

**Entdeckung einer unidentifizierten,
ausgedehnten TeV- γ -Quelle
HESS J1303-631 und Bestätigung der
Radiogalaxie M 87 als TeV- γ -Quelle mit
den H.E.S.S.-Cherenkov-Teleskopen**

**Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg**

**vorgelegt von
Matthias Beilicke
aus Hamburg**

**Hamburg,
2005**

Gutachter der Dissertation

Prof. Dr. G. Heinzelmann

Prof. Dr. H. Meyer

Prof. Dr. H. J. Völk

Gutachter der Disputation

Prof. Dr. G. Heinzelmann

Prof. Dr. C. Hagner

Vorsitzender des Prüfungsausschusses

Prof. Dr. J. Bartels

Datum der Disputation

07. März 2006

Dekan des Fachbereichs und
Vorsitzender des Promotionsausschusses

Prof. Dr. G. Huber

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Entdeckung und Untersuchung der unidentifizierten TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 und deren Bewertung sowie die Analyse und Interpretation von Beobachtungsdaten der Radiogalaxie M 87 im TeV- γ -Energiebereich beschrieben. Die Beobachtungen wurden mit den abbildenden Cherenkov-Teleskopen des H.E.S.S.-Experiments in Namibia in den Jahren 2003 bis 2005 durchgeführt. Mit den Teleskopen wird hochenergetische γ -Strahlung im Energiebereich von 100 GeV bis zu einigen 10 TeV gemessen.

Die TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 wurde im Gesichtsfeld des ursprünglich beobachteten Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883, das ebenfalls erstmalig nachgewiesen werden konnte, nahe der galaktischen Ebene mit einer statistischen Signifikanz von mehr als 30σ entdeckt. HESS J1303-631 weist eine intrinsische Ausdehnung des Emissionsgebietes von $\sigma_{\text{intr}}^{1303} = (0.19 \pm 0.01)^\circ$ auf. Das Energiespektrum lässt sich durch ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch $dN/dE = I_0 \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma} \cdot \exp(-E/E_{\text{cut}})$ mit einem Photon-Index von $\Gamma = 2.0 \pm 0.1$ und einer Abbruchenergie von $E_{\text{cut}} = (10 \pm 4) \text{ TeV}$ beschreiben. Der integrale Photonenfluss oberhalb von 380 GeV liegt bei $(17 \pm 3)\%$ des Flussniveaus des Krebs-Nebels. Variationen der spektralen Parameter innerhalb des ausgedehnten Emissionsgebietes von HESS J1303-631 sowie zeitliche Variationen des Photonenflusses wurden nicht festgestellt. Ein Gegenstück in anderen Energiebereichen (z.B. Radio- oder Röntgenbereich) an der entsprechenden Himmelsposition des TeV- γ -Überschusses konnte bislang nicht gefunden werden. Damit ist HESS J1303-631 eine unidentifizierte TeV- γ -Quelle, der zum Zeitpunkt der Entdeckung (neben der vom HEGRA-Experiment entdeckten Quelle TeV J2032+4130) zweiten Quelle dieser Art. Mögliche Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung von HESS J1303-631 werden diskutiert.

Die Radiogalaxie M 87 konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit einer statistischen Signifikanz von mehr als 10σ als TeV- γ -Quelle nachgewiesen werden. M 87 gehört nicht zur Klasse der *Blazare*, den bislang einzigen, bestätigten extragalaktischen TeV- γ -Quellen und wurde erstmals vom HEGRA-Experiment mit einer statistischen Signifikanz von 4.7σ gemessen. Mit den H.E.S.S.-Beobachtungen gilt M 87 als erste etablierte, extragalaktische TeV- γ -Quelle, die nicht zur Klasse der *Blazare* gehört. Deutliche Anzeichen für einen zeitlich variablen TeV- γ -Fluss konnten gefunden werden. Das Energiespektrum von M 87 im TeV- γ -Bereich lässt sich durch ein Potenzgesetz $dN/dE \propto (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$ mit einem Photon-Index von $\Gamma = 2.5 \pm 0.3$ im Jahr 2004 bzw. $\Gamma = 2.3 \pm 0.1$ im Jahr 2005 beschreiben. Modelle, die zur Erklärung der TeV- γ -Emission von M 87 in der Literatur veröffentlicht sind, werden diskutiert, wovon einige aufgrund der Ergebnisse der H.E.S.S.-Beobachtungen als unwahrscheinlich bewertet werden können.

Abstract

The discovery and investigation of the unidentified TeV γ -ray source HESS J1303-631 as well as the analysis and discussion of observations of the giant radio galaxy M 87 in the GeV/TeV γ -ray regime are presented in this work. The observations were performed during the years 2003 to 2005 with the imaging atmospheric Cherenkov telescopes of the H.E.S.S. experiment in Namibia which is designed for the measurement of very high energy γ -rays in the range between 100 GeV and several 10 TeV.

The TeV γ -ray source HESS J1303-631 was discovered serendipitously close to the galactic plane with a statistical significance of more than 30σ in the field of view of the initially observed binary system PSR B1259-63/SS 2883 (which was also detected). An intrinsic extension of the emission region of HESS J1303-631 of $\sigma_{\text{intr}}^{1303} = (0.19 \pm 0.01)^\circ$ was found. The energy spectrum can be described by a power-law with an exponential cutoff $dN/dE = I_0 \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma} \cdot \exp(-E/E_{\text{cut}})$ with a photon index of $\Gamma = 2.0 \pm 0.1$ and a cutoff energy of $E_{\text{cut}} = (10 \pm 4) \text{ TeV}$. The integral photon flux above an energy of 380 GeV was calculated to be $(17 \pm 3)\%$ of the flux of the Crab nebula. Neither variations of the spectral slope within the extended emission region of HESS J1303-631 nor temporal variations of the integral photon flux could be found in the data. A counterpart of HESS J1303-631 at other wavelengths (i.e. radio or X-rays) could not be identified at the corresponding sky position of the TeV γ -ray excess. Thus, HESS J1303-631 is (at the time of its discovery) the second unidentified TeV γ -ray source, following TeV J2032+4130 discovered in the Cygnus region by HEGRA. Possible TeV γ -ray production scenarios for HESS J1303-631 are discussed.

In the scope of this work an excess of TeV- γ -rays could be measured from the giant radio galaxy M 87 with a statistical significance of 10σ . M 87 does not belong to the class of blazars, the up to now only established class of extragalactic TeV- γ -ray sources. The first measurement of TeV γ -radiation from M 87 was reported by the HEGRA collaboration with a statistical significance of 4.7σ . Together with the H.E.S.S. results M 87 is the first established extragalactic TeV- γ -ray source not belonging to the class of blazars. Clear indications for temporal variations of the integral photon flux could be found in the data. The energy spectrum in the GeV/TeV regime of M 87 can be described by a power-law $dN/dE \propto (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$ with a photon index of $\Gamma = 2.5 \pm 0.3$ in the year 2004 and $\Gamma = 2.3 \pm 0.1$ in the year 2005, respectively. The experimental results of M 87 are compared to model predictions published in the literature – with some of the models being evaluated as unlikely based on the recent H.E.S.S. results described in this work.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Astroteilchenphysik	5
2.1	Teilchenphys. Teilaspekte	6
2.1.1	Elektromagnetische Wechselwirkung	6
2.1.2	Schwache Wechselwirkung	9
2.2	Kosmische Strahlung	10
2.2.1	Eigenschaften der geladenen kosmischen Strahlung	10
2.2.2	Mögliche Beschleunigungsmechanismen und indirekter Nachweis	12
2.3	Neutrino-Astrophysik	16
2.4	γ -Astrophysik	18
3	TeV-γ-Astrophysik	21
3.1	Luftschauer-Entwicklung	21
3.1.1	Elektromagnetische Luftschauer	22
3.1.2	Hadronische Luftschauer	23
3.2	Cherenkov-Teleskope	25
3.3	H.E.S.S.	27
3.3.1	Stahlstruktur und Antrieb	28
3.3.2	Der Spiegelträger	29
3.3.3	Die Photomultiplier-Kamera	29
3.3.4	Teleskop- und System-Trigger	31
3.3.5	Datennahme	32
3.3.6	Datenkalibration	32
3.3.7	Strukturdeformation der Teleskope	34

4	Datenanalyse	35
4.1	Bildparametrisierung	35
4.1.1	<i>Tailcut</i>	35
4.1.2	Hillas-Parameter	36
4.2	Schauerrekonstruktion	37
4.2.1	Richtungs-Rekonstruktion	37
4.2.2	Rekonstruktion des Stoßparameters	38
4.2.3	Energie-Rekonstruktion	39
4.3	γ -Hadron-Separation	40
4.3.1	Schnitte auf die mittlere skalierte Bildbreite und -länge	40
4.3.2	Winkelschnitt	43
4.3.3	Schnittoptimierung	43
4.4	Kamera-Akzeptanz	44
4.5	Untergrundbestimmung	48
4.5.1	Gespiegelte Untergrundregionen	49
4.5.2	Ring-Untergrund	50
4.5.3	<i>Template</i> -Untergrund	51
4.6	Analyse-Methoden	51
4.6.1	Quellsuche und rekonstruierte Winkelverteilung	52
4.6.2	Himmelskarten	53
4.6.3	Energiespektren	55
4.6.4	Lichtkurven	59
4.6.5	Variabilitäts-Tests	60
4.7	Datenqualität	63
5	MonteCarlo-Studien	65
5.1	Der MonteCarlo-Datensatz	65
5.1.1	Luftschauer-Simulation	67
5.1.2	Detektor-Simulation	68
5.1.3	Analyse-Kette	68
5.2	TeV-Abbildungsfunktion	69

5.3	Effektive Nachweisflächen	73
5.4	Energieschwelle	77
5.5	Erweiterte Schnitte	78
5.5.1	Ein alternativer Kamerarand-Schnitt	78
5.5.2	Ein Bilddichte-Schnitt zur Untergrund-Unterdrückung	80
5.5.3	Verbesserung der Richtungsauflösung durch die Schnittsätze Hart1 und Hart2	83
6	Entdeckung von HESS J1303-631	85
6.1	PSR B1259-63/SS 2883	86
6.1.1	Das Doppelsternsystem PSR B1259-63/SS 2883	86
6.1.2	Beobachtungen mit H·E·S·S·	88
6.1.3	Eigenschaften im GeV/TeV-Energiebereich	91
6.2	Entdeckung	94
6.2.1	Entdeckung von HESS J1303-631	94
6.2.2	Konsistenz-Untersuchungen	96
6.3	Eigenschaften	99
6.3.1	Position und Ausdehnung	99
6.3.2	Energiespektrum	104
6.3.3	Energieabhängige Morphologie	110
6.3.4	Integraler Photonenfluss, Lichtkurve und Variabilität	117
6.4	Identifizierung	122
6.4.1	Gas- und Molekülwolken in der galaktischen Ebene	123
6.4.2	Gegenstücke im Radiobereich	127
6.4.3	Gegenstücke bei Infrarot- und optischen Wellenlängen	130
6.4.4	Gegenstücke im Röntgenbereich	130
6.4.5	Gegenstücke im γ -Bereich	133
6.4.6	Zusammenfassung	133
6.5	Szenarien	133
6.5.1	Pulsarwind-Nebel	133
6.5.2	Reaktionen hochenergetischer Teilchen mit Molekülwolken	136
6.5.3	Die Sternassoziation Cen OB1	139

6.5.4	HESS J1303-631 als Klumpen dunkler Materie	141
6.5.5	HESS J1303-631 als Überrest eines Gamma-Ray-Bursts	142
6.6	Zusammenfassung	144
7	Nachweis von M 87	147
7.1	Aktive Galaxienkerne	148
7.1.1	Klassifikation	148
7.1.2	Schematischer Aufbau eines AGN	149
7.1.3	Relativistisches <i>Beaming</i>	151
7.2	Eigenschaften von M 87	152
7.2.1	Großräumige Struktur im Radiobereich	152
7.2.2	Morphologie und spektrale Eigenschaften des <i>Jets</i>	153
7.2.3	Beobachtung superluminaler Geschwindigkeit im <i>Jet</i>	154
7.2.4	Variable Emission des Knotens HST-1	156
7.2.5	Der Zentralbereich von M 87 und Materieakkretion	156
7.2.6	Variable Emission des Kerns	157
7.2.7	Bisherige Beobachtungen im GeV/TeV-Energiebereich	158
7.3	Nachweis mit H·E·S·S·	159
7.3.1	Beobachtungen mit H·E·S·S·	159
7.3.2	Eigenschaften von M 87 im TeV- γ -Bereich	162
7.4	Interpretation	174
7.4.1	Leptonische Modelle	177
7.4.2	Hadronische Modelle	183
7.4.3	TeV- γ -Absorption durch einen zentralen Staubtorus	187
7.4.4	Annihilation von Neutralinos	188
7.5	Zusammenfassung und Ausblick	189
8	Zusammenfassung und Ausblick	193

A Analyse-Methoden	I
A.1 Schnittpointoptimierung	I
A.2 Erstellung von Himmelskarten	III
A.3 Akzeptanz und γ -Quellen	V
A.4 Variabilitäts-Test	VIII
A.4.1 Ansprechverhalten bei Quellfreiheit (Null-Hypothese 1)	X
A.4.2 Ansprechverhalten bei konstanten Quellen (Null-Hypothese 2)	XII
A.4.3 Ansprechverhalten bei variablen Quellen	XIII
B Ergänzungen zu M 87	XV

Häufig verwendete Symbole und Abkürzungen

Abkürzungen

Symbol	Erklärung
PMT	<i>Photomultiplier</i>
SNR	Supernova-Überrest (<i>Supernova Remnant</i>)
AGN	Aktiver Galaxienkern (<i>Active Galactic Nucleus</i>)
LBL	<i>Low Frequency Peaked BL Lac</i>
HBL	<i>High Frequency Peaked BL Lac</i>
GRB	<i>Gamma-Ray Burst</i>
CR	<i>Cosmic Rays</i>
UHECR	<i>Ultra High Energy Cosmic Rays</i> (Energien ab $\sim 10^{19}$ eV)
DEBRA	<i>Diffuse Extragalactic Background Radiation</i>
CMBR	<i>Cosmic Microwave Background</i> (Teilbereich der DEBRA, $\lambda \sim 1000 \mu\text{m}$, 2.7 K)
CIB	<i>Cosmic Infrared Background</i> (Teilbereich der DEBRA)
MWL	<i>Multi Wave Length</i> , Beobachtungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen

Konstanten

Symbol	Erklärung
c	Lichtgeschwindigkeit, $c = 2.99792 \cdot 10^8$ m/s
G	Gravitationskonstante, $G = 6.67259 \cdot 10^{-11}$ m ³ kg ⁻¹ s ⁻²
e	Elementarladung, $e = 1.602177 \cdot 10^{-19}$ C
h	Plancksches Wirkungsquantum, $h = 6.6260755 \cdot 10^{-34}$ J s
M_{\odot}	Sonnenmasse, $M_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{30}$ kg

Entfernungs- und Winkelmaße

Symbol	Erklärung
Lj	Lichtjahr: 1 Lj = $9.46 \cdot 10^{12}$ km
pc	Parsec: 1 pc = 3.262 Lj = $3.086 \cdot 10^{13}$ km
z	Rotverschiebung, Maß für kosmische Entfernungen
' , ''	Bogenminute, Bogensekunde: $1^{\circ} = 60' = 3600''$
sr	Steradian (Raumwinkel): $1 \text{ sr} = (360^{\circ})^2 / (4\pi^2)$

Energie-Einheiten

Symbol	Erklärung
eV	Elektronenvolt: $1 \text{ eV} = 1.602177 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
keV	$1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$
MeV	$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$
GeV	$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$
TeV	$1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$
erg	$1 \text{ erg} = 6.24151 \cdot 10^{11} \text{ eV} = 1.0 \cdot 10^{-7} \text{ J}$

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1912 wurde von Victor Hess mit Hilfe von Ballonexperimenten die so genannte Höhenstrahlung entdeckt [Hess 1912]. In darauffolgenden Untersuchungen wurde deren Ursprung in der so genannten geladenen kosmischen Strahlung extraterrestrischer Herkunft gefunden, die sich aus etwa 2% Elektronen und 98% Atomkernen zusammensetzt. Die genaue Zusammensetzung hängt von der Energie der Teilchen ab. Aufgrund der Ablenkungseffekte in den galaktischen Magnetfeldern fällt die kosmische Strahlung aus dem Universum kommend isotrop auf die Erde ein. Wie man heute weiß, erreichen auch hochenergetische Neutrinos und γ -Photonen kosmischen Ursprungs unsere Erde. Diese werden jedoch nicht zur klassischen bzw. geladenen kosmischen Strahlung gerechnet, auch wenn die Erzeugungsmechanismen und Entstehungsorte dieser verschiedenen Teilchenarten durchaus miteinander verknüpft sein können.

Als Beschleuniger der geladenen kosmischen Strahlung werden u.a. Supernova-Überreste, akkretierende Röntgen-Doppelstern-Systeme, Pulsare, offene Stern-Assoziationen oder hochenergetische Plasma-*Jets* von aktiven Galaxien-Kernen (AGN) diskutiert. In den meisten Beschleunigungs-Szenarien entstehen durch hadronische oder leptonische Wechselwirkungen der beschleunigten Teilchen mit umgebenden Materie-Ansammlungen oder Strahlungsfeldern auch hochenergetische γ -Photonen, deren Nachweis somit als Indikator für einen Beschleuniger der geladenen kosmischen Strahlung gewertet werden kann. Die γ -Photonen werden im Gegensatz zu geladenen Teilchen nicht in galaktischen Magnetfeldern von ihrer Flugbahn abgelenkt und erlauben somit einen direkten Rückschluss auf ihren Entstehungsort. Die endgültige Klärung des Ursprungs und der Beschleunigungsmechanismen der geladenen kosmischen Strahlung stehen auch fast 100 Jahre nach ihrer Entdeckung noch aus.

Das relativ junge Forschungsgebiet der Astroteilchenphysik beschäftigt sich u.a. mit der Vermessung und dem Ursprung der kosmischen Strahlung und den Untersuchungen von hochenergetischen, nicht-thermischen Prozessen im Allgemeinen. Neben der in Kapitel 2 dargestellten, direkten Untersuchung der geladenen kosmischen Strahlung und der Physik der hochenergetischen, kosmischen Neutrinos stellt auch die γ -Astrophysik, zu der auch das H·E·S·S-Experiment gehört, ein Teilgebiet der Astroteilchenphysik dar. Die γ -Photonen

des Röntgenbereichs (beginnend bei etwa 0.1 keV) bis hin zum so genannten Gamma-Bereich von einigen GeV können mit Satelliten-Experimenten nachgewiesen werden. Bei höheren Energien werden die Photonenflüsse so gering, dass die erforderlichen, größeren Nachweisflächen in Satelliten-Experimenten nicht mehr realisierbar sind. Hier beginnt ab einigen 10 GeV der Energiebereich der bodengebundenen γ -Astrophysik, in der die Sekundärprodukte eines Luftschauers, der von einem hochenergetischen γ -Photon in der Atmosphäre ausgelöst wird, gemessen werden. Als besonders erfolgreich hat sich hierbei die abbildende Cherenkov-Astronomie erwiesen, bei der das bei der Ausbildung von Luftschauern ebenfalls entstehende Cherenkov-Licht mit Teleskopen abgebildet wird. Der Vorteil der bodengebundenen Cherenkov-Astronomie liegt in den im Vergleich zu Satellitenexperimenten großen, effektiven Detektorflächen im Bereich von $10^4 - 10^5 \text{ m}^2$.

Die H·E·S·S-Kollaboration (*High Energy Stereoscopic System*), deren Name an den Entdecker der kosmischen Strahlung Viktor Hess erinnert, betreibt seit Mitte 2002 in Namibia ein System aus vier abbildenden Cherenkov-Teleskopen, die in einem stereoskopischen Beobachtungsmodus zusammenarbeiten. Die Teleskope sind ausgelegt für die Messung hochenergetischer γ -Photonen in einem Energiebereich zwischen 100 GeV bis hin zu einigen 10 TeV – mit einer Energieauflösung von typischerweise $\Delta E/E \approx 15\%$. Die Richtungsauflösung pro Ereignis liegt im Bereich von 0.1° , bei einem Gesichtsfeld von etwa 5° . Bereits mit Ergebnissen aus den Jahren 2003 und 2004 konnte die H·E·S·S-Kollaboration einen großen Beitrag zum Forschungsgebiet der γ -Astrophysik leisten [Aharonian et al. 2004c, Aharonian et al. 2005d, Aharonian et al. 2005f, Aharonian et al. 2005g]. Die Messtechnik und die Funktionsweise der H·E·S·S-Teleskope werden in Kapitel 3 beschrieben, wohingegen sich Kapitel 4 mit den Analysemethoden der aufgezeichneten Daten beschäftigt – gefolgt von MonteCarlo-Studien in Kapitel 5.

Im Februar 2004 wurde mit dem Doppelsternsystem PSR B1259-63/SS 2883 die erste variable TeV- γ -Quelle unserer Galaxie entdeckt [Beilicke et al. 2004a, Beilicke 2004d]. Diese Messung führte kurze Zeit später zur Entdeckung einer weiteren, ausgedehnten TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 im selben Datensatz [Beilicke et al. 2004e, Beilicke et al. 2005a], die nahe der galaktischen Ebene liegt. Diese Entdeckung entspricht dem bis dahin ersten Nachweis von zwei TeV- γ -Quellen in einem Gesichtsfeld. Ein Gegenstück in anderen Wellenlängenbereichen konnte bislang nicht gefunden werden, so dass es sich bei HESS J1303-631 um eine so genannte unidentifizierte TeV- γ -Quelle handelt – der nach der Entdeckung von TeV J2032+4130 durch HEGRA [Aharonian et al. 2002b] zu diesem Zeitpunkt zweiten Quelle dieser Art. Die Untersuchungen zu HESS J1303-631 werden detailliert in Kapitel 6 behandelt.

Die bislang einzigen, gesicherten TeV- γ -Quellen extragalaktischen Ursprungs sind die so genannten *Blazare*, die zur Klasse der AGN gehören, den leuchtstarken Kernen von Galaxien. Ein *Blazar* zeichnet sich dadurch aus, dass der relativistische Plasma-*Jet*, der in vielen AGN gefunden wird, direkt in Richtung des Beobachters ausgerichtet ist. Durch den Effekt des so genannten Doppler-*Boostings* kommt es hierbei u.a. zu einer starken Vorwärtskonzentration der emittierten Strahlung, was zu einer deutlich größeren Nachweiswahrscheinlichkeit für kleine Beobachtungswinkel relativ zur *Jet*-Achse führt. Im Zentrum der sehr mas-

sereichen Radiogalaxie M 87 befindet sich ebenfalls ein AGN. M 87 wird aber wegen des großen Winkels der *Jet*-Achse zum Beobachter von mehr als 20° nicht zur Klasse der *Blazare* gezählt. Trotzdem gibt es Modelle, die die Emission von hochenergetischer γ -Strahlung von M 87 voraussagen. M 87 wurde erstmals von den Cherenkov-Teleskopen des HEGRA-Experiments im TeV- γ -Bereich nachgewiesen [Aharonian et al. 2003]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte M 87 durch Messungen mit dem H.E.S.S.-Experiment als Quelle hochenergetischer γ -Strahlung bestätigt werden und damit neben den *Blazaren* ein neuer Typ einer extragalaktischen TeV- γ -Quelle etabliert werden. Gleichzeitig wurden deutliche Anzeichen eines variablen TeV- γ -Flusses von M 87 festgestellt, wodurch die Anzahl der möglichen, in der Literatur veröffentlichten Modelle zur Erklärung der TeV- γ -Emission von M 87 eingeschränkt werden kann. Die Ergebnisse der Beobachtungen von M 87 mit H.E.S.S. und deren Diskussion werden in Kapitel 7 behandelt.

Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kapitel 8.

Kapitel 2

Astroteilchenphysik

Das relativ junge Forschungsgebiet der Astroteilchenphysik geht auf die Entdeckung der so genannten Höhenstrahlung, einer ionisierenden Strahlung in den oberen Atmosphärenschichten im Jahre 1912 durch Victor Hess zurück [Hess 1912]. Wie man heute weiß, entsteht diese Höhenstrahlung in Sekundärreaktionen der geladenen kosmischen Strahlung mit den Bestandteilen der Luft, was die Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers zur Folge hat. Die kosmische Strahlung besteht ihrerseits aus verschiedenen geladenen Teilchen mit Energien zwischen $10^6 - 10^{20}$ eV und fällt aus dem Universum kommend isotrop auf die Erde ein. Eine der Hauptzielsetzungen der Astroteilchenphysik ist auch heute noch die Erforschung des größtenteils ungeklärten Ursprungs und der Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung. Nachfolgende, aus Sekundärreaktionen der kosmischen Strahlung resultierende Entdeckungen, wie beispielsweise die des Positrons [Anderson 1932], des Neutrons [Chadwick 1932] und des Müons [Neddermeyer & Anderson 1937], sowie die Messung erster Anzeichen der Existenz eines Neutrinos [Cowan et al. 1956], verdeutlichen die historische Relevanz dieses Forschungsgebietes für die Teilchenphysik, die auch in jüngster Zeit beispielsweise durch die Messung direkter Anzeichen von Oszillationen solarer Neutrinos [Ahmad et al. 2002] aktuell ist.

Die Astroteilchenphysik umfasst neben der Vermessung und Interpretation der geladenen kosmischen Strahlung auch die Neutrino-Astrophysik und die γ -Astrophysik, die sich erst in jüngerer Vergangenheit als weitere Disziplinen herausgebildet haben. Nach einer kurzen Einführung einiger für die Astroteilchenphysik wichtigen Teilaspekte der Teilchenphysik in Kapitel 2.1 werden die drei Teilgebiete der Astroteilchenphysik vorgestellt. Kapitel 2.2 behandelt die geladene kosmische Strahlung und Kapitel 2.3 gibt einen kurzen Überblick über das Gebiet der Neutrino-Astrophysik. Das für die vorliegende Arbeit entscheidende Teilgebiet – die γ -Astrophysik – wird in Kapitel 2.4 vorgestellt. Der Beschreibung der γ -Astrophysik mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen, zu denen auch das H.E.S.S.-Experiment gehört, ist ein eigenes Kapitel (Kapitel 3) gewidmet.

2.1 Teilchenphysikalische Teilaspekte der Astroteilchen- und Luftschauerphysik

Die Entwicklung der Teilchenphysik wurde in den vergangenen hundert Jahren durch Entdeckungen von Teilchen oder Phänomenen kosmischen Ursprungs immer wieder beflügelt. Umgekehrt spielt die Teilchenphysik bei den Beschleunigungs- und Erzeugungsmechanismen in der Astroteilchenphysik, sowie bei den entsprechenden Nachweismethoden, eine entscheidende Rolle. Im Folgenden sollen daher kurz die wichtigsten Prozesse angesprochen werden, die nach den gängigen Modellen bei den TeV- γ -Produktionsmechanismen, sowie bei der Messtechnik der bodengebundenen γ -Astrophysik mittels der abbildenden Cherenkov-Astronomie der H.E.S.S.-Teleskope von Bedeutung sind.

2.1.1 Elektromagnetische Wechselwirkung

Die elektromagnetische Wechselwirkung spielt u.a. bei den Erzeugungsmechanismen hochenergetischer γ -Strahlung im Universum – insbesondere bei der Synchrotronstrahlung und der inversen Compton-Streuung – sowie bei der Wechselwirkung zwischen Photonen und Protonen eine Rolle. Für die in den Kapiteln 3.1.1 und 3.1.2 behandelte Luftschauerentwicklung sind in diesem Zusammenhang die Paarbildung, die Bremsstrahlung und die in der Cherenkov-Astronomie genutzte Emission von Cherenkov-Licht von Bedeutung.

Ionisation

Die Ionisation ist für Elektronen im Energiebereich von $E_e < 550/Z$ MeV einer der Hauptmechanismen des Energieverlustes geladener Teilchen in einem Medium, Z ist die Ladungszahl des Targetmaterials. Der Energieverlust $-dE/dx$ eines Teilchens der Ladungszahl z und der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) wird beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Ion.}} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1)$$

Hierbei ist $K = 0.307 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$, $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ die Ruheenergie des Elektrons, A die Massenzahl des Targetmaterials, I die mittlere Ionisationsenergie des Teilchens und δ eine Dichtekorrektur. Es ist $T_{\max} = \frac{2m_e p^2}{m_0^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2}$ mit m_0 der Ruhemasse, sowie p und E dem Impuls und der Gesamtenergie des einfallenden Teilchens.

Bremsstrahlung

Bei der Bremsstrahlung, die ab Elektronenenergien von $E_e > 550/Z$ MeV gegenüber der Ionisation den Energieverlust dominiert, wird ein geladenes Teilchen der Ruhemasse m_0 und

der Energie E im Coulombfeld eines Atomkerns unter Emission von γ -Quanten abgebremst. Der Energieverlust ist gegeben durch:

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Brems.}} = 4\alpha^3 N_A \frac{z^2}{m_0^2} \frac{Z^2 \rho}{A} \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) E \quad (2.2)$$

Hierbei ist α die Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante, N_A die Avogadro-Zahl und ρ die Dichte des durchdrungenen Materials. Die sonstigen Größen entsprechen denen in Gleichung (2.1). Man definiert die materialabhängige Strahlungslänge X_0 in Einheiten von g/cm^2 , die dem zurückgelegten Abstand eines geladenen Teilchens entspricht, nach dem die Energie durch Bremsstrahlungsverluste um den Faktor e abgenommen hat. Der Energieverlust der Bremsstrahlung ist besonders für Teilchen mit geringer Masse, also beispielsweise Elektronen, sehr effektiv. Im Medium Luft ist $X_{0,e} \approx 37 \text{ g}/\text{cm}^2$, die Atmosphäre hat dementsprechend eine Dicke von etwa 27 Strahlungslängen.

Paarbildung

Bei der Paarbildung erzeugt ein Photon mit entsprechender Energie zusammen mit einem virtuellen Photon, beispielsweise aus dem Coulomb-Feld eines Kerns, oder einem realen Photon eines externen Strahlungsfeldes, ein Elektron-Positron-Paar: $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Die Paarbildung ist somit der Spiegelprozess der Bremsstrahlung. Die mittlere freie Weglänge X_γ eines γ -Photons in der Luft ist mit der Strahlungslänge $X_{0,e}$ der Bremsstrahlung verknüpft:

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_{0,e} \quad (2.3)$$

Die Paarbildung spielt bei der Wechselwirkung hochenergetischer γ -Photonen der Energie E_γ mit dem Strahlungsfeld des extragalaktischen Hintergrundlichtes (mittlere Photonenenergie ϵ) eine entscheidende Rolle. Es sei θ der Reaktionswinkel beider Photonen, so errechnet sich die Schwelle zur Paarbildung zu $E_{\gamma,\text{sch}} = \frac{2m_e^2}{\epsilon(1-\cos\theta)}$. Für einen frontalen Stoß ($\theta = 180^\circ$) ergibt sich die Schwelle mit einer typischen Energie eines Photons der 2.7 K-Hintergrundstrahlung [Barreiro 2000] von $\epsilon \approx 250 \mu\text{eV}$ zu $E_{\gamma,\text{sch}} \approx 10^{15} \text{ eV}$, so dass ab dieser Energie Absorptionseffekte hochenergetischer γ -Photonen an der 2.7 K-Hintergrundstrahlung eine Rolle zu spielen beginnen. Die Reaktionen hochenergetischer γ -Photonen mit den Hintergrundfeldern bei niedrigeren Wellenlängen im optischen und Infrarotbereich [Hauser & Dwek 2001] führen dagegen schon bei Energien im TeV-Bereich ($\sim 10^{12} \text{ eV}$) zu entsprechenden Absorptionseffekten.

Synchrotronstrahlung

Bei der Synchrotronstrahlung wird ein Elektron in einem Magnetfeld \vec{B} durch die Lorentzkraft auf eine helikale Bahn gezwungen, wobei es zur Abstrahlung von elektromagnetischer, polarisierter Strahlung kommt. Die abgestrahlte Leistung ist gegeben durch:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^3} \gamma^2 \beta_{\perp}^2 B^2 \quad (2.4)$$

Hierbei ist β_{\perp} die senkrechte Komponente der relativistischen Geschwindigkeit $\vec{\beta}$ zum Magnetfeld \vec{B} . Bei gegebener spektraler Energieverteilung der Elektronenpopulation lässt sich die entsprechende Form des elektromagnetischen Synchrotronspektrums berechnen.

Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung wechselwirkt ein Photon mit der Frequenz ν mit einem Elektron. Es sei θ der Streuwinkel der Wechselwirkung, m_e die Elektronenmasse und $\epsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ pro Raumwinkelelement $d\Omega$ wird in der Quantenelektrodynamik abgeleitet und im Ruhesystem des Elektrons durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2 \epsilon_s^2}{2\epsilon^2} \left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon} + \frac{\epsilon}{\epsilon_s} - \sin^2 \theta \right) \quad \text{mit} \quad \epsilon_s = \frac{\epsilon}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (2.5)$$

Für den totalen Wirkungsquerschnitt ergeben sich die folgenden Grenzfälle:

$$\sigma = \oint d\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \begin{cases} \sigma_T(1 - 2\epsilon\dots) & \epsilon \ll 1 \quad \text{Thomson-Regime} \\ \frac{3}{8}\sigma_T\epsilon^{-1}(1 + 2\ln 2\epsilon) & \epsilon \gg 1 \quad \text{Klein-Nishina-Regime} \end{cases} \quad (2.6)$$

Hierbei ist $\sigma_T = \frac{8\pi}{3}r_e^2$ der Thomson-Wirkungsquerschnitt und $r_e = e^2/(m_e c^2)$ der klassische Elektronenradius. Die Größen für im Laborsystem bewegte Elektronen erhält man durch entsprechende Lorentztransformation. Wenn das einlaufende Elektron eine höhere Energie als das Photon hat, kommt es zum Energieübertrag auf das Photon und man spricht von inverser Compton-Streuung.

Zerfall neutraler Pionen

Neutrale Pionen werden in inelastischen Stößen der starken Wechselwirkung erzeugt. Sie sind die leichtesten Mesonen und können daher nicht über die starke Wechselwirkung in andere Mesonen zerfallen. Neutrale Pionen zerfallen nach ihrer sehr kurzen Lebensdauer von $8.4 \cdot 10^{-17}$ s im dominanten Zerfallskanal von 98.8% in zwei Photonen: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. Im Ruhesystem des Pions erhalten beide Photonen das Energieäquivalent der halben Pionenmasse von $m_{\pi^0} = 135$ MeV.

Wechselwirkung zwischen Photonen und Protonen

Bei der so genannten Photo-Pion-Produktion werden bei ausreichender Schwerpunktsenergie in einer Reaktion zwischen Photon und Proton ein oder mehrere Pionen erzeugt. Diese Reaktion spielt zum einen bei der Absorption sehr hochenergetischer Protonen ($E_p \geq 6 \cdot 10^{19}$ eV) am kosmischen Mikrowellenhintergrund (2.7 K) eine Rolle (vergleiche Abschnitt 2.2), wie auch umgekehrt bei der Absorption hochenergetischer γ -Photonen in einer entsprechenden Materieansammlung.

Emission von Cherenkov-Licht

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit $\beta = v/c$ durch ein Medium mit dem von der Dichte ρ und der Frequenz ν abhängenden Brechungsindex $n = n(\rho, \nu)$ und der entsprechenden Lichtgeschwindigkeit $c' = c/n$ des Mediums, so kommt es im Falle $v > c'$ zur Abstrahlung von Cherenkov-Licht der Frequenz ν in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel θ_c gemessen zur Flugrichtung des Teilchens. Der Winkel θ_c variiert mit dem Brechungsindex $n(\rho, \nu)$ der Atmosphäre und somit mit der Höhe h der Entstehung der Cherenkovphotonen:

$$\cos \theta_c(h, \nu) = \frac{1}{n(\rho(h), \nu) \cdot \beta} \quad \text{für Frequenzen mit} \quad \beta > \frac{1}{n(\rho(h), \nu)} \quad (2.7)$$

Für relativistische Teilchen ($\beta \approx 1$) in Luft liegt der Cherenkov-Winkel in 8 km über Meeressniveau im Bereich von $\theta_c \approx 1^\circ$. Wegen der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$ emittieren vor allem Teilchen mit geringer Ruhemasse Cherenkov-Licht, wie beispielsweise Elektronen oder Positronen. Die Mindestenergie E_{\min} eines Teilchens zur Cherenkov-Emission ist gegeben durch:

$$E_{\min} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (2.8)$$

2.1.2 Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung spielt in der Astroteilchenphysik hauptsächlich bei Zerfallsprozessen von Leptonen und Mesonen eine Rolle. Es soll an dieser Stelle nur der Müonenzfall und der Zerfall geladener Pionen beschrieben werden, die u.a. bei der in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Luftschauerentwicklung eine Rolle spielen. Auf die Bedeutung der schwachen Wechselwirkung in Bezug auf die Neutrino-Physik (vergleiche Kapitel 2.3) soll an dieser Stelle nicht genauer eingegangen werden.

Zerfall geladener Pionen: Geladene Pionen haben eine Masse von $m_{\pi^\pm} = 139.6$ MeV und zerfallen nach etwa $2.6 \cdot 10^{-8}$ s über die schwache Wechselwirkung zu 99.99% in $\pi^+ \rightarrow$

$\mu^+ + \nu_\mu$ bzw. $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Aus Gründen der Helizitätserhaltung sind elektronische Zerfälle der Art $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ stark unterdrückt.

Müonenzerfall: Die Müonen, die eine Masse von $m_\mu = 106$ MeV besitzen, zerfallen nach einer Lebensdauer von $2.2 \cdot 10^{-6}$ s mit einer Wahrscheinlichkeit von nahezu 100% in $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ bzw. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Da das Elektron und das Positron die leichtesten geladenen Elementarteilchen darstellen, können sie wegen der in allen Wechselwirkungen geltenden Ladungserhaltung nicht weiter zerfallen.

2.2 Die geladene kosmische Strahlung

Die isotrop aus dem Universum kommende, geladene kosmische Strahlung erzeugt beim Auftreffen auf die Erdatmosphäre in Teilchenreaktionen eine Vielzahl sekundärer Teilchen (vergleiche Kapitel 3.1.2), so dass ihrer Erforschung sowohl direkte (satelliten- oder ballongestützte) als auch indirekte (bodengebundene) Messmethoden zur Verfügung stehen. Die bodengebundene Messtechnik beginnt ab Energien im Bereich von ≥ 10 TeV eine Rolle zu spielen, bei denen die realisierbaren Detektorflächen von Satelliten wegen des mit der Energie abnehmenden Flusses der kosmischen Strahlung bei Weitem nicht mehr ausreichend sind. Ohne genauer auf die Messtechniken einzugehen, soll im Folgenden kurz der aktuelle Kenntnis-Stand der Eigenschaften der geladenen kosmischen Strahlung dargelegt werden, gefolgt von einer kurzen Diskussion möglicher Erzeugungsmechanismen mit einem Schwerpunkt der hierbei ebenfalls häufig entstehenden hochenergetischen γ -Photonen, durch die ein indirekter Nachweis der Beschleuniger der kosmischen Strahlung möglich ist.

2.2.1 Eigenschaften der geladenen kosmischen Strahlung

Die geladene kosmische Strahlung besteht zu 98% aus Nukleonen und zu 2% aus Elektronen und Positronen, wobei die Positronen wiederum nur etwa 10% des Elektronen-Positronen-Anteils ausmachen. Die genaue Zusammensetzung hängt vom betrachteten Energiebereich ab [Antoni et al. 2005]. Elektronen, deren Reichweite bei hohen Energien durch Synchrotronstrahlungsverluste im galaktischen Magnetfeld stark beschränkt ist¹, können nur bis zu Energien von etwa 2 TeV nachgewiesen werden [Aharonian 2004d]. Die energieabhängige Zusammensetzung des hadronischen Anteils bis etwa 10^{15} eV kann weiter aufgeteilt werden in einen (integralen) Bestandteil von etwa 87% an Protonen, 12% an Heliumkernen und 1% an schwereren Kernen. Die Häufigkeitsverteilung der Elemente entspricht mit einigen Ausnahmen derjenigen in Sternen, so dass ein direkter oder indirekter stellarer Ursprung der Teilchen der kosmischen Strahlung in diesem Energiebereich wahrscheinlich ist. Für Energien höher als $\approx 10^{15}$ eV ist die Zusammensetzung des nukleonischen Anteils nur noch sehr ungenau oder gar nicht mehr bestimmt [Swordy et al. 2002].

¹Die mittlere Reichweite eines Elektrons der Energie von 1 TeV beträgt in etwa 100 pc.

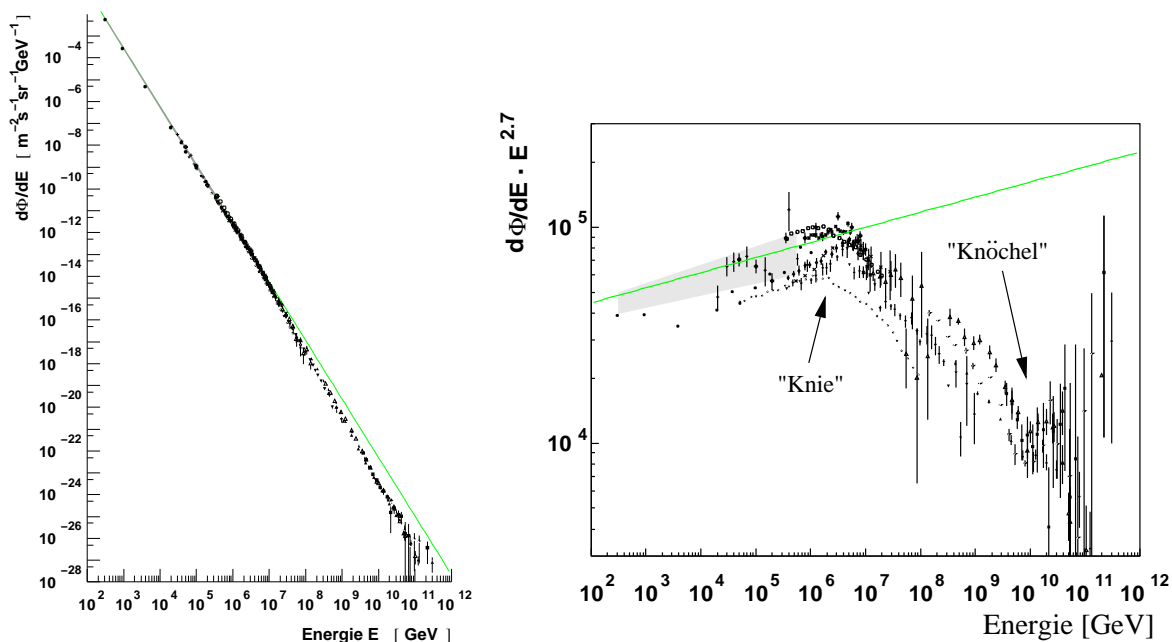


Abbildung 2.1: Das Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung. Die durchgezogene Linie entspricht einem Potenzgesetz mit dem Spektralindex von $\alpha \approx 2.7$ und die einzelnen Punkte den Messungen verschiedener Experimente. Die Abbildungen entstammen aus [Wiebel-Sooth & Biermann 1998]. **Links:** Die doppelt logarithmische Darstellung des differentiellen Energiespektrums. **Rechts:** Der mit $E^{2.7}$ multiplizierte differentielle Fluss. In dieser Darstellung werden die Strukturen im Bereich des so genannten Knies und des Knöchels deutlicher.

Das Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Es kann ab einer Energie von etwa 10^9 eV durch ein Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\alpha}$ beschrieben werden. Für Energien $E < 4 \cdot 10^{15}$ eV hat der Spektralindex einen Wert von $\alpha \approx 2.7$ und knickt im Bereich des so genannten Knies bei einer Energie von $E \approx 4 \cdot 10^{15}$ eV auf $\alpha \approx 3.1$ ab. Für Energien $E > 3 \cdot 10^{18}$ eV flacht das Spektrum erneut auf einen Wert von $\alpha \approx 2.7$ ab, man spricht vom Bereich des Knöchels. Eine mögliche Erklärung der Änderung der spektralen Form im Bereich des Knies könnte durch den bei diesen Energien ausreichend großen Gyroradius gegeben sein, woraus sich eine aus unserer Galaxie entweichende Teilchenpopulation ableiten lässt. Eine alternative Erklärung deutet die in gängigen Theorien zur Beschleunigung der kosmischen Strahlung in Supernova-Überresten diskutierte (von der Kernladungszahl abhängige) Maximalenergie von $\approx 10^{15}$ eV als Indiz für einen neuen Beschleunigungsmechanismus oberhalb dieser Energie. Diese und weitere Modelle konnten bislang aber noch nicht experimentell bestätigt werden [Röhrling 2000, Swordy et al. 2002, Antoni et al. 2005].

Die höchsten bislang gemessenen Teilchenenergien liegen im Bereich von 10^{20} eV. Wegen der sehr niedrigen Flüsse ist die Ereignisstatistik in diesem Bereich jedoch bislang äußerst gering. Reaktionen der hochenergetischen Protonen mit den niederenergetischen Photonen der kosmischen 2.7 K Hintergrundstrahlung [Barreiro 2000] $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$ bzw.

$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$ führen ab Protonenenergien im Bereich von $E_p = \frac{m_\pi^2 + 2m_p m_\pi}{4E_\gamma} \approx 6 \cdot 10^{19}$ eV zu einer erheblichen Absorption der Protonen und einer entsprechend erwarteten Signatur im Energiespektrum der kosmischen Strahlung [Greisen et al. 1966]. Man spricht vom Greisen-Zatsepin-Kuzmin-*Cutoff* (GZK-*Cutoff*). In Messungen des AGASA-Luftschauer-Experiments zeigten sich im erwarteten Energiebereich aber keine Anzeichen dieses *Cutoffs*. Die Signifikanz des von der GZK-Erwartung abweichenden Flusses ist jedoch wegen der in diesem Energiebereich hohen systematischen Fehler im Bereich von 30% umstritten [De Marco et al. 2003]. Eine endgültige Klärung werden erst die zukünftigen Messungen, beispielsweise des AUGER-Experiments [Etchegoyen 2004], bringen. Die mittlere Reichweite von Protonen mit Energien oberhalb des erwarteten GZK-*Cutoffs* liegt im Bereich von 10 Mpc, was der Entfernung der uns nahe liegenden Nachbargalaxien entspricht. Bei derartig hohen Energien und entsprechend geringen Reichweiten spielt die Ablenkung der Teilchen durch intergalaktische Magnetfelder eine vernachlässigbare Rolle. Aus diesem Grund müssten die hochenergetischen Teilchen direkt auf den Ort ihrer Beschleunigung zurückweisen und somit eine Assoziation mit bestimmten Objektklassen ermöglichen. Dies ist jedoch noch nicht gelungen, so dass auch die Herkunft und die Beschleunigungsmechanismen der Teilchen mit höchsten Energien bislang ungeklärt sind.

2.2.2 Mögliche Beschleunigungsmechanismen und indirekter Nachweis

Der Ursprung der kosmischen Strahlung ist auch fast 100 Jahre nach ihrer Entdeckung noch nicht endgültig geklärt und bildet nach wie vor einen der Schwerpunkte der Astroteilchenphysik. Es existieren jedoch insbesondere für Energien unterhalb des Knies von $E \approx 10^{15}$ eV, für die man einen galaktischen Ursprung annimmt, diverse plausible Szenarien und verschiedene experimentelle Anzeichen hinsichtlich des Ursprungs. Da die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung im Gegensatz zu Neutronen², Neutrinos und γ -Photonen in den intergalaktischen Magnetfeldern abgelenkt werden, ist bei der Messung bis auf die Teilchen mit den höchsten Energien keine direktionale Zuordnung zu ihrem Entstehungsort mehr möglich. An den Beschleunigungsorten der kosmischen Strahlung wird aber durch Sekundärreaktionen mit umgebender Materie oder Strahlungsfeldern ebenfalls die Erzeugung hochenergetischer Neutrinos und γ -Photonen erwartet, die beim Durchqueren des Universums ihre Richtung beibehalten. Die Messung dieser sekundären, ebenfalls hochenergetischen Teilchen kann daher als indirektes Nachweiskriterium zum Auffinden der Beschleunigungsorte der kosmischen Strahlung gewertet werden. Die Neutrinos, die am Ort eines Beschleunigers der kosmischen Strahlung durch schwache Zerfälle von hadronisch erzeugten Sekundärteilchen entstehen, können auf der Erde äußerst schwierig nachgewiesen werden, vergleiche Kapitel 2.3. Daher eignet sich insbesondere die in Kapitel 3 beschriebene GeV/TeV- γ -Astrophysik zum Auffinden der Beschleuniger der kosmischen Strahlung. Typische Reaktionen, die zur Erzeugung von hochenergetischen γ -Photonen führen, sind

²Neutronen können wegen ihrer Lebensdauer im Ruhesystem von nur 887 s bei Energien unterhalb von $E \approx 10^{18}$ eV im Mittel keine größeren Distanzen als ~ 9 kpc zurücklegen, was in etwa der Entfernung der Erde vom galaktischen Zentrum entspricht.

beispielsweise Produktion und Zerfall von neutralen Pionen $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ (vergleiche Abschnitt 2.1), sowie Bremsstrahlung und inverse Compton-Streuung hochenergetischer Elektronen $e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$. Je nach der Art der für die Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen verantwortlichen Teilchen unterscheidet man zwischen leptonischen und hadronischen Beschleunigern. Da die Elektronen nur einen geringen Anteil an der geladenen kosmischen Strahlung ausmachen, stellt die Entdeckung eines leptonischen Beschleunigers alleine jedoch noch keine Klärung des Ursprungs der geladenen kosmischen Strahlung dar. Der Schlüssel hierfür liegt im Auffinden eines hadronischen Beschleunigers, beispielsweise durch den Nachweis von hochenergetischen γ -Photonen aus dem Zerfall neutraler Pionen.

Galaktische Quellen

Die lokale Energiedichte der geladenen kosmischen Strahlung beträgt $\varrho_{\text{cr}} \approx 1 \text{ eV/cm}^3$ [Aharonian 2004d]. Da die geladenen Teilchen die Milchstraße – abhängig von ihrer Energie – nach etwa $\tau \approx 6 \cdot 10^6$ Jahren verlassen, muss die entsprechende Gesamtenergie durch geeignete galaktische Quellen nachgeführt werden, um die Konstanz der Energiedichte zu gewährleisten. Die Leistung ergibt sich zu $L \approx 5 \cdot 10^{40} \text{ erg/s}$. Eine potentielle Quellpopulation, die derartige Energien freisetzen kann, sind Supernova-Explosionen. Es wird in unserer Galaxie im Schnitt alle 30 Jahre eine Supernova-Explosion erwartet, bei der jeweils etwa $E_{\text{snr}} \approx 10^{51} \text{ erg}$ an Gesamtenergie freigesetzt werden. Die entsprechende Leistung ergibt sich somit zu $L_{\text{snr}} \approx 10^{42} \text{ erg/s}$. Für die Beschleunigung hochenergetischer Teilchen würde also schon eine Effizienz von etwa 5% ausreichen, um die beobachtete Energiedichte der geladenen kosmischen Strahlung zu erklären. Es gibt jedoch auch andere Klassen von Objekten, die zur Beschleunigung der kosmischen Strahlung beitragen können. Im Folgenden werden die am häufigsten diskutierten Szenarien im Hinblick auf die Überprüfung durch die Messung hochenergetischer γ -Photonen kurz angesprochen.

Supernova-Überreste: Das gängigste Modell zur Erzeugung hochenergetischer Teilchen in Supernova-Überresten (SNR, Super Nova Remnant) ist die Beschleunigung an Schockfronten. Diese entstehen, wenn sich Materie mit Überschallgeschwindigkeit \vec{v} ins interstellare Medium ausbreitet. Durch eine Schockfront verdichten sich die Materie, die im Aggregatzustand eines Plasmas vorliegt, und das an sie gebundene Magnetfeld. Hieran können geladene Teilchen der Energie E streuen, was im Mittel zu einem Energiegewinn des Teilchens führt. Man spricht von der Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung, die eine Erweiterung des Modells der stochastischen Beschleunigung – auch Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung genannt – an magnetischen Irregularitäten in galaktischen Molekülwolken ist [Fermi 1949]. Der mittlere Energiegewinn beider Streuprozesse ist gegeben durch:

$$\text{Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung: } \frac{\Delta E}{E} \propto \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (2.9)$$

$$\text{Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung: } \frac{\Delta E}{E} \propto \left(\frac{v}{c}\right) \quad (2.10)$$

Durch mehrmaliges Durchlaufen einer Schockfront wiederholt sich der Beschleunigungsprozess, wobei die Wahrscheinlichkeit des Verlassens der Schockregion mit steigender Anzahl n an Beschleunigungszyklen wächst. Dies führt auf ein Energiespektrum der beschleunigten Teilchen, das sich durch ein Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\alpha}$ mit einem Spektralindex im Bereich von $\alpha \approx 2$ beschreiben lässt. Die unter realistischen Bedingungen maximal erreichbaren Teilchenenergien liegen im Bereich von etwa 100 TeV. Der erstmalige, direkte Nachweis der Beschleunigung hochenergetischer Teilchen in der Schale eines SNR wurde durch die direkten Abbilder der Schalenstruktur im GeV/TeV- γ -Bereich der Supernova-Überreste RX J1713.7-3946 sowie RX J0852.0-4622 (Vela Junior) durch das H.E.S.S.-Experiment erbracht [Aharonian et al. 2004c, Aharonian et al. 2005c], nachdem zuvor schon mit HEGRA der Supernova-Überrest Cas A im TeV- γ -Bereich (nicht ortsaufgelöst) gemessen wurde [Aharonian et al. 2002a]. Die anhand der spektralen Energieverteilung untersuchte Frage nach leptonischer oder hadronischer Beschleunigung konnte aber bislang noch nicht eindeutig geklärt werden, so dass weitere Beobachtungen dieser und ähnlicher Objekte erforderlich sind.

Pulsarwind-Nebel: Bei einem Pulsarwind-Nebel handelt es sich um einen Pulsar, also einen rotierenden Neutronenstern, der einen aufgrund abnehmender Rotationsenergie gespeisten, hochenergetischen Plasmawind emittiert [Amato 2003]. Dieser bildet beim Auftreffen auf eine umgebende Materieansammlung eine Schockfront aus. Die Materie entstammt hierbei meist aus der vergangenen Supernova-Explosion – in diesem Fall spricht man von einem Plerion – oder beispielsweise aus einer benachbarten Molekülwolke. Die Teilchen des Pulsarwindes werden in der Schockfront auf noch höhere Energien bis zu 10^{15} eV beschleunigt. Ihre Richtungsverteilung nach diesem Beschleunigungsprozess ist hierbei annähernd isotrop. Nach gängigen Modellen erzeugen die so beschleunigten Elektronen und Positronen im umgebenden Magnetfeld des Plerions ein Synchrotron-Strahlungsfeld, dessen Photonen wiederum durch den inversen Compton-Effekt derselben Elektronen/Positronen auf Energien bis zu 100 TeV gestreut werden. Der Krebs-Nebel in der Nordhemisphäre ist ein Beispiel eines Plerions und stellt wegen seines konstanten Flusses und seines gut vermessenen Energiespektrums eine Standardkerze in der Hochenergie- γ -Astrophysik dar. Da jedoch Leptonen die primären Teilchen dieses Beschleunigungsmechanismus sind, kann der dominante, hadronische Anteil der geladenen kosmischen Strahlung durch die gängigen Modelle der Pulsarwind-Nebel nicht erklärt werden.

Isolierte Pulsare: Auch isolierte Pulsare stellen eine mögliche galaktische Quelle hochenergetischer γ -Strahlung dar, da die Rotationsenergie eines Pulsars im Bereich von 10^{53} erg ebenfalls in verschiedenen Modellen zur Beschleunigung hochenergetischer Teilchen genutzt werden kann [Harding 2001]. In einer Abschätzung einer Lebensdauer von 10^{10} Jahren führten alle 10^8 Pulsare unserer Galaxie bei einer energetischen Umwandlungseffizienz der Rotationsenergie in die Beschleunigung hochenergetischer, geladener Teilchen von nur 1% zu einer Energiedichte der kosmischen Strahlung von 1.1 eV/cm^3 , was mit dem gemessenen Wert von $\rho_{\text{cr}} \approx 1 \text{ eV/cm}^3$ vergleichbar ist. Die zur Zeit diskutierten Modelle der hochenergetischen γ -Strahlung von Pulsaren – *Polar Cap* und *Outer Gap* – sagen ein starkes Abfallen des erwarteten Photonen-Spektrums bei Energien von einigen 10 bis 100 GeV voraus, was

den Nachweis durch die bodengebundene γ -Astrophysik mit der jetzigen Generation der Cherenkov-Teleskope mit Schwellen im Bereich zwischen 50 und 100 GeV äußerst schwierig macht.

Röntgendoppelstern-Systeme und Mikroquasare: Röntgendoppelstern-Systeme bestehen in der Regel aus einem kompakten Objekt, beispielsweise einem Neutronenstern oder einem schwarzen Loch, und einem Begleitstern, von dem Materie abgezogen wird. Die Materie sammelt sich in einer Akkretionsscheibe um das kompakte Objekt, wobei u.a. Röntgenstrahlung emittiert wird. Die bei der Akkretion freiwerdende Gravitationsenergie kann durch entsprechende Mechanismen ebenfalls zur Beschleunigung hochenergetischer Teilchen genutzt werden. Mikroquasare, bei denen es sich um Röntgendoppelstern-Systeme handelt, die einen senkrecht zur Akkretionsscheibe gerichteten Plasma-Jet hochenergetischer Teilchen emittieren, sind ein Beispiel eines solchen Mechanismus. Der Mikroquasar LS 5039 wurde als erstes Objekt seiner Klasse von der H.E.S.S.-Kollaboration als Beschleuniger hochenergetischer Teilchen identifiziert [Aharonian et al. 2005d]. Die genauen Beschleunigungsmechanismen sowie die Art der beschleunigten Teilchen sind jedoch noch nicht hinreichend verstanden.

Sternenwinde und offene Sternhaufen: Energiereiche Sternwinde, die auf eine umgebende Materieansammlung treffen, können durch Ausbildung von Schockfronten ebenfalls die Beschleunigung hochenergetischer Teilchen bewirken. Insbesondere junge, offene Sternhaufen sind aussichtsreiche Kandidaten hierfür, da sich in ihnen vermehrt Sterne mit energiereichen Sternwinden sowie dichte Ansammlungen von Gas befinden. Systematische Untersuchungen dieser Objektklasse lieferten aber bislang noch keine eindeutigen Hinweise auf die in diesem Szenario ebenfalls erwartete Emission hochenergetischer γ -Photonen [Tluczykont et al. 2001].

Extragalaktische Quellen

Die Beschleuniger der kosmischen Strahlung müssen keineswegs ausschließlich in unserer Galaxie lokalisiert sein. In aktiven Galaxienkernen (AGN, Active Galactic Nuclei) ist ein Großteil der gesamten Leuchtkraft auf ein relativ kompaktes Zentralgebiet der entsprechenden Galaxie konzentriert. Dies kann durch Akkretionsprozesse um ein im Zentrum befindliches, massereiches schwarzes Loch erklärt werden. Häufig kommt es hierbei auch zur Ausbildung eines relativistischen Plasma-*Jets* senkrecht zur Ebene der Akkretionsscheibe, in dem geladene Teilchen durch Ausbildung von Schockfronten innerhalb des *Jets* oder beim Auftreffen des *Jets* auf das intergalaktische Medium auf sehr hohe Energien beschleunigt werden können. Zeigt der *Jet* in Richtung des Beobachters, so spricht man von einem *Blazar*. In diesem Fall ist die Emission hochenergetischer γ -Photonen im GeV/TeV-Bereich nachgewiesen worden, die in sekundären Reaktionen entstehen und wegen des relativistischen Doppler-*Boostings* eine starke Vorwärtskollimation und Intensitätserhöhung entlang der *Jet*-Achse aufweisen.

Es gibt inzwischen eine ganze Reihe bekannter *Blazare*, die Emission von hochenergetischer γ -Strahlung im GeV/TeV-Energiebereich aufweisen und somit als Beschleuniger hochener-

getischer, geladener Teilchen identifiziert werden konnten. Die Art der beschleunigten Teilchen ist aber auch hier noch nicht eindeutig geklärt. Die *Blazare* zeigen in der Regel eine starke Variabilität im Röntgen- und γ -Bereich auf Zeitskalen von Stunden bis Tagen, was auf ein sehr kompaktes Emissionsgebiet schließen lässt. Die am weitesten entfernten, im GeV/TeV-Energiebereich emittierenden Objekte dieser Klasse sind die kürzlich nachgewiesenen *Blazare* H 2356-309 mit einer Rotverschiebung³ von $z = 0.165$ und 1ES 1101-232 mit einer Rotverschiebung von $z = 0.186$ [Aharonian et al. 2006a]. *Blazare* bei hohen Entfernungen sind von besonderem Interesse, da hier die energieabhängige Absorption $\gamma_{\text{TeV}} + \gamma_{\text{EHL}} \rightarrow e^+e^-$ zwischen einem hochenergetischen Quellphoton γ_{TeV} und einem Photon des kosmischen Hintergrundlichtes [Hauser & Dwek 2001] γ_{EHL} (optisch, Infrarot) eine Signatur im gemessenen Energiespektrum hinterlässt [Mazin 2003]. Unter gewissen Grundannahmen über das intrinsische Emissionsspektrum eines *Blazars* können Rückschlüsse auf die spektrale Energieverteilung des Hintergrundlichtes gezogen werden, das sich aus der über das Alter des Universums von Sternen emittierten, sowie von Staub absorbierten und re-emittierten Strahlung zusammensetzt.

Auch aktive Galaxienkerne, die nicht zur Klasse der *Blazare* gehören – wie beispielsweise Radiogalaxien – sind mögliche Kandidaten zur Beschleunigung der kosmischen Strahlung. Die Radiogalaxie M 87 ist jedoch der bislang einzige AGN, der nicht zur Klasse der *Blazare* gehört und dennoch in einer Messung der HEGRA-Kollaboration deutliche Anzeichen für die Emission von TeV- γ -Strahlung aufweist [Aharonian et al. 2003, Götting et al. 2004, Beilicke et al. 2004, Götting 2006]. M 87 konnte im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe des H.E.S.S.-Experiments als Quelle hochenergetischer γ -Strahlung etabliert werden, siehe Kapitel 7.

2.3 Neutrino-Astrophysik

Der Nachweis von Neutrinos ist nur über die schwache Wechselwirkung möglich und erfordert wegen der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte der entsprechenden Reaktionen generell sehr große Detektorvolumina. Mit Ausnahme solarer Neutrinos und denen der Supernova-Explosion SN 1987A ist bislang noch kein eindeutiger Nachweis von Neutrinos extraterrestrischen Ursprungs gelungen. Der aus dem Urknall resultierende Neutrino-Hintergrund mit einer Temperatur von $T_\nu \approx 1.9 \text{ K}$ wird hierbei wegen der zu geringen Energien auch in Zukunft kaum nachweisbar sein. Die Entstehung von Neutrinos in schwachen Zerfällen von Hadronen (und Folgereaktionen) und die damit verbundene Möglichkeit zur Identifikation von hadronischen Beschleunigern der kosmischen Strahlung ist eine der Hauptmotivationen für die Entwicklung der Neutrino-Astrophysik der Zukunft.

³Die Rotverschiebung $z = (\lambda - \lambda')/\lambda$ einer gemessenen Wellenlänge λ ist ein in der Astronomie gebräuchliches Maß für die kosmologische Entfernung eines Objekts. Die Rotverschiebung beschreibt die durch die Expansion des Universums hervorgerufene Verschiebung der emittierten Wellenlängen λ' .

Atmosphärische Neutrinos

Atmosphärische Neutrinos, die bei einem hadronischen Luftschauer (siehe Kapitel 3.1.2) entstehen, bilden den Untergrund der meisten Neutrino-Detektoren. Das aus den Luftschauern erwartete Verhältnis von müonischen zu elektronischen Neutrinos von $N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e} \approx 2$ konnte jedoch in Messungen nicht bestätigt werden. So berichtet die Kamiokande-Kollaboration über die Messung eines geringeren Verhältnisses, was als mögliches Anzeichen von Neutrino-Oszillationen (beispielsweise $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$) gewertet wurde [Fukuda et al. 1998a]. Die in folgenden Messungen gefundene Abhängigkeit des ν_μ/ν_e -Verhältnisses von der Neutrinoenergie und von der vom Zenitwinkel abhängigen, durch die Erde zurückgelegten Weglänge bestärkte diese Vermutung [Ashie et al. 2005]. Die schon zuvor theoretisch diskutierte Möglichkeit der Neutrino-Oszillation, die sich auch in den Ergebnissen anderer Neutrino-Experimente andeutete, setzt eine Masse der Neutrinos voraus, was der Interpretation dieser und zukünftiger Messungen eine wichtige Aussagekraft verleiht.

Solare Neutrinos

Bei den theoretisch gut verstandenen Fusionsprozessen im Inneren der Sonne entstehen ausschließlich elektronische Neutrinos ν_e , deren erwarteter Fluss auf der Erde abgeschätzt werden kann zu $\Phi(\nu_e) \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Bahcall 1964]. Mit dem ersten Zähl-Experiment zur Messung des solaren Neutrino-Flusses in der Homestake Mine in South Dakota, das auf dem Neutrino-Einfang von Chlor-Atomen basierte, konnten jedoch nur etwa die Hälfte der vorhergesagten Ereignisse nachgewiesen werden [Davis et al. 1968]. Im Gegensatz zu den früheren Neutrino-Experimenten besitzt das Super-Kamiokande-Experiment in Japan die Möglichkeit zur Richtungs-, Zeit- und einer groben Energie-Rekonstruktion. Erstmals konnte somit die eindeutige Herkunft der gemessenen Neutrinos von der Sonne nachgewiesen werden. Auch in diesen Messungen wurde ein deutlich geringerer Fluss von Elektron-Neutrinos als vorhergesagt ermittelt [Fukuda et al. 1998b], was ebenfalls als Hinweis auf Neutrino-Oszillationen gewertet wurde. Diese Anzeichen wurden auch von weiteren Neutrino-Detektoren gefunden, wie beispielsweise dem GALLEX-Experiment im italienischen Gran-Sasso-Untergroundlabor [Wänninger et al. 1999].

Den ersten direkten Hinweis auf Neutrino-Oszillationen lieferte das SNO-Experiment, das im Jahre 1999 mit der Datennahme begann und in der Lage ist, die verschiedenen Neutrino-Arten zu messen und zu unterscheiden. Es zeigte sich in den Daten, dass die Anzahl der Elektron-Neutrinos – in Übereinstimmung mit den anderen Experimenten – geringer als erwartet ist, die Gesamtanzahl aller nachgewiesenen Neutrino-Arten aber durchaus der vorhergesagten Rate der Elektron-Neutrinos von der Sonne entspricht [Ahmad et al. 2002].

Neutrino-Astronomie

Abgesehen von den Neutrinos solaren Ursprungs gab es bislang nur eine Messung, aus der ein Nachweis von Neutrinos mit extraterrestrischem Ursprung abgeleitet werden konnte. Es

handelt sich hierbei um die Messung des Super-Kamiokande-Detektors von 20 Elektron-Neutrinos ν_e , die sowohl örtlich als auch zeitlich der Supernova-Explosion SN 1987A zuzuordnen sind [Hirata et al. 1987]. Aus den Daten ließ sich zudem eine obere Grenze der Neutrinomasse von $m_{\nu_e} \leq 10$ eV abschätzen.

Frühere Detektoren konnten Neutrinos mit Energien oberhalb einiger MeV nicht mehr nachweisen. Zwar steigt der Wirkungsquerschnitt der Reaktionen von Neutrinos mit Materie bei hohen Energien an, aber die physikalisch erwarteten Flüsse werden kleiner. Zudem nehmen die Volumina der Energiedeposition der in Sekundärreaktionen entstehenden Teilchen zu, mit denen die Neutrinos indirekt nachgewiesen werden. Um der Nachweismöglichkeit höherer Energien Rechnung zu tragen, bedarf es zur Durchführung von Neutrino-Astronomie – also der Messung einer statistisch signifikanten Anhäufung von gemessenen Neutrinos aus einer bestimmten Himmelsrichtung – erneut größerer Detektorvolumina. So befindet sich beispielsweise der AMANDA-Neutrinodetektor im Eis der Antarktis [Ahrens et al. 2003]. Der Nachweis geschieht hier durch Reaktionen der Art $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$, wobei die Müonen ihrerseits Cherenkov-Licht erzeugen, welches mit im Eis eingelassenen Photomultiplier-Strängen aufgezeichnet wird. Größere Detektorvolumina im Bereich von bis zu 1 km^3 sind beim im Aufbau befindlichen *Ice-Cube*-Detektor geplant [Ahrens et al. 2004]. Eine Alternative stellt das ANTARES-Experiments dar [Aguilar et al. 2005], welches im Mittelmeer installiert wird.

2.4 γ -Astrophysik

Die Astronomie und die γ -Astrophysik beschäftigen sich mit der Untersuchung des elektromagnetischen Spektrums verschiedener Objekte über einen zum Teil sehr großen Wellenlängenbereich. Der durch die verschiedensten Beobachtungstechniken zugängliche Ausschnitt des elektromagnetischen Spektrums beinhaltet Radio-, Mikrowellen-, Infrarot-, optische, UV-, sowie Röntgen-, γ -, hochenergetische und sehr hochenergetische γ -Photonen. Obwohl der griechische Buchstabe γ allgemein das Photon bezeichnet, spricht man in der Astroteilchenphysik erst ab Energien von einigen MeV von der γ -Astrophysik und ab Energien von etwa $100 \text{ GeV} = 0.1 \text{ TeV}$ von der sehr hochenergetischen γ - oder auch TeV- γ -Astrophysik. Die Erdatmosphäre ist lediglich im Radio- und im optischen Bereich durchlässig, so dass in den übrigen Wellenlängenbereichen auf satellitengestützte oder bodengebundene, indirekte Methoden zur Messung zurückgegriffen werden muss.

Der generelle Vorteil der γ -Astronomie gegenüber der Messung der geladenen kosmischen Strahlung ist, dass die Ankunftsrichtungen der gemessenen Photonen direkt zu ihren Entstehungsorten zurückweisen. Hierdurch werden – abhängig von der Auflösung und der Sensitivität des entsprechenden Detektors – das Erstellen von Lichtkurven, Energiespektren und Quellmorphologien einzelner Objekte möglich. Ferner existieren Regionen mit diffuser Emission elektromagnetischer Strahlung, wie beispielsweise die zum Zeitpunkt der Rekombination von Elektronen und Protonen nach dem Urknall vom Plasma abgekoppelte Hintergrundstrahlung mit einer Schwarzkörper-Temperatur von 2.7 K [Penzias & Wilson 1965].

Ein anderes Beispiel ist das extragalaktische Hintergrundlicht [Hauser & Dwek 2001], der diffusen Emission von Sternenlicht sowie einer Komponente des über den Zeitraum der Entstehung des Universums bis heute vom intergalaktischen Staub absorbierten und im Infrarot-Bereich re-emittierten Lichts.

Gemäß des thermodynamischen Zustandes der Teilchenpopulationen in der Erzeugungsregion unterscheidet man zwischen thermischer und nicht-thermischer elektromagnetischer Strahlung. Beispiele für thermische Emission sind Gaswolken oder die Oberfläche von Sternen, deren Emission sich durch ein Schwarzkörper-Spektrum mit einer charakteristischen Temperatur T beschreiben lässt. Nicht-thermische Erzeugungsmechanismen von Photonen sind beispielsweise die Synchrotron-Strahlung hochenergetischer Elektronen in einem Magnetfeld oder die inverse Compton-Streuung. Eine strikte, energetische Grenze zur Unterscheidung zwischen thermischem und nicht-thermischem Universum ist nicht möglich, eine Unterscheidung kann eher anhand der Form des Energiespektrums getroffen werden, welches bei nicht-thermischen Prozessen in der Regel einem Potenzgesetz folgt.

Der Grundstein der Röntgenastronomie, die mit heutigen Experimenten einen Energiebereich zwischen 0.1 bis etwa 200 keV umfasst, wurde im Jahre 1962 mit der zufälligen Entdeckung der Röntgenquelle Scorpius X-1 gelegt⁴ [Giacconi et al. 1962]. Die erste systematische Himmelsdurchmusterung im Röntgenbereich (2 – 6 keV) wurde in den Jahren 1970-73 mit dem UHURU-Satelliten durchgeführt und wurde in einem entsprechenden Katalog mit 339 Röntgenquellen veröffentlicht [Forman et al. 1978]. Nach den Satelliten *Einstein Observatory* (1978) und *Exosat* (1983) wurde die Anzahl der Quellen ab dem Jahre 1990 mit dem Röntgensatelliten ROSAT auf über 150000 erhöht [Trümper et al. 1993]. Durchgeführte Messungen der derzeit aktiven Röntgensatelliten Chandra und XMM-Newton, beide seit 1999 im All, spielen bei der Interpretation der im Rahmen dieser Arbeit entdeckten, unidentifizierten TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 (siehe Kapitel 6) eine wichtige Rolle. Dies untermauert die zunehmende Bedeutung der kombinierten Interpretation von Messungen eines Objektes über einen weiten Bereich des elektromagnetischen Spektrums.

Die Ausdehnung der Messungen in den Energiebereich von MeV wurde im Jahre 1967 durch den Vela-Satelliten erreicht. Gefolgt von den Satelliten OSO 3 (1969), SAS 2 (1972) und COS-B (1975) erreichte das an Bord des Satelliten *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO) befindliche EGRET- γ -Teleskop im Jahre 1991 messbare Energie bis in den Bereich von etwa 30 GeV [Kanbach et al. 1988]. Für noch höhere Energien werden die zum Nachweis der immer geringeren Flüsse erforderlichen Detektorflächen zu groß und damit für Satelliten-Experimente zu teuer. Eine deutlich kostengünstigere und gleichzeitig hochsensitive Alternative im Energiebereich ab 100 GeV stellt die bodengebundene GeV/TeV- γ -Astrophysik mittels abbildender Cherenkov-Teleskope dar, zu der auch das H.E.S.S.-Experiment gehört. Diese wird im folgenden Kapitel 3 beschrieben.

⁴Wie man heute weiß, handelt es sich bei dieser Quelle um ein so genanntes Röntgendoppelsternsystem, in dem ein kompakter Neutronenstern Materie von seinem Nachbarstern akkretiert, wobei die Röntgenstrahlung erzeugt wird.

Kapitel 3

Bodengebundene GeV/TeV- γ -Astrophysik mit den H·E·S·S.-Cherenkov-Teleskopen

In diesem Kapitel soll die bodengebundene GeV/TeV- γ -Astrophysik beschrieben werden, die ein Teilgebiet der Astroteilchenphysik darstellt. In Abschnitt 3.1 wird zunächst auf die Luftschauerentwicklung eingegangen, deren Verständnis für die Analyse der Messungen unumgänglich ist. In Abschnitt 3.2 wird die Messtechnik mittels abbildender Cherenkov-Teleskope beschrieben, mit der auch das H·E·S·S.-Experiment arbeitet, das in Abschnitt 3.3 vorgestellt wird.

3.1 Luftschauer-Entwicklung

Hochenergetische Teilchen, die aus dem Universum kommend auf die Erdatmosphäre treffen, lösen dort durch Reaktionen mit den Bestandteilen der Luft einen ausgedehnten Luftschauer aus. Der Luftschauer besteht aus den Teilchen, die in den Sekundärreaktionen entstehen. Diese Teilchen lösen durch weitere Reaktionen Subkaskaden weiterer Teilchen aus, erreichen den Erdboden, oder verbleiben durch sonstige Energieverluste in der Atmosphäre. Die Zusammensetzung und Entwicklung eines Luftschauers wird maßgeblich durch die Art (stark oder elektromagnetisch) der ersten Wechselwirkung – und damit der Art des Primärteilchens – sowie dessen Energie bestimmt. Man unterscheidet daher nach der Art der ersten Wechselwirkung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern. Auf die über die schwache Wechselwirkung (z.B. von hochenergetischen Neutrinos) ausgelösten Luftschauer soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden. Zur Charakterisierung eines Luftschauers werden folgende Größen herangezogen (vergleiche Abbildung 3.3):

- **Schauerachse:** Flugrichtung des den Schauer auslösenden Primärteilchens.

- **Kernort:** Schnittpunkt der Schauerachse mit der Beobachtungsebene (Schauerauf-treffpunkt).
- **Schauermaximum:** Im Schauermaximum ist die maximale Anzahl der neu erzeugten Schauerteilchen pro Wegstrecke erreicht. Die atmosphärische Tiefe dieses Maximums hängt neben statistischen Fluktuationen und dem Ort der ersten Wechselwirkung maßgeblich von der Energie und der Art des Primärteilchens ab.
- **Lateralverteilung:** Verteilung der Sekundärteilchen um die Schauerachse (abhängig von der Energie und der Art des Primärteilchens sowie vom zeitlichen Entwicklungsstadium des Schauers).
- **Longitudinalverteilung:** Verteilung der Sekundärteilchen in Abhängigkeit der Höhe.
- **Schauerfront:** Leicht gewölbte Fläche senkrecht zur Schauerachse, in der sich die Sekundärteilchen eines Schauers bewegen. Die Teilchen der Schauerfront sind in einer zeitlichen Tiefe von nur wenigen Nanosekunden konzentriert.

3.1.1 Elektromagnetische Luftschauder

Elektromagnetische Luftschauder werden von Photonen, Elektronen, Positronen (oder anderen geladenen Leptonen) ausgelöst. Die von hochenergetischen γ -Photonen, die ausschließlich der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen, ausgelösten Luftschauder sollen im Folgenden auch als photonische Schauer bezeichnet werden. Im Modell von Heitler (1954) wird die schematische Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wie folgt beschrieben: Ein hochenergetisches Photon wandelt sich im Coulomb-Feld eines Atomkerns in ein Elektron-Positron-Paar um. Die Erzeugung anderer Lepton-Antilepton-Paare ist wegen der geringeren Wirkungsquerschnitte im Vergleich zur Elektron-Positron-Paarbildung für die folgenden Betrachtungen vernachlässigbar. Bei hohen Energien können andere Reaktionen, wie beispielsweise der Compton-Effekt, ebenfalls vernachlässigt werden. Das aus der Paarbildung hervorgegangene Elektron-Positron-Paar erzeugt seinerseits durch Bremsstrahlung Photonen, so dass es zur Ausbildung einer elektromagnetischen Kaskade kommt, was in Abbildung 3.1 (links) dargestellt ist.

Die in Gleichung (2.3) eingeführte mittlere freie Weglänge der Paarbildung wird in diesem Modell der Einfachheit halber der Strahlungslänge der Bremsstrahlung gleichgesetzt: $X \equiv X_\gamma = X_{0,e}$. Die Teilchenzahl eines elektromagnetischen Luftschauers nimmt zunächst exponentiell mit der Anzahl n_X der durchlaufenen Strahlungslängen zu, wohingegen die mittlere Energie pro Teilchen entsprechend exponentiell mit n_X abfällt. Erreicht die mittlere Sekundärteilchenenergie den Wert der kritischen Energie E_{krit} , die dadurch definiert ist, dass die Bremsstrahlungsverluste von Elektronen denen der Ionisation gleichen, ist das Schauermaximum erreicht. In der Atmosphäre liegt der Wert der kritischen Energie im Bereich von $E_{\text{krit}} \approx 84 \text{ MeV}$. Nach dem Schauermaximum unterschreiten immer mehr Teilchen die energetische Schwelle zur Produktion von neuen Sekundärteilchen, so dass die Anzahl weiterer

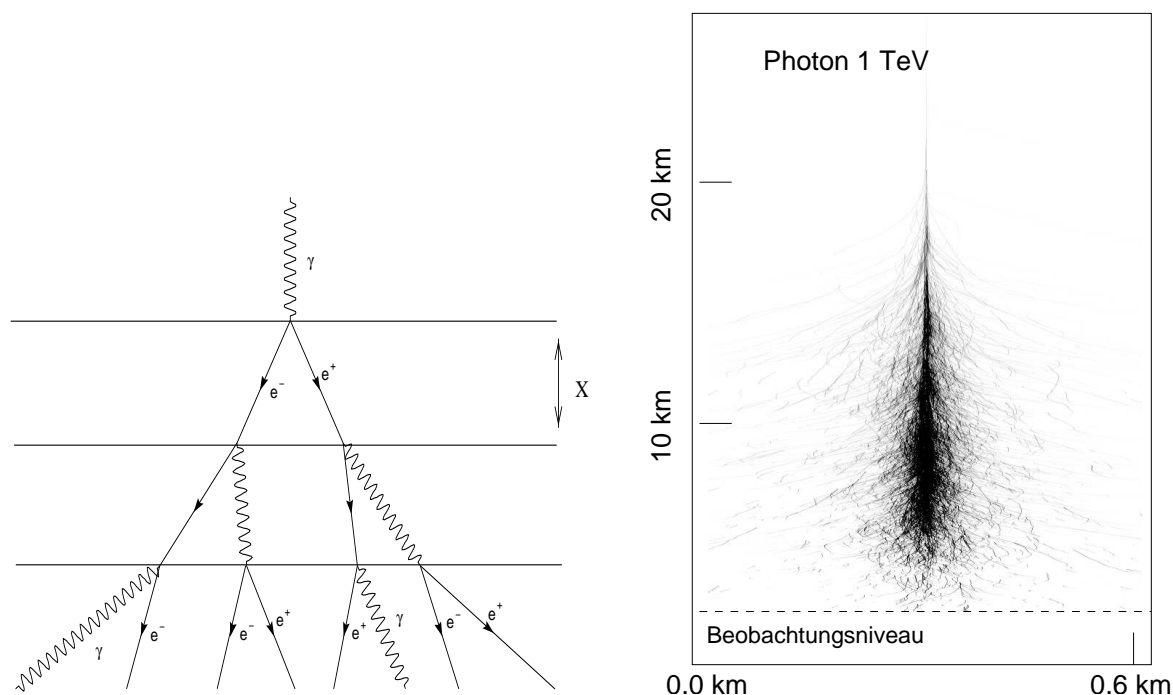


Abbildung 3.1: Links: Schematische Entwicklung eines elektromagnetischen Luftschauers nach dem Modell von [Heitler 1954] mit den Prozessen der Paarbildung und Bremsstrahlung. Die Abbildung entstammt aus [Götting 1998]. **Rechts:** Dargestellt ist die Dichte der Cherenkov-Licht-Emission eines elektromagnetischen Schauers der Primärteilchenenergie von 1 TeV. Die Abbildung entstammt aus [Horns 2000].

Sekundärteilchen immer langsamer zunimmt. Die Eindringtiefe des Schauermaximums in die Atmosphäre ist in etwa proportional zum Logarithmus der Energie des Primärteilchens. Die aus MonteCarlo-Simulationen erhaltene Emissionsdichte des Cherenkov-Lichts eines elektromagnetischen Luftschauers ist in Abbildung 3.1 (rechts) gezeigt. Für einen Schauer der Primärteilchenenergie von 1 TeV erreichen nur etwa 100 Photonen pro m^2 die Beobachtungsebene. Die Eindringtiefe liegt in diesem Fall im Bereich von 10 km über NN.

3.1.2 Hadronische Luftschauer

Beim Eindringen von Protonen, Neutronen oder Atomkernen in die Erdatmosphäre dominiert der Wirkungsquerschnitt der starken Wechselwirkung. Diese Teilchen lösen daher einen hadronischen Luftschauer aus. Bei der ersten Wechselwirkung eines hadronischen Schauers handelt es sich um einen inelastischen Streuprozess der starken Wechselwirkung, bei dem weitere Hadronen (Baryonen oder Mesonen) entstehen und desweiteren Atomkerne der Erdatmosphäre aufgespalten werden können. In weiteren Reaktionen der Sekundärteilchen kommt es ferner zu schwachen Zerfällen, sowie über den Pionenzerfall zur Ausbildung von elektromagnetischen Subkaskaden. Die schematische Darstellung der Teilkomponenten eines hadronischen Schauers ist in Abbildung 3.2 (links) gezeigt.

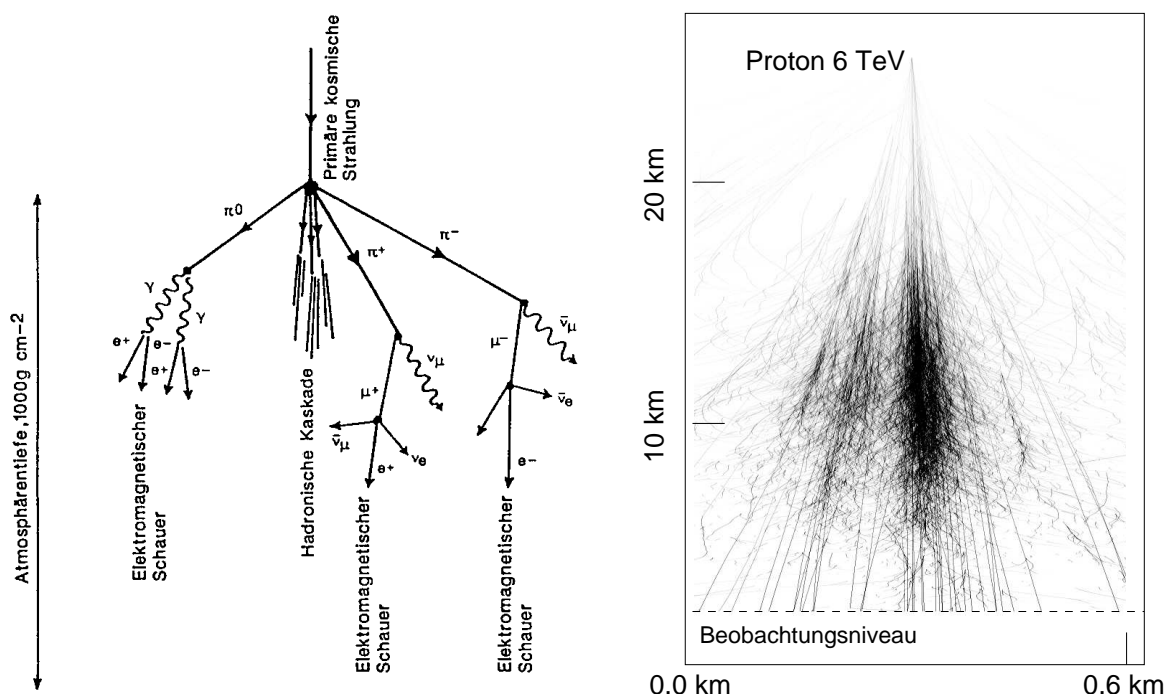


Abbildung 3.2: Links: Die Entwicklung eines hadronischen Schauers mit hadronischem, müonischem und elektromagnetischem Anteil [Klapdor-Kleingrothaus 1997]. **Rechts:** Dargestellt ist die Dichte der Cherenkov-Licht-Emission eines hadronischen Schauers der Primärteilchenenergie von 6 TeV. Die Ausbildung von elektromagnetischen Subkaskaden ist deutlich zu erkennen [Horns 2000].

In den starken Wechselwirkungen werden zu etwa 90% Pionen (mit jeweils gleichen Anteilen von π^0 , π^+ und π^-) und zu etwa 10% Kaonen erzeugt. Die Ausbildung weiterer, hadronischer Subkaskaden ist nur bis zu einer Grenzenergie der Sekundärteilchen von etwa 1 GeV möglich, welche der Minimalenergie der Mehrfachpionenerzeugung entspricht. Ein Teil der sekundären Hadronen zerfällt nach kurzer Zeit durch die schwache oder elektromagnetische Wechselwirkung. So wandeln sich beispielsweise die häufig erzeugten neutralen Pionen in zwei Photonen um, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, die dann ihrerseits wieder elektromagnetische Subschauer auslösen.

Schwache Zerfälle geladener Mesonen führen zusätzlich zu einer Beimischung von Elektronen, Positronen und Müonen und den entsprechenden (Anti-)Neutrinos. So zerfallen die geladenen Pionen hauptsächlich in $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ und $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$. Die Müonen durchlaufen ihrerseits die schwachen Zerfallsprozesse $\mu^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ bzw. $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$, oder erreichen wegen der im Vergleich zu Elektronen relativ geringen Energieverluste durch Bremsstrahlung ab einer Energie von etwa 10 GeV die Erdoberfläche (die Lebensdauer des Müons im Ruhesystem beträgt $2.2 \cdot 10^{-6}$ s). Die entstehenden Elektronen bzw. Positronen können ihrerseits elektromagnetische Subschauer auslösen.

Ein hadronischer Schauer ist im Vergleich zu einem elektromagnetischen Schauer gleicher Energie wegen des höheren Transversalimpulses der starken Wechselwirkung in seiner

Struktur wesentlich breiter und unregelmäßiger ausgebildet. Dies ist Abbildung 3.2 (rechts) anhand der Emissionsdichte des Cherenkov-Lichts zu erkennen, die aus den elektromagnetischen Subkaskaden resultiert. Auch ist die atmosphärische Eindringtiefe bei hadronischen Schauern im Schnitt größer als bei γ -induzierten Schauern vergleichbarer Energie, da die hadronische Wechselwirkungslänge $X_{0,\text{had}} \approx 90 \text{ g/cm}^2$ mehr als doppelt so groß ist wie die Strahlungslänge $X_{0,e}$ bzw. die mittlere freie Weglänge X_γ , vergleiche Kapitel 2.1. Die Eindringtiefe unterliegt jedoch starken statistischen Schwankungen.

3.2 γ -Astrophysik mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen

Das von einem Luftschauer emittierte Cherenkov-Licht leuchtet – abhängig von der Art und der Eindringtiefe des Schauers – in der Beobachtungsebene eine Fläche mit einem Radius im Bereich von etwa 120 m aus. Bei einem elektromagnetischen Schauer der Primärteilchenenergie von 1 TeV werden in etwa 10^6 Cherenkovphotonen erzeugt. Das Spektrum des emittierten Cherenkov-Lichts wird durch Absorptionseffekte in der Atmosphäre modifiziert und hat auf dem Beobachtungsniveau des H.E.S.S.-Experiments ein Maximum im Bereich von $\lambda_{\text{max}} \approx 300 \text{ nm}$. Die vom Cherenkov-Licht eines hadronischen Schauers (bzw. dessen elektromagnetischen Subkaskaden) ausgeleuchtete Fläche ist hierbei in der Regel irregulärer, als dies bei einem elektromagnetischen Schauer der Fall ist. Befindet sich ein Cherenkov-Teleskop im Bereich der ausgeleuchteten Fläche, so kann das Emissionsgebiet des Cherenkov-Lichts mittels einer winkeltreuen Abbildung aufgezeichnet werden, sofern sich der Schauer innerhalb des Gesichtsfeldes der aufzeichnenden Kamera entwickelt, vergleiche Abbildung 3.3. Man spricht von der abbildenden Cherenkov-Technik zum Nachweis hochenergetischer γ -Photonen.

Das Gebiet der Cherenkov-Emission eines elektromagnetischen Schauers in der Atmosphäre kann in einem einfachen Ansatz durch eine dreidimensionale, Licht emittierende Säule beschrieben werden. Das Abbild in der Fokalebene des Cherenkov-Teleskops entspricht der vom Blickwinkel abhängigen, zweidimensionalen Projektion der Emissionsregion des Cherenkov-Lichts und lässt sich parametrisieren durch eine ellipsenförmige Intensitätsverteilung, vergleiche Abbildung 4.1. Die Ausmaße, die Position und die Ausrichtung der Intensitätsverteilung in der Fokalebene hängen vom Abstand des Kernortes zum entsprechenden Cherenkov-Teleskop und vom Winkel zwischen der Schauerachse und der optischen Achse des Teleskops ab. Desweiteren spielen die Energie und die Art des Schauers eine wichtige Rolle. Hadronische Schauere führen im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern zu Abbildungen mit einer irreguläreren, breiteren Morphologie, vergleiche Abbildungen 3.1 und 3.2. Diese Eigenschaft der hadronischen Schauerbilder kann in der Datenauswertung (Bildanalyse) zur Unterdrückung des Untergrundes verwendet werden, was in Kapitel 4.3 beschrieben wird.

Die geometrische Beschreibung des elliptischen Bildes geschieht durch die Bestimmung der großen Halbachse, sowie weiterer Bildparameter, siehe hierzu Kapitel 4.1. Wird ein Schauer

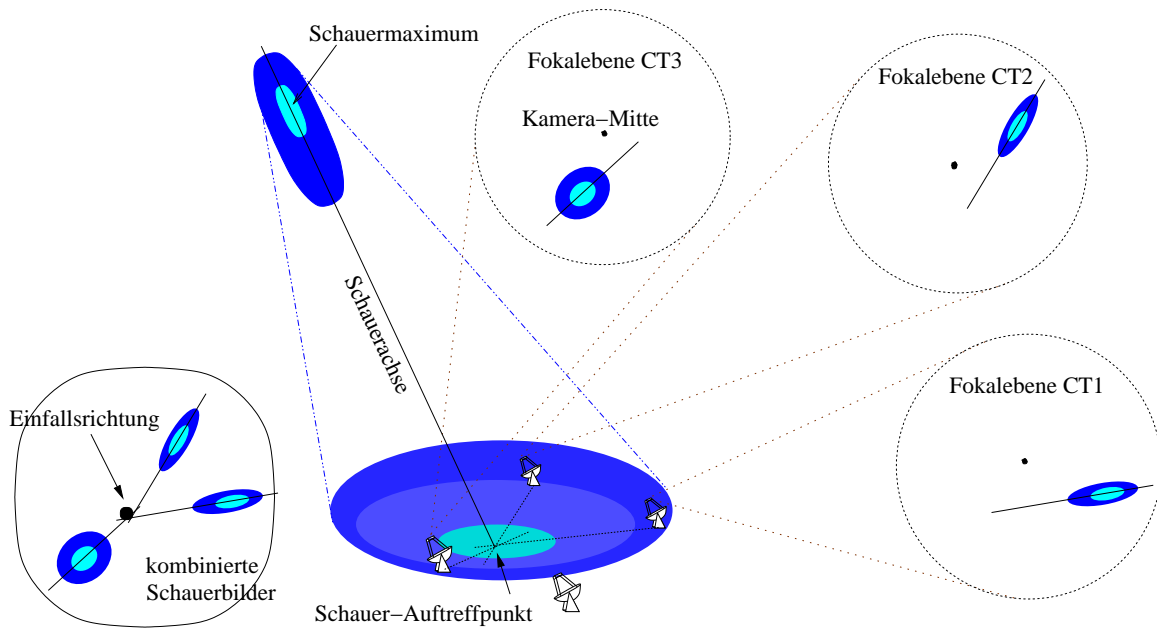


Abbildung 3.3: Die stereoskopische Beobachtung des Cherenkov-Lichts eines Luftschauers mit mehreren Cherenkov-Teleskopen. Drei der vier Teleskope befinden sich in diesem Beispiel im Cherenkov-Lichtkegel. Durch eine Überlagerung der einzelnen Kamerabilder in einem geeigneten Koordinatensystem lässt sich die Schauerrichtung und durch Schnittbildung der verlängerten großen Halbachsen der einzelnen Kamerabilder in der Beobachtungsebene der Schauer-auftrittspunkt (Kernort) rekonstruieren. Die Abbildung entstammt in abgeänderter Form aus [Horns 2000].

abgebildet, dessen Richtung parallel zur Ausrichtung der optischen Achse des Teleskops liegt, so verläuft die verlängerte große Halbachse der Ellipse durch das Kamerazentrum. Trifft der Schauerkern genau am Standort des abbildenden Teleskops auf, so geht die Ellipse in einen Kreis über. Der Ursprungsort des den Luftschauer auslösenden Primärteilchens liegt auf der großen Halbachse, die sich auf die Himmels-Sphäre zurückprojizieren lässt. Zur eindeutigen Bestimmung des Herkunftsortes muss der Fluchtpunkt auf dieser Achse bestimmt werden, was im Falle eines einzelnen Teleskops nicht eindeutig möglich ist.

Befinden sich mehrere Teleskope in der vom Cherenkov-Licht ausgeleuchteten Fläche, so lässt sich das Emissionsgebiet eines Luftschauers aus verschiedenen Perspektiven abbilden. Die optimale Anordnung bzw. der Abstand der Teleskope orientiert sich hierbei am mittleren Durchmesser der am Boden ausgeleuchteten Lichtfläche. Die mittleren Ausmaße dieser Lichtfläche führen im Vergleich zu Satellitenexperimenten zu sehr großen effektiven Detektorflächen, die im Falle des H·E·S·S.-Experiments im Bereich von $5 \cdot 10^4 \text{ m}^2$ liegen. Die Verwendung dieser so genannten stereoskopischen Beobachtungsmethode in der abbildenden TeV- γ -Astrophysik wurde erstmals von der HEGRA-Kollaboration erprobt und erfolgreich angewandt [Daum et al. 1997]. Durch sie lässt sich eine eindeutige Rekonstruktion der Schauerrichtung durchführen: Mittels Schnittpunktbildung der großen Halbachsen der einzelnen Kamerabilder in einem gemeinsamen Koordinatensystem ist der Fluchtpunkt



Abbildung 3.4: Das System der vier abbildenden H·E·S·S·-Cherenkov-Teleskope in Namibia. Die Teleskope wurden im Juni 2002 (CT03), September 2003 (CT04), April/Mai 2003 (CT02) und Dezember 2003 (CT01) fertiggestellt (von links nach rechts).

der Schauerachsen bestimmt – und damit die Herkunftsrichtung des Primärteilchens. Durch entsprechende Schnittpunktbildung der großen Halbachsen in der Beobachtungsebene lässt sich ferner der Auftreffpunkt des Schauers (Kernort) bestimmen, so dass die Geometrie der Schauerachse vollständig beschrieben ist. Dies ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt. Da schon zwei Teleskope zur eindeutigen Bestimmung von Schauerrichtung und Kernort ausreichen, dienen die weiteren der Verbesserung der Richtungsauflösung. Die stereoskopische Beobachtung von Luftschauern führt desweiteren zu einer Verbesserung der Energie-Auflösung sowie zu einer stärkeren Unterdrückung des Untergrundes.

3.3 Das H·E·S·S·-Experiment in Namibia

Die H·E·S·S·-Kollaboration (*High Energy Stereoscopic System*) betreibt im Khomas-Hochland in Namibia ($23^{\circ}16'18''$ S, $16^{\circ}30'1''$ E, 1800 m über NN) ein stereoskopisches System von vier abbildenden Cherenkov-Teleskopen. Das H·E·S·S·-Experiment ist ausgelegt für die Messung von hochenergetischen γ -Photonen im Energiebereich von 100 GeV bis hin zu einigen 10 TeV mittels der im vorigen Abschnitt 3.2 beschriebenen abbildenden Cherenkov-Technik. Die Energie- und Winkelauflösung beträgt $\Delta E/E \sim 15\%$ bzw. $\delta\theta \sim 0.1^{\circ}$ pro Ereignis. Das Gesichtsfeld der die Ereignisse aufzeichnenden Photomultiplier-Kamera kann mit annähernd 5° angegeben werden.

Die Datennahme startete während der Aufbauphase zunächst mit einem Teleskop (CT03) im Juni 2002, gefolgt von einer stetigen Erweiterung um die übrigen Teleskope. Seit Anfang 2004 finden die Beobachtungen mit dem vollständigen System aller vier Teleskope statt, die in Abbildung 3.4 dargestellt sind. Die vier Teleskope werden mittels eines Koinzidenztriggers im stereoskopischen Beobachtungsmodus betrieben, der es erlaubt, einen Luftschauer aus verschiedenen Blickwinkeln aufzuzeichnen. Der mittlere Radius der von einem hochenergetischen γ -Schauer in der Beobachtungsebene ausgeleuchteten Fläche bestimmt die geometrische Anordnung der vier Teleskope, die sich an den Eckpunkten einer quadratischen Grundfläche mit einer Kantenlänge von 120 m befinden. Der Betrieb der Teleskope

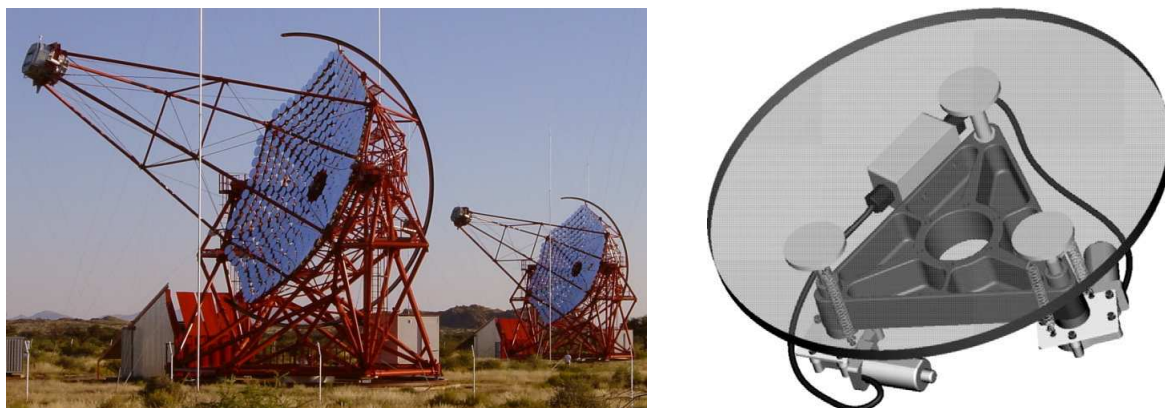


Abbildung 3.5: Links: Zwei der vier H·E·S·S·-Teleskope sind dargestellt. Zu erkennen ist jeweils der Spiegelträger mit den 380 Spiegelfacetten und die Photomultiplier-Kamera, die sich in der Fokalebene in etwa 15 m Abstand zum Spiegelträger befindet. Bei den vertikalen Stangen, die um die Teleskope angeordnet sind, handelt es sich um Blitzableiter. **Rechts:** Dargestellt ist eine Spiegeleinheit, bestehend aus einem mit Aluminium bedampftem Glasspiegel mit einem Durchmesser von 60 cm, der dahinter montierten Halterungsstruktur, sowie den beiden an jeweils einen Elektromotor gekoppelten Aktuatoren, mit denen sich der Spiegel an zwei der drei Befestigungspunkten bewegen lässt.

wird während der Beobachtungen vom Schicht-Personal im an das Gelände angrenzenden Kontrollgebäude geleitet und überwacht.

3.3.1 Stahlstruktur und Antrieb

Jedes der vier H·E·S·S·-Teleskope besteht aus einer stabilen Stahlstruktur, die sich in ein auf Schienen drehbares Basisgerüst, sowie den hierauf aufgesetzten Spiegelträger unterteilen lässt (siehe Abbildung 3.5, links). Das Basisgerüst kann, durch einen Gleichstrommotor angetrieben, um die Azimut-Achse (Az) und der Spiegelträger entsprechend um die Altituden-Achse (Alt) bewegt werden, so dass das Teleskop auf jeden Punkt am Nachthimmel ausgerichtet werden kann. Die Antriebsmotoren werden durch einen Computer gesteuert und ermöglichen eine maximale Ausrichtungsgeschwindigkeit des Teleskops von etwa $100^\circ/\text{min}$. Die Ausrichtung eines Teleskops wird durch Winkelgeber mit einer Genauigkeit von wenigen Bogensekunden überwacht. In der Fokalebene, die sich im Abstand von etwa 15 m vom Spiegelträger befindet, ist die lichtempfindliche Photomultiplier-Kamera montiert. Das Gesamtgewicht eines Teleskops inklusive der Kamera und aller Spiegelfacetten beträgt in etwa 62 t.

3.3.2 Der Spiegelträger

Der Spiegelträger hat einen Durchmesser von etwa 12 m und ist mit 380 einzelnen, runden Spiegelfacetten im so genannten *Davies-Cotton-Design*¹ bestückt. Jede Spiegelfacetten besteht aus einem mit Aluminium bedampften und einer Quarzschicht versiegelten Glasspiegel, der einen Durchmesser von jeweils 60 cm hat ($f = 15$ m), sowie einer mechanischen Einheit zur Bewegung und Befestigung der Spiegelfacetten am Spiegelträger. Die gesamte Spiegelfläche eines Teleskops beträgt ~ 107 m². Jeder Einzelspiegel lässt sich an zwei der drei Lagerungspunkten durch jeweils einen von einem Elektromotor angetriebenen Aktuator bewegen, siehe Abbildung 3.5, rechts. Die Elektronik zur Steuerung der einzelnen Spiegelfacetten, wie auch zur Steuerung der Teleskop-Antriebe, befindet sich in der Elektronik-Hütte des Teleskops, die mit mehreren Glasfasern mit dem Kontrollgebäude verbunden ist. Die Reflektivität der Einzelspiegel liegt im Wellenlängenbereich von 300 - 600 nm im Zustand nach der Fertigung im Bereich von 80%. Nähere Informationen sind in [Bernlöhr et al. 2003] gegeben.

Im Spiegelträger befinden sich zwei CCD-Kameras, die durch einen Computer ausgelesen werden können. Die so genannte *Lid-CCD*, die zur Justierung der Spiegelfacetten benötigt wird, befindet sich im Zentrum des Spiegelträgers und hat einen fast vollständigen Ausschnitt der Photomultiplier-Kamera im Gesichtsfeld. Die Prozedur der Justierung der einzelnen Spiegelfacetten wird in [Cornils et al. 2003, Cornils 2006] beschrieben. Die aus dieser Justierprozedur erhaltene optische Abbildungsfunktion übersteigt in ihrer Qualität deutlich die Spezifikationen. Mit der *Lid-CCD* lassen sich ferner Messungen zur Bestimmung der Position und Neigung der Photomultiplier-Kamera bzw. der Kameramasten relativ zum Spiegelträger bei verschiedenen Ausrichtungen des Teleskops durchführen. Die so genannte *Sky-CCD* ist an einem optischen Refraktor mit einer Brennweite von $f = 800$ mm angebracht, der sich etwa 4 m von der optischen Achse entfernt im Spiegelträger befindet. Mit der *Sky-CCD* kann während der regulären Datennahme die genaue Ausrichtung des entsprechenden Teleskops anhand der Position von Referenzsternen im Gesichtsfeld kontrolliert und genau bestimmt werden.

3.3.3 Die Photomultiplier-Kamera

Das Kernstück der H·E·S·S·-Teleskope bildet die hochempfindliche Photomultiplier-Kamera, mit der das Cherenkov-Licht der Luftschauer aufgezeichnet wird [Vincent et al. 2003]. Die Kamera befindet sich in der Fokalebene in etwa 15 m Abstand vom Spiegelträger und wiegt mehr als 900 kg. Sie beinhaltet eine Matrix bestehend aus 960 Photomultiplier-Bildpunkten (*PMT*, Photomultiplier), wie auch die Spannungsversorgung und die komplette Auslese- und Trigger-Elektronik. Die hohe Anzahl an PMT-Bildpunkten erlaubt die hochaufgelöste Aufzeichnung der Cherenkov-Lichtbilder.

¹Die Spiegelfacetten sind auf einer Kugelschale mit dem Radius $r \approx 15$ m auf dem Spiegelträger angebracht.



Abbildung 3.6: Links: Technische Arbeiten an der geöffneten Kamera des Teleskops CT03. Zu erkennen ist die aus 960 Bildpunkten bestehende Photomultiplier-Matrix, sowie die davor angebrachte Struktur der Lichtsammeltrichter, die im Moment der Aufnahme nur auf der rechten Hälfte der Kamera montiert ist. Rechts: Ein einzelner *Drawer*, bestehend aus 16 Photomultipliern (rechte Seite des *Drawers*) und der Elektronik zur Hochspannungsversorgung, Signal-Auslese und Digitalisierung (linke Seite). Zum Größenvergleich ist unten ein Kugelschreiber abgebildet.

Die Matrix der PMT-Bildpunkte deckt eine Fläche mit dem Durchmesser von 1.6 m ab, was einem Gesichtsfeld am Himmel von etwa 5° entspricht. Dieses im Vergleich zu anderen Experimenten der abbildenden Cherenkov-Astronomie große Gesichtsfeld erlaubt die Suche und das Studium von TeV- γ -Quellen in entsprechend ausgedehnten Himmelsregionen, wie dies beispielsweise in der systematischen Durchmusterung der galaktischen Ebene [Aharonian et al. 2005f] oder auch bei der in dieser Arbeit beschriebenen Entdeckung der unidentifizierten TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 (Kapitel 6) durchgeführt wurde. Das Gesichtsfeld eines einzelnen PMT-Bildpunktes beträgt 0.16° . Über der Bildpunkt-Matrix ist ein Gitter von hexagonalen Lichtsammeltrichtern (so genannten *Winston-Cones*) angebracht, die die effektive Lichtsammel­fläche der Kamera erhöhen, so dass $\sim 75\%$ der vom Spiegelträger auf die Kamera reflektierten Photonen in einen Photomultiplier einfallen. Die Bildpunkte-Matrix mit den davor montierten *Winston-Cones* ist in Abbildung 3.6 (links) zu erkennen. Jeder Photomultiplier wird mit einer Spannung im Bereich von 800 – 1000 V (etwa $2 \cdot 10^5$ ausgelöste Elektronen pro Photon) betrieben². Die Quanten-Effizienz der Photomultiplier im optimalen Wellenlängenbereich von 300 – 700 nm beträgt 20 – 30%. Jeder Photomultiplier besitzt neben einem Triggerkanal zwei Verstärkungskanäle mit verschiedenen Linearitätsbereichen, in denen die gemessenen Ströme proportional zur Anzahl der Photoelektronen (p.e.) sind: Einen stark verstärkten Kanal für bis zu 200 p.e. (*High Gain*) und einen zweiten Kanal für 15 bis 1600 p.e. (*Low Gain*). Die Photomultiplier können individuell vom Trigger und der Hochspannung getrennt werden, was beispielsweise dann geschieht, wenn ein bestimmter Bildpunkt von einem hellen Stern im Gesichtsfeld ausgeleuchtet wird.

Jeweils 16 Photomultiplier sind zu einer Einheit – einem so genannten *Drawer* – zusam-

²Der aufgrund von Alterungserscheinungen mit der Zeit auftretende Effizienzabfall kann durch eine Anhebung der Hochspannung kompensiert werden, was in der Regel alle drei bis sechs Monate geschieht.

mengeschlossen, siehe Abbildung 3.6, rechts. Die Kamera besteht also aus 60 *Drawern*, die jeweils eine autarke und leicht auszutauschende Einheit bilden. Jeder *Drawer* beinhaltet drei Temperatursensoren und neben einer lokalen Triggerkarte auch die Auslese-Elektronik, in der die Signale der Photomultiplier in einem analogen Ringspeicher (*ARS*, Analog Ring Sampling memory) zwischengelagert und bei erfolgreichem Trigger digitalisiert und an die zentrale Datennahme-Elektronik der Kamera weitergeleitet werden. Der Ringspeicher beinhaltet 128 Zellen und wird mit einer Frequenz von 1 GHz beschrieben. Dies ist genug, um sämtliche Information des entsprechenden Ereignisses beizubehalten, bis nach etwa 70 ns die mögliche Entscheidung des Triggers zum Auslesen eintrifft. Der in Zeitschritten von 1 ns digitalisierte Amplitudenverlauf kann entweder vollständig (*Sampling-Mode*), oder über ein vorgegebenes Zeitfenster von normalerweise 16 ns integriert (Standard während der regulären Datennahme) ausgelesen werden.

Weitere Elektronik zur Kontrolle der Hochspannung und der Lüfter, sowie ein GPS-Satelliten-Empfänger sind ebenfalls Teil der Kamera. Die Verbindung zum zentralen System-Trigger und der Infrastruktur zur Datenspeicherung im Kontrollgebäude wird mittels zweier Glasfaser-Kabel realisiert.

3.3.4 Teleskop- und System-Trigger

Zur Auslese der Daten eines Luftschauers sind zwei Triggerbedingungen nötig: Von mindestens zwei Teleskopen muss innerhalb eines gewissen Zeitfensters jeweils ein Kamera-Trigger gesendet worden sein. Die Kamera ist unterteilt in sich überlappende Sektoren, zu denen jeweils 8×8 Photomultiplier zusammengefasst werden. Die Triggerbedingung einer Photomultiplier-Kamera ist frei programmierbar und während der regulären Datennahme festgelegt auf mindestens 3 (oder alternativ 5) Photomultiplier in einem der Sektoren mit einer Mindestladung von 5 p.e. innerhalb eines Koinzidenz-Zeitfensters von wenigen Nanosekunden. Ein Kamera-Trigger (auch Teleskop-Trigger genannt) wird über eine Glasfaserleitung an den zentralen Trigger geleitet [Funk et al. 2004], der sich im Kontrollgebäude befindet.

Wenn der zentrale Trigger innerhalb eines vom Zenitwinkel der Beobachtung abhängenden³ Zeitfensters von mindestens zwei der vier Teleskope einen Kamera-Trigger empfangen hat, so wird der System-Trigger ausgelöst. In diesem Fall wird ein Signal an die getriggerten Teleskope zurückgesandt, so dass diese mit der Auslese und Übermittlung der in den *ARS* der Photomultiplier zwischengespeicherten Daten beginnen. Es werden hierbei alle Photomultiplier einer Kamera ausgelesen. Die Kamera ist bis zur vollständigen Übertragung aller Daten vom Systemtrigger ausgeschlossen. Die hierdurch verursachte Totzeit liegt bei Beobachtungen nahe des Zenits im Bereich von etwa 10% der Beobachtungszeit.

³Die wenige Nanosekunden breite Front des von einem Luftschauer emittierten Cherenkov-Lichts erreicht nur im Falle von Beobachtungen nahe des Zenits alle Teleskope annähernd gleichzeitig. Bei höheren Zenitwinkeln befinden sich die Teleskope wegen ihrer Neigung nicht mehr in einer Ebene senkrecht zur Schauerachse, was eine relative Zeitverzögerung zwischen den einzelnen Teleskop-Triggern zur Folge hat.

3.3.5 Datennahme

Die Datennahme vollzieht sich in dreiwöchigen Mess-Schichten, wobei jeweils zwei aufeinanderfolgende Schichten durch eine Vollmond-Phase getrennt sind, in der wegen des zu hellen Mondlichts keine Messungen möglich sind. Die Messungen folgen einem Beobachtungsplan, der zuvor von einem entsprechenden Gremium der H·E·S·S·-Kollaboration beschlossen wurde. Anträge auf Beobachtungen werden hierbei in Form von physikalisch motivierten Vorschlägen eingereicht. Die lokalen Messungen des Wetters und der für die Transmissivität des Cherenkov-Lichts wichtigen Eigenschaften der Atmosphäre werden an anderer Stelle beschrieben [Aye et al. 2003].

Der Messbetrieb wird von der Datennahme-Software (*DAQ*, Data AcQuisition) gesteuert, die die einzelnen, autarken Teilkomponenten des Teleskop-Systems kontrolliert. Wichtige Teilkomponenten sind die Bewegungs-Steuerung der Teleskope (*Tracking*), die einzelnen Photomultiplier-Kameras (inklusive der Hochspannung und des Kameradeckels), der zentrale Trigger, die Datenspeicherung, die Wetterstation, sowie die Netzwerkverbindungen zu den einzelnen Systemen. Die Rohdaten werden auf elektronischen Speichermedien abgelegt. Die Datennahme wird in der Regel nach einem 28-minütigen Zyklus unterbrochen, so dass diese in Form so genannter Beobachtungs-*Runs* vorliegen. Die Messungen werden wegen der in Kapitel 4.5 dargestellten, besseren Möglichkeit zur Untergrundbestimmung in der Regel im so genannten *Wobble*-Beobachtungsmodus durchgeführt. Hierbei werden die Teleskope nicht direkt auf das zu beobachtende Objekt, sondern um eine geringe, alternierende Winkelverschiebung im Bereich von 0.5° bis 0.7° neben den Quellkoordinaten positioniert.

Mit einer Vorkalibration (vergleiche Abschnitt 3.3.6) werden die Daten in ein vorläufiges Format konvertiert, das eine erste Analyse kurze Zeit nach der Datennahme erlaubt. Nach der Beendigung einer Mess-Schicht werden die Rohdaten auf Magnetbänder gespeichert und nach Europa transferiert, wo die endgültige Kalibration und Auswertung stattfindet.

3.3.6 Datenkalibration

Die aufgezeichnete Lichtintensität der einzelnen Bildpunkte einer PMT-Kamera stellt den Ausgangspunkt der Datenanalyse dar. Eine auf einen Photomultiplier auftreffende Lichtmenge – gemessen in Photoelektronen (p.e.) – führt wegen der angelegten Hochspannung zu einem Strom, der in einem Analog-Digital-Wandler (*ADC*, Analogue to Digital Converter) in Zählpulse umgewandelt wird. Über einen bestimmten Bereich ist die Umwandlung von Photoelektronen in ADC-Kanäle linear und somit beschreibbar durch so genannte Konversionskoeffizienten. In der Datenkalibration, die im Detail in [Aharonian et al. 2004b] beschrieben wird, werden mit Hilfe der im Folgenden kurz vorgestellten Kalibrationsmessungen die Konversionskoeffizienten für beide Kanäle (HG und LG), sowie die relative Effizienz und das Zeitverhalten der einzelnen PMTs in der Kamera ermittelt. Desweiteren wird das durch die Elektronik und das Hintergrundlicht des Nachthimmels verursachte Rauschen

bestimmt, sowie Bildpunkte identifiziert, die wegen auffälliger Kalibrationswerte als problematisch eingestuft werden müssen und somit von der Bildanalyse ausgeschlossen werden (beispielsweise wegen der Ausleuchtung durch einen hellen Stern oder ein sonstiges technisches Problem). Zur Bestimmung der Kalibrationsgrößen werden in regelmäßigen zeitlichen Abständen von etwa 2 Tagen nächtliche Kalibrations-*Runs* durchgeführt:

- **Pedestal-Run:** Während eines so genannten *Pedestal-Runs* werden die PMT-Ströme bei eingeschalteter Hochspannung und geschlossenem Kameradeckel zufällig ausgelesen. Hierdurch lässt sich das durch die Elektronik verursachte Rauschen bestimmen. Da das Rauschen von der Temperatur der Kamera abhängt, wird es auch während der regulären Datennahme durch regelmäßiges Auslesen von Bildpunkten etwa einmal pro Minute überwacht. Hierdurch lässt sich auch das zusätzliche Rauschen bestimmen, welches durch den nicht vollständig dunklen Nachthimmel (*NSB*, Night Sky Background) hervorgerufen wird. Dieser Effekt verbreitert die Rauschverteilung der ADC-Kanäle und tritt mit einer mittleren Häufigkeit im Bereich von 10^8 Photoelektronen pro Bildpunkt pro Sekunde auf.
- **Single-Photoelectron-Run:** In einem so genannten *Single-Photoelectron-Run* wird die Kamera bei geöffnetem Kameradeckel und aktivierter Hochspannung von einer gepulsten LED mit einer Frequenz von etwa 70 Hz ausgeleuchtet. Die Kamera befindet sich hierbei in einer geschlossenen Hütte, die den Einfluss des Nachthimmelrauschens abschirmt. Die Intensität der gepulsten LED wird so dimensioniert, dass im Mittel ein Photoelektron pro PMT pro Ereignis ausgelöst wird. Die Verteilung der ADC-Kanäle setzt sich aus einer Population des elektronischen Rauschens, sowie aus Populationen der verschiedenen Photoelektronen-Multiplizitäten zusammen, die einer Poisson-Verteilung folgen. Die Ein-Photoelektron-Population wird aus der Anpassung einer entsprechenden Funktion separiert. Hieraus lässt sich der Konversionskoeffizient des Bildpunktes bestimmen, der die durchschnittliche Umwandlung von einem Photoelektron in eine bestimmte Anzahl von ADC-Kanälen beschreibt. Der Konversionskoeffizient liegt in der Größenordnung von 80 ADC-Kanälen pro Photoelektron (p.e.).
- **Flatfielding-Run:** In einem so genannten *Flatfielding-Run* wird die Kamera bei geöffnetem Kameradeckel mit einer gepulsten Leuchtdiode, die sich im Zentrum des Spiegelträgers befindet, mit einer Frequenz von ~ 70 Hz, einem Wellenlängenbereich von 390–420 nm und einer Zeitdauer pro Ereignis von jeweils ~ 5 ns (FWHM) homogen ausgeleuchtet. Hierdurch lassen sich relative Effizienzabweichungen der einzelnen Bildpunkte bestimmen, die auf Unterschiede der einzelnen PMTs und der davor befindlichen Lichtsammeltrichter (*Winston-Cones*) zurückzuführen sind. Desweiteren lassen sich relative Unterschiede in den einzelnen Signallaufzeiten bestimmen.

Nach der mit Hilfe dieser Messungen durchgeführten Kalibration der Rohdaten liegen die Informationen der Ereignisse in Form der jeden Bildpunkt der Photomultiplier-Kamera ge-

troffenen Lichtmenge in Einheiten von Photoelektronen (p.e.) vor. Für die absolute Energieeichung des Detektors werden MonteCarlo-Simulationen von Luftschauern und des Detektors benötigt, vergleiche Kapitel 5.3. Ein alternativer Ansatz zur Energiekalibration mittels der Auswertung von Ereignissen, die durch lokale Müonen in einzelnen Teleskopen ausgelöst werden (so genannte Müon-Ringe), werden in [Leroy et al. 2003] beschrieben und führen zu vergleichbaren Ergebnissen.

3.3.7 Strukturdeformation der Teleskope

Für die in Kapitel 4.2 beschriebene Rekonstruktion der Schauerrichtung eines gemessenen Ereignisses ist neben der zuvor beschriebenen Kalibration der Photomultiplier-Kamera auch eine genaue Kenntnis über die Ausrichtung der Teleskope am Nachthimmel erforderlich. Die Orientierung der Teleskope wird ständig von den Winkelgebern ausgelesen, die sich an der Altituden- sowie der Azimut-Achse jedes Teleskops befinden. Die Achsen eines Teleskops können jedoch geringfügige Neigungen aufweisen, oder es besteht eine Versetzung zwischen der realen Position und der des Winkelgebers. Desweiteren biegt sich der Mast, an dem die Photomultiplier-Kamera befestigt ist, so dass die optische Achse des Spiegelträgers nicht mehr direkt durch das Kamerazentrum verläuft. Diese Effekte hängen von der absoluten Ausrichtung des Teleskops ab und können durch Korrekturen im Bereich von bis zu einer halben Bogenminute berücksichtigt werden [Gillesen 2003]. Dies wird durch Anwendung einer von der Alt/Az-Ausrichtung des Teleskops abhängenden Translations- und Rotations-Matrix auf das Kamerakoordinatensystem bewerkstelligt. Diese Matrix ergibt sich aus dem so genannten *Pointing*-Modell eines Teleskops, das aus Daten spezieller Beobachtungen erhalten wird, in denen mit Hilfe der *Sky*- und *Lid-CCD* bei verschiedenen Alt/Az-Ausrichtungen des Teleskops die absolute Positionierung am Sternenhimmel und die Verschiebung und gegebenenfalls Drehung der Photomultiplier-Kamera relativ zum Spiegelträger gemessen werden. Die nach der Anwendung dieser Korrektur gegebene Ausrichtung der Teleskope ist zur Zeit⁴ mit einer Genauigkeit von 20'' (RMS) für die Rektaszension und Deklination bestimmt.

⁴Eine noch genauere Bestimmung der Ausrichtungsposition der Teleskope durch regelmäßige Kontrollaufnahmen der *Sky*-CCDs während der Beobachtungen werden untersucht.

Kapitel 4

Datenanalyse

In diesem Kapitel wird die Analyse der aufgezeichneten Daten, die Erstellung von Verteilungen der hieraus abgeleiteten Größen und deren Interpretation dargelegt. In Abschnitt 4.1 wird zunächst auf die Parametrisierung der kalibrierten Schauerbilder eingegangen, auf der die darauffolgenden Analyse-Schritte aufbauen. Abschnitt 4.2 behandelt die Rekonstruktion der einen Luftschauer charakterisierenden Größen. Im Weiteren werden die für das Auffinden und Studieren einer TeV- γ -Quelle benötigte Untergrund-Unterdrückung (Abschnitt 4.3), der Einfluss der über das Gesichtsfeld der Kamera variierenden Akzeptanz (Abschnitt 4.4), sowie die verschiedenen Methoden zur Bestimmung des Untergrunds (Abschnitt 4.5) beschrieben. In Abschnitt 4.6 folgen die Darstellungen der verschiedenen Analyse-Techniken, die sich aus den entsprechenden physikalischen Zielsetzungen der Untersuchung ergeben. Diese werden zur Überprüfung und Demonstration ihrer Funktionalität auf H·E·S·S-Daten von etablierten TeV- γ -Quellen (wie beispielsweise dem Krebs-Nebel) angewandt. Das Kapitel endet in Abschnitt 4.7 mit einer kurzen Erläuterung der Selektionskriterien, durch die qualitativ schlechte Messdaten einer Beobachtung von der Analyse ausgeschlossen werden. Dieses Kapitel wird im Anhang A durch einige vertiefende Darstellungen und Untersuchungen spezieller Aspekte der Analysetechniken begleitet.

4.1 Bildparametrisierung

4.1.1 *Tailcut*

Nach der in Kapitel 3.3.6 beschriebenen Kalibration liegen die Daten eines aufgezeichneten Ereignisses für jedes Teleskope in Form einer Zeitinformation, sowie einer Intensitätsverteilung derjenigen Kamera-Bildpunkte vor, die bei der Datennahme erfolgreich ausgelesen wurden. Die Intensitäten werden hierbei gewöhnlich in Photoelektronen (p.e.) angegeben. Um Fluktuationen auszuschließen, die nicht zum Schauerbild gehören (beispielsweise hervorgerufen durch das optische Hintergrundrauschen des Nachthimmels), wird zunächst ein so genannter *Tailcut* angewandt. Dieser Schnitt behält nur Bildpunkte bei, deren Intensität

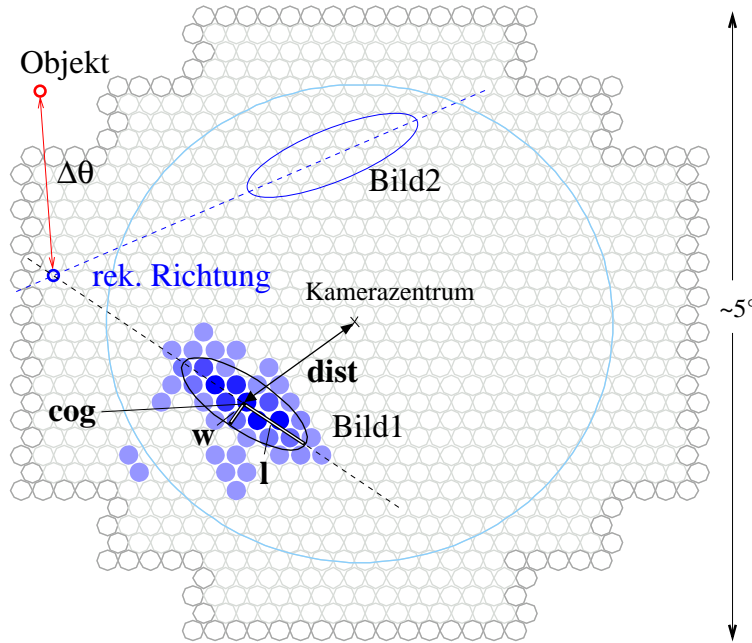


Abbildung 4.1: Anordnung der 960 PMT-Bildpunkte einer H.E.S.S.-Kamera, sowie die aus der Intensitätsverteilung eines Ereignisses erhaltene Ellipse (Bild 1) mit den Hillasparametern l , w , cog und $dist$. Durch Überlagerung eines weiteren Bildes (Bild 2) in einem gemeinsamen Koordinatensystem lässt sich durch Schnittpunktbildung der verlängerten großen Halbachsen die Schauerrichtung rekonstruieren. Der große Kreis entspricht dem *Nominal-Distance*-Schnitt auf den Bildschwerpunkt cog . $\Delta\theta$ ist die Winkeldistanz zwischen rekonstruierter Schauerrichtung und einer gegebenen Objektposition.

über einer Schwelle von amp_{\min} Photoelektronen liegt, wobei mindestens ein benachbarter Bildpunkt eine Intensität von mehr als amp_{\min}^* Photoelektronen aufweisen muss. Ein *Tailcut* mit hohen Schwellen ($amp_{\min}; amp_{\min}^*$) verwirft eine gewisse Anzahl von Bildern komplett, was insbesondere bei TeV- γ -Quellen mit einem weichen Energiespektrum zu Einbußen in der Nachweis-Sensitivität führt. Eine geringere Schwellengrenze hat jedoch eine schlechtere Unterdrückung des Nachhimmelrauschens zur Folge, was insbesondere bei Beobachtungen in der Nähe der optisch hellen galaktischen Ebene nicht zu vernachlässigen ist. Die Wahl des zu verwendenden *Tailcuts* hängt somit neben den erwarteten Quelleigenschaften von den Umgebungsbedingungen der Beobachtung ab. In dieser Arbeit werden sowohl der *Tailcut* ($amp_{\min}; amp_{\min}^*$) = (5; 10) p.e. als auch der sensitivere *Tailcut* (4; 7) p.e. untersucht.

4.1.2 Hillas-Parameter

Für die nach Anwendung des *Tailcuts* bereinigte Verteilung der PMT-Bildpunkte wird nun mittels der Analyse der zweiten Momente eine Ellipse berechnet, durch die die Ausdehnung und Ausrichtung des Schauerbildes in der Kamera parametrisiert wird. Aus dieser Parametrisierung lassen sich die so genannten Hillas-Parameter [Hillas 1985] zusammenstellen. Diese sind die Länge l und die Breite w der angepassten Ellipse, die Schwerpunktskoordinate der Intensitätsverteilung cog und der Abstand $dist$ zwischen cog und dem Kamerazentrum.

trum, siehe Abbildung 4.1. Weitere Parameter sind die Bildamplitude Amp , die sich aus der Summe der gemessenen Photoelektronen der einzelnen Bildpunkte ergibt, sowie die Anzahl n_{pix} der Bildpunkte.

Es existieren alternative Methoden zur Datenanalyse, die eine deutlich höhere Rechenzeit in Anspruch nehmen. Diese nutzen die gesamte Information der Amplituden-Verteilung der Bildpunkte und bedienen sich zur Schauer-Rekonstruktion der Anpassung von zuvor aus Luftschauer-Simulationen erhaltenen Intensitätsverteilungen [Naurois et al. 2003], bzw. der Anpassung eines dreidimensionalen Schauermodells [Lemoine-Goumard et al. 2004] an die Daten, ohne hierbei die Hillas-Parameter zu verwenden. Diese in der Pariser H·E·S·S-Gruppe angewandten Methoden finden in dieser Arbeit jedoch keine Anwendung.

4.2 Schauerrekonstruktion

Aus den zuvor ermittelten Hillas-Parametern lassen sich die einen Luftschauer charakterisierenden Größen rekonstruieren. Auf die in diese Rekonstruktion eingehenden Schauerbilder der verschiedenen Teleskope für ein Ereignis werden Qualitäts-Schnitte angewandt, die im Folgenden auch Bild-Schnitte genannt werden. Durch den Ausschluss entsprechend schlechter Bilder kann die Güte der Rekonstruktion verbessert werden.

4.2.1 Richtungs-Rekonstruktion

Zur Rekonstruktion der Schauerachse (Richtung des Primärteilchens) definiert man das so genannte Kamera-Koordinatensystem durch die Überlagerung der Koordinatensysteme der einzelnen Teleskop-Kameras. Wegen der winkeltreuen Abbildung der H·E·S·S-Teleskope lässt sich jeder Punkt im Kamera-Koordinatensystem direkt einem Punkt auf der Himmels-Sphäre zuordnen. Durch den in Kapitel 3.3.4 beschriebenen Koinzidenz-Trigger ist gewährleistet, dass ein Luftschauer von mindestens zwei der vier Teleskope aufgezeichnet wird. Hierdurch ist durch Schnittpunktbildung der großen Hauptachsen der angepassten Hillas-Ellipsen im gemeinsamen Kamera-Koordinatensystem der Fluchtpunkt¹ der Schauerachse rekonstruierbar. Dieser entspricht der Herkunftsrichtung des den Schauer auslösenden Teilchens auf der Himmels-Sphäre, vergleiche Abbildung 4.1. Weitere Bilder aus anderen Kameras erhöhen die Genauigkeit der Richtungsrekonstruktion. In diesem Fall entsteht der Fluchtpunkt aus der Mittelung der paarweise erhaltenen Fluchtpunkte, die mit dem Sinus des Winkels zwischen den jeweiligen Hauptachsen der Hillas-Ellipsen (Stereo-Winkel) gewichtet werden. Diese Rekonstruktion entspricht dem Algorithmus #1 in [Hofmann 1999], wo auch alternative Methoden zur Richtungs-Rekonstruktion diskutiert werden.

Schlecht parametrisierte Bilder können zu einem verfälschten oder ungenau bestimmten Fluchtpunkt führen, wodurch die Rekonstruktion der Schauerrichtung verschlechtert wird.

¹Die rekonstruierte Schauerrichtung kann hierbei auch außerhalb der Kamerastruktur liegen, da nur die Hillas-Ellipsen, nicht aber der Fluchtpunkt auf der PMT-Bildpunkt-Matrix liegen müssen.

Durch Qualitäts-Schnitte kann der Einfluss entsprechend mangelhafter Bilder verringert werden, ohne dabei zwangsläufig das gesamte Ereignis zu verwerfen, das vor der Anwendung eines solchen Qualitäts-Schnitts immer aus mehreren Bildern (≥ 2) besteht. Verbleiben nach der Anwendung der Qualitäts-Schnitte weniger als zwei Bilder, so wird die Rekonstruktion der Schauer-Richtung nicht durchgeführt und das gesamte Ereignis verworfen. Der Einfluss der im Folgenden beschriebenen Qualitäts-Schnitte auf die Güte der die Richtungsrekonstruktion charakterisierende Abbildungsfunktion wird in Kapitel 5.2 untersucht.

- **Kamerarand-Schnitt:** Bilder, die über die Grenzen des Kamerarandes hinausgehen, beinhalten nicht mehr die vollständige, für die Analyse der zweiten Momente notwendige Information der Intensitätsverteilung und sollten daher verworfen werden. Ein geeignetes Maß zum Auffinden solcher Bilder ist der Abstand cog der Bildellipse zum Kamerazentrum. Der so genannte *Nominal-Distance*-Schnitt behält nur diejenigen Bilder bei, deren Schwerpunkt cog einen vorgegebenen Abstand zum Kamerazentrum nicht überschreitet. In Abbildung 4.1 ist der in der Datenanalyse standardmäßig verwendete Schnitt von *Nominal-Distance* ≤ 0.033 rad angedeutet.
- **Kamerarand-Schnitt2:** Da auch die Ausrichtung und die Ausdehnung eines Bildes darüber entscheidet, ob Teile auf dem Kamerarand liegen, ist der zuvor vorgestellte *Nominal-Distance*-Schnitt nicht optimal. In Kapitel 5.5.1 wird daher ein hierzu alternativer Kamerarand-Schnitt untersucht, bei dem direkt die mögliche Berührung des Kamerarandes durch das Bild abgefragt wird.
- **Schnitt auf die Bildamplitude Amp :** Die Genauigkeit der Ausrichtung der an die Intensitätsverteilung eines Bildes angepassten Ellipse hängt von der Amplitude Amp des Bildes ab. Durch einen Schnitt auf die minimale Bildamplitude lässt sich daher der relative Anteil der Bilder mit ungenau bestimmter Ausrichtung vermindern, was zu einer Verbesserung der Richtungs-Rekonstruktion führt. Durch diesen Schnitt erhöht sich jedoch auch die in Kapitel 5.4 definierte Energieschwelle einer Beobachtung, da durch einen Amplituden-Schnitt hauptsächlich Ereignisse mit kleinen Energien verworfen werden (vergleiche Kapitel 5.3). Ein Schnitt von $Amp \geq 80$ p.e. hat sich hierbei als ein akzeptabler Kompromiss zwischen der Verbesserung der Richtungsrekonstruktion und einer moderaten Erhöhung der Energieschwelle herausgestellt.
- **ϱ_{hillas} -Schnitt:** Ein weiterer Schnitt auf die Anzahldichte ϱ_{hillas} der in die Analyse der zweiten Momente eingehenden Bildpunkte relativ zur Fläche der hieraus erhaltenen Ellipse erhöht ebenfalls die Qualität der Richtungsrekonstruktion, führt dabei jedoch ebenfalls zu einer Erhöhung der Energieschwelle und wird daher nicht standardmäßig verwendet. Eine genauere Untersuchung dieses Schnittes findet sich in Kapitel 5.5.2.

4.2.2 Rekonstruktion des Stoßparameters

Zur Rekonstruktion des so genannten Stoßparameters wird ein Koordinatensystem verwendet, das in der Ebene senkrecht zur optischen Achse der Teleskope liegt; diese hängt somit

von der momentanen Ausrichtung der Teleskope ab. Bringt man in diesem Koordinatensystem die großen Halbachsen der Hillas-Ellipsen zum Schnitt, deren Schwerpunkte sich an den Positionen der jeweiligen Teleskope befinden, so ergibt sich auf analoge Weise zur Richtungs-Rekonstruktion der Stoßparameter p der Schauerachse relativ zum Zentrum des Teleskop-Systems bzw. relativ zu den einzelnen Teleskopen. Desweiteren lässt sich aus dem Stoßparameter und der Neigung der Teleskope der Schauer-Auftreffpunkt berechnen, der als Schnittpunkt der Schauerachse mit der Beobachtungsebene der H·E·S·S-Teleskope definiert ist. Die Schnitte auf die Qualität der in die Rekonstruktion eingehenden Bilder entsprechen denen bei der zuvor beschriebenen Rekonstruktion der Schauerrichtung.

4.2.3 Energie-Rekonstruktion

Nur ein geringer Teil der Energie des Primärteilchens wird bei der Entstehung eines Luftschauers in Cherenkov-Licht umgewandelt, wobei die Teleskope wiederum nur einen kleinen Ausschnitt der in der Beobachtungsebene ausgeleuchteten Lichtverteilung aufzeichnen. Um aus der gemessenen Intensität des Cherenkov-Lichts Rückschlüsse auf die Energie des Primärteilchens ziehen zu können, müssen sowohl die Form und Intensität der Lichtverteilung in Abhängigkeit der Energie des primären γ -Photons – erhalten aus MonteCarlo-Simulationen, vergleiche Kapitel 5 – sowie die Stoßparameter zwischen der Schauerachse und den einzelnen Teleskopen bekannt sein. Desweiteren spielt die mittels Detektorsimulationen zu ermittelnde Umsetzung der auf ein Teleskop einfallenden Lichtmenge in gemessene Photoelektronen (Energiekalibration) eine maßgebliche Rolle. Die in Abschnitt 3.3.6 beschriebene Datenkalibration ist daher insbesondere für die Energierekonstruktion von entscheidender Bedeutung.

Ein Schauer, der von einem primären γ -Photon einer bestimmten Energie E ausgelöst wurde, führt in einem Teleskop zur Messung eines Bildes der Intensität Amp , die neben dem Stoßparameter p zwischen der Schauerachse und dem entsprechenden Teleskop vom Zenitwinkel z abhängt. Die Genauigkeit der Energie-Rekonstruktion ist neben der Poisson-Statistik der Bildamplitude also hauptsächlich beschränkt durch die Genauigkeit der zuvor beschriebenen Rekonstruktion des Stoßparameters p . Aus entsprechenden MonteCarlo-Simulationen von γ -Schauern [Rae 2003] verschiedener Energien sowie der Simulation des Detektors (vergleiche Abbildung 5.1) wird eine so genannte *Lookup*-Tabelle erstellt, in der die Energie als Funktion der Größen Amp , p und z abgespeichert wird. Hierdurch ist durch Interpolation der entsprechenden Einträge die Energie E_i eines aufgezeichneten Schauers für jedes Teleskop i rekonstruierbar. Die Energie E des primären Schauerpartikels ergibt sich anschließend aus der Mittelung der rekonstruierten Energien E_i .

Auch bei der Energierekonstruktion führen angeschnittene Bilder zu verfälschten Ergebnissen, so dass auch hier nur Bilder in die Mittelung eingehen, die nicht vom *Nominal-Distance*-Schnitt verworfen werden. Da die Bildschnitte auf die Amplitude Amp , sowie die in Kapitel 5.5.2 eingeführte Bilddichte ϱ_{hillas} eine starke Energieabhängigkeit aufweisen, werden sie im Gegensatz zur Richtungsrekonstruktion hier nicht angewandt. Der Einfluss der Schnitte auf die effektiven Nachweisflächen, die die energieabhängige Nachweis-

effizienz des Detektors beschreiben, wird in Kapitel 5.3 untersucht. Die Energieauflösung, auf die hier nicht genauer eingegangen werden soll, beträgt für Energien über der in Abschnitt 5.4 definierten Energieschwelle $\Delta E/E \leq 15\%$.

4.3 γ -Hadron-Separation

Die von den Hadronen der isotrop auf die Erde einfallenden kosmischen Strahlung ausgelösten Luftschauer – auch hadronische Schauer genannt – machen mehr als 99% aller von den H·E·S·S·-Teleskopen aufgezeichneten Ereignisse aus und bilden somit den dominierenden Anteil des Untergrundes. Die von Elektronen ausgelösten elektromagnetischen Luftschauer spielen in dem von H·E·S·S· zugänglichen Energiebereich ≥ 100 GeV auf dem Beobachtungsniveau von 1800 m über NN keine Rolle. Die durch nahe Müonen häufig ausgelösten Teleskop-Trigger werden durch den Systemtrigger in der stereoskopischen Beobachtung (siehe Kapitel 3.3.4) fast vollständig unterdrückt – genauso, wie auch ein Großteil der durch das Nachthimmelrauschen hervorgerufenen Zufallsfluktuationen in einzelnen Teleskopen. Zur Unterdrückung des dominanten hadronischen Untergrundes werden Ereigniskriterien, so genannte Schnitte, eingeführt, die im Gegensatz zu den in der Schauerrekonstruktion verwendeten Bildschnitten auf Größen eines vollständig rekonstruierten Schauers angewandt werden. Man spricht daher von Ereignisschnitten zur γ -Hadron-Separation.

Die Emission von Cherenkov-Licht resultiert bei einem hadronisch induzierten Luftschauer hauptsächlich aus mehreren elektromagnetischen Subkaskaden. Die auf dem Boden ausgeleuchtete Fläche ist größer und irregulärer als dies bei einem rein elektromagnetischen Schauer der Fall ist, vergleiche Kapitel 3.1. Der Unterschied in der Struktur der Luftschauer spiegelt sich in den aufgezeichneten Ereignissen durch entsprechend breite und irreguläre Bilder hadronischer Schauer wieder. Ein Schnitt auf die im Folgenden eingeführte mittlere skalierte Bildbreite eignet sich daher zur γ -Hadron-Separation. Ein weiterer Schnitt auf den Winkel $\Delta\theta$ zwischen der rekonstruierten Schauerrichtung und einer nominellen Testposition trägt der Tatsache Rechnung, dass hadronische Schauer isotrop einfallen und somit gleichverteilt² über das Gesichtsfeld auftreten, wohingegen sich die rekonstruierten Richtungen von photonischen Schauern einer TeV- γ -Punktquelle um deren nominelle Himmelsposition anhäufen.

4.3.1 Schnitte auf die mittlere skalierte Bildbreite und -länge

Der wichtigste Schnitt zur γ -Hadron-Separation ist ein Schnitt auf die mittlere skalierte Bildbreite m_{scw} eines Ereignisses [Pühlhofer et al. 2003]:

²Randeffekte der Kamera führen zu Akzeptanzabfällen im Gesichtsfeld für den Nachweis von hadronischen wie auch photonisch induzierten Luftschauern. Die generelle Berücksichtigung dieser Effekte wird in den Kapiteln 4.4 und 5.3 diskutiert.

$$mscw = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N scw_i \quad \text{mit} \quad scw = \frac{w}{\langle w \rangle} \quad (4.1)$$

Hierbei ist $\langle w \rangle = \langle w \rangle(z, Amp, p)$ der vom Zenitwinkel z , der Amplitude Amp und dem rekonstruierten Stoßparameter p abhängende³ Erwartungswert der Bilderbreite w für photonische Schauer. Die Mittelung vollzieht sich über alle N Bilder eines Ereignisses, die entsprechende Qualitäts-Schnitte überstehen. Diese sind analog zur Richtungsrekonstruktion: *Nominal-Distance* ≤ 0.033 rad und $Amp \geq 80$ p.e. Die Erwartungswerte $\langle w \rangle(z, Amp, p)$ werden aus MonteCarlo-Simulationen für photonische Luftschauer ermittelt und werden in Form von so genannten *Lookup*-Tabellen abgespeichert. Auf analoge Weise wie in Gleichung (4.1) wird die mittlere skalierte Bildlänge $mscl$ definiert.

Die Verteilungen der skalierten Bildbreite scw für γ -Ereignisse einer Messung des Krebs-Nebels sind exemplarisch in Abbildung 4.2 (oben) für die einzelnen Teleskope dargestellt. Die Verteilungen lassen sich durch eine Gauß-Funktion beschreiben, deren Schwerpunkt wegen (4.1) bei $scw_0 = 1$ erwartet wird. Wie aus der Abbildung hervorgeht, ist die Verteilung der gemessenen Daten leicht zu kleineren Werten verschoben. Die Ursache hierfür ist durch eine nicht perfekte Beschreibung des Detektors und der Atmosphäre durch die Simulationen zu erklären. Die systematische Verschiebung der Daten gegenüber den MonteCarlo-Simulationen hat wegen des Ereignis-Schnittes auf $mscw$ einen Einfluss von wenigen Prozent auf die Berechnung des integralen Photonenflusses einer gemessenen TeV- γ -Quelle. Die Verschiebung wird daher durch die Einführung von Korrekturfaktoren in Gleichung (4.1) berücksichtigt. Die Faktoren ergeben sich aus dem Vergleich zwischen gemessenen und den aus MonteCarlo-Simulationen erhaltenen Verteilungen der einzelnen Teleskope [Pühlhofer et al. 2003]:

$$mscw = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (f_i^1(t) \cdot scw_i + f_i^2(t)) \quad (4.2)$$

$$\text{mit} \quad f^1(t) = \frac{\sigma_{mc}}{\sigma_d(t)}, \quad f^2(t) = scw_{0,mc} - \frac{\sigma_{mc}}{\sigma_d(t)} \cdot scw_{0,d}(t)$$

Hierbei sind $f_i^1(t)$ und $f_i^2(t)$ die zeitabhängigen Korrekturterme für die einzelnen Teleskope i , durch die der Unterschied der durch eine Gauß-Funktion beschreibbaren scw -Verteilungen mit dem Schwerpunkt scw_0 und der Breite σ zwischen Daten ($\sigma_d(t)$ und $scw_{0,d}(t)$) und MonteCarlo-Simulationen (σ_{mc} und $scw_{0,mc}$) aufgehoben wird. Die Abhängigkeit der Korrekturterme von der Zeit t ist durch Alterungseffekte der Spiegel und Photomultiplier bedingt und wurde in den Analysen dieser Arbeit vernachlässigt.

Die mittels Gleichung (4.2) korrigierte $mscw$ -Verteilung der gemessenen γ -Ereignisse der Daten des Krebs-Nebels ist in Abbildung 4.2 (unten) dargestellt. Ebenfalls aufgeführt ist die

³Ferner hängt $\langle w \rangle$ noch von der Azimut-Ausrichtung der Teleskope (Einfluss des Erdmagnetfeldes, vergleiche Kapitel 5.1.1) sowie vom verwendeten *Tailcut* (siehe Abschnitt 4.1) ab.

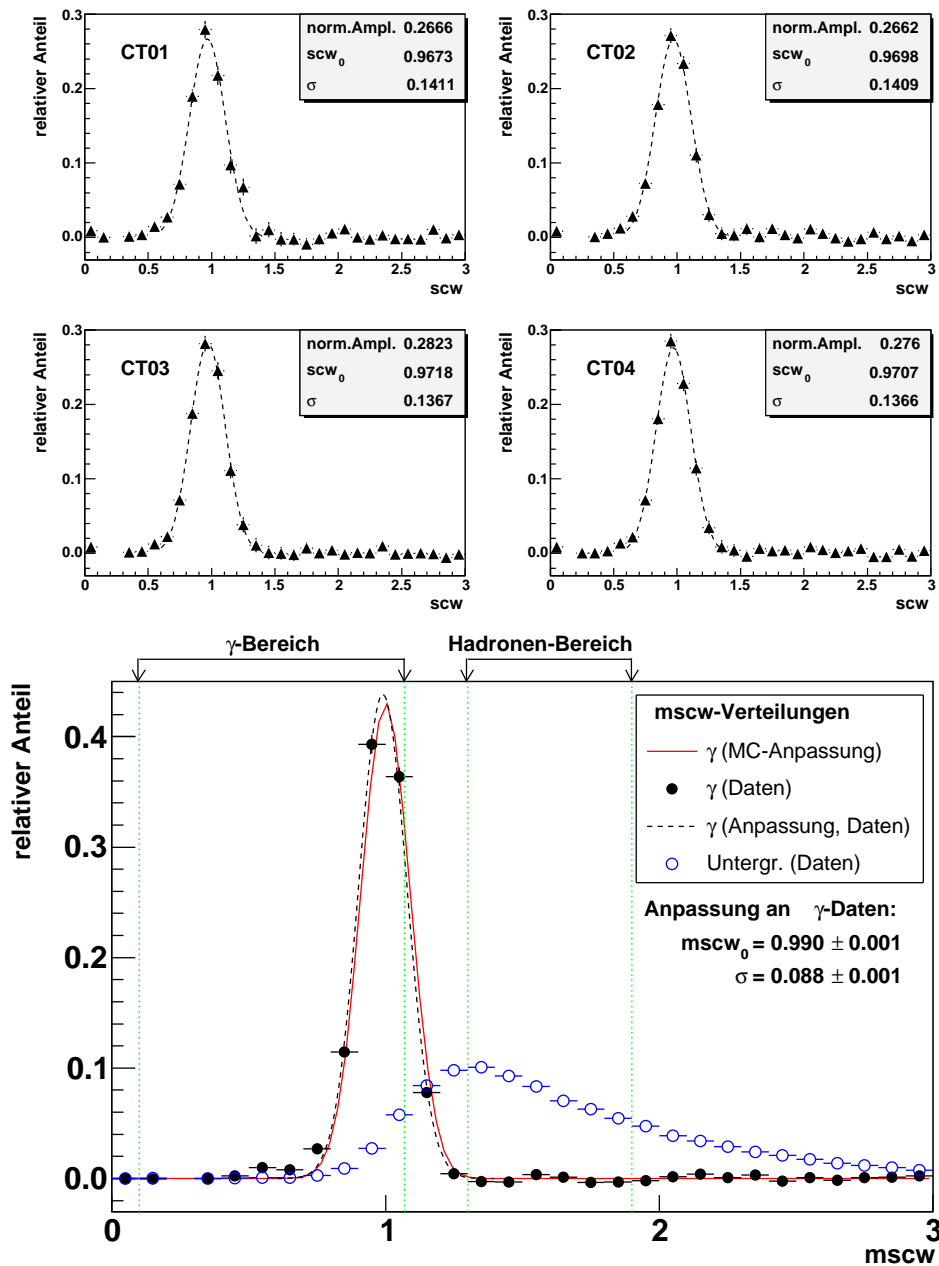


Abbildung 4.2: Oben: Verteilungen der skalierten Bildbreiten scw der γ -Ereignisse für die einzelnen Teleskope, erhalten aus Daten des Krebs-Nebels. Aus den Anpassungen (gestrichelte Linie) werden die Schwerpunkte scw_0 und Breiten σ ermittelt. **Unten:** Die Verteilung des m_{scw} -Parameters für γ -Ereignisse, erhalten aus MonteCarlo-Simulationen (Anpassung, durchgezogene Linie) und aus den Daten des Krebs-Nebels nach Anwendung der Korrekturfaktoren (gefüllte Kreise), sowie die Verteilung von hadronischen Ereignissen (offene Kreise). Die Schnitt-Bereiche für die statistische Separation von γ -Ereignissen $0.1 \leq m_{scw} \leq 1.07$ (siehe Tabelle A.1), sowie für die im *Template*-Untergrund-Modell (siehe Abschnitt 4.5) verwendeten hadronische Ereignisse $1.3 \leq m_{scw} \leq 1.9$ sind ebenfalls dargestellt.

aus den Daten erhaltene $mscw$ -Verteilung von hadronischen Untergrund-Ereignissen, die deutlich breiter und zu höheren Werten verschoben ist, als die Verteilung der gemessenen γ -Photonen, die auch schon unter Vernachlässigung der Korrekturfaktoren (Gleichung (4.1)) in guter Übereinstimmung mit den MonteCarlo-Simulationen steht. Am Unterschied der Verteilungen zwischen photonischen und hadronischen Ereignissen wird die Möglichkeit zur γ -Hadron-Separation anhand des $mscw$ -Parameters deutlich.

4.3.2 Winkelschnitt

Da die hochenergetischen γ -Photonen in den intergalaktischen Magnetfeldern nicht von ihrer Flugbahn abgelenkt werden, bleibt die morphologische Information ihres Emissionsgebietes erhalten. Wegen der großen Entfernungen der emittierenden Objekte werden bis auf einige Ausnahmen nur leicht ausgedehnte, oder im Rahmen der in Kapitel 5.2 beschriebenen Abbildungsfunktion des Detektors punktförmige γ -Quellen gemessen. Man erwartet eine Anhäufung von photonischen Ereignissen an der entsprechenden Himmelsposition. Die isotrop einfallenden Hadronen führen dagegen zu einer homogenen Verteilungen der rekonstruierten Richtungen im Gesichtsfeld, sofern man den in Abschnitt 4.4 untersuchten Einfluss der Kamera-Akzeptanz zunächst vernachlässigt. Mit einem Schnitt auf den Winkel $\Delta\theta$ zwischen der rekonstruierten Schauerrichtung und der nominellen Himmelsposition einer potentiellen TeV- γ -Quelle (vergleiche Abbildung 4.1) lässt sich daher der verbleibende Datensatz mit photonischen Ereignissen anreichern. Wegen der zu erwartenden, konstanten Rate von hadronischen Ereignissen pro Flächenelement wird die Verteilung der Ereignisse in der Regel in quadrierten Winkel-Intervallen $\Delta\theta^2$ untersucht, in denen der Untergrund in den zentralen Bereichen des Gesichtsfeldes einer flachen Verteilung folgt.

4.3.3 Schnittoptimierung

Ziel der Schnittoptimierung ist das Auffinden eines Satzes von Ereignis-Schnitten, deren Anwendung auf einen Datensatz möglichst viele Untergrundereignisse verwirft und andererseits einen Großteil der photonischen Ereignisse einer TeV- γ -Quelle beibehält. Die Schnitte werden auf die nach Gleichung (4.7) berechnete Signifikanz eines photonischen Ereignisüberschusses einer punktförmigen Quelle optimiert. Die Durchführung der Optimierungen des $mscw/mscl$ - und des $\Delta\theta^2$ -Schnittes ist im Anhang A.1 anhand eines Datensatzes des Krebs-Nebels für verschieden angenommene Quellstärken beschrieben. Die Verwendung des (4; 7) p.e. *Tailcuts* zeigt gegenüber dem (5; 10) p.e. *Tailcut* (vergleiche Abschnitt 4.1) eine im Bereich von 10% höher liegende Sensitivität, insbesondere für schwache Quellen.

Der Krebs-Nebel wird unter Anwendung der optimalen Schnitte mit einer Signifikanz von etwa 30σ in einer Stunde (also 5σ in weniger als 2 Minuten) nachgewiesen. Die Anteile der den optimalen $mscw/mscl$ -Schnitt passierenden photonischen und hadronischen Ereignisse liegen (vor der Anwendung des $\Delta\theta^2$ -Schnittes) bei $\epsilon_\gamma \approx 84\%$ und $\epsilon_{\text{had}} \approx 4\%$. Bei deutlich geringeren Zenitwinkeln ist wegen der niedrigeren Energieschwelle eine noch höhere

		Standard	Hart1	Hart2
Bild-Qualitäts-Schnitte bei der Schauerrekonstruktion				
Schauer-Richtung:	Nom.Distance	≤ 0.033 rad	≤ 0.033 rad	≤ 0.033 rad
	<i>Amp</i>	≥ 80 p.e.	≥ 200 p.e.	≥ 200 p.e.
	ϱ_{hillas}	optional	optional	optional
Stoßparameter:	Nom.Distance	≤ 0.033 rad	≤ 0.033 rad	≤ 0.033 rad
	<i>Amp</i>	≥ 80 p.e.	≥ 200 p.e.	≥ 200 p.e.
	ϱ_{hillas}	optional	optional	optional
Energierrekonstruktion:	Nom.Distance	≤ 0.033 rad	≤ 0.033 rad	≤ 0.033 rad
<i>m_{scw}/m_{scl}</i> -Mittelung:	Nom.Distance	≤ 0.033 rad	≤ 0.033 rad	≤ 0.033 rad
	<i>Amp</i>	≥ 80 p.e.	≥ 200 p.e.	≥ 200 p.e.
Schnitte auf rekonstruierte Ereignisse zur Untergrundunterdrückung				
Bildmultiplizität	N_e	≥ 2	≥ 2	≥ 3
Stoßparameter	p	—	≤ 600 m	≤ 600 m
γ -Hadron-Separation	<i>m_{scw}/m_{scl}</i>	$\leq 1.07/1.3$	$\leq 1.07/1.3$	$\leq 1.07/1.3$
Winkelschnitt	$\Delta\theta^2$	≤ 0.0125 deg ²	≤ 0.01 deg ²	≤ 0.01 deg ²

Tabelle 4.1: Dargestellt sind die Werte der einzelnen Schnitte, die in der Schauerrekonstruktion auf einzelne Bilder, sowie bei der Untergrundunterdrückung auf die rekonstruierten Ereignisse angewandt werden. Die Schnitte werden im Text näher erläutert. In dieser Arbeit kommen drei Sätze von Schnitten (Standard, Hart1 und Hart2) zur Anwendung, die eine zunehmend stärkere Untergrundunterdrückung zur Folge haben, auf der anderen Seite aber die Energieschwelle erhöhen.

Analyse-Sensitivität für gleiche Quellstärken zu erwarten, vergleiche Abbildung A.5, links. Da die Quellstärke einer TeV- γ -Quelle vor der Messung nicht bekannt ist, wurde für die Datenanalyse *a-priori* ein Satz von Schnitten gewählt, der für schwache Quellen im Bereich von 1 – 10% der Quellstärke des Krebs-Nebels am sensitivsten ist. Diese bilden die in dieser Arbeit verwendeten, so genannten Standard-Schnitte, die in Tabelle 4.1 zusammengestellt sind. Der Einfluss der einzelnen Schnitte auf die energieabhängige Nachweiseffizienz, die Energieschwelle und die Güte der Richtungsrekonstruktion werden in Kapitel 5 untersucht. Zusätzliche Schnitte auf die Bildmultiplizität N_e eines Ereignisses und den Stoßparameter p können eine Verbesserung der Richtungsauflösung – insbesondere bei Quellen mit hartem Energiespektrum – bewirken (vergleiche Kapitel 5.5.3) und finden in den ebenfalls in Tabelle 4.1 aufgeführten Schnitt-Sätzen Hart1 und Hart2 ihre Anwendung. Diese führen jedoch zu einer deutlichen Anhebung der Energieschwelle des Datensatzes, vergleiche Abbildung 5.7.

4.4 Kamera-Akzeptanz

Der isotrop auf die Erde einfallende Untergrund aus hadronischen Luftschauern sollte zu einer als konstant gemessenen Untergrundrate pro Raumwinkel führen. Die Ereignisschnitte

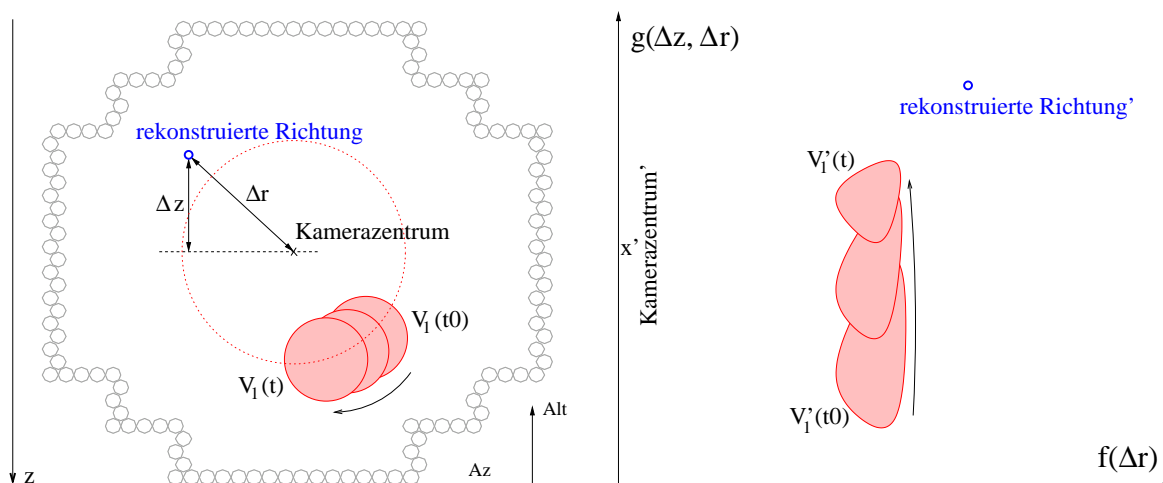


Abbildung 4.3: Links: Dargestellt ist die Parametrisierung einer rekonstruierten Richtung durch den radialen Abstand Δr zum Kamerazentrum und die entsprechende Projektion Δz auf die Achse des Zenitwinkels ($z = 90^\circ - Alt$). Eine von der Erstellung der Akzeptanzverteilung ausgeschlossene Himmelsregion V_1 ist ebenfalls dargestellt. Diese rotiert wegen der Alt/Az-Montierung der Teleskope (wie alle Himmelspositionen) während der Beobachtung auf einer Kreisbahn um das Kamerazentrum. **Rechts:** Die Positionen des Kamerazentrums x' und der rekonstruierten Schauerrichtung sind in einem durch geeignete Funktionen $f(\Delta r)$ und $g(\Delta z, \Delta r)$ transformierten Koordinatensystem dargestellt. Die Form der in der Alt/Az-Ebene durch einen Kreis beschriebenen Ausschlussregion V_1 transformiert sich entsprechend in die zeitabhängigen Strukturen V_1' .

und die Randeffekte der Kamera führen jedoch zu einer nicht homogenen Akzeptanz über das Gesichtsfeld. Für die als Photonenschauer klassifizierten Untergrund-Ereignisse, die in der Untergrundbestimmung eine entscheidende Rolle spielen (siehe Abschnitt 4.5), gilt das gleiche Argument. Für die korrekte Berücksichtigung dieser Effekte in den verschiedenen Analysemethoden ist ein genaues Verständnis der Akzeptanz über das Gesichtsfeld unabdingbar, die im Folgenden als Kamera-Akzeptanz⁴ bezeichnet wird. Neben der zu erwartenden radialen Abhängigkeit Δr , gemessen zwischen der rekonstruierten Schauerrichtung und dem Kamerazentrum, ist wegen der zenitwinkelabhängigen Ereignisraten der nachgewiesenen Luftschauer auch ein leichter Gradient entlang der Altituden-Achse ($Alt = 90^\circ - z$) zu erwarten. Da die Akzeptanz im Allgemeinen für den mittleren Zenitwinkel einer Beobachtung (in der Regel aus dem Datensatz selber) bestimmt wird, ist nur die Bestimmung des Gradienten Δz relativ zum Kamerazentrum nötig, dessen Steigung über den beobachteten Zenitwinkelbereich als konstant⁵ angenommen wird. Die Kamera-Akzeptanz wird daher parametrisiert durch den radialen Abstand Δr und den Abstand Δz im Zenitwinkel relativ zum Zentrum der Kamera, siehe Abbildung 4.3.

⁴Es handelt sich hierbei genau genommen um die Akzeptanz über das Gesichtsfeld, die durch die überlagerten Effekte der einzelnen Kameras bestimmt ist.

⁵Für Beobachtungen über einen sehr großen Zenitwinkelbereich ist strenggenommen eine weitere Unterteilung in verschiedene Intervalle des Zenitwinkels z erforderlich.

Man definiert die Akzeptanzen $acp_\gamma(\Delta r, \Delta z)$ und $acp_{\text{had}}(\Delta r, \Delta z)$ für photonisch bzw. hadronisch klassifizierte Untergrundereignisse als die auf das Kamerazentrum ($\Delta r = 0$ und $\Delta z = 0$) normierten Nachweisraten pro Raumwinkelement $d\Omega$:

$$\begin{aligned} Acp_\gamma(\Delta r, \Delta z) &\equiv \frac{dN_\gamma(\Delta r, \Delta z)}{d\Omega} & \text{bzw.} & \quad acp_\gamma(\Delta r, \Delta z) \equiv \frac{Acp_\gamma(\Delta r, \Delta z)}{Acp_\gamma(0,0)} \\ Acp_{\text{had}}(\Delta r, \Delta z) &\equiv \frac{dN_{\text{had}}(\Delta r, \Delta z)}{d\Omega} & \text{bzw.} & \quad acp_{\text{had}}(\Delta r, \Delta z) \equiv \frac{Acp_{\text{had}}(\Delta r, \Delta z)}{Acp_{\text{had}}(0,0)} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Hierbei entstammen die photonischen Kandidaten aus dem Bereich $mscw/mscl \leq 1.07/1.3$ (vergleiche Tabelle 4.1) und die hadronischen Ereignisse aus einem hiervon separierten Intervall von beispielsweise $1.3 \leq mscw \leq 1.9$, vergleiche Abbildung 4.2, unten. Die Bestimmung von $N_\gamma(\Delta r, \Delta z)$ und $N_{\text{had}}(\Delta r, \Delta z)$ geschieht in der Regel aus den gemessenen Daten selber. Eine Bestimmung aus MonteCarlo-Simulationen würde die sehr rechenzeitaufwändige Erstellung einer hadronischen Luftschauer-Datenbank über einen großen Energie- und Zenitwinkelbereich erfordern. Zudem würde eine von der Wetterlage und wegen des Nachthimmelrauschens von der Himmelsposition abhängige, individuelle Charakteristik des Datensatzes nicht berücksichtigt werden. Abhängig von dem in der späteren Analyse verwendeten Untergrundmodell (siehe Abschnitt 4.5) findet die photonische oder die photonisch/hadronisch kombinierte Akzeptanz ihre Anwendung. Es muss an dieser Stelle hervorgehoben werden, dass sich die photonische Akzeptanz nicht auf tatsächliche γ -Photonen bezieht, sondern auf Untergrund-Ereignisse, die in den Bereich $mscw/mscl \leq 1.07/1.3$ rekonstruiert⁶ werden. Dies stellt die Null-Hypothese dar, gegen die ein durch eine mögliche Quelle hervorgerufener Ereignis-Überschuss von realen TeV- γ -Photonen getestet wird. Daher müssen im Fall der Akzeptanzmodellierung aus gemessenen Daten diejenigen Himmelsregionen von der Ansammlung der γ -Akzeptanz-Verteilung ausgeschlossen werden, in denen sich eine bekannte TeV- γ -Quelle befindet. Der Ausschluss geschieht durch das Ausblenden einer um das entsprechende Objekt zentrierten, kreisförmigen Himmelsregion mit einem Radius, der $\geq 90\%$ der γ -Photonen beinhaltet. Die feste Himmelsposition der Ausschlussregion rotiert wegen der Alt/Az-Montierung der H.E.S.S.-Teleskope während der Beobachtung im Kamera-Koordinatensystem auf einer kreisförmigen Bahn um das Kamerazentrum und wird daher für jedes Ereignis neu berechnet. Das Ausblenden einer Himmelsregion führt jedoch zu einer Unterschätzung der Akzeptanzen in den Kameraregionen, die von einer (oder mehrerer) Ausschlussregionen überstrichen werden. Um diesen Effekt auszugleichen, wird für jedes Ereignis eine zweidimensionale Verteilung mit den Positionen und Ausmaßen der Ausschlussregionen gefüllt, aus der sich anschließend die relative Belichtungszeit jeder Kameraregion ableiten lässt. Hiermit wiederum wird die angesammelte Akzeptanzverteilung korrigiert. Diese Prozedur wurde anhand verschiedener Datensätze, in denen kein signifikanter Ereignisüberschuss im Gesichtsfeld gefunden wurde, erfolgreich getestet, indem zufällig einzelne (oder mehrere) Himmelsregionen von der Akzeptanz-Erstellung ausgeschlossen wurden.

⁶Die Akzeptanz für reale Photonen, die bei der Berechnung des physikalischen Photonenflusses eine Rolle spielt, wird durch die effektiven Nachweisflächen in Kapitel 5.3 beschrieben.

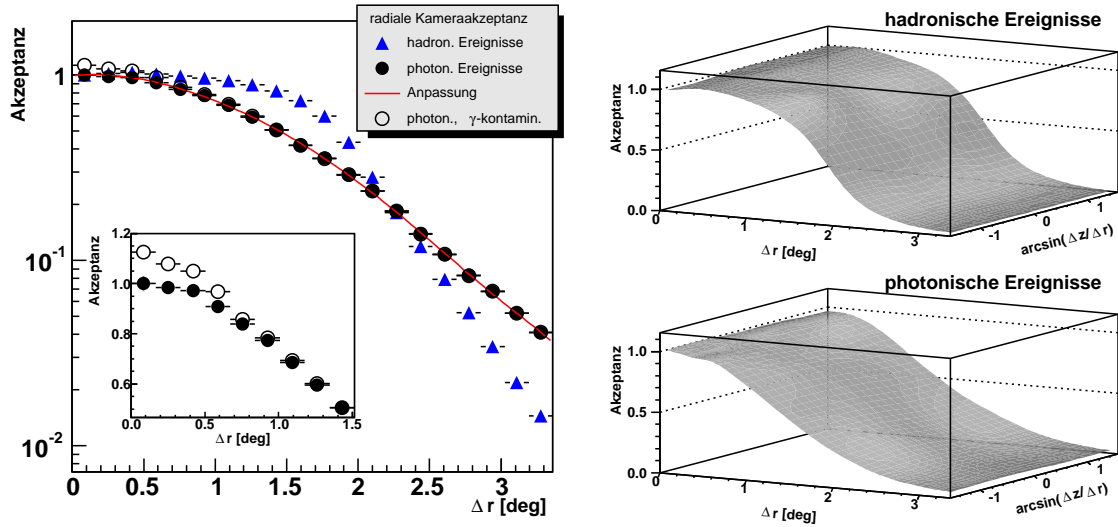


Abbildung 4.4: Links: Die radiale Abhängigkeit der Kamera-Akzeptanz (ohne Berücksichtigung der geringen Δz -Abhängigkeit) für photonisch klassifizierte Ereignisse (gefüllte Punkte, zusammen mit der Anpassung einer Polynomfunktion) und für hadronisch klassifizierte Ereignisse (gefüllte Dreiecke). Die Akzeptanz wurde aus einem Teildatensatz der PSR B1259-63/SS 2883- und HESS J1303-631-Messung (vergleiche Kapitel 6) unter Anwendung der in Tabelle 4.1 aufgelisteten Standard-Schnitte erhalten, wobei beide TeV- γ -Quellen aus der Modellierung ausgeschlossen wurden. Die ohne den Ausschluss beider Quellen erhaltene, verfälschte photonische Akzeptanz ist ebenfalls dargestellt (offene Kreise). Rechts: Die mittels der Gauß-Filter-Methode (siehe Text) erhaltene Akzeptanz für hadronische (oben, $1.3 \leq m_{scw} \leq 1.9$) sowie photonische Untergrund-Ereignisse (unten, $m_{scw} \leq 1.07$). Der relativ zur radialen Abhängigkeit nur geringe Einfluss von Δz ist hier nur schwach in Form leichter Asymmetrien zu erkennen.

Zur Modellierung der Akzeptanz mittels des realen Datensatzes werden die Ereignisse, die durch die Ereignisschnitte als photonisch bzw. hadronisch klassifiziert werden, in eine zweidimensionale Verteilung gefüllt. Zur einfacheren Modellierung werden die Achsen durch geeignete Funktionen $f(\Delta r)$ bzw. $g(\Delta z, \Delta r)$ transformiert. Eine geeignete Transformation ist $f(\Delta r) = \Delta r$ für die erste und $g(\Delta z, \Delta r) = \arcsin\left(\frac{\Delta z}{\Delta r}\right)$ für die zweite Dimension. Eine alternative Transformation der radialen Abhängigkeit stellt die Funktion $f(\Delta r) = (\Delta r)^2$ dar, durch die zwar der Bereich nahe des Kamerazentrums gestaucht, auf der anderen Seite aber die Randbereiche des Gesichtsfelds differenzierter untersucht werden können. Diese Transformation erfordert allerdings einen Datensatz mit sehr hoher Ereignisstatistik. Die ausgeschlossenen Himmelsregionen einer bekannten TeV- γ -Quelle transformieren sich entsprechend, dies ist auf der rechten Seite von Abbildung 4.3 veranschaulicht.

Nachdem die Bereiche der photonischen Verteilung auf die gegebenenfalls zweitweise ausgeblendeten Himmelsregionen V_j korrigiert wurden, werden beide Verteilungen der photonischen, sowie der hadronischen Ereignisse jeweils auf ein einheitliches Raumwinkelelement $d\Omega$ normiert. Die so erhaltenen Verteilungen werden entweder durch die Anpassung

eines geeigneten funktionalen Zusammenhangs oder durch die Anwendung eines Gauß-Filters zur Ausglättung von statistischen Fluktuationen modelliert. Nun werden beide Verteilungen auf die Akzeptanz im Kamerazentrum normiert, so dass man in Gleichung (4.3) $acp_\gamma(\Delta r, \Delta z)$ und $acp_{\text{had}}(\Delta r, \Delta z)$ erhält. Da die Akzeptanzverteilungen generell stark von den in Tabelle 4.1 aufgeführten Bild- und Ereignis-Schnitten abhängen, müssen sie entsprechend dem verwendeten Satz von Schnitten bestimmt werden.

Ein Beispiel der Akzeptanz-Modellierung für den Standard-Schnittsatz ist anhand des Datensatzes der PSR B1259-63/SS 2883- bzw. HESS J1303-631-Beobachtung (vergleiche Kapitel 6) in Abbildung 4.4 gezeigt. Im Gesichtsfeld dieser Beobachtung befinden sich zwei bekannte TeV- γ -Quellen. Diese wurden von der Akzeptanz-Modellierung ausgeschlossen. Eine Nichtberücksichtigung des Ausschlusses dieser Quellen führt zu signifikanten Verfälschungen der photonischen Akzeptanz im Zentralbereichen $\Delta r \leq 0.5^\circ$, was ebenfalls in Abbildung 4.4 (links) dargestellt ist. Deutlich zu erkennen ist der starke Abfall der Kamera-Akzeptanz zu den Rändern des Gesichtsfeldes, der bei hadronischen Ereignissen bei etwa $\Delta r = 1.5^\circ$ und bei photonischen Ereignissen bei etwa $\Delta r = 0.7^\circ$ beginnt. Dennoch lassen sich mit der so modellierten Kamera-Akzeptanz zuverlässige Untersuchungen in entsprechend großen Gesichtsfeldern – wenn auch mit verminderter Sensitivität – durchführen, deren Radien über die technischen Ausmaße der Kamera von $r_{\text{kam}} = 2.5^\circ$ hinausgehen. Die Vernachlässigung der Effekte der Kamera-Akzeptanz sowie des Ausschlusses von starken TeV- γ -Quellen aus deren Modellierung werden ausführlicher im Anhang A.3 diskutiert.

4.5 Untergrundbestimmung

Da auch nach Anwendung der Schnitte zur γ -Hadron-Separation Untergrundereignisse im Datensatz verbleiben, muss ein in geeigneter Weise zu bestimmendes Untergrundniveau ermittelt werden. Zur korrekten Bestimmung des Untergrundniveaus spielt das Verständnis der im vorigen Abschnitt 4.4 diskutierten Kamera-Akzeptanz eine wichtige Rolle. Das Untergrundniveau kann entweder aus einer räumlich, zeitlich oder anhand eines Bildparameters separierten Region bestimmt werden. Die verschiedenen, im Folgenden vorgestellten Untergrundregionen sind in Abbildung 4.5 veranschaulicht. Die Untergrundregionen werden im Folgenden auch als *Off*- und die Quellregion *A* als *On*-Region bezeichnet. Ein aus den *Off*-Regionen erhaltenes Ereignisniveau muss anschließend gemäß der Definition der Untergrundregion mittels eines Normierungsfaktors α auf den entsprechenden Erwartungswert der untersuchten Quellregion *A* skaliert werden. Somit ergibt sich ein gegen die Null-Hypothese zu prüfender Ereignis-Überschuss aus der Differenz der ermittelten Ereigniszahlen $N_{\text{on}} - \langle N_{\text{off}} \rangle = N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}}$. Um einer möglichen Variation der Geometrie oder der Akzeptanz einer Untergrundregion über den Datensatz Rechnung zu tragen, wird die Normierung für jedes Untergrundereignis bestimmt und anschließend gemittelt: $\alpha = 1/N_{\text{off}} \sum_{i=1}^{N_{\text{off}}} \alpha_i$. Um eine Kontamination des zu bestimmenden Untergrundes durch eine reale TeV- γ -Quelle zu verhindern, müssen die entsprechenden Himmelsregionen V_j ausgeschlossen und die Normierung α entsprechend auf die veränderte Geometrie der be-

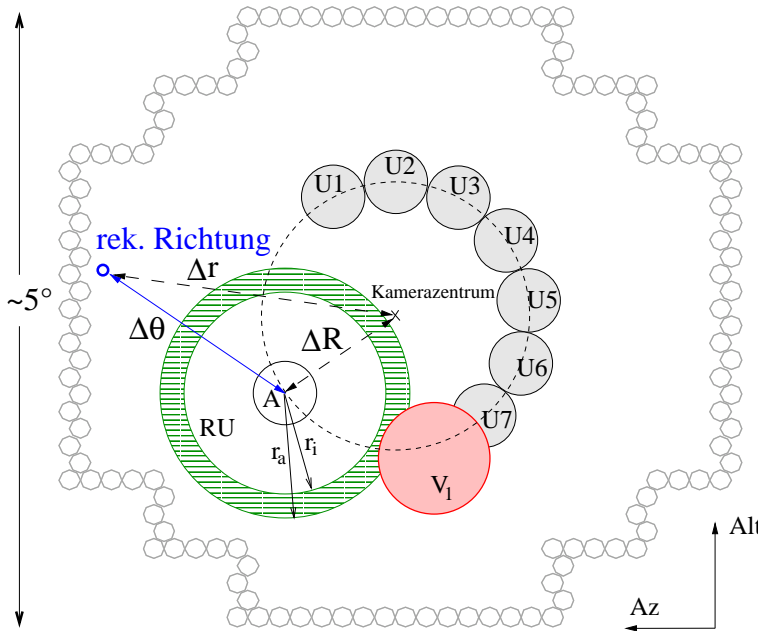


Abbildung 4.5: Definition der verschiedenen Untergrundregionen, dargestellt im Alt/Az-System der Kamera: Signalregion des untersuchten Objekts (A), gespiegelte Untergrundregionen ($U1-U7$, im gleichen radialen Abstand ΔR zum Kamerazentrum wie A) und der Ring-Untergrund (RU). Die Untergrundregion des *Template*-Modells ist räumlich identisch mit der Signalregion A . Die Schnittmenge der verschiedenen Untergrundregionen mit der verbotenen Region V_1 einer möglichen weiteren Quelle im Gesichtsfeld werden von der Untergrundbestimmung ausgeschlossen.

schnittenen Untergrundregionen korrigiert werden. Genauere Untersuchungen hierzu sind im Anhang A.3 zu finden.

4.5.1 Gespiegelte Untergrundregionen

Die meisten H·E·S·S-Beobachtungen werden im *Wobble*-Modus durchgeführt, d.h. unter Versetzung der Beobachtungsposition der Teleskope neben die nominelle Objektposition um einen alternierenden Winkelbetrag von $\pm 0.5^\circ$ oder $\pm 0.7^\circ$ in Rektaszension oder Deklination. Die untersuchte Quellregion A befindet sich im Kamerasystem also in einem entsprechenden Abstand ΔR vom Kamerazentrum, um welches sie wegen der Alt/Az-Montierung der Teleskope während der Beobachtung rotiert. Die sich nicht überschneidenden Untergrundregionen $U_i, i = 1 \dots m$, werden auf einem um das Kamerazentrum zentrierten Kreis mit Radius ΔR positioniert und besitzen daher jeweils die gleiche radiale Kamera-Akzeptanz, wie auch die Quellregion A . Der Radius jeder Untergrundregion ist hierbei durch den Winkelschnitt $\Delta\theta_a$ der untersuchten Quellregion A definiert. Die maximale Anzahl sich nicht überlappender Untergrundregionen U_i lässt sich aus den Größen ΔR und $\Delta\theta_a$, sowie einem geforderten Mindestabstand zwischen A und U_i ableiten. Die gemäß Tabelle 4.1 als photonisch klassifizierten Ereignisse, deren Richtung in eine der Regionen U_i fällt, bilden den Untergrund, wobei sich die Normierung aus der Anzahl m der Untergrundregionen zu $\alpha = 1/m$ ergibt.

Der zusätzliche, jedoch geringe Effekt des Zenitwinkel-Gradienten auf die Akzeptanz (vergleiche Abschnitt 4.4) wird durch das sukzessive Alternieren der Teleskop-Versetzungen im *Wobble*-Beobachtungsmodus erreicht: Durch das Ändern des Vorzeichens werden die Quellregion A und die Untergrundregionen U_i am Kamerazentrum punktgespiegelt, so dass sich auch der Zenitwinkelgradient umkehrt. Für stark ungleichmäßig verteilte *Wobble*-Positionen im Datensatz kann die Normierung jedes Untergrundeignisses mit einem Korrekturfaktor gewichtet werden, der den (geringen) Unterschied der photonischen Kamera-Akzeptanz (4.3) bezüglich des Zenitwinkelgradienten Δz des Untergrundeignisses relativ zu dem der Quellposition Δz_A bei gleichem radialen Abstand Δr des Ereignisses beschreibt. Überschneiden sich eine oder mehrere der Untergrundregionen U_i mit einer der möglicherweise verbotenen Himmelsregionen V_j , so werden die entsprechenden Untergrundregionen ausgeschlossen und die Normierung entsprechend der Verbleibenden Anzahl an Untergrundregionen m' berechnet.

$$\alpha = \frac{1}{m'} \cdot \frac{acp_\gamma(\Delta r, \Delta z_A)}{acp_\gamma(\Delta r, \Delta z)} \approx \frac{1}{m'} \quad \text{mit } m' \leq m \quad (4.4)$$

Die gespiegelten Untergrundregionen werden hauptsächlich bei der Signalsuche und der Erstellung eines Energiespektrums verwendet. Ihre Anwendung scheitert jedoch, wenn die analysierte Quellregion A sehr nahe am Kamerazentrum liegt, da in diesem Falle keine äquidistanten Untergrundregionen U_i platziert werden können. Aus diesem Grund ist die Anwendung bei der Erstellung einer Himmelskarte, bei der jede Region des Himmels aufeinanderfolgend als potentielle Quellregion untersucht wird, nicht möglich.

4.5.2 Ring-Untergrund

Beim Ring-Untergrund werden die als photonisch klassifizierten Untergrundeignisse aus einer ringförmigen Region gezählt, die durch einen inneren r_i und einen äußeren Radius r_a definiert ist und zentriert um die Quellposition A angelegt wird. Die Fläche der Ringregion ist gegeben durch $A_{\text{ring}} = \pi(r_a^2 - r_i^2)$ und die Fläche der Quellregion durch den Winkelschnitt $\Delta\theta_a$. Die Normierung ergibt sich aus dem Flächenverhältnis aus Quell- und Ringregion, wobei jedes Ereignis mit dem Quotienten der photonischen Akzeptanz $acp_\gamma(\Delta r_A, \Delta z_A)$ der Quellposition A und der gemittelten photonischen Akzeptanz der Ringregion $acp_\gamma(A_{\text{ring}})$ gewichtet wird.

Überschneidet sich die Ringregion mit einer oder mit mehreren verbotenen Regionen V_j , so werden die Ereignisse der Schnittregion ignoriert und die Normierung um die Fläche der verworfenen Schnittregion $A_{V_j, \text{ring}}$ korrigiert. Die verbleibende Ringfläche werde mit A'_{ring} bezeichnet. Ein gleiches Vorgehen wird gewählt, falls der Ring einer zu untersuchenden Quellregion A an einigen Stellen über das untersuchte Gesichtsfeld hinausreicht, siehe Anhang A.2 für eine detailliertere Beschreibung.

$$\alpha = \frac{\Delta\theta^2}{r_a^2 - r_i^2 - \frac{1}{\pi}A_{V_j, \text{Ring}}} \cdot \frac{acp_\gamma(\Delta r_A, \Delta z_A)}{acp_\gamma(A'_{\text{ring}})} \quad (4.5)$$

Hierbei ist $acp_\gamma(A'_{\text{ring}}) \equiv \frac{1}{A'_{\text{ring}}} \int_{A'_{\text{ring}}} acp_\gamma(\Delta r'_A, \Delta z'_A) d\Delta r d\Delta z$ die über die erlaubte Fläche des Ringes A'_{ring} gemittelte Kamera-Akzeptanz, vergleiche Abbildung A.1 im Anhang A.2.

Der Vorteil des Ring-Untergrundes liegt in der Anwendbarkeit an beliebigen Himmelspositionen auch nahe des Kamerazentrums. Eine genau modellierte Kamera-Akzeptanz ist jedoch generell von größerer Wichtigkeit, als dies bei der Anwendung der gespiegelten Untergrundregionen der Fall ist, bei denen die Kamera-Akzeptanz (wenn überhaupt) nur als eine Korrektur geringer Ordnung herangezogen wird. Die Anwendungsbereiche des Ring-Untergrundes liegen bei der Signalsuche, sowie der Erstellung von Himmelskarten und Energiespektren. Bei Energiespektren ist jedoch zu beachten, dass die Kamera-Akzeptanz auch von der Energie abhängen kann, was bei Nichtbeachtung zu systematischen Effekten im Spektrum führen kann.

4.5.3 *Template*-Untergrund

Das so genannte *Template*-Untergrund-Modell wurde in [Rowell 2003] entwickelt. Der Untergrund wird hierbei aus Ereignissen eines von der photonischen Definition disjunkten m_{scw} -Intervalls aus der Quellregion A bestimmt. In dieser Arbeit wurde zur Definition hadronischer Ereignisse das Intervall $1.3 \leq m_{scw} \leq 1.9$ gewählt, vergleiche Abbildung 4.2, unten. Die Normierung ergibt sich aus dem Verhältnis der absoluten, von der Position im Gesichtsfeld abhängenden photonischen und hadronischen Kamera-Akzeptanzen (4.3):

$$\alpha = \frac{Acp_\gamma(\Delta r, \Delta z)}{Acp_{\text{had}}(\Delta r, \Delta z)} \quad (4.6)$$

Auch beim *Template*-Modell ist ein genaues Verständnis der Kamera-Akzeptanz wichtig. Insbesondere ist bei der Modellierung die Kontamination des photonischen Parameter-Intervalls durch reale γ -Photonen zu vermeiden, wodurch die Normierung stark verfälscht werden kann, vergleiche Abbildung 4.4.

Der Vorteil des *Template*-Untergrund-Modells liegt analog zum Ring-Untergrund in der von der Himmelsposition unabhängigen Anwendbarkeit über das gesamte Gesichtsfeld. Desweiteren ist dieser Untergrund weniger sensitiv auf Effekte von hellen Sternen im Gesichtsfeld, die wegen der entsprechend deaktivierten Kamera-Bildpunkte zu lokalen Unterschätzungen des Untergrundes im Ring-Modell führen können [Rowell 2003]. Die Anwendungen des *Template*-Untergrundes liegen bei der Signalsuche, sowie der Erstellung von Himmelskarten. Wegen der Energieabhängigkeit der m_{scw} -Verteilung ist eine Anwendung für die Erstellung von Energiespektren nicht möglich.

4.6 Analyse-Methoden

In diesem Abschnitt werden die auf verschiedene physikalische Fragestellungen zugeschnittenen Methoden der Datenanalyse vorgestellt. Die Demonstration der Funktionalität wird

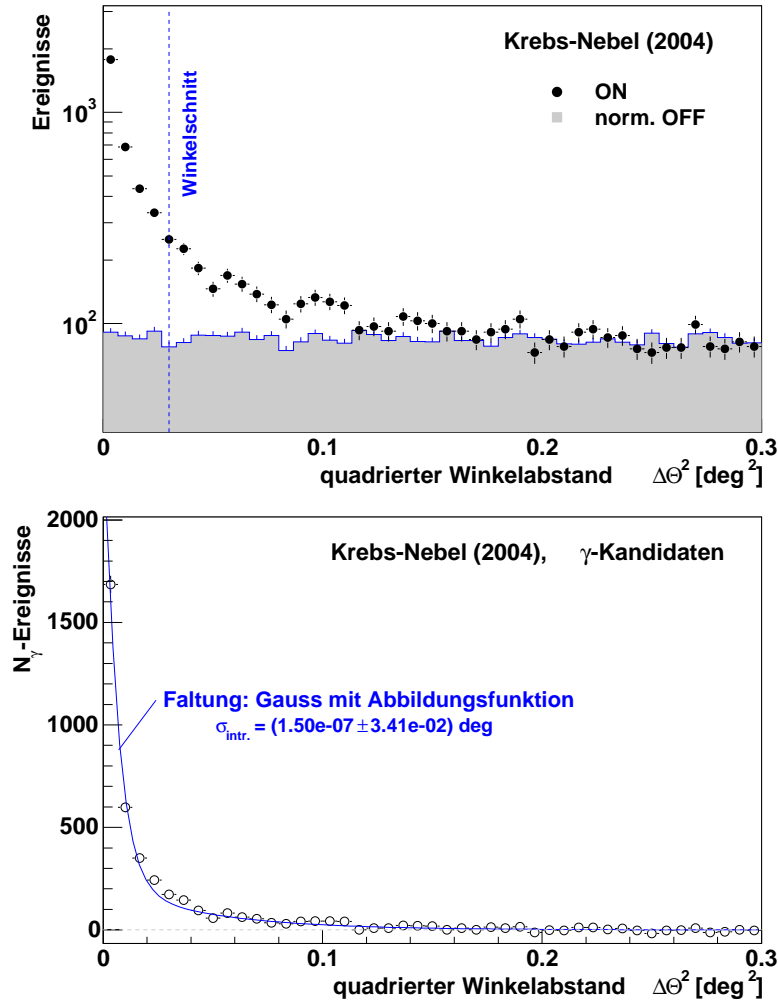


Abbildung 4.6: Oben: Die Verteilung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ relativ zur Position des Krebs-Nebels (*On*), sowie für die Ereignisse relativ zu den 5 gespiegelten Untergrundregionen (*Off*, normiert). Wegen des sehr hohen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses wurde eine logarithmische Darstellung gewählt. Der Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.03 \text{ deg}^2$ ist als vertikale Linie angedeutet. **Unten:** Die Untergrundbereinigte Verteilung der Überschuss-Ereignisse, an die eine Faltung aus Gauß-Funktion und Abbildungsfunktion angepasst wurde.

exemplarisch an H·E·S·S.-Daten bekannter TeV- γ -Quellen, wie beispielsweise dem Krebs-Nebel, durchgeführt.

4.6.1 Quellsuche und rekonstruierte Winkelverteilung

In der Regel werden mit den H·E·S·S.-Teleskopen Himmelsobjekte beobachtet, die aufgrund theoretischer oder phänomenologischer Betrachtungen als vielversprechende Kandidaten für die Emission von hochenergetischer γ -Strahlung gelten. An erster Stelle der Untersuchung eines Datensatzes steht daher die Prüfung eines möglichen Überschusses von γ -Ereignisses aus der Richtung eines vorweg bestimmten Objektes und die Ermittlung der entsprechenden statistischen Signifikanz. Dies geschieht in der Regel anhand der Verteilung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ der Ereignisse, wobei der Winkel $\Delta\theta$ zwischen der rekonstruierten Schauerrichtung und der nominellen Objektposition (*On*) bzw. dem Zentrum einer Untergrundregion (*Off*) gemessen wird, vergleiche Abschnitt 4.5. Im Falle ei-

nes Signals hebt sich die *On*-Verteilung im Bereich kleiner Winkelabstände von der normierten Untergrundverteilung ab. In Abbildung 4.6 sind beide Verteilungen (oben), sowie die Untergrund-bereinigte Signalverteilung (unten) für einen 6.3-stündigen Datensatz des Krebs-Nebels gezeigt. Die Bestimmung des Ereignisüberschusses N_γ geschieht durch Summation der Ereignisse N_{on} innerhalb des Winkelschnittes (vertikale Linie) für die *On*-Region und der normierten Ereignisse aus der Untergrundregion αN_{off} . Die Signifikanz S_{dc} eines Ereignis-Überschusses wird nach [Li & Ma 1983] berechnet zu:

$$S_{\text{dc}} = \sqrt{2} \cdot \sqrt{N_{\text{on}} \log \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \cdot \frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right] + N_{\text{off}} \log \left[(1 + \alpha) \cdot \frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right]} \quad (4.7)$$

Für die in Abbildung 4.6 dargestellten Ergebnisse der Beobachtung des Krebs-Nebels ergibt sich über $N_{\text{on}} = 3357$ und $\alpha N_{\text{off}} = 0.2 \cdot 1979$ ein Ereignisüberschuss von $N_\gamma = 2963 \pm 59$, was nach (4.7) einer statistischen Signifikanz von $S_{\text{dc}} = 75.7 \sigma$ entspricht. Die Untersuchung wurde mit einem weiten Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.03 \text{ deg}^2$ (vergleiche Tabelle A.1) und der Verwendung von 5 gespiegelten Untergrundregionen durchgeführt.

Die Winkel-Verteilung der Signalereignisse gibt Aufschluss über eine mögliche intrinsische Ausdehnung und Morphologie der Quelle. Hierzu wurde als Hypothese des intrinsischen Emissionsprofils eine Gauß-Funktion mit der in Kapitel 5.2 eingeführten Abbildungsfunktion gefaltet und an die Winkelverteilung angepasst, siehe Abbildung 4.6, unten. Wie nach dem gängigen theoretischen und experimentellen Erkenntnisstand über die hochenergetischen Emissionsprozesse des Krebs-Nebels zu erwarten, zeigt die gemessene Winkelverteilung der Überschuss-Ereignisse mit der Breite der Gauß-Funktion von $\sigma_{\text{intr}} = (0.00 \pm 0.03)^\circ$ keine Anzeichen für ein intrinsisch ausgedehntes Emissionsprofil und belegt gleichzeitig die Beschreibbarkeit der Daten des Krebs-Nebels mit der aus MonteCarlo-Simulationen erhaltenen Abbildungsfunktion.

4.6.2 Himmelskarten

Das große Gesichtsfeld der H·E·S·S.-Teleskope hat einen Durchmesser von etwa 5° und erlaubt die Suche nach TeV- γ -Quellen in einem entsprechenden Himmelsbereich in einem Datensatz. Dies geschieht mittels einer zweidimensionalen Himmelskarte für Überschuss-Ereignisse, mit deren Hilfe auch die Morphologie einer möglicherweise ausgedehnten Quelle untersucht werden kann. Zur Erstellung einer Himmelskarte wird für jedes Ereignis die Richtungsinformation mit abgespeichert, so dass sich analog zur zuvor beschriebenen Untersuchung der $\Delta\theta^2$ -Verteilung durch Bestimmung der *On*- und *Off*-Ereignisse der Ereignisüberschuss und die Signifikanz an jeder beliebigen Himmelsposition berechnen lassen. Zur Bestimmung des Untergrundes stehen das im vorigen Abschnitt 4.5 beschriebene Ring-, sowie das *Template*-Modell zur Verfügung. Die Berücksichtigung der Kamera-Akzeptanz zur Bestimmung der Normierung α , sowie der Ausschluss von bekannten TeV- γ -Quellen

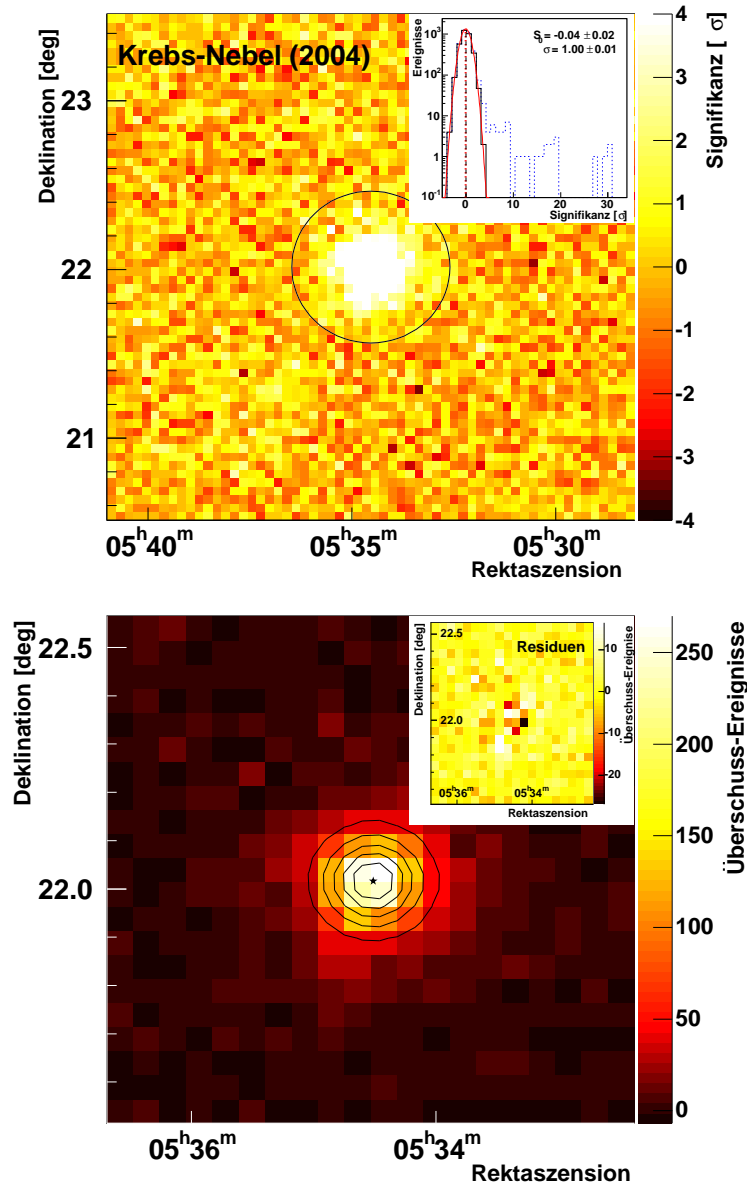


Abbildung 4.7: Oben: Himmelskarte ($3^\circ \times 3^\circ$, *Template*-Modell) mit unkorrelierten Einträgen der nach Gleichung (4.7) berechneten Signifikanzen, zentriert um die Position des Krebs-Nebels. Zur Veranschaulichung des flachen Untergrundes ist nur der Bereich von $\pm 4\sigma$ dargestellt, was zu einer starken Übersättigung an der Position des Krebs-Nebels führt. Die eingelagerte Abbildung zeigt die Verteilung der Signifikanzen der gesamten Himmelskarte (gestrichelte Linie), sowie die unter Ausschluss der innerhalb des Kreises liegenden Signalregion des Krebs-Nebels erhaltene Verteilung (durchgezogene Linie, mit Anpassung einer Gauß-Funktion). **Unten:** Verteilung der Überschuss-Ereignisse in einem Bereich von $1^\circ \times 1^\circ$ mit der Anpassung einer Faltung aus zweidimensionaler Gauß-Funktion und Abbildungsfunktion (Konturlinien) zur Bestimmung der genauen Himmelsposition (Stern). Die eingelagerte Abbildung zeigt die Residuen.

von der Untergrundbestimmung (vergleiche Anhang A.2 und A.3) sind insbesondere für die Quellsuche am Rand des Gesichtsfeldes wichtig.

Die Himmelskarten können entweder in unkorrelierten, oder zur Ausglättung von statistischen Fluktuationen in korrelierten (also sich überlappenden) *Bins* dargestellt werden⁷. Bei der Interpretation der statistischen Signifikanz eines Ereignisüberschusses an einer bestimmten Himmelsposition muss dabei die Anzahl der insgesamt untersuchten Positionen

⁷Funktionen zur Bestimmung der Himmelsposition eines Ereignis-Überschusses sowie zum Studium der Morphologie werden wegen der korrekten Fehlerbehandlung nur an unkorrelierte Himmelskarten angepasst.

durch Anwendung so genannter *Trial*-Faktoren berücksichtigt werden. Eine entsprechende Veranschaulichung stellt die Verteilung der Signifikanzen über das Gesichtsfeld dar, die im Falle der Null-Hypothese (keine Quelle im Gesichtsfeld) einer Normalverteilung mit Schwerpunkt bei $S = 0$ und einer Breite von $\sigma = 1$ folgt.

Abbildung 4.7 zeigt die mit dem *Template*-Modell erhaltenen Himmelskarten mit unkorrelierten *Bins* für den zuvor erwähnten Datensatz des Krebs-Nebels. Bei der Modellierung der Kamera-Akzeptanz wurde eine kreisförmige Region mit dem Radius $r = 0.5^\circ$ um die Position des Krebs-Nebels ausgeblendet, vergleiche Abschnitt 4.4. Im oberen Teil der Abbildung 4.7 ist die zweidimensionale Signifikanzkarte in einem Himmels-Bereich von $3^\circ \times 3^\circ$ zu sehen. Die Verteilung der Signifikanzen unter Ausschluss einer kreisförmigen Region mit dem Radius von 0.3° um die Position des Krebs-Nebels (eingelagerte Abbildung) wurde durch eine Gauß-Funktion angepasst. Die so bestimmte Schwerpunktsposition von $S_0 = -0.04 \pm 0.02$, sowie die Breite von $\sigma = 1.00 \pm 0.01$ stehen in guter Übereinstimmung mit der Erwartung eines ansonsten quellfreien Himmelsbereichs.

Zur Untersuchung der Himmelsposition, der Ausdehnung und der möglichen Morphologie einer nachgewiesenen TeV- γ -Quelle wird eine als Hypothese gewählte, das intrinsische Emissionsprofil beschreibende Funktion mit der Abbildungsfunktion gefaltet und an die Himmelskarte der Überschuss-Ereignisse angepasst. In Abbildung 4.7 (unten) wurde analog zur eindimensionalen Winkelverteilung eine das intrinsische Emissionsprofil beschreibende Gauß-Funktion mit der Abbildungsfunktion gefaltet und an die Himmelskarte der unkorrelierten Ereignisüberschüsse angepasst. Die so bestimmte Schwerpunkts-Position des Überschusses ($\alpha_{\text{TeV}}, \delta_{\text{TeV}}$) ist unter Berücksichtigung der Ausrichtungsgenauigkeit der H.E.S.S.-Teleskope von $20''$ in Rektaszension und Deklination mit der nominellen Position des Krebs-Nebels ($\alpha_{\text{nom}}, \delta_{\text{nom}}$) kompatibel:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{TeV}} &= 5^{\text{h}}34^{\text{m}}30.8^{\text{s}} \pm 0.4^{\text{s}} & \delta_{\text{TeV}} &= 22^\circ 0' 59.6'' \pm 5.8'' \quad (\text{J2000.0}) \\ \alpha_{\text{nom}} &= 5^{\text{h}}34^{\text{m}}31.97^{\text{s}} & \delta_{\text{nom}} &= 22^\circ 0' 52.1'' \quad (\text{J2000.0}) \end{aligned}$$

4.6.3 Energiespektren

Die Bestimmung eines differentiellen Energiespektrums spielt insbesondere bei der theoretischen Modellierung der TeV- γ -Produktionsmechanismen einer gemessenen Quelle eine Rolle. Die Rekonstruktion der Primärteilchen-Energie eines Ereignisses wird in Abschnitt 4.2 beschrieben. Zur tatsächlichen Bestimmung des differentiellen Energiespektrums, also dem Photonenfluss pro Energieintervall, muss jedoch die energieabhängige Nachweiseffizienz des H.E.S.S.-Detektors beachtet werden. Dies geschieht durch die so genannten effektiven Nachweisflächen $A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R, N_{\text{sys}})$, die ein Maß für die von der Energie E sowie verschiedenen Beobachtungsparametern (siehe unten) abhängige Nachweiseffizienz für photonische Schauer ist. Die effektiven Nachweisflächen werden mittels MonteCarlo-Simulationen bestimmt und werden in Kapitel 5.3 näher behandelt. Die Definition von A_{eff} findet sich in Gleichung (5.2) und der generelle Verlauf in Abhängigkeit der Energie E , des Zenitwinkels z und dem radialen Abstand zwischen Quellposition und Kamerazentrum

ΔR (vergleiche Abbildung 4.5) ist in Abbildung 5.5 dargestellt. N_{sys} ist die Anzahl der im SystemtrIGGER befindlichen Teleskope.

Der einfachste Ansatz zur Erstellung eines Energiespektrums ist die Ansammlung eines Ereigniszahlspektrums $N_i \equiv N(E_i) = N(E_{i,\text{min}}; E_{i,\text{max}})$ für verschiedene Energie-Intervalle $i = 1 \dots n_E$ für die Signalregion $N_{\text{on},i}$ und für eine entsprechende Untergrundregion $N_{\text{off},i}$. Diese Ereigniszahlspektren werden dann mittels der effektiven Nachweisflächen $\tilde{A}_{\text{eff},i} \equiv A_{\text{eff}}(E_i, \langle z \rangle, \langle \Delta R \rangle, \langle N_{\text{sys}} \rangle)$, der Totzeit-korrigierten Beobachtungszeit T_i^{live} und der jeweiligen Intervallbreite $\Delta E_i = E_{i,\text{max}} - E_{i,\text{min}}$ in das differentielle Energiespektrum dN/dE umgerechnet:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE_i} &= \frac{1}{T_i^{\text{live}} \cdot \Delta E_i} \cdot \frac{N_{\text{on},i} - \alpha_i N_{\text{off},i}}{\tilde{A}_{\text{eff},i}} \\ \sigma_{\frac{dN}{dE_i}}^2 &= \frac{1}{\tilde{A}_{\text{eff},i}^2} \left[\frac{(\sigma_{N_{\text{on},i}}^2 + \alpha_i^2 \sigma_{N_{\text{off},i}}^2)}{(T_i^{\text{live}} \cdot \Delta E_i)^2} + \left(\frac{dN}{dE_i} \sigma_{\tilde{A}_{\text{eff},i}} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (4.8)$$

Der Nachteil dieser Methode ist, dass nur mit den effektiven Flächen \tilde{A}_{eff} der Mittelwerte $\langle z \rangle$, $\langle \Delta R \rangle$ und $\langle N_{\text{sys}} \rangle$ des Datensatzes gerechnet wird. Dies kann bei diesbezüglich sehr inhomogenen Datensätzen zu Ungenauigkeiten des Energiespektrums führen. Eine alternative Methode verwendet daher die für jedes Ereignis k bestimmte effektive Nachweisfläche $A_{\text{eff},k} \equiv A_{\text{eff}}(E_k, z_k, \Delta R_k, N_{\text{sys},k})$. Das Spektrum ergibt sich somit [Aharonian et al. 2004a, Lohse et al. 2004]:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE_i} &= \frac{1}{T_i^{\text{live}} \cdot \Delta E_i} \left(\sum_{k=1}^{N_{\text{on},i}} \frac{1}{A_{\text{eff},k}} - \alpha_i \sum_{k=1}^{N_{\text{off},i}} \frac{1}{A_{\text{eff},k}} \right) \\ \sigma_{\frac{dN}{dE_i}}^2 &= \frac{1}{(T_i^{\text{live}} \cdot \Delta E_i)^2} \left[\sum_{k=1}^{N_{\text{on},i}} \left(\frac{1}{A_{\text{eff},k}^2} + \left(\frac{\sigma_{A_{\text{eff},k}}}{A_{\text{eff},k}} \right)^2 \right) + \alpha_i^2 \sum_{k=1}^{N_{\text{off},i}} \left(\frac{1}{A_{\text{eff},k}^2} + \left(\frac{\sigma_{A_{\text{eff},k}}}{A_{\text{eff},k}} \right)^2 \right) \right] \end{aligned} \quad (4.9)$$

Das Untergrundspektrum beider Methoden kann hierbei entweder aus den gespiegelten Untergrundregionen oder mittels des Ring-Untergrundes gewonnen werden, vergleiche Abbildung 4.5. Der *Template*-Untergrund stellt wegen des zu den photonischen Ereignissen disjunkten *mscw*-Bereiches keine energetisch äquivalente Region dar und scheidet somit für die Erstellung eines Energiespektrums aus. Beim Ring-Untergrund (4.5) wird die zur Quellregion A nicht äquivalente Untergrundregion RU durch einen aus der Kamera-Akzeptanz abgeleiteten Faktor korrigiert, der strenggenommen ebenfalls energieabhängig sein kann, was ebenfalls zu leichten systematischen Effekten führen kann. Aus diesem Grunde werden generell die gespiegelten Untergrundregionen zur Erstellung eines differentiiellen Energiespektrums verwendet, sofern dies die Lage der zu untersuchenden Himmelsposition relativ zum Kamerazentrum erlaubt.

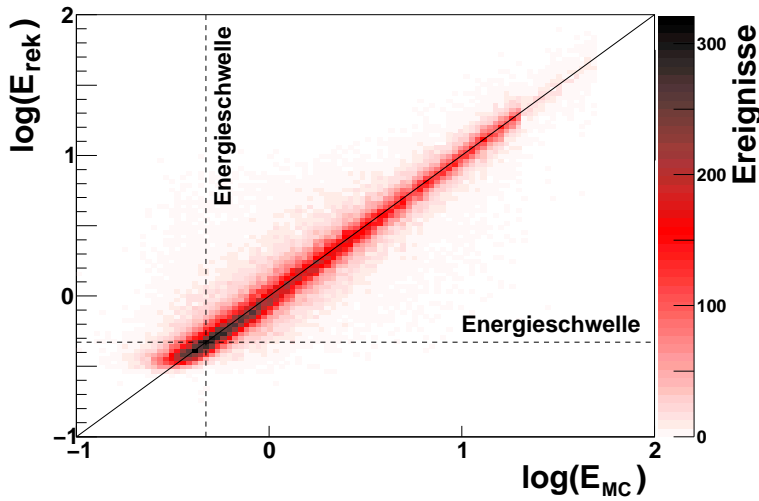


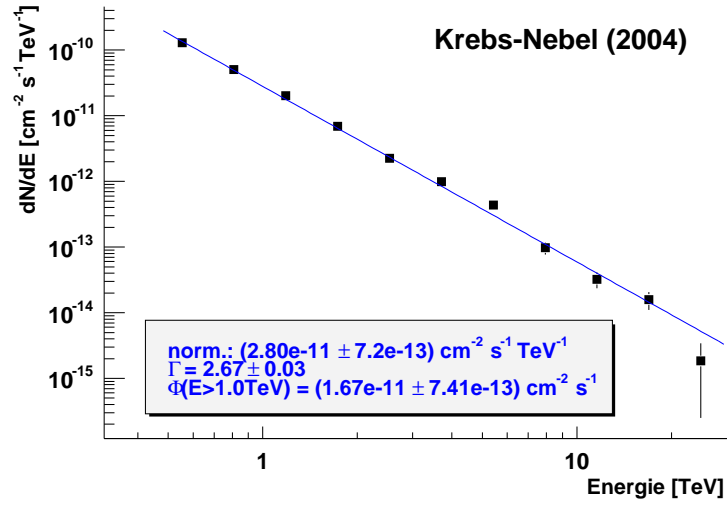
Abbildung 4.8: Logarithmische Darstellung der rekonstruierten Energie E_{rek} gegen die wahre, simulierte Energie E_{MC} eines MonteCarlo-Luftschauer-Datensatzes bei einem Zenitwinkel von $z = 45^\circ$. Die Energieschwelle (vergleiche Kapitel 5.4) ist ebenfalls angedeutet. Zu erkennen ist die systematische Überschätzung der rekonstruierten Energie unter der Energieschwelle.

Im Bereich der in Abschnitt 5.4 definierten Energieschwelle kommt es desweiteren aufgrund asymmetrischen Übersprechens zwischen den Energie-Intervallen zu systematischen Überschätzungen der rekonstruierten Energie, die sich auch in der effektiven Nachweisfläche widerspiegelt, siehe hierzu Abbildung 4.8. Diese Effekte hängen zudem von der Form des gemessenen Energiespektrums ab. Energien unterhalb der Schwelle werden daher nicht für die Erstellung eines differentiellen Energiespektrums verwendet. Die Energieschwelle ist mit dem Zenitwinkel der Beobachtung korreliert (vergleiche Abschnitt 5.4), der wiederum innerhalb eines Datensatzes über einen größeren Bereich variieren kann. Daher wird die Energieschwelle für jeden Beobachtungs-*Run* eines Datensatzes separat bestimmt und jeweils nur diejenigen Energieintervalle zur Ansammlung des differentiellen Spektrums zugelassen, die vollständig über der Schwelle liegen. Dies führt zu unterschiedlichen Belichtungszeiten der einzelnen Energie-Intervalle im unteren Energiebereich und wird bei der Berechnung des Photonenflusses durch die effektiven, Totzeit-korrigierten Beobachtungszeiten T_i^{live} der entsprechenden Energie-Intervalle i berücksichtigt.

Um die systematischen Effekte der Energierekonstruktion im Bereich der Schwelle, die von der Form des Spektrums abhängen, besser zu berücksichtigen, können die effektiven Nachweisflächen anstelle der aus den MonteCarlo-Simulationen bekannten Schauerenergien alternativ aus den entsprechenden rekonstruierten Energien erstellt werden. Die Rekonstruktion unterliegt hierbei den gleichen Verfälschungen, sofern das simulierte Spektrum durch geeignete Ereigniswichtung in die gleiche Form wie das gemessene Spektrum gebracht wird. Dies geschieht in der Regel durch einen iterativen Prozess. Die Unterschiede der mittels der beiden Methoden der Erstellung der effektiven Nachweisflächen erhaltenen Spektren liegen in der Regel im Bereich von wenigen Prozent.

Das aus dem in diesem Abschnitt schon häufiger verwendeten 6.3-stündigen Datensatz des Krebs-Nebels erhaltene differentielle Energiespektrum ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die mittlere Energieschwelle der Beobachtung liegt bei $E_{\text{schw}} = 470 \text{ GeV}$. Der Untergrund wur-

Abbildung 4.9: Differentielles Energiespektrum des Krebs-Nebels aus den im November 2004 gemessenen Daten mit der Anpassung der ebenfalls dargestellten Potenz-Funktion $dN/dE \propto (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$ (Linie).



de aus 5 gespiegelten Regionen und einem Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.03 \text{ deg}^2$ ermittelt. Aus der Anpassung einer Potenz-Funktion $dN/dE = \Phi_0 \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$ wird die Flussnormierung $\Phi_0 = \Phi(E = 1 \text{ TeV})$ und der Photon-Index Γ erhalten. Desweiteren lässt sich hieraus durch Integration der integrale Fluss $\Phi(E \geq E_{\text{gr}})$ über einer Grenzeenergie $E_{\text{gr}} \geq E_{\text{schw}}$ berechnen. Eine alternative Bestimmung des integralen Flusses ist die Verwendung der Methode der reziproken Nachweisflächen gemäß Gleichung (4.9), wobei nur ein Energie-Intervall $[E_{\text{gr}}; \infty]$ verwendet wird. Die Normierung auf die Intervallbreite ΔE entfällt in diesem Fall, da es sich um einen integralen Fluss handelt, der im Folgenden mit $\Phi_{\text{rez}}(E \geq E_{\text{gr}})$ bezeichnet wird. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Unabhängigkeit von der Güte der Anpassung einer Funktion an das differentielle Energiespektrum. Auf der anderen Seite werden jedoch nur Ereignisse über der festgesetzten Grenzeenergie E_{gr} berücksichtigt und somit nicht die gesamte Ereignisstatistik genutzt. Die Ergebnisse der Anpassung eines Potenzgesetzes an das in Abbildung 4.9 gezeigte Spektrum, sowie die abgeleiteten Werte des integralen Photonенflusses über der Grenzeenergie von $E_{\text{gr}} = 1 \text{ TeV}$ sind:

$$\begin{aligned}\Phi_0 &= (2.80 \pm 0.07) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \\ \Gamma &= (2.67 \pm 0.03) \\ \Phi(E \geq 1 \text{ TeV}) &= (1.67 \pm 0.07) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \Phi_{\text{rez}}(E \geq 1 \text{ TeV}) &= (1.81 \pm 0.06) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

Diese Werte stehen in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Messungen des Krebs-Nebels anderer Experimente, wie beispielsweise durch HEGRA [Aharonian et al. 2004a]. Die systematischen Fehler, die in der Ungenauigkeit der absoluten Energiekalibration des Detektors, sowie Schwankungen der atmosphärischen Bedingungen begründet sind, werden in [Aharonian et al. 2006b] zu $\Delta\Gamma = 0.1$ und $\Delta\Phi_0/\Phi_0 \approx 20\%$ abgeschätzt.

4.6.4 Lichtkurven

Neben der Bestimmung der spektralen Parameter ist die Untersuchung einer möglichen Variabilität des integralen Photonenflusses von Interesse. Hierzu wird der Datensatz in Segmente mit definierter Dauer – in eine so genannte Lichtkurve – unterteilt. Die Dauer der Segmente wird durch die physikalische Zielsetzung der Untersuchung bestimmt, ist jedoch durch die Ereignis-Statistik bei zu kurzen Zeitabschnitten begrenzt. Da bei der Unterteilung in kleine Datensegmente die für die zuverlässige Bestimmung eines differentiellen Energiespektrums notwendige Ereignisstatistik nicht mehr gegeben ist, wird der Fluss für die einzelnen Zeitintervalle in der Regel nicht aus den spektralen Parametern bestimmt. Es bieten sich zwei Methoden (*LK#1* und *LK#2*) zur Erstellung einer Lichtkurve an:

- **LK#1:** Der integrale Fluss wird bestimmt durch die in Gleichung (4.9) beschriebene Methode der Summation der reziproken effektiven Nachweisflächen für Ereignisse mit rekonstruierten Energien oberhalb der zu untersuchenden Grenzenergie E_{gr} . Die Grenzenergie muss bei dieser Methode so hoch gewählt werden, dass sie über der zenitwinkelabhängigen Energieschwelle aller untersuchten Zeitintervalle liegt. Dies führt zu einer Verkleinerung der Ereignisstatistik und somit zu geringeren Signifikanzen der einzelnen Flusspunkte. Der Vorteil dieser Methode liegt jedoch in ihrer Unabhängigkeit gegenüber der möglicherweise zeitlich variablen Form des differentiellen Energiespektrums.
- **LK#2:** In dieser Methode wird die jeweils vollständige Ereignisstatistik eines untersuchten Zeitintervalls verwendet. Man geht hierbei von der Annahme einer über den untersuchten Zeitraum konstanten Form des differentiellen Energiespektrums aus, die aus dem kombinierten Datensatz bestimmt wird. Für die einzelnen Zeitintervalle wird anschließend mittels der effektiven Nachweisflächen nur die Flussnormierung Φ_0 bestimmt, woraus sich der integrale Fluss über der zu untersuchende Grenzenergie berechnen lässt⁸.

Die Lichtkurve des Krebs-Nebel-Datensatzes aus dem November 2004 wurde mit den Methoden *LK#1* und *LK#2* für 28-minütige Zeitintervalle erstellt, was der Dauer eines Beobachtungs-Runs entspricht, siehe Abbildung 4.10. Die statistischen Signifikanzen der Ereignisüberschüsse in den einzelnen Zeitintervallen liegen wegen der starken TeV- γ -Emission des Krebs-Nebels bei jeweils etwa 20σ . An die Lichtkurven wurde jeweils eine konstante Funktion angepasst. Die hieraus erhaltenen Flüsse sind mit den entsprechenden Ergebnissen der Analyse des differentiellen Energiespektrums kompatibel. Die Qualität der Anpassungen spricht mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 12.9/12$ für Methode *LK#1*, sowie $\chi^2/\text{d.o.f.} = 18.7/12$ für Methode *LK#2* für einen konstanten Fluss⁹ des Krebs-Nebels im TeV-Energiebereich.

⁸Die zwischen den verschiedenen Zeitintervallen variierende Energieschwelle wird automatisch durch die Verwendung der vom entsprechenden Zenitwinkel abhängenden effektiven Nachweisflächen berücksichtigt.

⁹Verbleibende, geringe Instabilitäten der Wetterbedingungen in den Daten, die die in Abschnitt 4.7 beschriebene Qualitäts-Selektion überstehen, sind nicht zu vermeiden. Diese führen zu leichten Korrelationen

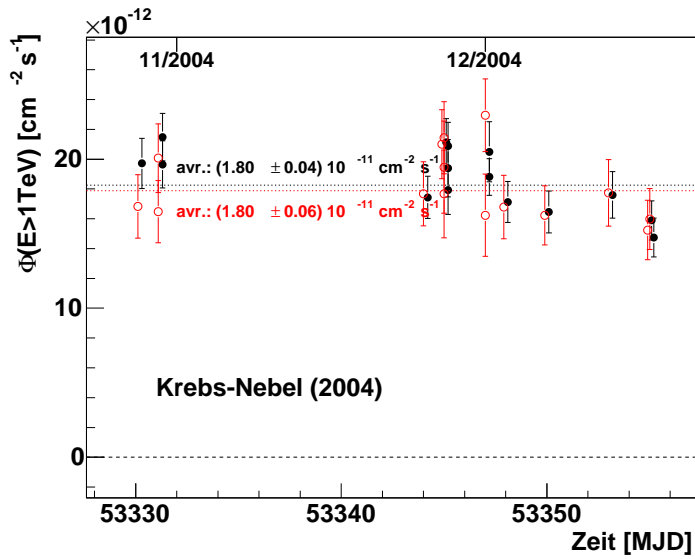


Abbildung 4.10: Integraler Photonenfluss $\Phi(E > 1 \text{ TeV})$ für einzelne Beobachtungs-Runs des Krebs-Nebel-Datensatzes aus dem November 2004. Die Flusspunkte wurden mit Methode *LK#1* (offene Kreise), sowie mit Methode *LK#2* (gefüllte Kreise) errechnet. Zur besseren Unterscheidbarkeit sind beide Lichtkurven auf der Zeitachse leicht gegeneinander verschoben dargestellt. Beide Ergebnisse spiegeln die Konstanz der TeV- γ -Emission wieder und sind kompatibel mit den Resultaten der Spektral-Analyse, vergleiche Abbildung 4.9.

4.6.5 Variabilitäts-Tests

Eine Vielzahl bislang nachgewiesener TeV- γ -Quellen weist zum Teil deutliche Variationen des gemessenen Photonenflusses auf. Für starke, zeitlich konzentrierte Strahlungsausbrüche existieren statistische Tests, die eine mitunter höhere Nachweis-Sensitivität aufweisen, als die mit Gleichung (4.7) bestimmte Signifikanz S_{dc} des im gesamten Datensatz akkumulierten Ereignis-Überschusses. Unabhängig hiervon können Aussagen über die Variabilität einer etablierten TeV- γ -Quelle getroffen werden.

In dieser Arbeit kommen der Kolmogorov- und der Prahl-Test [Prahl 1999] zu Anwendung. Beide Tests werden auf so genannte binäre Zwischen-Ereignis-Zeitserien ζ_i angewandt, die sich aus der chronologischen Abfolge von Ereignissen ergeben, die aus der Signalregion ($\zeta = 1$, *On*), oder einer geeignet gewählten Untergrundregion ($\zeta = 0$, *Off*, vergleiche Abschnitt 4.5) gemessen wurden. Beide Tests reagieren auf die Änderung der Rate aus der Signalregion relativ zur Untergrundrate. Während bei der Suche nach variabler TeV- γ -Emission in Lichtkurven die Länge der Zeitintervalle festgelegt werden muss, handelt es sich sowohl beim Kolmogorov- als auch beim Prahl-Test um ungebinnte Verfahren. Daher besteht nicht die Gefahr, sehr kurzzeitige Strahlungsausbrüche durch die *a-priori* festzulegende Länge der Zeitintervalle einer Lichtkurve auszuglätten. Insbesondere bei sehr kurzzeitigen Ausbrüchen reagieren die Tests sensitiv und stellen daher ein zusätzliches Werkzeug zur Suche nach TeV- γ -Quellen im Gesichtsfeld einer Beobachtung dar. Nähere Untersuchungen zum

zwischen TeV- γ -Fluss und Atmosphären-Eigenschaften, die u.a. in die Abschätzung des systematischen Fehlers des integralen Photonenflusses eingehen [Aharonian et al. 2006b]. Eine Korrektur des TeV- γ -Flusses mit der konstant erwarteten Rate des hadronischen Untergrundes bietet eine Möglichkeit, diese Effekte zu minimieren, erfordert aber ein genaues Verständnis der entsprechenden Ratenabhängigkeiten von den Atmosphärenbedingungen, vergleiche hierzu Abbildung A.5

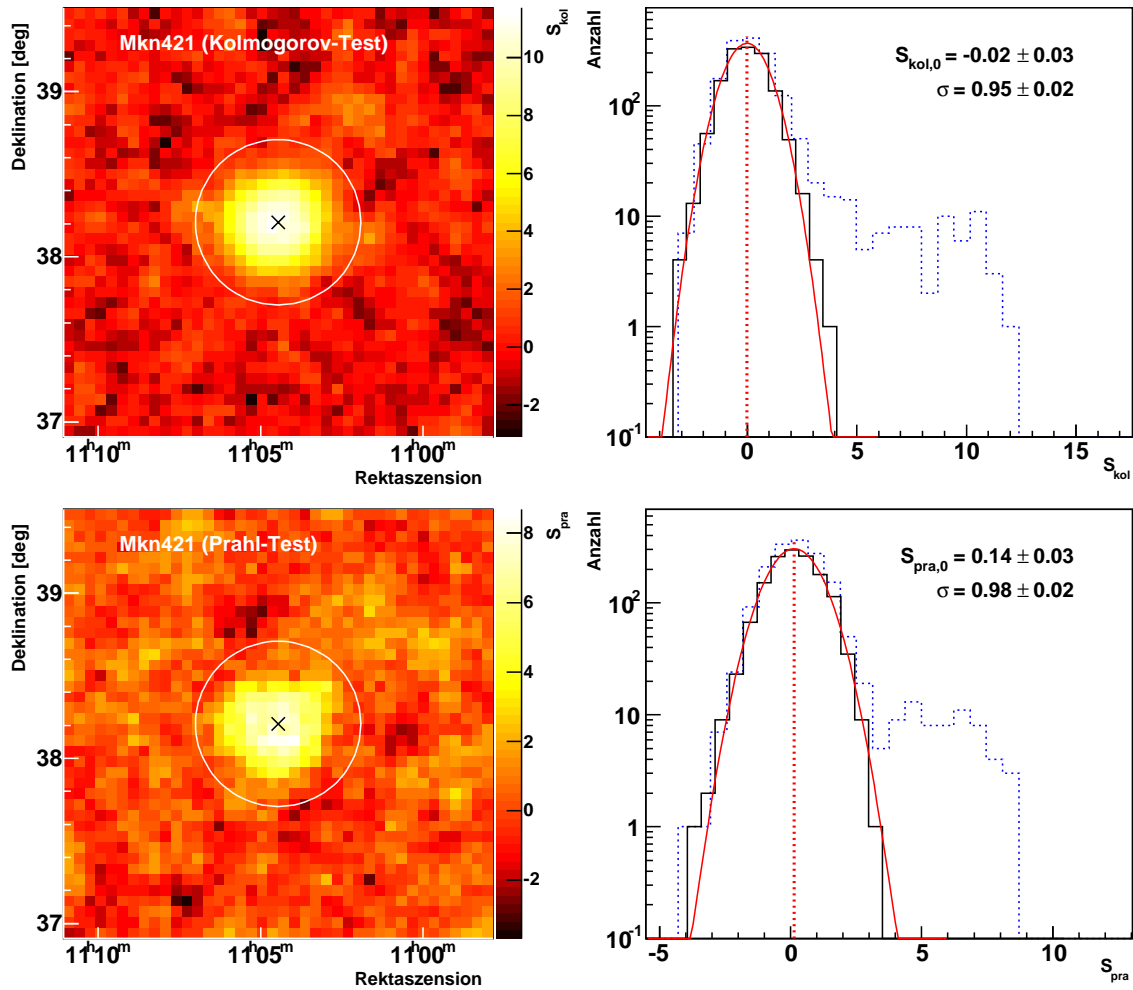


Abbildung 4.11: Die Resultate des Kolmogorov- (oben) und des Prah-Tests (unten), angewandt auf einen Datensatz des *Blazars* Mkn 421 während eines variablen Strahlungsausbruchs im April 2004. Die Zeitserie des Untergrundes wurde jeweils aus einer Ringregion mit den Radien $r_i = 0.65^\circ$ und $r_a = 0.9^\circ$ bestimmt. **Links:** Signifikanzkarte mit korrelierten *Bins*, zentriert um die Position von Mkn 421 (Kreuz). **Rechts:** Verteilung der Signifikanzen aus der gesamten Himmelsregion (gepunktete Linie), sowie unter Ausschluss der in der Signifikanzkarte angezeigten, kreisförmigen Region um Mkn 421 (durchgezogene Linie) mit der Anpassung einer Gauß-Funktion.

Ansprechverhalten sind im Anhang A.4 dargestellt. Im Folgenden sind die hieraus abgeleiteten Aussagen zusammengefasst.

- **Keine TeV- γ -Emission (Null-Hypothese 1):** Der Kolmogorov-Test erfüllt ab $N_{\text{on}} \geq 1000$ Ereignissen aus der Signalregion die Erwartungen der Null-Hypothese (Verteilungen der Signifikanzen mit einer Breite von $\sigma = 1$ um den Schwerpunkt der Signifikanz $S_{\text{kol}} = 0$). Für kleinere Ereigniszahlen wird die Signifikanz mit bis zu $S_{\text{kol}} \approx$

–0.2 geringfügig unterschätzt. Der Prahl-Test ist schon ab $N_{\text{on}} \simeq 100$ Ereignissen anwendbar, weist aber für Normierungen der Untergrundregion von $\alpha \geq 0.1$ eine leicht schmalere Verteilung ($\sigma < 1$) der Signifikanzen S_{pra} auf.

- **Konstante TeV- γ -Emission (Null-Hypothese 2):** Beide Tests sprechen nicht auf konstant emittierende TeV- γ -Quellen an. Beobachtungen einer starken Quelle über einen größeren Zenitwinkelbereich können jedoch wegen der unterschiedlichen Akzeptanzen der photonischen sowie der Untergrundrate eine Variabilität vortäuschen. Diese Effekte hängen von der Quellstärke und der Zenitwinkelverteilung der Beobachtung ab und sind durch Simulationen abschätzbar, jedoch nicht unmittelbar korrigierbar. Es zeigt sich, dass der Kolmogorov-Test in Extremfällen diesbezüglich mit $S_{\text{kol}}/S_{\text{dc}} \leq 5\%$ sensitiver als der Prahl-Test mit $S_{\text{pra}}/S_{\text{dc}} \leq 0.3\%$ von der Zenitwinkelverteilung abhängt. Auch verschiedene Abstände einer Quelle vom Kamerazentrum ΔR innerhalb des Datensatzes können insbesondere bei Verwendung des *Template*-Untergrundes ähnliche Auswirkungen haben.
- **Variable TeV- γ -Emission:** Die Sensitivitäten der Variabilitäts-Tests können für Strahlungsausbrüche mit relativen Zeitdauern (*duty cycle* d , siehe Anhang A.4) von $d \leq 0.1$ diejenige der Signalsuche mittels des über den gesamten Datensatz akkumulierten Ereignis-Überschusses übersteigen. Die maximal mögliche Verbesserung liegt bei $S_{\text{var}}/S_{\text{dc}} = 1.5$ [Prah 1999]. Der Prahl-Test erreicht erst bei $d \leq 0.01$ die Sensitivität des Kolmogorov-Tests.

Wegen der unterschiedlichen Abhängigkeiten der Untergrundraten vom Zenitwinkel (vergleiche Abbildung A.5) ist im Falle einer weit gestreuten Zenitwinkel-Verteilung und/oder variierenden Quellabständen ΔR vom Kamerazentrum ein Verzicht des *Template*-Modells zugunsten des Ring-Untergrundes empfehlenswert. Bei der Dimensionierung des Ringes ist darauf zu achten, dass die Radien r_i und r_a groß genug gewählt werden, da schon eine geringe Kontamination des Untergrundes durch die zeitlich variabel emittierten TeV- γ -Photonen zu Einbußen bei der Sensitivität der Variabilitäts-Tests führen kann.

Abbildung 4.11 zeigt die unter Verwendung des Ring-Untergrundes erhaltenen Signifikanz-Karten des Kolmogorov- und des Prahl-Tests, angewandt auf einen 13.8-stündigen Datensatz des *Blazars* Mkn 421, der im April 2004 eine stark variable TeV- γ -Emission aufzeigte. Die Tests sprechen mit $S_{\text{kol}} = 11.4\sigma$ und $S_{\text{pra}} = 7.5\sigma$ an der Himmelsposition von Mkn 421 an, wobei die Verteilung der Signifikanzen der umliegenden Region den Erwartungen der Null-Hypothesen 1 und 2 entspricht. Simulationen gemäß der Darstellungen im Anhang A.4.2 zeigen, dass für den kleinen Zenitwinkelbereich der Beobachtungen von $61^\circ - 64^\circ$ kein Ansprechen der Variabilitäts-Tests im Falle konstanter Emission erwartet wird. Der Quellabstand war mit $\Delta R = 0.5^\circ$ über den gesamten Datensatz konstant. Die Signifikanz der in diesem Datensatz insgesamt gemessenen 6296 Überschuss-Ereignisse beträgt $S_{\text{dc}} = 116\sigma$. Eine entsprechende Untersuchung eines 2.7-stündigen Datensatzes des konstant emittierenden Krebs-Nebels, aufgezeichnet im Zenitwinkelbereich zwischen 58° und 64° , liefert die Signifikanzen von $S_{\text{kol}} = 2.1\sigma$ und $S_{\text{pra}} = 1.4\sigma$, was mit konstanter

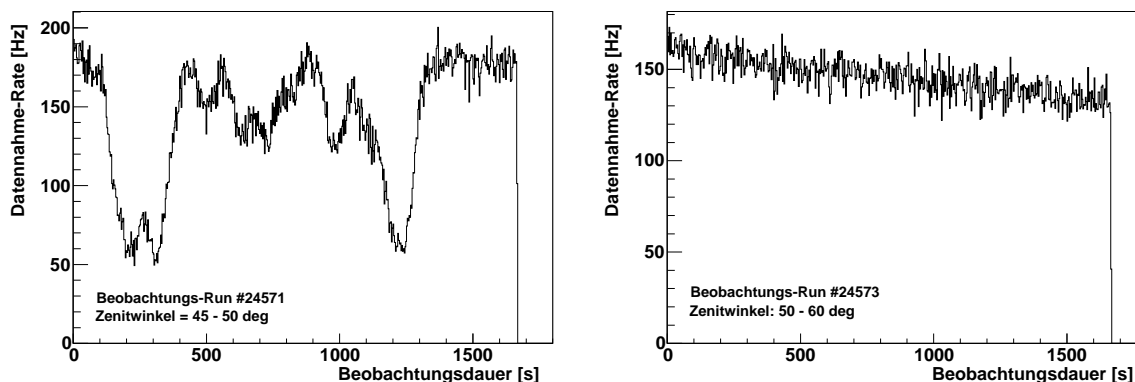


Abbildung 4.12: Dargestellt ist die Rate des zentralen Triggers (vergleiche Kapitel 3.3.4) über der Dauer eines Beobachtungs-Runs. **Links:** Der Beobachtungs-Run #24571 weist starke Variationen in der System-Triggerrate auf (Wolken) und wird daher von der Analyse ausgeschlossen. **Rechts:** Die System-Triggerrate des Beobachtungs-Runs #24573 liegt im für den Zenitwinkel-Bereich der Beobachtung erwarteten Bereich von 150 Hz. Der leichte Abfall der Triggerrate mit der Zeit ist durch einen entsprechend ansteigenden Zenitwinkel innerhalb der Beobachtung des entsprechenden Runs zu erklären.

Emission verträglich ist. Die Zenitwinkelverteilung dieses Datensatzes lässt für den Fall einer konstanten Quelle ein Ansprechen von $S_{\text{kol}} = 0.1 \sigma$ und $S_{\text{pra}} = 0.05 \sigma$ erwarten¹⁰. Weitere Einflüsse der leicht variablen Wetterbedingungen können Effekte in ähnlicher Größenordnung haben.

4.7 Datenqualität

Beobachtungs-Runs, die bei schlechten Wetterbedingungen oder unter technischen Problemen des Detektors aufgezeichnet wurden, können die Ergebnisse der zuvor beschriebenen Datenanalyse verfälschen. Um derartige Daten von der Analyse auszuschließen, werden die einzelnen Beobachtungs-Runs einer Reihe von Qualitäts-Prüfungen unterzogen. Hierbei liegt ein Schwerpunkt auf der Stabilität und Güte des Wetters. Neben den Daten der Wetterstation stellt die Triggerrate des Teleskop-Systems eine zentrale Verteilung dar, die auf Konstanz und das für den entsprechenden Zenitwinkel erwartete Niveau hin überprüft wird. Wolken, die durch das Gesichtsfeld ziehen, können zu starken Einbrüchen in der Triggerrate führen, was eine variable Emission einer an sich konstanten TeV- γ -Quelle vortäuschen kann. Daher wird ein Beobachtungs-Run mit starken Variationen oder einer generell für den Zenitwinkelbereich der Beobachtung zu niedriger Triggerrate ausgeschlossen, siehe Abbildung 4.12

¹⁰Da die Ergebnisse der Variabilitäts-Tests nicht direkt auf diese verfälschenden Faktoren korrigiert werden können, dienen die Simulationen bei gegebener Zenitwinkel-Verteilung hauptsächlich der Abschätzung der zuverlässigen Anwendbarkeit bei einem gegebenen Datensatz.

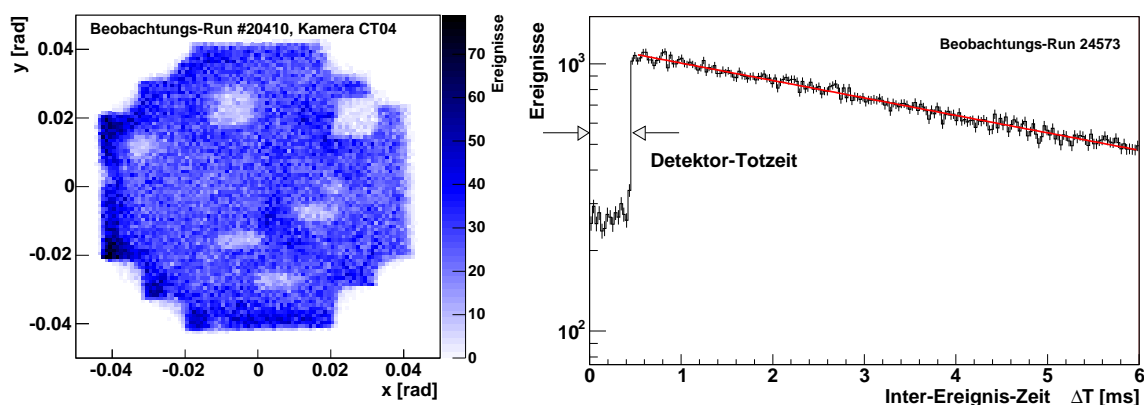


Abbildung 4.13: Links: Zweidimensionale Verteilung der Schwerpunkte *cog* (vergleiche Abbildung 4.1) der Hillas-Ellipsen im Koordinatensystem der Kamera des Teleskops CT04 (Beobachtungs-Run #20410). Die löchrigen Strukturen sind durch Fehlfunktionen einiger *Drawer* zu erklären, die zum Ausschluss dieses Teleskops führen. **Rechts:** Verteilung der Zwischen-Ereigniszeiten des Beobachtungs-Runs #24573, aus der im Falle technischer Probleme Irregularitäten des Datenstromes während der Messung erkennbar sind. Zudem wird diese Verteilung zur Bestimmung der Totzeit des Detektors verwendet.

Ein weiterer Schwerpunkt ist das fehlerfreie Funktionieren aller technischer Komponenten (insbesondere der Photomultiplier-Kamera) und die genaue Ausrichtung der Teleskope am Nachthimmel. Hierzu werden neben den ständigen Qualitätskontrollen während der Datennahme nach der Kalibration aus den Daten für jedes Teleskop diverse Verteilungen erstellt, an denen die Stabilität und Funktionsweise des Detektors überwacht werden kann. Eine Vielzahl technischer Auffälligkeiten werden schon bei der Durchführung der in Abschnitt 3.3.6 beschriebenen Datenkalibration identifiziert. Man unterscheidet hierbei Qualitätskriterien, die den gesamten Beobachtungs-Run betreffen, und solchen, die gegebenenfalls nur zum Ausschluss eines einzelnen Teleskops aus der Analyse führen. Dies ist beispielsweise bei technischen Problemen in einer der Photomultiplier-Kameras der Fall.

Die Verteilungen der aus der Bildparametrisierung erhaltenen Hillasparameter (vergleiche Kapitel 4.1) stellen eine wichtige Basis zur Untersuchung der Datenqualität einzelner Kameras dar. Als Beispiel ist in Abbildung 4.13 (links) die Verteilung der Ellipsenschwerpunkte *cog* im Koordinatensystem der Kamera gezeigt. Die erkennbaren, löchrigen Strukturen, die auf defekte *Drawer* oder auch einzelne Bildpunkte zurückzuführen sind, führen im gezeigten Fall zum Ausschluss des entsprechenden Teleskops.

Die Zwischen-Ereigniszeit ist die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen. Die Verteilung der Zwischen-Ereigniszeiten folgt im Falle der regulären Datennahme mit konstantem Datenstrom einer Exponentialverteilung mit einer Lücke bei kleinen Zeiten. Diese wird durch die Totzeit des Detektors beim Auslesen eines vorangegangenen Ereignisses hervorgerufen. Die Totzeit kann ebenfalls aus dieser Verteilung ermittelt werden, siehe Abbildung 4.13, rechts.

Kapitel 5

MonteCarlo-Studien

Die in Kapitel 4 dargestellte Ableitung physikalischer Messgrößen einer nachgewiesenen TeV- γ -Quelle erfordert ein genaues Verständnis der Luftschaer-Entwicklung sowie des H·E·S·S.-Detektors und dessen Kenngrößen in Abhängigkeit verschiedener Eingangsparameter, die die Beobachtung charakterisieren. Wichtige Kenngrößen sind die Energie- und Richtungsauflösung, sowie die Nachweiseffizienz für γ -Luftschaer. Die Nachweiseffizienz lässt sich beschreiben durch die so genannten effektiven Nachweisflächen A_{eff} , die bei der Erstellung eines differentiellen Energiespektrums eine wichtige Rolle spielen. Die Richtungsauflösung kann charakterisiert werden durch die Breite der Abbildungsfunktion, welche zur genauen Bestimmung der Himmelsposition, sowie einer möglichen intrinsischen Quellausdehnung benötigt wird.

Die Kenngrößen hängen von verschiedenen Eingangsparametern ab, wie beispielsweise dem Zenitwinkel der Beobachtung. Zusätzlich spielen die zur Ereignis-Rekonstruktion angewandten Analyse-Algorithmen und Schnitte eine maßgeblich Rolle. Für das Studium der Kenngrößen bieten sich Luftschaer-Datensätze an, die mittels MonteCarlo-Simulationen für verschiedene Beobachtungsparameter erstellt werden können. Hieran lassen sich durch Vergleich von rekonstruierten Observablen mit den entsprechenden wahren/simulierten Werten die Kenngrößen des Detektors ableiten.

In den folgenden Unterkapiteln wird zunächst auf den verwendeten MonteCarlo-Datensatz und dessen Abhängigkeit von den verschiedenen Eingangsparametern eingegangen (Abschnitt 5.1), gefolgt von der Diskussion der Kenngrößen der Abbildungsfunktion in Abschnitt 5.2, der effektiven Nachweisflächen (Abschnitt 5.3) und der Energieschwelle (Abschnitt 5.4). In Abschnitt 5.5 werden verschiedene, erweiterte Analyse-Schnitte anhand der Kenngrößen untersucht.

5.1 Der MonteCarlo-Datensatz

Die Simulation der gesamten Analyse-Kette lässt sich sinnvollerweise in drei voneinander unabhängige Teile separieren, wie in Abbildung 5.1 schematisch veranschaulicht ist. An

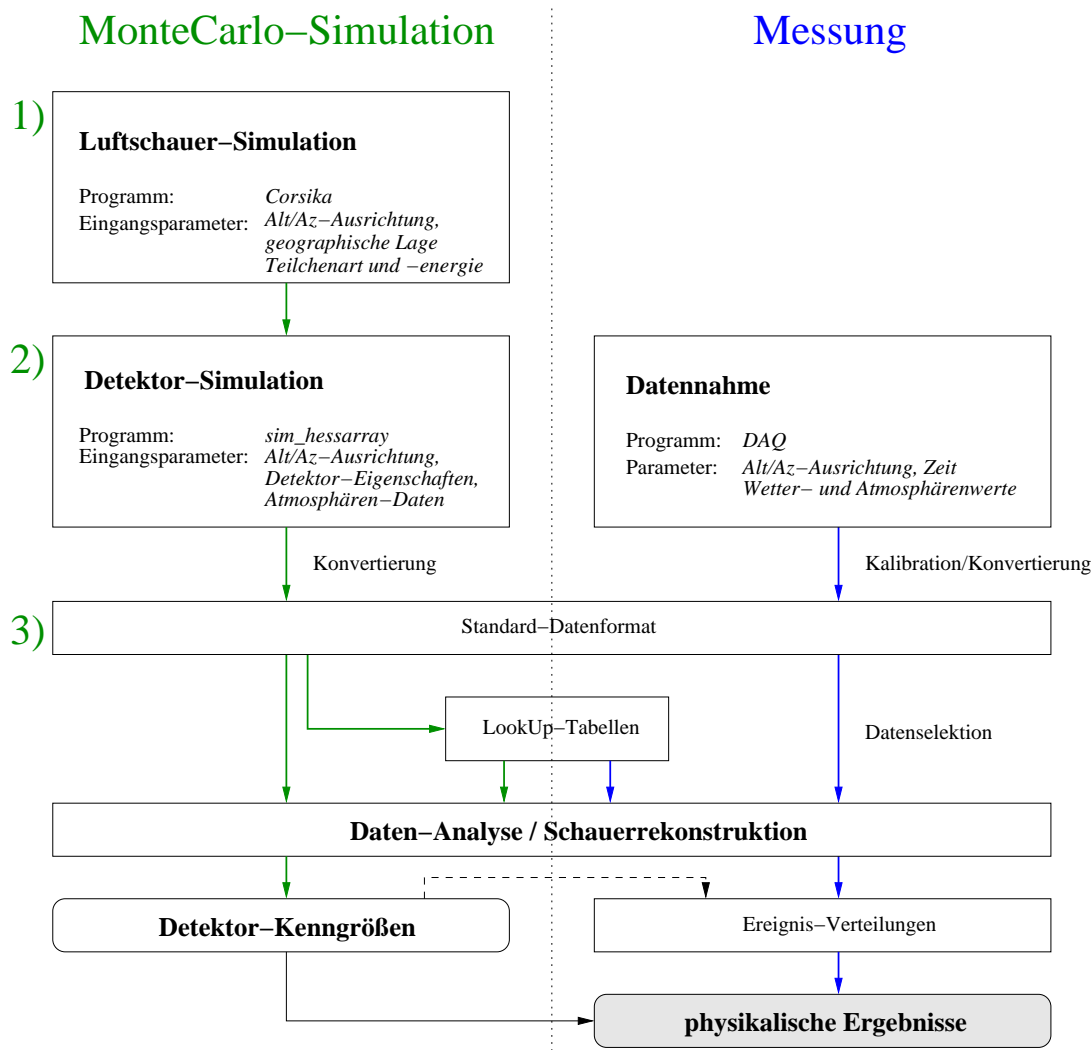


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Analyse-Kette für MonteCarlo-Daten (links) und reale Messungen (rechts), sowie die entsprechenden Schnittstellen. Die Nummerierung der MonteCarlo-Kette entspricht der sinnvollen Unterteilung der voneinander unabhängigen Simulations-Schritte in Luftschauersimulation (1), Detektorsimulation (2) und Anwendung der Analyse-Kette (3), die auch auf die tatsächlich gemessenen Daten angewandt wird.

erster Stelle steht die Bestimmung der zeitlichen und räumlichen Verteilung der von einem Luftschauer emittierten Cherenkov-Photonen in der Beobachtungsebene, in der sich die H·E·S·S.-Teleskope befinden. An zweiter Stelle steht die Simulation aller Bestandteile des Detektors, gefolgt von der Konvertierung in das Standard-Datenformat, in dem auch die kalibrierten Messdaten vorliegen. Mit diesen Daten ist es dann möglich, die zur Schauer-Rekonstruktion erforderlichen *Lookup*-Tabellen diverser Bildparameter zu erstellen, sowie aus der Anwendung der Analyse-Algorithmen und Ereignis-Schnitte die charakteristischen Kenngrößen des Detektors und deren Abhängigkeiten von den Beobachtungsparametern abzuleiten.

5.1.1 Luftschauder-Simulation

Die Entwicklung eines Luftschauers hängt im Wesentlichen von der Art und der Energie des den Luftschauder auslösenden Primärteilchens, sowie dem Dichteprofil und der chemischen Zusammensetzung der durchdrungenen Atmosphäre ab. Auch der Winkel der Schauerachse zum Erdmagnetfeld spielt eine Rolle: Die Magnetfeldlinien verlassen am Standort des H·E·S·S.-Experiments die Erdoberfläche nach Norden gerichtet unter einem Winkel von $\sim 20^\circ$. In Schauern, die aus einer südlichen Richtung kommen, werden die geladenen, Cherenkov-Licht emittierenden Teilchen somit stärker abgelenkt, als Teilchen aus einer nördlichen Richtung, was zu einer leichten Verbreiterung der Schauerbilder aus südlicher Richtung führt. Dieser Effekt hat einen Einfluss auf die Energieschwelle, die effektiven Nachweisflächen und die Bildparameter [Bernlöhr 2005] und kann bei Nichtbeachtung zu einer systematischen Abweichung bei der Fluss-Berechnung einer TeV- γ -Quelle von bis zu 10% führen.

Die Art des Primärteilchens bestimmt die erste Wechselwirkung (hadronisch oder elektromagnetisch), die für die weitere Schauerentwicklung entscheidend ist. Das Sichtlinien-Integral entlang der Schauerachse lässt sich bei gegebenem Atmosphären-Profil durch den Zenitwinkel der Beobachtung parametrisieren. Die Abhängigkeit vom Erdmagnetfeld wird entsprechend durch die Azimut-Ausrichtung der Teleskope beschrieben. Hierdurch ist ein sinnvoller Satz von Parametern (Energie, Teilchenart sowie Zenit- und Azimut-Winkel der Teleskope in der Beobachtungsebene) zur Erstellung einer umfassenden Luftschauder-Datenbank gegeben.

Die in den folgenden Unterkapiteln beschriebenen Untersuchungen wurden mit Hilfe der in der Hamburger Gruppe erstellten Luftschauder-Datenbank durchgeführt [Raue 2003]. Die Schauersimulationen wurden hierbei unter Verwendung des von der KASKADE-Kollaboration entwickelten Luftschauder-Simulationsprogramms *CORSIKA* [Heck et al. 1998] durchgeführt¹. Da für das H·E·S·S.-Experiment nur das emittierte Cherenkov-Licht von Bedeutung ist, werden nur die Cherenkov-Photonen abgespeichert, die eines der Teleskope treffen. Die Schauer wurden auf einer kreisförmigen Grundfläche mit einem zenitwinkelabhängigen Radius von bis zu 1700 m (zentriert um den Mittelpunkt des Teleskop-Systems) eingestreut. Die simulierten Schauer folgen einem energetischen Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ mit einem Photon-Index zwischen $\Gamma = 1$ und $\Gamma = 2$ und decken einen Energiebereich von 50 GeV bis 100 TeV ab². Eine nachträgliche Simulation eines bestimmten spektralen Verlaufs kann durch eine entsprechende, energieabhängige Gewichtung der Schauerereignisse erreicht werden. Um die zur Schauersimulation benötigte Rechenzeit in einem vertretbaren Rahmen zu halten, wurden die simulierten Schauer bis zu 20 mal mit verschiedenen Stoßparametern in die Beobachtungsebene eingestreut. Wegen der Abhängigkeit der Schau-

¹*CORSIKA* simuliert die teilchenphysikalischen Prozesse, die bei den primären und sekundären Reaktionen der Schauerpartikel mit den Bestandteilen der Erdatmosphäre eine Rolle spielen.

²Da die Energieschwelle stark vom Zenitwinkel der Beobachtung abhängt, wurde die untere Grenze des simulierten Energie-Intervalls dynamisch an den Zenitwinkel angeglichen, um die unnötige Simulation nicht nachweisbarer Schauer zu vermeiden.

erentwicklung vom Erdmagnetfeld wurde eine MonteCarlo-Datenbank für südliche Beobachtungen ($Az = 180^\circ$), sowie eine für nördliche Beobachtungen ($Az = 0^\circ$) erstellt³.

5.1.2 Detektor-Simulation

In der Detektor-Simulation werden die Spiegelträgergeometrie, die Reflektivität der Einzelspiegel sowie das Ansprechverhalten der Photomultiplier in der Kamera eines Teleskops simuliert. Das Ansprechverhalten eines Photomultipliers, sowie die Reflektivität der einzelnen Spiegelfacetten ändern sich im Laufe der Zeit. Diese Effekte haben insbesondere auf die Energierekonstruktion – gefolgt von den effektiven Nachweisflächen und der Energieschwelle des Detektors – und somit auf die Bestimmung von physikalischen Photonenströmen einen Einfluss und werden bei realen Messungen durch die Kalibration der aufgezeichneten Daten (vergleiche Kapitel 3.3.6) kompensiert. Die Entkopplung der Detektorsimulation von der rechenzeitaufwendigen Luftschauer-Simulation erlaubt Studien der Detektorantwort mit der Möglichkeit einer flexiblen Anpassung der Detektor-Konfiguration, ohne für jede Untersuchung neue Luftschauer zu simulieren. Die Simulation des H·E·S·S-Detektors wurde mit dem Programm *sim_hessarray* durchgeführt [Bernlöhr 2000].

5.1.3 Analyse-Kette

Nachdem die simulierten Daten in das reguläre Format der H·E·S·S-Daten, in dem auch die kalibrierten Daten einer Messung vorliegen, umgewandelt und abgespeichert wurden, kann die Analyse-Kette angewandt werden. Hierbei werden zwei Modi unterschieden:

- **Modus 1:** Aus den simulierten Daten werden *Lookup*-Tabellen für Erwartungswerte bestimmter Größen, wie zum Beispiel der Bildbreite und der Energie in Abhängigkeit eindeutig bestimmbarer Parameter (Zenitwinkel, Bildamplitude, usw.) erstellt. Hierfür werden bis auf einigen Ausnahmen (vergleiche Kapitel 4.6.3) die in den MonteCarlo-Daten vorhandenen Informationen über die wahren/simulierten Werte der entsprechenden Größen verwendet.
- **Modus 2:** In diesem Modus, in dem auch die tatsächlich gemessenen Daten analysiert werden, werden unter Zuhilfenahme der zuvor erstellten *Lookup*-Tabellen aus den Observablen die Schauergrößen (Richtung, Stoßparameter und Energie des Primärteilchens) rekonstruiert. Durch den Vergleich der rekonstruierten Größen mit den aus der Simulation bekannten Werten lässt sich die Güte der Rekonstruktion – und damit die Kenngrößen des Detektors und deren Abhängigkeiten – ableiten, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden sollen.

³Für Beobachtungen nahe des Zenits konvergieren die Ergebnisse zwischen nördlichen und südlichen MonteCarlo-Simulationen. Da die TeV- γ -Quellen bei der Überstreichung ihrer Himmelsbahn in der Regel nahe ihrer Kulmination beobachtet werden, d.h. dem Zeitpunkt des vom Beobachtungsort aus gesehen höchsten Zenitwinkels, ist die diskrete Unterscheidung zwischen Nord- und Süd-Quellen für hohe Zenitwinkel eine akzeptable Näherung, so dass an dieser Stelle auf Interpolationen verzichtet wurde.

5.2 TeV-Abbildungsfunktion

Die Abbildungsfunktion (PSF, *Point Spread Function*) beschreibt die räumliche Detektorauflösung und somit das gemessene Erscheinungsbild einer GeV/TeV- γ -Punktquelle in den H·E·S·S-Daten. Die zweidimensionale Verteilung der rekonstruierten Schauerrichtungen um die wahre Herkunftsrichtung der hochenergetischen γ -Photonen hängt von mehreren Parametern $p_1 \dots p_m$ ab und lässt sich durch eine Summe zweier Gauß-Funktionen beschreiben:

$$psf = psf(p_1 \dots p_m) \equiv a_1 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\Delta\theta^2}{\sigma_1^2}\right) + a_2 \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\Delta\theta^2}{\sigma_2^2}\right) \quad (5.1)$$

Hierbei ist $\Delta\theta^2 \equiv (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2$ der quadrierte Winkelabstand zwischen der rekonstruierten Schauerrichtung \mathbf{r} und der simulierten Richtung \mathbf{r}_0 . Die Amplituden a_1 und a_2 , sowie die Breiten σ_1 und σ_2 hängen hierbei von den Parametern $p_1 \dots p_m$ ab. Die Anpassung der Abbildungsfunktion ist am Beispiel einer radialen Projektion der rekonstruierten Richtungsverteilung von MonteCarlo-Luftschauern in Abbildung 5.2 gezeigt.

Die Parameter $p_1 \dots p_m$ charakterisieren ein Ereignis und können teilweise korreliert sein. Wichtig ist hierbei die Unterscheidung zwischen der Abbildungsfunktion eines einzelnen Ereignisses (psf) und der eines Datensatzes (PSF), der sich aus mehreren Ereignissen mit unterschiedlichen Parametern zusammensetzt. Die Abbildungsfunktion des Datensatzes PSF kann hierbei als Mittelwert der Abbildungsfunktionen $psf_i \equiv psf(p_{1,i} \dots p_{m,i})$ der einzelnen Ereignisse i aufgefasst werden: $PSF = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N psf_i$, wobei N die Anzahl der Ereignisse im Datensatz ist. Bei geringer Streuung der p_i innerhalb eines Datensatzes kann die resultierende Abbildungsfunktion auch genähert werden durch die über den Datensatz gemittelten Parameter $\langle p_1 \rangle \dots \langle p_m \rangle$: $PSF' \approx psf(\langle p_1 \rangle \dots \langle p_m \rangle)$. Im Folgenden wird zunächst die qualitative Abhängigkeit der Abbildungsfunktion von den Parametern $p_1 \dots p_m$ erläutert.

- **System- und Ereignismultiplizität:** N_{sys} bezeichnet die System-Multiplizität, also die Anzahl der Teleskope, die sich bei der Datennahme im Systemtrigger befinden, was nach der Fertigstellung des H·E·S·S-Experiments im Dezember 2003 bis auf einige technisch bedingte Ausnahmen vier Teleskopen entspricht. N_e ist die Anzahl der Teleskope, die zu einem individuellen Ereignis ein Bild beitragen, wobei gilt: $2 \leq N_e \leq N_{\text{sys}}$, da nicht zwangsläufig alle Teleskope im System bei jedem Ereignis triggern bzw. verwertbare Daten liefern. Mindestens zwei Bilder pro Ereignis sind die Folge des stereoskopischen Triggers, siehe Kapitel 3.3.4. Je mehr Bilder in die Schauerrekonstruktion eingehen, desto genauer ist der Fluchtpunkt und damit die Richtung bestimmt. Ein Datensatz enthält trotz gleicher Systemkonfiguration Ereignisse mit verschiedenen Teleskopmultiplizitäten, so dass die Abbildungsfunktion des Datensatzes PSF von der Verteilung der Multiplizitäten N_e abhängt. Hierdurch ist eine implizite Abhängigkeit vom Zenitwinkel der Beobachtung (siehe Abbildung 5.3, rechts) und dem Energiespektrum der Quelle gegeben.

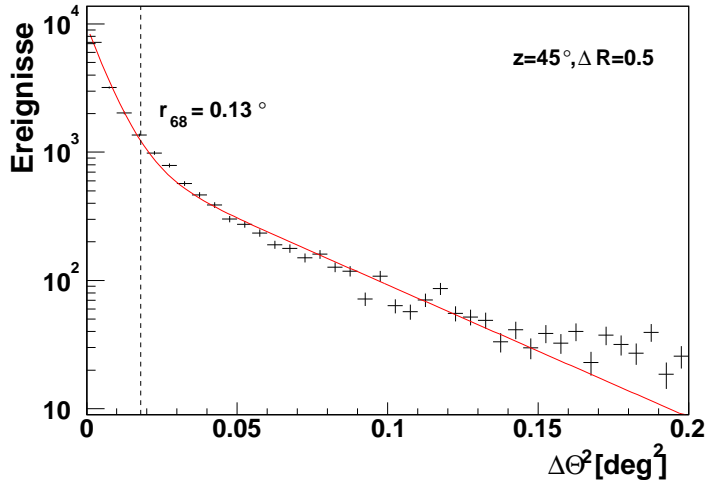


Abbildung 5.2: Anpassung der Abbildungsfunktion nach Gleichung (5.1) an die radiale Projektion der Verteilung der rekonstruierten Schauerrichtungen relativ zur nominellen Position ($z = 45^\circ$ und $\Delta R = 0.5^\circ$). Der 68%-Containment-Radius, innerhalb dessen 68% aller Ereignisse rekonstruiert werden, beträgt in diesem Fall $r_{68} = (0.134 \pm 0.004)^\circ$.

- **Zenitwinkel:** Die Abhängigkeit der Abbildungsfunktion vom Zenitwinkel z ist auf zwei Effekte zurückzuführen. Bei höheren Zenitwinkeln rücken die Teleskope in der Stoßparameter-Ebene in der Altitudenrichtung näher zusammen. Da sich hierdurch die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass ein Schauer mehrere Teleskope ausleuchtet, verschiebt sich der Schwerpunkt in der Multiplizitätsverteilung zu höheren Werten von N_e , vergleiche Abbildung 5.3. Das Zusammenrücken der Teleskope in der projizierten Stoßparameter-Ebene führt auf der anderen Seite aber im Mittel zu kleineren Stereowinkeln zwischen den einzelnen Bildern und somit zu einem ungenauer bestimmten Fluchtpunkt, was sich negativ auf die Qualität der Abbildungsfunktion auswirkt. Dieser Effekt überwiegt bei hohen Zenitwinkeln.
- **Bildamplitude:** Die Amplitude Amp wird zu den Hillas-Parametern gezählt und wurde in Abschnitt 4.1 eingeführt. Je höher der Wert der Amplitude eines Bildes für ein individuelles Ereignis ist, desto genauer ist in der Analyse der zweiten Momente die Ausrichtung der großen Hauptachse bestimmt. Dies führt zu einer Verbesserung der Richtungsrekonstruktion. Da jeweils mehrere Bilder in die Richtungsrekonstruktion eingehen, bietet sich an, die Abhängigkeit der Abbildungsfunktion von der mittleren oder von der kleinsten, vorkommenden Bildamplitude zu untersuchen. Im Folgenden wird die kleinste Bildamplitude des jeweiligen Ereignisses gewählt. Auch im Falle der Bildamplitude spielt das Energiespektrum der gemessenen TeV- γ -Quelle eine Rolle für die Abbildungsfunktion des Datensatzes (vergleiche Abbildung 5.11), welches mit dem Bildamplitudenspektrum korreliert ist.
- **Radialer Quellabstand im Kamerasystem (Off-Axis):** Es sei ΔR der Winkelabstand zwischen der untersuchten Quellposition und der optischen Achse des Teleskop-Systems, vergleiche Abbildung 4.5. Da sich die Bilder eines Ereignisses um den Fluchtpunkt einer Quellposition verteilen, wird wegen angeschnittener Bilder eine Verschlechterung der Abbildungsfunktion mit zunehmendem ΔR erwartet.
- **Weitere Parameter:** Geringe Abhängigkeiten der Abbildungsfunktion werden er-

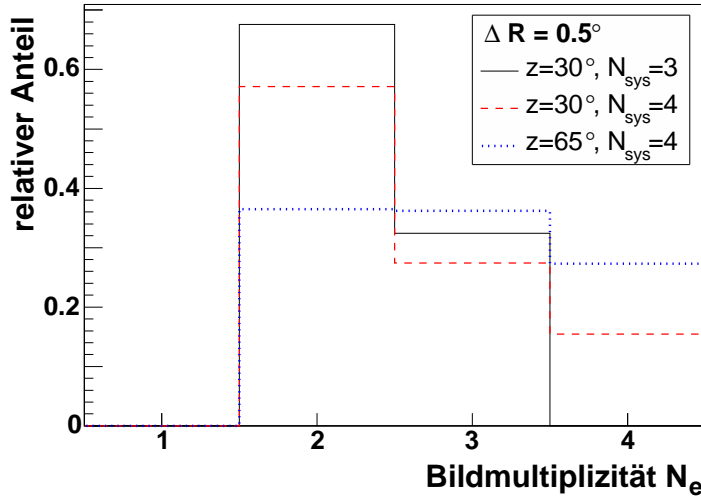


Abbildung 5.3: Verteilung der Bildmultiplizitäten N_e für verschiedene Beobachtungskonfigurationen. Erkennbar ist der zu erwartende, höhere relative Anteil der Zwei-Teleskop-Ereignisse für den Fall, dass sich nur $N_{\text{sys}} = 3$ Teleskope im Systemtrigger befinden, sowie der niedrigere relative Anteil bei hohen Zenitwinkeln und gleichbleibender Anzahl von N_{sys} .

wartet vom verwendeten *Tailcut* zur Bildbereinigung (siehe Kapitel 4.1) und dem Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und dem Erdmagnetfeld, der durch die Azimutausrichtung der Teleskope parametrisiert wird. Für die Abbildungsfunktion des gesamten Datensatzes *PSF* spielt wegen der unterschiedlichen Verteilungen der Bildamplituden auch das Energiespektrum der beobachteten Quelle eine Rolle, vergleiche Abbildung 5.11. Die Abhängigkeit von diesen Parametern wird im Folgenden nicht genauer untersucht, ihr wird aber durch Verwendung der entsprechend an die Beobachtung angepassten Simulationsdaten Rechnung getragen.

Als Maß für die Güte der Abbildungsfunktion bietet sich der so genannte 68%-*Containment*-Radius r_{68} an, innerhalb dessen 68% aller Ereignisse relativ zur nominellen Position \mathbf{r}_0 rekonstruiert werden. In Abbildung 5.4 ist der 68%-*Containment*-Radius in Abhängigkeit der Parameter z , N_{sys} , N_e , ΔR und Amp unter Verwendung der in Tabelle 4.1 aufgeführten Standard-Schnitte dargestellt. Es wurde ein Quellspektrum mit einem Photon-Index von $\Gamma = 2.0$ simuliert. Ferner wurde der MonteCarlo-Datensatz für südliche Beobachtungsrichtung der Teleskope ($Az = 180^\circ$) verwendet, die angewandten *Tailcuts* betragen $(amp_{\text{min}}; amp_{\text{min}}^*) = (5; 10)$ p.e.

Die generelle Verschlechterung der Abbildungsfunktion bei hohen Zenitwinkeln ist durch das Zusammenrücken der Teleskope in der Stoßparameterenebene zu erklären, wodurch die Fluchtpunktbestimmung und damit die Richtungsrekonstruktion der Schauerachse ungenauer wird. Die Verschiebung des Schwerpunktes von N_e zu höheren Multiplizitäten (vergleiche Abbildung 5.3) schwächt diesen Effekt nur leicht ab. Wie zu erwarten, steigt die Richtungsauflösung eines Ereignisses mit zunehmender Anzahl von Bildern N_e .

Die System-Multiplizität N_{sys} verändert in erster Linie die relative Zusammensetzung der Verteilung der Ereignismultiplizitäten N_e eines Datensatzes: Je weniger Teleskope sich im Systemtrigger befinden, desto größer wird der relative Anteil der Zwei-Teleskop-Ereignisse (vergleiche Abbildung 5.3), was zu einer schlechteren Winkelauflösung führt. Dies erklärt die Korrelation zwischen der Abbildungsfunktion und N_{sys} .

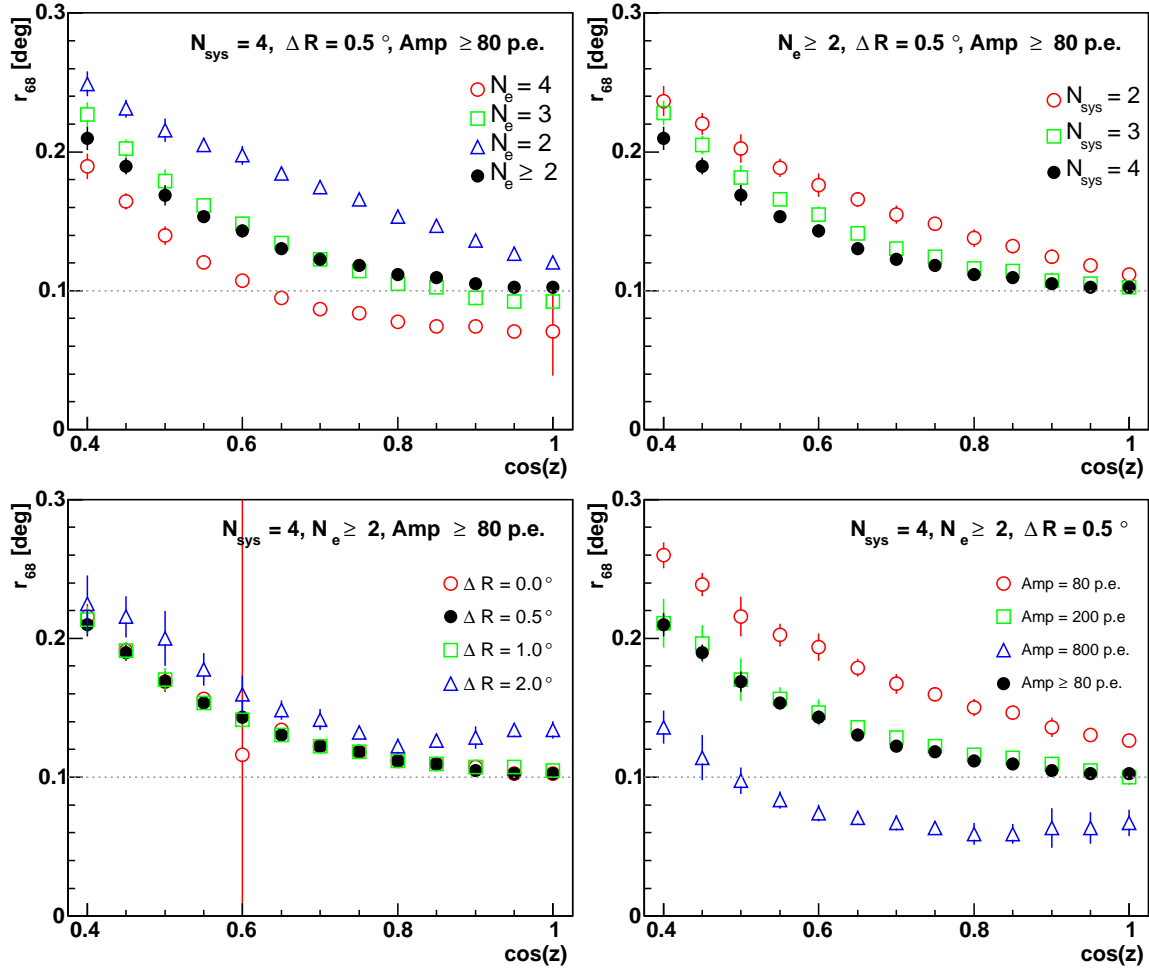


Abbildung 5.4: Dargestellt ist der 68%-Containment-Radius r_{68} in Abhängigkeit vom Cosinus des Zenitwinkels z für verschiedene Parameter. Untersucht wurde die Abhängigkeit von der Teleskopmultiplizität N_e (links oben), der System-Multiplizität N_{sys} (rechts oben), der radialen Gesichtsfeld-Abhängigkeit ΔR (links unten), sowie der minimalen Amplitude Amp des in die Rekonstruktion des entsprechenden Ereignisses eingehenden Bildes (rechts unten). Für alle Verteilungen wurden die in Tabelle 4.1 aufgeführten Standard-Schnitte angewandt. Die gefüllten schwarzen Kreise entsprechen in allen vier Abbildungen der identischen Konfiguration.

Die Abhängigkeit der Abbildungsfunktion vom radialen Abstand der untersuchten Quellposition zur optischen Achse des Teleskopsystems kann bei Abständen bis zu $\Delta R = 1.5^\circ$ als gering angesehen werden. Zusammen mit der Bildmultiplizität N_e hat die minimale Bildamplitude Amp eines Ereignisses den stärksten Einfluss auf die Qualität der Abbildungsfunktion. Durch entsprechende Schnitte auf einzelne Ereignisse kann daher die Abbildungsfunktion eines Datensatzes unter Einbußen der Ereignisstatistik (Erhöhung der Energieschwelle) signifikant verbessert werden. Dies wird in Abschnitt 5.5.3 diskutiert.

5.3 Effektive Nachweisflächen

Die effektiven Nachweisflächen A_{eff} sind ein Maß für die energieabhängige Nachweiseffizienz des Detektors. Sie werden insbesondere für die Umrechnung von gemessenen Zählraten in physikalische Photonenflüsse benötigt. Die effektiven Flächen hängen von der Energie E des Primärteilchens, dem Zenitwinkel der Beobachtung z und dem Winkelabstand ΔR zwischen der Quellposition und der optischen Achse des Teleskopsystems ab. Weitere, in diesem Abschnitt jedoch nicht näher untersuchte Abhängigkeiten sind analog zur Abbildungsfunktion gegeben durch die System-Multiplizität N_{sys} , die azimutale Blickrichtung der Teleskope (Nord/Süd-Abhängigkeit bezüglich des Erdmagnetfeldes), die verwendeten *Tailcuts*, sowie die Form des simulierten bzw. gemessenen Energiespektrums⁴. Die effektiven Nachweisflächen werden mittels MonteCarlo-Simulationen ermittelt und sind definiert als:

$$A_{\text{eff}} = A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R, \text{Schnitte}) \equiv \frac{N_{\text{gem}}(E, z, \Delta R, \text{Schnitte})}{N_{\text{str}}(E, z, \Delta R)} \cdot A_{\text{str}} \quad (5.2)$$

Hierbei ist A_{str} die Einstreufäche, $N_{\text{str}}(E, z, \Delta R)$ die Anzahl der simulierten/eingestreuten Ereignisse und $N_{\text{gem}}(E, z, \Delta R)$ die Anzahl der vom Detektor tatsächlich aufgezeichneten Ereignisse. Es gilt $N_{\text{gem}} \leq N_{\text{str}}$, wobei zu beachten ist, dass die Ereignisse bei der Simulation auf einer Grundfläche eingestreut werden, die mindestens so groß wie der Nachweisradius des Experiments ist. Durch Schnitte auf die aufgezeichneten Ereignisse zur γ -Hadron-Separation (vergleiche Kapitel 4.3) reduziert sich der Umfang des nachgewiesenen Datensatzes weiter auf $N_{\text{gem}}(E, z, \Delta R, \text{Schnitte}) \leq N_{\text{gem}}(E, z, \Delta R)$, so dass die effektiven Flächen auch maßgeblich von diesen Ereignis-Schnitten abhängen.

Zunächst soll der generelle Verlauf der effektiven Flächen $A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R)$ ohne Anwendung von Ereignis-Schnitten betrachtet werden. Dies entspricht der durch die Detektoreigenschaften gegebenen, maximal möglichen Nachweis-Sensitivität und ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Der Verlauf der effektiven Flächen bei kleinen Energien ist bestimmt durch die Energieschwelle (vergleiche Kapitel 5.4) und hängt somit stark vom Zenitwinkel der Beobachtung ab. Bei hohen Energien erreichen die effektiven Flächen ihren Maximalwert. Dies ist durch die Korrelation zwischen hohen Energien mit hohen Bildamplituden erklärbar, wodurch die Triggerwahrscheinlichkeit eines hochenergetischen Ereignisses erhöht ist. Der Anstieg von A_{eff} mit dem Zenitwinkel ist durch den Projektionseffekt der vom konstanten Gesichtsfeld der H·E·S·S.-Teleskope nachweisbaren, geneigten Grundfläche der Schauer-Entstehung zu erklären; diese befindet sich bei hohen Zenitwinkeln in einer größeren Entfernung. Der genaue Verlauf in Abhängigkeit des Zenitwinkels ist ebenfalls aus Abbildung 5.5 ersichtlich. Auch hier wird der Anstieg von $A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R)$ mit dem Zenitwinkel (bei hohen

⁴Die in Kapitel 4.6.3 erwähnten, systematischen Effekte bei der Energierekonstruktion im Bereich der Schwelle können durch die Verwendung der rekonstruierten Energien anstelle der bekannten MonteCarlo-Energien bei der Erstellung von A_{eff} kompensiert werden. Dies setzt die Simulation eines Spektrums voraus, welches dem gemessenen entspricht. Das simulierte Spektrum wird daher durch eine iterative Annäherung erhalten.

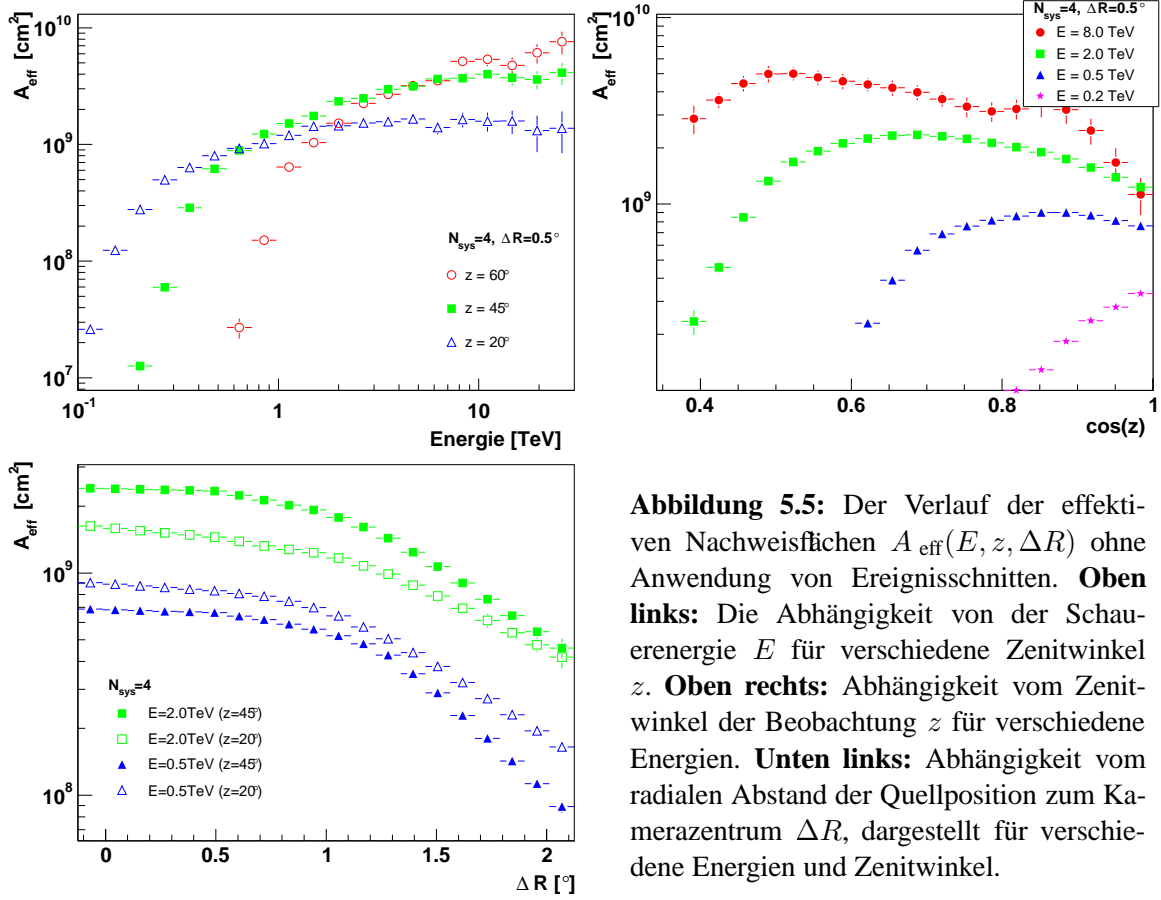


Abbildung 5.5: Der Verlauf der effektiven Nachweisflächen $A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R)$ ohne Anwendung von Ereignisschnitten. **Oben links:** Die Abhängigkeit von der Schauenergie E für verschiedene Zenitwinkel z . **Oben rechts:** Abhängigkeit vom Zenitwinkel der Beobachtung z für verschiedene Energien. **Unten links:** Abhängigkeit vom radialen Abstand der Quellposition zum Kamerazentrum ΔR , dargestellt für verschiedene Energien und Zenitwinkel.

Energien) deutlich, bis dieser durch den Einfluss der zenitwinkelabhängigen Energieschwelle überkompensiert wird. Der Einfluss des Quellabstandes zum Kamerazentrum beginnt erst ab $\Delta R \approx 1.0^\circ$ eine Rolle zu spielen. Die Positionen der Schauerbilder, die eine Quellposition in der Kamera in erster Näherung radialsymmetrisch umgeben, beginnen hier außerhalb der Kamera zu liegen, so dass ein zunehmender Anteil an Ereignissen nicht mehr nachgewiesen werden kann.

In der Datenanalyse ist die Anwendung von Bild- und Ereignisschnitten zur Qualitätsselektion, sowie zur γ -Hadron-Separation unumgänglich. Diese Schnitte, die in Kapitel 4.2 und 4.3 eingeführt wurden, haben einen signifikanten Einfluss auf den Verlauf der effektiven Flächen $A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R, \text{Schnitte})$. Dieser Einfluss wird in Abbildung 5.6 anhand der Schnitt-Effizienz ϵ_i studiert, welche sich aus dem Verhältnis von $A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R, \text{Schnitte}_i)$ und $A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R)$ für den entsprechenden Satz von Schnitten $i = 1 \dots N$ ergibt:

$$\epsilon_i \equiv \frac{A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R, \text{Schnitte}_i)}{A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R)} \quad (5.3)$$

Bei den in Abbildung 5.6 dargestellten Untersuchungen der einzelnen Schnitte muss beachtet werden, dass die Schnitte zum Teil korreliert sind, d.h. bei der in der Analyse kombi-

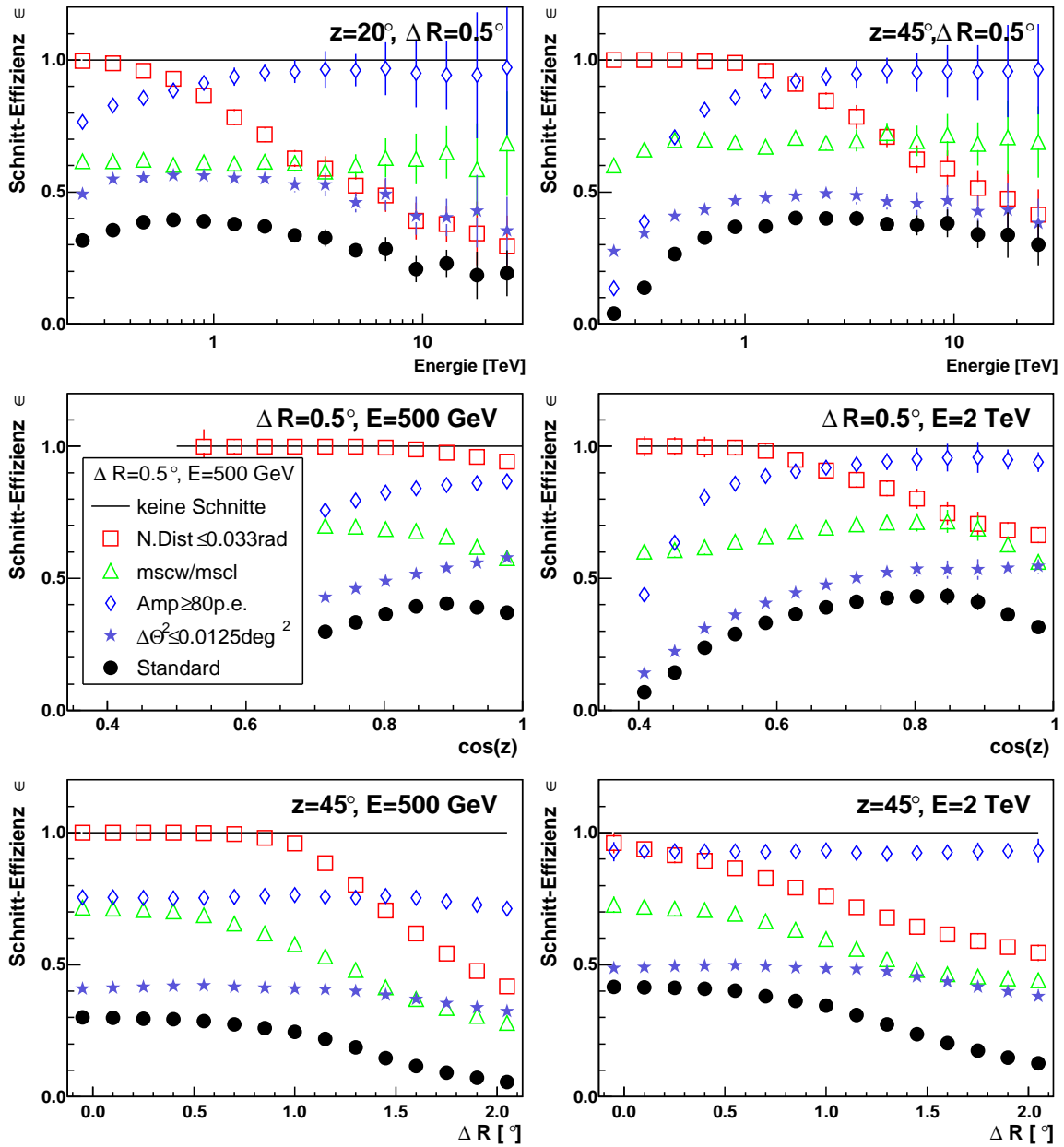


Abbildung 5.6: Dargestellt sind die in Gleichung (5.3) definierten Effizienzen ϵ der in Kapitel 4.2 und 4.3 eingeführten Bild- und Ereignisschnitte, vergleiche Tabelle 4.1. Da die einzelnen Schnitte untereinander korreliert sind, entspricht die Schnitt-Effizienz, die man unter kombinierter Anwendung aller aufgeführten Schnitte erhält (Standard-Schnitte) nicht der multiplikativen Kombination der einzelnen Schnitt-Effizienzen. **Oben:** Schnitt-Effizienzen in Abhängigkeit der Energie für verschiedene Zenitwinkel (links: $z = 20^\circ$, rechts: $z = 45^\circ$). **Mitte:** Schnitt-Effizienzen in Abhängigkeit vom Cosinus des Zenitwinkels z für verschiedene Energien (links: $E = 500$ GeV, rechts: $E = 2.0$ TeV). **Unten:** Schnitt-Effizienzen in Abhängigkeit von ΔR für verschiedene Energien (links: $E = 500$ GeV, rechts: $E = 2.0$ TeV).

nierten Anwendung würde ein einzelnes Ereignis unter Umständen von mehreren Schnitten verworfen werden, so dass die Effizienzen der verschiedenen Schnitte nicht multiplikativ kombiniert werden können. Der Einfluss der einzelnen Schnitte auf die effektiven Nachweisflächen soll im Folgenden kurz diskutiert werden:

- **Nominal-Distance-Schnitt:** Dieser Schnitt hat einen generell starken Einfluss auf die effektiven Flächen bei hohen Energien, sowie bei Quellpositionen am Kamerarand. Hohe Energien sind korreliert mit hohen Bildamplituden Amp und größeren Bildausmaßen. Die Bildschwerpunkte streuen demnach stärker um die Quellposition in der Kameraebene und fallen auch bei Quellpositionen nahe des Kamerazentrums häufiger dem *Nominal-Distance*-Schnitt zum Opfer. Am Kamerarand verstärkt sich dieser Einfluss entsprechend. Eine genauere Diskussion und ein Vergleich mit einem alternativen Bildrand-Schnitt findet sich in Abschnitt 5.5.1.
- **$\Delta\Theta^2$ -Schnitt:** Der hier angewandte $\Delta\Theta^2$ -Schnitt wurde an einer schwachen Punktquelle bei Zenitwinkeln im Bereich von 45° optimiert und führt zu einer generell starken Minimierung der effektiven Flächen, ist jedoch für eine effektive γ -Hadron-Separation unerlässlich. Der starke Einfluss auf $A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R, \text{Schnitte})$ mit dem Zenitwinkel und der schwache Einfluss am Kamerarand spiegelt die entsprechende, in Kapitel 5.2 diskutierte Abhängigkeit der Abbildungsfunktion wider, vergleiche Abbildung 5.4. Eine separate Optimierung des $\Delta\Theta^2$ -Schnittes für sehr hohe Zenitwinkel scheint angemessen, ist aber für die Analyse der in dieser Arbeit behandelten Quellen nicht nötig.
- **Amp-Schnitt:** Der Amplituden-Schnitt führt allgemein zu einer Erhöhung der zenitwinkelabhängigen Energieschwelle (vergleiche Abschnitt 5.4), da er systematisch Ereignisse mit kleinen Energien, die tendenziell eine kleinere Bildamplitude aufweisen, verwirft. Bei höheren Energien ist kein Einfluss auf ϵ festzustellen.
- **mscw/mscl-Schnitt:** Die Schnitte auf $mscw$ und $mscl$ sind neben dem Schnitt auf $\Delta\theta^2$ die effektivsten Schnitte zur γ -Hadron-Separation. Ihre Wirkung weist – abgesehen vom mit dem radialen Kameraabstand ΔR zunehmendem Einfluss – keine signifikante Abhängigkeiten von den übrigen Parametern E und $\cos(z)$ auf. Die Verringerung von ϵ am Kamerarand kann mit dem dort höheren Anteil angeschnittener Bilder erklärt werden.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass sich für die Untersuchungen von Quelleigenschaften im hohen Energiebereich $E > 1 \text{ TeV}$ generell Beobachtungen bei höheren Zenitwinkeln anbieten, wohingegen bei kleineren Energien wegen der stark zenitwinkelabhängigen Energieschwelle ein möglichst geringer Zenitwinkel wichtig für die Nachweis-Sensitivität ist. Generell werden die effektiven Nachweisflächen stark durch die Anwendung der verschiedenen Ereignisschnitte zur Qualitätserhöhung und γ -Hadron-Separation reduziert. Die Schnitte sind hierbei in der Regel für den gesamten Energiebereich optimiert. Ist ein bestimmter Energiebereich von besonderem Interesse, so lässt sich hier die Sensitivität

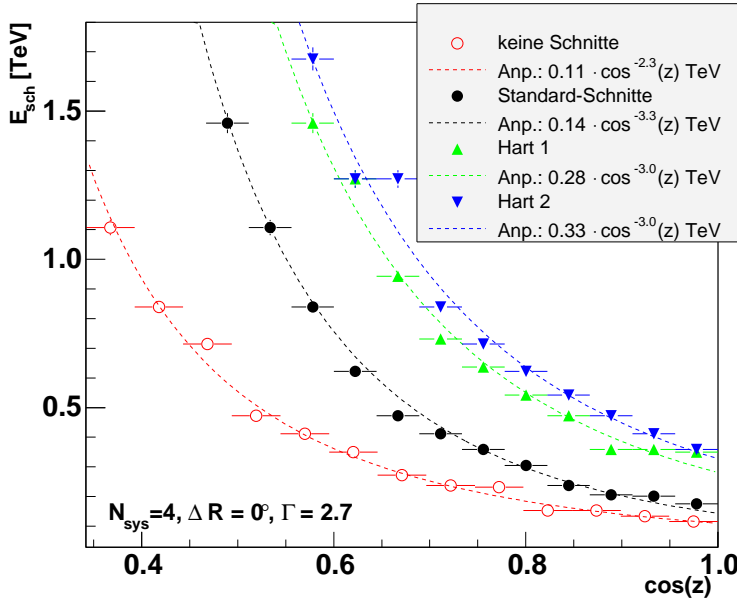


Abbildung 5.7: Die Abhängigkeit der Energieschwelle E_{sch} vom Cosinus des Zenitwinkels z für die in Tabelle 4.1 zusammengestellten Schnitt-Sätze *Standard*, *Hart1* und *Hart2*, sowie für keine Anwendung von Schnitten. Die Verläufe wurden durch eine Funktion $E_{\text{sch}}(z) = E_{\text{sch},0} \cdot \cos^b(z)$ angepasst. Die dargestellten Energieschwellen entsprechen jeweils einer System-Multiplizität von $N_{\text{sys}} = 4$ und einem radialen Kameraabstand von $\Delta R = 0^\circ$.

durch entsprechende Anpassung der Schnitte erhöhen. Die wichtigste Rolle spielt hierbei der Bildamplituden-Schnitt Amp , der einen großen Anteil von Ereignissen mit kleiner Energie verwirft, auf die hohen Energien aber einen vernachlässigbaren Einfluss hat. Die Sensitivität bei hohen Energien ist hauptsächlich beschränkt durch den *Nominal-Distance*-Schnitt.

5.4 Energieschwelle

Die Energieschwelle eines Datensatzes gibt an, ab welcher Energie Ereignisse noch in sinnvoller Weise nachgewiesen werden können und ist definiert als die Energie E_{sch} , bei der das Produkt aus spektraler Form und entsprechender, im vorigen Abschnitt 5.3 definierter, effektiver Nachweisfläche maximal wird. Als spektrale Form zur Bestimmung der Energieschwelle wird in dieser Arbeit ein Potenzgesetz mit einem Photon-Index von $\Gamma = 2.7$ angenommen⁵.

$$E_{\text{sch}}(z, \Delta R, \text{Schnitte}) : E^{-2.7} \cdot A_{\text{eff}}(E, z, \Delta R, \text{Schnitte}) = \max \quad (5.4)$$

Die Energieschwelle hängt somit über die effektiven Nachweisflächen vom Zenitwinkel z der Beobachtung und von den angewandten Ereignis-Schnitten, sowie in deutlich schwächerer Form von ΔR , N_{sys} , den verwendeten *Tailcuts* und der Azimutausrichtung der Teleskope ab. Die Verläufe der Energieschwelle in Abhängigkeit des Zenitwinkels sind in Ab-

⁵Andere Definitionen der Energieschwelle verwenden den ähnlichen Photon-Index des Krebs-Nebels oder den Photon-Index der entsprechend untersuchten Quelle, was jedoch eine nicht einheitliche Definition der Energieschwelle zur Folge hat.

bildung 5.7 für die verschiedenen, in Tabelle 4.1 zusammengestellten Schnitt-Sätze *Standard*, *Hart1* und *Hart2* dargestellt. Der Verlauf ohne die Anwendung von Ereignis-Schnitten ist ebenfalls gezeigt. Die Abhängigkeit vom Zenitwinkel lässt sich durch die Anpassung der Funktion $E_{\text{sch}}(z) = E_{\text{sch},0} \cdot \cos^b(z)$ geeignet parametrisieren, was ebenfalls in Abbildung 5.7 gezeigt ist. Die Schwelle vor Schnitten liegt demnach für Beobachtungen nahe des Zenits bei $E_{\text{sch},0} \approx 110 \text{ GeV}$ und erhöht sich durch Anwendung der Standard-Schnitte auf $E_{\text{sch},0} \approx 140 \text{ GeV}$.

Die Zunahme der Energieschwelle mit dem Zenitwinkel ist durch folgenden Effekt erklärbar: Das Cherenkov-Licht eines bei gleicher Atmosphärentiefe, aber höherem Zenitwinkel initiierten Luftschauers legt in der Atmosphäre einen längeren Weg zurück, was zu einer Verbreiterung der auf der Beobachtungsebene ausgeleuchteten Fläche und damit zu einer geringeren Photonendichte führt. Desweiteren wird ein größerer Anteil der Cherenkov-Photonen von der Atmosphäre absorbiert. Hiermit verbunden ist eine Abnahme der Trigger-Wahrscheinlichkeit der H·E·S·S-Teleskope. Die Verbreiterung der Lichtverteilung am Boden führt auf der anderen Seite aber auch zu Vergrößerung der effektiven Nachweisflächen bei hohen Energien, vergleiche Abbildung 5.5.

5.5 Untersuchung erweiterter Ereignis-Schnitte

In diesem Abschnitt sollen die in den Kapiteln 4.2 und 4.3 angesprochenen, optionalen Bild- und Ereignis-Schnitte genauer vorgestellt und auf ihre Wirkung bezüglich der Abbildungsfunktion und der effektiven Nachweisflächen untersucht werden.

5.5.1 Ein alternativer Kamerarand-Schnitt

Der in Kapitel 4.2 eingeführte *Nominal-Distance*-Schnitt dient der Verwerfung von Bildern, die vom Kamerarand angeschnitten sind und somit die Richtungs- und Energie-Rekonstruktion verfälschen können. Dieser Schnitt zur Qualitätsselektion einzelner Bilder vermindert den Untersuchungen des Kapitels 5.3 zur Folge jedoch die Nachweiseffizienz bei Ereignissen mit hohen Energien und bei Quellpositionen am Rande des Gesichtsfeldes (vergleiche Abbildung 5.6), da in beiden Fällen die entsprechenden Bilder eines Ereignisses tendenziell ebenfalls eher am Rand der Kamera liegen. Es erscheint sinnvoll, die Ersetzung des *Nominal-Distance*-Schnittes durch einen differenzierenderen Schnitt in Betracht zu ziehen. Hierzu wird der Anteil a der Intensität eines Bildes definiert, der von Bildpunkten kommt, die auf dem Rand der Kamera liegen:

$$a \equiv \frac{1}{\text{Amp}} \cdot \sum_{i \in \text{Randpixel}} \text{amp}(i) \quad \text{mit } 0 \leq a \leq 1 \quad (5.5)$$

Amp ist hierbei die in Kapitel 4.1 definierte Bildamplitude, die sich aus der Summation aller Amplituden der zum Bild beitragenden Bildpunkte (*Pixel*) ergibt und $\text{amp}(i)$ ist die

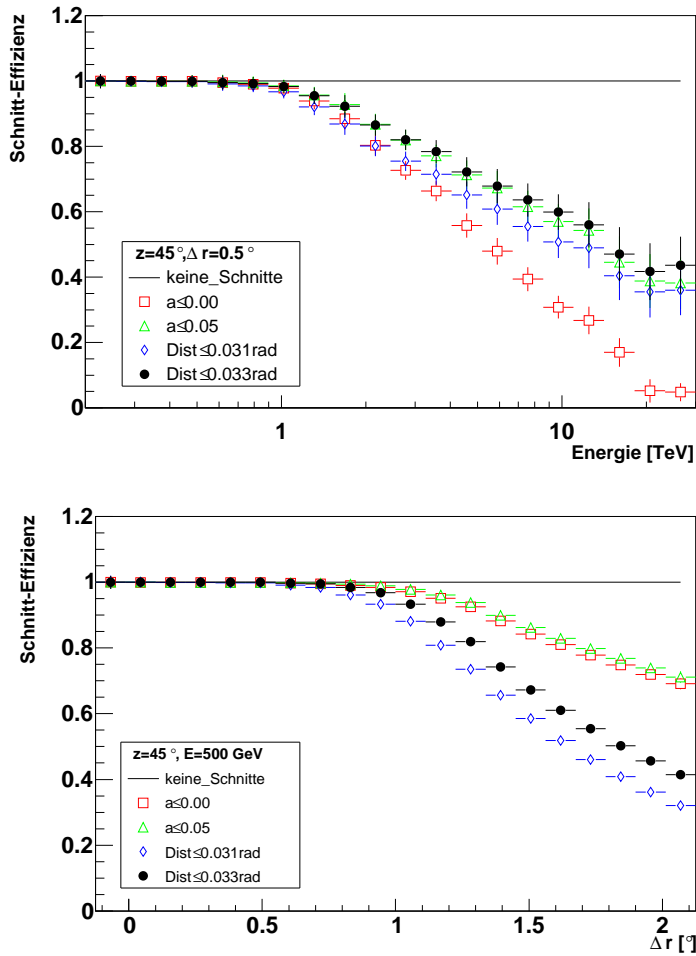


Abbildung 5.8: Schnitt-Effizienzen für verschiedene Schnitte auf a , definiert in Gleichung (5.5), normiert auf die Schnitt-Effizienz ohne Anwendung von Schnitten. Zum Vergleich ist die Wirkung für zwei *Nominal-Distance*-Schnitte dargestellt, wobei 0.033 rad dem Standardwert entspricht. In dieser Untersuchung wurden keine Schnitte auf Amp , $mscw/mscl$ sowie $\Delta\theta^2$ angewandt. **Oben:** Abhängigkeit der Schnitt-Effizienz von der Energie E , hier für einen Zenitwinkel von $z = 45^\circ$ dargestellt. **Unten:** Abhängigkeit der Schnitt-Effizienz vom radialen Abstand ΔR zwischen Quellposition und Kamerazentrum, hier für eine Energie von $E = 500 \text{ GeV}$ dargestellt.

Bildamplitude des i -ten Bildpunktes. Der Kamerarand ist in Abbildung 4.1 durch die dunkel hervorgehobenen Bildpunkte dargestellt. Ein Wert von $a = 0$ bedeutet, dass das entsprechende Bild an keiner Stelle den Kamerarand berührt, $a = 0.1$ bedeutet, dass 10% der Gesamtintensität des Bildes von Bildpunkten des Kamerarandes stammen, usw. Da der *Nominal-Distance*-Schnitt $\leq 0.033 \text{ rad}$ durchaus Bilder verwerfen kann, die nicht den Kamerarand berühren, auf der anderen Seite aber auch Bilder angeschnitten sein können, die den *Nominal-Distance*-Schnitt überstehen⁶, ist ein Schnitt auf die neu eingeführte Größe a generell zu bevorzugen, da sich mit ihr implizit der Grad der Verfälschung durch angeschnittene Bilder steuern lässt. Es werden im Folgenden der *Nominal-Distance*-Schnitt und der Schnitt auf a anhand ihres Einflusses auf die effektiven Nachweisflächen verglichen.

In Abbildung 5.8 sind die Schnitt-Effizienzen des in Gleichung (5.5) eingeführten Schnittes in Abhängigkeit der Energie E und des radialen Quellabstandes ΔR vom Kamerazentrum dargestellt. Zum Vergleich sind die entsprechenden Schnitt-Effizienzen für den *Nominal-*

⁶Es wird auf den Abstand des Schwerpunktes geschnitten, wobei die Ausdehnung und Orientierung der Hillas-Ellipse in der Kamera beim *Nominal-Distance*-Schnitt keine Rolle spielen.

Distance-Schnitt aufgeführt. Der harte Schnitt auf $a \leq 0.0$, der keine Randberührung eines Bildes zulässt, führt zu noch stärkeren Einbußen bei hohen Energien als der *Nominal-Distance*-Schnitt. Ein Schnitt auf $a \leq 0.05$ hingegen stellt keine Verschlechterung mehr dar. Bei Quellen am Rande des Gesichtsfeldes zeigt sich jedoch der klare Vorteil des neu eingeführten Schnittes, der bei hohen radialen Abständen von $\Delta R \approx 2^\circ$ (und Energien von etwa 500 GeV) weniger als die Hälfte der Ereignisse verwirft, die dem standardmäßig verwendeten Schnitt von *Nominal-Distance* ≤ 0.033 rad zum Opfer fallen. Für sehr hohe Energien wird der Unterschied in der radialen Schnitt-Effizienz zwischen a und *Nominal-Distance* geringer. Der neu eingeführte, differenzierendere Schnitt auf $a \leq 0.05$ bringt also keine Verbesserung der generell schlechten Schnitt-Effizienz bezüglich sehr hoher Energien, verbessert aber deutlich die Akzeptanz – insbesondere bei kleinen Energien – für Quellpositionen am Rande des Gesichtsfeldes. Die Abbildungsfunktion bei $\Delta R \geq 2.0^\circ$ verschlechtert sich hingegen leicht im Vergleich zum *Nominal-Distance*-Schnitt (hier nicht gezeigt). Eine mögliche Erklärung hierfür ist der größere Einfluss⁷ der von der Radialsymmetrie abweichenden Kamerastruktur beim Schnitt auf die Größe a , vergleiche Abbildung 4.1.

5.5.2 Ein Bilddichte-Schnitt zur Untergrund-Unterdrückung

Bei der Untersuchung verschiedener Ereignisse findet sich eine Population von Bildern, bei denen die Hillas-Ellipse durch eine schlechte oder fehlgeschlagene Anpassung die gemessene Intensitätsverteilung der PMT-Bildpunkte einer Kamera nur unzureichend beschreibt. Die Population dieser Bilder ist gering und ihr Zustandekommen ist u.a. durch überlagerte Müon-Ringe oder sonstige, dem Schauerbild nicht zuzurechnende Fragmente begründet, siehe Abbildung 5.9, links. Durch ein (oder mehrere) schlecht parametrisierte Bilder wird auch die darauffolgende Schauer-Rekonstruktion negativ beeinträchtigt, so dass eine Größe gesucht wird, die zur Unterdrückung entsprechender Bilder herangezogen werden kann. Allen schlecht parametrisierten Bildern ist gemeinsam ein kleines Verhältnis zwischen der Anzahl der den *Tailcut* überstehenden Bildpunkte n_{pix} und der Fläche der angepassten Hillas-Ellipse, die durch ihre Breite w und Länge l parametrisiert werden kann. Dementsprechend wird die Größe ϱ_{hillas} definiert als:

$$\varrho_{\text{hillas}} \equiv \frac{n_{\text{pix}}}{l \cdot w} \quad (5.6)$$

Ein ähnlicher Schnitt auf das Verhältnis aus Bildintensität und -fläche wurde von Badran & Weekes (1997) eingeführt. Die Verteilung von ϱ_{hillas} ist in Abbildung 5.9 (rechts) für gemessene Daten des Krebs-Nebels (Signal und Untergrund), sowie für MonteCarlo-Simulationen

⁷Bei realen Beobachtungen rotiert im Gegensatz zu MonteCarlo-Daten das Himmels-Koordinatensystem relativ zum Kamerasystem, so dass sich Effekte, die auf die Asymmetrie der Kamera zurückzuführen sind, teilweise herausmitteln. Genauere Studien hierzu, die auch den *Nominal-Distance*-Schnitt betreffen, sind wegen des bislang kleinen Datensatz von Beobachtungen des Krebs-Nebels am Rande des Gesichtsfeldes momentan noch nicht möglich.

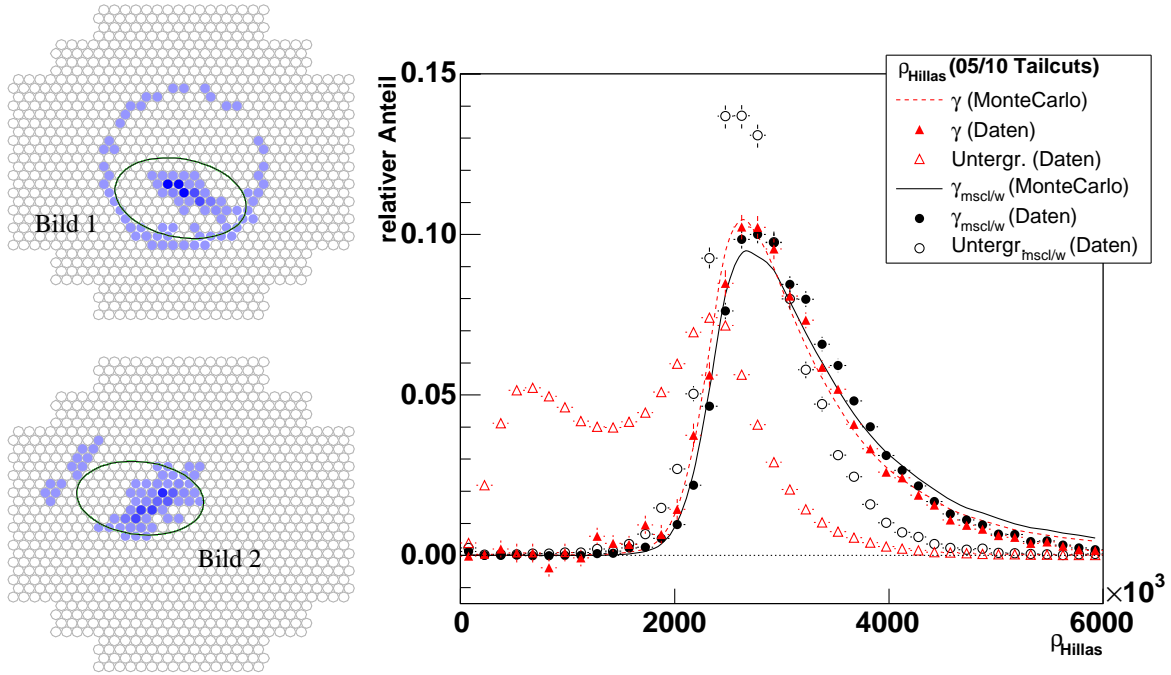


Abbildung 5.9: Motivation des Hillasdichte-Schnittes ϱ_{hillas} . **Links:** Beispiele, in denen die Anpassung der Hillas-Ellipse an das Schauerbild wegen eines Müon-Ringes (Bild 1), bzw. wegen Fragmenten, die offensichtlich nicht zum Schauer gehören (Bild 2), verfälscht wird. In beiden Fällen ist $\varrho_{\text{hillas}} \ll 2.0 \cdot 10^6$. **Rechts:** Simulierte und aus Daten des Krebs-Nebels gewonnene, normierte Verteilungen von ϱ_{hillas} für γ -Schauer, sowie für Untergrund-Ereignisse. Die Verteilungen wurden unter Anwendung der Standard-Schnitte mit (Kreise) und ohne (Dreiecke) Anwendung der m_{scw}/m_{scl} -Schnitte erstellt. Die Schnitte auf m_{scw} und m_{scl} beeinflussen hauptsächlich die Verteilung der Untergrund-Ereignisse.

gezeigt. Die dargestellten Verteilungen wurden unter Anwendung der in Kapitel 4.3 beschriebenen Standard-Schnitte mit und ohne den m_{scw}/m_{scl} -Schnitt erstellt. Hieran lässt sich die Wirkungsweise eines ϱ_{hillas} -Schnittes studieren, der sich ähnlich den zur γ -Hadron-Separation angewandten Schnitten auf die Parameter m_{scw} und m_{scl} verhält. Hierbei ist zu beachten, dass der ϱ_{hillas} -Parameter in den folgenden Betrachtungen als Qualitäts-Schnitt auf die einzelnen Bilder eines Ereignisses angewandt wird, wohingegen sich die Größen m_{scl} und m_{scw} aus der Mittelung aller Kamera-Bilder eines Ereignisses berechnen und zur γ -Hadron-Separation verwendet werden, vergleiche Kapitel 4.3. Die Möglichkeit, den Schnitt auf m_{scw}/m_{scl} durch einen Schnitt auf ϱ_{hillas} zu ersetzen, würde eine entsprechende Mittelung aller Bilder zu $\bar{\rho}_{\text{hillas}}$ erfordern und wurde an dieser Stelle nicht näher untersucht.

Die Verteilung des ϱ_{hillas} -Parameters für γ -Ereignisse ist nahezu unabhängig von der Anwendung des m_{scw}/m_{scl} -Schnittes, wobei ohne Beschränkung der Allgemeinheit für photonische Ereignisse $\varrho_{\text{hillas},\gamma} \geq 2.0 \cdot 10^6$ gilt. Die Daten stehen in guter Übereinstimmung mit den MonteCarlo-Simulationen. Bei den Untergrundereignissen ist eine deutliche, zu erwartende Abhängigkeit vom m_{scw}/m_{scl} -Schnitt zu erkennen. Ohne Verwendung des m_{scw}/m_{scl} -

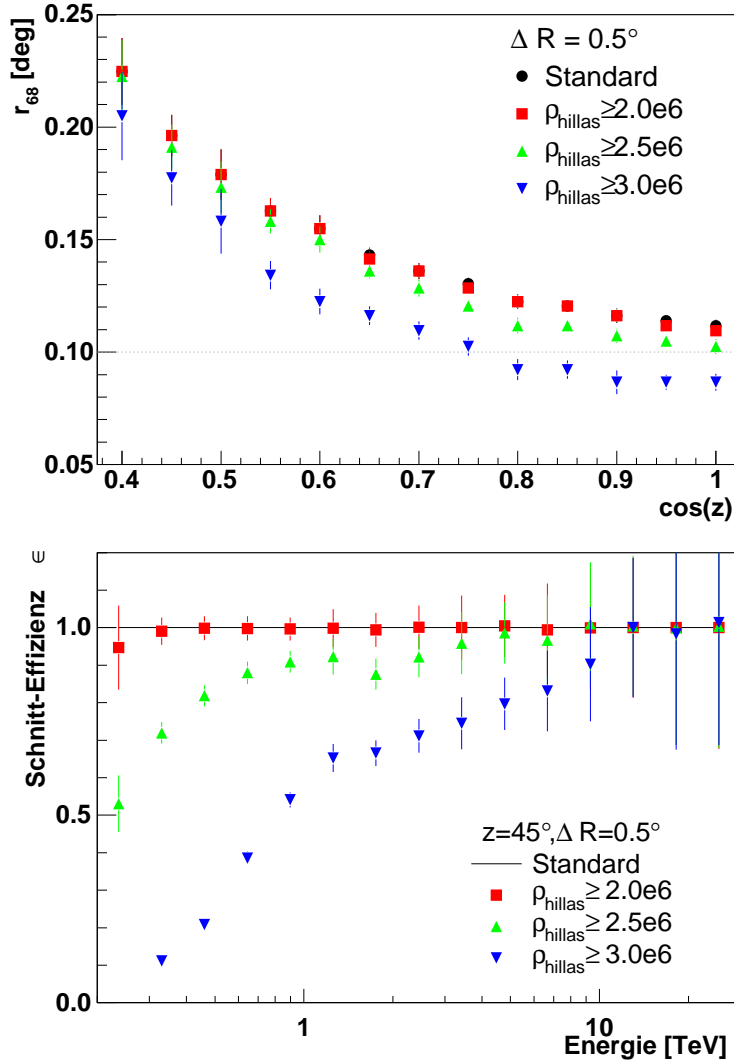


Abbildung 5.10: Oben: Verbesserung der Abbildungsfunktion durch die zusätzliche Anwendung eines ϱ_{hillas} -Schnittes. **Unten:** Die entsprechenden Schnitt-Effizienzen für einen Zenitwinkel von $z = 45^\circ$, normiert auf die Verwendung der Standard-Schnitte. Analog zu den in Tabelle 4.1 aufgeführten Schnitt-Sätzen Hart1 und Hart2 geht die Verbesserung der Abbildungsfunktion auf Kosten der Nachweis-Sensitivität kleiner Energien, vergleiche Abbildung 5.12. Für die dargestellten Untersuchungen wurde ein spektraler Verlauf eines Potenzgesetzes mit einem Photon-Index von $\Gamma = 2.7$ verwendet.

Schnittes würde ein Schnitt auf $\varrho_{hillas} \geq 2.0 \cdot 10^6$ demnach etwa 50% des Untergrundes bei nahezu kompletter Beibehaltung der photonischen Ereignisse verwerfen. Im Folgenden soll sich jedoch auf die Wirkung und eine mögliche Anwendung des ϱ_{hillas} -Schnittes in Kombination mit den wichtigen Schnitten auf m_{scl} und m_{scw} bezogen werden.

Auch nach Anwendung der m_{scw}/m_{scl} -Schnitte verbleibt ein noch geringer Unterschied in den Verteilungen von ϱ_{hillas} zwischen den γ -Ereignissen und dem Untergrund, dessen Schwerpunkt bei kleineren Werten liegt. Daher ist es möglich, den relativen Anteil von γ -Ereignissen in einem gemessenen Datensatz durch die zusätzliche Anwendung eines Schnittes auf ϱ_{hillas} weiter zu erhöhen. Wegen des ähnlichen Verlaufs der Verteilungen zwischen Untergrund und Signal sind jedoch keine signifikanten Verbesserungen mehr zu erwarten. Die Signifikanz eines Krebs-Nebel-Datensatzes unter Anwendung verschiedener Werte des ϱ_{hillas} -Schnittes ist in Tabelle A.1 im Anhang A.1 zusammengestellt. Für schwache Quellen ergibt sich eine Verbesserung der Nachweis-Sensitivität im Bereich von bis zu 10%.

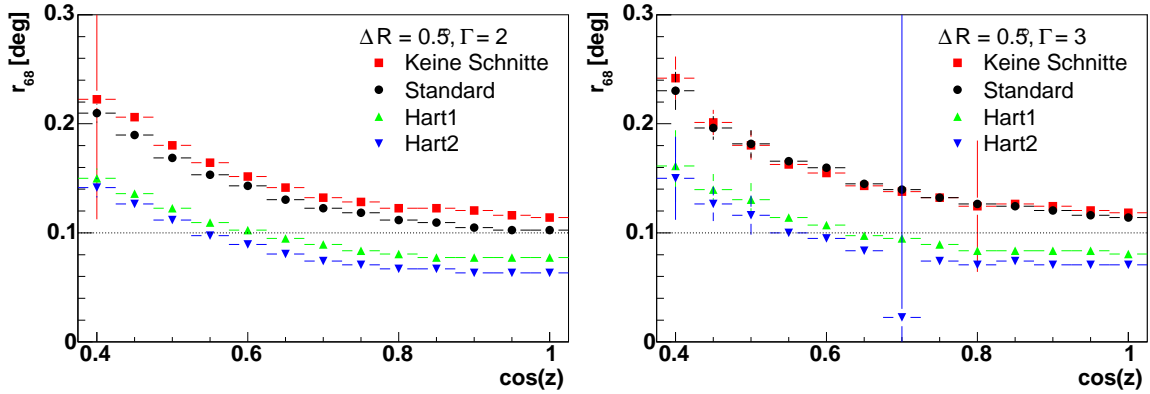


Abbildung 5.11: Links: Qualität der Abbildungsfunktion für die in Tabelle 4.1 aufgeführten Schnitt-Sätze Standard, Hart1 und Hart2 für ein simuliertes, differentielles Energiespektrum mit einem Photon-Index von $\Gamma = 2$. Ebenfalls dargestellt ist die Abbildungsfunktion, die man ohne Anwendung von Schnitten erhält. **Rechts:** Gleiche Darstellung wie links nur anhand eines Datensatzes mit einem simulierten Energiespektrum mit Photon-Index $\Gamma = 3$. Die generelle Verschlechterung der Abbildungsfunktion für weiche Quellspektren wird aus dem Vergleich beider Verteilungen (links und rechts) deutlich. Die harten Schnitte kompensieren diesen Effekt, verringern jedoch die Ereignisstatistik stärker als bei einem harten Quellspektrum.

Der ϱ_{hillas} -Schnitt dient aber wegen seiner Anwendung auf einzelne Kamera-Bilder neben der zuvor diskutierten Möglichkeit zur γ -Hadron-Separation auch der Verbesserung der Richtungsauflösung, indem einzelne, schlecht parametrisierte Bilder nicht in die Richtungs-Rekonstruktion eingehen. Die zu erwartende Verbesserung der Abbildungsfunktion geht jedoch analog zum Amplituden-Schnitt zu Lasten der kleinen Energien, was in Abbildung 5.10 dargestellt ist. Spielt eine Erhöhung der Energieschwelle in der Analyse keine entscheidende Rolle, so kann mit einem Schnitt auf $\varrho_{\text{hillas}} \geq 2.5 \cdot 10^6$ die Abbildungsfunktion deutlich verbessert werden. Auch diese Verbesserung ist analog zur Wirkungsweise der in Tabelle 4.1 aufgeführten Schnitte Hart1 und Hart2 abhängig von der spektralen Form der nachgewiesenen Quelle, vergleiche Abbildung 5.11.

5.5.3 Verbesserung der Richtungsauflösung durch die Schnittsätze Hart1 und Hart2

In diesem Abschnitt soll der Einfluss der in Tabelle 4.1 eingeführten Schnitt-Sätze Hart1 und Hart2 auf die Abbildungsfunktion und die effektiven Nachweisflächen untersucht werden. Die Abbildungsfunktion für die verschiedenen Schnitt-Sätze ist in Abbildung 5.11 für zwei simulierte Quellspektren mit Photon-Indizes von $\Gamma = 2$ bzw. $\Gamma = 3$ dargestellt. Die Verwendung eines Schnittes auf die minimale Bildamplitude von $Amp \geq 200$ p.e. (Hart1) und zusätzlich auf eine Bildmultiplizität von $N_e \geq 3$ Bilder pro Ereignis (Hart2) verbessern die Abbildungsfunktion um bis zu 50%.

Die harten Schnitte führen jedoch zu einer starken Verminderung der Ereignisstatistik ins-

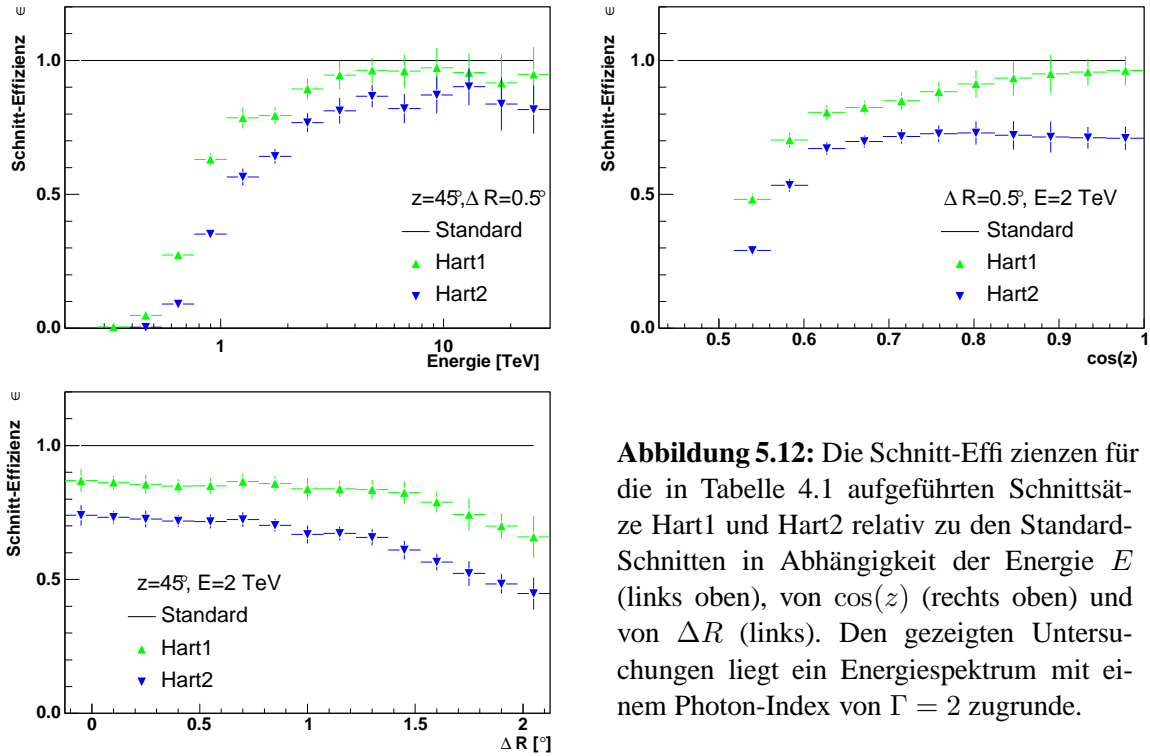


Abbildung 5.12: Die Schnitt-Effizienzen für die in Tabelle 4.1 aufgeführten Schnittsätze Hart1 und Hart2 relativ zu den Standard-Schnitten in Abhängigkeit der Energie E (links oben), von $\cos(z)$ (rechts oben) und von ΔR (links). Den gezeigten Untersuchungen liegt ein Energiespektrum mit einem Photon-Index von $\Gamma = 2$ zugrunde.

besondere bei kleinen Energien (Erhöhung der Energieschwelle, vergleiche Abbildung 5.7). Die kleinen Energien, deren relativer Anteil in einem weichen Quellspektrum mit $\Gamma = 3$ höher ist als in einem härteren Spektrum mit $\Gamma = 2$, limitieren generell die Qualität der Abbildungsfunktion, was ebenfalls in Abbildung 5.11 deutlich wird. Durch den Wegfall der kleinen Energien nach Anwendung der harten Ereignis-Schnitte lässt sich daher auch erklären, warum sich die Güte der Abbildungsfunktionen beider Spektren annähert, wobei die Nachweis-Sensitivität für weiche Quellspektren jedoch entsprechend stärker reduziert wird.

Der Einfluss der harten Schnitte auf die effektiven Nachweisflächen ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Wie zu erwarten, wird die durch diese Schnitte erreichte Verbesserung der Richtungsauflösung durch die Anreicherung von Ereignissen mit hohen Energien und Bildmultiplizitäten erreicht, wobei insbesondere der Amplituden-Schnitt zu einer starken Anhebung der Energieschwelle führt. Auch nimmt durch diese Schnitte die Sensitivität am Kamerarand ab, da die im Datensatz verbleibenden Ereignisse hoher Energien tendenziell eher dem *Nominal-Distance*-Schnitt zum Opfer fallen. Für Quellen mit einer hohen Ereignisstatistik und einem harten Energiespektrum dagegen ist die Verwendung der die Richtungsauflösung verbessernden Schnitte Hart1 und Hart2 durchaus sinnvoll. Die in dieser Arbeit analysierten Quellen (siehe Kapitel 6 und 7) wurden in einem Zenitwinkelbereich von $0.5 \leq \cos(z) \leq 0.8$ beobachtet und weisen differentielle Energiespektren mit Photon-Indizes im Bereich von $\Gamma = 2.2 - 2.5$ auf.

Kapitel 6

Nachweis von TeV- γ -Strahlung von PSR B1259-63/SS 2883 und Entdeckung der unidentifizierten, ausgedehnten TeV- γ -Quelle HESS J1303-631

Das Gesichtsfeld der Kameras der H·E·S·S.-Teleskope mit einem Durchmesser von etwa 5° (vergleiche Kapitel 3.3) erlaubt die Untersuchung von Himmelsregionen im GeV/TeV-Energiebereich mit vergleichbaren Ausmaßen. Der signifikante Nachweis mit 5σ einer TeV- γ -Quelle mit einem Fluss im Bereich von 1% bzw. 10% des Fluss-Niveaus des Krebs-Nebels ist in 25 bzw. 5 Stunden möglich. Genauere Studien eines Objektes erfordern, entsprechend der Anforderungen an die zu untersuchende physikalische Fragestellung, mehr Beobachtungszeit. Da die Beobachtungen des H·E·S·S.-Experiments nur in mondfreien Nächten möglich sind, stehen pro Jahr in etwa 1000 h Beobachtungszeit zur Verfügung, von denen ein Teil aufgrund technischer Probleme und vor allem schlechten Wetters nicht nutzbar ist. Der effiziente Messbetrieb setzt daher die genaue Planung und entsprechende Aufteilung der zur Verfügung stehenden Messzeit auf die Quellen bzw. vielversprechende Quellkandidaten voraus. Die Beobachtung eines Objektes, von dem bislang keine Emission hochenergetischer γ -Strahlung im GeV/TeV-Bereich gemessen wurde, muss daher durch Vorhersagen physikalischer Modelle motiviert werden. Ist ein Objekt nachgewiesen, so lässt sich aus den bislang bestimmten physikalischen Eigenschaften im hochenergetischen Bereich die Messdauer hinsichtlich weiterer Fragestellungen abschätzen. In einer alternativen Beobachtungsstrategie werden bestimmte Regionen des Himmels, wie beispielsweise der Zentralbereich der galaktischen Ebene [Aharonian et al. 2005f], systematisch nach TeV- γ -Quellen durchmustert.

Für das Doppelsternsystem PSR B1259-63/SS 2883 existieren verschiedene Modellvorhersagen zur Emission hochenergetischer γ -Strahlung, so dass dieses Objekt mit H·E·S·S.-beobachtet wurde. Die Beobachtungen führten zum erstmalig signifikanten Nachweis der Emission von γ -Photonen im GeV/TeV-Energiebereich dieses Objekts im Februar/März

2004 [Beilicke et al. 2004a]. Die aus diesen und den darauffolgenden Messungen abgeleiteten physikalischen Eigenschaften sind in Kapitel 6.1 zusammengefasst, eine detailliertere Untersuchung findet sich in [Aharonian et al. 2005b, Schlenker 2005]. Nach der Entdeckung von PSR B1259-63/SS 2883 wurden die Beobachtungen bis Juni 2004 weitergeführt. Schon im März wurde an einer Himmelsposition etwa 0.6° nördlich des Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883 überraschenderweise (zum ersten mal in der TeV- γ -Astronomie) eine weitere Quelle im selben Gesichtsfeld der Beobachtung entdeckt. Diese gilt nach intensiven Untersuchungen als etabliert (vergleiche Abschnitt 6.2) und trägt entsprechend ihrer Koordinaten den Namen HESS J1303-631. Ein Gegenstück in anderen Energiebereichen konnte bislang nicht gefunden werden, so dass es sich um eine so genannte unidentifizierte TeV- γ -Quelle handelt. Die Untersuchung dieser Quelle bildet den Schwerpunkt dieses Kapitels. Die physikalischen Eigenschaften von HESS J1303-631 werden in Abschnitt 6.3 beschrieben, gefolgt von der Suche nach einem Gegenstück in anderen Energiebereichen (Abschnitt 6.4), sowie der Diskussion möglicher Szenarien zur Erklärung der gemessenen GeV/TeV- γ -Emission in Abschnitt 6.5.

6.1 Beobachtung und Nachweis des Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883 im GeV/TeV-Energiebereich

In diesem Abschnitt soll zunächst der Nachweis des Doppelsternsystems PSR B1259-63 / SS 2883 mit H·E·S·S beschrieben werden, der der zufälligen Entdeckung von HESS J1303-631 vorangegangen ist. Der analysierte Datensatz ist für beide Quellen derselbe, so dass die Beobachtungen von PSR B1259-63/SS 2883 die Grundlage der Entdeckung und Analyse von HESS J1303-631 bilden. Ein genaues Verständnis der Eigenschaften von PSR B1259-63/SS 2883 ist ferner für die korrekte Berücksichtigung bei der Untergrundbestimmung in der HESS J1303-631-Analyse nötig.

6.1.1 Das Doppelsternsystem PSR B1259-63/SS 2883

Das Doppelsternsystem PSR B1259-63/SS 2883 besteht aus einem Radiopulsar PSR B1259-63 mit einer Periode von etwa 48 ms und einem Begleitstern SS 2883 der Spektralklasse Be2. Der Pulsar umrundet den Begleitstern auf einer Umlaufbahn mit starker Exzentrizität von $\epsilon \approx 0.87$ und einer Periode von $P_{\text{orb}} \sim 3.4$ Jahren. Die wichtigsten Parameter des Doppelsternsystems sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Eine schematische Darstellung der Systemgeometrie ist in Abbildung 6.1 gezeigt.

Der Begleitstern mit dem Radius R_* ist von einer Scheibe wegströmender Materie umgeben, die – so lässt sich aus Messungen im Radiobereich ableiten – gegenüber der Orbitalebene geneigt ist [Wex et al. 1998]. Der Zeitpunkt des geringsten Abstandes zwischen dem Pulsar und dem Begleitstern auf der exzentrischen Bahn wird als Periastron, der des größten Abstandes als Apastron bezeichnet. Der sehr geringe Abstand beider Partner im Periastron

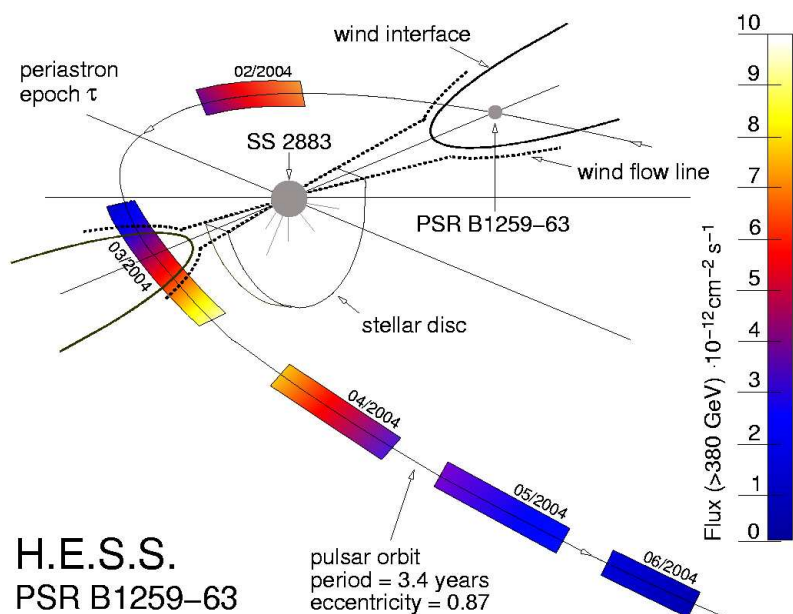


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Geometrie des Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883. Die Zeiträume der H.E.S.S.-Messungen aus dem Jahr 2004 und die entsprechend gemessenen integralen Photonflüsse sind ebenfalls dargestellt. Die Abbildung entstammt aus [Aharonian et al. 2005b].

von nur $\sim 23 R_*$ führt dazu, dass der Pulsar einige Tage vor sowie nach dem Periastron-Durchgang die ausströmende Materiescheibe des Begleitsterns durchläuft und sich zwischenzeitlich vom Beobachter aus gesehen hinter dieser befindet. Die gegebene Geometrie zeichnet dieses Doppelsternsystem als ein seltenes Labor zum Studium der Wechselwirkung zwischen dem hochenergetischen Pulsarwind mit einer über die Orbitalperiode variierenden Umgebungsdichte der Materie und des Strahlungsfeldes aus.

Während der vergangenen Periastron-Durchgänge wurden u.a. in den Jahren 1994 und 1997 Beobachtungen von PSR B1259-63/SS 2883 im Radiobereich durchgeführt. Im Zeitraum von einigen Wochen um den Periastron-Durchgang wurde im Gegensatz zur sonst gepulsten Radiostrahlung des Pulsars nur eine schwache, konstante Radio-Emission gemessen, was als Verschwinden des Pulsars PSR B1259-63 hinter der Materiescheibe des Begleitsterns interpretiert wird [Johnston et al. 1999], vergleiche Abbildung 6.1. Auch in Röntgenbeobachtungen wurde eine Abhängigkeit des gemessenen Flusses von der Orbitalperiode T_{orb} festgestellt. Desweiteren ist im Energiespektrum eine Synchrotron-Komponente erkennbar, die auf die Beschleunigung einer Elektronenpopulation auf sehr hohe Energien hindeutet [Kaspi et al. 1995, Hirayama et al. 1999].

Emission im GeV/TeV-Energiebereich wird von verschiedenen Modellen vorhergesagt. Die Elektronen des Pulsarwindes können beim Auftreffen auf die dichtere Materieumgebung des Begleitsterns durch die hierbei entstehende Schockfront auf sehr hohe Energien beschleunigt werden. Diese Elektronen können dann wiederum durch inverse Compton-Streuung (vergleiche Kapitel 2.1) einen Teil ihrer Energie auf Photonen des lokalen Strahlungsfeldes des Begleitsterns übertragen, was zur Emission hochenergetischer γ -Photonen bei einer Energie von 100 GeV von bis zu $10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ führen kann [Kirk et al. 1999]. Ferner kann zusätzlich die inverse Compton-Streuung von Elektronen des ungeschockten Pulsarwindes in die Modellierung mit einbezogen werden [Ball & Kirk 2000]. Es existieren weite-

Parameter	Wert
Doppelsternsystem PSR B1259-63/SS 2883	
Rektaszension (J2000.0)	$13^h 02^m 47.68^s$
Deklination (J2000.0)	$-63^\circ 50' 08.6''$
Entfernung d	≈ 1.5 kpc
Orbitalperiode P_{orb}	1236.79(1) d
Epoche (Periastron) T_0	MJD 48124.3581(2)
Exzentrizität ϵ	≈ 0.87
Pulsar PSR B1259-63 (PSR J1302-6350)	
Rotationsperiode P_p	47.762 ms
Ableitung \dot{P}_p	$2.2793(4) \cdot 10^{-15}$
Epoche $T_{p,0}$	MJD 48053.44
Oberflächenmagnetfeld B	$3.3 \cdot 10^{11}$ G
Begleitstern SS 2883	
Masse M_*	$10 M_\odot$
Radius R_*	$6 R_\odot$
Spektraltyp	Be2

Tabelle 6.1: Die wichtigsten Parameter des Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883, das aus dem Pulsar PSR B1259-63 und seinem Begleitstern SS 2883 besteht. Die Daten sind entnommen aus [Johnston et al. 1992, Johnston et al. 1994]. Das so genannte Periastron entspricht dem Zeitpunkt des geringsten Abstandes zwischen Pulsar und Begleitstern.

re Modelle, die eine genauere Simulation der Geometrie des Doppelsternsystems inklusive der Materiescheibe um den Begleitstern beinhalten. Nahezu alle Modelle sagen eine Abhängigkeit der hochenergetischen γ -Emission von der Orbitalperiode voraus, zumeist mit einem Maximum des Photonenflusses im Bereich des Periastrons.

Beobachtungen von PSR B1259-63/SS 2883 im GeV/TeV-Energiebereich wurden bereits im Jahre 1994 mit dem 3.8 m-Cherenkov-Teleskop der CANGAROO-Kollaboration etwa 120 Tage nach dem damaligen Periastron-Durchgang durchgeführt. In diesem 26.5-stündigen Datensatz fanden sich Anzeichen auf einen Ereignis-Überschuss mit einer statistischen Signifikanz von 4.8σ . Diese Ergebnisse konnten in einer weiteren Beobachtung von etwa 8.6 h jedoch nicht bestätigt werden [Sako et al. 1997]. Eine dritte Beobachtungskampagne der CANGAROO-Kollaboration mit einem inzwischen sensitiveren 10 m-Teleskop im Jahre 2000/2001 ergab ebenfalls nur obere Flussgrenzen von 13% des Krebs-Nebel-Flusses in einer 3.2-stündigen Messung etwa 47 Tage nach dem Periastron-Durchgang, bzw. 54% des Krebs-Nebel-Flusses in einer 10.4-stündigen Messung etwa 157 Tage nach dem Periastron-Durchgang [Kawachi et al. 2004]. Wegen seiner Deklination von $\delta \approx -63^\circ$ sind Beobachtungen von PSR B1259-63/SS 2883 mit Experimenten auf der Nordhemisphäre nicht möglich.

6.1.2 Beobachtungen mit H.E.S.S.

Die Beobachtungen von PSR B1259-63/SS 2883 mit H.E.S.S. begannen im Februar 2004, abgestimmt auf den bevorstehenden Periastron-Durchgang, der für den 7. März vorausge-

Beobachtung Zeitraum	T^{obs} T^{live}	$z_{\text{min}} - z_{\text{max}}$ $\langle z \rangle$	$\langle N_{\text{sys}} \rangle$ E_{sch}	Anmerkung
2004				
p2004_02 27.02.-03.03.2004	8.1 h 7.1 h	40.1° – 45.1° 41.8°	3 0.36 TeV	Ausschluss des Teleskops CT1, Tracking: Dec ⁺ , Dec ⁻
p2004_03 19.03.-29.03.2004	19.5 h 17.5 h	40.2° – 52.0° 44.1°	4 0.41 TeV	Tracking: Dec ⁺ , Dec ⁻
p2004_04 12.04.-21.04.2004	5.6 h 5.0 h	40.1° – 41.6° 40.8°	4 0.36 TeV	Tracking: Dec ⁺ , Dec ⁻
p2004_05 09.05.-21.05.2004	11.0 h 9.9 h	40.2° – 46.9° 42.6°	4 0.36 TeV	Neue Trackingpositionen: Dec [±] , RA _{a,b} [±] → RA _* [±]
p2004_06 11.06.-16.06.2004	9.5 h 8.7 h	40.1° – 51.3° 41.9°	4 0.36 TeV	Tracking: RA _* ⁺ , RA _* ⁻
2005				
p2005_02/p2005_03 März/April 2005	8.9 h 8.2 h	38.9° – 51.5° 43.8°	4 0.41 TeV	Teil der Himmelsdurch- musterung, Abb. 6.6 (unten)
Gesamt				
	62.6 h	38.9° – 52.0°	3.9	
2004-2005	56.4 h	42.9°	0.36 TeV	kombinierter Datensatz

Tabelle 6.2: Zusammenstellung der Beobachtungen von PSR B1259-63/SS 2883 bzw. HESS J1303-631 in den Jahren 2004 und 2005. Aufgelistet sind die Beobachtungs-Schicht und der entsprechende Zeitraum, die Beobachtungszeit T^{obs} und die Totzeit-korrigierte sensitive Zeit T^{live} , der minimale (z_{min}), der maximale (z_{max}) und der mittlere Zenitwinkel $\langle z \rangle$, die mittlere Anzahl der in die Analyse eingehenden Teleskope $\langle N_{\text{sys}} \rangle$, sowie die aus dem mittleren Zenitwinkel ermittelte Energieschwelle E_{sch} nach Anwendung der Ereignisschnitte. Die angeführten Tracking-Positionen der Teleskope sind in Abbildung 6.6 veranschaulicht.

sagt war. Schon in den Daten der ersten Beobachtungsperiode, die zwischen dem 26. Februar und dem 5. März durchgeführt wurde, zeigte sich in einer vom Autor durchgeführten Analyse unmittelbar nach Beendigung der Messungen in den vorläufig kalibrierten¹ Daten ein deutlicher Ereignis-Überschuss mit einer Signifikanz oberhalb von 5σ . Wegen der insbesondere in anderen Energiebereichen bekannten Variabilitäten von PSR B1259-63/SS 2883 wurden diese vorläufigen Ergebnisse veröffentlicht [Beilicke et al. 2004a, Beilicke et al. 2004b, Beilicke et al. 2004c], um anderen Experimenten einen schnellen und zeitnahen Anschluss an die Messungen zu ermöglichen, wie diese beispielsweise vom Röntgensatelliten INTEGRAL durchgeführt wurden [Shaw et al. 2004].

¹Die Rohdaten werden direkt nach der Datennahme unter Verwendung von zeitlich leicht zurückliegenden Kalibrationsmessungen kalibriert. Die endgültige Kalibration mit den zeitgleichen Kalibrationsmessungen der entsprechenden Beobachtungsschicht (vergleiche Kapitel 3.3.6) werden erst einige Wochen später durchgeführt.

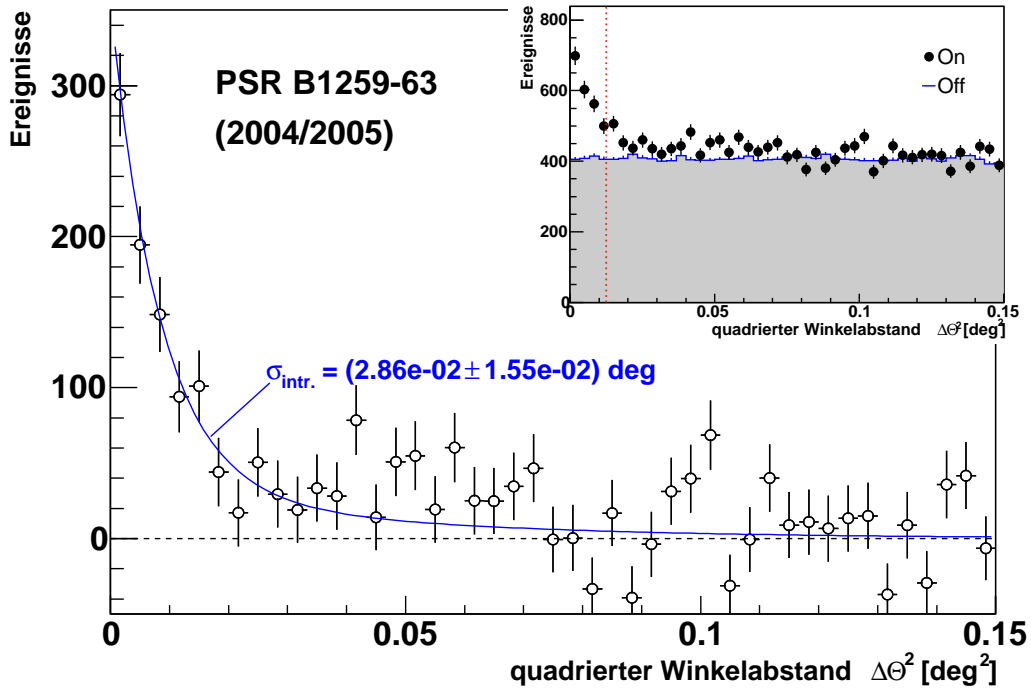


Abbildung 6.2: Verteilung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ des Ereignis-Überschusses für den gesamten Datensatz. Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung einer Gaußfunktion gefaltet mit der Abbildungsfunktion. Die eingelagerte Abbildung zeigt die Verteilungen der *On*- und normierten *Off*-Region. Die vertikale Linie markiert den angewandten Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.0125 \text{ deg}^2$, vergleiche Tabelle 4.1.

Nach der endgültigen Kalibration, sowie der Verwendung weiterer Messdaten aus der Beobachtungsschicht (Februar/März) erhöhte sich die statistische Signifikanz des Ereignisüberschusses auf 8.2σ [Beilicke 2004d]. Dieser erstmalig signifikante Nachweis von PSR B1259-63/SS 2883 im GeV/TeV-Energiebereich mit H.E.S.S. nahe des Periastrons 2004 motivierte eine deutliche Verlängerung der Beobertungskampagne – zunächst bis zum Ende der saisonalen Sichtbarkeit vom Beobachtungsort des H.E.S.S.-Experiments in Namibia im Juni 2004. Die im nächsten Abschnitt 6.2 beschriebene Entdeckung einer weiteren Quelle im selben Gesichtsfeld kurze Zeit nach der erstmaligen Entdeckung von PSR B1259-63/SS 2883 stellte eine zusätzliche Motivation dieser Verlängerung dar. Weitere Beobachtungen wurden ein Jahr später zwischen März und April 2005 durchgeführt. Die Zeiträume, sowie weitere Charakteristika der einzelnen Mess-Schichten, sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt. In der ersten Messperiode p2004_02 wurde das Teleskop CT01 aus technischen Gründen von der Analyse ausgeschlossen. Die Lücken zwischen den einzelnen Beobachtungsperioden sind durch den Vollmond zu erklären, bei dem keine Messungen möglich sind. Die Beobachtungen im Jahre 2005 wurden größtenteils im Rahmen einer systematischen Himmelsdurchmusterung entlang der galaktischen Ebene durchgeführt.

Die im Folgenden dargestellten Ergebnisse wurden unter Verwendung der in Tabelle 4.1

Beobachtung	N_{on}	α	N_{off}	N_{γ}	S_{dc} [σ]	Γ	$\Phi_{>380 \text{ GeV}}$ [Φ_{12}]	S_{χ^2} [σ]
p2004_02	321	0.17	871	169 ± 19	10.7	3.0 ± 0.3	5.5 ± 0.8	1.8
p2004_03	773	0.17	3047	240 ± 30	8.9	2.9 ± 0.4	2.3 ± 0.4	2.1
p2004_04	300	0.17	1033	121 ± 19	7.5	2.7 ± 0.3	4.4 ± 0.8	0.0
p2004_05	412	0.13	2257	129 ± 22	6.7	2.5 ± 0.3	2.3 ± 0.5	0.0
p2004_06	279	0.11	2113	51 ± 18	3.1	—	0.8 ± 0.5	0.0
2005	173	0.10	1584	22 ± 14	1.6	—	0.5 ± 0.7	0.0
Gesamt	2258	0.14	10900	731 ± 50	16.2	3.0 ± 0.2	2.7 ± 0.5	5.5

Tabelle 6.3: Zusammenstellung der Ergebnisse der PSR B1259-63/SS 2883-Messungen aus den einzelnen Beobachtungsperioden der Jahre 2004 und 2005, vergleiche Tabelle 6.2. Gezeigt sind die Anzahl der N_{on} -Ereignisse, die Normierung α , die Anzahl der N_{off} -Ereignisse, sowie die hieraus berechnete Anzahl der Überschuss-Ereignisse N_{γ} und die nach Gleichung (4.7) berechnete statistische Signifikanz S_{dc} . Zusätzlich aufgeführt ist der Photon-Index Γ des entsprechenden differentiellen Energiespektrums, der integrale Photonenfluss oberhalb von 380 GeV (mit $\Phi_{12} = 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) sowie die Signifikanz S_{χ^2} für variable Emission, die aus der Qualität der Anpassung einer konstanten Funktion an die nächteweise Lichtkurve abgeleitet wurde.

aufgeführten Standard-Schnitte zur Ereignis Selektion erhalten. Wegen des nahe der galaktischen Ebene höheren Nachthimmelrauschens wurde ein *Tailcut* von $(amp_{\text{min}}; amp_{\text{min}}^*) = (5; 10)$ p.e. verwendet, vergleiche Kapitel 4.1. Die mittlere Energieschwelle der Beobachtung lag bei $E_{\text{sch}} = 360 \text{ GeV}$. Ferner wurde eine Region mit einem Radius von 0.4° um die Position der im folgenden Abschnitt 6.2 diskutierte TeV- γ -Quelle HESS J1303-631, die sich etwa 0.6° nördlich von PSR B1259-63/SS 2883 befindet (vergleiche Abbildung 6.5), von der Untergrundbestimmung und Modellierung der Kamera-Akzeptanz ausgeschlossen (siehe hierzu Anhang A.3). Der Untergrund für die Bestimmung des Ereignisüberschusses und des Energiespektrums wurde aus den gespiegelten Untergrundregionen erhalten, vergleiche Abbildung 4.5. Wegen der verbotenen Region um die Quelle HESS J1303-631 variiert die Anzahl der verwendbaren Untergrundregionen in Abhängigkeit der Ausrichtungspositionen der Teleskope (*Tracking*-Position), die in Abbildung 6.6 für den gesamten Datensatz dargestellt sind.

6.1.3 Eigenschaften im GeV/TeV-Energiebereich

Im gesamten Datensatz aus den Jahren 2004 und 2005 wurde ein Ereignisüberschuss von 731 ± 50 Ereignissen ($\Delta\theta^2 \leq 0.0125 \text{ deg}^2$) aus der Richtung von PSR B1259-63/SS 2883 gemessen, was einer nach Gleichung (4.7) berechneten Signifikanz von $S_{\text{dc}} = 16.2 \sigma$ entspricht. Die entsprechende Verteilung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ für die *On*- und die normierte *Off*-Region ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Aus der Anpassung einer Faltung aus einer Gauß-Funktion mit der Abbildungsfunktion wurde die intrinsische Ausdehnung der Quelle zu $\sigma_{\text{intr}} = (0.029 \pm 0.016)^\circ$ bestimmt, was mit einer Punktquelle kompatibel ist.

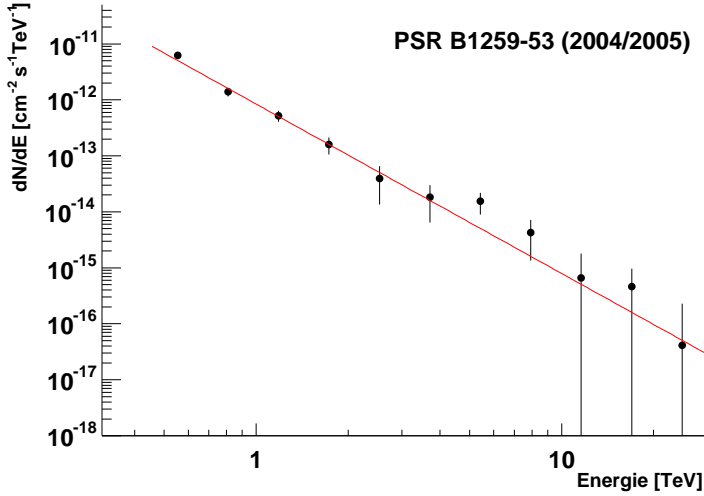


Abbildung 6.3: Differentielles Energiespektrum von PSR B1259-63/SS 2883 des gesamten Datensatzes aus den Jahren 2004/2005. Die Anpassung einer Potenzfunktion $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ ist ebenfalls gezeigt (durchgezogene Linie). Der hieraus ermittelte Photon-Index ist $\Gamma = 3.0 \pm 0.2$.

Die aus der Anpassung der Abbildungsfunktion an die Himmelskarte bestimmte Schwerpunktsposition des gemessenen Ereignisüberschusses (α_{TeV} ; δ_{TeV}) entspricht der nominellen Position von PSR B1259-63/SS 2883:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{TeV}} &= 13^{\text{h}}02^{\text{m}}48.3^{\text{s}} \pm 3.9^{\text{s}} & \delta_{\text{TeV}} &= -63^{\circ}49'54'' \pm 25'' \quad (\text{J2000.0}) \\ \alpha_{\text{nom}} &= 13^{\text{h}}02^{\text{m}}47.7^{\text{s}} & \delta_{\text{nom}} &= -63^{\circ}50'08.8'' \quad (\text{J2000.0}) \end{aligned}$$

Die systematische Ausrichtungsgenauigkeit der Teleskope beträgt $20''$. Um einen verfälschenden Einfluss der nahegelegenen Quelle HESS J1303-631 auf die Positionsbestimmung zu vermeiden, wurden die Überschussverteilungen beider Quellen in der Himmelskarte durch eine entsprechende Funktion (6.1) simultan angepasst. Dies ist genauer in Abschnitt 6.3 beschrieben, siehe auch Tabelle 6.5.

Die Ereignis-Überschüsse der einzelnen Mess-Schichten sowie die aus der Spektralanalyse ermittelten Photon-Indizes Γ und die integralen Photonenflüsse oberhalb von 380 GeV sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt. Das differentielle Energiespektrum des kombinierten Datensatzes ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Die Unterschiede der Photon-Indizes der einzelnen Messperioden sind statistisch nicht signifikant. In der Messperioden p2004_06, sowie in den Messungen des Jahres 2005 war die Erstellung eines separaten Energiespektrums wegen zu geringer Ereignis-Statistik nicht mehr möglich. Die integralen Photonenflüsse unterscheiden sich zum Teil deutlich zwischen den einzelnen Mess-Schichten. Dies zeigt sich auch in der Lichtkurve, die in Abbildung 6.4 gezeigt ist. Diese wurde mittels der Methode *LK#2* erstellt, vergleiche Kapitel 4.6.4. Die statistische Signifikanz S_{χ^2} der Fluss-Variationen wurde aus der Güte der Anpassung einer konstanten Funktion an die Messdaten für die einzelnen Mess-Schichten (sowie für den gesamten Datensatz) bestimmt und ist ebenfalls in Tabelle 6.3 mit aufgeführt. Leichte Anzeichen für Variabilität innerhalb einer Mess-Schicht ergeben sich hierbei in den ersten beiden Beobachtungs-Perioden (p2004_02 und p2004_03) nahe des Periastrondurchgangs. Die Signifikanz für variable Emission im gesamten Datensatz wurde berechnet zu $S_{\chi^2} = 5.5 \sigma$. Die Variabilität konnte durch die Anwendung der Tests auf

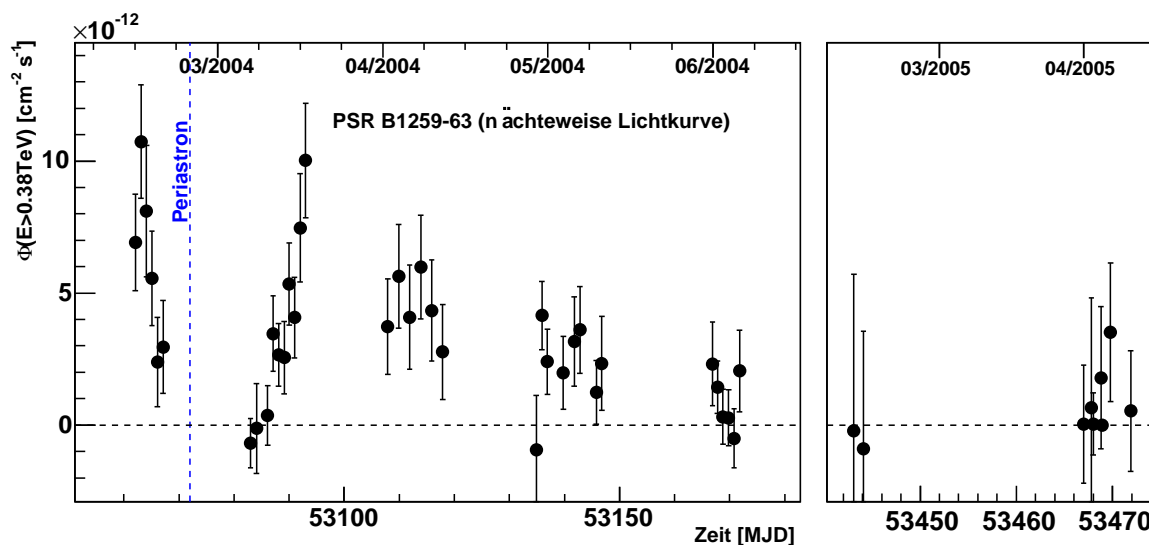


Abbildung 6.4: Die nach Methode *LK#2* (vergleiche Kapitel 4.6.4) bestimmte, nächtweise Lichtkurve des integralen Photonenfusses oberhalb von 380 GeV für PSR B1259-63/SS 2883. Der Zeitraum zwischen den Messungen in 2004 und 2005 wurde in der Darstellung herausgeschnitten. Der Zeitpunkt des Periastron-Durchganges am 7. März, zu dem wegen des Vollmondes keine Messungen mit H.E.S.S. möglich waren, ist ebenfalls angedeutet.

ausbruchartiges Verhalten bestätigt werden, deren Ergebnisse in Tabelle 6.11 des folgenden Abschnitts zusammengestellt sind. Dies macht PSR B1259-63/SS 2883 zur ersten, nachgewiesenen galaktischen Quelle mit variabler Emission von hochenergetischen γ -Photonen im GeV/TeV-Energiebereich.

In der Lichtkurve in Abbildung 6.4 deutet sich ein Minimum im Bereich des Periastron-Durchgangs² an. Dieses steht im Widerspruch zu den Vorhersagen diverser Modelle, wie beispielsweise [Kirk et al. 1999]. Eine detailliertere Modellierung der Systemgeometrie von PSR B1259-63/SS 2883 ist zur Reproduktion der gemessenen Daten notwendig. Eine allgemeine Diskussion der möglichen Erzeugungs-Mechanismen der beobachteten Emission im TeV- γ -Bereich ist in [Schlenker 2005, Aharonian et al. 2005b] zu finden.

²Direkt während des Periastron-Durchgangs waren wegen des Vollmondes keine Messungen mit den H.E.S.S.-Teleskopen möglich.

6.2 Entdeckung der TeV- γ -Quelle HESS J1303-631

6.2.1 Entdeckung von HESS J1303-631

Nach der Entdeckung des Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883 im Februar 2004 konnte zu Beginn der folgenden Messperiode p2004_03 im März (vergleiche Tabelle 6.2) zunächst kein signifikanter Ereignisüberschuss mehr aus der Richtung von PSR B1259-63/SS 2883 nachgewiesen werden. Daraufhin wurde das Gesichtsfeld der entsprechenden Beobachtung untersucht, was zum Auffinden eines signifikanten Ereignisüberschusses an einer Position etwa 0.6° nördlich der Position von PSR B1259-63/SS 2883 nahe der galaktischen Ebene führte. Da das Auffinden dieses Überschusses unerwartet war, wurde zunächst die Möglichkeit eines technischen Problems in Betracht gezogen, beispielsweise verursacht durch eine Fehlfunktion des Teleskop-*Trackings*. Es konnte jedoch kein Hinweis auf eine messtechnisch bedingte Ursache des Ereignisüberschusses nördlich von PSR B1259-63/SS 2883 gefunden werden. Auch zeigte sich in einer genaueren Betrachtung der Daten der vorangegangenen Messperiode p2004_02, dass dieser Überschuss auch hier schon vorhanden war. Erstmals wurde die Möglichkeit der Entdeckung einer zweiten TeV- γ -Quelle im Gesichtsfeld in Betracht gezogen, was der weiteren Beobachtung der Himmelsregion um PSR B1259-63/SS 2883 bis in den Juni 2004 ein zusätzliches Gewicht verlieh.

Inzwischen ist zweifelsfrei belegt, dass es sich bei dem Ereignisüberschuss um eine weitere TeV- γ -Quelle im selben Gesichtsfeld handelt, die gemäß ihrer Himmelskoordinaten den Namen HESS J1303-631 trägt und eine deutliche Ausdehnung aufweist. Somit konnten durch H.E.S.S. erstmals in der TeV- γ -Astronomie zwei Quellen in einem Gesichtsfeld nachgewiesen werden³. Im Jahre 2005 wurde die Himmelsregion um PSR B1259-63/SS 2883 erneut im Rahmen der systematischen Durchmusterung der galaktischen Ebene für etwa 9 h beobachtet. Die aus dem gesamten Datensatz erhaltene TeV- γ -Himmelskarte der beiden Quellen ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

Die Ausrichtungen der Teleskope in den Beobachtungen der PSR B1259-63/SS 2883- und HESS J1303-631-Region (*Tracking*-Positionen) in den Jahren 2004 und 2005 sind in Abbildung 6.6 zusammengestellt. Diese waren zu Beginn der Beobachtungen optimiert auf die Himmelsposition von PSR B1259-63/SS 2883. Es stellte sich jedoch heraus, dass die *Tracking*-Positionen der anfänglichen Beobachtungen zu Schwierigkeiten bei der Analyse von HESS J1303-631 führten: Bei der Position Dec⁻ befindet sich die Quelle HESS J1303-631 in einem Abstand von $\Delta R \approx 1.1^\circ$ vom Kamerazentrum, was zu einer reduzierten Akzeptanz führt, vergleiche Abbildung A.5, rechts. Der Abstand der Position Dec⁺ zur Position von HESS J1303-631 beträgt dagegen nur $\Delta R \approx 0.1^\circ$, was die Festlegung einer gespiegelten Untergrundregion unmöglich macht, vergleiche Abbildung 4.5. Die Bestimmung des Untergrundes mit dem *Template*- oder Ring-Modell ist zwar auch mit der Position

³Im Rahmen der systematischen Himmelsdurchmusterung der galaktischen Ebene durch H.E.S.S. [Aharonian et al. 2005f] konnten inzwischen weitere Beobachtungen mit mehr als einer TeV- γ -Quelle im selben Gesichtsfeld gefunden werden.

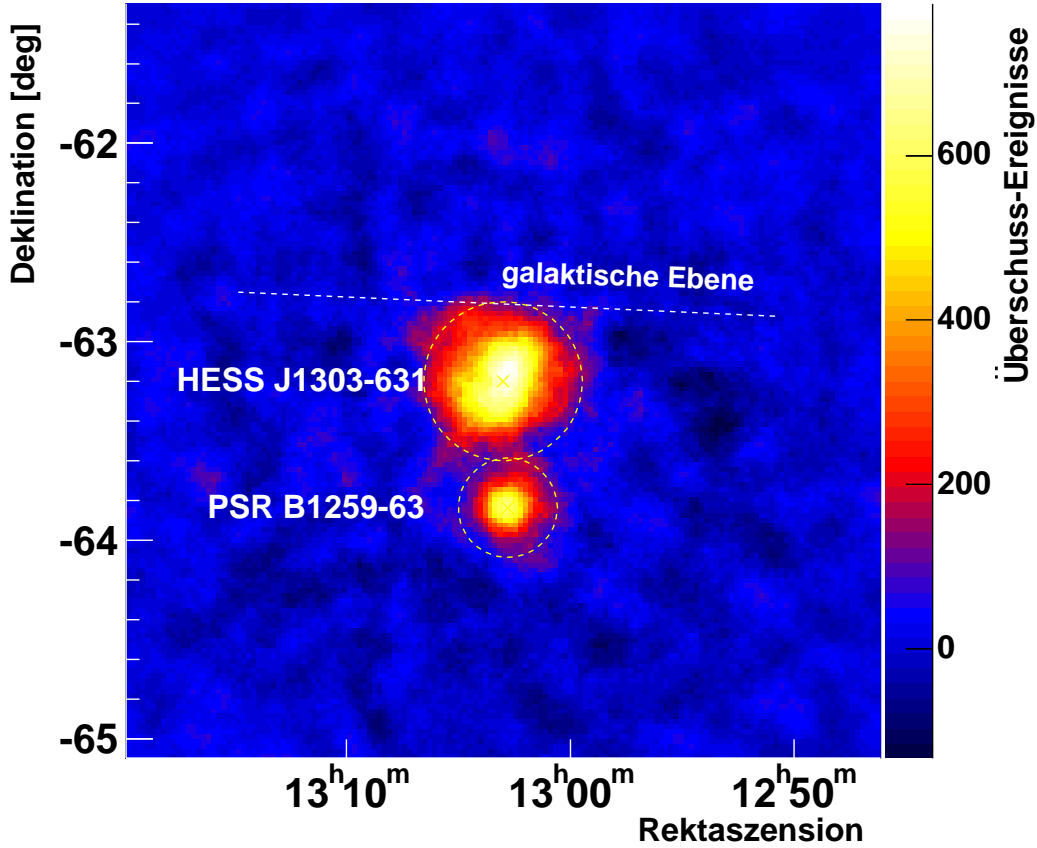


Abbildung 6.5: Die $4^\circ \times 4^\circ$ -Himmelskarte des Gesamt Datensatzes, zentriert um die Position von HESS J1303-631. Die Überschuss-Ereignisse in jedem der korrelierten *Bins* wurden in einer kreisförmigen Region $\Delta\theta \leq 0.1^\circ$ aufsummiert. Der Untergrund wurde mit dem *Template*-Modell bestimmt. Die von der Modellierung der Kamera-Akzeptanz ausgeschlossenen Himmelsregionen um die Quellen HESS J1303-631 und PSR B1259-63/SS 2883 sind durch Kreise markiert. Die galaktische Ebene ist ebenfalls dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Ausdehnung von HESS J1303-631 gegenüber der Punktquelle PSR B1259-63/SS 2883.

Dec⁺ möglich, im Falle der Ermittlung des Energiespektrums verbleibt jedoch nur der Ring-Untergrund. Für beide Untergrundmethoden ist die im Falle von zwei Quellen im Gesichtsfeld nicht trivial zu modellierende Kamera-Akzeptanz nicht zu vernachlässigen. Dies stellt eine gegenüber den gespiegelten Untergrundregionen mögliche Quelle zusätzlicher Systematiken dar. Aus diesem Grunde wurde im Mai 2004 (Messperiode p2004_05) die Ausrichtung der Teleskope auf die *Tracking*-Positionen RA_{*}^{\pm} gewechselt⁴, die sowohl bezüglich der Definition geeigneter Untergrundregionen als auch der ΔR -bedingten Akzeptanz für beide Quellen im Gesichtsfeld optimiert ist.

⁴Die *Tracking*-Positionen $RA_{a,b}^{\pm}$ mit zusammen etwa 2 h Beobachtungszeit wurden in den Untersuchungen dieses Abschnitts nicht weiter verwendet.

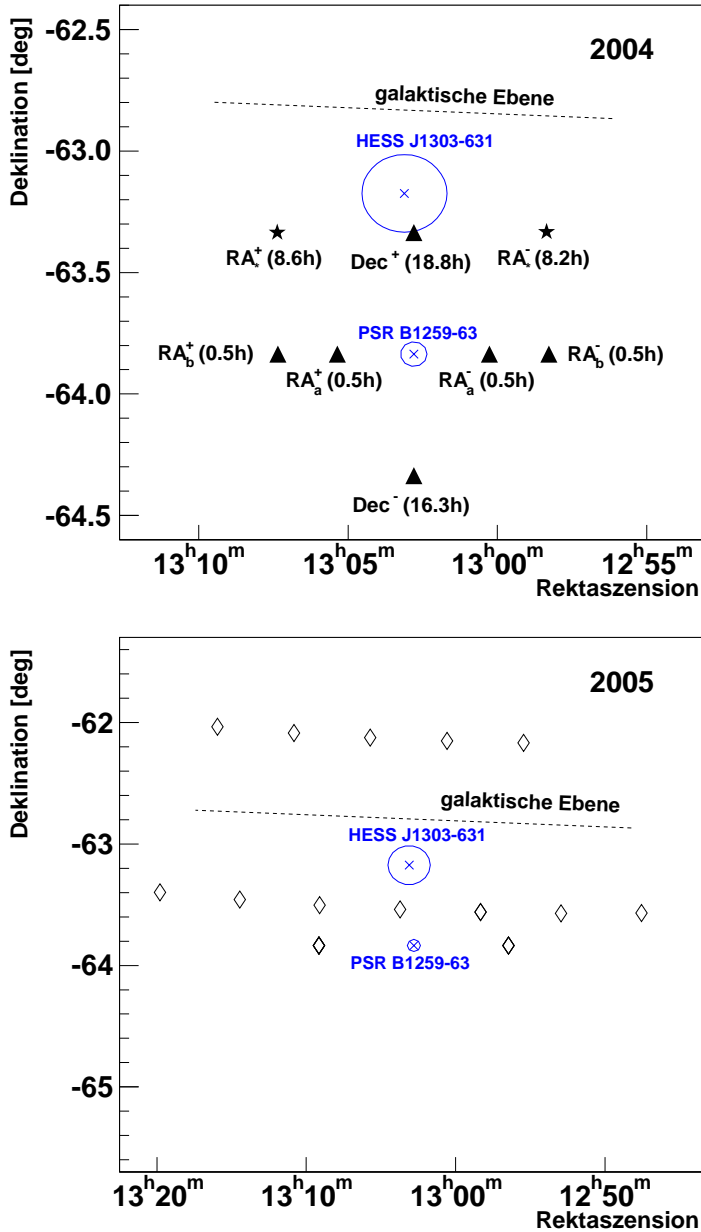


Abbildung 6.6: Ausrichtungen der Teleskope während der HESS J1303-631-Beobachtungen (*Tracking-Positionen*) in den Jahren 2004 und 2005, siehe auch Tabelle 6.2. **Oben:** Die Beobachtungspositionen im Jahr 2004 waren zunächst auf das Objekt PSR B1259-63/SS 2883 konzentriert (Dreiecke) und wurden erst einige Zeit nach der Entdeckung von HESS J1303-631 im Mai auf eine für beide Quellen optimale Position (Sterne) geändert. **Unten:** Die Beobachtungen im Jahre 2005 (Rauten) wurden im Rahmen der systematischen Himmelsdurchmusterung durchgeführt. Gezeigt ist ein größerer Himmelsausschnitt. Bis auf einige Ausnahmen entspricht jede Position nur jeweils einem Beobachtungs-*Run* der Dauer von 28 min. Es wurden diejenigen *Runs* in die Analyse genommen, deren radialer Abstand zur HESS J1303-631-Position $\Delta R \leq 2^\circ$ betrug, was zusammen einer Beobachtungszeit von etwa 9 h im Jahr 2005 entspricht.

6.2.2 Konsistenz-Untersuchungen

Aus den folgenden Konsistenz-Untersuchungen des Ereignisüberschusses von HESS J1303-631 soll durch den Ausschluss der verschiedensten technischen Ursachen der zweifelsfreie, astrophysikalische Ursprung des unerwartet entdeckten Ereignisüberschusses belegt werden. Hierzu wurde der gesamte Datensatz nach jeweils verschiedenen Kriterien unterteilt und die daraus ermittelten Größen – Ereignisrate dN_γ/dt und die Schwerpunktsposition $(\alpha_{\text{TeV}}; \delta_{\text{TeV}})$ – hinsichtlich ihrer Konsistenz untereinander verglichen. Die Aufteilung des

Anmerkung	T^{live} [h]	dN_{γ}/dt [1/min]	$dS_{\text{dc}}/d\sqrt{t}$ [σ/\sqrt{h}]	α_{TeV} [13 ^h ...]	δ_{TeV} [-63° ...]
Gesamter Datensatz (2004-2005), verschiedene Schnittsätze (vergleiche Tab. 4.1)					
Standard	56.4	0.84 ± 0.03	4.4	03 ^m 07 ^s ±4 ^s	10'28'' ±29''
HART1	56.4	0.41 ± 0.02	4.4	02 ^m 57 ^s ±4 ^s	11'10'' ±31''
HART2	56.4	0.25 ± 0.01	4.1	02 ^m 48 ^s ±5 ^s	09'58'' ±35''
Gesamter Datensatz (2004-2005), Standard-Schnittsatz, versch. Untergrundmodelle					
<i>Template</i>	56.4	0.84 ± 0.03	4.4	03 ^m 07 ^s ±4 ^s	10'28'' ±29''
Ring	56.4	—	—	03 ^m 05 ^s ±4 ^s	10'05'' ±28''
Verschiedene Beobachtungsperioden (vergleiche Tab. 6.2), Standard-Schnittsatz					
p2004_02	7.1	0.6 ± 0.1	3.8	03 ^m 02 ^s ±13 ^s	11'20'' ±39''
p2004_03	17.5	1.0 ± 0.1	4.8	02 ^m 57 ^s ±7 ^s	08'51'' ±45''
p2004_04	5.0	0.8 ± 0.1	4.1	03 ^m 07 ^s ±20 ^s	10'59'' ±1'16''
p2004_05	9.9	0.8 ± 0.1	4.0	03 ^m 01 ^s ±12 ^s	11'08'' ±1'30''
p2004_06	8.7	0.9 ± 0.1	4.6	03 ^m 21 ^s ±10 ^s	10'37'' ±17''
2005	8.2	0.8 ± 0.1	4.5	03 ^m 09 ^s ±11 ^s	12'06'' ±1'20''
Verschiedene Tracking-Positionen (vergleiche Abb. 6.6), Standard-Schnittsatz					
RA _* ⁻	8.2	0.8 ± 0.1	4.1	02 ^m 50 ^s ±12 ^s	10'32'' ±1'27''
RA _* ⁺	8.6	0.9 ± 0.1	4.4	03 ^m 24 ^s ±9 ^s	11'00'' ±1'20''
Dec ⁻	16.3	0.7 ± 0.1	3.9	03 ^m 01 ^s ±10 ^s	12'40'' ±54''
Dec ⁺	18.8	1.0 ± 0.1	4.7	03 ^m 01 ^s ±7 ^s	09'41'' ±49''
Ausschluss einzelner Teleskope, Standard-Schnittsatz					
ohne CT01	56.4	0.5 ± 0.1	3.1	03 ^m 03 ^s ±4 ^s	11'44'' ±36''
ohne CT02	56.4	0.5 ± 0.1	2.9	03 ^m 04 ^s ±5 ^s	10'57'' ±36''
ohne CT03	56.4	0.5 ± 0.1	2.9	02 ^m 59 ^s ±5 ^s	10'50'' ±34''
ohne CT04	56.4	0.6 ± 0.1	3.2	03 ^m 01 ^s ±4 ^s	11'24'' ±32''

Tabelle 6.4: Zusammenstellung der Ergebnisse unterschiedlicher Teiluntersuchungen zum Ereignis-Überschuss an der Stelle von HESS J1303-631 zur Überprüfung der Konsistenz. Aufgeführt ist jeweils die Charakterisierung des Teildatensatzes, die totzeitkorrigierte Beobachtungsdauer T^{live} , die gemessene TeV- γ -Rate dN_{γ}/dt (ohne Korrektur auf den Zenitwinkel z und den radialen Kamera-Abstand ΔR), die entsprechende Nachweis-Sensitivität $dS_{\text{dc}}/d\sqrt{t}$, sowie die Schwerpunktsposition (α_{TeV} ; δ_{TeV}) des TeV- γ -Überschusses. Wegen der Quellausdehnung von HESS J1303-631 wurden die Raten aus einer erweiterten Region mit dem Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$ ermittelt. Der Untergrund wurde, sofern nicht anders angemerkt, mit dem *Template*-Modell bestimmt.

gesamten Datensatzes erfolgte nach folgenden Kriterien:

- Zeitliche Aufteilung in die einzelnen Beobachtungsperioden, vergleiche Tabelle 6.2.

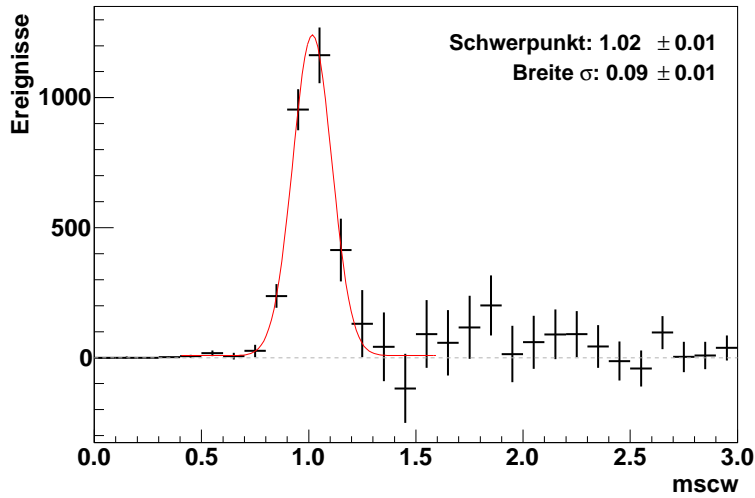


Abbildung 6.7: Verteilung des $mscw$ -Parameters der Überschuss-Ereignisse aus einer Region $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$, zentriert um die Himmelsposition von HESS J1303-631. Der Schwerpunkt und die Breite einer angepassten Gauß-Funktion (durchgezogene Linie) stehen in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen für γ -Photonen, vergleiche Abbildung 4.2.

- Aufteilung gemäß der verschiedenen *Tracking*-Positionen, vergleiche Abbildung 6.6.
- Sukzessiver Ausschluss der einzelnen Teleskope CT01 bis CT04 aus der Analyse.
- Anwendung verschiedener Schnitt-Sätzen in der Analyse, vergleiche Tabelle 4.1.

Ein vorläufiges Ergebnis eines Teils der im Jahre 2004 genommenen Daten wurde bereits im Rahmen der Entdeckung von HESS J1303-631 veröffentlicht [Beilicke et al. 2004e]. Die endgültigen Ergebnisse der Tests des gesamten Datensatzes sind in Tabelle 6.4 zusammengestellt. Die Raten wurden dabei aus einer gegenüber einer Punktquelle erweiterten Region mit $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$ bestimmt, die der Ausdehnung der Quelle Rechnung trägt, vergleiche Abschnitt 6.3. Die Positionen wurden durch die Anpassung einer entsprechenden Funktion an die unkorrelierte Himmelskarte bestimmt, was ebenfalls genauer im folgenden Abschnitt dargestellt ist. Der Untergrund wurde mit dem *Template*-Modell ermittelt und die Ergebnisse sind kompatibel mit denen des Ring-Modells.

Alle Ergebnisse stehen bezüglich der bestimmten Schwerpunktsposition in guter Übereinstimmung, was eine messtechnisch bedingte Ursache des signifikanten Ereignisüberschusses von HESS J1303-631 nahezu ausschließt. Auch die gemessenen Raten dN_γ/dt und $dS_{dc}/d\sqrt{t}$ sind innerhalb der verschiedenen Datensätze kompatibel. Hierbei muss beachtet werden, dass sowohl beim Ausschluss eines Teleskops, wie auch bei weiter von der HESS J1303-631-Position entfernten *Tracking*-Positionen eine Abnahme der gemessenen TeV- γ -Rate zu erwarten ist. Somit ist ebenfalls eine implizite Abhängigkeit von der Beobachtungsperiode gegeben, in denen die *Tracking*-Positionen unterschiedlich verteilt waren, vergleiche Tabelle 6.2. Auch die Anwendung der Schnittsätze HART1 und HART2 führt *per definitionem* zu einer Reduzierung der Nachweisrate. All diese Effekte werden jedoch bei der Berechnung des physikalischen Photonенflusses im folgenden Abschnitt durch die effektiven Nachweisflächen berücksichtigt, vergleiche Abbildung 6.15.

Abbildung 6.7 zeigt die Verteilung des Bildparameters $mscw$ des Ereignisüberschusses von HESS J1303-631. Diese lässt sich durch eine Gauß-Funktion mit dem Schwerpunkt bei

$m_{scw_0} = 1.02 \pm 0.01$ und einer Breite von $\sigma = 0.09 \pm 0.01$ beschreiben und steht somit in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen eines photonischen Ereignisüberschusses, vergleiche Abbildung 4.2, unten. Zusammen mit den in Tabelle 6.4 zusammengestellten Ergebnissen der Konsistenzuntersuchungen kann die Entdeckung der Quelle HESS J1303-631 als gesichert angesehen werden.

6.3 Physikalische Eigenschaften von HESS J1303-631

In diesem Abschnitt sollen die wesentlichen physikalischen Merkmale der TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 ermittelt werden. Hierzu gehören die genaue Position und die Ausdehnung, das Energiespektrum, der integrale Photonfluss und dessen zeitliche Entwicklung. Die Untersuchungen wurden, sofern nicht anders erwähnt, mit den in Tabelle 4.1 zusammengestellten Standardschnitten zur Ereignisselektion durchgeführt. Der verwendete *Tailcut* ist $(amp_{\min}; amp_{\min}^*) = (5; 10)$ p.e. Der nach Anwendung der Qualitäts-Schnitte verbleibende Datensatz entspricht dem der PSR B1259-63/SS 2883-Analyse und ist in Tabelle 6.2 zusammengestellt.

6.3.1 Position und Ausdehnung

Die Himmelskarte in Abbildung 6.5 lässt eine Ausdehnung von HESS J1303-631 vermuten, die über die Ausmaße der Abbildungsfunktion PSF (vergleiche PSR B1259-63/SS 2883) hinausgehen. Um ferner eine mögliche Asymmetrie dieser Ausdehnung zu untersuchen, eignet sich als allgemeiner Ansatz zur Beschreibung der Emissionsmorphologie eine zweidimensionale Gauß-Funktion mit den Breiten σ_α und σ_δ und der Kovarianz $\sigma_{\alpha\delta}$. Aus diesen Parametern lassen sich anschließend die Orientierung ϕ , sowie die Länge l und die Breite w einer entsprechenden Ellipse berechnen [Ripken 2002], durch die die Morphologie charakterisiert werden kann. Die Schwerpunktskoordinaten $\alpha_{\text{TeV}}^{1303}$ und $\delta_{\text{TeV}}^{1303}$ (sowie die Amplitude N_γ^{1303}) sind ebenfalls freie Parameter dieser Funktion, die im Folgenden mit Gauß2D bezeichnet werden soll. Um einen systematischen Einfluss des in der Nähe lokalisierten Ereignis-Überschusses der Quelle PSR B1259-63/SS 2883 auf die Anpassung obiger Funktion zu vermeiden, wird simultan die Abbildungsfunktion PSF aus Gleichung (5.1) mit ebenfalls freier Position $(\alpha_{\text{TeV}}^{1259}; \delta_{\text{TeV}}^{1259})$ angepasst. Durch diese kombinierte Funktion, die im Folgenden als Gesichtsfeld-Morphologie-Funktion (GMF) bezeichnet wird, ist die Emissionsmorphologie des untersuchten Gesichtsfeldes hinreichend beschrieben:

$$\text{GMF} \equiv \text{Gauß2D}(N_\gamma^{1303}, \alpha_{\text{TeV}}^{1303}, \delta_{\text{TeV}}^{1303}, \sigma_\alpha, \sigma_\delta, \sigma_{\alpha\delta}) + \text{PSF}(N_\gamma^{1259}, \alpha_{\text{TeV}}^{1259}, \delta_{\text{TeV}}^{1259}) \quad (6.1)$$

Die Anpassung der Funktion GMF an die unkorrelierte Himmelskarte in einem Bereich von $2^\circ \times 2^\circ$ ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Ebenfalls dargestellt sind die Residuen, die zusammen

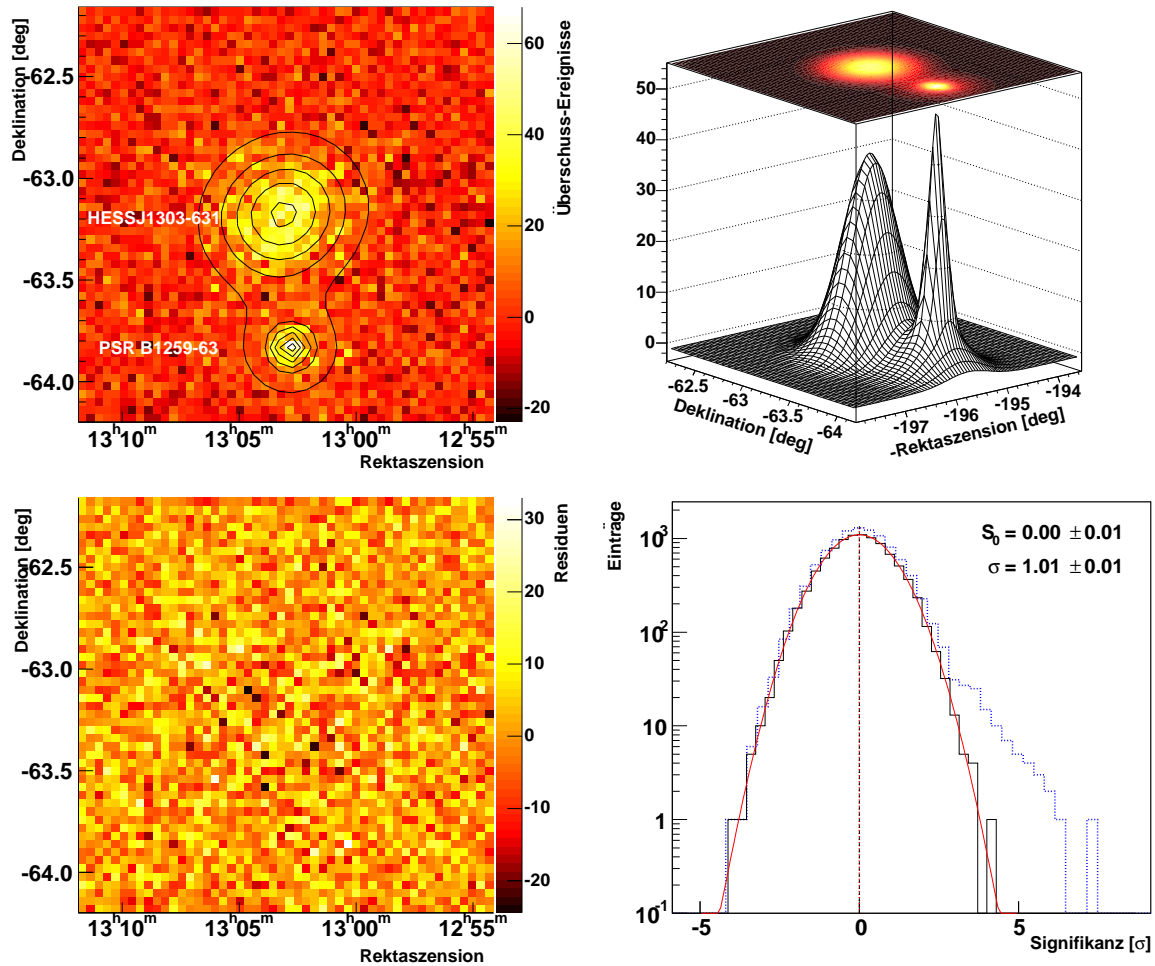


Abbildung 6.8: Simultane Bestimmung der Positionen von HESS J1303-631 und PSR B1259-63/SS 2883 durch Anpassung einer geeigneten Funktion GMF aus Gleichung (6.1). Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 6.5 zusammengestellt. **Oben links:** $2^\circ \times 2^\circ$ -Himmelskarte der Überschuss-Ereignisse (*Template*-Untergrund, unkorrelierte *Bins*), zentriert um die HESS J1303-631-Position. Die Konturlinien beschreiben die angepasste Funktion. **Oben rechts:** Dreidimensionale Darstellung der angepassten Funktion GMF. Deutlich zu erkennen ist, dass die frei orientierte Ellipse für HESS J1303-631 sowie die Abbildungsfunktion für PSR B1259-63/SS 2883 nicht komplett getrennt werden können. Eine isolierte Bestimmung beider Positionen würde somit zu (geringen) Verfälschungen führen. **Unten links:** Die gleiche Himmelskarte wie oben links, jedoch nach Abzug der angepassten Funktion (Residuen). **Unten rechts:** Verteilung der Signifikanzen aller *Bins* der obigen Himmelskarte (gepunktete Linie), sowie der *Bins* außerhalb der in Abbildung 6.5 dargestellten Himmelsregionen um HESS J1303-631 und PSR B1259-63/SS 2883 (durchgezogene Linie) mit der Anpassung einer Gauß-Funktion.

Parameter	Wert	
Anpassung		
Funktion	GMF = Gauß2D + PSF	
Bereich	$2^\circ \times 2^\circ$	
Binbreite	0.04°	
Qualität	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	2276/2487
Eigenschaften von HESS J1303-631		
Position (J2000.0)	$\alpha_{\text{TeV}}^{1303}$	$13^{\text{h}}03^{\text{m}}6.7^{\text{s}} \pm 4.1^{\text{s}}$
	$\delta_{\text{TeV}}^{1303}$	$-63^\circ 10' 28'' \pm 29''$
Breiten	σ_α	$(0.200 \pm 0.008)^\circ$
	σ_δ	$(0.196 \pm 0.008)^\circ$
Kovarianz	$\sigma_{\alpha\delta}$	$(0.003 \pm 0.002)^\circ$
Orientierung	ϕ	$(38 \pm 4)^\circ$
Ausdehnung	l	$(0.207 \pm 0.006)^\circ$
	w	$(0.189 \pm 0.007)^\circ$
	l_{intr}	$(0.165 \pm 0.008)^\circ$
	w_{intr}	$(0.14 \pm 0.01)^\circ$
Eigenschaften von PSR B1259-63/SS 2883		
Position (J2000.0)	$\alpha_{\text{TeV}}^{1259}$	$13^{\text{h}}02^{\text{m}}48.3^{\text{s}} \pm 3.9^{\text{s}}$
	$\delta_{\text{TeV}}^{1259}$	$-63^\circ 49' 54'' \pm 25''$

Tabelle 6.5: Die Parameter der an die Himmelskarte angepassten, in Gleichung (6.1) definierten Funktion GMF zur Bestimmung der Quellmorphologie, vergleiche Abbildung 6.8. Aufgelistet sind Angaben zur Anpassung, sowie die Ergebnisse der Charakteristika der Quellen HESS J1303-631 und PSR B1259-63/SS 2883. Diese sind jeweils die Himmelsposition $(\alpha_{\text{TeV}}, \delta_{\text{TeV}})$, sowie im Falle von HESS J1303-631 die Parameter σ_α , σ_δ und $\sigma_{\alpha\delta}$ und die hieraus abgeleitete Orientierung ϕ , Länge l und Breite w der den Ereignisüberschuss beschreibenden Ellipse. Die Orientierung wird hierbei relativ zur Rektaszensions-Achse (α) gemessen. Die intrinsischen Werte l_{intr} und w_{intr} ergeben sich hierbei durch Rückfaltung mit der Abbildungsfunktion mit einem *Containment*-Radius von $r_{68} = (0.125 \pm 0.003)^\circ$.

mit der Qualität der Anpassung von $\chi^2/\text{d.o.f.} = 2276/2487$ für eine hinreichende Beschreibung der Quellmorphologien durch die verwendete Funktion ohne verbleibende Systematiken sprechen. Die Verteilung der Signifikanzen (Abbildung 6.8, unten rechts), die man unter Ausschluss der Himmelsregionen der beiden TeV- γ -Quellen erhält, lässt den Schluss zu, dass sich neben HESS J1303-631 und PSR B1259-63/SS 2883 keine weiteren TeV- γ -Quellen im untersuchten Gesichtsfeld befinden. Die aus der Anpassung erhaltenen Parameter der Morphologie-Funktion sind in Tabelle 6.5 zusammengestellt. Die hieraus erhaltenen Schwerpunktskoordinaten der Funktion Gauß2D $(\alpha_{\text{TeV}}^{1303}; \delta_{\text{TeV}}^{1303})$ finden sich im Namen von HESS J1303-631 wieder. Die Schwerpunktskoordinaten der Abbildungsfunktion PSF sind kompatibel mit der nominellen Himmelsposition von PSR B1259-63/SS 2883, vergleiche Abschnitt 6.1. Da im Rahmen der statistischen Fehler $l \approx w$ gilt, ist die Morphologie von HESS J1303-631 kompatibel mit einer radialsymmetrischen Struktur. Die Ausdehnung von HESS J1303-631 ist mit $l \approx w \approx 0.2^\circ$ deutlich breiter als die Abbildungsfunktion des Experiments (vergleiche Kapitel 5.2), woraus sich eine intrinsische, also nicht messtechnisch bedingte Ausdehnung von HESS J1303-631 ableiten lässt. Diese wurde durch Rückfaltung mit der in Gleichung (5.1) aufgeführten Abbildungsfunktion $PSF(z, \Delta R)$ des gesamten Datensatzes ($r_{68} = 0.125^\circ \pm 0.003^\circ$) zu l_{intr} und w_{intr} bestimmt und ist ebenfalls in Tabelle 6.5 mit aufgelistet.

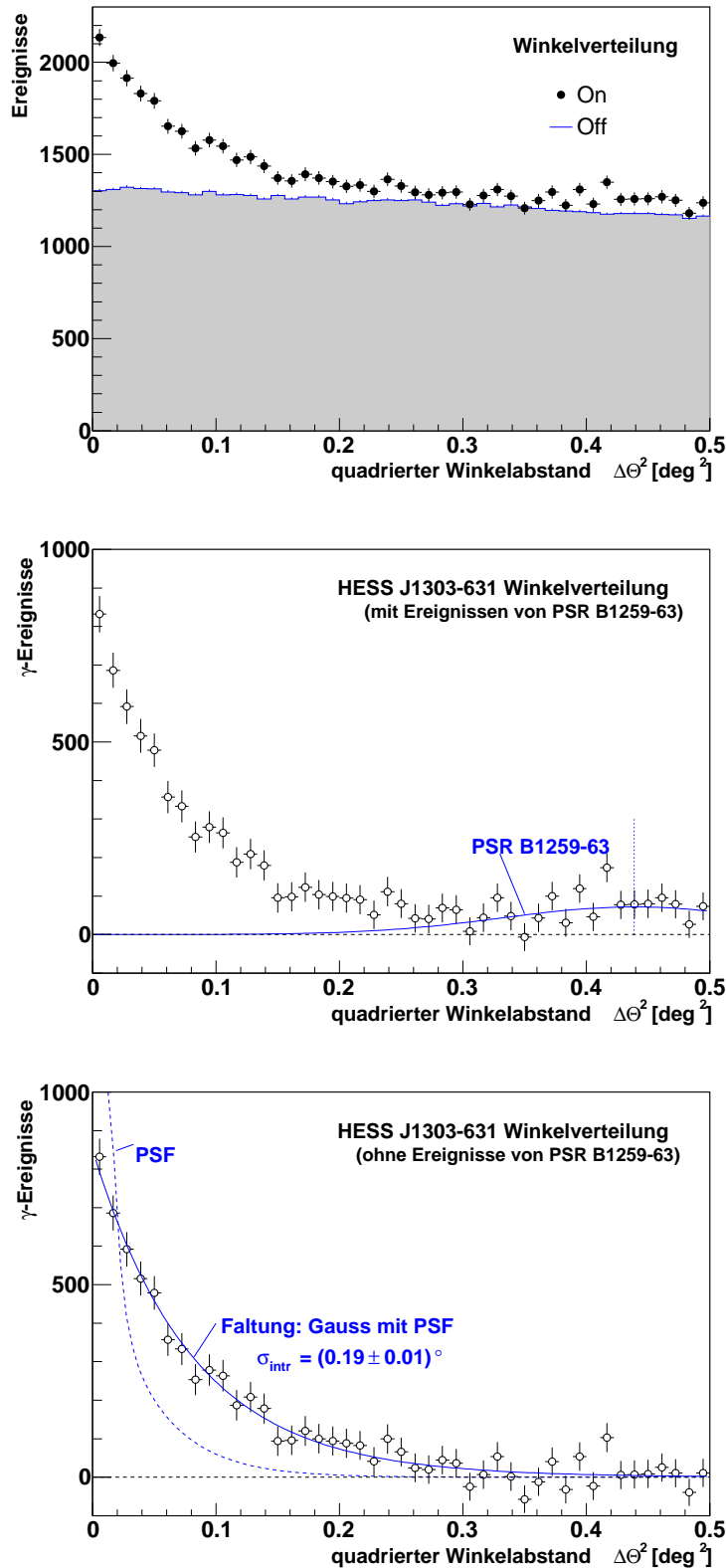


Abbildung 6.9: Verteilungen des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$, gemessen zwischen der rekonstruierten Schauerrichtung und der Schwerpunktsposition des HESS J1303-631-Überschusses, vergleiche Tabelle 6.5. **Oben:** Verteilung aller Ereignisse für die Signalregion (*On*), sowie für die normierte Untergrundregion (*Off*) des *Template*-Modells. **Mitte:** Verteilung der untergrundbereinigten Überschuss-Ereignisse N_γ . Deutlich zu erkennen ist der Überschuss der nahegelegenen Quelle PSR B1259-63/SS 2883, der sich wegen der quadratischen Darstellung stark verbreitert. Die durchgezogene Kurve gibt die Erwartung des PSR B1259-63/SS 2883-Überschusses an, der sich in einem Abstand von etwa 0.66° (vertikale, gestrichelte Linie) von HESS J1303-631 befindet. **Unten:** Verteilung der Ereignisse nach Abzug des PSR B1259-63/SS 2883-Überschusses. Die Linie gibt die Anpassung einer Faltung aus Abbildungsfunktion (PSF) mit einer Gauß-Funktion an, aus der sich die intrinsische Quellausdehnung zu $\sigma_{\text{intr}} = (0.19 \pm 0.01)^\circ$ bestimmen lässt. Die Gesamtanzahl der Überschuss-Ereignisse ergibt sich zu 6216. Die erwartete Verteilung einer Punktquelle mit gleichem Ereignis-Überschuss ist ebenfalls dargestellt (gestrichelte Linie, PSF).

Beobachtung	N_{on}	α	N_{off}	N_{γ}	$S_{\text{dc}}[\sigma]$	$T^{\text{live}}[\text{h}]$
p2004_02	879	0.07	8543	291 ± 31	10.7	7.1
p2004_03	2963	0.07	26390	1031 ± 56	20.9	17.5
p2004_04	846	0.08	7730	250 ± 30	9.2	5.0
p2004_05	1571	0.07	15210	448 ± 41	12.1	9.9
p2004_06	1485	0.08	13110	482 ± 40	13.6	8.7
2005	1029	0.07	9215	362 ± 33	12.4	8.2
Gesamt	8773	0.07	80200	2863 ± 96	33.3	56.4

Tabelle 6.6: Zusammenstellung der Ergebnisse der HESS J1303-631-Messungen aus den einzelnen Beobachtungsperioden der Jahre 2004 und 2005 (vergleiche Tabelle 6.2) unter Verwendung des erweiterten Winkelschnittes von $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$. Gezeigt ist die Anzahl der N_{on} -Ereignisse, die Normierung α , die Anzahl der N_{off} -Ereignisse (*Template*-Untergrund), sowie die hieraus berechnete Anzahl der Überschuss-Ereignisse N_{γ} und die nach Gleichung (4.7) berechnete statistische Signifikanz S_{dc} . Die totzeitkorrigierte Beobachtungszeit T^{live} der entsprechenden Datensätze ist ebenfalls angegeben.

Die intrinsische Ausdehnung von HESS J1303-631 soll ferner unter der Annahme einer radialsymmetrischen Morphologie anhand der Verteilung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ der Überschuss-Ereignisse relativ zur ermittelten Schwerpunktsposition (siehe Tabelle 6.5) untersucht werden. Die $\Delta\theta^2$ -Verteilungen der Ereignisse relativ zur Signalregion um HESS J1303-631, sowie die Verteilung der normierten Untergrundereignisse des *Template*-Modells sind in Abbildung 6.9 (oben) gezeigt. Die entsprechende Verteilung des Ereignisüberschusses (Abbildung 6.9, Mitte) zeigt ab $\Delta\theta^2 \geq 0.3 \text{ deg}^2$ den Einfluss der in einem Winkelabstand von $\Delta\theta \approx 0.66^\circ$ ($\Delta\theta^2 \approx 0.44 \text{ deg}^2$) lokalisierten TeV- γ -Quelle PSR B1259-63/SS 2883, vergleiche Abbildung 6.8. Die Verbreiterung dieser Punktquelle im gegebenen Abstand ist auf die quadrierte Darstellung der Winkelverteilung relativ zum Schwerpunkt von HESS J1303-631 zurückzuführen. Die Verteilung der Überschuss-Ereignisse von PSR B1259-63/SS 2883 kann anhand des gemessenen Überschusses und der bestätigten Annahme einer Punktquelle modelliert und abgezogen werden. Somit verbleibt die bereinigte Winkelverteilung des aus der Richtung von HESS J1303-631 gemessenen Ereignisüberschusses, siehe Abbildung 6.9, unten. Die Ausdehnung von HESS J1303-631 wird im direkten Vergleich mit der Abbildungsfunktion deutlich, die ebenfalls gezeigt ist. Als allgemeiner Ansatz des intrinsischen Emissionsprofils wurde eine Gauß-Funktion gewählt, die mit der Abbildungsfunktion gefaltet und an die Winkelverteilung angepasst wurde. Die Qualität der Anpassung spricht mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 30.7/43$ für eine zulässige Beschreibung des intrinsischen Emissionsprofils durch eine Gauß-Funktion. Die intrinsische Breite wurde aus der Anpassung zu $\sigma_{\text{intr}}^{1303} = (0.19 \pm 0.01)^\circ$ bestimmt, was mit den Werten $\sqrt{2}l_{\text{intr}}$ und $\sqrt{2}w_{\text{intr}}$ der zweidimensionalen Anpassung kompatibel ist⁵. Aus der Integration der angepassten Funktion ergibt sich die Anzahl von insgesamt 6216 von HESS J1303-631 nachgewiesenen TeV- γ -Photonen (vor der Anwendung eines Winkelschnittes).

⁵Die ein- und zweidimensionalen Gaußfunktionen sind so definiert, dass $\sigma_{1d} = \sqrt{2}\sigma_{2d}$ entspricht.

Um der Ausdehnung von HESS J1303-631 Rechnung zu tragen, soll der $\Delta\theta^2$ -Schnitt in den Untersuchungen der folgenden Kapitel aufgeweitet werden: Der Punktquellenschnitt der Standardanalyse von $\Delta\theta_{\text{pq}}^2 = 0.0125 \text{ deg}^2$ wurde mittels der Ausdehnung von HESS J1303-631 zu $\Delta\theta_{1303}^2 = \Delta\theta_{\text{pq}}^2 + (\sigma_{\text{intr}}^{1303})^2 \approx 0.05 \text{ deg}^2$ angepasst. Die Ergebnisse der mit diesem Winkelschnitt erhaltenen Ereignisüberschüsse und Signifikanzen der einzelnen Beobachtungsperioden sind in Tabelle 6.6 zusammengestellt. Für den im gesamten Datensatz akkumulierten Ereignisüberschuss ergibt sich somit eine statistische Signifikanz von 33σ . Diese muss wegen des betrachteten Gesichtsfeldes auf die Anzahl der unabhängig untersuchten Positionen korrigiert werden, was jedoch zu keiner nennenswerten Verringerung der Signifikanz führt.

6.3.2 Energiespektrum

Die Erstellung des differentiellen Energiespektrums der TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 erfordert einige Vorüberlegungen. Zunächst geht aus Abbildung 6.6 hervor, dass – abgesehen von den Daten der systematischen Himmeldurchmusterung in 2005 – alle *Tracking*-Positionen der Teleskope südlich von HESS J1303-631 gelegen sind. Diese Ungleichverteilung unterscheidet die Analyse von den in der Regel durchgeführten Analysen mit symmetrisch um die Quellposition verteilten Teleskopausrichtungen, wodurch mittels Verwendung gespiegelter Untergrundregionen alle Systematiken in der Untergrundbestimmung weitestgehend ausgeschlossen sind. Ferner ist erkennbar, dass wegen des geringen Quellabstandes zum Zentrum der Kamera in der *Tracking*-Position Dec^+ von nur $\Delta R \approx 0.1^\circ$ keine Festlegung gleichberechtigter Regionen des gespiegelten Untergrundes möglich ist.

Zur Untergrundbestimmung eines Energiespektrums kommen generell die gespiegelten Untergrundregionen, sowie der Ring-Untergrund in Frage, vergleiche Kapitel 4.5. Für den Ring-Untergrund ist hierbei insbesondere bei asymmetrischer Verteilung der *Tracking*-Positionen eine genau modellierte Kamera-Akzeptanz notwendig. Da in dieser eine mögliche Energieabhängigkeit jedoch nicht beachtet wird, kann es insbesondere bei hohen Energien⁶ zu systematischen Effekten kommen. Aus diesem Grund soll das Energiespektrum mittels der gespiegelten Untergrundregionen bestimmt werden, was jedoch den Verzicht auf die Daten bedeutet, die in der *Tracking*-Position Dec^+ (18.8 Stunden, etwa 30% des gesamten Datensatzes) genommen wurden. Der Ring-Untergrund soll im Folgenden nur zur Abschätzung der systematischen Fehler verwendet werden.

In beiden Untergrundmodellen wird die nahe gelegene Quelle PSR B1259-63/SS 2883 durch die Definition einer kreisförmigen Region mit dem Radius $r = 0.25^\circ$ von der Untergrundbestimmung ausgeschlossen. Die Anzahl der platzierbaren, gespiegelten Untergrundregionen hängt somit von der jeweiligen *Tracking*-Position, sowie vom angewandten $\Delta\theta^2$ -Schnitt der HESS J1303-631-Signalregion ab.

⁶Die Akzeptanz wird aus den gesamten Daten modelliert, die durch die Statistik der niedrigen Energien dominiert sind. Somit ist die Anwendung dieser mittleren Akzeptanz auf einzelne Energieintervalle strenggenommen nicht mehr zulässig, wenn auch die energieabhängigen Unterschiede der radialen Akzeptanz im Zentralbereich der Kamera als gering bezeichnet werden können, vergleiche Kapitel 5.3.

Wie aus den Ergebnissen der im vorigen Abschnitt 6.3.1 dargestellten Untersuchung hervorgeht, weist HESS J1303-631 eine intrinsische Ausdehnung auf. Die zur Bestimmung des differentiellen Energiespektrums verwendeten effektiven Nachweisflächen A_{eff} (vergleiche Kapitel 5.3) wurden jedoch für eine Punktquelle erstellt. Die Anwendung eines bestimmten $\Delta\theta^2$ -Schnittes unterscheidet sich somit zwischen Messdaten (HESS J1303-631) und den MonteCarlo-Daten (effektive Nachweisflächen) in seiner Wirkung – genauer, im relativen Anteil der verworfenen Ereignisse. Eine Nichtbeachtung dieser Unterschiede führt zu einer generellen Unterschätzung des Flusses einer ausgedehnten Quelle. Zur Aufhebung dieser Systematik besteht zum einen die Möglichkeit, den $\Delta\theta^2$ -Schnitt bei der Spektralanalyse in dem Maße aufzuweiten, dass der gesamte Überschuss der ausgedehnten Quelle enthalten ist. Hierdurch wird der Unterschied zwischen der ausgedehnten Quelle HESS J1303-631 und der Punktquelle der MonteCarlo-Simulationen in der Analyse aufgehoben. Im Falle der Ausdehnung von HESS J1303-631 würde dies jedoch einen Schnitt im Bereich von $\Delta\theta^2 \leq 0.35 \text{ deg}^2$ bedeuten, innerhalb dessen 98.7% aller Überschuss-Ereignisse enthalten sind, vergleiche Abbildung 6.9. Ein derartig weiter Schnitt erschwert jedoch für die meisten *Tracking*-Positionen die Platzierung von entsprechenden gespiegelten Untergrundregionen mit gleicher Ausdehnung und gleichem radialen Abstand zum Kamerazentrum. Desweiteren sind in einer derartig aufgeweiteten Signalregion Ereignisse der benachbarten Quelle PSR B1259-63/SS 2883 enthalten. Eine Alternative zur Aufweitung des $\Delta\theta^2$ -Schnittes ist die Korrektur der Flussnormierung mit einem Faktor $f_{\text{kor}}(\Delta\theta^2)$. Dieser Faktor ergibt sich aus dem Verhältnis der Flächenanteile der Abbildungsfunktion $PSF(\Delta\theta^2)$ und der gemessenen Winkelverteilung $W(\Delta\theta^2)$ der ausgedehnten Quelle und hängt somit vom angewandten $\Delta\theta^2$ -Schnitt ab:

$$f_{\text{kor}}(\Delta\theta^2) = \frac{\int_0^{\Delta\theta^2} PSF(\Delta\theta'^2) d\Delta\theta'^2}{\int_0^\infty PSF(\Delta\theta'^2) d\Delta\theta'^2} \cdot \frac{\int_0^\infty W(\Delta\theta'^2) d\Delta\theta'^2}{\int_0^{\Delta\theta^2} W(\Delta\theta'^2) d\Delta\theta'^2} \quad (6.2)$$

Im Falle von HESS J1303-631 wird die Winkelverteilung W beschrieben durch die Faltung aus der Abbildungsfunktion PSF mit einer Gauß-Funktion $G_{\sigma_{\text{int}}}$, die das intrinsische Emissionsprofil mit der Ausdehnung σ_{int} der Quelle beschreibt: $W = G_{\sigma_{\text{int}}} \otimes PSF$. Wie erwartet gilt $\lim_{\Delta\theta^2 \rightarrow \infty} f_{\text{kor}}(\Delta\theta^2) = 1$. Die Korrektur einer spektralen Flussnormierung mit f_{kor} setzt jedoch voraus, dass die Form des Spektrums nicht von der Morphologie der Quelle abhängt. Das Vorhandensein einer derartigen Abhängigkeit kann jedoch durch den Vergleich der Ergebnisse abgeschätzt werden, die mittels verschiedener Winkelschnitte $\Delta\theta^2$ erhalten werden.

Abbildung 6.10 zeigt das differentielle Energiespektrum von HESS J1303-631, das mittels der gespiegelten Untergrundregionen und einem Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$ aus dem gesamten Datensatz unter Ausschluss der Beobachtungs-Runs der *Tracking*-Position Dec^+ erhalten wurde. Die totzeitkorrigierte Beobachtungszeit dieses Teildatensatzes beträgt 39.6 h. Die Anpassung einer das Spektrum beschreibenden Potenzfunktion $dN/dE = I_0 \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$ ist ebenfalls gezeigt. Die Qualität dieser Anpassung ist mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 23.9/9$ unzureichend. Die Residuen, die in Abbildung 6.10 (unten) gezeigt sind, deuten ferner eine

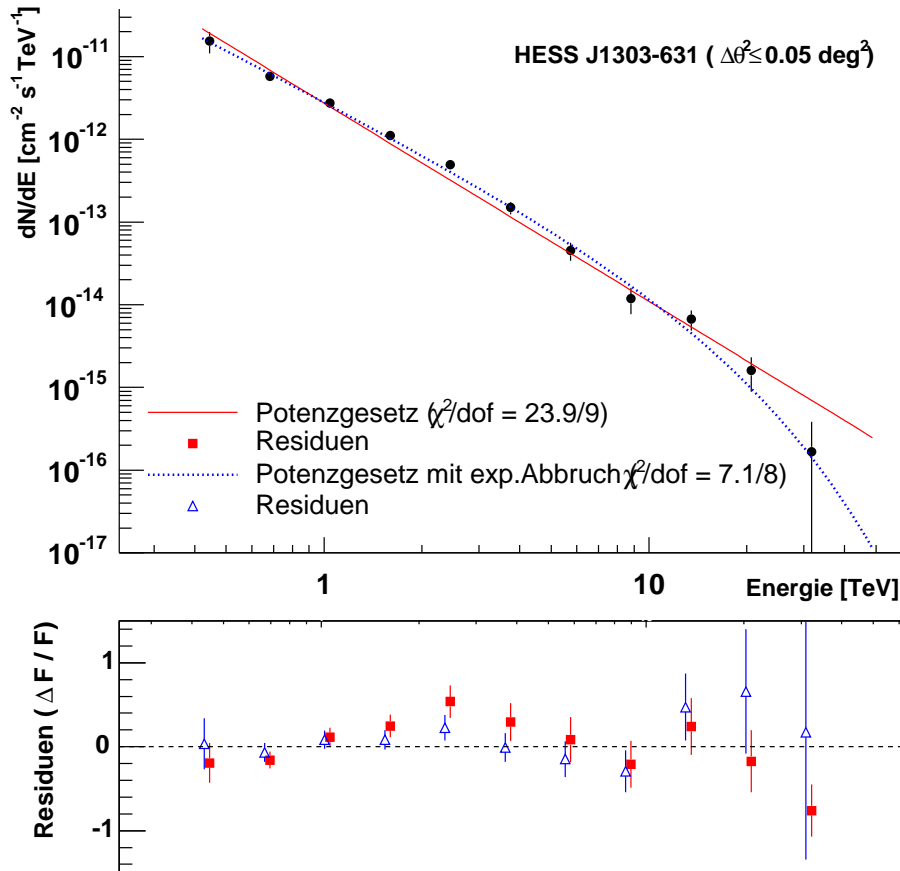


Abbildung 6.10: Oben: Differenzielles Energiespektrum von HESS J1303-631, erhalten aus dem gesamten Datensatz unter Ausschluss der *Tracking*-Position Dec⁺, siehe Abbildung 6.6. Die Ereignisse der Signalregion wurden gemäß der Quellausdehnung aus einer Region von $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$ erhalten. Der Untergrund wurde aus gespiegelten Untergrundregionen bestimmt, vergleiche Abbildung 4.5. Die Anpassungen einer Potenzfunktion (durchgezogene Linie), sowie einer Potenzfunktion mit exponentiellem Abbruch (gestrichelte Linie) sind ebenfalls gezeigt. **Unten:** Abweichungen der Datenpunkte von der angepassten Funktion F (Residuen, $\Delta F/F$) für das Potenzgesetz (Vierecke) und für das Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch (Dreiecke). Zur besseren Unterscheidung sind die Symbole leicht gegeneinander verschoben dargestellt.

systematische Abweichung der gemessenen Flusspunkte von der Form eines Potenzgesetzes an. Daher wurde alternativ eine Potenzfunktion mit exponentiellem Abbruch $dN/dE = I_0 \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma} \cdot \exp(-E/E_{\text{cut}})$ mit der Abbruchenergie E_{cut} an das Spektrum angepasst. Die Beschreibung des Energiespektrums mit diesem funktionalen Zusammenhang ist mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 7.1/9$ zufriedenstellend. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 6.7 als fett gedruckte Zeile zusammengestellt.

Die systematischen Fehler auf die spektralen Parameter einer unter normalen Beobachtungsbedingungen (homogene Verteilung der *Tracking*-Positionen) gemessenen TeV- γ -Punktquel-

le werden zu $\Delta\Gamma = 0.1$ und $\Delta I_0/I_0 \approx 20\%$ abgeschätzt [Aharonian et al. 2006b]. Um einen möglicherweise größeren systematischen Fehler im Falle der HESS J1303-631-Beobachtungen abzuschätzen, der in der asymmetrischen Verteilung der *Tracking*-Positionen, sowie der weiteren Quelle PSR B1259-63/SS 2883 im Gesichtsfeld begründet sein kann, wurde das differentielle Energiespektrum mittels verschiedener Untergrundmodelle, Ereignis-Schnitte und Teildatensätze erstellt und die aus der Anpassung erhaltenen Spektralparameter verglichen. Es wurden hierzu folgende Untersuchungen mit jeweils einem Winkelschnitt der Signalregion von $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$ durchgeführt:

- **SK_g#0:** Diese Untersuchung wurde abgesehen vom erweiterten $\Delta\theta^2$ -Schnitt mit dem Standard-Schnittsatz durchgeführt, vergleiche Tabelle 4.1. Der Untergrund wurde mittels der am Kamerazentrum gespiegelten Regionen bestimmt, so dass die Daten, die mit der *Tracking*-Position Dec^+ aufgezeichnet wurden, von der Analyse ausgeschlossen werden mussten. Da bei Verwendung der gespiegelten Untergrundregionen (vergleiche Kapitel 4.5) die radiale Kamera-Akzeptanz keine Rolle spielt, ist diese Methode im Falle von HESS J1303-631 am wenigsten anfällig für mögliche Systematiken bei der Auswertung der Daten. Sie wird daher – abgesehen von der Untersuchung zur Abschätzung der systematischen Fehler – standardmäßig für die Spektralanalyse verwendet, auch wenn sich hierbei der gesamte Datensatz um die Dauer von 18.8 h der *Tracking*-Position Dec^+ verringert.
- **SK_g#1:** Diese Untersuchung entspricht der Konfiguration SK_g#0, nur das anstelle des Schnittes *Nominal-Distance* $\leq 0.033 \text{ rad}$ der in Kapitel 5.5.1 eingeführte Kamerarandschnitt $a \leq 0.05$ verwendet wurde, der alle Bilder verwirft, bei denen ein Anteil der Gesamtamplitude von mehr als 5% auf dem Kamerarand liegt. Dieser Schnitt erhöht die Sensitivität am Kamerarand, vergleiche Abbildung 5.8. Für den Maximalabstand⁷ der *Tracking*-Position Dec^- von $\Delta R \approx 1.1^\circ$ ist jedoch noch keine signifikante Verbesserung gegenüber dem standardmäßig verwendeten *Nominal-Distance*-Schnitt zu erwarten.
- **SK_g#2:** Die Konfiguration entspricht der Anwendung des in Tabelle 4.1 zusammengestellten Schnittsatzes Hart1, jedoch ebenfalls mit dem weiteren Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$. Der Untergrund wurde ebenfalls mittels am Kamerazentrum gespiegelter Regionen erhalten. Durch Verwendung der harten Schnitte wird zum einen die Energieschwelle erhöht (vergleiche Abbildung 5.7), zum anderen jedoch systematische Effekte von Akzeptanzgradienten geringerer Ordnung über das Gesichtsfeld minimiert, die beispielsweise durch das Nachthimmelrauschen in der Nähe der galaktischen Ebene auftreten können.
- **SK_r#1:** In dieser Konfiguration werden die Standard-Schnitte, sowie das Ring-Modell zur Untergrundbestimmung verwendet. Die Ringradien wurden zu $r_i = 0.5^\circ$ und

⁷Im Datensatz des Jahres 2005, der im Rahmen der systematischen Himmeldurchmusterung der galaktischen Ebene aufgezeichnet wurde, kommen radiale Abstände zwischen HESS J1303-631 und dem Kamerazentrum von bis zu $\Delta R \approx 2^\circ$ vor. Der zeitliche Anteil am Gesamtdatensatz ist jedoch vernachlässigbar.

$r_a = 0.85^\circ$ gewählt. Der Vorteil des Ring-Untergrundes liegt darin, dass alle *Tracking*-Positionen des Datensatzes mit diesem Untergrundmodell in der Spektralanalyse ausgewertet werden können. Die Untergrundbestimmung mittels des Ring-Modells ist jedoch wegen der starken Akzeptanzabhängigkeit⁸, vergleiche Gleichung (4.5) – und damit einer impliziten Energieabhängigkeit – nicht so zuverlässig, wie das Modell der gespiegelten Untergrundregionen. Zur direkten Vergleichbarkeit mit den Konfigurationen SK_g#0 bis SK_g#2 wurde die *Tracking*-Position Dec⁺ ebenfalls ausgeschlossen.

- **SK_r#2:** Diese Konfiguration entspricht SK_r#1, nur dass die Daten der *Tracking*-Position Dec⁺ ebenfalls analysiert wurden.

Die mittels der zuvor beschriebenen Konfigurationen erhaltenen Energiespektren sind bis auf die Methode SK_r#1 in Abbildung 6.11 dargestellt. Zur besseren Hervorhebung systematischer Unterschiede wurden im unteren Teil der Abbildung die Flüsse mit $E^{2.4}$ multipliziert. Die Ergebnisse der Anpassung einer Potenzfunktion, sowie einer Potenzfunktion mit exponentiellem Abbruch (vergleiche Abbildung 6.10) sind in Tabelle 6.7 zusammengestellt. Wie aus der unteren Darstellung in Abbildung 6.11 hervorgeht, stehen die Ergebnisse der Konfigurationen SK_g#0 bis SK_g#2 in guter Übereinstimmung. Diese unterscheiden sich in ihrer Methodik voneinander, nicht jedoch in der Geometrie der Untergrundregionen. Der Untergrund des mittels Methode SK_r#2 (Ring-Untergrund) erhaltenen Spektrums entstammt hierbei einer anderen geometrischen Region. Die meisten Flusspunkte liegen hier etwas niedriger, sind aber dennoch mit den anderen Spektren kompatibel.

Wie aus Tabelle 6.7 hervorgeht, ist die Qualität der Anpassung eines Potenzgesetzes generell schlecht. Daher sollen die spektralen Daten der Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abbruch zur Abschätzung des systematischen Fehlers verwendet werden. Die Anpassungsqualität kann in diesem Fall generell als hinreichend bezeichnet werden. In einem konservativen Ansatz sollen die methodischen, systematischen Fehler für den HESS J1303-631-Datensatz als die maximale Differenz der erhaltenen spektralen Parameter der verschiedenen Untersuchungen bestimmt werden. Hieraus ergibt sich $\Delta\Gamma' = 0.2$ und $\Delta I'_0/I'_0 \approx 0.2$. Da nicht alle, den gesamten systematischen Fehler bestimmenden Faktoren (wie beispielsweise die Wetterbedingungen) in diese Abschätzung eingehen, soll der gesamte systematische Fehler aus der quadratischen Kombination der an dieser Stelle methodischen, sowie den in [Aharonian et al. 2006b] gegebenen systematischen Fehlern der Punktquellenanalyse ($\Delta\Gamma = 0.1$ und $\Delta I_0/I_0 \approx 0.2$) errechnet werden. Somit ergibt sich:

$$\Delta\Gamma = 0.22 \qquad \Delta I_0/I_0 \approx 0.3 \qquad (6.3)$$

⁸Der Unterschied der Akzeptanzen zwischen Signal- und Untergrundregion des Ring-Modells sind insbesondere bei der *Tracking*-Position Dec⁺ besonders groß: Hier befindet sich die Signalregion fast direkt im Kamerazentrum, wohingegen der Ring (ebenfalls fast symmetrisch um das Kamerazentrum angelegt) in seinem gesamten Umfang auf einem niedrigeren, radialen Akzeptanzniveau liegt, vergleiche Abbildung 4.4. Bei den sonstigen *Tracking*-Positionen liegt jeweils ein Teil des Ringes auf einem höheren und ein anderer Teil auf einem niedrigeren Akzeptanzniveau, als die Signalregion. Dies führt in diesen Fällen in erster Näherung zu einem Ausgleich der Akzeptanzeffekte.

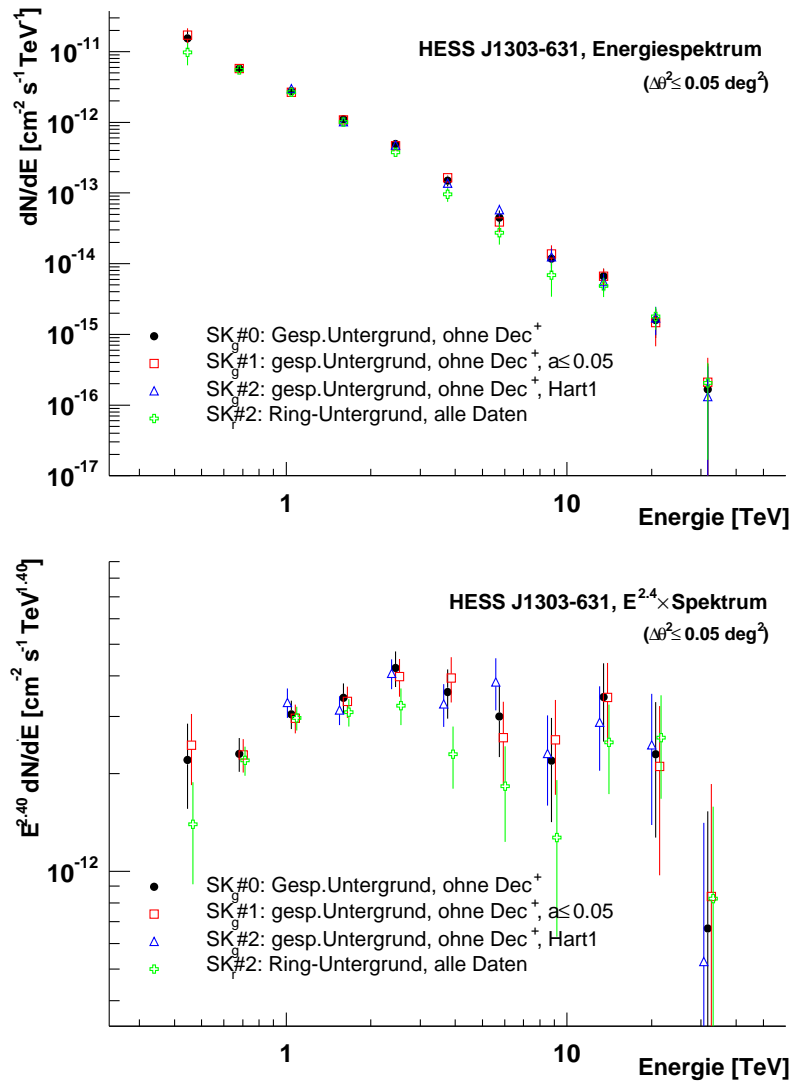


Abbildung 6.11: Oben: Differentielles Energiespektrum von HESS J1303-631 zum Studium möglicher Systematiken, die aus der zur Quellposition asymmetrischen Verteilung der *Tracking*-Positionen bzw. dem Vorhandensein einer weiteren Quelle PSR B1259-63/SS 2883 im Gesichtsfeld resultieren können. Die Ergebnisse wurden mittels verschiedener Untergrundregionen, Teildatensätze und Schnitte verglichen, siehe Text. **Unten:** Das mit $E^{2.4}$ multiplizierte Spektrum zur besseren Verdeutlichung möglicher, systematischer Unterschiede im Verlauf. Die einzelnen Spektren wurden zur besseren Unterscheidbarkeit auf der Energieachse leicht gegeneinander verschoben.

Das aus der Winkelregion $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$ mittels der Standardmethode (SK_g#0, gespiegelte Untergrundregionen) ermittelte differentielle Energiespektrum lässt sich somit beschreiben durch ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch der Form:

Konfiguration	T^{live}	$dN/dE = I_0 \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}}\right)^{-\Gamma} \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{cut}}}\right)$			
		Γ	I_0 [$\frac{10^{-12}}{\text{cm}^2 \text{ s TeV}}$]	E_{cut} [TeV]	χ^2/dof
SK _g #0	39.6 h	2.39 ± 0.04	2.7 ± 0.2	—	23.9/9
		2.0 ± 0.1	3.1 ± 0.2	10 ± 4	7.1/8
SK _g #1	39.6 h	2.37 ± 0.05	2.7 ± 0.2	—	19.0/9
		2.0 ± 0.1	3.0 ± 0.2	11 ± 5	5.9/8
SK _g #2	39.6 h	2.52 ± 0.06	3.4 ± 0.2	—	11.9/7
		2.2 ± 0.2	3.3 ± 0.3	15 ± 9	5.1/6
SK _r #1	39.6 h	2.45 ± 0.04	2.3 ± 0.2	—	22.3/9
		2.1 ± 0.5	2.7 ± 1.2	8 ± 9	14.6/8
SK _r #2	56.8 h	2.43 ± 0.04	2.4 ± 0.1	—	26.9/9
		2.2 ± 0.2	2.7 ± 0.3	12 ± 8	17.7/8

Tabelle 6.7: Zusammenstellung der aus der Anpassung einer Potenzfunktion (jeweils obere Zeile), sowie einer Potenzfunktion mit exponentiellem Abbruch (jeweils untere Zeile) erhaltenen spektralen Parameter (Photon-Index Γ , Flussnormierung I_0 und Abbruchenergie E_{cut}). Die Qualität der Anpassungen $\chi^2/\text{d.o.f.}$, sowie die totzeitkorrigierte Beobachtungsdauer T^{live} des entsprechenden Datensatzes sind ebenfalls angegeben. Die Anpassungen wurden zur Abschätzung der systematischen Fehler an Spektren vorgenommen, die mittels verschiedener Konfigurationen (Untergrundmodelle, Ereignis-Schnitte und Datensätze) erhalten wurden, siehe Erklärungen im Text. Die Ergebnisse des Energiespektrums der Standardmethode sind fett dargestellt.

$$\frac{dN}{dE} = (3.1 \pm 0.2_{\text{stat}} \pm 0.9_{\text{syst}}) \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}}\right)^{-(2.0 \pm 0.1_{\text{stat}} \pm 0.22_{\text{syst}})} \cdot \exp\left(\frac{E}{(10 \pm 4_{\text{stat}}) \text{ TeV}}\right) \frac{10^{-12}}{\text{cm}^2 \text{ s TeV}} \quad (6.4)$$

Hierbei ist zu beachten, dass die Flussnormierung I_0 vom angewandten Winkelschnitt $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$ abhängt. Mit einem nach Gleichung (6.2) berechneten Korrekturfaktor von $f_{\text{kor}} = 1.9 \pm 0.2$ kann die Flussnormierung I_0 unter der Annahme eines von der Quellmorphologie unabhängigen Energiespektrums auf die gesamte Ausdehnung von HESS J1303-631 extrapoliert werden, was im folgenden Abschnitt untersucht wird.

6.3.3 Energieabhängige Morphologie

Das im vorigen Abschnitt 6.3.2 untersuchte Energiespektrum von HESS J1303-631 wurde in einer Signalregion mit einem Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$ bestimmt. Durch diesen Schnitt ist eine optimale Signifikanz des gesamten Ereignisüberschusses gewährleistet.

Es gehen jedoch keinesfalls alle von HESS J1303-631 nachgewiesenen TeV- γ -Photonen in die Analyse ein, da sich diese über einen größeren Winkelbereich verteilen, vergleiche Abbildung 6.9. Um Rückschlüsse des aus der Region $\Delta\theta^2 \leq 0.05 \text{ deg}^2$ erhaltenen Energiespektrums auf das gesamte Emissionsgebiet von HESS J1303-631 zu ziehen, sind zwei Vorüberlegungen notwendig:

1. Zur Berechnung des integralen Photonenflusses muss der innerhalb der untersuchten Region, die nur einen Ausschnitt der gesamten Quellmorphologie darstellt, ermittelte Fluss in geeigneter Weise auf die Ausdehnung der Quelle korrigiert werden, was im Gleichung (6.2) beschrieben wird.
2. Es muss hierfür die Voraussetzung erfüllt sein, dass sich die Form des Spektrums – parametrisiert durch den Photon-Index Γ und die Abbruchenergie E_{cut} – innerhalb der Quellmorphologie nicht ändert.

Zur Überprüfung einer möglicherweise energieabhängigen Quellmorphologie soll der gesamte Datensatz zunächst in drei voneinander unabhängige Energiebereiche aufgeteilt und hinsichtlich der Quellmorphologie untersucht werden (vergleiche Abschnitt 6.3.1). Die Energiebereiche wurden zu $E < 900 \text{ GeV}$, $900 \text{ GeV} \leq E < 3 \text{ TeV}$ und $E \geq 3 \text{ TeV}$ gewählt.

Die Himmelskarten der verschiedenen Energiebereiche sind in Abbildung 6.12 dargestellt. Der Untergrund wurde hierbei mit dem *Template*-Modell errechnet. Die Kamera-Akzeptanz wurde unter Ausschluss beider im Gesichtsfeld vorhandenen TeV- γ -Quellen für jedes Energieintervall separat modelliert. Zur Beschreibung der jeweiligen Quellmorphologie wurde die in Gleichung (6.1) eingeführte Funktion GMF an die entsprechenden Himmelskarten mit unkorrelierten *Bin*-Einträgen angepasst. Die Konturlinien der angepassten Funktionen sind ebenfalls in Abbildung 6.12 gezeigt. Die wichtigsten, die Morphologie von HESS J1303-631 beschreibenden Parameter der Anpassungen sind in Tabelle 6.8 für die verschiedenen Energiebereiche zusammengestellt. Die intrinsische Länge l_{intr} und Breite w_{intr} wurden hierbei jeweils unter Zuhilfenahme der Abbildungsfunktion des jeweiligen Energiebereichs errechnet.

Es ist eine leichte Abhängigkeit der Schwerpunktsposition von der Energie zu erkennen, mit der Tendenz einer Verschiebung in eine nordöstliche Richtung mit steigender Energie. Dies deutet sich auch qualitativ beim Vergleich der in Abbildung 6.12 gezeigten Himmelskarten an. Im Vergleich mit dem aus dem gesamten Energiebereich erhaltenen Ergebnis (vergleiche Tabelle 6.5) ist die Energieabhängigkeit der Schwerpunktsposition jedoch nicht signifikant. Im Energiebereich $E \geq 3 \text{ TeV}$ deutet sich ein Abweichen von der ansonsten radialsymmetrischen Morphologie von HESS J1303-631 an, die in den niedrigeren Energiebereichen, sowie im gesamten Datensatz (vergleiche Tabelle 6.5) gegeben ist. Die Abweichung von der Radialsymmetrie im hohen Energiebereich ist jedoch ebenfalls statistisch nicht signifikant.

Zur weiteren Untersuchung einer energieabhängigen Quellmorphologie von HESS J1303-631 wurden verschiedene Himmelsregionen definiert, die in Abbildung 6.13 dargestellt sind.

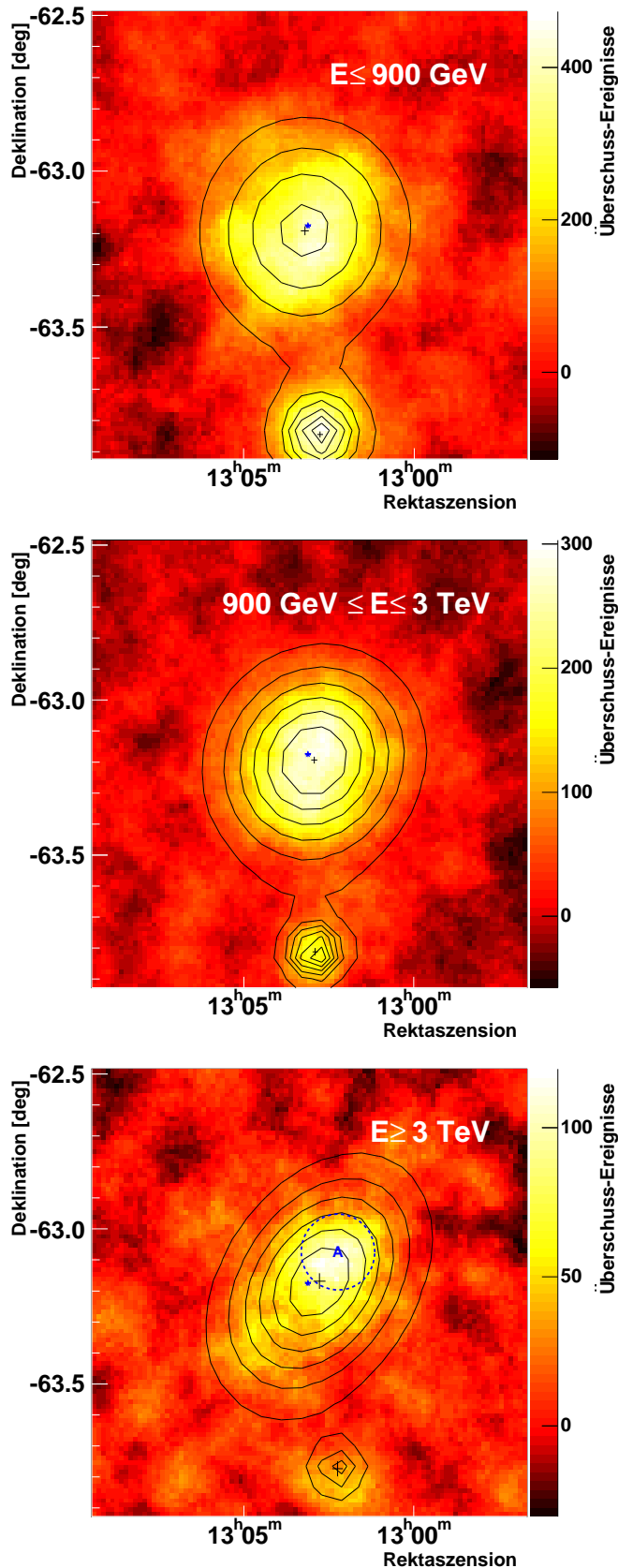


Abbildung 6.12: Himmelskarten des HESS J1303-631-Gesichtsfeldes für verschiedene Energiebereiche. Die Überschuss-Ereignisse wurden für jedes der korrelierten *Bins* aus einer kreisförmigen Himmelsregion mit $\Delta\theta \leq 0.11^\circ$ aufsummiert. Der Untergrund wurde mit dem *Template*-Modell bestimmt. Die Konturlinien entsprechen der an die unkorrelierten Himmelskarten angepassten Funktion GMF, siehe Gleichung (6.1). Die hieraus ermittelten Schwerpunktspositionen mit statistischen Fehlern für HESS J1303-631 (Zentralbereich der Himmelskarte) und PSR B1259-63/SS 2883 (unterer Teil) sind jeweils als Kreuze dargestellt. Der Stern gibt die aus dem kombinierten Datensatz (alle Energien) ermittelte Schwerpunktsposition von HESS J1303-631 an, vergleiche Tabelle 6.5. Zum direkten Vergleich ist in der unteren Himmelskarte eine der in Abbildung 6.13 definierten Regionen (A) eingezeichnet, die zur weiteren Untersuchung einer möglichen Energieabhängigkeit der Quellmorphologie verwendet werden.

Parameter		$E < 900 \text{ GeV}$	$900 \text{ GeV} \dots 3 \text{ TeV}$	$E \geq 3 \text{ TeV}$
Binbreite		0.08°	0.08°	0.16°
Qualität	χ^2/dof	631.7/663	651.2/663	159.7/156
Position	$\alpha_{\text{TeV}}^{1303}$	$13^{\text{h}}03^{\text{m}}12.2^{\text{s}} \pm 6.9^{\text{s}}$	$13^{\text{h}}02^{\text{m}}55.8^{\text{s}} \pm 5.3^{\text{s}}$	$13^{\text{h}}02^{\text{m}}46.4^{\text{s}} \pm 10.7^{\text{s}}$
(J2000.0)	$\delta_{\text{TeV}}^{1303}$	$-63^\circ 11' 29'' \pm 51''$	$-63^\circ 11' 38'' \pm 40''$	$-63^\circ 10' 06'' \pm 1' 30''$
Orientierung	ϕ	$(12 \pm 51)^\circ$	$(36 \pm 20)^\circ$	$(37 \pm 13)^\circ$
Ausdehnung	l	$(0.20 \pm 0.06)^\circ$	$(0.20 \pm 0.07)^\circ$	$(0.23 \pm 0.06)^\circ$
	w	$(0.21 \pm 0.06)^\circ$	$(0.18 \pm 0.06)^\circ$	$(0.17 \pm 0.06)^\circ$
	l_{intr}	$(0.15 \pm 0.08)^\circ$	$(0.16 \pm 0.09)^\circ$	$(0.21 \pm 0.07)^\circ$
	w_{intr}	$(0.16 \pm 0.08)^\circ$	$(0.13 \pm 0.08)^\circ$	$(0.14 \pm 0.07)^\circ$

Tabelle 6.8: Anpassung der in Gleichung (6.1) eingeführten Funktion GMF zur Beschreibung der Gesichtsfeldmorphologie an die unkorrelierten Himmelskarten der verschiedenen Energiebereiche, vergleiche Abbildung 6.12. Die *Bin*-Breite wurde entsprechend der Statistik der Himmelskarten der verschiedenen Energieintervalle gewählt, wobei die Anpassung jeweils in einem Himmelsbereich von $2^\circ \times 2^\circ$ vorgenommen wurde. Dargestellt sind die aus den Anpassungen erhaltenen Parameter zur Charakterisierung der Quellmorphologie von HESS J1303-631, vergleiche hierzu Tabelle 6.5.

Die Regionen *A* bis *D* liegen von ihren Ausmaßen mit $\Delta\theta \leq 0.12^\circ$ nur leicht über der (energieabhängigen) Winkelauflösung im Bereich von etwa 0.1° . Mit ihnen sollen insbesondere mögliche Flussunterschiede und Unterschiede im Photon-Index oder der Abbruchenergie im zentralen Emissionsbereich untersucht werden. Der Abstand aller vier Regionen zum er-

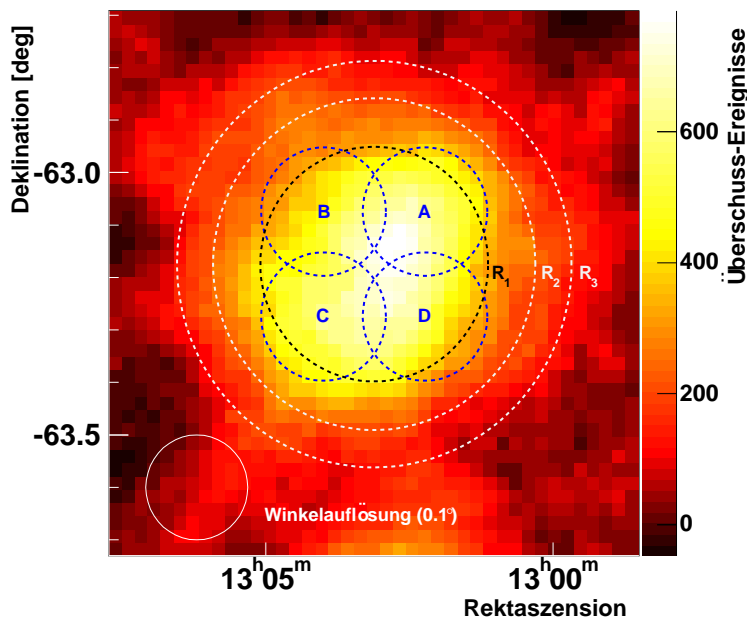


Abbildung 6.13: Definition der in den spektralen Morphologie-Studien untersuchten Regionen der ausgedehnten Struktur von HESS J1303-631. Die Regionen *A* bis *D* stellen hierbei symmetrisch um die Schwerpunktsposition von HESS J1303-631 platzierte Teilregionen dar. Die Regionen *R*₁ bis *R*₃ sind im Gegensatz hierzu jeweils um die Schwerpunktsposition zentriert angeordnet. Die (energieabhängige) Breite der Abbildungsfunktion von etwa 0.1° ist ebenfalls angedeutet.

		$dN/dE = I_0 \cdot \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-\Gamma}$			$dN/dE = I_0 \cdot \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-\Gamma} \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{cut}}}\right)$			
Region	$\Delta\theta^2$	Γ	I_0	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	Γ	I_0	E_{cut}	$\chi^2/\text{d.o.f.}$
	[deg ²]		$\left[\frac{10^{-12}}{\text{cm}^2 \text{ s TeV}}\right]$			$\left[\frac{10^{-12}}{\text{cm}^2 \text{ s TeV}}\right]$	[TeV]	
Standard-Schnitte								
R_1	≤ 0.05	2.39 ± 0.04	2.7 ± 0.2	23.9/9	2.0 ± 0.1	3.1 ± 0.2	10 ± 4	7.1/8
R_2	≤ 0.10	2.35 ± 0.04	3.4 ± 0.2	24.2/9	2.0 ± 0.1	3.8 ± 0.3	11 ± 5	12.0/8
R_3	≤ 0.15	2.30 ± 0.04	3.8 ± 0.2	13.9/9	2.1 ± 0.1	3.9 ± 0.3	19 ± 13	8.6/8
$R_{3\setminus 1}$	0.05-0.15	2.26 ± 0.07	1.6 ± 0.2	12.0/8	2.0 ± 0.3	1.7 ± 0.2	18 ± 17	10.6/7
A	≤ 0.015	2.29 ± 0.07	1.2 ± 0.1	17.6/9	2.0 ± 0.2	1.3 ± 0.2	15 ± 13	13.4/8
B	≤ 0.015	2.38 ± 0.10	0.7 ± 0.1	12.6/8	1.4 ± 0.7	1.2 ± 0.5	3 ± 3	5.7/7
C	≤ 0.015	2.49 ± 0.09	1.2 ± 0.1	8.9/7	2.4 ± 0.2	1.2 ± 0.1	45 ± 26	8.7/6
D	≤ 0.015	2.39 ± 0.08	1.1 ± 0.1	9.4/8	2.0 ± 0.2	1.3 ± 0.2	9 ± 6	3.2/7
BCD	≤ 0.015	2.49 ± 0.05	1.0 ± 0.1	20.5/9	2.0 ± 0.2	1.2 ± 0.1	7 ± 4	7.2/8
Schnittsatz Hart1								
A	≤ 0.015	2.33 ± 0.09	1.4 ± 0.2	10.5/7	2.0 ± 0.2	1.3 ± 0.2	18 ± 13	7.8/6
BCD	≤ 0.015	2.63 ± 0.07	1.3 ± 0.1	10.8/7	2.3 ± 0.2	1.3 ± 0.1	12 ± 9	5.5/6
Schnittsatz Hart2								
A	≤ 0.015	2.26 ± 0.11	1.1 ± 0.2	5.5/7	2.0 ± 0.3	1.0 ± 0.2	24 ± 36	4.5/6
BCD	≤ 0.015	2.52 ± 0.09	1.1 ± 0.1	4.1/7	2.2 ± 0.3	1.0 ± 0.1	12 ± 14	1.0/6

Tabelle 6.9: Anpassung einer Potenzfunktion (links) sowie einer Potenzfunktion mit exponentiellem Abbruch (rechts) an die Energiespektren der verschiedenen, in Abbildung 6.13 gezeigten Regionen der ausgedehnten Struktur von HESS J1303-631. Die Spektren im oberen Teil der Tabelle wurden mit den Standardschnitten erstellt, vergleiche Tabelle 4.1. Für die Erstellung der Spektren im unteren Teil der Tabelle wurden hingegen die Schnittsätze Hart1 und Hart2 wegen der erhöhten Untergrundunterdrückung bei hohen Energien verwendet. Aufgeführt ist jeweils der Winkelschnitt $\Delta\theta^2$ der kreisförmigen Signalregion, sowie die spektralen Parameter: Photon-Index Γ , Flussnormierung I_0 und Abbruchenergie E_{cut} . Die Qualität der Anpassung $\chi^2/\text{d.o.f.}$ ist ebenfalls angegeben.

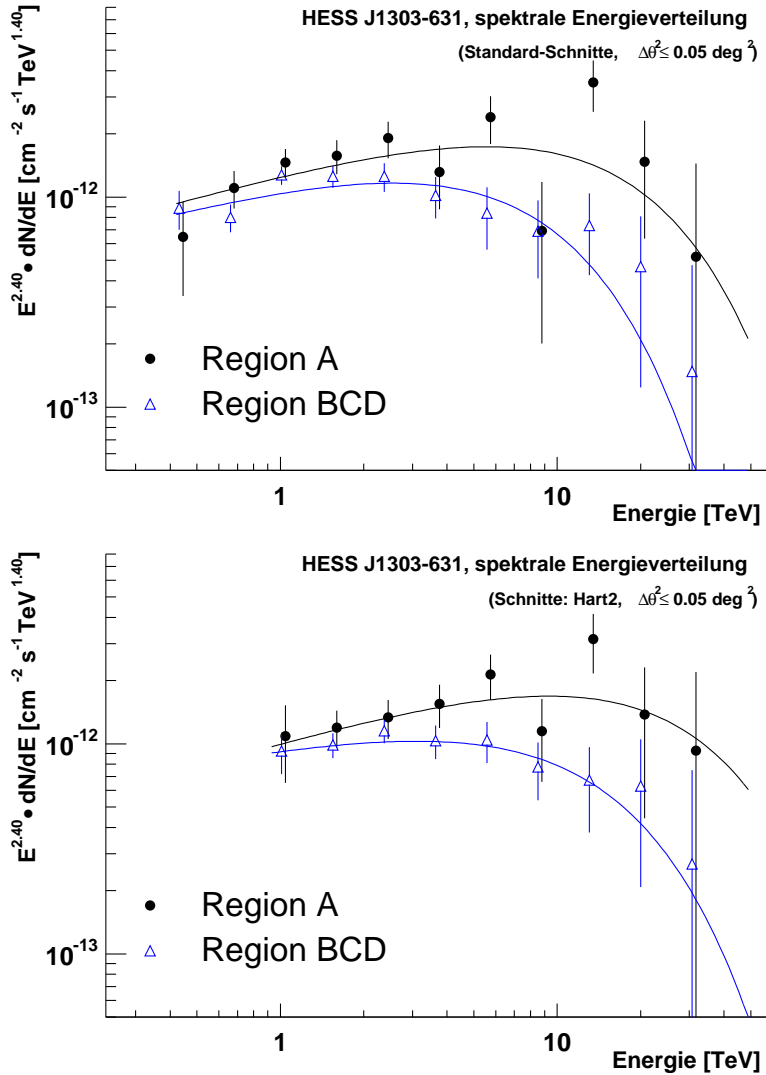


Abbildung 6.14: Die mit $E^{2.4}$ multiplizierten Energiespektren der Region A, sowie der kombinierten Regionen B, C und D, vergleiche Abbildung 6.13. Die Spektren wurden sowohl unter Verwendung der Standard-Schnitte (oben), sowie des Schnittsatzes Hart2 (unten) mit einer entsprechend höheren Energieschwelle erstellt. Die Flussnormierung der Region BCD wurde jeweils auf die Fläche der Region A korrigiert. Die angepassten Potenzfunktionen mit exponentiellem Abbruch sind ebenfalls dargestellt (Linie). Die Ergebnisse der Anpassungen finden sich in Tabelle 6.9.

mittelten Schwerpunkt von HESS J1303-631 (vergleiche Tabelle 6.5) ist gleich. Die geringfügige Überlappung der Regionen untereinander führt zu vernachlässigbaren Effekten. Die Regionen R_1 bis R_3 sind jeweils zentriert um die Schwerpunktsposition von HESS J1303-631 angeordnet und unterscheiden sich in ihren Winkelausdehnungen von $\Delta\theta \leq 0.22^\circ$ bis 0.39° . Sie dienen der Untersuchung einer möglichen Veränderung des Photon-Index Γ in den Randgebieten. Wegen des gaußförmigen, intrinsischen Emissionsprofils ist nicht zu erwarten, dass sich der Fluss proportional zur Fläche der Integrationsradien verhält. Vielmehr ist ein Konvergieren gegen einen konstanten Wert für $\Delta\theta \gg 0.5^\circ$ zu erwarten. Die Energiespektren der verschiedenen Regionen wurden unter Verwendung der gespiegelten Regionen zur Untergrundbestimmung (unter Ausschluss der *Tracking*-Position Dec⁺) erstellt. An die Spektren wurde jeweils ein Potenzgesetz bzw. ein Potenzgesetz mit exponentiellem Abbruch angepasst. Die Ergebnisse dieser Anpassungen sind in Tabelle 6.9 zusammengestellt.

Auch in den verschiedenen Regionen A bis D , sowie R_1 bis R_3 zeigt sich, dass ein reines Potenzgesetz die entsprechenden Spektren in der Regel nur unzureichend beschreibt. Daher sollen nur die Ergebnisse der Anpassung eines Potenzgesetzes mit exponentiellem Abbruch bewertet und verglichen werden. Die Spektren aus den Regionen R_1 bis R_3 weisen abgesehen von der zu erwartenden Abhängigkeit der Flussnormierung I_0 vom Integrationsradius $\Delta\theta^2$ keine signifikanten Unterschiede auf. Die Region R_3 beinhaltet hierbei etwa 85% aller Ereignisse (vergleiche Tabelle 6.10), so dass eine signifikante Änderung des Spektrums bei noch größeren Integrationsradien⁹ nicht zu erwarten ist. Auch die Region $R_{3\setminus 1}$, die explizit das Spektrum der äußeren Ringregion $0.223^\circ < \Delta\theta \leq 0.387^\circ$ beschreibt, zeigt keine signifikanten Unterschiede zu den anderen Regionen R_1 bis R_3 . Die gegenüber den Regionen R_i deutlich kleineren Werte der Flussnormierung in den Regionen A bis D sind durch die entsprechend kleineren Integrationsradien von $\Delta\theta \leq 0.12^\circ$ zu erklären. Innerhalb der gleichgroßen Regionen A bis D sind die Flussnormierungen jedoch kompatibel. Eine signifikante Abhängigkeit des Photon-Index Γ von der Region kann nicht festgestellt werden. Ein direkter Vergleich der Abbruchenergie E_{cut} ist nicht möglich, da dieser Parameter stark mit dem Photon-Index Γ korreliert ist. Für einen Vergleich müsste demnach Γ bei der Anpassung festgehalten werden.

Die Region A sticht bei der Betrachtung der Himmelskarten der verschiedenen Energiebereiche in Abbildung 6.12 durch einen höheren Ereignisüberschuss als in den Regionen B , C und D bei hohen Energien hervor. Aus diesem Grunde soll das Energiespektrum der Region A in einem direkten Vergleich dem kombinierten Spektrum der hinsichtlich der Morphologie des gesamten Energiebereichs gleichberechtigten Regionen B bis D gegenübergestellt werden. Die Flussnormierung der kombinierten Region BCD wurde hierbei auf den Flächeninhalt der Region A (Faktor $1/3$) korrigiert. Die zur besseren Verdeutlichung möglicher Unterschiede mit $E^{2.4}$ multiplizierten Energiespektren der Regionen A und BCD sind in Abbildung 6.14 dargestellt. Die Anpassungen des Potenzgesetzes mit exponentiellem Abbruch sind ebenfalls gezeigt. Die Untersuchungen dieser Regionen wurde zusätzlich durch die in Tabelle 4.1 aufgeführten Schnittsätze Hart1 und Hart2 durchgeführt. Durch Anwendung dieser Ereignisschnitte erhöht sich die Energieschwelle, vergleiche Abbildung 5.7, der Vorteil liegt jedoch in einer stärkeren Untergrundunterdrückung bei hohen Energien. Die aus dem Schnittsatz Hart2 erhaltenen Spektren sind in Abbildung 6.14 (unten) dargestellt. Auch wenn die aus den angepassten Funktionen abgeleiteten spektralen Parameter kompatibel sind, so deutet sich ein systematischer Unterschied der Energiespektren bei hohen Energien an, der sich auch in Abbildung 6.12 wiederfindet. Zur genaueren Untersuchung dieser Anzeichen bedarf es jedoch weiterer Beobachtungen zur Erhöhung der Ereignisstatistik. Hierbei ist eine Abstimmung der *Tracking*-Positionen der H·E·S·S-Teleskope auf die Himmelsposition von HESS J1303-631 wichtig, wie beispielsweise der zukünftige Verzicht der *Tracking*-Position Dec⁺.

⁹Diese würde desweiteren die zuvor beschriebenen, analysetechnischen Schwierigkeiten des Auffindens gleichberechtigter Untergrundregionen mit sich bringen.

Region	$\Delta\theta^2$ [deg ²]	n_γ [%]	f_{kor}	$I > 380 \text{ GeV}$ [$\frac{10^{-12}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$]	$I' > 380 \text{ GeV}$ [$\frac{10^{-12}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$]
R_1	0.05	45.9	1.9 ± 0.2	6.6 ± 0.9	13 ± 2
R_2	0.10	70.6	1.4 ± 0.2	8.1 ± 1.2	11 ± 2
R_3	0.15	84.0	1.2 ± 0.1	9.0 ± 1.3	11 ± 2

Tabelle 6.10: Integraler Photonenfluss der gesamten Emissionsregion von HESS J1303-631 oberhalb der Energie von 380 GeV. Zunächst wurde der Fluss $I > 380 \text{ GeV}$ innerhalb der in Abbildung 6.13 definierten Regionen R_1 bis R_3 durch Integration des an die Spektren angepassten Potenzgesetzes mit exponentiellem Abbruch berechnet, vergleiche Tabelle 6.9, rechts. n_γ gibt hierbei den relativen Anteil der innerhalb der Schnittregion $\Delta\theta^2$ liegenden Ereignisse am Gesamtüberschuss an, vergleiche Abbildung 6.9. Mit dem in Gleichung (6.2) eingeführten Korrekturfaktor f_{kor} wird jeweils der auf die gesamte Emissionsregion extrapolierte integrale Photonenfluss $I' > 380 \text{ GeV}$ berechnet.

6.3.4 Integraler Photonenfluss, Lichtkurve und Variabilität

Von besonderem Interesse für die Interpretation der Erzeugungsmechanismen der hochenergetischen γ -Strahlung von HESS J1303-631 ist neben der Untersuchung des Energiespektrums die Frage nach dem integralen Photonenfluss oberhalb einer Grenzeenergie E_{gr} , sowie dessen Konstanz über der Zeit. Als Grenzeenergie für die folgenden Betrachtungen soll $E_{\text{gr}} = 380 \text{ GeV}$ gewählt werden. Dieser Wert liegt leicht über der Energieschwelle des gesamten Datensatzes von $E_{\text{sch}} = 360 \text{ GeV}$. Ferner soll der mittels Gleichung (6.2) ermittelbare Korrekturfaktor $f_{\text{kor}}(\Delta\theta^2)$ zur Berechnung des integralen Flusses der gesamten Emissionsregion von HESS J1303-631 herangezogen werden. Dies ist unter der Annahme eines von der Morphologie der Quelle unabhängigen Energiespektrums möglich und den Ergebnissen des vorigen Abschnitts 6.3.3 zufolge auch zulässig.

Integraler Photonenfluss: Die integralen Photonenflüsse sollen zunächst aus der Integration der an das Spektrum angepassten Potenzfunktion mit exponentiellem Abbruch ermittelt werden. Hierzu bieten sich die in Abbildung 6.13 definierten Regionen R_1 bis R_3 an. Die integralen Flüsse vor und nach der Korrektur auf das gesamte Emissionsgebiet sind in Tabelle 6.10 zusammengestellt. Die aus den Regionen R_1 bis R_3 abgeleiteten integralen Photonenflüsse sind – wie im Falle eines quellmorphologisch unabhängigen Energiespektrums zu erwarten – untereinander kompatibel. Durch einen Vergleich mit dem integralen Photonenfluss des Krebs-Nebels (vergleiche Kapitel 4.6.3) über derselben Grenzeenergie ergibt sich ein Flussniveau von HESS J1303-631 von $(17 \pm 3)\%$ des Krebs-Nebel-Flusses.

Lichtkurve: In einem nächsten Schritt soll die Konstanz der TeV- γ -Emission im Zeitraum der durchgeführten Beobachtungen untersucht werden. Hierzu wurde eine nächteweise Lichtkurve des integralen Photonenflusses oberhalb der Energie von 380 GeV erstellt. Die Untergrundereignisse wurden mit dem *Template*-Modell ermittelt, so dass der gesamte Datensatz analysiert werden kann. Es wurde ein Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.15 \text{ deg}^2$ (Region

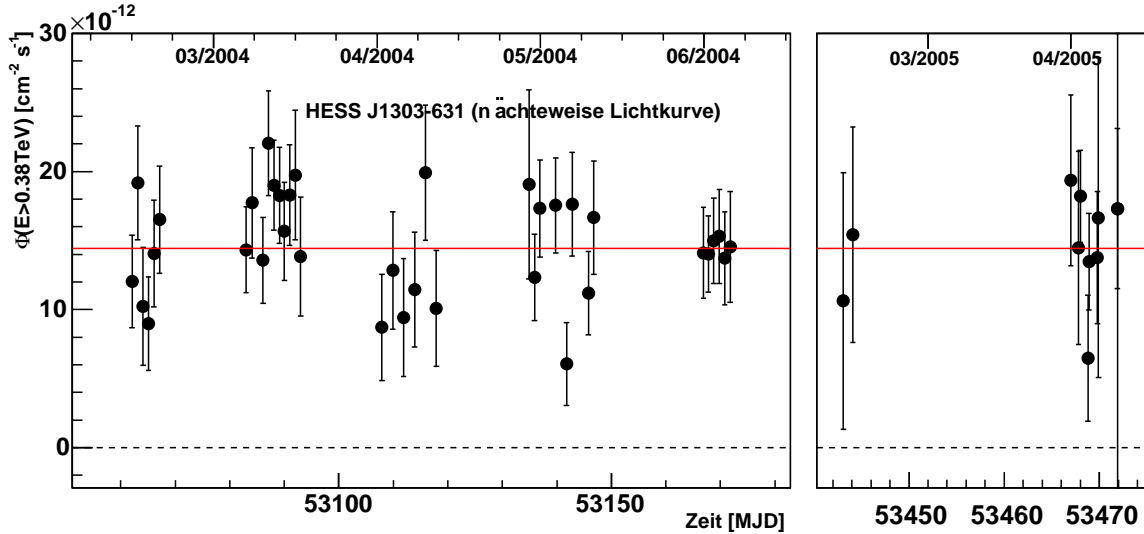


Abbildung 6.15: Die nach Methode *LK#2* (vergleiche Kapitel 4.6.4) bestimmte Lichtkurve des integralen Photonenflusses oberhalb der Energie von 380 GeV für HESS J1303-631. Der Zeitraum zwischen den Messungen in 2004 und 2005 wurde in der Darstellung herausgeschnitten. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung einer konstanten Funktion, die mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 40.9/46$ für eine konstante TeV- γ -Emission von HESS J1303-631 spricht.

R_3) für die Signalregion angewandt, der 84% der Überschuss-Ereignisse von HESS J1303-631 enthält. Der nächteweise Fluss wurde unter der Annahme eines Potenzspektrums mit exponentiellem Abbruch gemäß der in Kapitel 4.6.4 beschriebenen Methode *LK#2* ermittelt. Der integrale Photonfluss wurde gemäß der Gleichung (6.2) mit einem Korrekturfaktor von $f_{\text{kor}} = 1.2 \pm 0.1$ auf die gesamte Emissionsregion angeglichen. Die Lichtkurve, die die Beobachtungen der Jahre 2004 und 2005 umfasst, ist in Abbildung 6.15 gezeigt. Die Anpassung einer konstanten Funktion liefert mit einer Qualität von $\chi^2/\text{d.o.f.} = 40.9/46$ keine Anzeichen für eine Variabilität in der TeV- γ -Emission von HESS J1303-631.

Variabilitäts-Tests: Eine zusätzliche, von der Wahl der Zeitintervalle einer Lichtkurve unabhängige Methode zur Suche nach ausbruchartiger Emission stellen die in Kapitel 4.6.5 vorgestellten Variabilitäts-Tests nach Kolmogorov und nach Prahl dar. Es soll im Folgenden das gesamte Gesichtsfeld nach variabler TeV- γ -Emission untersucht werden. Wie aus den Untersuchungen des Anhangs A.4 hervorgeht, setzt die Anwendung der Tests einen sehr homogenen Datensatz bezüglich der atmosphärischen Bedingungen, des Zenitwinkels und dem radialen Abstand ΔR zwischen der Testposition und dem Kamerazentrum voraus.

Zunächst wurde das Ansprechverhalten beider Variabilitäts-Tests bei einer der Quellstärke von PSR B1259-63/SS 2883 bzw. HESS J1303-631 entsprechenden, konstant¹⁰ emittierenden TeV- γ -Quelle und der gegebenen Zenitwinkelverteilung der Beobachtungen (vergleiche Tabelle 6.2) untersucht. Die im Anhang A.4 definierte relative Quellstärke b entspricht hier-

¹⁰Im Falle der bereits als variabel identifizierten TeV- γ -Quelle PSR B1259-63/SS 2883 wurde der über die Zeit gemittelte Fluss angenommen.

Zeitraum in 2004	Beob.	T^{live} [h]	N_{sys}	HESS J1303-631				PSR B1259-63/SS 2883			
				Ring		Template		Ring		Template	
				S_{kol}	S_{pra}	S_{kol}	S_{pra}	S_{kol}	S_{pra}	S_{kol}	S_{pra}
Feb./März	Dec ⁻	2.9	3	-0.1	0.6	-0.6	2.0	1.2	0.5	0.3	1.0
Feb./März	Dec ⁺	3.9	3	-0.2	0.2	-0.4	0.6	3.3	1.4	2.3	-0.1
März-Mai	Dec ⁻	11.6	4	-1.6	-1.8	-1.0	0.1	5.0	1.8	5.0	2.9
März-Mai	Dec ⁺	12.9	4	1.0	1.2	0.2	1.0	2.7	-0.4	3.2	0.6
Mai/Juni	RA _* ⁻	7.5	4	-1.1	0.3	0.6	-0.7	1.6	2.0	0.9	2.3
Mai/Juni	RA _* ⁺	7.4	4	-0.1	1.7	-0.5	0.1	2.2	0.0	2.1	-0.8

Tabelle 6.11: Anwendung der Variabilitäts-Tests auf die Himmelsregionen von PSR B1259-63/SS 2883 und HESS J1303-631. Die Zeitserien um die Position von HESS J1303-631 wurden gemäß der ermittelten Ausdehnung aus einem Bereich von $\Delta\theta \leq 0.22^\circ$ und die um die Position von PSR B1259-63/SS 2883 aus einem Bereich von $\Delta\theta \leq 0.11^\circ$ (Punktquelle) angesammelt. Die Zeitserien des Untergrundes wurden jeweils aus einer Ringregion mit $r_i = 0.65^\circ$ und $r_a = 0.9^\circ$ und alternativ mittels des *Template*-Modells aus dem Intervall $1.3 \leq m_{\text{scw}} \leq 1.9$ erhalten. Aufgelistet ist die Bezeichnung der nach der *Tracking*-Position der Teleskope unterteilten Datensätze (vergleiche Abbildung 6.6), der Zeitraum der Beobachtung, die totzeitkorrigierte Beobachtungszeit T^{live} und die Systemmultiplizität N_{sys} , sowie die Signifikanz S_{kol} und S_{pra} für den Ring- sowie den *Template*-Untergrund.

bei den Werten von $b_{1259} \approx 0.5$ und $b_{1303} \approx 0.3$. Es konnte kein nachweisbares Ansprechen der Tests in den Simulationen konstanter Emission festgestellt werden. Die Variation des radialen Abstandes ΔR zwischen der Himmelsposition von PSR B1259-63/SS 2883 und dem Kamerazentrum kann innerhalb des gesamten Datensatzes als gering angesehen werden, wenn man von den Beobachtungen des Jahres 2005 absieht, die im Rahmen der systematischen Durchmusterung der galaktischen Ebene aufgezeichnet wurden, vergleiche Abbildung 6.6. Da die Beobachtungspositionen zu Beginn der Beobachtung noch nicht auf die unerwartet entdeckte Quelle HESS J1303-631 ausgelegt waren, variiert hier der radiale Abstand über einen großen Bereich von $0.1^\circ \leq \Delta R \leq 1.1^\circ$ alleine in den Daten des Jahres 2004. Das unterschiedliche Verhalten der Akzeptanzen, sowohl des *Template*- wie auch des Ring-Untergrundes, durch dessen Verwendung ein noch größerer radialer Bereich abgedeckt wird, lässt keine zuverlässige Interpretation der Ergebnisse der Variabilitäts-Tests mehr zu. Das gleiche Argument trifft für die systematische Suche nach variabler Emission an beliebigen Himmelspositionen des Gesichtsfeldes zu. Aus diesem Grunde wurde der Gesamtdatensatz gemäß der verschiedenen *Tracking*-Positionen aufgeteilt, wodurch der Einfluss von Variationen in ΔR für beliebige Himmelspositionen eliminiert ist, so dass eine zuverlässige Anwendbarkeit der Variabilitäts-Tests gewährleistet ist.

Die Tests wurden zunächst an den Himmelspositionen von HESS J1303-631 und PSR B1259-63/SS 2883 angewandt. Die in die Analyse eingehenden Ereigniszeiten wurden hierbei im Falle von HESS J1303-631 (entsprechend der ermittelten Ausdehnung) aus einer Region mit $\Delta\theta \leq 0.22^\circ$ akkumuliert. Im Falle von PSR B1259-63/SS 2883 wurde der Standard-Schnitt

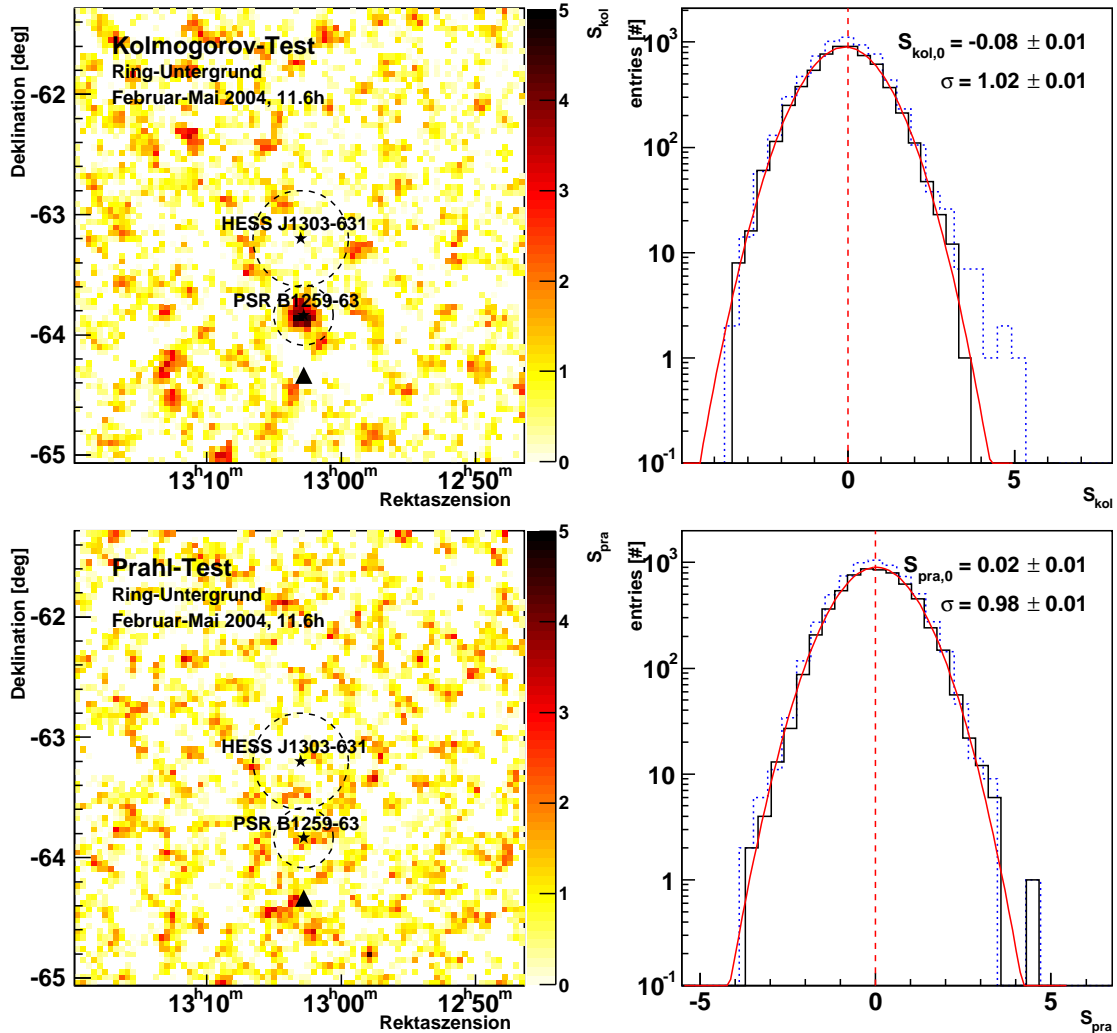


Abbildung 6.16: Suche nach ausbruchartigem Verhalten im $4^\circ \times 4^\circ$ Gesichtsfeld der HESS J1303-631-Beobachtungen. Der Untergrund wurde mittels des Ring-Modells ($r_i = 0.65^\circ$ und $r_a = 0.9^\circ$) bestimmt. **Links:** Die Himmelskarten der Test-Signifikanzen des Kolmogorov-Tests S_{kol} (oben) und des Prah-Tests S_{pra} (unten). Die Positionen von PSR B1259-63/SS 2883 und HESS J1303-631 sind durch Sterne gekennzeichnet. Aus den Regionen um beide TeV- γ -Quellen (gestrichelte Kreise) wurden keine Untergrundzeiten zugelassen. Die *Tracking*-Position der Teleskope Dec⁻ ist als Dreieck angedeutet, vergleiche Abbildung 6.6, oben. Der Zeitraum dieser Beobachtungen entspricht Februar bis Mai 2004. **Rechts:** Die Verteilung der Signifikanzen im gesamten Gesichtsfeld (gepunktete Linie), sowie der Signifikanzen unter Ausschluss der Quellregionen von PSR B1259-63/SS 2883 und HESS J1303-631 (durchgezogene Linie) mit der Anpassung einer Gauß-Funktion.

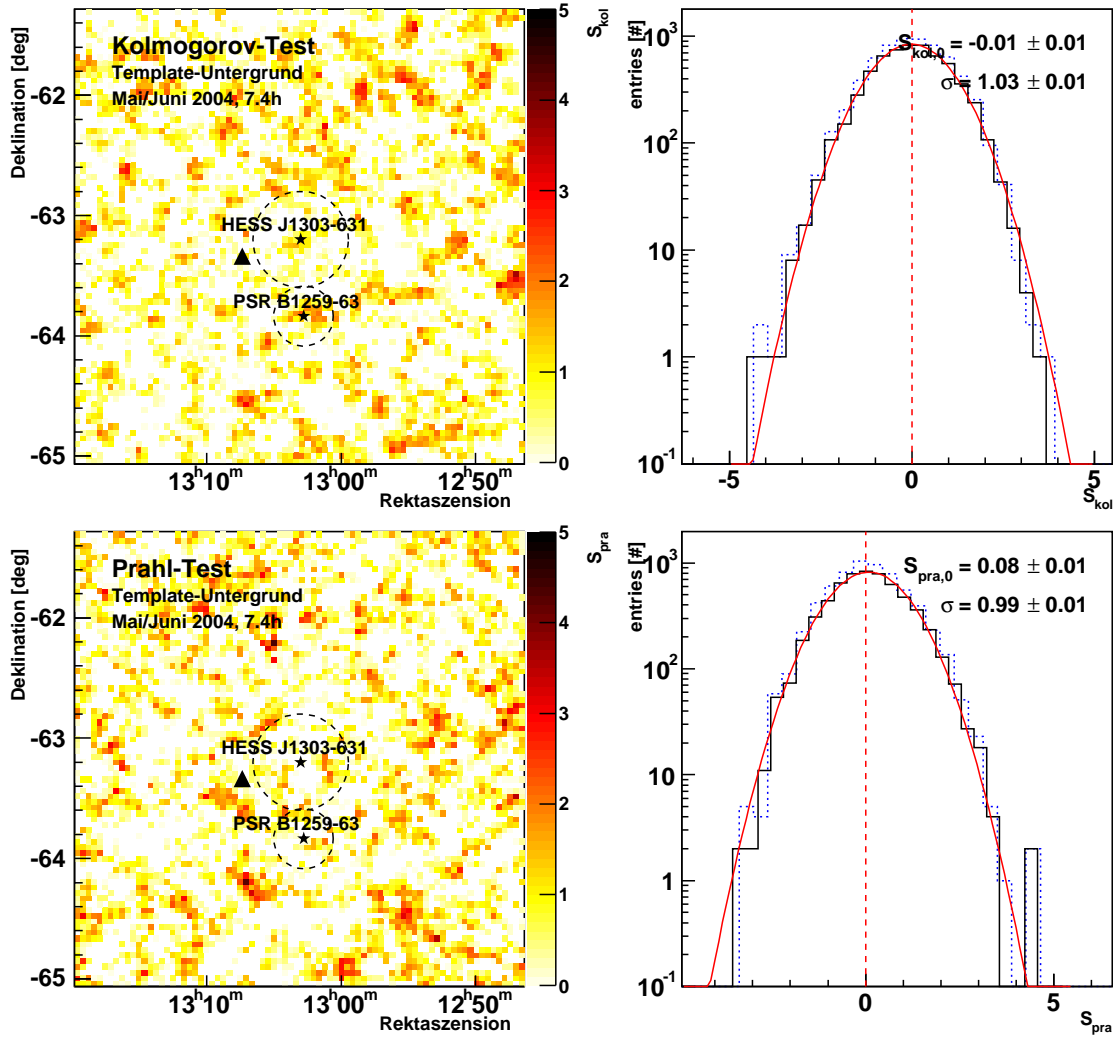


Abbildung 6.17: Vergleichbare Darstellung wie in Abbildung 6.16. Die Ereigniszeiten des Untergrundes wurden in diesem Fall aus dem *Template*-Modell ($1.3 \leq mscw \leq 1.9$) bestimmt. Gezeigt ist die Untersuchung des Teildatensatzes, der *Tracking*-Position RA_*^+ (gefülltes Dreieck), vergleiche Abbildung 6.6, oben. Diese Beobachtungen entsprechen dem Zeitraum von Mai bis Juni 2004.

für Punktquellen $\Delta\theta \leq 0.11^\circ$ angewandt. Die Untergrundzeiten wurden mittels des Ring-Untergrundes mit $r_i = 0.65^\circ$ und $r_a = 0.9^\circ$ (vergleiche Abbildung 4.5) und alternativ mittels des *Template*-Modells aus dem Intervall $1.3 \leq mscw \leq 1.9$ erhalten. Untergrundzeiten aus den Regionen um die beiden TeV- γ -Quellen HESS J1303-631 und PSR B1259-63/SS 2883 wurden hierbei im Falle des Ring-Modells nicht zugelassen, vergleiche Abbildung 6.16. Es wurden die Datensätze Dec^\pm , die zwischen Februar und Mai 2004 aufgezeichnet wurden, sowie RA_*^\pm aus dem Mai/Juni 2004 untersucht, vergleiche Tabelle 6.2. Wegen des Ausschlusses des Teleskops CT01 in der Messperiode p2004_02 wurde dieser Datensatz ebenfalls separat untersucht, da die generell niedrigere Ereignisrate dieser Konfiguration mit nur

$N_{\text{sys}} = 3$ Teleskopen in Kombination mit einem Datensatz mit $N_{\text{sys}} = 4$ (der Konfiguration der übrigen Beobachtungen) analog zu den im Anhang A.4 geschilderten Effekten ebenfalls zu Verfälschungen der Ergebnisse führen kann. Die Daten aus der systematischen Himmelsdurchmusterung der galaktischen Ebene in 2005 wurden wegen des ständig wechselnden Abstandes ΔR jeder Himmelsposition nicht in die Untersuchungen mit einbezogen.

Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Tabelle 6.11 zusammengestellt. Im Datensatz Dec^- und etwas schwächer im Datensatz Dec^+ spricht der Kolmogorov-Test an der Himmelsposition von PSR B1259-63/SS 2883 signifikant an. Dies spiegelt die Variation des TeV- γ -Flusses im Zeitraum zwischen Februar und Juni 2004 wieder, die auch in der Lichtkurve in Abbildung 6.4 erkennbar ist. Der Prah-Test ist auf die offensichtlich langsamen Flussänderungen nicht sensitiv und spricht daher nicht signifikant an. An der Himmelsposition von HESS J1303-631 sprechen beide Tests generell nicht an, was die Konstanz der TeV- γ -Emission untermauert. Auch starke, kurzzeitige Strahlungs-Ausbrüche von HESS J1303-631 können somit ausgeschlossen werden.

In einem nächsten Schritt wurde im gesamten Gesichtsfeld, zentriert um die Position von HESS J1303-631, nach variabler Emission gesucht. Hierdurch könnten weitere TeV- γ -Quellen ausfindig gemacht werden, deren Ereignisüberschuss im gesamten Datensatz nicht signifikant ist, so dass sie in der Himmelskarte in Abbildung 6.5 nicht erkennbar sind, die sich jedoch durch einen möglichen, kurzzeitigen Strahlungsausbruch "verraten". Auch für diese Untersuchungen ist eine Aufteilung nach den *Tracking*-Positionen notwendig. Die Himmelskarten der Test-Signifikanzen S_{kol} und S_{pra} für den Datensatz Dec^- sind exemplarisch in Abbildung 6.16 gezeigt. Abgesehen vom schon in Tabelle 6.11 gefundenen Ansprechen des Kolmogorov-Tests an der Stelle von PSR B1259-63/SS 2883 konnten im übrigen Gesichtsfeld keine Anzeichen von ausbruchartiger TeV- γ -Emission gefunden werden, was aus der Verteilung der Test-Signifikanzen hervorgeht. Entsprechende Untersuchungen des gesamten Gesichtsfeldes in den Datensätzen Dec^+ , sowie RA_*^- und RA_*^+ (siehe Abbildung 6.17) brachten ebenfalls keine weiteren Anzeichen für variable Emission im übrigen Gesichtsfeld. Es muss somit geschlossen werden, dass PSR B1259-63/SS 2883 die einzige TeV- γ -Quelle im Gesichtsfeld ist, die – in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Lichtkurve – eine signifikante Fluss-Variabilität aufweist.

6.4 Suche nach Gegenständen in anderen Energiebereichen

Zur Interpretation der gemessenen TeV- γ -Strahlung von HESS J1303-631 im folgenden Abschnitt 6.5 ist die Kenntnis der Emission in anderen Wellenlängenbereichen wichtig. Daher soll in diesem Abschnitt nach möglichen Gegenständen in anderen Energiebereichen gesucht werden. Als plausibles Gegenstück soll ein Objekt bezeichnet werden, das in seiner Himmelsposition und Ausdehnung die Morphologie der TeV-Emission von HESS J1303-631 widerspiegelt. Die Ausdehnung von HESS J1303-631 und die Lage in der galaktischen

Ebene lassen hierbei einen galaktischen Ursprung der Quelle vermuten. Eine extragalaktische Quelle würde wegen des deutlich größeren Abstandes mit hoher Wahrscheinlichkeit im Rahmen der Winkelauflösung von H·E·S·S punktförmig erscheinen. Im folgenden Abschnitt wird zunächst die Materieverteilung im Bereich der galaktischen Ebene diskutiert, gefolgt von der systematischen Suche nach möglichen Gegenstücken zu HESS J1303-631 in verschiedenen, katalogisierten Himmelsdurchmusterungen. Für diese Untersuchung wurde die *Vizier*-Datenbank¹¹ im Internet herangezogen. Sämtliche, als Gegenstück in Betracht gezogene Kandidaten sind in Tabelle 6.12, sowie zum großen Teil in Abbildung 6.21 zusammengestellt. Der Abschnitt endet mit einer Bewertung der Ergebnisse.

6.4.1 Gas- und Molekülwolken in der galaktischen Ebene

HESS J1303-631 liegt in der galaktischen Ebene (galaktische Breite $b = -0.36^\circ$) und ist mit der galaktischen Länge von $l = 304.2^\circ$ etwa 56° vom galaktischen Zentrum entfernt. Bevor nach Gegenstücken in anderen Energiebereichen gesucht wird, soll die generelle Beschaffenheit der Umgebung beschrieben werden. Die galaktische Ebene zeichnet sich durch eine hohe Anzahl von Sternen, offenen Sternhaufen, sowie Gas-, Molekül- und Staubwolken aus. Aus der Vermessung der Verteilungen dieser Materiewolken lassen sich u.a. Rückschlüsse auf die räumliche Struktur der Spiralarme unserer Galaxie ziehen [Grabelsky et al. 1988]. Ferner können bestimmte Klassen von Gas- und Molekülwolken zur Identifikation von Sternentstehungsgebieten und offenen Sternhaufen herangezogen werden. Für die Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen ist jedoch in erster Linie die Eigenschaft einer Materieansammlung als *Target*-Material für Stoßprozesse hochenergetischer Teilchen von Bedeutung. Der Nachweis von Gas- und Molekülwolken geschieht im Allgemeinen durch Messung von charakteristischen Absorptions- oder Emissionslinien der atomaren bzw. molekularen Übergänge. Etwa 90% der Masse des interstellaren Mediums (IM) liegen in Form von atomarem bzw. molekularem Wasserstoff vor. Im Folgenden sollen kurz die wichtigsten Arten von Gas- und Molekülwolken erwähnt werden.

- **Neutraler Wasserstoff:** Wolken mit neutralem Wasserstoff HI haben in der Regel Temperaturen im Bereich von 100 – 1000 K. Der neutrale Wasserstoff kann durch Absorptionslinien von bekannten Objekten im Hintergrund oder durch die Emission der so genannten 21 cm-Linie bei 1420 MHz im Radiobereich nachgewiesen werden. Die 21 cm-Linie entspricht dem Übergang der Hyperfeinstruktur von $S = 1 \rightarrow 0$ im Grundzustand des Wasserstoffatoms, wobei S die Quantenzahl des Gesamtspins ist. Der Übergang aus dem angeregten Zustand $S = 1$ wird wegen seiner hohen Lebensdauer als verboten bezeichnet und kann daher nur bei geringen Dichten – wie sie üblicherweise im interstellaren Medium vorkommen – beobachtet werden, in denen er nicht durch thermische Stoßreaktionen entvölkert werden kann. Die aus der Messung der 21 cm-Linie ermittelte Verteilung von neutralem Wasserstoff in der galaktischen Ebene ist in Abbildung 6.18 (oben) dargestellt.

¹¹<http://cdsweb.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>

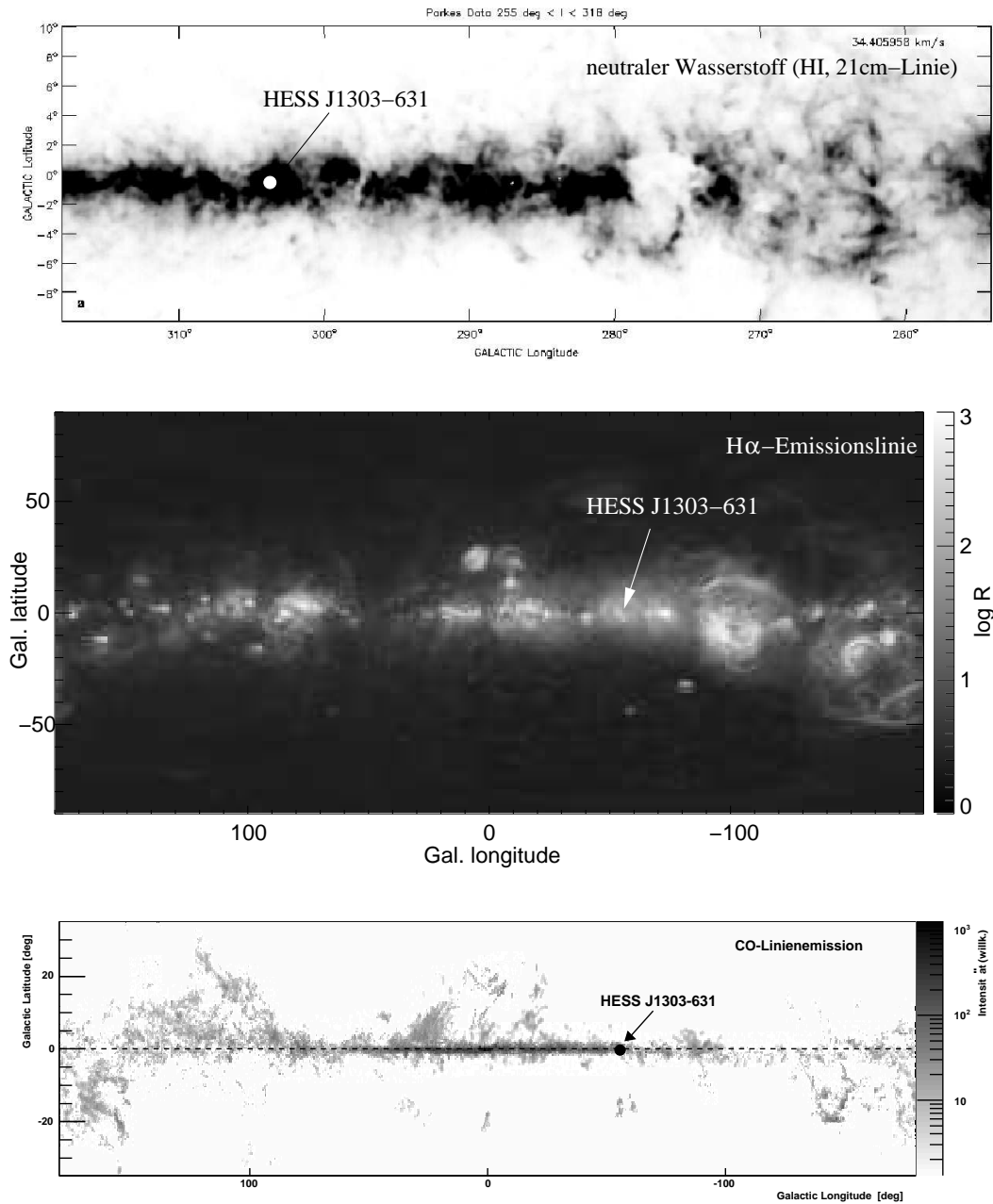


Abbildung 6.18: Großräumige Struktur von Gas- und Molekülwolken in der galaktischen Ebene. Die Position von HESS J1303-631 ist jeweils markiert. **Oben:** Verteilung von neutralem Wasserstoff HI, ermittelt aus Messungen der 21 cm-Linie bei 1420 MHz im Radiobereich [McClure-Griffiths et al. 2005]. **Mitte:** Ionisierter Wasserstoff H II, ermittelt aus Messungen der H α -Linienemission im optischen Wellenlängenbereich [Finkbeiner 2003], gemessen in Einheiten von Rayleigh $R = 10^6/4\pi \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Deutlich zu erkennen sind die Strukturen so genannter Wasserstoff-Schalen. **Unten:** Linienemission des Kohlenstoffes ($J = 1 \rightarrow 0$) bei 115 GHz als Indiz für das Vorhandensein von Molekülwolken in der galaktischen Ebene [Dame et al. 2001].

- **Ionisierter Wasserstoff:** Ionisierter Wasserstoff H II kommt in Wolken mit Temperaturen im Bereich von 10^4 K vor. Ionisierter Wasserstoff entsteht in starken Strahlungsfeldern oder Materiewinden, so zum Beispiel bei der Ausbreitung von Materie einer Supernova-Explosion ins interstellare Medium. Ein zuverlässiger Indikator für das Vorhandensein von ionisiertem Wasserstoff ist der $H\alpha$ -Übergang $n = 3 \rightarrow 2$ der Balmerreihe von neutralem Wasserstoff im optischen Wellenlängenbereich [Finkbeiner 2003]. Neben weiteren Rekombinationslinien ist auch ein Kontinuum aus dem Einfang freier Elektronen durch ionisierte Wasserstoffatome nachweisbar. Die Verteilung des ionisierten Wasserstoffes H II aus Messungen der $H\alpha$ -Linie ist in Abbildung 6.18 (Mitte) dargestellt. Die teilweise schalenförmige Struktur kann durch lokale Störungen der Wasserstoffverteilung erklärt werden, beispielsweise aufgrund von starken Sternenwinden oder einer Supernova-Explosion.
- **Molekülwolken:** Das dauerhafte Bestehen einer Molekülwolke erfordert eine umgebende Staubwolke, die Strahlung im UV-Bereich abschirmt, durch die die meisten Moleküle nach kurzer Zeit aufgespalten würden¹². Die diskreten Energiezustände der Rotation und Schwingung eines Moleküls erweitern die Anzahl möglicher Übergänge gegenüber denen einfacher Atome und somit die Möglichkeit des Nachweises von charakteristischen Linien vom optischen bis in den Radiobereich. Der Nachweis des Überganges $J = 1 \rightarrow 0$ des in Molekülwolken ebenfalls häufig vorhandenen Kohlenstoffes CO bei einer Frequenz von 115 GHz im Radiobereich kann hierbei für die Identifikation verwendet werden. Eine entsprechende Messung der gesamten galaktischen Ebene ist in Abbildung 6.18 (unten) gezeigt.
- **Staubwolken:** Staubwolken bestehen aus einer Ansammlung feiner Partikel (Festkörper) und lassen sich somit nicht mehr durch charakteristische Absorption- oder Emissionslinien identifizieren. Der Nachweis geschieht hauptsächlich durch wellenlängenabhängige Absorption von Licht dahinterliegender Sterne, der so genannten Extinktion. Ferner ist in der Regel eine thermische Emission im Infrarotbereich nachweisbar. Das Masseverhältnis $m_{\text{gas}} : m_{\text{staub}}$ beträgt in etwa 100 : 1.

Aus der Rot- bzw. Blauverschiebung der gemessenen Emissionslinien kann unter Zuhilfenahme eines Modells zur differentiellen Rotation unserer Galaxie die Entfernung d einer Gas- bzw. Molekülwolke ermittelt werden. Die Doppeldeutigkeit bei bestimmten Relativgeschwindigkeiten muss hierbei gegebenenfalls durch Zuordnung mit Emissionsregionen in anderen Wellenlängenbereichen und entsprechend bekannter Entfernung aufgehoben werden. Die Breite und Intensität einer Linie kann desweiteren zur Abschätzung der Masse der entsprechenden Wolke genutzt werden. Hierzu wird die Intensität – am Beispiel der CO-Emission – über die räumliche Winkelausdehnung der Wolke und das gemessene Geschwindigkeitsintervall integriert (S_{CO} , in Einheiten von K km s^{-1}), so dass sich die Masse des CO-Anteils einer Wolke zu $M_{\text{CO}}/M_{\odot} = 1.83 \cdot 10^{-3} d^2 S_{\text{CO}}$ berechnen lässt, wobei d der Abstand der Wolke ist [Nyman et al. 1989].

¹²Die Dissoziationsenergie des Wasserstoffmoleküls H_2 beträgt beispielsweise 11.1 eV, was im mittleren (nicht abgeschirmten) galaktischen UV-Strahlungsfeld zu einer Lebensdauer von nur 10^4 Jahren führt.

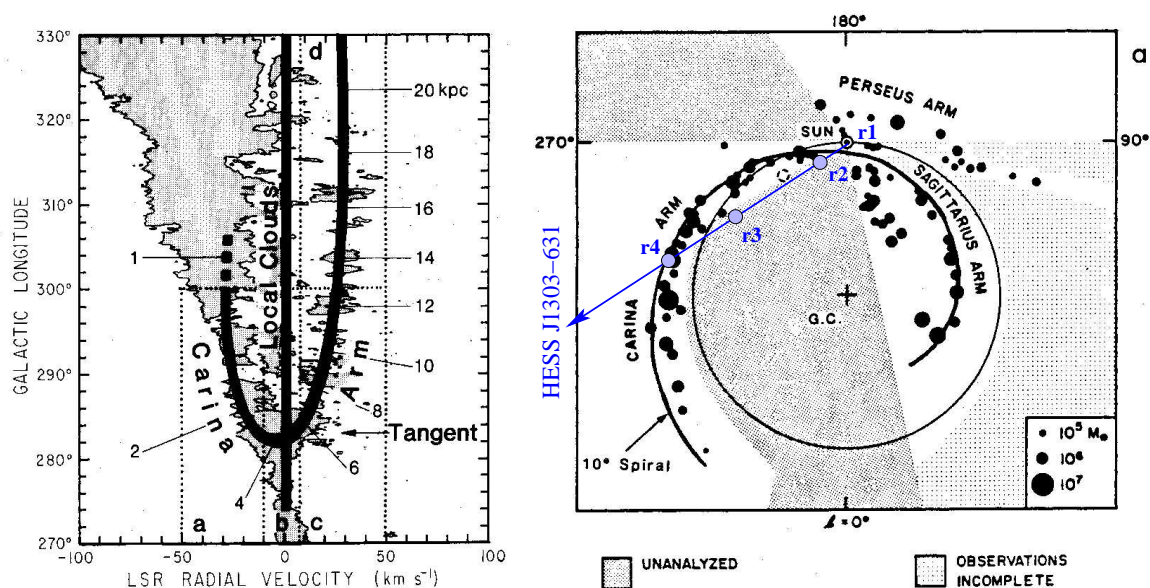


Abbildung 6.19: Messung der richtungsaufgelösten CO-Emission entlang der galaktischen Ebene. **Links:** Intensitätsverteilung (Temperatur) im Geschwindigkeitsraum entlang der galaktischen Ebene [Grabelsky et al. 1987]. Zu erkennen ist die aufgrund der differentiellen Rotation der Galaxie erwartete Struktur des Carina-Spiralarmes, sowie die Ansammlung nahegelegener Molekülwolken mit geringen Geschwindigkeiten $v \approx 0$ km/s. **Rechts:** Räumliche Verteilung der Molekülwolken im Carina-Spiralarm nach der Bestimmung der Entfernungen [Grabelsky et al. 1988]. Die Sichtlinie von HESS J1303-631, sowie die vier in Abschnitt 6.5 diskutierten Entfernungslösungen r_1 bis r_4 der drei Molekülwolken sind ebenfalls dargestellt.

In der galaktischen Ebene liegen häufig mehrere Gas- oder Molekülwolken in verschiedenen Abständen auf der Sichtlinie einer Beobachtung. Diese können im Geschwindigkeitsraum gemäß ihrer Rotverschiebung getrennt und somit verschiedenen, räumlichen Abständen zugeordnet werden. Mit dieser Methode wurde beispielsweise die Struktur des Carina-Armes, einem Spiralarm unserer Galaxie, aus der entsprechenden Verteilung von Molekülwolken aus CO-Messungen rekonstruiert [Grabelsky et al. 1987, Grabelsky et al. 1988]. Die Verteilung der Molekülwolken des Carina-Armes im Geschwindigkeits- und Ortsraum ist exemplarisch in Abbildung 6.19 dargestellt. Auf großen räumlichen Skalen entspricht diese in etwa der Verteilung des neutralen Wasserstoffes, wobei die Molekülwolken im Vergleich zum Wasserstoff in konzentrierteren Anhäufungen auftreten.

Auf der Sichtlinie von HESS J1303-631 liegen drei im Geschwindigkeitsraum separierbare Molekülwolken, die sich somit in verschiedenen Abständen zur Erde befinden. Die hiervon nächstgelegene Wolke – und somit vom Winkeldurchmesser die größte – ist der so genannte Kohlenstoff-Nebel mit einer Masse von $3.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ [Nyman et al. 1989]. Diese Molekülwolke lässt sich auch im optischen Wellenlängenbereich durch eine Abdunkelung von dahinter liegenden Sternen erkennen, siehe Abbildung 6.20. Auf die Molekülwolken entlang der Sichtlinie von HESS J1303-631 wird im nächsten Abschnitt 6.5 genauer eingegangen, vergleiche Abbildung 6.24.

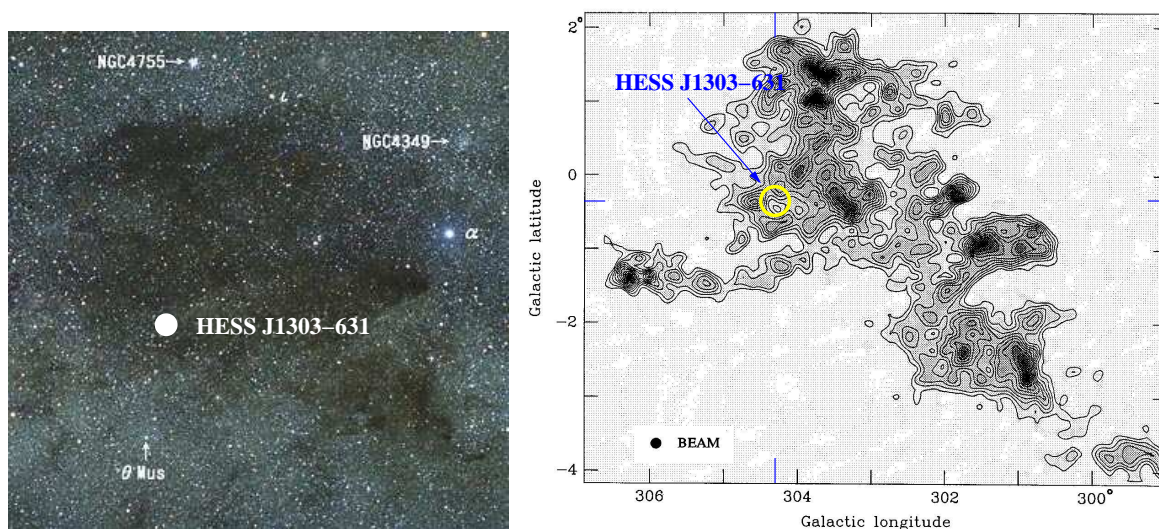


Abbildung 6.20: Die Sichtlinie von HESS J1303-631 durchquert u.a. den Kohlsack-Nebel, eine nahegelegene Molekülwolke. **Links:** Der Kohlsack-Nebel ist im optischen Bereich durch eine starke Absorption von Licht der dahinter liegenden Sterne erkennbar. Quelle: <http://pro.tok2.com/~aq6a-ink/mac/tripic/>. **Rechts:** Durch Messungen von CO-Linienemission im Radiobereich ist die räumliche Struktur des Kohlsack-Nebels deutlicher erkennbar [Nyman et al. 1989].

Betrachtet man die Verteilung des ionisierten Wasserstoffes in der galaktischen Ebene (Abbildung 6.18, Mitte), so deuten sich einige schalenförmige Gebilde an. Hierbei handelt es sich um so genannte Wasserstoffschalen, die eine Verdichtung des Gases mit einer schalenförmigen Geometrie bei gleichzeitig verringerter Dichte im Zentrum aufweisen. Diese Struktur kann beispielsweise durch eine offene Sternassoziation oder ein Sternentstehungsgebiet erklärt werden, in denen das Wasserstoffgas durch intensive Sternwinde aus dem Bereich der Assoziation getrieben wird. Die in das umgebende Medium expandierende Materiehülle einer vergangenen Supernova-Explosion stellt ebenfalls eine mögliche Erklärung dar. Wie sich in einer detaillierteren Himmelskarte des ionisierten und auch neutralen Wasserstoffes zeigt, befindet sich HESS J1303-631 in einer solchen Wasserstoffschale, vergleiche Abbildung 6.25. Hierauf wird im folgenden Abschnitt 6.5 genauer eingegangen.

6.4.2 Gegenstücke im Radiobereich

Neben der großräumigen Struktur der Gas- und Molekülwolken, die zu einem großen Teil aus der Messung von Linien im Radiobereich abgeleitet werden, soll nach kompakten Radioquellen gesucht werden, die sich in der unmittelbaren Umgebung von HESS J1303-631 befinden. Hierzu wurde der Parkes-MIT-NRAO-Katalog (PMN) [Wright et al. 1994] verwendet, dem Messungen im Frequenzbereich von 4.85 GHz zugrundeliegen. Desweiteren

Name	ID	RA	Dec	Entf.	Ausdehnung
Radio-Bereich, Parkes-MIT-NRAO-Katalog [Wright et al. 1994]					
PMN J1302-6321	PMN1	13 ^h 02 ^m 56.7 ^s	-63° 21' 20''	10.9'	[2.1']
PMN J1302-6257	PMN2	13 ^h 02 ^m 38.9 ^s	-62° 57' 48''	13.1'	[2.1']
PMN J1300-6253	PMN3	13 ^h 00 ^m 34.4 ^s	-62° 53' 43''	24.0'	[2.1']
PMN J1303-6339	PMN4	13 ^h 03 ^m 52.6 ^s	-63° 39' 29''	29.5'	3.6' × 3.2'
PMN J1259-6333	PMN5	12 ^h 59 ^m 59.1 ^s	-63° 33' 37''	31.3'	5.7' × 3.2'
Radio-Pulsare, ATNF-Pulsar-Katalog [Manchester et al. 2005]					
PSR J1303-6305	PSR1	13 ^h 03 ^m 00.0 ^s	-63° 05' 01''	5.5'	—
PSR J1302-6313	PSR2	13 ^h 02 ^m 19.2 ^s	-63° 13' 29''	6.1'	—
PSR J1301-6305	PSR3	13 ^h 01 ^m 45.8 ^s	-63° 05' 34''	10.4'	—
PSR J1301-6310	PSR4	13 ^h 01 ^m 28.3 ^s	-63° 10' 41''	11.1'	—
PSR J1305-6256	PSR5	13 ^h 05 ^m 28.0 ^s	-62° 56' 39''	21.1'	—
Supernova-Überreste [Green 2004]					
G 304.6+0.1	Kes 17	13 ^h 05 ^m 59 ^s	-62° 42''	34.6'	8'
H II-Regionen [Paladini et al. 2003]					
G 303.9-00.1	G1	12 ^h 59 ^m 56.6 ^s	-62° 57' 21''	25.2'	3.4' ± 0.9'
G 303.9-00.7	G2	13 ^h 00 ^m 07.3 ^s	-63° 33' 20''	30.4'	0.9' ± 2.7'
Röntgenbereich (ROSAT[†], Chandra [Mukherjee & Halpern 2005])					
1WGA J1303.8-6319	WGA1	13 ^h 03 ^m 50.9 ^s	-63° 19' 06''	10.0'	—
2RXP J130257.9-632750	RXP1	13 ^h 02 ^m 57.9 ^s	-63° 27' 51''	17.4'	—
2RXP J130540.5-631839	RXP2	13 ^h 05 ^m 40.5 ^s	-63° 18' 40''	19.2'	—
2RXP J130622.7-632210	RXP3	13 ^h 06 ^m 22.7 ^s	-63° 22' 10''	24.9'	—
2RXP J130200.4-633730	RXP4	13 ^h 02 ^m 00.4 ^s	-63° 37' 30''	28.0'	—
2RXP J130337.8-634045	RXP5	13 ^h 03 ^m 37.8 ^s	-63° 40' 45''	30.5'	—
CH J130300.9-631123	CH1	13 ^h 03 ^m 00.9 ^s	-63° 11' 23''	1.1'	—
γ-Bereich ($E > 100$ MeV), EGRET-Katalog [Hartman et al. 1999]					
3EG J1308-6112	EG1	13 ^h 08.7 ^m	-61° 13'	2.1°	0.71°

[†] The WGACAT version of ROSAT sources <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/ftp-index?IX/31>, sowie Second ROSAT PSPC Catalog: <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/ftp-index?IX/30>.

Tabelle 6.12: Mögliche Gegenstücke von HESS J1303-631, geordnet nach Energiebereichen und Quelltypen. Mit Ausnahme der EGRET-Quelle und dem Supernovarest Kes 17 wurde die Suche auf einen Winkelabstand von etwa 0.5° um HESS J1303-631 beschränkt. Für jedes Objekt ist der Name, die in Abbildung 6.21 verwendete Bezeichnung ID, die Koordinaten (J2000.0), die Winkelentfernung zu HESS J1303-631 und gegebenenfalls die Ausdehnung der Quelle angegeben. Werte in eckigen Klammern entsprechen hierbei der Winkelaufösung des entsprechenden Instruments.

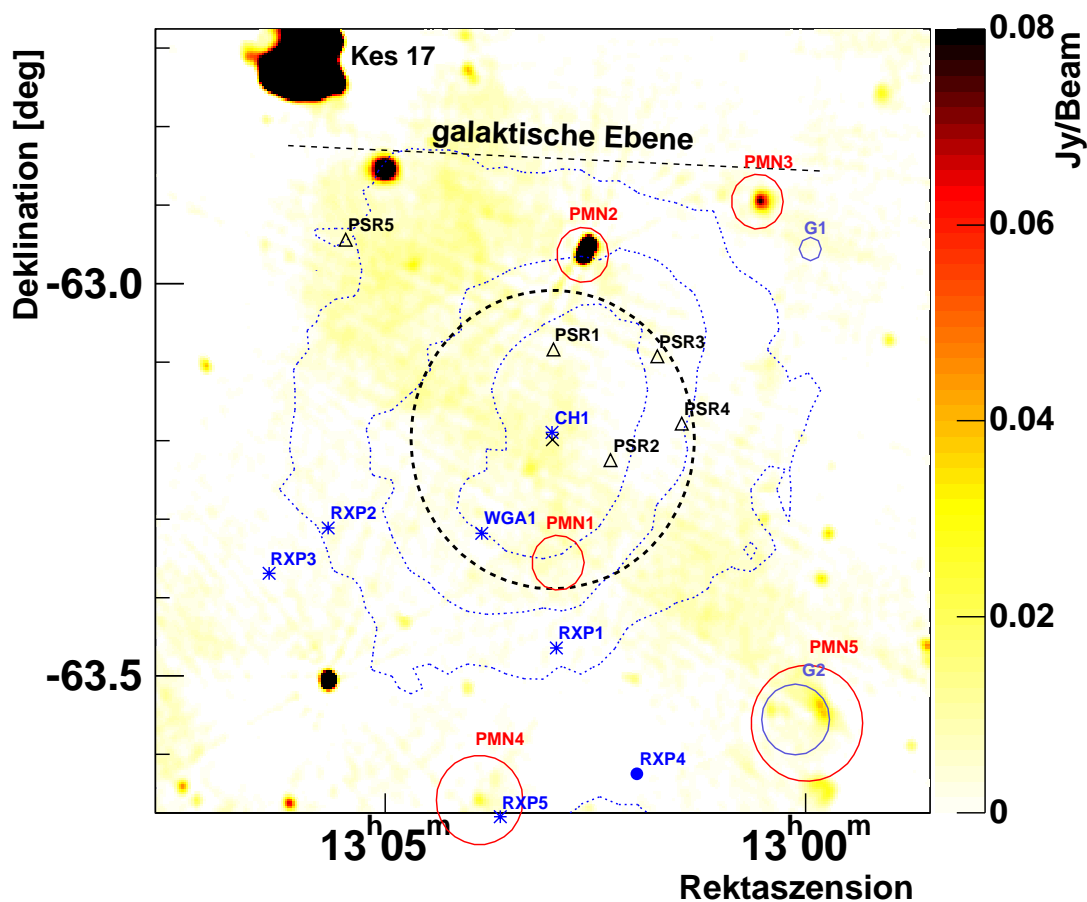


Abbildung 6.21: Dargestellt ist die $1^\circ \times 1^\circ$ 843 MHz-SUMSS-Radiokarte [Bock et al. 1999] im Himmelsbereich von HESS J1303-631. Zur besseren Sichtbarkeit der schwachen Quellen wurde die Fluss-Skala auf einen Bereich zwischen 0 – 0.08 Jy/Beam begrenzt, was zu einer Übersättigung der starken Quellen führt. Es ist $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$. Die Position und die intrinsische 1σ -Ausdehnung ($\sigma_{\text{intr}} = 0.19^\circ$) von HESS J1303-631 ist als gestrichelter Kreis angedeutet. Die gepunkteten Konturlinien beschreiben den entsprechenden TeV- γ -Überschuss (von außen nach innen: 200, 400 und 600). Nahegelegene, in Tabelle 6.12 aufgeführte Objekte in anderen Energiebereichen sind ebenfalls dargestellt: Radioquellen aus dem 4.85 GHz-Bereich (PMN1-5: Kreise, deren Radius der instrumentellen Winkelauflösung bzw. Ausdehnung entsprechen), Radiopulsare (PSR1-5: Dreiecke), H II-Regionen (G1-2: Kreise), sowie die Röntgenquellen (WGA1, RXP1-5, und CH1: Sterne). Asymmetrisch ausgedehnte Quellen wurden in dieser Darstellung durch einen Kreis mit mittlerem Radius dargestellt.

wurde die systematische Durchmusterung des südlichen Himmels SUMSS¹³ im Radiobereich von 843 MHz mit einer Auflösung von $43''$ herangezogen [Bock et al. 1999]. Der entsprechende $1^\circ \times 1^\circ$ -Himmelsausschnitt um die Region von HESS J1303-631 ist in Abbil-

¹³SUMSS: *Sydney University Molonglo Sky Survey*. Nähere Informationen, sowie der Zugang zu den öffentlichen Ergebnissen sind im Internet unter <http://www.astrop.physics.usyd.edu.au/SUMSS> zu finden.

Abbildung 6.21 gezeigt. Ebenfalls dargestellt sind die Positionen der in Tabelle 6.12 aufgeführten Quellkandidaten, wobei nur diejenigen Radioquellen des PMN-Kataloges aufgelistet sind, die auch in der SUMSS-Durchmusterung detektiert wurden¹⁴.

Radiopulsare, die aufgrund periodischer Emission identifiziert werden, wurden aus dem ATNF-Pulsar-Katalog [Manchester et al. 2005] entnommen. Vier der fünf in Tabelle 6.12 aufgelisteten Radiopulsare (PSR1-4) liegen innerhalb der 1σ -Ausdehnung von HESS J1303-631. Pulsare können unter bestimmten Bedingungen durch Wechselwirkungen ihres hochenergetischen Plasmawindes mit umgebender Materie in einem so genannten Pulsarwind-Nebel hochenergetische γ -Strahlung erzeugen. Dieses Szenario wird in Abschnitt 6.5 im Zusammenhang mit den naheliegenden Radiopulsaren diskutiert. Der hierbei ebenfalls erwartete Synchrotronnebel, der sich durch Emission u.a. im Radiobereich äußert, konnte bislang jedoch nicht nachgewiesen werden.

Beim nächstgelegenen, katalogisierten Supernova-Überrest [Green 2004], der auch im Radiobereich sichtbar ist (vergleiche Abbildung 6.21), handelt es sich um Kes 17, der mit einer Ausdehnung von $8'$ und einem Abstand von $34.6'$ jedoch kein plausibles Gegenstück zu HESS J1303-631 darstellt.

Abgesehen von der großräumigen Struktur der Gas- und Molekülwolken in der galaktischen Ebene, befinden sich zwei nur leicht ausgedehnte H II-Regionen in der näheren Umgebung von HESS J1303-631. Diese sind G 303.9-00.1 und G 303.9-00.7 [Paladini et al. 2003], spielen mit Abständen zwischen $25'$ und $30'$ und den hierzu vergleichbar geringen Ausdehnungen ebenfalls keine offensichtliche Rolle bei der Erklärung der TeV- γ -Emission von HESS J1303-631.

6.4.3 Gegenstücke bei Infrarot- und optischen Wellenlängen

Wegen der hohen Sternendichte in der galaktischen Ebene sind zahlreiche Koinzidenzen von HESS J1303-631 mit optischen oder infraroten Punktquellen zu erwarten, so dass in diesem Wellenlängenbereich keine gezielte Suche nach Gegenstücken durchgeführt wurde.

6.4.4 Gegenstücke im Röntgenbereich

Archivierte Beobachtungen des HESS J1303-631-Gesichtsfeldes im Röntgenbereich existieren nur vom Röntgensatelliten ROSAT ($0.2 - 2$ keV) in Form einer Beobachtung des in einem Abstand von $\sim 0.6^\circ$ südlich gelegenen Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883. In der unmittelbaren Nähe von HESS J1303-631 konnten keine Anzeichen einer Punktquelle oder von diffuser Emission gefunden werden, siehe Abbildung 6.22, links. Die fünf in Tabelle 6.12 aufgelisteten Radiopulsare zeigen ebenfalls keine Anzeichen von Röntgenemission.

¹⁴Die Quelle PMN1 bildet hierbei eine Ausnahme, da sie trotz der Nicht-Detektion in der SUMSS-Durchmusterung die einzige Radioquelle des PMN-Kataloges ist, die sich innerhalb der 1σ -Ausdehnung von HESS J1303-631 befindet.

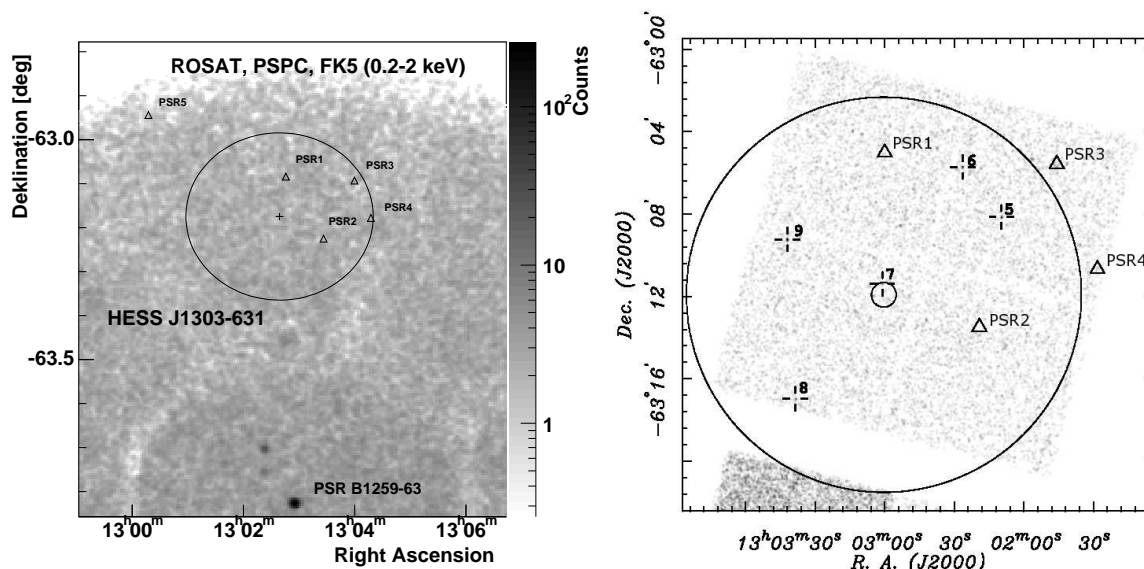


Abbildung 6.22: Beobachtungen der HESS J1303-631-Region im Röntgenbereich. **Links:** Archivierte Beobachtungen des Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883 (unterer Teil des Ausschnitts) mit ROSAT (0.2 – 2 keV). Die Himmelspositionen der ausgedehnten Region von HESS J1303-631 (Kreis) und der in Tabelle 6.12 aufgeführten Radiopulsare PSR 1-5 sind ebenfalls dargestellt. **Rechts:** Die Ergebnisse der Chandra-Beobachtung (2 – 10 keV) von HESS J1303-631 im September 2004 [Mukherjee & Halpern 2005]. Das Gesichtsfeld des Chandra-Satelliten hat im Vergleich zu ROSAT einen deutlich kleineren Durchmesser. Es konnten 5 Punktquellen (5-9) identifiziert, jedoch keine Emission von den in Tabelle 6.12 aufgelisteten Radiopulsaren PSR 1-5 oder der ausgedehnten Region von HESS J1303-631 gemessen werden.

In der weiteren Umgebung von HESS J1303-631 konnten 6 Röntgenpunktquellen (RXP1-5, WGA1) aus dem ROSAT-Katalog gefunden werden, vergleiche Tabelle 6.12 bzw. Abbildung 6.21. Die Konzentration der Quellen südlich von HESS J1303-631 ist auf die entsprechende Ausrichtung der ROSAT-Beobachtungen zurückzuführen. Weitere Beobachtungen von PSR B1259-63/SS 2883 – beispielsweise mit RXTE oder aufgrund des Nachweises von PSR B1259-63/SS 2883 durch H.E.S.S. mit INTEGRAL im März 2004 [Shaw et al. 2004] – wurden mit Röntgensatelliten mit kleineren Gesichtsfeldern durchgeführt, so dass aus diesen Messungen keine Aussagen über die Region um HESS J1303-631 getroffen werden können.

Nach der ersten Veröffentlichung [Beilicke et al. 2004e] der Entdeckung von HESS J1303-631 wurde von Mukherjee und Halpern in Zusammenarbeit mit Mitgliedern der H.E.S.S.-Kollaboration ein so genanntes *DDT-Proposal*¹⁵ für den Röntgensatelliten Chandra eingereicht. Die Beobachtungen wurden am 25. September 2004 mit einer Länge von etwa 5 ks mit dem Instrument ACIS-I (*Advanced CCD Imaging Spectrometer*) des Chandra-Satelliten

¹⁵Ein *DDT-Proposal* (*Director's Discretionary Time*) eröffnet in wissenschaftlich begründbaren Fällen die Möglichkeit der kurzfristigen Genehmigung von Beobachtungen mit dem Chandra-Satelliten ohne die ansonsten üblichen, längeren Genehmigungsverfahren zu durchlaufen.

im Energiebereich von 2 – 10 keV durchgeführt [Mukherjee & Halpern 2005]. Mit dem Kriterium von mindestens 7 detektierten Photonen konnten im gesamten Gesichtsfeld 5 Punktquellen nachgewiesen werden, vergleiche Abbildung 6.22, rechts. Vier der Punktquellen weisen hauptsächlich im niederenergetischen Kanal des Instruments einen Überschuss auf und können räumlich mit Sternen assoziiert werden, so dass es sich hierbei wahrscheinlich um koronale Röntgenemission von Sternen einer späten Spektralklasse handelt. Diese Quellen sind daher nicht in Tabelle 6.12 aufgeführt. Die fünfte Quelle, die in Tabelle 6.12 mit CH1 bezeichnet wird, hat kein Gegenstück im optischen Wellenlängenbereich. Der unabsorbierte Fluss¹⁶ wird zu $\approx 4 \cdot 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ berechnet [Mukherjee & Halpern 2005]. Die Position liegt mit einem Abstand von 1.1' nahe der Schwerpunktsposition von HESS J1303-631, vergleiche Abbildung 6.21. Eine im Falle einer Assoziation erwartete Korrelation zwischen der Röntgenemission und der ausgedehnten Morphologie von HESS J1303-631 im TeV-Energiebereich kann jedoch nicht festgestellt werden. Es handelt sich daher bei CH1 eventuell um einen Hintergrund-AGN. Die Radiopulsare PSR1-5 zeigen auch in den Chandra-Daten keine Anzeichen auf Röntgenemission, die entsprechenden oberen Flussgrenzen liegen im Bereich von $5 \cdot 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ im Energieband von 2 – 10 keV.

Anzeichen für eine diffuse Röntgenemission konnten nicht festgestellt werden. Die obere Flussgrenze des gesamten Gesichtsfeldes mit den Ausmaßen von $17' \times 17'$ ergibt sich unter der Annahme eines Potenzgesetzes mit einem Photon-Index von $\Gamma = 2.0$ im Energieband von 2 – 10 keV zu $\leq 5.4 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Berücksichtigt man die gegebene Säulendichte des Wasserstoffes, so ergibt sich entsprechend eine unabsorbierte obere Flussgrenze von $\leq 6.4 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die gleiche Analyse im Energieband von 2 – 5 keV führt zu einer unabsorbierten oberen Flussgrenze von $\leq 3.0 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die unabsorbierten Flussgrenzen beider Energiebänder sind in der spektralen Energieverteilung von HESS J1303-631 in Abbildung 6.23 angedeutet.

Tiefere Beobachtungen im Röntgenbereich sind daher erforderlich. Eine Beobachtung des sensitiveren Röntgensatelliten XMM im Energiebereich von 0.1 – 12 keV wurden von Mitgliedern der H·E·S·S-Kollaboration in Zusammenarbeit mit Mukherjee und Halpern beantragt. Die Beobachtung wurde am 14. Juli 2005 durchgeführt und stellt mit einer Dauer von 31.8 ks die bislang tiefste Messung dieser Himmelsregion im Röntgenbereich dar. Die Daten befinden sich derzeit in der Auswertung¹⁷.

¹⁶Für Messungen im Röntgenbereich ist generell zu beachten, dass die hohe Säulendichte von neutralem Wasserstoff, die entlang der Sichtlinie von HESS J1303-631 im Bereich von $N_{\text{H}} = 2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ liegt, zu einer entsprechenden Absorption von Röntgenstrahlung führt (siehe hierzu auch Abbildung 6.18, oben).

¹⁷Unter http://xmm.esac.esa.int/external/xmm_data_acc/xsa/index.shtml ist im Bereich XMM-Newton Science Archive (XSA) Interface unter Angabe der Beobachtungs-Identifikation 0302340101 eine detaillierte Zusammenstellung der technischen Daten der Beobachtung zu finden. Unter dieser Adresse werden die Daten zudem ein Jahr nach der Durchführung der Beobachtung der Öffentlichkeit zugänglich gemacht.

6.4.5 Gegenstücke im γ -Bereich

Die nächstgelegene γ -Quelle im MeV-Energiebereich aus dem dritten EGRET-Katalog ist 3EG J1308-6112 [Hartman et al. 1999]. Die Quelle liegt in einem Abstand von 2.1° zur Position von HESS J1303-631 und kommt daher mit einem 95%-Vertrauensradius von 0.71° nicht als Gegenstück in Frage. Mukherjee & Halpern (2005) leiten aus den EGRET-Daten der diffusen Emission der galaktischen Ebene eine obere integrale Flussgrenze von $\leq 10.4 \cdot 10^{-8}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ über einer Energie von 100 MeV aus der ausgedehnten Region von HESS J1303-631 ab, siehe Abbildung 6.23.

6.4.6 Zusammenfassung

In den vorangegangenen Betrachtungen konnten einige nahegelegene Objekte in anderen Energiebereichen in der Umgebung von HESS J1303-631 gefunden werden. Keines dieser Objekte konnte jedoch von seiner Morphologie der ausgedehnten Region der TeV- γ -Erzeugung zugeordnet werden, so dass es sich bei HESS J1303-631 um eine in anderen Wellenlängenbereichen bislang unidentifizierte Quelle handelt. Die spektrale Energieverteilung $E^2 dN/dE$ von HESS J1303-631 im TeV- γ -Bereich ist zusammen mit den oberen Flussgrenzen anderer Energiebereiche in Abbildung 6.23 gezeigt. Tiefere Beobachtungen in den verschiedenen Energiebereichen sind nötig, um einen signifikanten Fluss aus dieser Region nachzuweisen, der für die Interpretation der Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung von HESS J1303-631 von großer Bedeutung ist.

6.5 Mögliche Mechanismen der TeV- γ -Emission

Da bislang kein Gegenstück zu HESS J1303-631 in anderen Energiebereichen gefunden werden konnte, kann über die Entstehung der TeV- γ -Strahlung nur spekuliert werden. Im Folgenden sollen daher verschiedene, mögliche Szenarien unter Einbeziehung der ermittelten Umgebungsbedingungen diskutiert werden.

6.5.1 Pulsarwind-Nebel

In dem schon in Kapitel 2.2 erwähnten Modell eines Plerions bildet der von einem Pulsar emittierte, hochenergetische Plasmawind beim Auftreffen auf umgebende Materie eine Schockfront aus, in der die geladenen Teilchen des Pulsarwindes auf Energien bis 100 TeV beschleunigt werden können. Der Pulsar entstammt hierbei aus einer Supernova-Explosion. Der Pulsarwind besteht aus Elektronen und Positronen, die ihre Energie aus der Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit des Pulsars beziehen. Der Prozess dieses Energieübertrags ist jedoch noch nicht genau verstanden. Die hochenergetischen Elektronen und Positronen streuen umgebende Photonen durch den inversen Comptoneffekt (IC, vergleiche Kapitel 2.1)

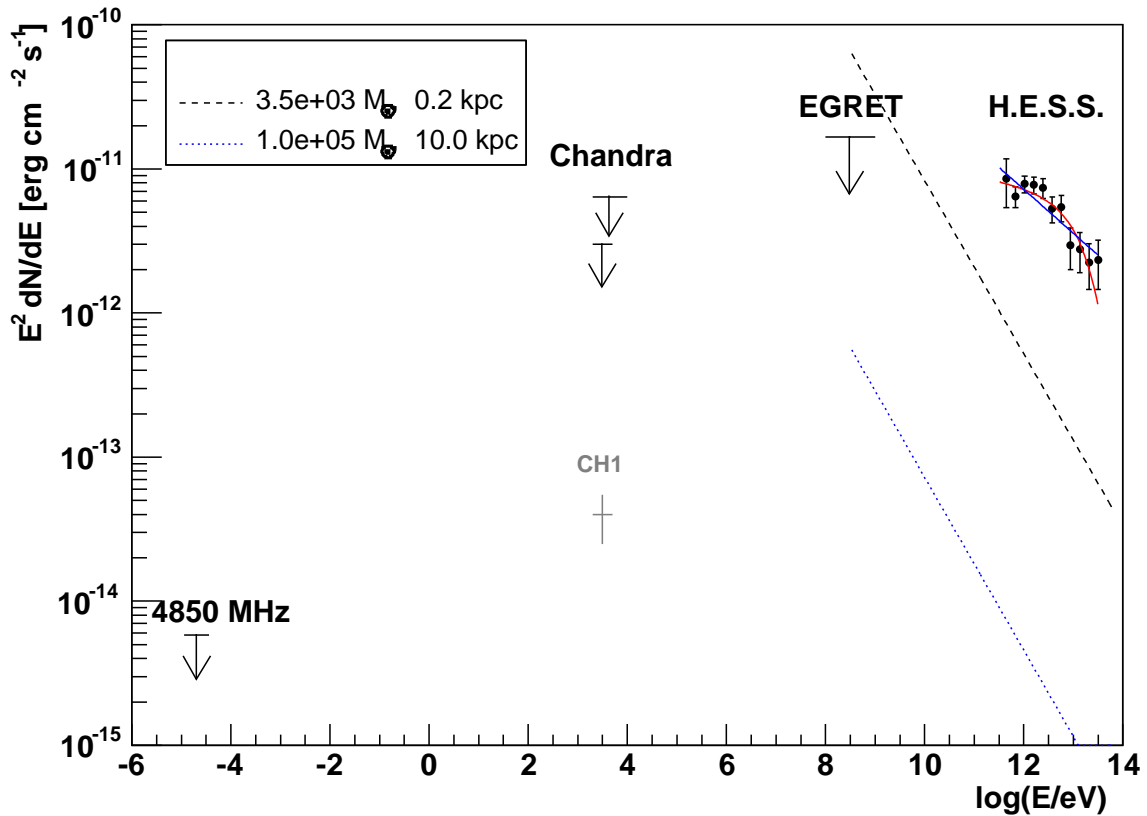


Abbildung 6.23: Spektrale Energieverteilung $E^2 dN/dE$ von HESS J1303-631. Dargestellt ist das aus den H.E.S.S.-Messungen erhaltene Spektrum aus der großräumigen Region R_3 , vergleiche Abbildung 6.13. Die Flusspunkte wurden hierbei mit dem in Gleichung (6.2) eingeführten Faktor von $f_{\text{kor}} = 1.2 \pm 0.1$ auf die Gesamtausdehnung von HESS J1303-631 korrigiert. Die entsprechenden Anpassungen des Potenzgesetzes mit und ohne exponentiellem Abbruch (vergleiche Tabelle 6.9) sind ebenfalls gezeigt. Die oberen Flussgrenzen, die aus den Daten des Chandra-Satelliten und des EGRET-Teleskops abgeleitet wurden, entstammen aus [Mukherjee & Halpern 2005]. Eine physikalische Verbindung der Röntgenpunktquelle CH1 mit HESS J1303-631 muss hierbei als unwahrscheinlich eingestuft werden. Die Flussgrenze im Radiobereich ist aus [Atoyan et al. 2005] entnommen. Die nach [Aharonian 1990] für verschiedenen Massen und Abstände einer Molekülwolke aus der Wechselwirkung mit der kosmischen Strahlung abgeschätzten Photonenspektren sind ebenfalls dargestellt (gestrichelte und gepunktete Linie), siehe Abschnitt 6.5.2.

auf sehr hohe Energien, die bis in den TeV-Bereich reichen können. Das Photonenfeld entstammt im Fall des *Synchrotron-Self-Compton*-Modells (SSC) aus der Synchrotronstrahlung der Elektronen und Positronen des Pulsarwindes im umgebenden Magnetfeld. Die Synchrotronstrahlung ist hierbei vom Radio- bis in den Röntgenbereich nachweisbar. Der Krebs-Nebel ist ein Beispiel eines Plerion, der im GeV/TeV-Energiebereich im Rahmen der Winkelauflösung der H.E.S.S.-Teleskope als Punktquelle erscheint. Eine mögliche Ausdehnung, wie sie beispielsweise vom kürzlich von H.E.S.S. nachgewiesenen Plerion MSH 15-

Name PSR	ID	P [s]	d [kpc]	τ [kyr]	F_{sd} [erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$]	ϵ_{TeV}
J1303-6305	PSR1	2.307	13.62	16 800	$3.1 \cdot 10^{-16}$	—
J1302-6313	PSR2	0.968	28.06	2420	$2.9 \cdot 10^{-15}$	—
J1301-6305	PSR3	0.185	15.84	11	$5.6 \cdot 10^{-11}$	0.18
J1301-6310	PSR4	0.664	2.06	186	$1.5 \cdot 10^{-11}$	0.67
J1305-6256	PSR5	0.478	30.00	3590	$7.1 \cdot 10^{-15}$	—

Tabelle 6.13: Parameter der in Tabelle 6.12 aufgelisteten Radiopulsare aus der Umgebung von HESS J1303-631, entnommen aus dem ATNF-Pulsar-Katalog [Manchester et al. 2005]. Aufgeführt ist der Name, die in Abbildung 6.21 verwendete Bezeichnung, die Pulsarperiode P , die geschätzte Entfernung zur Erde d , das *Spindown*-Alter τ und der Fluss F_{sd} . Für diejenigen Pulsare, die energetisch die TeV- γ -Emission erklären könnten, ist zudem die entsprechende Effizienz $\epsilon_{TeV} \equiv F_{1303}/F_{sd}$ angegeben.

52 gesehen wird [Aharonian et al. 2005g], hängt neben der Entfernung auch vom Alter des Pulsarwind-Nebels ab, der sich nach seiner Entstehung aus einer Supernova-Explosion mit der Zeit ausdehnt [Swaluw et al. 2001].

Sollte es sich bei HESS J1303-631 um einen Pulsarwind-Nebel handeln, so muss der entsprechende Pulsar einen genügend großen Energieverlust \dot{E} durch die Abnahme der Rotation aufweisen, um die beobachtete Leuchtkraft im GeV/TeV-Energiebereich zu erklären. Der Energieverlust eines Pulsars kann aus Observablen abgeschätzt werden zu $\dot{E} = I\Omega\dot{\Omega}$, wobei I der Drehimpuls und $\Omega = 2\pi/P$ die Drehfrequenz des Pulsars der Periode P ist. Der Drehimpuls kann mit $I = 10^{45}$ g cm 2 angesetzt werden. Der gesamte Energiefluss eines Pulsars im Abstand d ist somit $F_{sd} \equiv \dot{E}/(4\pi d^2)$. Ein Großteil der Leistung \dot{E} wird in die Beschleunigung der Teilchen des Pulsarwindes konvertiert, gefolgt von deren Energieverlust durch Synchrotronemission und inverse Comptonstreuung. Für den von HESS J1303-631 gemessenen Energiefluss im GeV/TeV-Bereich muss also gelten $F_{1303} \ll F_{sd}$. Der Energiefluss von HESS J1303-631 im Bereich zwischen 380 GeV und 30 TeV wurde aus der spektralen Energieverteilung (vergleiche Abbildung 6.23) zu $F_{1303} = (1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ermittelt. Die Eigenschaften der Pulsare in der näheren Umgebung von HESS J1303-631 (siehe Tabelle 6.12) und die aus der Abnahme der Rotation resultierenden Energieflüsse F_{sd} sind in Tabelle 6.13 zusammengestellt. Die Konversionseffizienz $\epsilon_{TeV} \equiv F_{1303}/F_{sd}$ gibt hierbei den hypothetischen Anteil des Energieflusses im GeV/TeV-Bereich an.

Das Verhältnis des Energieflusses der Synchrotronemission F_{syn} im Radio- bis Röntgenbereich zum Energiefluss des Invers-Compton-Flusses F_{ic} im GeV/TeV-Bereich hängt hierbei vom Magnetfeld des Nebels ab [Aharonian 2004d]. Es wird jedoch generell $F_{syn}/F_{ic} > 1$ erwartet, wobei sich das Verhältnis nur bei sehr schwachen Magnetfeldern des interstellaren Mediums von $B_{ism} \sim (3 - 5) \cdot 10^{-6}$ G dem Wert $F_{syn}/F_{ic} \approx 1$ nähert¹⁸. Aus den Konversionseffizienzen ϵ_{TeV} in Tabelle 6.13 ist unmittelbar erkennbar, dass nur PSR J1301-6305

¹⁸Ein Szenario mit solch niedrigem Magnetfeld wäre denkbar, wenn der Pulsar durch einen Impuls bei der vergangenen Supernova-Explosion den Bereich der abgestoßenen Schale verlassen hat. Man spricht von einem

(PSR3) energetisch in der Lage wäre, einen Pulsarwind-Nebel mit dem Energiefluss von HESS J1303-631 zu erzeugen, auch wenn in diesem Fall die Effizienz mit $\epsilon_{\text{TeV}} \approx 0.2$ zur Energieumwandlung (ausschließlich) in den GeV/TeV-Bereich relativ hoch wäre. Der Pulsar PSR J1301-6310 (PSR4) kann die Bedingung $F_{\text{syn}}/F_{\text{ic}} > 1$ nicht mehr erfüllen, die übrigen Pulsare aus Tabelle 6.13 sind generell energetisch nicht in der Lage, die TeV- γ -Emission von HESS J1303-631 zu erklären.

Da bislang noch keine Anzeichen eines ausgedehnten Synchrotronnebels im Radio- und Röntgenbereich von HESS J1303-631 nachgewiesen werden konnten (vergleiche Abbildung 6.21 und 6.22), erscheint die Erklärung der TeV- γ -Emission von HESS J1303-631 durch ein Plerion auch im Zusammenhang mit dem Pulsar PSR3 nicht sehr wahrscheinlich. Es sei jedoch angemerkt, dass durch eine nichtisotrope TeV- γ -Emission die obige energetische Abschätzung ihre Gültigkeit verlieren würde. Eine anisotrope Emission ist bei der ausgedehnten, radialsymmetrischen Quellmorphologie jedoch unwahrscheinlich und wird im Modell eines Plerions nicht erwartet. Weitere Unsicherheiten bestehen in der Entfernungsabschätzung der Pulsare.

6.5.2 Reaktionen hochenergetischer Teilchen mit Molekülwolken

Molekülwolken können als *Target*-Material für Stoßreaktionen hochenergetischer Teilchen eines lokalen Beschleunigers der geladenen kosmischen Strahlung – wie beispielsweise ein Supernova-Überrest – oder der kosmischen Strahlung generell dienen [Aharonian 1990]. Die zur Erzeugung des gemessenen TeV- γ -Flusses erforderliche Energie der umgebenden kosmischen Strahlung kann durch die Anpassung eines hadronischen Modells an das Energiespektrum von HESS J1303-631 abgeschätzt werden zu $E_{\text{CR}} = 2$ bis $5 \cdot 10^{49} d_{\text{kpc}}^2/n_1$ erg, wobei $d_{\text{kpc}} = d/1$ kpc der Abstand von HESS J1303-631 und $n_1 = n/1$ cm⁻³ die entsprechende Teilchendichte der Molekülwolke ist [Aharonian et al. 2005e]. Wie schon bei den Betrachtungen im vorigen Abschnitt 6.4 erwähnt, liegen drei Molekülwolken auf der Sichtlinie von HESS J1303-631. Die Intensität der CO-Linien-Emission im Geschwindigkeitsraum ist in Abbildung 6.24 entlang der galaktischen Breite, sowie entlang der galaktischen Länge gezeigt. Die Sichtlinie von HESS J1303-631 ist hierbei jeweils ebenfalls angedeutet.

Die drei im Geschwindigkeitsraum separierbaren Wolken sollen in der folgenden Betrachtung hinsichtlich ihrer möglichen Funktion als *Target*-Material für Stoßprozesse hochenergetischer Teilchen und der damit verbundenen Erzeugung hochenergetischer γ -Strahlung untersucht werden. Die betrachteten Geschwindigkeitsintervalle sind in Abbildung 6.24 durch vertikale Linien gekennzeichnet. Die im Folgenden erwähnten Lösungen der Entfernung der Wolken sind in Abbildung 6.19 durch die Punkte $r1$ bis $r4$ angedeutet.

- $v = -30$ bis -15 km/s: Die mittlere Geschwindigkeit dieser Wolke ergibt sich zu -23 km/s [Aharonian et al. 2005e], was wegen der Doppeldeutigkeit aufgrund der galaktischen Rotationskurve zu zwei Entfernungslösungen führt. Die erste Lösung

isolierten Pulsar-Nebel [Aharonian et al. 1997].

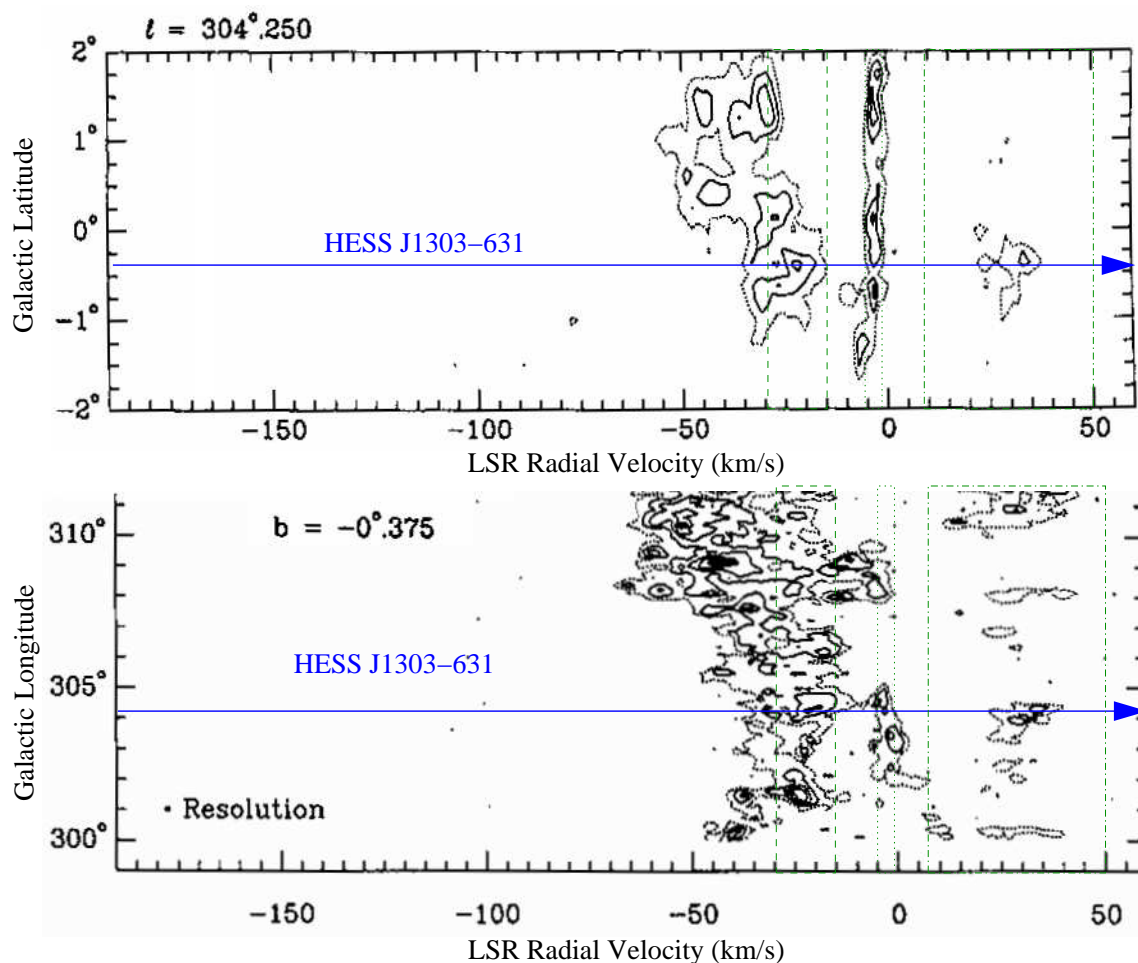


Abbildung 6.24: CO-Linienemission als Indikator für das Vorhandensein von Molekülwolken [Bronfman et al. 1989]. Drei im Geschwindigkeitsraum separierbare Wolken (mit vertikalen Linien eingegrenzte Geschwindigkeitsintervalle) liegen auf der Sichtlinie von HESS J1303-631. Die Richtungsausslösung der CO-Messungen liegt bei 0.125° , der Abstand zwischen den Konturlinien beträgt jeweils 1.33 K . **Oben:** Aus der Verschiebung der Linie ermittelte Relativgeschwindigkeit der Wolke zum Beobachter entlang der galaktischen Breite bei $l = 304.25^\circ$ (HESS J1303-631 liegt ebenfalls bei $l = 304.25^\circ$). **Unten:** Relativgeschwindigkeit entlang der galaktischen Länge bei einer galaktischen Breite von $b = -0.375^\circ$ (HESS J1303-631 liegt bei $b = -0.356^\circ$).

entspricht einer Entfernung von 2.1 kpc (r_2) mit einer entsprechend abgeleiteten Teilchendichte von 56 cm^{-3} . Die zur Erzeugung des von HESS J1303-631 gemessenen TeV- γ -Flusses erforderliche Gesamtenergie der kosmischen Strahlung beträgt hierbei $E_{\text{CR}} \sim 3 \cdot 10^{48}\text{ erg}$. Interessanterweise befindet sich eine Wasserstoff-Schale in dieser Entfernung, vergleiche Abbildung 6.25. Diese wird mit der Sternassoziation Cen OB1 in Verbindung gebracht und wird im nächsten Abschnitt als möglicher Erzeugungsort der TeV- γ -Strahlung von HESS J1303-631 diskutiert. Die zweite Lösung

entspricht einer Entfernung von 7.7 kpc (r_3) mit einer Teilchendichte von 15 cm^{-3} . Die Gesamtenergie der kosmischen Strahlung beträgt in diesem Fall $E_{\text{CR}} \sim 10^{50} \text{ erg}$. Es muss jedoch angemerkt werden, dass die von HESS J1303-631 gemessene TeV- γ -Strahlung aus einem deutlich kleineren Gebiet als die Ausmaße der Wolke von etwa 1° entstammt.

- **$v = -4 \text{ bis } -2 \text{ km/s}$:** Diese Wolke wird dem Kohlsack-Nebel in einer Entfernung von etwa 175 pc (r_1) zugeordnet, der in Abbildung 6.20 dargestellt ist. Im Kohlsack-Nebel gibt es keine Anzeichen für ein Sternentstehungsgebiet [Nyman et al. 1989]. Daher ist es unwahrscheinlich, dass die TeV- γ -Emission mit dieser nahegelegenen Molekülwolke assoziiert ist, die bei der entsprechend geringen Distanz zudem einen hohen Fluss in anderen Wellenlängen erwarten ließe, der nicht beobachtet wird. Auch hier ist die Emissionsregion von HESS J1303-631 deutlich kleiner als die Ausmaße der Wolke.
- **$v = 7 \text{ bis } 50 \text{ km/s}$:** Dieses Geschwindigkeitsintervall entspricht der sehr massereichen Molekülwolke G 303.9-0.4 [Grabelsky et al. 1988], die sich im Abstand von 12 kpc (r_4) im Carina-Spiralarm befindet, vergleiche Abbildung 6.19. Die Teilchendichte dieser Wolke kann im Bereich von HESS J1303-631 zu $10 - 20 \text{ cm}^{-3}$ abgeschätzt werden, was $E_{\text{CR}} \approx 3 \cdot 10^{50} \text{ erg}$ erfordert, einer Energie, die beispielsweise nur durch eine starke Supernova-Explosion erklärt werden könnte.

Neben der im folgenden Abschnitt diskutierten Möglichkeit der Wechselwirkung eines Beschleunigers hochenergetischer Teilchen mit einer umgebenden Molekülwolke soll an dieser Stelle zunächst die Möglichkeit der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Molekülwolke diskutiert werden. Durch hadronische Stoßreaktionen und anschließenden Pionenzerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ kann es zur Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen kommen. In Aharonian (1990) wird in Abhängigkeit der Masse $M_5 = 10^5 M_\odot$ und der Entfernung $d_{\text{kpc}} = 1 \text{ kpc}$ einer Molekülwolke der erwartete integrale Photonenfluss für Energien $E_\gamma \gg 100 \text{ MeV}$ abgeschätzt zu:

$$F(E \geq E_\gamma) = 2.85 \cdot 10^{-13} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.6} k(E) \cdot \frac{M_5}{d_{\text{kpc}}^2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (6.5)$$

Hierbei wird vorausgesetzt, dass die Energiedichte der kosmischen Strahlung in der Umgebung der Molekülwolke derjenigen entspricht, die von der Erde aus gemessen wird. Durch den energieabhängigen Faktor $k(E)$ kann eine Abschirmung der kosmischen Strahlung durch die Molekülwolke ($k < 1$) oder eine Beschleunigung ($k > 1$) innerhalb der Wolke berücksichtigt werden. An dieser Stelle soll die Wolke diesbezüglich als passiv ($k = 1$) angesehen werden. Im Bereich $E < 100 \text{ MeV}$ wird eine Abflachung des Spektrums erwartet. In der spektralen Energieverteilung von HESS J1303-631 in Abbildung 6.23 sind exemplarisch die aus Gleichung (6.5) berechneten Flüsse für eine Molekülwolke der Masse $M = 3.5 \cdot 10^3 M_\odot$ und einer Entfernung von $d = 175 \text{ pc}$ (Kohlsack-Nebel), sowie einer

Wolke der Masse $M = 1.0 \cdot 10^5 M_{\odot}$ und einer Entfernung von $d = 10$ kpc (massereiche Wolke im Carina-Arm) gezeigt. Der von HESS J1303-631 gemessene Fluss kann in diesem Szenario weder von der Form des Spektrums noch dem Flussniveau reproduziert werden. Ferner stünde die obere Flussgrenze von EGRET im generellen Widerspruch zu dieser untersuchten Hypothese, sofern man von starken Variationen des Spektrums der kosmischen Strahlung ($k(E) \neq 1$) innerhalb der Molekülwolke absieht. Die Emission von HESS J1303-631 ist zudem nur auf ein Teilgebiet der auf der Sichtlinie liegenden Molekülwolken mit zum Teil deutlich größeren Ausmaßen beschränkt, was in diesem Szenario nicht erwartet werden kann. Die Emission von HESS J1303-631 kann somit nicht durch die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Materie einer Molekülwolke erklärt werden. Ein Beschleuniger der kosmischen Strahlung in direkter Nachbarschaft einer Molekülwolke würde aber zu einem deutlich härteren Spektrum der kosmischen Strahlung führen, so dass auch die Form des Photonenspektrums in Gleichung (6.5) eine geringere Steigung aufweisen müsste. In diesem Fall stünde die obere Flussgrenze von EGRET nicht mehr in so starkem Widerspruch zum Nachweis im GeV/TeV-Energiebereich.

6.5.3 Die Sternassoziation Cen OB1

Auf der Sichtlinie von HESS J1303-631 befindet sich die großräumige Wasserstoff-Schale GSH 305+01-24. Diese liegt im Geschwindigkeitsraum bei -24 km/s und weist die Ausmaße von $7^{\circ} \times 11.3^{\circ}$ auf [McClure-Griffiths & Dickey 2001]. Die Schale befindet sich in einem Abstand von (2.2 ± 0.9) kpc und steht damit möglicherweise in Verbindung mit der Entfernungslösung r_2 der Molekülwolke im CO-Geschwindigkeitsintervall $v = -30$ bis -15 km/s am Rande des inneren Carina-Spiralarmes, vergleiche Abbildung 6.19. Die Ausmaße in diesem Abstand betragen somit 140 pc \times 220 pc. Die Expansionsgeschwindigkeit der Wasserstoffschale wird zu $v_{\text{exp}} \approx 7$ km/s abgeschätzt. GSH 305+01-24 kann mit der Sternassoziation Cen OB1 in Verbindung gebracht werden, die sich in einem vergleichbaren Abstand von etwa 2.5 kpc befindet [Humphreys 1978]. Cen OB1 beinhaltet in etwa 20 Sterne der Spektralklasse¹⁹ O. Es wird vermutet, dass energiereiche Sternenwinde von Mitgliedern der Assoziation den Wasserstoff verdrängen und somit die Struktur der Wasserstoffschale erzeugen können [McClure-Griffiths & Dickey 2001]. Die Verteilung des ionisierten Wasserstoffs ist zusammen mit den Positionen der Sterne von Cen OB1 in Abbildung 6.25 dargestellt.

Eine mögliche Erklärung für die Erzeugung der TeV- γ -Strahlung von HESS J1303-631 in diesem Zusammenhang wäre die hadronische Wechselwirkung der energetischen Sternenwinde verschiedener Mitglieder der Cen OB1-Assoziation mit einer Molekülwolke an der Himmelsposition von HESS J1303-631, die sich aufgrund der CO-Messungen möglicherweise im gleichen Abstand wie Cen OB1 befindet. Bei der Wechselwirkung käme es zur Ausbildung einer Schockfront, in der geladene Teilchen der Sternenwinde auf sehr hohe

¹⁹Sterne werden gemäß ihres Spektrums in verschiedene Klassen unterteilt. Die Spektralklasse O entspricht Sternen mit sehr hohen Oberflächen-Temperaturen im Bereich ≥ 30000 K

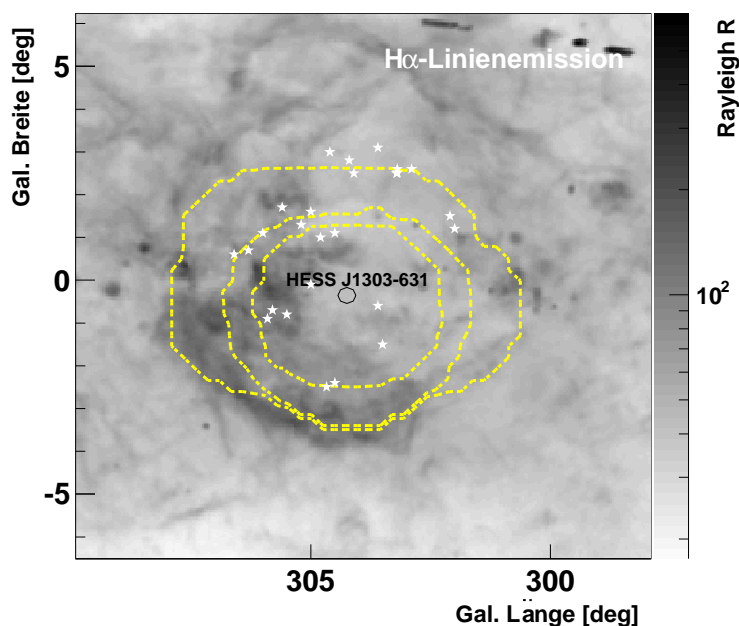


Abbildung 6.25: Großräumige Verteilung von ionisiertem Wasserstoff H II in einem Bereich von $10^\circ \times 10^\circ$, ermittelt aus Messungen der H α -Linie [Finkbeiner 2003]. Für die Einheit *Rayleigh* gilt: $1R = 10^6/4\pi \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Der Kreis gibt die Position und die 1σ -Ausdehnung von HESS J1303-631 an, die Sterne entsprechen den Mitgliedern der Cen OB1-Assoziation. Die gestrichelten Konturlinien geben die H·E·S·S-Beobachtungszeit (0.3, 3 und 30 Stunden) des verwendeten Datensatzes an.

Energien beschleunigt werden können. Diese würden desweiteren in der dichten Materiumgebung durch hadronische Wechselwirkungen u.a. neutrale Pionen erzeugen, die in zwei hochenergetische γ -Photonen zerfallen. Hierbei besteht die Möglichkeit, dass Winde verschiedener Sterne einen Beitrag zur gemessenen TeV- γ -Emission leisten oder dass ein einzelner, nahegelegener Stern hierfür verantwortlich ist. Energetisch sind beide Szenarien denkbar. Ferner könnte bereits in der Vergangenheit einer der älteren Sterne der Cen OB1-Assoziation das Stadium der Supernova überschritten haben, deren abgestoßene Materie nun mit einer Molekülwolke an der Position von HESS J1303-631 wechselwirkt. Diese als SNOB (*SuperNova OB-Assoziation*) bezeichnete Konstellation wird in [Montmerle 1979] diskutiert. Warum jedoch nur aus einer klar beschränkten Region der großräumigeren CO-Struktur die TeV- γ -Strahlung nachgewiesen werden kann, ist in den vorigen Szenarien nicht eindeutig zu beantworten und setzt eine genauere Kenntnis der Geometrie der örtlichen Molekülwolken voraus.

Inverse Comptonstreuung hochenergetischer Elektronen an einem lokalen Photonenfeld – beispielweise in der Umgebung eines nahegelegenen Sternes der Cen OB1-Assoziation – ist ebenfalls denkbar. Dieser Prozess wäre vergleichbar mit den gängigen Modellierungen der TeV- γ -Emission des Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883 [Aharonian et al. 2005b]. Insbesondere in diesem Szenario kann jedoch nicht erklärt werden, warum im Radio- und Röntgenbereich bislang noch kein signifikanter Fluss aus der Richtung von HESS J1303-631 gemessen werden konnte.

6.5.4 HESS J1303-631 als Klumpen dunkler Materie

Es gibt gesicherte Hinweise darauf, dass die in Galaxien sichtbare Materie nur einen Teil der tatsächlich vorhandenen Gesamtmasse darstellt [Bergstroem 2000]. Der Großteil der Masse ist demnach nicht direkt beobachtbar, da von ihr keine nachweisbare elektromagnetische Strahlung im optischen Wellenlängenbereich emittiert wird. Hierbei wird sowohl ein baryonischer wie auch ein nichtbaryonischer Ursprung dieser so genannten dunklen Materie diskutiert. Eine Variante eines exotischen, nichtbaryonischen Teilchens ist das Neutralino χ , das in der Theorie der Supersymmetrie vorhergesagt wird. Es ist das leichteste supersymmetrische Teilchen und kann im Falle der Erhaltung der R-Parität²⁰ nicht weiter zerfallen. Bei der Annihilation zweier Neutralinos über verschiedene Kanäle würde u.a. hochenergetische γ -Strahlung mit einem charakteristischen Energiespektrum entstehen. Der Verlauf des Spektrums wäre bestimmt durch ein aus verschiedenen Sekundärreaktionen resultierendem Kontinuum, sowie zwei Linien im Bereich der Masse des Neutralinos, bei der das Spektrum abbricht. Die beiden Linien kämen durch die Annihilationsreaktionen $\chi + \chi \rightarrow \gamma + \gamma$ und $\chi + \chi \rightarrow Z^0 + \gamma$ zustande. Durch Anhäufungen von Neutralinos und gewisse Annahmen über den Wechselwirkungsquerschnitt dieser hypothetischen Teilchen wäre ein mit Cherenkov-Teleskopen nachweisbarer Fluss hochenergetischer γ -Photonen denkbar.

Aus Simulationsrechnungen zur kosmischen Strukturbildung kann vorhergesagt werden, dass sich die dunkle Materie in Form kompakter Klumpen verschiedener Masse in einem Halo um eine Galaxie anhäuft [Moore et al. 1999]. Es soll daher untersucht werden, ob es sich bei HESS J1303-631 um die Annihilationsstrahlung eines Klumpens dunkler Materie handeln kann. Die Masse des Neutralinos läge bei dieser Hypothese im Bereich von $m_\chi > 10 \text{ TeV}$, was aus dem Energiespektrum von HESS J1303-631 abgeleitet werden kann, vergleiche Abbildung 6.10. Obwohl allgemein Massen von $m_\chi < 1 \text{ TeV}$ favorisiert werden – zum Beispiel aufgrund der Ergebnisse des WMAP-Satelliten [Ellis et al. 2003] – gibt es bislang keinen zwingenden Grund, eine derartig hohe Neutralinomasse auszuschließen. In Simulationen wurde das erwartete Winkelprofil der TeV- γ -Emission für Neutralino-Klumpen mit verschiedenen Abständen zur Erde und verschiedenen Gesamtmassen ermittelt [Ripken, priv. Kommunikation]. Die Simulationen wurden unter Verwendung des nach Navarro, Frenk und White benannten NFW-Dichteprofiles durchgeführt [Navarro et al. 1996]. Es zeigt sich jedoch, dass das erwartete Emissionsprofil selbst bei unrealistisch nahen (20 pc) und massereichen ($10^8 M_\odot$) Klumpen zu einer deutlich kompakteren Emissionsregion führen würde, als die in Abbildung 6.9 gezeigte Winkelverteilung des Ereignisüberschusses von HESS J1303-631 aufweist. Eine Interpretation der TeV- γ -Emission von HESS J1303-631 als Annihilationsstrahlung von Neutralinos scheint somit sehr unwahrscheinlich. Nähere Untersuchungen hierzu – u.a. die Verwendung anderer, in diesem Gebiet gebräuchlicher Dichteprofile von Klumpen dunkler Materie – finden sich in [Ripken 2006].

²⁰Die R-Parität ergibt sich aus der Baryonen- (B), der Leptonen- (L) und der Spinquantenzahl (S) zu: $R = (-1)^{S(B-L)+2S}$.

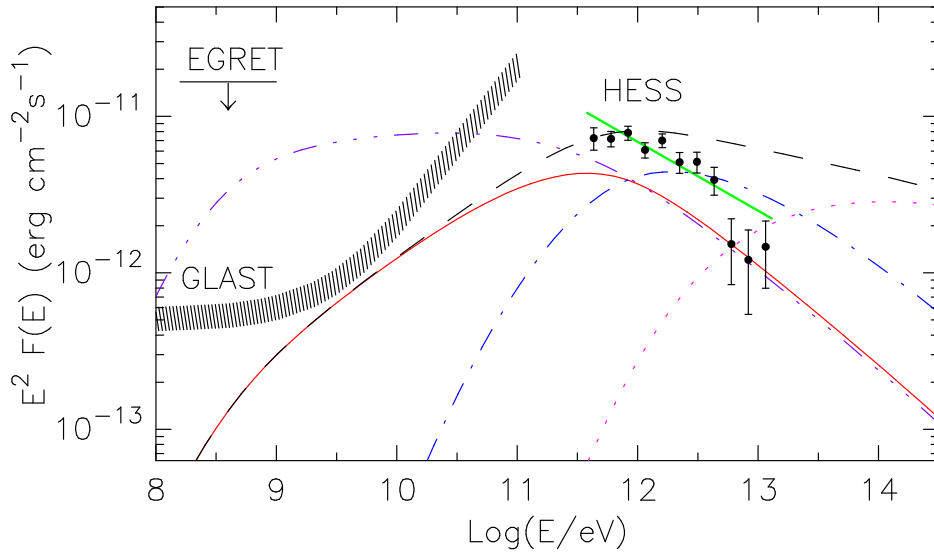


Abbildung 6.26: Spektrale Energieverteilung der TeV- γ -Emission von HESS J1303-631 im Vergleich mit dem GRBR-Szenario. Die Abbildung entstammt aus [Atoyan et al. 2005]. Die dicke, gestrichelte Linie zeigt die Verteilung des GRBR-Szenarios, wie sie aus der gesamten Emissionsregion erwartet wird. Das von H.E.S.S. gemessene Spektrum wurde aus einem Winkelbereich von $\Delta\theta \leq 0.22^\circ$ erhalten. Die durchgezogene Linie gibt die GRBR-Erwartung für den entsprechenden Winkelbereich an. Die erwarteten Flüsse für eine Winkelregion von $0.17^\circ - 0.42^\circ$ (Punkt-Strich-Linie) und $0.42^\circ - 1^\circ$ (gepunktete Linie) sind ebenfalls dargestellt. Die spektrale Energieverteilung im SNR-Szenario (3-Punkte-Strich-Linie), sowie die erwartete Sensitivität des GLAST-Satelliten nach einem Jahr Beobachtungszeit sind ebenfalls angegeben.

6.5.5 HESS J1303-631 als Überrest eines Gamma-Ray-Bursts

Bei *Gamma-Ray-Bursts* (GRBs) handelt es sich um kurzzeitige, sehr intensive Ausbrüche von γ -Strahlung mit Energien bis in den MeV-Bereich. Die genaue Ursache dieser Ausbrüche ist bislang ungeklärt, auch wenn einzelne GRBs wahrscheinlich mit einer Supernova-Explosion in Verbindung gebracht werden können. Die gemessene Dauer der Ausbrüche im hochenergetischen Bereich variiert zwischen 10^{-3} s und 10^3 s. GRBs werden begleitet von einer Art Nachglühen (*Afterglow*) längerer Dauer im optischen und teilweise im Röntgenbereich. Aus der isotropen Verteilung der bislang mehr als 2000 nachgewiesenen GRBs am Himmel, sowie aus der gemessenen Rotverschiebung der anhand des Nachglühens identifizierten Host-Galaxien gilt ein extragalaktischer Ursprung von GRBs als gesichert. Eine Übersicht der möglichen Theorien des Zustandekommens eines GRBs findet sich in [Mészáros 2002]. Den gängigsten Theorien ist hierbei der nichtisotrope Ausstoß eines Materiestrahls relativistischer Teilchen gemeinsam. Abhängig von den Entstehungsmechanismen wird in unserer Galaxie ein GRB in $3000 - 10^5$ Jahren erwartet [Wick et al. 2004]. Das Knie im Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung bei 10^{15} eV (vergleiche Abbildung 2.1) könnte in diesem Zusammenhang durch einen vergangenen GRB in unserer Galaxie in einer Entfernung zur Erde von etwa 1 kpc erklärt werden [Wick et al. 2004].

Nach der Veröffentlichung der H·E·S·S.-Resultate des Jahres 2004 [Aharonian et al. 2005e] wurde HESS J1303-631 von Atoyan et al. (2005) als Überrest eines GRBs (vergleichbar mit einem Supernova-Überrest, SNR) diskutiert, der in unserer Galaxie stattgefunden haben könnte. Die in Form von TeV- γ -Strahlung sichtbare Wechselwirkungszone des mit relativistischen Geschwindigkeiten ausgestoßenen Materials mit dem umgebenden Medium kann demnach aufgrund verschiedener Charakteristika vom Erscheinungsbild eines ebenfalls denkbaren SNR unterschieden werden. Im SNR-Szenario wird die TeV- γ -Strahlung von hochenergetischen Teilchen aus einer nichtrelativistischen Schockfront erzeugt. Die Unterscheidungsmerkmale sind demnach [Atoyan et al. 2005]:

- Bei einem GRB bildet sich ein relativistischer Schock aus, bei einem SNR ist der Schock nichtrelativistisch. Das Protonenspektrum kann daher im Falle eines GRBs nicht durch ein einfaches Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\alpha}$ beschrieben werden. Es wird ein gebrochenes Potenzgesetz mit einem Index von $\alpha_1 < 2$ für $E < E_{\text{brk}}$ und $\alpha_2 \approx 2.2$ für $E > E_{\text{brk}}$ erwartet. Die Bruchenergie hängt von verschiedenen Faktoren ab und liegt im Bereich $E_{\text{brk}} \leq m_p c^2 \Gamma^2 / 2$, wobei Γ der Lorentzfaktor der vom GRB ausgestoßenen Materie ist.
- Wegen der Synchrotronverluste der Elektronen wird ein Großteil der Energie des Schocks in die Beschleunigung von Protonen transferiert, so dass gelten muss:

$$E_p^{\text{grb}} : E_e^{\text{grb}} > E_p^{\text{snr}} : E_e^{\text{snr}} \approx 100 : 1.$$
- Durch Reaktionen von Protonen mit Röntgenphotonen des GRBs $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$ können in etwa 10% – 20% der Energie beschleunigter Protonen in Form von kollimierten, hochenergetischen Neutronen aus der Schockregion transportiert werden. Diese energieabhängige Diffusion kann sich in der Morphologie der TeV- γ -Emission widerspiegeln.

Die aus dem Zerfall neutraler Pionen, die bei Stoßreaktionen der beschleunigten Protonen eines GRBs entstehen, erwartete spektrale Energieverteilung der γ -Photonen ist in Abbildung 6.26 zusammen mit den von H·E·S·S. gemessenen Flusspunkten im TeV-Bereich dargestellt. Die entsprechende Erwartung für das SNR-Szenario ist ebenfalls gezeigt. Die eindeutige Unterscheidung beider Szenarien anhand der spektralen Energieverteilung der γ -Photonen wird hierbei durch den Satelliten GLAST möglich, dessen Start im Jahre 2007 geplant ist. Das Spektrum entstammt hierbei der Veröffentlichung [Aharonian et al. 2005e] und wurde aus einem Winkelbereich $\Delta\theta \leq 0.22^\circ$ um die Himmelsposition von HESS J1303-631 ermittelt (Region R_1 aus Abbildung 6.13). In Atoyan et al. (2005) wird ein deutlich härteres Spektrum für eine größere Integrationsregion vorausgesagt. Dies konnte jedoch bei Winkelbereichen bis $\Delta\theta \leq 0.39^\circ$ (Region R_3 in Abbildung 6.13), in der 85% aller Überschuss-Ereignisse enthalten sind, nicht signifikant nachgewiesen werden, vergleiche Tabelle 6.9. Ferner wird im GRBR-Szenario eine mögliche, energieabhängige Elongation des TeV- γ -Emissionsgebietes erwartete, für die es aus der Untersuchung der Morphologie in verschiedenen Energiebereichen leichte, jedoch keinesfalls signifikante Andeutungen

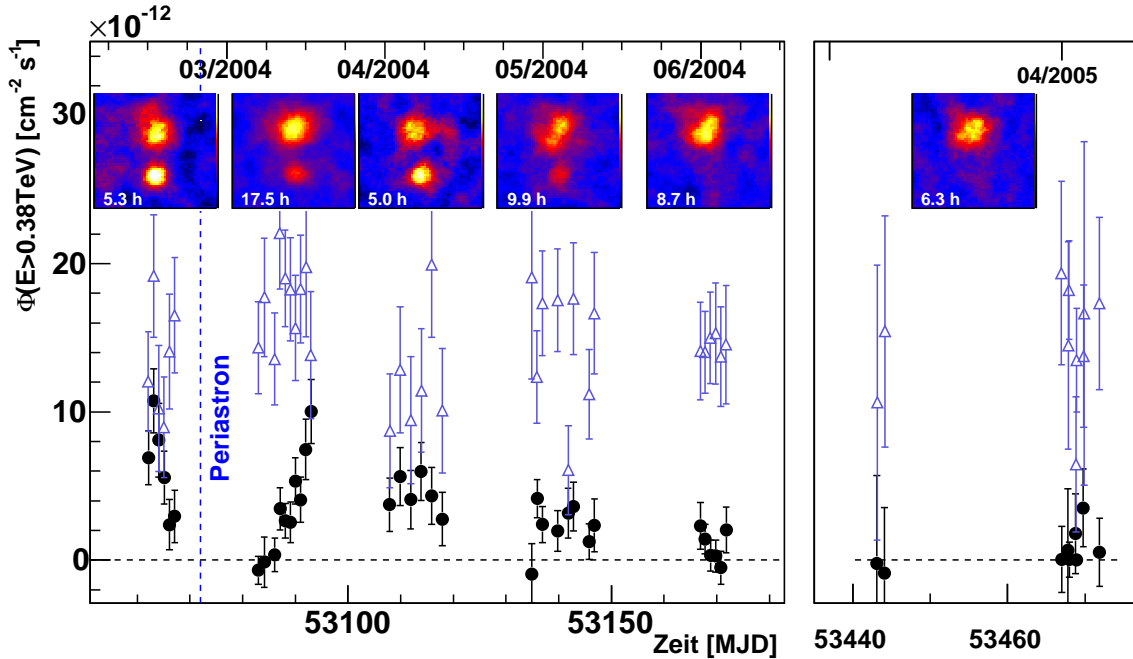


Abbildung 6.27: Die Lichtkurven der beiden im Datensatz entdeckten Quellen PSR B1259-63/SS 2883 (gefüllte Punkte) und HESS J1303-631 (offene Dreiecke) aus den Jahren 2004 und 2005. Die Himmelskarten der auf die jeweilige Beobachtungszeit normierten Überschuss-Ereignisse aus den einzelnen Monaten sind ebenfalls gezeigt.

gibt, vergleiche Abbildung 6.12. Weitere Beobachtungen von HESS J1303-631 im hoch-energetischen Bereich würden zu einer höheren Statistik des Datensatzes führen, wodurch eine Bestätigung oder Widerlegung einer oder mehrere Voraussagen des GRBR-Szenarios möglich würde. Für die Suche nach Gegenstücken von HESS J1303-631 in anderen Wellenlängen ist zu bemerken, dass im GRBR-Szenario – im Vergleich zu anderen Szenarien – keine nennenswerte Emission im Radio- und Röntgenbereich vorausgesagt wird.

6.6 Zusammenfassende Betrachtungen

Die zufällige Entdeckung einer weiteren TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 im Datensatz der zuvor nachgewiesenen Quelle PSR B1259-63/SS 2883 zeigt den generellen Vorteil eines Systems abbildender Cherenkov-Teleskope mit einem großen Gesichtsfeld, das im Falle von H.E.S.S. etwa 5° beträgt. Erstmals im Gebiet der abbildenden Cherenkov-Astronomie konnten zwei voneinander unabhängige Quellen aus einer Beobachtungskampagne in einem Gesichtsfeld nachgewiesen und analysiert werden. Die Lichtkurven beider Objekte sind zum direkten Vergleich in kombinierter Darstellung in Abbildung 6.27 gezeigt.

PSR B1259-63/SS 2883 stellt die erste variable TeV- γ -Quelle galaktischen Ursprungs dar. Die genauen physikalischen Eigenschaften, sowie die Diskussion möglicher Mechanismen

der Erzeugung der TeV- γ -Emission werden an anderer Stelle behandelt [Schlenker 2005, Aharonian et al. 2005b].

Die im Rahmen dieser Arbeit im selben Datensatz entdeckte TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 weist eine intrinsische Ausdehnung (Breite einer eindimensionalen Gaußfunktion) von $\sigma_{\text{intr}} = (0.19 \pm 0.01)^\circ$ auf. Der integrale Photonenfluss der gesamten Emissionsregion oberhalb einer Energie von 380 GeV liegt im Bereich von $(17 \pm 3)\%$ des Flusses des Krebs-Nebels, der Standardkerze in der TeV- γ -Astrophysik. Eine zeitliche Variation des integralen Flusses von HESS J1303-631 konnte im Zeitraum der Beobachtungen in den Jahren 2004 und 2005 nicht festgestellt werden. Die Untersuchung einer möglichen Energieabhängigkeit der Quellmorphologie ergab leichte Anzeichen einer relativ zur ermittelten Himmelsposition von HESS J1303-631 nach Nord-Osten verschobenen Konzentration der Emission bei hohen Energien, vergleiche Abbildung 6.12. Diese stellt sich jedoch im Rahmen der Statistik des Datensatzes als nicht signifikant heraus. Weitere Beobachtungen sind nötig um genauere Aussagen treffen zu können.

HESS J1303-631 konnte bislang keinem Objekt in anderen Energiebereichen zugeordnet werden. Es handelt sich daher um eine unidentifizierte TeV- γ -Quelle. Daher sind die im Falle galaktischer Quellen etablierten Erklärungen der TeV- γ -Emission durch einen Pulsarwind-Nebel (Krebs-Nebel [Aharonian et al. 2006b] oder MSH 15-52 [Aharonian et al. 2005g]), oder eines Supernova-Überrestes des Schalentyps (RX J1713.7-3946 [Aharonian et al. 2004c] oder RX J0852.0-4622 (Vela Junior) [Aharonian et al. 2005c]) für HESS J1303-631 nicht direkt anwendbar, da in diesem Fall eine deutliche Emission in anderen Energiebereichen erwartet wird.

Bereits im Jahre 2002 wurde von der HEGRA-Kollaboration die Entdeckung einer unidentifizierten TeV- γ -Quelle TeV J2032+4130 in der Cygnus-Region etwa 0.5° nördlich von Cyg X-3 – ebenfalls nahe der galaktischen Ebene – berichtet [Aharonian et al. 2002b]. TeV J2032+4130 weist eine Ausdehnung von $\sigma_{\text{intr}} = 0.10^\circ \pm 0.02^\circ$, ein hartes Energiespektrum ($\Gamma = 1.9 \pm 0.1$), sowie einen über den vierjährigen Zeitraum der Beobachtungen konstanten Fluss von etwa 5% des Krebs-Nebel-Flusses auf [Aharonian et al. 2005a]. Auch TeV J2032+4130 konnte bislang nicht in anderen Wellenlängenbereichen identifiziert werden. HESS J1303-631 ist somit die zweite unidentifizierte TeV- γ -Quelle – einer möglicherweise neuen Population von Objekten in der galaktischen Ebene ohne nennenswerte Emission in anderen Energiebereichen. In der systematischen Himmelsdurchmusterung der galaktischen Ebene mit H.E.S.S. wurde eine Vielzahl weiterer Quellen entdeckt, wobei einigen bislang ebenfalls keine plausiblen Gegenstücke in anderen Wellenlängenbereichen zugeordnet werden können [Aharonian et al. 2005f].

Eine Reihe von möglichen Szenarien zur Erklärung der gemessenen TeV- γ -Emission von HESS J1303-631 wurde diskutiert. Keines dieser Szenarien kann jedoch bislang als gesichert oder uneingeschränkt plausibel angesehen werden. Viele der Szenarien scheitern an der Erklärung der bislang nicht signifikant nachgewiesenen Emission in anderen Energiebereichen. Möglicherweise spielen unidentifizierte TeV- γ -Quellen bei der Suche nach den hadronischen Beschleunigern der geladenen kosmischen Strahlung eine wichtige Rolle, da von hochenergetischen Hadronen im Gegensatz zu den Elektronen der leptonischen Model-

le keine starke Synchrotronemission im Radio- bis Röntgenbereich erwartet wird. Weitere Messungen in anderen Wellenlängenbereichen, wie beispielsweise die kürzlich durchgeführte, tiefe Beobachtung des Röntgensatelliten XMM, und die daraus abgeleiteten Flussgrenzen (oder möglicherweise ein schwacher Nachweis) sind daher für die Überprüfung theoretischer Szenarien von großer Bedeutung.

Kapitel 7

Etablierung der Radiogalaxie M 87 als TeV- γ -Quelle

In diesem Kapitel verlassen die Untersuchungen thematisch den Bereich unseres Milchstraßensystems und widmen sich der Radiogalaxie M 87. Diese gehört zur Klasse der Galaxien mit einem aktiven Galaxienkern (AGN). Ein AGN ist das zentrale Gebiet einer Galaxie, das sich durch eine sehr hohe Leuchtkraft auszeichnet. Im Zentrum eines AGN wird nach den gängigen Vorstellungen ein sehr massereiches schwarzes Loch vermutet, das von einer Akkretionsscheibe umgeben ist. Im Akkretionsprozess wird ein großer Teil der Gravitationsenergie der einströmenden Materie in Form elektromagnetischer Strahlung vom optischen bis in den UV- und Röntgenbereich abgestrahlt. In vielen AGN bildet sich zudem ein relativistischer Plasma-*Jet* senkrecht zur Ebene der Akkretionsscheibe aus. Zeigt dieser *Jet* in Richtung des Beobachters auf der Erde, so spricht man von einem *Blazar*.

Blazare bilden die einzige, bislang bestätigte Klasse von extragalaktischen Objekten, die hochenergetische γ -Strahlung im TeV-Energiebereich emittieren [Aharonian et al. 2005h]. M 87 gehört mit einem Winkel seines *Jets* zur Sichtlinie des Beobachters, der im Bereich von $20^\circ - 40^\circ$ liegt, nicht zur Klasse der *Blazare*. Deutliche Anzeichen auf Emission hochenergetischer γ -Photonen von M 87 konnten dennoch erstmalig mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen in Beobachtungen in den Jahren 1998/1999 mit einer statistischen Signifikanz von 4.7σ gefunden werden [Aharonian et al. 2003, Götting et al. 2004, Beilicke et al. 2004, Götting 2006]. Dieses Ergebnis war die Hauptmotivation der Beobachtungen von M 87 mit H.E.S.S., die in den Jahren 2003 bis 2005 durchgeführt wurden. Im Rahmen der in diesem Kapitel vorgestellten Analyse der Daten der H.E.S.S.-Beobachtungen konnte M 87 mit einer statistischen Signifikanz oberhalb von 10σ nachgewiesen und somit zweifelsfrei als erste extragalaktische Quelle hochenergetischer γ -Photonen im GeV/TeV-Energiebereich etabliert werden, die nicht zur Klasse der *Blazare* gehört.

In Abschnitt 7.1 wird zunächst auf die wichtigsten Eigenschaften von AGN und deren Klassifikation eingegangen. In Abschnitt 7.2 wird die Radiogalaxie M 87 vorgestellt und die bisherigen Beobachtungen und Ergebnisse im GeV/TeV-Energiebereich zusammengefasst. Die

Beobachtungen von M 87 mit H·E·S·S· und die entsprechenden Ergebnisse werden in Abschnitt 7.3 behandelt. In Abschnitt 7.4 werden die Ergebnisse hinsichtlich der verschiedenen Modelle diskutiert, die zur Beschreibung (oder Vorhersage) hochenergetischer γ -Strahlung von M 87 in der Literatur veröffentlicht wurden – zum Teil schon vor den ersten experimentellen Anzeichen hochenergetischer γ -Emission. Das Kapitel endet mit einer zusammenfassenden Bewertung und einem Ausblick in Abschnitt 7.5.

7.1 Aktive Galaxienkerne

Aktive Galaxienkerne (AGN, *Active Galactic Nuclei*) sind extragalaktische Objekte, die auf einem sehr begrenzten Volumen über einen großen Wellenlängenbereich sehr große Leuchtkräfte nicht-thermischen Ursprungs erzeugen, so dass sie auch über große Entfernungen noch nachweisbar sind. Wie man heute weiß, handelt es sich bei verschiedenen extragalaktischen Objekttypen, die historisch anhand ihrer Emissionseigenschaften in Klassen eingeteilt wurden, um AGN.

7.1.1 Klassifikation

Die phänomenologische Einteilung [Urry & Padovani 1995] in verschiedene Klassen von AGN ist in erster Linie historisch bedingt und beruht auf direkt beobachtbaren Größen, wie beispielsweise der Breite von Emissionslinien, dem Verhältnis aus Radio-Fluss zum optischen Fluss (*Radio-Loudness*¹) oder morphologischen Eigenschaften der *Host*-Galaxie. Die Einteilung sagt jedoch nicht viel über die tatsächlichen physikalischen Prozesse eines AGN zur Erzeugung der emittierten Strahlung aus. AGN werden nach den Eigenschaften ihrer Emissionslinien zunächst in drei Hauptgruppen unterteilt:

- **Typ 2:** Das Spektrum weist ein schwaches Kontinuum mit schmalen Emissionslinien auf. Beispiele sind Seyfert-2-Galaxien oder Fanaroff-Riley-I/II-Radiogalaxien (FR I/II).
- **Typ 1:** Das Spektrum weist ein helles Kontinuum mit stark verbreiterten Emissionslinien auf. Beispiele sind Seyfert-1-Galaxien und so genannte QSOs, die bei Rotverschiebungen von bis zu $z \approx 6$ nachgewiesen wurden.
- **Typ 0:** AGN, deren Spektren sich nicht in die Kategorien 1 oder 2 einordnen lassen, werden zum Typ 0 zusammengefasst. Beispiele sind die so genannten BL-Lac-Objekte, die sich durch ein helles Synchrotron-Kontinuum auszeichnen, welches ein Maximum im Bereich von infraroten Wellenlängen (*low frequency peaked BL Lacs*, LBLs) oder im UV- bzw. Röntgenbereich (*high frequency peaked BL Lacs*, HBLs)

¹Die *Radio-Loudness* wird als das Verhältnis des 5 GHz-Radioflusses F_5 zum optischen Fluss im B-Band F_B definiert. Ab $F_5/F_B > 10$ spricht man von einem radio-lauten AGN [Urry & Padovani 1995].

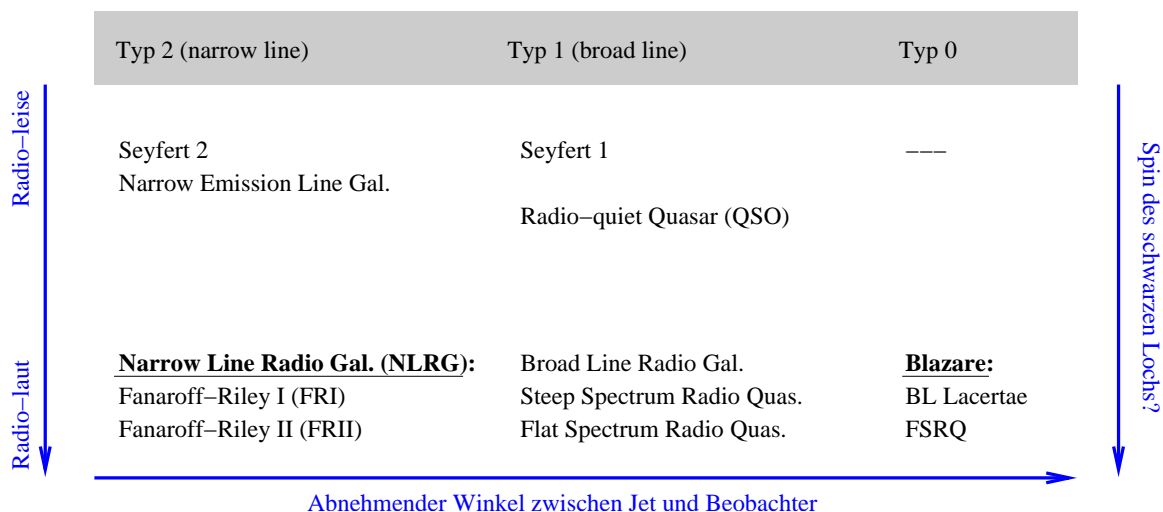


Abbildung 7.1: Phänomenologisches Klassifikations-Schema der verschiedenen Typen von AGN, entnommen aus [Urry & Padovani 1995]. Die Unterteilung erfolgt gemäß verschiedener Eigenschaften der Emissionslinien (Typ 0 - Typ 2), mit Untergruppierungen nach radio-leiser und radio-lauter Emission. Bislang etablierte, TeV- γ -emittierende AGN gehören ausschließlich der Klasse der *Blazare* an. M 87 wird in die Klasse FRI eingeordnet.

aufweist [Tsvetanov et al. 1998]. Ferner wird in BL-Lac-Objekten häufig die so genannte superluminale Geschwindigkeit nachgewiesen.

Gemäß der relativen Stärke der Radio-Emission (*Radio-Loudness*) der AGN werden die einzelnen Gruppen weiter unterteilt, vergleiche Abbildung 7.1. Die radio-lauten AGN des Typs 2, die man auch als Radiogalaxien bezeichnet, werden hierbei gemäß ihrer Morphologie in die Gruppen Fanaroff-Riley I (FR I) und Fanaroff-Riley II (FR II) eingeteilt. FR-I-AGN weisen hierbei meist zwei symmetrische *Radio-Jets* mit einer maximalen Intensität nahe dem Kern auf. In FR-II-AGN ist die maximale Radio-Emission in so genannten *Lo-bes* zu finden, in denen der stark kollimierte *Jet* in den Außenbereichen endet. Auf die genaue Unterteilung der weiteren Untergruppen soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden. Es sei hierbei angemerkt, dass alle bislang nachgewiesenen, TeV- γ -emittierenden AGN zur Klasse der *Blazare* gehören (siehe [Aharonian et al. 2005h] für eine Übersicht). Die Klasse der TeV- γ -emittierenden *Blazare* lässt sich weiter einschränken auf diejenigen Objekte, deren Synchrotronmaximum im UV- bis Röntgenbereich liegt (HBL). M 87 gehört zur Klasse der FR-I-Radiogalaxien.

7.1.2 Schematischer Aufbau eines AGN

Ein Schwerpunkt der aktuellen Forschung auf dem Gebiet der AGN stellt die Formulierung einer vereinheitlichten Theorie des Aufbaus eines AGN dar (siehe [Urry & Padovani 1995] für eine Übersicht). In den letzten Jahren setzt sich hierbei zunehmend die Ansicht durch,

dass die verschiedenen Emissions-Charakteristika eines AGN hauptsächlich vom Blickwinkel auf die Geometrie eines im Grundsatz einheitlich strukturierten Objekt-Typs mit nicht isotroper Emissions-Charakteristik abhängen. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 7.2 dargestellt und lässt sich folgendermaßen beschreiben:

- **Schwarzes Loch:** Im Zentrum befindet sich ein massereiches schwarzes Loch, in dessen unmittelbarer Umgebung durch Strahlungsprozesse der einfallenden Materie ein großer Anteil der Leuchtkraft eines AGN entsteht.
- **Akkretionsscheibe:** Die auf großen Skalen zunächst sphärisch einfallende Materie (Bondi-Akkretion) sammelt sich im zentralen Bereich eines AGN in einer Akkretionsscheibe, die sich von etwa 100 Schwarzschildradien bis fast an das schwarze Loch heran erstreckt. Die Akkretionsscheibe emittiert elektromagnetische Strahlung, hauptsächlich im optischen, UV- und Röntgenbereich.
- **Scheibenwind:** Ein Teil der Materie in der Akkretionsscheibe diffundiert aufgrund des erhöhten Drucks und der Temperatur aus den Randflächen der Akkretionsscheibe und fließt durch Magnetfelder beispielsweise in den Plasma-*Jet* über.
- **Korona:** Im Bereich von einigen Parsec (pc) um das schwarze Loch ist das umgebende Gas generell so heiß, dass intensive Röntgenstrahlung emittiert wird, die einen Großteil der Kontinuumsemission eines AGN ausmacht. Auch die inverse Comptonstreuung an niederenergetischen Saattphotonen kann in diesem Bereich eine Rolle spielen.
- **Plasma-*Jet*:** der magnetisch kollimierte Plasma-*Jet* hat seinen Ursprung in der Nähe des schwarzen Lochs und erstreckt sich senkrecht zur Ebene der Akkretionsscheibe auf Skalen von bis zu einigen kpc (oder mehr) in den intergalaktischen Raum. Die Materie im *Jet* bewegt sich zum Teil mit relativistischen Geschwindigkeiten. Durch aufeinandertreffende Teilströme im *Jet* kann es zur Ausbildung von Schockfronten kommen. Der *Jet* wird energetisch durch das schwarze Loch bzw. die Gravitationsenergie der einfallenden Materie gespeist, wobei der Mechanismus des Energieübertrags noch nicht genau verstanden ist.
- **Staubtorus:** Das Zentralgebiet des AGN ist auf Größenskalen von einigen hundert pc von einem Staubtorus mit einer Masse im Bereich von $10^4 - 10^8 M_{\odot}$ umgeben, dessen Ursprung in der mit der Zeit angesammelten Materie von Riesensternen liegt. Das UV- und Röntgenkontinuum aus dem Bereich um das schwarze Loch wird beim Durchqueren des Torus zum Teil absorbiert und bei größeren Wellenlängen im Infrarotbereich re-emittiert.
- **Molekülwolken:** Molekülwolken, die das schwarze Loch umkreisen, verursachen charakteristische Emissionslinien im optischen und UV-Bereich, die abhängig von der Rotationsgeschwindigkeit – also dem Abstand vom schwarzen Loch – stark (Typ 1) oder weniger stark (Typ 2) verbreitert sind.

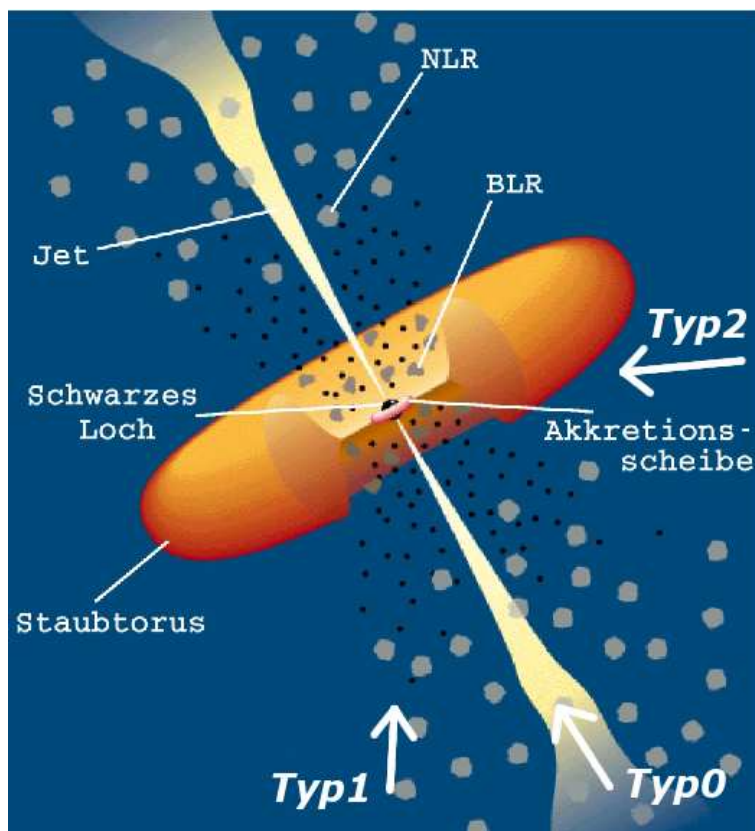


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung eines verallgemeinerten AGN-Modells. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu, so ist insbesondere die Zentralregion gegenüber den Ausmaßen des *Jets* und des Staubtorus stark vergrößert dargestellt. Zu sehen ist das zentrale schwarze Loch, die Akkretionsscheibe, der Plasma-*Jet*, der umgebende Staubtorus sowie einzelne Molekülwolken, die abhängig von ihrer Geschwindigkeit schmale (NLR) oder breite (BLR) Emissionslinien im Spektrum verursachen. Es wird vermutet, dass die in Abbildung 7.1 dargestellte Klassifikation der AGN einem unterschiedlichen Blickwinkel relativ zur *Jet*-Achse entspricht.

Es besteht eine eindeutige Korrelation zwischen dem Klassifikationstyp eines AGN (vergleiche Abbildung 7.1) und dem Blickwinkel des Beobachters auf den *Jet*. Dieser Winkel liegt bei den *Blazaren* im Bereich von nur wenigen Grad. Abhängig davon, ob die Sicht auf das Zentralgebiet durch den Staubtorus verdeckt ist, treten im Spektrum der AGN-Typen 1 und 2 Unterschiede in den Emissionslinien und der Intensität des Kontinuums auf.

7.1.3 Relativistisches *Beaming*

Die Plasmaströme im *Jet* eines AGN bewegen sich zumeist mit relativistischen Geschwindigkeiten $\beta = v/c$ entlang der *Jet*-Achse. Dies führt zum so genannten relativistischen *Beaming*, einem Effekt im System des Beobachters, der beispielsweise zu einer Winkelabhängigkeit der Flussintensität einer im *Jet*-System isotropen Emissionsregion führt. Man führt hierzu den Dopplereffektor δ ein, der sich aus dem Winkel θ zwischen der Sichtlinie und dem Geschwindigkeitsvektor $\vec{\beta}$, sowie dem Lorentzfaktor $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ der bewegten Emissionsregion ergibt [Urry & Padovani 1995]:

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (7.1)$$

Für sehr kleine Winkel θ ergibt sich somit eine Verstärkung mit dem Grenzwert $\delta(0^\circ) = (1 + \beta)\Gamma \approx 2\Gamma$ und für große Winkel $\delta(90^\circ) = 1/\Gamma$ eine Abschwächung des Dopplerfaktors δ gegenüber dem Lorentzfaktor Γ . Zeitintervalle $\Delta t'$ im mitbewegten System des *Jets* erscheinen im System des Beobachters mit $\Delta t = \delta^{-1}\Delta t'$ verkürzt. Beobachtete Frequenzen werden entsprechend blauverschoben: $\nu = \delta\nu'$. Die Intensitätsverstärkung $I_\nu(\nu) = \delta^3 I'_{\nu'}(\nu')$ entlang der *Jet*-Achse wird als *Doppler-Boosting* bezeichnet [Urry & Padovani 1995]. Dieser Effekt führt zu einer deutlich erhöhten Nachweiswahrscheinlichkeit einer Emissionsregion, die sich (mit relativistischen Geschwindigkeiten) auf den Beobachter zu bewegt, wie dies beispielsweise beim *Jet* eines *Blazars* der Fall ist. Hiermit lässt sich erklären, warum es sich bei allen bislang nachgewiesenen, extragalaktischen TeV- γ -Quellen um *Blazare* handelt. Der Nachweis von TeV- γ -Emission eines relativistischen *Jets*, der einen größeren Winkel zum Beobachter hat (wie dies beispielsweise in Radiogalaxien beobachtet wird), kann aus diesem Grunde nur für die nahegelegensten Objekte erwartet werden, da ansonsten die Strahlungsintensität zu gering ist.

7.2 Eigenschaften der Radiogalaxie M 87

Die elliptische Radiogalaxie M 87 befindet sich in einem Abstand von 16 Mpc (Rotverschiebung $z = 0.00436$) [Macri et al. 1999] im Virgo-Galaxienhaufen und stellt somit eine der nahegelegensten Radiogalaxien dar. Sie wird als Fanaroff-Riley-Galaxie des Typs 1 (FR 1) klassifiziert. Die Masse des im Zentrum befindlichen schwarzen Lochs wurde zu $(3.2 \pm 0.9) \cdot 10^9 M_\odot$ bestimmt [Macchetto et al. 1997]. Auch M 87 besitzt einen Plasma-*Jet*, der in verschiedenen Wellenlängenbereichen (vom Radio- bis in den Röntgenbereich) ausführlich studiert wurde. Der Winkel des *Jets* zum Beobachter wird auf einen Bereich von $20^\circ - 40^\circ$ eingeschränkt.

7.2.1 Großräumige Struktur im Radiobereich

M 87 wird im Radiobereich von einem Halo mit einem Durchmesser von etwa 80 kpc ($\approx 15'$) umgeben [Owen et al. 2000]. Dieser wird von Materieausflüssen aus der Zentralregion gespeist, siehe auch Abbildung 7.3, links. Es wird vermutet, dass ein Teil der kinetischen Energie des *Jets* in die Ausdehnung des Radio-Halos umgewandelt wird, der sich mit Unterschallgeschwindigkeit aufgrund des höheren Drucks in den intergalaktischen Raum ausbreitet. Das Alter des Halos wird deutlich geringer geschätzt, als das Alter von M 87, was auf variable Zyklen des Energieflusses im Plasma-*Jet* hindeutet. Ein Teil der Energie des *Jets* wird in die Erwärmung des umgebenden, intergalaktischen Gases umgewandelt, welches sich durch thermische Bremsstrahlungsemission im extremen UV-Bereich in Regionen bis etwa $13'$ vom Kern von M 87 entfernt nachweisen lässt [Berghöfer et al. 2000].

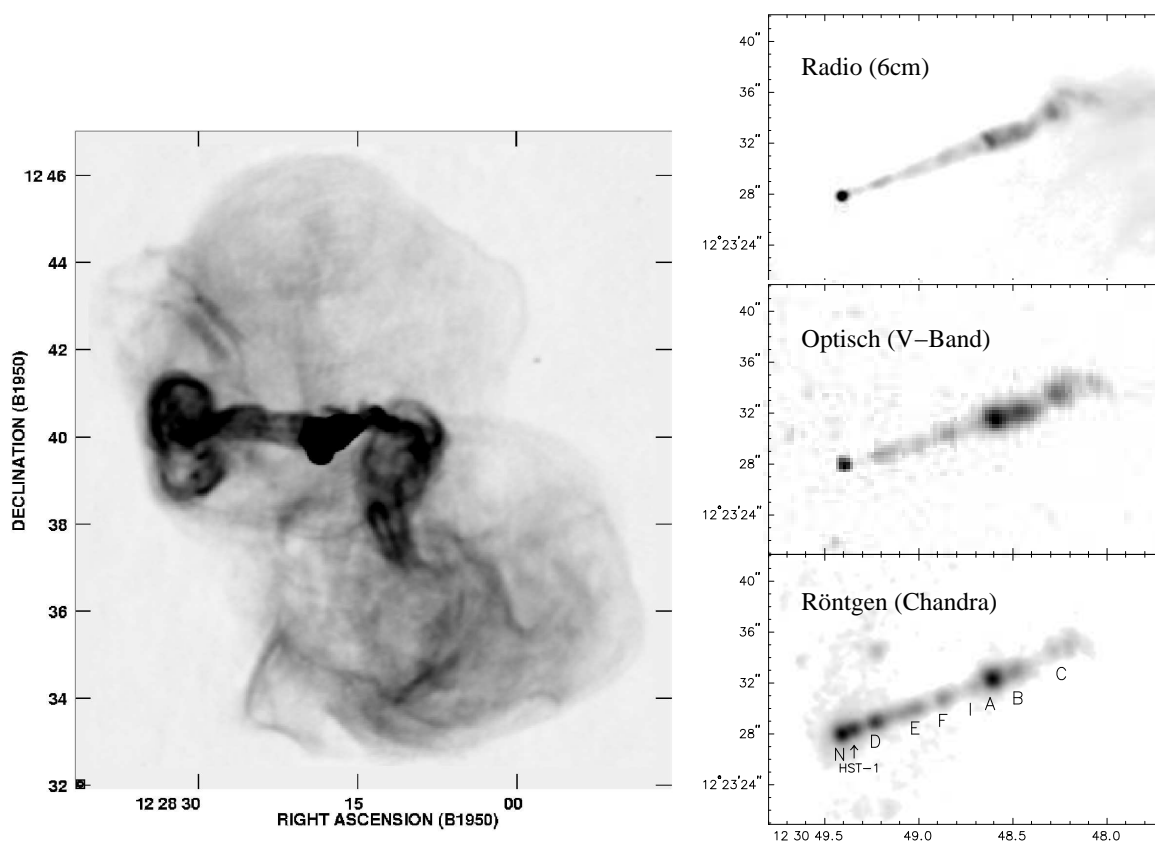


Abbildung 7.3: Links: M87 im 90 cm-Radiobereich, gemessen mit dem VLA [Owen et al. 2000]. Die beiden Ausflüsse münden in einen Halo mit einem Durchmesser von etwa 80 kpc ($15'$). Die Radio-Emission im Zentralbereich ist deutlich höher als in den äußeren Regionen und in dieser Darstellung daher übersättigt. Rechts: Der Plasma-*Jet* mit einer Ausdehnung von etwa 2 kpc ($20''$) in verschiedenen Wellenlängen: Radiobereich (6 cm, oben), optisch (V-Band, Mitte) und Röntgenbereich (Chandra, unten). Zu erkennen sind der Kern, sowie einzelne Knoten. Die Abbildung entstammt aus [Wilson & Yang 2002].

7.2.2 Morphologie und spektrale Eigenschaften des *Jets*

In M87 ist nur ein *Jet* sichtbar. Anzeichen für einen zweiten, vom Beobachter weg gerichteten *Jet* konnten im optischen Wellenlängenbereich gefunden werden [Sparks et al. 1992]. Dieser Gegen-*Jet* ist jedoch aufgrund des relativistischen *Beamings* in seiner Leuchtkraft in Richtung Erde stark unterdrückt. In den folgenden Betrachtungen ist daher immer der in Richtung der Erde gerichtete, deutlich sichtbare *Jet* gemeint.

Der *Jet* von M87 wurde ausführlich in verschiedenen Wellenlängenbereichen untersucht. Substrukturen können hierbei im Radio-, optischen und Röntgenbereich aufgelöst werden (siehe Abbildung 7.3, rechts). Es zeigt sich hierbei, dass die optische Emission auf kompakte Gebiete, so genannte Knoten, in einem schmalen Bereich um die *Jet*-Achse konzentriert ist, wohingegen die Radio-Emission zusätzlich zu den Knoten eine ausgedehntere Morpholo-

gie aufweist [Sparks et al. 1996]. Die Energiespektren der einzelnen Knoten untereinander weisen eine ähnliche Form auf. Sie lassen sich im Radiobereich durch ein Potenzgesetz mit einem Spektralindex von $\alpha \approx 0.5$ beschreiben. Zwischen dem infraroten und optischen Energiebereich deutet sich hingegen ein Bruch an. Der Bereich des Optischen über den UV- bis hin in den Röntgenbereich lässt sich wiederum durch ein Potenzgesetz beschreiben [Biretta et al. 1999]. Im Röntgenbereich weisen die Knoten Spektralindizes im Bereich von $\alpha = 2.0 - 2.9$ mit einem Mittelwert von $\alpha = 2.4$ auf [Wilson & Yang 2002].

Die vergleichbaren Polarisationsgrade und -orientierungen der Emission im Radio- und optischen Bereich lassen auf denselben Erzeugungsmechanismus durch Synchrotronstrahlung schließen [Fraix-Burnet et al. 1989]. Auch die Röntgenemission wird neben der in Betracht gezogenen Ursache durch thermische Bremsstrahlung [Biretta et al. 1999] am plausibelsten durch Synchrotronstrahlung erklärt [Wilson & Yang 2002]. In den Knoten mit hoher Emission – wie beispielsweise HST-1 – deutet sich eine Antikorrelation zwischen Röntgenfluss und optischem Polarisationsgrad an. Aufgrund der Tatsache, dass auch weiter außen liegende Knoten Röntgenstrahlung emittieren, lässt sich schließen, dass die für die Emission verantwortliche, hochenergetische Teilchenpopulation innerhalb des *Jets* mehrere Male beschleunigt werden muss. Wegen der relativ kurzen Zeitskalen des Synchrotron-Energieverlusts könnte die Emission in den äußeren Knoten aufgrund einer einmalig in der Zentralregion beschleunigten Teilchenkomponente ansonsten nicht erklärt werden. Auch die ausgedehnte Synchrotronemission innerhalb einzelner Knoten ist ohne Mehrfachbeschleunigung der zugrundeliegenden Elektronenpopulation nicht zu erklären. Es zeigt sich, dass das Verhältnis zwischen Röntgen- und optischer Emission der Knoten mit zunehmendem Abstand vom Kern abnimmt [Biretta et al. 1999, Wilson & Yang 2002]. Dies kann entweder durch steigende Synchrotronverluste oder einen abnehmenden Beschleunigungsmechanismus hochenergetischer Teilchen in den äußeren *Jet*-Regionen erklärt werden. Ferner zeigt sich, dass einige Knoten im Röntgenbereich größenordnungsmäßig ≈ 10 pc näher am Kern liegen, als ihre Gegenstücke im optischen und Radio-Wellenbereich [Wilson & Yang 2002].

7.2.3 Beobachtung superluminaler Geschwindigkeit im *Jet*

Bewegung einzelner Knoten entlang der projizierten *Jet*-Achse mit Geschwindigkeiten im Bereich von $0.4 - 3.4$ mas/yr ($0.1 - 0.86 c$) konnten durch 15 GHz-Messungen im Radiobereich durch das VLA im Zeitraum zwischen 1982 und 1993 nachgewiesen werden [Biretta et al. 1995]. Die Geschwindigkeit der Knoten nimmt hierbei mit zunehmendem Abstand vom Kern ab. Auch Geschwindigkeiten senkrecht zur *Jet*-Achse von bis zu $0.1 c$ deuten sich in den äußeren Regionen an. Innerhalb einzelner Knoten konnten Regionen mit Überlichtgeschwindigkeiten bis zu $2.5 c$ gemessen werden, was als Indiz für das Vorhandensein von Schockfronten gewertet werden kann. Die Erklärung der beobachteten, superluminalen Geschwindigkeiten, die im Falle relativistischer Bewegung in einem *Jet* auftreten können, ist in Abbildung 7.4 (links) schematisch dargestellt. Aus den superluminalen Geschwindigkeiten kann der Winkel des *Jets* zum Beobachter auf einen Bereich $\leq 43^\circ \pm 4^\circ$ eingeschränkt werden.

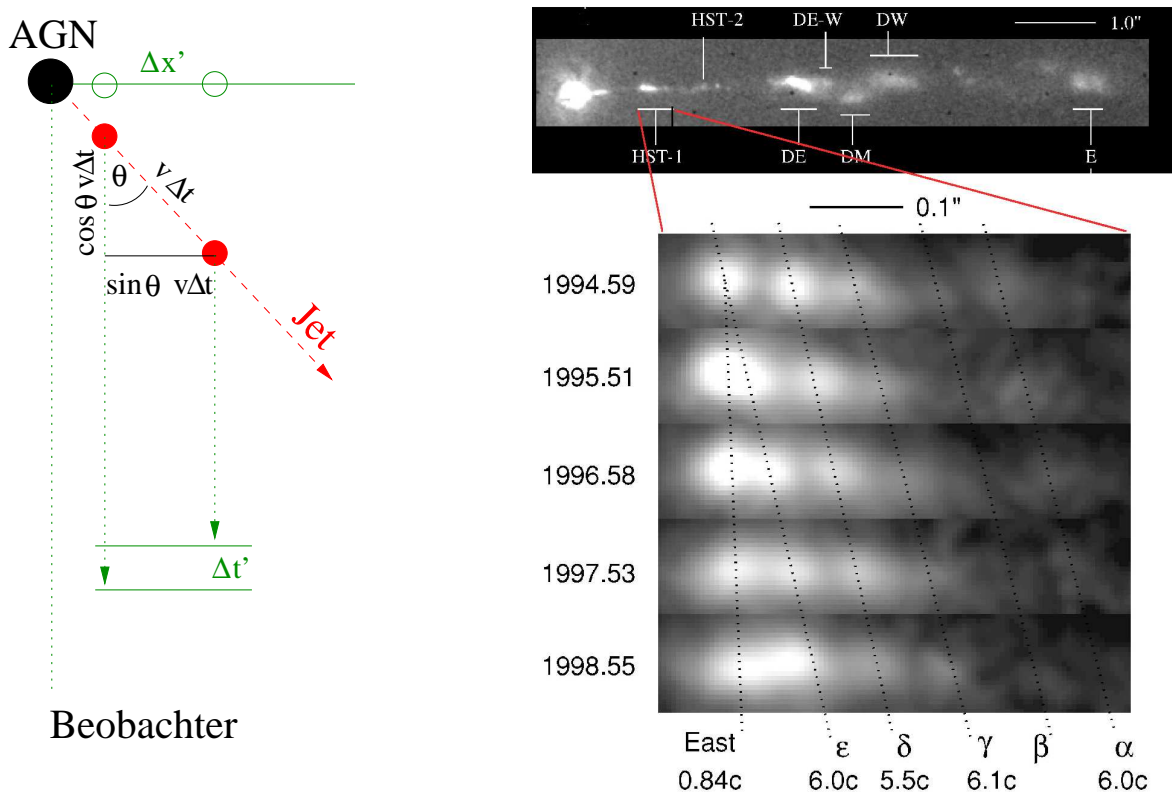


Abbildung 7.4: Links: Zur Beobachtung superluminaler Geschwindigkeit: Im *Jet* eines AGN, der einen Winkel θ zum Beobachter hat, bewegt sich Materie mit relativistischer Geschwindigkeit v entlang des *Jets*. Nach der Zeit Δt befindet sich ein entsprechendes Emissionsgebiet um $v\Delta t \cos \theta$ näher am Beobachter, was bei der Berechnung der Zeitdifferenz $\Delta t'$ berücksichtigt werden muss, während der sich das Emissionsgebiet in der Projektionsebene um $\Delta x' = v\Delta t \sin \theta$ fortbewegt hat. Die superluminale (scheinbare) Geschwindigkeit in der Projektionsebene ergibt sich somit zu $v' = \frac{\sin \theta}{1 - v/c \cos \theta} v$ und kann (abhängig vom Winkel θ) für $v \simeq c$ Werte von $v' > c$ annehmen. **Rechts:** Superluminale Bewegung im Knoten HST-1 des *Jets* von M 87, beobachtet im optischen Wellenlängenbereich mit HST [Biretta et al. 1999b].

Auch in optischen Beobachtungen mit dem *Hubble Space Telescope* (HST) in den Jahren 1994 bis 1998 wurden Regionen mit superluminalen Geschwindigkeiten im Bereich von $4 - 6c$ im inneren Bereich ($6''$ bzw. ≤ 500 pc) des *Jets* beobachtet [Biretta et al. 1999b]. Diese liegen größtenteils innerhalb des Knotens HST-1, der sich selber mit einer Geschwindigkeit von $0.84c$ bewegt und sich nahe am Kern befindet (vergleiche Abbildung 7.3, rechts). Die einzelnen Strukturen innerhalb von HST-1, deren Bewegung zum Teil Lorentzfaktoren $\Gamma > 6$ und einen *Jet*-Winkel $\theta < 19^\circ$ erfordern, sind in Abbildung 7.4 (rechts) dargestellt. Die entsprechenden Dopplerfaktoren liegen im Bereich von $\delta = 1 - 4$. Einige Bereiche weisen zudem variable Leuchtkraft auf Zeitskalen von 2 Jahren auf. Auch im optischen Bereich nimmt die superluminale Geschwindigkeit der Knoten mit zunehmendem Abstand vom Kern ab.

7.2.4 Variable Emission des Knotens HST-1

Der Knoten HST-1 ist mit einem Abstand von $0.82''$ (64 pc) einer der am dichtesten am Kern gelegenen Knoten (vergleiche Abbildung 7.3, rechts unten). Nach ersten Anzeichen variabler Röntgenemission [Harris et al. 1997] konnte in den Daten des Chandra-Satelliten, die zwischen Januar und Juli 2002 aufgezeichnet wurden, eine Verdopplung des Röntgenflusses des Knotens HST-1 in ~ 116 Tagen und durch Vergleich mit älteren Daten eine Vervierfachung in 2 Jahren festgestellt werden [Harris et al. 2003]. Ferner wurde eine Antikorrelation zwischen dem Fluss und dem Photon-Index des Röntgenspektrum ($\alpha = 1.35 \pm 0.1$ bis $\alpha = 1.05 \pm 0.07$) gemessen. Die kurzen Zeitskalen der Variation werden als deutliches Anzeichen für Synchrotronemission interpretiert, da für diesen Strahlungsmechanismus mit $E/m_e c^2 \approx 10^7$ entsprechende Lebensdauern der Elektronenpopulation erwartet werden². Aus der Anpassung eines Synchrotron-Modells wurden Dopplerfaktoren im Bereich von $\delta = 2 - 5$, *Jet*-Winkel³ im Bereich von $10^\circ - 17^\circ$ und ein Magnetfeld von $B = 1$ mG ermittelt [Harris et al. 2003]. In den kürzlich veröffentlichten Ergebnissen der Chandra-Beobachtungen bis in das Jahr 2005 [Harris et al. 2005] konnte ein weiterer, starker Anstieg der Röntgenemission um einen Faktor von 50 in den Jahren 2001 bis 2005 gefunden werden.

Auch im optischen Bereich wurden in den Daten des HST aus den Jahren 2002 und 2003 monatsweise Variationen des Flusses im Knoten HST-1 im Bereich von 10 – 15% gefunden [Perlman et al. 2003]. In der hellsten Region des HST-1 konnte ein Polarisationsgrad von bis zu 0.68 gemessen werden, was nahezu dem maximal möglichen Wert der Synchrotronstrahlung im geordneten Magnetfeld entspricht. Ferner sind die Magnetfeldlinien in der variablen Region von HST-1 senkrecht zur *Jet*-Achse orientiert, was als Anzeichen einer Schockregion interpretiert werden kann [Perlman et al. 2003]. Die Lichtkurven des Knotens HST-1 im Röntgen- wie auch im optischen Bereich sind in Abbildung 7.5 (links) gezeigt. Die äußeren Knoten zeigen hingegen keine Anzeichen für Flussvariationen im optischen oder Röntgenbereich.

Zusammen mit der superluminalen Bewegung im *Jet* wird die Variabilität der Emission als Anzeichen dafür gewertet, dass es sich bei M 87 um ein BL-Lac-Objekt handelt, das sich nur in der Ausrichtung des *Jets* relativ zum Beobachter von anderen, bislang beobachteten AGN der Klasse der BL-Lac-Objekte unterscheidet [Tsvetanov et al. 1998].

7.2.5 Der Zentralbereich von M 87 und Materieakkretion

Eine Struktur des inneren Galaxienkerns konnte bislang in keinem Wellenlängenbereich aufgelöst werden. Dieser erscheint daher – im Gegensatz zu den verschiedenen Knoten des *Jets* – in allen Messungen (Radio-, optisch und Röntgenbereich) als Punktquelle. Die spektralen Eigenschaften ähneln denen der inneren Knoten. Daher werden neben der thermi-

²Inverse Compton-Strahlung würde von niederenergetischeren Elektronen erzeugt, deren Lebensdauer > 100 Jahre die beobachteten Zeitskalen der Flussvariationen nicht erklären könnte.

³Die abgeleiteten Winkel zwischen der Bewegungsrichtung und der Sichtlinie sind strenggenommen nicht für den gesamten *Jet* sondern nur für das untersuchte Emissionsgebiet gültig.

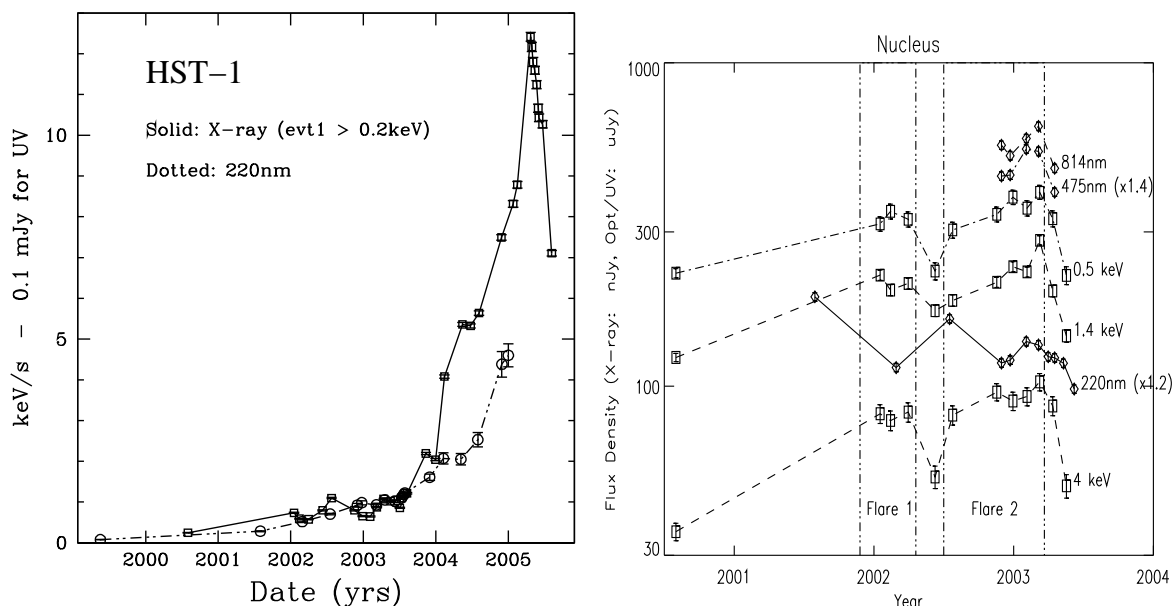


Abbildung 7.5: Links: Variabilität des Knotens HST-1 im optischen und im Röntgenbereich in den Jahren 2000 bis 2005 [Harris et al. 2005]. **Rechts:** Variabilität des Kerns von M 87 im optischen und im Röntgenbereich in den Jahren 2000 bis Mitte 2003 [Perlman et al. 2003].

schen Emission der Akkretionsscheibe auch die nicht aufgelösten, innersten *Jet*-Regionen als Ursache für die Röntgenemission des Kerns diskutiert.

Die Masse des im Zentrum befindlichen schwarzen Lochs wurde zu $(3.2 \pm 0.9) \cdot 10^9 M_{\odot}$ bestimmt [Macchetto et al. 1997]. Die Eddington-Leuchtkraft⁴ von M 87 kann aus der Masse des schwarzen Lochs abgeschätzt werden zu $L_{\text{edd}} \approx 4 \cdot 10^{47} \text{ erg/s}$ [Reynolds et al. 1996]. Die entsprechende, maximal mögliche Akkretionsrate ist $\dot{M}_{\text{edd}} \approx 65 M_{\odot}/\text{yr}$. In der Theorie der Bondi-Akkretion kann aus der Dichte und der Temperatur des umgebenden, interstellaren Gases die Rate der sphärischen Akkretion berechnet werden. Diese beträgt im Fall von M 87: $\dot{M}_{\text{bon}} \approx 2 \cdot 10^{-3} \dot{M}_{\text{edd}} \approx 0.1 M_{\odot}/\text{yr}$ [Di Matteo et al. 2003] und lässt wiederum den Rückschluss auf die maximal mögliche Leuchtkraft von M 87 zu.

7.2.6 Variable Emission des Kerns

Erste Anzeichen für Variationen im Röntgenfluss des Kernbereichs wurden in den Daten des Einstein-Satelliten aus den Jahren 1979-1980 und des Satelliten ROSAT (1992-1995) gefunden [Harris et al. 1997]. Mit dem FOS-Detektor des HST konnten später auch im optischen Bereich Variationen des Flusses des zentralen Kerns um einen Faktor 2 in $\tau \approx 2.5$ Monaten, sowie um 25% in nur drei Wochen beobachtet werden [Tsvetanov et al. 1998]. Emission

⁴Die Eddington-Leuchtkraft L_{edd} (und die damit verbundene Akkretionsrate \dot{M}_{edd}) bezeichnet die Grenze der Leuchtkraft eines akkretierenden Objekts, bei deren Überschreiten die Akkretion mit noch höheren Raten $\dot{M} > \dot{M}_{\text{edd}}$ durch den bei der Akkretion entstehenden Strahlungsdruck verhindert wird.

wurde hierbei aus einer nicht genauer orts aufgelösten Region mit den Ausmaßen ≤ 5 pc ($1.5 \cdot 10^{19}$ cm) gemessen. Die aus der Variabilität abgeleitete Ausdehnung des Emissionsgebietes kann hierbei auf die Ausmaße von nur $l \leq c\tau = 7.8 \cdot 10^{16}$ cm bestimmt werden. Dies entspricht nur einigen hundert Schwarzschildradien von $R_s = 2GM_{\text{bh}}/c^2 = 9.4 \cdot 10^{14}$ cm. Auch mit dem Chandra-Satelliten konnten Variationen auf Zeitskalen von Monaten nachgewiesen werden. Eine Lichtkurve des optischen und des Röntgenflusses des Kerns von M 87 ist in Abbildung 7.5 (rechts) dargestellt.

Eine Polarisation der Emission des Kerns im optischen Wellenlängenbereich konnte im Gegensatz zu den Knoten nicht festgestellt werden [Perlman et al. 2003], was die Erklärung insbesondere der Röntgenemission (ausschließlich) durch Synchrotronstrahlung erschwert. Wahrscheinlicher ist jedoch die Erklärung eines auf kleinen Skalen nicht homogenen Magnetfeldes im Zentralbereich oder die Reprozessierung der polarisierten Strahlung durch Wechselwirkungen mit auf der Sichtlinie lokalisierter Materie.

7.2.7 Bisherige Beobachtungen im GeV/TeV-Energiebereich

M 87 wird u.a. als Beschleuniger der geladenen kosmischen Strahlung bis zu extrem hohen Energien (UHECR, *Ultra High Energy Cosmic Rays*) diskutiert [Ginzburg et al. 1964, Biermann, et al. 2000, Protheroe et al. 2003]. Dies macht M 87 zu einem vielversprechenden Objekt für die Emission von hochenergetischer γ -Strahlung. Diese Vermutung wird durch die Beobachtung der superluminalen Bewegung im Plasma-*Jet* untermauert, die auf das Vorhandensein einer hochenergetischen (relativistischen) Teilchenpopulation hindeutet [Biretta et al. 1995, Biretta et al. 1999b], die durch inverse Comptonstreuung an lokalen Photonenfeldern von der Emission hochenergetischer γ -Photonen begleitet wird.

M 87 wurde in den Jahren 1998 und 1999 mit dem System der fünf abbildenden Cherenkov-Teleskope der HEGRA-Kollaboration oberhalb einer Energieschwelle von 730 GeV beobachtet. Die Beobachtungsdauer nach Qualitäts-Schnitten betrug 77 h. Im Datensatz wurden 107 ± 27 Überschuss-Ereignisse aus der Richtung von M 87 mit einer statistischen Signifikanz von 4.1σ gemessen [Aharonian et al. 2003]. Der integrale Photonenfluss über der Energieschwelle wurde zu $I(E > 730 \text{ GeV}) = (0.96 \pm 0.23) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt, was einem Niveau von $(3.3 \pm 0.8)\%$ des integralen Flusses des Krebs-Nebels entspricht. Trotz der geringen Ereignisstatistik konnte ein Energiespektrum bestimmt werden, das sich durch ein Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ mit einem Photon-Index von $\Gamma = 2.9 \pm 0.8_{\text{stat}} \pm 0.08_{\text{sys}}$ beschreiben lässt. In einer späteren, sensitiveren Analyse der Daten ergab sich eine statistische Signifikanz des gemessenen Ereignisüberschusses von 4.7σ [Götting et al. 2004] bzw. 4.9σ [Götting 2006].

Beobachtungen von M 87 wurden ebenfalls mit dem 10 m-Teleskop der Whipple-Kollaboration für insgesamt 39 h in den Jahren 2000 bis 2003 durchgeführt [Le Bohec et al. 2004]. Die Energieschwelle der Beobachtung lag bei 400 GeV. Es konnte kein signifikanter Überschuss an photonischen Ereignissen aus der Richtung von M 87 festgestellt werden. Die integrale Flussgrenze über der Schwellenenergie von 400 GeV wurde entsprechend zu $I(E >$

$400 \text{ GeV}) \leq 6.9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ abgeleitet (99% Vertrauensintervall), was einem Wert von 8% des Krebs-Nebel-Flusses entspricht und somit nicht die Empfindlichkeit der HEGRA-Beobachtung erreicht.

7.3 Nachweis von M 87 mit H·E·S·S·

Motiviert durch die theoretischen Vorhersagen und die klaren Anzeichen von TeV- γ -Emission in den HEGRA-Messungen der Jahre 1998/99 wurde M 87 mit den H·E·S·S·-Teleskopen in den Jahren 2003 bis 2005 beobachtet. Die Ergebnisse dieser Beobachtungen, die zum zweifelsfreien Nachweis von M 87 als Quelle sehr hochenergetischer γ -Strahlung führten, werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

7.3.1 Beobachtungen mit H·E·S·S·

M 87 wurde von H·E·S·S· in den Jahren 2003, 2004 und 2005 für eine Dauer von insgesamt 83 h nach Anwendung von Qualitäts-Schnitten (vergleiche Kapite 4.7) beobachtet. Die Beobachtungen begannen schon in der Aufbauphase des Experiments im Jahre 2003 mit nur zwei Teleskopen. Die Teleskope wurden in diesen Beobachtungen noch im Einzelmodus betrieben, also ohne den später in Betrieb genommenen stereoskopischen Trigger, vergleiche Kapitel 3.3.4. Dies hat zur Folge, dass in den Daten des Jahres 2003 weniger als 20% der Ereignisse einem Luftschauer entsprechen, der gleichzeitig von beiden Teleskopen aufgezeichnet wurde. In einer nach Beendigung der Datennahme durchgeführten Synchronisation anhand der GPS-Ereigniszeit wurde nur der Anteil der stereoskopisch aufgezeichneten Luftschauer für die Analyse zugelassen. Die Sensitivität der beiden so kombinierten H·E·S·S·-Teleskope während dieser Zeit der Aufbauphase lag um einen Faktor von 2 – 3 niedriger als die Sensitivität des seit Anfang 2004 fertiggestellten, im stereoskopischen Beobachtungsmodus betriebenen Systems der vier H·E·S·S·-Teleskope. Die Beobachtungen in den Jahren 2004 und 2005 wurden mit allen vier Teleskopen und der entsprechend höheren Nachweis-Sensitivität von mehr als $30 \sigma / \sqrt{h}$ für eine Quelle der Stärke des Krebs-Nebels im Zenitwinkelbereich von 45° (vergleiche Tabelle A.1) durchgeführt. Die Beobachtungscharakteristika der einzelnen Mess-Schichten der Jahre 2003 bis 2005 sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Alle Beobachtungen wurden im *Wobble*-Modus durchgeführt, wobei die Versetzung der Teleskope relativ zur Himmelsposition von M 87 größtenteils 0.5° ($\text{Dec}_{0.5}^\pm$, $\text{RA}_{0.5}^\pm$) und im Jahre 2005 teilweise auch 0.7° ($\text{Dec}_{0.7}^\pm$, $\text{RA}_{0.7}^\pm$) betrug. Wegen technischer Probleme wurden in einigen Mess-Schichten zeitweise ein Teleskop (CT01 bzw. CT04) von der Analyse ausgeschlossen, was sich in einer mittleren Systemmultiplizität von $\langle N_{\text{sys}} \rangle < 4$ und einer entsprechend reduzierten Nachweis-Sensitivität äußert.

Die Untersuchungen der folgenden Abschnitte wurden unter Verwendung der in Tabelle 4.1 aufgeführten Standard-Schnitte zur Ereignis Selektion durchgeführt. Auf eine gesonderte Schnittoptimierung für die Einzelteleskop-Daten der Aufbauphase im Jahr 2003 wurde

Beobachtung Zeitraum	T^{obs} T^{live}	$z_{\text{min}} - z_{\text{max}}$ $\langle z \rangle$	$\langle N_{\text{sys}} \rangle$ E_{sch}	Anmerkung, [Tracking-Position]
2003				
p2003_04 24.04.-08.05.2003	14.8 h 10.4 h	35.2° – 44.5° 38.4°	2* ~ 0.4 TeV	* Einzelteleskop-Beobach- tungen CT2/CT3, [Dec $^{\pm}_{0.5}$]
p2003_05 24.05.-28.05.2003	5.6 h 4.7 h	35.2° – 42.8° 37.7°	2* ~ 0.4 TeV	siehe oben, [Dec $^{\pm}_{0.5}$]
p2003_06 21.06.-28.06.2003	4.7 h 4.1 h	37.0° – 46.1° 40.0°	2* ~ 0.4 TeV	siehe oben, [Dec $^{\pm}_{0.5}$]
2004				
p2004_02 17.02.-03.03.2004	8.4 h 7.4 h	35.2° – 47.7° 37.9°	3.4 0.31 TeV	zeitw. Ausschluss des Teleskops CT1, [Dec $^{\pm}_{0.5}$]
p2004_04 19.04.-26.04.2004	12.6 h 11.2 h	35.2° – 48.4° 39.5°	4 0.31 TeV	— [Dec $^{\pm}_{0.5}$]
p2004_05 08.05.-23.05.2004	14.2 h 12.8 h	35.3° – 49.8° 40.6°	4 0.31 TeV	— [RA $^{\pm}_{0.5}$, Dec $^{\pm}_{0.5}$]
2005				
p2005_01 12.02.-14.02.2005	3.1 h 2.9 h	35.2° – 40.1° 37.6°	3.5 0.27 TeV	zeitw. Ausschluss CT4, [RA $^{\pm}_{0.5}$, Dec $^{\pm}_{0.5}$]
p2005_02 08.03.-16.03.2005	9.2 h 8.4 h	38.4° – 58.3° 48.3°	4 0.47 TeV	— [RA $^{\pm}_{0.7}$, Dec $^{\pm}_{0.7}$]
p2005_03 02.04.-05.04.2005	1.6 h 1.5 h	35.7° – 49.0° 43.0°	3.8 0.40 TeV	zeitw. Ausschluss CT1, [RA $^{\pm}_{0.7}$, Dec $^{\pm}_{0.7}$]
p2005_04 01.05.-15.05.2005	9.1 h 8.3 h	35.2° – 49.6° 38.1°	3.8 0.27 TeV	zeitw. Ausschluss CT1, [RA $^{\pm}_{0.5}$, Dec $^{\pm}_{0.5}$]
Kombinierter Datensatz				
	83.3 h	35.2° – 58.3°	3.3	
2003-2005	71.6 h	40.0°	~ 0.3 TeV	kombinierter Datensatz

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der Beobachtungen von M 87 mit H·E·S·S· für die Jahre 2003 bis 2005. Aufgelistet ist die Beobachtungs-Schicht und der entsprechende Zeitraum, die Beobachtungszeit T^{obs} und die Totzeit-korrigierte sensitive Zeit T^{live} , der minimale (z_{min}), der maximale (z_{max}) und der mittlere Zenitwinkel $\langle z \rangle$, die mittlere Anzahl der in die Analyse eingehenden Teleskope $\langle N_{\text{sys}} \rangle$, sowie die aus dem mittleren Zenitwinkel ermittelte Energieschwelle E_{sch} nach Anwendung der verwendeten Ereignisschnitte. Neben einer Anmerkung zur Beobachtung ist in eckigen Klammern jeweils der *Wobble*-Modus (*Tracking*-Position) angegeben.

Beob.	N_{on}	α	N_{off}	N_{γ}	S_{dc} [σ]	S_{dc}/\sqrt{t} [$\sigma/\sqrt{\text{h}}$]	$\Phi(> 730 \text{ GeV})$ [Φ_{12}]
2003							
p2003_04	51	0.11	352	12 ± 8	1.7	0.5	—
p2003_05	42	0.11	254	14 ± 7	2.3	1.1	—
p2003_06	25	0.11	178	5 ± 6	1.1	0.5	—
2003	118	0.11	784	31 ± 12	3.0	0.7	0.6 ± 0.2
2004							
p2004_02	186	0.11	1631	5 ± 15	0.4	0.1	0.05 ± 0.17
p2004_04	419	0.11	3236	60 ± 22	2.9	0.9	0.41 ± 0.16
p2004_05	454	0.11	3167	102 ± 23	4.9	1.4	0.35 ± 0.14
2004	1059	0.11	8034	168 ± 35	5.2	0.9	0.30 ± 0.09
2005							
p2005_01	66	0.11	545	5 ± 9	0.4	0.2	0.03 ± 0.25
p2005_02	279	0.09	1941	103 ± 18	6.8	2.3	1.05 ± 0.23
p2005_03	41	0.09	344	10 ± 7	1.6	1.3	0.76 ± 0.53
p2005_04	352	0.11	1773	155 ± 20	9.3	3.2	1.45 ± 0.22
2005	738	0.10	4603	273 ± 29	11.0	2.4	1.05 ± 0.14
Kombinierter Datensatz							
2003-2005	1915	0.11	13420	471 ± 46	11.2	1.3	0.55 ± 0.07

Tabelle 7.2: Zusammenstellung der Ergebnisse der M 87-Messungen aus den einzelnen Beobachtungsperioden der Jahre 2003, 2004 und 2005 (vergleiche Tabelle 7.1). Gezeigt sind die Anzahl der N_{on} -Ereignisse, die Normierung α , die Anzahl der N_{off} -Ereignisse, sowie die hieraus berechnete Anzahl der Überschuss-Ereignisse N_{γ} und die nach Gleichung (4.7) berechnete statistische Signifikanz S_{dc} sowie die zeitnormierte Rate S_{dc}/\sqrt{t} . Zusätzlich aufgeführt ist der integrale Photonenfluss oberhalb der Energieschwelle der HEGRA-Beobachtung von 730 GeV (mit $\Phi_{12} = 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

hierbei verzichtet⁵. Der vor der Bildparametrisierung angewandte *Tailcut* betrug $amp_{\text{min}} = 5$ und $amp_{\text{min}}^* = 10 \text{ p.e.}$, vergleiche Kapitel 4.1. Von der Modellierung der Kamera-Akzeptanz wurde eine kreisförmige Region mit dem Radius von 0.4° , zentriert um die Himmelsposition von M 87, ausgeschlossen. Der Untergrund für die Bestimmung des Ereignisüberschusses und des Energiespektrums wurde aus den am Kamerazentrum gespiegelten Regionen erhalten (vergleiche Abbildung 4.5).

⁵Beispielsweise würde die Verbreiterung der Abbildungsfunktion der Zwei-Teleskop-Konfiguration eine entsprechende Abschwächung des $\Delta\theta^2$ -Winkelschnittes rechtfertigen.

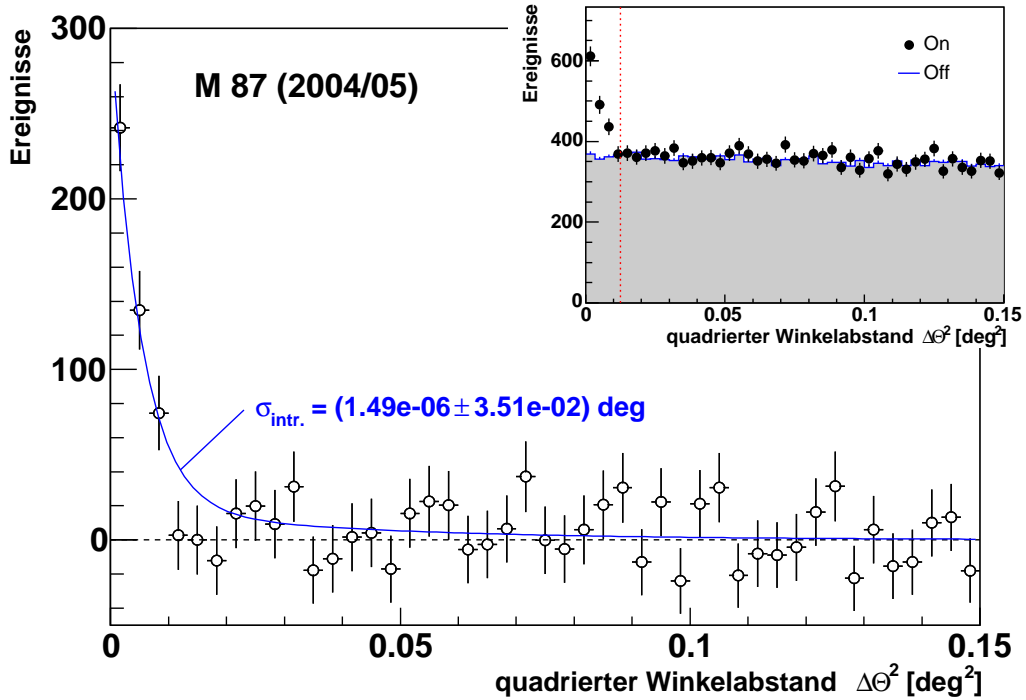


Abbildung 7.6: Verteilung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\theta^2$ des Ereignis-Überschusses für den 2004/05-Datensatz. Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung einer Gaußfunktion gefaltet mit der Abbildungsfunktion. Die eingelagerte Abbildung zeigt die Verteilungen aus der *On*- und den normierten *Off*-Regionen. Die vertikale Linie markiert den angewandten Winkelschnitt von $\Delta\theta^2 \leq 0.0125 \text{ deg}^2$, vergleiche Tabelle 4.1.

7.3.2 Eigenschaften von M 87 im TeV- γ -Bereich

Signal und Ereignisüberschuss

In den Daten der 25-stündigen Beobachtungen von M 87 mit den ersten beiden Teleskopen des im Aufbau befindlichen H·E·S·S·-Experiments im Jahre 2003 konnte ein Ereignisüberschuss mit einer statistischen Signifikanz von 3.0σ gefunden werden. Dies ist etwas weniger, als basierend auf dem HEGRA-Ergebnis unter der Annahme konstanter Emission erwartet wurde. Dennoch gaben diese Anzeichen der Bestätigung des HEGRA-Ergebnisses Anlass für weitere Beobachtungen von M 87 mit H·E·S·S· im Jahre 2004 mit dem inzwischen vollständigen Teleskopsystem. Hierdurch konnte die TeV- γ -Emission von M 87 mit einer statistischen Signifikanz $> 5\sigma$ zweifelsfrei nachgewiesen werden. Die bis in das Jahr 2005 durchgeführten Beobachtungen mit H·E·S·S· (vergleiche Tabelle 7.1) erbrachten einen Überschuss von 471 ± 46 γ -Ereignissen im gesamten Datensatz mit einer nach Gleichung (4.7) berechneten Signifikanz von 11.2σ . M 87 kann somit als etablierte⁶ TeV-

⁶In der TeV- γ -Astrophysik gilt eine Quelle als etabliert, wenn sie von mindestens zwei unabhängigen Experimenten mit einer statistischen Signifikanz von jeweils $\sim 5\sigma$ (oder mehr) nachgewiesen wurde [Weekes 2000].

γ -Quelle bezeichnet werden und stellt gleichzeitig das erste extragalaktische Objekt mit zweifelsfrei nachgewiesener TeV- γ -Emission dar, das nicht zur Klasse der *Blazare* gehört.

Die Ergebnisse der einzelnen Beobachtungsperioden der Jahre 2003 bis 2005 sind in Tabelle 7.2 zusammengestellt. Die aus den kombinierten Daten der Jahre 2004 und 2005 erhaltene Verteilung des quadrierten Winkelabstandes ist in Abbildung 7.6 gezeigt. Die Daten des Jahres 2003, die nur einen geringen Beitrag zur Gesamtstatistik liefern, wurden hierbei wegen der geringeren Winkelauflösung des Zwei-Teleskop-Systems ausgeschlossen.

Position und Ausdehnung

Zur Bestimmung der Schwerpunktsposition des gemessenen TeV- γ -Überschusses aus der Richtung von M 87 wurde als intrinsisches Emissionsprofil eine Gauß-Funktion angenommen, die durch die Breite σ_{intr} charakterisiert ist. Diese wurde mit der Abbildungsfunktion gefaltet und an die unkorrelierte Himmelskarte des Datensatzes aus den Jahren 2004 und 2005 angepasst. Die Daten des Jahres 2003 wurden wegen der schlechteren Winkelauflösung in dieser Untersuchung nicht verwendet. Die ermittelte Schwerpunktsposition ($\alpha_{\text{TeV}}, \delta_{\text{TeV}}$) ist unter Berücksichtigung der Ausrichtungsgenauigkeit der H·E·S·S-Teleskope von 20'' mit der nominellen Position des Zentrums von M 87 ($\alpha_{\text{nom}}, \delta_{\text{nom}}$) kompatibel:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{TeV}} &= 12^{\text{h}}30^{\text{m}}48.9^{\text{s}} \pm 1.7^{\text{s}} & \delta_{\text{TeV}} &= 12^{\circ}23'34'' \pm 25'' \quad (\text{J2000.0}) \\ \alpha_{\text{nom}} &= 12^{\text{h}}30^{\text{m}}49.42^{\text{s}} & \delta_{\text{nom}} &= 12^{\circ}23'28.0'' \quad (\text{J2000.0}) \end{aligned}$$

Abbildung 7.7 zeigt die Himmelskarte von M 87. Der Untergrund wurde mit dem *Template*-Modell bestimmt. Auch in diesem Fall wurden die 2-Teleskop-Daten des Jahres 2003 wegen der schlechteren Winkelauflösung aus der Darstellung ausgeschlossen. Ebenfalls gezeigt ist die Verteilung der Signifikanzen der einzelnen Himmelspositionen, aus der hervorgeht, dass das Gesichtsfeld frei von weiteren TeV- γ -Quellen ist. Die zuvor ermittelte Schwerpunktsposition, die mit der Position des HEGRA-Ergebnisses kompatibel ist, ist als Kreuz in der in Abbildung 7.8 gezeigten 90 cm-VLA-Radio-Karte [Owen et al. 2000] dargestellt.

Zur Bestimmung einer möglichen Quellausdehnung wurde die Faltung einer Gauß-Funktion (als Annahme des intrinsischen Emissionsprofils) mit der Abbildungsfunktion (PSF) an die Winkelverteilung angepasst, vergleiche Abbildung 7.6. Die intrinsische Ausdehnung wurde hierdurch bestimmt zu $\sigma_{\text{intr}} = (0.000 \pm 0.035)^{\circ}$, was in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen einer Punktquelle steht. Die Qualität dieser Anpassung ist $\chi^2/\text{d.o.f.} = 37.8/43$. Von Interesse ist somit die obere Grenze für eine intrinsische Ausdehnung. Die Grenzen der Ausdehnung wurden aus der χ^2 -Verteilung abgeleitet, die aus der schrittweisen Erhöhung von σ_{intr} in der Faltung und der entsprechenden Qualität der Anpassung an die Winkelverteilung erhalten wurde. Die oberen Grenzen der intrinsischen Ausdehnung σ_{intr} , die in der Himmelskarte in Abbildung 7.8 als Kreise dargestellt sind, wurden somit bestimmt zu⁷:

⁷Für die in eckigen Klammern angegebenen, absoluten Längen wurde eine Entfernung von M 87 von 16 Mpc angenommen.

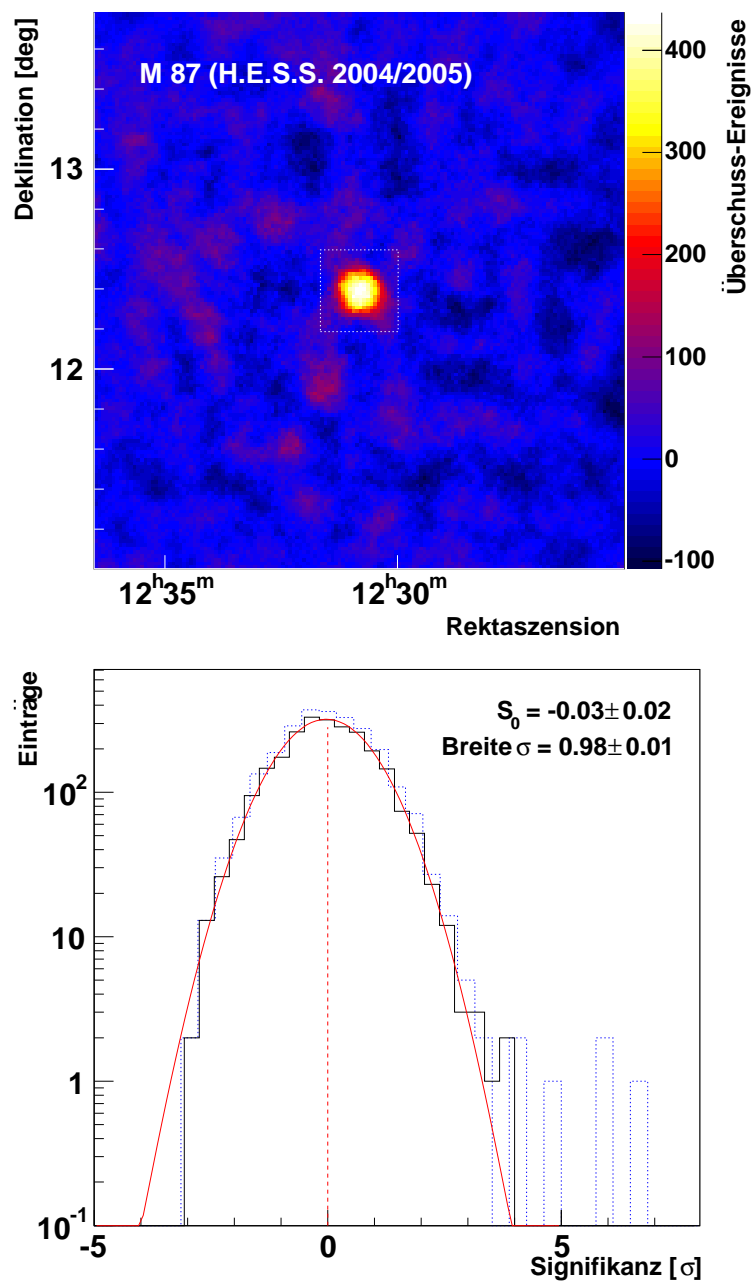


Abbildung 7.7: **Oben:** Die TeV- γ -Himmelskarte ($3^\circ \times 3^\circ$), zentriert um die Position von M 87. Der Untergrund wurde mit dem *Template*-Modell bestimmt. Die Überschuss-Ereignisse in jedem der korrelierten *Bins* wurden in einer kreisförmigen Region $\Delta\theta \leq 0.1^\circ$ aufsummiert. Der gestrichelte Kasten gibt den Himmelsausschnitt der in Abbildung 7.8 folgenden Vergrößerung an. **Unten:** Verteilung der Signifikanzen aus einer entsprechenden Himmelskarte mit unkorrelierten *Bins* aus dem gesamten Bereich (gepunktete Linie) und unter Ausschluss der Position von M 87 (durchgezogene Linie) mit der Anpassung einer Gauß-Funktion.

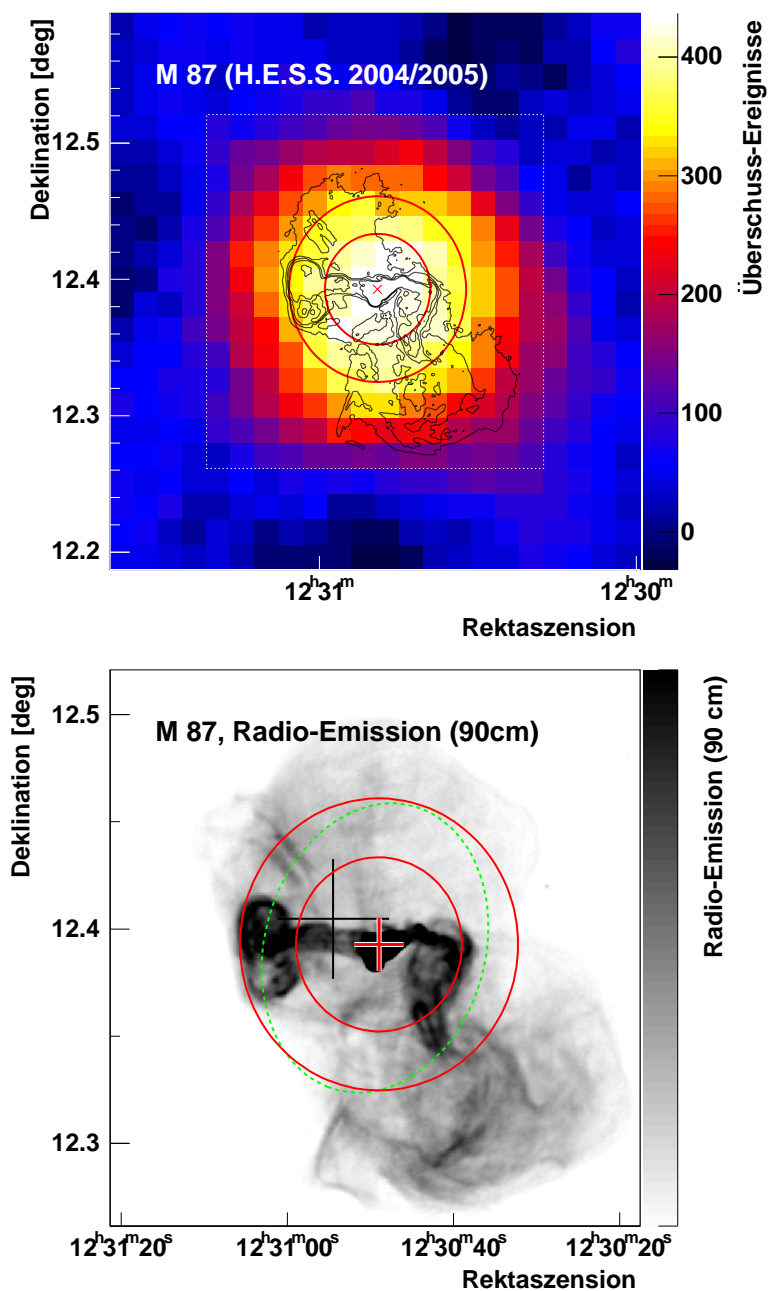


Abbildung 7.8: Oben: Vergrößerter Ausschnitt der TeV- γ -Himmelskarte (vergleiche Abbildung 7.7) mit den oberen Grenzen für die intrinsische Quellausdehnung (Kreise, 1σ bzw. 3σ). Die Konturlinien stellen die VLA 90 cm-Radio-Emission von M 87 dar [Owen et al. 2000]. Der gestrichelte Kasten gibt den Himmelsausschnitt der unten gezeigten Radiokarte an. **Unten:** Erneut vergrößerter Ausschnitt der Radio-Emission, in der die *Jet*-Struktur von M 87 erkennbar ist. Die oberen Grenzen der intrinsischen Ausdehnung des TeV- γ -Emissionsgebietes (Kreise) sind ebenfalls dargestellt, sowie die Position des Schwerpunktes mit statistischem und $20''$ systematischem Fehler (Kreuz im Zentrum der Kreise). Das schwarze dünne Kreuz gibt die entsprechende Position des von HEGRA ermittelten Schwerpunktes an [Götting et al. 2004]. Die gestrichelte Linie entspricht den optischen Ausmaßen von M 87.

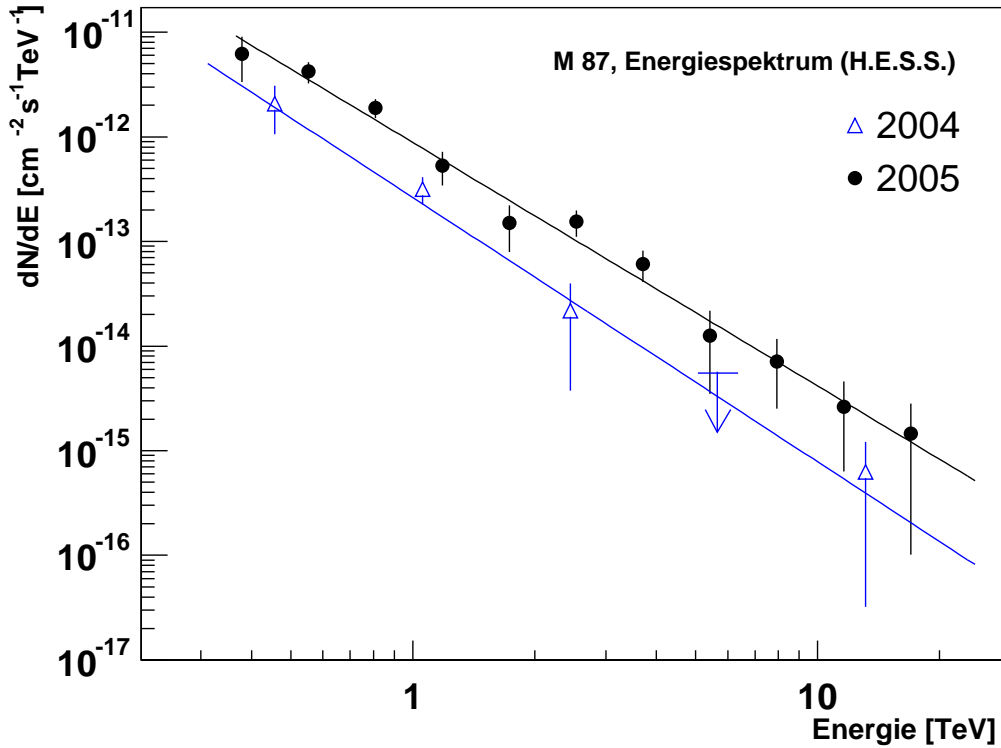


Abbildung 7.9: Die differentiellen Energiespektren von M 87, ermittelt aus den Beobachtungen des Jahres 2004 (offene Dreiecke) und den Beobachtungen des Jahres 2005 (gefüllte Kreise). Die Anpassungen einer Potenzfunktion $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ sind ebenfalls gezeigt. Die entsprechenden spektralen Parameter sind in den Gleichungen (7.3) und (7.4) zu finden.

$$\begin{aligned}
 1 \sigma\text{-Vertrauensintervall} : & \quad \sigma_{\text{intr}} \leq 0.044^\circ = 2.64' \quad [12.4 \text{ kpc}] \\
 3 \sigma\text{-Vertrauensintervall} : & \quad \sigma_{\text{intr}} \leq 0.072^\circ = 4.32' \quad [20.2 \text{ kpc}]
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

Energiespektrum

Da die Gesamtstatistik des Datensatzes eine Aufteilung für die Spektralanalyse zulässt, wurde das differentielle Energiespektrum gesondert für die Daten des Jahres 2004 und 2005 erstellt, um eine mögliche zeitliche Variation der spektralen Parameter zu untersuchen. Die geringe Ereignisstatistik der Daten des Jahres 2003 (vergleiche Tabelle 7.2) erlaubt hingegen keine Erstellung eines Energiespektrums. Die Spektren der Jahre 2004 und 2005 sind in Abbildung 7.9 dargestellt. Ebenfalls gezeigt ist die Anpassung einer Potenzfunktion $dN/dE = I_0 \cdot (E/1 \text{ TeV})^{-\Gamma}$. Die hieraus erhaltenen spektralen Parameter sind:

$$2004: \quad \frac{dN}{dE} = (2.63 \pm 0.62_{\text{stat}} \pm 0.53_{\text{syst}}) \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-(2.52 \pm 0.33_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{syst}})} \frac{10^{-13}}{\text{cm}^2 \text{ s TeV}} \tag{7.3}$$

$$2005: \frac{dN}{dE} = (8.9 \pm 1.0_{\text{stat}} \pm 1.8_{\text{sys}}) \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-(2.33 \pm 0.12_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{sys}})} \frac{10^{-13}}{\text{cm}^2 \text{ s TeV}} \quad (7.4)$$

Die Beschreibung beider Spektren durch ein Potenzgesetz kann mit $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0.7/2$ (2004) bzw. $\chi^2/\text{d.o.f.} = 7.1/9$ (2005) als gut bezeichnet werden. Ein signifikanter Unterschied im Photon-Index Γ kann im Vergleich beider Spektren nicht festgestellt werden.

Lichtkurve, Fluss-Variabilität und Korrelations-Untersuchungen mit Röntgenmessungen

Der Vergleich der von M 87 gemessenen Raten des Überschusses aus den verschiedenen Beobachtungsperioden (vergleiche Tabelle 7.2), sowie die aus den Energiespektren der Jahre 2004 und 2005 (vergleiche Abbildung 7.9) abgeleiteten, unterschiedlichen Photonenflüsse lassen eine zeitlich variable TeV- γ -Emission vermuten. In diesem Abschnitt soll daher die Variabilität anhand des integralen Photonenflusses und der Anwendung der Variabilitäts-Tests nach Kolmogorov und nach Prahl untersucht werden.

Lichtkurven: Die Lichtkurve des integralen Photonenflusses oberhalb der Energieschwelle der HEGRA-Beobachtungen von 730 GeV ist in Abbildung 7.10 dargestellt. Der von HEGRA gemessene Fluss ist ebenfalls gezeigt [Aharonian et al. 2003]. Die Energieschwelle der HEGRA-Beobachtung wurde zum direkten Vergleich der Flüsse auch für die H·E·S·S·-Beobachtungen gewählt. Die von H·E·S·S· gemessenen Flüsse wurden nach der Methode *LK#2* (vergleiche Kapitel 4.6.4) bestimmt. Dargestellt sind sowohl die über die einzelnen Jahre der H·E·S·S·-Beobachtungen gemittelten Flüsse, als auch die nächteweisen Flüsse der Jahre 2004 und 2005. Der Fluss des Jahres 2003 wurde hierbei von [Benbow, private Kommunikation] bereitgestellt⁸. Die nach Beobachtungsperioden geordneten integralen Photonenflüsse sind in Tabelle 7.2 mit aufgeführt.

Auf den verschiedenen Zeitskalen deutet sich eine Variabilität des integralen Photonenflusses an. Diese soll zunächst durch die Güte der Anpassung einer konstanten Funktion an die Lichtkurven quantifiziert werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.3 zusammengestellt. Die Signifikanz der Variabilität auf einer Zeitskala von Jahren liegt bei 3.3σ . Das Einbeziehen des HEGRA-Flusspunktes ändert dieses Ergebnis nicht⁹. Außerdem konnten in den Daten des Jahres 2005 Anzeichen von Variabilität auf Zeitskalen von wenigen Tagen mit einer Signifikanz im Bereich von 3σ festgestellt werden. Zusätzlich wurde ein *Binning* von 2 Nächten untersucht, um den in der Lichtkurve erkennbaren Variationen auf diesen Zeitskalen Rechnung zu tragen. Die Zufallswahrscheinlichkeit wurde hierbei entsprechend auf

⁸Die Zwei-Teleskop-Konfiguration der Aufbauphase im Jahre 2003 erfordert die gesonderte Simulation entsprechender effektiver Nachweisflächen, die von W. Benbow durchgeführt wurde.

⁹Hierbei ist jedoch zu beachten, dass beim Vergleich der integralen Photonenflüsse zweier unterschiedlicher Experimente strenggenommen noch ein systematischer Fehler in Betracht gezogen werden muss.

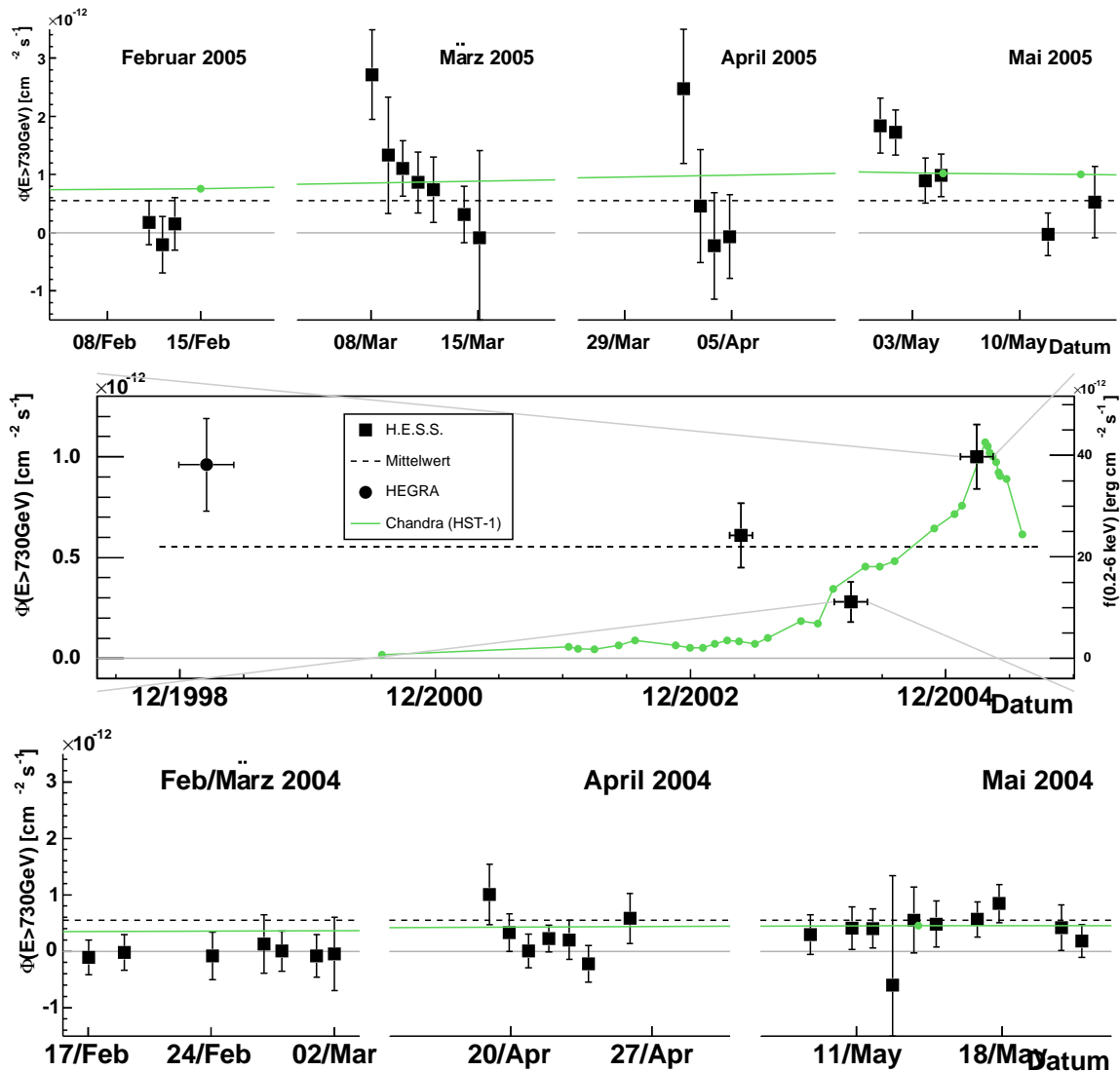


Abbildung 7.10: Mitte: Die nach Methode *LK#2* (vergleiche Kapitel 4.6.4) bestimmten Lichtkurven des integralen Photonenflusses oberhalb der Energieschwelle der HEGRA-Beobachtung von 730 GeV für M 87. Dargestellt sind die jahresweise gemittelten Flüsse (gefüllte Vierecke) aus den Jahren 2003 bis 2005. Die horizontale, gestrichelte Linie entspricht dem mittleren Fluss des gesamten H·E·S·S·-Datensatzes. Der von HEGRA gemessene Fluss aus den Jahren 1998/99 ist ebenfalls gezeigt (gefüllter Kreis). Die obere Flussgrenze der Whipple-Beobachtung aus den Jahren 2000 bis 2003 liegt mit einem Wert von $I(E > 730 \text{ GeV}) \leq 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Le Bohec et al. 2004] außerhalb des gezeigten Bereichs. Die Röntgenmessungen des Chandra-Satelliten (0.2 – 6 keV) des Knotens HST-1 (durchgezogene Kurve, rechte Skala) sind ebenfalls gezeigt [Harris et al. 2005], vergleiche auch Abbildung 7.5 (links). **Oben:** Nächteweise H·E·S·S·-Lichtkurve des Jahres 2005. **Unten:** Nächteweise H·E·S·S·-Lichtkurve des Jahres 2004. Abbildung B.1 im Anhang B zeigt dieselben Lichtkurven zusammen mit den nächteweise gemessenen ASM-Röntgendaten (2 – 10 keV) des RXTE-Satelliten.

Zeitraum	Intervall	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	P_{χ^2}	$S_{\chi^2}[\sigma]$
2003-2005	1 Jahr	15.1/2	$5.4 \cdot 10^{-4}$	3.3
1998 [†] -2005	1 Jahr	18.5/3	$3.4 \cdot 10^{-4}$	3.4
2004	1 Nacht	17.3/23	0.79	0.0
2005	1 Nacht	38.1/18	$3.8 \cdot 10^{-3}$	2.7
2004-2005	1 Nacht	67.4/43	$1.0 \cdot 10^{-2}$	2.3
2004	2 Nächte	11.8/13	0.54	0.0
2005	2 Nächte	34.7/10	$1.4 \cdot 10^{-4}$	3.6 (3.4) [‡]
2004-2005	2 Nächte	58.4/27	$1.7 \cdot 10^{-4}$	3.6 (3.4) [‡]

[†] Der HEGRA-Fluss wurde in die Anpassung mit einbezogen.

[‡] Die Signifikanz wurde gemäß des weiteren Versuches (2-Nächte-Binning) korrigiert (*Trial*-Faktor).

Tabelle 7.3: Anpassung einer konstanten Funktion an die in Abbildung 7.10 gezeigten Lichtkurven von M 87. Dargestellt ist der Zeitraum der entsprechenden Lichtkurve, die gewählte Dauer der Zeitintervalle, sowie die Qualität $\chi^2/\text{d.o.f.}$ der Anpassung und die entsprechende Wahrscheinlichkeit P_{χ^2} und die Signifikanz S_{χ^2} .

den weiteren Versuch korrigiert (*Trial*-Faktor). In den separat betrachteten Daten des Jahres 2004, die generell ein sehr niedriges Flussniveau aufweisen, konnten keine Anzeichen variabler Emission auf kurzen Zeitskalen gefunden werden.

Generell ist zu beachten, dass die Methode der Ableitung einer Signifikanz für variable Emission aus der Anpassung einer konstanten Funktion an die Lichtkurve nicht sensitiv auf zeitliche Verläufe des Flusses mit einer systematischen Form ist, da alle von der Konstanz abweichenden Flusspunkte als beliebig geartete Fluktuation interpretiert werden. Systematische Verläufe deuten sich jedoch in den Lichtkurven des Jahres 2005 an, vergleiche Abbildung 7.10. Für ein genaueres Studium von kurzzeitigen Fluss-Variationen, die eine große Rolle bei der theoretischen Interpretation der Ergebnisse spielen, sind weitere Daten notwendig. Auf die zusätzlichen Untersuchungen variabler Emission mit Hilfe der Tests auf ausbruchartiges Verhalten wird weiter unten eingegangen.

Zeitliche Korrelationen mit Flussmessungen im Röntgenbereich: Seit dem August 1995 befindet sich der Röntgensatellit RXTE (*Rossi X-ray Timing Explorer*) in der Umlaufbahn um die Erde. Teil dieses Satelliten ist ein so genannter *All-Sky-Monitor* (ASM), mit dem ein Großteil des Himmels im Energiebereich von 2 – 10 keV regelmäßig¹⁰ vermessen wird [Levine et al. 1996]. Für eine Auswahl an starken und mittleren Röntgenquellen sind Röntgenlichtkurven des RXTE-ASM verfügbar¹¹, die bis in das Jahr 1995 zurückreichen. Die entsprechende ASM-Lichtkurve von M 87 ist in Abbildung B.1 (Anhang B) mit dargestellt. Die Ortsauflösung des ASM beträgt in etwa $3' \times 15'$, so dass die gesamte Radiostruktur von M 87 (vergleiche Abbildung 7.3, links) in diesem Instrument als Punktquelle erscheint.

Um einen möglichen Zusammenhang zwischen dem Röntgen- und TeV- γ -Fluss zu untersuchen, wurden so genannte Korrelationsdiagramme erstellt, in denen die zeitgleich gemessenen Flüsse beider Energiebereiche gegeneinander aufgetragen werden. Abbildung 7.11 zeigt die Korrelationsdiagramme der nächte-, monats- und jahreweise zusammengefassten Flüsse.

¹⁰Durch die rotierende Aufhängung des ASM, der ein Gesichtsfeld von dreimal $6^\circ \times 90^\circ$ besitzt, werden etwa 80% des Himmels alle 90 Minuten vermessen.

¹¹ <http://xte.mit.edu/lcextract/asmselect.html>

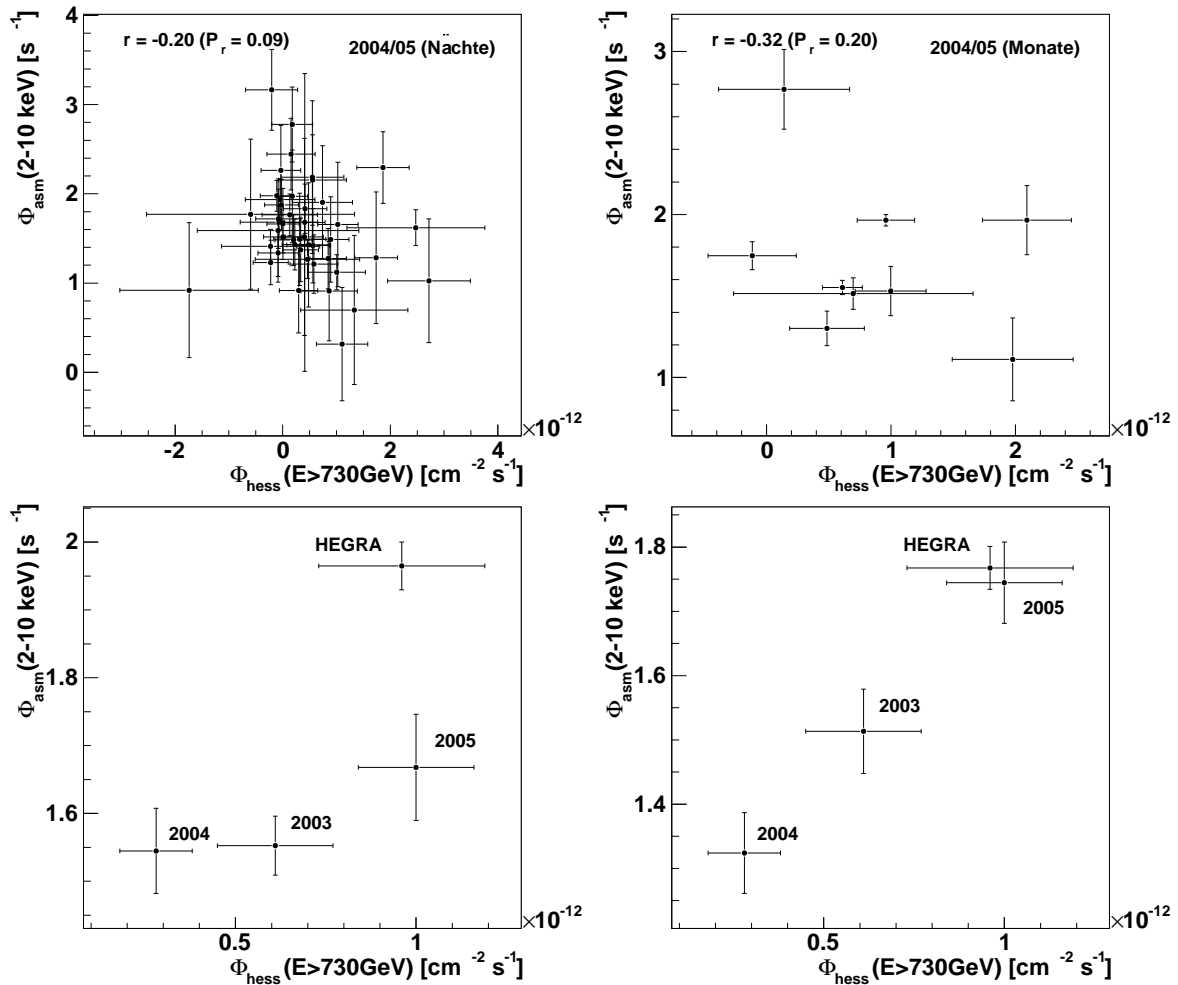


Abbildung 7.11: Korrelationsdiagramme zwischen den integralen H·E·S·S·-Photonenflüssen $\Phi_{\text{hess}}(> 730 \text{ GeV})$ (vergleiche Abbildung 7.10) und den zeitgleichen Röntgenflüssen des RXTE-ASM $\Phi_{\text{asm}}(2 - 10 \text{ keV})$ (vergleiche Abbildung B.1 im Anhang B). Der Korrelationskoeffizient r und die entsprechende Zufallswahrscheinlichkeit P_r sind im Falle von $N > 6$ Wertepaaren angegeben. **Links oben:** Nüchtere Flüsse aus den Jahren 2004 und 2005. **Rechts oben:** Flusskorrelation der für die einzelnen Beobachtungsperioden (Monate) der Jahre 2004 und 2005 gemittelten Flüsse, vergleiche Tabelle 7.2. Es gingen auch hier nur Röntgenflüsse aus denjenigen Nächten in die Mittelung ein, für die auch ein TeV- γ -Flusspunkt existiert. **Links unten:** Jahresweise Flusskorrelation der Zeiträume 2003-2005 (H·E·S·S·), sowie 1998/99 (HEGRA). **Rechts unten:** Jahresweise Flusskorrelation. Die Röntgenflüsse wurden in diesem Fall jedoch über das jeweils gesamte Zeitintervall eines TeV- γ -Flusspunktes gemittelt, also unter Einbeziehung auch derjenigen Nächte ohne einen TeV- γ -Flusspunkt.

Bei der nüchtereisen Untersuchung wurde mindestens ein verfügbarer Flusspunkt in beiden Energiebereichen gefordert, die zeitlich nicht weiter als einen halben Tag auseinanderliegen. Für die monats- und jahresweise zusammengefassten Untersuchungen wurden nur Röntgenflüsse aus denjenigen Nächten gemittelt, für die ein entsprechender TeV- γ -Flusspunkt

existiert. Im Falle der jahresweisen Untersuchung wurden die Röntgenflüsse zudem über das gesamte Zeitintervall eines TeV- γ -Flusspunktes gemittelt (Abbildung 7.11, rechts unten). Hierdurch wird der statistische Fehler des Röntgenflusses reduziert, man kann aber wegen der nicht durchgehenden Zeitgleichheit einiger Flusspunkte strenggenommen keine Aussage über eine mögliche Flusskorrelation mehr treffen, da nicht mehr gesichert ist, dass die ASM-Flusspunkte nur um einen konstanten Mittelwert schwanken. Die Korrelationskoeffizienten¹² r werden nur für die nächte- und monatsweise untersuchten Flusspunkte angegeben, da im Falle von nur 4 Wertepaaren in der jahresweise aufgetragenen Korrelation die Berechnung einer aussagekräftigen Zufallswahrscheinlichkeit P_r nicht mehr gegeben ist¹³. Zudem muss beachtet werden, dass die Einbeziehung des HEGRA-Flusspunktes in die jahresweisen Untersuchungen einen zusätzlichen, instrumentell bedingten systematischen Fehler bei der Berechnung eines Korrelationskoeffizienten verursachen würde. Die Flusskorrelationen der nächte- und monatsweisen Untersuchungen sind nicht signifikant. Die aus den zuvor genannten Gründen nicht quantifizierten Andeutungen der jahresweise untersuchten Flusskorrelationen (Abbildung 7.11, unten) bedürfen weiterer Messdaten des H·E·S·S·-Experiments zur Überprüfung.

Korrelationsstudien mit Röntgendaten eines Instruments mit höherer Sensitivität und Richtungsauflösung sind wünschenswert. Mit dem Röntgensatelliten Chandra kann die Struktur des *Jets* von M 87 aufgelöst werden, vergleiche Abbildung 7.3, rechts unten. Beobachtungen von M 87 mit Chandra wurden in regelmäßigen Abständen in den Jahren 2001 bis 2005 durchgeführt [Harris et al. 2003]. Für den hochvariablen Knoten HST-1 sind die Ergebnisse dieser Messungen bereits bis zum Jahre 2005 veröffentlicht [Harris et al. 2005], vergleiche Abbildung 7.5, links. Die entsprechenden Röntgendaten im Energiebereich von 0.2 – 6 keV sind ebenfalls in der TeV- γ -Lichtkurve in Abbildung 7.10 dargestellt. Eine Korrelation oder Antikorrelation zwischen Röntgen- und TeV- γ -Flüssen ist nicht festzustellen, insbesondere wenn man die im Vergleich zu den Röntgenmessungen¹⁴ kurzzeitigeren Flussvariationen im TeV- γ -Bereich berücksichtigt. Eine Verbindung der Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung und der Röntgenstrahlung des Knotens HST-1 erscheint daher sehr unwahrscheinlich. Die entsprechenden Röntgenergebnisse der Kernregion von M 87 bis zum Jahr 2005 sind bislang noch nicht veröffentlicht, sind aber für die zukünftige Interpretation der Ergebnisse von großem Interesse.

Tests auf ausbruchartige Emission: Eine alternative Untersuchung auf zeitlich variable TeV- γ -Emission stellt die Anwendung der Tests auf ausbruchartiges Verhalten dar, ver-

¹²Der Korrelationskoeffizient ergibt sich aus der Kovarianz σ_{xy} und den Varianzen σ_x und σ_y der Flusspunkte beider Energiebereiche zu $r = \sigma_{xy}/(\sigma_x\sigma_y) \in [-1; 1]$. Im Falle einer vollständigen (Anti-)Korrelation gilt $r = 1$ ($r = -1$). Ist keine Korrelation der untersuchten Messpunkte vorhanden, so wird $r \approx 0$ erwartet.

¹³Die Berechnung der Zufallswahrscheinlichkeit des Auftretens eines Korrelationskoeffizienten mittels der t -Verteilung ist erst ab $N \geq 6$ Stichproben gültig.

¹⁴Im Gegensatz zu den regelmäßigen, nächtlichen Messungen des ASM gibt es bei den Daten des Chandra-Satelliten nur einen sehr geringen, direkten zeitlichen Überlapp mit den H·E·S·S·-Messungen im TeV- γ -Bereich. Aus dem zeitlich stetigen Verlauf der Chandra-Daten über Jahre scheinen starke Flussvariationen des Knotens HST-1 auf Zeitskalen von Tagen keine dominante Rolle im Röntgenbereich zu spielen, so dass hier eine Interpolation der Flusswerte für die Interpretation erlaubt scheint.

Zeitraum	ΔR	T^{live} [h]	N_{sys}	Ring		Template	
				S_{kol}	S_{pra}	S_{kol}	S_{pra}
2003	0.5°	19.2	2*	-2.0	0.0	0.4	0.0
2004	0.5°	26.9	4	1.0	-1.5	1.3	-1.6
2005	0.5°	7.6	4	1.8	1.3	1.7	1.5
2005	0.7°	9.5	4	1.1	1.6	2.2	2.0
2005	$0.5^\circ - 0.7^\circ$	17.1	4	0.7	2.1	1.3	2.8
2004/05	0.5°	34.5	4	3.3	-0.5	4.6	-0.2
2004/05	$0.5^\circ - 0.7^\circ$	44.0	4	4.5	0.4	5.4	0.8

Tabelle 7.4: Anwendung der Variabilitäts-Tests auf die Himmelsregionen von M 87. Die Zeitserien wurden aus einem Bereich von $\Delta\theta \leq 0.11^\circ$ (Punktquelle) angesammelt. Die Zeitserien des Untergrundes wurden jeweils aus einer Ringregion mit $r_i = 0.65^\circ$ und $r_a = 0.9^\circ$ und alternativ mittels des *Template*-Modells aus dem Intervall $1.3 \leq mscw \leq 1.9$ erhalten. Es wurden die Datensätze der verschiedenen Jahre 2003 bis 2005, sowie der kombinierte Datensatz 2004/05 untersucht. Aufgelistet ist der Zeitraum der Beobachtung, der *Wobble*-Abstand ΔR , die totzeitkorrigierte Beobachtungszeit T^{live} und die Systemmultiplizität N_{sys} , sowie die Test-Signifikanzen S_{kol} und S_{pra} für den Ring- sowie den *Template*-Untergrund.

gleiche Kapitel 4.6.5. Die Tests haben jedoch den Nachteil, dass mit ihnen keine Aussage über die Zeitskalen einer möglichen Variabilität getroffen werden können. Das Ansprechverhalten der Tests gemäß der im Anhang A.4 dargestellten Untersuchungen bei konstanter Emission lassen bei der (mittleren) Quellstärke von M 87 bei der gegebenen Zenitwinkelverteilung des Datensatzes ein vernachlässigbares Ansprechen im Bereich von $S_{\text{kol}} = 0.2\sigma$ und $S_{\text{pra}} = 0.0\sigma$ erwarten. Im Gegensatz zu HESS J1303-631 (vergleiche Kapitel 6.3.4) spielt die radiale Abhängigkeit zwischen der Position von M 87 und dem Kamerazentrum keine entscheidende Rolle, da wegen der homogenen *Wobble*-Beobachtungen im gesamten Datensatz $\Delta R = 0.5^\circ$ bzw. in einigen Monaten des Jahres 2005 der sehr ähnliche Abstand $\Delta R = 0.7^\circ$ gilt (vergleiche Tabelle 7.1, sowie Abbildung A.5, rechts). Dennoch wurden neben der kombinierten Analyse auch beide ΔR -Abstände separat analysiert, was wegen der jeweils vom Umfang her verringerten Datensätze zur einer generell niedrigeren Sensitivität führt. Ungleichheiten des Datensatzes bezüglich der Anzahl der im System befindlichen Teleskope N_{sys} wurde ebenfalls Rechnung getragen: Die 2-Teleskop-Daten des Jahres 2003 wurden ebenfalls separat analysiert, in den Daten der Jahre 2004 und 2005 wurden nur Beobachtungs-Runs mit $N_{\text{sys}} = 4$ Teleskopen zugelassen. Die Ergebnisse der Variabilitäts-Tests sind in Tabelle 7.4 zusammengestellt.

Betrachtet man die nach Jahren separierten Datensätze, so ist jeweils kein signifikantes Ansprechen der Tests festzustellen. Im kombinierten Datensatz der Jahre 2004/2005 spricht hingegen der Kolmogorov-Test im Bereich von 4σ an. Der Prahl-Test, der nur bei zeitlich sehr kompakten Strahlungsausbrüchen die Sensitivität des Kolmogorov-Tests erreicht, spricht nicht an. Zusammen mit den Ergebnissen der Lichtkurve (vergleiche Abbildung 7.10, bzw. Tabelle 7.3) können deutliche Anzeichen für variable TeV- γ -Emission von M 87 fest-

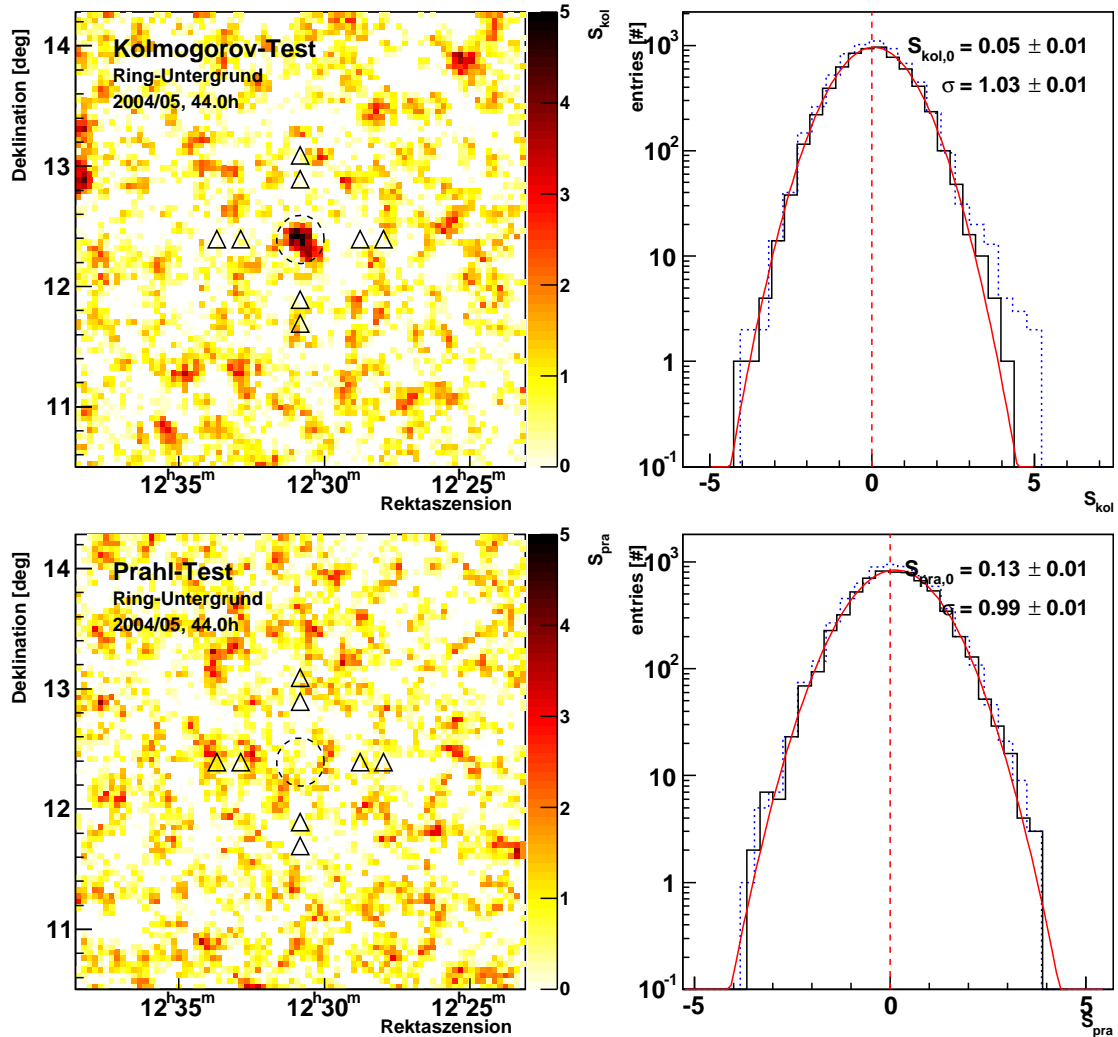


Abbildung 7.12: Suche nach ausbruchartigem Verhalten in einem $4^\circ \times 4^\circ$ Gesichtsfeld, zentriert um die Himmelsposition von M 87. **Links:** Die Himmelskarten der Test-Signifikanzen des Kolmogorov-Tests S_{kol} (oben) und des Prahl-Tests S_{pra} (unten). Die Ereignisse der Signalzeitserien wurden für jede Himmelsposition aus einem Winkelbereich von $\Delta\theta \leq 0.11^\circ$ angesammelt. Die Untergrundzeitserien wurden jeweils aus einer ringförmigen Region mit den Radien von $r_i = 0.65^\circ$ und $r_a = 0.9^\circ$ angesammelt. Aus der Region um M 87 (gestrichelter Kreis) wurden keine Untergrundzeiten zugelassen. Die *Tracking*-Positionen der Teleskope sind als Dreiecke angedeutet (in der hier gezeigten Analyse wurde der Datensatz nicht nach *Tracking*-Position separiert, was die Aussagekraft der Ergebnisse in den Randgebieten abseits der zentralen Himmelsposition von M 87 abschwächt). **Rechts:** Die Verteilung der Signifikanzen im gesamten Gesichtsfeld (gepunktete Linie), sowie unter Ausschluss der Quellregion von M 87 (durchgezogene Linie) mit der Anpassung einer Gauß-Funktion mit Schwerpunkt S_0 und Breite σ .

gestellt werden.

Zusätzlich wurde das gesamte Gesichtsfeld nach ausbruchartigem Verhalten untersucht. Abbildung 7.12 zeigt die Ergebnisse des Kolmogorov- und Prahls-Tests für ein $4^\circ \times 4^\circ$ -Gesichtsfeld der Daten der Jahre 2004/2005, zentriert um die Position von M 87. Es muss an dieser Stelle erwähnt werden, dass in Abbildung 7.12 die Ergebnisse der kombinierten Daten aller *Tracking*-Positionen dargestellt sind. In diesem Fall ist wegen der ΔR -Abhängigkeit eine homogene Akzeptanz der Variabilitäts-Tests strenggenommen nur im zentralen Bereich um die Position von M 87 gegeben, die zu den Rändern hin zunehmend nicht mehr erfüllt ist, vergleiche Kapitel A.4. Aus der gezeigten Abbildung, die im Einklang mit den Ergebnissen der nach *Tracking*-Positionen separierten Datensätze (mit entsprechend niedrigerer Sensitivität) steht, kann jedoch die Aussage abgeleitet werden, dass sich im untersuchten Himmelsbereich neben M 87 keine weiteren Anzeichen für ausbruchartige TeV- γ -Emission feststellen lassen.

7.4 Interpretation

Durch die im vorigen Abschnitt 7.3 dargestellten Ergebnisse konnte M 87 – und damit das erste extragalaktische Objekt, das nicht der Klasse der *Blazare* angehört – zweifelsfrei als Quelle sehr hochenergetischer γ -Strahlung im GeV/TeV-Energiebereich etabliert werden. Die Interpretation der Ergebnisse muss im Rahmen der folgenden, grundsätzlichen Fragestellungen betrachtet werden:

1. Welche beschleunigten Teilchen (Leptonen oder Hadronen) spielen bei den Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung eine Rolle?
2. In welchem Bereich (innerste *Jet*-Regionen, Knoten etc.) innerhalb der Struktur von M 87 findet die Emission der TeV- γ -Strahlung statt?
3. Handelt es sich bei M 87 um die gleichen Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung wie auch bei den TeV- γ -emittierenden *Blazaren*?
4. Können alternative Modell-Vorhersagen (wie beispielsweise Annihilationsstrahlung hypothetischer Neutralinos) anhand der Ergebnisse überprüft oder ausgeschlossen werden?

Zur Untersuchung obiger Fragestellungen anhand der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen des H.E.S.S.-Experiments stehen folgende Ergebnisse zur Verfügung: Der Schwerpunkt und die obere Grenze der intrinsischen Ausdehnung des TeV- γ -Überschusses, das Energiespektrum, die zeitliche Entwicklung des integralen Photonenflusses in der Lichtkurve und die Untersuchung zeitlicher Korrelationen mit Flüssen anderer Energiebereiche.

Schwerpunktposition und Ausdehnung: Die Schwerpunktposition der TeV- γ -Emission ist kompatibel mit der Position des Kerns von M 87. Aus den in Gleichung (7.2) ermittelten

oberen Grenzen einer intrinsischen Ausdehnung des Emissionsgebietes lassen sich lediglich die äußersten Bereiche der Struktur von M 87, wie sie im Radiobereich beobachtet wird, als Quelle der TeV- γ -Emission ausschließen (vergleiche Abbildung 7.8). Bedingt durch die Winkelauflösung abbildender Cherenkov-Teleskope im Bereich von 0.1° wird auch durch erhöhte Ereignisstatistik zukünftiger Beobachtungen eine Auflösung von Strukturen des kpc-*Jets* ($\approx 0.007^\circ$) im GeV/TeV-Energiebereich nicht möglich sein. Ein Beitrag der äußeren Regionen der ausgedehnten Radiostruktur könnte jedoch weiter eingeschränkt werden.

Flusskorrelationen mit anderen Energiebereichen: Eine Alternative zur genaueren Identifizierung der Emissionsregion der TeV- γ -Strahlung liegt in den beobachteten, deutlichen Anzeichen der Flussvariabilität, vergleiche Abbildung 7.10. Durch Korrelationen mit möglicherweise entsprechenden Flussvariationen in anderen Energiebereichen ließe sich – basierend auf der höheren Winkelauflösung beispielsweise im Röntgenbereich – auch der Ort der TeV- γ -Emission deutlich besser einschränken, so dass zwischen der Emission aus einem der Knoten des *Jets* oder aus dem Kern von M 87 unterschieden werden könnte¹⁵. Die Röntgendaten des ASM-Instruments des RXTE-Satelliten (vergleiche Abbildung 7.11) können wegen der geringen räumlichen Auflösung des ASM-Detektors von $3' \times 15'$ in diesem Zusammenhang jedoch nicht zur weiteren Einschränkung des Emissionsortes genutzt werden. Beobachtungen mit dem Röntgensatelliten Chandra, der mit einer Auflösung von $0.5''$ die Struktur des *Jets* auflösen kann (vergleiche Abbildung 7.3, unten rechts), wurden in regelmäßigen Abständen in den Jahren 2003 bis 2005 durchgeführt [Harris et al. 2005]. Hierdurch lässt sich bereits ein dominanter Anteil der TeV- γ -Emission aus dem hochvariablen Knoten HST-1 ausschließen (vergleiche Abbildung 7.10). Die entsprechenden Chandra-Röntgendaten des Kerns von M 87 sind bislang erst bis zum Jahr 2003 veröffentlicht [Harris et al. 2003], so dass hier erst in Zukunft eine aussagekräftige Korrelationsstudie mit den TeV- γ -Daten durchgeführt werden kann.

Flussvariationen: Aus Kausalitätsargumenten lässt sich aus der Zeitskala τ der TeV- γ -Flussvariationen (und der Annahme eines Dopplerfaktors von $\delta \approx 1$) die örtliche Ausdehnung der Emissionsregion $R = c\delta\tau \approx c\tau$ abschätzen. Die deutlichen Flussvariationen der TeV- γ -Emission der Jahre 2003 bis 2005 würden somit mit $\tau \approx 1$ yr auf ein Emissionsgebiet dem Durchmesser von $R \approx 9.5 \cdot 10^{17}$ cm führen. Die bislang weniger signifikanten Variationen auf Zeitskalen von Tagen würden mit $\tau = 10$ d sogar auf $R = 2.6 \cdot 10^{16}$ cm $\approx 8 \cdot 10^{-3}$ pc führen, was vom Durchmesser her sogar deutlich kleiner als die örtliche Auflösungsgenauigkeit im Radiobereich in der Größenordnung von 10 pc wäre.

Energiespektrum: Das Energiespektrum von M 87 spielt hauptsächlich bei der Untersuchung der Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung eine Rolle. Hierbei können die von H·E·S·S· gemessenen Spektren der Jahre 2004 und 2005 in zukünftigen Modellierungen der spektralen Energieverteilung $E^2 dN/dE$ (SED, *Spectral Energy Distribution*) mit einbezogen werden. Abbildung 7.13 zeigt die SED von M 87, die aus den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit im GeV/TeV-Bereich und Messungen in anderen Energiebereichen aus

¹⁵Flusskorrelationen der verschiedenen Energiebereiche werden beispielsweise im SSC-Modell (vergleiche Abschnitt 7.4.1) erwartet, in dem die Synchrotronstrahlung (Radio- bis Röntgenbereich) und die inverse Comptonstreuung (TeV- γ -Bereich) aus derselben hochenergetischen Elektronenpopulation resultieren.

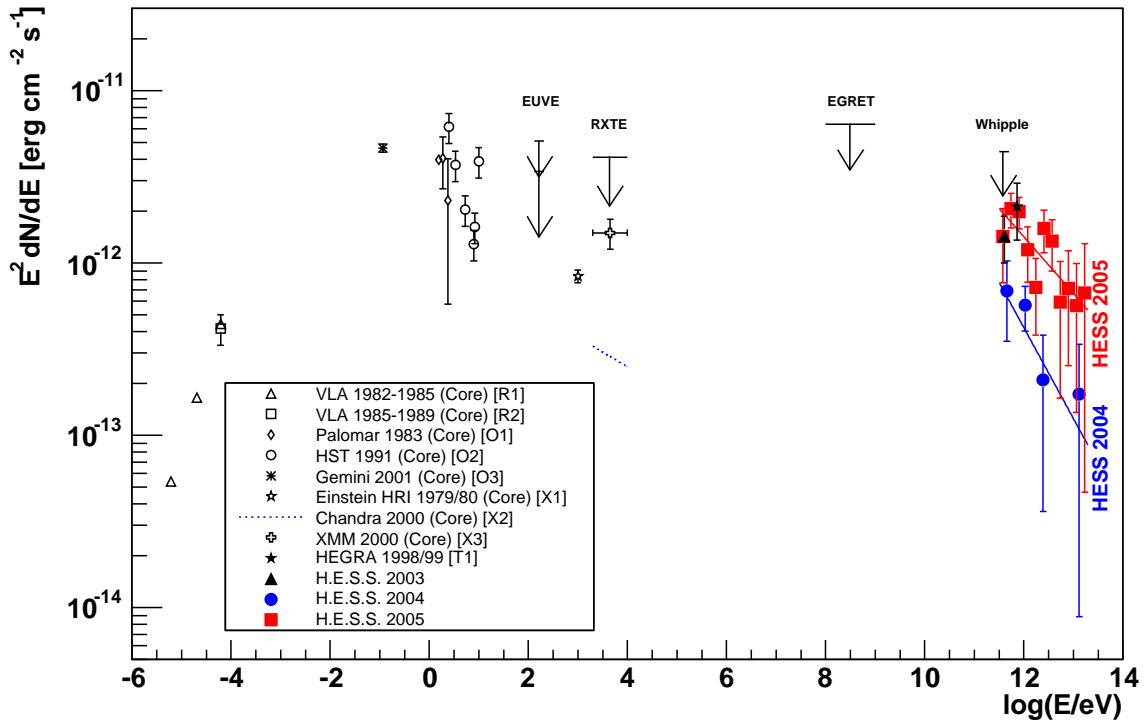


Abbildung 7.13: Spektrale Energieverteilung $E^2 dN/dE$ von M 87. Dargestellt ist das aus den H.E.S.S.-Messungen erhaltene Spektrum für die Jahre 2004 und 2005. Die entsprechenden Anpassungen des Potenzgesetzes sind ebenfalls gezeigt. Die in der Legende in eckigen Klammern aufgeführten Kürzel geben die Quellen der Flusspunkte der anderen Energiebereiche an. Radiobereich: R1 [Biretta et al. 1999], R2 [Sparks et al. 1996]; infrarot/optischer Bereich: O1 [Biretta et al. 1999], O2 [Sparks et al. 1996], O3 [Perlman et al. 2001]; Röntgenbereich: X1 [Biretta et al. 1999], X2 [Wilson & Yang 2002, Marshall et al. 2002], X3 [Böhringer et al. 2001]; TeV-Bereich: T1 [Aharonian et al. 2003]. Die oberen Flussgrenzen entstammen aus: EUVE (~ 1999) [Berghöfer et al. 2000], RXTE (1997/1998, Annahme: $\Gamma = 2$) [Reynolds et al. 1999], EGRET (1991-1993) [Sreekumar et al. 1996] und Whipple (2000-2003) [Le Bohec et al. 2004].

der Kernregion von M 87 zusammengestellt ist. Die klaren Anzeichen der Fluss-Variabilität im TeV- γ -Bereich, wie auch in anderen Energiebereichen (Kern und HST-1) machen hierbei jedoch deutlich, dass die detaillierte Untersuchung der SED nur im Falle von zeitgleichen Messungen der verschiedenen Energiebereiche zu verlässlichen Aussagen führt.

Absorptionseffekte am extragalaktischen Hintergrundlicht: Der geringe Abstand von M 87 zur Erde von etwa 16 Mpc führt dazu, dass das intrinsische Spektrum im Gegensatz zu weiter entfernten Objekten nicht signifikant durch energieabhängige Absorptionseffekte durch Paarbildung $\gamma_{\text{TeV}} + \gamma_{\text{EBL}} \rightarrow e^+e^-$ am extragalaktischen Photonenfeld verfälscht wird [Hauser & Dwek 2001]. Bei den Energiespektren der bislang im TeV- γ -Bereich nachgewiesenen, weiter entfernter liegenden *Blazaren* können diese Effekte nicht vernachlässigt werden.

sigt¹⁶ werden [Aharonian et al. 2006a]. Bei einer 16 Mpc entfernt gelegenen Quelle beginnen die Absorptionseffekte – abhängig von der genauen Form der spektralen Energieverteilung des extragalaktischen Hintergrundstrahlungsfeldes – erst ab Energien von etwa 30 TeV eine Rolle zu spielen. M 87 ist somit der bislang einzige TeV- γ -emittierende AGN mit einem intrinsisch¹⁷ gemessenen Spektrum im GeV/TeV-Energiebereich, so dass dieser Quelle insbesondere im Zusammenhang der oft diskutierten Vereinheitlichungstheorie der FR-I-Galaxien und *Blazare* [Urry & Padovani 1995] eine wichtige Rolle zufällt.

In den folgenden Abschnitten sollen verschiedene theoretische Modelle zur TeV- γ -Emission von M 87 mit den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen der H·E·S·S.-Beobachtungen verglichen und bewertet werden. Die Modelle basieren hierbei zum Teil auf generellen Vorhersagen und zum anderen Teil auf den bereits von HEGRA [Aharonian et al. 2003, Götting et al. 2004] und H·E·S·S· [Beilicke et al. 2005b] veröffentlichten Ergebnissen der TeV- γ -Emission von M 87.

7.4.1 Leptonische Modelle

In den meisten leptonischen Modellen zur Erzeugung der TeV- γ -Strahlung bewegen sich hochenergetische Elektronen in einem Magnet- und Strahlungsfeld. Hierbei kommt es zur Synchrotronemission ($dE_e/dt \propto E_e^2$) im Radio- bis Röntgenbereich, sowie durch inverse Comptonstreuung (IC) eines Photonenfeldes an den Elektronen zur Emission hochenergetischer γ -Strahlung im GeV/TeV-Bereich. Dies führt zu einer charakteristischen Doppelstruktur in der SED, die in bislang allen *Blazaren* gefunden wurde, für die Messungen im hochenergetischen Energiebereich vorliegen. Die Positionen des Synchrotron- und IC-Maximums unterscheiden sich hierbei für verschiedene *Blazare*, wobei beide Positionen miteinander in Verbindung stehen. So handelt es sich bei den meisten mit EGRET nachgewiesenen *Blazaren*, die ein IC-Maximum im GeV-Bereich aufweisen, um LBLs (Synchrotronmaximum im Infrarotbereich) und bei den mit Cherenkov-Teleskopen nachgewiesenen *Blazaren* mit einem IC-Maximum im TeV-Bereich um HBLs (Synchrotronmaximum im UV- bis Röntgenbereich), vergleiche Abschnitt 7.1. Die spektrale Energieverteilung von M 87 (vergleiche Abbildung 7.13) lässt sich im Radio- bis Röntgenbereich ebenfalls durch ein Synchrotronkontinuum mit einem Maximum im UV-Bereich beschreiben und kann somit ebenfalls als HBL interpretiert werden [Bai & Lee 2001].

¹⁶Generell lässt sich die Absorption korrigieren. Dies setzt jedoch eine genaue Kenntnis der schwierig zu vermessenen spektralen Verteilung des Hintergrundlichtes im optischen und Infrarotbereich voraus.

¹⁷Absorptionseffekte an lokalen Strahlungsfeldern in unmittelbarer Umgebung der Orte der TeV- γ -Erzeugung in M 87 können nicht ausgeschlossen werden (vergleiche Abschnitt 7.4.3). Als intrinsisch soll daher in diesem Zusammenhang ein Spektrum bezeichnet werden, wie es in unmittelbarer Umgebung von M 87 gemessen würde.

Synchrotron-Self-Compton-Modell für den Zentralbereich des Jets

Das gängigste Modell, mit dem sich die meisten bislang gemessenen TeV- γ -Blazare beschreiben lassen, ist das *Synchrotron-Self-Compton-Modell* (SSC). Hinsichtlich der AGN-Vereinheitlichungstheorie (vergleiche Abschnitt 7.1), in deren Rahmen auch M 87 als BL-Lac-Objekt (unter größerem Winkel betrachtet) interpretiert wird [Tsvetanov et al. 1998], kann das SSC-Modell auch auf M 87 angewandt werden [Bai & Lee 2001].

Im SSC-Modell findet die inverse Comptonstreuung der hochenergetischen Elektronenpopulation an den zuvor erzeugten Synchrotronphotonen statt. Die homogene, sphärisch angenommene Emissionsregion – man spricht auch vom homogenen oder Ein-Zonen-SSC-Modell – bewegt sich hierbei mit relativistischen Geschwindigkeiten entlang des *Jets*. Neben dem Radius der Emissionsregion R sind das Magnetfeld B , der Dopplerfaktor δ und die Form des Elektronenspektrums die charakteristischen Parameter dieses Modells. Die Frequenzen ν_s des Synchrotronmaximums und ν_{ic} des IC-Maximums stehen über $\nu_{ic}/\nu_s \propto \gamma_{\text{peak}}^2$ in Verbindung, wobei γ_{peak} die charakteristische Elektronen-Energie ist. Für die bislang nachgewiesenen GeV/TeV- γ -Blazare kann experimentell $\nu_{ic}/\nu_s \approx 10^{8\pm 1}$ festgestellt werden [Bai & Lee 2001]. Ferner sind die Energieflüsse im Synchrotronkanal vergleichbar mit denen im IC-Kanal, wobei beide Komponenten eine ähnliche spektrale Form aufweisen. Somit lassen sich aus der Synchrotronkomponente ohne eine Modellierung der SED empirische Vorhersagen für die IC-Komponente treffen. Für M 87 kann somit ein IC-Maximum im Bereich von 0.1 TeV und ein Energiefluss im hohen Flusszustand von $F(0.25 - 30 \text{ TeV}) \approx 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vorhergesagt werden [Bai & Lee 2001].

In den H·E·S·S-Daten weist M 87 im Jahre 2005 den höchsten, bislang gemessenen Flusszustand im TeV- γ -Bereich auf. Aus der Beschreibung des Energiespektrums durch ein Potenzgesetz (vergleiche Abbildung 7.9) lässt sich somit der Energiefluss im Bereich von 0.25 – 30 TeV zu $(2.36 \pm 0.38) \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ berechnen¹⁸. Beachtet man die offenkundigen Variationen des TeV- γ -Flusses im Jahre 2005 (vergleiche Abbildung 7.10), so ergeben sich Energieflüsse bis in den Bereich von $\approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, was von der Größenordnung mit den groben Vorhersagen von Bai & Lee (2001) übereinstimmt.

Georganopoulos et al. (2005) hingegen leiten aus einer im April bis Mai 2003 (nahezu) simultan gemessenen SED der Kernregion von M 87 unter Zuhilfenahme des homogenen SSC-Modells eine Position des IC-Maximums bei $\nu_{IC} \leq 10^{23} \text{ Hz}$ (0.4 GeV) ab. Da dies im Widerspruch zu den bereits veröffentlichten H·E·S·S-Daten aus dem Frühjahr 2003 [Beilicke et al. 2005b] steht, schließen Georganopoulos et al. (2005) das homogene SSC-Modell für M 87 aus und motivieren stattdessen die Anwendung des im folgenden Abschnitt diskutierten *Upscatter-Compton-Modells*.

¹⁸Das tatsächlich gemessene Spektrum deckt einen etwas geringeren Energiebereich von 0.3 – 20 TeV ab. Für den Vergleich mit den Vorhersagen von [Bai & Lee 2001] wird daher angenommen, dass die Beschreibung durch das angepasste Potenzgesetz bis in den Bereich von 0.25 – 30 TeV gültig ist.

Upscatter-Compton-Modell für den Zentralbereich des Jets

Die Erklärung der SEDs der bislang nachgewiesenen TeV- γ -emittierenden *Blazare* im Rahmen des SSC-Modells erfordert generell hohe Dopplerfaktoren $\delta \approx 50$ des sich relativistisch bewegenden Emissionsgebietes [Georganopoulos et al. 2003]. In FR-I-Radiogalaxien konnten aus der Beobachtung superluminaler Bewegung (vergleiche Abbildung 7.4) bislang keine Dopplerfaktoren dieser Größenordnung abgeleitet werden, so auch nicht für M 87. Die mittleren Lorentzfaktoren von relativistischen *Jets* wurden für FR-I-Galaxien auf einen Bereich von $\Gamma \approx 3 - 5$ bestimmt. Dies steht – im Rahmen der Vereinheitlichungstheorie [Urry & Padovani 1995] auf die *Blazare* übertragen – im Widerspruch zum (homogenen) SSC-Modell. Höhere Lorentzfaktoren in *Blazaren* führten auf der anderen Seite im Rahmen der Vereinheitlichungstheorie zu Widersprüchen in der beobachteten Leuchtkraft von FR-I-Galaxien, die selbst bei $\Gamma \approx 15$ in *Blazaren* um einige Größenordnungen niedriger sein müsste, als im Mittel beobachtet.

Georganopoulos et al. (2003) schlagen daher das Modell der so genannten *Upstream-Compton-Streuung* (UC) zur Erklärung der TeV- γ -Emission vor, in dem keine derartig hohen Lorentzfaktoren benötigt werden. Die hochenergetische Elektronenpopulation wird hier in einen Plasmafluss injiziert, der sich vom Ansatz des innersten *Jets* mit zunehmendem Abstand r von der Zentralregion verlangsamt. Hierbei seien r_i und r_a die Abstände einer inneren bzw. einer weiter außen liegenden Region im *Jet*, der sich entsprechend mit Lorentzfaktoren $\Gamma_i > \Gamma_a$ bewegt. Das Synchrotronspektrum ist an r_a zu kleineren Energien verschoben, als das an r_i mit einem gleichzeitig geringeren *Beaming*-Winkel. Die Elektronen an r_i streuen nicht nur die in dieser Region erzeugten Synchrotronphotonen (SSC-Komponente), sondern ebenfalls die an r_a erzeugten Photonen, deren Energiedichte ϵ_a (mit $\epsilon_a < \epsilon_i$) um Γ_{rel}^2 (mit $\Gamma_{\text{rel}} = \Gamma_i - \Gamma_a$) erhöht ist. Dies führt im Vergleich zum homogenen SSC-Modell (auch mit generell geringeren Lorentzfaktoren von $\Gamma_i \approx 15$ und $\Gamma_a \approx 5$) zu einer Verschiebung des IC-Maximums zu höheren Energien [Georganopoulos et al. 2003]. Die Strahlungscharakteristik der inversen Compton-Streuung ist in diesem Modell generell stärker vom Beobachtungswinkel θ abhängig als die der Synchrotronstrahlung. Ein interessanter Aspekt zur möglichen Unterscheidbarkeit zwischen SSC- und UC-Modell ist die zeitliche Korrelation zwischen der Synchrotron- und IC-Emission, die im Fall des UC-Modells linear und im Falle des SSC-Modells quadratisch erwartet wird [Georganopoulos et al. 2003].

Basierend auf den bereits teilweise veröffentlichten H·E·S·S.-Ergebnissen der TeV- γ -Emission von M 87 [Beilicke et al. 2005b] modellieren Georganopoulos et al. (2005) die SED des Kerns von M 87 im UC-Modell, nachdem aus Variabilitätsüberlegungen die Erzeugung der TeV- γ -Emission in den beiden röntgenhellsten Knoten (HST-1 und Knoten A) des *Jets* ausgeschlossen wurde¹⁹. Die anhand einer zeitgleich bestimmten SED (die auch die H·E·S·S.-Daten des Jahres 2003 beinhaltet) durchgeführte Modellierung des UC-Modells ist in Ab-

¹⁹Beim Vergleich der von HEGRA und H·E·S·S. gemessenen TeV- γ -Emission deutet sich auch ohne die noch nicht veröffentlichten H·E·S·S.-Daten des Jahres 2005 bereits eine zeitliche Variabilität des Flusses auf Zeitskalen von Jahren an [Beilicke et al. 2005b]. Der Knoten A kommt mit seinen Ausmaßen von $1'' \times 0.7''$ (80×55 pc) daher nicht als Emissionsgebiet in Frage und zeigt auch in anderen Energiebereichen keine Anzeichen auf Variabilität $> 20\%$. Der Knoten HST-1 zeigt im Gegensatz hierzu deutliche Variationen des optischen

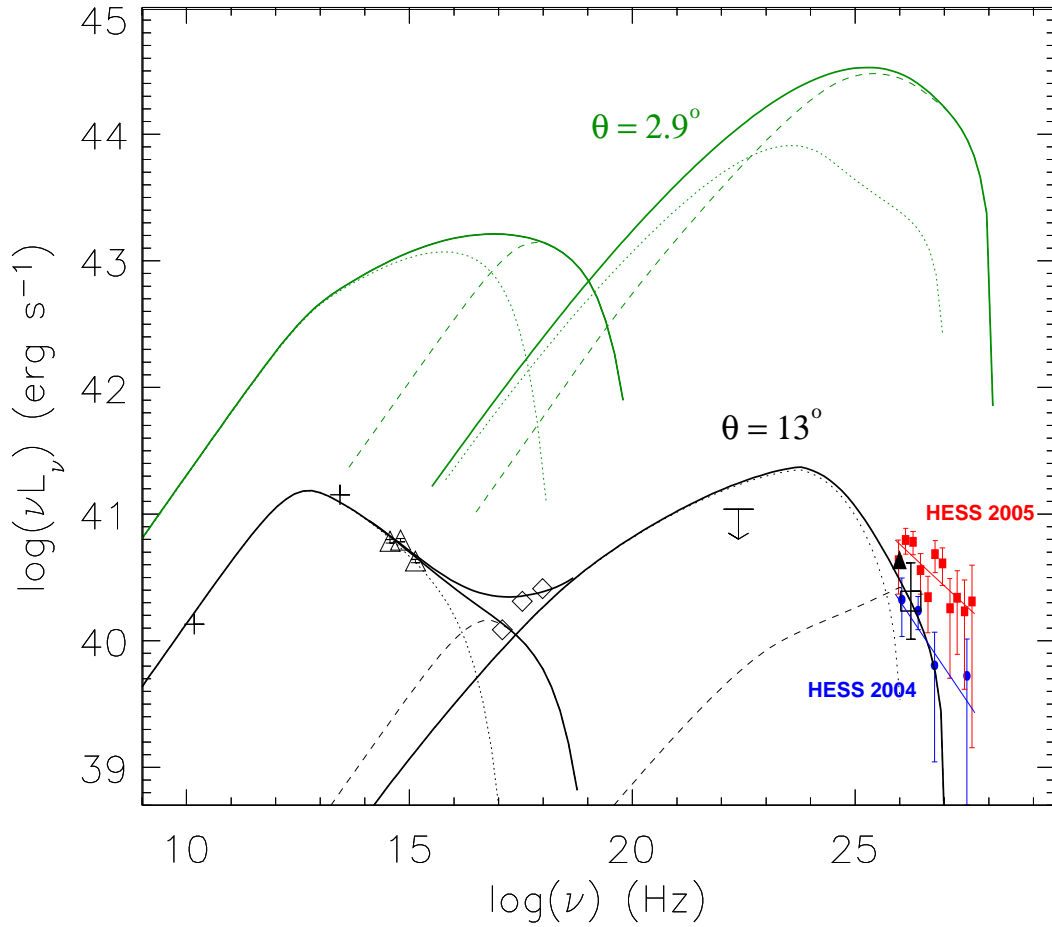


Abbildung 7.14: Spektrale Energieverteilung des Kerns von M 87. Die durchgezogenen Linien zeigen den Verlauf im UC-Modell [Georganopoulos et al. 2005] unter Berücksichtigung des von H.E.S.S. gemessenen TeV- γ -Flusspunktes aus dem Jahre 2003 [Beilicke et al. 2005b]. Die Parameter der Kurve sind: Jet-Winkel $\theta = 13^\circ$, $\Gamma_i = 20$, $\Gamma_a = 5$ (über einen räumlichen Abstand von $\Delta x = 3 \cdot 10^{16}$ cm mit $\Gamma(x) \propto x^{-2}$), Gesamtenergiefluss des Jets $L_{\text{jet}} = 2.2 \cdot 10^{44}$ erg/s und ein Magnetfeld von $B = 0.015$ G. Die Energieverteilung der injizierten Elektronen wurde durch ein Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\alpha}$ mit einem Spektralindex von $\alpha = 2$ angenommen. Die nach verschiedenen Regionen des Jets aufgeschlüsselte Emission ist ebenfalls gezeigt: Innerstes Fünftel (gestrichelte Linie) und restlicher Teil (gepunktete Linie). Die ebenfalls gezeigten, bislang noch nicht veröffentlichten H.E.S.S.-Spektren der Jahre 2004 und 2005 sind nicht in die gezeigte Modellierung eingegangen. Die oberen Kurven zeigen dieselbe Modellierung des Flusses, wie er bei einem Winkel von $\theta = 2.9^\circ$ gesehen würde.

bildung 7.14 gezeigt. Die ebenfalls in Abbildung 7.14 gezeigten (jedoch noch nicht veröffentlichten) H.E.S.S.-Ergebnisse aus den Jahren 2004 und 2005 sind nicht Teil dieser Modellierung, werden aber insbesondere wegen der genauer bestimmten spektralen Form einen

und Röntgenflusses (vergleiche Abbildung 7.5, links), die aber offenbar nicht mit dem TeV- γ -Fluss korreliert sind [Georganopoulos et al. 2005], vergleiche auch Abbildung 7.10.

wichtigen Beitrag bei der zukünftigen Bestimmung von Modellparametern leisten können. Insbesondere Im Fall von M 87, wo der Dopplerfaktor des *Jets* aus der Beobachtung superluminaler Beobachtungen auf einen Bereich von $\delta \approx 1 - 3$ eingeschränkt wurde, kann daher aus diesen und zukünftigen TeV- γ -Beobachtungen eine Unterscheidung zwischen SSC- und UC-Modell vorgenommen werden, die auch für die Interpretation der Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung in *Blazaren* eine wichtige Rolle spielt.

Inverse Compton-Emission aus Knoten des kpc-*Jets*

Die Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen im zuvor erwähnten SSC- bzw. UC-Modell findet in den innersten, örtlich (experimentell) nicht aufgelösten Regionen des *Jets* auf Skalen von einigen pc statt. Die gemessene Röntgenemission entlang des kpc-*Jets* (vergleiche Abschnitt 7.2.2) und die dafür erforderliche, hochenergetische Elektronenpopulation lässt den Schluss zu, dass auch auf größeren Skalen die Bedingungen zur Erzeugung hochenergetischer γ -Photonen durch inverse Comptonstreuung gegeben sind. Stawarz et al. (2003) betrachten hierbei die inverse Comptonstreuung an verschiedenen Photonenfeldern, wie denen der hellen Kernregion, des Sternen- und Staublichts der Galaxie von M 87, der kosmischen Hintergrundstrahlung, sowie analog zum SSC-Modell der von der Elektronenpopulation im Magnetfeld des *Jets* erzeugten Synchrotronstrahlung. Von den nahegelegenen Radiogalaxien M 87 (und auch Cen A) werden in diesem Szenario γ -Photonen bis in den GeV/TeV-Bereich aus den *Jet*-Regionen erwartet. Stawarz et al. (2003) interpretieren die von HEGRA berichtete TeV- γ -Strahlung [Aharonian et al. 2003] durch den im Röntgenbereich hellen Knoten A des *Jets*, der sich $12.4''$ vom Kern entfernt befindet, vergleiche Abbildung 7.3, rechts unten. Diese Erklärung scheint aber aufgrund der inzwischen deutlichen Anzeichen variabler TeV- γ -Emission nicht mehr plausibel, da entsprechende Variationen im Röntgenbereich von diesem Knoten nicht beobachtet werden konnten und wegen der Ausdehnung des Knotens auch nicht auf diesen Zeitskalen erwartet werden.

In umgekehrter Weise kann durch obere Flussgrenzen im TeV- γ -Bereich das Magnetfeld eines Knotens eingeschränkt werden [Stawarz et al. 2005]: Aus der Synchrotronemission eines Knotens im Radio- bis Röntgenbereich lässt sich die zugrundeliegende, hochenergetische Elektronenpopulation abschätzen. Aus dieser lässt sich dann in Abhängigkeit des *Jet*-Winkels θ , dem Lorentzfaktor Γ und dem Magnetfeld B die aus der inversen Comptonstreuung an den Synchrotronphotonen im *Jet* sowie dem Photonenfeld des Sternlichts der *Host*-Galaxie erwartete SED im hochenergetischen γ -Bereich berechnen [Stawarz et al. 2005]. Dies ist für den Knoten A für verschiedene Magnetfelder in Abbildung 7.15 (oben) zusammen mit den H·E·S·S.-Daten der Jahre 2004 und 2005 gezeigt. Die Werte des *Jet*-Winkels ($20^\circ - 40^\circ$) und des Lorentzfaktors $\Gamma = 2 - 5$ sind für M 87 aus unterschiedlichen Messungen eingeschränkt. Das Magnetfeld ist hingegen weitestgehend unbekannt und spielt insbesondere bei den Mechanismen der Kollimation eines Plasma-*Jets* auf großen Distanzen eine wichtige Rolle.

Basierend auf den bereits veröffentlichten H·E·S·S.-Daten der Jahre 2003 und 2004 von M 87 [Beilicke et al. 2005b] schätzen Stawarz et al. (2005) aus den integralen GeV/TeV- γ -

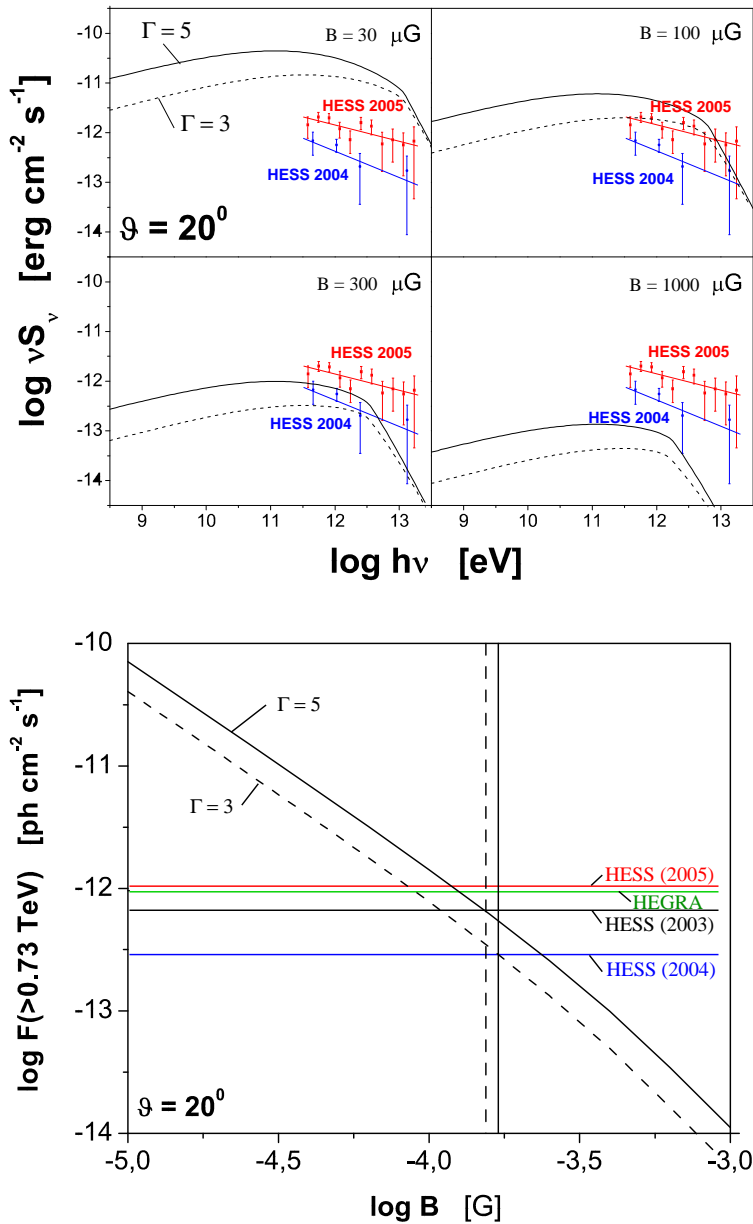


Abbildung 7.15: Oben: Hochenergetischer Bereich der SED des Knotens A im IC-Modell für einen *Jet*-Winkel von $\theta = 20^\circ$ und verschiedene Lorentzfaktoren Γ und Magnetfelder B [Stawarz et al. 2005]. Die von H.E.S.S. in den Jahren 2004 und 2005 gemessenen Spektren sind ebenfalls gezeigt, gingen jedoch nicht in die Modellierung ein. **Unten:** Abhängigkeit des integralen Photonflusses der IC-Emission im Knoten A vom Magnetfeld B für zwei verschiedene Lorentzfaktoren Γ des *Jets*. Die horizontalen Linien zeigen die integralen Photonflüsse aus den Jahren 2003 bis 2005 der H.E.S.S.-Beobachtungen, sowie der HEGRA-Beobachtung aus den Jahren 1998/99. Aus diesen lässt sich in der Interpretation als obere Flussgrenze jeweils eine Untergrenze des Magnetfeldes ableiten. Die vertikalen Linien entsprechen hierbei dem Gleichgewichtszustand der Energiedichte des Magnetfeldes B_{eq} und der relativistischen Elektronenpopulation.

Flüssen die untere Grenze des Magnetfeldes im Knoten A ab, siehe Abbildung 7.15, unten. Die GeV/TeV-Flüsse, die aus der gesamten, nicht näher aufgelösten Region von M 87 gemessen wurden, werden hierbei als obere Flussgrenzen des Knotens A interpretiert. Geringere GeV/TeV-Flüsse führen zu größeren Magnetfeldern. In dieser Betrachtung kann das Magnetfeld des *Jets* im Knoten A aus dem niedrigsten TeV- γ -Flussniveau im Jahre 2004 auf $B > 300 \mu\text{G} \geq B_{\text{eq}}$ eingeschränkt werden, wobei B_{eq} das Magnetfeld ist, dessen Energiedichte derjenigen der relativistischen Elektronenpopulation entspricht [Stawarz et al. 2005]. Mit dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelten Energiespektrum von M 87 aus

dem Jahre 2004 lässt sich im Gegensatz zur alleinigen Verwendung des integralen Flusspunktes [Stawarz et al. 2005] das Magnetfeld einzelner Knoten möglicherweise noch weiter einschränken.

7.4.2 Hadronische Modelle

Synchrotron-Proton-Blazar-Modell

Im Synchrotron-Proton-Blazar-Modell (SPB) spielen neben leptonischen Wechselwirkungen vor allem die Reaktionen hochenergetischer Protonen mit Photonen sowie die Synchrotronstrahlung von Protonen eine wichtige Rolle [Mücke & Protheroe 2001]. Grundannahme des SPB-Modells ist die gleichzeitige Fermi-Beschleunigung von Elektronen und Protonen in derselben Schockfront. Diese hochenergetischen Teilchenpopulationen werden in ein sphärisches Emissionsgebiet injiziert. Hierbei wird angenommen, dass die Emissionsregion im inneren Bereich des Plasma-*Jets* nahe am schwarzen Loch lokalisiert ist, wo entsprechend hohe, zur Beschleunigung der Protonen notwendige Magnetfelder erwartet werden. Die Elektronen erzeugen im Magnetfeld ein Synchrotronstrahlungsfeld, das die SED im Radio- bis Röntgenbereich dominiert. In Wechselwirkungen der hochenergetischen Protonen mit diesem Synchrotronstrahlungsfeld kommt es zur Pionenerzeugung ($p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$, $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$) und anschließendem Zerfall sowie zur Bethe-Heitler-Paarproduktion ($p + \gamma \rightarrow p + e^+e^-$). Die Elektronen, Müonen, geladenen Pionen und Protonen emittieren im Magnetfeld Synchrotronstrahlung, die im sehr hochenergetischen Energiebereich durch den Protonen- und Müonenanteil dominiert wird. Auch der Prozess der Paarabsorption $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ wird im SPB-Modell berücksichtigt. In den Simulationen zeigt sich, dass im Gegensatz zu leptonischen Modellen die inverse Comptonstreuung hochenergetischer Elektronen an Synchrotronphotonen vernachlässigt werden kann [Mücke & Protheroe 2001].

Die maximal emittierte Photonenenergie im GeV/TeV-Bereich hängt von der maximalen Protonenenergie ab, die wiederum durch die Energieverluste der Photo-Pion-Produktion beschränkt ist. Deren Effizienz wiederum nimmt mit einer höheren Dichte des Synchrotronstrahlungsfeldes zu. Wie auch im Fall der leptonischen Modelle wird somit eine zeitliche Korrelation zwischen niederenergetischem Synchrotronfluss (Radio- bis Röntgenbereich) und dem hochenergetischen GeV/TeV- γ -Fluss erwartet. Die Zeitskalen des für die TeV- γ -Emission verantwortlichen Energieverlustes sind durch hadronische Prozesse bestimmt, die größer als die Synchrotronzeitskalen sind. Somit wird eine entsprechende Verzögerung des TeV- γ -Flusses relativ zum Synchrotronfluss im Radio- bis Röntgenbereich erwartet.

Im SPB-Modell entstehen beim Zerfall der geladenen Pionen über $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, sowie $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ auch hochenergetische Neutrinos. Deren erwarteter Fluss, der zur eindeutigen Unterscheidung von leptonischen Modellen genutzt werden könnte, liegt jedoch unter der Nachweis-Sensitivität zukünftiger Neutrino-Detektoren. Über die in den Reaktionen der Art $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$ entstehenden, hochenergetischen Neutronen, die das Emissionsgebiet vor ihrem Zerfall in Protonen verlassen haben, kann im SPB-Modell ferner ein Beitrag

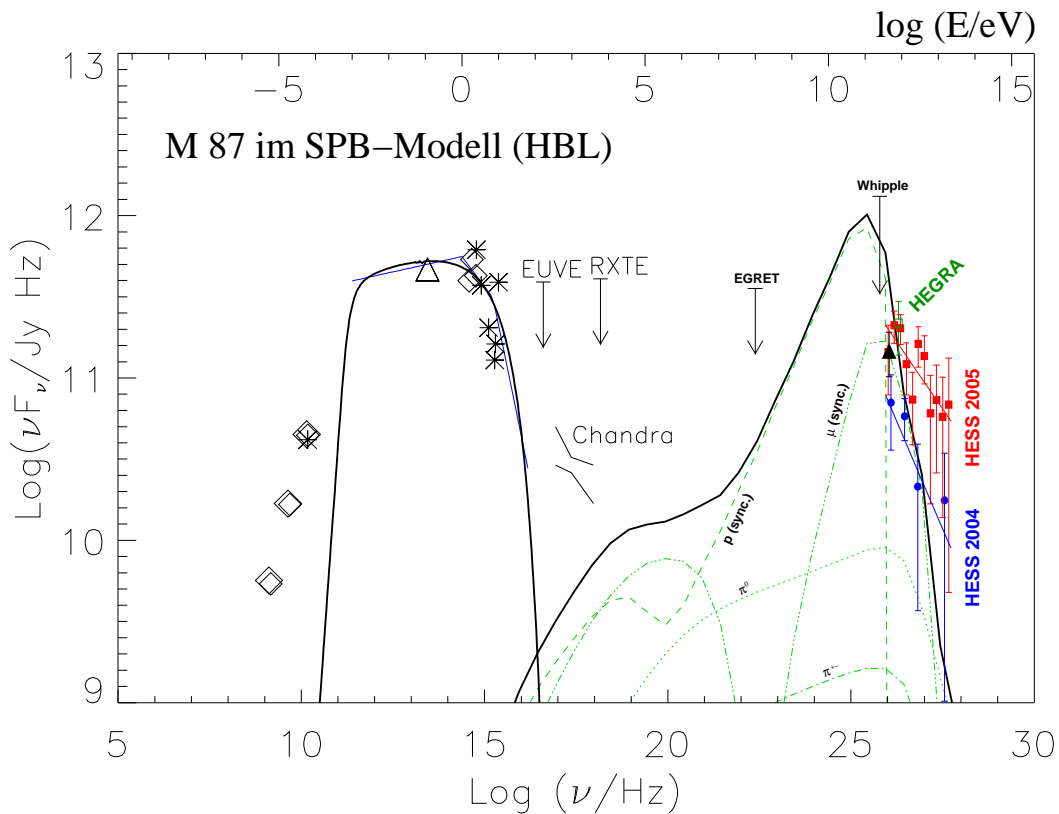


Abbildung 7.16: Modellierung der (nicht simultanen) SED des Kerns von M 87 im SPB-Modell unter Einbeziehung des HEGRA-Flusspunktes [Reimer et al. 2004]. Die SED wird hierbei im Radio- bis Röntgenbereich als HBL mit einem einfach gebrochenen Potenzgesetz modelliert. Die Anteile der Proton- und Müon-Synchrotronstrahlung, sowie der Pionenkaskaden ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, sowie elektromagnetische Kaskaden aus dem Zerfall geladener Pionen) an der photonischen SED im GeV/TeV-Bereich sind ebenfalls aufgeschlüsselt. In der Modellierung wurde ein Magnetfeld von $B = 30$ G, ein Dopplerfaktor von $\delta = 2$, die Größe des Emissionsgebietes von $R = 2 \cdot 10^{15}$ cm, ein maximaler Lorentzfaktor der hochenergetischen Protonen von $\gamma'_{p,max} = 3 \cdot 10^{10}$ und eine Gesamtlichtkraft des Jets von $L_{jet} \approx 2.5 \cdot 10^{43}$ erg/s verwendet. Die Resultate der H.E.S.S.-Beobachtungen der Jahre 2004 und 2005 sind ebenfalls gezeigt, gingen aber nicht in die Modellierung ein.

von M 87 zur geladenen kosmischen Strahlung der höchsten Energien (UHECR, *Ultra High Energy Cosmic Ray*) erwartet werden [Protheroe et al. 2003].

Die Abbildungen 7.16 und 7.17 zeigen die theoretischen Verläufe des SPB-Modells für M 87 unter Einbeziehung des HEGRA-Flusspunktes in die Modellierung [Reimer et al. 2004]. Hierbei wird M 87 entweder als HBL (Abbildung 7.16) oder LBL (Abbildung 7.17) angesehen (vergleiche Abschnitt 7.1.1), was zu Unterschieden in der modellierten Synchrotronemission – und somit auch in der TeV- γ -Emission – führt. Im HBL-Fall ist die Emission im hochenergetischen Bereich durch Proton-Synchrotronstrahlung dominiert, im LBL-Fall dagegen durch die Müonen-Synchrotronstrahlung.

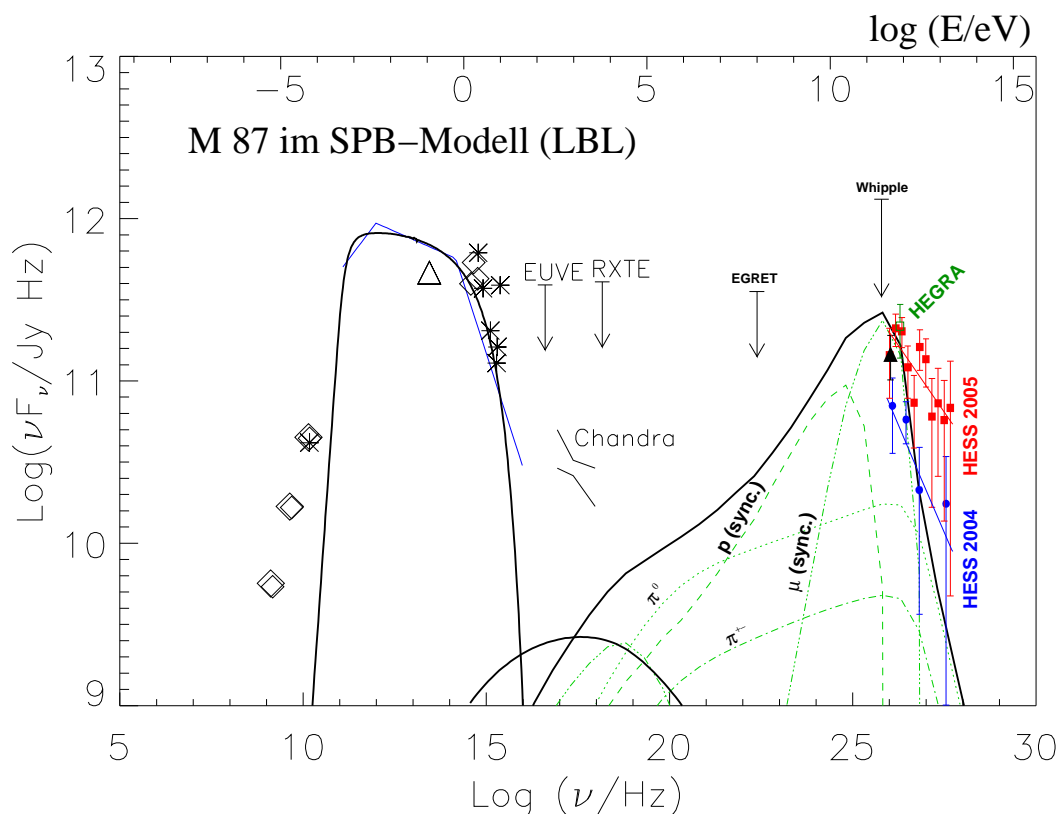


Abbildung 7.17: Modellierung der (nicht simultanen) SED des Kerns von M 87 im SPB-Modell, vergleiche Abbildung 7.16. Die SED wird hierbei im Radio- bis Röntgenbereich als LBL mit einem doppelt gebrochenen Potenzgesetz modelliert. In der Modellierung wurde ein Magnetfeld von $B = 5$ G, ein Dopplerfaktor von $\delta = 1.5$, die Größe des Emissionsgebietes von $R = 2 \cdot 10^{16}$ cm (0.01 pc), ein maximaler Lorentzfaktor der hochenergetischen Protonen von $\gamma'_{p,\max} = 4 \cdot 10^{10}$ und eine Gesamtleuchtkraft des *Jets* von $L_{\text{jet}} \approx 9 \cdot 10^{43}$ erg/s verwendet.

Die mit H.E.S.S. gemessenen Energiespektren aus den Jahren 2004 und 2005 sind ebenfalls in den Abbildungen 7.16 und 7.17 gezeigt. Das SPB-Modell steht hierbei mit seinen Vorhersagen eines im GeV/TeV-Bereich stark abfallenden Photonenspektrums im Widerspruch zu den gemessenen, harten Energiespektren mit Photon-Indizes von $\Gamma = 2.5 \pm 0.3$ im Jahre 2004 und insbesondere $\Gamma = 2.3 \pm 0.1$ im Jahre 2005. Der Unterschied ist insbesondere im Falle der Modellierung eines HBL signifikant, so dass die uneingeschränkte Gültigkeit des SPB-Modells in diesem Fall nicht bestätigt werden kann. Es muss jedoch angemerkt werden, dass die in den Abbildungen 7.16 und 7.17 gezeigten SEDs aus nicht simultan gemessenen Daten zusammengetragen sind²⁰. Ferner wurden die Energiespektren der H.E.S.S.-Messungen bislang noch nicht in die Modellierung mit einbezogen, durch entsprechende Anpassungen der Modellparameter kann eine bessere Übereinstimmung möglich sein.

²⁰Flussvariationen des Kernbereichs von M 87 im optischen [Perlman et al. 2003] und Röntgenbereich [Harris et al. 1997] mit Faktoren > 2 konnten bislang nachgewiesen werden. Variationen ähnlicher Größenordnung deuten sich auch in den H.E.S.S.-Daten im GeV/TeV-Energiebereich an.

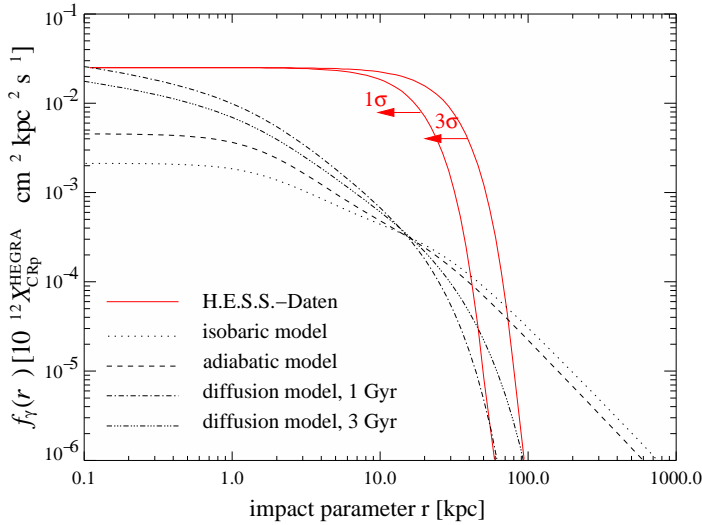


Abbildung 7.18: Radiale TeV- γ -Emissionsprofile, wie sie durch hadronische Reaktionen der kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium in M 87 erzeugt werden könnten [Pfrommer & Enßlin 2003].

Die Kurven entsprechen hierbei verschiedenen Modellen der räumlichen Verteilung der kosmischen Strahlung. Die mit den H.E.S.S.-Messungen noch verträglichen, intrinsischen Emissionsprofile (Gaußfunktion, 1σ - und 3σ -Vertrauensintervall, siehe Gleichung (7.2)) sind in skalierten Form (maximaler Modellfluss bei $r = 0.1$ kpc) ebenfalls dargestellt.

Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium in M 87

Es ist nicht bekannt, ob die von der Erde aus gemessene, lokale kosmische Strahlung in allen Galaxien dieselben Charakteristika aufweist. Unter der Annahme, dass die TeV- γ -Strahlung durch hadronische Reaktionen der kosmischen Strahlung in M 87 mit dem interstellaren Gas über den Zerfall der dabei entstehenden Pionen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ entsteht, können Rückschlüsse auf die Charakteristika der kosmischen Strahlung in M 87 gezogen werden [Pfrommer & Enßlin 2003]. Die großräumige Dichteverteilung des interstellaren Gases in M 87 wird hierbei aus Messungen der thermischen Emission im UV- und Röntgenbereich abgeschätzt. Die spektrale Form der kosmischen Strahlung wird als Potenzgesetz mit einem Spektralindex α angesetzt.

Pfrommer und Enßlin (2003) legen die HEGRA-Messungen [Aharonian et al. 2003] im TeV- γ -Bereich zugrunde. Die Energiedichte der kosmischen Strahlung in M 87 wird in diesem Szenario auf vergleichbare Werte abgeschätzt, wie sie auch in unserer Galaxie gemessen werden. Unter Einbeziehung der oberen Flussgrenze des EGRET-Teleskops im GeV-Energiebereich [Sreekumar et al. 1996] kann ferner der Spektralindex der kosmischen Strahlung in M 87 im GeV/TeV-Energiebereich auf $\alpha < 2.3$ eingeschränkt werden. Es werden weiterhin verschiedene Modelle zur räumlichen Verteilung der kosmischen Strahlung untersucht. Die entsprechenden radiale Profile der TeV- γ -Emission sind in Abbildung 7.18 gezeigt. Die intrinsischen, gaußförmigen Emissionsprofile, die im 1σ - bzw. 3σ -Vertrauensintervall mit dem Winkelprofil der H.E.S.S.-Messung verträglich sind (siehe Gleichung (7.2)), sind ebenfalls in skalierten Form dargestellt. Keines der theoretischen Profile kann hierdurch ausgeschlossen werden²¹. In der Hypothese von Pfrommer und Enßlin (2003) wird in jedem

²¹Für eine genauere Untersuchung müssten die Profile jedoch in umgekehrter Vorgehensweise mit der

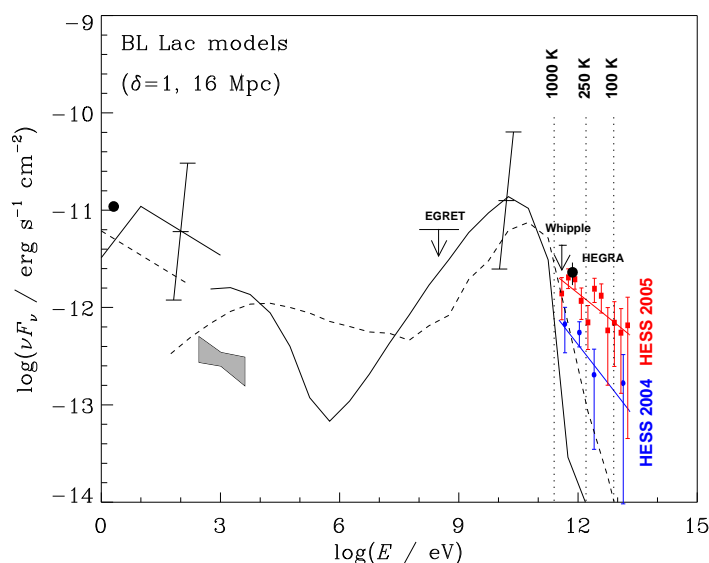


Abbildung 7.19: SED des Kerns von M 87 im hadronischen SPB-Modell für einen Dopplerfaktor von $\delta = 1$ (vergleiche Abschnitt 7.4.2). Die Abbildung entstammt aus [Donea & Protheroe 2003]. Die vertikalen Linien geben die von der Temperatur des Staubtorus abhängige Energie an, ab der es zu einer signifikanten Absorption der TeV- γ -Photonen durch Paarabsorption kommt [Donea & Protheroe 2003]. Die von H.E.S.S. gemessenen Spektren der Jahre 2004 und 2005 sind ebenfalls gezeigt.

Fall ein konstanter Photonenfluss von M 87 erwartet. Dies steht jedoch im Widerspruch zu den im Rahmen dieser Arbeit gefundenen, deutlichen Anzeichen der Variabilität, vergleiche Abbildung 7.10. Daher kann der gemessene TeV- γ -Fluss nicht (ausschließlich) durch Wechselwirkungsprozesse der kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium in M 87 erklärt werden.

7.4.3 TeV- γ -Absorption durch einen zentralen Staubtorus

Es wird vermutet, dass jeder AGN im Zentralgebiet von einem Staubtorus umgeben ist, vergleiche Abbildung 7.2. Dieser emittiert ein thermisches Strahlungsfeld mit einem Maximum im infraroten Wellenlängenbereich. Die Temperatur des Torus hängt u.a. von der Akkretionsrate des schwarzen Lochs ab, da die bei der Akkretion freiwerdende Strahlung im UV- und Röntgenbereich zur Aufheizung des Torus beiträgt. Eindeutige Anzeichen für einen Torus im Bereich > 50 pc um das schwarze Loch von M 87 konnten bislang nicht gefunden werden.

Befindet sich der Erzeugungsort der TeV- γ -Strahlung im Zentralgebiet des AGN, so kommt es durch Paarabsorption am Infrarotstrahlungsfeld eines möglicherweise vorhandenen Torus $\gamma_{\text{TeV}} + \gamma_{\text{IR}} \rightarrow e^+ + e^-$ zu einem signifikanten Abbruch des hochenergetischen Photonenpektrums [Donea & Protheroe 2003]. Die Abbruchenergie hängt hierbei von der Temperatur des Staubtorus ab. Somit ist eine indirekte Untersuchung des Staubtorus im Zentralgebiet mit Hilfe der gemessenen TeV- γ -Photonen möglich. Abbildung 7.19 zeigt die Modellierung

H.E.S.S.-Abbildungsfunktion gefaltet werden und die Qualität der entsprechenden Anpassungen an die Winkelverteilung der Überschuss-Ereignisse (siehe Abbildung 7.6) bewertet werden. Die Modellverläufe stehen jedoch nicht in analytischer Form zur Verfügung.

des hochenergetischen Teils der spektralen Energieverteilung von M 87 im hadronischen SPB-Modell, vergleiche Abschnitt 7.4.2 zusammen mit den erwarteten Abbruchenergien in Abhängigkeit der Temperatur des Staubtorus. Die TeV- γ -Erzeugung im SPB-Modell wird in einem Gebiet im inneren *Jet*-Bereich ($\ll 1$ pc) erwartet²². Die mit H·E·S·S· gemessenen Energiespektren der Jahre 2004 und 2005 sind ebenfalls in Abbildung 7.19 gezeigt. Für Temperaturen $T > 100$ K sind keine Anzeichen eines Abbruchs in den Spektren zu erkennen, so dass geschlossen werden muss, dass entweder der Staubtorus sehr kalt ist bzw. in keinem großen Ausmaß vorhanden ist, oder die TeV- γ -Emission in Bereichen außerhalb des vom Torus emittierten Infrarotstrahlungsfeldes entsteht. Generell interessant sind in diesem Zusammenhang simultane Beobachtungen im Infrarot- und GeV/TeV-Bereich, da durch den Absorptionsmechanismus eine Antikorrelation der Flüsse beider Energiebereiche erwarten wird.

7.4.4 Annihilation von Neutralinos

Neutralinos sind hypothetische supersymmetrische Teilchen [Ellis et al. 2003] und werden als Kandidaten der dunklen Materie diskutiert. Diese können sich in Form von Klumpen in einem radialen Dichteprofil in einer Galaxie ansammeln [Moore et al. 1999] und durch Annihilationsprozesse der Art $\chi + \chi \rightarrow \gamma + \gamma$ und $\chi + \chi \rightarrow Z_0 + \gamma$ und Sekundärreaktionen ein hochenergetisches Photonenspektrum erzeugen, vergleiche Abschnitt 6.5.4. Abhängig von der Masse des Neutralinos m_χ , dem Wechselwirkungsquerschnitt und dem Dichteprofil können nachweisbare Flüsse im GeV/TeV-Energiebereich erwartet werden. M 87 ist hierbei wegen seiner großen Masse im Bereich von $10^{13} M_\odot$ innerhalb von 100 kpc und der relativ geringen Entfernung ein aussichtsreicher Kandidat für den Nachweis von Neutralino-Annihilationsstrahlung extragalaktischen Ursprungs [Baltz et al. 1999].

Der von Baltz et al. (1999) abgesuchte, supersymmetrische Parameterraum führt nur für einige Sätze von Modellparametern zu einem nachweisbaren Photonenfluss. Das zu erwartende Emissionsprofil eines hinsichtlich der Nachweisbarkeit optimistischen Parametersatzes ist in Abbildung 7.20 für eine Neutralinomasse von $m_\chi = 1$ TeV gezeigt. Dieses hebt sich im gezeigten Beispiel um etwa eine Größenordnung vom hochenergetischen Photonenfluss ab, der aus der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der (baryonischen) Materie in M 87 erwartet wird, vergleiche auch Abschnitt 7.4.2. Die intrinsischen Emissionsprofile der von H·E·S·S· in den Jahren 2004 und 2005 gemessenen Flüsse sind ebenfalls gezeigt. Die Form des Emissionsprofils entspricht hierbei einer Gaußfunktion, die von der Breite noch mit der aus den Daten abgeleiteten, oberen Grenze der Ausdehnung im 1σ -Vertrauensintervall verträglich ist, siehe Gleichung (7.2).

²²Der Erzeugungsmechanismus der TeV- γ -Photonen spielt bei der Betrachtung der Paarabsorption am thermischen Photonenfeld des Staubtorus keine Rolle, so dass die Überlegungen auch für leptoniche Modelle (vergleiche Abschnitt 7.4.1) gültig sind, sofern die Erzeugung der TeV- γ -Strahlung in den inneren *Jet*-Regionen stattfindet.

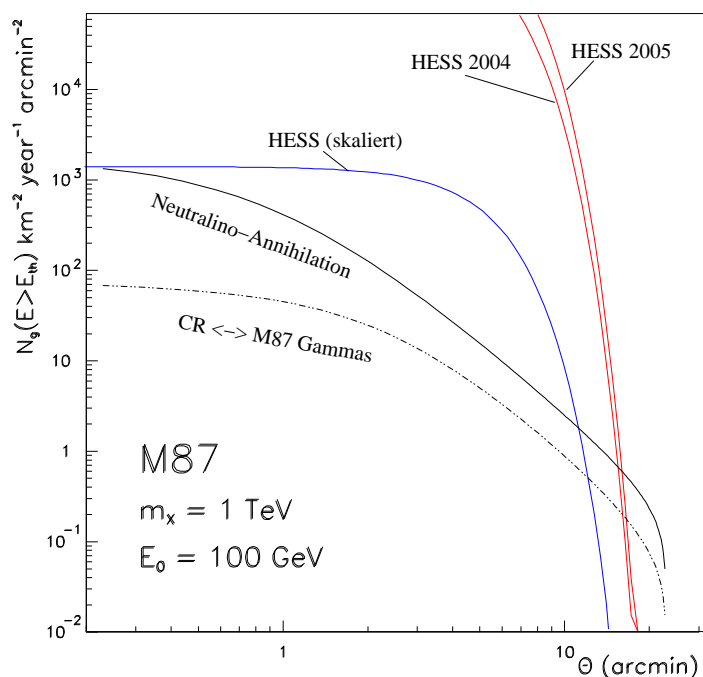


Abbildung 7.20: Photonisches Emissionsprofil für Energien oberhalb von 100 GeV, das aus der Annihilation von Neutralinos mit der Masse von $m_\chi = 1$ TeV resultiert [Baltz et al. 1999]. Ebenfalls gezeigt ist das erwartete Kontinuum aus der hadronischen Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Gas in M 87, sowie die mit der 1σ -Ausdehnung (siehe Gleichung (7.2)) kompatiblen, intrinsischen Emissionsprofile der H.E.S.S.-Messungen der Jahre 2004 und 2005. Zum direkten Vergleich der Profile wurde der von H.E.S.S. gemessene Fluss zudem entsprechend skaliert.

Die aus den H.E.S.S.-Daten ermittelten Flüsse²³ über der Grenzeenergie von 100 GeV ergeben sich entsprechend der in Abbildung 7.20 gezeigten Einheiten zu $\Phi_{2004}(E > 100 \text{ GeV}) = (1.79 \pm 0.42) \cdot 10^6 \text{ km}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ und $\Phi_{2005}(E > 100 \text{ GeV}) = (4.51 \pm 0.51) \cdot 10^6 \text{ km}^{-2} \text{ yr}^{-1}$. Diese liegen in etwa 3 Größenordnungen über den (optimistischen) Vorhersagen von Baltz et al. (1999) und haben offenkundig einen anderen Ursprung als durch die (ausschließliche) Annihilationsstrahlung von Neutralinos. Dies wird durch die deutlichen Anzeichen der Variabilität des TeV- γ -Flusses untermauert, der bei der Annihilation von Neutralinos nicht erwartet werden kann. Ein geringer, zeitlich konstanter Beitrag durch Annihilationsstrahlung zum gemessenen TeV- γ -Fluss kann dennoch nicht ausgeschlossen werden. Eine Separation anhand des radialen Emissionsprofils scheint aber nicht möglich, was beim Vergleich mit dem skalierten Emissionsprofil der H.E.S.S.-Daten mit den Vorhersagen der Neutralino-Annihilations-Strahlung in Abbildung 7.20 deutlich wird, die im Fall von M 87 auch bei erhöhter Ereignisstatistik keine Möglichkeit der räumlichen Auflösung erlauben.

7.5 Zusammenfassende Bewertung und Ausblick

Die Beobachtungen von M 87 mit H.E.S.S. wurden in den Jahren 2003 bis 2005 durchgeführt. Im gesamten Datensatz wurden 471 ± 46 γ -Ereignisse mit einer statistischen Signifikanz von 11.2σ aus der Richtung von M 87 gemessen. Nach der ersten signifikanten

²³Die Energieschwelle der H.E.S.S.-Beobachtungen für M 87 liegt im Bereich von 300 – 400 GeV. Der integrale Fluss über 100 GeV wurde aus dem differentiellen Energiespektrum unter der Annahme der Gültigkeit dieser Extrapolation errechnet.

Messung von hochenergetischer γ -Strahlung im TeV-Energiebereich durch das HEGRA-Experiment [Aharonian et al. 2003] konnte die FR-I-Radiogalaxie M 87 somit im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch das H·E·S·S-Experiment als Quelle hochenergetischer γ -Strahlung bestätigt werden. M 87 ist damit die erste, etablierte extragalaktische TeV- γ -Quelle, die nicht zur Klasse der *Blazare* gehört.

Die Verteilung der Überschussereignisse ist kompatibel mit einer Punktquelle an der Position des Kerns von M 87. Aus den oberen Grenzen der intrinsischen Ausdehnung der Emissionsregion können mit den bisherigen Daten jedoch nur die äußersten Regionen der Struktur von M 87, wie sie im Radiobereich gesehen wird, als Erzeugungsort der TeV- γ -Strahlung ausgeschlossen werden, vergleiche Abbildung 7.8.

Die Energiespektren von M 87 im GeV/TeV- γ -Bereich aus den Jahren 2004 und 2005 lassen sich jeweils durch ein Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ mit Photon-Indizes von $\Gamma = 2.52 \pm 0.33$ (2004) bzw. $\Gamma = 2.33 \pm 0.12$ (2005) beschreiben, vergleiche Abbildung 7.9. Ein Unterschied in der Steigung beider Spektren kann somit nicht festgestellt werden. Es deutet sich jedoch ein Unterschied im Niveau des Photonenflusses an. Die Energiespektren spielen bei der Bestätigung oder Widerlegung verschiedener Modelle zur TeV- γ -Erzeugung von M 87 eine wichtige Rolle. So scheint beispielsweise das hadronische SPB-Modell (vergleiche Abschnitt 7.4.2) generell Spektren mit einem steileren Abfall im TeV-Bereich vorherzusagen [Mücke & Protheroe 2001], als dies von H·E·S·S beobachtet wird. Die simultan gemessene SED des Kerns von M 87 unter Einbeziehung des von H·E·S·S gemessenen TeV- γ -Flusspunkts aus dem Frühjahr 2003 lässt sich im Vergleich zum leptonischen SSC-Modell besser durch das *Upstream-Compton*-Modell [Georganopoulos et al. 2005] beschreiben. Die von H·E·S·S gemessenen Energiespektren im GeV/TeV-Bereich sind für zukünftige Modellierung der SED generell von großer Bedeutung.

Die deutlichen Anzeichen der zeitlichen Variabilität des integralen Photonenflusses sind in den Lichtkurven in Abbildung 7.10 erkennbar und deuten sich sogar auf Zeitskalen von wenigen Tagen an. Bestätigt wird die zeitliche Variabilität durch die Ergebnisse des Kolmogorov-Tests mit entsprechenden Signifikanzen im Bereich von 4σ , vergleiche Tabelle 7.4. Aus den Zeitskalen der Variabilität lassen sich wichtige Rückschlüsse auf die Größe der Emissionsregion ziehen. Desweiteren können verschiedene Modelle zur Erklärung der TeV- γ -Emission von M 87 ausgeschlossen werden, die einen zeitlich konstanten Fluss voraussagen. Hierzu gehören beispielsweise die TeV- γ -Emission durch Annihilationsstrahlung von Neutralinos (Abschnitt 7.4.4) oder durch die hadronische Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Materie in M 87 (Abschnitt 7.4.2). Auch kann im Szenario der inversen Comptonstreuung in den Knoten des *Jets* keine Flussvariation auf Zeitskalen von Jahren oder kürzer erwartet werden. Sollte sich die Variabilität der TeV- γ -Emission auf kurzen Zeitskalen von wenigen Tagen bestätigen, so verbliebe als plausibler Erzeugungsort nur die innerste *Jet*-Region.

Die deutlichen Anzeichen von variabler TeV- γ -Emission untermauern die Notwendigkeit von zeitlich aufeinander abgestimmten Beobachtungen in den verschiedenen Energiebereichen, da ansonsten aus der Modellierung der SED keine aussagekräftigen, detaillierten Interpretationen abgeleitet werden können. In umgekehrter Weise können zeitlich aufein-

ander abgestimmte Beobachtungen zur Suche nach möglichen Flusskorrelationen zwischen den verschiedenen Energiebereichen genutzt werden. Hierdurch könnte bei einem positiven Ergebnis aus der Emission eines anderen Wellenlängenbereichs (mit einer entsprechend besseren instrumentellen Winkelauflösung) auf einen genauer bestimmten Ort der TeV- γ -Emission geschlossen werden. Signifikante Korrelationen zwischen der TeV- γ -Strahlung und dem regelmäßig vom Röntgensatelliten RXTE gemessenen ASM-Fluss konnten bislang nicht gefunden werden, vergleiche Abbildung 7.11. Die räumliche Auflösung des ASM-Detektors eignet sich mit $3' \times 15'$ in diesem Zusammenhang ohnehin nicht für eine genauere Einschränkung des TeV- γ -Emissionsortes. In den Jahren 2003 bis 2005 wurden jedoch auch mit dem Röntgen-Satelliten Chandra, mit dem die Struktur des *Jets* von M 87 aufgelöst werden kann (vergleiche Abbildung 7.3, rechts unten), Beobachtungen durchgeführt [Harris et al. 2003], die aber für den Kernbereich von M 87 bislang noch nicht vollständig veröffentlicht sind, siehe hierzu auch Abbildung 7.5. Der hochvariable Knoten HST-1, für den die Chandra-Daten schon bis zum Jahr 2005 vorliegen [Harris et al. 2005], konnte jedoch bereits schon jetzt als Erzeugungsgebiet der TeV- γ -Emission als unwahrscheinlich eingestuft werden, da sich hier keine Korrelation zwischen den Röntgen- und TeV- γ -Daten andeutet, vergleiche Abbildung 7.10. Andere Knoten des *Jets*, die im Röntgenbereich bislang keine Anzeichen auf Flussvariationen zeigen, können aus ähnlichen Gründen ebenfalls als Erzeugungsort der TeV- γ -Strahlung ausgeschlossen werden.

Wegen der geringen Distanz von M 87 zur Erde von nur 16 Mpc ist die Form des gemessenen Spektrums im GeV/TeV-Energiebereich nicht stark durch Absorption am extragalaktischen Hintergrundlicht beeinflusst. Das gemessene Spektrum von M 87 ist somit intrinsisch. Die bislang im GeV/TeV-Energiebereich nachgewiesenen *Blazare* liegen in deutlich größerer Entfernung, so dass deren Spektren entsprechende Absorptions-Signaturen aufweisen, die nur unter der genauen Kenntnis des spektralen Verlaufs des Hintergrundlichtes korrigiert werden können. M 87 kann auch im Rahmen der Vereinheitlichungstheorie von FR-I-Radiogalaxien und BL-Lac-Objekten [Urry & Padovani 1995] interpretiert werden. In diesem Zusammenhang stellte M 87 das bislang einzige Objekt dieser vereinheitlichten Klasse dar, dessen Energiespektrum keine derartigen Absorptions-Signaturen aufweist, was eine direkte Beobachtung der intrinsischen Emissionsprozesse ermöglicht und somit auch für die Interpretation der Mechanismen von TeV- γ -*Blazaren* von Bedeutung ist.

Weitere Beobachtungen von M 87 mit H.E.S.S. sind geplant. Vorangige Ziele sind die Bestätigung der Flussvariationen (insbesondere auf kurzen Zeitskalen), sowie die Suche nach Korrelationen mit Photonenflüssen in anderen Energiebereichen, wie beispielsweise dem Röntgenbereich. Wegen der Anzeichen der Flussvariationen im TeV- γ -Bereich auf kurzen Zeitskalen von einigen Tagen sind genaue Abstimmungen mit den Experimenten anderer Energiebereiche wichtig. Auch sind gemeinsame Beobachtungen mit dem MAGIC-Cherenkov-Teleskop [Cortina 2005] geplant, dessen Energieschwelle für Beobachtungen von M 87 wegen der Lage in der Nordhemisphäre im Bereich von 100 GeV liegt. Die höhere Winkelauflösung und Sensitivität der stereoskopisch betriebenen H.E.S.S.-Teleskope eignet sich jedoch in besonderem Maße zur Untersuchung von Flussvariationen auch in einem Zustand niedriger Emission von M 87.

Ein weiterer, vielversprechender Kandidat zur Emission von TeV- γ -Strahlung ist die FR-I-Radiogalaxie Cen A [Aharonian et al. 2005i], die sich in einem Abstand von nur 3.4 Mpc ($z = 0.0008$) befindet und vergleichbare Eigenschaften wie M 87 aufweist, jedoch deutlich näher ist. Die Radiostruktur von Cen A hat ein Winkelausmaß von $8^\circ \times 4^\circ$ und erlaubt somit im Vergleich zu M 87 (Durchmesser der Radiostruktur von nur $15'$) ein mit H.E.S.S. detailliert aufgelöstes Studium der großräumigen Struktur im GeV/TeV-Energiebereich. Auch Strukturen innerhalb der Host-Galaxie ($14' \times 18'$) sowie des kpc-*Jets* von Cen A könnten mit der Winkelauflösung von H.E.S.S. von etwa $6'$ im hochenergetischen Bereich untersucht werden. Auch Cen A wird analog zu M 87 als BL-Lac-Objekt diskutiert, das unter einem großen Winkel des *Jets* zur Sichtlinie ($\theta \approx 50^\circ$) gesehen wird. Cen A ist die bislang einzige, vom Gamma-Teleskop EGRET (MeV/GeV-Bereich) nachgewiesene, extragalaktische Quelle, die nicht der Klasse der *Blazare* angehört [Sreekumar et al. 1999]. Beobachtungen von Cen A mit H.E.S.S. im Jahre 2004 lieferten mit einer Dauer von bislang nur 4.2 h eine obere Flussgrenze von $I(E > 0.19 \text{ TeV}) < 5.7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Aharonian et al. 2005h]. Weitere Beobachtungen von Cen A sind insbesondere im Lichte des Nachweises von M 87 im GeV/TeV-Energiebereich vielversprechend.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Beobachtungsdaten der abbildenden Cherenkov-Teleskope des H·E·S·S.-Experiments (*High Energy Stereoscopic System*) ausgewertet, mit dem hochenergetische γ -Photonen kosmischen Ursprungs im Energiebereich von 100 GeV bis hin zu einigen 10 TeV gemessen werden. Die Auswertung der Daten führte zum Nachweis des Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883 und zur Entdeckung einer unidentifizierten TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 im gleichen Gesichtsfeld (Kapitel 6) sowie zur Etablierung der Radiogalaxie M 87 als TeV- γ -Quelle (Kapitel 7).

Nachweis von PSR B1259-63/SS 2883 und Entdeckung der unidentifizierten TeV- γ -Quelle HESS J1303-631

Den in Kapitel 6 geschilderten Untersuchungen liegen die 62.6-stündigen Beobachtungen des Doppelsternsystems PSR B1259-63/SS 2883 in den Jahren 2004 und 2005 mit H·E·S·S.-zugrunde, in denen PSR B1259-63/SS 2883 erstmalig im TeV- γ -Bereich nachgewiesen werden konnte. Die statistische Signifikanz des Ereignisüberschusses im gesamten Datensatz beträgt 16.2σ . Das Energiespektrum von PSR B1259-63/SS 2883 lässt sich durch ein Potenzgesetz mit einem Photon-Index von $\Gamma = 3.0 \pm 0.2$ beschreiben. Der integrale Photonfluss oberhalb von 380 GeV zeigt signifikante zeitliche Variationen, so dass es sich bei PSR B1259-63/SS 2883 um die erste, nachgewiesene variable TeV- γ -Quelle in unserer Galaxie handelt. Durch die unmittelbare Veröffentlichung des Nachweises von PSR B1259-63/SS 2883 im März 2004 durch H·E·S·S. konnten zeitnahe Beobachtungen verschiedener Experimente und Satelliten in anderen Wellenlängenbereichen initiiert werden, die bei der Interpretation der TeV- γ -Emission eine wichtige Rolle spielen.

Die im selben Gesichtsfeld mit einer statistischen Signifikanz $> 30 \sigma$ nahe der galaktischen Ebene entdeckte TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 zeigt den Vorteil des großen Durchmessers der Photomultiplier-Kameras der H·E·S·S.-Teleskope von etwa 5° , wodurch die Suche nach TeV- γ -Quellen in entsprechend großen Himmelsausschnitten möglich ist. Der im Gebiet

der abbildenden Cherenkov-Astronomie erstmalige Nachweis und die darauffolgenden Untersuchungen von zwei TeV- γ -Quellen (PSR B1259-63/SS 2883 und HESS J1303-631) im selben Gesichtsfeld erforderte die Berücksichtigung verschiedener, hierdurch verursachter Effekte in der Datenanalyse, die in Kapitel 4 und im Anhang A genauer untersucht wurden. Die TeV- γ -Quelle HESS J1303-631 weist eine intrinsische Ausdehnung (Breite einer eindimensionalen Gaußfunktion) von $\sigma_{\text{intr}} = (0.19 \pm 0.01)^\circ$ auf. Der integrale Photonenfluss der gesamten Emissionsregion oberhalb der Energie von 380 GeV ist zeitlich konstant und liegt im Bereich von $(17 \pm 3)\%$ des Flusses des Krebs-Nebels (der Standardkerze in der TeV- γ -Astrophysik). Die hohe Ereignisstatistik und die Ausdehnung von HESS J1303-631 erlaubten die Untersuchung einer möglichen Energieabhängigkeit der Quellmorphologie, die jedoch nicht signifikant festgestellt werden konnte.

HESS J1303-631 konnte bislang keinem Objekt in einem anderen Energiebereich (z.B. Radio- oder Röntgenbereich) zugeordnet werden. Es handelt sich daher um eine unidentifizierte TeV- γ -Quelle, der nach der von HEGRA entdeckten TeV- γ -Quelle TeV J2032+4130 zweiten Quelle dieser Art¹. Aufgrund der Entdeckung von HESS J1303-631 im TeV- γ -Bereich wurden Röntgenbeobachtungen der entsprechenden Himmelsregion mit dem Chandra-Satelliten, in denen jedoch keine Anzeichen einer Emission gefunden werden konnten, sowie eine tiefe Beobachtung von 31.8 ks mit dem XMM-Röntgensatelliten initiiert, die sich derzeit in der Auswertung befinden. Verschiedene mögliche Szenarien zur Erklärung der gemessenen TeV- γ -Emission von HESS J1303-631 wurden diskutiert. Keines dieser Szenarien kann jedoch bislang als gesichert oder uneingeschränkt plausibel angesehen werden. Die Mechanismen (hadronischer oder leptonischer Beschleuniger) spielen hierbei insbesondere hinsichtlich der nicht endgültig geklärten Frage des Ursprungs der geladenen kosmischen Strahlung eine wichtige Rolle. Für die weiteren Untersuchungen dieser Fragestellung sind daher zukünftige Beobachtungen von HESS J1303-631 in anderen Wellenlängenbereichen wichtig.

Etablierung der Radiogalaxie M 87 als TeV- γ -Quelle

Die bislang einzigen etablierten TeV- γ -Quellen extragalaktischen Ursprungs gehören zur Klasse der *Blazare*. *Blazare* sind aktive Galaxienkerne (AGN), die einen relativistischen Plasma-*Jet* aufweisen, der in Richtung des Beobachters ausgerichtet ist. Die mit einer Entfernung von etwa 16 Mpc relativ nahe gelegene FR-I-Radiogalaxie M 87 gehört ebenfalls zur Klasse der AGN, es handelt sich wegen des geschätzten *Jet*-Winkels im Bereich von $20^\circ - 40^\circ$ jedoch nicht um einen *Blazar*. Dennoch wird in verschiedenen Modellen die Emission hochenergetischer γ -Photonen vorhergesagt. In den Jahren 1998/99 konnten mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen deutliche Anzeichen von TeV- γ -Strahlung aus der Richtung von M 87 mit einer statistischen Signifikanz von mehr als 4σ gemessen werden. Dies war eine der Hauptmotivationen für weitere Beobachtungen von M 87 mit H.E.S.S.

¹In der systematischen Himmelsdurchmusterung der galaktischen Ebene mit H.E.S.S. wurden inzwischen weitere Quellen dieser Art entdeckt.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgewerteten H.E.S.S.-Beobachtungen von M 87 (Kapitel 7) wurden in den Jahren 2003 bis 2005 durchgeführt. Im gesamten Datensatz wurden 471 ± 46 γ -Ereignissen mit einer statistischen Signifikanz von 11.2σ gemessen, wodurch M 87 als erste extragalaktische TeV- γ -Quelle etabliert werden konnte, die nicht zur Klasse der *Blazare* gehört. Die Verteilung der Überschussereignisse ist kompatibel mit einer Punktquelle an der Position des Kerns von M 87. Die Energiespektren von M 87 im GeV/TeV- γ -Bereich aus den Jahren 2004 und 2005 lassen sich jeweils durch ein Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ mit Photon-Indizes von $\Gamma = 2.52 \pm 0.33$ (2004) bzw. $\Gamma = 2.33 \pm 0.12$ (2005) beschreiben. Sie spielen bei zukünftigen Modellierungen der spektralen Energieverteilung (SED) von M 87 eine wichtige Rolle, anhand derer verschiedene theoretische Modelle zur Erzeugung der hochenergetischen Strahlung untersucht werden können.

Es wurden deutliche Anzeichen einer zeitlichen Variabilität des integralen Photonenflusses von M 87 gefunden, die sich sogar auf Zeitskalen von wenigen Tagen andeuten. Aus den Zeitskalen der Variabilität lassen sich generell wichtige Rückschlüsse auf die Größe der Emissionsregion ziehen. Desweiteren können verschiedene Modelle zur Erklärung der TeV- γ -Emission von M 87 ausgeschlossen werden, die einen zeitlich konstanten Fluss voraussagen. Die deutlichen Anzeichen von variabler TeV- γ -Emission untermauern zudem die Notwendigkeit von zeitlich aufeinander abgestimmten Beobachtungen in den verschiedenen Energiebereichen. In umgekehrter Weise sind zeitlich aufeinander abgestimmte Beobachtungen bei den Untersuchungen von möglichen Flusskorrelationen verschiedener Energiebereiche wichtig, durch die der Erzeugungsort und die Erzeugungsmechanismen der TeV- γ -Strahlung von M 87 eingeschränkt werden können. Regelmäßige Röntgenbeobachtungen mit dem Chandra-Satelliten in den Jahren 2003 bis 2005, in denen (im Gegensatz zu den TeV- γ -Beobachtungen) die Struktur des kpc-*Jets* aufgelöst werden kann, können für entsprechende Untersuchungen herangezogen werden. Der im optischen und Röntgenbereich hochvariable Knoten HST-1 konnte somit als (ausschließliches) Erzeugungsgebiet der TeV- γ -Emission als unwahrscheinlich eingestuft werden. Die entsprechende Röntgenlichtkurve der Kernregion von M 87 ist bislang noch nicht veröffentlicht, diese wird aber in Zukunft ebenfalls aussagekräftige Untersuchungen erlauben.

Anhang A

Ergänzende Darstellungen wichtiger Analyse-Methoden

In diesem Kapitel werden einige Teilaspekte der in Kapitel 4 beschriebenen Analyse-Methoden eingehender dargestellt. Zunächst wird in Abschnitt A.1 die Ermittlung der Standard-Schnitte anhand von Daten des Krebs-Nebels dargelegt. In den Abschnitten A.2 und A.3 werden die Techniken der korrekten Untergrundbestimmung und Akzeptanzmodellierung im Falle starker TeV- γ -Quellen im Gesichtsfeld am Beispiel von Himmelskarten verdeutlicht. In Abschnitt A.4 werden die statistischen Tests auf ausbruchartiges Verhalten auf ihr Ansprechverhalten untersucht.

A.1 Optimierung der Schnitte auf m_{scw}/m_{scl} , $\Delta\theta^2$ und Q_{hillas}

Die Optimierung der in den Kapiteln 4.3 und 5.5.2 eingeführten Schnitte zur Untergrund-Unterdrückung wird in diesem Abschnitt anhand eines Datensatzes des mit H.E.S.S. beobachteten Krebs-Nebels durchgeführt. Der Krebs-Nebel ist eine gut verstandene, konstant emittierende TeV- γ -Punktquelle und dient daher als Standardkerze in der Hochenergie- γ -Astronomie. Der verwendete, 12.9-stündige Datensatz wurde in den Jahren 2003/2004 im Zenitwinkelbereich zwischen 45° und 60° aufgezeichnet und beinhaltet nach Schnitten mehr als 5500 TeV- γ -Photonen. Die hohen Zenitwinkel $z \geq 45^\circ$ sind durch die Position des Krebs-Nebels in der nördlichen Hemisphäre zu erklären. Die in dieser Arbeit ausgewerteten Beobachtungen wurden unter ähnlich hohen Zenitwinkeln durchgeführt, so dass die Verwendung des Krebs-Nebel-Datensatzes zur Schnitt-Optimierung, deren Resultate leicht von Zenitwinkelbereich abhängen, gerechtfertigt ist.

Das Energiespektrum des Krebs-Nebels folgt einem Potenzgesetz $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ mit einem Photon-Index von $\Gamma \approx 2.6$ (vergleiche Abschnitt 4.6.3), so dass die hieraus erhaltenen Ereignisschnitte für TeV- γ -Quellen mit signifikant anderen spektralen Formen nicht mehr

<i>mscw/mscl</i> -Schnitt-Optimierung bei $\Delta\theta^2 \leq 0.02 \text{ deg}^2$							
<i>mscw/mscl</i>	1.00/—	1.03/—	1.05/—	1.07/—	1.10/—	1.15/—	1.20/—
σ/\sqrt{h} [100%]	23.6 (25.3)	25.8 (27.8)	26.8 (28.9)	27.4 (29.5)	27.5 (29.7)	26.4 (28.7)	24.7 (27.0)
σ/\sqrt{h} [10%]	3.69 (4.14)	3.95 (4.48)	4.04 (4.57)	4.07 (4.57)	3.95 (4.48)	3.60 (4.08)	3.21 (3.66)
σ/\sqrt{h} [1%]	0.41 (0.47)	0.43 (0.50)	0.44 (0.51)	0.44 (0.50)	0.42 (0.49)	0.38 (0.44)	0.34 (0.39)
<i>mscw/mscl</i>	1.07/1.0	1.07/1.1	1.07/1.2	1.07/1.3	1.07/1.4	1.07/1.5	1.07/1.6
σ/\sqrt{h} [100%]	23.0 (24.2)	26.9 (28.4)	28.4 (30.0)	29.0 (30.7)	29.1 (30.9)	29.1 (30.8)	29.0 (30.7)
σ/\sqrt{h} [10%]	3.98 (4.31)	4.61 (5.02)	4.76 (5.23)	4.77 (5.25)	4.71 (5.20)	4.64 (5.12)	4.57 (5.05)
σ/\sqrt{h} [1%]	0.46 (0.51)	0.53 (0.59)	0.55 (0.61)	0.54 (0.61)	0.53 (0.60)	0.52 (0.58)	0.51 (0.57)
$\Delta\theta^2$ -Schnitt-Optimierung bei <i>mscw/mscl</i> = 1.07/1.3							
$\Delta\theta^2$ [deg ²]	0.0100	0.0125	0.0150	0.0175	0.0200	0.0300	0.0400
σ/\sqrt{h} [100%]	26.7 (28.0)	27.6 (29.3)	28.3 (30.0)	28.7 (30.6)	29.0 (30.7)	29.3 (30.8)	29.0 (30.7)
σ/\sqrt{h} [10%]	4.87 (5.31)	4.88 (5.42)	4.86 (5.38)	4.81 (5.36)	4.77 (5.25)	4.60 (4.99)	4.37 (4.78)
σ/\sqrt{h} [1%]	0.58 (0.65)	0.57 (0.65)	0.56 (0.64)	0.55 (0.63)	0.54 (0.61)	0.51 (0.56)	0.48 (0.53)
ϱ_{hillas} -Schnitt bei <i>mscw/mscl</i> = 1.07/1.3 und $\Delta\theta \leq 0.03 \text{ deg}^2$ (100%) bzw. $\Delta\theta \leq 0.0125 \text{ deg}^2$ (10%, 1%)							
$\varrho_{\text{hillas}}/10^6$	0.00	2.00	2.25	2.50	2.75	3.00	4.00
σ/\sqrt{h} [100%]	29.3 (30.8)	29.3 (30.8)	29.0 (30.6)	28.4 (30.1)	26.3 (27.7)	23.6 (24.9)	11.2 (12.2)
σ/\sqrt{h} [10%]	4.88 (5.42)	4.89 (5.43)	4.95 (5.45)	5.01 (5.54)	5.00 (5.44)	4.78 (5.13)	2.88 (3.32)
σ/\sqrt{h} [1%]	0.57 (0.65)	0.57 (0.66)	0.59 (0.67)	0.61 (0.69)	0.63 (0.71)	0.64 (0.71)	0.53 (0.67)

Tabelle A.1: Optimierung der Ereignisschnitte auf *mscw/mscl* zur γ -Hadron-Separation (oben) und den Winkelschnitt $\Delta\theta^2$ (Mitte). Zum direkten Vergleich ist die Schnittoptimierung auf die in Kapitel 5.5.2 eingeführte Größe ϱ_{hillas} ebenfalls dargestellt (unten). Die Optimierung wurde anhand von gemessenen Daten des Krebs-Nebels durchgeführt. Dargestellt ist die Sensitivität σ/\sqrt{h} für verschiedene Quellstärken (100%, 10% und 1%) in Abhängigkeit der angewandten Schnitte. Die Optimierung wurde am *mscw*-Schnitt unter festgehaltenen Schnitten von $Amp \geq 80$ p.e. und $\Delta\theta^2 \leq 0.02 \text{ deg}^2$ begonnen (ganz oben). Danach wurden sukzessive unter Verwendung der jeweils schon optimierten Schnitte die weiteren Schnitte *mscl*, $\Delta\theta^2$ und ϱ_{hillas} optimiert. Die Optimierungen wurden unter Verwendung des (5; 10) p.e. *Tailcuts* durchgeführt, die entsprechenden Ergebnisse des (4; 7) p.e. *Tailcuts* sind in runden Klammern aufgeführt. Optimale Schnittwerte sind jeweils fett gedruckt.

optimal sind. Dies ist jedoch generell unvermeidbar, da das Energiespektrum einer neu entdeckten TeV- γ -Quelle zunächst unbekannt ist. Da die Wirkung der Schnitte vom Signal-zu-Untergrund-Verhältnis einer Messung abhängt, wurde die Optimierung durch entsprechende Skalierung des Krebs-Nebel-Signals für verschiedene Quellstärken (100%, 10% und 1%) durchgeführt.

Es zeigt sich, dass der optimale $\Delta\theta^2$ -Schnitt weitestgehend unabhängig vom verwendeten *m_{scw}*- und *m_{scl}*-Schnitt ist. Aus diesem Grunde wurde sequenziell der *m_{scw}*-, *m_{scl}*- und anschließend der $\Delta\theta^2$ -Schnitt optimiert¹. Die Ergebnisse sind in Tabelle A.1 zusammengestellt. Hierbei wurde die jeweils nach Gleichung (4.7) berechnete Signifikanz S_{dc} des Ereignis-Überschusses nach Anwendung der entsprechenden Schnitte auf die Wurzel der Totzeit-korrigierten Beobachtungszeit von $T^{\text{live}} = 11.9$ h normiert, um ein allgemeingültiges Maß für die Schnitt-Sensitivität zu erhalten. Die Ergebnisse der Optimierung des in Abschnitt 5.5.2 diskutierten ϱ_{hillas} -Schnittes sind ebenfalls mit in Tabelle A.1 aufgeführt. Die Schnitt-Optimierung wurde für die *Tailcut*-Paare $(amp_{\text{min}}; amp_{\text{min}}^*) = (5; 10)$ p.e. sowie $(4; 7)$ p.e. durchgeführt. Die optimalen Schnitte unterscheiden sich diesbezüglich nicht systematisch, es zeigt sich jedoch eine im Bereich von 10% höher liegende Sensitivität σ/\sqrt{h} des $(4; 7)$ p.e. *Tailcuts* gegenüber dem restriktiveren $(5; 10)$ p.e. *Tailcut*, insbesondere für schwache Quellen. Der Vorteil des $(4; 7)$ p.e. *Tailcuts* hängt vom Spektrum der analysierten Quelle ab: Für Quellen mit deutlich weicherem Spektrum $\Gamma > 2.7$ ist eine weitere Verbesserung der Sensitivität gegenüber dem $(5; 10)$ p.e. *Tailcut* zu erwarten. Für härtere Spektren gleichen sich die Effizienzen beider Schnitte an, hier kann im Gegensatz dazu eine Erhöhung des Bildamplituden-Schnittes zu einer weiteren Verbesserung der Sensitivität führen.

A.2 Erstellung von Himmelskarten

In diesem Abschnitt soll die Erstellung einer in Kapitel 4.6.2 eingeführten Himmelskarte exemplarisch unter Verwendung des Ring-Untergrundes (vergleiche Kapitel 4.5) dargestellt werden. Durch die in Kapitel 4.4 behandelte Kamera-Akzeptanz und die durch die Alt/Az-Montierung der Teleskope begründete Rotation der Himmelskoordinaten RA/Dec im Koordinaten-System der Kamera, kommt es zu teilweise stark unterschiedlichen Normierungen α über das untersuchte Gesichtsfeld. Aus diesem Grunde wird zur Berechnung einer zweidimensionalen Himmelskarte von Überschuss-Ereignissen neben den Karten der *On*- und *Off*-Ereignisse auch eine separate Himmelskarte der mittleren Normierungsfaktoren $\alpha(\text{RA}, \text{Dec})$ benötigt. Somit lässt sich für jede Himmelsposition (RA, Dec) im Gesichtsfeld der photonische Ereignis-Überschuss N_γ berechnen:

$$N_\gamma(\text{RA}, \text{Dec}) = N_{\text{on}}(\text{RA}, \text{Dec}) - \alpha(\text{RA}, \text{Dec}) \cdot N_{\text{off}}(\text{RA}, \text{Dec}) \quad (\text{A.1})$$

Die statistische Signifikanz berechnet sich mit Hilfe von Gleichung (4.7) analog.

¹Um möglichen Korrelationen der verschiedenen Bild- und Ereignisschnitte Rechnung zu tragen, müssten

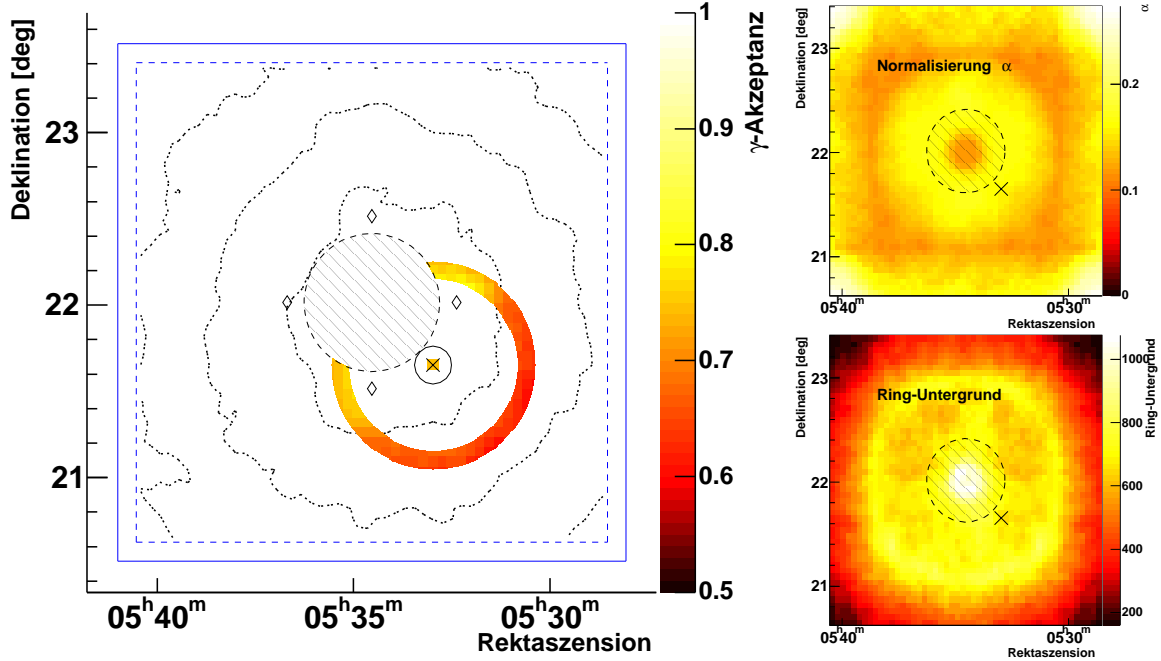


Abbildung A.1: Zur Berechnung des Ring-Untergrundes nach Gleichung (4.5) mit den Ring-Radien von $r_i = 0.5^\circ$ und $r_a = 0.6^\circ$ bei gleichzeitigem Ausschluss einer Quellregion (gestrichelter, schraffierter Kreis mit dem Radius von 0.4° , zentriert um die Position des Krebs-Nebels). **Links:** Gezeigt ist die Berechnung des Ring-Untergrundes an einer gegebenen Himmelsposition (Kreuz). Die Signal-Ereignisse (On) werden hierbei innerhalb eines Winkelschnittes von $\Delta\theta \leq 0.11^\circ$ um die jeweilige Himmelsposition aufsummiert (*Oversampling*, Kreis um das Kreuz). Der Kasten mit durchgezogener Linie markiert den in die Analyse eingehenden Himmelsausschnitt, der wegen des *Oversamplings* leicht vermindert wird (Kasten mit gestrichelter Linie). Die Rauten-Symbole geben die vier Tracking-Positionen der Teleskope während der Beobachtung an. Die Konturlinien stellen die über die Beobachtung gemittelte photonische Kamera-Akzeptanz im untersuchten Himmelsbereich dar, deren leichte Asymmetrie durch unterschiedliche Beobachtungsdauern der verschiedenen Tracking-Positionen begründet ist. Die Graustufen- bzw. Farbskala gibt die photonische Kamera-Akzeptanz wieder, die über die Fläche des Untergrund-Ringes gemittelt wird. Teilbereiche des Ringes, die über den Rand des Gesichtsfeldes hinausgehen oder wie im gezeigten Beispiel eine ausgeschlossene Himmelsregion überschneiden, werden nicht berücksichtigt. **Rechts oben:** Dargestellt ist der mittlere Normierungsfaktor α für die verschiedenen Himmelspositionen, der sich aus der flächengemittelten Akzeptanz des Ringes, der Akzeptanz an der jeweiligen Himmelsposition (Signalregion, On), sowie dem Flächenverhältnis der Signal- und Ringregion errechnet. **Rechts unten:** Der hiermit gewichtete Untergrund entspricht dem auf die photonische Akzeptanz normierten Erwartungswert photonischer Ereignisse, die gemäß Gleichung (A.1) von der On -Karte abgezogen werden. Die Nichtbeachtung einer starken Quelle bei der Untergrund-Bestimmung kann zu starken Verfälschungen der Himmelkarte führen, vergleiche Abbildung A.4.

Abbildung A.1 zeigt die Erstellung der zweidimensionalen Normierungs- und der Untergrundkarte anhand des Ring-Modells. Die Region des Krebs-Nebels, der sich im Zentrum des untersuchten Gesichtsfeldes befindet, wurde von der Untergrundbestimmung ausgeschlossen. Wird die Region einer starken TeV- γ -Quellen nicht ausgeschlossen, so kommt es an bestimmten Himmelspositionen zu einem systematisch überschätzten Untergrund, der entsprechende Strukturen in der Himmelskarte zur Folge hat, was in Abbildung A.4 deutlich wird.

Für das *Template*-Modell (siehe Gleichung (4.6)) zur Untergrundbestimmung ergibt sich eine analoge Vorgehensweise zur Erstellung von Himmelskarten. Wegen des disjunkten *mscw*-Intervalls müssen im Gesichtsfeld vorhandene TeV- γ -Quellen in diesem Falle jedoch nicht von der Untergrundregion ausgeschlossen werden. Diese ist beim *Template*-Modell ohnehin örtlich deckungsgleich mit der Signalregion *A*. Der Ausschluss einer TeV- γ -Quelle bei der Modellierung der Kamera-Akzeptanz ist wegen der stärkeren Abhängigkeit des *Template*-Modells jedoch um so wichtiger.

A.3 Kamera-Akzeptanz und Kontamination des Untergrundes durch TeV- γ -Quellen im Gesichtsfeld

In diesem Abschnitt soll die Wichtigkeit der Anwendung der in Abschnitt 4.4 eingeführten Akzeptanz über das Gesichtsfeld einer Beobachtung (Kamera-Akzeptanz), sowie die korrekte Behandlung von TeV- γ -Quellen bei der Untergrundbestimmung untersucht werden. Die Akzeptanz wird aus den Daten modelliert. Eine Quantifizierung der Auswirkungen der Effekte der Kamera-Akzeptanz ist stark mit der Stärke der im Gesichtsfeld vorhandenen TeV- γ -Quelle korreliert. Aus diesem Grund sollen im Folgenden nur qualitative Betrachtungen anhand des in Kapitel 4 schon häufiger verwendeten 6.3-stündigen Datensatzes des Krebs-Nebels durchgeführt werden. Für die Untersuchungen eignet sich am besten die in Kapitel 4.6.2 bzw. A.2 beschriebene Erstellung von Himmelskarten, da hier die Effekte der Kamera-Akzeptanz unmittelbar sichtbar werden. Diese spielen jedoch auch für die anderen, in Kapitel 4.6 dargestellten Analyse-Methoden eine wichtige Rolle, ebenso, wie der korrekte Ausschluss von bekannten TeV- γ -Quellen von der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Untergrundbestimmung.

Zur besseren Verdeutlichung von systematischen Verläufen im Gesichtsfeld, sowie zur Ausglättung von statistischen Fluktuationen wurden die folgenden Himmelskarten mit korrelierten, also sich überlappenden *Bins* erstellt. Hierzu wurden für jedes *Bin* der Himmelskarte die Ereignisse aus der Signal- und Untergrundregion innerhalb eines Kreises mit Radius $\Delta\theta \leq 0.11^\circ$ aufsummiert. Die Untersuchungen wurden anhand der nach Gleichung (4.7) berechneten statistischen Signifikanzen der Ereignisüberschüsse durchgeführt. Für einen flachen Untergrund werden keine systematischen Verläufe über das Gesichtsfeld, sowie keine

strenggenommen alle Schnitte simultan optimiert werden, worauf jedoch an dieser Stelle wegen des hohen Rechenaufwands verzichtet wurde.

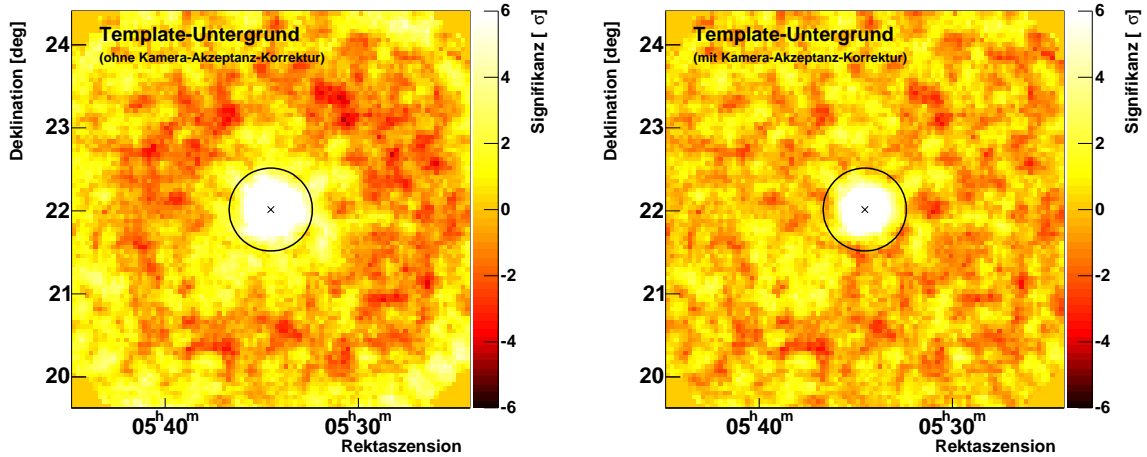


Abbildung A.2: Zur Veranschaulichung der Bedeutung der Anwendung der Kamera-Akzeptanz-Korrektur. Dargestellt ist die Signifikanzkarte (korrelierte Einträge, Integrationsradius $\Delta\theta \leq 0.11^\circ$) eines $4.8^\circ \times 4.8^\circ$ großen Gesichtsfeldes, das um die Himmelsposition des Krebs-Nebels (Kreuz) zentriert ist. Der Untergrund wurde mit dem *Template*-Modell bestimmt. Die Farbskala der Signifikanz wurde zur besseren Sichtbarkeit der Strukturen auf den Bereich von $\pm 6\sigma$ beschränkt, was zu einer starken Sättigung des Signals des Krebs-Nebels führt. **Links:** Die Korrektur auf die Kamera-Akzeptanz wurde nicht durchgeführt, so dass es zu einer systematischen Inhomogenität über das Gesichtsfeld kommt. **Rechts:** Die gleiche Himmelskarte wie links, nur mit der Korrektur durch die unter Ausschluss der Region um den Krebs-Nebel (Kreis) modellierten Kamera-Akzeptanz.

statistischen Fluktuationen des Ereignisüberschusses – abhängig von der Anzahl untersuchter *Bins* – mit Signifikanzen von mehr als $\pm 4\sigma$ erwartet. Die Verteilung der Signifikanzen, die man aus einer quellfreien Himmelsregion erhält, folgt einer Normalverteilung mit einem Schwerpunkt bei $S = 0$ und einer Breite von $\sigma = 1$.

Berücksichtigung der Kamera-Akzeptanz: Zunächst wurde die generelle Notwendigkeit der Anwendung der Kamera-Akzeptanz untersucht. In Abbildung A.2 sind die Signifikanzkarten des Himmelsbereiches um die Position des Krebs-Nebels dargestellt. Der Untergrund wurde mit dem in Abschnitt 4.5 beschriebenen *Template*-Modell bestimmt. Auf der linken Seite wurde die Normierung des Untergrundes nicht auf die modellierte Kamera-Akzeptanz korrigiert. Deutlich zu erkennen sind in diesem Fall die systematischen Strukturen der berechneten Überschuss-Signifikanzen. Auf der rechten Seite der Abbildung A.2 wurde die unter Ausschluss der Position des Krebs-Nebels (vergleiche Abbildung A.3) modellierte Kamera-Akzeptanz bei der Untergrundbestimmung berücksichtigt, was zu dem bei Quellfreiheit außerhalb der Region des Krebs-Nebels erwarteten, flachen Verlauf der Himmelskarte führt.

Ausschluss von Quellen aus der Modellierung der Akzeptanz: In Abbildung A.3 ist der Einfluss des Krebs-Nebels als stark emittierende TeV- γ -Quelle auf die Modellierung der Kamera-Akzeptanz veranschaulicht. Die Modellierung der Kamera-Akzeptanz ohne Ausschluss einer im Gesichtsfeld vorhandenen, starken TeV- γ -Quelle führt zu einer starken

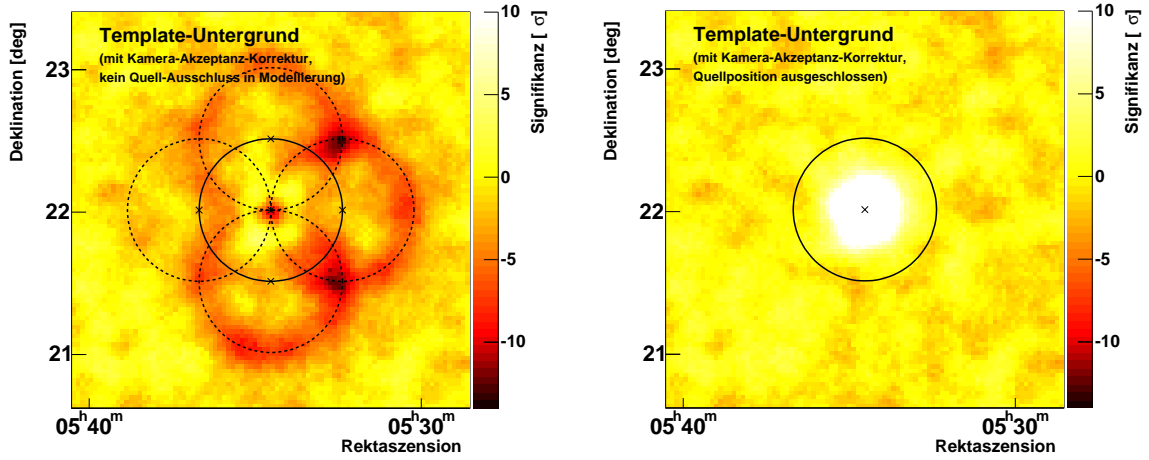


Abbildung A.3: Zur Veranschaulichung des nötigen Ausschlusses einer starken TeV- γ -Quellen von der Modellierung der Kamera-Akzeptanz. Gezeigt ist die Himmelskarte (korrelierte Einträge, *Template*-Modell) des Krebs-Nebels, dargestellt in einem Gesichtsfeld von $2.8^\circ \times 2.8^\circ$. **Links:** In diesem Fall wurde die Himmelsregion um den Krebs-Nebel (durchgezogener Kreis) nicht von der Modellierung der Kamera-Akzeptanz ausgeschlossen. Dies führt generell zu einer starken, systematischen Überschätzung der Akzeptanz in Bereichen des Abstandes um $\Delta r \approx 0.5^\circ$ vom Kamerazentrum, in dem sich der Krebs-Nebel während der Beobachtung befindet. Durch die Korrektur dieser durch den starken Einfluss des Krebs-Nebels falsch modellierten Akzeptanz kommt es daher in Bereichen von Δr um die jeweilige Teleskop-Ausrichtung (gestrichelte Kreise) zu stark negativen Ereignis-Überschüssen, was zudem zum kompletten Verschwinden des realen TeV- γ -Signals an der Stelle des Krebs-Nebels führt. **Rechts:** Die gleiche Himmelskarte wie links, nur mit der korrekt modellierten Kamera-Akzeptanz, d.h. unter Ausschluss der Region des Krebs-Nebels (Kreis). Zur besseren Vergleichbarkeit wurde die Signifikanzskala auf den Bereich der linken Abbildung festgesetzt.

Überschätzung der photonischen Akzeptanz an Positionen mit entsprechenden Kamera-Abständen, vergleiche Abbildung 4.4. Dies führt insbesondere bei der Normierung im *Template*-Modell (4.6) zu einer starken Überschätzung des Untergrundes. Da die Kamera-Akzeptanz eine primäre Abhängigkeit vom radialen Abstand Δr zwischen Schauerrichtung und Kamerazentrum aufweist, wird der Himmelskarte eine von den Beobachtungspositionen der Teleskope abhängende Struktur aufgeprägt. Diese führt an der Stelle des Krebs-Nebels zum Verschwinden des TeV- γ -Signals. Es muss an dieser Stelle hervorgehoben werden, dass nicht die Akzeptanz über das Gesichtsfeld des Himmelsausschnittes modelliert wird, sondern diejenige in der Kamera, in der die Himmelsobjekte während der Beobachtung rotieren (vergleiche Abschnitt 4.4). Der korrekte Ausschluss einer starken TeV- γ -Quelle von der Modellierung führt zum erwarteten Verlauf der Himmelskarte, siehe Abbildung A.3, rechts.

Ausschluss von Quellen von der Untergrundbestimmung: Der Einfluss einer starken TeV- γ -Quelle auf die Bestimmung des Ring-Untergrundes (vergleiche Abbildung A.1) ist in Abbildung A.4 gezeigt. Sobald der Ring in Teilen durch die Quellregion des Krebs-Nebels

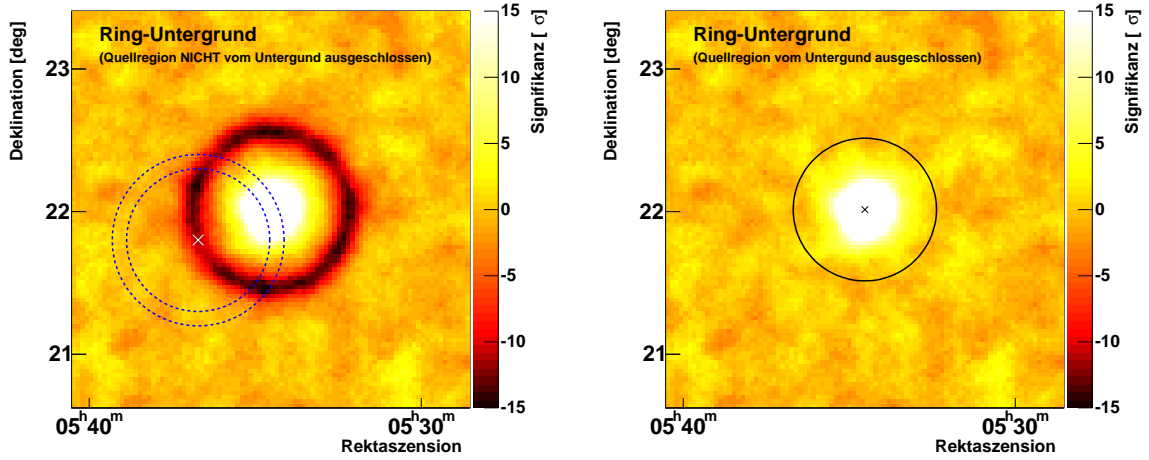


Abbildung A.4: Zur Veranschaulichung des Ausschlusses einer starken TeV- γ -Quelle von der Untergrundbestimmung. In diesem Fall wurde der Untergrund mit dem Ring-Modell (siehe Abschnitt 4.5 oder Abbildung 4.5) mit den Ringradien $r_i = 0.5^\circ$ und $r_a = 0.6^\circ$ bestimmt. **Links:** Die Region des Krebs-Nebels wurde nicht von der Untergrundbestimmung ausgeschlossen. Dies führt zu einer starken Überschätzung des Untergrundes in den Himmelsregionen (Kreuz), in denen der Ring (gestrichelte Kreise) die Region des Krebs-Nebels durchläuft. **Rechts:** Durch den korrekten Ausschluss der Region um den Krebs-Nebel (Kreis) ist die Verteilung der Überschuss-Ereignisse außerhalb der Quellposition flach. Der Bereich der Signifikanzen wurde entsprechend der linken Abbildung festgesetzt. Zum Ausschluss von bekannten Quellpositionen bei der Untergrundbestimmung mittels des Ring-Modells siehe auch Abbildung A.1.

verläuft, wird der Untergrund systematisch überschätzt. Dies führt zu einer charakteristischen, von den Radien r_i und r_a des Ringes abhängenden Struktur in der Himmelskarte, die sich symmetrisch um die TeV- γ -Quelle anordnet. Der korrekte Ausschluss von einer ausreichend groß gewählten Region um die Quelle führt zum erwarteten Verhalten des Untergrundes.

Aus den vorigen Betrachtungen wird deutlich, dass der Ausschluss bekannter Quellpositionen aus der Untergrundbestimmung und der Modellierung der Kamera-Akzeptanz – sowie deren Anwendung überhaupt – essenziell für die korrekte Interpretation des übrigen Gesichtsfeldes sind. Es muss jedoch an dieser Stelle betont werden, dass die obigen Untersuchungen anhand des Krebs-Nebels, und somit der bislang stärksten bekannten, konstant emittierenden TeV- γ -Quelle durchgeführt wurden. Effekte, die durch schwächere Quellen im Gesichtsfeld verursacht werden, fallen in ihrer Wirkung entsprechend geringer aus.

A.4 Ansprechverhalten der Tests auf ausbruchartiges Verhalten

In diesem Abschnitt werden die in Kapitel 4.6.5 vorgestellten Variabilitäts-Tests nach Kolmogorov und nach Prahl auf ihr Ansprechverhalten untersucht. In Abschnitt A.4.1 wird

das Verhalten bei Abwesenheit eines Überschusses (Null-Hypothese 1), in Abschnitt A.4.2 das Verhalten im Falle einer konstant emittierenden Quelle (Null-Hypothese 2) und in Abschnitt A.4.3 das Verhalten im Falle einer variablen TeV- γ -Quelle untersucht.

Sowohl der Kolmogorov- als auch der Prahl-Test sind auf relative Änderungen zwischen den Ereignisraten aus der Quell- zu einer entsprechenden Untergrundregion sensitiv. Daher ist für die folgenden Untersuchungen ein genaues Verständnis der Raten aus den verschiedenen definierten Untergrundregionen (vergleiche Kapitel 4.5), sowie der Rate der γ -Photonen wichtig. Die entscheidende Abhängigkeit der Raten, welche in Abbildung A.5 dargestellt sind, ist hierbei durch den Zenitwinkel z der Beobachtung und durch den radialen Abstand der Quellposition vom Kamerazentrum ΔR gegeben. Die Raten der TeV- γ -Photonen wurden hierbei aus MonteCarlo-Simulationen bestimmt. Die Raten der Untergrundeignisse des gespiegelten und des Ring-Untergrundes (photonisch klassifizierter Untergrund: $0.1 \leq m_{scw} \leq 1.07$), sowie des *Template*-Modells (hadronisch klassifizierter Untergrund: $1.3 \leq m_{scw} \leq 1.9$) entstammen im Falle der Abbildung A.5 (links) aus einem 30.5-stündigen Datensatz des galaktischen Zentrums, der einen entsprechend großen Zenitwinkelbereich abdeckt. Die entsprechenden Untergrundraten auf der rechten Seite der Abbildung A.5 entstammen aus dem Datensatz der in Kapitel 6 behandelten Quelle HESS J1303-631, vergleiche auch Abbildung 4.4.

Zur Beschreibung der Abhängigkeit der Raten vom Zenitwinkel z wurden die Verteilungen durch eine Funktion $a \cdot \cos^b(z) + (1 - a) \cdot \cos^c(z)$ angepasst, wobei der Übersicht halber in Abbildung A.5 auf die Darstellung der Datenpunkte des Untergrundes verzichtet wurde, so dass nur die angepasste Funktion gezeigt ist. Deutlich zu erkennen ist der starke und unterschiedliche Abfall der Raten mit wachsendem Zenitwinkel. Die Verteilungen der Raten als Funktion von ΔR wurden jeweils durch eine Polynomfunktion angepasst. Insbesondere im Falle des *Template*-Modells ist hier ein deutlicher Unterschied der Abhängigkeiten von Quell- und Untergrundrate zu erkennen. Die Abhängigkeit der Ereignisrate der Signalregion (On) setzt sich jeweils aus einer Linearkombination der Rate der als photonisch klassifizierten Untergrund-Ereignisse und der Rate der realen TeV- γ -Ereignisse einer gegebenenfalls vorhandenen Quelle zusammen. Je stärker der Photonenfluss einer TeV- γ -Quelle ist, desto größer wird auch der Unterschied in den Ratenabhängigkeiten zwischen On - und Off -Region.

Da die Zeitserien, auf die die Variabilitäts-Tests angewandt werden, im Gegensatz zur Fluss-Berechnung nicht durch die effektiven Nachweisflächen $A_{\text{eff}}(z, \Delta R, \dots)$ korrigiert werden können, sind bei Beobachtungen, die sich über einen großen Zenitwinkelbereich erstrecken, systematische Effekte im Ansprechverhalten der Variabilitäts-Tests zu erwarten, wie im Abschnitt A.4.2 deutlich wird. Auch ein innerhalb eines Datensatzes stark variierender radialer Abstand ΔR zwischen der Quellposition und dem Kamerazentrum kann vergleichbare Effekte hervorrufen. Für die folgenden Untersuchungen wurden zufällige Zeitserien für die Signal- und die Untergrundregion simuliert. Die hierbei verwendeten Parameter sind:

- Die Anzahl der zufällig verteilten Untergrundeignisse N_{on} der Signalregion.

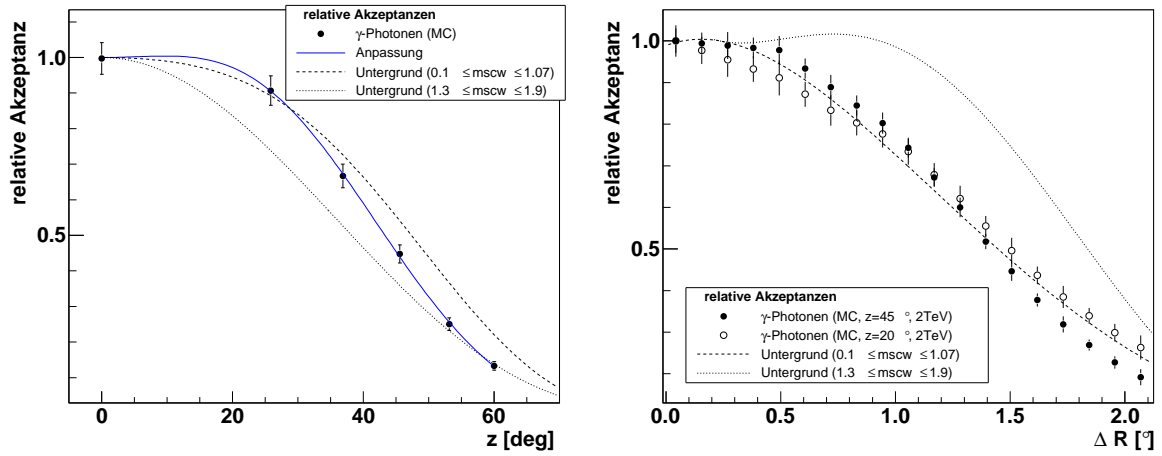


Abbildung A.5: Links: Die Abhängigkeit der relativen Akzeptanzen vom Zenitwinkel z . Die Datenpunkte stellen die Akzeptanzen für reale TeV- γ -Photonen dar, erhalten aus MonteCarlo-Simulationen. Die durchgezogene Linie entspricht der Anpassung einer Funktion $a \cdot \cos^b(z) + (1-a) \cdot \cos^c(z)$. Ebenfalls dargestellt sind die Anpassungen dieser Funktion an die aus Messdaten gewonnenen Akzeptanzverläufe des gespiegelten und des Ring-Untergrundes (photonisch klassifizierter Untergrund: $mscw \leq 1.07$, gestrichelte Linie) sowie des *Template*-Untergrundes (hadronisch klassifizierter Untergrund: $1.3 \leq mscw \leq 1.9$, gepunktete Linie), vergleiche Kapitel 4.5. **Rechts:** Die Abhängigkeit der relativen Akzeptanzen vom radialen Kamera-Abstand ΔR zwischen Quellposition und Kamerazentrum für reale TeV- γ -Photonen (Datenpunkte, aus MonteCarlo-Simulationen erhalten), sowie photonisch und hadronisch klassifizierte Untergrundereignisse aus Daten der HESS J1303-631-Beobachtung, dargestellt in Form der Anpassung einer Polynomfunktion (vergleiche Abbildung 4.4).

- Die Anzahl der zufällig verteilten Ereignisse N_{off} aus der Untergrundregion, angegeben in Form des die Normierung beschreibenden α -Faktors: $\alpha = N_{\text{on}}/N_{\text{off}}$.
- Die Gesamtanzahl N_γ der TeV- γ -Photonen einer konstant oder variabel emittierenden Quelle in Einheiten von N_{on} : $b = N_\gamma/N_{\text{on}}$.
- Die relative Dauer d des Ausbruchs in Einheiten der gesamten Messzeit (*duty cycle*), mit $d \in [0; 1]$, wobei $d = 0$ keiner und $d = 1$ einer konstanten Emission entspricht.

A.4.1 Ansprechverhalten bei Quellfreiheit (Null-Hypothese 1)

Zunächst soll das Ansprechverhalten der Variabilitäts-Tests bei einer reinen Untergrundmessung ($b = 0$, Null-Hypothese 1) untersucht werden. Hierzu wurden zufällig verteilte Zeitserien mit verschiedenen Ereignisanzahlen aus der Signalregion N_{on} und verschiedenen Untergrundniveaus α simuliert und mit dem Kolmogorov- und Prahl-Test ausgewertet. Für jede Konfiguration wurden 10000 Zeitserien simuliert, wobei die Verteilungen der hieraus erhaltenen Signifikanzen durch eine Gauß-Funktion angepasst wurden. Die Schwerpunktsposition und die Breite σ der angepassten Funktion sind in Abbildung A.6 dargestellt. Bei

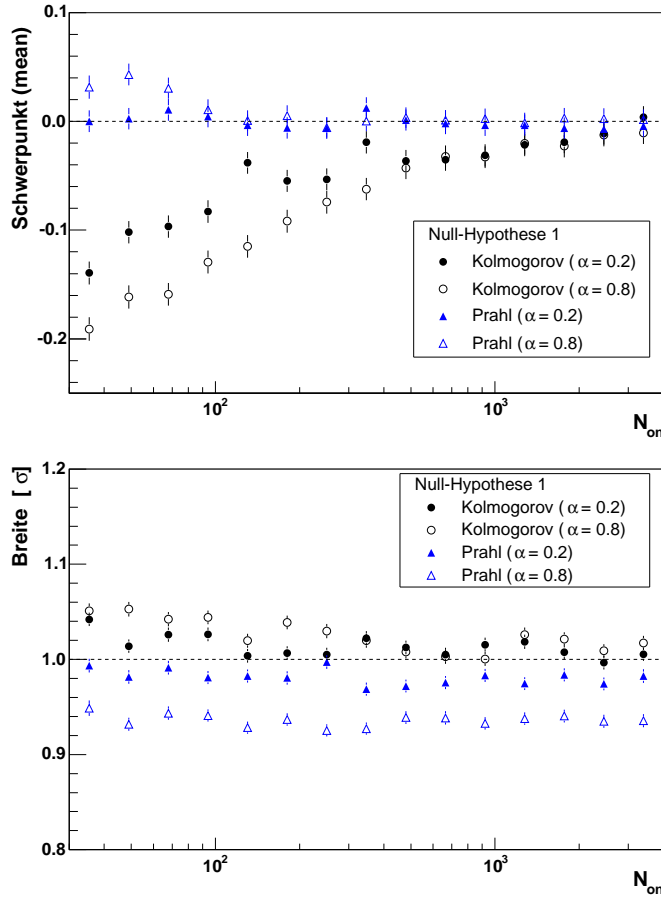


Abbildung A.6: Ansprechverhalten der Variabilitäts-Tests bei Abwesenheit einer TeV- γ -Quelle (Null-Hypothese 1) in Abhängigkeit der Anzahl der Ereigniszeiten N_{on} aus der *On*-Region, sowie der Anzahl der Zeiten aus der Untergrundregion (*Off*), welche durch die Normierung $\alpha = N_{\text{on}}/N_{\text{off}}$ bestimmt ist. Für jede dargestellte Konfiguration wurden 10000 Zufalls-Zeitserien simuliert und aus den jeweiligen Test-Signifikanzen eine Verteilung erstellt, an die eine Gauß-Funktion angepasst wurde. Dargestellt sind die Ergebnisse des Schwerpunktes (oben) und der Breite σ (unten) der jeweiligen Anpassungen.

Abwesenheit eines Signals wird ein Schwerpunkt bei einer Signifikanz von $S_{\text{var}} = 0$ und eine Breite der Verteilung von $\sigma = 1$ erwartet. Beim Kolmogorov-Test ist dies erst ab $N_{\text{on}} \simeq 1000$ erfüllt, für kleinere Ereigniszahlen wird die Test-Signifikanz S_{kol} geringfügig unterschätzt. Der PrahI-Test erfüllt die Erwartungen der Null-Hypothese bezüglich der Schwerpunktsposition schon ab etwa $N_{\text{on}} \simeq 100$ Ereignissen, weist aber eine von α abhängige, geringfügig schmalere Verteilung der Signifikanzen auf, die sich erst für ein gegenüber der Signalregion sehr dominantes Untergrundniveau der Breite $\sigma \approx 1$ annähert. Dies ist für die in den Analysen dieser Arbeit verwendeten Werte von $\alpha \simeq 0.1$ annähernd erfüllt.

Wie im folgenden Abschnitt der Null-Hypothese 2 deutlich wird, setzt das ausbleibende Ansprechen der Variabilitäts-Tests bei Quellfreiheit jedoch eine gleiche Abhängigkeit der Ereignisraten aus der *On*- und *Off*-Region vom Zenitwinkel der Beobachtung und vom radialen Abstand ΔR voraus. Dies ist für das *Template*-Modell nicht gegeben, da hier für die Untergrundereignisse (*Off*) ein anderes *mscw*-Intervall verwendet wird als für die *On*-Region², vergleiche Abbildung A.5. Beim gespiegelten und beim Ring-Untergrund werden die *Off*-Ereignisse jedoch aus dem Intervall $0.1 \leq mscw \leq 1.07$ erhalten und weisen

²Ein näher am photonischen Bereich gewähltes *mscw*-Intervall (vergleiche Abbildung 4.2, unten) für hadronische Ereignisse zur Untergrundbestimmung würde die Unterschiede in den Akzeptanzen vermindern.

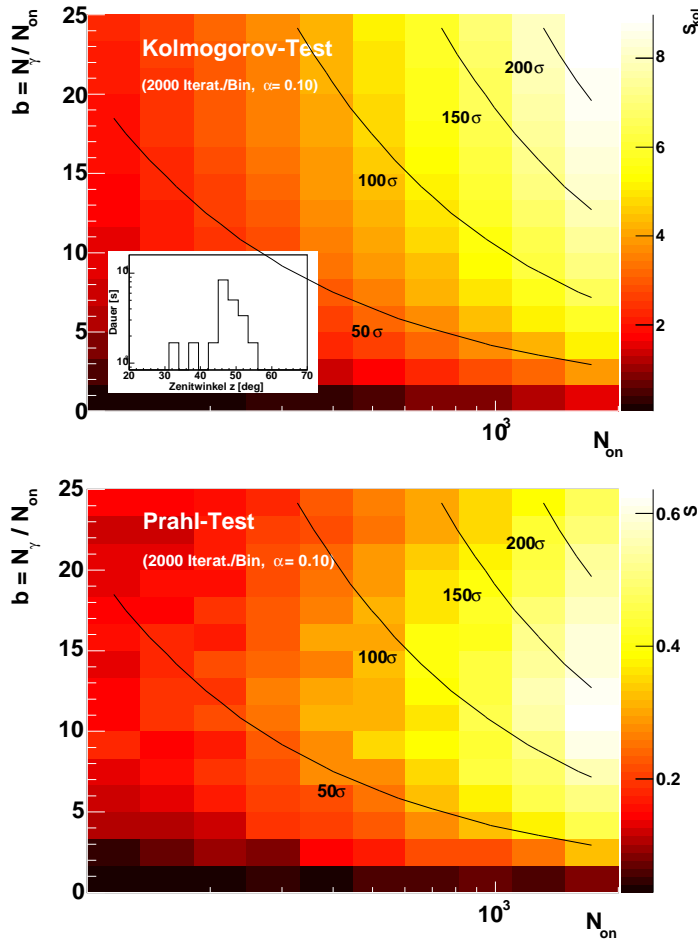


Abbildung A.7: Ansprechverhalten des Kolmogorov-Tests (oben) und des Prah-Tests (unten) im Falle einer konstant emittierenden Quelle mit unterschiedlicher Signalstärke b und verschiedener Ereignis-Statistik N_{on} . Die simulierte Verteilung der Zenitwinkel der Beobachtung ist in der eingelagerten Abbildung dargestellt. Für den Verlauf der Akzeptanz der *Off*-Region wurde der gespiegelte bzw. Ring-Untergrund angenommen. Die nach (4.7) berechneten Signifikanzen S_{ic} des Ereignis-Überschusses sind jeweils als Konturlinien dargestellt. Pro *Bin* wurden 2000 Simulationen durchgeführt. Der konstant emittierende Krebs-Nebel weist in der Standard-Analyse eine Signalstärke im Bereich von $b \approx 13$ auf, was trotz konstanter Emission bei entsprechender Zenitwinkelverteilung und Ereigniszahlen von $N_{\text{on}} > 10^3$ ein deutliches Ansprechen des Kolmogorov-Tests mit $S_{\text{kol}} \geq 5 \sigma$ zur Folge hätte.

somit die gleiche Abhängigkeit wie die Ereignisse der *On*-Region auf. Durch die Verwendung dieser Untergrundregionen ist das Verhalten der Variabilitäts-Tests im Falle der Null-Hypothese 1 daher unabhängig vom Zenitwinkel, so dass die Verwendung des gespiegelten oder des Ring-Untergrundes der Verwendung des *Template*-Modells vorzuziehen ist.

A.4.2 Ansprechverhalten bei konstanten Quellen (Null-Hypothese 2)

Im Falle einer konstant emittierenden TeV- γ -Quelle (Null-Hypothese 2) sollten die Variabilitäts-Tests ebenfalls nicht ansprechen. Für diese Untersuchung wurden Sätze von jeweils 1000 Zeitserien mit verschiedenen Anteilen konstanter Emission $0 \leq b \leq 25$ simuliert. Es wurden Ereigniszahlen bis $N_{\text{on}} = 2000$ bei verschiedenen Untergrundniveaus ($0.1 \leq \alpha \leq 1.0$) simuliert. In keinem der Fälle sprachen der Kolmogorov- oder der Prah-Test an.

Simuliert man jedoch zusätzlich eine Verteilung der Zenitwinkel der Beobachtung, so müs-

sen die TeV- γ - und Untergrund-Raten gemäß ihrer in Abbildung A.5 (links) gezeigten Abhängigkeiten korrigiert werden. Dies führt auch bei einer konstant emittierenden Quelle zu einem (in der Regel schwachen) Ansprechen der Variabilitäts-Tests, das neben der Signalstärke b und dem Ereignisniveau N_{on} vor allem von der Verteilung der Zenitwinkel der Beobachtung abhängt. Hierbei ist weniger der Schwerpunkt der Zenitwinkelverteilung als vielmehr deren Streuung von Bedeutung. Das Ansprechverhalten des Kolmogorov- und des Prahl-Tests ist in Abbildung A.7 für verschiedene Signalstärken $0 \leq b \leq 25$ und verschiedene Ereignisanzahlen N_{on} für eine angenommene Zenitwinkelverteilung dargestellt. Für die Untergrundabhängigkeit der *Off*-Region wurde der photonische Verlauf des gespiegelten bzw. des Ring-Untergrundes angenommen. Deutlich zu erkennen ist das systematische Ansprechen insbesondere des Kolmogorov-Tests. Auch wenn die Test-Signifikanzen S_{kol} und S_{pra} gegenüber der nach (4.7) berechneten Signifikanz S_{dc} des Ereignisüberschusses klein sind (für die gegebene Zenitwinkelverteilung ist $S_{\text{kol}}/S_{\text{dc}} \leq 5\%$ und $S_{\text{pra}}/S_{\text{dc}} \leq 0.3\%$), birgt der Kolmogorov-Test bei Nichtbeachtung der Zenitwinkelabhängigkeit die Gefahr einer Fehlinterpretation der Ergebnisse. Obwohl sich der Einfluss der Zenitwinkelverteilung auf das Test-Ergebnis relativ zuverlässig abschätzen lässt, ist eine Korrektur des Test-Ergebnisses nicht unmittelbar möglich.

Befindet sich eine TeV- γ -Quelle innerhalb eines Datensatzes in verschiedenen Abständen ΔR vom Kamerazentrum, so kommt es wegen der unterschiedlichen Akzeptanzen insbesondere bei der Verwendung des *Template*-Untergrund-Modells (siehe Abbildung A.5, rechts) ebenfalls zu verfälschenden Ergebnissen. Der Verlauf der radialen Akzeptanzen hängt vom Zenitwinkel und der Energie ab, so dass der Einfluss auf die Variabilitäts-Tests nicht unmittelbar quantitativ abzuschätzen ist. Der *Template*-Untergrund sollte daher nur bei geringen Streuungen des Zenitwinkels und konstantem Quellabstand zum Kamerazentrum für die Variabilitäts-Tests verwendet werden. Beim Ring-Untergrund spielen wegen vergleichbarer Akzeptanzen aus *On*- und *Off*-Region (vergleiche Abbildung A.5, rechts) Variationen von ΔR hingegen nur noch eine geringe Rolle, wobei zu beachten ist, dass der Ring *per definitionem* immer einen anderen Bereich der Kamera abdeckt, als die *On*-Region, vergleiche Abbildung 4.5. Beim gespiegelten Untergrund verbleibt wegen der gleichen radialen Abstände zwischen Signal- und Untergrundregionen keine ΔR -Abhängigkeit. Fluktuationen der Raten durch veränderte Wetterbedingungen können zudem ähnliche Auswirkungen auf die Variabilitäts-Tests haben. Daher sind hohe Qualitätsanforderungen bei der Datenselektion im Falle der Suche nach variabler Emission besonders wichtig.

A.4.3 Ansprechverhalten bei variablen Quellen

Die Untersuchungen des Ansprechverhaltens der Variabilitäts-Tests bei variabler TeV- γ -Emission wurden unter Vernachlässigung des zuvor erwähnten Einflusses der Zenitwinkel- und ΔR -Verteilung durchgeführt. Es wurden exemplarisch für $N_{\text{on}} = 500$ Untergrundereignisse der Signalregion und einem Untergrundniveau von $\alpha = 0.1$ jeweils 1000 Zeitserien mit Ausbrüchen verschiedener Stärke b und verschiedener Dauer d (*duty cycle*) simuliert. Die Ergebnisse sind in Abbildung A.8 dargestellt.

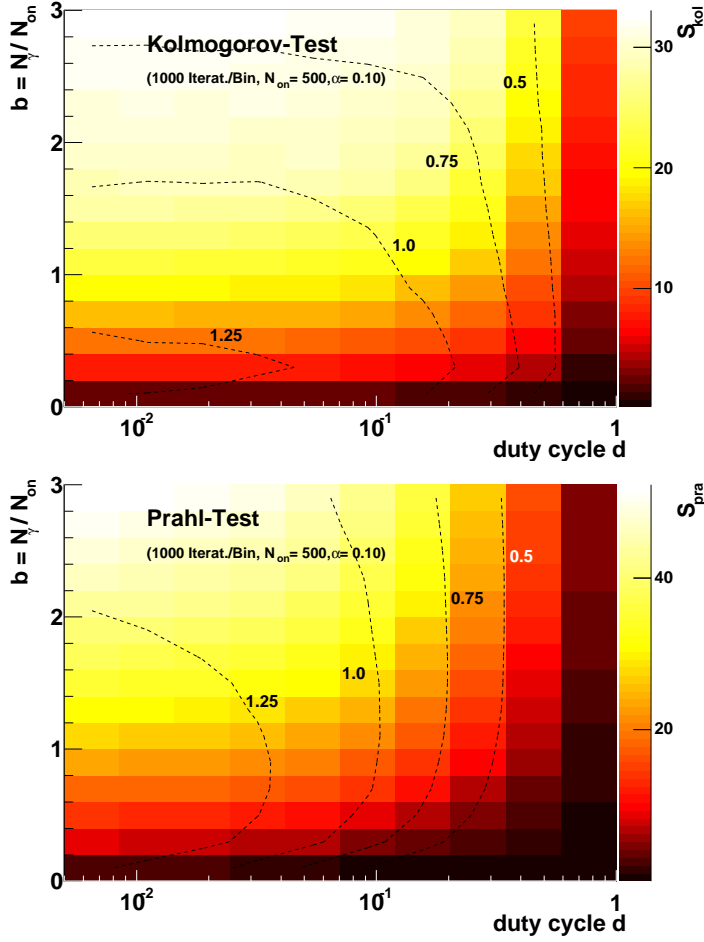


Abbildung A.8: Ansprechverhalten der Variabilitäts-Tests Kolmogorov (oben) und Prahl (unten) für verschiedene Signalstärken b und Ausbruchdauern d (*duty cycle*). Pro *Bin* wurden 1000 Zeitserien mit je $N_{\text{on}} = 500$ Ereignissen und einer Normierung des Untergrundes von $\alpha = 0.1$ simuliert. Die Konturlinien geben das Verhältnis $S_{\text{kol}}/S_{\text{dc}}$ bzw. $S_{\text{pra}}/S_{\text{dc}}$ der Ausbruchsignifikanz zur Signifikanz des entsprechenden Ereignisüberschusses S_{dc} an.

Im Vergleich zur nach Gleichung (4.7) berechneten Signifikanz S_{dc} des Ereignisüberschusses eines Ausbruchs im gesamten Datensatz stellen die Variabilitäts-Tests nur für relativ kurze Ausbrüche mit einem *duty cycle* von $d \leq 0.1$ eine generelle Verbesserung der Analyse-Sensitivität bei der Suche nach neuen TeV- γ -Quellen dar. Dies betrifft jedoch nicht die generelle Aussage über variable Emission, die unabhängig von der Signifikanz S_{dc} des Ereignisüberschusses getroffen werden kann. Der Prahl-Test ist bei einer hohen Ausbruchsdauer d weniger sensitiv als der Kolmogorov-Test und überschreitet dessen Sensitivität erst für $d \leq 0.01$ und große Signalstärken b .

Anhang B

Ergänzende Darstellungen der Ergebnisse von M 87

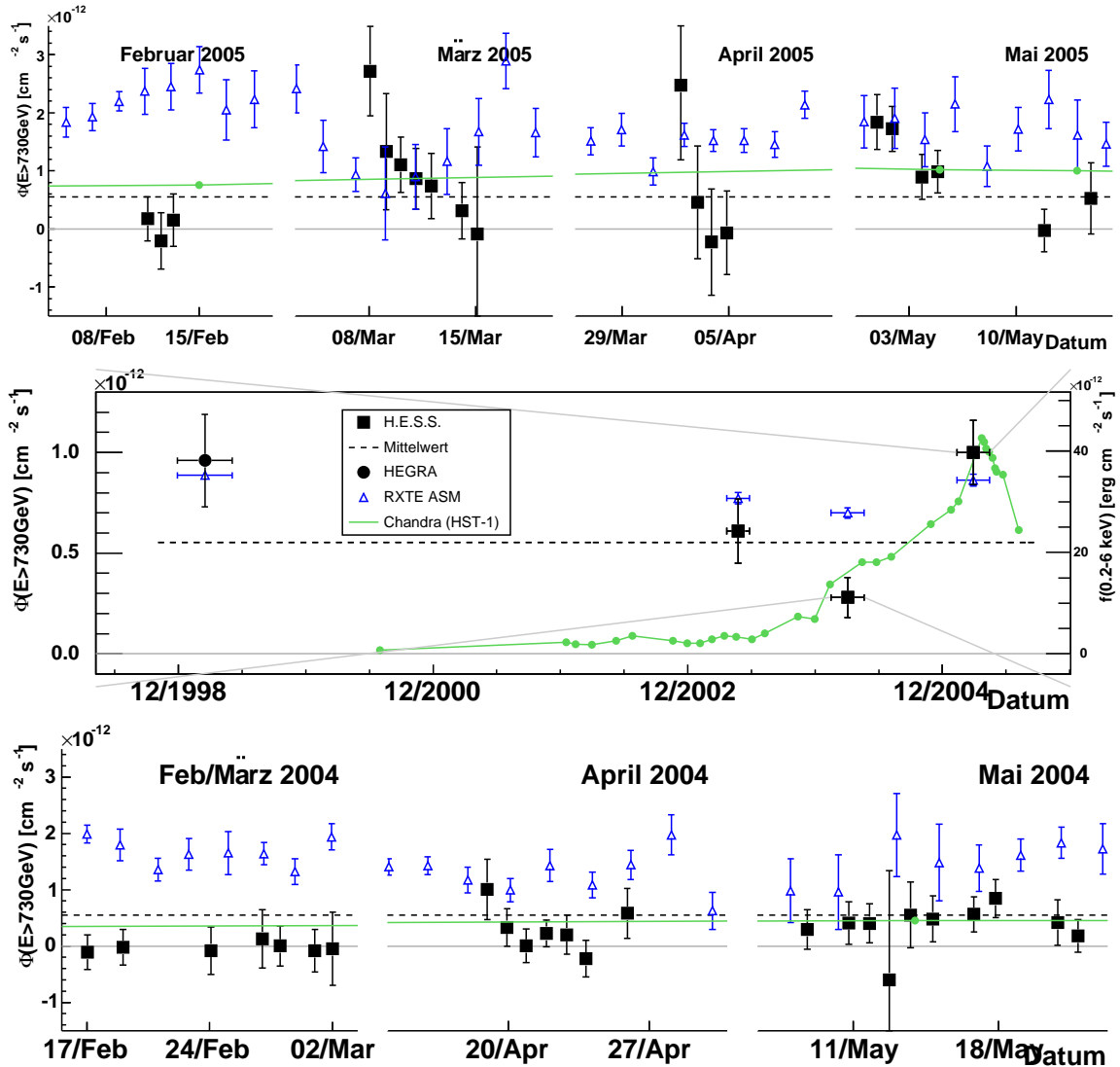


Abbildung B.1: Die in Abbildung 7.10 dargestellte TeV- γ -Lichtkurve von M 87. Zusätzlich ist in dieser Abbildung die 2–10 keV Röntgenzählrate (skaliert) des RXTE-ASM-Satelliten gezeigt (offenen Dreiecke). Die Röntgenzählrate wurde in der jahresweisen Lichtkurve (Mitte) mit einem Faktor von $0.6 \cdot 10^{-12}$ und in den nächsteweißen Lichtkurven (oben und unten) mit einem Faktor von $1.2 \cdot 10^{-12}$ skaliert.

Literaturverzeichnis

- [Aguilar et al. 2005] Aguilar, J.A., Albert, A., Amram, P., et al.
Astroparticle Physics (APh), 23, 131-155 (2005)
Transmission of light in deep sea water at the site of the ANTARES neutrino telescope
- [Aharonian 1990] Aharonian, F.A.
Astrophysics and Space Science (Ap&SS), 180, 305-320 (1990)
Very High and Ultra High Energy Gamma-Rays from Giant Molecular Clouds
- [Aharonian et al. 1997] Aharonian, F.A., Atozan, A.M., Kifune, T.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS), 291, 162-176 (1997)
Inverse Compton Gamma Radiation of Faint Synchrotron X-ray Nebulae around Pulsars
- [Aharonian et al. 2002a] Aharonian, F.A., et al. (HEGRA collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), 370, 112-120 (2002a)
Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A
- [Aharonian et al. 2002b] Aharonian, F.A., et al. (HEGRA collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), 393, L37 (2002b)
An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2
- [Aharonian et al. 2003] Aharonian, F.A., et al. (HEGRA collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), 403, L1 (2003)
Is the giant radio galaxy M 87 a TeV gamma-ray emitter?
- [Aharonian et al. 2004a] Aharonian, F.A., et al. (HEGRA collab.)
Astrophysical Journal (ApJ), 614, 897-913 (2004a)
The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA stereoscopic air Cherenkov telescopes
- [Aharonian et al. 2004b] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astroparticle Physics (APh), 22, 109 (2004b)
Calibration of cameras of the H.E.S.S. detector
- [Aharonian et al. 2004c] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Nature, 432, 75-77 (2004c)
High energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant
- [Aharonian 2004d] Aharonian, F.A.
World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., ISBN 981-02-4573-4, Singapore (2004d)
Very High Energy Cosmic Gamma Radiation – A Crucial Window on the Extreme Universe
- [Aharonian et al. 2005a] Aharonian, F.A., et al. (HEGRA collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), 431, 197-202 (2005a)
The unidentified TeV source (TeVJ2032+4130) and surrounding field: Final HEGRA IACT-System results

- [Aharonian et al. 2005b] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), 442, 1-10 (2005b)
Discovery of the binary pulsar PSR B1259-63 in very-high-energy gamma rays around periastron with H.E.S.S.
- [Aharonian et al. 2005c] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), 437, L7-L10 (2005c)
Detection of TeV gamma-ray emission from the shell-type supernova remnant RXJ0852.0-4622 with H.E.S.S.
- [Aharonian et al. 2005d] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Science, 309, 746-749 (2005d)
Discovery of very high energy gamma rays associated with an X-ray binary
- [Aharonian et al. 2005e] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), 439, 1013-1021 (2005e)
Serendipitous discovery of the unidentified extended TeV gamma-ray source HESS J1303-631
- [Aharonian et al. 2005f] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Science, 307, 1938 (2005f)
A New Population of Very High Energy Gamma-Ray Sources in the Milky Way
- [Aharonian et al. 2005g] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), 435, L17-L20 (2005g)
Discovery of extended VHE gamma-ray emission from the asymmetric pulsar wind nebula in MSH 15-52 with H.E.S.S.
- [Aharonian et al. 2005h] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), 441, 465-472 (2005h)
Observations of Selected AGN with H.E.S.S.
- [Aharonian et al. 2005i] Aharonian, F.A., et al.
Notiz, (intern), 2005 (2005i)
- [Aharonian et al. 2006a] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Nature, in Vorbereitung, 2006 (2006a)
Resolving the Extragalactic Background Light with gamma-ray spectra from distant blazars
- [Aharonian et al. 2006b] Aharonian, F.A., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astronomy and Astrophysics (A&A), in Vorbereitung, 2006 (2006b)
Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S.
- [Ahmad et al. 2002] Ahmad, et al.
Physical Review Letters (PhRvL), 89, 011301 (2002)
Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury neutrino observatory
- [Ahrens et al. 2003] Ahrens, J. et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 583, 1040 (2003)
Search for Point Sources of High Energy Neutrinos with AMANDA
- [Ahrens et al. 2004] Ahrens, J., Bahcall, J.N., Bai, X., et al.
New Astronomy Reviews (NewAR), 48, 519-525 (2004)
Status of the IceCube Neutrino Observatory
- [Amato 2003] Amato, E.
Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics (ChJAA), 3, 316-328 (2003)
Understanding Pulsar Wind Nebulae: Recent Progress and Open Questions

- [Anderson 1932] Anderson, C.D.
Science, 76, 238-239 (1932)
The Apparent Existence of Easily Deflectable Positives
- [Antoni et al. 2005] Antoni, T., Apel, W.D., Badea, A.F., et al.
Astroparticle Physics (APh), 24, 1-25 (2005)
KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems
- [Ashie et al. 2005] Ashie, Y., Hosaka, J., Ishihara, K., et al.
Physical Review D (PhRvD), 71, 112005 (2005)
Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I
- [Atoyan et al. 2005] Atoyan, A., Buckley, J., Krawczynski, H.
Nature, eingereicht, siehe: astro-ph/0509615 (2005)
A gamma-ray burst remnant in our Galaxy: HESS J1303-631
- [Aye et al. 2003] Aye, K.M., (H.E.S.S. collab.)
Proc. 28th ICRC, Tsukuba, Univ. Academy Press, Tokyo, p.2879 (2003)
Atmospheric monitoring for the H.E.S.S. project
- [Badran & Weekes 1997] Badran, H.M., & Weekes, T.C.
Astroparticle Physics (APh), 7, 307-314 (1997)
Improvement of gamma-hadron discrimination at TeV energies using a new parameter, image Surface Brightness
- [Bahcall 1964] Bahcall, J.N.
Physical Review Letters (PhRvL), 12, 300-302 (1964)
Solar neutrinos I: Theoretical
- [Bai & Lee 2001] Bai, J.M., & Lee, M.G.
Astrophysical Journal (ApJ), 549, L173-L177 (2001)
Are Centaurus A and M 87 TeV Gamma-Ray Sources?
- [Ball & Kirk 2000] Ball, L., Kirk, J.G.
Astroparticle Physics (APh), 12, 335 (2000)
Probing pulsar winds using inverse compton scattering
- [Baltz et al. 1999] Baltz, E.A., Briot, C., Salati, P., et al.
Physical Review D (PhRvD), 61, 023514 (1999)
Detection of Neutralino Annihilation Photons from External Galaxies
- [Barreiro 2000] Barreiro, R.B.
New Astronomy Reviews (NewAR), 44, 179-204 (2000)
The cosmic microwave background State of the art
- [Beilicke et al. 2004] Beilicke, M., Götting, N., & Tluczykont, M. (HEGRA collab.)
New Astronomy Review, 48, 407 (2004)
Observation of the giant radio galaxy M87 with the HEGRA Cherenkov telescopes
- [Beilicke et al. 2004a] Beilicke, M., Ouchrif, M., Rowell, G., Schlenker, S. (H.E.S.S. collab.)
IAU Circular, #8300, (2004a)
PSR 1259-63
- [Beilicke et al. 2004b] Beilicke, M., Ouchrif, M., Rowell, G., Schlenker, S. (H.E.S.S. collab.)
ATEL, #249, (2004b)
Planned Observation Schedule on PSR 1259-63 by the H.E.S.S.

- [Beilicke et al. 2004c] Beilicke, M., Ouchrif, M., Rowell, G., Schlenker, S. (H.E.S.S. collab.)
ATEL, #250, (2004c)
Discovery of PSR 1259-63 in VHE Gamma-Rays with H.E.S.S.
- [Beilicke 2004d] Beilicke, M. (H.E.S.S. collab.)
Frontier Science 2004, Rome, XXXVII (ISBN-88-86409-52-4), 389 (2004d)
Detection of the binary system PSR B1259-63/SS 2883 at TeV energies with the H.E.S.S. Cherenkov telescopes
- [Beilicke et al. 2004e] Beilicke, M., Khelifi, B., Masterson, C., et al. (H.E.S.S. collab.)
2nd Int. Symp. on High Energy Gamma Ray Astronomy, Heidelberg, 2004, AIP Conf. Proc., 745, 347 (2004e)
Discovery of an unidentified TeV source in the field of view of PSR B1259-63 with H.E.S.S.
- [Beilicke et al. 2005a] Beilicke, M., Khelifi, B., Costamante, L., et al. (H.E.S.S. collab.)
Conference proceedings of the TEXAS Symposium on Relativistic Astrophysics, Stanford, <http://www.slac.stanford.edu/econf/C041213/papers/2405.PDF>, (2005a)
Detection of a yet unidentified TeV γ -ray Source HESS J1303-631 with the H.E.S.S. Cherenkov telescopes
- [Beilicke et al. 2005b] Beilicke, M., Benbow, W., Cornils, R., et al. (H.E.S.S. collab.)
Conference proceedings of the TEXAS Symposium on Relativistic Astrophysics, Stanford, <http://www.slac.stanford.edu/econf/C041213/papers/2403.PDF>, siehe: *astro-ph0504395* (2005b)
Observation of the giant radio galaxy M 87 at TeV energies with H.E.S.S.
- [Berghöfer et al. 2000] Berghöfer, T.W., Bowyer, S., & Korpela, E.
Astrophysical Journal (ApJ), 535, 615-620 (2000)
Extreme Ultraviolet Explorer Observations of Clusters of Galaxies: Virgo and M 87
- [Bergstroem 2000] Bergstroem, L.
Rep. Prog. Phys., 63, 793-841 (2000)
Non-baryonic dark matter: observational evidence and detection methods
- [Bernlöhr 2000] Bernlöhr, K.
interne Dokumentation, , (2000)
Simulation des H.E.S.S.-Detektors mit *sim_hessarray*
- [Bernlöhr et al. 2003] Bernlöhr, K., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astroparticle Physics (APh), 20, 111 (2003)
The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part I: layout and components of the system
- [Bernlöhr 2005] Bernlöhr, K.
Interne Notiz, (private Kommunikation), (2005)
Geomagnetic effects on showers relevant for the H.E.S.S. experiment
- [Biermann, et al. 2000] Biermann, P.L., Ahn, E.J., Medina-Tanco, G., Stanev, T.
Nuclear Physics B Proceedings Supplements (NuPhS), 87, 417-419 (2000)
Origin of the highest energy cosmic rays
- [Biretta et al. 1995] Biretta, J.A., Zhou, F., & Owen, F.N.
Astrophysical Journal (ApJ), 447, 582-596 (1995)
Detection of Proper Motions in the M 87 Jet
- [Biretta et al. 1999] Biretta, J.A., Stern, C.P., & Harris, D.E.
Astronomical Journal (AJ), 101, 5 (1999)
The Radio to X-Ray Spectrum of the M 87 Jet and Nucleus

- [Biretta et al. 1999b] Biretta, J.A., Sparks, W.B., & Macchetto, F.
Astrophysical Journal (ApJ), 520, 621-626 (1999b)
Hubble Space Telescope Observations of Superluminal Motion in the M 87 Jet
- [Bock et al. 1999] Bock, D., Large, M., Sadler, E.
Astrophysical Journal (ApJ), 117, 1578-1593 (1999)
SUMSS: A Wide-Field Radio Imaging Survey of the Southern Sky. I. Science goals, survey design and instrumentation
- [Böhringer et al. 2001] Böhringer, H., Belsole, E., Kennea, J., et al.
Astronomy and Astrophysics (A&A), 365, L181-L187 (2001)
XMM-Newton observations of M87 and its X-ray Halo
- [Bronfman et al. 1989] Bronfman, L., Alvarez, H., Cohen, R.S., Thaddeus, P.
Astrophysical Journal Supplement Series (ApJS), 71, 481 (1989)
A deep CO survey of molecular clouds in the southern Milky Way
- [Chadwick 1932] Chadwick, J.
Proceedings of the Royal Society of London. Series A, 136, 692-708 (1932)
The Existence of a Neutron
- [Cornils et al. 2003] Cornils, R., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astroparticle Physics (Aph), 20, 129 (2003)
The optical system of the H.E.S.S. imaging atmospheric Cherenkov telescopes. Part II: mirror alignment and point spread function
- [Cornils 2006] Cornils, R.
Dissertation, Universität Hamburg, 2006 (2006)
- [Cortina 2005] Cortina, J.
Astrophysics and Space Science (Ap&SS), 297, 245-255 (2005)
Status and First Results of the Magic Telescope
- [Cowan et al. 1956] Cowan, C. L., et al.
Science, 124, 103-104 (1956)
Detection of the Free Neutrino: A Confirmation
- [Dame et al. 2001] Dame, T.M., Hartmann, D., Thaddeus, P.
Astrophysical Journal (ApJ), 547, 792 (2001)
The Milky Way in Molecular Clouds: A New Complete CO Survey
- [Daum et al. 1997] Daum, A., Hermann, G., Hess, M., et al. (HEGRA collab.)
Astroparticle Physics (Aph), 8, 1 (1997)
First results on the performance of the HEGRA IACT array
- [Davis et al. 1968] Davis et al.
Physical Review Letters (PhRvL), 20, 1205-1209 (1968)
Search for neutrinos from the sun
- [Donea & Protheroe 2003] Donea, A.C., & Protheroe, R.J.
Progress of Theoretical Physics Supplement (PThPS), 151, 186-191 (2003)
Gamma Ray and Infrared Emission from the M 87 Jet and Torus
- [Ellis et al. 2003] Ellis, J., Olive, K.A., Santoso, Y., Spanos, V.C.
Physics Letters B (PhLB), 565, 176 (2003)
Supersymmetric dark matter in light of WMAP

- [Etchegoyen 2004] Etchegoyen, A.
Astrophysics and Space Science (Ap&SS), 290, 379-387 (2004)
The Auger Observatory in Argentina
- [Fermi 1949] Fermi, E.
Physical Review (PhRv), 75, 8 (1949)
On the Origin of Cosmic Radiation
- [Finkbeiner 2003] Finkbeiner, D.P.
Astrophysical Journal Supplement Series (ApJS), 146, 407 (2003)
A Full-Sky H α Template for Microwave Foreground Prediction
- [Forman et al. 1978] Forman, W., et al.
Astrophysical Journal Supplement Series (ApJS), 38, 357-412 (1978)
The fourth UHURU catalog of X-ray sources
- [Fossati et al. 1998] Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., et al.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS), 299, 433-448 (1998)
A unifying view of the spectral energy distribution of blazars
- [Fraix-Burnet et al. 1989] Fraix-Burnet, D., Le Borgne, J.-F., & Nieto, J.-L.
Astronomy and Astrophysics (A&A), 224, 17-23 (1989)
Optical Polarization of the M 87 Jet
- [Fukuda et al. 1998a] Fukuda, Y., et al.
Physics Letters B (PhLB), 433, 9-18 (1998a)
Measurement of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio
- [Fukuda et al. 1998b] Fukuda, Y., et al.
Physical Review Letters (PhRvL), 81, 1158-1162 (1998b)
Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande's first 300 days
- [Funk et al. 2004] Funk, S., Hermann, G., Hinton, J., et al. (H.E.S.S. collab.)
Astroparticle Physics (Aph), 22, 285 (2004)
The trigger system of the H.E.S.S. telescope array
- [Giacconi et al. 1962] Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F., and Rossi, B.
Physical Review Letters (PhRvL), 9, 439 (1962)
Evidence for X-rays from Sources Outside the Solar System
- [Gillessen 2003] Gillessen, S. (H.E.S.S. collab.)
Proc. 28th ICRC, Tsukuba, Univ. Academy Press, Tokyo, p.2899 (2003)
Arcsecond-level pointing of the H.E.S.S. telescopes
- [Ginzburg et al. 1964] Ginzburg, V. L., & Syrovatskii, S. L.
The origin of cosmic rays, Pergamon Press, Oxford (1964)
- [Georganopoulos et al. 2003] Georganopoulos, M., & Kazanas, D.
Astrophysical Journal (ApJ), 594, L27-L30 (2003)
Decelerating Flows in TeV Blazars: A Resolution to the BL Lacertae-FR 1 Unification Problem
- [Georganopoulos et al. 2005] Georganopoulos, M., Perlman, E.S., & Kazanas, D.
Astrophysical Journal Letters (ApJ), 634, L33-L36 (2005)
Is the Core of M87 the Source of its TeV Emission? Implications for Unified Schemes

- [Götting 1998] Götting, N.
Diplomarbeit, Universität Kiel, (1998)
Monte-Carlo-Simulationen für Systeme großflächiger Cherenkov-Teleskope mit hochauflösenden Kameras
- [Götting et al. 2004] Götting, N., et al. (HEGRA collab.)
European Physical Journal C (EPJC), 33, 932-934 (siehe: astro-ph/0310308) (2004)
Recent Results from HEGRA
- [Götting 2006] Götting, N.
Dissertation, Universität Hamburg, 2006 (2006)
- [Grabelsky et al. 1987] Grabelsky, D.A., Cohen, R.S., Bronfman, L., Thaddeus, P., May, J.
Astrophysical Journal (ApJ), 315, 122-141 (1987)
Molecular Clouds in the Carina Arm: Large-scale Properties of Molecular Gas and Comparison with H I
- [Grabelsky et al. 1988] Grabelsky, D.A., Cohen, R.S., Bronfman, L., Thaddeus, P.
Astrophysical Journal (ApJ), 331, 181-196 (1988)
Molecular Clouds in the Carina Arm: The Largest Objects; Associated Regions of Star Formation; and the Carina Arm in the Galaxy
- [Green 2004] Green, D.A.
Bulletin of the Astronomical Society of India (BASI), 32, 335-370 (2004)
Galactic Supernova Remnants: An updated Catalogue and some Statistics
- [Greisen et al. 1966] Greisen, K., Zatsepin, G.T., & Kuzmin, V.A.
Physical Review Letters (PhRvL), 16, 748 (1966)
End to the Cosmic-Ray Spectrum?
- [Harding 2001] Harding, A. K.
American Institute of Physics (AIP) Proceedings, 558, 115 (2001)
Gamma-ray Pulsars: Models and Predictions
- [Hartman et al. 1999] Hartman, R.C., et al.
Astrophysical Journal Supplement Series (ApJS), 123, 79 (1999)
The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources
- [Harris et al. 1997] Harris, D.E., Biretta, J.A., & Junor, W.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS), 284, L21-L27 (1997)
X-ray Variability in M87
- [Harris et al. 2003] Harris, D.E., Biretta, J.A., & Junor, W., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 586, L41-L44 (2003)
Flaring X-ray Emission from HST-1, a Knot in the M87 Jet
- [Harris et al. 2005] Harris, D.E., Cheung, C.C., Biretta, J.A., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 640, 211-218 (2005)
The Outburst of HST-1 in the M87 Jet
- [Hauser & Dwek 2001] Hauser, M.G., & Dwek, E.
Annual Review of Astronomy and Astrophysics (ARA&A), 39, 249-307 (2001)
The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications

- [Heitler 1954] Heitler, W.
Quantum Theory of Radiation, Oxford, (1954)
Quantum Theory of Radiation
- [Heck et al. 1998] Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J.N., et al.
<http://www-ik3.fzk.de/heck/corsika/>, , (1998)
A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers
- [Hess 1912] Hess, V.F.
Physikalische Zeitschrift, 13, 1084 (1912)
- [Hillas 1985] Hillas, A.M.
19th ICRC (La Jolla), 3, 445 (1985)
- [Hirata et al. 1987] Hirata, K., et al.
Physical Review Letters (PhRvL), 58, 1490-1493 (1987)
Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A
- [Hirayama et al. 1999] Hirayama, M., Cominsky, L.R., Kaspi, V.M., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 521, 718 (1999)
X-Ray/Gamma-Ray Observations of the PSR B1259-63-SS 2883 System near Apsastron
- [Hofmann 1999] Hofmann, W., et al.
Astroparticle Physics (Aph), 12, 135 (1999)
Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images
- [Humphreys 1978] Humphreys, R.M.
Astrophysical Journal Supplement Series (ApJS), 38, 309-350 (1978)
Studies of Luminous Stars in the Nearby Galaxies. I. Supergiants and O Stars in the Milky Way
- [Horns 2000] Horns, D.
Dissertation, Universität Hamburg, (2000)
Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen
- [Johnston et al. 1992] Johnston, S., Manchester, R.N., Lyne, A.G., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 387, L37 (1992)
PSR 1259-63 - A binary radio pulsar with a Be star companion
- [Johnston et al. 1994] Johnston, S., Manchester, R.N., Lyne, A.G., et al.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS), 268, 430 (1994)
Radio and Optical Observations of the PSR B1259-63 / SS 2883 Be-Star Binary System
- [Johnston et al. 1999] Johnston, S., Manchester, R.N., McConnell, D., and Campbell-Wilson, D.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS), 302, 277 (1999)
Transient radio emission from the PSR B1259-63 system near periastron
- [Kanbach et al. 1988] Kanbach, G., et al.
Space Science Reviews (SSRv), 49, 69 (1988)
The project EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) on NASA's Gamma-Ray Observatory (GRO)
- [Kaspi et al. 1995] Kaspi, V.M., Tavani, M., Nagase, F., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 453, 424 (1995)
X-Ray Detection of PSR B1259-63 at Periastron

- [Kawachi et al. 2004] Kawachi, A., Naito, T., Patterson, J.R., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 607, 949 (2004)
A Search for TeV Gamma-Ray Emission from the PSR B1259-63 / SS 2883 Binary System with the CANGAROO-II 10 Meter Telescope
- [Kirk et al. 1999] Kirk, J., Ball, L., Skjæraasen, O.
Astroparticle Physics (Aph), 10, 31 (1999)
Inverse Compton emission of TeV gamma rays from PSR B1259-63
- [Klapdor-Kleingrothaus 1997] Klapdor-Kleingrothaus, H.V., & Zuber, K.
Teubner Studienbücher, ISBN 3-519-03094-2, (1997)
Teilchenastrophysik
- [Krawczynski et al. 2004] Krawczynski, H., Hughes, S.B., Horan, D., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 601, 151 (2004)
Multiwavelength Observations of Strong Flares from the TeV Blazar 1ES 1959+650
- [Le Bohec et al. 2004] Le Bohec, S. et al. (Whipple collab.)
Astrophysical Journal (ApJ), 610, 156-160 (2004)
Observation of M 87 at 400 GeV with the Whipple 10 Meter Telescope
- [Leroy et al. 2003] Leroy, N., et al. (H.E.S.S. collab.)
Proc. 28th ICRC, Tsukuba, Univ. Academy Press, Tokyo, p.2895 (2003)
Calibration results for the first two H.E.S.S. array telescopes
- [Lemoine-Goumard et al. 2004] Lemoine-Goumard, M., and Degrange, B. (H.E.S.S. collab.)
2nd Int. Symp. on High Energy Gamma Ray Astronomy, Heidelberg, 2004, AIP Conf. Proc., 745, p.697 (2004)
Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with H.E.S.S.
- [Levine et al. 1996] Levine, A., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 469, L33 (1996)
First Results from the All-Sky Monitor on the Rossi X-Ray Timing Explorer
- [Li & Ma 1983] Li, T., & Ma, Y.
Astrophysical Journal (ApJ), 272, 317 (1983)
Analysis methods for results in gamma-ray astronomy
- [Lohse et al. 2004] Lohse, T., Schmidt, F., Schwanke, U., Stegmann, C.
Interne Notiz, , (2004)
Calculation of Flux Upper Limits Using the Helene Method
- [Macchetto et al. 1997] Macchetto, F., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 489, 579 (1997)
The Supermassive Black Hole of M87 and the Kinematics of its Associated Gaseous Disk
- [Macri et al. 1999] Macri, L.M., Huchra, J.P., Stetson, P.B., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 521, 155 (1999)
The Extragalactic Distance Scale Key Project. XVIII. The Discovery of Cepheids and a New Distance to NGC 4535 Using the Hubble Space Telescope
- [Manchester et al. 2005] Manchester, R.N., Hobbs, G.B., Teoh, A., Hobbs, M.
Astronomical Journal (AJ), 129, 1993 (2005)
The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue

- [De Marco et al. 2003] De Marco, D., Blasi, P., and Olinto, A.V.
Astroparticle Physics (Aph), 20, 53-65 (2003)
On the statistical significance of the GZK feature in the spectrum of ultra-high energy cosmic rays
- [Marshall et al. 2002] Marshall, H.L., Miller, B.P., Davis, D.S., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 564, 683-687 (2002)
A High-Resolution X-Ray Image of the Jet in M87
- [Di Matteo et al. 2003] Di Matteo, T., Allen, S.W., Fabian, A.C., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 582, 133-140 (2003)
Accretion onto the Supermassive Black Hole in M87
- [Mazin 2003] Mazin, D.
Diplomarbeit, Universität Hamburg, (2003)
Einschränkung der Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes mit Hilfe der gemessenen TeV- γ -Strahlung
- [McClure-Griffiths & Dickey 2001] McClure-Griffiths, N.M., Dickey, J.M.
Astrophysical Journal (ApJ), 562, 424-432 (2001)
HI Shells behind the Coalsack
- [McClure-Griffiths et al. 2005] McClure-Griffiths, N.M., Dickey, J.M., Gaensler, B.M., et al.
Astrophysical Journal Supplement Series (ApJS), 158, 178-187 (2005)
The Southern Galactic Plane Survey: HI Observations and Analysis
- [Mészáros 2002] Mészáros, P.
Annual Review of Astronomy and Astrophysics (ARA&A), 40, 137 (2002)
Theories of Gamma-Ray Bursts
- [Montmerle 1979] Montmerle, T.
Astrophysical Journal (ApJ), 231, 95-110 (1979)
On gamma-ray sources, supernova remnants, OB associations, and the origin of cosmic rays
- [Moore et al. 1999] Moore, B., Ghinga, S., Governato, F., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 524, L19-L22 (1999)
Dark Matter Substructure within Galactic Halos
- [Mücke & Protheroe 2001] Mücke, A., & Protheroe, R.J.
Astroparticle Physics (Aph), 15, 121-136 (2001)
A proton synchrotron blazar model for flaring in Markarian 501
- [Mukherjee & Halpern 2005] Mukherjee, R., Halpern, J.P.
Astrophysical Journal (ApJ), 629, 1017-1020 (2005)
Chandra Observation of the Unidentified TeV Gamma-Ray Source HESS J1303-631 in the Galactic Plane
- [Naurois et al. 2003] Naurois, M. de, Guy, J., Djannati-Ataï, A., Tavernet, J.-P. (H.E.S.S. collab.)
Proc. 28th ICRC, Tsukuba, Univ. Academy Press, Tokyo, p.2907 (2003)
Application of an analysis method based on a semianalytical shower model to the first H.E.S.S. telescope
- [Navarro et al. 1996] Navarro, J.F., Frenk, C.S., White, S.D.M.
Astrophysical Journal (ApJ), 462, 563-575 (1996)
The Structure of Cold Dark Matter Halos
- [Neddermeyer & Anderson 1937] Neddermeyer, S.H., and Anderson, C.D.
Physical Review (PhRv), 54, 88 (1937)
Cosmic Ray Particles of Intermediate Mass

- [Nyman et al. 1989] Nyman, L.Å., Bronfman, L., Thaddeus, P.
Astronomy and Astrophysics (A&A), 216, 185 (1989)
A CO survey of the Southern Coalsack
- [Owen et al. 2000] Owen, F.N., Eilek, J.A., & Kassim, J.A.
Astrophysical Journal (ApJ), 543, 611-619 (2000)
M 87 at 90 Centimeters: A Different Picture
- [Paladini et al. 2003] Paladini, R., Burigana, C., Davies, R.D., et al.
Astronomy and Astrophysics (A&A), 397, 213 (2003)
A radio catalog of Galactic HII regions for applications from decimeter to millimeter wavelengths
- [Penzias & Wilson 1965] Penzias, A.A., and Wilson, R.W.
Astrophysical Journal (ApJ), 142, 419-421 (1965)
A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s
- [Perlman et al. 2001] Perlman, E.S., Sparks, W.B., Radomski, J., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 561, L51-L54 (2001)
Deep 10 Micron Imaging of M 87
- [Perlman et al. 2003] Perlman, E.S., Harris, D.E., Biretta, J.A., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 599, L65-L68 (2003)
Month-Timescale Optical Variability in the M 87 Jet
- [Pfrommer & Enßlin 2003] Pfrommer, C., & Enßlin, T.A.
Astronomy and Astrophysics (A&A), 407, L73-L77 (2003)
Probing the Cosmic Ray Population of the Giant Elliptical Galaxy M 87 with Observed TeV γ -Rays
- [Pohl 2002] Pohl, M.
Shaker Verlag Aachen, ISBN 3-8322-0256-0, (2002)
Einführung in die Hochenergieastrophysik
- [Prahl 1999] Prahl, J.
Dissertation, Universität Hamburg, (1999)
Suche nach kosmischen γ -Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern
- [Protheroe et al. 2003] Protheroe, R.J., Donea, A.-C., & Reimer, A.
Astroparticle Physics (APh), 19, 559-568 (2003)
The γ -rays and cosmic rays from the nucleus of M 87, a mis-aligned BL Lac object
- [Pühlhofer et al. 2003] Pühlhofer, G., Bolz, O., Götting, N., et al.
Astroparticle Physics (APh), 20, 267-291 (2003)
The technical performance of the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes
- [Raue 2003] Raue, M.
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2003 (2003)
Entwicklung einer Energierekonstruktion fuer dies HESS Cherenkov-Teleskope und erste Ergebnisse fuer den Krebsnebel
- [Reimer et al. 2004] Reimer, A., Protheroe, R.J., & Donea, A.-C.
Astronomy and Astrophysics (A&A), 419, 89-98 (2004)
M 87 as a misaligned synchrotron-proton blazar
- [Reynolds et al. 1996] Reynolds, C.S., di Matteo, T., Fabian, A.C., et al.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS), 283, L111-L116 (1996)
The 'quiescent' black hole in M87

- [Reynolds et al. 1999] Reynolds, C.S., Heinz, S., Fabian, A.C., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 521, 99-102 (1999)
A Rossi X-Ray Timing Explorer Study of M87 and the Core of the Virgo Cluster
- [Ripken 2002] Ripken, J.
Diplomarbeit, Universität Hamburg, (2002)
Untersuchungen zur Rekonstruktion der Richtung photoninduzierter Luftschaer mit dem stereoskopischen System abbildender Cherenkov-Teleskope des HEGRA-Experimentes
- [Ripken 2006] Ripken, J.
Dissertation, Universität Hamburg, (2006)
in Vorbereitung
- [Rowell 2003] Rowell, G.
Astronomy and Astrophysics (A&A), 410, 389 (2003)
A new template background estimate for source searching in TeV gamma-ray astronomy
- [Röhring 2000] Röhring, A.
Dissertation, Universität Hamburg, (2000)
Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $3 \cdot 10^{14}$ eV bis 10^{16} eV aus der Messung der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschaer mit dem HEGRA-Experiment
- [Schlenker 2005] Schlenker, S.
Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, (2005)
Very High Energy Gamma Rays from the Binary Pulsar PSR B1259-63
- [Shaw et al. 2004] Shaw, S. E., Chernyakova, M., Rodriguez, J., et al.
Astronomy and Astrophysics (A&A), 426, L33 (2004)
INTEGRAL observations of the PSR B1259-63/SS2883 system after the 2004 periastron passage
- [Sako et al. 1997] Sako, T., Dazeley, S.A., Edwards, P.G., et al.
Proc. 25th ICRC (Durban), 3, 193 (1997)
Observations of pulsars, PSR 1509-58 and PSR 1259-63, by Cangaroo 3.9 m telescope
- [Sparks et al. 1992] Sparks, W.B., Fraix-Burnet, D., Macchetto, F., & Owen, F.N.
Nature, 355, 804 (1992)
A counterjet in the elliptical galaxy M87
- [Sparks et al. 1996] Sparks, W.B., Biretta, J.A., & Macchetto, F.
Astrophysical Journal (ApJ), 473, 254-268 (1996)
The Jet of M87 at Tenth-Arcsecond Resolution: Optical, Ultraviolet, and Radio Observations
- [Sreekumar et al. 1996] Sreekumar, P., Bertsch, D.L., Dingus, B.L., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 464, 628-640 (1996)
EGRET Observations of the North Galactic Pole Region
- [Sreekumar et al. 1999] Sreekumar, P., Bertsch, D.L., Hartmann, R.C., et al.
Astroparticle Physics (Aph), 11, 221-223 (1999)
GeV emission from the nearby radio galaxy Centaurus A
- [Stawarz et al. 2003] Starawz, L., Sikora, M., & Ostrowski, M.
Astrophysical Journal (ApJ), 597, 186-201 (2003)
High-Energy Gamma Rays from FR I Jets

- [Stawarz et al. 2005] Starawz, L., Siemiginowska, A., Ostrowski, M., & Sikora, M.
Astrophysical Journal (ApJ), 626, 120-127 (2005)
On the Magnetic Field in the Kiloparsec-scale Jet of Radio Galaxy M87
- [Swaluw et al. 2001] van der Swaluw, E., Achterberg, A., Gallant, Y.A., Tóth, G
Astronomy and Astrophysics (A&A), 380, 309 (2001)
Pulsar wind nebulae in supernova remnants. Spherically symmetric hydrodynamical simulations
- [Swordy et al. 2002] Swordy, S.P., Fortson, L.F., Hinton, J., et al.
Astroparticle Physics (APh), 18, 129-150 (2002)
The composition of cosmic rays at the knee
- [Tsvetanov et al. 1998] Tsvetanov, Z.I., Hartig, G.F., Ford, H.C., et al.
Astrophysical Journal (ApJ), 493, L83-L86 (1998)
M87: A Misaligned BL Lacertae Object?
- [Tluczykont et al. 2001] Tluczykont, M., et al. (HEGRA collaboration)
27th ICRC (Hamburg), 6, 2558 (2001)
Search for TeV gamma ray emission from young open star clusters with the HEGRA Cherenkov Telescopes
- [Trümper et al. 1993] Trümper, J., et al.
Science, 260, 1769 (1993)
ROSAT - A new look at the X-ray sky
- [Urry & Padovani 1995] Urry, C.M., & Padovani, P.
PASP, 107, 803-845 (1995)
Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei
- [Vincent et al. 2003] Vincent, P., Denance, J.-P., Huppert, J.-F., et al. (H.E.S.S. collab.)
Proc. 28th ICRC, Tsukuba, Univ. Academy Press, Tokyo, p.2887 (2003)
Performance of the H.E.S.S. cameras
- [Wänninger et al. 1999] Wänninger, S., Altmann, M., Feilitzsch, F.V., et al.
Physical Review Letters (PhRvL), 83, 1088-1091 (1999)
Probing Neutrino Vacuum Oscillations with the GALLEX Solar Neutrino Results
- [Weekes 2000] Weekes, T.C.
GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop: towards a major atmospheric Cherenkov detector VI, Snowbird, Utah, AIP Conference Proceedings, 515, 3 (siehe: astro-ph/0509615) (2000)
VHE Astronomy before the New Millennium
- [Wex et al. 1998] Wex, N., Johnston, S., Manchester, R.N., et al.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS), 298, 997 (1998)
Timing models for the long orbital period binary pulsar PSR B1259-63
- [Wick et al. 2004] Wick, S.D., Dermer, C.D., Atoyan, A.
Astroparticle Physics (APh), 21, 125 (2004)
High-energy cosmic rays from γ -ray bursts
- [Wiebel-Sooth & Biermann 1998] Wiebel-Sooth, B. & Biermann, P.L.
Cosmic Rays, Landolt-Börnstein, New Serie, VI 3C, 37 (1998)
Cosmic Rays

[Wilson & Yang 2002] Wilson, A.S., & Yang, Y.

Astrophysical Journal (ApJ), 568, 133-140 (2002)

Chandra X-Ray Imaging and Spectroscopy of the M 87 Jet and Nucleus

[Wright et al. 1994] Wright, A.E., Griffith, M.R., Burke, B.F., Ekers, R.D.

Astrophysical Journal Supplement Series (ApJS), 91, 111 (1994)

The Parkes-MIT-NRAO (PMN) surveys. 2: Source catalog for the southern survey (delta greater than -87.5 deg and less than -37 deg)

Index

- Abbildungsfunktion
 - GeV/TeV, 69
 - optische, 29
- Akkretionsscheibe, 15, 150
- Aktiver Galaxienkern, 15, 148
- Aktuator, 29
- Akzeptanz, 45
 - siehe* Kamera-Akzeptanz 45
- Analysemethoden
 - Datenqualität, 63
 - Energiespektrum, 55
 - Ereignisüberschuss, 52
 - Himmelskarten, III, V, 53
 - Lichtkurve, 59
 - Positionsbestimmung, 55
 - Quellausdehnung, 53
 - Signifikanzberechnung, 53
 - Variabilitätstest, VIII, 60
- Astronomie, 18
 - Cherenkov-, 25
 - Gamma-, 19, 25
 - Röntgen-, 19
- Beaming, relativistisches, 151
- Beobachtungs-Run, 32
- Bethe-Bloch-Formel, 6
- Bildbreite, 36
 - Korrekturfaktoren, 41
 - mscw, 40
 - skalierte, 40
 - Verteilung, 42
- BL-Lac-Objekte, 148
- Blazar, 15, 149
- Bremsstrahlung, 6
- Cen OB1, 139
- Cherenkov-Astronomie, 25
- Cherenkov-Licht, 9
- Compton-Streuung, 8
 - inverse, 8
- DAQ, 32
- Datenkalibration, 32
- Datenqualität, 63
- Davies-Cotton-Design, 29
- Doppler-Boosting, 152
- Dopplerfaktor, 151
- Drawer, 30
- Dunkle Materie, 141, 188
- Effektive Nachweisflächen, 73
- Energie-Rekonstruktion, 39
- Energieschwelle, 57, 77
- Energiespektrum
 - siehe* Analysemethoden 55
- Fermi-Beschleunigung, 13
- Flatfielding-Run, 33
- Gamma-Hadron-Separation, 40
- Gamma-Ray-Burst, 142
- GZK-Cutoff, 12
- H.E.S.S., 27
 - Akzeptanz, 45
 - CCD
 - Lid-CCD, 29
 - Sky-CCD, 29
 - Datennahem, 32
 - Kalibration, 32
 - Kamera, 29
 - Pointing, 34
 - Spiegelträger, 29

- Trigger, 31
- H.E.S.S.-Experiment, 27
- HBL, 148
- HESS J1303-631
 - Ausdehnung, 103
 - Energiespektrum, 105, 109
 - Entdeckung, 94
 - Himmelskarte, 94
 - Identifizierung, 122
 - Konsistenz, 96
 - Lichtkurve, 118
 - Morphologie, 111
 - Position, 101
 - SED, 133
 - Szenarien, 133
 - Variabilität, 119
- Hillas-Parameter, 36
- Hintergrundstrahlung
 - 2.7 K, 18
 - extragalaktisch, 16, 19
- Ionisation, 6
- Jet, 15, 150
- Kamera-Akzeptanz, V, 45
- Kenngrößen, 65
- Khomas-Hochland, 27
- Klein-Nishina-Formel, 8
- Kolmogorov-Test, 60
- Kosmische Strahlung
 - Beschleuniger, 12
 - Energiedichte, 13
 - GZK-Cutoff, 12
 - Komposition, 10
 - Spektrum, 11
- LBL, 148
- Lichtkurve, 59
- Lorentzfaktor, 151
- Luftschauer, 21
 - elektromagnetischer, 22
 - hadronischer, 23
 - Kernort, 22
 - Lateralverteilung, 22
 - Longitudinalverteilung, 22
 - Schauerachse, 21
 - Schauerfront, 22
 - Schauermaximum, 22
- Müonenzzerfall, 10
- M 87, 16
 - Ausdehnung, 163
 - Eigenschaften, 152
 - HST-1, 156
 - Jet, 153
 - Kern, 156
 - Energiespektrum, 166
 - Interpretation, 174
 - Lichtkurve, 167
 - Position, 163
 - SED, 175
 - Variabilität, 171
- Mikroquasar, 15
- Molekülwolken, 125, 136, 150
- MonteCarlo-Simulationen
 - Analyse, 68
 - Detektor, 68
 - Luftschauer, 67
- Nachweisflächen, effektive, 55, 73
- Neutralino, 141, 188
- Neutrinos, 16
 - Astronomie, 18
 - atmosphärische, 17
 - Oszillation, 17
 - solare, 17
- NominalDistance-Schnitt, 38
- Paarbildung, 7
- Pedestal-Runs, 33
- Photoelektronen, 32
- Photomultiplier-Kamera, 29
- Pionenzzerfall, 9
- Plerion, 14, 133
- Pointing-Modell, 34
- Prahl-Test, 60
- PSR B1259-63, 86

- Eigenschaften, 86
- Energiespektrum, 92
- Lichtkurve, 93
- Position, 92, 101
- Variabilität, 119
- Pulsar, 14, 133
 - Outer Gap, 14
 - Polar Cap, 14
 - Radio-, 130
- Pulsarwind-Nebel, 14, 133
- Röntgenastronomie, 19
- Röntgendoppelstern-System, 15
- Radiogalaxie, 16
- Richtungs-Rekonstruktion, 37
- Rotverschiebung, 16
- Schauerrekonstruktion, 37
- Schnitt
 - $\Delta\theta^2$, 43
 - ϱ_{hillas} , 38, 80
 - Bildamplitude, 38
 - Kamerarand, 38, 78
 - mscl, 40, 41
 - NominalDistance, 38
- Schnitt-Effizienz, 74
- Schnittoptimierung, I, 43
- Schnittsatz
 - Hart1, 44, 83
 - Hart2, 44, 83
 - Standard, 44
- Signifikanz, 53
- Single-Photoelectron-Run, 33
- SNOB, 140
- SPB-Modell, 183
- Spiegelfacette, 29
- SSC-Modell, 178
- Standard-Schnitte, 44
- Staubtorus, 150, 187
- Staubwolken, 125
- Stereoskopie, 27
- Stossparameter, 39
- Strahlungslänge, 7
- Superluminalen Geschwindigkeit, 154
- Supernova-Überrest, 13, 130
- Synchrotronstrahlung, 7
- Tailcut, 35
- Thomson-Wirkungsquerschnitt, 8
- Totzeit, 31
- Trigger
 - Kamera, 31
 - zentral, 31
- UC-Modell, 179
- Untergrund, 40, 48
 - gespiegelt, 49
 - Normierung, 48
- Ring, 50
- Template, 51
- Wasserstoff
 - ionisierter, 125
 - neutraler, 123
- Winkelschnitt, 43
- Winston-Cones, 30
- Wobble-Beobachtung, 32

Danksagung

An allererster Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei Prof. Dr. Götz Heinzelmann für die ausgezeichnete Förderung bedanken und dafür, dass ich am Aufbau und den ersten Jahren des Mess-Betriebes des H·E·S·S.-Experiments mit seinen zahlreichen und spannenden Entdeckungen mitwirken konnte. Auch möchte ich mich für die Möglichkeit der lehrreichen Teilnahme an verschiedenen internationalen Konferenzen der Astroteilchenphysik im Rahmen meiner Doktorarbeit bedanken, sowie für die zahlreichen Arbeits- und Mess-Aufenthalte in Namibia.

Für die gute Zusammenarbeit, die fruchtbaren Diskussionen und die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre in der Hamburger Gruppe danke ich (alphabetische Reihenfolge) René Cornils, Niels Götting, Benjamin Kahle, Hubert Lampeitl, Daniel Mazine, Margherita Milite, Alexander Petz, Martin Raue, Joachim Ripken, Jan Robrade, Björn Schiricke und Martin Tluczykont. Besonderer Dank gilt Niels Götting, Martin Raue und Joachim Ripken für das kritische Lesen des Manuskripts und René Cornils für die Hilfe bei LaTeX-Fragen. Auch möchte ich Armin Spikowsky und seinen Kollegen für die selbstlose Unterstützung in technischen Fragen während der vergangenen Jahre danken.

Auch bedanke ich mich für die Zusammenarbeit bei meinen Kollegen aus den anderen Instituten des H·E·S·S.-Projektes in Deutschland, Frankreich, England, Südafrika und Namibia, deren Nennung an dieser Stelle zu weit führen würde. Insbesondere danke ich Toni Hanke, Eben Tjingaete und Maveipi Kandjii für die stets hilfsbereite Unterstützung vor Ort in Namibia bei Problemen aller Art, die beispielsweise bei technischen Arbeiten an den Teleskopen oder während des Messbetriebes auftraten.

Besonderer Dank gilt meiner Familie für die Unterstützung während meines Studiums und während der Jahre meiner Doktorarbeit sowie meinen Freunden, nicht zuletzt für ihr Verständnis für meine gerade in der Endphase der Erstellung dieser Arbeit nicht immer allzu umfangreiche Freizeit.

Diese Arbeit wurde durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) gefördert (BMBF 05 CH0GU1/7).