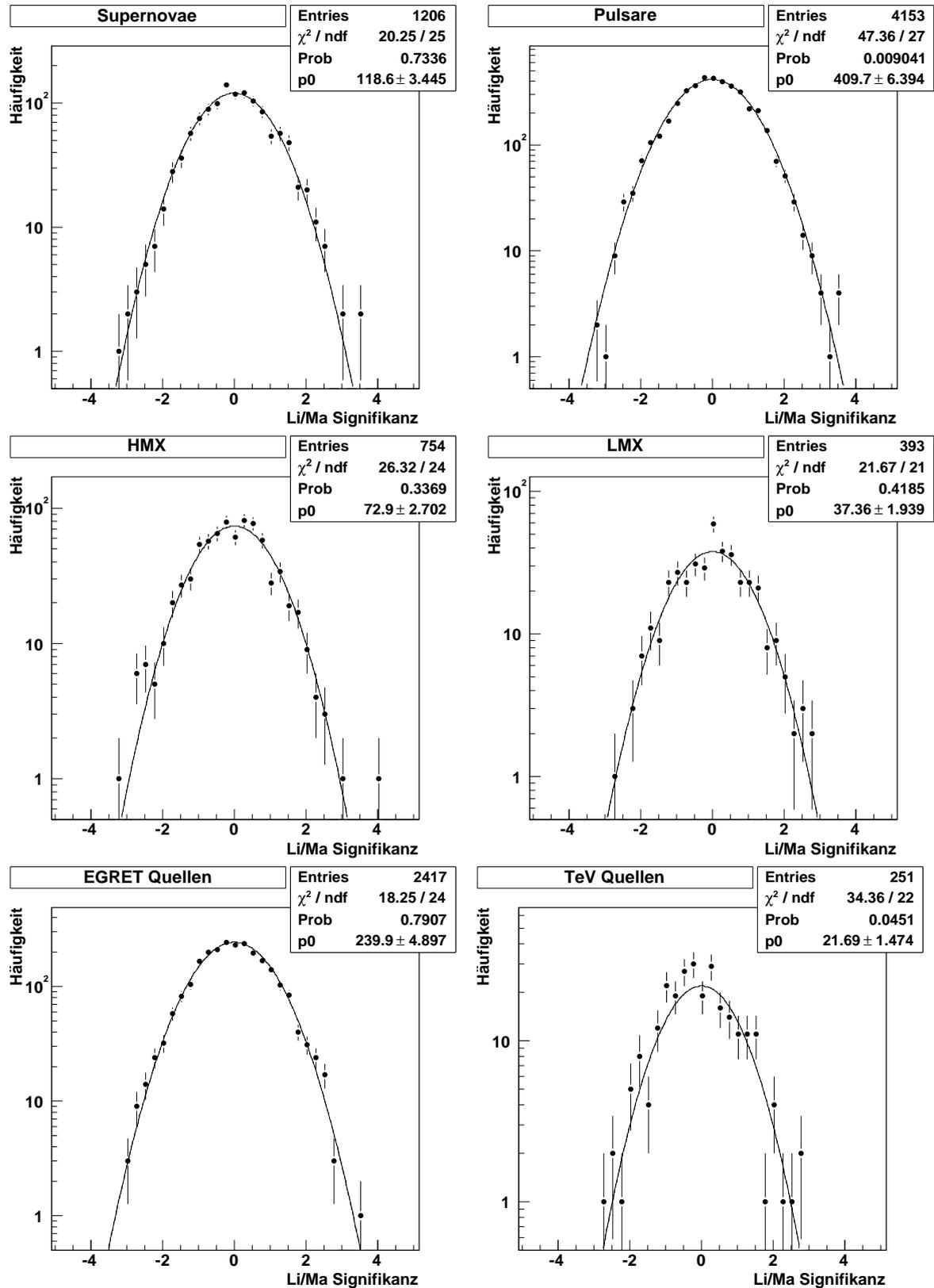


Abbildung C.2: Signifikanzverteilungen für Umgebungen mit 1.5° Radius um die jeweiligen Quellpositionen für die Kataloge von Supernovae, Pulsare, Röntgendoppelsterne (HMX und LMX), EGRET und TeV Gammaquellen (siehe Tabelle 6.1). Das Kartengitter ist um eine halbe Binbreite gegenüber dem in Abbildung 6.5 verschoben. **Datenschnitt Nr.2:** $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

C.3 Datenschnitt Nr.3: $\log_{10} N_e > 3.0$, Kanalbreite 2.0°

Tabelle C.5: *Maxima in den Signifikanzen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N
Maximum N.1	258.2	65.0	3.4	0.010	42541	41842	1.00
Maximum N.2	346.8	47.0	3.2	0.017	48414	47703	0.88
Maximum N.3	110.5	43.0	3.0	0.034	43883	43247	0.69
Maximum N.4	203.2	43.0	3.0	0.039	44248	43620	0.65
Maximum N.5	241.8	23.0	2.9	0.047	13168	12833	0.77
Maximum N.6	85.9	43.0	2.9	0.051	44021	43412	0.68
Maximum N.7	142.5	25.0	2.8	0.066	15708	15359	0.85
Maximum N.8	259.9	27.0	2.8	0.067	19071	18688	0.98
Maximum N.9	251.2	37.0	2.7	0.082	35867	35348	0.95
Maximum N.10	45.3	25.0	2.7	0.084	15888	15547	0.97
Maximum N.11	302.6	27.0	2.7	0.093	19006	18634	0.98
Maximum N.12	285.2	23.0	2.7	0.099	13127	12820	0.93
Maximum N.15	147.2	19.0	2.6	0.098	8190	7952	0.78
Maximum N.18	215.8	23.0	2.6	0.114	13081	12781	1.00
Maximum N.19	334.1	43.0	2.6	0.117	44193	43642	0.98
Maximum N.20	150.7	47.0	2.6	0.120	47874	47303	0.95

Tabelle C.6: *TeV Quellen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N	$\bar{\Phi}$
G184.6-05.8	82.9	22.0	2.2	0.320	15761	15483	0.93	-9.12
G111.7-02.1	350.3	58.5	2.3	0.238	50952	50423	0.84	-9.08
MRK 421, S4 1101+384	165.4	38.5	1.8	0.619	43721	43333	0.96	-9.10
MRK 501, S4 1652+398	253.0	39.8	2.7	0.085	35867	35348	0.89	-9.09
1ES2344+514	356.2	51.4	2.3	0.245	50952	50423	0.90	-9.06
1ES1959+650	299.9	65.0	2.0	0.444	44484	44058	0.96	-9.15
3C 66A, 1ES0219+428	34.9	42.8	2.2	0.347	38666	38237	0.72	-9.06
1H 1426+423, 1ES1426+428	216.6	42.9	2.1	0.364	46748	46285	0.97	-9.08
TeV J2032+4130	307.6	41.3	2.3	0.235	44268	43771	0.93	-9.04

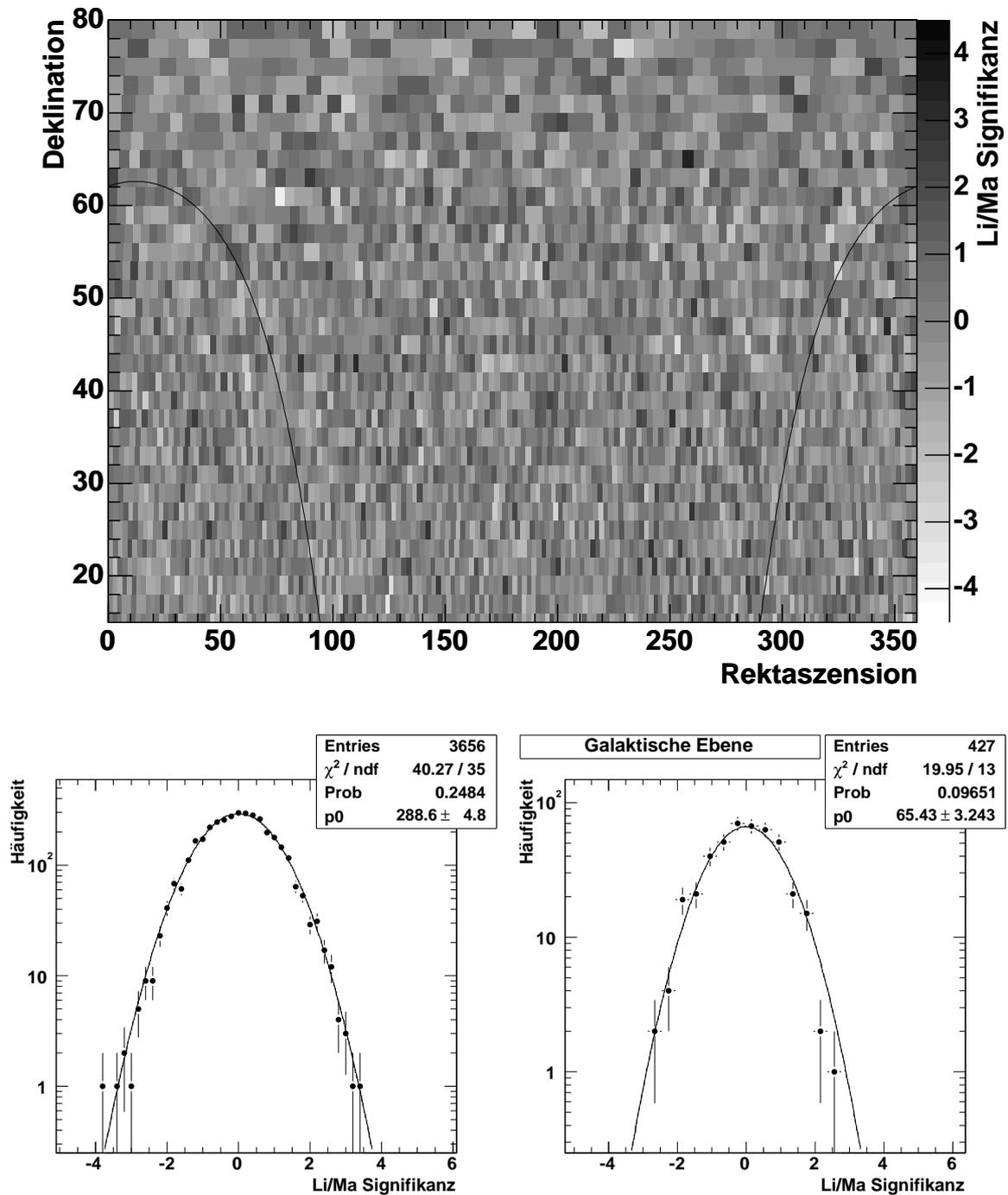


Abbildung C.3: Signifikanzkarte (oben) sowie Verteilungen der Signifikanzen von allen Zellen (links) und für Zellen mit einem maximalem Abstand von der galaktischen Ebene von 6° . (rechts). **Datenschnitt Nr.3:** $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 2° .

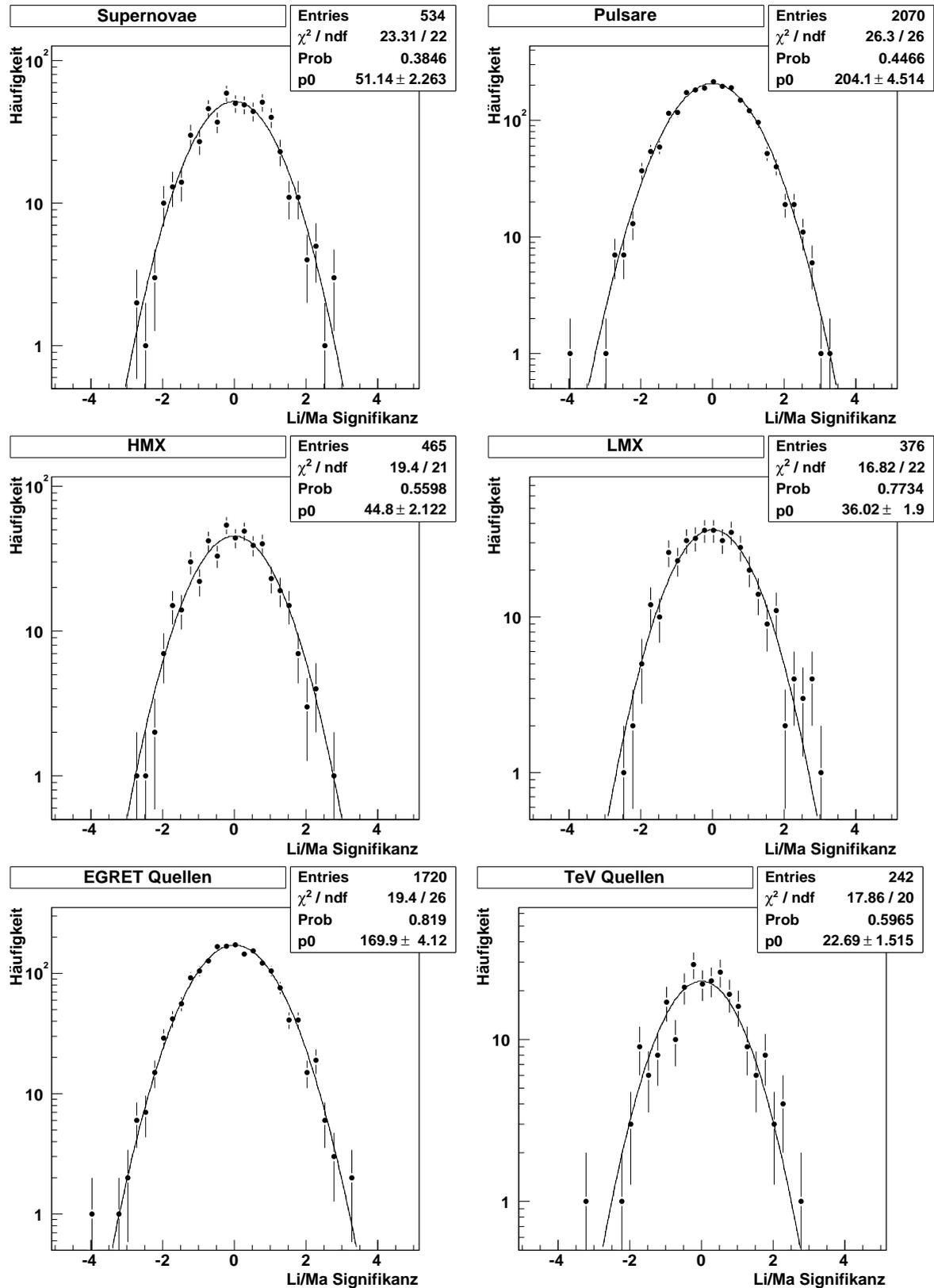


Abbildung C.4: Signifikanzverteilungen für Umgebungen mit 6° Radius um die jeweiligen Quellpositionen für die Kataloge von Supernovae, Pulsare, Röntgendoppelsterne (HMX und LMX), EGRET und TeV Gammaquellen (siehe Tabelle 6.1). **Datenschnitt Nr.3:** $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 2° .

C.4 Datenschnitt Nr.4: $\log_{10} N_e > 5.5$, Kanalbreite 2.0°

Tabelle C.7: Maxima in den Signifikanzen

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N
Maximum N.1	276.6	41.0	4.3	0.000	156	108	0.83
Maximum N.2	212.2	47.0	3.7	0.003	166	122	0.99
Maximum N.3	316.6	19.0	3.3	0.010	32	17	0.91
Maximum N.4	277.7	33.0	3.2	0.018	97	69	1.00
Maximum N.5	272.9	59.0	3.1	0.024	163	126	0.94
Maximum N.6	221.4	51.0	3.1	0.023	166	129	0.69
Maximum N.7	132.3	33.0	3.0	0.033	96	69	0.87
Maximum N.8	274.2	69.0	3.0	0.037	115	85	0.95
Maximum N.9	176.9	17.0	2.9	0.022	23	11	0.99
Maximum N.10	42.1	75.0	2.9	0.047	81	57	0.74
Maximum N.11	329.5	69.0	2.8	0.064	112	84	0.94
Maximum N.12	204.4	39.0	2.8	0.063	127	97	0.97
Maximum N.13	92.4	65.0	2.8	0.068	136	106	1.00
Maximum N.14	211.8	35.0	2.7	0.090	104	79	0.94
Maximum N.15	92.1	19.0	2.7	0.068	30	17	0.87
Maximum N.16	280.6	19.0	2.7	0.074	28	16	0.88
Maximum N.17	198.3	71.0	2.6	0.110	100	76	0.80
Maximum N.18	208.0	55.0	2.6	0.108	164	133	0.99
Maximum N.19	81.2	51.0	2.6	0.114	158	127	0.93
Maximum N.20	51.7	61.0	2.6	0.118	146	117	0.99
Maximum N.21	99.7	29.0	2.6	0.116	71	51	0.87

Tabelle C.8: TeV Quellen

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N	$\bar{\Phi}$
G184.6-05.8	82.9	22.0	1.2	0.964	29	23	0.65	-7.93
G111.7-02.1	350.3	58.5	1.5	0.862	147	130	0.96	-7.95
MRK 421, S4 1101+384	165.4	38.5	1.0	0.994	115	105	0.63	-7.91
MRK 501, S4 1652+398	253.0	39.8	2.3	0.278	129	105	0.86	-7.85
1ES2344+514	356.2	51.4	1.4	0.919	145	129	0.93	-7.91
1ES1959+650	299.9	65.0	1.9	0.502	115	95	0.93	-7.94
3C 66A, 1ES0219+428	34.9	42.8	1.6	0.784	137	119	0.99	-7.90
1H 1426+423, 1ES1426+428	216.6	42.9	3.7	0.003	166	122	0.99	-7.82
TeV J2032+4130	307.6	41.3	2.2	0.324	138	113	0.97	-7.84

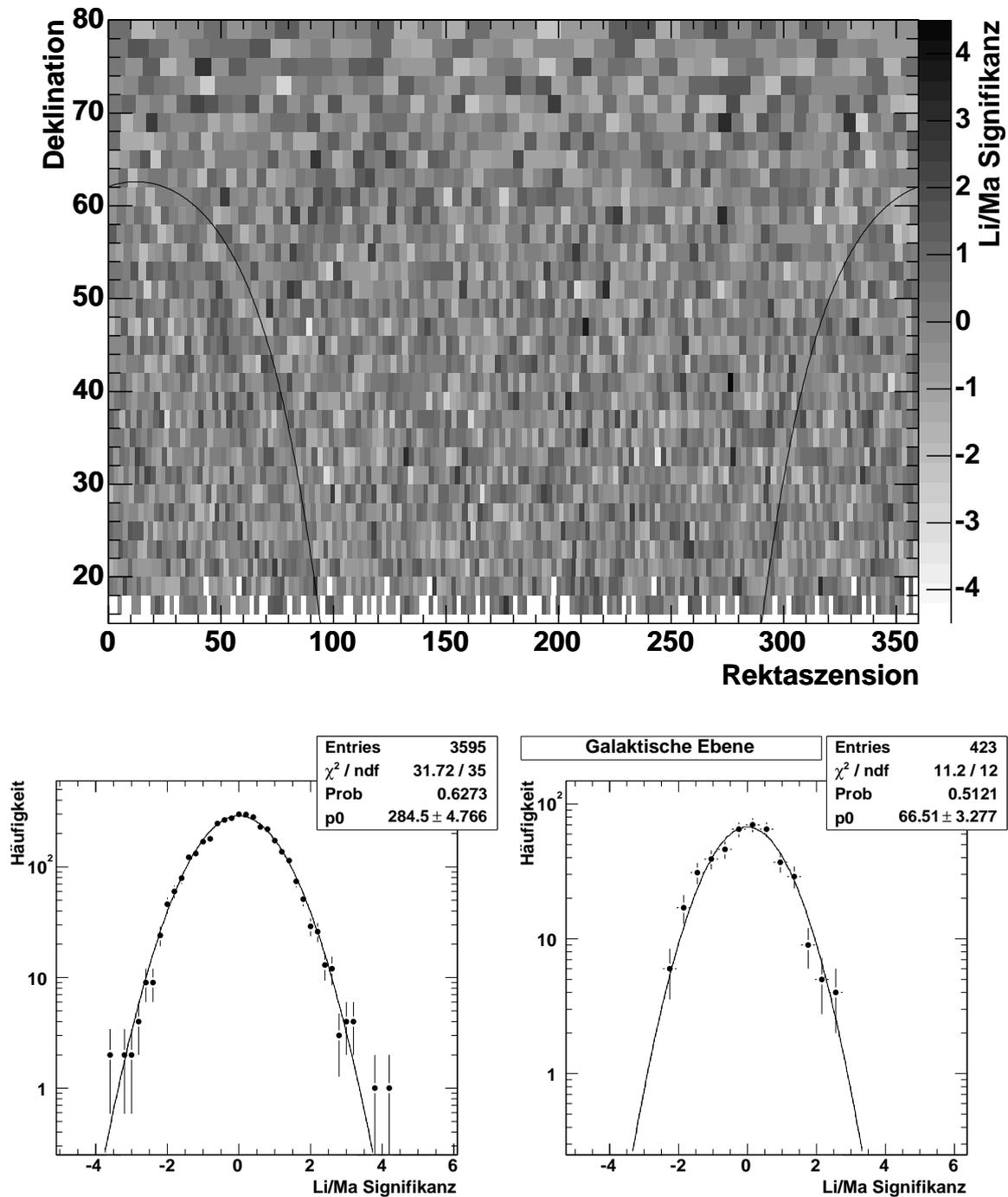


Abbildung C.5: Signifikanzkarte (oben) sowie Verteilungen der Signifikanzen von allen Zellen (links) und für Zellen mit einem maximalem Abstand von der galaktischen Ebene von 6° . (rechts). Datenschnitt Nr.4: $\log_{10} N_e > 5.5$ und Kanalbreite 2° .

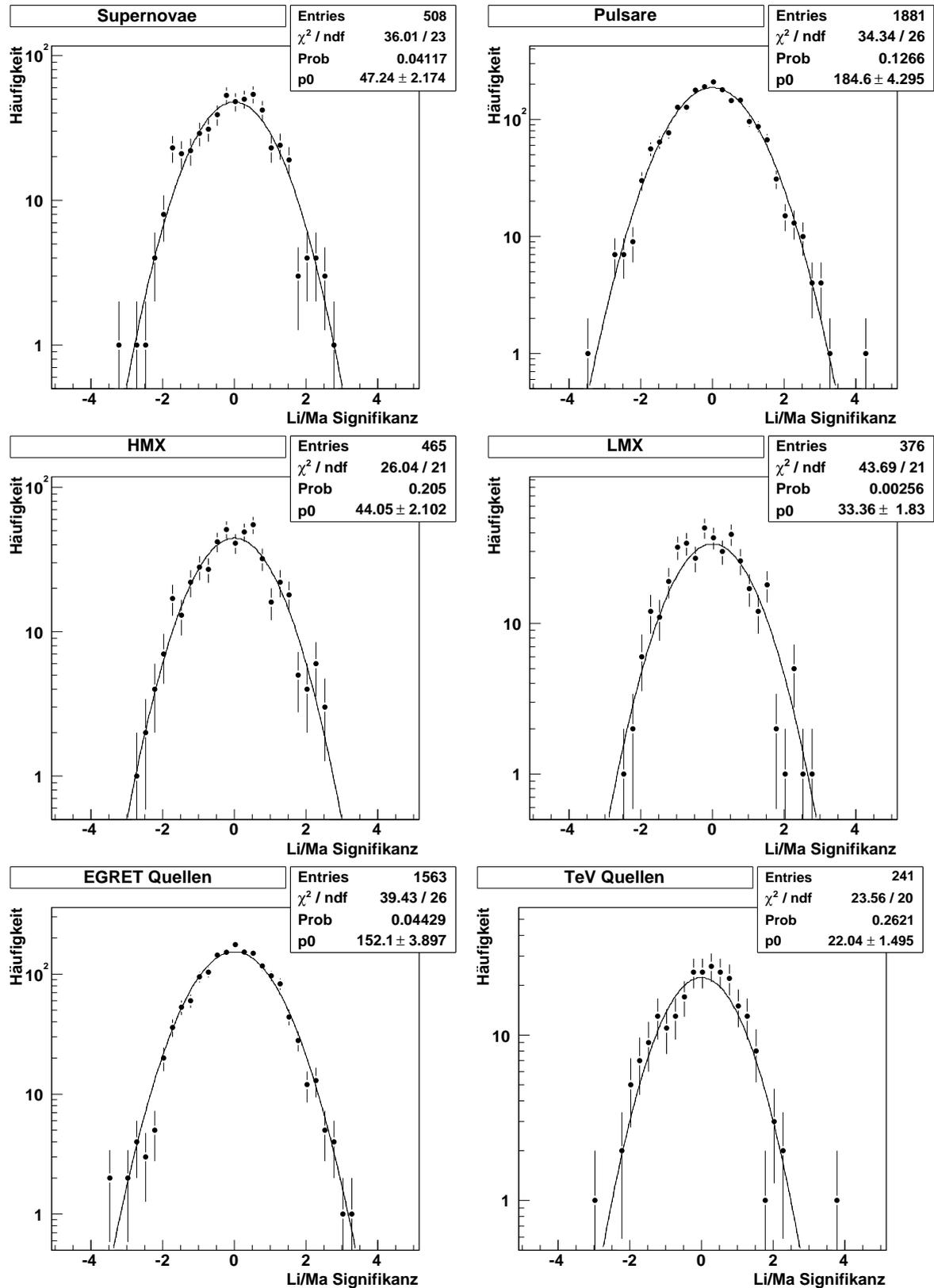


Abbildung C.6: Signifikanzverteilungen für Umgebungen mit 6° Radius um die jeweiligen Quellpositionen für die Kataloge von Supernovae, Pulsare, Röntgendoppelsterne (HMX und LMX), EGRET und TeV Gammaquellen (siehe Tabelle 6.1). **Datenschnitt Nr.4:** $\log_{10} N_e > 5.5$ und Kanalbreite 2° .

C.5 Datenschnitt Nr.5: $a = 2.5$, $b = -0.776$, $c = 0.8$, $\log_{10} N_e > 3.0$, Kanalbreite 0.5°

Tabelle C.9: Maxima in den Signifikanzen

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N
Maximum N.1	192.5	45.8	4.1	0.001	983	859	0.93
Maximum N.2	142.1	31.8	4.0	0.001	591	498	0.99
Maximum N.3	171.8	19.8	3.9	0.001	255	197	0.98
Maximum N.4	88.1	15.8	3.9	0.001	175	128	0.99
Maximum N.5	233.7	28.2	3.9	0.001	477	397	0.59
Maximum N.6	204.9	46.2	3.9	0.002	980	863	0.55
Maximum N.8	324.1	26.2	3.7	0.003	418	346	0.83
Maximum N.9	85.1	20.2	3.7	0.003	266	210	0.84
Maximum N.10	197.3	36.2	3.7	0.004	716	622	0.98
Maximum N.11	306.5	37.8	3.6	0.004	772	675	0.65
Maximum N.12	48.1	27.2	3.6	0.005	453	380	0.91
Maximum N.14	2.6	31.8	3.5	0.006	575	494	0.99
Maximum N.15	20.1	27.8	3.5	0.006	461	389	0.74
Maximum N.16	218.9	28.2	3.5	0.006	477	404	0.81
Maximum N.17	191.4	19.2	3.5	0.007	237	187	0.96
Maximum N.18	3.9	15.8	3.4	0.008	169	128	0.97
Maximum N.19	106.6	57.2	3.4	0.009	1010	904	0.92
Maximum N.20	172.7	49.2	3.4	0.009	999	894	0.97
Maximum N.21	311.9	50.2	3.4	0.009	1023	917	0.95

Tabelle C.10: TeV Quellen

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N	$\bar{\Phi}$
G184.6-05.8	82.9	22.0	2.2	0.318	298	261	0.98	-9.95
G111.7-02.1	350.3	58.5	2.6	0.115	988	907	0.95	-9.99
MRK 421, S4 1101+384	165.4	38.5	1.8	0.604	721	672	0.90	-9.91
MRK 501, S4 1652+398	253.0	39.8	3.3	0.013	813	722	0.69	-9.94
1ES2344+514	356.2	51.4	1.9	0.556	976	916	0.68	-9.93
1ES1959+650	299.9	65.0	1.7	0.711	858	808	0.87	-9.99
3C 66A, 1ES0219+428	34.9	42.8	0.9	0.997	808	783	0.63	-10.00
1H 1426+423, 1ES1426+428	216.6	42.9	1.9	0.535	848	792	0.80	-9.93
TeV J2032+4130	307.6	41.3	2.0	0.477	813	757	0.81	-9.90

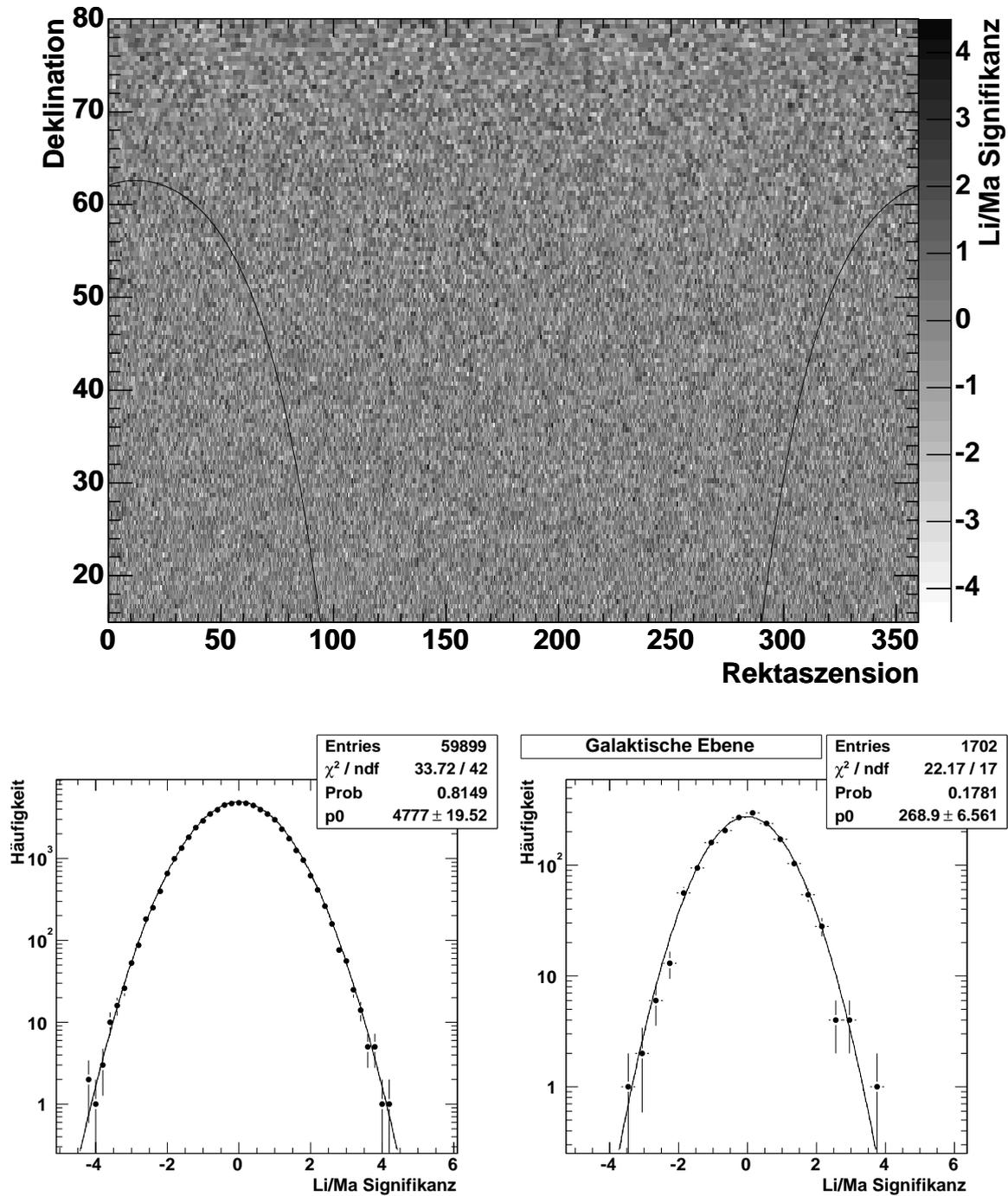


Abbildung C.7: Signifikanzkarte (oben) sowie Verteilungen der Signifikanzen von allen Zellen (links) und für Zellen mit einem maximalem Abstand von der galaktischen Ebene von 1.5° . (rechts). **Datenschnitt Nr.5:** $a = 2.5$, $b = -0.776$, $c = 0.8$, $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

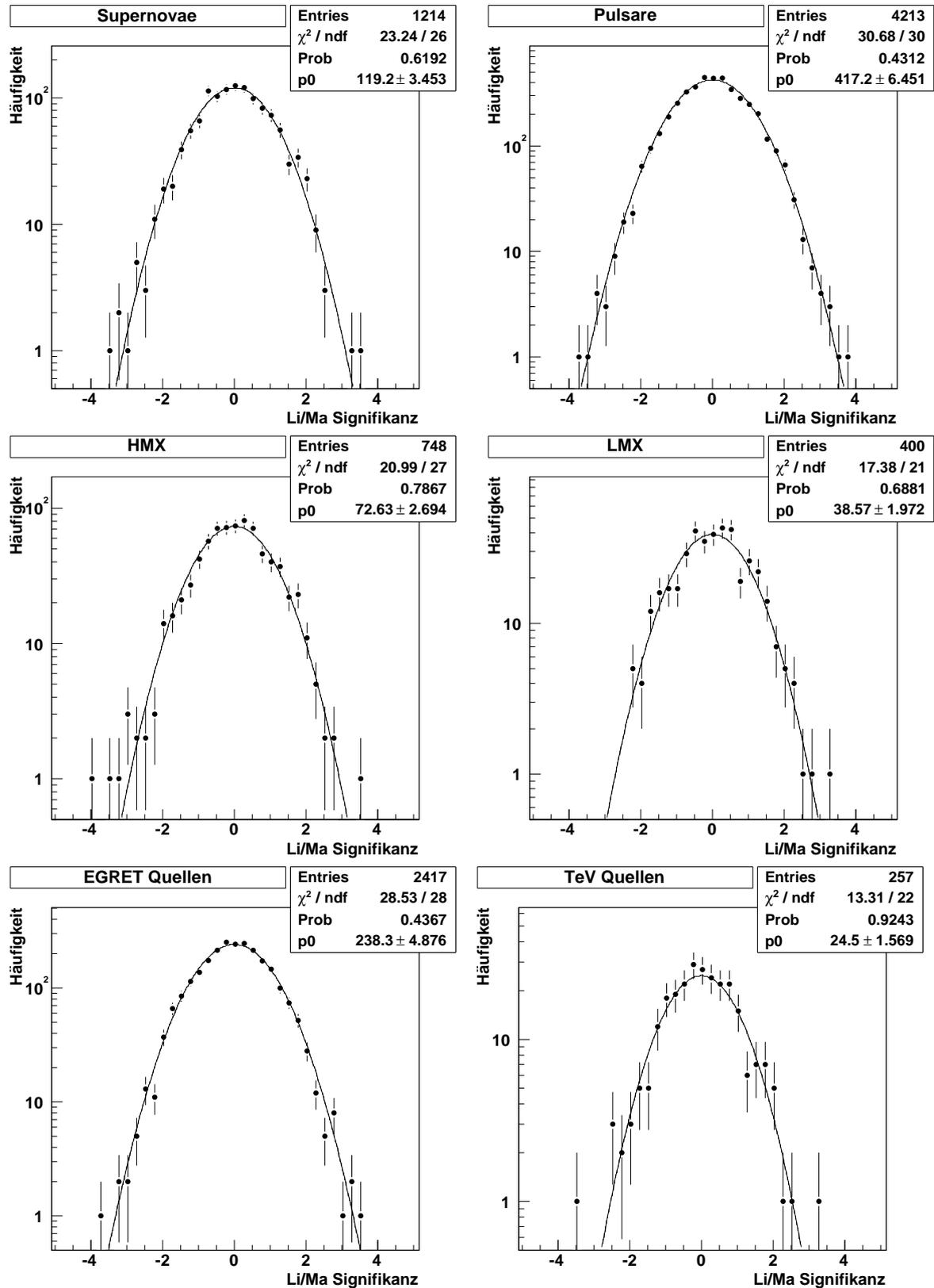


Abbildung C.8: Signifikanzverteilungen für Umgebungen mit 1.5° Radius um die jeweiligen Quellpositionen für die Kataloge von Supernovae, Pulsare, Röntgendoppelsterne (HMX und LMX), EGRET und TeV Gammaquellen (siehe Tabelle 6.1). **Datenschnitt Nr.5:** $a = 2.5$, $b = -0.776$, $c = 0.8$, $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

C.6 Datenschnitt Nr.6: $a = 2.5$, $b = -0.776$, $c = 0.8$, $\log_{10} N_e > 3.0$, Kanalbreite 0.5°

Das Kartengitter der zugrundeliegenden Himmelskarten ist hier um eine halbe Kanalbreite gegenüber C.5 verschoben (Datenschnitt Nr.6).

Tabelle C.11: *Maxima in den Signifikanzen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N
Maximum N.2	186.6	70.0	4.1	0.000	792	680	0.93
Maximum N.3	335.0	75.5	3.9	0.001	651	554	0.93
Maximum N.4	93.3	67.5	3.9	0.001	843	733	0.52
Maximum N.5	208.9	26.0	3.9	0.001	414	338	0.82
Maximum N.6	300.4	20.5	3.8	0.002	272	213	0.78
Maximum N.7	138.3	23.5	3.7	0.003	341	276	0.83
Maximum N.9	295.2	50.5	3.6	0.004	1032	918	0.87
Maximum N.10	333.7	16.5	3.6	0.003	183	138	0.99
Maximum N.11	248.8	28.5	3.6	0.004	485	409	0.97
Maximum N.13	184.0	29.5	3.5	0.006	506	430	0.79
Maximum N.14	145.5	38.5	3.5	0.006	788	692	0.90
Maximum N.15	110.0	45.0	3.5	0.007	944	840	0.96
Maximum N.16	358.4	40.5	3.4	0.008	837	742	0.90
Maximum N.17	323.9	26.5	3.4	0.009	417	351	0.78
Maximum N.18	91.8	25.0	3.4	0.010	376	314	0.97
Maximum N.19	235.1	29.0	3.4	0.010	495	423	0.96
Maximum N.20	8.9	22.5	3.4	0.009	315	258	0.98
Maximum N.21	24.8	26.0	3.4	0.009	404	339	0.99

Tabelle C.12: *TeV Quellen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N	$\bar{\Phi}$
G184.6-05.8	82.9	22.0	1.6	0.805	251	226	0.99	-9.97
G111.7-02.1	350.3	58.5	2.2	0.336	965	898	0.71	-9.98
MRK 421, S4 1101+384	165.4	38.5	3.0	0.036	778	696	0.69	-9.92
MRK 501, S4 1652+398	253.0	39.8	1.5	0.871	803	761	0.74	-9.96
1ES2344+514	356.2	51.4	1.9	0.516	980	920	0.90	-9.92
1ES1959+650	299.9	65.0	2.2	0.294	877	812	0.85	-9.98
3C 66A, 1ES0219+428	34.9	42.8	1.1	0.989	826	795	0.88	-9.98
1H 1426+423, 1ES1426+428	216.6	42.9	3.2	0.016	876	782	0.95	-9.92
TeV J2032+4130	307.6	41.3	3.2	0.023	837	748	0.98	-9.91

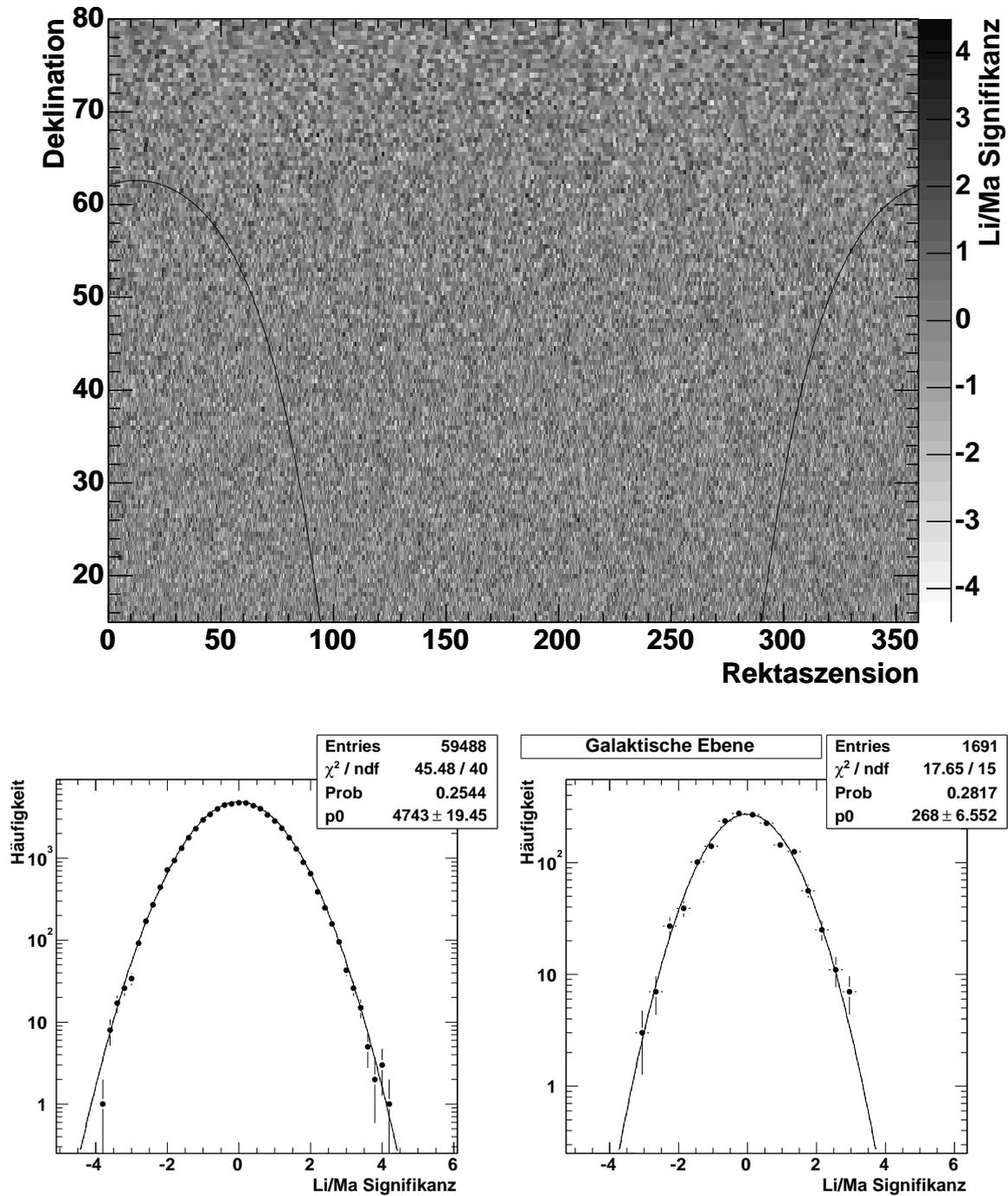


Abbildung C.9: Signifikanzkarte (oben) sowie Verteilungen der Signifikanzen von allen Zellen (links) und für Zellen mit einem maximalem Abstand von der galaktischen Ebene von 1.5° . (rechts). Das Kartengitter ist um eine halbe Binbreite gegenüber dem in Abbildung C.7 verschoben. **Datenschnitt Nr.6:** $a = 2.5$, $b = -0.776$, $c = 0.8$, $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

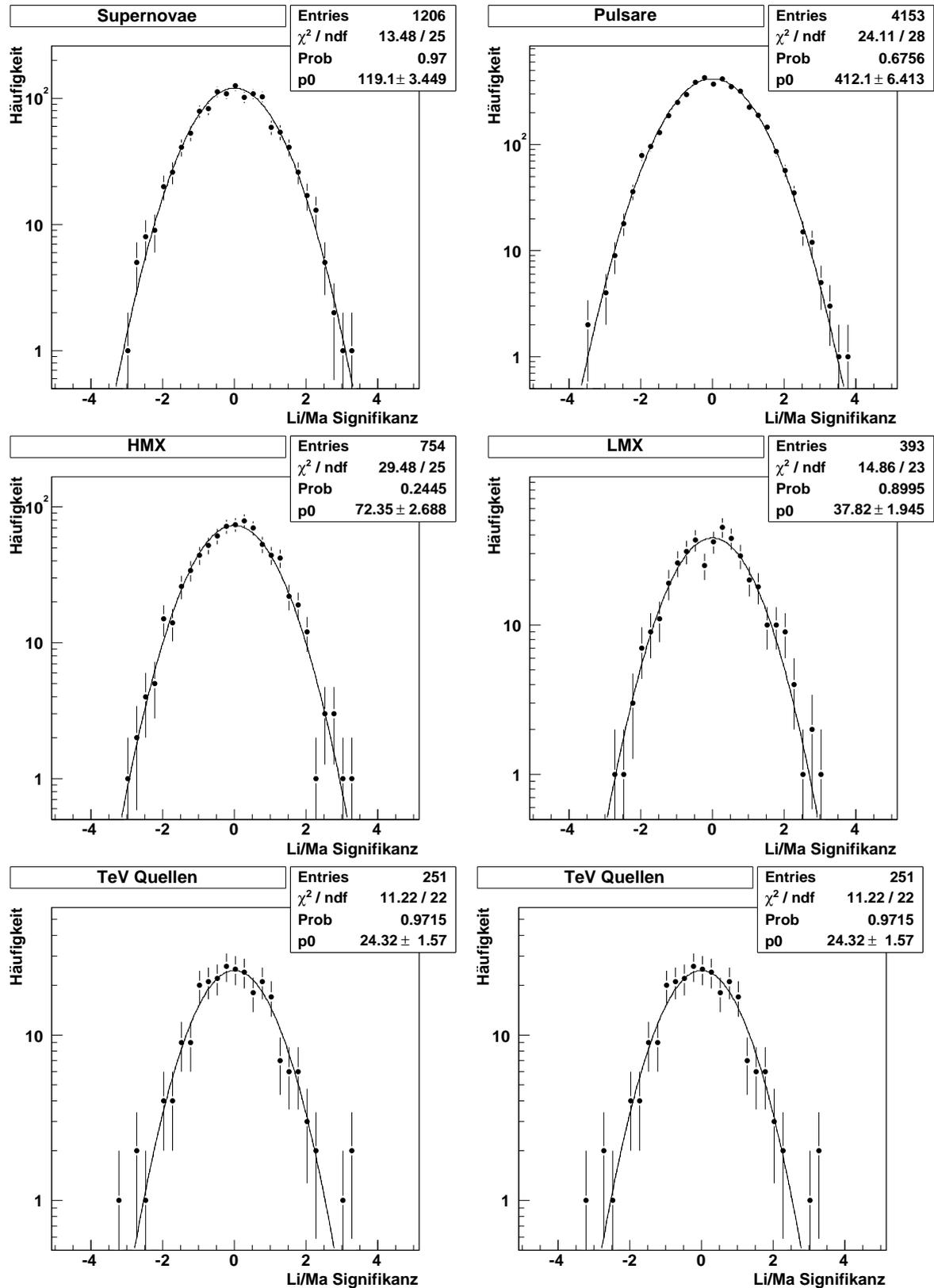


Abbildung C.10: Signifikanzverteilungen für Umgebungen mit 1.5° Radius um die jeweiligen Quellpositionen für die Kataloge von Supernovae, Pulsare, Röntgendoppelsterne (HMX und LMX), EGRET und TeV Gammaquellen (siehe Tabelle 6.1). Das Kartengitter ist um eine halbe Binbreite gegenüber dem in Abbildung C.8 verschoben. **Datenschnitt Nr.6:** $a = 2.5$, $b = -0.776$, $c = 0.8$, $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 0.5° .

C.7 Datenschnitt Nr.7: $a = 2.5$, $b = -0.776$, $c = 0.8$, $\log_{10} N_e > 3.0$, Kanalbreite 2°

Tabelle C.13: *Maxima in den Signifikanzen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N
Maximum N.1	45.3	25.0	3.4	0.009	5293	5047	0.95
Maximum N.2	309.5	63.0	3.0	0.033	13649	13296	0.89
Maximum N.3	203.2	43.0	2.9	0.051	13205	12873	0.91
Maximum N.4	258.2	65.0	2.9	0.059	13136	12809	0.89
Maximum N.5	150.7	47.0	2.8	0.062	14245	13907	0.87
Maximum N.6	270.7	47.0	2.8	0.068	14452	14116	0.94
Maximum N.7	256.8	63.0	2.9	0.059	13136	12809	0.78
Maximum N.8	196.6	69.0	2.7	0.081	11480	11187	0.98
Maximum N.9	141.3	17.0	2.7	0.087	2503	2369	0.94
Maximum N.10	129.0	45.0	2.7	0.093	13783	13468	0.93
Maximum N.12	339.6	21.0	2.7	0.089	3766	3603	1.00
Maximum N.13	22.0	47.0	2.7	0.099	14318	13999	0.95
Maximum N.14	241.8	23.0	2.6	0.104	4499	4322	0.96
Maximum N.15	333.8	55.0	2.6	0.104	15181	14855	0.72
Maximum N.16	5.6	27.0	2.6	0.105	6044	5841	0.63
Maximum N.17	156.1	57.0	2.6	0.120	14833	14516	0.90
Maximum N.18	23.2	43.0	2.7	0.099	14318	13999	0.97
Maximum N.20	145.3	39.0	2.5	0.156	11470	11201	0.99
Maximum N.21	288.7	31.0	2.5	0.158	7876	7656	0.74

Tabelle C.14: *TeV Quellen*

Name	RA	Dec.	S_{max}	$P_{>}$	N_D	N_U	P_N	$\bar{\Phi}$
G184.6-05.8	82.9	22.0	1.3	0.942	2442	2378	1.00	-9.38
G111.7-02.1	350.3	58.5	2.1	0.398	14881	14626	0.97	-9.37
MRK 421, S4 1101+384	165.4	38.5	2.2	0.349	10535	10311	0.96	-9.30
MRK 501, S4 1652+398	253.0	39.8	2.0	0.450	11625	11405	0.92	-9.36
1ES2344+514	356.2	51.4	2.2	0.327	14968	14698	0.95	-9.35
1ES1959+650	299.9	65.0	3.0	0.033	13649	13296	0.97	-9.43
3C 66A, 1ES0219+428	34.9	42.8	2.1	0.415	10614	10400	0.85	-9.32
1H 1426+423, 1ES1426+428	216.6	42.9	2.2	0.316	13928	13668	0.98	-9.33
TeV J2032+4130	307.6	41.3	1.9	0.519	13098	12874	0.95	-9.29

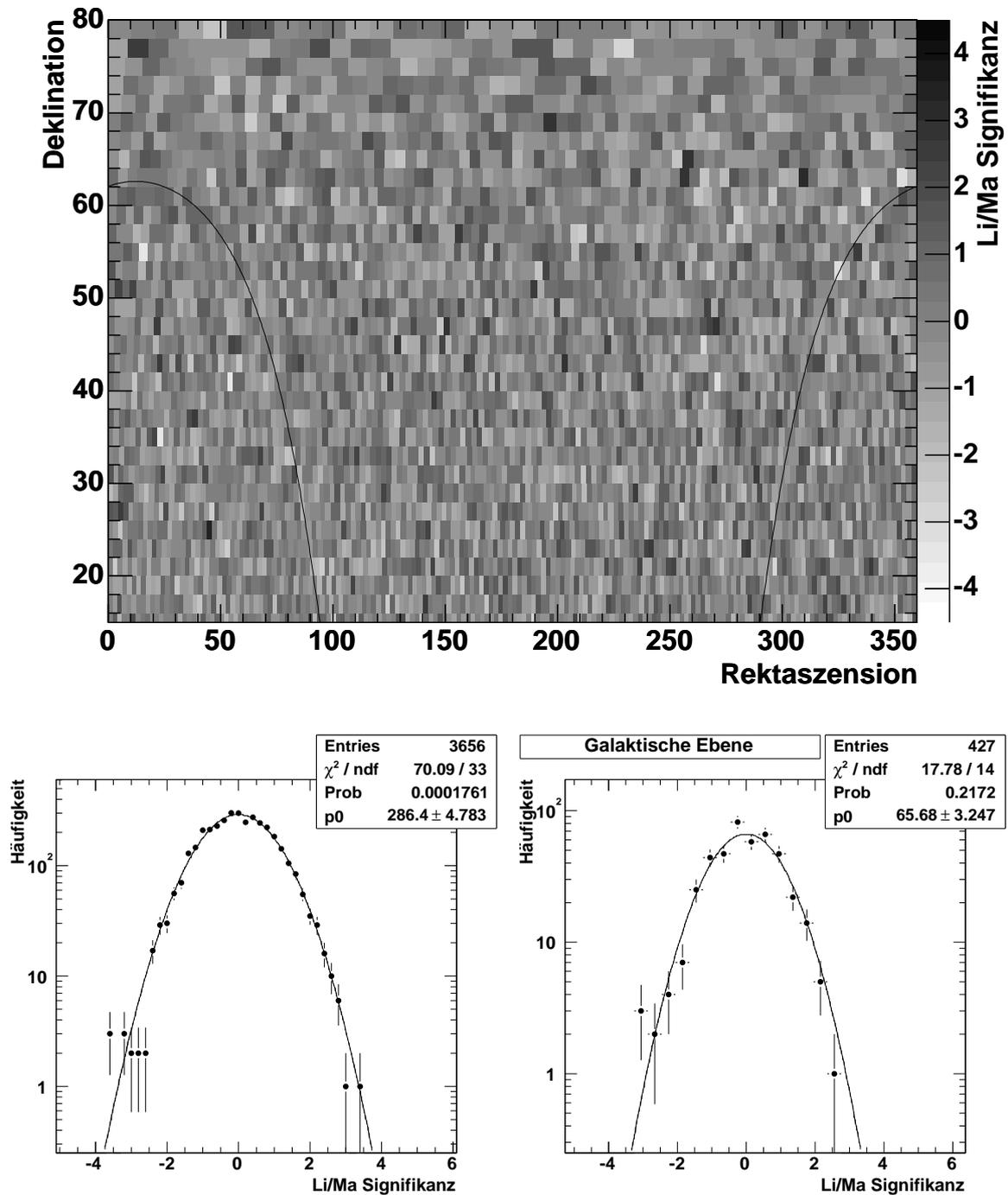


Abbildung C.11: Signifikanzkarte (oben) sowie Verteilungen der Signifikanzen von allen Zellen (links) und für Zellen mit einem maximalem Abstand von der galaktischen Ebene von 6° . (rechts). **Datenschnitt Nr.7:** $a=2.5, b=-0.776, c=0.8, \log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 2° .

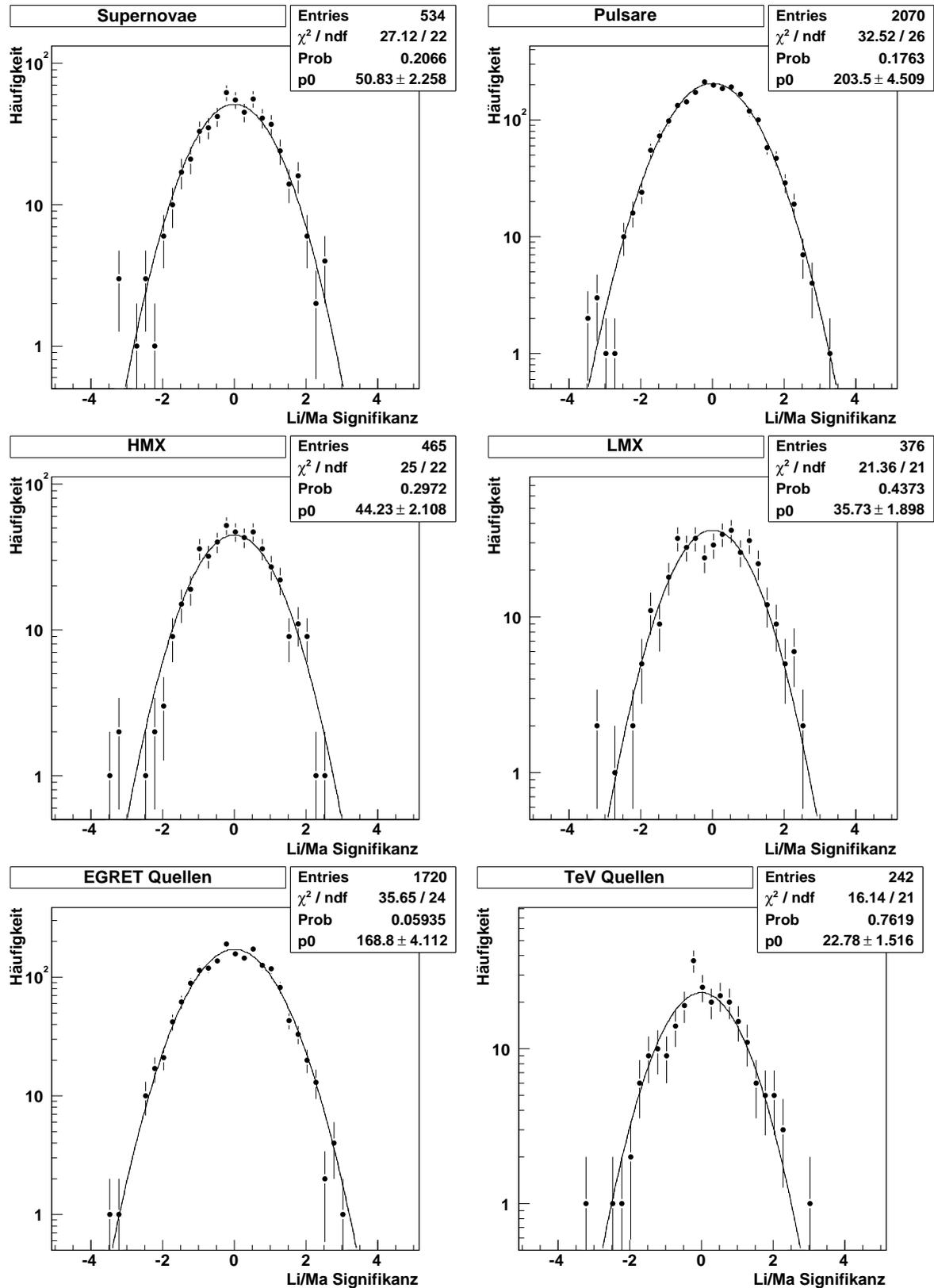


Abbildung C.12: Signifikanzverteilungen für Umgebungen mit 6° Radius um die jeweiligen Quellpositionen für die Kataloge von Supernovae, Pulsare, Röntgendoppelsterne (HMX und LMX), EGRET und TeV Gammaquellen (siehe Tabelle 6.1). **Datenschnitt Nr.7:** $a = 2.5$, $b = -0.776$, $c = 0.8$, $\log_{10} N_e > 3.0$ und Kanalbreite 2° .

Anhang D

Gezielte Punktquellensuche

In diesem Anhang werden die Ergebnisse der gezielten Untersuchung kreisförmiger Umgebungen der wichtigen Kandidaten für Punktquellen aufgelistet. Die Ergebnisse gelten für den Datenschnitt mit Hadronschauerunterdrückung, $\log_{10} N_e > 3.0$ und $a = 2.5, b = -0.776, c = 0.8$.

Beschreibung des Tabelleninhaltes:

Name Name der Quelle

RA Rektaszension der Quelle (B1950), dezimale Darstellung

Dec Deklination der Quelle (B1950), dezimale Darstellung

N_D Anzahl der gemessenen Ereignisse in der Suchumgebung

N_U Anzahl der Untergrundereignisse in der Suchumgebung

T_{obs} Beobachtungszeit der Suchumgebung

$S_{\text{Li\&Ma}}$ Signifikanz berechnet nach Li und Ma

Φ \log_{10} der oberen Flußgrenzen in $[\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}]$ (90% Vertrauen)

D.1 Supernovae

Katalog für Supernovae-Überreste von Green [92].

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{\text{obs}}[h]$	$S_{\text{Li\&Ma}}$	$\log_{10} \Phi [\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}]$
G 53.6-02.2	294.1	17.1	484	479	4765.05	0.23	-9.93
G 54.1+00.3	292.1	18.8	601	572	5245.86	1.19	-9.73
G 54.4-00.3	292.8	18.8	587	574	5245.66	0.53	-9.79
G 55.0+00.3	292.5	19.7	619	631	5405.86	-0.49	-9.95
G 55.7+03.4	289.8	21.6	746	754	5886.70	-0.30	-9.93
G 57.2+00.8	293.2	21.8	749	775	5966.11	-0.95	-9.98
G 59.5+00.1	295.1	23.5	877	889	6286.33	-0.39	-9.92
G 59.8+01.2	294.2	24.2	971	939	6406.60	1.03	-9.69
G 63.7+01.1	296.5	27.6	1203	1195	7084.42	0.24	-9.83

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{obs}[h]$	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi [m^{-2}s^{-1}]$
G 65.1+00.6	298.2	28.5	1248	1289	7202.81	-1.13	-9.96
G 65.3+05.7	292.8	31.1	1514	1507	7684.29	0.17	-9.79
G 65.7+01.2	297.5	29.3	1291	1349	7402.33	-1.58	-9.96
G 67.7+01.8	298.1	31.4	1498	1537	7720.13	-0.99	-9.94
G 68.6-01.2	301.7	30.5	1480	1448	7556.86	0.84	-9.65
G 69.0+02.7	297.9	32.8	1696	1661	7958.74	0.84	-9.69
G 69.7+01.0	300.2	32.6	1659	1644	7916.86	0.37	-9.71
G 73.9+00.9	303.1	36.0	1925	1957	8430.11	-0.72	-9.87
G 74.0-08.5	312.2	30.5	1381	1447	7543.93	-1.74	-9.91
G 74.9+01.2	303.5	37.0	2070	2055	8548.72	0.33	-9.78
G 76.9+01.0	305.1	38.6	2212	2191	8785.71	0.45	-9.68
G 78.2+02.1	304.8	40.3	2446	2335	8984.98	2.25	-9.47
G 82.2+05.3	304.3	45.3	2657	2694	9622.37	-0.71	-9.80
G 84.2-00.8	312.9	43.3	2588	2560	9376.63	0.55	-9.62
G 84.9+00.5	312.2	44.7	2671	2653	9537.01	0.34	-9.66
G 85.4+00.7	312.2	45.2	2731	2678	9576.98	1.01	-9.58
G 85.9-00.6	314.2	44.7	2618	2645	9535.67	-0.51	-9.75
G 89.0+04.7	310.9	50.4	2875	2889	10215.84	-0.25	-9.73
G 93.3+06.9	312.8	55.2	2924	2908	10693.77	0.29	-9.66
G 93.7-00.2	321.9	50.6	2940	2882	10212.07	1.08	-9.59
G 94.0+01.0	320.8	51.7	2871	2898	10332.32	-0.51	-9.75
G106.3+02.7	336.4	60.6	2708	2748	11247.63	-0.76	-9.78
G109.1-01.0	344.9	58.6	2848	2811	11037.79	0.69	-9.67
G111.7-02.1	350.3	58.5	2815	2817	11028.36	-0.04	-9.74
G114.3+00.3	353.7	61.6	2640	2684	11304.06	-0.85	-9.82
G116.5+01.1	357.8	63.0	2501	2615	11419.74	-2.22	-10.00
G116.9+00.2	359.2	62.2	2587	2516	11339.76	1.40	-9.61
G119.5+10.2	1.0	72.5	1671	1682	12213.41	-0.25	-9.77
G120.1+01.4	5.6	63.9	2478	2559	11494.68	-1.59	-10.17
G126.2+01.6	19.7	64.0	2608	2561	11484.23	0.92	-9.68
G127.1+00.5	21.2	62.9	2599	2628	11402.85	-0.57	-9.85
G130.7+03.1	30.5	64.6	2550	2530	11547.13	0.39	-9.72
G132.7+01.3	33.5	62.5	2648	2643	11384.61	0.10	-9.78
G156.2+05.7	73.7	51.8	2917	2904	10285.17	0.24	-9.75
G160.9+02.6	74.3	46.6	2728	2741	9693.38	-0.24	-9.71
G166.0+04.3	80.7	42.9	2591	2512	9210.20	1.55	-9.50
G166.2+02.5	78.9	41.9	2531	2449	9094.95	1.63	-9.50
G179.0+02.6	87.6	31.1	1477	1500	7575.59	-0.60	-9.71
G180.0-01.7	84.0	27.8	1294	1210	7025.68	2.36	-9.44
G182.4+04.3	91.2	29.0	1247	1308	7256.20	-1.69	-10.02
G184.6-05.8	82.9	22.0	763	771	5877.97	-0.29	-9.74
G189.1+03.0	93.5	22.6	858	815	6033.36	1.49	-9.64
G192.8-01.1	91.6	17.3	498	486	4769.09	0.55	-9.66

D.2 Röntgendoppelsterne (LMX)

Katalog für Röntgendoppelsterne mit kleiner Masse nach Liu et al. [149].

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{obs}[h]$	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi [m^{-2}s^{-1}]$
0042+323	10.5	32.7	1669	1649	7870.24	0.49	-9.63
J0422+32	63.8	32.7	1709	1647	7841.15	1.51	-9.57
J0835.9+511	128.1	51.5	2805	2891	10159.56	-1.60	-10.31
J1118+480	168.8	48.3	2796	2786	9875.47	0.18	-9.67
1603.6+260	240.9	26.0	1003	1074	6763.12	-2.18	-9.84
1656+354	254.0	35.4	1955	1922	8324.15	0.75	-9.80
1704+240	256.1	24.0	991	933	6409.00	1.86	-9.37
J1859+226	284.1	22.6	862	820	6127.68	1.44	-9.60
2000+251	300.2	25.1	959	998	6602.85	-1.23	-10.33
J2012+381	302.7	38.0	2197	2142	8708.63	1.18	-9.79
2023+338	305.5	33.7	1698	1748	8069.08	-1.20	-9.84
2129+470	322.4	47.1	2778	2775	9811.65	0.06	-10.28
2142+380	325.7	38.1	2108	2155	8690.05	-1.01	-9.78
2318+620	349.6	62.0	2695	2665	11349.80	0.58	-9.67

D.3 Röntgendoppelsterne (HMX)

Katalog für Röntgendoppelsterne mit großer Masse nach Liu et al. [148].

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{obs}[h]$	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi [m^{-2}s^{-1}]$
0053+604	13.4	60.4	2770	2751	11170.03	0.36	-9.72
0114+650	18.7	65.0	2489	2499	11604.55	-0.20	-9.76
0115+634	18.8	63.5	2466	2583	11445.24	-2.31	-10.05
J0146.9+612	25.0	60.9	2744	2738	11200.08	0.11	-9.77
0236+610	39.2	61.0	2671	2714	11216.33	-0.82	-9.84
0331+530	52.8	53.0	2940	2909	10411.06	0.57	-9.70
0352+309	58.1	30.9	1529	1485	7573.44	1.14	-9.47
J0421+560	63.9	55.9	2926	2890	10687.34	0.66	-9.78
J0440.9+443	69.4	44.4	2673	2615	9421.57	1.11	-9.57
0521+373	79.8	37.6	2056	2092	8539.67	-0.77	-9.75
0535+262	84.0	26.3	1084	1085	6748.62	-0.02	-9.63
0556+286	88.2	28.8	1266	1293	7180.46	-0.74	-9.94
1936+541	292.9	53.8	2922	2945	10584.25	-0.43	-10.37
J1946+274	295.9	27.2	1151	1175	7004.53	-0.70	-9.68
1947+300	296.9	30.1	1393	1421	7522.65	-0.74	-9.93
J1948+32	296.5	31.9	1551	1581	7800.98	-0.74	-9.89
1954+319	298.4	32.0	1549	1592	7799.48	-1.07	-9.90
1956+350	299.1	35.1	1882	1872	8275.64	0.23	-9.76
2030+375	307.6	37.5	2050	2096	8584.20	-1.01	-9.87
2030+407	307.7	40.8	2377	2379	9062.79	-0.05	-9.74
J2030.5+475	307.2	47.7	2782	2805	9898.75	-0.43	-9.77

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{obs}[h]$	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi [m^{-2}s^{-1}]$
J2058+42	314.3	41.5	2433	2438	9136.26	-0.10	-9.68
J2103.5+454	315.4	45.6	2757	2695	9655.01	1.17	-9.58
2138+568	324.5	56.8	2901	2871	10893.79	0.56	-9.63
2202+501	329.9	49.9	2840	2870	10132.37	-0.56	-9.79
2206+543	331.5	54.3	2904	2934	10612.79	-0.54	-9.75
2214+589	336.2	61.0	2678	2723	11247.97	-0.85	-9.79
J2239.3+611	339.4	61.0	2695	2711	11284.27	-0.31	-9.79

D.4 Pulsare

Katalog für Pulsare nach Taylor et al. [213].

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{obs}[h]$	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi [m^{-2}s^{-1}]$
0006+1834	0.9	18.3	539	545	5047.78	-0.26	-9.93
0014+4746	2.9	47.5	2726	2766	9824.48	-0.76	-10.19
0040+5716	9.4	57.0	2924	2879	10854.96	0.83	-9.60
0048+3412	11.5	33.9	1753	1754	8068.62	-0.03	-9.66
0055+5117	13.2	51.0	2911	2894	10254.79	0.31	-9.77
0056+4756	13.4	47.7	2791	2796	9856.85	-0.09	-9.70
0102+6537	14.8	65.4	2580	2477	11647.45	2.03	-9.45
0108+6608	16.3	65.9	2563	2440	11686.20	2.45	-9.53
0108+6905	16.3	68.8	2263	2237	11924.68	0.53	-9.73
0117+5914	18.6	59.0	2814	2809	11047.18	0.09	-9.86
0139+5814	24.0	58.0	2877	2860	10924.09	0.32	-9.70
0141+6009	24.6	59.9	2757	2774	11121.66	-0.31	-9.76
0147+5922	26.1	59.1	2820	2798	11040.44	0.41	-9.70
0156+3949	28.5	39.6	2278	2260	8853.83	0.38	-9.67
0157+6212	28.6	62.0	2686	2683	11313.60	0.05	-9.72
0218+4232	33.7	42.3	2433	2474	9209.48	-0.82	-9.85
0231+7026	36.7	70.2	2208	2130	12009.96	1.66	-9.48
0304+1932	45.4	19.4	570	606	5328.19	-1.46	-9.87
0323+3944	50.0	39.6	2245	2260	8839.53	-0.30	-10.10
0332+5434	52.3	54.4	3000	2919	10529.71	1.47	-9.58
0335+4555	52.9	45.8	2639	2710	9622.69	-1.35	-9.84
0343+5312	54.9	53.1	2917	2918	10411.08	-0.01	-9.70
0357+5236	58.5	52.5	3031	2910	10332.35	2.21	-9.46
0358+5413	58.8	54.1	2951	2907	10529.70	0.80	-9.61
0406+6138	60.5	61.5	2636	2689	11239.65	-1.01	-9.81
0415+6954	62.7	69.8	2165	2157	11946.07	0.18	-9.71
0417+35	63.6	35.6	1845	1911	8276.48	-1.50	-10.02
0435+27	68.1	27.6	1233	1196	7005.45	1.04	-9.52
0454+5543	72.5	55.6	2904	2898	10679.18	0.11	-9.90
0502+4654	74.6	46.8	2716	2750	9732.58	-0.63	-9.78
0528+2200	81.5	22.0	786	768	5878.50	0.65	-10.01
0534+2200	82.9	22.0	763	771	5877.97	-0.28	-9.88

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{obs}[h]$	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi [m^{-2}s^{-1}]$
0538+2817	83.8	28.3	1336	1254	7104.97	2.27	-9.63
0543+2329	85.0	23.5	891	875	6193.89	0.54	-9.66
0612+3721	92.3	37.4	2032	2057	8476.38	-0.56	-10.02
0614+2229	92.8	22.5	796	807	6033.58	-0.37	-9.63
0629+2415	96.5	24.3	950	935	6385.17	0.48	-10.14
0633+1746	97.7	17.8	490	506	4885.25	-0.70	-10.17
0653+8051	101.0	80.9	1363	1343	12473.18	0.53	-9.96
0700+6418	104.0	64.4	2560	2524	11475.57	0.71	-10.12
0751+1807	117.1	18.3	515	538	4986.35	-1.00	-9.70
0754+3231	117.9	32.7	1637	1633	7786.15	0.09	-10.03
0814+7429	122.3	74.6	1832	1804	12219.93	0.64	-9.69
0826+2637	126.0	26.8	1127	1126	6834.23	0.04	-9.84
0849+8028	130.4	80.7	1290	1364	12460.97	-2.01	-10.09
0921+6254	139.3	63.1	2637	2586	11352.77	0.99	-9.98
0927+23	141.2	24.0	910	902	6284.35	0.27	-9.59
0943+1631	145.2	16.8	444	451	4598.00	-0.33	-9.75
0943+22	145.1	23.2	812	852	6092.66	-1.37	-10.17
0947+27	146.1	27.9	1201	1214	6997.09	-0.38	-10.30
1012+5307	152.3	53.4	2818	2892	10404.47	-1.37	-10.05
1115+5030	168.2	50.8	2876	2878	10149.96	-0.03	-10.35
1136+1551	173.4	16.1	416	420	4378.62	-0.18	-9.42
1238+21	189.0	22.2	786	787	5941.35	-0.03	-9.98
1239+2453	189.3	25.2	985	1004	6537.77	-0.60	-9.97
1246+22	191.0	23.2	855	858	6143.36	-0.11	-9.81
1312+1810	197.6	18.4	573	553	5044.04	0.83	-9.87
1321+8323	200.7	83.7	1149	1144	12424.96	0.15	-9.96
1509+5531	227.0	55.7	2949	2914	10761.94	0.64	-10.11
1518+4904	229.2	49.3	2861	2869	10092.63	-0.15	-9.73
1532+2745	232.5	27.9	1176	1236	7110.97	-1.71	-9.80
1549+2110	236.9	21.3	760	731	5836.54	1.06	-10.02
1635+2418	248.3	24.4	995	948	6487.47	1.50	-9.85
1640+2224	249.5	22.5	859	814	6048.43	1.53	-9.59
1641+3627A	250.0	36.5	2093	2008	8520.92	1.86	-9.75
1641+3627B	250.0	36.6	2086	2008	8520.92	1.71	-9.53
1649+2533	251.9	25.6	1073	1048	6726.79	0.75	-10.11
1652+2651	252.5	26.9	1210	1159	6966.74	1.46	-9.64
1720+2150	259.5	21.9	730	778	5970.59	-1.72	-9.98
1741+2758	265.0	28.0	1218	1242	7130.38	-0.67	-10.23
1742+27	265.0	27.9	1196	1239	7130.43	-1.21	-9.95
1746+2540	266.0	25.7	1060	1053	6730.09	0.20	-9.75
1752+2359	267.6	24.0	912	930	6408.93	-0.58	-9.88
1754+5201	268.3	52.0	2915	2931	10400.83	-0.30	-10.02
1758+30	269.2	30.4	1518	1457	7569.11	1.57	-9.41
1813+4013	272.9	40.2	2272	2335	9004.37	-1.30	-9.99
1821+17	274.8	17.3	464	486	4851.38	-0.99	-9.61

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{obs}[h]$	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi [m^{-2}s^{-1}]$
1840+5640	280.0	56.6	2817	2904	10874.17	-1.61	-10.50
1843+20	280.3	20.4	654	680	5610.43	-1.01	-10.10
1859+1526	284.4	15.4	356	379	4210.56	-1.20	-10.21
1900+30	284.6	30.8	1487	1485	7645.34	0.05	-10.10
1903+2225	285.4	22.3	836	803	6047.62	1.14	-9.92
1906+1854	286.1	18.8	601	582	5249.33	0.76	-10.02
1907+4002	286.5	40.0	2263	2319	8960.45	-1.16	-10.37
1909+1859	286.8	18.9	569	582	5248.76	-0.54	-10.05
1911+1758	287.4	17.9	540	525	4968.98	0.66	-9.91
1912+2104	287.6	21.0	684	708	5727.36	-0.90	-10.29
1912+2525	287.6	25.3	1016	1026	6686.74	-0.32	-9.96
1915+1606	288.3	16.0	418	419	4448.67	-0.06	-10.08
1915+1647	288.3	16.7	429	458	4608.68	-1.34	-10.09
1917+2224	288.9	22.3	812	798	6046.97	0.48	-9.98
1918+1541	289.0	15.6	396	397	4288.50	-0.06	-9.91
1920+2650	289.7	26.7	1108	1147	6887.14	-1.15	-10.21
1921+1948	289.7	19.7	631	633	5406.78	-0.06	-10.00
1921+2006	289.9	20.0	619	646	5526.69	-1.05	-10.01
1921+2153	289.9	21.8	757	762	5966.72	-0.16	-9.91
1922+2018	290.0	20.2	593	660	5526.56	-2.61	-10.17
1922+2110	290.2	21.1	749	722	5766.45	1.00	-9.73
1923+1706	290.3	17.0	470	477	4767.48	-0.30	-9.81
1924+2040	290.6	20.6	716	691	5646.45	0.92	-9.80
1926+1648	291.1	16.7	453	456	4607.28	-0.15	-9.94
1926+1926	291.1	19.3	616	606	5366.17	0.41	-9.86
1927+1855	291.2	18.8	561	568	5246.23	-0.31	-9.90
1927+1856	291.4	18.8	562	572	5246.23	-0.40	-9.93
1927+2234	291.3	22.5	801	813	6046.41	-0.41	-9.98
1929+1846	291.7	18.7	575	562	5166.05	0.54	-9.69
1931+1536	292.4	15.5	395	392	4287.27	0.15	-9.91
1931+30	292.3	30.5	1487	1454	7564.61	0.86	-9.99
1932+2020	292.5	20.2	655	660	5525.73	-0.19	-10.14
1932+2220	292.6	22.2	822	792	6006.18	1.04	-9.74
1933+2422	292.8	24.2	956	945	6487.11	0.36	-10.06
1935+1616	293.4	16.2	412	429	4446.37	-0.81	-9.81
1935+1747	293.3	17.7	520	509	4885.36	0.50	-9.82
1936+1536	293.4	15.5	378	391	4206.52	-0.65	-9.91
1937+2544	293.7	25.6	1093	1043	6726.41	1.53	-9.83
1939+2134	294.4	21.5	705	738	5845.74	-1.20	-9.92
1939+2450	294.3	24.7	974	981	6526.29	-0.21	-9.93
1942+1747	294.9	17.7	475	504	4884.84	-1.28	-10.27
1944+1757	295.6	17.8	462	520	4964.71	-2.55	-10.23
1945+1835	295.9	18.5	588	554	5084.62	1.41	-9.67
1946+1805	296.2	18.0	576	525	4964.63	2.15	-9.55
1946+2244	296.1	22.6	794	827	6125.96	-1.15	-10.10

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{obs}[h]$	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi [m^{-2}s^{-1}]$
1946+2611	296.2	26.1	1103	1084	6804.67	0.57	-9.81
1948+3540	296.6	35.5	1903	1927	8357.34	-0.54	-10.36
1952+3252	297.8	32.7	1676	1660	7918.98	0.38	-10.12
1954+2923	298.1	29.3	1355	1340	7401.74	0.39	-10.14
1955+2908	298.4	29.0	1288	1320	7361.78	-0.88	-9.90
1955+5059	298.5	50.9	2814	2893	10261.50	-1.47	-10.05
1959+2048	299.4	20.7	685	690	5644.69	-0.19	-9.52
2002+1637	300.1	16.5	446	449	4522.79	-0.15	-9.80
2002+30	300.2	30.4	1469	1456	7558.80	0.35	-10.02
2002+3217	300.0	32.1	1596	1602	7837.27	-0.14	-9.81
2002+4050	300.2	40.7	2368	2374	9028.86	-0.12	-9.83
2004+3137	300.7	31.5	1508	1546	7717.34	-0.95	-9.77
2008+2513	301.6	25.1	1014	1003	6601.68	0.35	-9.65
2013+3845	302.8	38.6	2264	2202	8787.76	1.31	-9.78
2015+2524	303.3	25.3	1007	1018	6679.38	-0.33	-9.65
2018+2839	304.0	28.5	1274	1279	7235.69	-0.15	-9.88
2019+2425	304.3	24.3	936	942	6479.13	-0.19	-9.77
2022+2854	305.1	28.7	1271	1301	7234.67	-0.83	-9.99
2022+5154	305.4	51.8	2857	2908	10376.78	-0.94	-9.99
2023+5037	305.6	50.5	2832	2891	10217.56	-1.10	-9.82
2027+2145	306.3	21.6	756	753	5879.71	0.09	-9.49
2029+3744	306.9	37.6	2172	2093	8624.92	1.70	-9.80
2030+2228	307.1	22.3	773	795	6038.02	-0.77	-9.68
2033+17	307.8	17.4	517	495	4837.18	0.97	-9.61
2037+1942	308.7	19.5	611	617	5397.58	-0.25	-9.95
2037+3621	308.9	36.2	2018	1978	8423.69	0.88	-9.93
2038+5319	309.2	53.1	2964	2915	10495.72	0.89	-9.68
2043+2740	310.4	27.5	1188	1204	7069.05	-0.46	-9.65
2044+46	310.8	46.1	2696	2714	9697.38	-0.35	-9.95
2046+1540	311.1	15.5	372	383	4192.58	-0.56	-9.46
2046+5708	311.4	57.0	2889	2881	10893.50	0.15	-10.17
2055+2209	313.4	22.0	821	769	5949.16	1.85	-9.28
2055+3630	313.4	36.3	2018	1984	8459.65	0.74	-9.90
2108+4441	316.6	44.5	2545	2631	9494.51	-1.67	-9.95
2113+27	317.9	27.7	1194	1213	7059.25	-0.55	-9.66
2113+2754	317.7	27.7	1205	1209	7059.54	-0.11	-9.81
2113+4644	317.9	46.5	2726	2754	9772.99	-0.52	-9.96
2139+2242	324.3	22.5	837	810	6011.61	0.92	-9.97
2149+6329	327.2	63.3	2586	2602	11493.97	-0.31	-10.04
2150+5247	327.2	52.6	2763	2915	10452.79	-2.81	-10.08
2156+2618	328.5	26.1	1102	1075	6764.66	0.80	-9.46
2157+4017	328.7	40.1	2273	2304	8968.88	-0.64	-9.99
2212+2933	332.5	29.3	1399	1349	7361.40	1.33	-9.94
2215+1538	333.3	15.4	389	381	4174.49	0.40	-9.51
2219+4754	334.4	47.7	2687	2773	9890.77	-1.62	-10.35

Name	RA	Dec.	N_D	N_U	$T_{obs}[h]$	$S_{Li\&Ma}$	$\log_{10} \Phi [m^{-2}s^{-1}]$
2222+29	335.1	29.1	1291	1317	7321.31	-0.72	-9.70
2225+6535	336.1	65.3	2495	2481	11686.00	0.28	-9.84
2229+2643	336.9	26.5	1085	1107	6802.11	-0.66	-9.78
2229+6205	337.0	61.8	2634	2683	11366.73	-0.94	-10.03
2234+2114	338.1	21.0	709	705	5684.96	0.15	-9.54
2242+6950	340.3	69.6	2184	2189	12040.17	-0.11	-10.18
2253+1516	342.7	15.0	375	358	4089.10	0.87	-9.42
2257+5909	344.0	58.9	2793	2794	11079.31	-0.02	-10.20
2304+60	345.5	60.0	2753	2756	11156.63	-0.07	-9.74
2305+3100	345.9	30.7	1440	1458	7563.12	-0.48	-9.73
2305+4707	345.9	46.9	2761	2761	9796.75	0.00	-9.85
2307+2225	346.3	22.2	780	790	5961.58	-0.37	-9.57
2308+5547	346.5	55.5	2858	2902	10754.86	-0.81	-10.11
2313+4253	347.7	42.6	2447	2505	9278.39	-1.16	-9.83
2317+2149	348.9	21.6	728	748	5841.72	-0.71	-10.12
2321+6024	349.9	60.1	2801	2764	11189.18	0.70	-9.95
2322+2057	350.0	20.7	675	685	5602.57	-0.37	-9.60
2325+6316	350.8	63.0	2572	2621	11467.98	-0.95	-10.16
2326+6113	351.2	61.0	2684	2730	11227.49	-0.88	-9.88
2337+6151	353.7	61.6	2684	2683	11304.06	0.02	-9.75
2354+6155	357.9	61.7	2783	2703	11300.23	1.51	-9.59

Literaturverzeichnis

- [1] H.-M. Adorf. Interpolation of Irregularly Sampled Data Series—A Survey. In *ASP Conf. Ser. 77: Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, volume 4, Seite 460, 1995.
- [2] M. Aglietta et al. (EAS-TOP Collaboration). UHE cosmic ray event reconstruction by the electromagnetic detector of EAS-TOP. *Nuclear Instruments & Methods*, 336:310–321, 1993.
- [3] M. Aglietta et al. (EAS-TOP Collaboration). A Measurement of the Solar and Side-real Cosmic-Ray Anisotropy at E_0 approximately 10^{14} eV. *The Astrophysical Journal*, 470:501, 1996.
- [4] M. Aglietta et al. (EAS-TOP Collaboration). The Cosmic Ray Anisotropy between 10^{14} and 10^{15} eV. *Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba*, HE15:183, 2003.
- [5] M. Aglietta et al. The primary cosmic ray composition between 10^{15} and 10^{16} eV from Extensive Air Showers electromagnetic and TeV muon data, astro-ph/0305325, 2003.
- [6] F. Aharonian et al. (HEGRA Collaboration). Measurement of the flux, spectrum, and variability of TeV γ -rays from Mkn 501 during a state of high activity. *Astronomy and Astrophysics*, 327:L5–L8, 1997.
- [7] F. Aharonian et al. (HEGRA Collaboration). Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A. *Astronomy and Astrophysics*, 370:112–120, 2001.
- [8] F. Aharonian et al. (HEGRA Collaboration). Search for point sources of gamma radiation above 15 TeV with the HEGRA - AIROBICC array. *Astronomy and Astrophysics*, 390:39, 2002.
- [9] F. Aharonian et al. (HEGRA Collaboration). An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2. *Astronomy and Astrophysics*, 393:L37–L40, 2002.
- [10] S. Ahlen et al. (MACRO Collaboration). Muon astronomy with the MACRO detector. *The Astrophysical Journal*, 412(1):301–311, 1993.
- [11] B. Ajne. A simple test for uniformity of a circular distribution. *Biometrika*, 55:343, 1968.
- [12] D.E. Alexandreas, D. Berley, S. Biller, G.M. Dion, und J.A. Goodman. Point Source Techniques in Ultrahigh-energy gamma ray astronomy. *Nuclear Instruments & Methods A*, 328:570–577, 1993.

- [13] D.E. Alexandreas et al. (Cygnus Collaboration). Observation of shadowing of ultrahigh-energy cosmic rays by the Moon and the Sun. *Physical Review D*, 43:1735–1738, 1991.
- [14] D.E. Alexandreas et al. A search of the northern sky for ultra-high-energy point sources. *The Astrophysical Journal*, L383:53, 1991.
- [15] D.E. Alexandreas et al. (Cygnus Collaboration). Daily search for emission of ultra-high-energy radiation from point sources. *The Astrophysical Journal*, 405:353, 1993.
- [16] O.C. Alkhofer. *Introduction to cosmic radiation*. Verlag Carl Thiemig München, 1975.
- [17] J. Alvarez-Muniz, R. Engel, und T. Stanev. Ultrahigh Energy Cosmic-Ray Propagation in the Galaxy: Clustering versus Isotropy. *The Astrophysical Journal*, 572:185–201, 2002.
- [18] M. Amenomori (Tibet AS γ Collaboration). Cosmic-ray deficit from the directions of the Moon and the Sun detected with the Tibet air-shower array. *Physical Review D*, 7:2675–2681, 1993.
- [19] M. Amenomori et al. (Tibet AS γ Collaboration). Shadowing of Cosmic Rays by the Sun near Maximum or at the Declining Phase of Solar Activity. *The Astrophysical Journal*, 464:954, 1996.
- [20] M. Amenomori et al. (Tibet AS γ Collaboration). Observation of Multi-TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Tibet Air Shower Array. *The Astrophysical Journal*, 525:L93–L96, 1999.
- [21] T. Antoni, Nachweis hochenergetischer Myonen in ausgedehnten Luftschauern bei KASCADE, report FZKA 6903, Forschungszentrum Karlsruhe, 2003.
- [22] T. Antoni et al. (KASCADE Collaboration). Electron, muon, and hadron lateral distributions measured in air showers by the KASCADE experiment. *Astroparticle Physics*, 14:245, 2001.
- [23] T. Antoni et al. (KASCADE Collaboration). Muon density measurements with the KASCADE central detector. *Astroparticle Physics*, 16:373–376, 2002.
- [24] T. Antoni et al. (KASCADE Collaboration). The Cosmic-Ray Experiment KASCADE. *Nuclear Instruments & Methods A*, 513:490, 2003.
- [25] T. Antoni et al. (KASCADE Collaboration). Measurements of Attenuation and Absorption Lengths with the KASCADE Experiment. *Astroparticle Physics*, 19:703–714, 2003.
- [26] J. Armstrong, J. Cordes, und B. Rickett. Density power spectrum in the local interstellar medium. *Nature*, 291:561–564, 1981.
- [27] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, und R. Freo. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Reviews of Modern Physics*, 11:288–291, 1939.
- [28] W. Axford. The origins of high-energy cosmic rays. *Astrophysical Journal Supplement Serie*, 90:937–944, 1994.

- [29] W. Baade und F. Zwicky. S. and. *Proceedings of the National Academy of Science*, 20:254, 1934.
- [30] J. Bahcall und E. Waxman. Has the GZK suppression been discovered? *Physics Letters B*, 556:1–6, 2003.
- [31] T. Bai. Methods of periodicity analysis - Relationship between the Rayleigh analysis and a maximum likelihood method. *The Astrophysical Journal*, 397:584–590, 1992.
- [32] R. Beck. Galactic and Extragalactic Magnetic Fields, astro-ph/0012402, 2000.
- [33] V. Berezhinskii et al. *Astrophysics of Cosmic Rays*, Seiten 29–31. North-Holland, 1990.
- [34] D. Bergman (HiRes Collaboration). Measurement of the Flux of UHE Cosmic Rays by the HiRes Detectors Observing in Monocular Mode. *Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba*, HE1.3:397, 2003.
- [35] P. Bhattacharjee und G. Sigl. Monopole annihilation and highest energy cosmic rays. *Physical Review D*, 51:4079–4091, 1995.
- [36] P.L. Biermann. Supernova blastwaves and pre-supernova winds: their cosmic ray contribution, astro-ph/9501030, 1995.
- [37] D. Blandford und R.D. Eichler. Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin. *Phys. Rep.*, 154:1, 1987.
- [38] A. Borione et al. Observation of the shadows of the Moon and Sun using 100 TeV cosmic rays. *Physical Review D*, 49:1171–1177, 1994.
- [39] A. Borione et al. (CASA-MIA Collaboration). High statistics search for ultrahigh energy gamma-ray emission from Cygnus X-3 and Hercules X-1. *Physical Review D*, 55:1714–1731, 1997.
- [40] H. Bozdog et al. The detector system for measurement of multiple cosmic muons in the central detector of KASCADE. *Nuclear Instruments & Methods A*, 465:455–471, 2001.
- [41] Y. Butt et al. Supernova-remnant origin of cosmic rays? *Nature*, 418:499, 2002.
- [42] C. Büttner (KASCADE Collaboration). Bestimmung von Myonproduktionshöhen. Dissertation, Universität Karlsruhe, 2003.
- [43] J. Candi, L. Epele, und E. Roulet. Cosmic ray photodisintegration and the knee of the spectrum. *Astroparticle Physics*, 17(1):23–23, 2002.
- [44] J. Candia, S. Mollerach, und E. Roulet. Cosmic ray drift, the second knee and galactic anisotropies. *Journal of High Energy Physics*, 12:032, 2003.
- [45] J. Candia, S. Mollerach, und E. Roulet. Cosmic ray spectrum and anisotropies from the knee to the second knee. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 5:003, 2003.
- [46] J. Candia, E. Roulet, und L. Ebele. Turbulent diffusion and drift in galactic magnetic fields and the explanation of the knee in the cosmic ray spectrum. *Journal of High Energy Physics*, 12:033, 2003.

- [47] M. Carbonell, R. Oliver, und J.L. Ballester. Power spectra of gapped time series - A comparison of several methods. *Astronomy and Astrophysics*, 264(1):350–360, 1992.
- [48] G.L. Cassiday et al. (Fly’s Eye Collaboration). Evidence for 10^{18} eV neutral particles from the direction of Cygnus X-3. *Physical Review Letters*, 62:383–386, 1989.
- [49] M. Catanese et al. (Whipple Collaboration). Discovery of Gamma-Ray Emission above 350 GeV from the BL Lacertae Object 1ES 2344+514. *The Astrophysical Journal*, 501:616, 1998.
- [50] P. Chadwick et al. (Durham Collaboration). Centaurus X-3: A Source of High-Energy Gamma Rays. *The Astrophysical Journal*, 503:391, 1998.
- [51] P. Chadwick et al. (Durham Collaboration). VHE gamma rays from PKS 2155-304. *Proceedings of the 26th ICRC, Salt Lake City*, 3:338, 1999.
- [52] G. Chanmugam und K. Brecher. Ultra-high energy gamma rays and cosmic rays from accreting degenerate stars. *Nature*, 313:767–768, 1985.
- [53] M. Chapront-Touze und J. Chapront. ELP 2000-85 - A semi-analytical lunar ephemeris adequate for historical times. *Astronomy and Astrophysics*, 190:342, 1988.
- [54] K. Cheng, C. Ho, und M. Ruderman. Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps. II - VELA and Crab. *The Astrophysical Journal*, 300:500–522, 1986.
- [55] P. Cincotta, Mariano Mendez, und J. Nunez. Astronomical Time Series Analysis. I. A Search for Periodicity Using Information Entropy. *The Astrophysical Journal*, 449:231–235, 1995.
- [56] G. Clark. Arrival Directions of Cosmic-Ray Air Showers from the Northern Sky. *Physical Review*, 108:450–457, 1957.
- [57] R.W. Clay. Cosmic Ray Anisotropy above 10^{15} eV. *Australian Journal of Physics*, 40:423–434, 1987.
- [58] R.W. Clay, B.R. Dawson, L. Kewley, und M. Johnston-Hollitt. The Two Point Angular Autocorrelation Function and the Origin of the Highest Energy Cosmic Rays. *PASA*, 17(3):207, 2000.
- [59] R.W. Clay, M.-A. McDonough, und A.G.K. Smith. Anisotropies between 10^{14} and 10^{18} eV. *Proceedings of the 25th ICRC, Durban*, 4:185, 1997.
- [60] A.H. Compton und I.A. Getting. An Apperent Effect of Galactic Rotation on the Intensity of Cosmic Rays. *Physical Review*, 47:817, 1935.
- [61] A. Connolly et al. (SDSS Collaboration). The Angular Correlation Function of Galaxies from Early Sloan Digital Sky Survey Data. *The Astrophysical Journal*, 579:42–47, 2002.
- [62] P. Coppi und F. Aharonian. Constraints on the Very High Energy Emissivity of the Universe from the Diffuse GeV Gamma-Ray Background. *The Astrophysical Journal*, 487:L9–L12, 1997.

- [63] A.N. Cox. *Allen's Astrophysical Quantities*. Springer, 2001.
- [64] D.J. Cutler und D.E. Groom. Observation of terrestrial orbital motion using the cosmic-ray Compton-Getting effect. *Nature*, 322:434, 1996.
- [65] J. Daudin et al. Sur le variations diurnes en temps solaire et en temps sideral des grandes gerbes de l'air. *Il Nuovo Cimento*, 3:1017, 1956.
- [66] B. Dingus et al. (Cygnus Collaboration). Search for signals from Cygnus X-3 at energies above 50 TeV. *Physical Review Letters*, 60:1785–1788, 1988.
- [67] CERN Software Division, GEANT Detector Description and Simulation Tool, Program Library Long Writeup W5013, CERN, 1993.
- [68] P. Doll et al., The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE, Report KfK 4686, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1990.
- [69] P. Doll et al. (KASCADE Collaboration). Muon tracking detector for the air shower experiment KASCADE. *Nuclear Instruments & Methods A*, 488:517–535, 2002.
- [70] L.O'C Drury. An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas. *Reports on Progress in Physics*, 46:973–1027, 1983.
- [71] M. DuVernois und M. Thayer. The Elemental Composition of the Galactic Cosmic-Ray Source: ULYSSES High-Energy Telescope Results. *The Astrophysical Journal*, 465:982, 1996.
- [72] W. Eadie, D. Dryard, F. James, M. Roos, und B. Sadoulet. *Statistical Methods in Experimental Physics*. North-Holland, 1971.
- [73] E. Ellison, E. Moebius, und G. Paschmann. Particle injection and acceleration at earth's bow shock - Comparison of upstream and downstream events. *The Astrophysical Journal*, 352:376–394, 1990.
- [74] R. Enemoto et al. (CANGAROO Collaboration). The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant RX J1713.7-3946. *Nature*, 416:823–826, 2002.
- [75] J. Engel et al. Nucleus-nucleus collisions and interpretation of cosmic-ray cascades. *Physical Review D*, 46:5013–5025, 1992.
- [76] R. Engel. persönliche Mitteilung, 2003.
- [77] J. Engler et al. A warm-liquid calorimeter for cosmic-ray hadrons. *Nuclear Instruments & Methods A*, 427:528–542, 1999.
- [78] A. Erlykin und A. 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, 1997.
- [79] F.J.M. Farley und J.R. Storey. The sideral correlation of extensive air showers. *Proc. Phys. Soc. A*, 67:996, 1954.
- [80] G. Fenton et al. Sidereal Anisotropy of Cosmic Rays with Median Energy 70 TeV Observed at Liawenee, Tasmania. *Proceedings of the 21th ICRC, Adelaide*, 3:177, 1990.

- [81] E. Fermi. On the Origin of Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75(8):1169, 1949.
- [82] K. M. Ferrière. The interstellar environment of our galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 73:1031, 2001.
- [83] H. Fesefeldt, Report PITHA-85/02, RWTH Aachen, 1985.
- [84] C. Fichtel und J. Linsley. High-energy and ultra-high-energy cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 300:474, 1986.
- [85] N.I. Fisher. *Statistical analysis of circular data*. Cambridge University Press, 1993.
- [86] R. Fletcher et al. SIBYLL: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. *Physical Review D*, 50:5710–5731, 1994.
- [87] T. Gaisser. *Cosmic Ray and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [88] P. Gerhardy und R.W. Clay. Southern Hemisphere cosmic-ray anisotropies at 10^{16} eV. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 9:1279, 1983.
- [89] V. Ginzburg und S. Syrovatskii. *The Origin of Cosmic Rays*. Pergamon Press, 1964.
- [90] R. Glasstetter. persönliche Mitteilung, 2003.
- [91] N. Goetting (HEGRA Collaboration). The Giant Radio Galaxy M 87 as a TeV Gamma-Ray Emitter Observed with the HEGRA Cherenkov Telescopes. *Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba, OG 2.2*, 2003.
- [92] D.A. Green, A Catalogue of Galactic Supernova Remnants, (2001 December version), Mullard Radio Astronomy Observatory, Cavendish Laboratory, Cambridge, United Kingdom, 2001.
- [93] J. Greenwood und D. Durand. The distribution of length and components of the sum of n random unit vectors. *Ann. Math. Statist.*, 26:233, 1955.
- [94] P. Gregory und T. Loredó. A new method for the detection of a periodic signal of unknown shape and period. *The Astrophysical Journal*, 398:146–168, 1992.
- [95] K. Greisen. The extensive air showers. *Prog. Cosmic Ray Physics*, 3:1, 1956.
- [96] K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Physical Review Letters*, 16:748–750, 1966.
- [97] E. Groth und P. Peebles. Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. VII - Two- and three-point correlation functions for the high-resolution Shane-Wirtanen catalog of galaxies. *The Astrophysical Journal*, 217:385–405, 1977.
- [98] K. Hagiwara. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66:010001, 2002.
- [99] A. Harding und T. Gaisser. Acceleration by pulsar winds in binary systems. *The Astrophysical Journal*, 358:561–574, 1990.
- [100] R. Hartman et al. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *Astrophysical Journal Supplement Serie*, 123:79–202, 1999.

- [101] A. Haungs et al. (KASCADE Collaboration). The KASCADE-Grande experiment. *Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba*, HE 1.5, 2003.
- [102] N. Hayashida et al. (AGASA Collaboration). The Anisotropy of Cosmic Ray Arrival Directions around 10^{18} eV. *Astroparticle Physics*, 10:303–311, 1999.
- [103] N. Hayashida, K. Honda, M. Honda, N. Inoue, et al. (AGASA Collaboration). Possible Clustering of the Most Energetic Cosmic Rays within a Limited Space Angle Observed by the Akeno Giant Air Shower Array. *Physical Review Letters*, 77:1000–1003, 1996.
- [104] D. Heck et al., A Monte Carlo code to simulate extensive air showers, report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998.
- [105] S. Heinz und R. Sunyaev. Cosmic rays from microquasars: A narrow component to the CR spectrum? *Astronomy and Astrophysics*, 390:751–766, 2002.
- [106] O. Helene. Upper limit of peak area. *Nuclear Instruments & Methods*, 212:319, 1983.
- [107] V.F. Hess. Observation of penetrating radiation on seven ballon flights. *Zeitschrift für Physik*, 13:1084, 1912.
- [108] J. Higdon, R. Lingenfelter, und R. Ramaty. The Source of Cosmic Rays: 2.Superbubble Composition. *Proceedings of the 26th ICRC, Salt Lake City*, OG.3.1.04, 1999.
- [109] A. Hillas. *Proceedings of the 16th ICRC, Kyoto*, 8:7, 1979.
- [110] M. Hillas et al. The Spectrum of Teravolt Gamma Rays from the Crab Nebula. *The Astrophysical Journal*, 503:744–759, 1998.
- [111] J.L. Hodges. A bivariate sign test. *Ann. Math. Statist.*, 31:1190, 1955.
- [112] C.M. Hoffmann et al. Gamma-ray astronomy at high energies. *Reviews of Modern Physics*, 71(4):897–936, 1999.
- [113] D. Horan et al. (Whipple Collaboration). Detection of the BL Lacertae Object H1426+428 at TeV Gamma-Ray Energies. *The Astrophysical Journal*, 571:753, 2002.
- [114] A. Horneffer. Aufbau eines Flash-ADC Systems und Messung der Zeitstruktur mit dem KASCADE-Experiment. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 2001.
- [115] P.J. Huber. *Robust Statistics*. Wiley New York, 1981.
- [116] C. Itoh et al. (CANGOROO Collaboration). Evidence of TeV gamma-ray emission from the nearby starburst galaxy NGC 253. *Astronomy and Astrophysics*, 402:443–455, 2003.
- [117] J. Jokipii und G. Morfill. On the origin of high-energy cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 290:L1–L4, 1985.
- [118] J. Jokipii und G. Morfill. Ultra-high-energy cosmic rays in a galactic wind and its termination shock. *The Astrophysical Journal*, 312:170–177, 1987.
- [119] F. Kajiono et al. (Seven Telescope Array Collaboration). Detection of a new TeV gamma-ray source of BL Lac object 1ES 1959+650. *Proceedings of the 26th ICRC, Salt Lake City*, 3:370, 1999.

- [120] N.N. Kalmykov et al. Quark-Gluon-String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 52(3):17–28, 1997.
- [121] N.N. Kalmykov und S.S. Ostapchenko. The nucleus-nucleus interaction, nuclear fragmentation, and fluctuations of extensive air showers. *Physics of Atomic Nuclei*, 56:346–353, 1993.
- [122] K. Kamata und J. Nishimura. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. *Prog. Theoret. Phys. Suppl.*, 6:93–155, 1958.
- [123] K.-H. Kampert. The Physics of the Knee in the Cosmic Ray Spectrum. *Proceedings of the 27th ICRC, Hamburg*, 2001, astro-ph/0204205.
- [124] K.-H. Kampert. Status of the KASCADE-Grande Experiment. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 122:422, 2003.
- [125] S. Karakula und W. Tkaczyk. The formation of the cosmic ray energy spectrum by a photon field. *Astroparticle Physics*, 1:229–237, 1993.
- [126] A. Karle et al. A search for gamma radiation above 24 TeV energy from cosmic point sources. *Astroparticle Physics*, 4(1):1–13, 1995.
- [127] D. Kazanas und A. Nicolaidis. Cosmic Rays and Large Extra Dimensions. *General Relativity and Gravitation*, 35:117, 2003.
- [128] F. Kerr und D. Lynden-Bell. Review of galactic constants. *Monthly Notices of the RAS*, 221:1023–1038, 1986.
- [129] M. Kerscher, I. Szapudi, und A. Szalay. A Comparison of Estimators for the Two-Point Correlation Function. *The Astrophysical Journal*, 535:L13–L16, 2000.
- [130] T. Kifune et al. (CANGOROO Collaboration). Very high energy gamma rays from PSR 1706-44. *The Astrophysical Journal*, 438:L91–L94, 1995.
- [131] T. Kifune, T. Hara, et al. Anisotropy of the arrival direction of extensive air showers observed at Akeno. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 12(2):129–142, February 1986.
- [132] J. Kildea (Whipple Collaboration). Studies of the Crab Nebula and Pulsar at TeV Energies. Dissertation, University College Dublin, 2002.
- [133] P. Kiraly et al. Cosmic Ray Anisotropy and the Local Interstellar Medium. *Lett. al Nuovo Cimento*, 24(8):249, 1979.
- [134] J. Kirk und R. Dendy. Shock acceleration of cosmic rays - a critical review. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 27:1589–1595, 2001.
- [135] K. Kobayakawa, Y. Sato, und T. Samura. Acceleration of Particles by Oblique Shocks and Cosmic Ray Spectra around the Knee Region. *Physical Review D*, 66:083004, 2002.
- [136] H. Krawczynski. Verbesserte Richtungsrekonstruktion von Luftschauern für ein Szintillatorfeld und Reanalyse eines Signals von Cygnus X-3. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994.

- [137] H. Krawczynski et al. (HEGRA Collaboration). An optimized method for the reconstruction of the direction of air showers for scintillator arrays. *Nuclear Instruments & Methods A*, 383:431–440, 1996.
- [138] W. Kriegleder, Ein Detektorsystem zum Nachweis von Myonen in ausgedehnten Luftschauern fuer das KASCADE-Projekt, Report KfK 5023, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992.
- [139] N.H. Kuiper. Test concerning random points on a circle. *Ned. Akad. Wet. Proc*, A63:38, 1960.
- [140] G. Kulikov und G. Kristiansen. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 35:635, 1958.
- [141] P. Lagage und C. Cesarsky. Cosmic-ray shock acceleration in the presence of self-excited waves. *Astronomy and Astrophysics*, 118:223–228, 1983.
- [142] P. Lagage und C. Cesarsky. The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *Astronomy and Astrophysics*, 125:249–257, 1983.
- [143] S. Landy und A. Szalay. Mean and Variance of Angular Correlation Functions. *The Astrophysical Journal*, 412:64, 1993.
- [144] M. Lemoine und G. Sigl, editors. *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, number 576 in LNP, 2002.
- [145] T.-P. Li und Y.-Q. Ma. Analysis methods for results in gamma-ray astronomy. *The Astrophysical Journal*, 272(1):317–324, September 1983.
- [146] Y. Lin et al. (EGRET Collaboration). EGRET Observations of the Region to the South of $B = -30$ degrees in Phase 1 and Phase 2 of the Compton Gamma Ray Observatory Viewing Program. *The Astrophysical Journal*, 105:331, 1996.
- [147] J. Linsley. Fluctuation Effects on Directional Data. *Physical Review Letters*, 34(24):1530, 1975.
- [148] Q. Liu, J. van Paradijs, und E. van den Heuvel. A catalogue of high-mass X-ray binaries. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 147:25–59, 2000.
- [149] Q. Liu, J. van Paradijs, und E. van den Heuvel. A catalogue of low-mass X-ray binaries. *Astronomy and Astrophysics*, 368:1021–1054, 2001.
- [150] J. Lloyd-Evans et al. Observation of gamma rays with greater than 1000 TeV energy from Cygnus X-3. *Nature*, 305:784, 1983.
- [151] E. Lorenz. Status of ground-based GeV/TeV gamma ray astronomy. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 27:1675–1690, 2001.
- [152] G. Maier. Untersuchung von atmosphärischen Einflüssen auf ausgedehnte Luftschauer und Bestimmung von Abschwächlängen. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1999.
- [153] R. Manchanda et al. X-ray and gamma-ray emission in open clusters. *Astronomy and Astrophysics*, 305:457, 1996.

- [154] K.V. Mardia. *Statistics of directional data*. Probability and Mathematical Statistics. Academic Press, 1972.
- [155] V. Marida und P.E. Jupp. *Directional Statistics*. John Wiley & Sons, 1999.
- [156] H. Mayer. A neural network algorithm for core location analysis at large extended air shower arrays. *Nuclear Instruments & Methods A*, 317:339, 1992.
- [157] H. Mayer. A fast reconstruction method for shower direction. *Nuclear Instruments & Methods A*, 330:254, 1993.
- [158] T. McKay et al. (CASA-MIA Collaboration). A Northern Sky Survey for Astrophysical Point Sources of 100 TeV Gamma Radiation. *The Astrophysical Journal*, 417:742, 1993.
- [159] J. Meeus. *Astronomical Algorithms*. Willmann-Bell, 1991.
- [160] M. Merck et al. (HEGRA Collaboration). Methods to determine the angular resolution of the HEGRA extended air shower scintillator array. *Astroparticle Physics*, 5:379–392, 1996.
- [161] M. Miyamoto und Zi Zhu. Galactic interior motions derived from HIPPARCOS proper motions. I. Young disk population. *Astronomical Journal*, 115:1483–1491, 1998.
- [162] D. Müller. Energy spectra and composition of primary cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 374:356–365, 1991.
- [163] K. Munakata (Kamiokande Collaboration). Large-scale anisotropy of the cosmic-ray muon flux in Kamiokande. *Physical Review D*, 56:23–26, 1997.
- [164] H. Muraishi et al. (CANGOROO Collaboration). Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR RX J1713.7-3946. *Astronomy and Astrophysics*, 357:L57–L61, 2000.
- [165] K. Murakami et al. Cosmic Ray Anisotropies at Median Energies 0.2 PeV and 3 PeV Observed at Akeno, 30N. *Proceedings of the 21th ICRC, Adelaide*, 3:190, 1990.
- [166] C. Murray. The transformation of coordinates between the systems of B1950.0 and J2000.0, and the principal galactic axes referred to J2000.0. *Astronomy and Astrophysics*, 218:325–329, 1998.
- [167] K. Nagashima et al. Galactic Cosmic Ray Anisotropy and its Modulation in the Helio-magnetosphere inferred from Air Shower Observation at Mt.Norikura. *Proceedings of the 21th ICRC, Adelaide*, 3:180, 1990.
- [168] W.R. Nelson, H. Hirayama, und D.W.O. Rogers, The EGS4 Code System, Report SLAC 265, Stanford Linear Accelerator Center, 1985.
- [169] Y. Neshpor et al. Blazar 3C 66A: Another extragalactic source of ultra-high-energy gamma-ray photons. *Astronomy Letters*, 24:134, 1998.
- [170] S.I. Nikolsky und V.A. Romachin. Cosmic Rays of Energies in the Range 10^3 - 10^5 TeV and Higher. *Physics of Atomic Nuclei*, 63(10):1799–1814, 2000.

- [171] S. O'Neill, A. Olinto, und P. Blasi. Galactic magnetic field structure and ultrahigh energy cosmic ray propagation. *Proceedings of the 27th ICRC, Hamburg*, 1:3, 2001.
- [172] R. Ong. Very high-energy gamma-ray astronomy. *Phys. Rep.*, 305:93–2002, 1998.
- [173] L. Padilla et al. (HEGRA Collaboration). Search for gamma-ray bursts above 20 TeV with the HEGRA AIROBICC Cherenkov array. *Astronomy and Astrophysics*, 337(1):43–50, 1998.
- [174] E. Parizot. Superbubbles and the Galactic evolution of Li, Be and B. *Astronomy and Astrophysics*, 362:786–798, 2000.
- [175] E. Parizot, J. Paul, und A. Bykov. Galactic cosmic rays from supernova remnants: myth or reality? *Proceedings of the 27th ICRC, Hamburg*, 7:121, 2001.
- [176] K. Pearson. A mathematical theory of random migration. *Biometric Series III*, 15:0, 1906.
- [177] P. Peebles. Statistical Analysis of Catalogs of Extragalactic Objects. I. Theory. *The Astrophysical Journal*, 185:413–440, 1973.
- [178] G. Pelletier. Fermi Acceleration of Astroparticles. *Lecture Notes in Physics*, 576:58, 2001.
- [179] B. Peters. Primary Cosmic Radiation and Extensive Air Showers. *Il Nuovo Cimento*, 22:800, 1961.
- [180] R. Plaga. On the Origin of Cosmic Rays, astro-ph/0111555, 2001.
- [181] W.H. Press und G.B. Rybicki. Fast algorithm for spectral analysis of unevenly sampled data. *The Astrophysical Journal*, 338:277–280, March 1989.
- [182] V. Ptuskin, F. Jones, E. Seo, und R. Sina. On Fluctuations of Cosmic Rays in the Galaxy with Random Supernova Outbursts. *Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba*, OG 1-3:1933–1936, 2003.
- [183] V. Ptuskin. Transport of high energy cosmic rays. *Advances in Space Research*, 19(5):697–705, 1997.
- [184] V. Ptuskin, S.I. Rogovaya, V.N. Zirakashvili, L.G. Chuvilgin, G. Khristiansen, et al. Diffusion and drift of very high energy cosmic rays in galactic magnetic fields. *Astronomy and Astrophysics*, 268(2):726–735, 1993.
- [185] G. Puehlhofer et al. (HEGRA Collaboration). Observations of the supernova remnants Cas-A and Tycho with the HEGRA stereoscopic IACT system. *Proceedings of the 26th ICRC, Salt Lake City*, 3:492, 1999.
- [186] M. Punch et al. (Whipple Collaboration). Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421. *Nature*, 358:477, 1992.
- [187] J. Quinn et al. (Whipple Collaboration). Detection of Gamma Rays with $E > 300$ GeV from Markarian 501. *The Astrophysical Journal*, 456:L83, 1996.

- [188] U. Raidt, Aufbau des Trigger- und Zeitmessungssystems im Zentraldetektor von KASCADE und Untersuchung von Myonankunftszeitverteilungen in ausgedehnten Luftschauern, report FZKA 5917, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997.
- [189] J.S. Rao. Some contributions to the analysis of circular data. Dissertation, Indian Stat. Inst., Calcutta, 1969.
- [190] L. Rayleigh. On the resultant of a large number of vibrations of the same pitch and of arbitrary phase. *Phil. Mag.*, 10:73–8, 1880.
- [191] L. Rayleigh. The problem of random walk. *Nature*, 72:318, 1905.
- [192] J. Reed et al. The Three-dimensional Structure of the Cassiopeia A Supernova Remnant. I. The Spherical Shell. *The Astrophysical Journal*, 440:706, 1995.
- [193] H. Reeves. On the origin of the light elements ($Z < 6$). *Reviews of Modern Physics*, 66:193–216, 1994.
- [194] O. Reimer und M. Pohl. No evidence yet for hadronic TeV gamma-ray emission from SNR RX J1713.7-3946. *Astronomy and Astrophysics*, 390:L43–L46, 2002.
- [195] D.H. Roberts, J. Lehar, und J.W. Dreher. Time Series Analysis with Clean - Part One - Derivation of a Spectrum. *Astronomical Journal*, 93(4):968, April 1987.
- [196] G. Rowell (HEGRA Collaboration). The New Unidentified TeV Source in Cygnus (TeV J2032+4130): HEGRA IACT-System Results. *Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba*, OG 2.2, 2003.
- [197] M. Samorski und W. Stamm. Detection of 2×10^{15} to 2×10^{16} eV gamma-rays from Cygnus X-3. *The Astrophysical Journal*, 268:L17, 1983.
- [198] J.D. Scargle. Studies in astronomical time series analysis. III. *The Astrophysical Journal*, 343:874–887, 1989.
- [199] H. Schieler. Konzeption, Entwicklung und Test des lokalen Datenerfassungssystems für das strukturierte Detektor-Array von KASCADE. Dissertation, Universität Karlsruhe, 1996.
- [200] D. Schmele (HEGRA Collaboration). Himmelsdurchmusterung mit dem HEGRA Szintillatofeld. Dissertation, Universität Hamburg, 1998.
- [201] G. Sigl. The Enigma of the Highest Energy Particles of Nature. *Annals Physics*, 303:117, 2003.
- [202] P. Slane. Particle Acceleration in Supernova Remnants and Pulsar Wind Nebulae, astro-ph/0205481, 2002.
- [203] R. Springer (HiRes Collaboration). Measurement of the Flux of UHE Cosmic Rays by the HiRes Detectors Observing in both Monocular and Stereoscopic Modes. *Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba*, HE1.3:413, 2003.
- [204] P. Sreekumar und C. Fichtel. Cosmic rays in the Small Magellanic Cloud. *Astronomy and Astrophysics*, 251:447–453, 1991.

- [205] T. Stanev, P. Biermann, und T. Gaisser. Cosmic rays. IV. The spectrum and chemical composition above 10⁴ GeV. *Astronomy and Astrophysics*, 274:902, 1993.
- [206] M.A. Stephens. A goodness-of-fit statistic for the circle, with some comparison. *Biometrika*, 56:161, 1969.
- [207] J. Swanepoel und C. de Beer. A new powerful test for periodic pulsed emission of high-energy photons. *The Astrophysical Journal*, 350:754–757, 1990.
- [208] S. Swordy. Expectations for cosmic ray composition changes in the region 10¹⁵ to 10¹⁶ eV. *Proceedings of the 24th ICRC, Rome*, 2:697, 1995.
- [209] M. Takeda (AGASA Collaboration). Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz'min Cutoff. *Physical Review Letters*, 81:1163, 1998.
- [210] M. Takeda et al. Anisotropy of cosmic-ray arrival direction at 10¹⁸eV observed by AGASA. *Proceedings of the 27th ICRC, Hamburg*, Seite 341, 2001.
- [211] T. Tanimori et al. (CANGOROO Collaboration). Detection of Gamma Rays of up to 50 TeV from the Crab Nebula. *The Astrophysical Journal*, 492:L33–L36, 1998.
- [212] T. Tanimori et al. (CANGOROO Collaboration). Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays. *The Astrophysical Journal*, 497:L25–L28, 1998.
- [213] J. Taylor, R. Manchester, und A. Lyne. Catalog of 558 pulsars. *Astrophysical Journal Supplement Serie*, 88:529–568, 1993.
- [214] S.V. Ter-Antonyan (Maket-Ani Collaboration). Anisotropy analysis of EAS data in the knee region. *Proceedings of the 28th ICRC, Tsukuba*, HE 1.2:227, 2001.
- [215] M. Teshima (AGASA Collaboration). Anisotropy of cosmic-ray arrival direction at 10¹⁸eV observed by AGASA. *Proceedings of the 27th ICRC, Hamburg*, Seite 337, 2001.
- [216] S. Thorsett et al. Pulsar PSR B0656+14, the Monogem Ring, and the Origin of the Knee in the Primary Cosmic-Ray Spectrum. *The Astrophysical Journal*, 592:L71–L73, 2003.
- [217] H. Ulrich. Untersuchung atmosphärischer Einflüsse auf die Entwicklung ausgedehnter Luftschauer anhand von Simulationsrechnungen. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1997.
- [218] H. Ulrich. Untersuchungen zum primären Energiespektrum der kosmischen Strahlung im PeV-Bereich mit dem KASCADE-Experiment. Dissertation, Universität Karlsruhe, 2003.
- [219] S. van den Bergh und R. McClure. Rediscussion of extragalactic supernova rates derived from Evans's 1980-1988 observations. *The Astrophysical Journal*, 425:205–209, 1994.
- [220] J. Voelkl und P. Biermann. Maximum energy of cosmic-ray particles accelerated by supernova remnant shocks in stellar wind cavities. *The Astrophysical Journal*, 333:L65–L68, 1988.

- [221] G. Völker, Ein Detektorsystem zum Nachweis der e/g-Komponente grosser Luftschauer im UHE-Bereich., Report KfK 4983, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1992.
- [222] K. Wang et al. (Milagro Collaboration). A Survey of the Northern Sky for TeV Point Sources. *The Astrophysical Journal*, 558:477–481, 2001.
- [223] G.S. Watson. Goodness-of-fit test on a circle. *Biometrika*, 48:109, 1961.
- [224] J. Weber. Untersuchung der elektromagnetischen und myonischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Bestimmung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung. Dissertation, Universität Karlsruhe, 1999.
- [225] T. Weekes et al. (Whipple Collaboration). Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *The Astrophysical Journal*, 342:379–395, 1989.
- [226] L. Widrow. Origin of Galactic and Extragalactic Magnetic Fields. *Reviews of Modern Physics*, 74:775, 2002.
- [227] B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann, und H. Meyer. Individual element spectra: prediction and data. *Astronomy and Astrophysics*, 330:389–398, 1998.
- [228] R. Wigmans. On Big Bang Relics, the Neutrino Mass and the Spectrum of Cosmic Rays. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 83:305–310, 2000.
- [229] S. Wilks. *Mathematical Statistics*. Wiley, 1962.
- [230] T. Yoshikoshi et al. (CANGOROO Collaboration). Very High Energy Gamma Rays from the VELA Pulsar Direction. *The Astrophysical Journal*, 487:L65, 1997.
- [231] G.Z. Zatsepin und V.A. Kuzmin. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 4:78, 1966.