

Nachweis von TeV- γ -Strahlung
aus der Richtung der Blazare
H 1426+428 und 1ES 1959+650
sowie der Radiogalaxie M 87
mit den
HEGRA-Cherenkov-Teleskopen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Departments Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Niels Götting
aus Kiel

Hamburg
2006

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Suche nach punktförmigen und ausgedehnten extragalaktischen TeV- γ -Quellen und das Studium ihrer Eigenschaften beschrieben. Die Messungen wurden mit dem stereoskopischen HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystem durchgeführt, das während seiner Betriebszeit bis zum Jahr 2002 das empfindlichste Instrument für die TeV- γ -Astrophysik oberhalb von 500 GeV gewesen ist. Die Analyse dieser Beobachtungen führte zum Nachweis der Blazare H 1426+428 und 1ES 1959+650 sowie der Radiogalaxie M 87 als TeV- γ -Quellen. Ferner wurden Meßdaten von weiteren radiolauten extragalaktischen Objekten, Galaxienhaufen, sogenannten *Starburst*-Galaxien sowie *Gamma-Ray Bursts* ausgewertet, aus denen aussagekräftige obere Flußgrenzen bestimmt werden konnten.

Der Blazar H 1426+428 konnte in den HEGRA-Meßdaten aus den Jahren 1999 und 2000 erstmals mit großer Signifikanz als die zu diesem Zeitpunkt am weitesten entfernte TeV- γ -Quelle nachgewiesen werden. Dabei ergaben sich erstmalig Hinweise auf eine „spektrale Signatur“, die auf eine Extinktion der intrinsischen TeV- γ -Strahlung aufgrund der Wechselwirkung der TeV-Photonen mit dem extragalaktischen Hintergrundlicht (EHL) zurückgeführt werden kann. In Anbetracht dieses Ergebnisses wurde die Laufzeit des Teleskopsystemes um ein Jahr verlängert, so daß eine weitere tiefe Beobachtung von H 1426+428 ermöglicht wurde. Die Ausprägung der Signatur der EHL-Extinktion im gemessenen Spektrum beruht insbesondere auf der sehr großen Entfernung dieses Objektes. Zur Absicherung dieser Interpretation wurde daher eine spektroskopische Beobachtung von H 1426+428 am Calar-Alto-Observatorium beantragt und durchgeführt, aus der die Entfernung über die spektrale Rotverschiebung verifiziert werden konnte.

In den Jahren 2000/2001 führte eine tiefe Beobachtung zum ersten Nachweis des Blazars 1ES 1959+650 mit einer Signifikanz oberhalb von 5σ . Im Jahr 2002 konnte zudem eine Reihe von unerwartet starken Ausbrüchen beobachtet werden. Die große Ereignisstatistik des Datensatzes erlaubt die Rekonstruktion des Spektrums von 1ES 1959+650 bei verschiedenen Flußniveaus, wobei sich jedoch keine spektrale Variation gezeigt hat. Das Spektrum im hohen Flußzustand kann mit dem leptonischen SSC-Mechanismus beschrieben werden. Diese Modellierung scheidet jedoch für den speziellen Fall eines während einer gemeinsamen Meßkampagne mit dem Whipple-Cherenkov-Teleskop beobachteten kurzzeitigen TeV- γ -Ausbruches, der nicht von einer Flußzunahme im Röntgenbereich begleitet wurde.

Die Radiogalaxie M 87 konnte mit einer Signifikanz von 4.9σ erstmals als TeV- γ -Quelle nachgewiesen werden. Dieses Ergebnis wurde mittlerweile durch Beobachtungen mit den H·E·S·S-Teleskopen bestätigt. M 87 ist damit der erste Vertreter einer neuen Klasse von zweifelsfrei nachgewiesenen extragalaktischen TeV- γ -Quellen, die nicht zum Blazartyp gehören. Ein wesentliches Meßergebnis beruht auf dem Vergleich der mit den HEGRA- und den H·E·S·S-Teleskopen bestimmten integralen Photonenströme, bei dem sich deutliche Hinweise auf eine zeitlich variable TeV- γ -Emission zeigen. Damit kann eine Reihe von Modellen zur Erklärung dieser Strahlung ausgeschlossen werden, die einen konstanten Fluß vorhersagen. Derzeit werden blazarartige leptonische und hadronische Modellierungsansätze bevorzugt, die den Kern von M 87 als Emissionsregion annehmen.

Abstract

In this work the results of a search for point-like and extended extragalactic TeV γ -ray sources and the investigation of their properties are presented. The measurements have been performed with the stereoscopic HEGRA Cherenkov telescope system being the most sensitive instrument for TeV γ -ray astrophysics until the end of its lifetime in the year 2002. The analysis of these observations has led to the detection of the blazars H 1426+428 and 1ES 1959+650 as well as the radio galaxy M 87 as TeV γ -ray sources. In addition, observations of other radio-loud extragalactic objects, clusters of galaxies, so-called starburst galaxies and gamma-ray bursts have been analysed. Scientifically reliable upper limits on the integral photon flux have been determined from these measurements.

For the first time, the blazar H 1426+428 has been detected with high significance in the HEGRA data from the years 1999 and 2000. H 1426+428 was then the TeV γ -ray source with the largest distance to Earth. Also for the first time, indications for a “spectral signature” have been found in this data set possibly caused by the extinction of the intrinsic TeV γ -radiation due to the interaction of the TeV photons with the extragalactic background light (EBL). The lifetime of the telescope system has been extended by one year due to the importance of this result. The effect of the EBL extinction on the measured spectrum is especially based on the large distance of this object. In order to support this interpretation a spectroscopic observation of H 1426+428 has been proposed and performed at the Calar Alto Observatory. The object’s distance was then verified from the redshift of the optical spectrum.

A deep observation of the blazar 1ES 1959+650 in the years 2000 and 2001 has led to the first detection of this object with a significance above 5σ . In the year 2002 a series of unexpectedly strong flares could be observed. The large event statistics of the data set allows for the reconstruction of the spectrum of 1ES 1959+650 at different flux levels. No spectral variation has been found in the spectral analysis. The spectrum of the high flux level state can be described using the leptonic SSC mechanism. In contradiction, this model fails for the special case of a short-term TeV γ -ray flare observed with the Whipple Cherenkov telescope during a common observation campaign. This so-called *orphan flare* was not accompanied by a flux gain in the X-ray energy range.

For the first time the radio galaxy M 87 has been detected as a TeV γ -ray source with a significance of 4.9σ . This result has been confirmed by follow-up observations with the H.E.S.S. telescopes. Therefore M 87 is the first representative of a new class of established extragalactic TeV γ -ray sources not belonging to the blazar type. An essential result of the observations in the TeV energy range is based on a comparison of the integral photon fluxes measured with the HEGRA and the H.E.S.S. telescopes showing clear indications for a temporally variable TeV γ -ray emission. Thus a number of models predicting a constant TeV flux can be ruled out due to this variability. At present blazar-like leptonic and hadronic models are favoured for the explanation for the TeV γ -ray emission from M 87 assuming the core of M 87 as the emission region.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Hochenergie-Astrophysik mit kosmischer TeV-Gamma-Strahlung	3
2.1	Die kosmische Strahlung	5
2.1.1	Das astronomische Potential von einzelnen Komponenten der kosmischen Strahlung	5
2.1.2	Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung	6
2.1.3	Kosmische Teilchen der höchsten Energien	8
2.2	Mechanismen zur Erzeugung von hochenergetischer γ -Strahlung	11
2.2.1	TeV-Photonen aus hadronischen Prozessen	11
2.2.2	TeV-Photonen aus leptonischen Prozessen	12
2.3	Hochenergie-Astrophysik mit GeV-/TeV- γ -Strahlung	13
2.4	Nachweisklassifikation von TeV- γ -Quellen	14
2.5	Galaktische Quellen von TeV- γ -Strahlung	15
2.5.1	Supernova-Überreste vom Schalentyp	15
2.5.2	Pulsare	16
2.5.3	Supernova-Überreste vom Pleriontyp	17
2.5.4	Röntgen-Doppelsternsysteme	19
2.5.5	Die unidentifizierte TeV- γ -Quelle TeV J2032+4130	19
2.6	Aktive Galaxienkerne als extragalaktische TeV- γ -Quellen	20
2.6.1	Die physikalischen Eigenschaften von AGN	20
2.6.2	Die phänomenologische Kategorisierung von AGN	23
2.6.3	Radiogalaxien vom NLRG-Typ	24
2.6.4	Die AGN-Subklasse der Blazare	26
2.6.5	Die spektrale Energieverteilung von Blazaren	29
2.6.6	Extreme <i>BL Lac</i> -Objekte als TeV- γ -Quellen	31
2.6.7	Das SSC-Modell	33
2.6.8	Hadronische Emissionsmodelle	33
2.7	Weitere extragalaktische Objektklassen als mögliche TeV- γ -Quellen	35
2.7.1	Radiogalaxien als neuer Typ von TeV- γ -Quellen	35
2.7.2	Galaxienhaufen als mögliche TeV- γ -Quellen	37
2.7.3	<i>Gamma-Ray Bursts</i> als mögliche TeV- γ -Quellen	38
2.8	Kosmologie und TeV- γ -Astrophysik	42
2.8.1	Extinktion von TeV- γ -Strahlung durch das EHL	42

2.8.2	Geeignete TeV- γ -Quellen für die Untersuchung der EHL-Extinktion	44
2.8.3	Verfahren zur Rückfaltung gemessener TeV- γ -Spektren anhand der EHL-Extinktion	46
2.9	Astroteilchenphysik mit TeV- γ -Strahlung	48
3	Die Meßtechnik für GeV-/TeV-Gamma-Strahlung	51
3.1	Teilchenkaskaden in der Atmosphäre	51
3.1.1	Elektromagnetische Kaskaden	52
3.1.2	Hadroninduzierte Teilchenschauer	55
3.2	Das atmosphärische Cherenkov-Licht	57
3.2.1	Prinzip der Emission von Cherenkov-Photonen	57
3.2.2	Das Cherenkov-Licht ausgedehnter Luftschauber	59
3.2.3	Unterschiede zwischen photon- und hadroninduzierten Luftschauern	62
3.2.4	Einflüsse der Atmosphäre auf das Cherenkov-Licht	63
3.3	Die atmosphärische Cherenkov-Technik	65
3.3.1	Nichtabbildende Cherenkov-Detektoren	65
3.3.2	Die abbildende Cherenkov-Technik	66
3.3.3	Einflüsse des Nachthimmelsleuchtens	68
3.4	γ -Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen	69
3.4.1	Kamerabilder ausgedehnter Luftschauber	69
3.4.2	Parametrisierung der Kamerabilder	72
3.4.3	Die Zeitstruktur des Kamerabildes	74
3.5	Die stereoskopische Beobachtungsmethode	74
3.5.1	Stereoskopische Richtungsrekonstruktion	76
3.5.2	Stereoskopische Rekonstruktion des Kernortes	79
3.5.3	Stereoskopische γ -Hadron-Separation	79
3.5.4	Rekonstruktion der Energie des Primärteilchens	81
3.6	Instrumente für die TeV- γ -Astrophysik	82
4	TeV-Gamma-Astrophysik mit den HEGRA-Teleskopen	85
4.1	Die HEGRA-Teilchendetektorfelder	85
4.2	Die Cherenkov-Teleskope CT 1 und CT 2	86
4.3	Die Funktionsweise des stereoskopischen Teleskopsystemes	88
4.3.1	Der technische Aufbau der Systemteleskope	88
4.3.2	Die Kameras der HEGRA-Systemteleskope	91
4.3.3	Das elektronische Auslese- und Triggerprinzip	92
4.3.4	Meßbetrieb und Datennahme	95
4.3.5	Die Datenprozessierung und -reduktion	97
4.4	Datenkalibration des Teleskopsystemes	101
4.4.1	Routineüberprüfungen der Datennahme	101
4.4.2	Kalibration der Ausleseelektronik	102
4.4.3	Absolutkalibration des gesamten Detektors	109
4.4.4	Langzeitstabilität des Detektors	110
4.4.5	Ausrichtungskalibration der Teleskope	113
4.5	Luftschauber- und Detektorsimulationen	113

4.5.1	Luftschauersimulationen mit dem ALTAI-Code	114
4.5.2	Simulationen mit CORSIKA und <i>sim_telarray</i>	115
4.6	Verfahren zur Datenanalyse	115
4.6.1	Ablauf der Datenanalyse des Teleskopsystemes	116
4.6.2	Datenauswahl und Qualitätsüberprüfung	117
4.6.3	Generelle Selektionskriterien in der Datenanalyse	121
4.6.4	Korrektur der Präzession der Erdachse	123
4.6.5	Auswahl von geeigneten Analyseschnitten	125
4.6.6	Schnittoptimierung für die Signalsuche	127
4.6.7	Korrektur der Totzeit des Detektors	130
4.6.8	Bestimmung des TeV- γ -Emissionsschwerpunktes	130
4.7	Untersuchungen zur Energieschwelle	132
4.7.1	Definition und Abhängigkeiten der Energieschwelle	133
4.7.2	Bestimmung der effektiven Energieschwelle	134
4.7.3	Die effektive Energieschwelle einer Messung	136
4.7.4	Vergleich mit alternativen Methoden	137
4.8	Abschätzung der Untergrundrate	138
4.8.1	Zeitlich versetzte Untergrundbestimmung	138
4.8.2	Räumlich versetzte Untergrundregionen	139
4.8.3	Das phänomenologische <i>Template</i> -Modell	142
4.8.4	Suche nach Quellen im Gesichtsfeld	143
4.9	Flußbestimmung und Spektralanalyse	144
4.9.1	Bestimmung von integralen Photonenflüssen	144
4.9.2	Berechnung von oberen Flußgrenzen	146
4.9.3	Energierückrekonstruktion in der Datenanalyse	147
4.9.4	Bestimmung des Energiespektrums einer Quelle	147
4.9.5	Erstellung der Lichtkurve einer TeV- γ -Quelle	150
4.9.6	Betrachtung von systematischen Fehlern	151
4.10	Statistische Tests auf veränderliche Flüsse	152
4.10.1	Flußvariabilitäten und ausbruchartiges Verhalten	152
4.10.2	Anwendung der Variabilitätstests	153
4.10.3	Sensitivität der Tests für schwache Quellen	154
5	Nachweis des Blazars H 1426+428 als TeV-Gamma-Quelle	157
5.1	Allgemeine Eigenschaften von H 1426+428	157
5.2	Erneute Bestimmung der Rotverschiebung von H 1426+428	158
5.3	H 1426+428 als mögliche TeV- γ -Quelle	160
5.4	HEGRA-Beobachtungen von H 1426+428	161
5.4.1	Messungen mit dem Teleskopsystem	161
5.4.2	H 1426+428 in den Jahren 1999/2000	162
5.4.3	Ergebnisse der Beobachtungen im Jahr 2002	163
5.4.4	Zeitliche Entwicklung des Flusses von H 1426+428	164
5.4.5	Spektralanalyse der H 1426+428-Daten	166
5.4.6	Möglicher Nachweis von H 1426+428 oberhalb von 20 TeV durch die HEGRA-Detektorfelder	169

5.4.7	Suche nach einem Signal von H 1426+428 oberhalb von 20 TeV mit dem Teleskopsystem	171
5.5	Interpretation der Beobachtungen von H 1426+428	172
5.5.1	Suche nach einer TeV-/Röntgenkorrelation	172
5.5.2	Einfluß der EHL-Extinktion auf das TeV-Spektrum	174
5.5.3	Die spektrale Energieverteilung von H 1426+428	175
6	Der Blazar 1ES 1959+650 als stark variable TeV-Gamma-Quelle	179
6.1	Eigenschaften des Blazars 1ES 1959+650	179
6.2	1ES 1959+650 als mögliche TeV- γ -Quelle	180
6.3	Beobachtungen von 1ES 1959+650 mit dem Teleskopsystem	181
6.3.1	Signifikanter Nachweis in den Jahren 2000/2001	182
6.3.2	Ergebnisse der Beobachtungen im Jahr 2002	183
6.3.3	Untersuchung der Lichtkurve von 1ES 1959+650	185
6.3.4	Spektralanalyse der 1ES 1959+650-Meßdaten	189
6.4	Simultane Beobachtungen in verschiedenen Energiebereichen	192
6.4.1	Gleichzeitige Messungen mit dem RXTE-ASM	192
6.4.2	Die <i>Multi-Wavelength</i> -Kampagne im Jahr 2002	194
6.5	Untersuchung der spektralen Energieverteilung von 1ES 1959+650	197
6.5.1	Einfluß der EHL-Extinktion auf das Spektrum	197
6.5.2	Beschreibung der SED mit einem SSC-Modell	198
6.5.3	Anwendung von hadronischen Emissionsmodellen	200
7	Erstmaliger Nachweis der Radiogalaxie M 87 als TeV-Gamma-Quelle	203
7.1	Eigenschaften der Radiogalaxie M 87	203
7.2	M 87 als mögliche TeV- γ -Quelle	206
7.2.1	M 87 als effizienter Teilchenbeschleuniger	206
7.2.2	Alternative Modelle zur TeV- γ -Emission von M 87	208
7.2.3	Hochenergetische Beobachtungen von M 87	209
7.3	HEGRA-Beobachtungen von M 87	210
7.3.1	Signifikanter Nachweis in den Jahren 1998/1999	211
7.3.2	Überprüfung des Signalcharakters	213
7.3.3	Schwerpunkt und Ausdehnung der TeV- γ -Emission	216
7.3.4	Integraler Fluß und Lichtkurve von M 87	218
7.3.5	Spektralanalyse der M 87-Meßdaten	220
7.4	Suche nach einer TeV-/Röntgenkorrelation	223
7.5	Interpretation der TeV- γ -Strahlung aus der Richtung von M 87	224
7.5.1	Der Jetknoten HST-1 als mögliche Emissionsregion	226
7.5.2	Inverse Compton-Streuung im Zentrum von M 87	227
7.5.3	Der Kern von M 87 als Hadronenbeschleuniger	230
7.5.4	M 87 als mögliche UHECR-Quelle	233
7.5.5	Ein möglicher Staubtorus im Kern von M 87	233
7.5.6	Schlußfolgerungen aus dem Nachweis von M 87 im TeV-Energiebereich	235

8 TeV-Beobachtungen von weiteren extragalaktischen Objekten	237
8.1 Suche nach TeV- γ -Strahlung von weiteren radio-lauten extragalaktischen Objekten	237
8.2 Untersuchung prominenter Galaxienhaufen	238
8.2.1 Beobachtungen des Coma-Galaxienhaufens	239
8.2.2 Der Virgo-Galaxienhaufen	244
8.2.3 HEGRA-Beobachtungen weiterer Galaxienhaufen	245
8.3 HEGRA-Beobachtungen von zwei prominenten <i>Starburst</i> -Galaxien	247
8.3.1 Die Prototyp- <i>Starburst</i> -Galaxie M 82	247
8.3.2 Untersuchung der <i>Starburst</i> -Galaxie NGC 253	248
8.4 Suche nach TeV- γ -Strahlung von <i>Gamma-Ray Bursts</i>	248
8.4.1 Die HEGRA-Beobachtungsstrategie für GRBs	249
8.4.2 Ergebnisse der HEGRA-GRB-Beobachtungen	251
9 Zusammenfassung und Ausblick	255
A Die superluminale Bewegung	I
B Bemerkungen zur Berechnung der statistischen Signifikanz	III
B.1 Grundlagen zur Berechnung der statistischen Signifikanz	III
B.2 Der Einfluß des statistischen Fehlers der Untergrundabschätzung	IV
B.3 Definition der Sensitivität einer Messung	VI
C Kleine Bildmultiplizitäten bei stereoskopischen Beobachtungen	IX
C.1 Auftreten von „2-Teleskop-Ereignissen“	IX
C.2 Untersuchung anhand von HEGRA-Daten	X
C.3 Schlußfolgerungen für Datenanalyse und Beobachtungsstrategie	XII
D Untersuchungen zur Bewertung der äußeren Meßbedingungen	XV
D.1 Bewertung von Beobachtungsbedingungen	XV
D.2 Studie zum Einfluß hoher Wolken	XVIII
E Erneute Messung der Rotverschiebung von H 1426+428	XXI
Abbildungsverzeichnis	XXIII
Tabellenverzeichnis	XXVII
Literaturverzeichnis	XXIX
Danksagung	XLIII

Kapitel 1

Einleitung

Der Nachweis der sogenannten „Höhenstrahlung“ extraterrestrischen Ursprunges durch V. F. Hess im Jahre 1912 stellt einen der Ausgangspunkte des Forschungsgebietes der Hochenergiephysik dar. Unter anderem wurden das Positron, das Myon und das Pion als Wechselwirkungsprodukte dieses heute als primäre kosmische Strahlung bezeichneten Teilchenstromes in der Erdatmosphäre entdeckt.

Die im wesentlichen isotrop einfallende kosmische Strahlung besteht vorwiegend aus geladenen Teilchen, wobei Protonen und Heliumkerne den größten Anteil stellen. Weitere Komponenten bilden schwere Atomkerne, Neutronen, Elektronen und Photonen. Die geladenen Teilchen werden auf ihrem Weg zur Erde durch galaktische Magnetfelder abgelenkt und verlieren so ihre ursprüngliche Richtungsinformation. Dagegen wird die Flugbahn bei neutralen Teilchen nicht beeinflußt, so daß in diesem Fall eine Bestimmung ihrer Herkunftsrichtung möglich ist. Damit erweitert sich das Gebiet der Hochenergie-Astrophysik zur Hochenergie-Astronomie, deren Ziel insbesondere in der Erforschung von Quellen und Beschleunigungsmechanismen der geladenen kosmischen Strahlung liegt. Wegen der begrenzten Lebensdauer von Neutronen und der äußerst kleinen Wechselwirkungsquerschnitte von Neutrinos eignen sich vor allem Photonen für einen effektiven Nachweis.

Der Fluß der geladenen kosmischen Strahlung nimmt mit steigender Energie extrem stark ab, wobei das Energiespektrum auf einen nichtthermischen Ursprung hindeutet. Aufgrund ihrer beschränkten Größen wird bei Energien von etwa 10^{14} eV die Nachweisgrenze von ballon- bzw. satellitengestützten Detektoren erreicht. Dagegen wurden mit bodengestützten Instrumenten unter Verwendung der Erdatmosphäre als Detektorvolumen Teilchenenergien von über 10^{20} eV nachgewiesen. Die kosmische γ -Strahlung weist im Vergleich zur geladenen kosmischen Strahlung einen deutlich niedrigeren Fluß auf, so daß die Nachweisgrenze von direkten Messungen bereits bei etwa 10 GeV ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$) liegt. Die Teilchen der kosmischen Strahlung lösen jedoch in der Atmosphäre Kaskaden von sekundären Teilchen („ausgedehnte Luftschauer“) aus, deren Untersuchung einen Rückschluß auf die Eigenschaften des Ausgangsteilchens erlaubt. Das beim Durchflug hochrelativistischer Teilchen in der Atmosphäre emittierte Cherenkov-Licht kann dabei mit sogenannten abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen untersucht werden. Auf diese Meßtechnik stützt sich das junge Forschungsgebiet der TeV- γ -Astrophysik, das einen Energiebereich von etwa 100 GeV bis 100 TeV

(1 TeV = 10^{12} eV) umfaßt. Dieses Intervall enthält dabei die Photonen mit den höchsten Energien, die bisher von einer etablierten Quelle nachgewiesen wurden. Das Cherenkov-Teleskopsystem der HEGRA-Kollaboration (engl.: *High Energy Gamma Ray Astronomy*), mit dem die experimentellen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit erzielt wurden, war mit der dabei erstmals eingesetzten stereoskopischen Beobachtungstechnik oberhalb seiner Energieschwelle von 500 GeV bis zu seinem Betriebsende im Jahre 2002 das weltweit sensitivste Instrument.

Die TeV- γ -Astrophysik wurde im Jahre 1989 mit dem Nachweis des Crab-Nebels zu einer wesentlichen Stütze für das Studium des sogenannten nicht-thermischen Universums. Dies äußert sich in der besonderen Bedeutung der Meßergebnisse aus dem TeV-Energiebereich für das Verständnis der physikalischen Vorgänge in den jeweiligen Quellen. Beispielsweise wird der Supernova-Überrest Cassiopeia A aufgrund seines mit dem HEGRA-Teleskopsystem gemessenen TeV- γ -Spektrums als ein sehr wahrscheinlicher Beschleuniger der geladenen kosmischen Strahlung angesehen. Neben den TeV- γ -Quellen in der Milchstraße ist auch die Untersuchung extragalaktischer Objekte von großem Interesse und bildet die physikalische Motivation dieser Arbeit. Dabei sind vor allem die sogenannten aktiven Galaxienkerne (kurz: AGN) vielversprechende Kandidaten. Die Beobachtung dieser Objekte über den gesamten Bereich des elektromagnetischen Spektrums bis hin zu TeV-Energien erlaubt insbesondere das Studium der bei vielen AGN auftretenden relativistischen Plasmaströme (engl.: *jets*) und ihres Zusammenspiels mit den materieakkretierenden supermassiven Schwarzen Löchern in ihren Zentren. TeV- γ -Strahlung extragalaktischen Ursprunges erfährt ferner eine Extinktion durch die Wechselwirkung mit dem extragalaktischen Hintergrundlicht (EHL). Die Auswirkungen dieses Effektes auf gemessene AGN-Spektren können dabei Hinweise auf die spektrale Energieverteilung des EHL geben.

Im Kapitel 2 dieser Arbeit werden zunächst die astrophysikalischen Grundlagen der Emission von TeV- γ -Strahlung, ihre möglichen Quellen sowie der Einfluß des EHL auf die auf der Erde gemessene Strahlung erläutert. Das Kapitel 3 beschreibt die Meßtechnik für Photonen im GeV-/TeV-Energiebereich mit Cherenkov-Teleskopen, wobei ein Schwerpunkt auf der stereoskopischen Beobachtungstechnik und ihren Funktionsprinzipien liegt. Gegenstand des Kapitels 4 sind die meß- und analysetechnischen Einzelheiten des HEGRA-Teleskop-systemes. Dabei werden insbesondere die Schritte zur Datenreduktion und Ereignisrekonstruktion, die für das Verständnis der Meßdaten erforderlichen Monte-Carlo-Simulationsrechnungen sowie die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Analyseverfahren detailliert erläutert. Die Ergebnisse der hier erzielten Analysen werden in den Kapiteln 5 bis 8 beschrieben. Die wesentlichen Resultate sind dabei der erstmals anhand von HEGRA-Meßdaten mit großer Signifikanz erfolgte Nachweis des Blazars H 1426+428 mit einem Hinweis auf eine durch das EHL hervorgerufene „spektrale Signatur“ (Kapitel 5), der Nachweis und die späteren starken Ausbrüche des Blazars 1ES 1959+650 (Kapitel 6) sowie der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals erfolgte Nachweis der Radiogalaxie M 87 im TeV-Energiebereich (Kapitel 7). Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick auf die Perspektiven von neuen, sensitiveren Instrumenten bezüglich der hier untersuchten Objektklassen.

Kapitel 2

Hochenergie-Astrophysik mit kosmischer TeV- γ -Strahlung

Die Hochenergie-Astrophysik mit kosmischer γ -Strahlung (auch als Hochenergie- γ -Astronomie bezeichnet) umfaßt die bislang höchsten, für die Astrophysik zugänglichen Photon-Energien des elektromagnetischen Spektrums. Dabei erstreckt sich der untersuchte Energiebereich über viele Größenordnungen oberhalb von etwa 1 MeV (10^6 eV). Die Erdatmosphäre ist für γ -Quanten dieser Energien undurchlässig, so daß satellitengestützte Detektoren sowie neuartige Nachweismethoden für erdgebundene Beobachtungen entwickelt werden mußten. In der γ -Astronomie wird üblicherweise zwischen zwei Energieintervallen unterschieden (siehe z. B. Ong (1998)). So wird der mit den Satellitenexperimenten erschließbare Bereich bis zu 10 GeV als „hochenergetisch“ bezeichnet. Die Photonenströme kosmischer γ -Quellen nehmen typischerweise zu hohen Energien hin stark ab, wobei diese Abnahme mehrere Größenordnungen pro Energiedekade betragen kann. Da die Nachweisflächen von satellitengestützten Instrumenten aus Kostengründen auf Werte unterhalb von 1 m^2 beschränkt sind, eignen sich derartige Detektoren nicht mehr für die Untersuchung von Quellen bei höheren Energien. Das Intervall der „sehr hochenergetischen“ (engl.: *very high energy*, kurz: VHE) Photonenstrahlung oberhalb von 10 GeV kann daher nur noch vom Erdboden aus erschlossen werden. Zur Anwendung kommt hier im wesentlichen die sogenannte atmosphärische Cherenkov-Technik, wobei sich die „abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskope“ als sensitivste Detektoren etabliert haben. Das Prinzip dieser Beobachtungstechnik ist Gegenstand des Kapitels 3.

Bei den bisherigen Detektoren bestand zwischen der oberen Grenze des sensitiven Bereiches von Satelliteninstrumenten bei einigen 10 GeV (z. B. im Falle des EGRET-Detektors an Bord des CGRO-Satelliten (Thompson et al. 1993)) und den (unteren) Nachweis- bzw. Energieschwellen von Cherenkov-Teleskopen bei etwa 250 GeV (wie beispielsweise beim französischen CAT-Teleskop (Barrau et al. 1997)) ein großer unerforschter Bereich des elektromagnetischen Spektrums. Das EGRET-Instrument hat dabei zahlreiche MeV-/GeV- γ -Quellen entdeckt, von denen ein großer Teil bislang noch nicht identifiziert werden konnte (Hartman et al. 1999). Im Gegensatz hierzu wurden mit den Cherenkov-Teleskopen nur verhältnismäßig wenige Objekte im GeV-/TeV-Energiebereich nachgewiesen.

Quantitative Messungen von Photonenflüssen und -spektren im GeV-/TeV-Energiebereich können bedeutende Erkenntnisse in verschiedenen Bereichen liefern. In einer Unterteilung nach Völk (2004a) lassen sich drei Schwerpunkte formulieren, bei denen die Astrophysik mit γ -Strahlung besondere Beiträge liefern kann. Hierbei handelt es sich um die *Hochenergie-Astrophysik*, die *beobachtende Kosmologie* sowie um die *Astroteilchenphysik*. Im folgenden wird zunächst das Gebiet der (geladenen) kosmischen Strahlung behandelt, die den wesentlichen Untergrund bei der Beobachtung von hochenergetischen Photonen darstellt. Im Anschluß folgt eine Beschreibung der Grundlagen der Erzeugung hochenergetischer Photonen, während eine Einführung in die drei angesprochenen astrophysikalischen Themen den Schwerpunkt dieses Kapitels bildet.

2.1 Die kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung ist eine hochenergetische Teilchenstrahlung, bei der Teilchenenergien im Bereich von 10^6 eV bis über 10^{20} eV gemessen wurden. Ihre Entdeckung ist dem österreichischen Physiker Victor Franz Hess zu verdanken, der in den Jahren 1911 und 1912 bei Ballonflügen in größeren Höhen Ionisationsmessungen durchführte. Hierbei wurde entgegen der ursprünglichen Erwartung eine mit der Höhe zunehmende Intensität der sogenannten „durchdringenden Strahlung“ entdeckt, die später auch als Höhenstrahlung bezeichnet wurde (Hess 1912). Selbst nach fast einem Jahrhundert intensiver Erforschung der kosmischen Strahlung konnte ihr Ursprung bislang noch nicht zweifelsfrei geklärt werden.

2.1.1 Das astronomische Potential von einzelnen Komponenten der kosmischen Strahlung

Die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung verlieren durch die Ablenkung in den interstellaren Magnetfeldern der Milchstraße sowie bei extragalaktischer Herkunft durch intergalaktische Magnetfelder die Information über ihre Herkunftsrichtung und breiten sich isotrop in der Galaxis aus. Ein Beobachter kann daher anhand von Messungen dieser nahezu gleichverteilten Herkunftsrichtungen keine Rückschlüsse auf ihren Ursprung ziehen. Aus diesem Grund ist bis zu Teilchenenergien von etwa 10^{18} eV der kleine Anteil elektrisch neutraler Teilchen wie z. B. energiereicher Neutronen, Neutrinos und Photonen von besonderem Interesse für die Hochenergie-Astrophysik, weil diese nicht durch die Lorentzkraft abgelenkt werden. Bei deutlich höheren Energien ist der Larmorradius von geladenen Teilchen dagegen größer als die Dicke der galaktischen Scheibe. Daher kann nun auch die geladene Komponente der kosmischen Strahlung aufgrund der jetzt nur noch geringen Ablenkungen bis zu einem gewissen Grade für eine Rückverfolgung zu ihren Beschleunigern herangezogen werden (siehe z. B. Olinto (2004)).

Neutronen sind wegen ihrer Lebensdauer von etwa 887 s nur bei extrem hohen Energien von etwa 10^{18} eV und der damit verbundenen relativistischen Zeitdilatation in der Lage, die Scheibe unserer Galaxis zu durchqueren. Bei diesen

Energien kommen Neutronen wegen der geringen Flüsse und ihres relativ kleinen Anteils an der kosmischen Strahlung jedoch kaum für astronomische Zwecke in Frage. Eine mögliche Ausnahme bilden hierbei der bislang unerforschte Ursprung und die chemische Zusammensetzung der Teilchenkomponente mit den höchsten Energien (vgl. Abschnitt 2.1.3), bei der ein stärkerer neutronischer Anteil nicht ausgeschlossen werden kann (siehe beispielsweise Protheroe et al. (2003)).

Neutrinos können aufgrund ihrer sehr kleinen Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen mit Materie nur in extrem großen Detektoren nachgewiesen werden. Ein Beispiel hierfür ist der am Südpol der Erde geplante *IceCube*-Neutrino-Detektor mit einem instrumentierten Volumen von etwa 1 km^3 . Allerdings führen Abschätzungen der erreichbaren Sensitivität sogar für dieses Instrument in Verbindung mit Modellvorhersagen über die Flüsse hochenergetischer Neutrinos von möglichen Beschleunigern der kosmischen Strahlung zu einer eher pessimistischen Erwartungshaltung. Die Möglichkeit eines detaillierten spektroskopischen Quellstudiums mit Hilfe von Neutrinos können daher als recht gering betrachtet werden (siehe z. B. Alvarez-Muñiz und Halzen (2002)).

Damit bildet derzeit die γ -Strahlung von galaktischen und extragalaktischen Quellen die Grundlage für die Hochenergie-Astrophysik mit satellitengestützten und erdgebundenen Detektoren. Gewisse Einschränkungen der γ -Astronomie sind hierbei einerseits durch die insbesondere bei den sehr sensitiven Cherenkov-Teleskopen beschränkten Gesichtsfelder gegeben (vgl. Abschnitt 4.3.4), wodurch Beobachtungen besonders ausgedehnter Quellen und Himmelsdurchmusterungen mit diesen Instrumenten erschwert werden. Zusätzlich kommt es aufgrund des im Abschnitt 2.8.1 beschriebenen Extinktionseffektes durch die Paarbildungswechselwirkung mit dem Extragalaktischen Hintergrundlicht (EHL) bereits bei einer Energie von 1 TeV zu einer Beschränkung der Entfernung nachweisbarer (extragalaktischer) γ -Quellen.

2.1.2 Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Abbildung 2.2 zeigt das Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung, das insgesamt über etwa 15 Größenordnungen der Teilchenenergie hinweg vermessen wurde und weitgehend einem Potenzgesetz folgt. Bis zu Energien von etwa 10^{15} eV kann das Spektrum mit ballon- bzw. satellitengestützten Instrumenten direkt bestimmt werden. Der Bereich oberhalb einiger 100 GeV steht dagegen den Luftschauerexperimenten mit ihren deutlich größeren effektiven Detektorflächen offen. Dieser Sensitivitätsgewinn erlaubt schließlich den Nachweis der extrem niedrigen Teilchenflüsse bei den höchsten Energien.

Das differentielle All-Teilchen-Energiespektrum der kosmischen Strahlung läßt sich durch drei aufeinander folgende Potenzgesetze beschreiben:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\Gamma_i} \quad (i \in 1, 2, 3) \quad (2.1)$$

Bis zum Abknicken des Spektrums bei einer Energie von einigen PeV wird ein Spektralindex $\Gamma_1 = 2.7$ gemessen; oberhalb dieses als „Knie“ der kosmischen Strahlung bezeichneten Punktes verläuft die Energieverteilung stärker abfallend mit $\Gamma_2 = 3.1$ und flacht bei einer weiteren Knickstelle mit einer Energie von

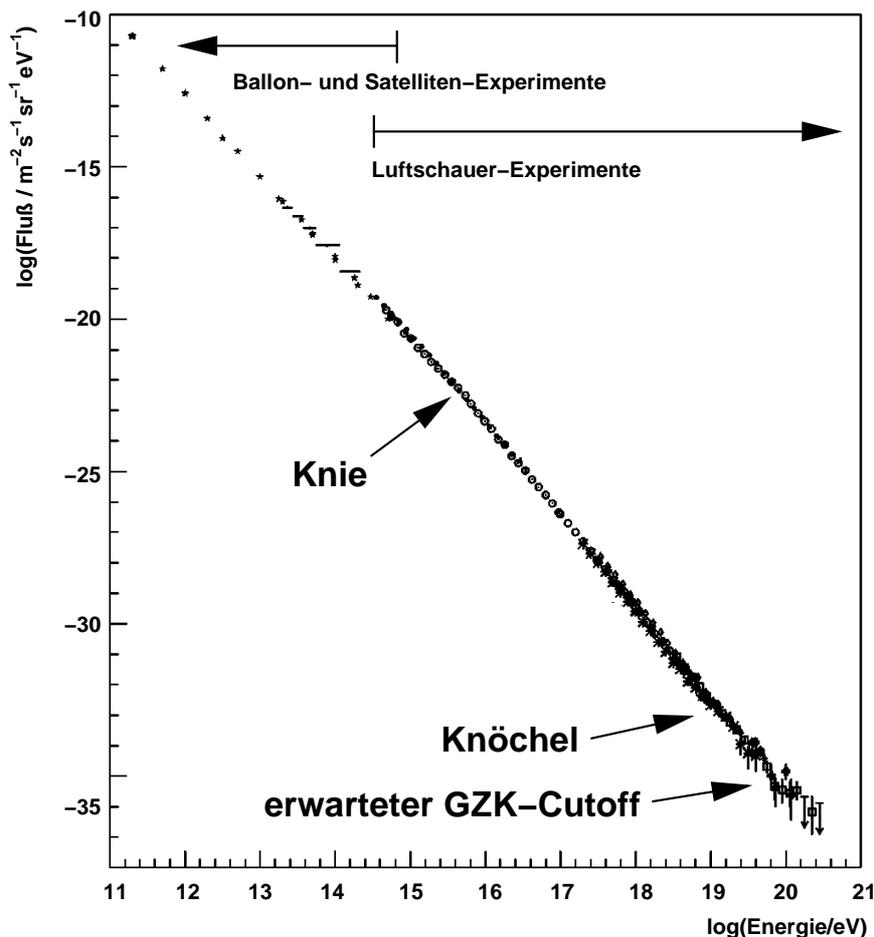


Abbildung 2.2: Darstellung des differentiellen All-Teilchen-Energiespektrums der kosmischen Strahlung über einen Bereich von 10 Größenordnungen der Energie (nach Nagano und Watson (2000)). Das Energiespektrum zeigt bei einigen 10^{15} eV ein als „Knie“ bezeichnetes Abknicken und bei einigen 10^{18} eV ein erneutes Abflachen, den „Knöchel“. Oberhalb einer Energie von etwa $5 \cdot 10^{19}$ eV wird aufgrund intergalaktischer Absorptionseffekte im Gegensatz zu einigen Beobachtungen ein Abbrechen des Spektrums, der sogenannte GZK-Cutoff erwartet (siehe Text).

einigen EeV ($1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$), dem sogenannten „Knöchel“, wieder auf einen Spektralindex $\Gamma_3 \approx 2.7$ ab.

Eine zusammenhängende Erklärung für diesen charakteristischen Verlauf konnte bislang nicht gefunden werden. Es wird jedoch vielfach angenommen, daß die Teilchenpopulation mit Energien bis zur Knieposition durch eine Beschleunigung an Schockfronten erzeugt wird, wie sie bei der Ausdehnung von Supernova-Überresten in das interstellare Medium entstehen (siehe z. B. (Völk 2004b) sowie Abschnitt 2.5.1). Die sich anschließende stärkere Abnahme des Teilchenflusses mit der Energie wird einem Nachlassen der Beschleunigungseffizienz zugeschrieben, während die nachfolgend diskutierten höchsten Teilchenenergien oberhalb des Knöchels vermutlich einen extragalaktischen Ursprung haben.

2.1.3 Kosmische Teilchen der höchsten Energien

Die sogenannten UHECR-Teilchen (engl.: *ultra high energy cosmic rays*) der kosmischen Strahlung weisen mit $E > 10^{18}$ eV die höchsten Energiewerte einzelner Partikel auf, die bislang in der Natur beobachtet wurden. Ihre Energien übertreffen die von Teilchenbeschleunigern auf der Erde erreichbaren Werte um viele Größenordnungen. Eine stetig wachsende Zahl von Teilchen wird dabei von geeigneten Experimenten sogar mit Energien $E > 10^{20}$ eV registriert. Das kosmische Teilchen mit der bislang höchsten rekonstruierten Energie von $3.2 \cdot 10^{20}$ eV wurde hierbei im Oktober 1991 vom amerikanischen *Fly's-Eye*-Detektor nachgewiesen (Bird et al. 1995).² Eine umfassende Übersicht zu den astrophysikalischen Aspekten der UHECR-Teilchen findet sich bei Nagano und Watson (2000).

Da der Larmorradius von geladenen UHECR-Teilchen die Dicke der galaktischen Scheibe deutlich übertrifft, wird allgemein ein extragalaktischer Ursprung dieser Komponente der kosmischen Strahlung angenommen. Um eine Abschätzung wichtiger physikalischer Parameter eines potentiellen UHECR-Beschleunigers zu erhalten, können nach Hillas (1984) die für eine Mindestgröße einer Schockfront notwendige Ausdehnung der Quelle und die erforderliche Stärke des lokalen Magnetfeldes herangezogen werden. Das in Abbildung 2.3 verwendete, sogenannte Hillas-Diagramm zeigt deutlich, daß nur sehr spezielle Objekte als Querkandidaten geeignet sind. Hier sind die relativistischen Materieströme (engl.: *jets*) und gewisse Regionen starker nichtthermischer Emission (engl.: *hot spots*) von großen Radiogalaxien als extrem effiziente Teilchenbeschleuniger vorstellbar. Ferner können auch Galaxienhaufen eine geeignete Parameterkombination aufweisen, wobei es wegen der typischerweise sehr großen Entfernungen dieser Konstellationen allerdings unwahrscheinlich ist, daß sie die einzigen Quellen der beobachteten UHECR-Teilchen sind. Im Falle der aktiven Galaxienkerne (AGN, siehe auch Abschnitt 2.6.1) steht im allgemeinen das ausgeprägte Strahlungsfeld einer effizienten Beschleunigung und Auskoppelung der UHECR-Partikel entgegen. Aufgrund von inelastischen Stößen würden die Partikel ihre Energie hierbei vorzeitig wieder verlieren.

Bereits im Jahre 1964 wurde die nahegelegene Radiogalaxie M 87 von Ginzburg und Syrovatskii als mögliche Quelle der in dieser Zeit erstmals nachgewiesenen höchstenergetischen Ereignisse vorgeschlagen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde M 87 erstmals signifikant als TeV- γ -Quelle nachgewiesen. Die Interpretationen dieser Entdeckung im Hinblick auf eine mögliche UHECR-Teilchenbeschleunigung werden im Abschnitt 7.5.4 diskutiert.

Unter der vereinfachenden, aber nicht unrealistischen Annahme einer reinen Protonenpopulation kann für den Fall eines extragalaktischen Ursprunges der UHECR-Teilchen die Wechselwirkung mit der kosmischen 2.7 K-Mikrowellen-Hintergrundstrahlung untersucht werden. Hierbei ergibt sich für Energien oberhalb von $5 \cdot 10^{19}$ eV aufgrund der Photo-Pion-Produktionswechselwirkung ein starker Absorptionseffekt. Aus den Berechnungen läßt sich eine mittlere freie

² Die Teilchenenergie von $3.2 \cdot 10^{20}$ eV des sogenannten *Fly's-Eye*-Ereignisses entspricht einer makroskopischen Energie von 51 J, die ausreichen würde, um eine 40 W-Glühbirne für mehr als eine Sekunde zu betreiben.

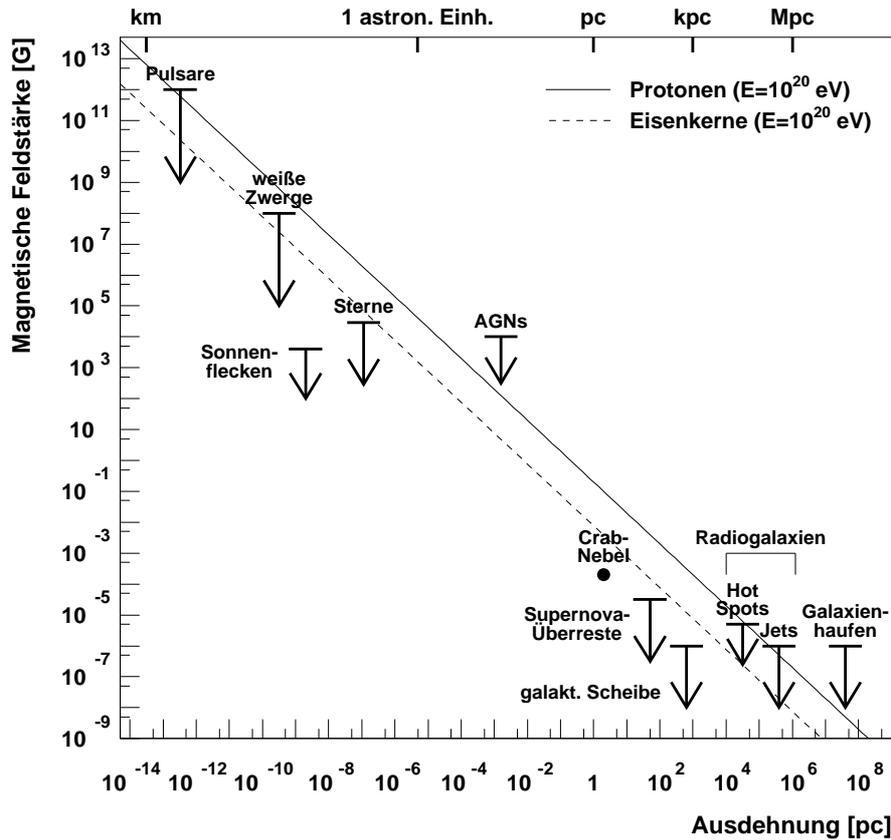


Abbildung 2.3: Ausdehnung und magnetische Feldstärke von Kandidaten für die Beschleunigung von UHECR-Teilchen (Darstellung nach Horns (2000)). Nur Objekte im Parameterraum oberhalb der durchgezogenen bzw. der gestrichelten Linie kommen grundsätzlich als effiziente Teilchenbeschleuniger für Protonen bzw. Eisenkerne in Frage, wobei die erwartete mittlere freie Weglänge von etwa 30 Mpc als weitere Einschränkung zu beachten ist. Die hier verwendete Darstellung wird auch als Hillas-Diagramm (nach Hillas (1984)) bezeichnet.

Weglänge von etwa 30 Mpc für diese Teilchen abschätzen. Falls die UHECR-Quellen kosmologisch homogen verteilt sind, wäre daher ein scharfes Abknicken (engl.: *cutoff*) des Spektrums oberhalb dieser Energie zu erwarten. Dieses Phänomen wird nach den Autoren der ersten entsprechenden Veröffentlichungen im Jahre 1966 als Greisen-Zatsepin-Kuzmin-(kurz: GZK-)-*Cutoff* bezeichnet (siehe z. B. Biermann und Sigl (2001)). Im Gegensatz zu dieser theoretischen Vorhersage wird jedoch von einem der beiden Experimente mit der derzeit besten Ereignisstatistik, dem japanischen AGASA-Projekt, kein deutliches Abknicken des Spektrums zu den höchsten Energien hin beobachtet. Dagegen sind die Ergebnisse des amerikanischen HiRes-Detektors mit der Existenz des GZK-*Cutoffs* verträglich. Die Messergebnisse dieser Instrumente erlauben jedoch aufgrund der jeweils immer noch sehr ausgeprägten statistischen Fehler und der großen systematischen Unsicherheiten bei der Energiebestimmung derzeit noch keine verlässliche Interpretation der Daten (siehe z. B. De Marco et al. (2003)).

Um auf der Basis einer deutlich verbesserten Ereignisstatistik einen Nachweis des GZK-*Cutoffs* oder aber eines jenseits der erwarteten *Cutoff*-Energie E_{GZK} fortlaufenden UHECR-Spektrums zu führen, sind empfindlichere Experimente erforderlich. Zu nennen ist hier zunächst vor allem das in der argentinischen Pampa Amarilla im Aufbau befindliche *Pierre-Auger-Observatorium* (Mantsch et al. 2005). Dieses Experiment besteht aus einem Hybriddetektor mit 1600 Wasser-Cherenkovzählern und insgesamt vier Fluoreszenzdetektoren, die auf einer Grundfläche von 3000 km^2 installiert werden. Als Ergänzung des Experimentes wird außerdem eine Erweiterung auf der Nordhalbkugel diskutiert, um die gesamte Himmelssphäre untersuchen zu können. Eine weitere Steigerung der Sensitivität von UHECR-Messungen können prinzipiell auch satellitengestützte Instrumente liefern, die das von UHECR-Teilchen in der Atmosphäre hervorgerufene Fluoreszenzlicht mit einer sehr großen effektiven Nachweisfläche aus großer Höhe nachweisen könnten. Ein Beispiel ist das zur Installation auf der Internationalen Raumstation (ISS) geplante *Extreme Universe Space Observatory* (EUSO) (Teshima et al. 2003).

Sollte das Auftreten des GZK-*Cutoffs* nicht nachgewiesen werden können, läßt sich für einen extragalaktischen Ursprung der UHECR-Teilchen folgern, daß sich die gesuchten Quellen kosmologisch gesehen in der unmittelbaren Nachbarschaft der Milchstraße befinden.³ Eine gleichmäßig am Himmel verteilte Population von möglichen Quellen entsprechend der bisher beobachteten, weitgehend isotropen Herkunftsrichtungsverteilung der UHECR-Ereignisse ist in diesem Fall aufgrund der geringen Zahl von potentiellen Kandidaten vermutlich nicht gegeben. Daher wird auch die Möglichkeit einer einzigen Quelle diskutiert, wobei die isotrope Verteilung der Ereignisse durch eine geeignete intergalaktische Magnetfeldstruktur verursacht sein könnte. Ein derartiges Modell wurde beispielsweise von Ahn et al. (1999) beschrieben. Hierbei erscheint wiederum die Radiogalaxie M 87 als nahezu einziger Quellkandidat (siehe auch Abschnitt 7.5.4 sowie Biermann und Medina Tanco (2003)). Alternativ zu diesen Modellen werden auch exotische Phänomene wie beispielsweise eine Verletzung der Lorentz-Invarianz oder der Kollaps von sogenannten „Topologischen Defekten“ als Ursprung der UHECR-Teilchen diskutiert. Eine Übersicht zu derartigen „*Top-Down*-Szenarien“ geben Bhattacharjee und Sigl (2001).

Unabhängig von Untersuchungen der durch UHECR-Teilchen ausgelösten Luftschauer kann auch der Nachweis von TeV- γ -Strahlung aus der Richtung eines Quellkandidaten bzw. aus der Himmelsregion um die rekonstruierte Herkunftsrichtung eines UHECR-Ereignisses wertvolle Informationen über die in diesen Objekten ablaufenden extremen Beschleunigungsprozesse liefern. Während die Suche nach TeV-Photonen aus der Richtung des *Fly's-Eye*-Ereignisses bislang erfolglos geblieben ist (Horns 2000), ergibt sich mit dem signifikanten Nachweis der Radiogalaxie M 87 ein erster Hinweis auf einen potentiellen UHECR-Beschleuniger (siehe Abschnitt 7.5.4).

³ Zusätzlich läßt bereits allein der Nachweis von Teilchen mit Energien oberhalb von 10^{20} eV wegen der geringen mittleren freien Weglänge der UHECR-Teilchen die Existenz von mindestens einer nahegelegenen Quelle plausibel erscheinen (Biermann und Medina Tanco 2003).

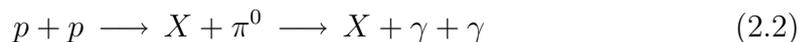
2.2 Mechanismen zur Erzeugung von hochenergetischer γ -Strahlung

Für die in den folgenden Abschnitten beschriebene TeV- γ -Astrophysik sind vor allem die Erzeugungsprozesse für Photonen mit Energien $E_\gamma > 100 \text{ GeV}$ von großem Interesse. Die Modellierung der verschiedenen Objektklassen, die für die Emission von sehr hochenergetischer γ -Strahlung in Frage kommen, geht hierbei von verschiedenen physikalischen Erzeugungsmechanismen aus. Hierbei wird in den Modellen üblicherweise angenommen, daß die Photonen ihre Energie von einer höherenergetischen Teilchenkomponente erhalten. Entsprechend der jeweils verwendeten Theorie wird dabei zwischen hadronischen und leptonen Prozessen unterschieden. Die in diesem Unterkapitel dargestellten Prozesse der Erzeugung von γ -Quanten aus dem π^0 -Zerfall sowie durch Bremsstrahlung und inverse Compton-Streuung spielen auch bei den ausgedehnten Teilchenschauern in der Erdatmosphäre eine wichtige Rolle, die im Abschnitt 3.1 erläutert werden.

2.2.1 TeV-Photonen aus hadronischen Prozessen

Im Zusammenhang mit der Beschleunigung von geladenen Teilchen an Schockfronten treten inelastische Stöße mit dem umgebenden Gas sowie mit nahegelegenen Molekülwolken auf.⁴ (Da es sich bei den hochenergetischen Teilchen im wesentlichen um Protonen handelt, werden im folgenden stets nur Protonen angesprochen.) Schockbeschleunigungen werden beispielsweise bei Supernova-Überresten oder auch im Falle der energiereichen Jets von Radiogalaxien erwartet, wenn die ausgestoßene Materie auf das umgebende interstellare bzw. intergalaktische Medium trifft. Für die geladenen Teilchen ergibt sich bei der Beschleunigung an einer Schockfront ein differentielles Energiespektrum, das einem Potenzgesetz der Form $dN/E \sim E^{-2}$ folgt. Dieses Spektrum setzt sich bis zu einer Maximalenergie fort, die vom Larmorradius der Teilchen und der (im wesentlichen aufgrund der begrenzten Ausdehnung eingeschränkten) Aufenthaltsdauer in der Beschleunigungsregion abhängt. Für Protonen reicht diese Größe für typische Regionen mit einem Radius von etwa 1 pc und Magnetfeldern im Bereich von $2 \mu\text{G}$ (entsprechend der Stärke des galaktischen Magnetfeldes) bis in den PeV-Bereich hinein (Unsöld und Baschek 1999).

Bei den inelastischen Stoßreaktionen werden neutrale π^0 -Mesonen erzeugt, die wegen ihrer extrem kurzen Lebensdauer von nur $(8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17} \text{ s}$ quasi instantan und mit einer Wahrscheinlichkeit von $(98.80 \pm 0.04) \%$ nahezu immer in zwei Photonen zerfallen (Hagiwara et al. 2002):



Oberhalb der Ruheenergie des neutralen Pions von etwa 135 MeV bleibt dabei die Form des primären Protonenspektrums weitgehend erhalten, so daß im Falle eines Hadronenbeschleunigers aus einem gemessenen γ -Spektrum unmittelbar auf die zugrundeliegenden physikalischen Parameter der Quelle geschlossen werden kann.

⁴ Der Teilchenbeschleunigung an Schockfronten liegt der Prozeß der sogenannten Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung zugrunde (siehe z. B. Pohl (2002)).

Ferner kann bei der zum *GZK-Cutoff* (vgl. Abschnitt 2.1.3) führenden Wechselwirkung ultrarelativistischer Protonen mit den Photonen der kosmischen 2.7 K-Hintergrundstrahlung unter anderem eine π^0 -Erzeugung stattfinden. Diese Photomesonproduktion stellt oberhalb von $3 \cdot 10^{19}$ eV den dominierenden Prozeß dar (Aharonian und Cronin 1994). Die in nachfolgenden Reaktionen entstehenden, geladenen Sekundärteilchen dieser Wechselwirkung können prinzipiell sogenannte „intergalaktische Kaskaden“ auslösen, in deren Folge TeV- γ -Strahlung entstehen würde. Die Suche nach TeV-Photonen aus solchen Kaskaden mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen hat jedoch keinen Nachweis dieses Effektes erbracht (Horns 2000).

2.2.2 TeV-Photonen aus leptonischen Prozessen

Hochenergetische Elektronen spielen aufgrund ihrer großen Energieverluste und der damit verbundenen geringen freien Weglängen in der Gesamtenergiebilanz der kosmischen Strahlung nur eine untergeordnete Rolle. Dagegen ist die Emission von TeV- γ -Strahlung auf der Basis von beschleunigten Elektronen für das Verständnis der Quellen von großer Bedeutung. Elektronen können dabei über verschiedene Prozesse hochenergetische Photonen erzeugen. Für den GeV-/TeV-Bereich sind die wesentlichen Wechselwirkungen dabei die Bremsstrahlung und die inverse Compton-Streuung.

Bremsstrahlung:

Unter Anwesenheit einer hohen Nukleonendichte kann ein hochenergetisches Elektron bzw. Positron im Coulombfeld eines Atomkernes abgebremst werden und dabei ein Photon mit der Energie E_γ im GeV-/TeV-Bereich emittieren (siehe auch Abschnitt 3.1.1). Von Bedeutung ist hierbei, daß das Bremsstrahlungsspektrum dieselbe spektrale Form wie seine relativistische Elektronen-Ausgangspopulation erhält (Longair 1994).

Inverse Compton-Streuung:

Trifft ein relativistisches Elektron oder Positron mit der Energie $E_e = \gamma_e \cdot m_e c_0^2$ auf ein Photon mit einer niedrigeren Energie E_{phot} , so gibt es einen großen Teil seiner Energie an das Photon ab. In einem isotropen Strahlungsfeld mit verhältnismäßig hoher Photonendichte beträgt die mittlere Energie $\langle E_\gamma \rangle$ des Photons nach der Streuung (Schlickeiser 2002):

$$\langle E_\gamma \rangle \approx \frac{4}{3} \gamma_e^2 \cdot E_{\text{phot}} \quad (2.3)$$

Der relative Energiegewinn des Photons hängt dabei quadratisch von der Energie des relativistischen Elektrons ab. Für hochrelativistische Elektronen kann die inverse Compton-Streuung im sogenannten Klein-Nishina-Regime beschrieben werden. Die Energie E_γ des gestreuten Photons nähert sich in diesem Fall der Energie des Elektrons E_e asymptotisch an. Im Grenzfall gilt hierbei:

$$E_\gamma \approx E_e \quad (\text{für } E_{\text{phot}} \gg \frac{1}{4} \gamma_e^{-1} \cdot m_e c_0^2) \quad (2.4)$$

Der Prozeß der inversen Compton-Streuung spielt insbesondere bei dem im Abschnitt 2.6.6 erläuterten sogenannten *Synchrotron-Self-Compton*-(SSC)-Modell eine Rolle. Hierbei emittiert eine relativistische Elektronenpopulation im lokalen Magnetfeld des Beschleunigers Synchrotronstrahlung im Röntgenbereich. Diese Synchrotronphotonen wirken dann als Streupartner derselben Elektronenpopulation, so daß neben der Röntgen- auch eine nachweisbare TeV- γ -Strahlung entsteht. Ein typischer Objekttyp, bei dem dieses Modell verbreitet für die Entstehung hochenergetischer Photonen favorisiert wird, ist die Klasse der im Unterkapitel 2.6 diskutierten aktiven Galaxienkerne (AGN).

2.3 Hochenergie-Astrophysik mit GeV-/TeV- γ -Strahlung

Die Hochenergie-Astrophysik mit GeV-/TeV- γ -Strahlung (im folgenden auch abgekürzt als TeV- γ -Astrophysik bezeichnet) beschäftigt sich mit besonders energiereichen Emissionsprozessen im Universum. Diese Vorgänge lassen sich nicht durch thermische Populationen – beispielsweise in Sternen – erklären, bei denen eine dem Planckschen Strahlungsgesetz folgende Schwarzkörperemission zu erwarten wäre. Astrophysikalische Untersuchungen im GeV-/TeV-Energiebereich lassen daher einen tiefen Einblick in das sogenannte *nichtthermische Universum* erwarten. Damit sind als geeignete Quellkandidaten der TeV- γ -Astrophysik diejenigen Objekte von Interesse, die über effiziente Beschleunigungsmechanismen nichtthermische Teilchenpopulationen erzeugen können.

Tabelle 2.1 enthält eine Übersicht zu den bis zum Sommer 2003 (entsprechend einem Jahr nach dem Ende der HEGRA-Betriebszeit) nachgewiesenen TeV- γ -Quellen, wobei die in der Auflistung enthaltenen Objektklassen in den nachfolgenden Abschnitten vorgestellt werden. Für die Tabelle wurde ungeachtet der astrophysikalischen Entstehungsprozesse der TeV- γ -Strahlung die Unterteilung in galaktische und extragalaktische Objekte gewählt. Im Hinblick auf die besonders wichtige Frage nach den Beschleunigern der kosmischen Strahlung unterhalb des „Knöchels“ sind die im Abschnitt 2.5 beschriebenen galaktischen Objekte von großem astrophysikalischem Interesse. Die Untersuchung des Energiespektrums im TeV-Bereich kann hierbei Hinweise zu den in den Quellen ablaufenden Beschleunigungsprozessen geben und ermöglicht damit Rückschlüsse auf die Relevanz der jeweiligen Objektklassen für die Emission der geladenen kosmischen Strahlung. Interessanterweise gehörte die Mehrheit der Objekte im stetig wachsenden Katalog bekannter TeV- γ -Quellen bis zum Beginn des H·E·S·S-Meßbetriebes zu einer der extragalaktischen Klassen. Da die Suche nach TeV- γ -Strahlung von verschiedenen extragalaktischen Objektklassen den physikalischen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildet, ist diesen Quellkandidaten in den Unterkapiteln 2.6 und 2.7 ebenfalls breiter Raum gewidmet.

Objekt	Entdeckung (Instrument, Jahr)	EGRET-Quelle (3. Katalog)	Grad
<u>galaktisch:</u>			
Cas-A	HEGRA, 2001	nein	B
Cen X-3	Durham, 1999	ja	C
Crab-Nebel	Whipple, 1989	ja	A
PSR 1706-44 (Plerion)	CANGAROO, 1995	nein	A?
RX J1713.7-3946	CANGAROO, 1999	nein	A
SN 1006	CANGAROO, 1997	nein	A?
TeV J2032+4130	HEGRA, 2002	evtl.	B
Vela-Plerion	CANGAROO, 1997	nein	B?
<u>extragalaktisch:</u>			
1ES 1959+650	7 Tel. Array, 1999	nein	A
1ES 2344+514	Whipple, 1997	nein	A
3C 66A	Crimean Obs., 1998	ja	C ⁻
BL Lacertae	Crimean Obs., 2001	ja	C ⁻
H 1426+428	Whipple, 2001	nein	A
M 87	HEGRA, 2003	nein	B
Mrk-421	Whipple, 1992	ja	A
Mrk-501	Whipple, 1995	nein	A
NGC 253	CANGAROO-II, 2003	nein	B?
PKS 2155-304	Durham, 1999	ja	A

Tabelle 2.1: Katalog der bis zum Sommer 2003 nachgewiesenen TeV- γ -Quellen nach Horan und Weekes (2004). Aufgrund neuerer Ergebnisse wurde die Einteilung einzelner Quellen entsprechend der im Abschnitt 2.4 erläuterten „Weekes-Kriterien“ geändert: Der Blazar 3C 66A wird entsprechend Fußnote 27 (Seite 47) allgemein nicht als TeV- γ -Quelle angesehen. Analog kann der Nachweis des Objektes BL Lacertae entsprechend Fußnote 25 (Seite 44) nicht mehr als uneingeschränkt vertrauenswürdig gelten. Im Gegensatz hierzu wurde der HEGRA-Nachweis der Radiogalaxie M 87 mit hoher Signifikanz durch die H.E.S.S.-Teleskope bestätigt; ferner wurden die mit dem 3.8 m-Teleskop der CANGAROO-Kollaboration entdeckten Supernova-Überreste SN 1006 und RX J1713.7-3946 mit dem 10 m-CANGAROO-II-Teleskop erneut nachgewiesen. Das Plerion PSR 1706-44, der Supernova-Überrest SN 1006 und die Starburst-Galaxie NGC 253, die ebenfalls mit dem CANGAROO-II-Teleskop als TeV- γ -Quellen bestätigt wurden, sowie das Vela-Plerion konnten dagegen durch Beobachtungen mit den sensitiveren H.E.S.S.-Teleskopen nicht nachgewiesen werden (Aharonian et al. 2005f,c,d, 2006a). Eine endgültige Interpretation dieser Ergebnisse steht jedoch noch aus.

2.4 Nachweisklassifikation von TeV- γ -Quellen

Im Hinblick auf die Vielzahl von verschiedenen Instrumenten in der TeV- γ -Astrophysik stellt sich das Problem einer Vergleichbarkeit bzw. Bewertung von publizierten Meßergebnissen. Hier bietet sich eine von T. C. Weekes vorgeschlagene Rangordnung an, die die einzelnen Quellen in die Wertigkeitsklassen A, B

und C einteilt (siehe z. B. Horan und Weekes (2004)).

Hierbei werden als A-Quellen diejenigen Objekte betrachtet, die von mindestens zwei verschiedenen Instrumenten signifikant nachgewiesen wurden. Um tatsächliche Signale statistisch sicher von möglichen fluktuativen Überschüssen⁵ zu trennen, wurde von A. E. Chudakov bereits im Jahre 1971 ein verhältnismäßig harter Grenzwert für die statistische Signifikanz eingeführt. Ein Signal gilt demnach als gesichert, wenn es sich um mindestens 5 Standardabweichungen (5σ) vom Untergrundniveau abhebt (vgl. Weekes (2000)). Die mit dem Grad A belegten Quellen können demnach auch als zweifelsfrei nachgewiesen betrachtet werden.

Als B-Quellen gelten Objekte, die bisher nur von einem Teleskop mit einer Signifikanz von mindestens 5σ nachgewiesen wurden. Eine Bestätigung sehr schwacher Signale kann hierbei aufgrund der sehr unterschiedlichen Sensitivitäten der einzelnen Instrumente (vgl. Tabelle 3.3) teilweise sehr schwierig sein. So wäre ein unabhängiger Nachweis der mit einer Beobachtungszeit im Bereich von 100 h mit dem HEGRA-Teleskopsystem entdeckten TeV- γ -Quellen Cas-A und TeV J2032+4130 beispielsweise mit dem Whipple-Teleskop aufgrund der notwendigerweise extrem langen Beobachtungszeiten kaum realisierbar.

Der Bewertungsgrad C wird schließlich den erstmals veröffentlichten TeV-Signalen mit einer Signifikanz $S < 5\sigma$ verliehen. Zu dieser Objektklasse gehörte beispielsweise die in der vorliegenden Arbeit erstmals mit $S_{DC} = 4.9\sigma$ nachgewiesene Radiogalaxie M 87 bis zu ihrer mit hoher Signifikanz erfolgten Bestätigung durch das H.E.S.S.-Teleskopsystem (siehe Kapitel 7).

Die in Tabelle 2.1 aufgelisteten, bislang nachgewiesenen TeV- γ -Quellen wurden unter Berücksichtigung dieser sogenannten „Weekes-Kriterien“ klassifiziert. Erfreulicherweise gehört die Hälfte aller Objekte zur Kategorie A, was die insgesamt erreichte Vertrauenswürdigkeit der TeV- γ -Astrophysik verdeutlicht.

2.5 Galaktische Quellen von TeV- γ -Strahlung

2.5.1 Supernova-Überreste vom Schalentyp

In der Spätphase der Entwicklung eines massereichen Sternes kommt es nach dem Ende des sogenannten Wasserstoff- und Heliumbrennens zu einer raschen Folge von weiteren nukleosynthetischen Prozessen, in denen die schwereren Elemente erzeugt werden. Sind alle nuklearen Energiequellen des Sternes verbraucht, kommt es aufgrund des fehlenden Strahlungsdruckes zu einem gravitativen Kollaps des Systemes. Hierbei kann die äußere Schale explosionsartig abgestoßen werden. Bei einem solchen Ausbruch einer Supernova wird eine kinetische Energie von etwa 10^{44} Joule freigesetzt⁶, die sich unter Ausbildung einer Schockfront in das umgebende Medium ausbreitet. Ein derartiger Supernova-Überrest

⁵ Derartige Effekte können bei Cherenkov-Teleskopen beispielsweise durch besondere atmosphärische Einflüsse oder unerkannte technische Detektorprobleme verursacht werden.

⁶ Die Energie von 10^{44} J entspricht 10^{51} erg. Die in der Astrophysik übliche Einheit *erg* findet im folgenden bei allen Angaben zu Flüssen bzw. Luminositäten Anwendung.

(engl.: *supernova remnant*, kurz: SNR) ist energetisch in der Lage, als effizienter Teilchenbeschleuniger zu wirken.

TeV- γ -Strahlung kann in SNRs prinzipiell sowohl durch leptonische als auch durch hadronische Prozesse erzeugt werden. Die Entdeckung eines Hadronenbeschleunigers könnte hierbei die noch immer offene, grundsätzliche Frage nach den Beschleunigern der kosmischen Strahlung aufklären. Ein solcher Nachweis ist beispielsweise auf der Basis eines durch leptonische Prozesse nicht zu erklärenden TeV- γ -Spektrums denkbar. Alternativ würde auch die Beobachtung eines durch die hadronischen Wechselwirkungen hervorgerufenen Neutrinoflusses auf einen Hadronenbeschleuniger hinweisen, wobei ein solcher Nachweis derzeit aufgrund der zu kleinen Sensitivitäten der Neutrinoexperimente als unwahrscheinlich erscheint.

Aufgrund der begrenzten Ereignisstatistik und der schmalen Spektralbereiche konnte bei den bislang im TeV-Energiebereich nachgewiesenen Supernova-Überresten vom Schalentyp auf der Basis der gemessenen Energiespektren noch kein endgültiger Rückschluß auf die Natur der jeweils wirkenden TeV- γ -Emissionsprozesse gezogen werden. Das mit dem HEGRA-Teleskopsystem nachgewiesene Objekt Cassiopeia A (kurz: Cas-A; Supernova-Explosion vermutlich im Jahr 1680) ist hierbei die einzige Quelle in der nördlichen Hemisphäre (Aharonian et al. 2001a).

In einem detaillierten Modell wurde jüngst von Berezhko et al. (2003) unter Berücksichtigung der zeitlichen Entwicklung des Supernova-Überrestes Cas-A und anhand der vorhandenen Meßdaten aus dem Radio-, optischen und Röntgenbereich eine Vorhersage für das γ -Spektrum dieses derzeit jüngsten SNRs in der Milchstraße gemacht. Hierbei stellt sich heraus, daß der von der HEGRA-Kollaboration gemessene TeV-Fluß ausschließlich mit Hilfe von TeV- γ -Strahlung aus dem π^0 -Zerfall und damit als Folge der Existenz eines Hadronenbeschleunigers verstanden werden kann. Eine endgültige experimentelle Bestätigung dieses Modelles kann jedoch nur eine unabhängige Bestätigungsmessung in Verbindung mit einer genauen Vermessung der spektralen Eigenschaften über einen weiten Bereich des elektromagnetischen Spektrums liefern.

2.5.2 Pulsare

Pulsare sind äußerst schnell rotierende Neutronensterne mit starken Magnetfeldern und Periodendauern im Bereich von Millisekunden bis Sekunden, die nach einem Supernova-Ausbruch aus dem kollabierten Überrest eines massiven Vorgängersternes entstanden sind. Da insbesondere junge Pulsare sehr starke Magnetfelder von bis zu 10^{13} G aufweisen, wird durch verschiedene Szenarien die Emission von γ -Strahlung vorhergesagt, die bis in den TeV-Energiebereich reichen könnte (Harding 2001). Die derzeit favorisierten Theorien sind dabei das sogenannte *Polar-Cap*-Modell (Teilchenbeschleunigung im Bereich der Polkappen in der Nähe der Pulsaroberfläche) und das *Outer-Gap*-Modell, bei dem die geladenen Teilchen aufgrund von großen elektrischen Potentialdifferenzen in der äußeren Magnetosphäre auf hohe Energien beschleunigt werden. Die resultierenden Photonenflüsse fallen zu hohen Energien typischerweise stark ab und weisen ins-

besondere im Rahmen des *Polar-Cap*-Modelles wegen der am Magnetfeld ablaufenden Paarerzeugungsprozesse einen steilen Abbruch bei GeV-Energien auf. Daher erscheint es nicht verwunderlich, daß mit den bisherigen Instrumenten kein Nachweis eines Pulsars im TeV-Bereich gelungen ist (siehe z. B. Aharonian et al. (2002a)).

Da die γ -Strahlung entsprechend der Modellvorstellungen vermutlich nur aus einem kleinen Emissionsgebiet stammt, sollte ein entfernter Beobachter ein periodisches Signal wahrnehmen. Während mit dem EGRET-Detektor gepulste Strahlung von verschiedenen Pulsaren (Crab, Geminga und Vela) nachgewiesen wurde (Fierro et al. 1998), haben Beobachtungen im TeV-Bereich bislang noch keine Hinweise auf eine periodische Komponente erbracht (siehe beispielsweise Aharonian et al. (1999b, 2004a)).

2.5.3 Supernova-Überreste vom Pleriontyp

Die Konstellation eines jungen Pulsars, der bei einem vorausgegangenen Supernova-Ausbruch entstanden und wegen seiner Materieemission von einer nebelartigen Komponente umgeben ist, wird auch als „Plerion“ oder „Pulsarwindnebel“ bezeichnet. In diesen Objekten können durch Schockbeschleunigung von Elektronen im Wechselwirkungsbereich des Pulsarwindes mit der bei der Supernova-Explosion ausgeworfenen Materie TeV-Photonen erzeugt werden. Das Energiespektrum von Plerionen kann über viele Größenordnungen der Energie durch das SSC-Modell (siehe Abschnitt 2.6.6) beschrieben werden, wobei für eine Reihe von Kandidaten ein meßbarer TeV-Fluß vorhergesagt wird. Bislang wurde lediglich der Crab-Nebel mit dem Bewertungsgrad A zweifelsfrei als TeV- γ -Quelle nachgewiesen (Weekes et al. 1989, Aharonian et al. 2000, 2004a).

Der Crab-Nebel⁷ ist der Überrest einer im Jahre 1054 ausgebrochenen Supernova und weist im TeV-Bereich ein zeitlich konstantes Flußniveau und Spektrum auf. In Ermangelung einer unabhängigen Eichquelle stellt der Crab-Nebel aufgrund seines verhältnismäßig starken TeV-Flusses für die TeV- γ -Astrophysik die „Standardkerze“ in der Nordhemisphäre dar. Unter etwas ungünstigeren Sichtbarkeitsbedingungen ist der Crab-Nebel auch von der südlichen Erdhalbkugel sichtbar und kann insbesondere für die neuen Instrumente H.E.S.S. und CANGAROO-III ebenfalls als Kalibrationsquelle dienen.

Das differentielle Photonenspektrum des Crab-Nebels im TeV-Bereich wurde von der HEGRA-Kollaboration mit hoher Genauigkeit vermessen (Aharonian et al. 2004a). Das Spektrum folgt dabei einem Potenzgesetz der Form

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE} = (2.83 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.6_{\text{sys}}) \cdot 10^{-11} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (2.5)$$

mit einem differentiellen Spektralindex von $\Gamma = 2.62 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.05_{\text{sys}}$. Dies

⁷ Der Crab-Nebel wird im Deutschen oft als Krebsnebel bezeichnet. Diese Namensgebung verweist jedoch fälschlicherweise auf die Sternkonstellation Krebs, während der Crab-Nebel im Sternbild Stier nahe des hellen Sternes ζ -Tauri gelegen ist. Da der Name „Krabbennebel“ als korrekte Übertragung des Namens im deutschen Sprachgebrauch eher unüblich ist, wird hier generell der englische Name als *terminus technicus* verwendet.

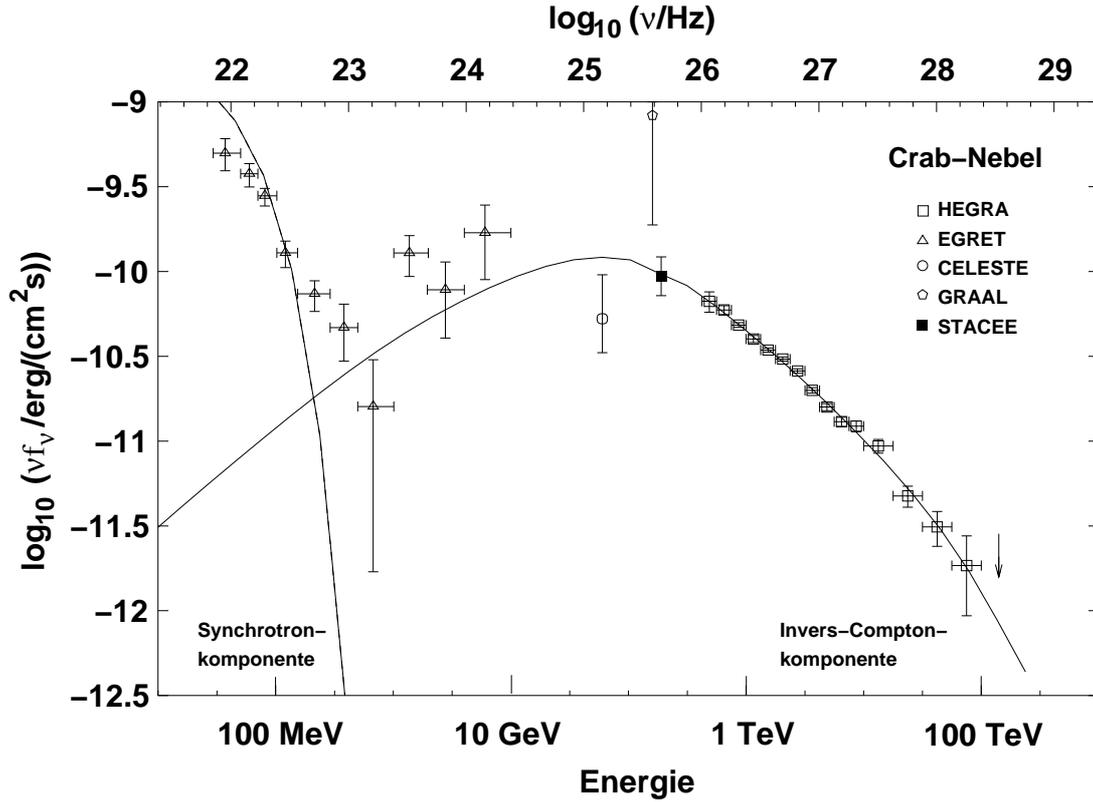


Abbildung 2.4: Die spektrale Energieverteilung des Crab-Nebels für Energien oberhalb von 30 MeV (ungepulste γ -Strahlung). Die Abbildung zeigt Meßpunkte des EGRET-Instrumentes, der drei nicht-abbildenden Cherenkov-Detektoren CELESTE, GRAAL und STACEE sowie des HEGRA-Teleskopsystemes (Darstellung nach Aharonian et al. (2004a)). Die sehr lange Beobachtungszeit von fast 400 h erlaubt hierbei die Bestimmung des Crab-Spektrums im Bereich von 0.5 bis 80 TeV. Die durchgezogenen Linien geben Modellkurven für Synchrotron- und Invers-Compton-Strahlung wieder.

entspricht einem integralen Photonfluß von

$$\Phi_{\gamma}(E > E_0) = 1.75 \cdot 10^{-11} \left(\frac{E_0}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.62} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (2.6)$$

oberhalb einer Energieschwelle E_0 , die im Bereich um 1 TeV liegt. Der integrale Photonfluß entsprechend Gleichung 2.6 wird bei allen in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Flußumrechnungen von der Angabe in Einheiten des Crab-Flusses in absolute Einheiten verwendet (vgl. Abschnitt 4.9.1). Hierzu wird als Flußeinheit entsprechend die Größe „1 Crab“ verwendet.

Das Spektrum des Crab-Nebels konnte unter Berücksichtigung aller Meßdaten des HEGRA-Teleskopsystemes mit einer Dauer von nahezu 400 h im Bereich von 500 GeV bis etwa 80 TeV mit großer Signifikanz vermessen werden (siehe Abbildung 2.4). Der erstmalige Nachweis dieses Objektes oberhalb von 50 TeV mit einer Signifikanz von mehr als 5σ macht den Crab-Nebel zu der etablierten γ -Quelle mit den höchsten bislang gemessenen Photon-Energien. Gleichzeitig

wurde mit dieser HEGRA-Beobachtung zum ersten Mal die spektrale Vermessung einer TeV- γ -Quelle über einen Bereich von mehr als zwei Größenordnungen in der Photon-Energie mit einem einzelnen Instrument erreicht. Ein Vergleich des mit dem EGRET-Detektor und den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen gemessenen hochenergetischen Photonenspektrums des Crab-Nebels und der Vorhersage eines anhand von Messungen vom Radio- bis zum Röntgenbereich skalierten SSC-Modelles zeigt in einem weiten Bereich eine gute Übereinstimmung.

2.5.4 Röntgen-Doppelsternsysteme

Röntgen-Doppelsternsysteme bestehen aus einem sehr kompakten Objekt, das als Neutronenstern oder Schwarzes Loch angesehen wird, und einem sehr massiven Begleitstern. Wegen der Drehimpulserhaltung sammelt sich die vom Begleitstern auf das kompakte Objekt überfließende Materie zunächst in einer sogenannten Akkretionsscheibe, die sich aufgrund von innerer Reibung auf besonders hohe Temperaturen aufheizt und die Emission von ultravioletter und Röntgenstrahlung hervorruft. Im Rahmen verschiedener Modelle wird für geeignete Querkandidaten die Emission von TeV- γ -Strahlung vorhergesagt. Beispielsweise könnten auch bei diesem Objekttyp auf der Basis von hadronischen Wechselwirkungen bei der Beschleunigung an Schockfronten über den π^0 -Zerfall TeV-Photonen entstehen.

In zwei am Hamburger Institut für Experimentalphysik durchgeführten Diplomarbeiten wurden Beobachtungen von Röntgen-Doppelsternsystemen mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen ausgewertet. Die Suche nach TeV-Photonen aus der Richtung der Objekte Hercules X-1 (Beilicke 2001) sowie Cygnus X-1 und Cygnus X-3 (Schiricke 2002) hat dabei nicht zu einem Nachweis dieser Objekte geführt. Dagegen wurde das am Südhimmel stehende Objekt Centaurus X-3 mit dem *Mark-6*-Teleskop der Durham-Universität als bislang einzige γ -Quelle dieses Typs mit schwacher Signifikanz oberhalb von 400 GeV nachgewiesen (Chadwick et al. 1998, 2000).

2.5.5 Die unidentifizierte TeV- γ -Quelle TeV J2032+4130

Die mit dem HEGRA-Teleskopsystem mit einer Signifikanz von mehr als 7σ nachgewiesene γ -Quelle TeV J2032+4130 war das erste unidentifizierte Objekt der TeV- γ -Astrophysik (Aharonian et al. 2002c, 2005e). Die mit einem Radius von $0.103^\circ \pm 0.020^\circ_{\text{stat}} \pm 0.015^\circ_{\text{sys}}$ recht wahrscheinlich ausgedehnte Emissionsregion des etwa 0.5° nördlich von Cygnus X-3 stehenden Objektes läßt auf die Beobachtung eines in der Milchstraße gelegenen Objektes schließen. Ein möglicher Zusammenhang zwischen dem Objekt TeV J2032+4130 und der umgebenden Stern-Assoziation Cygnus OB2, die eine sehr aktive Region der Galaxis mit vielen massiven Sternen und starken Sternwinden darstellt, könnte auf einen Beschleuniger der geladenen kosmischen Strahlung hindeuten. Da diese Quelle jedoch bislang noch nicht in einem anderen Wellenlängenbereich identifiziert werden konnte, kann aus der Emission von TeV-Photonen zunächst lediglich auf die Existenz einer auf Multi-TeV-Energien beschleunigten, geladenen Teilchenkomponente geschlossen werden. Zusätzlich können aus dem mit den HEGRA-Teleskopen gemessenen TeV-Spektrum Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden

Beschleunigungsprozesse und die beteiligten Magnetfelder gezogen werden. Das Spektrum von TeV J2032+4130 kann hierbei sowohl mit Hilfe von leptonischen als auch mit hadronischen Modellen beschrieben werden (Aharonian et al. 2005e).

Eine Suche nach weiteren, zuvor unerkannten TeV-Quellen im gesamten Datensatz des HEGRA-Teleskopsystemes hat zunächst nicht zum Auffinden stärkerer Signale mit Signifikanzen oberhalb einer Grenze von 5σ geführt (Pühlhofer et al. 2003a). Erste Beobachtungen mit dem erheblich empfindlicheren H.E.S.S.-Teleskopsystem haben jedoch gezeigt, daß mit den Instrumenten der neuen Generation zufällige Nachweise einer großen Zahl von weiteren, teilweise sogar unidentifizierten Objekten zu erwarten sind (siehe z. B. Aharonian et al. (2006b) bzw. Beilicke (2006)).

2.6 Aktive Galaxienkerne als extragalaktische TeV- γ -Quellen

Bei den für die TeV- γ -Astronomie bedeutenden extragalaktischen Objekten handelt es sich wegen ihrer großen Entfernungen nicht um stellare Konstellationen wie beispielsweise Supernova-Überreste oder Röntgen-Doppelsternsysteme. Vielmehr stehen große Ensembles wie aktive Galaxienkerne⁸ (engl. *active galactic nuclei*, kurz: AGN), verschiedene Typen von normalen Galaxien sowie Galaxienhaufen im Zentrum der Untersuchungen. Bis auf den möglichen Nachweis einer sogenannten *Starburst*-Galaxie⁹ sind bislang alle extragalaktischen TeV- γ -Quellen dem AGN-Typ zuzuordnen. Als Beispiele für weitere mögliche extragalaktische TeV- γ -Quellen werden im nachfolgenden Unterkapitel 2.7 die physikalischen Eigenschaften von Galaxienhaufen und *Gamma-Ray Bursts* erläutert, die bei diesen Objekten zur Emission von hochenergetischer γ -Strahlung führen könnten.

2.6.1 Die physikalischen Eigenschaften von AGN

AGN gehören zu den leuchtkraftstärksten kompakten Objekten im Universum. Beobachtungen charakteristischer Größen von AGN und ihren Wirtsgalaxien (engl.: *host galaxies*) deuten darauf hin, daß sich in den Zentren von AGN supermassive Schwarze Löcher von bis zu 10^{10} Sonnenmassen (M_{\odot}) befinden. Mittlerweile hat sich mit Hilfe von Messungen der Geschwindigkeitsdispersion gezeigt, daß vermutlich jede Galaxie in ihrem Zentrum ein supermassives Schwarzes Loch besitzt, dessen Masse mit der Gesamtmasse der jeweiligen Wirtsgalaxie korreliert ist (Ferrarese 2002). In der Umgebung dieser Schwarzen Löcher wirken besonders

⁸ Aktive Galaxienkerne werden in der deutschen Fachliteratur zuweilen auch als Kerne aktiver Galaxien bzw. sprachlich weniger genau (jedoch aufgrund der Nähe zu dem englischen Begriff populär) als „Aktive Galaktische Kerne“ bezeichnet.

⁹ Der Begriff *Starburst*-Galaxie bezeichnet normale Spiralgalaxien, deren Leuchtkraft durch eine Phase intensiver Sternentstehung (engl.: *starburst*) dominiert wird. Typische Vertreter dieser Objektklasse sind die Galaxien M 82 und NGC 253 (siehe auch Unterkapitel 8.3). Es wird allgemein angenommen, daß die Phase einer hohen Sternentstehungsrate durch die Gezeitenwechselwirkung bei der Begegnung zweier Galaxien ausgelöst wird (Unsöld und Baschek 1999).

starke Gravitationskräfte, wobei die Zentralobjekte jedoch im Falle von normalen Galaxien wie beispielsweise der Milchstraße nicht mehr oder nur sporadisch schwach mit Materie versorgt werden. Im Gegensatz dazu finden bei den AGN starke Akkretionsprozesse statt. In der abhängig von der Massenzuführung teilweise verhältnismäßig un stetigen Materieakkretion wird ein möglicher Grund für die in vielen Energiebereichen beobachtete starke Variabilität von AGN gesehen.

Die durch die Gravitationskraft des supermassiven Schwarzen Loches im Zentrum eines AGN angezogene Materie sammelt sich wie bei den Röntgen-Doppelsternsystemen (vgl. Abschnitt 2.5.4) zunächst in einer Akkretionsscheibe. Ein bei sehr vielen AGN beobachtetes Phänomen ist die Ausbildung relativistischer Plasmaströme („Jets“) senkrecht zur Ebene dieser Scheibe.

AGN treten in verschiedenen Formen in Erscheinung und zeichnen sich unter anderem durch eine starke Kontinuumsemission aus, die sich vom Radio- über den optischen bis in den Röntgen- und teilweise auch γ -Energiebereich hinein erstreckt. Die Luminosität eines aktiven Galaxienkernes kann hierbei die Leuchtkraft seiner Wirtsgalaxie bis zu hundertfach übertreffen. Die Objekte weisen in der Regel eine ausgeprägte Flußvariabilität in vielen Energiebereichen auf.

Auf der Basis von jahrzehntelangen Beobachtungen sehr vieler Objekte im gesamten elektromagnetischen Spektrum wurde ein vereinheitlichtes Modell zur Beschreibung des AGN-Phänomens entwickelt (Urry und Padovani 1995, Urry 2004). Abbildung 2.5 illustriert die im folgenden beschriebenen fundamentalen Eigenschaften von AGN sowie ihr vom Sichtwinkel des Beobachters abhängiges Erscheinungsbild. Die wesentlichen gemeinsamen Eigenschaften aller AGN lassen sich hierbei folgendermaßen zusammenfassen:

- ein zentrales supermassives Schwarzes Loch (Masse $M_{\text{BH}} = 10^6$ bis $10^{10} M_{\odot}$)
- eine Akkretionsscheibe und Korona (starke Emission von optischen bis zu Röntgenwellenlängen aufgrund von freigesetzter Gravitationsenergie)
- ein das Schwarze Loch und gegebenenfalls die vorhandene Akkretionsscheibe umschließender Torus aus Gas und Staub, der die näher am Zentrum gelegenen AGN-Komponenten unter gewissen Blickwinkeln verdeckt
- Emission breiter bzw. schmaler Linien durch ionisierte Gaswolken¹⁰
- ein zumindest in allen radio-lauten¹¹ AGN nachweisbarer relativistischer Plasmajet, der innerhalb einer Distanz von etwa 100 Schwarzschildradien vom Schwarzen Loch senkrecht zur Akkretionsscheibe und zum Torus gebildet wird und teilweise bis zu einigen Mpc weit verfolgt werden kann; bei vielen AGN ist auch ein entgegengesetzter zweiter Jet sichtbar

¹⁰ Die durch den Gas- und Staubtorus umschlossene Region schneller Gaswolken verursacht ein Emissionsspektrum breiter Spektrallinien (engl.: *broad-line region*), während in einiger Entfernung vom Torus langsamere Gaswolken die sogenannte „*narrow-line region*“ mit schmalen Emissionslinien hervorrufen.

¹¹ Ein AGN gilt als radio-laut (gelegentlich auch als radio-aktiv bezeichnet), wenn seine Emission im Radiobereich diejenige im optischen übertrifft. Üblicherweise wird hierzu als Kriterium ein Verhältnis der Flüsse bei 5 GHz und bei 500 nm entsprechend der Beziehung $F_{5 \text{ GHz}} > 10 \cdot F_{500 \text{ nm}}$ gefordert.

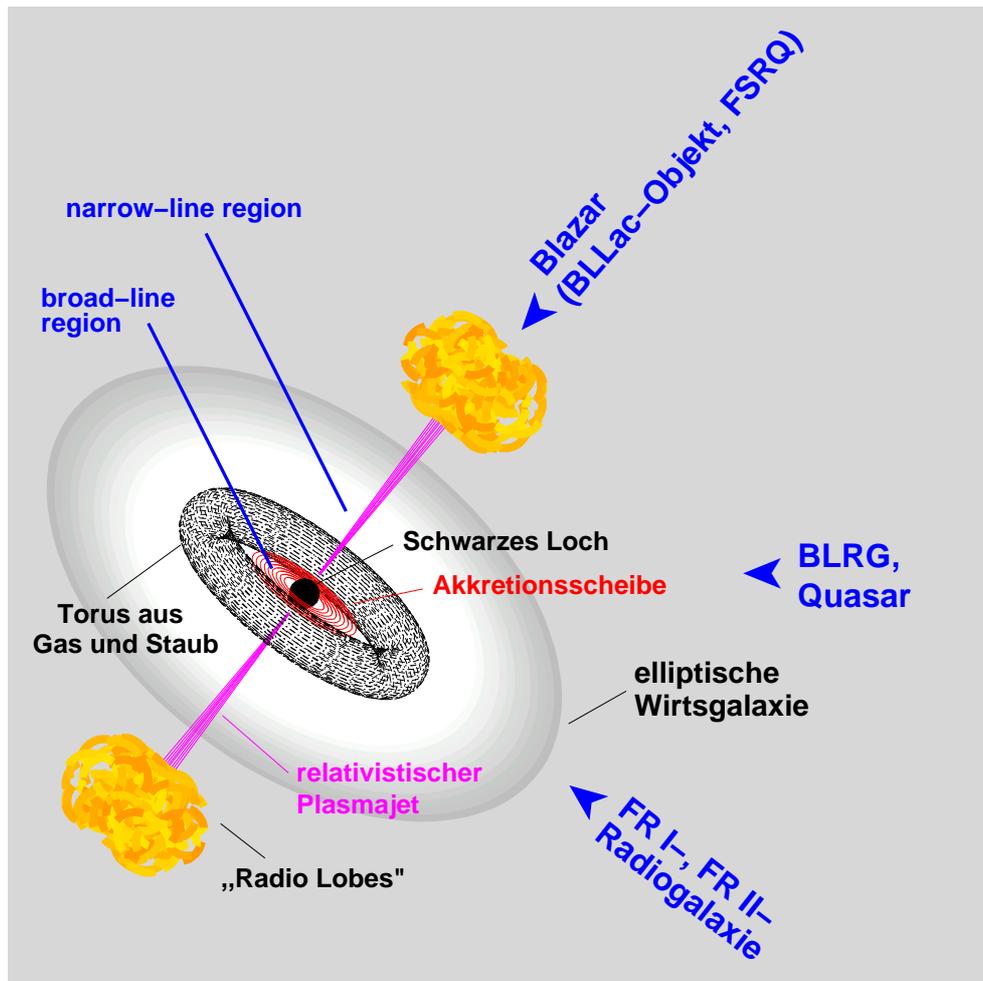


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines radio-lauten aktiven Galaxienkernes (AGN) nach Prahl (1999b). Dabei verlassen relativistische Plasmajets das Objekt entlang der Symmetrieachse eines dicken Torus aus Gas und Staub. In Abhängigkeit von der Orientierung des AGN zur Sichtlinie des Beobachters gibt der Torus die leuchtkraftstarke Kontinuumsmission der „broad-line region“ aus der Umgebung des zentralen supermassiven Schwarzen Loches und der Akkretionsscheibe frei oder verdeckt sie. Das sogenannte „relativistische Beaming“ (siehe Abschnitt 2.6.4) erzeugt eine sichtwinkelabhängige Erscheinung des Objektes als Blazar, Quasar oder Radiogalaxie.

Die Entstehung und Ausprägung der relativistischen Plasmajets von AGN wird üblicherweise in Zusammenhang mit dem Drehimpuls des Schwarzen Loches, der Beschaffenheit der Akkretionsscheibe sowie der Stärke und Struktur des im Zentrum vorherrschenden Magnetfeldes gebracht. Unter Berücksichtigung dieser wesentlichen Systemparameter kann beispielsweise die Entwicklung und Kollimation von Jets im Rahmen von magnetohydrodynamischen Modellen modelliert werden (siehe z. B. Sauty et al. (2002)).

Die spektrale Energieverteilung von AGN kann über weite Bereiche vom Radio- bis in den Röntgenbereich durch ein Potenzgesetz der Form $\nu F_\nu \sim \nu^{-\alpha+1}$

Radioemissions- eigenschaften	optische Eigenschaften (Spektrallinien)			Dreh- impuls
	schmal	breit	spezielle Typen	
radio-leise	Seyfert 2 IR-Quasare	Seyfert 1 Quasare	BAL-Quasare	klein mittel
radio-laut	FR I- und FR II-RG	BLRG u. (FS)RQ	Blazare: FSRQ u. <i>BL Lac</i> -Objekte	groß
Blickwinkel Θ	groß ($\Theta > 20^\circ$)	klein (1° bis 20°)	äußerst klein ($\Theta < 1^\circ$)	

Tabelle 2.2: Klassifikationsschema und Nomenklatur von AGN nach Urry und Padovani (1995). Die verwendeten Abkürzungen bedeuten hierbei: IR = Infrarot, BAL = „Broad Absorption Line“, BLRG = „Broad-Line Radio Galaxy“, FR = Fanaroff-Riley (siehe auch Abschnitt 2.6.3), FSRQ = „Flat-Spectrum Radio Quasar“, RG = Radiogalaxie. Die Entwicklung von den radio-leisen zu den radio-lauten Quellen wird in verschiedenen Modellen in Verbindung mit der Größe des Drehimpulses des Schwarzen Loches gebracht. Die Tabelle stellt nur eine Auswahl der vielfältigen Objektbezeichnungen im Rahmen der AGN-Nomenklatur dar (siehe Text).

beschrieben werden, wobei die Größe F_ν die Strahlungsflußdichte bei der Frequenz ν angibt. Der Spektralindex α liegt typischerweise im Bereich zwischen den Werten 0 und 1. Eine derartige nichtthermische Verteilung kann auf Synchrotronstrahlung von Elektronen zurückgeführt werden.

2.6.2 Die phänomenologische Kategorisierung von AGN

Ein geeignetes Kriterium zur phänomenologischen Kategorisierung von AGN bieten die Emissionseigenschaften im Radio-, optischen und Röntgenbereich, aus denen mit Hilfe geeigneter Modelle auf den Winkel zwischen der Sichtlinie zu dem entsprechenden Objekt und den Jetachsen geschlossen werden kann. Tabelle 2.2 listet nach dem vereinheitlichten Schema von Urry und Padovani (1995) eine Reihe der gängigsten Objektbezeichnungen auf.¹² Da hochenergetische γ -Strahlung bisher nur von radio-lauten AGN nachgewiesen wurde, sollen im folgenden speziell diese Objektklassen näher beschrieben werden. Es wird in diesem Zusammenhang allgemein angenommen, daß ausgeprägte radio-laute Zustände lediglich eine besondere Phase in der zeitlichen Entwicklung von aktiven Galaxienkernen darstellen.

Je nach dem Blickwinkel, unter dem ein radio-lauter AGN für den Beobachter sichtbar ist, erscheint das Objekt für den Beobachter als Radiogalaxie bzw. als sogenannte *Broad-Line Radio Galaxy* (BLRG), als *Flat-Spectrum Radio Quasar* (FSRQ) oder als *BL Lac*-Objekt. Hierbei bewirkt der große Sichtwinkel

¹² Die Vielzahl von verschiedenen Bezeichnungen für astrophysikalisch eng verwandte Objektklassen beruht auf den ursprünglich unabhängig voneinander betrachteten Resultaten aus Beobachtungen in verschiedenen Spektralbereichen sowie aus verschiedenen Kategorisierungsmethoden. Da sich auch das vereinheitlichte AGN-Schema nach Urry und Padovani (1995) auf bestimmte Merkmale beschränken muß, sind die Übergänge zwischen den Objektklassen fließend.

Eigenschaft	FR I	FR II
absolute Luminosität	gering	hoch
Zentrum	hell	dunkel
Jetsichtbarkeit	deutlich	schwach
Jetöffnung	weit u. variabel	stark kollimiert
Jetende	diffuse Wolke	„radio lobes“
Außenbereiche	dunkel	hell („hot spots“)
Variabilität	stark	schwach
prominentes Beispiel	Centaurus A	Cygnus A

Tabelle 2.3: Phänomenologisches Klassifikationsschema von Radiogalaxien des NLRG-Typs nach Fanaroff und Riley (1974) (siehe auch Klein (1999)). Die Unterscheidung in Radioquellen geringer und hoher absoluter Luminosität erfolgt bei einer Frequenz von 178 MHz bezüglich eines Grenzwertes von $2 \cdot 10^{25} \text{ W Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Im Falle des Fanaroff-Riley-Typs I (FR I) sind im pc-Bereich in der Nähe des Zentrums typischerweise nur einseitige Jets sichtbar, während im kpc-Bereich Jetpaare auftreten können.

im Falle der Radiogalaxien eine Verdeckung der Emission des eigentlichen Kernes durch den Torus aus Gas und Staub, der das supermassive Schwarze Loch und die Akkretionsscheibe umgibt. Damit erreicht den Beobachter nur die Strahlung aus der „*narrow-line region*“, so daß die Radiogalaxien im Englischen auch als *Narrow-Line Radio Galaxies* (NLRG) bezeichnet werden. Bei deutlich kleineren Blickwinkeln wird zunächst die Strahlung der „*broad-line region*“ sichtbar, bis schließlich auch die Emission des Zentralbereiches vermessen werden kann. Im Falle einer besonders hohen Luminosität des AGN wird die Wirtsgalaxie von dieser nahezu punktförmigen Quelle in ihrem Zentrum völlig überstrahlt. Diese Erscheinung wurde daher historisch zunächst als „Radiostern“, später auch als Quasar (engl.: *quasi stellar radio source*) bezeichnet.

In den weiteren Abschnitten dieses Unterkapitels werden mögliche Emissionsmechanismen für hochenergetische γ -Strahlung von AGN erläutert. Da die Emission von TeV- γ -Strahlung bislang lediglich im Falle von Radiogalaxien des NLRG-Typs und von Blazaren nachgewiesen wurde, werden diese beiden Objektklassen zunächst näher beschrieben.

2.6.3 Radiogalaxien vom NLRG-Typ

Die Radiogalaxien vom NLRG-Typ werden nach einem Schema von Fanaroff und Riley (1974) entsprechend ihrer morphologischen Emissionseigenschaften im Radiobereich klassifiziert. Die typischen Eigenschaften der beiden nach diesen Autoren benannten Hauptklassen FR I und FR II sind in Tabelle 2.3 aufgelistet. Hierbei ist wiederum zu beachten, daß die Grenzen zwischen den Klassen fließend sind und in der Literatur dementsprechend auch Zwischenwerte zur Charakterisierung einzelner Objekte angegeben werden. Die Radiogalaxie M 87 wird beispielsweise häufig als „FR I.5“ klassifiziert (siehe auch Unterkapitel 7.1).

Während die Jets von FR I-Radiogalaxien in der Regel in einer diffusen

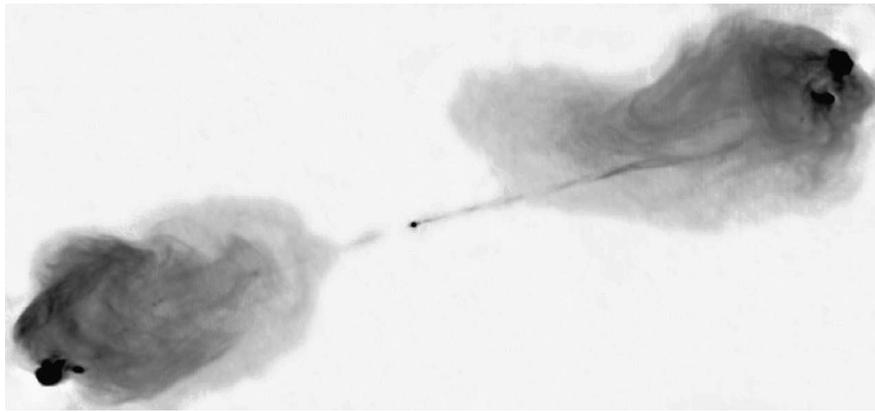


Abbildung 2.6: Radiobeobachtung der FR II-Radiogalaxie Cygnus A mit dem Very Large Array (VLA) bei einer Wellenlänge von 6 cm (Carilli und Barthel 1996). Das Gesichtsfeld der hier negativ dargestellten Aufnahme hat die Ausmaße $2.3' \times 1.3'$ mit einer Auflösung von $0.5''$. Deutlich zu erkennen sind die ausgeprägten Radiowolken („radio lobes“), mit den größten Luminositäten an den Rändern („hot spots“), während die beiden Jets eine vergleichsweise verschwindend geringe Helligkeit aufweisen. Die zentrale Radioquelle fällt mit dem Zentrum der im optischen Bereich nur schwach leuchtenden elliptischen Galaxie zusammen.

Emissionswolke ohne erkennbare Struktur enden, können im Falle von energiereichen relativistischen Jets bei den Objekten vom Typ FR II in einer großen Entfernung vom Zentrum (typischerweise einige 100 kpc) großräumige, sogenannte „radio lobes“ beobachtet werden. Diese ausgeprägten Radiowolken weisen eine Ausdehnung auf, die ungefähr ihrem Abstand vom Zentrum entspricht (vgl. z. B. Abbildung 2.6 oder 7.6). Die Emission der *radio lobes* entsteht höchstwahrscheinlich bei Schockbeschleunigungsprozessen der im Jet vorhandenen schnellen Teilchen bei ihrem Zusammentreffen mit dem interstellaren Medium der Wirtsgalaxie bzw. mit dem intergalaktischen Medium. Ein typisches Beispiel für eine FR II-Radiogalaxie ist das Objekt Cygnus A (Abbildung 2.6), bei dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit dem HEGRA-Teleskopsystem nach Anzeichen für eine Emission von TeV-Photonen gesucht wurde (siehe Abschnitt 8.1).

Superluminale Bewegung:

Insbesondere bei Radiogalaxien wurde durch zeitaufgelöste Beobachtungen im Radio- und optischen Spektralbereich schon früh die Bewegung von markanten Strukturen – z. B. von hellen „Knoten“ in den Jets – verfolgt. Wird aus der beobachteten transversalen Komponente der Bewegung eine scheinbare Geschwindigkeit v_{schein} berechnet, so können sich hierbei Werte ergeben, die über dem Wert der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 liegen. Dieses zunächst offenbar widersprüchliche Phänomen wird als „superluminale Bewegung“ bezeichnet (siehe z. B. Urry und Padovani (1995)). Die Erklärung für diese Situation liegt in der Beobachtung einer Emissionsregion, die sich mit einer relativistischen, jedoch subluminale Geschwindigkeit bewegt. Ist diese Bewegung teilweise auf den Beobachter gerich-

tet, so „verfolgt“ die Emissionsregion die von ihr ausgesandten Photonen. Das vom Beobachter wahrgenommene Zeitintervall zwischen zwei Ereignissen wird auf diese Weise verkürzt, so daß sich der Eindruck einer Überlichtgeschwindigkeit ergibt. Ein Beispiel für die Beobachtung von superluminaler Bewegung im Jet der Radiogalaxie M87 gibt Abbildung 7.2. Die Beobachtung von superluminaler Bewegung kann dazu genutzt werden, relativistische Materieströme in AGN-Jets nachzuweisen und Abschätzungen für den Lorentzfaktor Γ und den Winkel zwischen Jetachse und Sichtlinie zu gewinnen (siehe beispielsweise Abschnitt 7.2.1 sowie Abbildung A.1). Im Anhang A sind die für die Auswertung von Beobachtungen superluminaler Bewegung wesentlichen Formeln zusammengestellt.

2.6.4 Die AGN-Subklasse der Blazare

Während die Jets von Radiogalaxien in der Regel unter großen Winkeln zur Sichtlinie ausgerichtet sind, zeigen die Jetachsen der sogenannten Blazare nahezu direkt auf den Beobachter. Der Begriff „Blazar“ ist hierbei ein Komposit aus den Bezeichnungen „*BL Lac*-Objekt“ und Quasar und faßt die AGN vom *BL Lac*-Typ und die *Flat-Spectrum Radio Quasars* (FSRQs) zusammen.¹³ Die gemessenen Spektren dieser Quellen werden dabei im wesentlichen durch die Emission des Jets dominiert. Daher erscheint speziell diese Objektklasse als besonders geeignet, wichtige Hinweise auf die noch immer offene Frage nach der Entstehung der Jets und nach den in ihrem Inneren ablaufenden physikalischen Prozessen zu liefern. Die Wirtsgalaxien von Blazaren können aufgrund der hohen AGN-Luminosität in ihrem Zentrum häufig nur mit großen Schwierigkeiten beobachtet werden. In der Regel handelt es sich jedoch um helle elliptische Galaxien (Urry und Padovani 1995).

Die AGN-Unterklasse der *BL Lac*-Objekte wurde nach ihrem ersten Vertreter – dem aktiven Kern der Galaxie BL Lacertae – benannt. Diese Objekte zeichnen sich im optischen Bereich durch ein Kontinuum aus, dessen Spektrum keine oder nur sehr schwach ausgeprägte Emissions- bzw. Absorptionslinien aufweist.¹⁴ Die Abgrenzung der *BL Lac*-Objekte zu den FSRQs erfolgt über die Breite der beobachteten Spektrallinien. Objekte ab einer Linienbreite von 0.5 nm werden dabei zu den FSRQs gerechnet, die typischerweise zusätzlich zu den *BL Lac*-Eigenschaften auch ausgeprägte breite Emissionslinien aufweisen (siehe Abbildung 2.7).¹⁵ Die *BL Lac*-Objekte zeichnen sich ferner durch eine sehr kompakte Radioemission sowie durch polarisierte Strahlung im Radio- und optischen Spektralbereich aus, die auf die Emission von Synchrotronstrahlung hinweist. Die Röntgenspektren dieser Objekte fallen zu hohen Energien hin typischerweise relativ stark ab.

¹³ Die Schreibweise des Begriffes Blazar bezieht sich ferner auf das englische Wort *blaze*, das unter anderem eine lodernde Flamme beschreibt und damit als Anspielung auf das typische Emissionsverhalten der Blazare verstanden werden kann.

¹⁴ Aufgrund der sehr schwachen Ausprägung von Emissions- und Absorptionslinien gestaltet sich die Analyse der optischen Spektren und damit beispielsweise die Bestimmung der Rotverschiebung von *BL Lac*-Objekten häufig als sehr schwierig (siehe z. B. Abschnitt 5.2).

¹⁵ Wegen des gleichzeitigen Auftretens von ausgeprägten breiten Emissionslinien und eines *BL Lac*-typischen kontinuierlichen Emissionsspektrums werden die Objekte des Typs FSRQ entsprechend Tabelle 2.2 nur teilweise den Blazaren zugeordnet (Urry und Padovani 1995). Hier zeigt sich wiederum der fließende Übergang zwischen den einzelnen Objektklassen.

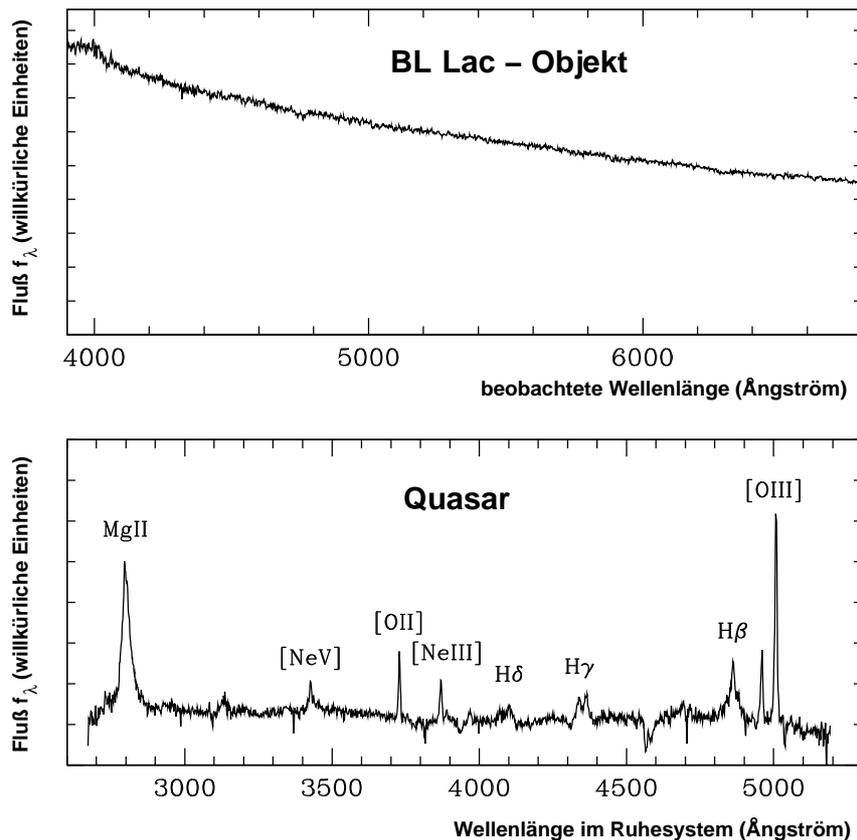


Abbildung 2.7: Optische Emissionsspektren von zwei Blazaren, die im Rahmen des Deep X-Ray Radio Blazar Surveys (DXRBS) aufgezeichnet wurden (Darstellung nach Landt (2003)). Oben: Nahezu konturloses Spektrum des BL Lac-Objektes WGAJ0449.4-4349. Unten: Spektrum des Quasars WGAJ1306.6-2428 mit ausgeprägten Emissionslinien.

Insbesondere AGN vom *BL Lac*-Typ weisen zeitlich stark variable Flüsse auf, wobei Verdopplungszeiten von Bruchteilen einer Stunde gemessen wurden. Aus den entsprechenden Zeitskalen können unter Berücksichtigung des nachfolgend beschriebenen „relativistischen *Beamings*“ Schlußfolgerungen auf die Größe der Emissionsregion gezogen werden (siehe Formel 2.12). Die Lichtkurven von AGN bieten damit eine weitere wichtige Beobachtungsgröße, die Hinweise auf die den Jets zugrundeliegenden physikalischen Prozesse liefern kann.

Aufgrund von statistischen Vergleichen verschiedener Parameterverteilungen, die speziell auf Radiobeobachtungen beruhen, wird eine enge Beziehung zwischen den FRI-Radiogalaxien und den *BL Lac*-Objekten einerseits sowie den FRII-Radiogalaxien und den FSRQs andererseits vermutet (Urry und Padovani 1995).

Der Effekt des „relativistischen *Beamings*“:

Im Falle von kleinen Winkeln ϑ zwischen der Sichtlinie und der Flugrichtung ergeben sich bei der relativistischen Bewegung einer Emissionsquelle besondere beobachtbare Eigenschaften, die auf das sogenannte „relativistische *Beaming*“

zurückzuführen sind. Die wesentliche Größe ist hierbei der relativistische Dopplereffektor δ , der unter Verwendung des Geschwindigkeitsmaßes $\beta = v/c_0$ und des Lorentzfaktors $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ definiert wird (Urry und Padovani 1995):

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos(\vartheta))} \quad (2.7)$$

Der Dopplereffektor δ nimmt mit abnehmendem Sichtwinkel und steigendem Lorentzfaktor stark zu, so daß insbesondere bei mitbewegten Emissionsregionen in den relativistischen Jets von Blazaren alle von δ abhängigen Größen extreme Werte annehmen können. Hierbei verbindet der Dopplereffektor die intrinsischen mit den beobachteten Eigenschaften der Quelle. Speziell bei Bewegungen, die in Richtung des Beobachters verlaufen, ergibt sich eine Verstärkung der spektralen Intensität $I_\nu(\nu)$, die auch als „*Doppler Boosting*“ bezeichnet wird:¹⁶

$$I_\nu(\nu) = \delta^3 \cdot I'_\nu(\nu') \quad (2.8)$$

Der Dopplereffektor δ kann dabei aus einer geeigneten Modellierung der spektralen Energieverteilung der beobachteten Quelle abgeschätzt werden (siehe z. B. Urry und Padovani (1995)).

Aufgrund der Blauverschiebung einer sich auf den Beobachter zubewegenden, isotrop emittierenden Quelle wird der über ein Frequenzintervall $d\nu$ integrierte, gemessene Fluß F nach der folgenden Vorschrift transformiert:

$$F = \delta^4 \cdot F' \quad (2.9)$$

Das relativistische *Beaming* erhöht daher die Wahrscheinlichkeit, die in den Jets von AGN vorhandenen Emissionsregionen beobachten zu können. Insbesondere ist anzunehmen, daß durch diesen Effekt der Nachweis von TeV- γ -Strahlung aus der Richtung von Blazaren deutlich erleichtert wird.

In allen Energiebereichen wurde bei Blazaren eine starke Variabilität der beobachteten Flüsse festgestellt. Die Stärke $\Delta F/\Delta t$ dieser Variabilität wird durch den Einfluß des relativistischen *Beamings* stark modifiziert:

$$\frac{\Delta F}{\Delta t} = \delta^5 \cdot \frac{\Delta F'}{\Delta t'} \quad (2.10)$$

Als Zeitmaß t_{var} für die Variabilität einer Quelle kann die Verdopplungszeit t_d oder die sogenannte *e-folding-Zeit* t_e verwendet werden (Urry und Padovani 1995):

$$t_d = \langle F \rangle \cdot \left(\frac{dF}{dt} \right)^{-1} \quad \text{bzw.} \quad t_e = \left(\frac{d \ln F}{dt} \right)^{-1} \quad (2.11)$$

¹⁶ Die gestrichelten Größen (z. B. I' , ν') beziehen sich dabei im folgenden auf das Ruhesystem der Quelle, während die ungestrichelten Größen vom Beobachter wahrgenommen werden. Im Falle einer sich entfernenden Quelle tritt neben einer entsprechenden Rotverschiebung der Strahlung analog zu der hier aufgeführten Beziehung nach Formel 2.8 eine starke Abschwächung der Intensität auf. Dies ist vermutlich der Grund dafür, daß bei vielen radio-lauten AGN bislang kein Gegenjet beobachtet wurde (z. B. im Falle der Radiogalaxie M 87, vgl. Unterkapitel 7.1).

Die räumliche Größenordnung r' der Emissionsregion kann aus der beobachteten Zeitvariabilität der Quelle abgeschätzt werden:

$$r' \lesssim c_0 t_{\text{var}} \cdot \frac{\delta}{1+z} \quad (2.12)$$

Bei dieser Berechnung wird die durch das relativistische *Beaming* verursachte Zeittransformation $t' = \delta \cdot t$ berücksichtigt, die dazu führt, daß die auf den Beobachter zubewegte Quelle für diesen deutlich kompakter als in ihrem Ruhesystem erscheint.

2.6.5 Die spektrale Energieverteilung von Blazaren

Die spektrale Energieverteilung¹⁷ (engl.: *spectral energy distribution*, kurz: SED) von Blazaren weist eine typische „Doppelhügel“-Struktur auf (siehe Abbildung 2.8). Die gesamte niederenergetische Komponente vom Radio- bis in den Röntgenbereich wird hierbei in den meisten Modellen als Synchrotronstrahlung einer hochenergetischen Elektronenpopulation des Jets interpretiert. Das niederfrequente Maximum der SED wird daher in der Regel als „Synchrotronmaximum“ bezeichnet und liegt in einem Spektralbereich, der sich vom nahen Infrarot bis zu Röntgenenergien erstreckt. Die zweite Komponente der Blazar-SED erstreckt sich vom Röntgen- bis in den γ -Spektralbereich, wobei speziell die Erzeugung dieser hochenergetischen Strahlung Gegenstand der aktuellen Forschung ist. In dem von vielen Autoren favorisierten SSC-Modell wird diese Komponente als Invers-Compton-Strahlung interpretiert, so daß das zweite Maximum der SED häufig auch als „Invers-Compton-Maximum“ bezeichnet wird. Das SSC-Modell wird zusammen mit alternativen hadronischen Modellen für die Erzeugung hochenergetischer γ -Strahlung in den nachfolgenden Abschnitten näher erläutert.

Auf der Grundlage eines umfangreichen Objektkataloges wurde von Fossati et al. (1998) die sogenannte Blazarsequenz aufgestellt (Abbildung 2.8). Die einzelnen Quellen werden hierbei entsprechend ihrer absoluten Leuchtkraft in verschiedene Klassen unterteilt. Das Synchrotronmaximum von Objekten mit geringer Luminosität liegt dabei im ultravioletten bzw. niedrigen Röntgen-Energiebereich, während sich das Invers-Compton-Maximum bei GeV-/TeV-Energien befindet. Diese Blazare vom sogenannten HBL-Typ (engl.: *high frequency peaked blazars*) weisen jeweils ungefähr denselben Energiefluß in beiden Teilen ihrer SED auf. Bei zunehmender bolometrischer Luminosität verschieben sich die beiden Maxima der SED zu niedrigeren Frequenzen, wobei der Energiefluß im Bereich des Invers-Compton-Maximums typischerweise überproportional anwächst. Diese Objekte werden aufgrund der Lage ihres Synchrotronmaximums dem LBL-Typ (engl.: *low frequency peaked blazars*) zugerechnet. Als Kandidaten mit der höchsten absoluten Leuchtkraft zeigen sich in dieser Sequenz die Blazare vom FSRQ-Typ, während die HBL- und LBL-Objekte in der Regel zum *BL Lac*-Typ gehören.

¹⁷ Die spektrale Energieverteilung wird üblicherweise in Form der Flußgröße νF_ν als Funktion des Logarithmus der Frequenz ν graphisch dargestellt. Der Vorteil dieses Diagrammes besteht darin, daß die Fläche unter der Kurve direkt dem emittierten Energiefluß in dem jeweiligen (logarithmischen) Frequenzintervall entspricht und der Betrachter auf diese Weise einen unmittelbaren Eindruck von den spektralen Emissionseigenschaften der Quelle erhält.

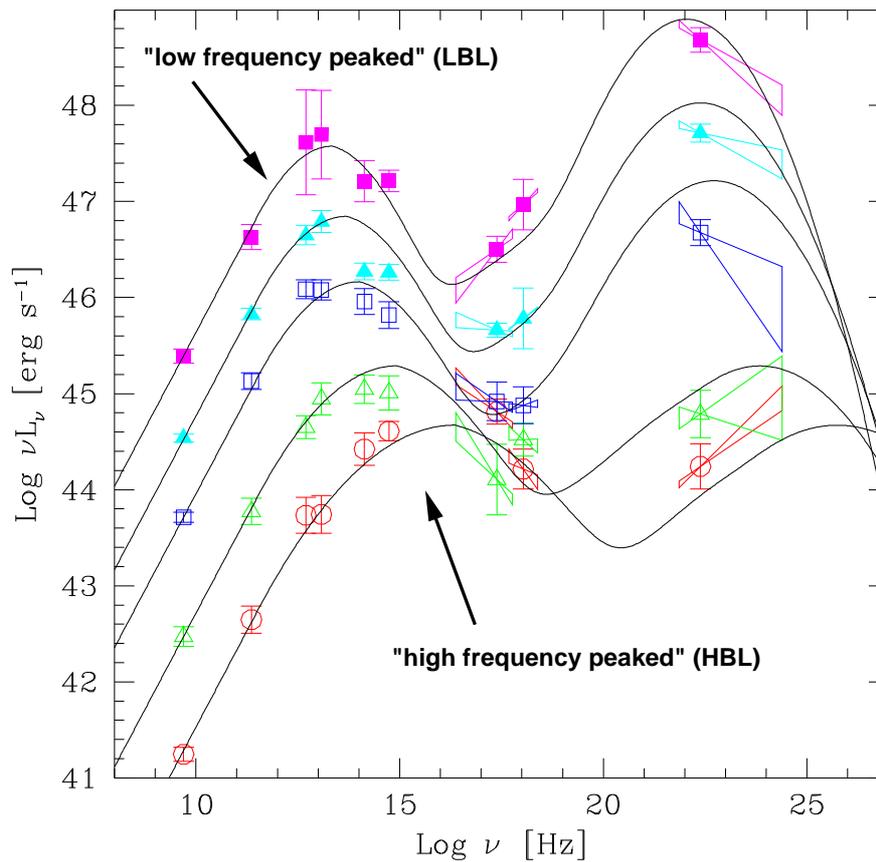


Abbildung 2.8: Gemittelte spektrale Energieverteilungen (SED) eines Blazarkataloges nach Fossati et al. (1998). Die hier gezeigte Abbildung stammt von Donato et al. (2001) und wurde von den Autoren um gemittelte harte Röntgenspektren im Bereich von 2 bis 10 keV ergänzt. Die durchgezogenen Linien verdeutlichen die Verläufe einer phänomenologischen Beschreibung der Blazar-SED, die die typische „Doppelhügel“-Struktur mit dem Synchrotronmaximum bei niedrigen und dem Invers-Compton-Maximum bei hohen Energien erkennen läßt.

Die Kernpunkte einer von Fossati et al. (1998) vorgeschlagenen und von Donato et al. (2001) überarbeiteten Parametrisierung der SED auf der Basis der untersuchten Blazarsequenz (siehe Abbildung 2.8) können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

- die gesamte bolometrische Luminosität eines Blazars verhält sich proportional zum beobachteten Energiefluß im Radiobereich bei 5 GHz
- die Lage des Synchrotronmaximums hängt ebenfalls vom Radiofluß ab
- das Verhältnis zwischen den Frequenzen des Invers-Compton- und des Synchrotronmaximums besitzt einen nahezu konstanten Wert von $5 \cdot 10^8$

Zusammen mit weiteren Annahmen über die physikalischen Zusammenhänge sowie unter Verwendung einer empirischen Parametrisierung des SED-Verlaufes

konnte ein phänomenologisches Modell entwickelt werden, das für Vorhersagen eines mittleren Flußniveaus bestimmter Objekte dienen kann.¹⁸ Das Modell kann hierbei aufgrund seiner statistischen Grundlagen nicht die gegebenenfalls starke Flußvariabilität eines einzelnen untersuchten Blazars berücksichtigen.

2.6.6 Extreme *BL Lac*-Objekte als TeV- γ -Quellen

Der Nachweis von TeV-Photonen aus der Richtung von *BL Lac*-Objekten (siehe auch Abschnitt 2.8.2) hat den untersuchten Spektralbereich dieser Objekte stark vergrößert. Da der TeV-Bereich zur Zeit das hochenergetische Ende der vermessenen spektralen Energieverteilungen darstellt, kommt einer möglichst genauen Bestimmung der TeV-Spektren eine große Bedeutung zu, da sie wichtige Eingangsgrößen für alle theoretischen Emissionsmodelle darstellen.

Bemerkenswert ist dabei, daß nur zwei der insgesamt sechs etablierten TeV-Blazare (A- bzw. B-Quellen entsprechend Tabelle 2.1) auch im GeV-Energiebereich mit dem EGRET-Detektor an Bord des CGRO-Satelliten nachgewiesen wurden (vgl. Abbildung 2.1). Es handelt sich hierbei um die Objekte Mrk-421 und PKS 2155-304, während beispielsweise der Blazar 1ES 1959+650 entgegen einer in einer Reihe von Veröffentlichungen publizierten Meinung keine EGRET-Quelle ist (siehe Hartman et al. (1999)). Die deutlich verschiedene Häufigkeit von Blazarnachweisen mit dem EGRET-Instrument oberhalb von 100 MeV (66 Quellen) und mit den Cherenkov-Teleskopen oberhalb von 250 GeV (6 Quellen) läßt sich anhand der zuvor erläuterten Blazarsequenz verstehen. Da hierbei nur Objekte mit relativ niedriger bolometrischer Leuchtkraft ein Invers-Compton-Maximum bei Energien im GeV-/TeV-Bereich aufweisen, reicht in diesem Fall die EGRET-Sensitivität in der Regel nicht mehr für einen Nachweis im MeV-/GeV-Bereich aus, während sich das Maximum der SED für die leuchtkraftstärkeren EGRET-Blazare bereits so weit zu niedrigeren Energien verschoben hat, daß umgekehrt die Empfindlichkeit der Cherenkov-Teleskope nicht mehr ausreichend groß ist. Aufgrund der phänomenologischen Beschreibung von Fossati et al. (1998) und der hier angestellten Überlegungen wird deutlich, daß als gute Kandidaten für den Nachweis von TeV-Emission von Blazaren diejenigen Objekte in Frage kommen, deren Synchrotronmaximum bei einer Frequenz ν_s im Röntgenbereich liegt ($\nu_s > 1$ keV, siehe auch Abbildung 2.8). Diese Objekte werden als „extreme *BL Lac*-Objekte“ bezeichnet (Costamante et al. 2001).

Im Falle der im TeV-Bereich nachgewiesenen *BL Lac*-Objekte wurde bei vielen gleichzeitigen Beobachtungen in verschiedenen Frequenzbereichen¹⁹ eine enge Korrelation zwischen der zeitlichen Entwicklung des Röntgen- und des TeV- γ -

¹⁸ Da die phänomenologische Parametrisierung der Blazar-SED durch Fossati et al. (1998) insbesondere die frühen Nachweise von *BL Lac*-Objekten im TeV-Bereich einschließt, sind aufgrund der noch geringeren Sensitivitäten der verwendeten Instrumente in der Regel höhere TeV-Flußniveaus (engl.: *high states*) berücksichtigt worden. Die aus der Parametrisierung gewonnenen TeV-Flußvorhersagen sind daher als Richtwerte für solche *high states* zu betrachten.

¹⁹ Koordinierte gemeinsame Beobachtungen eines Objektes in verschiedenen spektralen Bereichen (z. B. Radio-, optische, Röntgen- und TeV-Energien) werden üblicherweise unter Verwendung des englischen Fachbegriffes als „*Multi-Wavelength*-Kampagne“ bezeichnet (siehe beispielsweise Abschnitt 6.4.2).

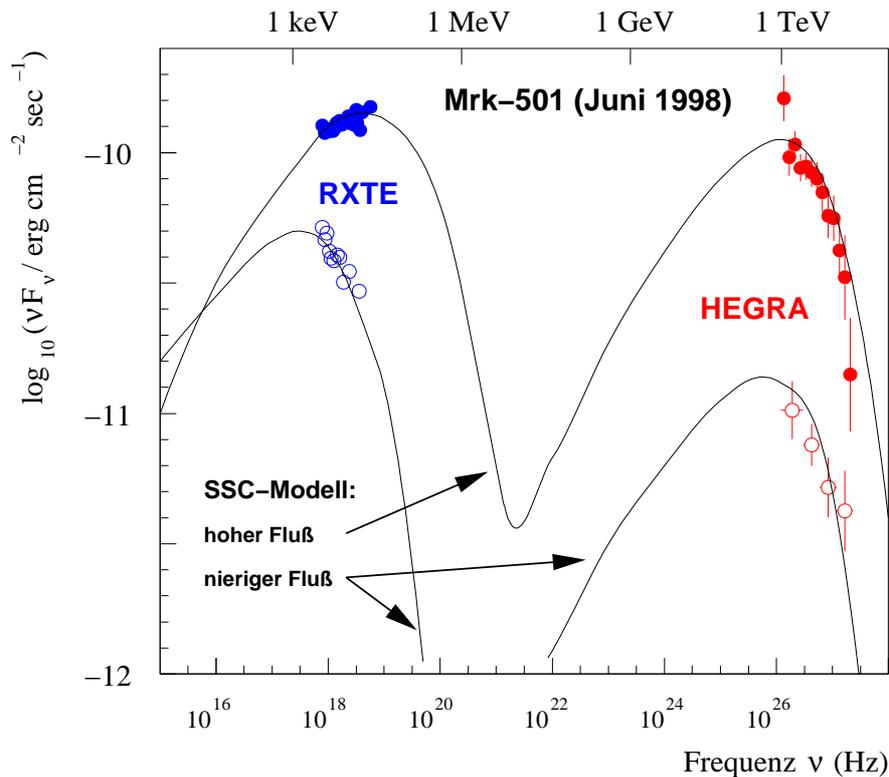


Abbildung 2.9: Synchrone Messungen der spektralen Energieverteilung des Blazars Mrk-501 mit dem RXTE-Satelliten und dem HEGRA-Teleskopsystem während eines starken Ausbruches im Juni 1998 (gefüllte Kreise) sowie während eines vorangegangenen niedrigen Flußniveaus (offene Kreise). Die Kurven entsprechen Emissionsspektren gemäß dem SSC-Modell (Darstellung nach Sambruna et al. (2000)).

Flusses festgestellt (siehe z. B. Sambruna et al. (2000)). Abbildung 2.9 zeigt das Resultat einer derartigen *Multi-Wavelength*-Kampagne, bei der der Blazar Mrk-501 im Juni 1998 während einer ruhigen Phase sowie während eines nachfolgenden starken Ausbruches gleichzeitig mit dem Röntgensatelliten RXTE und dem HEGRA-Teleskopsystem beobachtet wurde. Hierbei wurden neben der zeitlichen Korrelation der Flüsse in den beiden Spektralbereichen auch Hinweise auf eine Verschiebung der SED-Maximumpositionen festgestellt. In Zuständen größerer Aktivität verschieben sich demnach die Maxima ebenfalls zu höheren Frequenzen, was beispielsweise als Zufuhr von hochenergetischen Teilchen in die Emissionsregion des Blazars gedeutet werden kann. Sowohl das Spektrum des niedrigen als auch des hohen Flußniveaus (engl.: *low* bzw. *high state*) können in diesem Beispiel gut mit dem SSC-Modell (siehe unten) beschrieben werden.

Die Emission hochenergetischer Photonen bis in den TeV-Bereich hinein läßt sich grundsätzlich auf der Basis von zwei verschiedenen Ausgangsprinzipien modellieren.²⁰ *Leptonische* Modelle sagen hierbei hochenergetische Strahlung auf der Basis des inversen Compton-Effektes voraus. In *hadronischen* Modellen wird

²⁰ Ein umfangreicher Überblick zur hochenergetischen Emission von AGN wurde beispielsweise von Tavecchio (2004) publiziert.

die γ -Strahlung dagegen bei verschiedenen Wechselwirkungen von Protonen mit Materie bzw. Photonen oder dem Magnetfeld in ihrer Umgebung produziert. Im folgenden werden exemplarisch einige leptonische und hadronische Emissionsmodelle zur Beschreibung der hochenergetischen γ -Strahlung von Blazaren vorgestellt.

2.6.7 Das SSC-Modell

In den leptonischen Emissionsmodellen wird der niederenergetische Teil der Blazar-SED vom Radio- bis zum Röntgenbereich als Synchrotronstrahlung einer relativistischen Elektronenpopulation angesehen. Der hochenergetische Teil entsteht dagegen nach dem populären *Synchrotron-Self-Compton*-Modell (kurz: SSC) aus der inversen Compton-Streuung von niederenergetischen Photonen an *denselben* relativistischen Elektronen, die bereits die Synchrotronstrahlung erzeugt haben. Die „Saat“-Photonen für die Invers-Compton-Komponente der SED stammen hierbei aus der schon vorhandenen Synchrotronstrahlung selbst. Das SSC-Modell kann in vergleichbarer Form auch zur Beschreibung von anderen Objekttypen verwendet werden. Als Beispiel ist hier die Modellierung der spektralen Energieverteilung von Plerionen zu nennen, die in Abbildung 2.4 für den Fall des Crab-Nebels illustriert ist.

Im Gegensatz dazu dient in den sogenannten *External-Compton*-Modellen (kurz: EC) ein externes Photonenfeld als Streupartner der relativistischen Elektronen zur Erzeugung der Invers-Compton-Komponente. Als externe Photonenquellen kommen bei AGN beispielsweise die Akkretionsscheibe, die „*broad-line region*“ oder der den zentralen Bereich umschließende Gas- und Staubtorus in Betracht (vgl. Abbildung 2.5). Da speziell bei *BL Lac*-Objekten keine ausgeprägten Emissionslinien auftreten, wird dies als Hinweis darauf angesehen, daß externe Photonenfelder bei diesem Objekttyp eine geringere Bedeutung haben und das SSC-Modell somit gegenüber dem EC-Modell wahrscheinlicher wird. Einen weiteren Hinweis zur Unterscheidung zwischen einem SSC- und einem EC-Modell kann die Zeitdifferenz zwischen einem kurzzeitigen Ausbruch (engl.: *flare*) im Bereich des Synchrotron- und des Invers-Compton-Maximums liefern. Für ein SSC-Modell werden hier sehr kleine Werte erwartet, da der Einschub einer neuen hochenergetischen Elektronenpopulation unmittelbar zu Synchrotron- und IC-Emission führen sollte, während in einem EC-Modell die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Elektronen bis zum Saatphotonenfeld für eine längere Zeitdauer sorgt. Eine Übersicht zu den leptonischen Emissionsmodellen in Verbindung mit zahlreichen Referenzen zu diesem Thema wird unter anderem von Krawczynski (2004) geliefert.

2.6.8 Hadronische Emissionsmodelle

Während der niederenergetische Teil der Blazar-SED in der Regel auch in hadronischen Emissionsmodellen als Synchrotronstrahlung relativistischer Elektronen gedeutet wird, existiert in diesem Fall eine Vielzahl von Varianten für den möglichen Erzeugungsprozeß der hochenergetischen Photonen. Als Ausgangsteilchenkomponente wird jedoch stets eine relativistische Protonenpopulation angenom-

men. Die γ -Strahlung kann hierbei vor allem über die π^0 -Photoproduktion ($p + \gamma \rightarrow \pi^0 + X$) und eine sich aufgrund des praktisch instantanen π^0 -Zerfalls ausbildende elektromagnetische Kaskade (vgl. Abschnitt 3.1.1) erzeugt werden. Einen weiteren Produktionsprozeß für TeV- γ -Strahlung stellt die Synchrotronstrahlung von äußerst hochenergetischen Protonen und Myonen dar. Im Gegensatz zu den leptonischen AGN-Emissionsmodellen wird die „Doppelhügel“-Struktur der SED bei den hadronischen Modellen demnach nicht von derselben Teilchenpopulation erzeugt. Es ist jedoch anzunehmen, daß die Beschleunigungsprozesse im Jet sowohl auf die Elektronen als auch auf die Protonen wirken und ein gemeinsamer Ursprung beider Teilchenkomponenten vorausgesetzt werden kann. Dabei ist zu beachten, daß eine starke Kühlung der Elektronen durch Synchrotron- und Bremsstrahlung stattfindet, die zu räumlichen Unterschieden in der Teilchendichte der beiden Komponenten führt.

Gewisse Schwierigkeiten werden grundsätzlich bei der Anpassung von hadronischen Emissionsmodellen an zeitaufgelöst vermessene SEDs erwartet²¹, weil die engen zeitlichen Korrelationen zwischen Röntgen- und TeV- γ -Strahlung mit Hilfe dieser Modelle nur schwer zu beschreiben sind (Krawczynski 2004). Hadronische Erzeugungsprozesse sollten ferner stets von einer hochenergetischen Neutrinoemission begleitet werden, deren Intensität jedoch mit gegenwärtigen oder geplanten Neutrinodetektoren vermutlich nicht nachgewiesen werden kann.

In der Literatur ist eine Vielzahl von im Detail verschiedenen hadronischen Blazar-Emissionsmodellen zu finden. Einige prominente Vertreter sind in Tabelle 2.4 aufgelistet. Die hadronischen Emissionsmodelle werden bei der theoretischen Beschreibung der spektralen Energieverteilungen von Blazaren als sehr attraktiv empfunden, weil sie typischerweise mit der Beschleunigung von UHECR-Teilchen (siehe Abschnitt 2.1.3) verbunden sind. In diesem Zusammenhang wurde insbesondere dem sehr umfangreichen Synchrotron-Proton-Blazar-Modell (SPB) in letzter Zeit eine größere Beachtung zuteil (Mücke et al. 2003). Das SPB-Modell kann hierbei die nicht-simultan vermessene SED der Radiogalaxie M 87 einschließlich der im Kapitel 7 beschriebenen Messung des Flusses im TeV-Bereich mit dem HEGRA-Teleskopsystem prinzipiell beschreiben (siehe Abbildung 7.13) und stützt gleichzeitig die Vermutung, daß es sich bei M 87 um eine UHECR-Quelle handeln könnte (vgl. Abschnitt 7.5.3).

²¹ In vielen Fällen sind für ein bestimmtes Objekt keine simultanen Meßwerte aus dem gesamten Spektrum vom Radio- bis in den Röntgen oder sogar γ -Bereich vorhanden. Eine Modellierung der in dem Objekt stattfindenden physikalischen Prozesse kann daher nur auf der Basis einer zeitlich gemittelten SED erfolgen. Simultan gemessene SEDs erfordern einen sehr großen organisatorischen Aufwand zur Koordination einer *Multi-Wavelength*-Kampagne wie sie beispielsweise zur Beobachtung des Blazars 1ES 1959+650 im Sommer 2002 durchgeführt wurde (siehe Abschnitt 6.4.2 bzw. Krawczynski et al. (2004)).

relativistische Teilchenkomponente	Reaktionspartner	Modell und Referenz
Protonen	Gaswolken aus der „ <i>broad-line Region</i> “, die den Jet kreuzen	„ <i>Hadronic-Collider-Modell</i> “, Dar und Laor (1997)
Elektron-Proton-Plasma	interstellares Medium (ISM)	„ <i>Blast-Wave-Modell</i> “, Pohl und Schlickeiser (2000)
UHECR-Protonen	ISM-Photonenfeld	„Proton-Blazar-Modell“ Mannheim (1993)
UHECR-Protonen	sehr starkes Magnetfeld im Jet	„Proton-Synchrotron-Modell“, Aharonian (2000)
Elektron-Proton-Plasma (Protonen: bis zu UHECR-Energien)	Synchrotron- und ISM-Photonenfelder + starkes Magnetfeld	„Synchrotron-Proton-Blazar-Modell“ (SPB), Mücke et al. (2003)

Tabelle 2.4: Übersicht zu hadronischen Emissionsmodellen für Blazare. Eine hoch-energetische Teilchenkomponente des Jets tritt hierbei jeweils in Reaktion mit der sie umgebenden nichtrelativistischen Materie, dem im Jet vorhandenen Photonfeld (beim SPB-Modell ist dies unter anderem beispielsweise die Synchrotronstrahlung der mitbeschleunigten Elektronen) oder dem Magnetfeld des Jets.

2.7 Weitere extragalaktische Objektklassen als mögliche TeV- γ -Quellen

2.7.1 Radiogalaxien als neuer Typ von TeV- γ -Quellen

Nach Urry und Padovani (1995) werden Radiogalaxien und Blazare als eng verwandte Vertreter derselben AGN-Subklasse angesehen (vgl. Abschnitt 2.6.4). Da speziell die FRI-Radiogalaxien über den Sichtwinkel relativ zur Jetachse in Beziehung mit den *BL Lac*-Objekten zu stehen scheinen, liegt es nahe, auch Radiogalaxien als mögliche TeV- γ -Quellen zu betrachten. Bei der Übertragung eines der zuvor diskutierten Emissionsmodelle auf die Radiogalaxien ist vor allem das aufgrund des deutlich größeren Sichtwinkels erheblich schwächere relativistische *Beaming* zu berücksichtigen. Die leptonischen bzw. hadronischen Modellierungen der Radiogalaxie M 87 durch Bai und Lee (2001) sowie Protheroe et al. (2003) basieren beispielsweise auf der Annahme, daß es sich bei dem HEGRA-TeV-Signal um einen Emissionsprozeß handelt, der demjenigen der *BL Lac*-Objekte vergleichbar ist.²² Die Vermessung von Radiogalaxien mit hochauflösenden Instrumenten hat ferner in vielen Energiebereichen zu einer Unterscheidung einzelner Bestandteile des Jetsystemes geführt. Hierbei wurde festgestellt, daß sich bei Radiogalaxien in kleinräumigen Bereichen des Jets in geringer Entfernung vom supermassiven Schwarzen Loch sowie in der Kernregion selbst eine starke nicht-thermische Emission ausbilden kann, aus der auf lokale Teilchenbeschleunigungs-

²² Aufgrund dieser eng verwandten Emissionsprozesse werden die FRI-Radiogalaxien in der Literatur leider unpassenderweise häufig als „*misaligned BL Lac objects*“ bezeichnet.

prozesse geschlossen werden kann (Perlman et al. 2001, Wilson und Yang 2002).

Ein alternatives Emissionsmodell bezieht sich auf die großräumige Jetstruktur mit einer Entfernung der Größenordnung von einigen Kiloparsec zum Zentrum des AGN (Stawarz et al. 2003). Demnach sind FRI-Radiogalaxien gute Kandidaten für die Emission von TeV- γ -Strahlung, da ihre Jets hochenergetische Elektronen enthalten. Der Nachweis dieser relativistischen Elektronenpopulation wird in diesem Zusammenhang durch die Beobachtung von Synchrotronstrahlung im Röntgenbereich geführt, wie sie beispielsweise in den hellen „Knoten“ des Kiloparsec-Jets von M 87 auftritt (vgl. Abschnitt 7.2.1). Hochenergetische Photonen könnten dabei aufgrund von inverser Compton-Streuung der Elektronen an vorhandenen Photonenfeldern entstehen. Diese Felder könnten entsprechend dem SSC-Modell aus der eigenen Synchrotronstrahlung der Elektronen sowie nach dem EC-Modell aus der elektromagnetischen Strahlung des AGN, der Wirtsgalaxie oder aus der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung bestehen. Das Modell sagt eine nachweisbare GeV-/TeV-Emission für die prominente Radiogalaxie Centaurus A voraus und kann den mit dem HEGRA-Teleskopsystem gemessenen Fluß von M 87 gut beschreiben. Die Winkelauflösung von stereoskopischen Cherenkov-Teleskopsystemen ist mit Ausnahme von sehr nahegelegenen Radiogalaxien nicht hoch genug, um den Emissionsort von TeV-Photonen dem Parsec- oder Kiloparsec-Bereich eines Jets zuordnen zu können. Daher kann in diesem Fall derzeit nur das genaue Studium von Variabilitätszeitkalen Hinweise zur Differenzierung der Modelle liefern, wobei im Falle von großräumigen Jetstrukturen deutlich langsamere Flußveränderungen erwartet werden.

Einen gänzlich anderen Emissionsmechanismus für TeV- γ -Strahlung aus der Richtung von Radiogalaxien haben Pfrommer und Enßlin (2003) vorgeschlagen: Nach diesem Modell gehen hochenergetische Protonen aus der kosmischen Strahlung der elliptischen Wirtsgalaxie hadronische Wechselwirkungen mit dem dichten interstellaren Medium ein. Beim Zerfall der hierbei entstehenden π^0 -Mesonen können Photonen im TeV-Energiebereich emittiert werden. Die Aussendung von TeV-Photonen ist außerdem als Synchrotron- und inverse Compton-Strahlung von sekundären Elektronen vorstellbar. Diese Erzeugungsprozesse können effizient ablaufen, weil die Aufenthaltsdauer der hochenergetischen Protonen in der Radiogalaxie ausreichend groß ist, um eine diffuse Verbreitung über das gesamte interstellare Medium zu erreichen. Gleichzeitig verhindert das entsprechende galaktische Magnetfeld zusätzlich, daß die Protonen die Radiogalaxie verlassen. Dieses Modell schließt wiederum die Beobachtung eines variablen TeV- γ -Flusses aus, so daß Hinweise auf Variabilität zu einer weitgehenden Einschränkung der Protonendichte in der kosmischen Strahlung einer Radiogalaxie führen können. Ferner wird abhängig von der räumlichen Größe und der Entfernung der jeweiligen beobachteten Radiogalaxie eine gewisse Ausdehnung der TeV-Emission vorausgesagt, die als Folge eines der zuvor beschriebenen Mechanismen nicht erklärbar wäre. Die Veröffentlichung des Emissionsmodelles von Pfrommer und Enßlin (2003) erfolgte als Reaktion auf die Publikation des HEGRA-TeV-Signales aus der Richtung von M 87 (siehe Aharonian et al. (2003b) bzw. Kapitel 7) und behandelt eine direkte Modellierung dieser Radiogalaxie anhand der HEGRA-Ergebnisse.

Neben M 87 wurde bereits durch Beobachtungen in den Jahren 1972 bis 1974 unter Verwendung eines sogenannten optischen Intensitätsinterferometers in Narrabri (Australien) auch die Radiogalaxie Centaurus A oberhalb einer Energieschwelle von etwa 300 GeV mit einer Signifikanz von 4.6σ nachgewiesen (Grindlay et al. (1975), siehe auch Abschnitt 7.5.6). Allerdings fanden diese Beobachtungen noch nicht unter Verwendung der besonders sensitiven abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Technik (siehe Abschnitt 3.3.2) statt. Dennoch lassen die ersten positiven Beobachtungsergebnisse der Radiogalaxien Centaurus A und M 87 im TeV-Energiebereich weitere Entdeckungen mit den Instrumenten der neuen Generation (vgl. Abschnitt 3.6) erwarten. Insbesondere wird sich durch neue Beobachtungen klären lassen, ob nur die FRI-Radiogalaxien als direkte Verwandte der *BL Lac*-Objekte oder auch die Objekte vom Typ FR II als γ -Quellen etabliert werden können.

2.7.2 Galaxienhaufen als mögliche TeV- γ -Quellen

Galaxienhaufen (engl.: *clusters of galaxies*) sind die größten gravitativ gebundenen Objekte im Universum. Von großem Interesse sind hierbei die sogenannten „reichen“ Galaxienhaufen, die mehr als 100 einzelne Galaxien umfassen. Abbildung 2.10 zeigt hierzu exemplarisch einen Ausschnitt des prominenten Coma-Galaxienhaufens, der mit dem *Hubble Space Telescope* aufgenommen wurde. Reiche Galaxienhaufen zeichnen sich insbesondere durch eine ausgeprägte Leuchtkraft im Röntgenbereich aus, die auf das Vorkommen von heißem und sehr dichtem, angeregtem Gas zurückgeführt werden kann. Dieses Gas füllt dabei das gesamte Volumen des Galaxienhaufens aus und wird daher als „Intracuster-Medium“ (ICM) bezeichnet. Aufgrund des großen Gravitationspotentials von Galaxienhaufen findet bei diesen Objekten kaum Materieaustausch mit dem restlichen Universum statt.

Eine der besonderen Eigenschaften von Galaxienhaufen ist die große Dichte nichtthermischer Teilchen im ICM. Eine deutliche Signatur für die Anwesenheit relativistischer Elektronen und damit höchstwahrscheinlich auch Protonen ist hierbei die Beobachtung einer diffusen Radioemission, die sich über die gesamte Ausdehnung des Haufens erstreckt. Der Energiegehalt der kosmischen Strahlung in Galaxienhaufen kann nach Atoyan und Völk (2000) einen signifikanten Anteil an der gesamten zur Verfügung stehenden kinetischen Energie eines Haufens darstellen. Die Aufenthaltsdauer der nichtthermischen Teilchenpopulation in Galaxienhaufen ist unter Berücksichtigung typischer räumlicher Größen und Magnetfelder für Energien bis zu 10^{17} eV größer als das Alter des Universums. Daher können auch diese Teilchen einen Galaxienhaufen praktisch nicht verlassen und stellen somit eine wertvolle kosmologische Informationsquelle für das Verständnis der Evolution dieser Objekte dar.

Die nichtthermische Teilchenpopulation in einem Galaxienhaufen kann insbesondere mit Hilfe von hochenergetischer γ -Strahlung untersucht werden. Diese γ -Strahlung wird dabei wiederum im wesentlichen bei inelastischen Proton-Proton-Stößen mit dem ICM über den Prozeß des nachfolgenden π^0 -Zerfalles erzeugt. Als untergeordnete Prozesse sind jedoch auch die Bremsstrahlung und

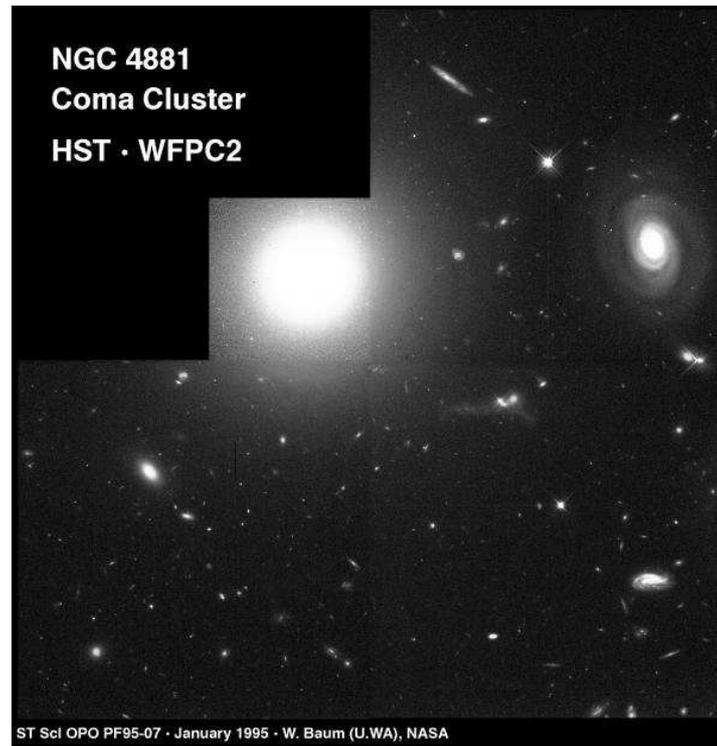


Abbildung 2.10: Ausschnitt des Coma-Galaxienhaufens um die elliptische Galaxie NGC 4881, aufgenommen im Jahre 1994 mit dem Hubble Space Telescope (siehe <http://hubblesite.org/newscenter/newsdesk/archive/releases/1995/07/text>).

die inverse Comptonstreuung zu beachten (Miniati 2003).

Die Untersuchung des Spektrums sowie der Morphologie eines im TeV-Energiebereich nachgewiesenen Galaxienhaufens kann wichtige Hinweise auf die vorliegenden astrophysikalischen Gegebenheiten liefern. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die zentralen Bereiche einer Reihe von prominenten Galaxienhaufen untersucht (siehe Abschnitt 8.2).

2.7.3 *Gamma-Ray Bursts* als mögliche TeV- γ -Quellen

Gamma-Ray Bursts (GRBs) sind kurze, außerordentlich starke Ausbrüche von elektromagnetischer Strahlung, die hauptsächlich im Sub-MeV-Bereich emittiert wird. Nach der Entdeckung dieser extraterrestrischen Erscheinung durch die Vela-Satelliten in den 60er Jahren des 20. Jahrhunderts (Klebesadel et al. 1973) begann das intensive Studium dieses Phänomens mit der Inbetriebnahme des CGRO-Satelliten im Jahre 1991. Der CGRO-Satellit war mit einem speziellen *All-Sky-Monitor*, dem BATSE-Instrument (engl.: *burst and transient spectrometer experiment*) zur permanenten GRB-Suche am gesamten Himmel ausgerüstet. BATSE hat während seiner gesamten Betriebszeit 2704 GRB-Positionen mit einer mittleren Genauigkeit von einigen Grad bestimmt. Abbildung 2.11 zeigt die isotrope Verteilung dieser Himmelspositionen, aus der auf einen extragalaktischen Ur-

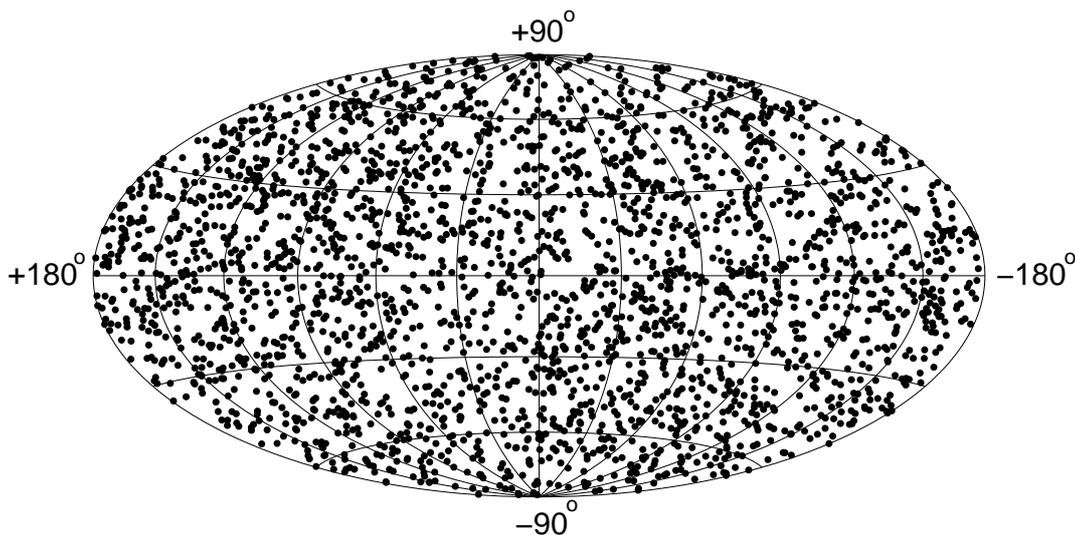


Abbildung 2.11: Himmelskarte aller 2704 mit dem BATSE-Instrument aufgezeichneten Gamma-Ray Bursts (Briggs et al. 2001). Die Darstellung erfolgt dabei in galaktischen Koordinaten.

sprung der GRBs geschlossen werden kann (Meegan et al. 1992).

Da der Energiebereich von BATSE auf das Intervall von 20 keV bis etwa 2 MeV beschränkt war, wurden Anstrengungen unternommen, GRBs nach ihrer Entdeckung so schnell wie möglich mit weiteren Instrumenten auch in anderen Energiebereichen zu beobachten. Hierzu wurde das sogenannte *Global Coordinate Network* (GCN) als schnelles System zum weltweiten Informationsaustausch eingerichtet (Barthelmy et al. 2000). Im Laufe der Zeit wurden zusätzlich auch GRB-Meldungen von einer Reihe weiterer Instrumente über das GCN verbreitet. Hierzu gehören insbesondere die Satelliten BeppoSAX, RXTE, INTEGRAL, HETE-2 und *Swift* sowie verschiedene Raumsonden, die ihre Triggerinformationen über ein interplanetarisches GRB-Netzwerk (IPN) austauschen, so daß durch Triangulation Rückschlüsse auf mögliche GRB-Positionen gezogen werden können.

Vor allem die Beobachtung eines „Nachglühens“ (engl.: *afterglow*) von GRBs im Röntgenbereich durch den BeppoSAX-Satelliten hat es aufgrund der besonders guten Richtungsauflösung dieses Instrumentes ermöglicht, den *Afterglow* bei verschiedenen GRBs auch im optischen und im Radiobereich zu beobachten (Costa et al. 1997). In diesen Energiebereichen konnte damit auch eine Suche nach den Wirtsgalaxien der entsprechenden GRBs durchgeführt werden. Über die Vermessung von rotverschobenen Absorptionslinien war es schließlich möglich, den extragalaktischen Ursprung des GRB-Phänomens endgültig zu bestätigen.²³ Ab-

²³ Wegen der Expansion des Universums dient die Rotverschiebung $z = \Delta\lambda/\lambda_0$ von Spektrallinien weit entfernter Objekte als Maß für ihre Entfernung r . Für nicht zu große Werte von z gilt die sogenannte Hubble-Beziehung $r = c_0/H_0 \cdot \ln(1+z)$ (c_0 : Vakuumlichtgeschwindigkeit, H_0 : Hubblekonstante). Als Wert von H_0 wird hier der derzeit favorisierte Wert von $72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ eingesetzt (Freedman et al. 2001, Bennett et al. 2003). Für Entfernungsangaben wird üblicherweise die Einheit $1 \text{ pc} \approx 3.1 \cdot 10^{16} \text{ m} \approx 3.3 \text{ Lichtjahre}$ verwendet.

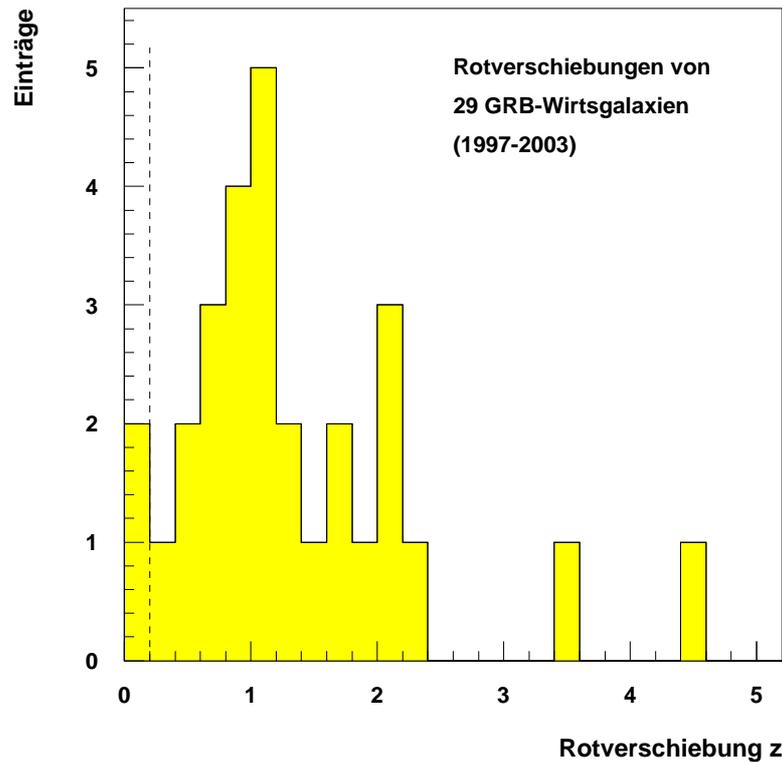


Abbildung 2.12: Verteilung der Rotverschiebungen von 29 GRB-Wirtsgalaxien. Die Zusammenstellung der Meßdaten ist auf der Basis der Publikationen von Dar und De Rújula (2004) sowie Greiner (2004) erfolgt. Aufgrund des Fehlens geeigneter Spektrallinien im optischen Bereich sind im Intervall $1.3 < z < 2.5$ vermutlich bislang deutlich zu wenige Rotverschiebungen vermessen worden. Die gestrichelte vertikale Linie markiert die Grenze des für die Cherenkov-Teleskope der bisherigen Generation beobachtbaren Rotverschiebungsbereiches bei $z \approx 0.2$ (siehe Text).

Abbildung 2.12 zeigt die Verteilung aller von 1997 bis 2003 gemessenen Rotverschiebungen von GRB-Wirtsgalaxien.

Der Ursprung der GRBs ist Gegenstand der aktuellen Forschung mit einer Vielzahl von verschiedenen Ansätzen zur Beschreibung dieses Phänomens. Hierbei ist es insbesondere notwendig, die gewaltigen Energieausstöße innerhalb von sehr kurzen Zeiträumen zu modellieren. Unter Verwendung der „Fluenz“-Verteilung von GRBs (die Fluenz bezeichnet den über die gesamte Zeitdauer des Ereignisses integrierten Energiefluß, umgerechnet auf eine sphärische Emission) ergibt sich eine typische abgestrahlte Energiemenge von etwa 10^{53} erg. Als Beispiel für eine Theorie, die eine relativ gute Beschreibung von GRBs unter Berücksichtigung der *Afterglow*-Beobachtungen liefern kann, sei an dieser Stelle das sogenannte *Fireball*-Modell genannt (siehe z. B. Piran (2000)). Die in diesem Fall in alle Richtungen emittierte γ -Strahlung entsteht dabei durch Synchrotronstrahlung von schockbeschleunigten Elektronen. Da das *Fireball*-Modell jedoch einige wichtige Beobachtungen wie beispielsweise die starke Polarisation der γ -Strahlung nicht beschreiben kann, wurde von Dar und De Rújula (2004) das alternative

Cannonball-Modell vorgeschlagen. Hierbei wird angenommen, daß nach einer Supernova-Explosion ein einem radio-lauten AGN ähnliches Objekt entsteht, das ein Schwarzes Loch und Jets ausbildet. Entlang der Jetachsen werden Klumpen aus spontan akkretierter Materie wie Kanonenkugeln (engl.: *cannonballs*) ausgestoßen. Beim Zusammenstoß dieser Gebilde mit den Photonen der abgestoßenen Supernova-Hülle wird über den Prozeß der inversen Compton-Streuung schließlich γ -Strahlung im MeV-Energiebereich erzeugt.

Im Hinblick auf deutlich höhere Energien wurde bislang kein Abbruch eines GRB-Spektrums im hochenergetischen Teil beobachtet. Das EGRET-Instrument hat eine Reihe von GRB-Ereignissen im Energiebereich bis zu 20 GeV beobachtet (Dingus 2001). Da die Emission von meßbarer γ -Strahlung im GeV-/TeV-Bereich ferner in verschiedenen Modellen möglich erscheint (siehe beispielsweise Dermer und Chiang (1999)), haben viele Observatorien nach γ -Strahlung in diesem Energiebereich gesucht.

Bislang konnte bei Beobachtungen oberhalb von 300 GeV kein gesicherter Nachweis für TeV- γ -Strahlung aus der Richtung von *Gamma-Ray Bursts* erbracht werden. Schwache Hinweise auf TeV-Signale folgen aus Beobachtungen der Ereignisse GRB 920925c oberhalb von 16 TeV mit dem HEGRA-AIROBICC-Detektor (*A-Priori*-Signifikanz $S_{\text{apr}} = 5.4\sigma$, Padilla et al. (1998)) sowie GRB 970417a oberhalb von 650 GeV mit dem Milagrito-Detektor ($S_{\text{DC}} = 3.2\sigma$, Atkins et al. (2003)). Unter Berücksichtigung der Zahl der untersuchten Quellpositionen in den jeweiligen Analysen ergeben sich jedoch deutlich niedrigere resultierende Signifikanzwerte. Für verschiedene weitere GRB-Ereignisse wurden ferner obere Flußgrenzen veröffentlicht (siehe z. B. Atkins et al. (2004) bzw. Götting et al. (2001a)). Eine Beschreibung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgewerteten GRB-Beobachtungen des HEGRA-Teleskopsystemes findet sich im Abschnitt 8.4.

Die möglichen Gründe für den bislang fehlenden signifikanten Nachweis von TeV- γ -Strahlung aus der Richtung von GRBs sind vielfältig. Neben einem aufgrund der energetischen Voraussetzungen vorstellbaren Abbrechen der Spektren bei niedrigeren Energien könnte auch eine zu geringe Sensitivität der Instrumente ein limitierender Faktor sein. Hierbei ist insbesondere die im folgenden Unterkapitel diskutierte Extinktion von TeV- γ -Strahlung am extragalaktischen Hintergrundlicht zu berücksichtigen, die dazu führt, daß der mit den Cherenkov-Teleskopen der bisherigen Generation beobachtbare Bereich des Universums nur Objekte bis zu einer Rotverschiebung von $z < 0.2$ umfaßt. Die in Abbildung 2.12 dargestellte Verteilung gemessener GRB-Rotverschiebungen weist wegen der geringen Zahl von Meßwerten große statistische Unsicherheiten auf. Unter der Annahme, daß die Verteilung unter Vernachlässigung dieser Fehler die Gesamtheit aller GRB-Wirtsgalaxien korrekt beschreibt, ist nur eine kleine Zahl der insgesamt registrierten GRB-Ereignisse bei Rotverschiebungswerten mit $z < 0.2$ zu erwarten. Durch dieses Ergebnis wird die Wahrscheinlichkeit eines GRB-Nachweises mit Hilfe von Cherenkov-Teleskopen daher erheblich reduziert.

Unter technischen Gesichtspunkten hat ferner insbesondere die Ungenauigkeit der durch den BATSE-Detektor gelieferten GRB-Positionsangaben teilweise dazu geführt, daß die tatsächlich zu beobachtende Himmelsposition nicht im Gesichtsfeld der verwendeten Cherenkov-Teleskope gelegen hat. Wegen der zeitlich rapide

abnehmenden Flüsse könnte es schließlich sein, daß die Dauer zwischen dem ersten Triggersignal an Bord eines Satelliten und dem Beginn der Messungen am Erdboden zu lang war. Aufgrund erforderlichen Sichtbarkeitsbedingungen sowie der für die Informationsübermittlung an die jeweiligen Operateure und der für das Positionieren der Teleskope notwendigen Zeitspannen sind hier jedoch Beschränkungen gegeben, die bei diesen Instrumenten praktisch kaum umgangen werden können.

2.8 Kosmologie und TeV- γ -Astrophysik

Die stetig an Bedeutung zunehmende Rolle der TeV- γ -Astrophysik für den Bereich der beobachtenden Kosmologie läßt sich unter anderem an zwei Beispielen erläutern: Zum einen besteht die Hoffnung, daß Untersuchungen des Spektrums und der Morphologie von Galaxienhaufen in diesem Energiebereich Hinweise auf die Bildung und die interne Evolution dieser größten gravitativ gebundenen Objekte im Universum liefern können (vgl. Abschnitt 2.7.2). Wie die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielten Resultate zeigen (siehe Abschnitt 8.2), ist die Sensitivität der bisherigen Instrumente jedoch noch nicht groß genug, um die zum Teil sehr ausgedehnten Objekte im TeV-Energiebereich nachweisen zu können.

Ein weiteres, derzeit intensiv bearbeitetes Gebiet mit einem Bezug zur beobachtenden Kosmologie ist die Untersuchung des diffusen extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL) im optischen und nah- bis mittelinfraroten Bereich²⁴ mit Hilfe von gemessenen Spektren extragalaktischer TeV- γ -Quellen.

2.8.1 Extinktion von TeV- γ -Strahlung durch das extragalaktische Hintergrundlicht

Das extragalaktische Hintergrundlicht wird auf die stark rotverschobene Emission früher Sterne und eine weitere, im mittleren bis fernen Infrarot gelegene Komponente zurückgeführt, bei der kosmische Staubpartikel das Sternlicht absorbieren und bei größeren Wellenlängen reemittieren (siehe Abbildung 2.13). Die Ergebnisse von direkten EHL-Messungen sind aufgrund starker Störeinflüsse durch Quellen im Vordergrund und das Zodiakallicht insbesondere im mittleren Infrarotbereich mit großen Fehlern behaftet. Eine detaillierte Übersicht zu den vorliegenden EHL-Meßwerten im optischen und infraroten Wellenlängenbereich sowie zu möglichen Erzeugungsmodellen und kosmologischen Schlußfolgerungen liefern Hauser und Dwek (2001).

Aufgrund der Schwierigkeiten bei den direkten EHL-Messungen wurde nach der Entdeckung des ersten TeV-Blazars Mrk-421 im Jahre 1992 vorgeschlagen, den Paarbildungsprozeß

$$\gamma_{\text{TeV}} + \gamma_{\text{EHL}} \longrightarrow e^+ + e^- \quad (2.13)$$

²⁴ Das diffuse extragalaktische Hintergrundlicht (EHL) wird in der Literatur oft auch mit dem englischen Begriff „diffuse extragalactic background radiation“ (DEBRA) oder in zu knapper Form als „cosmic infrared background“ (CIB) bezeichnet.

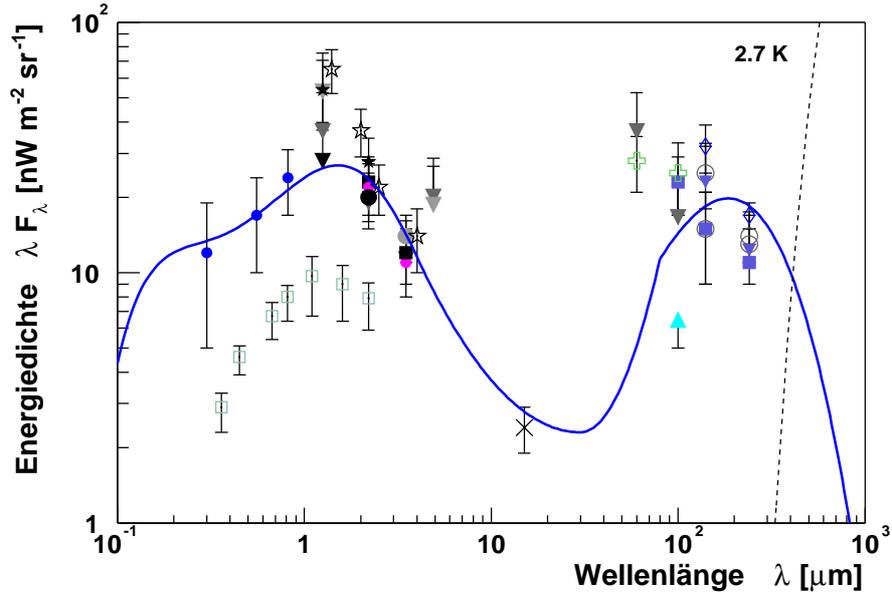


Abbildung 2.13: Darstellung der spektralen Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL) aus Mazin (2003), wobei die meisten Meßpunkte von Hauser und Dwek (2001) übernommen wurden. Bei sehr hohen Wellenlängen beginnt die durch die gestrichelte Linie markierte kosmische 2.7 K-Mikrowellen-Hintergrundstrahlung, das EHL zu überwiegen. Die durchgezogene Linie stellt das von der Hamburger HEGRA-Gruppe verwendete EHL-Modell mit einer etwa gleichhohen Doppelhügelstruktur und einem tiefen Minimum bei einer relativ hohen Infrarot-Wellenlänge dar (Mazin 2003).

für die ungewöhnliche Untersuchung einer typischen thermischen Strahlung mit Hilfe von nichtthermischer Strahlung zu verwenden (eine Übersicht zu diesem Thema bietet z. B. Aharonian (2001)).

Hierbei wird ausgenutzt, daß der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma}$ der Paarbildungswechselwirkung bei der Beobachtung von TeV-Photonen nur für ein relativ schmales Intervall von EHL-Photonen im optischen bis mittelinfraroten Wellenlängenbereich eine bedeutende Größe erreicht. Dies führt dazu, daß der gemessene differentielle TeV-Energiefluß $\phi_{\gamma,\text{obs}}(E)$ in Abhängigkeit von der Entfernung bzw. Rotverschiebung z der beobachteten Quelle eine Extinktion erfährt:

$$\phi_{\gamma,\text{obs}}(E) = \phi_{\gamma,0}(E) \cdot \exp(-\tau(E, z)) \quad (2.14)$$

Für eine bestimmte Energie E eines Photons im TeV-Bereich kann unter Berücksichtigung der Einflüsse der Entfernung des Objektes (Stärke der Extinktion und Rotverschiebung der jeweiligen Photon-Energien) die optische Tiefe τ bestimmt werden. Hierzu ist eine (numerische) Integration eines geeigneten EHL-Modellspektrums unter Verwendung des bekannten Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma\gamma}$ über den relevanten EHL-Energiebereich durchzuführen. Die Bestimmung der optischen Tiefe τ erlaubt schließlich die Rückfaltung des gemessenen TeV- γ -Spektrums. Auf diese Weise kann das intrinsische Spektrum des beobachteten Objektes abgeschätzt werden, woraus sich Rückschlüsse auf die in der Quelle

ablaufenden physikalischen Prozesse ziehen lassen.

In umgekehrter Arbeitsrichtung können auch Einschränkungen des EHL-Spektrums im betroffenen Wellenlängenbereich gewonnen werden. Hierzu dient als Ausgangsbasis eine möglichst genaue Kenntnis der Entfernung sowie insbesondere auch des intrinsischen Spektrums einer TeV- γ -Quelle (in der Regel unter Berücksichtigung von entsprechenden Modellierungen dieser Objekte). In den folgenden beiden Abschnitten werden die für diese Untersuchung derzeit geeigneten TeV- γ -Quellen und die verwendete Methodik insbesondere im Hinblick auf den bedeutenden Beitrag des HEGRA-Teleskopsystemes erläutert.

2.8.2 Geeignete TeV- γ -Quellen für die Untersuchung der EHL-Extinktion

Eine Analyse des EHL-Einflusses auf das gemessene TeV-Spektrum kann unter Verwendung eines geeignet erscheinenden EHL-Modelles mit Hilfe einer Rückfaltung durchgeführt werden. Das resultierende Spektrum wird im Anschluß mit Annahmen über das intrinsische Spektrum der beobachteten Quelle verglichen, um eine Bewertung des verwendeten EHL-Modelles zu ermöglichen.

Für diese Untersuchung eignen sich prinzipiell alle extragalaktischen TeV- γ -Quellen, die mit ausreichend hoher statistischer Signifikanz nachgewiesen wurden, um eine Spektralanalyse durchzuführen. Aufgrund der Abhängigkeit der Extinktionsstärke von der Distanz der jeweiligen Quelle können hierbei die weiter entfernten Objekte allgemein als bevorzugte Kandidaten angesehen werden. Wegen des deutlichen Anstieges der EHL-Energiedichte im fernen Infrarotbereich ist generell bei allen Objekten eine starke Abnahme der gemessenen Flüsse oberhalb von etwa 10 TeV zu erwarten (siehe Abbildungen 2.13 und 2.15). Für den mittleren Infrarotbereich mit Wellenlängen im Bereich von $10\ \mu\text{m}$ wird ein Minimum der EHL-Energiedichte erwartet, das sich bei relativ weit entfernten Quellen durch eine „EHL-Signatur“ im gemessenen Spektrum äußern kann (vgl. Abschnitt 2.8.3, siehe auch Abbildung 2.15). Der optische sowie der nahe Infrarotbereich der EHL-Energiedichte können dagegen im wesentlichen nur mit extragalaktischen Photonen im Energiebereich von 100 GeV bis 1 TeV untersucht werden. Da die mit den bisherigen Instrumenten gemessenen Spektren von verhältnismäßig entfernten Quellen in diesem Energiebereich jedoch in der Regel mit großen Unsicherheiten behaftet sind, wurde eine genaue Untersuchung hier erst mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem möglich (Aharonian et al. 2005a).

Die Verteilung der Rotverschiebungen aller entsprechend Tabelle 2.1 bislang nachgewiesenen extragalaktischen TeV- γ -Quellen ist in Abbildung 2.14 dargestellt. In der nördlichen Hemisphäre stehen dabei die Radiogalaxie M 87 sowie die Blazare Mrk-421, Mrk-501, 1ES 2344+514, 1ES 1959+650, BL Lacertae²⁵ und H 1426+428 prinzipiell als geeignete Testobjekte zur Verfügung. Im Falle

²⁵ Das Objekt BL Lacertae wurde vom *Crimean Observatory* im Jahre 1998 mit einem Fluß von mehr als 1 Crab als TeV- γ -Quelle nachgewiesen (Neshpor et al. 2001). Aus Beobachtungen mit dem HEGRA-Teleskop CT 1 im identischen Zeitraum konnte jedoch lediglich eine obere Flußgrenze mit einem um eine Größenordnung geringeren Wert bestimmt werden (Kranich et al. 2003). Daher wird BL Lacertae hier entsprechend der Weekes-Kriterien (vgl. Abschnitt 2.4) in die Kategorie „C-“ eingeordnet und nicht weiter behandelt.

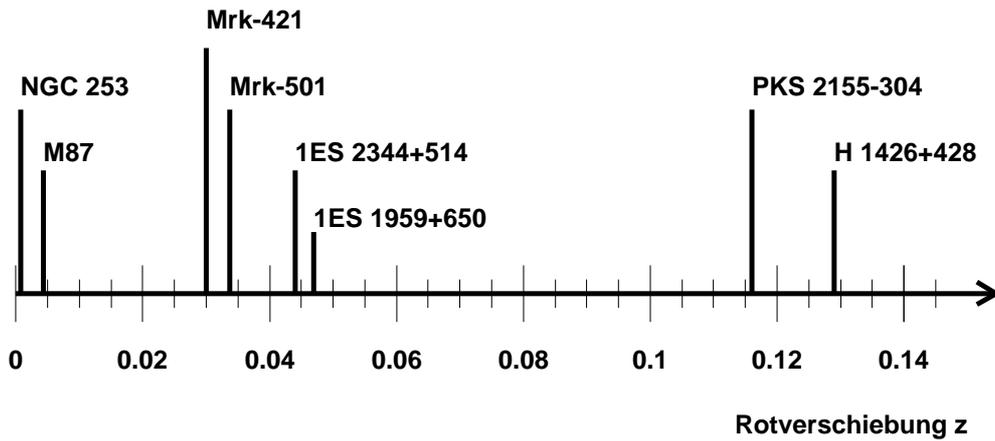


Abbildung 2.14: Rotverschiebungen der acht entsprechend Tabelle 2.1 bis zum Sommer 2003 nachgewiesenen extragalaktischen TeV- γ -Quellen.

von M87 ist wegen der besonders kleinen Distanz kein im Rahmen der gegebenen Meßgenauigkeiten feststellbarer Einfluß der EHL-Extinktion zu erwarten, wie aus der im nachfolgenden Abschnitt erläuterten Abbildung 2.15 zu erkennen ist. Die im Abschnitt 7.3.5 beschriebene Spektralanalyse der HEGRA-Beobachtungen von M87 sowie die Auswertung der Whipple-Beobachtungen von 1ES 2344+514 (Schroedter et al. 2005) liefern zudem aufgrund der jeweils sehr geringen Photonenstatistik keine Ergebnisse, die für eine Untersuchung der EHL-Extinktion zu aussagekräftigen Resultaten führen könnten. Die TeV-Spektren der verbleibenden vier Objekte wurden insbesondere von der HEGRA-Kollaboration vermessen. Ihre für die hier beschriebene Untersuchung wesentlichen Eigenschaften werden im folgenden kurz vorgestellt.

Mrk-421: Der Blazar Markarian 421 (abgekürzt Mrk-421 bzw. Mkn-421) war das erste als TeV- γ -Quelle nachgewiesene extragalaktische Objekt (Punch et al. 1992). Gleichzeitig ist Mrk-421 mit einer Rotverschiebung von $z \approx 0.030$ der derzeit nächstgelegene, hochvariable TeV-Blazar.

Mrk-421 zeigte in den Jahren 2000 und 2001 eine besonders aktive Phase. Während einer im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten HEGRA-Meßkampagne konnte der Beginn einer Folge von außerordentlich starken Ausbrüchen im TeV-Energiebereich im Detail aufgezeichnet werden (Börst et al. 2001, Remillard et al. 2001).²⁶ Während der mehrere Wochen andauernden aktiven Phase wurde Mrk-421 im Rahmen einer *Multi-Wavelength*-Kampagne gleichzeitig mit dem Röntgensatelliten RXTE beobachtet. Aufgrund dieser Beobachtungen konnte erstmals bei einem TeV-Blazar eine Variabilität der Form des Spektrums in Abhängigkeit vom Flußniveau festgestellt werden (Aharonian et al. 2002d).

²⁶ Für eine möglichst unkomplizierte Koordination der Mrk-421-Beobachtungen durch andere Observatorien wurden die geplanten Beobachtungszeiten mit dem HEGRA-Teleskopsystem und dem Einzelteleskop CT 1 sowie im Anschluß die dabei gemessenen TeV- γ -Flüsse von der Hamburger Arbeitsgruppe tagesaktuell auf der Internetseite <http://www-hegra.desy.de/mrk-421> zur Verfügung gestellt.

Wegen der hohen Photonenstatistik und der ausgezeichneten Datenqualität haben die in den Jahren 2000 und 2001 durchgeführten HEGRA-Beobachtungen von Mrk-421 als Grundlage für die Entwicklung und Überprüfung von verschiedenen Analysemethoden der vorliegenden Arbeit gedient.

Mrk-501: Zusammen mit Mrk-421 bietet der Blazar Mrk-501 mit seiner ähnlichen Rotverschiebung von $z \approx 0.034$ die einmalige Gelegenheit, zwei TeV-AGN unter nahezu identischen Entfernungsbedingungen zu studieren. Durch eine Rückfaltung anhand der damit ebenfalls im gleichen Maße auftretenden EHL-Extinktion können gegebenenfalls unterschiedliche intrinsische Eigenschaften in den Spektren der beiden Quellen aufgedeckt werden. Bislang wurden in diesem Zusammenhang jedoch noch keine statistisch signifikanten Differenzen beobachtet (Aharonian et al. 2002d).

Die beiden Blazare Mrk-421 und Mrk-501 bieten aufgrund ihrer zeitweise relativ hohen Flußniveaus jeweils eine umfangreiche Photonenstatistik oberhalb von 10 TeV. Damit bietet sich insbesondere die Möglichkeit, nach Hinweisen auf den zuvor angesprochenen fernerer Infrarotbereich der EHL-Energieverteilung zu suchen (siehe z. B. Aharonian et al. (2001b)).

1ES 1959+650: Die im Vergleich mit den zuvor angesprochenen Markarian-Objekten um etwa 50 % höhere Rotverschiebung der TeV-Blazars 1ES 1959+650 ($z = 0.047$) ermöglicht grundsätzlich eine Überprüfung des Einflusses der Objektentfernung auf die EHL-Extinktion. Aufgrund der bislang relativ beschränkten Photonstatistik können aus dem Spektrum von 1ES 1959+650 jedoch bislang noch keine aussagekräftigen Schlußfolgerungen bezüglich der EHL-Extinktion gezogen werden (siehe Abschnitt 6.5.1 sowie Aharonian et al. (2003a)).

H 1426+428: Der bislang am weitesten entfernte, als TeV- γ -Quelle etablierte Blazar H 1426+428 wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals als TeV- γ -Quelle in den HEGRA-Meßdaten mit hoher Signifikanz nachgewiesen (Götting et al. (2001b), vgl. auch die Beschreibung dieser Analyse im Kapitel 5). Aufgrund der im Vergleich zu den Markarian-Objekten vierfach größeren Rotverschiebung ($z = 0.129$) ist wegen der Stärke der EHL-Extinktion (Abbildung 2.15) ein starker Einfluß auf das Spektrum bei Energien oberhalb von etwa 1 TeV zu erwarten.

Bei der Durchführung einer Spektralanalyse zeigte sich tatsächlich eine bemerkenswerte Struktur im Energiespektrum des Objektes, die sich durch den EHL-Einfluß auf das intrinsische Spektrum erklären läßt. Diese erstmals beobachtete spektrale Modulation wurde bereits in einer großen Zahl von Publikationen diskutiert (Götting et al. 2001b, Aharonian 2001, Pohl 2001, Aharonian et al. 2002b) und ist Gegenstand des Abschnittes 5.5.2.

2.8.3 Verfahren zur Rückfaltung gemessener TeV- γ -Spektren anhand der EHL-Extinktion

In einer im Rahmen der Hamburger HEGRA-Gruppe erstellten Diplomarbeit wurde eine umfangreiche Untersuchung der möglichen Einschränkungen des

extragalaktischen Hintergrundlichtes durchgeführt (Mazin 2003). Hierbei wurden im wesentlichen die von der HEGRA-Kollaboration veröffentlichten TeV- γ -Spektren der zuvor beschriebenen vier Blazare zugrunde gelegt, wobei im Falle von H 1426+428 auch Meßdaten des CAT- und des Whipple-Teleskopes berücksichtigt werden konnten. Auf der Basis der vorhandenen direkten EHL-Messungen und Flußgrenzen sowie allgemeiner Annahmen über die intrinsischen Spektren der jeweiligen TeV- γ -Quellen wurde eine große Zahl möglicher EHL-Spektren auf ihre Verträglichkeit getestet. Hierbei wurde als entscheidende konservative Ausgangsbedingung angenommen, daß die intrinsische spektrale Energieverteilung (SED) eines Objektes im TeV-Bereich nicht in einer sogenannten „TeV-Krise“ endet. Unter dem Szenario der „TeV-Krise“ (siehe z. B. Protheroe und Meyer (2000)) wird ein physikalisch nur schwer zu begründendes starkes Ansteigen der SED zu hohen Energien hin verstanden.

Das aus der Untersuchung resultierende EHL-Modellspektrum, das von der Hamburger HEGRA-Gruppe für die Betrachtung des Einflusses auf die beobachtete extragalaktische TeV- γ -Strahlung verwendet wird, ist in Abbildung 2.13 als durchgezogene Linie dargestellt. Diese EHL-Parametrisierung ähnelt dabei einer häufig benutzten, skalierten Version eines von Primack et al. (2001) vorgeschlagenen theoretischen Verlaufes (siehe z. B. auch Aharonian (2001) bzw. Aharonian et al. (2002b)). Im Unterschied dazu ergibt sich aus der Hamburger Untersuchung des EHL-Spektrums ein Minimum bei der deutlich größeren Wellenlänge von $\lambda_{\min} = 30$ nm mit einer vergleichbaren Intensität (Mazin 2003).

Die unter Verwendung des Hamburger EHL-Modelles bestimmten energieabhängigen Extinktionsfaktoren $\exp(-\tau(E, z))$ für Photonen im TeV-Bereich sind für verschiedene Entfernungen zu bekannten TeV- γ -Quellen in Abbildung 2.15 dargestellt. Hierbei fällt insbesondere der nur sehr geringe Einfluß der Extinktion auf nahegelegene Objekte wie z. B. die Radiogalaxie M 87 auf. Im Gegensatz hierzu bewirkt die EHL-Extinktion bei größeren Distanzen auf charakteristische Weise zunächst einen steilen Abfall des Spektrums bei Energien unterhalb von 1 TeV. In der Folge zeigt sich ein nahezu energieunabhängiger EHL-Einfluß auf das Spektrum bei Photon-Energien von einigen TeV, bevor ein steiler Abbruch (engl.: *cutoff*) erfolgt. Diese Energieabhängigkeit der EHL-Extinktion kann insbesondere bei entfernten Quellen zum Auftreten der bereits angesprochenen „EHL-Signatur“ im gemessenen Spektrum führen. Der *cutoff* bei höheren Energien läßt außerdem den Nachweis von verhältnismäßig weit entfernten TeV- γ -Quellen als sehr unwahrscheinlich erscheinen.²⁷ Ferner ist beim Auftreten eines steilen Abbruchs im gemessenen Spektrum einer TeV- γ -Quelle nicht offenkundig, ob bzw. zu welchen Anteilen dieser *cutoff* ein Resultat der EHL-Extinktion oder eine intrinsische Eigenschaft der beobachteten Quelle ist.

Die Auswirkungen der EHL-Extinktion auf die aus Meßdaten bestimmten Spektren von extragalaktischen TeV- γ -Quellen können unter Verwendung

²⁷ Im Jahre 1996 wurde durch das *Crimean Observatory* TeV- γ -Strahlung aus der Umgebung des *BL Lac*-Objektes 3C 66A nachgewiesen (Neshpor et al. 1998). Die Assoziation dieser Quelle mit dem Blazar erscheint unter Berücksichtigung seiner im Vergleich zu H 1426+428 erheblich größeren Rotverschiebung von $z = 0.444$ im Hinblick auf den hier dargelegten EHL-Einfluß als sehr unwahrscheinlich. Daher wird 3C 66A im allgemeinen nicht als zweifelsfrei nachgewiesene TeV- γ -Quelle betrachtet (siehe Horan und Weekes (2004) sowie Tabelle 2.1).

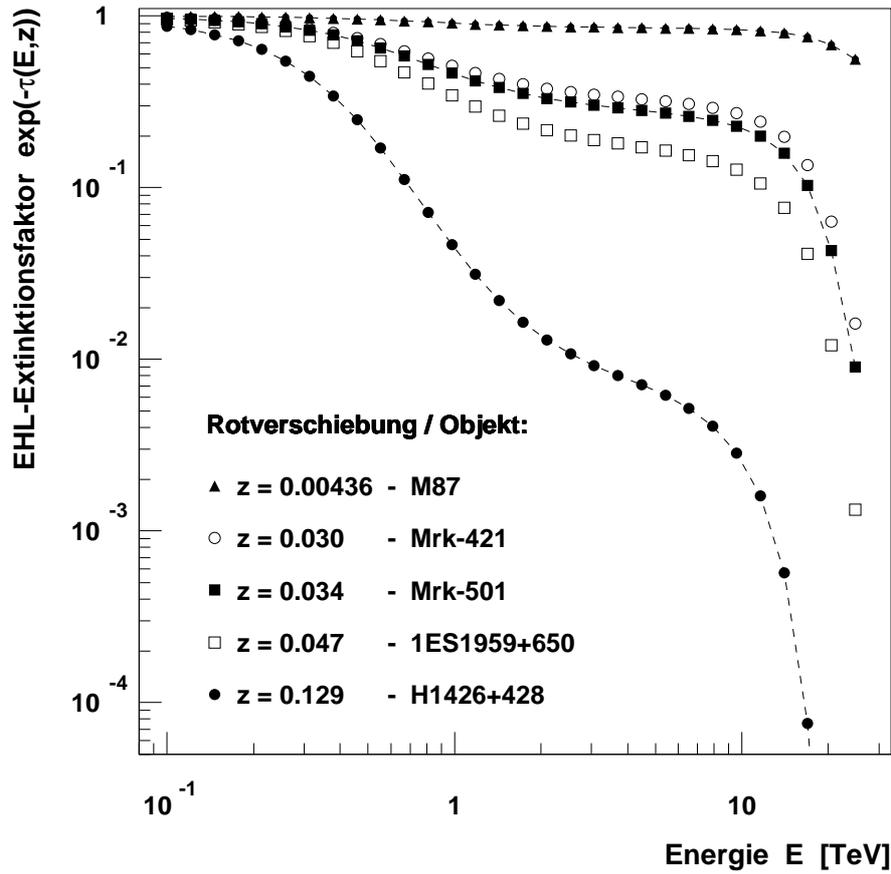


Abbildung 2.15: Energieabhängigkeit der EHL-Extinktionsfaktoren $\exp(-\tau(E, z))$ für Objekte mit verschiedenen Rotverschiebungen im Falle des von der Hamburger HEGRA-Gruppe verwendeten EHL-Modelles (siehe Text). Die gestrichelten Linien dienen hierbei lediglich der Verdeutlichung der funktionalen Verläufe. Die starke Abhängigkeit der EHL-Extinktion von der Entfernung des beobachteten Objektes wird durch die besonders starke Abschwächung von Photonen mit Energien $E > 1$ TeV im Falle des Objektes H 1426+428 und die im Vergleich dazu verschwindend geringe Extinktion im Falle der nahegelegenen Radiogalaxie M 87 verdeutlicht.

der mit Hilfe des Hamburger EHL-Modelles bestimmten Extinktionsfaktoren $\exp(-\tau(E, z))$ untersucht werden. Hierzu Zweck steht das Programm *attenuation* zur Verfügung (Mazin 2003), das in erweiterter Form im Rahmen der vorliegenden Arbeit insbesondere für die Rückfaltung der gemessenen TeV-Spektren von H 1426+428 und 1ES 1959+650 verwendet wurde, die in den Kapiteln 5, 6 und 7 vorgestellt werden.

2.9 Astroteilchenphysik mit TeV- γ -Strahlung

Bereits in den 30er Jahren des 20. Jahrhunderts wurde von Zwicky (1937) und anderen Autoren festgestellt, daß die gravitativen Kräfte der im Universum sichtbaren Materie nicht ausreichen, um beispielsweise Galaxienhaufen als Einheit

zusammenzuhalten. Eine Lösung dieses Problemes stellt die Annahme von sogenannter „Dunkler Materie“ dar, die die fehlenden Gravitationskräfte aufbringt und von nicht-baryonischer Natur ist. (Eine umfassende Einführung in das Thema der Dunklen Materie findet sich beispielsweise bei Rees (2003)). Der Anteil der baryonischen Materie kann aufgrund von Beobachtungen auf einen Anteil von etwa 4% der gesamten Dichte des Universums eingeschränkt werden, während die nicht-baryonische Dunkle Materie einen Beitrag von etwa 25% stellt. Insbesondere das Verständnis der Dunklen Materie sowie der mit einem Anteil von etwa 70% dominierenden „Dunklen Energie“ stellen eine der fundamentalen offenen Fragen der gegenwärtigen physikalischen Forschung dar.

Die Suche nach der Dunklen Materie ist daher ein sowohl kosmologisch als auch teilchenphysikalisch wichtiges Arbeitsgebiet, für das mit Hilfe von Beobachtungen von hochenergetischer GeV-/TeV- γ -Strahlung neue Erkenntnisse gewonnen werden können. Dieser wesentliche Aspekt der sogenannten „Astroteilchenphysik“ beinhaltet unter anderem die indirekte Suche nach Dunkler Materie auf der Basis von charakteristischen Hinweisen auf die Vernichtungsstrahlung von hypothetischen „supersymmetrischen Teilchen“, die als *WIMPs* bezeichnet werden (engl. für *weakly interacting massive particles*). Von besonderem Interesse ist hierbei die Annihilation des leichtesten, stabilen supersymmetrischen Teilchens, des sogenannten Neutralinos χ . Ein Nachweis der dabei emittierten hochenergetischen Photonen könnte bei der Beobachtung geeigneter Querkandidaten unter bestimmten Bedingungen möglich sein. Die Selbstannihilation von Neutralinos kann unter anderem in einem der Reaktionskanäle

$$\chi + \chi \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (2.15)$$

bzw.

$$\chi + \chi \longrightarrow Z^0 + \gamma \quad (2.16)$$

ablaufen, wobei ein Spektrum mit monoenergetischen Linien bei $E_\gamma = m_\chi$ bzw. $E_\gamma = m_\chi \cdot (1 - m_Z^2/4m_\chi^2)$ emittiert wird (siehe z. B. Bergström und Buckley (1998)). Neben der bekannten Masse m_Z des Z-Bosons ist hierbei die unbekannte Neutralinomasse m_χ , die entsprechend der Wahl der verwendeten Modellparameter im Bereich von einigen 10 GeV bis zu einigen 10 TeV angegeben wird, eine entscheidende Größe für die Abschätzung einer Nachweiswahrscheinlichkeit mit Detektoren für TeV- γ -Strahlung.²⁸

Die charakteristischen Linien im Neutralino-Annihilationsspektrum erlauben unter Berücksichtigung der guten Winkel- und Energieauflösung von stereoskopischen Teleskopsystemen die Suche nach entsprechenden γ -Quellen. Als geeignete Kandidaten können hierbei die Zentren massiver Objekte wie Kugelsternhaufen und Galaxien (insbesondere auch der Milchstraße) in Betracht gezogen werden, da WIMPs durch die gravitative Bindung an diesen Orten akkumuliert werden können.

²⁸ Bei der Selbstannihilation von Neutralinos ist in den meisten Reaktionskanälen ein kontinuierliches Emissionsspektrum aus Sekundärphotonen zu erwarten. Im Gegensatz zu den monoenergetischen Linien ist die Beobachtung eines solchen Kontinuums allerdings erheblich schwerer auf das Vorkommen von Neutralinos zurückzuführen (siehe z. B. Ripken et al. (2005)).

Die HEGRA-Kollaboration hat in diesem Zusammenhang eine Suche nach supersymmetrischer Dunkler Materie aus dem Kern der Andromedagalaxie M 31 durchgeführt (Aharonian et al. 2003d). Auch die verhältnismäßig nahegelegene Radiogalaxie M 87 gilt aufgrund ihrer besonders großen Gesamtmasse als geeigneter Kandidat für die Suche nach TeV- γ -Strahlung aus der Neutralino-Annihilation (Baltz et al. 2000). Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgte Nachweis von M 87 als TeV- γ -Quelle kann daher auch im Hinblick auf eine mögliche Vernichtungsstrahlung diskutiert werden (vgl. Abschnitt 7.5). Die Sensitivität der Beobachtungen von M 31 und M 87 ist jedoch jeweils nicht ausreichend, um Einschränkungen bei der Wahl der Parameter der supersymmetrischen Teilchenmodelle zu liefern. Dagegen ist es jedoch vorstellbar, daß mit den erheblich empfindlicheren Instrumenten der neuen Generation – insbesondere im Falle des für Beobachtungen des galaktischen Zentrums sehr günstig positionierten H.E.S.S.-Teleskopsystemes – erste aussagekräftige Resultate erzielt werden können (siehe beispielsweise Ripken et al. (2005)). Die Beobachtung von γ -Strahlung im GeV-/TeV-Bereich würde damit eine weitere, teilchenphysikalische Relevanz erhalten.

Kapitel 3

Die Meßtechnik für γ -Strahlung im GeV-/TeV-Energiebereich

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre können kosmische Teilchen (Hadronen, Leptonen und Photonen) sogenannte ausgedehnte Luftschauer auslösen. Im folgenden werden die hierbei auftretenden Unterschiede zwischen photon- und hadron-induzierten Schauern und ihre Bedeutung für die TeV- γ -Astrophysik näher erläutert. Im Anschluß werden die Grundlagen der Emission von atmosphärischer Cherenkov-Strahlung behandelt, die mit geeigneten Detektoren vom Erdboden aus vermessen werden kann. Der große Erfolg der TeV- γ -Astrophysik hat mit der Einführung der „abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Technik“ und dem Nachweis des Crab-Nebels als erste und nach wie vor für Kalibrationszwecke wichtigste Quelle am TeV-Himmel begonnen (Weekes et al. 1989). Nach einer Einführung in diese Meßtechnik werden das Arbeitsprinzip der sogenannten abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskope sowie die Grundlagen der stereoskopischen Beobachtungsmethode erläutert, die durch das HEGRA-Projekt erstmals erfolgreich eingesetzt wurde. Den Abschluß des Kapitels bildet eine kurze Übersicht zu den wichtigsten weltweit betriebenen sowie im Aufbau begriffenen und geplanten Instrumenten.

3.1 Teilchenkaskaden in der Atmosphäre

Wie bereits zu Beginn des Kapitels 2 erläutert, nimmt der Fluß der kosmischen Strahlung mit steigender Energie stark ab. Daher wird bei Primärenergien im Bereich zwischen 10 und 100 GeV aufgrund der beschränkten instrumentierten Flächen im Bereich von etwa 1 m^2 die Nachweisgrenze heutiger ballon- bzw. satellitengestützter Experimente für γ -Quanten erreicht. Eine für den Nachweis im TeV-Energiebereich notwendige größere Fläche¹ kann in diesem Fall nur die für TeV- γ -Strahlung undurchlässige Erdatmosphäre selbst bieten. Daher ist es notwendig, die Wechselwirkungen der hochenergetischen primären Teilchen mit den Bestandteilen der Atmosphäre zu betrachten.

¹ Entsprechend dem in Gleichung 2.6 angegebenen integralen Photonenfluß des Crab-Nebels erreichen pro Jahr und Quadratmeter Nachweisfläche im Mittel lediglich 5.5 Photonen mit einer Energie $E_\gamma \geq 1 \text{ TeV}$ die Erde.

Durch verschiedene Wechselwirkungen verlieren diese Partikel einen Teil ihrer Energie, wobei sekundäre Teilchen entstehen, die ihrerseits abhängig von ihrer Energie weitere Reaktionen auslösen können. Auf diese Weise entsteht eine Kaskade geladener und neutraler Teilchen, die auch als „ausgedehnter Luftschauer“ (engl.: *extensive air shower*) bezeichnet wird. Hierbei können die von γ -Quanten und Elektronen bzw. Positronen ausgelösten elektromagnetischen Schauer (kurz: „ γ -Schauer“) von den durch Protonen, α -Teilchen und schweren Kernen verursachten hadronischen Kaskaden unterschieden werden, denen hauptsächlich hadronische Wechselwirkungen zugrundeliegen.

Die einzelnen Teilchen eines Luftschauers sind zu jedem Zeitpunkt in einer leicht gewölbten Scheibe konzentriert, die eine Dicke von nur wenigen Metern aufweist. Diese sogenannte „Schauerfront“, liegt in einer Ebene, die senkrecht auf der „Schauerachse“ steht, die durch die verlängerte Trajektorie des einfallenden Teilchens definiert wird. Da sich die Schauerteilchen nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, liegt die zeitliche Länge eines Schauerpulses in einem ortsfesten Teilchendetektor im Bereich von etwa 10 ns. Dies gilt entsprechend auch für das im Unterkapitel 3.2 beschriebene atmosphärische Cherenkov-Licht.

Obwohl in dieser Arbeit die TeV- γ -Astrophysik im Vordergrund steht, bei der Photonen als primäre Teilchen fungieren, können hadronische Luftschauer dennoch nicht unberücksichtigt bleiben. Der geringe photonische Anteil aus der Richtung einer Quelle muß von dem durch mit erheblich größerer Rate einfallenden hadronischen Untergrund separiert werden.² Im folgenden werden zunächst die Eigenschaften sowie die sich daraus ergebenden Unterscheidungskriterien der verschiedenen Typen von Luftschauern beschrieben.

3.1.1 Elektromagnetische Kaskaden

Falls das Primärteilchen eines Luftschauers ein Photon oder ein Elektron bzw. Positron³ ist, entsteht über eine Folge der sich abwechselnden Prozesse der Paarbildung und Bremsstrahlung eine sogenannte elektromagnetische Kaskade. Die Wechselwirkungen des (atomaren) Photo- und Comptoneffektes spielen wegen der bei hohen Photon-Energien kleinen Wirkungsquerschnitte keine bedeutende Rolle für die Entwicklung elektromagnetischer Kaskaden.

Bremsstrahlung:

Bei der bereits im Abschnitt 2.2.2 in Bezug auf die Erzeugung hochenergetischer Photonen angesprochenen Bremsstrahlungswechselwirkung wird ein Elektron e im Kern-Coulombfeld eines Luftmoleküles abgebremst, wobei Energie in Form eines Photons γ abgestrahlt wird:

$$e + X \longrightarrow e + \gamma + X \quad (3.1)$$

² Im Falle von punktförmigen oder schwach ausgedehnten Quellen kann bereits eine gute Winkelauflösung des Detektors zu einer Trennung der Quellereignisse von der isotrop einfallenden geladenen kosmischen Strahlung beitragen (vgl. Abschnitt 3.5.3).

³ Nachfolgend sind mit den Elektronen (e^-) stets auch die bei den hier betrachteten Prozessen entsprechend der Quantenelektrodynamik prinzipiell gleichartig wechselwirkenden Positronen (e^+) gemeint.

Für Teilchenenergien oberhalb eines kritischen Wertes E_{krit} ist dieser Prozeß gegenüber Energieverlusten durch Ionisation und Anregung der Luftpartikel vorherrschend. Die sogenannte kritische Energie E_{krit} wird über den Zusammenhang

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_{\text{krit}}, \text{Bremsstr.}} = -\left. \frac{dE}{dx} \right|_{E_{\text{krit}}, \text{Ionis.}} \quad (3.2)$$

definiert, bei dem sich die Energieverluste des geladenen Teilchens durch Bremsstrahlung und Ionisation bezüglich der durchlaufenen Wegstrecke x die Waage halten. Die Größe E_{krit} hat in Luft einen Betrag von etwa 83 MeV (siehe z. B. Perkins (1991)). Damit ist im Falle der hochenergetischen Teilchen der TeV- γ -Astrophysik die grundsätzliche Voraussetzung für das Entstehen von elektromagnetischen Kaskaden gegeben.

Die materialabhängige Strahlungslänge X_0 gibt für den Prozeß der Bremsstrahlung die mittlere Strecke an, nach der die Energie des Teilchens von ihrem Anfangswert E_0 auf den Bruchteil $1/e \cdot E_0$ abgefallen ist. In Luft besitzt die Strahlungslänge in Einheiten der durchlaufenen Schichtdicke den Wert $X_0 = 37.1 \text{ g/cm}^2$ (Gaisser 1990).

Paarbildung:

Primäre oder durch Bremsstrahlung erzeugte hochenergetische Photonen können in der Atmosphäre im elektrischen Feld eines Atomkernes oder eines Hüllenelektrons in ein e^+e^- -Paar konvertieren. Die Anwesenheit eines Stoßpartners ist hierbei notwendig, um die Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten. Die Voraussetzung für den Paarbildungsprozeß ist, daß die Energie E_γ des Photons mindestens der doppelten Ruheenergie eines Elektrons entspricht:

$$E_\gamma \geq 2 \cdot 0.511 \text{ MeV} \quad (3.3)$$

Da die Paarbildung eng verwandt mit der Bremsstrahlung ist, läßt sich analog die sogenannte mittlere freie Weglänge λ_K einführen. Sie bezeichnet die mittlere Strecke, auf der ein Photonenstrahl mit der Anfangsintensität I_0 beim Durchgang durch ein Material aufgrund von Paarbildung auf die Intensität $1/e \cdot I_0$ abgeschwächt wird. Für den Zusammenhang zwischen mittlerer freier Weglänge und Strahlungslänge gilt nach Perkins (1991) die Beziehung:

$$\lambda_K = \frac{9}{7} X_0 \quad (3.4)$$

Damit weisen die Skalenlängen der beiden Prozesse einen relativ geringen Unterschied auf. Die longitudinale Entwicklung eines elektromagnetischen Luftschauers kann daher entsprechend eines Modelles von Heitler (1954) unter der Annahme $X_0 = \lambda_K$ vereinfacht durch die schematische Darstellung in Abbildung 3.1 beschrieben werden. Hierbei wird ein Photon der Energie E als primäres Teilchen angenommen, aus dem durch Paarerzeugung ein Elektron-Positron-Paar mit einer Teilchenenergie von jeweils $E/2$ entsteht. Da beide Teilchen über eine ausreichend große Energie verfügen, emittieren sie nach dem Durchlaufen einer

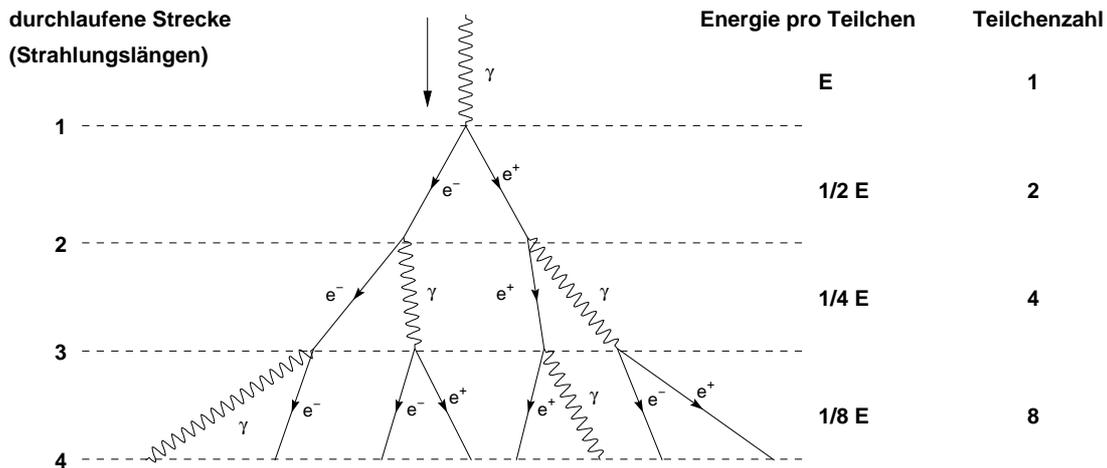


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer elektromagnetischen Kaskade nach einem vereinfachten Modell von Heitler (1954). Der Luftschauer wird dabei durch ein senkrecht von oben einfallendes Photon ausgelöst. Angegeben sind die nach dem Durchlaufen einer Anzahl von Strahlungslängen jeweils vorhandene Energie pro Teilchen sowie die Teilchenzahl in der gesamten Kaskade. Die laterale Ausdehnung der Teilchenkaskade ist extrem übertrieben dargestellt.

Strahlungslänge Bremsstrahlungsphotonen, wobei sowohl die Leptonen als auch die Photonen jeweils eine Energie mit dem Wert $E/4$ aufweisen. Nach wenigen Strahlungs- bzw. mittleren freien Weglängen ist die Energie des primären Teilchens somit auf eine Vielzahl von Schauerteilchen übergegangen. Hierbei gilt in dem beschriebenen Modell, daß die Energie pro Teilchen nach dem Durchlaufen einer Anzahl N von Strahlungslängen auf den Wert $E/2^N$ abgenommen hat, während sich die Zahl der Teilchen im Schauer entsprechend pro Schrittweite verdoppelt.

Bei einer für Instrumente der TeV- γ -Astrophysik typischen Beobachtungshöhe von 2200 m über dem Meeresspiegel (wie z. B. im Falle des HEGRA-Standortes, vgl. Kapitel 4) hat die Atmosphäre für elektromagnetische Kaskaden eine integrale Schichtdicke von etwa 21 Strahlungslängen. Daher kann in einem Luftschauer eine sehr große Zahl sekundärer Teilchen entstehen. Die Produktion weiterer Teilchen kommt dabei zum Stillstand, sobald die Energie der einzelnen Schauerteilchen den Wert E_{krit} unterschreitet. Da die Elektronen durch Ionisations- und Anregungsverluste abgebremst und schließlich von den Luftmolekülen absorbiert werden, nimmt die Teilchenzahl in der Kaskade schließlich wieder deutlich ab. Im Falle von Luftschauern mit verhältnismäßig kleiner Primärenergie erreicht die Teilchenkaskade hierbei aufgrund ihres „Aussterbens“ nicht die Beobachtungsebene, so daß sich astrophysikalische Beobachtungen in diesem Energiebereich nicht auf den Nachweis der Teilchenkomponenten stützen können. Als Alternative bietet sich die erdgebundene Vermessung des im Unterkapitel 3.2 beschriebenen atmosphärischen Cherenkov-Lichtes an.

Prinzipiell ist es möglich, daß in elektromagnetischen Kaskaden auch Myonen bzw. Hadronen durch Paarbildung erzeugt werden. Ferner können über den Kern-

photoeffekt geladene Pionen entstehen, die in Myonen und Neutrinos zerfallen (siehe unten). Für die γ -Astronomie im GeV-/TeV-Energiebereich sind diese Prozesse jedoch vernachlässigbar.

3.1.2 Hadroninduzierte Teilchenschauer

Auch Protonen, α -Teilchen und schwere Kerne lösen beim Eindringen in die Erdatmosphäre ausgedehnte Luftschauer aus. Da für diese primären Partikel vorwiegend die starke und schwache Wechselwirkung von Bedeutung sind, tritt hier eine Vielzahl von verschiedenen Prozessen auf.⁴ Die mittlere freie Weglänge für inelastische Stöße von Protonen mit den Luftmolekülen beträgt etwa 83 g/cm^2 (Gaisser 1990) und ist damit erheblich größer als bei den elektromagnetischen Kaskaden. Die integrale Schichtdicke liegt für eine Beobachtungshöhe von 2200 m bei nur etwa 9 bis 10 Wechselwirkungslängen. Hadroninduzierte Kaskaden erreichen ihr durch die maximale Teilchenzahl definiertes Schauermaximum daher wesentlich tiefer in der Atmosphäre und weisen eine größere longitudinale Ausdehnung als γ -Schauer auf.

Die hadronischen Primärteilchen verlieren bei jedem Stoßprozeß etwa die Hälfte ihrer Energie, die dann für die Erzeugung von sekundären Partikeln (im wesentlichen Baryonen und Mesonen) zur Verfügung steht. Etwa 90 % dieser Sekundärteilchen werden nahezu gleichverteilt durch das Pionentriplett (π^+ , π^- , π^0) gestellt. Während die Teilchen aufgrund ihrer großen Impulse kaum der elektromagnetischen Vielfachstreuung unterliegen, tragen ihre Transversalimpulse in hadronischen Luftschauern wesentlich zur lateralen Verteilung der vorwiegend durch π^0 -Zerfälle initiierten elektromagnetischen Subschauer bei. Der Zerfall des neutralen Pions erfolgt wie bereits im Abschnitt 2.2.1 beschrieben quasi instantan und nahezu immer in zwei Photonen:

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (3.5)$$

Geladene Pionen zerfallen dagegen mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99 % bei einer Lebensdauer von etwa $2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ in ein Myon und ein (Anti-)Neutrino (Hagiwara et al. 2002). Die so erzeugten Myonen haben mit ca. $2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ eine erheblich größere Lebensdauer, so daß sie aufgrund der relativistischen Zeitdilatation in der Mehrheit den Erdboden erreichen können. Da der Wirkungsquerschnitt des Bremsstrahlungsprozesses umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse ist, spielt dieser Effekt bei Myonen nur eine untergeordnete Rolle. Wegen ihres geringen Energieverlustes stellen sie die sogenannte „harte“ bzw. durchdringende Komponente der am Erdboden meßbaren und in diesem Zusammenhang oft als „sekundär“ bezeichneten kosmischen Strahlung dar. Findet dennoch ein Zerfall von Myonen in der Atmosphäre statt, so geschieht dies praktisch immer unter Aussendung eines Elektrons und zweier Neutrinos. Neben dem π^0 -Zerfall können daher auch hochenergetische Elektronen aus dem Myonzerfall

⁴ Die größte Zahl von Wechselwirkungen findet insgesamt jedoch auch bei hadronischen Luftschauern in den elektromagnetischen Subkaskaden statt, bei denen im wesentlichen die zuvor beschriebenen Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse ablaufen.

über den Prozeß der Bremsstrahlung elektromagnetische Subkaskaden in hadron-induzierten Teilchenschauern auslösen.

Aufgrund der erheblich kleineren Wechselwirkungslängen entwickeln sich die elektromagnetischen Subschauber deutlich schneller als die eigentliche hadronische Kaskade und dominieren somit die gesamte Schauerentwicklung. Die in einer hadronischen Teilchenkaskade auftretenden Wechselwirkungslängen und Transversalimpulse sind im Mittel deutlich größer als bei einem rein elektromagnetischen Luftschauber. Als Folge ergibt sich eine ausgedehntere Schauerentwicklung, die sich in der Longitudinal- und Lateralverteilung der im folgenden Abschnitt beschriebenen Emission von atmosphärischem Cherenkov-Licht bei ausgedehnten Luftschauern deutlich bemerkbar macht. Die Cherenkov-Emission wird von relativistischen geladenen Teilchen verursacht, wobei die am Erdboden gemessene Intensität mit der integralen Weglänge aller entsprechenden Teilchen der gesamten Kaskade anwächst. Bei hadronischen Luftschauern ist der Anteil der in den elektromagnetischen Subkaskaden enthaltenen Teilchen wesentlich größer als derjenige der insgesamt vorhandenen hadronischen Partikel. Daher wird das atmosphärische Cherenkov-Licht auch bei den hadroninduzierten Luftschauern fast ausschließlich von den Elektronen und Positronen der Teilchenkaskade hervorgerufen.

Zusammenfassend läßt sich ein hadroninduzierter Luftschauber also prinzipiell in drei geladene Teilchenkomponenten unterteilen:

1. eine hadronische Komponente, die durch ihre Wechselwirkungen deutliche Unterschiede in der Kaskadenentwicklung im Vergleich zu rein elektromagnetischen Luftschauern erzeugt
2. eine elektromagnetische („weiche“) Komponente, bestehend aus Elektronen, Positronen und Bremsstrahlungsphotonen
3. eine myonische Komponente, die als „harte“, durchdringende Sekundärstrahlung am Erdboden nachgewiesen werden kann

Einen schematischen Überblick über diese Anteile einer hadroninduzierten Kaskade zeigt Abbildung 3.2 in Verbindung mit einer skizzierten Anordnung eines aus verschiedenen Nachweisgeräten bestehenden Detektorfeldes. Eine solche Installation, wie sie beispielsweise von der HEGRA-Kollaboration auf der Insel La Palma betrieben wurde (siehe Kapitel 4), dient zum gleichzeitigen Nachweis der einzelnen Teilchenkomponenten eines Luftschauers von einer festen Beobachtungshöhe aus. Der Nachweis der geladenen und hochenergetischen photonischen Bestandteile der jeweiligen Subkaskaden ist hierbei nur über das Registrieren derjenigen Teilchen möglich, die die Beobachtungsebene erreichen. Dagegen kann mit Hilfe von Cherenkov-Detektoren die gesamte Schauerentwicklung anhand der emittierten Cherenkov-Photonen untersucht werden.

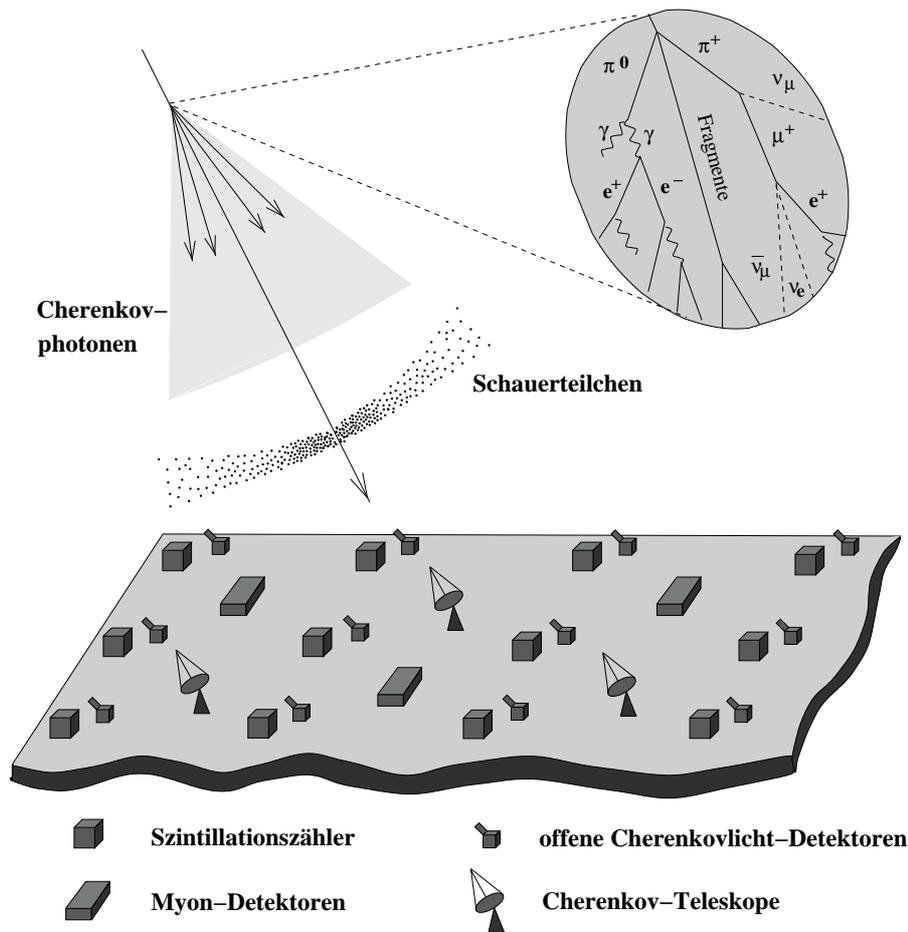


Abbildung 3.2: Nicht maßstabsgerechte, schematische Darstellung eines hadron-induzierten Luftschauers (Röhring 2000). Die Entstehung der einzelnen Teilchenkomponenten und ihre Bedeutung für die TeV- γ -Astrophysik werden im Text erläutert.

3.2 Das atmosphärische Cherenkov-Licht

3.2.1 Prinzip der Emission von Cherenkov-Photonen

Bewegt sich ein relativistisches, geladenes Teilchen in einem dielektrischen Medium mit einer Geschwindigkeit v , die größer als die Phasengeschwindigkeit c_{ph} des Lichtes in diesem Medium ist, so wird eine vorübergehende asymmetrische Polarisation der Umgebung der Teilchenbahn verursacht, die zur Emission von elektromagnetischer Strahlung führt. Durch die Überlagerung der auf diese Weise durch das überlichtschnelle Teilchen ausgelösten Elementarwellen entsteht nach dem Huygensschen Prinzip eine kegelförmige Ausbreitungsfront unter einem bestimmten, sogenannten „Cherenkov-Winkel“ ϑ_{ch} zur Flugbahn des Teilchens. Dieser in Abbildung 3.3 illustrierte Effekt ist vergleichbar mit dem aus der Akustik bekannten Phänomen des Machschen Kegels, der beim Überschallknall auftritt. Nach P. A. Cherenkov, der hierzu in den dreißiger Jahren des 20. Jahrhunderts erste systematische Untersuchungen anstellte (Cherenkov 1934) und für

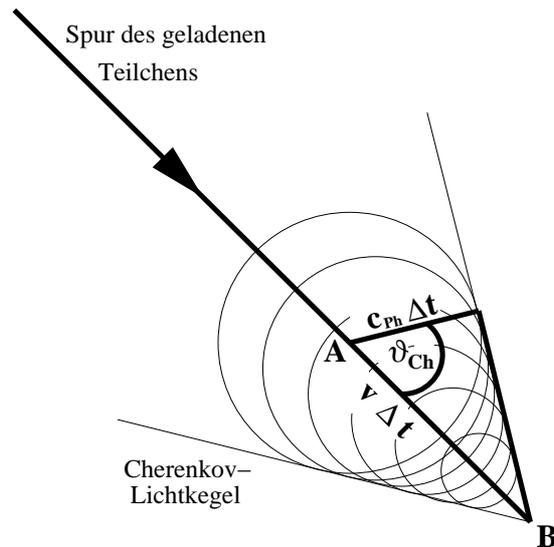


Abbildung 3.3: Geometrie der kegelförmigen Strahlungsfront beim Cherenkov-Effekt. Die Größe des Cherenkov-Winkels ϑ_{ch} läßt sich aus der Geschwindigkeit v des relativistischen geladenen Teilchens, der für die Flugstrecke zwischen den Punkten A und B benötigten Zeitspanne Δt und der in dem durchquerten Medium gegebenen Lichtgeschwindigkeit c_{ph} bestimmen.

die Entdeckung dieser Strahlung im Jahre 1958 den Nobelpreis erhielt, wird dieses Phänomen als „Cherenkov-Effekt“ bezeichnet. Eine ausführliche Darstellung der physikalischen Gegebenheiten des Cherenkov-Effektes mit Bezug auf den Nachweis von hochenergetischen Teilchen und Photonen findet sich bei Longair (1992).

Der Cherenkov-Winkel ϑ_{ch} läßt sich entsprechend Abbildung 3.3 leicht aus der Geometrie der kegelförmigen Strahlungsfront bestimmen:

$$\cos \vartheta_{\text{ch}} = \frac{c_{\text{ph}}}{v} = \frac{c_0}{n \cdot v} \quad (3.6)$$

Hierbei bezeichnen c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n den im Falle der Erdatmosphäre frequenz- und höhenabhängigen Brechungsindex des Mediums.⁵

Für ein geladenes Teilchen mit der Ruhemasse m_0 ergibt sich die minimale Gesamtenergie E_{min} für die Anregung des durchquerten Mediums zur Emission von Cherenkov-Licht aus dem Zusammenhang

$$E_{\text{min}} = \frac{m_0 c_0^2}{\sqrt{1 - 1/n^2}} \quad (3.7)$$

Auf Meereshöhe liegt der Wert E_{min} für Elektronen bei etwa 21 MeV, während er für Myonen ca. 4.4 GeV beträgt. Damit zeigt sich, daß vorwiegend geladene Teilchen mit kleiner Ruhemasse für die Emission von Cherenkov-Strahlung verantwortlich sind. In ausgedehnten Luftschauern sind dies die hochenergetischen

⁵ Der auf der Säulendichte der Atmosphäre beruhende Brechungsindex n weist eine deutliche Abhängigkeit von der geographischen Position des Beobachtungsstandortes auf. Hierbei spielen insbesondere auch die klimatischen Bedingungen eine große Rolle (Bernlöhr 2000).

Elektronen der elektromagnetischen Kaskaden, während Myonen und Hadronen nur einen geringen Anteil am beobachteten Cherenkov-Licht stellen.⁶

Für den durch die Anregung der Cherenkov-Emission verursachten Energieverlust eines geladenen Teilchens mit der Kernladungszahl Z gilt (Perkins 1991):

$$-\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{ch}} = -\frac{4\pi^2 Z^2 e^2}{c_0^2} \int_{\substack{\nu=0 \\ \beta \cdot n(\nu) > 1}}^{\infty} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n(\nu)^2}\right) \nu d\nu \quad (3.8)$$

Die Größe ν gibt hierbei die Frequenz des emittierten Cherenkov-Lichtes an. Der Energieverlust durch Cherenkov-Strahlung stellt einen Anteil von etwa 0.1 % am gesamten Energieverlust eines geladenen Teilchens dar, der hauptsächlich durch Bremsstrahlung sowie durch Anregung und Ionisation verursacht wird.

Das kontinuierliche Cherenkov-Photonenspektrum ergibt sich unter Verwendung von Formel 3.8 unter Annahme konstanter Bedingungen für eine zurückgelegte Wegstrecke l aus

$$\frac{dN}{d\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \cdot l \cdot \sin^2(\vartheta_{\text{ch}}) \cdot \frac{1}{\lambda^2} \quad (3.9)$$

Mit der Proportionalität des Cherenkov-Photonenspektrums zu dem Faktor $1/\lambda^2$ läßt sich die charakteristische Dominanz von blauem Licht bei der Beobachtung von Cherenkov-Strahlung im sichtbaren Spektralbereich erklären. Diese Abhängigkeit ist auch bei der Entwicklung von Cherenkov-Detektoren zu berücksichtigen. Für ein hochrelativistisches ($\beta = 1$) und einfach geladenes ($Z = 1$) Teilchen ergibt sich durch den Cherenkov-Effekt im Wellenlängenintervall von 300 bis 500 nm auf Meereshöhe eine Emission von insgesamt etwa 30 Cherenkov-Photonen pro Meter Flugstrecke.

3.2.2 Das Cherenkov-Licht ausgedehnter Luftschauber

Hochenergetische Teilchen eines Luftschauers, deren Energie den Wert E_{min} nach Formel 3.7 überschreitet, verursachen bei ihrem Flug durch die Atmosphäre die Emission von Cherenkov-Licht. Neben einer gewissen Energieabhängigkeit hängt der Emissionswinkel ϑ_{ch} der Cherenkov-Photonen aufgrund des Dichteprofiles der Atmosphäre im wesentlichen von der Emissionshöhe ab. Der Cherenkov-Winkel ist mit einem Wert von 1.38° auf Meeresebene und erheblich geringeren Werten für größere Höhen so klein, daß die Vielfachstreuung der geladenen Teilchen in einer Kaskade eine bedeutende Rolle für das auf der Beobachtungsebene nachgewiesene Cherenkov-Licht spielt.

Um das Cherenkov-Licht eines ausgedehnten Luftschauers im Detail zu beschreiben, wird an dieser Stelle zunächst auf das stark vereinfachte, sogenannte „Einzelteilchenmodell“ nach Jelley (1958) zurückgegriffen. Hierbei wird die Vielfachstreuung der geladenen Teilchen durch anziehende und abstoßende Coulombkräfte vernachlässigt. Ferner wird angenommen, daß sich alle Teilchen mit

⁶ Einen speziellen Aspekt bei der Anwendung des atmosphärischen Cherenkov-Lichtes bilden lokale Myonen, deren in sehr kleiner Distanz vom Detektor emittierte Cherenkov-Photonen beispielsweise im Falle der Cherenkov-Teleskope die Erzeugung der sogenannten Myonringe verursachen (siehe Abschnitt 3.4.1).

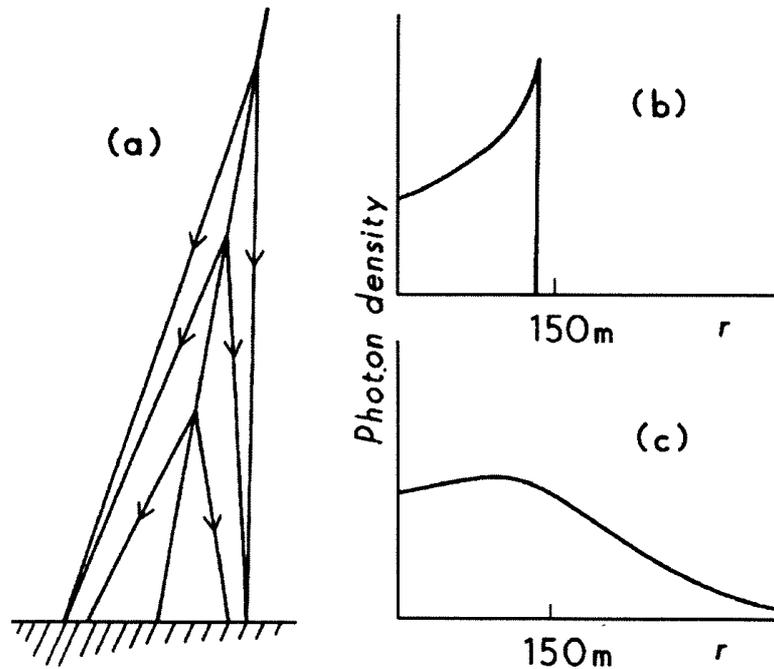


Abbildung 3.4: Darstellung der Emission von Cherenkov-Licht bei einem ausgedehnten Luftschauer (Sokolsky 1989). (a) Entstehung einer von den Cherenkov-Photonen der gesamten Teilchenkaskade ausgeleuchteten elliptischen Ringfläche am Erdboden. (b) Resultierende Photonendichte am Erdboden auf Meereshöhe in Abhängigkeit vom Abstand zum Kernort des Schauers unter Vernachlässigung der Vielfachstreuung der geladenen Teilchen in der Kaskade. (c) Resultierende Photonendichte unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung.

Vakuumllichtgeschwindigkeit auf der durch das primäre Teilchen vorgegebenen Schauerachse bewegen. Die Cherenkov-Emission erfolgt dabei unter dem zu der jeweiligen Höhe h gehörenden Winkel $\vartheta_{\text{ch}}(h)$. Die Photonen bewegen sich damit statistisch verteilt geradlinig auf der Mantelfläche eines Kreiskegels, dessen halber Öffnungswinkel diesem Cherenkov-Winkel entspricht.

Für den Spezialfall eines senkrecht einfallenden Schauers ergeben sich als Schnittflächen der Kegel mit der als eben angenommenen Erdoberfläche Kreise. Allgemein nimmt die durch das Cherenkov-Licht beleuchtete Fläche bei Luftschauern die Form einer Ellipse an. Aus Abbildung 3.4.a wird in diesem Zusammenhang deutlich, daß sich die Auftreffpunkte aller Cherenkov-Photonen der gesamten Teilchenkaskade innerhalb eines elliptischen Ringes um den Auftreffpunkt der Schauerachse – den sogenannten „Kernort“ des Schauers – häufen.

Abbildung 3.4.b zeigt die Abhängigkeit der Cherenkov-Photonendichte am Erdboden vom Kernortabstand nach dem Einzelteilchenmodell. Unter Berücksichtigung der bei den einzelnen Wechselwirkungen auftretenden Transversalimpulse sowie der Vielfachstreuung der Elektronen ergibt sich eine höhenabhängige Lateralverteilung der Teilchenkaskade. Unter Verwendung dieser Verteilung kann das Cherenkov-Licht des gesamten Schauers als Überlagerung des Lichtes der einzelnen geladenen Teilchen betrachtet werden. Damit folgt aus der

Superposition vieler elliptischer Ringflächen eine Verbreiterung der auf dem Erdboden registrierten Lateralverteilung des Cherenkov-Lichtes. Wie Abbildung 3.4.c zeigt, sind nun auch außerhalb eines zuvor festen maximalen Abstandes zum Schauerauftreffpunkt Cherenkov-Photonen nachzuweisen, wobei die Intensität allerdings mit weiter steigender Kernortdistanz stark nachläßt.

Für die Beobachtungshöhe des HEGRA-Standortes auf La Palma (2200 m) und eine typische Höhe des Schauersmaximums von 10 bis 15 km, die nahezu mit der maximalen Emissionsdichte von Cherenkov-Photonen zusammenfällt, ergibt sich für senkrecht einfallende Schauer eine beleuchtete Fläche mit einem mittleren Radius von etwa 125 m. Aus der Betrachtung dieser Größe ergeben sich unmittelbar Schlußfolgerungen für eine geeignete Positionierung von Cherenkov-Detektoren auf der Beobachtungsebene (Hofmann et al. 2000a). Im Falle des HEGRA-Teleskopsystemes wurde daher eine quadratische Grundfläche mit einer Kantenlänge von 100 m gewählt, damit im Mittel eine möglichst große Zahl von Teleskopen von den Cherenkov-Photonen eines Luftschauers getroffen wird. Gleichzeitig führt diese Anordnung zu der erforderlichen möglichst großen Distanz zwischen den einzelnen Teleskopstandorten, so daß eine optimale Sensitivität der stereoskopischen Beobachtungen erreicht werden konnte (siehe auch Abbildung 3.11 und Abschnitt 4.3).

Da im Falle von ausgedehnten Luftschauern in der Regel die gesamte Energie des primären Teilchens in der Teilchenkaskade deponiert wird, wirkt die Erdatmosphäre in diesem Sinne wie ein Kalorimeter. Die Mehrheit aller geladenen Teilchen in den elektromagnetischen Subkaskaden ist hierbei in der Lage, die Emission von Cherenkov-Photonen zu verursachen, so daß die Primärteilchenenergie des Luftschauers durch die erdgebundene Vermessung des Cherenkov-Lichtes relativ genau rekonstruiert werden kann. Auf diese Weise ist neben dem Nachweis von TeV- γ -Quellen auch eine spektroskopische Untersuchung der photonischen Signale möglich, aus der anhand von Modellen Rückschlüsse auf die der TeV- γ -Emission zugrundeliegenden physikalischen Prozesse gezogen werden können.

Die zeitliche Dauer Δt eines auf dem Beobachtungsniveau registrierten Cherenkov-Lichtpulses läßt sich wiederum durch das Einzelteilchenmodell abschätzen. Hierbei wird angenommen, daß sich ein vertikal einfallendes, geladenes Primärteilchen mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 bewegt. Das Teilchen bewirkt nun sowohl am oberen Rand der Atmosphäre als auch unmittelbar am Detektor jeweils die Emission eines Cherenkov-Photons. Die Größe Δt ergibt sich nun aus der Differenz der Ankunftszeiten der beiden Cherenkov-Photonen. Hierbei erreicht wegen der Überlichtgeschwindigkeit des geladenen Teilchens in der Atmosphäre bei kleinen Kernortabständen zunächst der näher am Erdboden gelegene Teil des emittierten Cherenkov-Lichtes den Detektor. Für die Zeitdifferenz Δt gilt nach Götting (1998):

$$\Delta t = \frac{\eta_D}{c_0} \cdot \Delta \varrho_{\text{obs}} \quad (3.10)$$

Die Größe η_D bezeichnet in dieser Gleichung eine vom gewählten Atmosphärenmodell abhängige Konstante mit einem Wert von etwa $0.23 \text{ cm}^3/\text{g}$. Als wesentliche Variable wird die Zeitdifferenz Δt von der gesamten, während der

Emission von Cherenkov-Licht von dem geladenen Teilchen durchquerten atmosphärischen Schichtdicke $\Delta\rho_{\text{obs}}$ beeinflusst. Die Atmosphäre über dem HEGRA-Gelände weist hierbei eine Schichtdicke von 795 g/cm^2 auf, die auch als atmosphärische Tiefe dieses Standortes bezeichnet wird. Damit ergibt sich für den registrierten Cherenkov-Lichtpuls die zeitliche Länge $\Delta t \approx 6.1 \text{ ns}$.

Die auf diese Weise abgeschätzte Zeitdifferenz wird bei einem realen Luftschauer durch die im folgenden erläuterte laterale und longitudinale Entwicklung der Teilchenkaskade beeinflusst. Hierbei spielt die Vielfachstreuung der geladenen Schauerteilchen eine bedeutende Rolle. Ebenso hat auch der Kernortabstand des Cherenkov-Detektors einen wichtigen Einfluß auf die Ankunftszeit der Cherenkov-Photonen. Der hier ermittelte Wert der zeitlichen Länge Δt ist daher nur als grobe Näherung zu betrachten, aus der die Größenordnung $\mathcal{O}(\Delta t_{\text{FWHM}}) = 10 \text{ ns}$ für vertikal einfallende Schauer abgeschätzt werden kann. Das Cherenkov-Licht ausgedehnter Luftschauer trifft also auf dem Erdboden als sehr kurzer Lichtblitz ein, für dessen gegebenenfalls auch zeitaufgelöste Vermessung nur schnelle Photomultiplier oder vergleichbare Detektoren geeignet sind. Die in der optischen Astronomie verbreiteten CCD-Kameras benötigen im Vergleich zur Größe Δt erheblich längere Integrationszeiten. Daher kommen bei allen bisherigen und derzeit betriebenen Cherenkov-Teleskopen ausschließlich Photomultiplier zum Einsatz.

3.2.3 Unterschiede zwischen photon- und hadroninduzierten Luftschauern

Eines der wesentlichen Probleme der TeV- γ -Astrophysik besteht in der Separation von photon- und hadroninduzierten Luftschauern. Da der photonische Anteil an der gesamten, isotrop einfallenden kosmischen Strahlung im TeV-Energiebereich selbst bei der Beobachtung einer punktförmigen Quelle mit guter Winkelauflösung in der Regel sehr gering ist, müssen besondere Anstrengungen unternommen werden, um TeV- γ -Quellen mit ausreichender statistischer Signifikanz nachweisen zu können.

Für Beobachtungen mit den im Abschnitt 3.3.2 beschriebenen abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen sind hierbei vor allem die unterschiedliche laterale und longitudinale Entwicklung der Teilchenschauer und damit auch des emittierten Cherenkov-Lichtes für die γ -Hadron-Separation von Bedeutung. Die typischen Wechselwirkungslängen von Photonen und Elektronen sind erheblich kleiner als diejenigen von Hadronen. Daher erfahren primäre γ -Quanten nach dem Eintritt in die Erdatmosphäre im Mittel erheblich früher ihre erste Wechselwirkung als protoninduzierte Kaskaden so daß sich die resultierenden Luftschauer in größerer Höhe über dem Erdboden entwickeln.⁷ Bei den von primären Photonen ausgelösten elektromagnetischen Kaskaden entwickeln sich außerdem im Regelfall keine räumlich separaten Subkaskaden. Deshalb ergibt

⁷ Auch schwerere Primärteilchen (z. B. Eisenkerne) erfahren ihre erste Wechselwirkung aufgrund ihres größeren inelastischen Wirkungsquerschnittes deutlich früher als Protonen. Der Anteil der schwereren Elemente an den hadroninduzierten Luftschauern kann jedoch bei Vergleichen mit γ -Schauern in dem hier interessierenden Energiebereich um 1 TeV in erster Näherung vernachlässigt werden.

sich eine ausgeprägte Kompaktheit in der Erscheinung von γ -Schauern.

In hadroninduzierten Teilchenschauern werden dagegen – beispielsweise durch den Zerfall von neutralen Pionen ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$) – viele elektromagnetische Subkaskaden erzeugt (vgl. Abschnitt 3.1.2). Durch die im Verhältnis zur Paarbildung und Bremsstrahlung bei hadronischen Wechselwirkungen deutlich größeren Transversalimpulse der resultierenden Pionen wird eine erheblich breitere Lateralverteilung des gesamten Schauers bewirkt. Da außerdem durch die verhältnismäßig großen Wechselwirkungslängen von Hadronen teilweise deutliche Höhendifferenzen zwischen den Subkaskaden liegen können, ergibt sich insgesamt auch eine wesentlich ausgedehntere Longitudinalverteilung der Teilchenkaskade. Diese größeren Ausdehnungen in der lateralen und longitudinalen Schauerentwicklung gelten somit auch für die Elektronen in den elektromagnetischen Subkaskaden hadronischer Schauer, die hauptsächlich für die Emission von Cherenkov-Photonen verantwortlich sind. Damit ergibt sich auch für die Untersuchung der entsprechenden räumlichen Verteilungen der Cherenkov-Lichtdichte ein Ansatz für eine effektive γ -Hadron-Separation.

Die sehr deutlichen Unterschiede in der Entwicklung der Cherenkov-Emission bei photonischen und hadronischen Luftschauern wird durch Abbildung 3.5 eindrucksvoll belegt. Wie im Abschnitt 3.5.3 gezeigt wird, haben diese charakteristischen Eigenschaften der beiden Schauertypen Auswirkungen auf die von Cherenkov-Teleskopen registrierten Kamerabilder, so daß hierdurch eine Möglichkeit gegeben ist, die beiden verschiedenen Typen von primären Teilchen mit Hilfe einer Bildanalyse recht effizient zu unterscheiden.

3.2.4 Einflüsse der Atmosphäre auf das Cherenkov-Licht

Da die Cherenkov-Photonen eines ausgedehnten Luftschauers vom Ort ihrer Emission in großer Höhe bis zur Beobachtungsebene einen weiten Weg durch die dichter werdende Atmosphäre zurücklegen, sind ihre Wechselwirkungen mit Luftmolekülen sowie Aerosolpartikeln für das Verständnis der am Erdboden nachgewiesenen Lichtmengen von Bedeutung. Die ursprüngliche Intensität des Cherenkov-Lichtes wird hierbei durch Absorptions- und Streuprozesse wellenlängenabhängig vermindert. Bei einem (elastischen) *Streuprozeß* erfährt ein Photon hierbei lediglich eine Richtungsablenkung ohne Energieverlust. Dennoch muß dieser Vorgang im Falle von atmosphärischem Cherenkov-Licht als totaler Verlust des jeweiligen Photons gewertet werden, da schon kleine Streuwinkel groß im Vergleich zum maximalen Cherenkov-Winkel $\vartheta_{\text{ch,max}} = 1.38^\circ$ sind. Bei *Absorptionsprozessen* wird die Energie eines Photons hingegen komplett von dem beteiligten Molekül aufgenommen und in eine andere Energieform umgewandelt.

Die Stärke der Absorption von Cherenkov-Strahlung ist in der Atmosphäre höhenabhängig, da die einzelnen Wechselwirkungspartner der Photonen jeweils in verschiedenen atmosphärischen Schichten ihre größten Vorkommen haben. Für die Cherenkov-Photonen ausgedehnter Luftschauer sind hauptsächlich die Verluste durch die Rayleigh- und Mie-Streuung sowie durch die Absorption bei der Wechselwirkung mit den in der Atmosphäre enthaltenen Ozonmolekülen zu berücksichtigen. Die drei Prozesse werden im folgenden kurz charakterisiert.

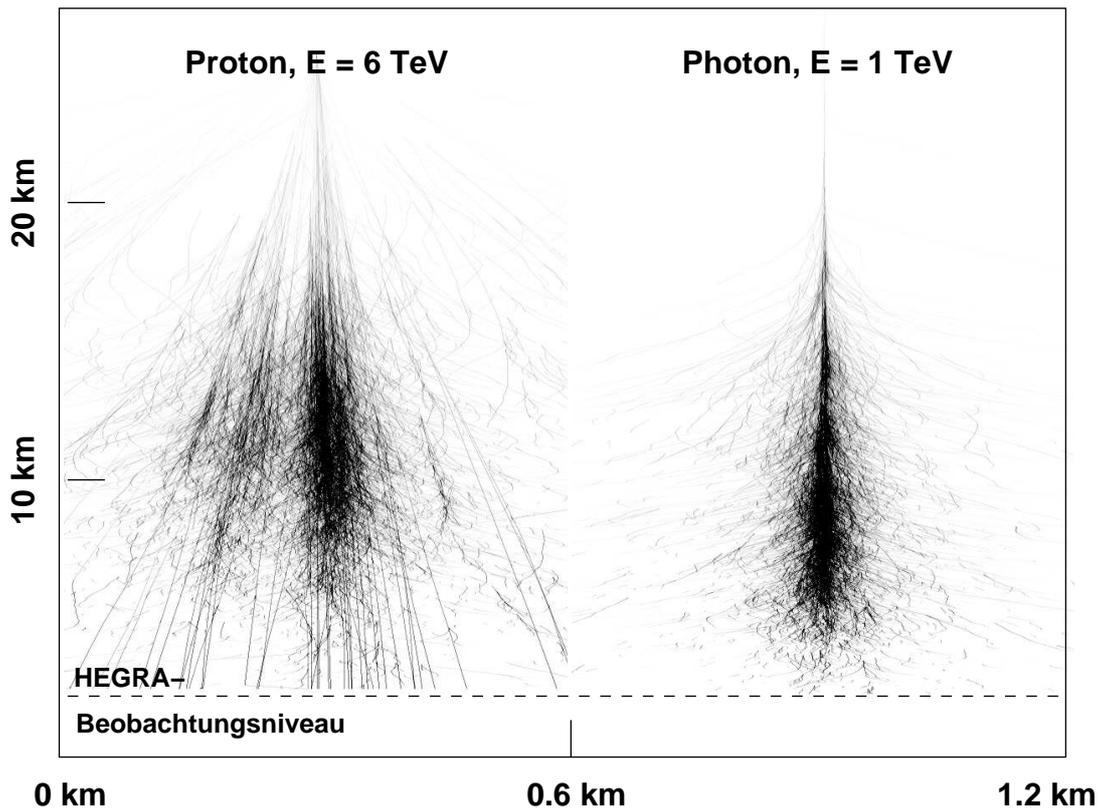


Abbildung 3.5: Darstellung der durch ein 6 TeV-Proton (links) bzw. durch ein 1 TeV-Photon (rechts) ausgelösten Emission von Cherenkov-Licht in der Atmosphäre (nach Horns (2000)). Das Maß für die Schwärzung liefert die Volumenelligkeit der Cherenkov-Emission. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die einzelnen Photonen unter dem Cherenkov-Winkel von etwa 1° relativ zur jeweiligen Bahn der geladenen Schauerpartikel abgestrahlt werden, so daß ein Nachweis des Cherenkov-Lichtes nicht aus der hier gewählten Blickrichtung, sondern nur vom Erdboden in der Nähe des Kernortes aus möglich ist.

Rayleigh-Streuung: Im Falle einer Wechselwirkung von Photonen mit Luftmolekülen bzw. allgemein mit Partnern, die deutlich kleiner als die Wellenlänge λ der Photonen sind, tritt die sogenannte Rayleigh-Streuung auf, deren Wirkungsquerschnitt proportional zum Kehrwert der vierten Potenz der Wellenlänge ist:

$$\sigma_{\text{rayleigh}} \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (3.11)$$

Die Rayleigh-Streuung ist beispielsweise für die Rotfärbung des Sonnenlichtes in den Morgen- und Abendstunden verantwortlich, da der blaue Anteil des Sonnenspektrums erheblich stärker aus der Sichtlinie des Betrachters fortgestreut wird.

Mie-Streuung: Bei diesem Prozeß tritt eine Wechselwirkung der Cherenkov-Photonen mit Partikeln auf, die eine der Wellenlänge entsprechende oder größere Ausdehnung aufweisen. Hierbei kommen im wesentlichen Aerosole in fester und

flüssiger Form in Betracht, die insbesondere bis zu einer Höhe von etwa 1 km über dem Meeresspiegel in starker Konzentration auftreten. Neben der größeren Nähe zum Schauermaximum ist dies einer der Gründe, einen Detektor zum Nachweis von Cherenkov-Photonen aus Luftschauern auf dem Niveau von Berggipfeln bei ungefähr 2000 m zu installieren.

Absorption an Ozonmolekülen: Photonen mit Wellenlängen λ , die kleiner als etwa 310 nm sind, können eine photochemische Spaltung der in der Atmosphäre enthaltenen Ozonmoleküle bewirken. Dieser Prozeß hat im Falle der Beobachtung des Cherenkov-Lichtes von Luftschauern einen steilen Abbruch des Cherenkov-Spektrums unterhalb von 310 nm zur Folge. Aufgrund der $1/\lambda^2$ -Proportionalität des Spektrums müssen die für die TeV- γ -Astrophysik verwendeten Photodetektoren (vorwiegend Photomultiplier) daher insbesondere für den Wellenlängenbereich von etwa 300 bis 450 nm optimiert sein.

3.3 Die atmosphärische Cherenkov-Technik

3.3.1 Nichtabbildende Cherenkov-Detektoren

Der Nachweis der einzelnen Komponenten der Teilchenkaskade eines ausgedehnten Luftschauers erfolgt üblicherweise durch großflächige Felder von Detektorstationen (im Beispiel des HEGRA-Experimentes sind dies die im Abschnitt 4.1 erwähnten Szintillator- und Geigerzählerinstallationen). Im Gegensatz zu dieser Meßmethode, die nur einen Querschnitt durch die in der jeweiligen Beobachtungshöhe vorhandene Teilchenkaskade liefert, bietet die Beobachtung des zuvor beschriebenen atmosphärischen Cherenkov-Lichtes die Möglichkeit, die Schauerentwicklung insgesamt zu erfassen. Analog zu den Teilchendetektorfeldern können für diese Aufgabe offene Cherenkov-Zähler wie beispielsweise der HEGRA-AIROBICC-Detektor (siehe Abschnitt 4.1) verwendet werden. Eine relativ neue Variante bedient sich Anlagen zur Gewinnung von Solarenergie, die sehr großflächige Spiegel (sogenannte Heliostaten) verwenden, um das Sonnenlicht auf einen in der Regel in einem Turm befindlichen Wärmekoppler zu fokussieren. Da diese Anlagen nachts für andere Zwecke genutzt werden können, bietet sich die Anwendung als Meßinstrument für das Cherenkov-Licht von Luftschauern an. Hierbei findet wie beim AIROBICC-Detektor eine Vermessung der Cherenkov-Schauerfront (engl.: *wavefront sampling*) statt, wobei die Intensität und Ankunftszeit der Schauerfront an den Standorten der einzelnen Heliostaten über eine ebenfalls im Turm angebrachte sekundäre Optik unter Verwendung einer speziellen Photomultipliekamera registriert wird. Beispiele für die Realisation dieser Meßtechnik sind die Projekte CELESTE (de Naurois et al. 2002), GRAAL (Arqueros et al. 2002) und STACEE (Oser et al. 2001). Obwohl diese Instrumente wegen ihrer besonders großen Spiegelflächen eine sehr niedrige Energieschwelle im Bereich von 50 bis 250 GeV erreichen können, sind ihre Sensitivitäten im Vergleich zu den im folgenden beschriebenen abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen sehr klein. Dies liegt insbesondere an der vergleichsweise geringen

Effizienz der bei der Methode der Schauerfront-Vermessung nur beschränkt möglichen γ -Hadron-Separation.

3.3.2 Die abbildende Cherenkov-Technik

Bei der abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Technik wird das Cherenkov-Licht eines Luftschauers mit einem oder mehreren sogenannten „abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen“ beobachtet, die sich in der von den Cherenkov-Photonen beleuchteten elliptischen Fläche auf der Beobachtungsebene befinden (siehe auch Abbildung 3.11). Ein Cherenkov-Teleskop besitzt einen großflächigen Reflektor mit einer Fläche im Bereich zwischen 5 m^2 und mittlerweile maximal 250 m^2 , in dessen Brennebene eine Kamera angebracht ist, die aus einer Matrix schneller Photomultiplier besteht. Das registrierte Cherenkov-Licht wird mit dieser Detektoranordnung schließlich in ein elektronisch auswertbares Signal umgewandelt. Mit den Methoden der digitalen Bildverarbeitung können die so entstandenen Kamerabilder für TeV- γ -Astrophysik genutzt werden.

Die Sensitivität eines Cherenkov-Teleskopes wird hauptsächlich durch die Spiegelfläche, die Granularität und das Gesichtsfeld der Kamera sowie durch die Quantenausbeute der verwendeten Photomultiplier, ihren dynamischen Bereich und die gewählte Triggerschwelle bestimmt. Ferner spielen auch die Integrationszeiten (hierunter werden die Zeitfenster verstanden, in denen der Cherenkov-Lichtblitz eines Schauers aufgezeichnet wird) und die meist topologischen Triggerbedingungen für ein aufzuzeichnendes Ereignis eine wichtige Rolle. Dies gilt insbesondere für die Unterscheidung von γ - und hadroninduzierten Schauern.

Das Prinzip der winkelabbildenden Projektion des Cherenkov-Lichtes in die Brennebene des Reflektors wird durch Abbildung 3.6 verdeutlicht. Wird vereinfachend eine ideale Abbildung im Teleskop angenommen, so fokussiert der Spiegel parallel einfallendes Licht unabhängig vom Auftreffpunkt auf dem Reflektor stets in denselben Punkt der Brennebene. Auf diese Weise ist die Lichtintensität in einem Punkt der Kameraebene ein Maß für die gesamte Stärke des Cherenkov-Lichtes aus der entsprechenden Einfallsrichtung. Für Cherenkov-Teleskope werden typischerweise aus Kostengründen segmentierte Spiegelanordnungen verwendet, deren Abbildungsfehler unter anderem von Pühlhofer (1996) am Beispiel der bei den HEGRA-Teleskopen verwendeten Davies-Cotton-Anordnung (vgl. Abschnitt 4.3.1) diskutiert werden. Die nichtideale Abbildungsfunktion stellt jedoch üblicherweise keine besondere Einschränkung für die Verwendung der Teleskope im Rahmen der TeV- γ -Astrophysik dar.

Aufgrund der winkeltreuen Abbildung empfiehlt sich in der Kameraebene des Cherenkov-Teleskopes die Darstellung des Bildes in Winkelkoordinaten (Θ_x, Θ_y) . Trifft ein Photon ein auf den Zenit gerichtetes Teleskop unter dem Azimutwinkel φ und dem Zenitwinkel ϑ , so gilt für eine ideale Abbildung die folgende Transformationsgleichung:

$$\begin{pmatrix} \Theta_x \\ \Theta_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vartheta \cdot \cos \varphi \\ \vartheta \cdot \sin \varphi \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Eine entsprechende Transformation kann für jede Ausrichtung des Teleskopes durchgeführt werden. Da die Winkelkoordinaten in der Kameraebene ein kar-

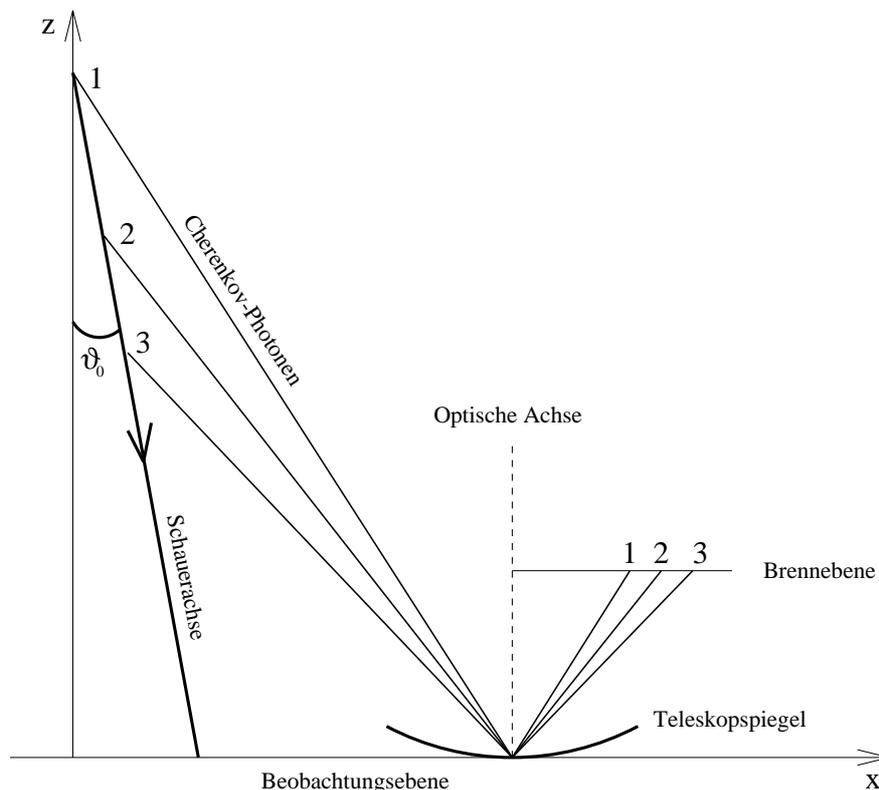


Abbildung 3.6: Projektion der Cherenkov-Photonen eines Luftschauers in die Brennebene eines Cherenkov-Teleskopes. Die Schauerachse ist hierbei um den Winkel ϑ_0 zur optischen Achse des Teleskopes geneigt, was eine Verschiebung und Stauchung des Kamerabildes zur Folge hat.

tesisches Koordinatensystem aufspannen, werden die Berechnungen für die im Abschnitt 3.5.1 erläuterte geometrische Richtungsrekonstruktion deutlich erleichtert. Daher werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit im wesentlichen alle Berechnungen in Bezug auf die Kameraebene in Winkelkoordinaten und nicht in den entsprechenden krummlinigen Himmelskoordinaten durchgeführt.

Die in Abbildung 3.6 dargestellten Cherenkov-Photonen eines unter dem Zenitwinkel ϑ_0 und dem Azimutwinkel φ_0 einfallenden Schauers werden gemäß Abbildung 3.7 in die Kameraebene projiziert. Photonen, die parallel zur Schauerachse auf das Teleskop treffen, werden hierbei in den Punkt $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$ abgebildet, so daß eine Neigung der Schauereinfallsrichtung gegen die optische Achse des Cherenkov-Teleskopes eine Verschiebung und Stauchung des Kamerabildes in der Brennebene bewirkt.

In Abbildung 3.7 wird ferner bereits im Umriß die typische ellipsenähnliche Form des Bildes eines γ - Schauers angedeutet, die den Ausgangspunkt für die Analyse von Luftschauerereignissen stellt. Die Entstehung dieser Form läßt sich verstehen, wenn vereinfachend ein senkrecht einfallender 1 TeV- γ -Schauer betrachtet wird, der in einem typischen Abstand R von etwa 80 m zum Cherenkov-Teleskop auf die Beobachtungsebene trifft. Nach Hillas (1996) stammen bei einem derartigen Ereignis typischerweise 50 % des emittierten Cherenkov-Lichtes

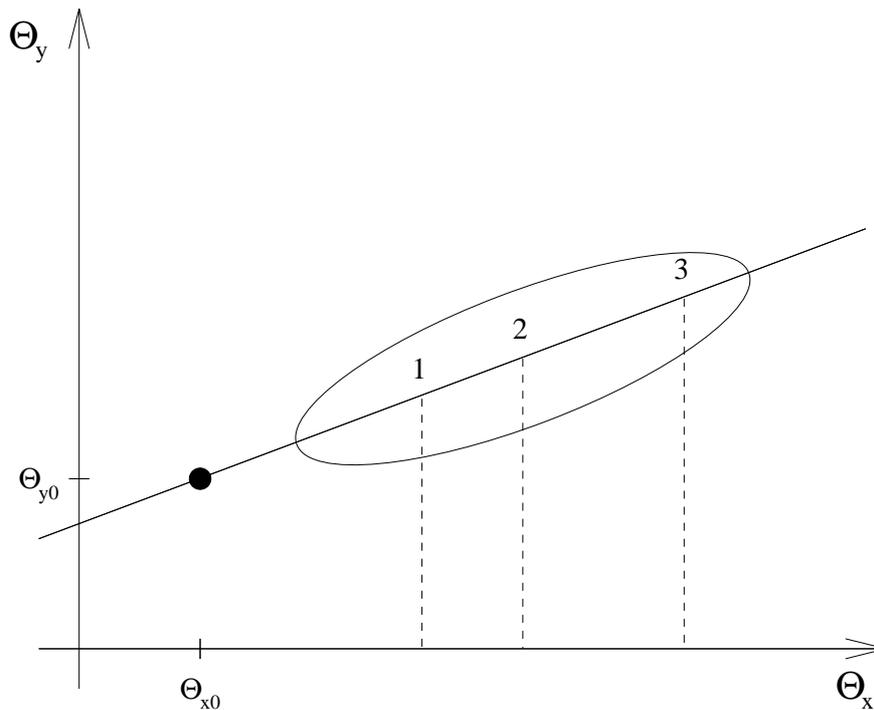


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Kamerabildes für die in Abbildung 3.6 skizzierten Cherenkov-Photonen. Die Achsen werden hierbei in dem kartesischen Winkelkoordinatensystem (Θ_x, Θ_y) skaliert. Die Ellipse deutet den typischen Umriss des Kamerabildes eines γ -Schauers an, wobei die große Hauptachse auf den Bildpunkt $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$ der Einfallsrichtung der Schauerachse zeigt.

aus einem zylindrischen Volumen mit einer Ausdehnung von etwa 3.5 km in der Höhe und 40 m im Durchmesser. Das Maximum der Anzahl geladener Teilchen befindet sich hierbei in einer Höhe von etwa 10 km. Unter Berücksichtigung des sich mit der Höhe ändernden Cherenkov-Winkels treffen die Cherenkov-Photonen somit aus einem bestimmten Zenitwinkelintervall auf die Beobachtungsebene. Die Longitudinalverteilung der Schauerteilchen führt daher im Kamerabild zu einem begrenzten Bereich mit einem bestimmten radialen Abstand zum Punkt $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$, der die Einfallsrichtung der Schauerachse markiert. Die Breite der Bildstruktur wird entsprechend durch die laterale Verteilung der Schauerteilchen in dem oben angesprochenen zylindrischen Volumen beeinflusst. Bei genügend großem Abstand des Teleskopes zum Kernort ergibt sich somit für γ -Schauer eine schlanke Ellipse, deren große Hauptachse auf den Bildpunkt $(\Theta_{x0}, \Theta_{y0})$ zeigt.

3.3.3 Einflüsse des Nachthimmelsleuchtens

Beobachtungen des Cherenkov-Lichtes von Luftschauern werden durch den Licht-hintergrund am Nachthimmel (engl.: *night sky background*, kurz: NSB) beeinflusst. Daher werden nicht nur Cherenkov-Photonen, sondern auch Photonen von weiteren Quellen nachgewiesen. Das Licht vom Nachthimmel stammt unter

anderem von einzelnen Sternen, deren Licht direkt, aber auch diffus gestreut das Teleskop erreichen kann. Weiterhin spielen gegebenenfalls der Hintergrund der galaktischen Ebene und gestreute Anteile terrestrischer Lichtquellen eine Rolle. Da diese Einflüsse durch Zufallskoinzidenzen den Nachweis von Luftschauer-signalen vortäuschen können, müssen Anstrengungen unternommen werden, solche Ereignisse zu unterdrücken. Ein Beispiel hierfür ist die Anwendung einer topologischen Triggerbedingung für die Kamera eines Cherenkov-Teleskopes, bei der die insbesondere im Falle von γ -Schauern auftretende Eigenschaft ausgenutzt wird, zusammenhängende Kamerabilder zu erzeugen (vgl. Abschnitt 4.3.3).

Eine Vermessung des Photonенflusses vom Nachthimmel wurde im Rahmen des HEGRA-Projektes von Mirzoyan und Lorenz (1994) auf der Insel La Palma durchgeführt. La Palma bietet aufgrund eines weltweit einmaligen Gesetzes (span.: *La Ley del Cielo*) gegen die sogenannte „Lichtverschmutzung“ einen besonders guten Schutz vor den für astronomische Beobachtungen störenden Einflüssen durch künstliche Lichtquellen.⁸

3.4 γ -Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen

Auf der Basis von geeigneten Analysemethoden können mit Hilfe von Cherenkov-Teleskopen die wesentlichen Parameter von Luftschauern wie beispielsweise die Einfallsrichtung sowie die Art und Energie des Primärteilchens rekonstruiert werden. Das astrophysikalische Studium von Quellkandidaten gliedert sich hierbei in die Signalsuche unter Berücksichtigung einer möglichen Variabilität der gemessenen TeV- γ -Strahlung sowie gegebenenfalls in eine spektroskopische und morphologische Untersuchung des γ -Emitters.

Unter Beachtung der Winkelauflösung des verwendeten Instrumentes erfolgt die Signalsuche auf der Basis eines Vergleiches zwischen der Zahl N_{ON} der aus der Richtung einer das Objekt umschließenden Signalregion (engl.: „*on source*“- bzw. *ON*-Region) mit der Anzahl N_{OFF} von registrierten Ereignissen aus der Richtung einer geeigneten Untergrundregion (*OFF*-Region). Zur Gewinnung von aussagekräftigen Resultaten muß dabei eine ausreichend große Zählstatistik vorliegen. Anhang B enthält zu dieser Thematik einen Exkurs zur Bestimmung der statistischen Signifikanz in der TeV- γ -Astrophysik. Die einzelnen Rekonstruktionsmethoden werden in den nachfolgenden Abschnitten sowie im Kapitel 4 am Beispiel des HEGRA-Teleskopsystemes eingehend erläutert.

3.4.1 Kamerabilder ausgedehnter Luftschauer

Wie schon im Abschnitt 3.3.2 erläutert wurde, weisen die Kamerabilder von photoninduzierten Luftschauern einen näherungsweise elliptischen Umriss auf. Dies wird durch Abbildung 3.8 bestätigt, die das Kamerabild eines HEGRA-Teleskopes für ein Luftschauerereignis zeigt, dessen Energie in diesem Fall mit einem Wert von etwa 11 TeV rekonstruiert wurde. Das Ereignis wurde dabei aufgrund des Ergebnisses der γ -Hadron-Separation als Kandidat für einen photon-

⁸ Siehe z. B. <http://www.iac.es/project/otpc/pag1.htm>.

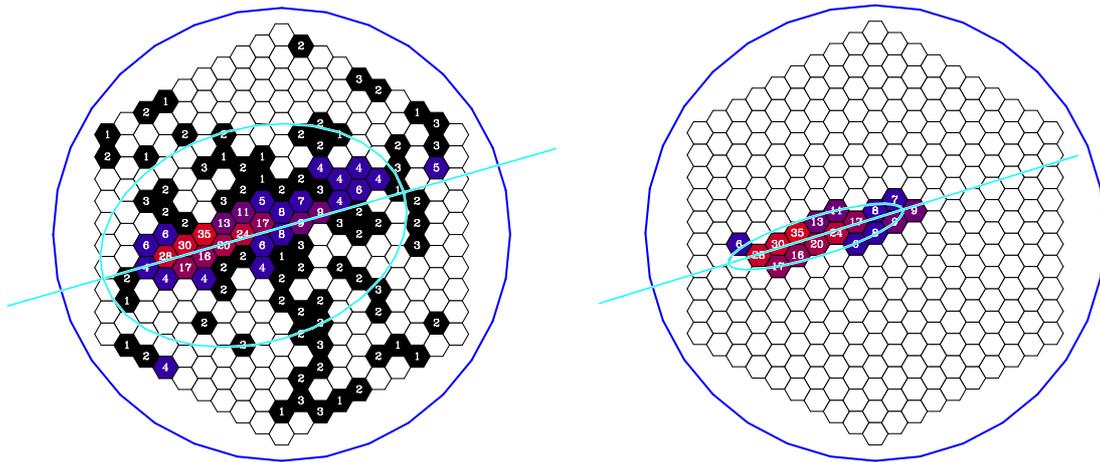


Abbildung 3.8: HEGRA-Kamerabild (Teleskop CT2) eines Ereignisses, das als Kandidat für einen photoninduzierten Luftschauer rekonstruiert wurde. Der Datensatz wurde im Mai 2000 bei Beobachtungen des TeV-Blazars Mrk-501 unter einem Zenitwinkel von 11.75° aufgenommen. Der rekonstruierte Kernort des Schauers liegt etwa 104 m vom Zentrum des Systemes entfernt. Als Primärenergie wurde ein Wert von 10.8 TeV bestimmt. Links ist hierbei das aus den Rohdaten erzeugte Bild gezeigt, während rechts nur noch diejenigen Bildelemente dargestellt sind, deren Amplituden die Bildreinigungsschnitte (engl.: tailcuts) erfüllt haben. Die Amplitudenwerte geben die gemessene Lichtmenge in Einheiten von registrierten Photoelektronen an. Die Ellipsen zeigen ferner das jeweilige Ergebnis der Bildparametrisierung (siehe Abschnitt 3.4.2). Der Durchmesser der Kamera beträgt von Kante zu Kante etwa 4.3° .

induzierten Schauer registriert. Die Ellipsen verdeutlichen hierbei das jeweilige Resultat der im folgenden Abschnitt beschriebenen Bildparametrisierung nach der Methode der zweiten Momente und zeigen insbesondere nach Anwendung der Schnitte zur Bildreinigung (engl.: tailcuts, siehe Abschnitt 4.3.5) eine gute Übereinstimmung mit der Bildform.

Aus dem hier dargestellten Kamerabild wird bereits ersichtlich, daß das Kameragesichtsfeld⁹ eines Cherenkov-Teleskopes für zenitnahe Beobachtungen von Luftschauern mit Primärenergien im TeV-Bereich in der Größenordnung von 4° liegen sollte. Durch ein großes Gesichtsfeld wird vermieden, daß zuviele Bilder von Schauerereignissen einer beobachteten Quelle durch den Kamerarand abgeschnitten und damit für eine Auswertung unbrauchbar werden. Ein großes Gesichtsfeld erlaubt ferner die Anwendung der im Abschnitt 4.8.2 beschriebenen, sogenannten wobble-Beobachtungsmethode, bei der das Teleskop nicht auf das zu untersuchende Objekt direkt, sondern auf eine leicht versetzte Position ausgerichtet wird. Auf diese Weise kann gleichzeitig mit der Beobachtung der Signalregion auch eine Untergrundbestimmung durchgeführt werden, so daß sich für das Objekt eine Verdoppelung der Meßdauer im Vergleich zur konventionellen „ON/OFF“-Beobachtungsmethode ergibt.

Um die Form des Kamerabildes mit Hilfe der einzelnen Photomultiplier gut

⁹ Unter dem Gesichtsfeld wird der mittlere Winkeldurchmesser der Kamera verstanden.

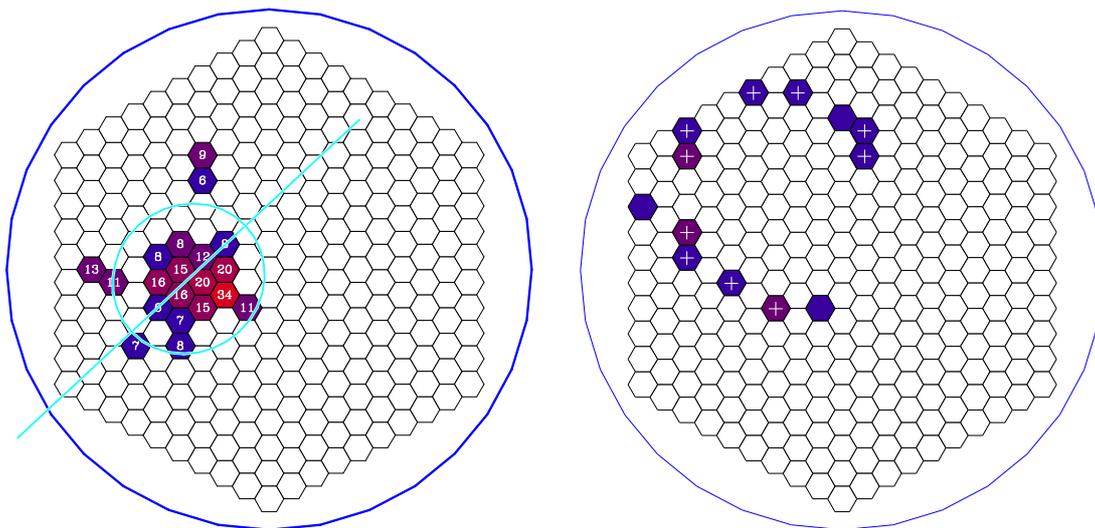


Abbildung 3.9: HEGRA-Kamerabilder von Untergrundereignissen. Links ist ein aufgrund der γ -Hadron-Separation als Hadronkandidat identifiziertes Ereignis dargestellt ($mscw = 2.3$, vgl. Abschnitt 3.5.3), während auf der rechten Seite einer der lichtschwachen Myonringe zu sehen ist. Die durch Kreuze markierten Pixel haben in diesem Fall das Triggern eines lokalen Myon-Ereignisses in diesem Teleskop ausgelöst. Beide Bilder wurden mit Hilfe der tailcuts bereinigt.

auffösen zu können, wird ferner deutlich, daß die Granularität der Kamera genügend fein gewählt werden muß. Hierbei muß jedoch für jedes Projekt nach einer sinnvollen Auswahl der Größe der einzelnen Bildelemente (engl.: *picture element*, kurz: Pixel) gesucht werden. Insbesondere sind hierbei die für den zu untersuchenden Energiebereich typischen Bildausdehnungen und -fluktuationen, die Abbildungsqualität des Spiegels, die Zahl der durch das Nachthimmelsleuchten verursachten Photonensignale sowie die zur Verfügung stehenden finanziellen Mittel und der während des Betriebes erforderliche Wartungsaufwand zu berücksichtigen.

Im Gegensatz zu den zusammenhängenden und nahezu elliptischen Kamerabildern von photoninduzierten Luftschauern weisen hadroninduzierte Ereignisse eine deutlich breitere Lichtverteilung in der Kameraebene auf. Abbildung 3.9 zeigt im linken Teil exemplarisch das Bild eines typischen hadronischen Ereignisses, wobei insbesondere die Diskrepanz zwischen der Intensitätsverteilung in den einzelnen Kamerapixeln und der angepaßten Ellipse den signifikanten Unterschied zu den γ -Schauern verdeutlicht.

Abbildung 3.9 zeigt ferner im rechten Teil einen sogenannten Myonring. Hierbei werden Cherenkov-Photonen nachgewiesen, die von einem das Teleskop direkt treffenden Myon ausgelöst wurden. Da in diesem speziellen Fall lediglich Photonen aus einem eng begrenzten Höhenintervall direkt über dem Reflektor nachgewiesen werden, ist der Cherenkov-Winkel für alle Photonen praktisch identisch. Da der Azimutalbereich der Herkunftsrichtungsverteilung der Cherenkov-Photonen bei einem direkten Myontreffer vollständig ausgenutzt wird, ergibt sich

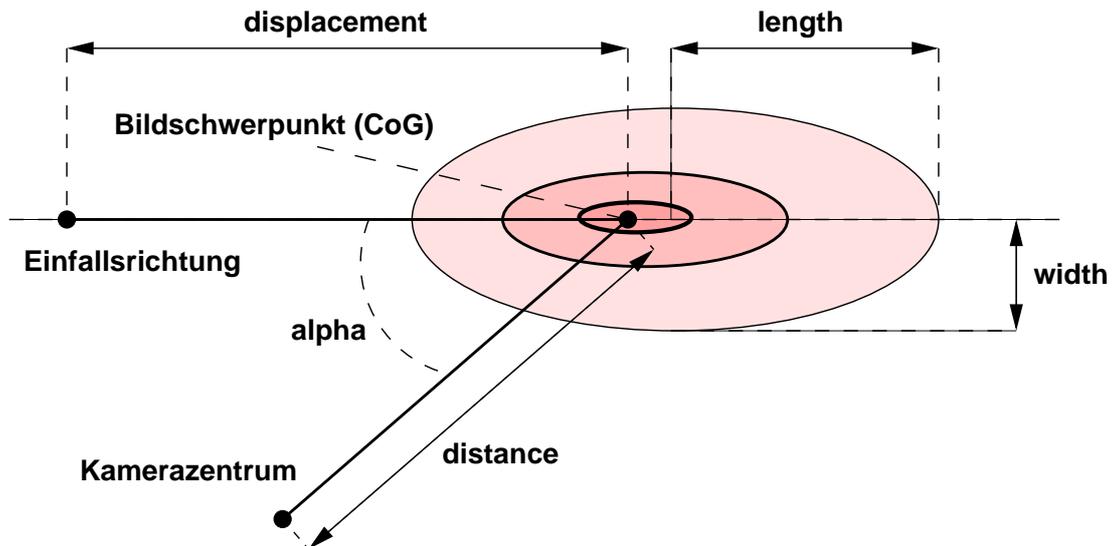


Abbildung 3.10: *Parametrisierung der im Falle von γ -Schauern näherungsweise elliptischen Cherenkov-Lichtverteilung in der Fokalebene nach Hillas (1985). Aufgrund der Asymmetrie der Verteilung fallen der Bildschwerpunkt und der Mittelpunkt der angepassten Ellipse in der Regel nicht zusammen.*

ein ringförmiges Bild. Trifft ein Myon unter einem kleinen Abstand vom Teleskop auf die Beobachtungsebene, so ergibt sich entsprechend ein beleuchtetes Ringsegment in der Kamera. Da die Analyse von Myonringen eine Absolutkalibration von Cherenkov-Teleskopen erlaubt (siehe Bolz (1999) bzw. Abschnitt 4.4.3), ist die Untersuchung dieser beim HEGRA-Teleskopsystem mit verhältnismäßig kleiner Rate auftretenden Ereignisklasse ebenfalls von großer Bedeutung.

3.4.2 Parametrisierung der Kamerabilder

Unter Verwendung einer geeignet gewählten Parametrisierung der aufgezeichneten Kamerabilder lassen sich bei der Datenanalyse sowohl die Einfallsrichtung als auch die Kernortposition eines Luftschauers (und damit die Lage der Schauerachse im Raum) sowie Art und Energie des Primärteilchens rekonstruieren. Dies gilt insbesondere bei der im Unterkapitel 3.5 beschriebenen stereoskopischen Beobachtungsmethode unter Verwendung mehrerer Bilder desselben Ereignisses.

Eine sehr robuste und in der vorliegenden Arbeit wie auch in den meisten anderen Analysen verwendete Methode zur mathematischen Beschreibung der Kamerabilder bedient sich der Berechnung der ersten und zweiten Momente der Lichtverteilung in der Fokalebene. Da diese Art der Parametrisierung auf einen Vorschlag von Hillas (1985) zur Anpassung einer Ellipse an die im Falle von γ -Schauern ebenfalls elliptischen Kamerabilder zurückgeht, werden die resultierenden Bildparameter in der Literatur oft als Hillas-Parameter bezeichnet. Abbildung 3.10 veranschaulicht die wesentlichen Aspekte der Bildbeschreibung, wobei die bedeutendsten Parameter in Tabelle 3.1 zusammenfassend beschrieben werden.

Bildparameter	Definition (Funktion)
<i>size</i>	Summe aller Pixelamplituden (Maß für die Energie des Primärteilchens)
<i>Center of Gravity (CoG)</i>	Bildschwerpunkt (Lage des Bildes in der Kameraebene)
<i>distance</i>	Abstand Bildschwerpunkt – Kamerazentrum (Überprüfung der Bildposition)
<i>width</i>	kleine Hauptachse der angepaßten Ellipse (Rekonstruktion, γ -Hadron-Separation)
<i>length</i>	große Hauptachse der angepaßten Ellipse (Rekonstruktion, γ -Hadron-Separation)
<i>alpha</i>	Winkel zwischen großer Hauptachse der Ellipse und Linie Bildschwerpunkt – Kamerazentrum (Signalsuche bei Einzelteleskopen)
<i>displacement</i>	Abstand Bildschwerpunkt – Einfallrichtung (durch Richtungsrekonstruktion bestimmt)

Tabelle 3.1: Definition und Funktion der für die Rekonstruktion und γ -Hadron-Separation von Luftschauerereignissen wesentlichen Bildparameter nach Hillas (1985). Die einzelnen Größen sind in Abbildung 3.10 anschaulich dargestellt. Entsprechend Abschnitt 3.3.2 zeigt die große Hauptachse des Bildes auf den Bildpunkt der Schauerachse. Der Parameter α dient daher bei Einzelteleskopen in der Datenanalyse als Selektionsschnitt auf die Einfallrichtung der Ereignisse. Bei stereoskopischen Teleskopsystemen findet der Parameter α dagegen üblicherweise keine Verwendung.

Wegen der im Abschnitt 3.2.2 erläuterten kalorimetrischen Eigenschaft der Atmosphäre ist die als nulltes Moment eines parametrisierten Kamerabildes resultierende Bildamplitude *size* unter Berücksichtigung der Position des jeweiligen Teleskopes relativ zur Lage der Schauerachse im Raum ein Maß für die Energie des Primärteilchens. Die Größe des Parameters *distance* dient bei den hier durchgeführten Datenanalysen als leicht zu handhabendes Kriterium zur Überprüfung der Position des Bildes in der Kameraebene. Um zu vermeiden, daß vom Kamerarand abgeschnittene Bilder in die Analyse eingehen, wird hierzu eine geeignete Schnittgrenze definiert (vgl. Abschnitt 4.6.3). Die Größen *width* und *length* stellen entsprechend Abschnitt 3.3.2 ein Maß für die laterale bzw. longitudinale Ausdehnung des beobachteten Luftschauers dar und dienen daher als Grundlage für die im Abschnitt 3.5.3 beschriebene Methode zur γ -Hadron-Separation. Die Winkeldistanz *displacement* zwischen dem Bildpunkt der Schauereinfallsrichtung und dem Bildschwerpunkt ist im eigentlichen Sinne kein Bildparameter sondern eine bei der Richtungsrekonstruktion bestimmte Größe (siehe Abschnitt 3.5.1).

Alternativ zur Parametrisierung der Kamerabilder basieren sogenannte semi-analytische Modell-Analysen auf gemittelten Bildeigenschaften, die durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden. Eine gleichzeitige Optimierung solcher Verteilungen an alle bei einem Ereignis gemessenen Größen gestaltet sich als äußerst rechenaufwendig. Ferner reagieren semianalytische Modelle insbesondere

unter Berücksichtigung der sich zeitlich verändernden Detektoreigenschaften sehr empfindlich auf Effizienzschwankungen einzelner Komponenten. Unter diesem Gesichtspunkt hat sich diese Analysemethode für das HEGRA-Teleskopsystem nicht durchgesetzt (Hofmann et al. 1999), während sie für das mit einer höher auflösenden Kamera bestückte CAT-Teleskop (Le Bohec et al. 1998) sowie für das H.E.S.S.-Teleskopsystem (Lemoine-Goumard et al. 2006) erfolgreich angewendet wurde.

3.4.3 Die Zeitstruktur des Kamerabildes

Das Cherenkov-Licht eines Luftschauers besitzt aufgrund der Lateral- und Longitudinalverteilung der Teilchenkaskade eine bestimmte Zeitstruktur. Daher ermöglicht die Verwendung schneller Photomultiplier und einer ebenfalls schnellen Ausleseelektronik, Informationen über die Schauerentwicklung aus der zeitlichen Entstehung des Kamerabildes während der Integrationszeit zu erhalten.

Bei einer Methode, die mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht wurde, wird die Integrationszeit der Cherenkov-Kamera in mehrere Intervalle gleicher Länge unterteilt, so daß anstelle des üblichen zeitintegrierten Kamerabildes seine zeitliche Entwicklung beobachtet werden kann. Durch dieses Verfahren lassen sich Schlußfolgerungen über den Abstand des Teleskopes vom Kernort des Schauers sowie prinzipiell auch über die Art des primären Teilchens ziehen (Götting 1998). Eine alternative Analyse von HEGRA-Meßdaten unter Berücksichtigung der Zeitprofile der Lichtpulse wird von Heß et al. (1999) beschrieben (siehe auch Abschnitt 4.4.2).

3.5 Die stereoskopische Beobachtungsmethode

Nachdem in den bisherigen Ausführungen nur die Prinzipien der Beobachtung mit einem einzelnen Cherenkov-Teleskop dargestellt wurden, werden im folgenden die Vorteile der Verwendung eines Systemes aus mehreren Cherenkov-Teleskopen diskutiert. Bei einem Teleskopsystem sind alle beteiligten Teleskope auf dieselbe Himmelsposition ausgerichtet, so daß ein aus dieser Richtung einfallender Luftschauer *stereoskopisch* (also unter verschiedenen Blickwinkeln) beobachtet werden kann. Durch eine zentrale Verarbeitung der Meßdaten der einzelnen Teleskope ist es möglich, ausschließlich diejenigen Ereignisse zu betrachten, bei denen mindestens zwei Kameras eine ausreichende Lichtmenge registriert haben. Mit Hilfe dieser Voraussetzung lassen sich ferner auch Ereignisse diskriminieren, die für die TeV- γ -Astrophysik einen wesentlichen Untergrund darstellen. Hierzu gehören insbesondere die nachfolgend beschriebenen Einflüsse lokaler Myonen, des Nachthimmelsleuchtens sowie hadronischer Luftschauer mit niedrigen Energien.

Sogenannte lokale Myonen können in Cherenkov-Teleskopen auf zwei verschiedene Weisen Triggersignale auslösen. Zum einen kann das von Myonen in der Nähe eines Teleskopes verursachte Cherenkov-Licht einen charakteristischen „Myonring“ hervorrufen (vgl. Abschnitt 3.4.1). Da die weiteren Teleskope eines stereoskopisch betriebenen Systemes jedoch in der Regel weit genug entfernt stehen, werden von ihnen keine Cherenkov-Photonen dieses Myons nachgewiesen, so

daß im normalen Meßbetrieb keine weitere Reaktion auf dieses lokale Ereignis erfolgt. Zum anderen hat die stereoskopische Beobachtung den Effekt, daß der bei einzeln betriebenen Cherenkov-Teleskopen vorhandene, erhebliche Myonenuntergrund praktisch verschwindet. Hierbei durchqueren relativistische Myonen die Kamera und deponieren dabei in einzelnen Photomultiplier-Röhren einen Teil ihrer Energie. Die so entstehenden, relativ geradlinigen Spuren können bei der Bildanalyse nur unzureichend von photoninduzierten Schauerereignissen unterschieden werden. Da der Einfall von Myonen jedoch auf zenitnahe Einfallswinkel konzentriert ist, ergibt sich lediglich eine verschwindend geringe Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon zwei Kameras nacheinander erreicht und bei einem Teleskopsystem die Aufzeichnung eines Ereignisses verursacht.

Ein wesentlicher Vorteil der stereoskopischen Beobachtungsmethode besteht in einer deutlichen Reduzierung des durch das Nachhimmelsleuchten verursachten Untergrundrauschens (siehe Abschnitt 3.3.3). Da hierbei in der Regel ebenfalls nur ein Teleskop pro Triggerzeitfenster betroffen ist, können die Ansprechschwellen der Systemteleskope im Vergleich zur Verwendung als einzeln betriebenes Teleskop erheblich abgesenkt werden. Bei einem Einzelteleskop gleicher Größe würde dies zu einem extrem starken Anstieg der Triggerrate führen, wobei die Totzeit der Ausleseelektronik als limitierende Größe einen Gewinn an physikalisch relevanten Daten verhindert. Im Gegensatz dazu ergibt sich durch die Absenkung der Ansprechschwellen eines stereoskopischen Teleskopsystemes eine deutlich niedrigere Energieschwelle, weil in diesem Fall nur die von mindestens zwei Teleskopen getriggerten Ereignisse aufgezeichnet werden müssen.¹⁰

Die Forderung nach gleichzeitigen Triggersignalen von mindestens zwei Teleskopen bewirkt ferner, daß ein großer Anteil der aufgrund des stark abfallenden Spektrums der kosmischen Strahlung zahlreich auftretenden hadronischen Luftschauderereignisse mit verhältnismäßig kleiner Energie verworfen wird. Das bei hadroninduzierten Teilchenkaskaden emittierte Cherenkov-Licht besitzt in diesem Fall im Gegensatz zu γ -Schauern mit der gleichen Primärenergie eine deutlich weniger kompakte Struktur. Daher tritt erheblich seltener der Fall auf, daß bei wenigstens zwei Teleskopen die lokalen Ansprechbedingungen erfüllt sind (siehe auch Abschnitt 4.3.3).

Bei der Verwendung mehrerer Teleskope ohne den Einsatz der stereoskopischen Methode wäre ein großer Abstand zwischen den einzelnen Standorten wünschenswert, um mögliche Koinzidenzen durch Beobachtungen desselben Schauers zu vermeiden und die effektive Beobachtungsfläche zu maximieren. Bei einem stereoskopischen Teleskopsystem sollen dagegen alle Komponenten denselben Luftschauder beobachten. Damit ist durch die in Abschnitt 3.2.2 angestellten Betrachtungen zu den Ausmaßen der Cherenkov-Lichtverteilung bereits die Größenordnung des sinnvollen Teleskopabstandes von etwa 70 bis 140 m festgelegt.

¹⁰ Die Einführung der Systemtriggerbedingung (also des ausschließlichen Auslesens von koinzidenten Ereignissen in wenigstens zwei Teleskopen) führt trotz einer niedrigeren Energieschwelle zu einer deutlichen Absenkung der Triggerrate des Detektors. Die aufgrund der stereoskopischen Beobachtungsmethode in den registrierten Ereignissen enthaltenen Informationen überwiegen diesen Nachteil jedoch bei weitem.

Methoden	Eigenschaften
Algorithmus Nr. 1	Überlagerung der einzelnen Hauptachsen
Algorithmus Nr. 2	berücksichtigt zusätzlich Fehler der Bildparameter
Algorithmus Nr. 3	zusätzlich Richtungsabschätzung aus Einzelbildern
Algorithmus Nr. 4	χ^2 -Optimierung der Rekonstruktionsresultate

Tabelle 3.2: Übersicht zu den wesentlichen Algorithmen für die stereoskopische Richtungsrekonstruktion unter Verwendung der Bildparameter. Die Numerierung folgt hierbei Hofmann et al. (1999).

In den folgenden Abschnitten werden die wesentlichen Vorteile der stereoskopischen Beobachtungsmethode näher erläutert. Hierzu gehören insbesondere die geometrisch eindeutige Rekonstruktion der Lage der Schauerachse im Raum, eine sehr effiziente γ -Hadron-Separation sowie eine im Vergleich zu Einzelteleskopen erheblich bessere Winkelauflösung, die für jedes Ereignis und nicht nur bezüglich des gesamten statistischen Ensembles gegeben ist. Analog ergibt sich eine hervorragende Energieauflösung, die detaillierte spektrale Studien der beobachteten Quellen erlaubt. Ferner erlaubt die Verwendung eines Teleskopsystems eine Interkalibration der einzelnen Systemteleskope und auf der Basis dieser Konsistenzüberprüfungen ein erheblich höheres Vertrauensniveau der aus den Messungen resultierenden astrophysikalischen Implikationen (Hofmann 2003).

3.5.1 Stereoskopische Richtungsrekonstruktion

Das Prinzip der stereoskopischen Richtungsrekonstruktion ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Die einzelnen Systemteleskope sind hierbei entsprechend der beim HEGRA-Teleskopsystem praktisch immer verwendeten Beobachtungsmethode achsenparallel auf die beobachtete Quelle ausgerichtet. Nach einer Transformation aller Kamerabilder in ein gemeinsames Koordinatensystem können die durch die ermittelten Hauptachsen der einzelnen Kamerabilder definierten Geraden zum Schnitt gebracht werden. Durch eine gewichtete Mittelung der sich ergebenden Schnittpunkte läßt sich die Einfallrichtung des primären Teilchens mit einer Auflösung von etwa 0.1° pro Ereignis bestimmen. Als geeignete Grundlage für die Gewichtung hat sich hierbei der Sinus des sogenannten „Stereowinkels“ $\vartheta_{\text{stereo}}$ zwischen den beiden jeweiligen Geraden herausgestellt (Ulrich 1996).

Neben dieser konventionellen stereoskopischen Rekonstruktionsmethode, die nach Hofmann et al. (1999) als Algorithmus Nr. 1 bezeichnet wird, wurde eine Reihe weiterer Ansätze verfolgt, um die Genauigkeit der Richtungs- und auch der Kernortrekonstruktion (vgl. Abschnitt 3.5.2) zu verbessern. Eine ausführliche Darstellung findet sich hierzu bei Hofmann et al. (1999). Die wesentlichen Grundlagen der dabei favorisierten Algorithmen liegen in der Berücksichtigung der statistischen Fehler der einzelnen Bildparameter sowie in der Bestimmung einer Abschätzung für die Position des Bildpunktes der Schauereinfallsrichtung aus einem einzelnen Kamerabild (siehe Tabelle 3.2).

Als Basis für die Abschätzung der Lage des Bildpunktes der γ -Quelle und

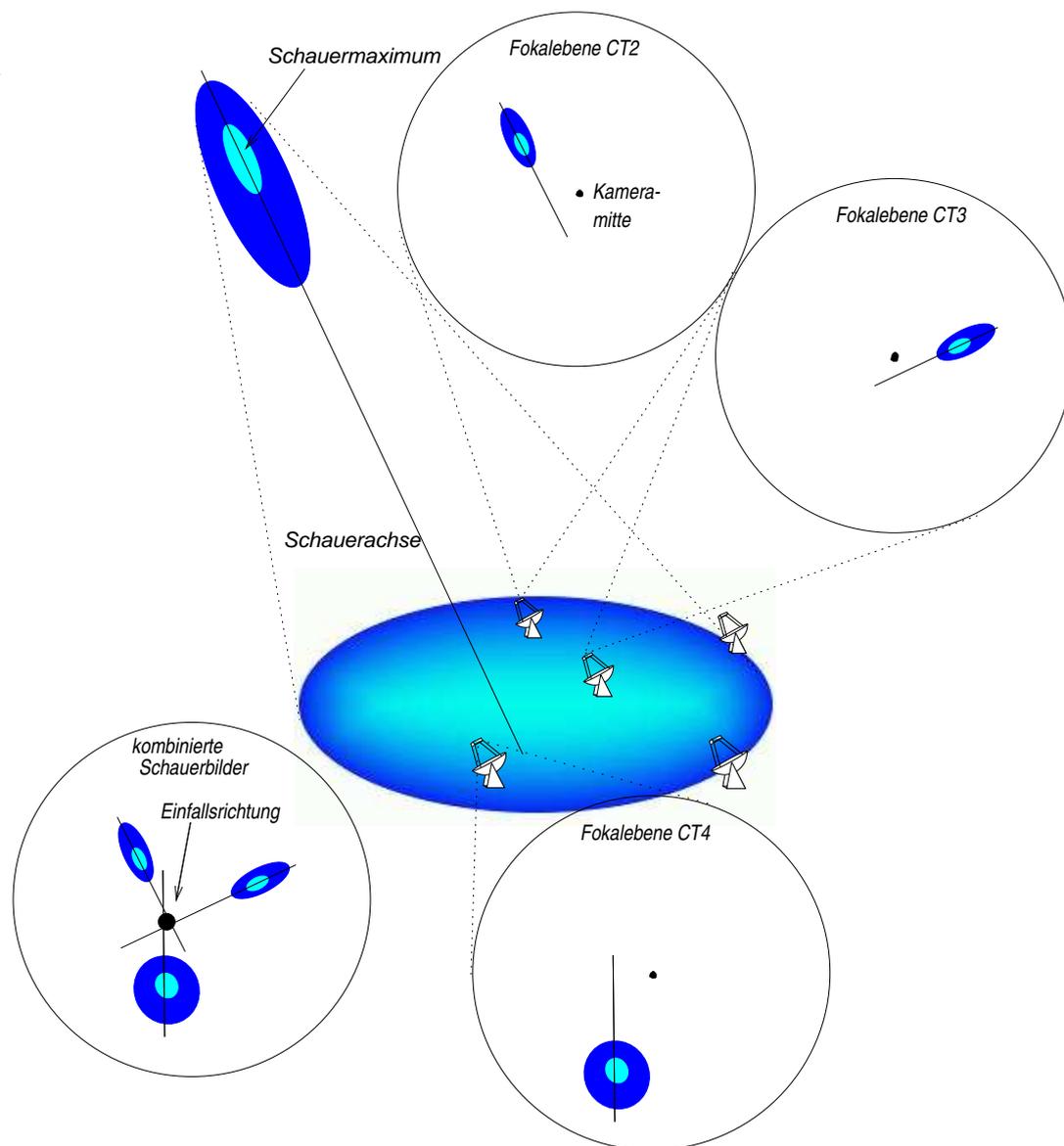


Abbildung 3.11: Rekonstruktion der Lage der Schauerachse im Raum mit Hilfe der stereoskopischen Beobachtungsmethode (Abbildung aus Horns (2000)). Das Cherenkov-Licht des hier dargestellten Luftschauers wird in diesem Fall nur von den drei Teleskopen CT2, CT3 und CT4 nachgewiesen, während die beiden übrigen Reflektoren außerhalb des Cherenkov-Lichtkegels stehen. Die in den Fokalebene aufgenommenen Kamerabilder werden in eine gemeinsame Bildebene transformiert, in der durch eine der im Text beschriebenen Methoden die Einfallsrichtung des Schauers rekonstruiert werden kann. Die Rekonstruktion der Kernortposition erfolgt auf analoge Weise.

damit des aus der Richtungsrekonstruktion resultierenden Parameters *displacement* (vgl. Abbildung 3.10 sowie Tabelle 3.1) dient das Verhältnis aus Bildbreite zu Bildlänge (*width/length*, siehe auch Akerlof et al. (1991)). Dieser Rekonstruktionsansatz führt bereits bei Einzelteleskopen zu guten Resultaten (Lessard et al. 2001), die durch den Einsatz der stereoskopischen Beobachtungstechnik

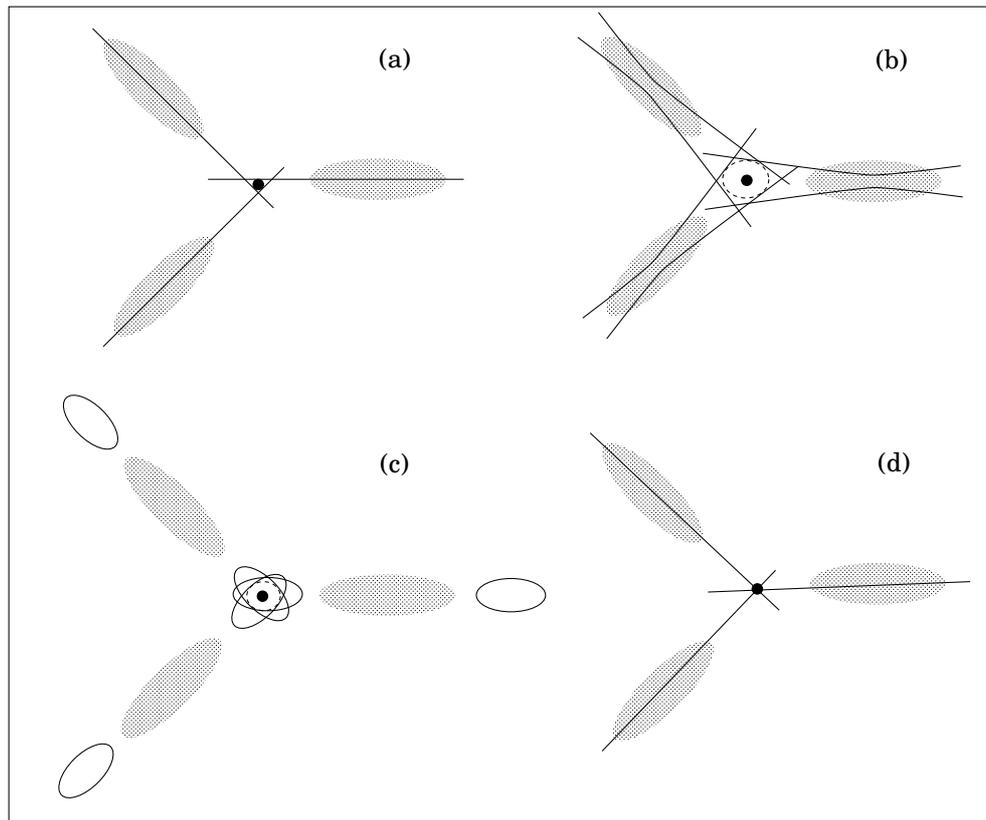


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung von verschiedenen Methoden zur stereoskopischen Richtungsrekonstruktion (Hofmann et al. 1999). (a) Gewichtete Überlagerung von Schnittpunkten einzelner Hauptachsenpaare. (b) Zusätzliche Berücksichtigung der statistischen Fehler der verwendeten Bildparameter. (c) Zusätzliche Berücksichtigung des width/length-Verhältnisses zur Abschätzung der Lage des Bildpunktes der Quelle aus den einzelnen Bildern. (d) Gleichzeitige χ^2 -Optimierung der Richtungs- und Kernortrekonstruktion (siehe Hofmann et al. (1999)). Die Abbildungsteile (a) bis (d) illustrieren die in Tabelle 3.2 aufgeführten Algorithmen Nr. 1 bis 4.

noch erheblich verbessert werden. Die Richtungsrekonstruktion erfolgt hierbei über die Bestimmung von elliptischen Bereichen in der gemeinsamen Kameraebene, aus denen ein Schätzwert für die Schauereinfallsrichtung ermittelt wird. Eine schematische Darstellung von zwei dieser weiterentwickelten, bei Hofmann et al. (1999) als Algorithmus Nr. 2 und 3 bezeichneten Methoden findet sich zusammen mit der konventionellen Methode Nr. 1 in Abbildung 3.12. Mit Hilfe dieser Rekonstruktionsverfahren ist bei stereoskopischen Teleskopsystemen eine Winkelauflösung von deutlich weniger als 0.1° pro Ereignis erreichbar. Die Verwendung von alternativen, in der Regel auf χ^2 -Optimierungen der Resultate beruhenden Methoden („Algorithmus Nr. 4“) hat sich dagegen bislang nicht allgemein durchgesetzt.

3.5.2 Stereoskopische Rekonstruktion des Kernortes

Durch die Hauptachsen der Bilder in den einzelnen Fokalebene wird für jedes Teleskop eine Ebene im Raum definiert, in der die Schauerachse und das Teleskop liegen. Ein analog zur Richtungsrekonstruktion gewichteter Schnitt aller dieser Ebenen mit der Beobachtungsebene ergibt die rekonstruierte Position des Kernortes. Da eine zu beobachtende Quelle praktisch immer außerhalb der Zenitposition steht, ist es erforderlich, die Kernortrekonstruktion zunächst in einer zur Schauerachse orthogonalen Ebene durchzuführen und den tatsächlichen Kernort im Anschluß durch eine entsprechend fortgeführte Projektion zu bestimmen.

Die Anwendung von weiterentwickelten Algorithmen zur Kernortrekonstruktion kann analog zu der zuvor beschriebenen Richtungsrekonstruktion erfolgen. Eine weitere Verbesserung der Kernortbestimmung ist ferner bei der Auswertung von Beobachtungen einer starken, punktförmigen Quelle mit bekannter Himmelsposition möglich. Hierbei wird für eine Auswahl der Ereignisse mit der höchsten Rekonstruktionsqualität aus der Richtung der Quelle in einem zweiten Schritt als Einfallrichtung die Objektposition verwendet und damit die Lage der großen Hauptachse der Bildellipse festgelegt. Die auf diese Weise erheblich genauer bestimmte Kernortposition kann zu einer deutlichen Steigerung der Energieauflösung eines Teleskopsystemes führen (Hofmann et al. 2000b).

3.5.3 Stereoskopische γ -Hadron-Separation

Eine der größten Schwierigkeiten für die TeV- γ -Astrophysik besteht in der Unterscheidung der durch Photonen ausgelösten Luftschauer von den erheblich häufiger auftretenden hadronischen Ereignissen.¹¹ Obwohl grundsätzlich auch die Bestimmung der Art des Primärteilchens bei den Hadronschauern möglich ist (siehe beispielsweise Aharonian et al. (1999a)), soll an dieser Stelle nur auf die Separation der photoninduzierten von den hadronischen Ereignissen eingegangen werden. Dieser Vorgang dient zur Anreicherung von γ -Schauern in der Datenanalyse und damit gegebenenfalls zur Hervorhebung des Signales aus Richtung einer TeV- γ -Quelle im Vergleich zum Untergrund.

In den vorangegangenen Abschnitten wurden in diesem Zusammenhang bereits mehrfach Unterschiede zwischen rein elektromagnetischen und hadroninduzierten Teilchenkaskaden angesprochen, die unmittelbare Auswirkungen auf die von Cherenkov-Teleskopen registrierte Lichtverteilung haben. Aus den im Abschnitt 3.2.3 angestellten Überlegungen ergibt sich, daß Kamerabilder von photonischen Schauern im Umriß prinzipiell schlanken Ellipsen ähneln, während hadronische Schauer eine erheblich weniger kompakte Form hervorrufen (Beispiele sind durch die Abbildungen 3.8 und 3.9 gegeben). Unter Verwendung geeigneter Schnitte auf die Bildparameter (Abschnitt 3.4.2), insbesondere auf die Bildbreite

¹¹ Der isotrope Einfall kosmischer Elektronen stellt in diesem Zusammenhang für das HEGRA-Teleskopsystem mit seiner Energieschwelle von 500 GeV keinen bedeutenden Untergrund dar. Für die sensitiveren Instrumente der neuen Generation mit ihren wesentlich niedrigeren Energieschwellen muß diese Teilchenkomponente jedoch beachtet werden, da elektroninduzierte nur äußerst schwer von photoninduzierten Schauerereignissen zu unterscheiden sind.

width und die Bildlänge *length*, können auf statistischer Basis bereits für Einzelteleskope relativ effiziente Separationsmethoden eingeführt werden.

Im Falle der stereoskopischen Beobachtungsmethode kann die sehr genaue Rekonstruktion der Lage der Schauerachse im Raum dazu genutzt werden, aus den von den einzelnen Teleskopen registrierten Kamerabildern einen speziellen Parameter zu entwerfen, der als Schnittgröße für die γ -Hadron-Separation verwendet werden kann. Hierbei ist zu beachten, daß die Bildform auch im Falle einer reinen γ -Schauerpopulation von der Primärenergie E_γ , dem Zenitwinkel ϑ und dem Abstand r_i des jeweiligen Teleskopes i von der Schauerachse abhängt. Unter Verwendung einer umfangreichen Datenbank von simulierten γ -Schauern kann aus den gemessenen Parametern $size_i$ (als Maß für E_γ), ϑ und r_i ein Erwartungswert $w_{\gamma,i}$ für die Bildbreite bestimmt werden. Die Größe $w_{\gamma,i}$ gibt damit die zu erwartende Bildbreite für das Teleskop i unter der Voraussetzung an, daß es sich um ein photoninduziertes Ereignis gehandelt hat. Mit Hilfe des Erwartungswertes $w_{\gamma,i}$ kann nun die von dem Teleskop i tatsächlich gemessene Bildbreite w_i skaliert werden:

$$scw_i = \frac{w_i}{w_{\gamma,i}} \quad (3.13)$$

Diese skalierte Bildbreite scw_i (engl: *scaled width*) weist nun *per definitionem* im Falle von γ -Schauern einen Wert nahe 1.0 auf, während sich für die breiteren hadronischen Ereignisse zum Teil erheblich größere Werte ergeben. Da bei der stereoskopischen Beobachtungsmethode bei jedem analysierten Ereignis stets wenigstens zwei verwertbare Kamerabilder vorhanden sein müssen, kann aus den einzelnen scw -Werten durch Mittelung die stabilere mittlere skalierte Bildbreite $mscw$ (engl: *mean scaled width*) bestimmt werden (Konopelko et al. 1999):

$$mscw = \frac{1}{N_{\text{tel}}} \cdot \sum_{\substack{\text{CT } i, \text{ im} \\ \text{Ereignis}}} scw_i = \frac{1}{N_{\text{tel}}} \cdot \sum_{\substack{\text{CT } i, \text{ im} \\ \text{Ereignis}}} \frac{w_i}{w_{\gamma,i}} \quad (3.14)$$

Hierbei gibt der Wert N_{tel} die Zahl der zu dem jeweiligen Ereignis beitragenden Teleskope bzw. Kamerabilder an.

Abbildung 3.13 zeigt die Verteilungen des $mscw$ -Parameters am Beispiel einer 14-stündigen Beobachtung des Crab-Nebels mit dem HEGRA-Teleskopsystem im Januar 2001. Während sich die Verteilungen in der Signal- bzw. Untergrundregion für größere $mscw$ -Werte decken, ist im hier dargestellten Fall der Beobachtung einer TeV- γ -Quelle ein deutlicher Überschuß in der $mscw$ -Verteilung der Signalregion bei kleinen Werten zu sehen. Die Differenzverteilung der beiden Regionen folgt für kleine $mscw$ -Werte wie erwartet einer Gaußverteilung mit dem Mittelwert 1.0. Die Breite der Verteilung liegt im Falle des HEGRA-Teleskopsystemes typischerweise bei 0.1. Ein geeignet gewählter Schnitt auf den Parameter $mscw$ kann daher für eine effiziente γ -Hadron-Separation genutzt werden. Im Falle des HEGRA-Teleskopsystemes ergibt sich beispielsweise für den üblicherweise bei der Signalsuche verwendeten harten Schnitt $mscw < 1.1$ eine Reduktion des hadronischen Untergrundes um bis zu 97%, während lediglich 14% der photonischen Ereignisse verlorengehen (Konopelko et al. 1999).

Einen weiteren Beitrag zur γ -Hadron-Separation liefert bei der Beobachtung von punktförmigen Quellen auch die gute Winkelauflösung von stereoskopischen

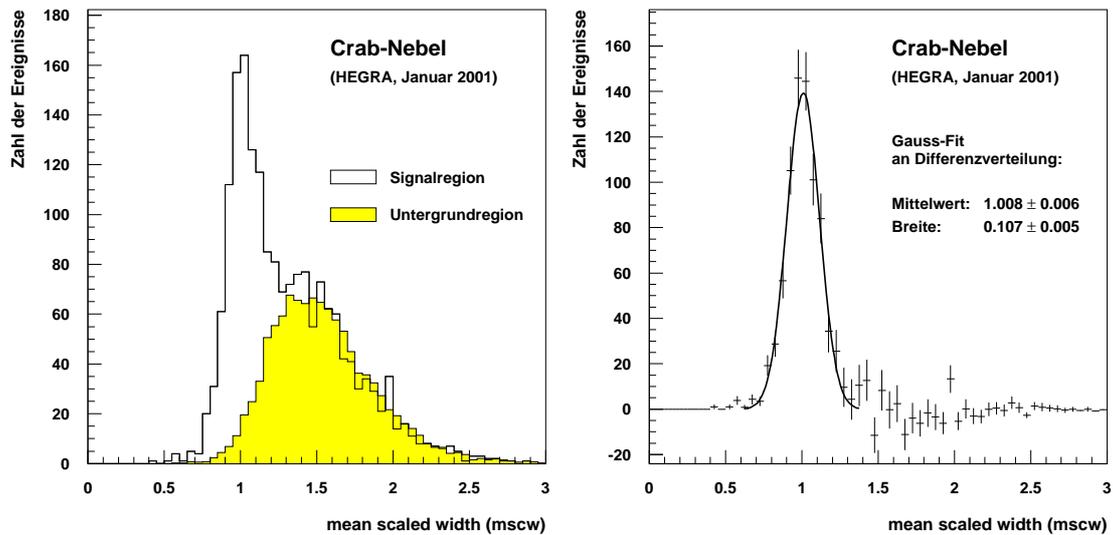


Abbildung 3.13: Verteilung des mscw-Parameters im Falle von Beobachtungen des Crab-Nebels mit dem HEGRA-Teleskopsystem im Januar 2001. Links: mscw-Verteilungen in der Signalregion (offenes Histogramm) und in der Untergrundregion (schattiertes Histogramm). Rechts: Differenzverteilung der Signal- und Untergrundregion. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis der Anpassung einer Gaußverteilung, die dem erwarteten Mittelwert 1.0 und der Breite 0.1 sehr nahe kommt.

Teleskopsystemen. Hier wird durch die Beschränkung auf eine kleine Signalregion bereits der größte Teil der isotrop einfallenden Untergrundeignisse aus der geladenen kosmischen Strahlung bei der Datenanalyse ausgeblendet.

3.5.4 Rekonstruktion der Energie des Primärteilchens

Beim Studium kosmischer TeV- γ -Quellen ist insbesondere die Untersuchung des Energiespektrums der beobachteten Objekte von großem Interesse. Dazu ist es zunächst notwendig, die Energie der primären γ -Quanten zu bestimmen. Das Rekonstruktionsprinzip basiert hierbei auf der kalorimetrischen Information, die das mit Hilfe der Teleskope vermessene Cherenkov-Licht trägt (siehe Abschnitt 3.2.2). Aus Simulationsrechnungen kann dazu die Lateralverteilung der Cherenkov-Photonendichte elektromagnetischer Schauer am Erdboden in Abhängigkeit von der Lage der Schauerachse im Raum bestimmt werden (vgl. beispielsweise Abbildung 3.4). Aus diesem Ergebnis läßt sich im Anschluß die Energie E_γ des primären Photons ermitteln. Hierzu wird üblicherweise mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen von γ -Schauern der für das jeweils verwendete Cherenkov-Teleskop gültige Zusammenhang

$$E_{\text{reko}} = f(\vartheta, b, \text{size}) \quad (3.15)$$

ermittelt, wobei ϑ den Zenitwinkel der Beobachtung, b den Abstand des Detektors vom Kernort in der Ebene senkrecht zur Schauerachse (den sogenannten Stoßparameter) und size die in der Kamera registrierte Lichtmenge angibt. Im

Instrument	Teleskopanzahl	Spiegel [m]	E_{thr} [GeV]	Sens. [σ/\sqrt{h}]	Referenz
<u>HEGRA:</u>					
Teleskopsystem	5	3.4	500	11.3	siehe Anhang C.2
CT 1	1	3.6	700	3.5	Tonello et al. (2003)
Whipple	1	10	430	6.0	Horan et al. (2004)
CANGAROO-III	4	10	200	?	Enomoto et al. (2002)
H.E.S.S.	4	13	90	55.0	Aharonian et al. (2006c)
MAGIC	1	17	60	20.0	Mirzoyan et al. (2005)
VERITAS	4	12	100	> 20.0	Le Bohec et al. (2005)

Tabelle 3.3: Übersicht einiger wesentlicher Eigenschaften für eine Auswahl von Instrumenten der TeV- γ -Astrophysik. Aufgelistet sind die Anzahl der verwendeten Teleskope, die jeweiligen Spiegeldurchmesser, die Energieschwelle E_{thr} sowie die Sensitivität für eine dem Crab-Nebel vergleichbare TeV- γ -Quelle. Für das CANGAROO-III- und das VERITAS-Teleskopsystem liegen noch keine Angaben über die erreichte bzw. über die schließlich erreichbare Sensitivität vor. Bei allen Projekten mit mehr als einem Cherenkov-Teleskop wird (soll) die stereoskopische Beobachtungsmethode eingesetzt (werden).

Fälle eines Teleskopsystemes können für jedes analysierbare Kamerabild i entsprechende Energieschätzwerte $E_{\text{reko}, i}$ bestimmt werden, deren Mittelwert dann eine erheblich genauere Rekonstruktion der Energie E_γ erlaubt. Insgesamt ergibt sich mit dieser Methode im Falle des HEGRA-Teleskopsystemes eine aufgrund der Fluktuationen bei der Schauerentwicklung auf etwa 20 % begrenzte relative Energieauflösung $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ (Aharonian et al. 1999c).

Verbesserungen der Energieauflösung eines Teleskopsystemes können unter anderem durch eine genauere Kernortbestimmung (siehe Abschnitt 3.5.2) sowie vor allem unter Berücksichtigung der rekonstruierten Höhe des Schauermaximums erzielt werden. Mit diesen Erweiterungen der Rekonstruktionsmethode liegt die erreichbare relative Energieauflösung für einen Detektor mit der Sensitivität des HEGRA-Teleskopsystemes im Bereich von 10 bis 15 % (Hofmann et al. 2000b).

3.6 Instrumente für die TeV- γ -Astrophysik

Der Umfang und die technische Ausrüstung der für die TeV- γ -Astrophysik verwendeten Instrumente hängt neben den grundlegenden (astro-)physikalischen Gegebenheiten stets auch von den zur Verfügung stehenden finanziellen Mitteln ab. Hierbei muß jeweils im Einzelfall abgewägt werden, ob es beispielsweise sinnvoller ist, mehrere kleinere Teleskope zu einem sehr präzise messenden stereoskopischen System zu vereinen oder nur ein Teleskop mit einer besonders großen Spiegelfläche zu bauen, das auf Kosten der Rekonstruktionsgenauigkeit eine niedrigere Energieschwelle erreichen kann.

In Tabelle 3.3 sind für eine Auswahl von Instrumenten der zweiten und der

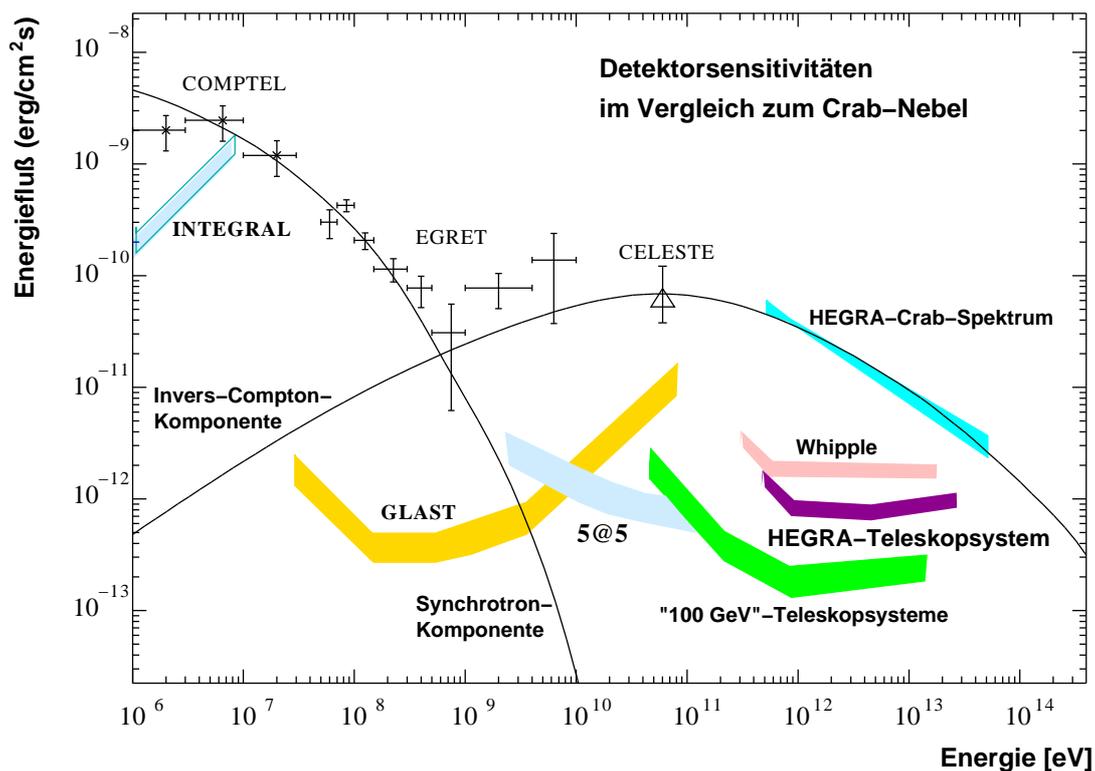


Abbildung 3.14: Realisierte bzw. erwartete Detektorsensitivitäten der Satellitenexperimente *INTEGRAL* und *GLAST* sowie verschiedener Cherenkov-Teleskopprojekte im Vergleich zu dem mit den Instrumenten *COMPTEL* und *EGRET* an Bord des *CGRO*-Satelliten sowie mit dem Cherenkov-Detektor *CELESTE* und dem *HEGRA*-Cherenkov-Teleskopsystem gemessenen Energiespektrum des Crab-Nebels (Darstellung nach Rowell (2004)). Unter den „100 GeV-Teleskopsystemen“ werden die in Tabelle 3.3 aufgeführten stereoskopischen Teleskopsysteme verstanden.

neuen, dritten Generation die Energieschwelle und die Sensitivität angegeben. Hierbei ist bemerkenswert, daß drei der vier neuen Projekte die von der *HEGRA*-Kollaboration erstmals erfolgreich eingesetzte stereoskopische Beobachtungsmethode verwenden. Im Vergleich zur Sensitivität des *HEGRA*-Teleskopsystemes, die im Bereich von etwa 30 mCrab für eine Beobachtungszeit von 50 bis 100 h liegt, ist bei den neuen Instrumenten eine Steigerung um einen Faktor 5 bis 10 zu erwarten (siehe auch Anhang B.3 für die hier verwendete Definition der Sensitivität). Aufgrund der Standortwahl dieser TeV- γ -Observatorien mit geographischen Positionen bei etwa 16° östlicher bzw. 18° westlicher Länge (*H.E.S.S.* bzw. *MAGIC*), 136° östlicher Länge (*CANGAROO-III*) sowie 112° westlicher Länge (*VERITAS*) ist für Quellen mit kleiner Deklination zukünftig eine zeitlich nahezu ununterbrochene Beobachtung möglich. Durch derartige Messungen können die Lichtkurven und Spektren von variablen Objekten mit hoher zeitlicher Auflösung wesentlich genauer studiert werden, was zu einem erheblich vertieften astrophysikalischen Verständnis dieser Quellen führen wird.

Abbildung 3.14 zeigt exemplarisch die erreichbaren Detektorsensitivitäten für

eine Auswahl von verschiedenen Instrumenten für die γ -Astronomie. Hierbei wird zunächst deutlich, daß eine Quelle mit der Stärke des Crab-Nebels bereits mit den Cherenkov-Teleskopen der bisherigen Generation wie beispielsweise dem Whipple-Teleskop und vor allem dem HEGRA-Teleskopsystem problemlos vermessen werden konnte. Die Einführung der neuen TeV- γ -Observatorien mit ihren deutlich verbesserten Sensitivitäten hat bereits zum Nachweis sowie zur spektroskopischen Untersuchung einer großen Zahl von neuen Quellen geführt, die zum Teil eine erheblich schwächere Emission als der Crab-Nebel im GeV-/TeV-Energiebereich aufweisen (siehe z. B. Aharonian et al. (2006b)).

Durch zukünftige satelliten- und bodengestützte Detektoren könnte das mit den neuen Cherenkov-Teleskopen erreichte Sensitivitätsniveau ohne Unterbrechung bis hinunter in den Energiebereich von etwa 100 MeV fortgeführt werden, so daß die im Abschnitt 2 beschriebene spektrale Beobachtungslücke im GeV-Bereich endgültig geschlossen wäre. Gleichzeitig könnte ein breites Energieintervall sowohl mit satelliten- als auch mit bodengestützten Instrumenten beobachtet werden, so daß sich eine ausgezeichnete Möglichkeit zur Interinstrument-Kalibration eröffnet. Als wesentliche Satellitenmission ist hierbei der Satellit GLAST (engl.: *Gamma-Ray Large Area Space Telescope*) (Allen et al. 2001) zu nennen, der im Jahre 2007 gestartet werden soll. Ein Beispiel für ein erheblich weiterentwickeltes bodengestütztes Instrument ist das Projekt „5@5“. Hierbei handelt es sich um eine Studie für ein stereoskopisches System aus fünf Cherenkov-Teleskopen, die in einer Höhe von 4 bis 5 km (z. B. in der chilenischen Atacama-Wüste) installiert werden sollen. Die mit einem derartigen Detektor erreichbare Energieschwelle liegt nach den Ergebnissen von intensiven Monte-Carlo-Simulationen bei einem sehr niedrigen Wert von etwa 5 GeV (Aharonian et al. 2001d).

Kapitel 4

TeV- γ -Astrophysik mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen

Die HEGRA-Kollaboration hat in den Jahren 1992 bis 2002 insgesamt sechs abbildende atmosphärische Cherenkov-Teleskope (CT 1 bis CT 6) sowie verschiedene Teilchendetektorfelder auf der Kanarischen Insel La Palma (geographische Position: $28^{\circ}45'30''$ nördlicher Breite, $17^{\circ}52'48''$ westlicher Länge) auf einer Höhe von 2200 m über dem Meeresspiegel betrieben. Das für das HEGRA-Projekt genutzte Gelände gehört zu dem durch das spanische *Instituto de Astrofísica de Canarias* betriebene *Observatorio del Roque de los Muchachos* und ist einer der Standorte der Europäischen Nordsternwarte (engl.: *European Northern Observatory*, kurz: ENO) mit ausgezeichneten klimatischen Bedingungen für optische Beobachtungen.

Mit Ausnahme des folgenden Abschnittes über die HEGRA-Detektorfelder sowie die als Einzelteleskope betriebenen CT 1 und CT 2 (bis 1998) ist in diesem Kapitel bei allen Beschreibungen von Beobachtungs-, Kalibrations- und Analysemethoden stets das stereoskopische Teleskopsystem Gegenstand der Betrachtungen. Alle im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Resultate wurden mit dem Teleskopsystem erzielt, das bis zum Ende des Meßbetriebes am 17. September 2002 das weltweit empfindlichste Instrument für die TeV- γ -Astrophysik oberhalb von 500 GeV gewesen ist.

Als direkte Nachfolger sind aus dem HEGRA-Projekt das MAGIC-Experiment auf dem HEGRA-Gelände auf La Palma (Mirzoyan et al. 2005) und das H.E.S.S.-Teleskopsystem in Namibia (Hofmann et al. 2005) hervorgegangen, die mit ihren komplementären Standorten auf der Nord- und Südhalbkugel zusammen nahezu die gesamte Himmelsphäre beobachten können.

4.1 Die HEGRA-Teilchendetektorfelder

Der Aufbau des HEGRA-Experimentes wurde von der Universität Kiel im Jahre 1988 begonnen und schließlich von einer internationalen Kollaboration betrieben. Es stellt das Nachfolgeprojekt des Kieler Luftschauerexperimentes dar, mit dem das Doppelsternsystem Cygnus X-3 als mögliche Quelle von Gammastrahlung identifiziert werden konnte (Samorski und Stamm 1983).

Das HEGRA-Experiment bestand zunächst aus drei Detektorfeldern zur Aufzeichnung von jeweils verschiedenen Informationen über die beobachteten Luftschauer. Eine Szintillationszählermatrix hat dabei die Verteilung der geladenen Teilchen einer Kaskade auf der Beobachtungsebene registriert (Krawczynski et al. 1996). Der AIROBICC-Detektor¹ diente mit einer Matrix aus zunächst 49, später 97 offenen Cherenkov-Zählern dem Nachweis des Cherenkov-Lichtes ausgedehnter Luftschauer (Karle et al. 1995). Ferner wurde der Myonengehalt der Kaskaden mit einem Feld aus Geigerzählern in sogenannten „Myonen-Türmen“ bestimmt (Rhode et al. 1996).

Eine Himmelsdurchmusterung zur Suche nach Anisotropien in der Herkunftsrichtungsverteilung der kosmischen γ -Strahlung wurde von Schmele (1998) mit der HEGRA-Szintillationszählermatrix ausgeführt. Hierbei zeigte sich der Nachteil der ausschließlichen Verwendung einer einzelnen Detektorkomponente, was insbesondere verhindert, die kleine Zahl von photoninduzierten Luftschauerereignissen effektiv von dem großen Untergrund hadronischer Signale zu separieren. Unter Verwendung von Ereignissen, die sowohl durch das Szintillationszählerfeld als auch durch den AIROBICC-Detektor nachgewiesen wurden, lassen sich dagegen umfangreiche Studien der kosmischen Strahlung durchführen. Eine detaillierte Untersuchung der chemischen Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung sowie der Messung des Energiespektrums der leichten Elemente oberhalb von 300 TeV wurde von Röhrling (2000) beschrieben. Weiterhin wurde von Prahl (1999c) eine Suche nach γ -Quellen oberhalb von 20 TeV durchgeführt. Dabei wurden sowohl ausgewählte Quellkandidaten untersucht als auch der gesamte, von La Palma aus unter kleinen Zenitwinkeln ($\vartheta < 30^\circ$) sichtbare Himmel durchmustert. Die Rastersuche hat etwa 37% der gesamten Himmelskugel überdeckt und erstmals globale obere Flußgrenzen bei Energieschwellen von ungefähr 20 TeV geliefert (siehe auch Götting et al. (1999)). Gleichzeitig liegen für jede Himmelsposition Angaben zu den Ergebnissen statistischer Tests auf Variabilität und ausbruchartiges Verhalten vor. In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse dieser Himmelsdurchmusterung mit den Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern zur Bestimmung von oberen Flußgrenzen für die hier untersuchten Quellkandidaten von TeV- γ -Strahlung verwendet.

4.2 Die Cherenkov-Teleskope CT 1 und CT 2

Das erste HEGRA-Cherenkov-Teleskop CT 1 wurde im Jahr 1992 als äquatorial montiertes Prototyp-Teleskop gebaut (Mirzoyan et al. 1994) und erfuhr im Laufe der Zeit verschiedene Umbauten. Hierbei sind vor allem die Vergrößerung der Kameraauflösung von 37 auf 127 Bildelemente bei gleichbleibendem Gesichtsfeld sowie die Verdoppelung der Spiegelfläche von 5 auf 10 m² zu nennen, die zu einer Absenkung der Energieschwelle von 1.5 TeV auf etwa 700 GeV geführt haben (Cortina et al. 1999). Weiterhin wurden bei der Spiegelvergrößerung erstmals hexagonale Spiegelsegmente auf Aluminiumbasis eingesetzt, die Vorteile durch ihr geringeres Gewicht und die damit geringere Belastung der Teleskopstruktur

¹ AIROBICC steht für „Air Shower Observation by Angle Integrating Cherenkov Counters“.

aufweisen. Diese Aluminiumspiegel wurden ferner mit einer elektrischen Heizung versehen, die die Bildung von Tau und Eis verhindert, so daß bei aufkommender Luftfeuchtigkeit ein längerer Betrieb möglich ist und starke Beanspruchungen der Spiegel durch Eisbildung reduziert werden. Da sich jedoch die optische Qualität der Aluminiumspiegel als geringer und die Oberflächenempfindlichkeit gegenüber Witterungseinflüssen als deutlich größer im Vergleich zu den ansonsten bei HEGRA verwendeten Glasspiegeln zeigten, wurde auf eine Umrüstung der in den kommenden Abschnitten beschriebenen übrigen Cherenkov-Teleskope verzichtet.

Bei stärkeren TeV- γ -Quellen ist es – beispielsweise zur Untersuchung von Flußvariabilitäten – wünschenswert, die Beobachtungsdauer so weit wie möglich in den Bereich von schwachem und mittelstarkem Mondlicht sowie in die Abend- und Morgendämmerung hinein auszudehnen. Ab dem Jahr 1997 wurde daher für das Teleskop CT 1 ein Beobachtungsverfahren etabliert, bei dem die an die Photomultiplier angelegte Hochspannung bei Bedarf erniedrigt werden konnte. Auf diese Weise wurde die durch Reflexionen und Streulicht verursachte Zunahme der Ströme in den Photomultipliern in vertretbaren Grenzen gehalten. Entsprechende Testmessungen haben gezeigt, daß sich mit Hilfe dieser verhältnismäßig leicht zu realisierenden Methode bei der Vermessung von Lichtkurven Ergebnisse von akzeptabler Qualität erzielen lassen (Kranich et al. 1999). Aufgrund der weniger stabilen Voraussetzungen sind diese Beobachtungen jedoch nur bedingt für die Suche nach neuen TeV- γ -Quellen sowie für spektroskopische Messungen geeignet. Der Betrieb mit reduzierter Hochspannung wurde daher nicht für das Teleskopsystem übernommen, weil hier insbesondere der Schutz der Photomultiplier vor zu starker Beleuchtung im Vordergrund stand.

Das Teleskop CT 1 wurde stets als Einzeldetektor eingesetzt, um während des Betriebes der weiteren Teleskope unabhängige Messungen durchführen zu können. Hierbei wurden vor allem Blazare als Kandidaten für ausbruchartiges Verhalten beobachtet, für deren kurzzeitig starke Flüsse die moderate CT 1-Sensitivität² ausreichend war. Nach dem Ende des HEGRA-Meßbetriebes ist das Teleskop als Testinstrument in den Besitz der MAGIC-Kollaboration übergegangen.

Das zweite HEGRA-Cherenkov-Teleskop CT 2 wurde nach seinem Aufbau als Prototyp für das Teleskopsystem im Jahre 1993 zunächst ebenfalls als Einzeldetektor betrieben (siehe z. B. Aharonian et al. 1999d). Der mechanische Aufbau zeichnet sich dabei im Vergleich zum CT 1 durch eine azimutale Montierung aus, die im Vergleich zu einer äquatorialen Montierung eine insgesamt deutlich leichtere und damit kostengünstigere Konstruktion ermöglicht. Im Sommer 1998 wurden die zuvor verwendete Kamera mit 61 Bildelementen sowie alle elektronischen Komponenten dieses Teleskopes durch einen zu den vier weiteren Systemteleskopen identischen Aufbau ersetzt. Ab August 1998 wurde das CT 2 in den regulären Meßbetrieb des stereoskopischen Teleskopsystemes integriert. Aufgrund von technischen Problemen ergaben sich jedoch längere Ausfallzeiten und Phasen geringerer Zuverlässigkeit der CT 2-Meßdaten, so daß dieses Teleskop bei der im folgenden beschriebenen Datenanalyse erst ab Juni 1999 berücksichtigt wird.

² Die entsprechend Anhang B.3 definierte Sensitivität des Teleskopes CT 1 betrug $3.5 \sigma/\sqrt{h}$ für eine dem Crab-Nebel vergleichbare TeV- γ -Quelle (Tonello et al. 2003). Im Vergleich hierzu war das HEGRA-Teleskopsystem mit $11.3 \sigma/\sqrt{h}$ erheblich empfindlicher (vgl. Anhang C.2).

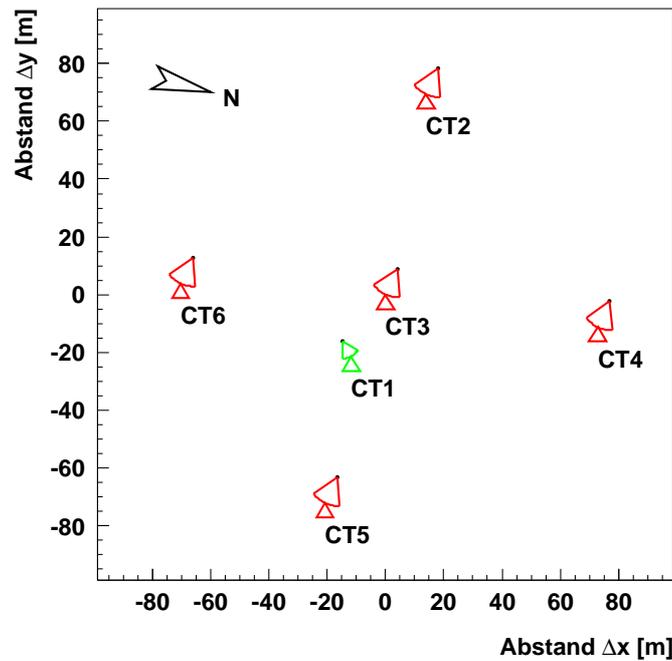


Abbildung 4.1: Positionen der HEGRA-Cherenkov-Teleskope auf dem Gelände des Observatorio del Roque de los Muchachos auf der kanarischen Insel La Palma. Die fünf Teleskope CT2 bis CT6, die zusammen das stereoskopische Teleskopsystem bilden, sind auf den Eckpunkten und im Zentrum einer nahezu quadratischen Fläche mit einer Kantenlänge von ca. 100m angeordnet. Ebenfalls gezeigt sind der Standort des Einzelteleskopes CT1 sowie die geographische Nordrichtung.

4.3 Die Funktionsweise des stereoskopischen HEGRA-Teleskopsystemes

Die weiteren HEGRA-Teleskope CT3 bis CT6 wurden in den Jahren 1995 und 1996 errichtet. Sie bilden die Urkonfiguration des stereoskopischen Teleskopsystemes (Daum et al. 1997). Gegenstand einer ausführlichen Darstellung in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels sind dessen technische Funktionsweise, der Betrieb sowie die Datennahme und -reduktion.

Die einzelnen Teleskope des Teleskopsystemes befanden sich an den Ecken und im Zentrum einer nahezu quadratischen Fläche mit einer Seitenlänge von etwa 100m (Abbildung 4.1). Der gewählte Abstand der einzelnen Teleskope zueinander ergibt sich aus den Eigenschaften des Cherenkov-Lichtes ausgedehnter Luftschauer (vgl. Abschnitte 3.2.2 und 3.5). Abbildung 4.2 zeigt exemplarisch für die in ihrem technischen Aufbau weitgehend identischen Systemteleskope das Teleskop CT2.

4.3.1 Der technische Aufbau der Systemteleskope

Die Spiegelfläche eines Systemteleskopes betrug jeweils 8.5m^2 und war aus 30 sphärisch geschliffenen, aluminisierten und quartzbeschichteten runden Glas-

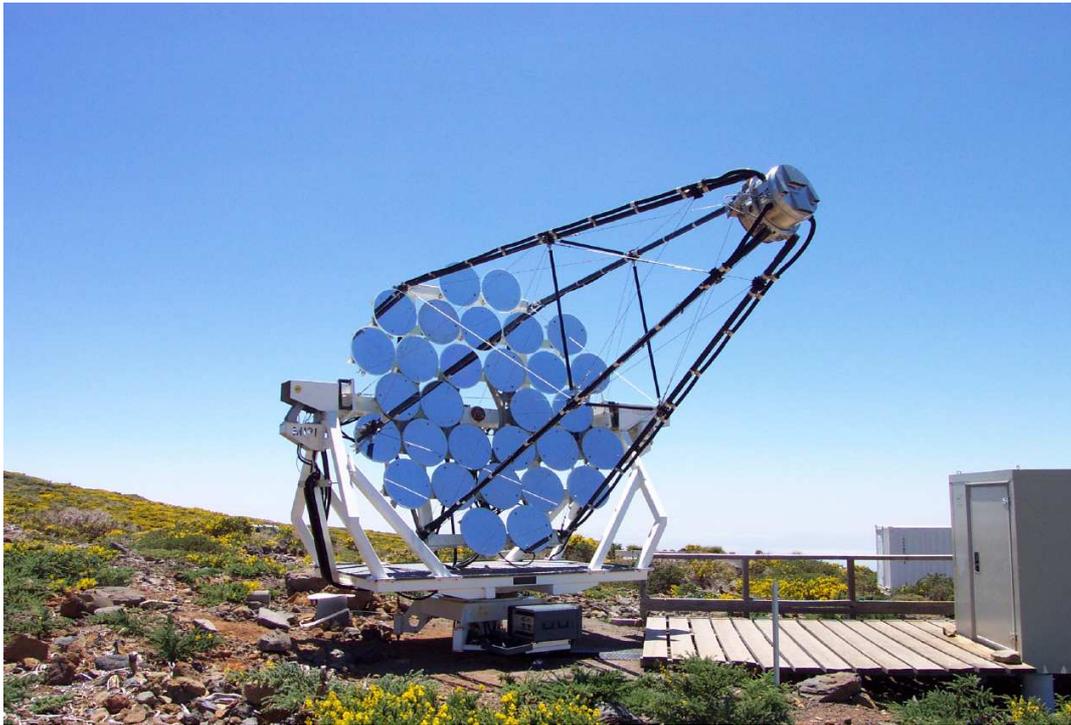


Abbildung 4.2: Das HEGRA-Cherenkov-Teleskop CT2 im Mai 2001. Das Bild zeigt den aus 30 Einzelsegmenten bestehenden Spiegel und die im Primärfokus angebrachte Photomultiplier-Kamera (vgl. Abbildung 4.3). Unterhalb der Teleskopplattform ist der Behälter zur Aufnahme der Motorsteuerung zu erkennen, während sich die lokale Ausleseelektronik des Teleskopes in der Hütte am rechten Bildrand befindet.

segmenten zusammengesetzt. Die Anforderungen an die Abbildungsqualität sind im Falle der γ -Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen aufgrund der räumlichen Ausdehnung und der starken Fluktuationen bei der Schauerentwicklung bei weitem nicht so hoch wie in der optischen Astronomie. Daher wurden die einzelnen Spiegelsegmente nach dem kostengünstigen Davies-Cotton-Design angeordnet (Davies und Cotton 1957). Hierbei bilden die Einzelspiegel zusammen einen sphärischen Konzentrador, der bei den HEGRA-Teleskopen eine Brennweite von 4.92 m bei einem Durchmesser von 3.4 m hatte. Die Wahl des Davies-Cotton-Designs und die Verwendung der gegen äußere Einwirkungen recht robusten Glasspiegel haben ihre Ursache nicht zuletzt in den für das Projekt zur Verfügung stehenden finanziellen Mitteln. Aus Kostengründen war es nicht möglich, die Teleskope zum Schutz vor Witterungseinflüssen in kuppelartigen Domen unterzubringen, wie sie von optischen Observatorien her bekannt sind. Da die Spiegeloberflächen auf La Palma direkt den Umweltbedingungen ausgesetzt waren, ergab sich im Mittel eine jährliche Abnahme der Reflektivität um einen Anteil von etwa 4% des ursprünglichen Wertes (Pühlhofer et al. 2003b). Starke winterliche Belastungen durch Eis und Schnee haben gelegentlich in geringem Umfang zu Glasbruch und mechanischen Verstellungen geführt, die durch Austausch und manuelle Nachjustierung der Spiegelsegmente behoben werden konnten.

Zur Bestimmung der Abbildungsqualität eines Reflektors wird die Lichtverteilung des Bildes einer punktförmigen Quelle (z. B. eines Sternes) in der Fokalebene mit Hilfe der Photomultiplier-Kamera vermessen (Pühlhofer et al. 1997). Aus dieser Untersuchung kann die Abbildungsfunktion (engl.: *point spread function*) bestimmt werden. Für die einzelnen Systemteleskope ergab sich bei achsenparallelem Einfall eine durch eine zweidimensionale Gaußfunktion zu beschreibende Intensitätsverteilung mit einer Breite von etwa $3'$ (entsprechend 0.05°)³, die bis zum Rand des Gesichtsfeldes auf $4'$ zugenommen hat. Dieser Abbildungsfehler ist jedoch deutlich kleiner als der Winkeldurchmesser eines Bildelementes der Kamera von $15'$ (etwa 0.25°).

Die Nachführung der Teleskope entsprechend der durch die Erdrotation verursachten scheinbaren Bewegung der Himmelskugel erfolgte mit Hilfe von Schrittmotoren mit einer relativen Positionierungsgenauigkeit von etwa $1''$ durch eine azimutale Montierung. Hierbei wird die Teleskopausrichtung über eine vertikale Achse bezüglich der Himmelsrichtung (Azimut) sowie über eine horizontale Achse (Elevation bzw. Altitude) eingestellt. Im Gegensatz zu der bei kleineren optischen Teleskopen häufig anzutreffenden, jedoch aufgrund der notwendigen Stabilität erheblich aufwendigeren äquatorialen Montierung müssen in diesem Fall beide Achsen nachgeführt werden. Dies stellt jedoch insbesondere im Falle der TeV- γ -Astrophysik mit ihren nur wenige Nanosekunden dauernden „Belichtungszeiten“ sowie den typischerweise großen Gesichtsfeldern der Cherenkov-Kameras keine besondere konstruktionstechnische Herausforderung dar. Die Teleskopausrichtung wurde bei den HEGRA-Teleskopen anhand von 14-Bit-Winkelgebern (engl.: *shaft encoder*) an den beiden Achsen absolut gemessen. Die hierbei vorhandene Auflösung von 0.022° hat sich für die Anwendung in der TeV- γ -Astrophysik als vollkommen ausreichend erwiesen.⁴ Kleine Abweichungen von der Soll-Position können zu einem späteren Zeitpunkt auf der Basis dieser Meßwerte während der Datenanalyse problemlos korrigiert werden.

Ein Problem der azimutalen Montierung ergibt sich bei Beobachtungen nahe dem Zenit. In diesem Fall erfordert die zeitabhängige Beschreibung der Bahnkurve in Altitude und Azimut besonders hohe Nachführgeschwindigkeiten um die vertikale Achse, die bei Zenitwinkeln unterhalb von 1° zu Ausfällen bei der Datennahme des Teleskopsystemes geführt haben (siehe z. B. Abschnitt 8.2.1). Die azimutale Montierung bewirkt ferner während einer längeren Beobachtung eine deutliche Rotation des Gesichtsfeldes um das Kamerazentrum. Diese Drehung ist dabei jedoch als Vorteil zu bewerten, weil das Abbild der untersuchten Himmelsregion bei Beobachtungen in dem bei HEGRA üblichen *wobble*-Modus (0.5° Ab-

³ In der Astronomie ist es üblich, die Nachkommastellen einer in Grad gemessenen Größe zur Vermeidung von unübersichtlich vielen Dezimalstellen in Bogenminuten und -sekunden anzugeben. Hierbei gelten entsprechend: $1' = (1/60)^\circ$ und $1'' = (1/3600)^\circ$.

⁴ An fast allen HEGRA-Teleskopen waren zusätzlich auch Videokameras für eine visuelle Überprüfung der korrekten Nachführung durch die Operateure angebracht. Zur Verbesserung der Teleskop-Positionierung und für eine nachträgliche Korrektur von Ausrichtungsfehlern können zusätzlich sogenannte *Starguide*-Systeme verwendet werden, bei denen die Position von Referenzsternen im Gesichtsfeld des Teleskopes während der Datennahme mit Hilfe einer CCD-Kamera überwacht werden. Ein derartiges System wurde am HEGRA-Prototypeteleskop CT 1 getestet (Sevilla et al. 2003). Um die deutlich höhere Sensitivität der H.E.S.S.-Teleskope optimal zu nutzen, wurde ein ähnliches Konzept realisiert (Gillesen et al. 2003).

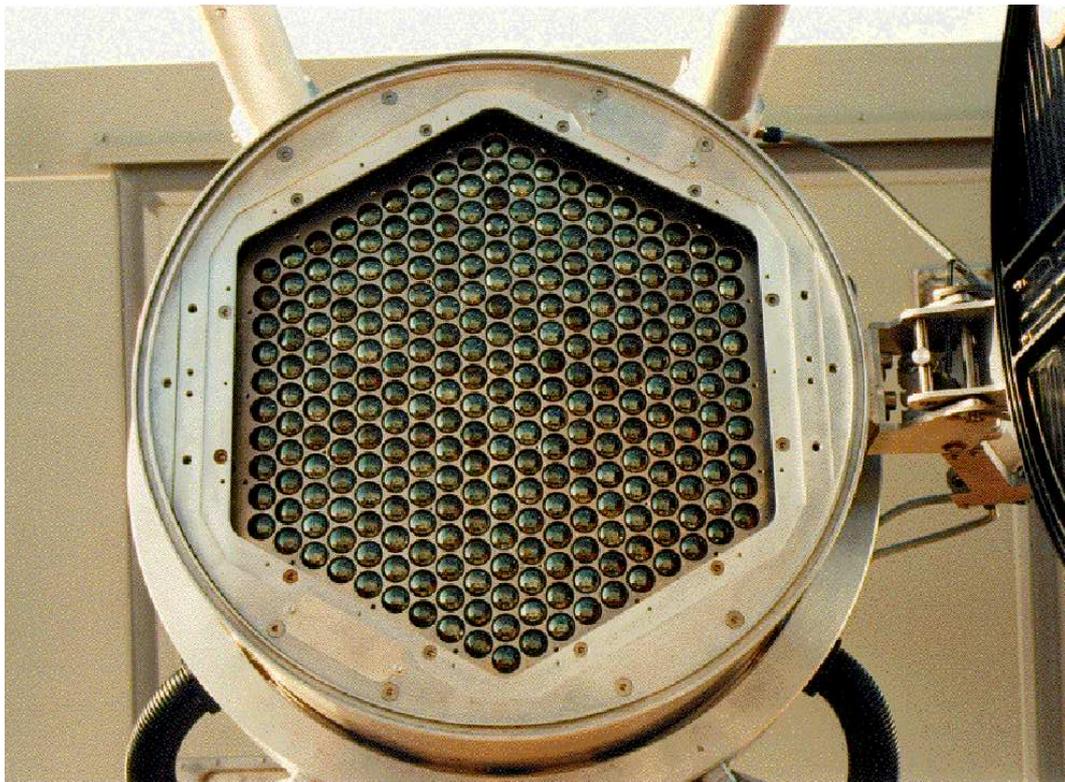


Abbildung 4.3: Blick in die geöffnete Kamera des CT 3 in der Fokalebene des Reflektors. Aufgrund der für diese Aufnahme entfernten dünnen Plexiglasscheibe und der Maske aus verspiegelten Lichttrichtern (Winston cones) ist die hexagonale Matrix aus 271 Photomultipliern deutlich zu erkennen. Der Kameradeckel lässt sich mit Hilfe von Druckluft ferngesteuert öffnen.

stand der Quellposition zum Kamerazentrum, vgl. Abschnitt 4.8.2) einen größeren Bereich des Gesichtsfeldes überstreicht. Auf diese Weise werden eventuell vorhandene systematische Akzeptanzunterschiede zwischen einzelnen Bereichen der Kamera im Laufe der Zeit „verschmiert“ und damit in ihren Auswirkungen abgeschwächt.

4.3.2 Die Kameras der HEGRA-Systemteleskope

Die Cherenkov-Kameras der einzelnen Systemteleskope bestanden jeweils aus einer hexagonalen Matrix von 271 Photomultipliern (siehe Abbildung 4.3). Zusammen mit der für die Spannungsversorgung zuständigen Basis und einem Vorverstärker haben die Photomultiplier die sogenannten Pixel (engl.: *picture element*) gebildet, die bei technischen Problemen als komplette Einheit ausgetauscht werden konnten. Zum Schutz vor äußeren Einflüssen wurden die Kameras mit einem durch Druckluft ferngesteuert zu öffnenden Deckel lichtdicht verschlossen. Bei einem Ausfall der durch einen Kompressor für alle HEGRA-Cherenkov-Teleskope zur Verfügung gestellten Druckluft haben sich die Kameras aus Sicherheitsgründen selbständig geschlossen.

Vor den kreisförmigen Eintrittsfenstern der Photomultiplier befand sich eine paßgenaue Matrix von Lichttrichtern (sogenannten *Winston cones*) mit hexagonalen Eintrittsöffnungen. Die verspiegelten, parabolisch-konischen Innenflächen dieser Lichttrichter haben die sensitive Lichtsammel­fläche der Kameras deutlich vergrößert, wobei sich das meßbare Signal aus Cherenkov-Photonen von Luftschauern um etwa 90 % erhöht hat (Hermann 1996). Zum Schutz der *Winston cones* und der Photokathoden vor einer Verschmutzung durch Staubpartikel wurde vor die Lichttrichter eine dünne Plexiglasscheibe montiert, die mehrmals im Jahr gereinigt worden ist, um Transmissionsverluste zu minimieren.

Die einzelnen Pixel hatten bei der Fokallänge der Teleskope von 4.92 m einen Winkeldurchmesser von 0.2446° . Für die gesamte Kamera ergibt sich damit ein effektives geometrisches Gesichtsfeld mit einem Durchmesser von etwa 4.3° . Im Vergleich zu anderen Cherenkov-Teleskopen – beispielsweise dem Whipple- oder den H.E.S.S.-Teleskopen – hatten die HEGRA-Teleskope eine relativ grobe Granularität. Das im Gegensatz dazu relativ große Gesichtsfeld war allerdings insbesondere für die Untersuchung ausgedehnter Quellen und für die Suche nach bisher unbekanntem Quellen in der beobachteten Himmelsregion gut geeignet. Ein Beispiel ist der im Abschnitt 2.5.5 beschriebene HEGRA-Nachweis der unidentifizierten Quelle TeV J2032+4130.

4.3.3 Das elektronische Auslese- und Triggerprinzip

Die Signale der Photomultiplier wurden von den Ausgängen der Vorverstärker zur lokalen Ausleseelektronik geleitet, die sich jeweils in einer Hütte direkt neben den einzelnen Teleskopen befand. Nach einer Aufweitung der kurzen Pulse wurde das Signal mit einer Frequenz von 120 MHz in einem 8-Bit-*Flash*-Analog-Digital-Konverter (engl. kurz: *Flash*-ADC bzw. FADC) digitalisiert. Mit Hilfe eines kontinuierlich beschriebenen Ringspeichers wurde für jedes vom Teleskop registrierte Ereignis pro Pixel ein Datensatz von 16 aufeinanderfolgenden FADC-Werten für die Auslese bereitgehalten. Da die digitalisierten Pulse lediglich eine typische Länge von etwa 30 ns hatten, wurde das Zusammenspiel von Triggersignal und FADC-Puls so eingestellt, daß zeitlich sowohl vor als auch nach dem eigentlichen Signal einige FADC-Werte nur das Grundniveau (engl.: *pedestal*) enthielten. Auf diese Weise war es möglich, den *Pedestal*-Wert der einzelnen Pixel dynamisch während der Datennahme zu bestimmen und auf gesonderte *Pedestal*-Messungen zu verzichten (vgl. Abschnitt 4.3.4). Das Grundniveau wurde auf einen Wert von ungefähr 20 FADC-Inkrementen eingestellt, wobei das Rauschen durch Photonen vom Nachthimmel und elektronische Effekte eine Schwankung im Bereich von nur einem Inkrement verursacht haben. Durch die deutliche Differenz zum Wert 0 war die Möglichkeit gegeben, defekte FADC-Kanäle leicht zu entdecken.

Das Triggerkonzept des HEGRA-Teleskopsystemes wird ausführlich von Bulian et al. (1998) diskutiert und wurde im Zeitraum von März 1997 bis September 2002 in unveränderter Form eingesetzt. Daher soll hier lediglich eine prinzipielle Übersicht gegeben werden, um die Einflüsse der einzelnen Komponenten des Detektors auf wichtige Parameter (wie z. B. auf die Energieschwelle des Teleskopsystemes) und damit auf die physikalischen Ergebnisse der Beobachtung

Triggerstufe	Funktion	Parameter
(1) Pixeltrigger	Diskriminierung der analogen Pixelsignale	$\geq 8 \text{ mV} / \text{Pixel}$
(2) Teleskoptrigger	Ausnutzung der Topologie des Kamerabildes	$\geq 2_{\text{NNT}}/271 \text{ Pixel} / \text{Bild}$
(3) Systemtrigger	Voraussetzung für stereoskop. Beobachtungen	$\geq 2 \text{ Teleskope} / \text{Ereignis}$

Tabelle 4.1: Triggerkonzept des HEGRA-Teleskopsystemes. Die Definition eines aufzuzeichnenden Ereignisses erfolgt in drei Stufen auf Pixel-, (lokaler) Teleskop- sowie Teleskopsystem-Ebene. Die Abkürzung NNT steht für die topologische Auswahlbedingung des sogenannten Next Neighbour Triggers (siehe Text).

gen zu verdeutlichen. Das dreistufige Triggerschema besteht aus einem Pixeltrigger, einer bei jedem Teleskop lokal arbeitenden Triggerelektronik und einer zentralen Triggerstufe für das gesamte Teleskopsystem (siehe auch Tabelle 4.1).

Der Pixeltrigger diskriminiert hierbei für jeden einzelnen Kanal das analoge Pixelsignal bei einem computergesteuert einstellbaren Wert. Die für nahezu alle Messungen gewählte Diskriminatorschwelle von 8 mV entspricht hierbei etwa sechs in der Photokathode ausgelösten Photoelektronen (Pühlhofer et al. 2003b).

Als zweite Triggerstufe dient eine lokale Ausleseelektronik der einzelnen Teleskope dazu, bei einer möglichst niedrigen Energieschwelle für γ -Schauer eine zu große Untergrundrate zu vermeiden. Eine beispielsweise durch das Nachthimmelsleuchten verursachte hohe Triggerrate führt zu Totzeitverlusten, die die Empfindlichkeit des Detektors herabsetzen. Dabei werden in einzelnen, typischerweise weit entfernten Pixeln Signale ausgelöst. Eine einfache Triggerbedingung, die zwei getriggerte Pixel in der Kamera während eines Koinzidenz-Zeitfensters verlangt, würde z. B. zu sehr vielen zufälligen Untergrundereignissen führen.

Daher wurde für den sogenannten topologischen Teleskoptrigger die Eigenschaft des Cherenkov-Lichtes von γ -Schauern ausgenutzt, kompakte Bilder in der Kamera zu erzeugen. Auf der Basis des gegebenen Kameraaufbaus mit 271 Pixeln hat es sich dabei als ausreichend erwiesen, als Bedingung für die zweite Triggerstufe zu verlangen, daß zwei *benachbarte* Pixel entsprechende Signale innerhalb eines Koinzidenzfensters von 12 ns aufweisen. Diese zweite Stufe des Triggerkonzeptes wird auch mit dem englischen Begriff *Next Neighbour Trigger* (NNT) bezeichnet. Ein in allen sechs HEGRA-Teleskopen verwendetes Elektronikmodul sorgt hierbei für eine besonders schnelle Reaktionszeit der Ausleseelektronik. Auf der Grundlage dieses NNT-Moduls konnte die Diskriminatorschwelle für die einzelnen Pixel im Mai 1997 von zuvor 10 mV auf den Wert von 8 mV reduziert werden, was zu einer Absenkung der Energieschwelle des gesamten Teleskopsystemes auf 500 GeV für vertikal einfallende γ -Schauer geführt hat. Die typische lokale Triggerrate aufgrund des isotrop einfallenden Untergrundes aus der geladenen kosmischen Strahlung lag bei den einzelnen Teleskopen während der Beobachtung einer dunklen Himmelsregion im Bereich von 100 bis 1000 Hz.

Um eine dynamische Kontrolle der Datennahme auf der Ebene einzelner

Teleskope zu erreichen, wurde während der lokalen Datennahme zyklisch alle 16 Sekunden eine umfangreiche Menge von Informationen aufgezeichnet. Hierzu gehören neben den mittleren Triggerraten der einzelnen Pixel auch die Anodenströme der Photomultiplier. Pixel mit besonders hohen Strömen werden in der Regel von hellen Sternen im Gesichtsfeld beleuchtet und weisen durch die erheblich größeren registrierten Photonenraten eine deutlich erhöhte Triggerrate auf. Um zu vermeiden, daß solche Kanäle die Rate der Zufallskoinzidenzen drastisch erhöhen, wurden Pixel mit Strömen oberhalb einer Schwelle von $3\ \mu\text{A}$ dynamisch aus dem lokalen Teleskoptrigger ausgeschlossen und ferner auch bei der späteren Datenanalyse ignoriert. Ein einzelnes Pixel mit hoher Rate hat allerdings aufgrund der topologischen Triggerbedingung in der Regel noch keinen deutlich sichtbaren Effekt in der lokalen Teleskoptriggerrate zur Folge. Aufgrund der Drehung des Gesichtsfeldes während einer Beobachtung wandern die Abbilder von Sternen jedoch im Verlauf der Meßzeit konzentrisch um das Kamerazentrum herum und beleuchten somit beim Übergang zwischen zwei Pixeln zeitweilig beide Photokathoden gleichzeitig. Durch den dynamischen Ausschluß der stark beleuchteten Pixel wurde daher insbesondere in diesem Fall ein drastischer Anstieg der Triggerrate des Teleskopes vermieden.

Die lokalen Teleskoptriggersignale wurden in einer zentralen Ausleseelektronik weiterverarbeitet. Nach einer Korrektur der Ankunftszeiten in Abhängigkeit von der Ausrichtung der Teleskope wurde ein globales Triggersignal (der sogenannte System- bzw. Multi-Teleskop-Trigger) ausgelöst, falls mindestens zwei Teleskope innerhalb eines Zeitraumes von 70 ns getriggert hatten. In diesem Fall wurden alle fünf Teleskope ausgelesen, um bei Bedarf auch die nicht getriggerten Kamerabilder mit ihren in der Regel sehr kleinen Pixelamplituden analysieren zu können. Die Triggerrate des kompletten Teleskopsystemes betrug typischerweise 15 Hz bei zenitnahen Beobachtungen. Dieser Wert wurde jedoch durch die Alterung von Spiegeln und Photokathoden sowie durch witterungsbedingte Einflüsse deutlich beeinflusst. Die zeitliche Abnahme der Effizienzen der einzelnen technischen Komponenten konnte bis zu einem gewissen Grad durch regelmäßige Erhöhungen der Hochspannungen der einzelnen Photomultiplier ausgeglichen werden (vgl. Abschnitt 4.4.4).

Nach der Auslese aller Teleskope wurden die Meßdaten zusammen mit einer Zeitmarke durch einen Datennahmecomputer zu einem Ereignis-Datensatz zusammengefaßt und zunächst auf einem Festplattensystem gespeichert. Die nicht zuletzt für die Richtungsrekonstruktion äußerst wichtige Zeitmarke wurde auf der Basis einer GPS-Uhr (engl.: *Global Positioning System*) mit einem 10 MHz-Taktgeber bestimmt. Ein zusätzliches unabhängiges Zeitnormal hat eine Rubidium-Atomuhr mit einer Zeitauflösung von 200 ns geliefert, so daß mögliche Ausfälle bei einer der Uhren während der Datenanalyse bemerkt werden können. Das vollständige Teleskopsystem hat bei zenitnahen Beobachtungen mit hoher System-Triggerrate eine Datenmenge von nahezu 1 GB pro Stunde produziert, die nach Abschluß der nächtlichen Messungen auf Magnetbändern gesichert wurde.

Datentyp	Funktion	Durchführung	Dauer
<i>Pedestal-Run</i>	technische Überprüfung	täglich	ca. 2 min
<i>Laser-Run</i>	elektronische Kalibration	täglich	ca. 2 min
<i>Point-Run</i>	Ausrichtungskalibration	monatlich	ca. 15 min
<i>Myon-Run</i>	abs. Energiekalibration	monatlich	ca. 30 min
<i>ON, OFF, wobble</i>	astrophys. Datennahme	täglich	typ. 20 min

Tabelle 4.2: Übersicht der beim HEGRA-Teleskopsystem verwendeten Arten von Datennahmezyklen (engl.: runs). Die täglich durchgeführten Kalibrationsmessungen wurden bei Bedarf im Laufe einer Nacht auch mehrfach in den astrophysikalischen Meßbetrieb eingeschoben. Die Zeitfenster für die monatlichen Kalibrationsmessungen wurden dagegen anhand der Prioritäten des Beobachtungsprogrammes bestimmt.

4.3.4 Meßbetrieb und Datennahme

Der Meßbetrieb mit dem HEGRA-Teleskopsystem wurde im Rahmen von jeweils dreiwöchigen Meßkampagnen (zwischen zwei Vollmondzeitpunkten) in mondlosen Nächten bei guten Wetterbedingungen durchgeführt. Hierbei wurde abgesehen von Ausfällen durch schlechte Witterung oder technische Probleme der komplette Dunkelheitszeitraum zwischen dem Beginn und dem Ende der astronomischen Nacht für Beobachtungen ausgenutzt. Die astronomische Nacht wird hierbei definiert als derjenige Zeitraum, in dem die Sonne mindestens 18° unter dem Horizont steht und der Mond ebenfalls nicht zu sehen ist.⁵

Das Erzielen verlässlicher Meßergebnisse beruht bei Cherenkov-Teleskopen unter anderem auf einem gleichmäßigen Betriebszustand der elektronischen Detektorkomponenten. Hierbei ist es insbesondere erforderlich, die temperaturempfindlichen Arbeitspunkte der Photomultiplier während der Nacht stabil zu halten. Die Kamera eines Systemteleskopes hatte bei geschlossenem Deckel eine Leistungsaufnahme von etwa 30 W, die bei typischen Photomultiplierströmen von 0.5 bis $1\mu\text{A}$ während des Meßbetriebes auf mehr als 100 W ansteigen konnte. Durch die kontinuierliche Belüftung der Kameras und eine lange Warmlaufphase unter Hochspannung (etwa eine Stunde vor dem Beginn der Messungen) wurde dabei das Erreichen des notwendigen Temperaturgleichgewichtes gewährleistet.

Eine Übersicht zu allen bei HEGRA üblichen und im folgenden prinzipiell erläuterten Arten von Datennahmezyklen (engl.: runs⁶) findet sich in Tabelle 4.2. Während der Warmlaufphase wurde ein *Pedestal-Run* durchgeführt, bei dem die einzelnen Kameras bei geschlossenem Kameradeckel jeweils 500mal zu willkürlichen Zeitpunkten künstlich getriggert und ausgelesen wurden. Auf diese Weise wurden die Werte der Grundniveaus aller FADC-Kanäle aufgezeichnet und den Operateuren vor Ort sichtbar gemacht. Da die *Pedestal*-Werte der einzelnen

⁵ Da der Mond als reiner Reflektor des Sonnenlichtes eine deutlich schwächere Leuchtkraft als die Sonne besitzt, genügt hier das Kriterium einer negativen Elevation.

⁶ Das englische Wort *run* bezeichnet in diesem Zusammenhang einen kurzen Datennahmezyklus, der mit einer fortlaufenden Nummer markiert wird. Die Messung kann hierbei Kalibrationszwecken oder astrophysikalischen Beobachtungen dienen.

Kanäle dynamisch bei der Datennahme bestimmt wurden (vgl. Abschnitt 4.3.3), dienten diese individuellen *Pedestal-Runs* praktisch nur zu einer ersten Funktionsprüfung des Detektors mit der Möglichkeit zu spontanen Reparaturmaßnahmen vor Beginn der eigentlichen Beobachtungszeit.

Zu Beginn der Dunkelheitsphase wurde in jeder Nacht ein sogenannter *Laser-Run* durchgeführt, dessen Ergebnisse für die im Abschnitt 4.4.2 beschriebene Kalibration der Elektronikmodule in den einzelnen Kameras benötigt wurden. Bei Bedarf wurden zur Bereitstellung einer größeren Anzahl von Laserereignissen (z. B. für spezielle Kalibrationsprozeduren) auch mehrere *Laser-Runs* pro Nacht in den Meßbetrieb eingeschoben.

Die astrophysikalischen Messungen in den einzelnen Nächten wurden durch einen im Vorfeld erstellten Beobachtungsplan geregelt, der unter anderem die durch die Erdrotation verursachte tägliche Verschiebung der Kulminationszeit der Objekte um etwa 4 min berücksichtigt hat. Je nach Art des beobachteten Objektes war hierbei die Verwendung eines bestimmten Observationsmodus vorgeschrieben (siehe auch Abschnitt 4.8). Ferner sind bei der Erstellung eines Beobachtungsplanes gegebenenfalls abgestimmte Zeitfenster für gemeinsame Beobachtungen mit anderen Observatorien einzuhalten. Hierbei sind insbesondere gleichzeitige Messungen mit satellitengestützten Instrumenten zu nennen. Eine solche *Multi-Wavelength*-Kampagne wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit in Bezug auf das Objekt 1ES 1959+650 durchgeführt und wird im Kapitel 6.4 beschrieben.

Weitere umfangreiche technische Daten wurden zur Kalibration der absoluten Energieskala (*Myon-Runs*) sowie zur Ausrichtungskalibration der einzelnen Teleskope (*Point-Runs*) auf einer monatlichen Basis aufgezeichnet. Da diese Bereiche des gesamten Detektorsystemes nur verhältnismäßig kleinen und langfristig stetigen Veränderungen unterworfen sind, konnten die erforderlichen Kalibrationsmessungen in der Regel ohne Schwierigkeiten in den nach astrophysikalischen Gesichtspunkten erstellten Beobachtungsplan integriert werden.

Um eine gute Dokumentation der aufgezeichneten Meßdaten zu gewährleisten, waren die Operateure auf La Palma angehalten, wichtige Details des Meßbetriebes in einem Logbuch zu notieren. Parallel wurden diese Informationen außerdem am Ende jeder Nacht per E-Mail an eine Expertengruppe für den technischen Betrieb weitergeleitet. Wesentliche Informationen über die einzelnen *Runs* wurden seit Mai 1998 zusätzlich automatisch in einer elektronischen Datenbank gespeichert, die dadurch als Basis für die Selektion geeigneter Meßdaten verwendet werden kann. Das hierzu im Rahmen der vorliegenden Arbeit etablierte Verfahren wird im Abschnitt 4.6.2 erläutert.

Die gesamte, in dieser Arbeit verwendete Datenbasis erstreckt sich über den Zeitraum vom Beginn des stabilen Meßbetriebes mit den vier Teleskopen CT 3 bis CT 6 im Jahr 1997 bis zum Ende des HEGRA-Meßbetriebes am 17. September 2002 und beträgt mehr als 5000 h reiner Beobachtungszeit auf astrophysikalische Objekte (siehe Tabelle 4.3). Im Verhältnis zur insgesamt verstrichenen Zeitspanne entspricht dies einem Anteil von etwa 10 %⁷, der auch als der

⁷ Relativ zur Gesamtdauer der mondlosen Anteile aller Nächte in diesem Zeitraum ergibt sich eine Ausnutzung von etwa 53 %. Die Abstriche beruhen vorwiegend auf schlechten Witterungsbedingungen, technischen Problemen sowie in geringem Maße auf Kalibrationsmessungen.

Jahr	Meßzeit nominell (h)	Meßzeit akzeptiert (h)	Bemerkungen
1997	724	696	4-Teleskop-System: CT 3 bis CT 6
1998	972	880	August: CT 2 in System integriert
1999	910	841	ab Juni: CT 2-Meßdaten verwendet
2000	848	772	
2001	964	881	
2002	624	587	17. Sept.: Ende der Beobachtungen
Summe	5042	4657	

Tabelle 4.3: *Meßdauer des HEGRA-Teleskopsystemes für astrophysikalische Beobachtungen von 1997 bis 2002. Die jeweils „akzeptierte“ Meßzeit gibt die nach Anwendung der im Abschnitt 4.6.2 erläuterten Qualitätsschnitte verbleibende Datenmenge an. Der typische Anteil von Daten ungenügender Qualität aufgrund von ungünstigen Witterungsbedingungen und technischen Problemen beträgt etwa 9%.*

*duty cycle*⁸ des Teleskopsystemes bezeichnet wird. Der Hauptgrund für diesen relativ geringen Anteil ist die Beschränkung der Messungen auf mondlose Nächte mit guten Witterungsbedingungen wegen der Anwendung der atmosphärischen Cherenkov-Technik.

Eine Übersicht über die Verteilung der gesamten Beobachtungszeit auf den Himmel gibt Abbildung 4.4. Aufgrund der für ein detailliertes Studium einer TeV- γ -Quelle erforderlichen Meßzeit sowie des begrenzten *duty cycles* und der Größe des Gesichtsfeldes der HEGRA-Teleskope mit einem Durchmesser von etwa 4° wird deutlich, daß eine komplette Durchmusterung des über La Palma sichtbaren Himmels im Rahmen der verfügbaren Beobachtungszeit nicht möglich ist. Wegen ihrer großen physikalischen Bedeutung wurden jedoch im Rahmen von zwei speziellen Beobachtungskampagnen Durchmusterungen des unter akzeptablen Zenitwinkeln sichtbaren Bereiches der galaktischen Ebene durchgeführt (Aharonian et al. 2001c, 2002a).

4.3.5 Die Datenprozessierung und -reduktion

Die zur Kalibration bzw. für technische Studien aufgezeichneten Meßdaten des Teleskopsystemes konnten aufgrund ihres geringen Umfanges bereits im Laufe einer Meßkampagne über die schnelle Internetanbindung von La Palma zu einem der am HEGRA-Projekt beteiligten Institute transferiert werden. Zusätzlich wurden auch die Dateien des elektronischen Logbuches sowie die aus der vor Ort durchgeführten ersten Reduktion der astrophysikalischen Meßdaten resultierenden sogenannten LPDST-Dateien (siehe unten) kopiert, um kurzfristig eine vorläufige Datenanalyse zu ermöglichen.

⁸ Mit dem englischen Fachausdruck *duty cycle* wird der Anteil von aktiven Phasen an der insgesamt verfügbaren Zeit bezeichnet. Dies kann bei einem Meßinstrument das Verhältnis der für Beobachtungen genutzten zur gesamten verstrichenen Zeitspanne sein. Der Begriff wird auch zur Beschreibung der Variabilität von Quellen verwendet (siehe Unterkapitel 4.10).

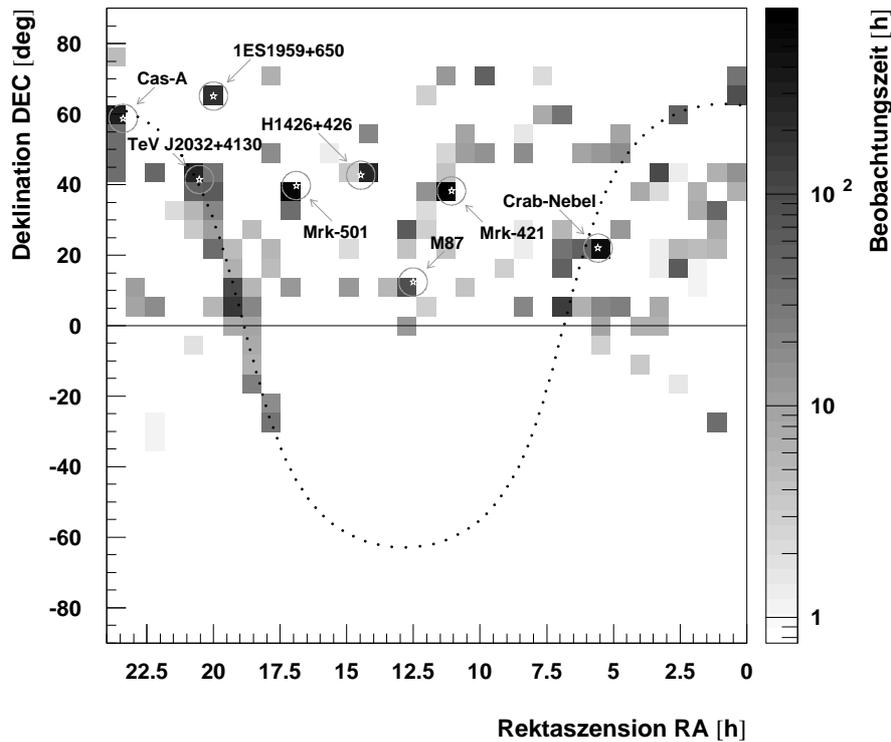


Abbildung 4.4: Verteilung der gesamten Beobachtungszeit des HEGRA-Teleskop-systemes von 1997 bis 2002 auf Objekte am Himmel. Die mit den HEGRA-Teleskopen nachgewiesenen Objekte – inklusive der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals mit großer Signifikanz beobachteten Radiogalaxie M 87 – sind durch die Sternsymbole markiert. Der Abstand der Gitterpunkte entspricht in der Nähe des Himmelsäquators etwa dem HEGRA-Gesichtsfeld. Die Ausdehnung einer Durchmusterung der galaktischen Ebene (dargestellt durch die punktierte Kurve) ist im Rektaszensionsbereich zwischen $17^{\text{h}}30^{\text{m}}$ und $21^{\text{h}}00^{\text{m}}$ zu erkennen.

Die Rohdaten der astrophysikalischen Beobachtungen wurden dagegen auf Magnetband kopiert und nach Heidelberg transportiert, um am dortigen Max-Planck-Institut für Kernphysik prozessiert und reduziert zu werden. Bei dieser Datenkonvertierung werden an verschiedenen Stellen Informationen aus der im Unterkapitel 4.4 beschriebenen Datenkalibration verwendet.

Aus historischen Gründen erfolgt die Datenprozessierung in zwei Schritten, die in Abbildung 4.5 schematisch dargestellt sind. In einer ersten Behandlung der Daten werden zunächst anhand der Informationen aus der Datenkalibration fehlerhafte Informationen „repariert“. Zu dieser Reparaturprozedur gehört beispielsweise die Korrektur von Fehlern beim Datentransfer zwischen verschiedenen elektronischen Einheiten.⁹

⁹ Ein Beispiel für einen reparablen Datenfehler stellt ein Problem bei der Auslese der Rubidium-Atomuhr dar, das von August 1998 bis September 2000 aufgetreten ist. Hierbei wurde für einen großen Teil aller Ereignisse eine um 20 Sekunden verschobene Uhrzeit ermittelt. Durch eine entsprechende Reparaturvorschrift konnte dieser Fehler nachträglich korrigiert werden.

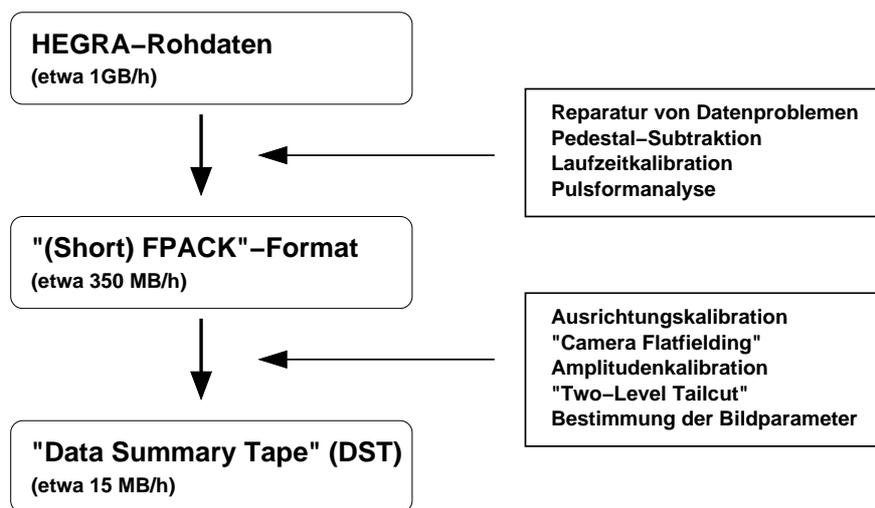


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Datenprozessierung und -reduktion beim HEGRA-Teleskopsystem. Die bei den einzelnen Arbeitsschritten angewendeten Kalibrations- und Analysemethoden werden im Text ausführlich erläutert. Der Umfang der Datenmenge verringert sich von den auf La Palma aufgezeichneten Rohdaten bis zum endgültigen DST-Format um etwa 85 %.

Der erste Schritt der Datenprozessierung beinhaltet außerdem eine FADC-Pulsformanalyse der einzelnen Pixelinformationen, die von Heß (1998) sowie Heß et al. (1999) detailliert beschrieben wurde. Hierbei wird für jedes Kamera-pixel zunächst das Grundniveau (engl.: *pedestal*) bestimmt, dessen Wert von allen FADC-Einträgen subtrahiert wird. Die tatsächlichen Signale der Photomultiplier sind in den jeweiligen FADC-Kanälen typischerweise in zwei bis drei aufeinanderfolgenden Intervallen enthalten und können unter Verwendung eines einfachen Suchalgorithmus ermittelt werden. Durch den Einsatz einer geeigneten Entfaltungsfunktion kann schließlich die Pulsform rekonstruiert werden. Aufgrund von Differenzen in der individuellen Hochspannung der Photomultiplier sowie durch Unterschiede in der elektronischen Ausleseketten variiert die Signallaufzeit leicht von Pixel zu Pixel. Daher müssen die Ankunftszeiten der rekonstruierten Pulse auf der Basis der bei der Laufzeitkalibration (vgl. Abschnitt 4.4.2) ermittelten Werte korrigiert werden. Im Anschluß wird aus allen Pixeln mit integralen Pulsamplituden oberhalb eines bestimmten Schwellwertes eine mittlere Ereigniszeit bestimmt. Nach Abschluß der Pulsformanalyse werden die zeit- und amplitudenkorrigierten FADC-Pulse zusammen mit allen weiteren, für die Datenanalyse wesentlichen Informationen in einem speziellen Datenformat abgespeichert. Hierbei kommt das von der H1-Kollaboration beim Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg freundlicherweise zur Verfügung gestellte FPACK-Format zur Anwendung, das eine vom Betriebssystem unabhängige Bearbeitung der Daten erlaubt (Blobel 1992). Die Datenmenge wird durch diese erste Stufe der Prozessierung um etwa zwei Drittel reduziert.

In einem zweiten Schritt werden für jedes Ereignis die integralen Amplituden der einzelnen Pixel bestimmt. Hierzu werden jeweils die beiden FADC-

Werte verwendet, die der Ereigniszeit (zeitlich) am nächsten benachbart sind. Zur Kalibration der Pixelamplituden werden die einzelnen Werte zunächst mit einem Normierungsfaktor multipliziert, der sich aus dem Ergebnis des zeitlich nächsten *Laser-Runs* ergibt. Diese Prozedur wird in der Regel mit dem englischen Ausdruck als *camera flatfielding* bezeichnet. Zur Transformation der aus den FADC-Werten bestimmten Pixelamplituden in tatsächlich von dem jeweiligen Photomultiplier registrierte Photoelektronen wird jeder Amplitudenwert mit einem Photoelektronen-Konversionsfaktor multipliziert, dessen Bestimmung im Abschnitt 4.4.2 erläutert wird. Die Pixelamplitude wird daher im folgenden in der Maßeinheit von registrierten Photoelektronen (kurz: ph.e.) angegeben. Amplituden von Pixeln mit einem zu hohen Strom werden aufgrund der durch die großen Signalfuktuationen zu erwartenden Störungen auf den Wert 0 gesetzt. Ebenso wird mit Pixeln verfahren, deren Signale sich im Rahmen der Datenkalibrationssschritte als defekt erwiesen haben.

Für die endgültige Analyse von astrophysikalischen Meßdaten wird üblicherweise lediglich ein Satz von Bildparametern verwendet, der unter anderem die im Abschnitt 3.4.2 beschriebenen *Hillasparameter* beinhaltet. Daher kann bei der Bereitstellung eines kompakten, finalen Datenformates auf die Informationen der einzelnen Pixel verzichtet werden. Zum Zweck einer späteren Kontrolle der entscheidenden Bildinformationen stehen jedoch die Amplituden der beiden hellsten Pixel für die Datenanalyse zur Verfügung, die gegebenenfalls auch das Triggern des jeweiligen Teleskopes ausgelöst haben sollten. Die Berechnung der Bildparameter erfolgt nach einer Bereinigung des jeweiligen Kamerabildes von Untergrundfluktuationen. Hierbei hat es sich als geeignet erwiesen, sehr kleine Pixelamplituden, die vermutlich keine Information des eigentlichen Luftschauers enthalten, mit einem zweistufigen Schnittverfahren (engl.: *two-level tailcut*) auf den Wert 0 zu setzen: Es werden danach nur Pixel mit einer kalibrierten Amplitude von mindestens 6 ph.e. sowie Pixel mit mindestens 3 ph.e. und einem Nachbarpixel mit mindestens 6 ph.e. für die Bildanalyse zugelassen.

Ein Ereignis-Datensatz besteht damit letztlich aus der Ereigniszeit, einem Satz von Bildparametern für jedes Teleskop sowie den kalibrierten Ausrichtungen der einzelnen Teleskope¹⁰. Wie bereits erwähnt, werden hierbei auch die Daten von denjenigen Teleskopen abgespeichert, die bei dem aktuellen Ereignis nicht getriggert haben, um die Möglichkeit von Untersuchungen nahe der Energieschwelle offenzuhalten.¹¹ Ferner sind die Ergebnisse einer einfachen Richtungs- und Kernortrekonstruktion für jedes Ereignis enthalten, die jedoch in der Regel aufgrund der individuell angewendeten Rekonstruktionsalgorithmen (vgl. Ab-

¹⁰ Die sogenannten *Point-Runs* zur Kalibration der Teleskopausrichtungen wurden nur im Abstand mehrerer Monate aufgenommen. Aus diesem Grund stand bei verschiedenen Datensätzen während der Prozessierung noch nicht die endgültige Ausrichtungskalibrationstabelle zur Verfügung. Bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Analysen wurde deshalb stets eine erneute Ausrichtungskorrektur vor der endgültigen Richtungs- und Kernortrekonstruktion durchgeführt (vgl. Abschnitt 4.6.1).

¹¹ Die in dieser Arbeit verwendete Analysemethode verwirft diese ungetriggerten Kamerabilder, um starke Fluktuationen bei der Suche nach schwachen TeV- γ -Quellen zu vermeiden. Diese Bedingung führt jedoch zu einer leichten Erhöhung der effektiven Energieschwelle des Teleskopsystemes.

schnitte 3.5.1, 3.5.2 und 4.6.1) nicht verwendet werden. Diese finalen Datensätze für die Analyse der Meßdaten des Teleskopsystemes werden in Form von sogenannten DST-Dateien (von engl.: *data summary tape*) abgespeichert, wobei der Platzbedarf bei nur etwa 15 MB pro Stunde liegt.

Abschließend sei noch angemerkt, daß auf der Basis der jeweils aktuellen Kalibrationstabellen bereits während der Datennahme auf La Palma eine Datenprozessierung und -reduktion durchgeführt wurde. Die resultierenden „La-Palma-DST“-Dateien (kurz: LPDST) haben so bis auf die Behandlung von sehr neuen instrumentellen Veränderungen und Problemen bereits eine tagesaktuelle Analyse der neuesten Meßdaten mit den üblichen Methoden erlaubt, so daß kurzfristige Reaktionen auf interessante Veränderungen bei den beobachteten Objekten möglich wurden. Auf diese Weise wurden beispielsweise die *Multi-Wavelength*-Kampagnen auf die stark variablen Objekte Mrk-421 und 1ES 1959+650 durch die HEGRA-Kollaboration initiiert bzw. mitinitiiert, die in den Abschnitten 2.8.2 und 6.4.2 beschrieben sind.

4.4 Datenkalibration des Teleskopsystemes

Im Laufe der Betriebszeit des HEGRA-Teleskopsystemes wurde ein aus verschiedenen Stufen bestehendes System aus Kontroll- und Kalibrationsschritten entwickelt, dessen Prinzip in diesem Unterkapitel erläutert wird. Die wesentlichen Aufgaben der Organisation und Durchführung der Datenkalibration wurden im Januar 1999 von der Heidelberger an die Hamburger HEGRA-Gruppe übergeben und haben einen Tätigkeitsschwerpunkt des Autors gebildet.

4.4.1 Routineüberprüfungen der Datennahme

Um den Operateuren die Möglichkeit zu geben, noch vor dem Beginn einer weiteren Meßnacht eventuell notwendige Reparaturen durchzuführen, wurden sowohl die Rohdaten als auch die Kalibrationsmessungen täglich auf Probleme überprüft (kurz: *Hardware-Check*). Als weitere hilfreiche Grundlage hat sich hierbei auch die Beschreibung aller in einer Beobachtungsnacht aufgetretenen Komplikationen in Form eines von den Operateuren täglich verschickten E-Mail-Berichtes erwiesen. Die tägliche Routineüberprüfung der Meßdaten wurde turnusmäßig monatsweise von den einzelnen beteiligten Arbeitsgruppen durchgeführt.

Zur Vorbereitung des *Hardware-Checks* wurde für jeden Daten-*Run* am Ende der Nacht automatisch ein sogenanntes *Check-File* erzeugt, das eine große Zahl von Histogrammen zu allen relevanten Komponenten des Teleskopsystemes enthält. Neben der Positionierungsgenauigkeit der einzelnen Teleskope können mit Hilfe dieser *Check-Files* unter anderem die mittleren Ströme der einzelnen Pixel, die Pixel-, NNT- und Systemtriggerraten, die Pixelspektren sowie die Funktion der FADC-Kanäle und der verschiedenen Uhrsysteme überprüft werden.

Zur vollständigen Auswertung der Testdaten zu allen 1355 Pixeln und zu den weiteren Funktionen wurde von G. Pühlhofer und D. Horns das Hardware-Analyseprogramm *autocheck* konzipiert. Nach einer vom Autor durchgeführten,

umfangreichen Erweiterung des Programmes und einer entsprechenden Anpassung des Datennahmeprogrammes wurden alle *Check-Files* ab Mai 1999 unmittelbar nach der Erzeugung auf La Palma automatisch untersucht: Das Programm vergleicht hierbei alle oben angesprochenen Testhistogramme mit den für die jeweiligen Komponenten erwarteten Sollwerten und faßt die Auffälligkeiten für alle getesteten Daten-*Runs* in einer Tabelle übersichtlich zusammen. Auf diese Weise ist es möglich, bei den aufgetretenen Problemen Zusammenhänge zu erkennen. Dies können beispielsweise Wackelkontakte bei den elektrischen Leitungsverbindungen oder die Zugehörigkeit einer Reihe von Pixeln zu einem bestimmten (defekten) Elektronikmodul sein.

Das *autocheck*-Programm wurde auch im Rahmen der monatsweisen Kalibration der Ausleseelektronik zum Auffinden von technischen Problemen verwendet. Hierbei wurden alle *Check-Files* einer Meßperiode in chronologischer Reihenfolge ausgewertet, so daß eine Übersicht zu allen technischen Auffälligkeiten der gesamten Periode zusammengestellt werden konnte. Neben dem Auffinden von defekten Kanälen konnten so auch Zeiträume bestimmt werden, in denen ein komplettes Teleskop gegebenenfalls aufgrund von schwerwiegenden Ausfällen von der weiteren Datenanalyse ausgeschlossen werden mußte. Gemeinsam mit weiteren Informationen (beispielsweise über Witterungsprobleme oder Stromausfälle) wurden die wesentlichen Ergebnisse dieser Überprüfung in einem sogenannten Hardware-Logbuch zusammengefaßt. Bei Bedarf wurden die entsprechenden Tabellen defekter Module und Pixel bei der im folgenden beschriebenen Laserkalibration ergänzt und für die notwendigen Reparaturmaßnahmen kommentiert. Diese Dokumente sind elektronisch für alle Mitglieder der HEGRA-Kollaboration als Internetseiten verfügbar.¹² Das umfangreiche Hardware-Logbuch kann insbesondere auch bei der Datenanalyse schnelle Aufschlüsse über mögliche Auffälligkeiten der ausgewerteten Beobachtungen liefern.

4.4.2 Kalibration der Ausleseelektronik

Die Kalibration der Ausleseelektronik der einzelnen Teleskope wurde unter Verwendung eines im folgenden beschriebenen Lasersystemes in regelmäßigen zeitlichen Abständen durchgeführt. Bei dieser „kontinuierlichen“ Methode (Pühlhofer et al. 2003b) wird angenommen, daß der Zustand der Detektorkomponenten während einer dreiwöchigen Datennahmeperiode durch die Mittelwerte der zu ermittelnden Kalibrationsgrößen ausreichend genau beschrieben wird. Eine Ausnahme bilden die genau bekannten Zeitpunkte, bei denen Veränderungen bestimmter Komponenten aufgetreten sind. Dies können beispielsweise der Ausfall oder Austausch einzelner Pixel oder Elektronikmodule sowie Veränderungen der Photomultiplier-Hochspannungen sein, die zu Abweichungen der im Abschnitt 4.4.4 eingeführten relativen elektronischen Effizienz κ_{el} führen können. Unter Berücksichtigung dieser Einflüsse wurden alle für die Datenkalibration notwendigen Informationen in tabellarischer Form für jeweils eine Datennahme-

¹² Das Hardware-Logbuch sowie weitere für die Datenkalibration wichtige Informationen sind in einem internen Internetbereich unter der Adresse <http://www-hegra.desy.de/calibration> auf dem Hamburger HEGRA-Webserver zusammengefaßt.

periode zusammengestellt. Seit der Übernahme von der Heidelberger HEGRA-Gruppe im Januar 1999 war ausschließlich die Hamburger Arbeitsgruppe mit dieser Aufgabe beschäftigt. Der gesamte, auch als „Laserkalibration“ bezeichnete Kalibrationsprozeß des Teleskopsystemes gliedert sich in eine Reihe von Arbeitsschritten, die im weiteren Verlauf dieses Abschnittes erläutert werden.

Bestimmung defekter Kanäle:

Auf der Basis der täglichen Routineprüfungen der Datennahme läßt sich eine Übersicht aller defekten Pixel und Elektronikeinheiten erstellen. Durch die nachfolgend erläuterte Laserkalibration können außerdem in der Regel Defekte weiterer Komponenten erkannt werden, deren Meßwerte nicht für die Datenanalyse geeignet sind. Ist hierbei die Mehrheit der insgesamt 16 Kanäle eines Elektronikmoduls betroffen, erfolgt der Ausschluß des gesamten Moduls durch eine entsprechende Kennzeichnung aller zugehörigen Pixel in einer Kalibrationstabelle. Da die Pixel eines Moduls jeweils in bestimmten, zusammenhängenden Bereichen der Kamera angebracht sind, bewirkt der Ausfall eines kompletten Moduls stets eine ausgeprägte Inhomogenität im Gesichtsfeld. Daher werden bei der späteren Datenanalyse üblicherweise im Falle von 16 oder mehr als defekt markierten Pixeln in einer Kamera die Meßdaten des gesamten Teleskopes verworfen. Die Bedingungen für einen Ausschluß einzelner Pixel auf der Basis der Laserkalibration sind in Tabelle 4.4 auf Seite 107 zusammengefaßt.

Der Ausschluß einzelner defekter Pixel von der Datenanalyse bewirkt zunächst keine starken Inhomogenitäten in der Akzeptanzverteilung für γ -Schauer im Gesichtsfeld des Teleskopsystemes. Da die Verteilung der defekten Kanäle bei den einzelnen Teleskopen in der Regel vollkommen unkorreliert ist, sind die Effekte in den einzelnen Kameras bei einer stereoskopischen Analyse weitgehend vernachlässigbar (Pühlhofer et al. 2003b). Die verbleibenden Auswirkungen werden aufgrund der Rotation des Gesichtsfeldes bei den üblicherweise im *wobble*-Modus durchgeführten Beobachtungen zudem stark verschmiert (siehe auch Abschnitt 4.3.1). Im Gegensatz hierzu treten im Falle von hellen Sternen im Gesichtsfeld der Teleskope bei allen Kameras an nahezu gleichen Positionen Pixel auf, die wegen der hohen Ströme in den Photomultipliern von der Analyse ausgeschlossen werden. Dieser Effekt führt zu einem systematischen Defizit rekonstruierter Ereignisrichtungen in diesem Bereich des Gesichtsfeldes und kann nur teilweise durch geeignete Verfahren ausgeglichen werden (siehe z. B. Rowell (2003)). Bei der Planung und Durchführung von Beobachtungen sind daher neben dem Schutz der Photomultiplier vor zu starker Beleuchtung durch helle Sterne auch aus diesem Grund Einschränkungen bezüglich der Auswahl der jeweiligen Himmelsregion zu beachten. Als geeigneter Grenzwert für die Größenklasse eines Sternes hat sich dabei im blauen Spektralbereich $m_B = 5$ herausgestellt. Läßt sich jedoch nicht vermeiden, daß sich ein hellerer Stern im Gesichtsfeld befindet (z. B. das Objekt ζ -Tauri bei Beobachtungen des Crab-Nebels), so ist das Auftreten der oben angesprochenen Effekte bei der Datenanalyse zu berücksichtigen. Dies kann beispielsweise durch die Wahl von geeigneten Signal- bzw. Untergrundregionen unter Ausschluß des durch das Sternlicht beleuchteten Kamerabereiches erfolgen.

Funktionsweise des Laser-Kalibrationssytemes:

Für die Kalibration der Ausleseelektronik stand bei jedem Teleskop ein auf einem gepulst betriebenen Stickstofflaser basierendes Kalibrationssystem zur Verfügung. Die einzelnen Lichtpulse wurden über ein Quarzfaserkabel auf einen im Zentrum des Spiegelträgers befindlichen Plastikszintillator geführt. Dieser Szintillator diente als Diffusor zur Abstrahlung von Lichtblitzen, die in Zeitdauer und Spektrum den von ausgedehnten Luftschauern verursachten atmosphärischen Lichtblitzen ähnelten. Durch die Verwendung einer geeigneten Szintillatorgeometrie wurde ferner für eine homogene und nahezu gleichzeitige Beleuchtung aller Kamerapixel gesorgt. Die integrierte Lichtmenge pro Pixel entsprach pro Laserpuls etwa 80 bis 100 registrierten Photoelektronen, wobei in der Regel bei allen Pixeln einer Kamera ein Triggersignal ausgelöst wurde. Die Intensität der Pulse war zum einen so gewählt, daß sich die Laserereignisse deutlich vom *Pedestal*-Niveau abhoben, andererseits jedoch noch sicher im linearen Bereich der Photomultiplier-Akzeptanz lagen.

Ein *Laser-Run* bestand aus einer Folge von 100 Laserereignissen mit einer Frequenz von etwa 5 Hz. Wegen der kurzen Dauer eines *Laser-Runs* wurden dabei praktisch keine hochenergetischen Luftschauer registriert, die ebenfalls die für einen *Laser-Run* gültige lokale Teleskop-Triggerbedingung von 50 Pixeln oberhalb der Triggerschwelle erfüllt hätten. Während der Durchführung eines *Laser-Runs* wurden die Teleskope wie bei der normalen Datennahme der Bewegung einer bestimmten Himmelsposition nachgeführt, um möglichst nachvollziehbare Meßbedingungen zu gewährleisten. Zur Minimierung des Einflusses von hellen Sternen im Gesichtsfeld wurde regelmäßig eine größere Zahl von *Laser-Runs* durchgeführt, bei denen die Teleskope auf die nahezu sternlose „*HEGRA Dark Region*“ mit den Himmelskoordinaten (Rektaszension, Deklination) $RA_{J2000.0} = 20^h 21^m 31^s$, $DEC_{J2000.0} = 86^\circ 25' 35''$ ausgerichtet waren.

Anhand der von den einzelnen Kanälen registrierten Amplituden kann aus den Ereignissen eines *Laser-Runs* für jedes Kamerapixel ein relativer Normierungsfaktor bestimmt werden (vgl. die Beschreibung des *camera flatfieldings* im Abschnitt 4.3.5). Treten hierbei Pixel auf, deren Amplitude entsprechend der in Tabelle 4.4 aufgelisteten Grenzwerte um mehr als 35 % nach oben bzw. 40 % nach unten abweicht, so werden sie von der weiteren Datenanalyse ausgeschlossen, um die systematischen Störungen von Nichtlinearitäten bzw. möglichen Defekten in einer der elektronischen Komponenten der jeweiligen Kanäle zu vermeiden.

Unter der Verwendung einer größeren Zahl von *Laser-Runs* können die relativen Normierungsfaktoren der einzelnen Pixel im Vergleich zum Mittelwert der gesamten Kamera sehr genau bestimmt werden. Auf dieser Basis wurde im Abstand weniger Monate regelmäßig eine Feinkorrektur der Hochspannungseinstellungen der einzelnen Photomultiplier durchgeführt. Diese Angleichung der einzelnen Pixelverstärkungen dient dem Erreichen einer möglichst homogenen Triggerakzeptanz im gesamten Kameragesichtsfeld. Auf vergleichbare Weise ist es ebenfalls möglich, eine globale Erhöhung der relativen elektronischen Effizienz eines Teleskopes zu erreichen. Derartige Veränderungen wurden jedoch nur sehr selten und stets für alle Teleskope gleichzeitig durchgeführt (vgl. Abschnitt 4.4.4).

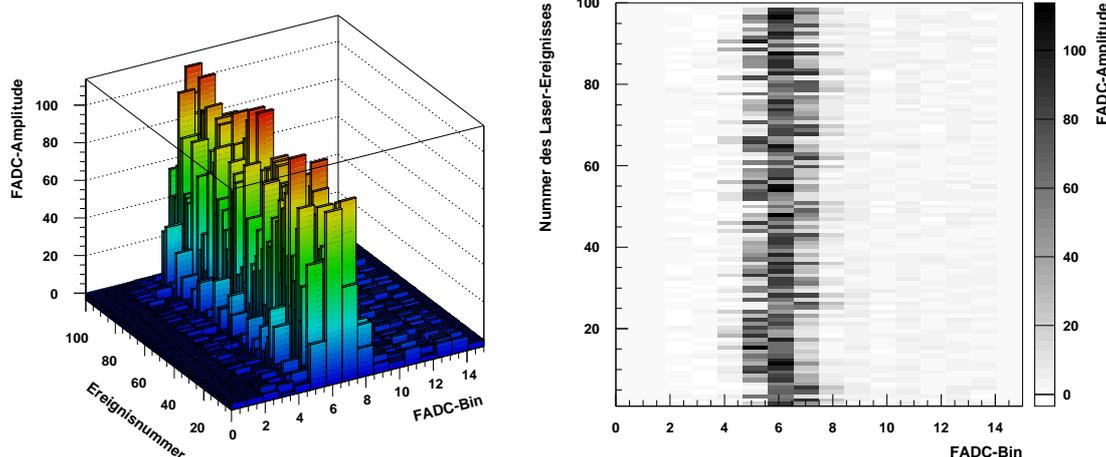


Abbildung 4.6: Darstellung der 100 im FADC des zentralen Pixels des Teleskopes CT3 registrierten Laserereignisse aus dem Laser-Run Nr. 24223 vom 16.5.2001. Im linken Teil der Abbildung ist die zeitliche Entwicklung der Pulse in den einzelnen FADC-Bins veranschaulicht. Aus dem rechten Diagramm wird deutlich, daß die Laserereignisse jeweils nach dem Ablauf einer nahezu konstanten Zeitspanne relativ zum lokalen Triggersignal des Teleskopes im FADC aufgezeichnet werden.

Laufzeitkalibration der einzelnen Kanäle:

Abbildung 4.6 zeigt exemplarisch die im FADC-Kanal eines Pixels registrierten Ereignisse eines *Laser-Runs*. Aus der zeitlichen Verteilung der Pulse in den einzelnen FADC-Intervallen (engl.: *bins*) wird dabei deutlich, daß die Signalankunftszeit relativ zum Teleskoptriggersignal für alle Laserereignisse nahezu konstant ist. Im Gegensatz hierzu treten insbesondere aufgrund der verschiedenen Hochspannungseinstellungen der Photomultiplier deutliche Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Kanälen auf (Abbildung 4.7, oben). Um zu gewährleisten, daß bei der im Abschnitt 4.3.5 beschriebenen Pulsformanalyse die korrekten Pixelamplituden ermittelt werden, ist es daher notwendig, eine Laufzeitkalibration der einzelnen Kanäle durchzuführen.

Hierzu werden zunächst die Signalankunftszeiten aller Pixel relativ zum Kameramittelwert bestimmt, der bei der Datenanalyse die Ereigniszeit festlegt. Auf der Basis einer großen Zahl von Laserereignissen¹³ können nun Kalibrationstabellen für jede Datennahmeperiode erzeugt werden, in denen die entsprechenden Korrekturzeiten für die einzelnen Kanäle enthalten sind. Abbildung 4.7 zeigt im mittleren Diagramm das Resultat der Laufzeitkalibration anhand von fast 10000 Laserereignissen. Die absolute Breite der Ankunftszeitverteilung aller Pixel hat in diesem Fall von mehr als ± 3 ns vor der Kalibration auf nur noch ± 0.01 ns abgenommen (typischerweise weniger als ± 0.1 ns). Aufgrund

¹³ In der Praxis hat sich gezeigt, daß eine Anzahl von 500 Laserereignissen (entsprechend 5 *Laser-Runs*) für alle Anforderungen der Laserkalibration eine ausreichende statistische Grundlage bietet. Aus diesem Grund wurde insbesondere beim Auftreten technischer Probleme und während umfangreicher Hardware-Wartungsarbeiten stets darauf geachtet, daß in den jeweiligen Nächten möglichst eine entsprechende Zahl von *Laser-Runs* aufgezeichnet wurde.

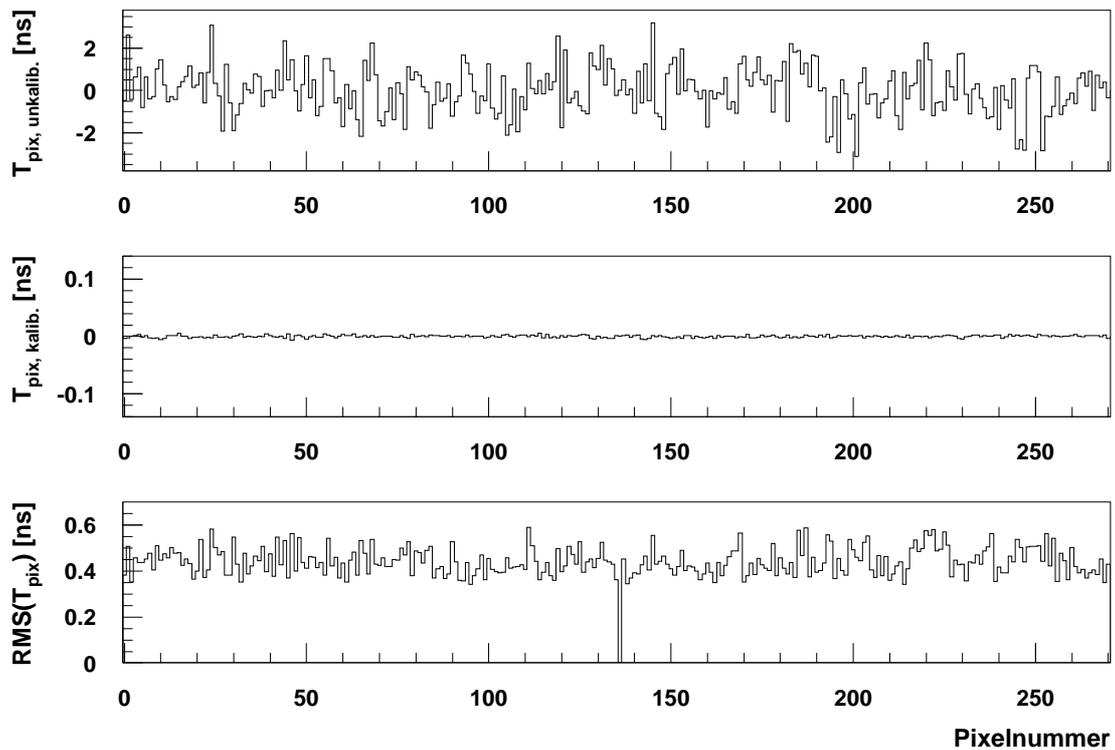


Abbildung 4.7: Ergebnis der Laufzeitkalibration des Teleskopes CT3 im Januar 2001 unter Verwendung von 9854 Laserereignissen. Oben: Ankunftszeitverteilung der Lasersignale in den einzelnen Pixeln relativ zum Kameramittelwert vor der Durchführung der Kalibration. Mitte: Nach der Laufzeitkalibration werden die Signale aller Pixel innerhalb eines Intervalles von deutlich weniger als 0.1 ns registriert. Unten: Schwankungsbreite (RMS) der Signal-Ankunftszeiten der einzelnen Kanäle. Das Pixel Nr. 136 wurde wegen eines Wackelkontaktes an der Basis des Photomultipliers von der Datenanalyse ausgeschlossen und weist hier daher den Wert 0 auf.

dieser hohen Kalibrationsgenauigkeit war es möglich, die Zeitprofile der einzelnen Kamerabilder zu untersuchen. Die durch die FADC-Aufzeichnungsfrequenz von 120 MHz beschränkte Zeitauflösung der Ausleseelektronik hat es jedoch nicht erlaubt, mit Hilfe der zeitlichen Entwicklung des Cherenkov-Lichtes eine verbesserte Luftschauer-Rekonstruktionsmethode zu etablieren (Heß et al. 1999).

Die Laufzeitkalibration erlaubt es ferner, weitere auftretende Defekte bei den einzelnen Kanälen zu bestimmen. Hierbei handelt es sich in der Regel um Fehler in der FADC-Ausleseelektronik oder um ein Übersprechen einzelner Signale auf andere Kanäle (engl.: *cross talk*). Derartige Probleme können zum einen auf einen dauerhaften Ausfall einer Elektronikeinheit zurückzuführen sein. Andererseits können auch veränderte Umgebungsbedingungen der Ausleseelektronik zu kurzzeitigen Ausfällen einzelner Kanäle oder Module führen. In diesem Zusammenhang sind beispielsweise starke Temperaturschwankungen oder zu hohe Luftfeuchtigkeit zu nennen, die in seltenen Fällen durch einen Defekt der Klimaanlage in einer Elektronikhütte verursacht wurden. Daher werden die Ergebnisse der Laserkalibration sowohl nächte- als auch periodenweise überprüft. Hierbei ist vor

Problembeschreibung	Grenzwert	Bemerkung
zu hohe Laseramplitude	135 %	bzgl. Kameramittelwert
zu kleine Laseramplitude	60 %	bzgl. Kameramittelwert
große Zeitschwankungen (RMS)	1.4 ns	1 <i>Laser-Run</i> : Nacht
	1.4 ns	mehrere <i>Laser-Runs</i> : Periode
	1.0 ns	bzgl. aller <i>Laser-Runs</i>
große absolute Zeitabweichung (nach der Laufzeitkalibration)	± 0.4 ns	1 <i>Laser-Run</i> : Nacht
	± 0.1 ns	alle <i>Laser-Runs</i> : Periode

Tabelle 4.4: Bedingungen für den Ausschluß einzelner Pixel von der Datenanalyse auf der Grundlage der Laserkalibration. Angegeben sind jeweils die Art des aufgetretenen Fehlers und der zulässige Grenzwert. Die bei den Bemerkungen verwendeten Bezeichnungen „Nacht“ und „Periode“ bezeichnen einen Ausschluß für die jeweilige Nacht, in der ein Fehler aufgetreten ist, bzw. für die gesamte Datennahmepériode. Nach erfolgter Laufzeitkalibration erfolgen Ausschlüsse einzelner Kanäle bei zu großen Ankunftszeit-schwankungen oder absoluten zeitlichen Abweichungen im Vergleich zum Kameramittelwert (siehe Text).

allem eine Untersuchung der im unteren Teil von Abbildung 4.7 exemplarisch dargestellten Schwankungsbreite (RMS) der Ankunftszeitverteilung der einzelnen Lasersignale ein guter Indikator für auftretende Schwierigkeiten bei einzelnen Pixeln. Im Falle von deutlichen Abweichungen der Absolutwerte der kalibrierten Signalankunftszeiten vom Kameramittelwert (vgl. Abbildung 4.7, Mitte) ist ferner davon auszugehen, daß die Zeitinformation einzelner Laserereignisse falsch bestimmt wird. Durch derartige, stark vom Medianwert abweichende Werte kann das arithmetische Mittel signifikant verschoben werden. Anhand der vorhandenen Informationen ist in einem solchen Fall gegebenenfalls über den Ausschluß eines Pixels für einen bestimmten Zeitraum zu entscheiden. Die bei der Laufzeitkalibration zum Ausschluß einzelner Pixel bzw. Module verwendeten Grenzwerte sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Bestimmung der Photoelektronen-Konversionsfaktoren:

Der Informationstransport von den registrierten Cherenkov-Photonen über die an den Photokathoden der Photomultiplier ausgelösten Photoelektronen, das Dynodensystem und die Ausleseelektronik in die schließlich registrierten FADC-Zählerinkremente (engl.: *FADC counts*) kann durch sogenannte Photoelektronen-Konversionsfaktoren ϕ_i für jedes Teleskop i beschrieben werden. Die Bestimmung der Werte ϕ_i für jede Datennahmepériode erfolgt wie bei der Laufzeitkalibration unter Verwendung einer möglichst großen Anzahl von Laserereignissen. Im Rahmen des Kalibrationsprozesses ist hierbei darauf zu achten, daß sich die relativen Effizienzen der einzelnen Teleskope beim Ausfall oder Austausch von Elektronikmodulen sowie bereits bei kleinen Anpassungen der Photomultiplierhochspannungen verändern. Eine Meßperiode muß daher gegebenenfalls für einzelne Teleskope aufgeteilt werden, wobei wiederum auf eine genügend umfang-

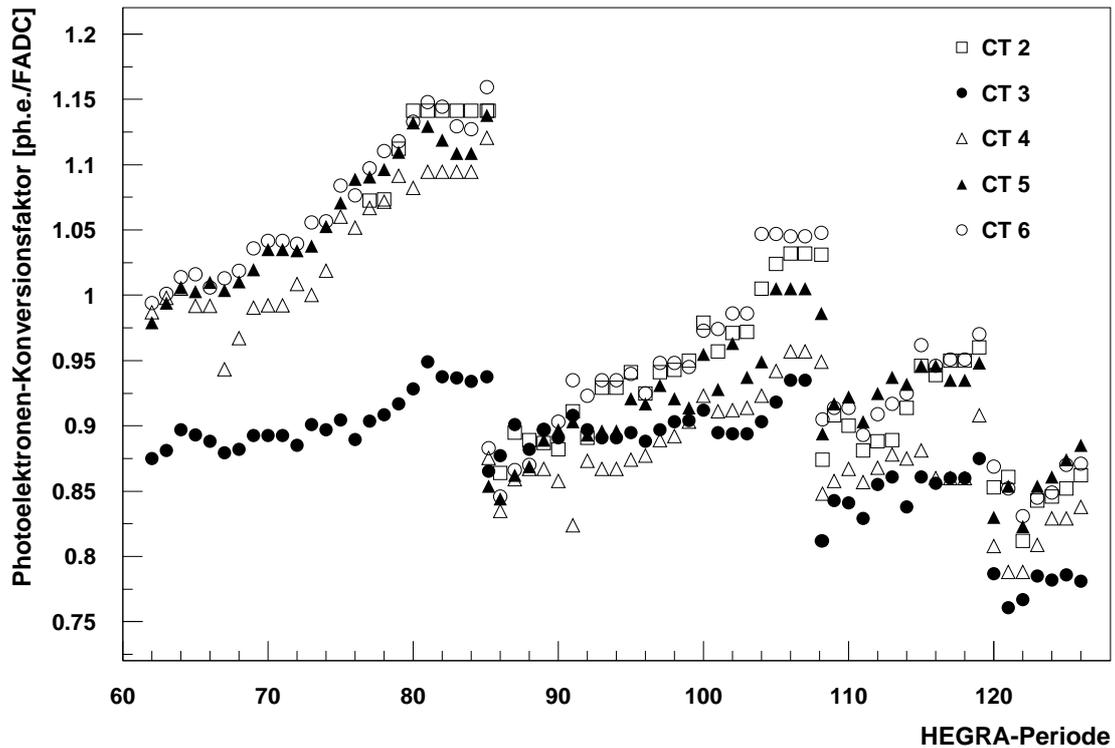


Abbildung 4.8: Zeitliche Entwicklung der Photoelektronen-Konversionsfaktoren bei den einzelnen Systemteleskopen. Die deutlichen sprunghaften Abfälle bei den Datenahmeperioden 85, 108 und 119 sind auf globale Erhöhungen der Photomultiplier-Hochspannungen zurückzuführen (siehe auch Abbildung 4.10). Das Teleskop CT 2 wurde erst in der Periode 77 in das Teleskopsystem integriert.

reiche Menge von *Laser-Runs* pro Subperiode zu achten ist (vgl. Fußnote 13 auf Seite 105).

Die Methode zur Bestimmung der Konversionsfaktoren ϕ_i basiert auf dem direkten Zusammenhang zwischen den Schwankungen der gemessenen Pixelamplituden bei den einzelnen Laserereignissen und der mittleren Zahl ausgelöster Photoelektronen in den Photomultipliern. Hierbei werden die Intensitätsschwankungen des Stickstoff-Lasers von Puls zu Puls durch eine Mittelung über alle vorliegenden Laserereignisse und die Anwendung eines Korrekturfaktors für die einzelnen Amplituden berücksichtigt. Eine umfangreiche Beschreibung dieses Verfahrens findet sich bei Heß (1998).

Abbildung 4.8 zeigt die zeitliche Entwicklung der Konversionsfaktoren ϕ_i in Abhängigkeit von den einzelnen HEGRA-Meßperioden. Der Einfluß von globalen Hochspannungserhöhungen ist hierbei anhand von deutlichen Abnahmen der Werte ϕ_i zu erkennen (siehe auch Abbildung 4.10). Die stark voneinander abweichenden Konversionsfaktoren der einzelnen Teleskope wurden im Rahmen einer generellen Wartungs- und Reparaturmaßnahme im Mai 1999 (Periode 85) an den Wert ϕ_3 des Teleskopes CT 3 angeglichen. Insgesamt zeigt der zeitliche Verlauf der Photoelektronen-Konversionsfaktoren eine stetige Zunahme der Werte, die auf einer Abnahme der Effizienz des Photomultiplier-Dynodensystemes beruht.

Die Größe dieser Effizienzabnahme beträgt etwa 6 % pro Jahr und ist daher für einen Detektor mit einer Lebensdauer von fünf bis zehn Jahren zu tolerieren. Im Falle einer notwendigen Anpassung einer Photomultiplier-Hochspannung konnte dieser Wert in 1 V-Schritten stufenweise eingestellt werden. Dabei mußten alle Hochspannungswerte einer Teleskopkamera aus technischen Gründen jeweils in einem Intervall von 285 V unterhalb einer wählbaren Maximalspannung liegen. In kritischen Fällen hat gelegentlich der Austausch von Photomultipliern zwischen zwei Teleskopen dazu geführt, daß alle Kanäle trotz der Effizienzverluste in ihren optimalen Arbeitsbereichen betrieben werden konnten.

4.4.3 Absolutkalibration des gesamten Detektors

Zur quantitativen Messung von TeV- γ -Flüssen und insbesondere -spektren ist es notwendig, eine absolute Energiekalibration des verwendeten Detektors durchzuführen. Im Falle der TeV- γ -Astrophysik mangelt es hierfür an einem geeigneten Teststrahl von entsprechenden γ -Quanten, die unter Laborbedingungen von einem Teilchenbeschleuniger erzeugt bzw. von einer genau verstandenen kosmischen Quelle emittiert werden. Daher wird eine Absolutkalibration üblicherweise auf der Basis eines Vergleiches von gemessenen und aus detaillierten Simulationsrechnungen (vgl. Unterkapitel 4.5) vorhergesagten Untergrundtrigger-raten bewerkstelligt. Aufgrund von Unsicherheiten bei den Flüssen der geladenen kosmischen Strahlung sowie ihres Spektrums und ihrer chemischen Zusammensetzung wird für die absolute Energieskala des HEGRA-Teleskopsystemes ein systematischer Fehler von 15 % abgeschätzt.

Ein alternatives, am HEGRA-Teleskopsystem getestetes Verfahren verwendet eine kalibrierte Lichtquelle, die ein Cherenkov-Teleskop aus einer bekannten Distanz über den Reflektor beleuchtet (Fraß et al. 1997). Eine weitere Methode bedient sich der gemessenen Intensität von ringförmigen Kamerabildern, die durch lokale Myonen initiiert werden (vgl. Abschnitt 3.4.1). Diese „Myonringe“ weisen jedoch im Falle der relativ kleinen HEGRA-Teleskope nur Pixelamplituden nahe der Ansprechschwelle auf (Bolz 1999).¹⁴ Zur Durchführung dieser Messungen ist es aufgrund der speziellen physikalischen Gegebenheiten notwendig, die Datennahme ohne den Multi-Teleskop-Trigger zu verwenden. Aufgrund der lichtschwachen Ringbilder muß ferner die Pixeltriggerschwelle abgesenkt werden, wobei ein zu starker Anstieg der lokalen Triggerrate durch eine erweiterte Teleskoptriggerbedingung vermieden wird. Hierbei werden fünf getriggerte Pixel erfordert, von denen mindestens zwei benachbart sein müssen. Diese sogenannten Myon-Runs benötigen wegen der niedrigen Nachweisrate von lokalen Myonen durch die einzelnen Teleskope eine lange Beobachtungszeit und wurden daher nur im Abstand mehrerer Monate in gesonderten Kalibrationskampagnen durchgeführt. Die Resultate der hier kurz angesprochenen Verfahren zur absoluten Energiekalibration werden von Pühlhofer et al. (2003b) näher diskutiert.

¹⁴ Tatsächlich ist es bei den erheblich empfindlicheren H·E·S·S-Teleskopen erstmals möglich geworden, diese sogenannten Myonringe mit einer verwertbaren Rate auch während der normalen Datennahme nachzuweisen. In diesem Fall werden vor allem Myonen aus hadronischen Teilchenkaskaden registriert, die eines der Teleskope direkt getroffen haben.

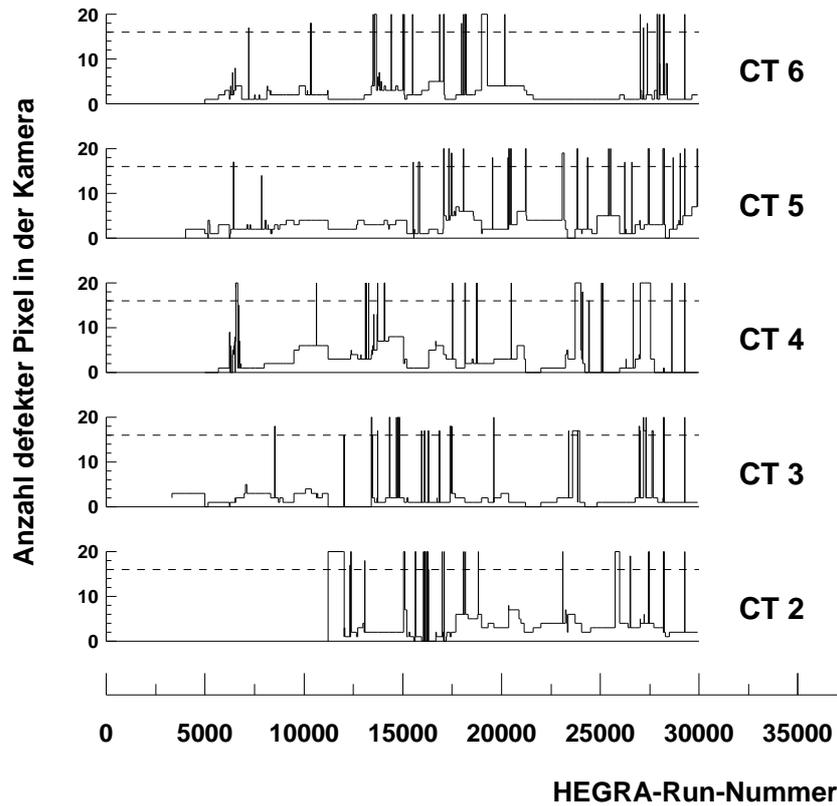


Abbildung 4.9: Anzahl defekter Pixel in den einzelnen HEGRA-Teleskopen in Abhängigkeit von der Run-Nummer. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird die Anzahl nur bis zu einem Maximum von 20 fehlerhaften Kanälen dargestellt. Die gestrichelten Linien markieren jeweils die Schnittgrenze von 16 defekten Pixeln, ab der die Meßdaten des jeweiligen Teleskopes nicht in der Analyse verwendet werden.

4.4.4 Langzeitstabilität des Detektors

Für die Angabe quantitativer Analyseergebnisse muß die langfristige Entwicklung der Detektorsensitivität überwacht werden. Hierbei ist vor allem der technische Zustand der einzelnen Teleskope von Bedeutung, da z. B. der Ausfall mehrerer Kamerakanäle bzw. eines kompletten Teleskopes eine deutliche Änderung der nachgewiesenen Photonennraten mit sich bringt. Zur Kontrolle der Ausleseelektronik werden die im Rahmen der Kalibration festgestellten Pixelausfälle für jeden Daten-Run in eine Datenbank eingetragen (vgl. Abschnitt 4.4.2). Wie bereits erläutert wurde, bilden diese Informationen bei der hier verwendeten Datenanalyse-Methode die Grundlage für den Ausschluß der Meßdaten eines Teleskopes, falls 16 oder mehr Kanäle defekt sind. Zur Illustration des langfristigen technischen Zustandes der einzelnen Teleskope ist in Abbildung 4.9 die jeweilige Zahl der defekten Pixel in Abhängigkeit von der kontinuierlich fortlaufenden Run-Nummer dargestellt. Hierbei wird deutlich, daß die Zeiträume von kompletten Teleskop-Ausfällen jeweils recht kurz waren. Tatsächlich sind in 95 % aller Daten-Runs pro Teleskop weniger als 2 % aller Pixel als defekt bestimmt worden.

Für die in den Abschnitten 4.7 und 4.9 erläuterten Bestimmungen der effektiven Energieschwelle einer Messung und des Energiespektrums einer TeV- γ -

Quelle ist insbesondere die Kenntnis der Effizienzen der wesentlichen Detektor-komponenten von Bedeutung. Hierzu werden die Ergebnisse der Laserkalibration sowie die zeitliche Entwicklung der Systemtriggerrate herangezogen. Nach Pühlhofer (2001) gilt der folgende empirische Zusammenhang:

$$\frac{R_4}{R_0} = \left(\frac{1}{\kappa_{\text{el}} \cdot \kappa_{\text{opt}}} \right)^{-1.7} \quad (4.1)$$

Die Größe R_0 bezeichnet hierbei den Sollwert der für ein 4-Teleskop-System typischen Systemtriggerrate von 15 Hz, der in den Referenzperioden 62 bis 66 (Juni bis November 1997) bei optimalen Beobachtungsbedingungen vorgelegen hat. Die mittlere Systemtriggerrate R_4 der einzelnen Meßperioden wird jeweils auf der Basis der im Abschnitt 4.6.2 beschriebenen Datenbank *Rates/RatevsDate* aus allen Daten-Runs mit Zenitwinkeln $\vartheta < 25^\circ$ und Triggerraten von mindestens 10.0 Hz, 10.5 Hz bzw. 12.5 Hz für 3, 4 bzw. 5 aktive Teleskope im System bestimmt. Dabei ist es notwendig, die mit einem 3- bzw. 5-Teleskop-System erzielten Triggerraten auf das in der Referenzepoche mit 4 aktiven Teleskopen betriebene System zu normieren. Die erforderlichen Korrekturfaktoren wurden aus dem gesamten Datenbestand des Teleskopsystemes als Mittelwerte aller Zeiträume mit jeweils weitgehend konstanten technischen Bedingungen bestimmt. Dabei hat sich ergeben, daß sich die Rate um etwa 16% erniedrigt bzw. erhöht, wenn ein aktives Teleskop entfernt bzw. hinzugefügt wird. Die derart normierte Größe wird im folgenden auch als erwartete 4-Teleskop-Systemtriggerrate $R_{4,\text{exp}}$ bezeichnet. Der in Gleichung 4.1 auftretende Exponent entstammt der Überlegung, daß die im wesentlichen durch die isotrop einfallende, geladene kosmische Strahlung verursachte (Untergrund-)Systemtriggerrate eine Abhängigkeit vom integralen Energiespektrum dieser Teilchenstrahlung im TeV-Bereich aufweist.

Die in Formel 4.1 verwendete, relative elektronische Effizienz κ_{el} ergibt sich aus den für die jeweiligen Beobachtungsperioden ermittelten Photoelektronen-Konversionsfaktoren ϕ_i (vgl. Abschnitt 4.4.2) der N einzelnen, aktiven Teleskope:

$$\frac{1}{\kappa_{\text{el}}} = \frac{1}{N+1} \left(\phi_3 + \sum_{\text{CT } i, \text{ aktiv}} \phi_i \right) \quad (4.2)$$

Hierbei wird der besonderen geometrischen Position des zentralen Teleskopes CT3 durch ein verdoppeltes Gewicht bei der Mittelwertbildung Rechnung getragen. Aufgrund des reziproken Zusammenhanges gibt die Größe κ_{el} die relative elektronische Effizienz in Einheiten von FADC-Inkrementen pro registrierten Photoelektronen (FADC/ph.e.) an.

Unter Verwendung der Formeln 4.1 und 4.2 kann nun die relative optische Effizienz κ_{opt} des Gesamtdetektors ermittelt werden. Hierbei ist aufgrund der Alterung der optischen Komponenten, insbesondere der Spiegelsegmente, eine kontinuierliche Abnahme von κ_{opt} zu erwarten, während die Abnahme der relativen elektronischen Effizienz κ_{el} durch gelegentliche Erhöhungen der Hochspannungen der einzelnen Photomultiplier-Röhren in einem akzeptablen Bereich gehalten werden konnte (vgl. Abbildung 4.10). Im Rahmen der hier verwendeten Kalibrationsmethode enthält die relative optische Effizienz zu einem gewissen

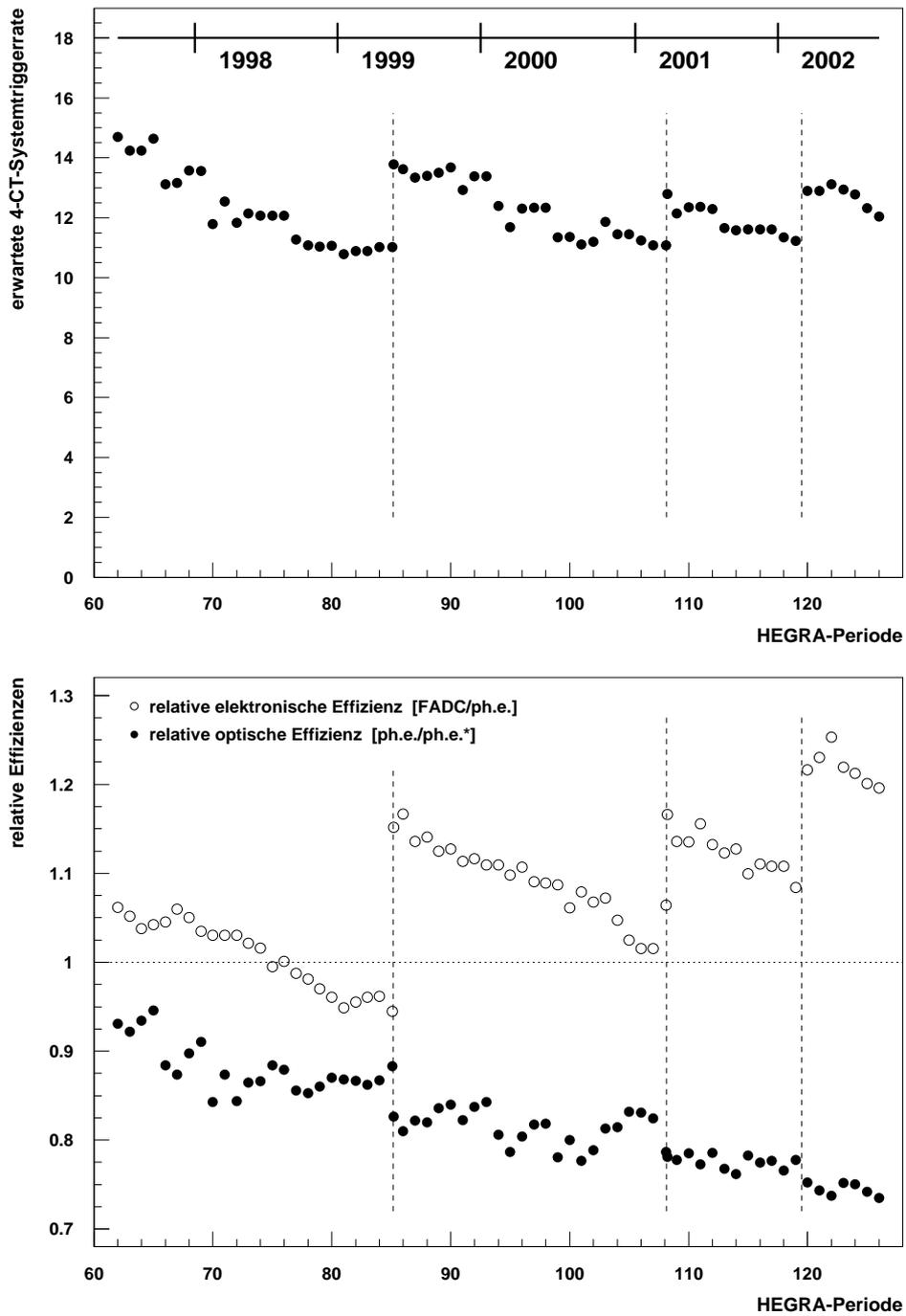


Abbildung 4.10: Zeitliches Verhalten von Systemtriggerrate und relativen Effizienzen des HEGRA-Teleskopsystemes. Oben: Veränderung der erwarteten 4-Teleskop-Systemtriggerrate in Abhängigkeit von der Datennahmepériode (siehe Text). Die vertikalen gestrichelten Linien geben die Zeitpunkte an, zu denen globale Erhöhungen der Photomultiplier-Hochspannungen stattgefunden haben. Unten: Zeitliche Veränderungen der elektronischen Effizienz κ_{el} (offene Symbole) und der relativen optischen Effizienz κ_{opt} (gefüllte Symbole).

Teil auch Informationen über den Zustand der Atmosphäre, die bei der atmosphärischen Cherenkov-Technik eine wesentliche Detektorkomponente darstellt.

Die zeitliche Effizienzentwicklung des Teleskopsystemes ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Das obere Diagramm zeigt hierbei die Veränderungen in der erwarteten 4-Teleskop-Systemtriggerrate für die hier verwendeten Datennahmeperioden Nr. 62 bis 126 aus den Jahren 1997 bis 2002. Neben einer stetigen Abnahme mit der Zeit sind drei deutliche Sprungstellen zu erkennen, bei denen eine starke Zunahme der Rate zu verzeichnen ist. Diese Zuwächse markieren die Zeitpunkte, bei denen eine globale Erhöhung der Photomultiplier-Hochspannungen bei allen Teleskopen durchgeführt wurde. Der Einfluß dieser Veränderungen auf die elektronische Effizienz κ_{el} des gesamten Teleskopsystemes ist im unteren Diagramm dargestellt. Abbildung 4.10 zeigt ferner die zeitliche Entwicklung der relativen optischen Effizienz κ_{opt} , die eine deutliche langfristige Abnahme von etwa 3 bis 4% pro Jahr aufweist. Da die gesamte Kalibrationsmethode auf der Mittelung zeitlich variierender Größen beruht, sind die bei der Bestimmung von κ_{opt} auftretenden Schwankungen im Prozentbereich tolerabel.

4.4.5 Ausrichtungskalibration der Teleskope

Eine regelmäßige Kalibration des Nachführsystemes der Teleskope wurde mit Hilfe von sogenannten *Point-Runs* durchgeführt (Pühlhofer et al. 1997). Hierbei wurden bestimmte, nach Helligkeit und Spektrum ausgewählte Sterne in einem Rasterverfahren auf verschiedene Positionen im zentralen Bereich der Kameras abgebildet. Für jeden Rasterpunkt wurde dabei die Verteilung der Ströme in den Photomultipliern der einzelnen Pixel registriert. Diese Methode liefert neben Meßgrößen zur Ausrichtungskalibration der Teleskope zusätzlich auch ein Maß für die Verschlechterung der Abbildungsfunktion des Reflektors durch dejustierte Spiegelsegmente. Die Ergebnisse der Ausrichtungskalibration können damit als Entscheidungsgrundlage für eine gegebenenfalls notwendige Neujustierung eines Reflektors verwendet werden. Nach Anwendung der aus der Ausrichtungskalibration resultierenden Korrekturparameter bei der Konvertierung der Daten in das DST-Format ergibt sich ein verbleibender systematischer Ausrichtungsfehler von maximal 25" (Pühlhofer et al. 1997). Eine detaillierte Beschreibung der optischen Abbildungseigenschaften des Teleskopsystemes und ihrer Vermessung über die gesamte Lebensdauer des Instrumentes hinweg wurde nach dem Abschluß des HEGRA-Meßbetriebes publiziert (Pühlhofer et al. 2003b).

4.5 Luftschauer- und Detektorsimulationen

In Ermangelung eines geeigneten TeV- γ -Teststrahles beruht das Verständnis verschiedener Detektoreigenschaften häufig auf detaillierten Computersimulationen (siehe z. B. Abschnitt 4.4.3). Hierbei werden sogenannte Monte-Carlo-Methoden verwendet, um physikalische Prozesse mit Hilfe von computergenerierten Zufallszahlen auf stochastische Weise darzustellen. Auf der Basis einer möglichst genauen Kenntnis bzw. Extrapolation von Reaktionswahrscheinlichkeiten auf der Basis von Laborexperimenten können so einzelne Teilchenwechselwirkungen simu-

liert werden. Die statistischen Verteilungen der auftretenden Größen werden dabei durch die Variation der Zufallszahlen in der Simulation wiedergegeben.

Im Bereich der TeV- γ -Astrophysik hat es sich als günstig erwiesen, Monte-Carlo-Simulationen von Luftschauerereignissen in zwei Schritten durchzuführen. Der Bereich der atmosphärischen Teilchenkaskaden wird dabei von den Detektoreigenschaften getrennt. Auf diese Weise können auf der Basis einer großen Zahl von simulierten Luftschauern beispielsweise die Einflüsse einzelner Detektor-komponenten untersucht werden, ohne daß die zeitaufwendige Berechnung der Luftschauer und des emittierten Cherenkov-Lichtes mehrfach erfolgen muß.

Die Ergebnisse der Simulationen werden in einer Form abgespeichert, die derjenigen von realen Meßdaten entspricht. Zusätzlich sind in den Daten jedoch auch Informationen zu wesentlichen Größen enthalten, die nur bei Simulationsrechnungen bekannt sind. Hierzu gehören z. B. die Art, die Energie und die Einfallsrichtung des Primärteilchens. Die simulierten Ereignisse können daher prinzipiell wie reale Meßdaten ausgewertet werden, wobei das Verhalten des Detektors bzw. die Qualität der Datenanalyse anhand der aus den Simulationen bekannten Schauerparameter überprüft und gegebenenfalls verbessert werden kann.

Zur Simulation von Teilchenkaskaden in der Atmosphäre unter Berücksichtigung der Emission und Ausbreitung von Cherenkov-Photonen steht eine Reihe von Computerprogrammen zur Verfügung, die im Rahmen von verschiedenen Luftschauerexperimenten entstanden sind. Für das HEGRA-Teleskopsystem wurden so zwei unabhängige Programmketten zur Luftschauer- und Detektorsimulation etabliert, die im folgenden kurz vorgestellt werden. Die Resultate der jeweiligen Programme zeigen dabei eine gute Übereinstimmung, so daß für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erforderlichen Simulationsrechnungen die in der Anwendung jeweils geeignetere Methode verwendet werden konnte.

4.5.1 Luftschauersimulationen mit dem ALTAI-Code

Ein älteres Programmpaket zur Durchführung von Monte-Carlo-Simulationen basiert auf dem sogenannten ALTAI-Code zur Simulation von Teilchenkaskaden in der Atmosphäre (Konopelko et al. 1996) und einer in Heidelberg entwickelten Detektorsimulation (Hemberger 1998). Mit Hilfe dieser Programme wurde eine sehr umfangreiche Bibliothek von photon- und hadroninduzierten Luftschauerereignissen unter verschiedenen Einfallswinkeln erstellt, die innerhalb der HEGRA-Kollaboration frei verfügbar ist (Konopelko et al. 1999). Die Datensätze liegen dabei im FPACK-Format vor und können prinzipiell mit den regulären Programmen zur Reduktion und Analyse der Meßdaten des Teleskop-systemes ausgewertet werden.

Für die hier durchgeführte Bestimmung der Energieschwelle einer Messung (Unterkapitel 4.7) sowie zur Berechnung der Detektorakzeptanz für die Spektralanalyse (Unterkapitel 4.9) wurden etwa 950000 simulierte γ -Schauer aus der Luftschauerdatenbank verwendet. Diese Schauerereignisse verteilen sich zu ungefähr gleichen Teilen auf Einfallsrichtungen unter den fünf diskreten Zenitwinkeln $\vartheta = 0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ und 60° . Zur Anpassung der Detektorakzeptanz an die in den einzelnen Meßperioden tatsächlich vorherrschenden Bedingungen werden

die bei der Datenkalibration bestimmten Effizienzwerte für die Rekonstruktion der simulierten Ereignisse eingesetzt. Hierbei erlaubt eine neu implementierte Programmiererweiterung die unmittelbare Verwendung der regulären Kalibrationsdatenbank, so daß auf flexible Weise eine realistische Simulation der Eigenschaften des Teleskopsystemes für bestimmte Zeiträume ermöglicht wird.

4.5.2 Simulationen mit CORSIKA und *sim_telarray*

Eine neuere Programmkette für Monte-Carlo-Rechnungen bedient sich der Programme CORSIKA zur Luftschauersimulation und *sim_telarray* zur Simulation des Detektors. Das im Bereich der Teilchenastrophysik etablierte Programm CORSIKA des Forschungszentrums Karlsruhe (Heck et al. 1998) wurde für die hier durchgeführten Simulationsrechnungen in der Version 6.00 verwendet. Diese Entwicklungsstufe enthält erstmals eine von K. Bernlöhr zur Verfügung gestellte Erweiterung, die es erlaubt, laufzeit- und speicherplatzoptimierte Luftschauersimulationen für Systeme von Cherenkov-Teleskopen durchzuführen. Die mit dem CORSIKA-Programm erzeugten Daten werden im Anschluß mit der Detektorsimulation *sim_telarray* (Bernlöhr 1998) weiterverarbeitet. Dieses Programm beinhaltet eine umfangreiche Beschreibung der optischen und elektronischen Komponenten der HEGRA-Teleskope unter Berücksichtigung ihrer von der Wellenlänge des Cherenkov-Lichtes abhängigen Eigenschaften. Die generelle Anpassung der für die Simulation verwendeten Detektorparameter an die realen Meßdaten wurde für die Hamburger HEGRA-Gruppe von D. Horns durchgeführt und ausführlich dokumentiert (Horns 2000).

Die Verwendung von CORSIKA und *sim_telarray* hat den Vorteil, daß der jeweilige Quelltext im Gegensatz zu den im Abschnitt 4.5.1 beschriebenen Programmen einsehbar ist und bei Bedarf überprüft bzw. für spezielle Untersuchungen ergänzt werden kann. Mit dieser Programmkette sind hier daher vorrangig Simulationsrechnungen zu atmosphärischen und detektorspezifischen Effekten durchgeführt worden, die nicht auf die Bestimmung von tatsächlichen Detektoreffizienzen ausgerichtet waren. Daher kommen bei der Detektorsimulation typische mittlere Werte für die Spiegelreflektivitäten, die Zahl der defekten Pixel sowie für die Photoelektronen-Konversionsfaktoren der einzelnen Teleskope zur Anwendung.

4.6 Verfahren zur Datenanalyse

Dieses Unterkapitel beschreibt den Ablauf der in Abbildung 4.11 schematisch dargestellten Auswertung der Meßdaten sowie eine Reihe von speziellen Analysemethoden. Es bildet damit die Grundlage für die astrophysikalische Interpretation der jeweiligen Beobachtungen. Nach einer allgemeinen Übersicht zum Ablauf der weitgehend automatisierten Datenanalyse folgen Beschreibungen der Daten Selektion, der Bestimmung von Schnittparametern für die Signalsuche sowie der Berechnung von gemessenen Photonenflüssen. Ferner werden spezielle Korrektur- und Rekonstruktionsverfahren erläutert, die insbesondere für die Analyse der Beobachtungen der Radiogalaxie M 87 implementiert wurden.

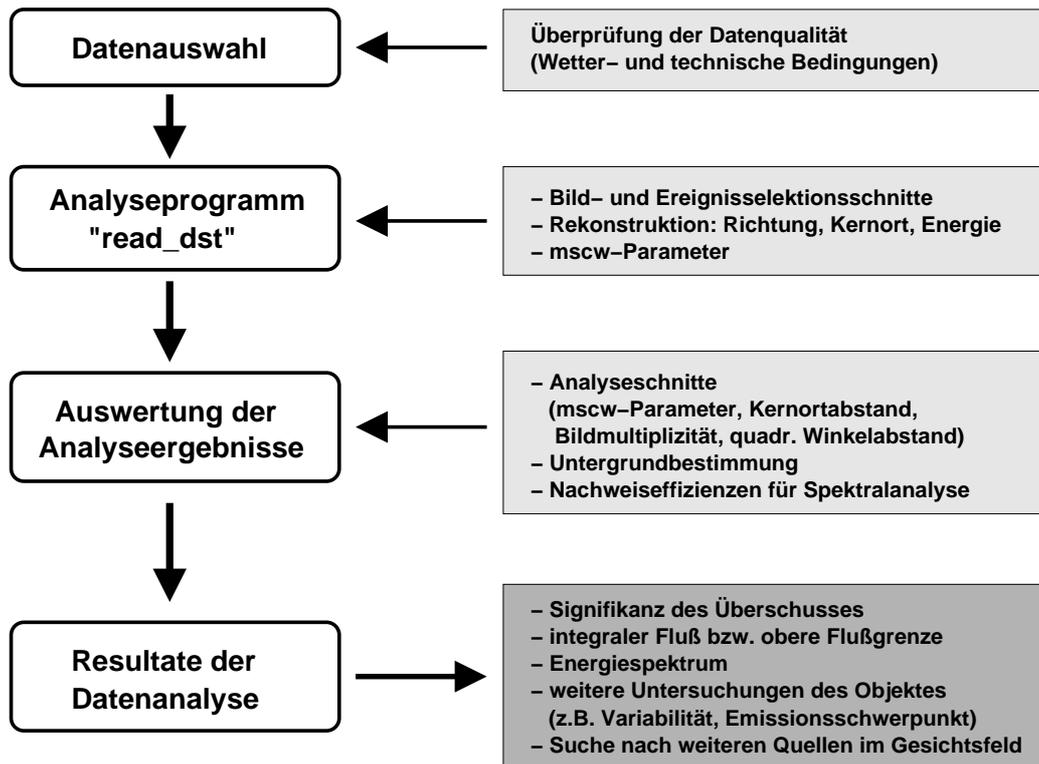


Abbildung 4.11: Ablauf der Datenanalyse beim HEGRA-Teleskopsystem. Die Einzelheiten der jeweiligen Arbeitsschritte werden im Text ausführlich beschrieben.

4.6.1 Ablauf der Datenanalyse des Teleskopsystemes

Den Ausgangspunkt der Datenanalyse bildet die sorgfältige Zusammenstellung eines entsprechenden Datensatzes (siehe Abschnitt 4.6.2). Für die Auswertung dieser Meßdaten wird dabei das ursprünglich von der Heidelberger HEGRA-Gruppe entwickelte Programm *read_dst* verwendet, das der Hamburger Gruppe im Jahre 1999 in der Arbeitsversion von H. Krawczynski freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurde. Im Laufe der Zeit wurde das Programm hier umfangreichen Veränderungen unterzogen, um spezielle Analyseverfahren zu integrieren.

Die einzelnen Ereignisse werden entsprechend der vom Anwender vorgegebenen Rahmenbedingungen (wie z. B. der zu untersuchenden Himmelsposition, des Zenitwinkelbereiches und der zu berücksichtigten Teleskope) rekonstruiert. Hierbei wird eine Reihe von „Säuberungsschnitten“ (vgl. Abschnitt 4.6.3) angewendet, die für eine stabile Datenbasis sorgen. Für die Richtungsrekonstruktion hat sich der im Abschnitt 3.5.1 beschriebene Algorithmus Nr. 3 aus der Publikation von Hofmann et al. (1999) als empfindlichste und stabilste Methode etabliert. Zu Kontrollzwecken wurden jedoch stets auch die Algorithmen Nr. 1 und 2 verwendet. Nach der Durchführung einer Kernortrekonstruktion (siehe Abschnitt 3.5.2) wird für jedes Ereignis der zugehörige *mscw*-Parameter für die γ -Hadron-Separation (vgl. Abschnitt 4.6.5) sowie bei Bedarf die Primärenergie des Luftschauers (Abschnitt 4.9.3) bestimmt.

Nach dem Abschluß der Datenanalyse stehen für jedes Ereignis alle wesent-

lichen Größen wie beispielsweise die rekonstruierte Herkunftsrichtung und die Energie (unter der Annahme eines primären Photons), der *mscw*-Parameter sowie die quadrierten Winkelabstände zum Zentrum der Signal- und der Untergrundregion(en) sowohl tabelliert als sogenanntes N-Tupel als auch in Histogrammform zur Verfügung. Unter Verwendung einer geeigneten Methode zur Untergrundbestimmung (siehe Kapitel 4.8) können im Anschluß die statistische Signifikanz der Messung sowie entsprechend Abschnitt 4.9 gegebenenfalls der integrale Fluß bzw. das Energiespektrum des Objektes bestimmt werden.

4.6.2 Datenauswahl und Qualitätsüberprüfung

Bei der Datenauswahl sind zunächst Witterungseinflüsse zu beachten, die eine quantitative Analyse beispielsweise beim Auftreten von Wolken, Nebel, Regen, Schneefall oder während der sogenannten Calima-Wetterlage¹⁵ ausschließen. Zusätzlich sollte die Verwendung von Meßdaten vermieden werden, die unter ungewöhnlichen äußeren Bedingungen aufgezeichnet wurden. Als Beispiele sind hier das gelegentliche Vorhandensein starker Lichtquellen in der Umgebung des HEGRA-Geländes (z. B. zeitweise während der Errichtung des Gebäudes für das optische 10.40 m-Teleskop „GranTeCan“, span.: *Gran Telescopio Canarias*) sowie die Auswirkungen starker Wald- und Buschbrände am Roque de los Muchachos in Form von Rauch und Staub zu nennen. In der Regel wurde die Durchführung von Messungen zweifelhafter Qualität jedoch stets einem Totalverlust einer Beobachtungsnacht vorgezogen. Auf diese Weise konnte trotz des Verwerfens der Daten für die astrophysikalische Analyse zumindest eine Überprüfung des technischen Zustandes wesentlicher Komponenten des Teleskopsystemes ermöglicht werden (vgl. Abschnitt 4.4.1).

Weitere wesentliche Faktoren bei der Datenselektion sind der technische Zustand des Teleskopsystemes sowie die gewünschten Rahmenbedingungen der Messung. Hierbei spielen insbesondere der Beobachtungsmodus (d. h.: die Ausrichtung der Teleskope relativ zum gewünschten Objekt, siehe Abschnitt 4.8) sowie der Zenitwinkelbereich mit seinem starken Einfluß auf die Energieschwelle der Beobachtung eine wichtige Rolle (vgl. Abbildung 4.15).

Zur Kalibration der Analyseergebnisse wird in der vorliegenden Arbeit der bekannte TeV-Fluß aus der Richtung des Crab-Nebels verwendet, der in diesem Zusammenhang als „Standardkerze“ dient (siehe Abschnitt 2.5.3). Parallel zur Zusammenstellung von Meßdaten eines zu untersuchenden Objektes ist es daher ebenfalls erforderlich, einen unter möglichst ähnlichen technischen Bedingungen aufgezeichneten Vergleichsdatensatz aus Beobachtungen des Crab-Nebels zu erzeugen. Hierbei ist vor allem darauf zu achten, daß diese Messungen nahezu im gleichen Zeitraum und Zenitwinkelbereich stattgefunden haben.

¹⁵ Bei der Calima-Wetterlage, die auf den kanarischen Inseln häufig in den Sommermonaten vorkommt, wird sehr feiner Staub aus der Sahara von geeigneten Winden in großer Höhe über das Meer transportiert (siehe z. B. Murdin (1986)). Der Saharastaub in der Atmosphäre wirkt als starker Absorber für das Cherenkov-Licht ausgedehnter Luftschauer. Eine weitere Nebenwirkung des Calima-Effektes ist im Falle der HEGRA-Teleskope eine Verminderung der relativen optischen Effizienz durch eine Verschmutzung der Spiegel und der Kameraeintrittsfenster.

Die für die Datenauswahl entwickelten Werkzeuge und Methoden werden im folgenden ausführlich erläutert.

Grundlagen für die Qualitätsüberprüfung:

Die Datennahme ist in einzelne *Runs* mit einer Länge von üblicherweise 20 Minuten unterteilt. Damit beruht die dieser Arbeit zugrundeliegende Datenbasis von mehr als 5000 Stunden (siehe Tabelle 4.3) auf mehr als 15000 einzelnen *Runs*. Eine individuelle manuelle Überprüfung jedes einzelnen Datensegmentes ist daher insbesondere bei tiefen Beobachtungen von mehr als 50 Stunden (entsprechend mehr als 150 *Runs*) aufgrund des hohen Arbeitsaufwandes praktisch ausgeschlossen.

Für die Auswahl eines qualitativ hochwertigen Datensatzes unter Berücksichtigung der oben angesprochenen individuellen Anforderungen werden relationale Datenbanken verwendet. Zur Anwendung kommt hierbei das für viele gängige Betriebssysteme frei verfügbare Datenbanksystem MySQL.¹⁶ Damit konnten im Rahmen einer Hamburger Diplomarbeit die Grundlagen für ein leicht zu bedienendes Werkzeug zur Datenselektion erstellt werden (Schiricke 2002). Das Verfahren wurde nachfolgend umfangreich erweitert und kommt bei der Zusammenstellung aller in dieser Arbeit analysierten Datensätze zur Anwendung.

Die für die Datenselektion wesentlichen Größen sind in zwei Datenbanken zusammengefaßt. Die Datenbank *HEGRA/RunBook* enthält hierbei für jeden *Run* alle aus dem elektronischen Logbuch verfügbaren Informationen wie beispielsweise das Datum, die Laufzeit, die beobachtete Himmelsposition sowie Angaben über die mittleren Ströme in den Photomultipliern, die Triggerraten der individuellen Teleskope und des gesamten Teleskopsystemes. Ferner werden der Anteil der vollständig aufgezeichneten Ereignisse (die sogenannte „*fraction of golden events*“)¹⁷ sowie gegebenenfalls die Warnmeldungen des Datennahmesystemes verzeichnet.

Da die Überprüfung der Datenqualität anhand des elektronischen Logbuches nur sehr rudimentär und zudem erst seit der Einführung dieses Informationssystemes im Mai 1998 möglich ist, wurde als weiterer Eintrag im Hamburger MySQL-System die Datenbank *Rates/RatevsDate* eingeführt. Die hier verwalteten Einträge umfassen für jeden *Run* zur Kreuzkontrolle mit der Datenbank *HEGRA/RunBook* ebenfalls die Zeitinformationen und die beobachtete Himmelsposition. Ferner sind jedoch auch Informationen enthalten, die nach einer Überprüfung der Datenqualität vorliegen. Hierzu gehören beispielsweise die Anzahl der Teleskope mit brauchbaren Daten sowie die von technischen Ausfallzeiten bereinigten Angaben zur tatsächlichen Laufzeit und Systemtriggerrate des *Runs*.

Technische Ausfallzeiten können während der Datennahme aus verschiedenen Gründen auftreten. Beispielsweise haben die am Beginn jedes *Runs* notwendige Feinpositionierung der Teleskope sowie die Koordination ihrer jeweiligen

¹⁶ Eine umfangreiche Dokumentation des MySQL-Datenbank-Systemes findet sich im Internet unter <http://www.mysql.com> (siehe auch Widenius und Axmark (2002)).

¹⁷ Bei typischerweise $(96 \pm 4)\%$ der aufgezeichneten Ereignisse fand eine vollständige Auslese aller aktiven Teleskope statt. In dem verbleibenden Anteil wurden die Meßdaten eines Teleskopes in der Regel aufgrund von Verzögerungen bei der lokalen Datenverarbeitung zu spät an die Zentralstation übermittelt (Bulian et al. 1998). Die unvollständig ausgelesenen Ereignisse werden nicht für die Datenanalyse verwendet.

Datennahmecomputer typischerweise etwa 22 Sekunden erfordert. Weitere Ausfälle können durch kurzzeitige Triggerprobleme eines einzelnen Teleskopes bzw. durch netzwerkbedingte Unterbrechungen der Datenübermittlung an die Zentralstation entstehen. Außerdem werden bei der Auswertung diejenigen Zeiträume ignoriert, bei denen ein Teleskop eine Abweichung zwischen der tatsächlichen Ausrichtung und der Sollposition von mehr als fünf Winkelgeberinkrementen (vgl. Abschnitt 4.3.1) bzw. etwa einem halben Pixeldurchmesser bezüglich der Altituden- oder der Azimutausrichtung aufweist.

Die Ausfallzeiten sind vom Autor nach der Produktion der DST-Dateien für jeden *Run* mit Hilfe eines speziellen Analyseprogrammes (basierend auf einem Verfahren von H. Krawczynski) bestimmt worden und stehen der Hamburger HEGRA-Gruppe in Form einer speziellen Datenbank zur Verfügung. Grundsätzlich verarbeitet das Analyseprogramm *read_dst* keine Ereignisse, die während eines Ausfallzeitraumes registriert wurden. Damit ergibt sich die tatsächliche Laufzeit T_{obs} (engl.: *lifetime*) als diejenige Zeitspanne, die der gesamten *Run*-Dauer abzüglich aller Ausfallzeiten entspricht.¹⁸ Analog kann die tatsächliche Systemtriggerrate R als Rate der während der Laufzeit T_{obs} registrierten Ereignisse berechnet werden. In der Datenbank *Rates/RatevsDate* sind neben diesen korrigierten Größen ferner für jeden *Run* die mittleren Bildbreiten der einzelnen Teleskope sowie der mittlere *mscw*-Parameter enthalten. Diese Werte können Hinweise auf zuvor unerkannte technische Probleme wie beispielsweise stark verstellte Spiegel liefern, was sich durch eine Verbreiterung der aufgezeichneten Kamerabilder äußern würde.

Ein für die Datenselektion besonders wichtiger Eintrag in der Datenbank *Rates/RatevsDate* ist die für den mittleren Zenitwinkel des *Runs* erwartete Systemtriggerrate R_{exp} . Diese Größe wird entsprechend der in Abschnitt 4.4.4 beschriebenen Methode für das im jeweiligen *Run* effektiv arbeitende System aus 3, 4 oder 5 aktiven Teleskopen unter Berücksichtigung der aktuellen Datennahme-epoche („Hardwareperiode“)¹⁹ bestimmt. Zusätzlich enthält die Datenbank für mögliche weitere Selektionsschnitte auch externe Meßdaten, die Hinweise auf die Witterungsbedingungen während des *Runs* geben können. Hierzu gehören die von der Wetterstation des oberhalb des HEGRA-Geländes liegenden *Nordic Optical Telescope*²⁰ (NOT) im 5-Minuten-Takt aufgezeichneten Werte der relativen Luftfeuchtigkeit und des Luftdruckes. Zusätzlich sind die für jeweilige Beobachtungsnacht mit dem *Carlsberg Meridian Telescope*²¹ (CMT) bestimmten Mittelwerte der atmosphärischen Extinktion verfügbar. Eine im Anhang D.1 beschriebene Untersuchung hat jedoch gezeigt, daß diese externen Meßgrößen

¹⁸ Die durch die Datenauslese der einzelnen Ereignisse verursachte Totzeit des Detektors wird durch das hier beschriebene Verfahren noch nicht korrigiert, sondern ist Gegenstand einer im Abschnitt 4.6.7 beschriebenen speziellen Korrekturmethode.

¹⁹ Zur Berücksichtigung von wesentlichen Veränderungen der Detektorakzeptanz wurde der Datenbestand des Teleskopsystemes für das Hamburger Analyseverfahren in 14 Epochen bzw. sogenannte „Hardwareperioden“ eingeteilt, während derer weitgehend konstante Bedingungen vorgeherrscht haben. Diese Einteilung wird insbesondere bei der Bestimmung der erwarteten Systemtriggerrate sowie bei der in diesem Abschnitt beschriebenen Zusammenstellung eines Crab-Vergleichsdatensatzes verwendet.

²⁰ Siehe <http://www.not.iac.es>.

²¹ Siehe <http://www.ast.cam.ac.uk/~dwe/SRF/camc.html>.

im Vergleich zur Beschreibung der witterungsbedingten Datenqualität mit Hilfe der HEGRA-Systemtriggerrate kaum zusätzliche Informationen liefern können. Daher finden die NOT- und CMT-Messungen hier keine weitere Verwendung bei der Zusammenstellung der endgültig ausgewerteten Datensätze.

Auswahlkriterien für Meßdaten:

Neben dem Ausschluß von *Runs*, bei denen während der Datenkalibration technische Problemen erkannt wurden, beruht die Auswahl von Meßdaten auf drei wesentlichen Kriterien:

- Dauer eines *Runs*: $t_{\text{run}} > 5$ Minuten
- *fraction of golden events*: $F_{\text{ge}} > 88\%$
- normierte Systemtriggerrate: $R/R_{\text{exp}} > 70\%$

Sehr kurze *Run*-Dauern von weniger als 5 Minuten wurden in der Regel durch einen vorzeitigen Abbruch aufgrund von technischen oder operationellen Umständen verursacht. Die Forderung nach einer Mindestdauer sorgt daher dafür, daß diese eventuell problembehafteten *Runs* ignoriert werden.

Der Schnitt auf die *fraction of golden events* F_{ge} sorgt ferner dafür daß nur *Runs* mit weitgehend vollständig ausgelesenen Ereignissen verwendet werden. Besonders niedrige F_{ge} -Werte weisen dabei in der Regel nicht nur auf temporäre Netzwerkprobleme hin, sondern hatten ihre Ursache häufig in größeren Schwierigkeiten mit der lokalen Ausleseelektronik eines Teleskopes. Als unterer Grenzwert für die Größe F_{ge} wurde deshalb eine $2\sigma_{\text{RMS}}$ -Abweichung vom Mittelwert ihrer globalen Häufigkeitsverteilung festgelegt (vgl. Fußnote 17 auf Seite 118).

Als wichtigstes Qualitätskriterium für die Datenauswahl wird die normierte Systemtriggerrate R/R_{exp} verwendet. Diese Größe ergibt sich aus dem Quotienten der tatsächlichen und der für den jeweiligen *Run* erwarteten Triggerrate. Für die Bewertung der Datenqualität wird hierbei angenommen, daß die untergrunddominierte Systemtriggerrate und eine von einer Quelle gemessene γ -Rate in gleicher Weise durch technische oder witterungsbedingte Einflüsse reduziert werden. (Der Einfluß einer hohen, geschlossenen Wolkendecke auf die registrierte γ -Rate wird im Anhang D.2 beschrieben). Für die Datenanalyse werden in der vorliegenden Arbeit nur diejenigen *Runs* zugelassen, bei denen die normierte Rate R/R_{exp} mindestens den Wert 70% erreicht, was ebenfalls ungefähr einer $2\sigma_{\text{RMS}}$ -Abweichung vom globalen Mittelwert entspricht. Dieser relativ lockere Schnittwert ergibt sich als Kompromiß aus der Notwendigkeit, Meßdaten besonders schlechter Qualität zu verwerfen, und dem Bestreben, möglichst viele Daten zu akzeptieren, um insbesondere die Sensitivität für schwache Quellen zu steigern.

Die Datenauswahl erfolgt schließlich auf der Basis der erläuterten Qualitätschnitte mit Hilfe einer Datenbankabfrage. Hierbei findet eine verknüpfte Überprüfung der MySQL-Datenbanken *HEGRA/RunBook* und *Rates/RatevsDate* statt. Die Anwendung der hier erläuterten Qualitätskriterien führt entsprechend Tabelle 4.3 auf Seite 97 im Mittel zu einem Verlust von etwa 8% der insgesamt aufgezeichneten Meßzeit.

Erstellung eines Crab-Vergleichsdatensatzes:

Für die im Abschnitt 4.6.5 erläuterte Bestimmung von optimalen Analyseschnitten sowie für die Kalibration eines gemessenen TeV- γ -Flusses bzw. einer oberen Flußgrenze wird ein Vergleichsdatensatz aus Beobachtungen des Crab-Nebels verwendet. Der gesamte Datenbestand aus Beobachtungen des Crab-Nebels umfaßt unter Anwendung der Qualitätskriterien in den Jahren 1997 bis 2002 etwa 440 h. Diese Beobachtungen verteilen sich ausreichend gleichmäßig auf die einzelnen Sichtbarkeitsperioden und Zenitwinkelbereiche, so daß für jedes Objekt ein geeigneter Vergleichsdatensatz unter ähnlichen Meßbedingungen erstellt werden kann.

Bei der Datenauswahl für das untersuchte Objekt werden dazu die ausgewählten *Runs* in einzelne Beobachtungsklassen eingeteilt. Hierbei kommen vier Zenitwinkelintervalle sowie die in Fußnote 19 (S. 119) erläuterten 14 Datennahmeepochen zur Anwendung. Die Selektion der Crab-Daten für den Vergleichsdatensatz erfolgt im Anschluß unter Verwendung derselben Qualitätskriterien, wobei in jeder der 56 einzelnen Beobachtungsklassen nach Möglichkeit die gleiche Zahl von Crab-*Runs* wie im Objektdatensatz ausgewählt wird.

4.6.3 Generelle Selektionskriterien in der Datenanalyse

Bei der Analyse eines Datensatzes werden weitere Selektionskriterien angewendet, die sowohl komplette *Runs* als auch einzelne Ereignisse von der Auswertung ausschließen können. Die Auswahlbedingungen beziehen sich dabei einerseits auf technische Probleme einzelner Teleskope, deren Meßdaten *a priori* grundsätzlich verworfen werden. Außerdem wird dafür gesorgt, daß nur Kamerabilder verwendet werden, die relevante Informationen für die Schauerrekonstruktion liefern. Die wesentlichen, in das Analyseprogramm *read_dst* implementierten Kriterien sind in Tabelle 4.5 zusammengefaßt und werden im folgenden näher erläutert.

Entsprechend Abschnitt 4.4.2 werden auf der Basis einzelner *Runs* zunächst die Daten von denjenigen Teleskopen von der Analyse ausgeschlossen, bei denen 16 oder mehr Pixel während der Kalibration als defekt markiert wurden. Zusätzlich erfolgt der Ausschluß bestimmter Teleskope mit sonstigen technischen Problemen. Hierbei handelt es sich um Effekte, die während der Kalibration der Meßdaten unerkannt geblieben sind oder deren Auswirkungen für gewisse qualitative Untersuchungen nicht störend wirken. Generell werden die Daten des Teleskopes CT 2 aufgrund seiner geringeren technischen Zuverlässigkeit von der Integration in das Teleskopsystem im August 1998 bis zu einer erfolgreichen Reparatur im Mai 1999 von allen hier durchgeführten Analysen ausgeschlossen. Im Falle des Teleskopes CT 4 liegt für einige Tage im März 1999 keine verwendbare Ausrichtungskalibration vor, da zwischen dem Austausch eines Winkelgebers und seiner endgültigen Justierung keine *Point-Runs* durchgeführt wurden. Die Existenz dieser unkalibrierbaren Teleskopausrichtung hat sich bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten detaillierten Untersuchungen der M 87-Meßdaten herausgestellt. Bei Bedarf können für spezielle Anforderungen weitere Teleskope von der Datenanalyse ausgeschlossen werden. Ein Beispiel dafür ist die im Anhang C beschriebene Studie zu kleinen Bildmultiplizitäten im Ereignis.

Nach Anwendung aller teleskopspezifischen Selektionskriterien wird das im

	Komponente	Beschreibung	Selektionskriterium
<i>Run</i>	Teleskop	Zahl defekter Pixel CT 2 CT 4 Teleskop-Ausschluß	≤ 15 Ausschluß vor Juni 1999 Ausschluß im März 1999 anwendungsspezifisch
	System	Zahl aktiver Teleskope	≥ 3
Ereignis	Teleskop	lokale Datenauslese lokales Triggersignal Bildamplitude Bildschwerpunkt	gefordert gefordert ≥ 40 ph.e. $distance < 0.8 \cdot r_{\text{kamera}}(\beta)$
	System	min. Bildmultiplizität Kernortabstand <i>mscw</i> -Parameter rekonstr. Richtung	abh. von Optimierung < 1000 m < 1.1 Schnitt auf Abstand $\Delta\Theta^2$ (abh. von Optimierung)

Tabelle 4.5: Run- und Ereignisselektionskriterien für die Standard-Datenanalyse mit dem Programm `read_dst`. Die im Text näher erläuterten Ausschlußbedingungen beziehen sich sowohl auf einzelne Teleskope als auch auf das gesamte effektiv arbeitende Teleskopsystem. Die Ereignisanforderungen für das Teleskopsystem sind prinzipiell bereits Analyseschritte, deren Bestimmung im Abschnitt 4.6.5 diskutiert wird.

jeweiligen *Run* effektiv arbeitende Teleskopsystem ermittelt. Der *Run* wird im Anschluß nur dann ausgewertet, wenn mindestens drei aktive Teleskope vorhanden sind. Auf diese Weise wird gewährleistet, daß für die Analyse nur Daten aus Zeiträumen mit relativ stabilen Meßbedingungen verwendet werden.

Vor der Analyse eines Ereignisses wird ebenfalls eine Reihe von Selektionskriterien überprüft. Es werden nur Kamerabilder von denjenigen Teleskopen ausgewertet, deren Meßdaten vollständig aufgezeichnet wurden und die ein lokales Triggersignal an die Zentralstation gesendet haben (siehe hierzu Fußnote 11 auf Seite 100). Ferner werden Kamerabilder mit zu kleiner Amplitude (vgl. Abschnitt 4.7.1) sowie mit einem zu dicht am Kamerarand gelegenen Schwerpunkt verworfen. Dadurch wird dafür gesorgt, daß die Bildparameter ausreichend gut bestimmt werden können und keine Verfälschungen durch Bilder auftreten, die aufgrund ihrer Lage nicht vollständig im Kameragesichtsfeld enthalten sind.

Zur Vermeidung dieser angeschnittenen Schauerbilder wird ein Selektionskriterium für den Parameter *distance* eingeführt, der den Abstand des Bildschwerpunktes vom Kamerazentrum wiedergibt (siehe Abbildung 3.10). In vielen HEGRA-Publikationen wird das Selektionskriterium $distance < 1.7^\circ$ verwendet, das in der Bildebene Schwerpunkte aus einer Kreisfläche um den Kameramittelpunkt zuläßt. Im Gegensatz dazu wird hier eine von Horns (2000) vorgeschlagene hexagonale Akzeptanzfläche verwendet. Der Abstand des Bildschwerpunktes vom Kamerazentrum darf dabei nicht mehr als 80% der Entfernung $r_{\text{kamera}}(\beta)$ des Kamerarandes vom Mittelpunkt in der gegebenen Richtung $\beta = \arctan(\Theta_y/\Theta_x)$ betragen (vgl. Abbildung 3.7). Diese Bedingung folgt der Kamerageometrie und

vergrößert dabei zusätzlich den für die Lage von Schauerbildern zugelassenen Raumwinkelbereich im Gesichtsfeld um etwa 15 %.

Für eine weitergehende Untersuchung zur Selektion von Schauerbildern wurde ein von Ripken (2002) eingeführter Bildrandschnitt verwendet. Um zu gewährleisten, daß auch bei großen Bildern keine Verfälschung durch den Kamerarand auftritt, wird hierbei zusätzlich die Lage der angepaßten Bildellipse überprüft. Dabei darf keiner der vier Schnittpunkte der Hauptachsen mit der „ 2σ -Umrandung“ des Bildes (entsprechend einer Ellipse mit den Hauptachsenlängen $2 \cdot width$ sowie $2 \cdot length$) außerhalb eines bestimmten Abstandes zum Kamerazentrum liegen. Eine Studie dieses Qualitätskriteriums hat jedoch ergeben, daß insbesondere im Falle von schwachen TeV- γ -Quellen keine Steigerung der Signifikanz eines gemessenen Signales erreicht werden kann. Dagegen hat sich in verschiedenen Fällen aufgrund einer leichten Reduzierung der resultierenden Ereigniszahlen sogar eine Abnahme der Signifikanz eines Signales ergeben, so daß ein Sensitivitätsverlust zu verzeichnen ist. Dieser Bildrandschnitt findet daher für die hier beschriebenen Analysen keine Verwendung, sollte jedoch für die erheblich empfindlicheren neuen Instrumente wiederum in Betracht gezogen werden.

4.6.4 Korrektur der Präzession der Erdachse

Nach der Anwendung der zuvor beschriebenen Selektionskriterien liefert die stereoskopische Richtungsrekonstruktion die Herkunftsrichtung jedes Ereignisses in Form von Himmelskoordinaten. Da die im Abschnitt 4.4.5 beschriebene Ausrichtungskalibration lediglich die mechanische Fehlausrichtung der Teleskope korrigiert (Pühlhofer 2001), beziehen sich diese Werte auf die zum Zeitpunkt der Aufnahme des Ereignisses gültige, momentane Epoche. Das Referenzsystem der Himmelskoordinaten verschiebt sich jedoch mit der Zeit aufgrund verschiedener Effekte wie beispielsweise durch die Präzession und Nutation der Erdachse sowie durch die Aberration des Lichteinfalls wegen der Bewegung der Erde um die Sonne. Daher ist es notwendig, eine Referenzepoche festzulegen und alle Koordinaten bezüglich dieser Epoche zu transformieren. Üblicherweise wird bei modernen Angaben die nahegelegene Epoche „J2000.0“ verwendet, die sich auf den Zeitpunkt des 1. Januar 2000, 12:00 Uhr mittags bezieht²².

Der wesentliche Korrektoreffekt für die TeV- γ -Astrophysik folgt aus der Präzessionsbewegung der Erdachse mit einer Rate von $50''.27$ pro Jahr bzw. einer Periodendauer von etwa 25780 Jahren. Zur Koordinatentransformation von der momentanen in die Referenzepoche J2000.0 kann auf der Basis eines orthogonalen, äquatorialen Bezugssystemes (unter Verwendung des sogenannten Richtungskosinus) eine dreidimensionale Rotation angewendet werden. Die entsprechenden Korrekturterme sind im jährlichen Astronomischen Almanach aufgeführt (siehe beispielsweise Jaramillo und Holdaway (2001)).

Da die HEGRA-Datennahme die Referenzepoche J2000.0 zeitlich eng umschließt, sind die Korrekturen des Präzessionseffektes in der Regel sehr klein und

²² Der Zeitpunkt des 1. Januar 2000, 12:00 Uhr mittags entspricht dem bei astronomischen Zeitbetrachtungen häufig verwendeten Julianischen Datum $JD_{J2000.0} = 2451545.0$ bzw. dem sogenannten Modifizierten Julianischen Datum $MJD_{J2000.0} = 51544.5$.

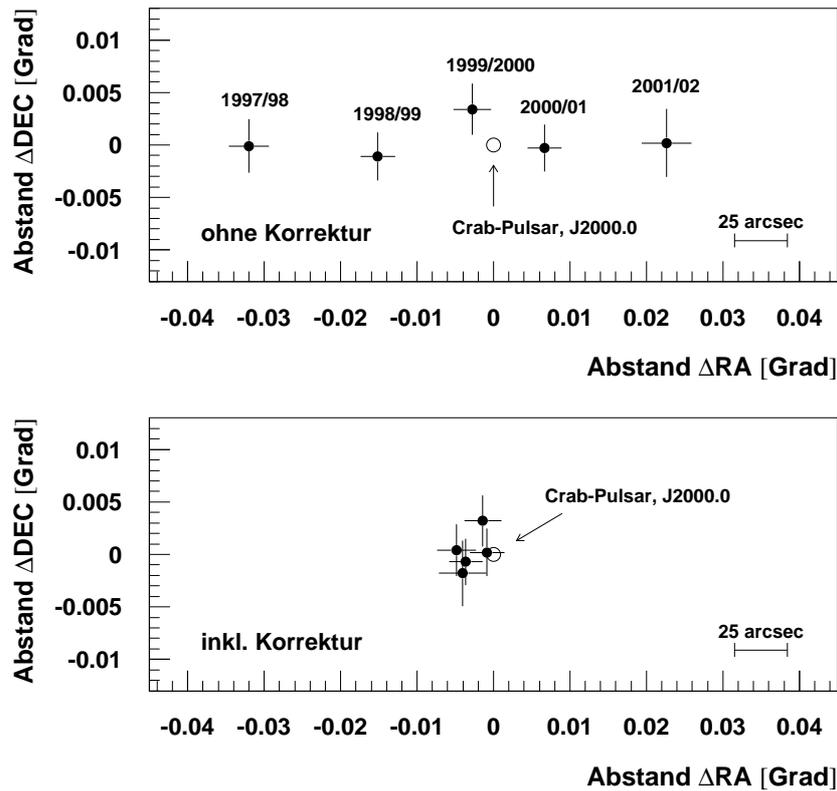


Abbildung 4.12: Einfluß der Präzession der Erddachse auf die rekonstruierte Quellposition bei der Angabe der Koordinaten in der momentanen Epoche nach der Analyse von Schauerereignissen des Crab-Nebels aus verschiedenen Sichtbarkeitsperioden (oben). Dargestellt ist die Lage des jeweiligen Emissionsschwerpunktes in Bezug auf die Position des Crab-Pulsars entsprechend der Referenzeпоche J2000.0. Nach Anwendung der Präzessionskorrektur ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Schwerpunkte aus den einzelnen Jahren (unten).

wurden daher in vielen Analysen vernachlässigt. Für den Fall einer Schwerpunktbestimmung sowie bei der Untersuchung der Morphologie einer Quelle sollte jedoch keinesfalls auf die Anwendung dieser Korrektur verzichtet werden. Insbesondere im Fall einer langen, über mehrere Monate oder sogar Jahre verteilten Beobachtung tritt ansonsten eine gewisse „Verschmierung“ der aus den Daten bestimmten räumlichen Informationen auf.

Die Bedeutung der in das Hamburger Datenanalyseprogramm integrierten Präzessionskorrektur für die Qualität der Ergebnisse wird durch Abbildung 4.12 veranschaulicht. Dabei wurden die Beobachtungen des Crab-Nebels aus den fünf Sichtbarkeitsperioden von 1997/1998 bis 2001/2002 jeweils unabhängig voneinander unter der Voraussetzung einer hohen Rekonstruktionsqualität ausgewertet. Neben den üblichen Schnittbedingungen wurden dazu ein maximaler Zenitwinkel von 30° , ein Kernortabstand von maximal 200 m sowie vor allem mindestens vier Bilder pro Ereignis gefordert. Für die ersten beiden Datensätze ist dies gleichzeitig auch die maximal mögliche Zahl von Teleskopen im System. Wie aus der Abbildung deutlich wird, ergibt sich bei der Verwendung der rekonstruierten

Schauerrichtung entsprechend der momentanen Epoche eine gleichmäßige Verschiebung der entsprechend Abschnitt 4.6.8 ermittelten Emissionsschwerpunkte von Jahr zu Jahr. Erwartungsgemäß liegt hierbei der für die Periode 1999/2000 bestimmte Schwerpunkt am dichtesten benachbart zur tatsächlichen Position des Crab-Pulsars im Zentrum des Crab-Nebels. Nach Anwendung der Präzessionskorrektur ergibt sich eine gute Übereinstimmung aller Schwerpunkte mit dieser Himmelsposition. Wegen der verbleibenden systematischen Ausrichtungsfehler von $25''$ ist eine aufwendige Korrektur der zeitlichen Verschiebung des Referenzsystemes aufgrund von kleineren Effekten wie beispielsweise der Nutation der Erdachse (etwa $9''$ pro Jahr) nicht erforderlich.

4.6.5 Auswahl von geeigneten Analyseschnitten

Für die Datenauswertung sind zunächst die rekonstruierten Herkunftsrichtungen sowie eine effektive Trennung von photon- und hadroninduzierten Ereignissen von Bedeutung. Für diese Aufgaben werden weitere, sogenannte Analyseschnitte verwendet, deren typische Werte ebenfalls in Tabelle 4.5 (Seite 122) aufgeführt sind und im folgenden kurz erläutert werden. Anschließend wird im Abschnitt 4.6.6 das hier verwendete Verfahren zur Optimierung der Sensitivität einer Messung vorgestellt, das sich insbesondere für schwache Quellen bewährt hat.

Zahl der Bilder im Ereignis:

Die Zahl N_{img} der zu einem Ereignis beitragenden Kamerabilder trägt aufgrund der mit ansteigender Bildmultiplizität zunehmenden Redundanzen entscheidend zur Rekonstruktionsqualität bei. Für die hier beschriebenen Datenanalysen werden zunächst mindestens zwei Bilder pro Ereignis verlangt. Im Hinblick auf eine Schnittoptimierung ist zu berücksichtigen, daß die Forderung nach einer höheren Bildmultiplizität N_{img} gleichzeitig einen Anstieg der effektiven Energieschwelle einer Beobachtung bedeutet (vgl. Abbildung 4.14 auf Seite 135). Dies kann insbesondere bei Spektren, die mit der Energie stark abfallen, zu einem Sensitivitätsverlust führen. Die ausschließliche Verwendung von größeren Bildmultiplizitäten führt jedoch bei ausreichend starken Signalen zu einer genaueren Bestimmung der Quelleigenschaften. In diesem Zusammenhang sind insbesondere Untersuchungen zur genauen Position des Emissionsschwerpunktes sowie zur Morphologie zu nennen.

Da die Bedeutung der besonders häufig auftretenden Ereignisse mit kleinen Bildmultiplizitäten von großem Interesse ist, wurde hierzu eine spezielle Untersuchung durchgeführt. Die Ergebnisse und Schlußfolgerungen dieser Studie werden ausführlich im Anhang C beschrieben.

Maximal zulässiger Kernortabstand:

Die Rekonstruktion der Kernortposition (vgl. Abschnitt 3.5.2) ist ein wesentlicher Arbeitsschritt bei der Bestimmung der Lage der Schauerachse im Raum. Größere Kernortabstände führen aufgrund der geometrischen Bedingungen zu zunehmenden Rekonstruktionsungenauigkeiten. Daher wird für spezielle Analyseverfahren

mit hohen Anforderungen an die Kernortauflösung ein Schnitt auf den maximal zulässigen Kernortabstand eingeführt (bei der im Abschnitt 4.9.4 beschriebenen Spektralanalyse beträgt dieser Wert 200 m). Für die reine Quellensuche werden jedoch alle Ereignisse mit Kernortabständen bis zu 1000 m verwendet.

Anwendung des *mscw*-Parameters zur γ -Hadron-Separation:

Der beim HEGRA-Teleskopsystem gebräuchliche *mscw*-Parameter stellt entsprechend Abschnitt 3.5.3 das wesentliche Werkzeug für die γ -Hadron-Separation dar. Die Verteilung der für jedes Ereignis bestimmten *mscw*-Werte folgt bei einer reinen Photonenpopulation entsprechend Abbildung 3.13 in erster Näherung einer Gaußverteilung mit der Breite 0.1 und dem Mittelwert 1.0, der sich aufgrund der Konstruktion des *scw*-Parameters ergibt.²³ Dagegen führt eine durch hadroninduzierte Ereignisse dominierte Untergrundpopulation zu einer sehr breiten *mscw*-Verteilung mit Werten, die deutlich größer als 1.0 sind. Als sehr effizienter Schnitt zur Anreicherung von photoninduzierten Ereignissen hat sich für die Signalsuche die Bedingung $mscw < 1.1$ herausgestellt (Konopelko et al. 1999).

Eine genaue Untersuchung der *mscw*-Verteilungen in den Meßdaten starker Quellen hat jedoch eine Verschiebung der Mittelwerte um den Faktor 1.033 ergeben. Dies deutet auf einen systematischen Unterschied zwischen den realen Meßdaten und den Monte-Carlo-Simulationen hin, die zur Bestimmung der für γ -Schauer erwarteten Bildbreiten verwendet wurden (Konopelko et al. 1999). Um hier eine Übereinstimmung zu erzielen, werden die Erwartungswerte bei der Berechnung der *scw*-Parameter mit einem entsprechenden Korrekturfaktor multipliziert (Pühlhofer 2001).

Verschlechterungen der Abbildungsfunktion eines Teleskopes können ferner zu deutlich verbreiterten Schauerbildern führen. Eine Ursache hierfür sind beispielsweise Spiegelsegmente, die unter winterlicher Eislast verstellt wurden. Während diese Probleme durch kurzfristige Neujustierungen behoben werden konnten und sich daher auf verschiedene kurze Zeiträume beschränken, hatte das Teleskop CT 2 aufgrund eines mechanisch weicheren Spiegelträgers grundsätzlich eine schlechtere Abbildungsfunktion als die übrigen Teleskope. Der Effekt verbreiteter Kamerabilder bewirkt eine Abnahme der Trennschärfe zwischen photon- und hadroninduzierten Ereignissen. Ein Ausgleich kann weitgehend durch die Anwendung von Korrekturfaktoren erreicht werden, die auf die betroffenen Teleskope individuell abgestimmt werden müssen (Pühlhofer et al. 2003b). Aufgrund der auch nach einer Spiegeljustierung verbleibenden Unterschiede zwischen den Abbildungsfunktionen der einzelnen Teleskope ergeben sich kleine Differenzen zwischen den jeweiligen *scw*-Verteilungen. Ferner haben auch globale Veränderungen der Photomultiplier-Hochspannungen sowie die mit der Zeit abnehmen-

²³ Für die Bestimmung der im Falle eines photoninduzierten Ereignisses erwarteten Bildbreite $w_{\gamma,i}$ wird neben der von dem jeweiligen Teleskop registrierten Bildamplitude $size_i$ und dem Abstand r_i von der rekonstruierten Kernortposition auch der Zenitwinkel ϑ benötigt (siehe Abschnitt 3.5.3). Die Verwendung des Zenitwinkels ϑ_{reko} der rekonstruierten Einfallsrichtung bewirkt hierbei im Vergleich zum üblicherweise bei HEGRA-Analysen eingesetzten Zenitwinkel ϑ_{tel} der jeweiligen Teleskopausrichtung eine bessere Beschreibung der erwarteten Bildbreite, was sich entsprechend in einer leichten Steigerung der Sensitivität äußert.

den Spiegelreflektivitäten Auswirkungen auf die jeweils registrierten Bildbreiten. Diese Differenzen liegen typischerweise in der Größenordnung von 2% (CT 2: ca. 10%) und konnten im Rahmen der vorliegenden Arbeit anhand der starken Signale des Crab-Nebels sowie der etablierten TeV-Blazare Mrk-421, Mrk-501 und 1ES 1959+650 korrigiert werden. Mit dieser Feinkalibration konnte eine weitgehend konstante Akzeptanz für photoninduzierte Schauerbilder während der gesamten Lebensdauer des Teleskopsystemes erreicht werden.

Verwendung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\Theta^2$:

Zur Untersuchung der Herkunftsrichtungen der ausgewerteten Ereignisse wird die Winkeldifferenz $\Delta\Theta$ zwischen der Himmelsposition des untersuchten Objektes und der rekonstruierten Einfallrichtung des jeweiligen Luftschauers betrachtet. Die Berechnung der Größe $\Delta\Theta$ erfolgt hierbei auf der Basis des kartesischen Kamera- und nicht des krummlinigen Himmelskoordinatensystemes (Pühlhofer 2001). Für die praktische Analyse hat sich die Auftragung des quadrierten Winkelabstandes $\Delta\Theta^2$ in Histogrammform bewährt, da eine konstante Breite der Unterteilungsintervalle (engl.: *bins*) in diesem Fall gleichgroße Raumwinkelbereiche beschreibt und sich für nicht zu große Werte von $\Delta\Theta^2$ eine nahezu flache Untergrundverteilung ergibt. Bei der Beobachtung einer punktförmigen Quelle fällt die Verteilung von einem Maximum bei $\Delta\Theta^2 = 0 \text{ deg}^2$ sehr steil ab und nähert sich schließlich dem Untergrundniveau an, während sich bei ausgedehnten Quellen ein verbreitertes Signal ergibt. Beispiele für $\Delta\Theta^2$ -Diagramme mit unterschiedlich starken Signalen sind in den Abbildungen 5.3 (H 1426+428), 6.1 (1ES 1959+650), 7.3 (M 87) sowie C.1 (Crab-Nebel) zu finden. Zum Erreichen eines geeigneten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses wird bei der Datenanalyse ein Schnitt auf die Größe $\Delta\Theta^2$ eingeführt, wobei typischerweise Ereignisse mit $\Delta\Theta^2 < 0.01$ bis 0.05 deg^2 selektiert werden. Die Optimierung dieses Schnittwertes im Zusammenhang mit den weiteren zuvor beschriebenen Analyseschnitten ist Gegenstand des nachfolgenden Abschnittes. Aufgrund der guten Winkelauflösung des Teleskopsystemes ergibt sich jedoch insbesondere für punktförmige Quellen bereits ohne Anwendung eines Schnittes auf den *mscw*-Parameter eine Anreicherung von photoninduzierten Ereignissen beim Vergleich von Signal- und Untergrundregion.

4.6.6 Schnittoptimierung für die Signalsuche

Insbesondere bei der Suche nach schwachen Signalen sind die spezifischen Rahmenbedingungen des untersuchten Datensatzes zu berücksichtigen. Hierbei handelt es sich im wesentlichen um den Zenitwinkelbereich der Beobachtungen sowie um den technischen Zustand des Teleskopsystemes. Zum Erzielen einer möglichst großen Sensitivität wird in diesem Zusammenhang angestrebt, die Werte der Analyseschnitte für jede individuelle Messung zu optimieren.

Um auf die Verwendung von Simulationsrechnungen zur Schnittoptimierung weitgehend verzichten zu können, wird für diese Aufgabe der im Abschnitt 4.6.2 beschriebene Vergleichsdatensatz aus zeitnahen Beobachtungen des Crab-Nebels verwendet. Dabei erfolgt die Analyse dieses Datensatzes grundsätzlich mit

denselben Analysemethoden wie im Falle der Meßdaten des untersuchten Objektes. Die endgültige Wahl der Schnittwerte hängt von dem zu erwartenden Flußniveau ab, wobei zum Erreichen eines guten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses bei schwachen Quellen typischerweise relativ harte Schnitte eingesetzt werden müssen. Daher wird das im folgenden erläuterte Optimierungsverfahren bei Bedarf auch auf abgeschwächte Signale des Crab-Nebels angewendet. Hierzu werden die Winkelabstandshistogramme der Signal- und der Untergrundregion voneinander subtrahiert (die Untergrundbestimmung ist Gegenstand des Kapitels 4.8). Die so bestimmten Signalverteilungen werden unter Berücksichtigung der statistischen Fehler in entsprechend skalierte Form wieder zu den Untergrundverteilungen addiert und anschließend als neue Meßergebnisse der Signalregion ausgewertet. Auf diese Weise können die Analyseschnitte abhängig von der zur Verfügung stehenden Ereignisstatistik im Crab-Vergleichsdatensatz in der Regel für Quellstärken unterhalb von 20 % des Crab-Flusses optimiert werden.

Optimierung der Analyseschnitte für punktförmige Quellen:

Das Grundprinzip der hier verwendeten Methode zur Optimierung der Sensitivität beruht auf einer Maximierung der statistischen Signifikanz des realen Signales im (gegebenenfalls abgeschwächten) Crab-Vergleichsdatensatz. Eine Diskussion zur Berechnung der statistischen Signifikanz eines Analyseresultates sowie die Definition der Sensitivität einer Messung finden sich im Anhang B.

Um ein verlässliches und stabiles Optimierungsverfahren einzuführen, wurden zunächst die Einflüsse der einzelnen Analyseschnitte auf die resultierende Signifikanz eines gemessenen Signales für verschiedene Quellstärken untersucht. Variationen der Schnitte auf die Kernortdistanz und auf den *mscw*-Parameter um die Ausgangswerte $r_{\text{kern}} < 1000$ m und $mscw < 1.1$ (vgl. Tabelle 4.5 auf Seite 122) haben dabei jeweils nur relativ schwache Einflüsse auf die Signifikanz ergeben.²⁴

Die Bestimmung eines optimierten Winkelschnittes für die einzelnen Werte der Bildmultiplizität N_{img} kann wegen der häufig zu beschränkten Ereignisstatistik der Crab-Vergleichsdatensätze zu statistischen Problemen führen (Pühlhofer 2001). Daher wird für die hier durchgeführten Analysen lediglich ein gemeinsamer Winkelschnitt für alle Multiplizitäten ermittelt. Obwohl der Winkelschnitt auf diese Weise eher für Ereignisse mit vielen beitragenden Bildern optimiert wird, bewirken die Ereignisse mit kleiner Multiplizität auch unter diesen Umständen eine in der Regel nicht zu vernachlässigende Steigerung der Sensitivität einer Messung (vgl. Anhang C).

Das neuentwickelte Optimierungsverfahren für den Winkelschnitt beruht auf der Annahme, daß sich für den Bereich kleiner $\Delta\Theta^2$ -Werte in der Untergrundregion eine flache Verteilung ergibt. Das Signal des für das Teleskopsystem punktförmigen Crab-Nebels kann dagegen in der Bildebene durch eine zweidimensionale Gaußverteilung beschrieben werden, die im $\Delta\Theta^2$ -Diagramm der Signalregion einer exponentiell abfallenden Verteilung entspricht. Die Verteilungen $n_{\text{ON}}(\Delta\Theta^2)$ und

²⁴ Bei der Verwendung härterer Analyseschnitte ist stets zu bedenken, daß die zur Verfügung stehende Ereignisstatistik generell verkleinert wird. Eine Verbesserung der Selektionsqualität kann daher auch zur Abnahme der Signifikanz eines gemessenen Überschusses führen.

$n_{\text{OFF}}(\Delta\Theta^2)$ weisen dabei dasselbe konstante Untergrundniveau auf:

$$n_{\text{ON}}(\Delta\Theta^2) = A \cdot \exp\left(\frac{-\Delta\Theta^2}{2\sigma_B^2}\right) + C \quad ; \quad n_{\text{OFF}}(\Delta\Theta^2) = C \quad (4.3)$$

Aus diesen Beziehungen lassen sich durch eine Integration bis zu einem gewählten Schnittwert $\Delta\Theta_0^2$ die jeweils resultierenden Ereigniszahlen N_{ON} und N_{OFF} bestimmen. Die Größe σ_B beschreibt ferner die für die jeweilige Messung gegebene Winkelauflösung.

Bei der Verwendung des Ringsegment-Untergrundmodelles, das den kleinsten relativen statistischen Fehler bei der Abschätzung der Zahl N_{OFF} liefert (siehe Abschnitt 4.8), gilt für das Größenverhältnis α von Signal- und Untergrundregion:

$$\alpha(\Delta\Theta^2) = K_{\text{ring}} \cdot \sqrt{\Delta\Theta^2} \quad (4.4)$$

Die Konstante K_{ring} ergibt sich hierbei aus dem gewählten Öffnungswinkel des Ringsegmentes und dem Abstand der Signalregion vom Kamerazentrum.

Die Größen N_{ON} , N_{OFF} und α können nun zur Bestimmung der (kumulativen) Signifikanz $S(\Delta\Theta^2)$ des gemessenen Signales genutzt werden. Die Signifikanz wird hierbei gemäß Formel Nr. 17 aus der Publikation von Li und Ma (1983) berechnet (siehe auch Anhang B). Unter Verwendung eines aus der Datenanalyse resultierenden Signifikanzhistogrammes können die für die Beschreibung des gemessenen Signales in einem Crab-Vergleichsdatensatz erforderlichen Werte A , σ_B und C mit Hilfe einer Parameteranpassung bestimmt werden. Der optimale Schnittwert $\Delta\Theta_{\text{opt}}^2$ für den quadrierten Winkelabstand ergibt sich schließlich aus der Position des Maximums der so parametrisierten Signifikanzkurve.

Zur Bestimmung des optimalen Winkelschnittes wurde bei anderen Verfahren zur Datenanalyse lediglich das Maximum der Signifikanzverteilung eines Crab-Vergleichsdatensatzes verwendet. Insbesondere im Falle von statistischen Fluktuationen bei kurzen Messungen bzw. bei einem sehr flachen Signifikanzverlauf im Bereich des Maximums können sich dabei jedoch gewisse Unsicherheiten ergeben. Im Vergleich dazu hat die hier beschriebene Methode in entsprechenden Untersuchungen sehr stabile Ergebnisse geliefert.

Zur Optimierung der minimal zugelassenen Bildmultiplizität N_{img} wird schließlich für alle möglichen Schnittwerte ($\geq 2, 3, 4$ bzw. 5 Bilder im Ereignis) jeweils der optimierte $\Delta\Theta^2$ -Schnitt bestimmt. Das Ergebnis mit der höchsten Signifikanz bestimmt dabei die Wahl des Multiplizitätsschnittes, der üblicherweise bei mindestens zwei Bildern pro Ereignis liegt. Ein härterer Multiplizitätsschnitt ergibt sich vorwiegend bei Beobachtungen unter größeren Zenitwinkeln, da hier aufgrund der Geometrie der Abstand der einzelnen Teleskope zueinander in Bezug auf die Schauerachse kleiner ist und dadurch typischerweise eine größere Zahl von Teleskopen auf ein Schauersignal anspricht.

Schnittoptimierung für ausgedehnte Quellen:

Bei der Analyse von Beobachtungen ausgedehnter (jedoch noch nahezu kreisförmig erscheinender) Objekte wie beispielsweise im Falle von Galaxienhaufen (vgl. Abschnitt 8.2) erfolgt die Optimierung der Analyseschnitte entsprechend der

zuvor beschriebenen Methode für punktförmige Quellen. Allerdings muß aufgrund der vergrößerten (potentiellen) Emissionsregion der Schnitt auf den quadrierten Winkelabstand $\Delta\Theta^2$ zwischen den rekonstruierten Herkunftsrichtungen und dem Zentrum des Objektes aufgeweitet werden. Wie sich leicht zeigen läßt, gilt für den optimalen Schnittwert $\Delta\Theta^2_{\text{ext,opt}}$ die Bedingung

$$\Delta\Theta^2_{\text{ext,opt}} = \Delta\Theta^2_{\text{pkt,opt}} + R^2_{\text{obj}} \quad (4.5)$$

Hierbei bezeichnen $\Delta\Theta_{\text{opt,pkt}}$ den optimalen Winkelschnitt für punktförmige Quellen und R_{obj} den Radius des angenommenen Emissionsgebietes.

4.6.7 Korrektur der Totzeit des Detektors

Aufgrund der Totzeit des Detektors stellt die tatsächliche Laufzeit T_{obs} eines *Runs* (vgl. Abschnitt 4.6.2) grundsätzlich noch keine unmittelbar physikalisch nutzbare Größe dar. Im Falle des HEGRA-Teleskopsystemes liegt die Totzeit bei minimal etwa 2.5 ms, wobei der relative Verlust an effektiver Meßzeit typischerweise im Bereich von 6% liegt. Die Totzeit wurde im Rahmen der täglichen Routineüberprüfung (siehe Abschnitt 4.4.1) der zuvor aufgezeichneten Meßdaten überwacht. Deutliche Abweichungen von den typischen Werten können hierbei auf Probleme in der Ausleseelektronik hinweisen, die anderenfalls erst viel später während der Kalibration und Analyse der Daten bemerkt werden würden.

Die Berechnung der Totzeit für einen gegebenen Datensatz erfolgt aus der Verteilung der Zeitdauern zwischen jeweils zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen. Da es sich bei der Totzeit um eine unmittelbar mit der Datennahme des Detektors zusammenhängende Größe handelt, wird sie bei allen analysierten *Runs* vor der Anwendung der zuvor beschriebenen Selektionskriterien bestimmt. Das Vorgehen ist exemplarisch an einem etwa 14-stündigen Datensatz aus Beobachtungen des Crab-Nebels im Januar 2001 (vgl. Anhang C) in Abbildung 4.13 dargestellt. Das Histogramm zeigt hierbei einen steilen Anstieg ab der minimalen Totzeit von 2.5 ms und den statistisch zu erwartenden exponentiellen Abfall für größere Zwischenereignis-Zeiten Δt_E . Aus der Anpassung einer Exponentialfunktion an diesen abfallenden Zweig kann auf die tatsächliche Verteilung der Zeitdauern bei sehr kleinen Werten ohne Detektoreinflüsse geschlossen werden. Als geeignetes Intervall für die Anpassung hat sich hierbei der Bereich von 20 bis 200 ms herausgestellt. Die relative Totzeit τ des gesamten Detektors ergibt sich nun aus dem Quotienten der Flächen unter dem Daten-Histogramm und der angepaßten Exponentialfunktion. Die effektive (totzeitkorrigierte) Beobachtungszeit $T_{\text{obs,eff}}$ ergibt sich somit zu

$$T_{\text{obs,eff}} = (1 - \tau) \cdot T_{\text{obs}} \quad (4.6)$$

4.6.8 Bestimmung des TeV- γ -Emissionsschwerpunktes

Die Bestimmung des Emissionsschwerpunktes einer Quelle erfolgt auf der Basis einer Himmelskarte in Form eines zweidimensionalen Histogrammes. Hierbei werden die rekonstruierten Herkunftsrichtungen aller nach Anwendung des Separationsschnittes $m_{\text{scw}} < 1.1$ vorhandenen photonartigen Ereignisse in diese

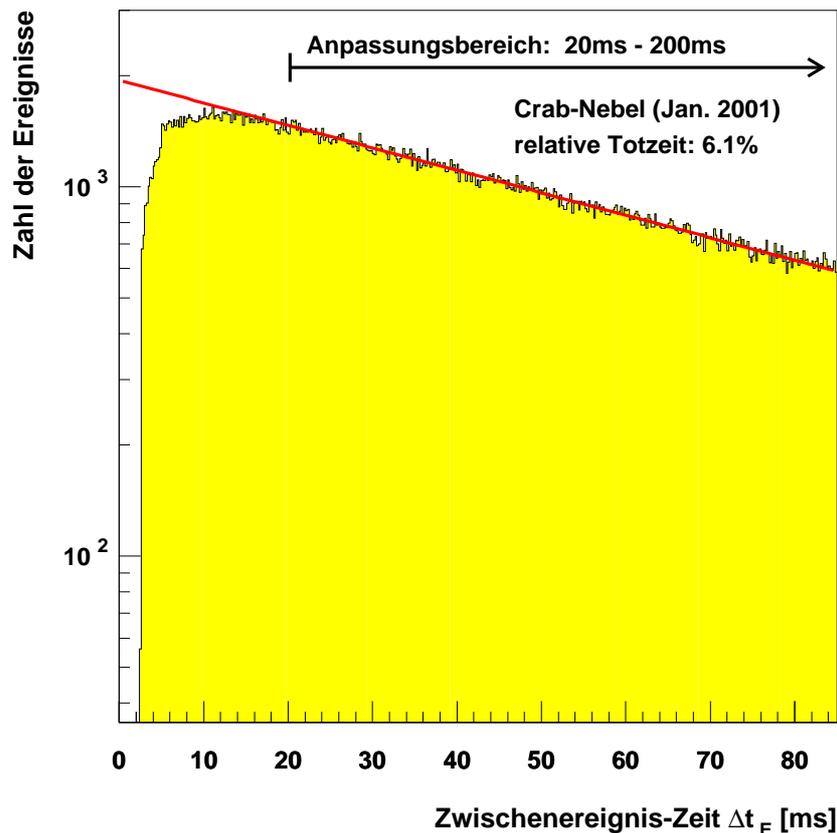


Abbildung 4.13: Bestimmung der Detektortotzeit beim HEGRA-Teleskopsystem im Falle eines 14-stündigen Datensatzes aus Beobachtungen des Crab-Nebels im Januar 2001 (siehe Text). Aus der Anpassung einer Exponentialfunktion an die Verteilung der Zwischenereignis-Zeiten Δt_E im Bereich von 20 bis 200 ms kann auf den tatsächlichen Verlauf der Verteilung bei kleinen Zeitdauern geschlossen werden. Die relative Totzeit τ ergibt sich aus dem Verhältnis der Fläche des schattiert unterlegten Datenhistogrammes und dem Integral der angepaßten Exponentialfunktion.

Karte eingetragen. Um Verluste durch den Abfall der Nachweiseffizienz mit steigendem Abstand zum Kamerazentrum zu vermeiden (vgl. Abbildung 4.18), wird das Verfahren auf einen Himmelsausschnitt von $1.7^\circ \times 1.7^\circ$ um das Zentrum des Gesichtsfeldes beschränkt. Dies ist nicht als Nachteil zu bewerten, da es sich bei dieser Analyse nicht um eine Suche nach unbekanntem Quellen, sondern um die nähere Untersuchung eines bereits nachgewiesenen Objektes handelt. Die Wahl der Bin-Größen ist zum einen durch die Winkelauflösung des Teleskop-systemes gegeben; hier sollte die Bin-Breite die typische Richtungsauflösung von etwa 0.1° pro Ereignis nicht überschreiten. Zum anderen muß zum Erreichen eines kleinen statistischen Fehlers für eine gewisse Mindestanzahl von Einträgen pro Bin gesorgt werden. Daher darf die Granularität der Himmelskarte nicht beliebig fein gewählt werden. Da die Anzahl von Untergrundereignissen pro Bin stark von der zur Verfügung stehenden Meßzeit abhängt, kann die Bin-Breite nicht feststehend vorgegeben werden, sondern muß von Fall zu Fall entsprechend der Rahmenbedingungen gewählt werden.

Die Schwerpunktposition wird durch eine Parameteranpassung (engl.: *fit*) einer zweidimensionalen Gaußfunktion bestimmt (ein verwandtes Verfahren beschreibt beispielsweise Pühlhofer (2001)):

$$f(\text{RA}, \text{DEC}) = N_{\text{UG}} + N_0 \cdot \exp\left(-\frac{(\text{RA} - \text{RA}_Q)^2 + (\text{DEC} - \text{DEC}_Q)^2}{2\sigma_G^2}\right) \quad (4.7)$$

Die Größe N_{UG} bezeichnet das der Himmelskarte zugrundeliegende Untergrundniveau und wird vor der Schwerpunktbestimmung separat ermittelt. Der im Anschluß festgehaltene Wert N_{UG} wird dabei aus dem Mittelwert einer an eine histogrammierte Verteilung aller verwendeten Himmelskarten-Bin-Einträge angepaßten eindimensionalen Gaußfunktion unter Ausschluß der vermutlichen Quellposition bestimmt. Die weiteren *Fit*-Parameter RA_Q und DEC_Q bezeichnen die Himmelskoordinaten der gesuchten Quellposition, wobei die Rektaszensionswerte entsprechend der Deklination in das Gradmaß transformiert werden müssen. Die Breite σ_G der zweidimensionalen Gaußfunktion wird unter der Annahme einer punktförmigen Quelle aus einer entsprechenden Analyse des jeweiligen Crab-Vergleichsdatensatzes bestimmt. Damit ist auch die Größe σ_G für die Schwerpunktbestimmung bei der untersuchten Quelle kein freier Parameter mehr. Die Ergebnisse des Rekonstruktionsverfahrens werden durch diese Reduktion der Zahl der Freiheitsgrade in der Anpassung erheblich stabiler.

Wesentliche Ergebnisse zur Rekonstruktion von Quellpositionen in HEGRA-Himmelskarten sind in den Abbildungen 4.12 (Crab-Nebel) und 7.6 (bzgl. der Radiogalaxie M 87) dargestellt.

4.7 Untersuchungen zur Energieschwelle

Für die Interpretation von Meßergebnissen ist die Bestimmung der sogenannten Energieschwelle²⁵ (engl.: *energy threshold*) erforderlich, die beispielsweise unter Verwendung des in Abschnitt 4.9.1 erläuterten Verfahrens die Angabe eines integralen Flusses oberhalb dieses Grenzwertes ermöglicht. Die Energieschwelle der Messung wird dabei von den jeweiligen Rahmenbedingungen sowie von den eingesetzten Selektions- und Analyseschnitten beeinflusst.

Dabei hat die Zenitwinkelverteilung der registrierten Ereignisse einen unmittelbaren Einfluß auf die Energieschwelle einer Beobachtung. Bei größeren Zenitwinkeln sinkt die Cherenkov-Lichtdichte wegen der Verteilung der Cherenkov-Photonen auf eine größere Fläche auf dem Erdboden ab. Dies führt dazu, daß die Primärenergie eines Luftschauers höher als bei vertikalem Einfall sein muß, um ein Ansprechen der Teleskope zu bewirken. Bei ansonsten gleichen Schauerparametern erhöht sich gleichzeitig auch die Wegstrecke der Cherenkov-Photonen durch die Atmosphäre umgekehrt proportional zum Kosinus des Zenitwinkels. Die daraus resultierende Zunahme der atmosphärischen Absorptionseffekte (vgl. Abschnitt 3.2.4) bewirkt ebenfalls eine höhere Energieschwelle.

²⁵ Bei den hier betrachteten Messungen spielt in erster Linie die Ansprechschwelle des Detektors eine Rolle. Aufgrund der mit steigender Energie stark abnehmenden Teilchenflüsse und der bei höheren Energien weitgehend konstanten Nachweiseffizienzen ist die Angabe einer oberen Energieschwelle für die Interpretation der Meßergebnisse in der Regel nicht von Bedeutung.

Basierend auf umfangreichen Monte-Carlo-Studien zum HEGRA-Teleskopsystem (Konopelko et al. 1999) wurde zur Bestimmung der Energieschwelle einer Messung zunächst eine empirische Funktion mit einer Abhängigkeit vom mittleren Zenitwinkel verwendet. Bei dieser häufig verwendeten Parametrisierung werden allerdings die zeitabhängigen Detektoreffizienzen sowie die Einflüsse der verwendeten Schnitte nicht berücksichtigt. Da diese Größen jedoch insbesondere Ereignisse mit kleinen Bildamplituden und -multiplizitäten nahe der Ansprechschwelle der Teleskope betreffen, hat dieses Verfahren offensichtliche Nachteile. Daher wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine im folgenden erläuterte, neue Methode zur Bestimmung der Energieschwelle einer Messung entwickelt.

4.7.1 Definition und Abhängigkeiten der Energieschwelle

Als Energieschwelle des HEGRA-Teleskopsystemes wird analog zu anderen Instrumenten per Konvention diejenige Energie angesehen, bei der die differentielle Nachweisrate für ein dem konstant emittierenden Crab-Nebel ähnliches Spektrum maximal wird. Aus Simulationsrechnungen ergibt sich dabei für vertikal einfallende photoninduzierte Schauer und ein vollständiges, optimal arbeitendes Teleskopsystem nach Anwendung der Multi-Teleskop-Triggerbedingung der Wert $E_{\text{thr, trig}} = 500 \text{ GeV}$ (Konopelko et al. 1999). Die Größe $E_{\text{thr, trig}}$ dient jedoch lediglich als Kenngröße des Detektors und wird daher auch als „nominelle“ Energieschwelle (des optimal arbeitenden Detektors vor der Anwendung von Schnitten) bezeichnet.

Die tatsächliche bzw. „effektive“ Energieschwelle E_{thr} einer Messung (unter Berücksichtigung der Detektoreffizienzen sowie nach der Anwendung von Schnitten) wird wesentlich durch die zahlreichen Ereignisse mit den kleinsten zugelassenen Bildmultiplizitäten (üblicherweise mindestens zwei Bilder pro Ereignis) bestimmt. Dabei spielt grundsätzlich die Anzahl der im System aktiven Teleskope eine wichtige Rolle. Das Hinzufügen eines weiteren Teleskopes führt dabei zu einem deutlichen Anstieg der Wahrscheinlichkeit, einen Luftschauer mit einer Primärenergie nahe der Ansprechschwelle nachzuweisen und senkt damit die effektive Energieschwelle einer Beobachtung.

Bei der Bestimmung der effektiven Energieschwelle ist insbesondere die jeweils vorliegende Qualität der optischen und elektronischen Komponenten des Teleskopsystemes von erheblicher Bedeutung. Hierzu zählt beispielsweise die stetig abnehmende Spiegelreflektivität sowie der durch Alterung der Photokathoden und Dynoden bedingte Verstärkungsverlust der Photomultiplier (vgl. Abbildung 4.10). Zusätzlich sind auch die nachfolgend diskutierten Abhängigkeiten von den Beobachtungs- und Analysebedingungen zu berücksichtigen.

Zur Vermeidung von starken Fluktuationseffekten nahe der Ansprechschwellen der einzelnen Teleskope werden bei der Datenanalyse die im Abschnitt 4.6.3 beschriebenen Selektionsschnitte eingesetzt. Hierbei ist vor allem das Kriterium einer minimal zulässigen Bildgröße $size \geq 40 \text{ ph.e.}$ entsprechend Tabelle 4.5 zu nennen. Diese Bedingung verwirft eine große Zahl von lichtschwachen Bildern und erhöht so aufgrund des Verlustes vieler „2-Teleskop-Ereignisse“ (vgl. Anhang C) insgesamt die effektive Energieschwelle des Teleskopsystemes.

Für den Beginn der Laufzeit des Teleskopsystemes ergibt sich unter Anwendung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit typischerweise eingesetzten Selektions- und Analyseschnitte eine effektive Energieschwelle von etwa 780 GeV für zenitnahe Beobachtungen.

4.7.2 Bestimmung der effektiven Energieschwelle

Im Rahmen dieser Arbeit werden Datensätze mit verschiedenen Zenitwinkelverteilungen, technischen Gegebenheiten und Analyseschnitten ausgewertet. Um eine einheitliche Bestimmung der jeweiligen effektiven Energieschwelle zu gewährleisten, ist ein Verfahren erforderlich, das insbesondere die aus der Datenkalibration resultierenden Effizienzwerte berücksichtigt. Eine mögliche Methode bedient sich der Meßdaten des Crab-Nebels (siehe Abschnitt 4.7.4), die jedoch nur für Beobachtungen im Winterhalbjahr vorliegen. Daher wird für das hier eingeführte Verfahren auf die im Kapitel 4.5.1 beschriebene Bibliothek aus simulierten Luftschauern zurückgegriffen. Diese Ereignisse werden für die Untersuchung der Energieschwelle entsprechend dem Spektrum des Crab-Nebels gewichtet.

Um die effektive Energieschwelle für einen bestimmten Datensatz zu bestimmen, müssen die simulierten Schauer unter Berücksichtigung der jeweils vorliegenden technischen Gegebenheiten rekonstruiert werden. Hierbei werden die in den Abschnitten 4.4.2 und 4.4.4 erläuterten Werte der Photoelektronen-Konversionsfaktoren ϕ_i für jedes einzelne Teleskop sowie der relativen optischen Effizienz κ_{opt} des Teleskopsystemes verwendet. Bei der Simulation des Pixeltriggers sowie bei der Rekonstruktion der Schauerereignisse wird dabei jedes Bild entsprechend dieser Effizienzen skaliert. Die weitere Behandlung der Daten erfolgt im Anschluß wie im Falle von realen Meßdaten. Bei der Datenanalyse werden die simulierten Ereignisse schließlich jeweils für effektive Teleskopsysteme aus 3, 4 und 5 aktiven Teleskopen ausgewertet, um die Effekte von nicht arbeitenden Teleskopen bei der realen Datennahme zu berücksichtigen. Aus Gründen der Vereinfachung werden hierbei stets die Teleskope CT 3, CT 4 und CT 5 verwendet, während für ein 4-Teleskop-System das CT 6 hinzukommt. Diese Auswahl entspricht der historischen Entwicklung beim Aufbau des Detektors und bewirkt keinen ausgeprägten systematischen Einfluß auf die untersuchten Größen.

Für jeden der in der Monte-Carlo-Datenbank enthaltenen Zenitwinkel werden die nach Anwendung der Selektions- und Analyseschnitte verbliebenen Ereignisse entsprechend dem Logarithmus ihrer wahren (simulierten) Energie in ein Histogramm eingetragen. Gemäß ihrer Definition wird die Energieschwelle im folgenden aus der Position des Maximums dieser Verteilungen bestimmt. Es ist festzustellen, daß eine Variation der Schnittwerte auf den *mscw*-Parameter und den Winkelabstand zur Quellposition keine deutlichen Auswirkungen auf das Ergebnis des Verfahrens haben. Die im Abschnitt 4.6.5 diskutierte Bestimmung dieser Schnittparameter für die reale Datenanalyse kann daher praktisch ohne Berücksichtigung möglicher Einflüsse auf die Energieschwelle der jeweiligen Beobachtung erfolgen.

Die wesentlichen Einflüsse auf die Energieschwelle liegen dagegen in der minimal zugelassenen Amplitude *size* der einzelnen Kamerabilder (siehe oben) sowie

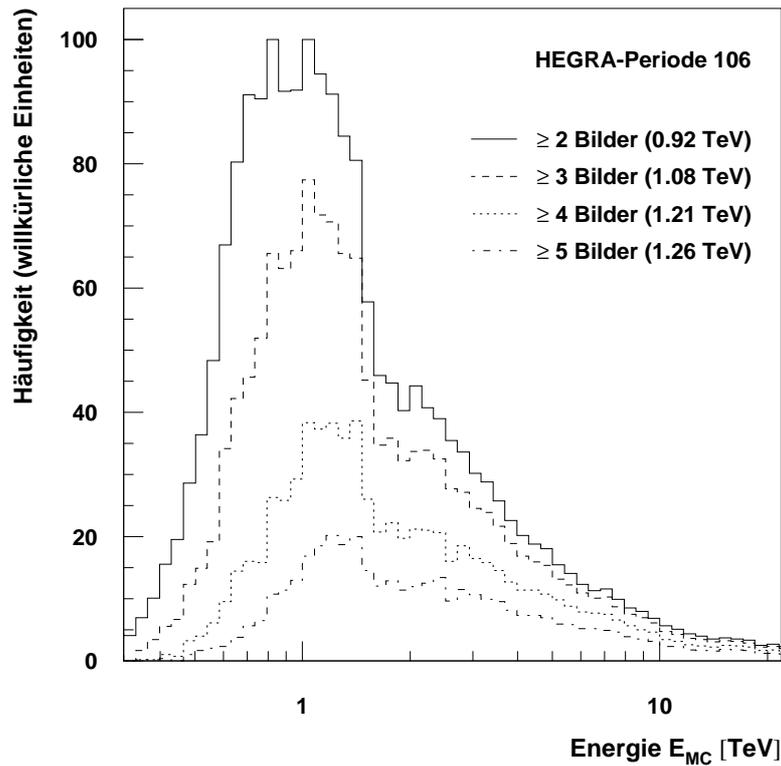


Abbildung 4.14: Häufigkeitsverteilung der entsprechend einem Crab-Spektrum gewichteten, vertikal einfallenden Monte-Carlo-Schauerereignisse in Abhängigkeit von der wahren (simulierten) Energie E_{MC} für verschiedene Schnitte auf die Bildmultiplizität N_{img} im Ereignis. Die Effizienzen der optischen und elektronischen Komponenten wurden entsprechend der Meßperiode 106 (Januar 2001) gewählt. In der Legende sind die jeweils resultierenden effektiven Energieschwellen angegeben.

vor allem in der Wahl des Schnittes auf die mindestens vorhandene Anzahl N_{img} von Bildern im Ereignis. Aus Abbildung 4.14 wird deutlich, daß die Verwendung von kleinen Bildmultiplizitäten eine erhebliche Absenkung der Energieschwelle bewirkt. Gleichzeitig nimmt die Zahl der registrierten Ereignisse aufgrund der für TeV- γ -Quellen typischen Energiespektren stark zu. Für die Bestimmung eines optimalen Satzes von Analyseschnitten sollte daher gegebenenfalls die Form des (zu erwartenden) Spektrums der beobachteten Quelle berücksichtigt werden.

Für die praktische Anwendung wird die Abhängigkeit der Energieschwelle E_{thr} vom Zenitwinkel ϑ für alle Kombinationen aus Datennahmeperiode, Anzahl der im System aktiven Teleskope und geforderter Bildmultiplizität im Ereignis parametrisiert. Hierbei hat sich empirisch der Zusammenhang

$$E_{thr} = E_{thr,0} \cdot \cos(\vartheta)^{-\alpha} \quad (4.8)$$

als geeignet erwiesen, wobei die Konstante $E_{thr,0}$ die Energieschwelle für vertikal einfallende Schauer angibt und der Exponent α einen Wert von etwa 2.9 besitzt. Die aus den Anpassungen für die einzelnen Detektorkonfigurationen, Zeiträume und Analysebedingungen folgenden 198 Parametersätze liegen in tabella-

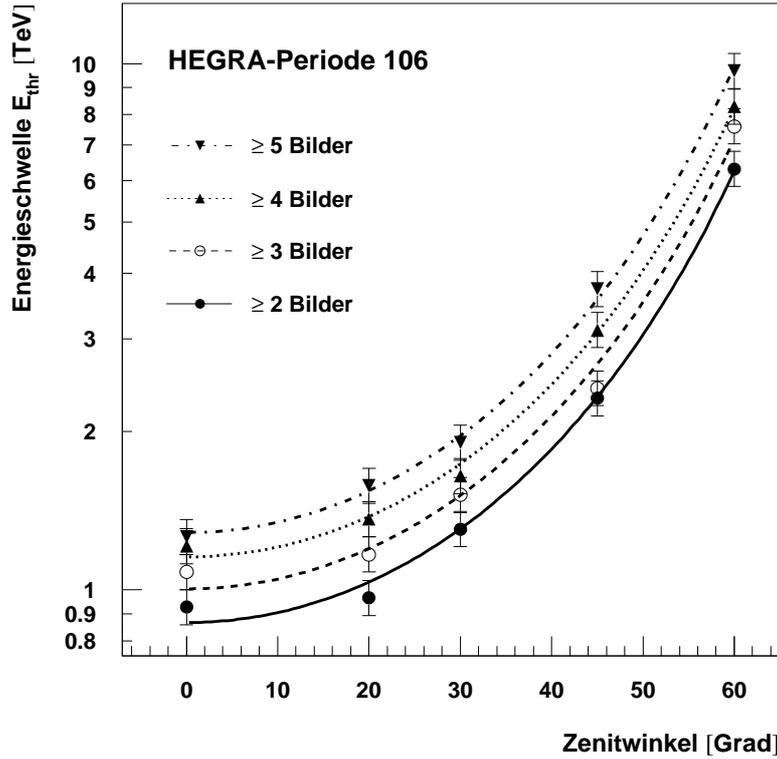


Abbildung 4.15: Abhängigkeit der Energieschwelle E_{thr} vom Zenitwinkel ϑ für verschiedene Schnitte auf die Bildmultiplizität N_{img} im Ereignis. Die dargestellte Kurvenschar beschreibt die Verhältnisse für das komplette System aus 5 Teleskopen in der Meßperiode 106 (Januar 2001).

rischer Form (engl.: *lookup tables*) für den Gebrauch bei der Datenanalyse vor. Abbildung 4.15 zeigt exemplarisch die Abhängigkeit der so bestimmten Energieschwelle vom Zenitwinkel und vom verwendeten Schnitt auf die Bildmultiplizität am Beispiel der Meßperiode 106 (Januar 2001). Oberhalb eines Zenitwinkels von etwa 30° ist dabei deutlich ein starker Anstieg der Energieschwelle zu erkennen.

Insgesamt ist die effektive Energieschwelle des Teleskopsystemes für senkrecht einfallende Ereignisse mit mindestens zwei Bildern von etwa 780 GeV zu Beginn auf etwa 1,0 TeV beim endgültigen Ende des Meßbetriebes im September 2002 angestiegen. Diese Verschlechterung läßt sich im wesentlichen auf die fortschreitende Verschlechterung der Spiegelreflektivitäten zurückführen (vgl. Abbildung 4.10). Damit zeigt sich unmittelbar die Bedeutung einer periodenweisen Bestimmung der Energieschwelle für die quantitative Auswertung der Meßergebnisse.

4.7.3 Die effektive Energieschwelle einer Messung

Zur Bestimmung der effektiven Energieschwelle einer Messung sind insbesondere die Zenitwinkelverteilung sowie die für die einzelnen *Runs* gültigen Detektoreffizienzen zu beachten. Daher wird bei der Analyse für jedes ausgewertete Ereignis i die im vorangegangenen Abschnitt erläuterte zugehörige Parametrisierung

verwendet, um den Wert $E_{\text{thr},i}$ zu bestimmen. Die effektive (mittlere) Energieschwelle $\langle E_{\text{thr}} \rangle$ der gesamten Messung ergibt sich im Anschluß als Medianwert des Häufigkeitshistogrammes der Werte $E_{\text{thr},i}$ aller Ereignisse des Datensatzes (vgl. Abbildung 4.16, links). Mit dem neu eingeführten Verfahren werden die Beobachtungsbedingungen daher umfassend und kompakt bei der Bestimmung der effektiven Energieschwelle einer Messung berücksichtigt.

4.7.4 Vergleich mit alternativen Methoden

Eine Überprüfung der Qualität der hier entwickelten Methode zur Bestimmung der effektiven Energieschwelle kann anhand von Meßdaten von Quellen mit einem dem Crab-Nebel vergleichbaren Spektrum durchgeführt werden, wenn eine große Photonenstatistik vorliegt. Dies ist beim Teleskopsystem im Falle des Crab-Nebels bereits nach einer aus wenigen Stunden bestehenden Beobachtung gegeben. Zur Bestimmung der Energieschwelle einer solchen Messung wird die Anzahl der Photonkandidaten $N_\gamma = N_{\text{ON}} - N_{\text{OFF}}$ in den einzelnen Energieintervallen (engl.: *bins*) des Spektrums dieser Quelle betrachtet. Da die Beobachtungszeit für alle Energie-Bins gleich ist, kann die Verteilung der Größe dN_γ/dE in Abhängigkeit von der Energie E (das differentielle Photonenanzahl-Spektrum) äquivalent zur differentiellen Photonen-Nachweisrate verwendet werden. Entsprechend der Definition in Abschnitt 4.7.1 gibt die Position des Maximums dieser Verteilung die effektive Energieschwelle der jeweiligen Messung an. Aus Mangel an einer geeigneten Zahl von registrierten Photonen läßt sich dieses Verfahren jedoch nicht für schwache Quellen bzw. bei Abwesenheit eines Signales anwenden.

Das Ergebnis eines Vergleiches der beiden angegebenen Methoden ist in Abbildung 4.16 am Beispiel einer 14-stündigen Beobachtung des Crab-Nebels im Januar 2001 dargestellt. Dieser Datensatz mit ausgezeichneter Beobachtungsqualität wird im Anhang C.2 beschrieben. Der linke Teil der Abbildung zeigt die Bestimmung der effektiven Energieschwelle nach der in dieser Arbeit eingeführten Methodik, wobei sich der Wert $\langle E_{\text{thr}} \rangle_{\text{median}} = 931 \text{ GeV}$ ergibt. Auf der rechten Seite ist die Bestimmung der effektiven Energieschwelle aus dem differentiellen Photonenanzahl-Spektrum gezeigt, nachdem eine Spektralanalyse entsprechend Abschnitt 4.9.4 durchgeführt wurde. Der resultierende Wert von $(930 \pm 80) \text{ GeV}$ weist eine gute Übereinstimmung mit dem zuvor bestimmten Ergebnis auf. Es hat sich allgemein gezeigt, daß die Ergebnisse beider Methoden jeweils gut miteinander verträglich sind. Die typische Genauigkeit von etwa 100 GeV bei der Bestimmung der effektiven Energieschwelle ist im Hinblick auf den systematischen Fehler von 15% auf die absolute Energieskala (siehe Abschnitt 4.4.3) für eine quantitative Analyse als ausreichend zu betrachten.

Damit läßt sich schließen, daß mit der Bestimmung des Medianwertes der Ereignis-Energieschwellen unter Berücksichtigung der jeweils vorliegenden Beobachtungs- und Detektorbedingungen eine verlässliche Berechnung der effektiven Energieschwelle einer Beobachtung eingeführt werden konnte.

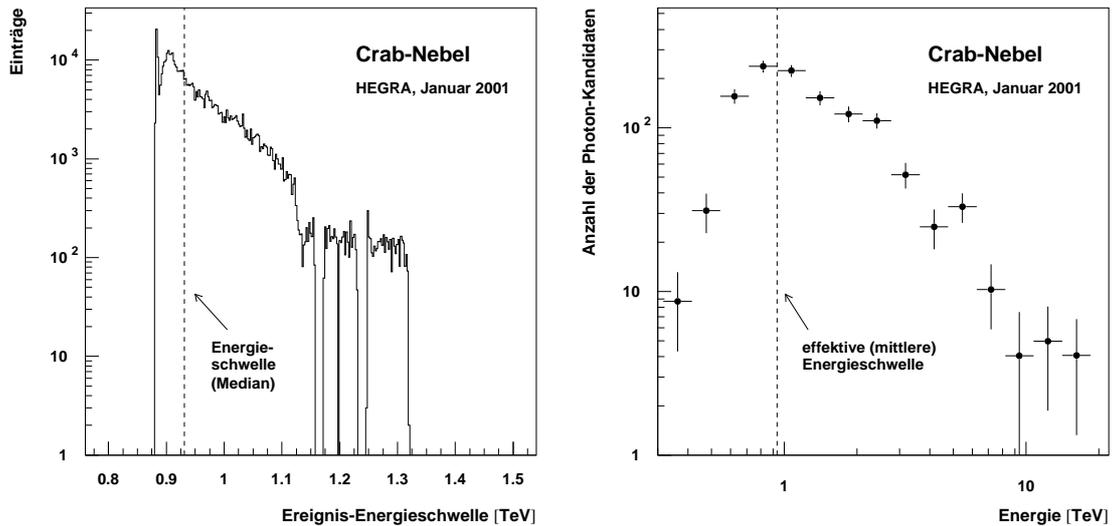


Abbildung 4.16: Vergleich der Bestimmung der effektiven Energieschwelle einer Messung mit Hilfe zweier verschiedener Methoden am Beispiel einer 14-stündigen Beobachtung des Crab-Nebels im Januar 2001. Links: Bestimmung der Energieschwelle anhand des Medians der Verteilung der Ereignis-Energieschwellen (siehe Text). Rechts: Ermittlung der effektiven Energieschwelle aus dem differentiellen Photonenzahl-Spektrum (bzw. der differentiellen Nachweisrate). Die beiden Verfahren liefern mit 931 GeV bzw. $(930 \pm 80) \text{ GeV}$ gut übereinstimmende Resultate.

4.8 Abschätzung der Untergrundrate

Um insbesondere im Fall einer schwachen Quelle ein Signal mit großer Signifikanz zu erhalten, ist eine Abschätzung der Untergrundrate mit einem möglichst kleinen statistischen Fehler notwendig.²⁶ Hierzu ist es erforderlich, die Datenbasis für die Untergrundbestimmung so groß wie möglich zu wählen bzw. das Größenverhältnis α zwischen dem Umfang der Signal- und der Untergrundmessung zu minimieren (siehe auch Anhang B.2). Die zur Verfügung stehende Meßzeit sollte dabei jedoch weitgehend auf die Beobachtung der Signalregion verwendet werden. Für die Wahl eines geeigneten Verfahrens zur Untergrundbestimmung sind daher vor allem die Lage und Größe der Signalregion im Gesichtsfeld der Teleskope von entscheidender Bedeutung. Ferner sollte die gewählte Methode auch bei langen Beobachtungen nicht zu großen systematischen Fehlern führen.

4.8.1 Zeitlich versetzte Untergrundbestimmung

Zur Bestimmung der Untergrundrate bei Beobachtungen von ausgedehnten Quellen (sowie bei nichtabbildenden Cherenkov-Detektoren und abbildenden Instrumenten mit verhältnismäßig kleinen Gesichtsfeldern) werden die Messungen üblicherweise im sogenannten „ON/OFF“-Modus durchgeführt. Hierbei erfolgen abwechselnd Beobachtungen der Position des zu untersuchenden Objek-

²⁶ Eine aus der Berechnung der statistischen Signifikanz abgeleitete Definition der Sensitivität einer Messung ist im Anhang B.3 beschrieben.

tes („ON“- bzw. Signalregion) und einer geeigneten unabhängigen Himmelsregion. Diese „OFF“-Position wird dabei so gewählt, daß die Beobachtungen einen zur Signalregion identischen Zenitwinkelbereich überstreichen. Die Zahl N_{OFF} der Untergrundereignisse wird unter Anwendung der für die Signalregion verwendeten Analyseverfahren bestimmt. Zum Ausgleich der unterschiedlichen Beobachtungsdauern T_{ON} und T_{OFF} muß dabei eine Skalierung mit dem Größenverhältnis $\alpha = T_{\text{ON}}/T_{\text{OFF}}$ durchgeführt werden, dessen typischer Wert im Bereich $\alpha \approx 1.0$ liegt. Die Nachteile der Verwendung von OFF-Daten zur Untergrundabschätzung liegen im Verlust von Beobachtungszeit für die Signalregion sowie in den unterschiedlichen Meßbedingungen im ON- bzw. OFF-Gesichtsfeld (insbesondere durch den Einfluß des Nachthimmelsleuchtens, siehe Abschnitt 3.3.3).

Im Falle des HEGRA-Teleskopsystemes wurde der ON/OFF-Modus nur selten eingesetzt, weil das große Gesichtsfeld und das Fehlen von stark ausgedehnten Quellen bzw. die kleine Zahl entsprechender Quellkandidaten den Einsatz der nachfolgend beschriebenen, sensitiveren Verfahren zugelassen haben.

4.8.2 Räumlich versetzte Untergrundregionen

Alternativ zur zeitlich aufwendigen Untergrundbestimmung durch die Beobachtung einer anderen Himmelsposition kann bei einem Instrument mit einem großen Gesichtsfeld eine geeignet gewählte OFF-Region verwendet werden, die von der Signalregion räumlich getrennt ist. Der entscheidende Vorteil dieser Methode liegt in der vollständigen Ausnutzung der Meßzeit für Beobachtungen des untersuchten Objektes. Die im folgenden beschriebenen Verfahren sind dabei zunächst für den Fall von punktförmigen sowie schwach ausgedehnten Quellen entwickelt worden. Eine Anwendung für die Beobachtung von stärker ausgedehnten Objekten ist jedoch prinzipiell möglich, sofern sich disjunkte Signal- und Untergrundregionen im Gesichtsfeld konstruieren lassen.

Die Skalierung der in der OFF-Region rekonstruierten Ereigniszahl N_{OFF} auf den im Signalbereich zu erwartenden Untergrund $\langle N_{\text{OFF}} \rangle$ erfolgt über das Raumwinkelverhältnis $\alpha = \Omega_{\text{ON}}/\Omega_{\text{OFF}}$ der beiden Regionen. Bei der geometrischen Festlegung der Untergrundregion ist jedoch auf mögliche systematische Effekte zu achten, die sich aus der vorwiegend vom Abstand zum Kamerazentrum abhängigen Akzeptanz für γ -Schauer im Gesichtsfeld ergeben (vgl. Abbildung 4.18). Insbesondere bei tiefen Beobachtungen (Meßzeiten $T_{\text{obs}} > 50$ h) und großen OFF-Regionen besteht die Gefahr einer systematischen Unterschätzung der Zahl N_{OFF} .

Der mit Abstand größte Teil aller Messungen mit dem Teleskopsystem wurde im sogenannten *wobble*-Modus durchgeführt. Wie bereits im Abschnitt 4.3.1 erläutert, werden die Teleskope hierbei auf eine im Vergleich zur Deklination des beobachteten Objektes um $\pm 0.5^\circ$ verschobene Himmelsposition ausgerichtet. Wegen der azimuthalen Montierung der Teleskope wandert der Bildpunkt des Objektes daher während der Beobachtungen auf einem Kreisbogen mit einem Radius von 0.5° um das Kamerazentrum. Da das Vorzeichen der Deklinationsverschiebung von *Run* zu *Run* gewechselt wird (es ergeben sich sogenannte *wobble*⁺- und *wobble*⁻-Teildatensätze), überstreicht die Signalregion im Laufe der Zeit einen größeren Teil dieses Kreises. Eventuell vorhandene

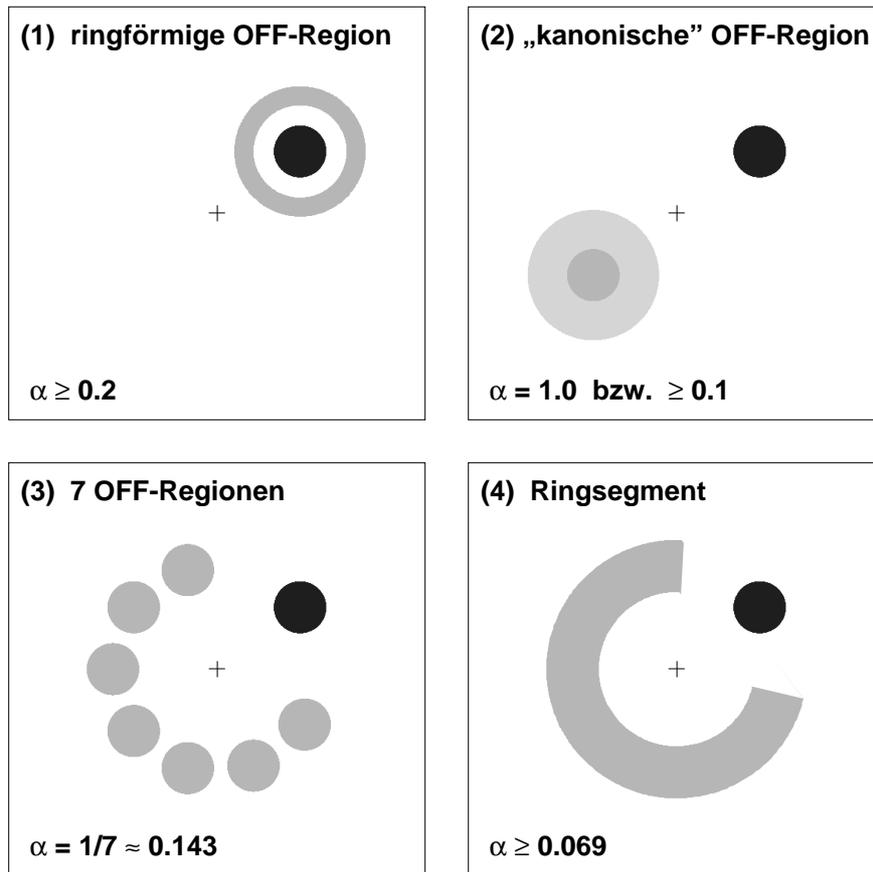


Abbildung 4.17: Schematische Darstellung verschiedener Methoden zur Konstruktion von Untergrundregionen für Beobachtungen im wobble-Modus (siehe Text). Die Signalregion ist durch die schwarze Kreisfläche symbolisiert, während die in hellen Grautönen gekennzeichneten Flächen die Lage und Größe der jeweiligen OFF-Regionen beschreiben. Das Kamerazentrum befindet sich dabei stets in der Bildmitte. Die Angaben zum Größenverhältnis α bei den einzelnen Verfahren stellen jeweils typische Werte dar und beruhen auf harten Analyseschnitten für eine schwache, punktförmige Quelle.

Akzeptanzunterschiede zwischen einzelnen Kamerabereichen werden auf diese Weise „verschmiert“. Der wobble-Beobachtungsmodus legt insbesondere die Wahl einer „kanonischen“ Untergrundregion nahe, deren Koordinaten sich aus einer Punktspiegelung am Kamerazentrum ergeben. Der so bestimmte Bereich weist nahezu die gleiche Akzeptanz wie die Signalregion auf. Zur Vergrößerung des für die Untergrundabschätzung verwendeten Raumwinkelbereiches sind verschiedene Methoden entwickelt worden, deren Vor- und Nachteile im folgenden erläutert werden. Die Positionen und Größenverhältnisse der einzelnen Methoden werden dabei durch Abbildung 4.17 für den Fall einer punktförmigen Quelle verdeutlicht.

Verwendung eines ringförmigen Bereiches um die Signalregion:

Eine aufgrund ihrer geometrischen Konstruktion besonders leicht zu implementierende Untergrundregion bedient sich eines zur Signalregion konzentrischen

Ringes (Abbildung 4.17, Nr. 1). Diese Methode kann sowohl für Messungen im *wobble*-Modus als auch für reine ON-Beobachtungen mit der Signalregion im Kamerazentrum eingesetzt werden. Im Hinblick auf die oben angesprochene radiale Abnahme der Kameraakzeptanz ist insbesondere in diesem Fall die Verwendung von entsprechenden Korrekturfaktoren bei der Bestimmung der Zahl N_{OFF} notwendig. Diese Korrekturen stellen auch bei einer anzustrebenden Größenmaximierung der Untergrundregion eine bedeutende systematische Fehlerquelle dar, weil mögliche zeitliche Veränderungen der radialen Akzeptanz in der Praxis kaum berücksichtigt werden können.

Nutzung der (vergrößerten) „kanonischen“ Untergrundregion:

Die bereits eingeführte „kanonische“ OFF-Region (siehe Abbildung 4.17, Nr. 2) bietet die Möglichkeit einer simultanen Untergrundabschätzung bei gleichzeitiger Eliminierung des Einflusses der radialen Akzeptanzabnahme. Um das ungünstige Größenverhältnis $\alpha = 1$ zu verbessern, kann der Radius dieser kreisförmigen Region vergrößert werden. Hierbei tritt nun jedoch wiederum ein systematischer Fehler aufgrund der radialen Akzeptanzstruktur der Kamera auf. Aus diesem Grund wurde dieses bei früheren Analysen verwendete Untergrundmodell (siehe z. B. Götting et al. (2001c,d)) hier nur als Kontrollverfahren eingesetzt.

Erweiterung auf mehrere gleichgroße Untergrundregionen:

Um einen Einfluß der radialen Kameraakzeptanz zu vermeiden, muß die Untergrundregion dieselbe Form und Fläche wie die Signalregion aufweisen. Eine Optimierung des Größenverhältnisses α kann jedoch durch die Positionierung mehrerer kreisförmiger OFF-Bereiche im gleichen Abstand zum Kamerazentrum (dem sogenannten „*wobble*-Radius“) erreicht werden. Eine von Pühlhofer (2001) eingeführte und hier ebenfalls als Kontrollverfahren verwendete Methode bedient sich dabei insgesamt sieben Untergrundregionen (Abbildung 4.17, Nr. 3).

Verwendung eines Ringsegmentes zur Untergrundbestimmung:

Unter Ausnutzung der Radialsymmetrie der Akzeptanz kann die Untergrundabschätzung auch aus einem Ringsegment bestimmt werden, dessen Radius dem *wobble*-Radius und dessen Breite dem Durchmesser der Signalregion entsprechen (Abbildung 4.17, Nr. 4). Der Öffnungswinkel des Ringsegmentes ist dabei so groß zu wählen, daß Ereignisse von einer in der Signalregion gelegenen Quelle nicht in diese Untergrundregion fallen können. Dieses im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals eingesetzte Untergrundmodell weist nur einen minimalen systematischen Einfluß durch die radiale Akzeptanzstruktur auf. Dieser beruht auf den geringfügig unterschiedlichen Größen der innen und außen entstehenden zwickelförmigen Flächen, die der Übergang von einer Reihe von sich berührenden kreisförmigen Flächen zu einem Ringsegment mit sich bringt. Eingehende Vergleiche zwischen Untergrundmessungen unter Verwendung von sieben Untergrundregionen (siehe oben) bzw. eines Ringsegmentes haben jedoch keinerlei Auffälligkeiten bei verschiedenen *wobble*-Radien und Quellgrößen gezeigt.

Um das Ringsegment-Untergrundmodell problemlos für ausgedehnte Signalregionen bis zu einem Durchmesser von 0.5° bei einem vergrößerten *wobble*-Radius von 0.7° (siehe z. B. Abschnitt 8.2.1) nutzen zu können, wurde die Größe des Öffnungswinkels auf 100° festgelegt. Der zur Untergrundabschätzung verwendete Raumwinkelbereich ist bei der Anwendung eines harten Winkelschnittes, wie er für die Suche nach schwachen Quellen notwendig ist (vgl. Abschnitt 4.6.6), etwa doppelt so groß wie im Fall der sieben kreisförmigen Untergrundregionen. Die Verwendung des Ringsegmentes stellt hier demnach die optimale Wahl zur Untergrundbestimmung dar und führt zu einer im Anhang B.2 diskutierten Sensitivitätssteigerung. Das Ringsegment-Modell wurde erstmals für die Nachweise des Blazars 1ES 1959+650 (Aharonian et al. (2003a) bzw. Kapitel 6) sowie der Radiogalaxie M 87 (Aharonian et al. (2003b) bzw. Kapitel 7) eingesetzt.

4.8.3 Das phänomenologische *Template*-Modell

Der im Abschnitt 4.6.5 beschriebene, effiziente *mscw*-Schnitt zur γ -Hadron-Separation verwirft den größten Teil der in der Signalregion rekonstruierten hadroninduzierten Untergrundereignisse (siehe auch Abbildung 3.13). In einem von Rowell (2003) eingeführten Modell wird die Zahl $N_{\text{OFF,Signal}}$ dieser aufgrund ihrer phänomenologischen Eigenschaften verworfenen Ereignisse anstelle von zeitlich oder räumlich separierten Messungen für die Untergrundbestimmung verwendet. Hierzu wird angenommen, daß das Verhältnis α der Anzahl I_{ON} von Photonkandidaten ($mscw < 1.1$) und der Anzahl I_{OFF} von Hadronkandidaten ($mscw > 1.1$) bei Abwesenheit einer Quelle für jede im Gesichtsfeld (engl.: *field of view*, kurz: FoV) gelegene Signalregion gleich ist. Die Bestimmung der Größe α kann daher unter Ausblendung starker Quellen aus dem Verhältnis der Zahlen $I_{\text{ON,FoV}}$ aller photon- und $I_{\text{OFF,FoV}}$ aller hadronartigen Ereignisse über einen weiten Teil des Gesichtsfeldes erfolgen. Eine Abschätzung der Zahl $\langle N_{\text{OFF,Signal}} \rangle$ von Untergrundereignissen in der Signalregion ergibt sich durch eine Skalierung der Zahl der in diesem Bereich verworfenen Hadronkandidaten:

$$\langle N_{\text{OFF,Signal}} \rangle = \alpha \cdot N_{\text{OFF,Signal}} \quad ; \quad \alpha = I_{\text{ON,FoV}} / I_{\text{OFF,FoV}} \quad (4.9)$$

Der Vorteil dieses als *Template*-Untergrundmodell bezeichneten Verfahrens ist die Verwendung von zeitgleich aufgezeichneten Ereignissen aus *derselben* Signalregion. Auf diese Weise wird sichergestellt, daß die Untergrundereignisse unter denselben Beobachtungs- und radialen Akzeptanzbedingungen wie die Photonkandidaten aufgezeichnet wurden. Das *Template*-Modell kann ferner für beliebig geformte Signalregionen im Gesichtsfeld verwendet werden, die auch das Kamerazentrum überstreichen dürfen. Eine Untergrundbestimmung mit Hilfe der für punktförmige und schwach ausgedehnte Quellen erfolgreich verwendeten räumlich versetzten OFF-Regionen ist insbesondere für einen solchen Fall nur schwer und mit größeren systematischen Unsicherheiten zu erreichen. Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung des *Template*-Modelles ist der deutlich reduzierte Einfluß von hellen Sternen auf die Zahl rekonstruierter Ereignisse an der entsprechenden Himmelsposition (siehe auch Abschnitt 4.4.2). Aufgrund der ähnlichen Einflüsse auf die Hadron- und Photonkandidaten tritt hier kein ausgeprägtes, lokales Signifikanzminimum wie bei der Verwendung anderer Untergrundmodelle auf.

Bei der praktischen Umsetzung des *Template*-Modelles für das HEGRA-Teleskopsystem hat sich gezeigt, daß die Unterschiede der radialen Akzeptanzstrukturen für photon- bzw. hadroninduzierte Ereignisse im Gesichtsfeld berücksichtigt werden müssen. Eine weitere Korrektur betrifft den Einfluß des durch die Beobachtungen vorgegebenen Zenitwinkelgradienten im Gesichtsfeld, der sich ebenfalls für die beiden verwendeten *mscw*-Bereiche verschieden stark auswirkt. Die Auswirkungen dieses Effektes konnten jedoch bereits durch die Verwendung des Zenitwinkels der rekonstruierten Schauereinfallsrichtung anstelle der Teleskopausrichtung bei der Bestimmung des *mscw*-Parameters stark abgeschwächt werden (siehe auch Fußnote 23 auf Seite 126). Die von Rowell (2003) vorgeschlagenen Akzeptanzkorrekturen wurden für die hier erstellte Implementation des *Template*-Modelles eingehend untersucht und werden entsprechend dieser Ergebnisse in leicht modifizierter Form eingesetzt. Die großen Überschüsse von starken Quellen können im γ -Regime ($mscw < 1.1$) ferner zu Störungen dieser Korrekturfunktionen führen und daher das Studium dieser Objekte sowie die Suche nach weiteren Signalen in ihrer Umgebung behindern. Daher wird für jeden Datensatz geprüft, ob sich eine der bekannten hellen TeV- γ -Quellen im Gesichtsfeld des Teleskopsystemes befindet. Die entsprechenden Bereiche werden gegebenenfalls bei der Bestimmung der Akzeptanzkorrekturen ausgeblendet.

Um den statistischen Fehler bei der Bestimmung der Zahl der Untergrundereignisse möglichst klein zu halten, ist es wünschenswert, die Hadronkandidaten aus einem möglichst großen *mscw*-Bereich auszuwählen. Während sich die untere Grenze dieses „Hadronenregimes“ weitgehend aus der Forderung nach einem gewissen Abstand zum γ -Bereich ergibt, wurde die *mscw*-Verteilung zur Bestimmung der oberen Grenze unter anderem für die einzelnen vorkommenden Bildmultiplizitäten N_{img} studiert. Hierbei ergab sich mit ansteigender Zahl von Bildern im Ereignis eine leichte Verschiebung der Verteilungen zu höheren *mscw*-Werten. Diese Abhängigkeit, die den photonischen Bereich praktisch nicht betrifft, beruht vermutlich auf Fluktuationen im Bereich der Energieschwelle, die sich insbesondere bei kleinen Bildmultiplizitäten stärker äußern. Unter Berücksichtigung der gegebenen Umstände wurde für das hadronische Regime der Bereich $1.3 < mscw < 1.7$ gewählt. Zur Bestimmung des Größenverhältnisses α gemäß Gleichung 4.9 wird ein kreisförmiger Bereich um das Kamerazentrum gewählt, dessen Radius deutlich größer als der Winkelabstand der Quellposition vom Kamerazentrum ist. Da die Zahlen $I_{ON,FOV}$ und $I_{OFF,FOV}$ auf diese Weise sehr groß werden, ergibt sich für α ein vernachlässigbar kleiner statistischer Fehler. Typische Werte für die Größe α liegen im Bereich von 0.10 bis 0.15, so daß das *Template*-Modell aufgrund seiner Eigenschaften insbesondere auch zur Kontrolle der Untergrundbestimmung mit dem Ringsegment verwendet werden kann.

4.8.4 Suche nach Quellen im Gesichtsfeld

Das verhältnismäßig große Gesichtsfeld der HEGRA-Systemteleskope mit einem Durchmesser von etwa 4.3° (vgl. Abschnitt 4.3.2) erlaubt die Suche nach unbekanntem Quellen in der Umgebung eines beobachteten Objektes. Die bereits im Abschnitt 2.5.5 beschriebene, zufällige Entdeckung der ersten bisher noch un-

identifizierten TeV- γ -Quelle TeV J2032+4130 wurde bei der Durchführung einer entsprechenden Rastersuche im Gesichtsfeld anderer Beobachtungen gemacht. Für die Analyse der hier untersuchten Datensätze wurde ein ähnliches Verfahren implementiert, das routinemäßig eingesetzt wird.

Zur Suche nach punktförmigen Quellen im Gesichtsfeld wird dazu ein auf den Kameramittelpunkt zentriertes, quadratisches Suchgitter mit einer Kantenlänge von 2° verwendet. Um jeden Gitterpunkt wird dabei eine kreisförmige Signalregion gelegt, deren Radius entsprechend dem für schwache Quellen optimierten Winkelschnitt des jeweiligen Datensatzes entspricht. Der Abstand der Gitterpunkte wurde hierbei auf 0.05° festgelegt, so daß sich die einzelnen Signalregionen stark überlappen (engl.: *oversampling*). Auf diese Weise ergeben sich für benachbarte Gitterpunkte hochkorrelierte Ergebnisse. Der Vorteil dieser Methode liegt jedoch darin, daß Quellen, deren Position sehr dicht an der Grenze einer Signalregion liegen, in der benachbarten (überlappenden) Signalregion vollständig enthalten sind. Daher können diese Quellen nicht durch eine Verteilung des Überschusses auf mehrere unkorrelierte Testregionen übersehen werden. Als Methode zur Untergrundbestimmung wird für alle Signalregionen das *Template*-Modell (siehe oben) verwendet, das sich bei der Quellsuche im Gesichtsfeld insbesondere wegen der sehr geringen systematischen Einflüsse heller Sterne auf die Meßergebnisse anbietet. Für den Fall, daß sich keine Quellen im untersuchten Gesichtsfeld befinden, folgt die Verteilung der resultierenden Signifikanzwerte auch bei der Verwendung der *Oversampling*-Methode einer Normalverteilung mit der Breite 1 um dem Mittelwert 0.

4.9 Flußbestimmung und Spektralanalyse

Für die astrophysikalische Interpretation von Beobachtungen eines Objektes ist es notwendig, eine quantitative Angabe über dessen Fluß zu machen. Sollte kein signifikanter Nachweis einer Quelle gelungen sein, kann stattdessen eine obere Flußgrenze (engl.: *upper limit*) berechnet werden. Auch aus einer solchen Grenze können häufig Rückschlüsse für die Modellierung des Objektes gezogen werden, wenn beispielsweise ein theoretisch zulässiger Parameterbereich bezüglich des vorliegenden Magnetfeldes oder der Maximalenergie der nichtthermischen Teilchenpopulation eingeschränkt wird. Dagegen können beim Vorliegen eines statistisch signifikanten Signales das Energiespektrum sowie die sogenannte Lichtkurve der untersuchten Quelle bestimmt werden.

4.9.1 Bestimmung von integralen Photonenströmen

Die Berechnung des Flusses eines beobachteten Objektes kann unter Verwendung des bekannten Flusses $\Phi_{\gamma,\text{crab}}$ des Crab-Nebels erfolgen. Zur Kalibration der totzeitkorrigierten, gemessenen γ -Rate

$$R_{\gamma,\text{obj}} = \frac{N_{\gamma,\text{obj}}}{T_{\text{obs,eff}}} \quad (4.10)$$

wird dabei die aus dem zugehörigen Crab-Vergleichsdatensatz (Abschnitt 4.6.2) bestimmte γ -Rate $R_{\gamma,\text{crab}}$ eingesetzt. Damit ergibt sich für den integralen Photonenfluß $\Phi_{\gamma,\text{obj}}$ der Quelle oberhalb der entsprechend Unterkapitel 4.7 bestimmten Energieschwelle E_{thr} der Messung:

$$\Phi_{\gamma,\text{obj}}(E > E_{\text{thr}}) = \frac{R_{\gamma,\text{obj}}}{R_{\gamma,\text{crab}}} \cdot \frac{\bar{\eta}_{\gamma,\text{crab}}}{\bar{\eta}_{\gamma,\text{obj}}} \cdot \Phi_{\gamma,\text{crab}}(E > E_{\text{thr}}) \quad (4.11)$$

Die Größe $R_{\gamma,\text{obj}}/R_{\gamma,\text{crab}}$ beschreibt dabei den integralen Fluß der Quelle als Bruchteil des Crab-Flusses (bzw. in der sogenannten „Crab-Einheit“, kurz: 1 Crab), während $\Phi_{\gamma,\text{crab}}(E > E_{\text{thr}})$ den aus Formel 2.6 bestimmten integralen Photonenfluß des Crab-Nebels oberhalb der Energieschwelle in absoluten Flußeinheiten angibt. Das Verhältnis $\bar{\eta}_{\gamma,\text{crab}}/\bar{\eta}_{\gamma,\text{obj}}$ dient zur Korrektur der radialen Akzeptanz für γ -Schauer im Gesichtsfeld (siehe unten). Der Vorteil dieser Methode besteht wie bei der Schnittoptimierung (Abschnitt 4.6.6) in der Unabhängigkeit von aufwendigen Simulationsrechnungen und von der absoluten Kalibration des Detektors. Eine alternative Methode zur Bestimmung des integralen Flusses unter Verwendung des Verfahrens für die Spektralanalyse wird im Abschnitt 4.9.5 beschrieben.

Falls das untersuchte Objekt nicht unter dem gleichen *wobble*-Radius wie der Crab-Nebel im Vergleichsdatensatz beobachtet wurde, muß die gemessene Rate $R_{\gamma,\text{obj}}$ entsprechend der vom Zentrum des Gesichtsfeldes radial abnehmenden Akzeptanz η_{γ} für γ -Schauer korrigiert werden. Da die meisten Messungen im typischen *wobble*-Modus (alternierende Verschiebung um $\pm 0.5^\circ$ in Deklinationsrichtung bezüglich der beobachteten Position) durchgeführt wurden, treten für ein zu untersuchendes Objekt an einer beliebigen anderen Stelle im Gesichtsfeld in der Regel zwei verschiedene Abstände zum Kamerazentrum auf. Der für dieses Objekt verwendete Akzeptanzwert $\bar{\eta}_{\gamma,\text{obj}}$ ergibt sich aus den mit der jeweiligen Meßdauer gewichtet gemittelten Werten für die beteiligten Abstände. Zur Korrektur der unterschiedlichen mittleren γ -Akzeptanzen des Crab-Nebels und des untersuchten Objektes wird in Formel 4.11 das Verhältnis $\bar{\eta}_{\gamma,\text{crab}}/\bar{\eta}_{\gamma,\text{obj}}$ verwendet.

Der Crab-Nebel wurde mit dem Teleskopsystem im wesentlichen nur unter einem *wobble*-Radius von 0.5° beobachtet. Daher ist es notwendig, den Verlauf der vom Zenitwinkel weitgehend unabhängigen, radialen γ -Akzeptanz aus Monte-Carlo-Simulationen zu bestimmen. Hierzu wurde ein im Anhang D.2 beschriebener Datensatz aus 10000 simulierten γ -Schauern mit Energien zwischen 500 GeV und 10 TeV verwendet, deren spektrale Verteilung derjenigen des Crab-Nebels folgt. Die Schauerereignisse wurden unter verschiedenen Inklinationswinkeln (bzw. *wobble*-Radien) zwischen 0° und 3.5° zur optischen Achse der Teleskope in die Detektorsimulation eingebracht und jeweils entsprechend ausgewertet. Abbildung 4.18 zeigt den resultierenden Verlauf der radialen γ -Akzeptanz in Abhängigkeit vom Inklinationswinkel nach der Anwendung aller Selektions- und Analyse-schnitte. Dabei wird deutlich, daß die Kameraakzeptanz für Inklinationswinkel bis zu ungefähr 1° nahezu konstant ist und danach steil abfällt. Damit ergibt sich ein effektiv nutzbares Gesichtsfeld mit einem Durchmesser von etwa 3.2° (FWHM, engl.: *full width at half maximum*). Für die Datenanalyse wird zur Beschreibung des Akzeptanzverlaufes eine geeignet angepaßte empirische Funktion verwendet.

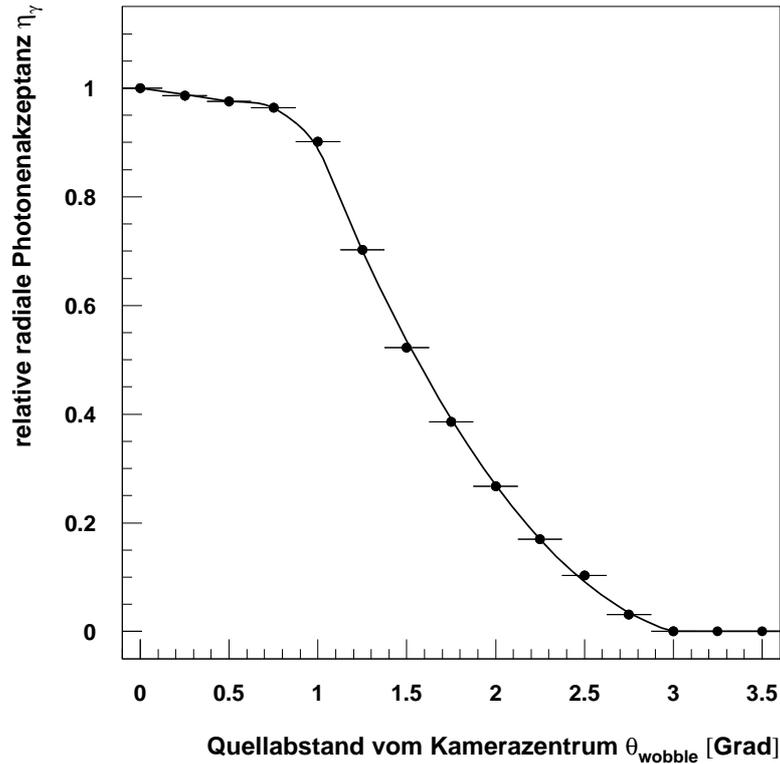


Abbildung 4.18: Relative radiale Kameraakzeptanz für γ -Schauer in Abhängigkeit vom Abstand Θ_{wobble} der Quelle zum Zentrum des Gesichtsfeldes. Die Akzeptanzwerte wurden hierbei aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt und auf den Wert im Kamerazentrum normiert. Aufgrund der großen Zahl von simulierten Ereignissen sind die statistischen Fehler der Akzeptanzwerte kleiner als die Symbolgröße. Die durchgezogene Kurve stellt den Verlauf der empirisch bestimmten Akzeptanzfunktion dar (siehe Text).

4.9.2 Berechnung von oberen Flußgrenzen

Für den Fall, daß bei einer Beobachtung kein signifikanter Überschuß gemessen wird, kann eine obere Grenze auf den integralen Fluß des Objektes berechnet werden. Dazu wird im Rahmen der TeV- γ -Astrophysik üblicherweise das von Helene (1983) beschriebene Verfahren eingesetzt, bei dem als sogenannte Null-Hypothese davon ausgegangen wird, daß in der Signalregion lediglich ein fluktuativer Überschuß gemessen wurde. In gaußscher Näherung wird damit unter Verwendung der Zahl N_γ der gemessenen Überschußereignisse (die im Falle von Fluktuationen auch negativ sein kann) sowie der Zahl N_{OFF} der Untergrundeignisse und des Größenverhältnisses α (vgl. Kapitel 4.8) für ein vorgegebenes Vertrauensniveau eine statistisch verträgliche obere Grenze auf die Größe N_γ berechnet. Der so bestimmte Wert $N_{\gamma, \text{UL}}$ kann unter Verwendung von Formel 4.11 zur Bestimmung einer oberen Grenze $\Phi_{\gamma, \text{UL}}$ auf den integralen Fluß des jeweiligen Objektes verwendet werden. Als Vertrauensniveau ist für alle in der vorliegenden Arbeit berechneten oberen Flußgrenzen der in der Literatur häufig verwendete Wert von 99% gewählt worden.

4.9.3 Energierekonstruktion in der Datenanalyse

Zur Rekonstruktion der Energie des Primärteilchens wird hier die bereits im Abschnitt 3.5.4 beschriebene konventionelle Methode eingesetzt. Dabei wird für jedes nach Anwendung der Selektionsschnitte (Tabelle 4.5) verfügbare Bild i eines Ereignisses ein Schätzwert $E_{\text{reko},i}$ unter der Annahme bestimmt, daß es sich um einen γ -Schauer handelt. Die Größe $E_{\text{reko},i}$ ergibt sich aus einer Interpolation zwischen den jeweils benachbarten Einträgen einer durch Monte-Carlo-Simulationen erzeugten Wertetabelle für die in Gleichung 3.15 eingeführte Beziehung $E_{\text{reko}} = E_{\text{reko}}(\vartheta, b, \text{size})$. Diese Tabelle wurde für die Referenzperioden 62 bis 66 (Juni bis November 1997) erstellt (Konopelko et al. 1999, Pühlhofer et al. 2003b). Zur Korrektur der zeitlich abnehmenden relativen optischen Effizienz wird der bei der Datenkalibration ermittelte Faktor κ_{opt} (vgl. Abschnitt 4.4.4) reziprok auf die Bildamplituden size_i angewendet.²⁷

Um auftretende Fluktuationen (insbesondere im Zusammenhang mit der Kernortrekonstruktion) möglichst klein zu halten, werden für die Energierekonstruktion nur Bilder von denjenigen Teleskopen zugelassen, deren Stoßparameter b bezüglich der rekonstruierten Schauerachse kleiner als 200 m ist. Aus dem gleichen Grund wird zusätzlich gefordert, daß sich die verlängerten Hauptachsen von mindestens zwei Bildern unter einem Winkel von mindestens 20° schneiden. Die rekonstruierte Energie E_γ des Ereignisses ergibt sich schließlich aus dem Mittelwert der Logarithmen der einzelnen Schätzwerte:

$$E_\gamma = \exp \left(\frac{1}{N_{\text{sel}}} \sum_i^{\text{selekt. Bilder}} \ln(E_{\text{reko},i}) \right) \quad (4.12)$$

Die Größe N_{sel} ($N_{\text{sel}} \geq 2$) beschreibt hierbei die Anzahl der für die Energierekonstruktion verwendeten Kamerabilder des jeweiligen Ereignisses.

Abbildung 4.19 zeigt exemplarisch die Residuen und die relative Energieauflösung für vertikal einfallende γ -Schauer im Januar 2001. Deutlich unterhalb der entsprechend Abschnitt 4.7.3 bestimmten Energieschwelle weicht die rekonstruierte Energie stark von den wahren Werten nach oben ab.²⁸ Oberhalb der Energieschwelle folgen die rekonstruierten Energien dagegen jeweils einer Gaußverteilung um einen Mittelwert, der nahe dem tatsächlichen Wert liegt. Die Breite dieser Verteilung gibt dabei die relative Energieauflösung des Teleskopsystemes für ein einzelnes Ereignis an und liegt bei $\Delta E/E \lesssim 20\%$.

4.9.4 Bestimmung des Energiespektrums einer Quelle

Die Bestimmung des differentiellen Energiespektrums einer Quelle folgt der von Aharonian et al. (1999c) beschriebenen Methode, wobei die dabei auftretenden

²⁷ Nach Anwendung der Konversionsfaktoren ϕ_i liegen die Bildamplituden im DST-Format bereits in der Maßeinheit registrierter Photoelektronen (ph.e.) vor. Für die durch den Einsatz des Faktors κ_{opt} entstehende kalibrierte Meßgröße hat sich die Bezeichnung ph.e.* etabliert. Die relative optische Effizienz κ_{opt} trägt daher im Prinzip die Einheit ph.e./ph.e.*.

²⁸ Dieses Verhalten beruht auf Fluktuationseffekten nahe der Ansprechschwellen der einzelnen Teleskope. Lichtschwächere Bilder werden hierbei durch die Selektionsbedingungen verworfen, so daß in diesem Fall Ereignisse mit höheren Primärenergien vorgetäuscht werden.

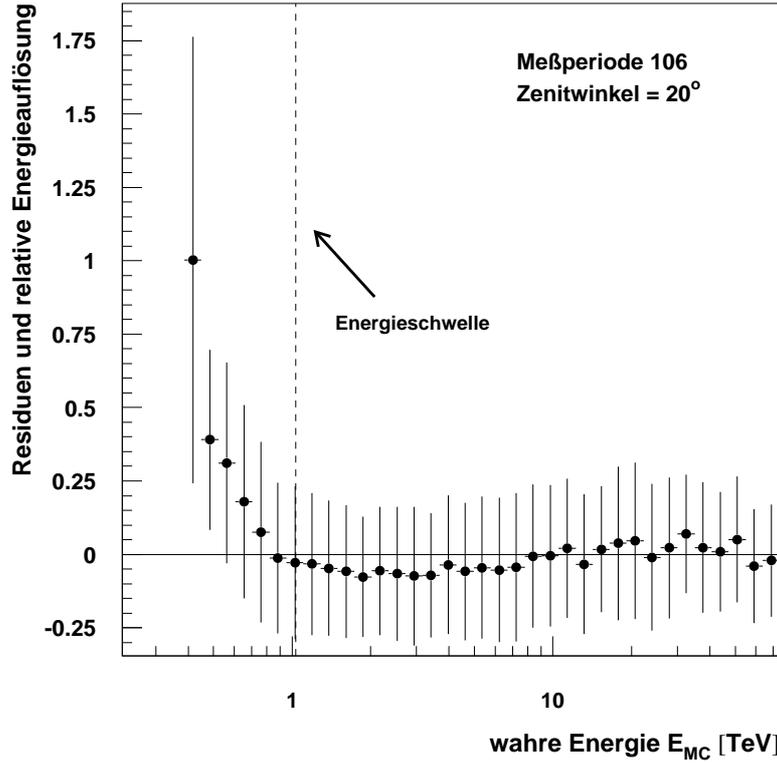


Abbildung 4.19: Residuen und relative Energieauflösung des vollständigen Teleskop-systemes für γ -Schauer mit einem Zenitwinkel von 20° . Die Detektoreffizienzen wurden in den Monte-Carlo-Simulationen entsprechend der Meßperiode 106 (Januar 2001) gewählt. Die Datenpunkte zeigen die relative Abweichung der rekonstruierten von der wahren Primärenergie, während die Fehlerbalken die Schwankungsbreite (RMS) in den einzelnen Energieintervallen darstellen. Die gestrichelte vertikale Linie markiert die für diesen Zenitwinkel gültige Energieschwelle.

systematischen Fehler ausführlich von Aharonian et al. (1999e) diskutiert werden. Der differentielle Photonfluß $d\Phi_\gamma/dE$ wird dabei für jedes untersuchte Energieintervall i (mit der mittleren Energie E_i) einzeln bestimmt:

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE}(E_i) = \frac{1}{T_{\text{obs,eff}} \cdot \Delta E_i} \left(\sum_{j=1}^{N_{\text{ON},i}} \frac{1}{A_{\text{eff,spek}}(E_j, \vartheta_j)} - \sum_{k=1}^{N_{\text{OFF},i}} \frac{\alpha}{A_{\text{eff,spek}}(E_k, \vartheta_k)} \right) \quad (4.13)$$

Hierbei bezeichnen $T_{\text{obs,eff}}$ die totzeitkorrigierte Meßdauer (vgl. Abschnitt 4.6.7) und ΔE_i die Breite des Energie-Bins. Die beiden Summen laufen jeweils über alle Ereignisse der Signal- bzw. Untergrundregion, deren unter dem Zenitwinkel ϑ_j rekonstruierte Energien E_j im untersuchten Bin i liegen. Die in Gleichung 4.13 auftretende Differenz sorgt wie bei der Signalsuche für eine Subtraktion des Untergrundes in der ON-Region. Zur Untergrundbestimmung bei der Spektralanalyse wird das im Abschnitt 4.8.2 erläuterte Ringsegmentmodell verwendet. Die in die Formel eingehenden Untergrundereignisse werden daher mit dem Größenverhältnis α der Signal- und der Untergrundregion gewichtet. Zur quantitativen Bestimmung des gemessenen Flusses werden die Ereignisse außerdem jeweils mit einer sogenannten „effektiven Nachweisfläche“ $A_{\text{eff,spek}}(E_j, \vartheta_j)$ gewichtet. Diese Größe

berücksichtigt insbesondere die Nachweiseffizienzen und die Energieauflösung des Detektors und wird im folgenden näher erläutert.

Die Bestimmung der effektive Fläche $A_{\text{eff,spek}}$ erfolgt mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen, wobei ihr Wert jeweils für bestimmte Energie- und Zenitwinkelintervalle (i, j) unter der Annahme eines Quellspektrums ermittelt wird:

$$A_{\text{eff,spek}}(E_i, \vartheta_j) = \frac{N_{\text{reko,spek}}(E_i, \vartheta_j)}{N_{\text{MC,spek}}(E_i, \vartheta_j)} \cdot A_{\text{MC,spek}}(E_i, \vartheta_j) \quad (4.14)$$

Dabei stellt die Größe $N_{\text{MC,spek}}(E_i, \vartheta_j)$ die Zahl der simulierten γ -Schauer in dem jeweiligen Intervall (i, j) dar, während $N_{\text{reko,spek}}(E_i, \vartheta_j)$ die Zahl der nach der Durchführung der Energierekonstruktion verbleibenden Ereignisse angibt. Die Größe $A_{\text{MC,spek}}(E_i, \vartheta_j)$ ist die Fläche auf der Beobachtungsebene, auf die die simulierten Luftschauer eingestreu wurden. Die Wertetabellen, aus denen die effektive Nachweisfläche für ein bestimmtes Ereignis durch Interpolation bestimmt werden kann, wurden unter Verwendung der im Abschnitt 4.5.1 beschriebenen Luftschauerbibliothek erstellt. Aufgrund der zeitabhängigen Detektoreffizienzen werden die Tabellen hierbei wie bei der Parametrisierung der effektiven Energieschwelle (Abschnitt 4.7.2) für jede Meßperiode sowie jeweils für 3, 4 und 5 effektiv im System arbeitende Teleskope separat bestimmt.

Alle bisher nachgewiesenen TeV- γ -Quellen weisen mit der Energie verhältnismäßig stark abfallende Flüsse auf. Da wegen der begrenzten Energieauflösung des Teleskopsystemes ein gewisser Anteil von Ereignissen mit einer zu hoch rekonstruierten Primärenergie in die benachbarten Energie-Bins eingeordnet wird, würde der so berechnete Fluß in diesen Intervallen erheblich zu hoch bestimmt werden. Um die resultierende Verfälschung des rekonstruierten Energiespektrums zu vermeiden, muß die Energieauflösung bei der Bestimmung der effektiven Fläche berücksichtigt werden. Daher werden bei der Berechnung entsprechend Gleichung 4.14 die rekonstruierten Energiewerte E_{reko} anstelle der wahren simulierten Werte E_{MC} verwendet. Gleichzeitig erfolgt eine Wichtung der simulierten Ereignisse entsprechend einem angenommenen Energiespektrum. Als Ausgangshypothese wird hierbei das Spektrum des Crab-Nebels entsprechend Gleichung 2.5 angenommen. Im Falle von Abweichungen des rekonstruierten Quellspektrums von diesem Ausgangsspektrum wird die Bestimmung der effektiven Nachweisfläche in einem iterativen Verfahren wiederholt, bis eine Übereinstimmung erreicht ist. Dieser Iterationsprozeß konvergiert dabei wegen der relativ geringen Abhängigkeit der effektiven Fläche von der tatsächlichen Form des Spektrums typischerweise bereits nach zwei bis drei Schritten.

Bei der praktischen Bestimmung der Wertetabellen für die effektiven Flächen sowie bei der Spektralanalyse von realen Meßdaten wird ein maximaler Abstand der rekonstruierten Kernortposition zum Zentrum des Teleskopsystemes von 200 m zugelassen (vgl. Abschnitt 4.6.5). Der Maximalwert für die effektive Nachweisfläche ergibt sich damit zu etwa 126000 m². Die Bestimmung der Werte $A_{\text{eff,spek}}(E_i, \vartheta_j)$ erfolgt ferner unter Anwendung der Selektions- und Analyseschritte, wobei in der Regel ein Satz von sehr weichen Standard-Schnitten verwendet wird (vgl. Tabelle 5.4, erste Zeile). Bei schwachen Quellen ist es gegebenenfalls zum Erreichen eines ausreichenden Signal-zu-Untergrund-

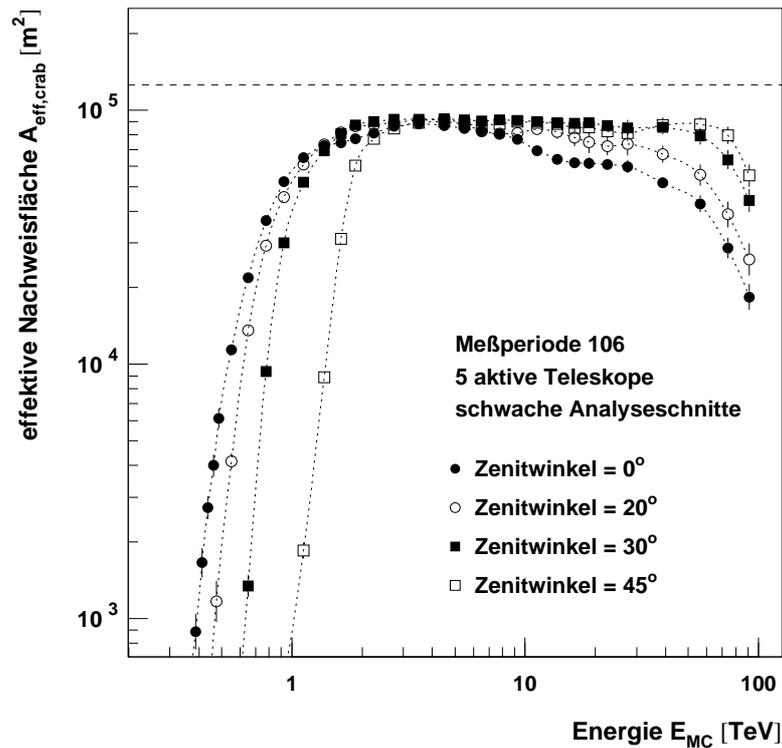


Abbildung 4.20: Energie- und Zenitwinkelabhängigkeit der effektiven Nachweisfläche $A_{\text{eff,crab}}$ für ein dem Crab-Nebel vergleichbares Quellspektrum unter Berücksichtigung der Detektoreffizienzen im Januar 2001. Die effektive Fläche ist hier für das vollständige Teleskopsystem unter Anwendung von relativ schwachen Analyseschnitten dargestellt, die bei starken Quellen eingesetzt werden. Die gestrichelte horizontale Linie markiert die maximal erreichbare effektive Nachweisfläche von etwa 126000 m^2 .

Verhältnisses erforderlich, die für die Signalsuche optimierten Schnittwerte anzuwenden. Der Einsatz relativ harter Schnitte führt dabei zu einem leichten Anstieg der systematischen Fehler, was bei derartigen Messungen aufgrund der dominierenden statistischen Fehler toleriert werden kann (Aharonian et al. 2003c).

Abbildung 4.20 zeigt die Energie- und Zenitwinkelabhängigkeit der effektiven Nachweisfläche $A_{\text{eff,crab}}$ für ein dem Crab-Nebel vergleichbares Spektrum. Die effektive Nachweisfläche ist dabei jeweils von einem steilen Anstieg und dem Erreichen eines Plateaus oberhalb der Energieschwelle geprägt. Für sehr hohe Energien nimmt ihr Wert wieder ab, weil nun viele Bilder aufgrund ihrer Größe durch den Rand des Gesichtsfeldes abgeschnitten und durch den Kamerarandschnitt verworfen werden. Dieser Effekt tritt wegen der kleineren Bildausmaße bei Beobachtungen unter größeren Zenitwinkeln erst bei erheblich höheren Energien auf. Daher sollten für das Studium von Quellen oberhalb von 10 TeV insbesondere auch Messungen oberhalb eines Zenitwinkels von etwa 30° durchgeführt werden.

4.9.5 Erstellung der Lichtkurve einer TeV- γ -Quelle

Unter der Lichtkurve eines Objektes wird die zeitaufgelöste Darstellung seines integralen Flusses verstanden. Aus dem zeitlichen Verhalten der Quelle können

insbesondere im Falle von Korrelationen mit anderen Energiebereichen Rückschlüsse auf die in der Erzeugungsregion ablaufenden Prozesse gezogen werden. Während die Meßpunkte einer Lichtkurve bei starken TeV- γ -Quellen im Abstand von Bruchteilen einer Stunde liegen können, ist für schwächere Quellen meist nur eine tage- oder sogar monatsweise Bestimmung des integralen Flusses sinnvoll.

Bei der Auswertung einer Lichtkurve ist die Angabe des integralen Flusses oberhalb einer für alle Einträge gleichen Energieschwelle notwendig. Das im Abschnitt 4.9.1 beschriebene Verfahren zur Flußbestimmung kann aufgrund der von Nacht zu Nacht variierenden Beobachtungsbedingungen eine solche Berechnung nicht ermöglichen. Daher wird der integrale Fluß analog zu Gleichung 4.13 für ein sehr breites Energieintervall (typischerweise von 1 bzw. 2 TeV bis 100 TeV) ohne Normierung auf die Bin-Breite bestimmt. Der Fehler aufgrund der oberhalb dieses Bereiches ignorierten Ereignisse ist dabei wegen der mit der Energie stark abfallenden Spektren vernachlässigbar klein.

Falls ein Eintrag in der Lichtkurve kein signifikantes Signal enthält, wird nach der im Abschnitt 4.9.2 erläuterten Methode zunächst eine obere Grenze $N_{\gamma,UL}$ auf die Zahl der in der Signalregion gemessenen Überschußereignisse ermittelt. Diese Größe wird im Anschluß unter Verwendung eines aus allen Ereignissen in der Signal- und der Untergrundregion bestimmten mittleren Wertes für die effektive Nachweisfläche in eine obere Grenze auf den integralen Fluß umgerechnet.

4.9.6 Betrachtung von systematischen Fehlern

Bei der Interpretation von Ergebnissen der Spektralanalyse sind neben den statistischen auch die systematischen Fehler der eingesetzten Methode zu berücksichtigen. Unter der Voraussetzung von realistischen Monte-Carlo-Simulationen liegen die wichtigsten Fehlerquellen in diesem Zusammenhang in der Bestimmung der Photoelektronen-Konversionsfaktoren (vgl. Abschnitt 4.4.2), in möglichen Nichtlinearitäten der Ausleseelektronik sowie im Verhalten der Teleskope im Bereich der Ansprechschwelle. Die Unsicherheit bezüglich der tatsächlichen Form eines untersuchten Photonenspektrums stellt eine weitere Fehlerquelle bei der Bestimmung der effektiven Nachweisflächen dar. Der bereits im Abschnitt 4.4.3 angesprochene systematische Fehler auf die absolute Energieskala des Teleskop-systemes äußert sich ferner in entsprechenden Unsicherheiten bei der Flußkalibration. Dabei ist jedoch festzustellen, daß die rekonstruierte Form des Spektrums von dieser Fehlerquelle nicht beeinflusst wird.

Die systematischen Fehler der rekonstruierten spektralen Größen sind für die verwendete Analysemethode folgendermaßen abgeschätzt worden:

- Fehler auf die absolute Energieskala: $(\Delta E/E)_{\text{syst}} \approx 15\%$
- Fehler auf den differentiellen Spektralindex: $\Delta\Gamma_{\text{syst}} \approx 0.08$
- Fehler auf den differentiellen Photonenfluß: $(\Delta\Phi_0/\Phi_0)_{\text{syst}} \approx 12\%$
- Fehler auf den integralen Photonenfluß: $(\Delta\Phi_\gamma/\Phi_\gamma)_{\text{syst}} \approx 20\%$

Eine vertiefte Untersuchung der bei der HEGRA-Spektralanalyse auftretenden systematischen Fehler findet sich bei Aharonian et al. (1999e) mit Ergänzungen in Aharonian et al. (2002d) und Aharonian et al. (2003c).

4.10 Statistische Tests auf veränderliche Flüsse

4.10.1 Flußvariabilitäten und ausbruchartiges Verhalten

Bei der Suche nach schwachen Quellen kann unter Berücksichtigung ihres möglicherweise zeitlich variablen Emissionsverhaltens insbesondere der Einsatz spezieller Analysemethoden zu einem statistisch signifikanten Nachweis führen. Dazu werden hier die folgenden charakteristischen Situationen unterschieden:

1. Das Objekt weist einen konstanten Fluß auf, der sich in einem Überschuß mit der statistischen Signifikanz S_{DC} äußert.
2. Ein Signal mit der Signifikanz S_{DC} kann auch entstehen, wenn der Überschuß während einer kurzen, zusammenhängenden Aktivitätsperiode innerhalb des gesamten Beobachtungszeitraumes akkumuliert wird. Ein ausreichend starkes Signal zeigt sich dabei deutlich in der Lichtkurve, während eine schwache Quelle eventuell auch unbemerkt bleiben kann.
3. Falls sich der gemessene Überschuß aus eine Reihe von kurzen Ausbrüchen des Objektes (engl.: *flares*) zusammensetzt, liefert die Lichtkurve bei einem schwachen mittleren Fluß keinen Hinweis auf ein Signal; gegebenenfalls kann jedoch die Untersuchung der Ereignis-Zeitreihe mit einem geeigneten statistischen Testverfahren zu einem positiven Resultat führen.

Für die Fälle Nr. 2 und 3 können die Resultate entsprechender statistischer Methoden vor allem dann von großem Interesse sein, wenn der Gesamtüberschuß aus der Richtung eines Objektes nur eine relativ geringe statistische Signifikanz aufweist ($S_{\text{DC}} \approx 4\sigma$). Hier können weitere positive Resultate entsprechender statistischer Tests zu einem glaubwürdigen Nachweis einer Quelle führen²⁹.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden zwei speziell für die oben angeführten Szenarien sensitive Testmethoden verwendet, um die untersuchten Datensätze auf mögliche Flußvariabilität und ausbruchartiges Verhalten zu überprüfen:

Kolmogorov-Test: Im Rahmen des Kolmogorov-Tests wird eine Ereigniszeitreihe aus der Richtung eines beobachteten Objektes auf eine Abweichung von der Erwartung einer Gleichverteilung der einzelnen Ereignisse über das gesamte Meßzeit-Intervall untersucht (siehe z. B. Prahl (1999c)). Die allgemein übliche Angabe einer Zufallswahrscheinlichkeit kann dabei zu Vergleichszwecken in die von der Signifikanz S_{DC} des integralen Überschusses vollständig unabhängige Signifikanz S_{Kol} umgerechnet werden (Prahl 1999a). Falls der gesamte, den Wert S_{DC} begründende Überschuß innerhalb eines kurzen, zusammenhängenden Zeitintervalles akkumuliert wird, gilt für große Ereigniszahlen:

$$\langle S_{\text{Kol}} \rangle \approx \frac{3}{2}(1 - q)\langle S_{\text{DC}} \rangle \quad (4.15)$$

²⁹Wie im Rahmen einer in der Hamburger HEGRA-Gruppe durchgeführten Diplomarbeit gezeigt wurde, ist die Sensitivität einer ebenfalls möglichen Suche nach Periodizitäten in einer Ereigniszeitreihe aus der Richtung eines schwachen Querkandidaten unter Berücksichtigung der typischerweise sehr beschränkten Photonstatistik leider sehr gering (Beilicke 2001).

Hierbei gibt die Größe q den Anteil des Aktivitätszeitraumes an der Gesamtmeßdauer an ($0 \leq q \leq 1$). Dieser Anteil wird üblicherweise mit dem englischen Begriff *duty cycle* bezeichnet. Offensichtlich kann die Signifikanz S_{Kol} des Kolmogorov-Tests für sehr kurze *duty cycles* um bis zu 50 % größer als die Signifikanz S_{DC} werden. Dagegen spricht diese Testmethode im Falle einer Aufspaltung des integralen Signales auf mehrere Aktivitätsintervalle nicht an.

Prahl-Test: Der Prahl- oder auch „exp“-Test wurde entwickelt, um den zuvor dargelegten Nachteil des Kolmogorov-Tests zu überwinden. Die Methode ist daher auf ausbruchartiges Verhalten der Quelle sensitiv, wenn kurze Zeiträume starker Aktivität durch Ruhephasen unterbrochen werden (Prahl 1999a,c). Das Verfahren beruht auf der Zählung von Ereignissen aus der Untergrundregion, die zeitlich zwischen zwei Ereignissen aus der Signalregion auftreten. Die Verteilung dieser sogenannten „Zwischenereignis“-Zahlen (engl.: *inter-event counts*) folgen im Falle der Abwesenheit einer Quelle einer diskreten Exponentialverteilung. Beim Auftreten einer Aktivitätsphase mit kleinem *duty cycle* q ergeben sich Abweichungen von dieser Erwartung derart, daß kleine Zwischenereignis-Zahlen deutlich häufiger auftreten. Es läßt sich eine Ausbruchsignifikanz S_{Prahl} berechnen, für die im Grenzfall $q \rightarrow 0$ wie schon beim Kolmogorov-Test die Beziehung

$$\langle S_{\text{Prahl}} \rangle \approx 1.5 \cdot \langle S_{\text{DC}} \rangle \quad (4.16)$$

gilt. Offensichtlich bewirkt die Wahl einer möglichst großen Untergrundregion (vgl. Unterkapitel 4.8) aufgrund der verbesserten statistischen Basis auch hier eine deutlich erhöhte Sensitivität.

Sowohl der Kolmogorov- als auch der Prahl-Test basieren auf „ungebinnten“ Methoden, so daß willkürlich eingeführte Unterteilungen einer Zeitreihe wie z. B. im Falle einer tageweise eingeteilten Lichtkurve mit ihren störenden Effekten unterbleiben können. Aufgrund der Verwendung von Ereignissen aus Richtung der Quelle zusammen mit zeitgleich aufgezeichneten Ereignissen aus einer Untergrundregion ergibt sich ferner eine gewisse Unabhängigkeit von der zeitabhängig variierenden Akzeptanz des Detektors. Dies ist insbesondere im Falle der TeV- γ -Astrophysik wegen der praktisch nicht vollständig zu kontrollierenden Einflüsse der Atmosphäre von Vorteil.

Die hier beschriebenen „ungebinnten“ Testmethoden sind statistisch unabhängig von der Signifikanz S_{DC} des integralen Überschusses und zeichnen sich durch eine im Vergleich zu anderen Verfahren besonders einfache Implementation und schnell vorliegende Testergebnisse aus. Damit eignen sich der Kolmogorov- und der Prahl-Test auch zur Anwendung von *in-situ*-Analyseprogrammen, die den Operateuren bereits während der Datennahme Anhaltspunkte über eine mögliche Aktivität des beobachteten Objektes geben.

4.10.2 Anwendung der Variabilitätstests

Im Rahmen der in der vorliegenden Arbeit eingesetzten Standardanalyse werden die Variabilitätstests auf jeden Datensatz angewendet. Bei der Untersuchung einer bestimmten Himmelsposition liefert das Analyseprogramm *read_dst* unter

Objekt	Datensatz und Meßzeit	Fluß	S_{DC}	S_{Kol}	S_{Prah}
Crab-Nebel	Januar 2001 (14 h)	konstant	40.8σ	0.1σ	-0.6σ
Crab-Nebel	Jahr 2002 (43 h)	konstant	51.2σ	2.2σ	-0.5σ
Mrk-421	Jan./Feb. 2001 (148 h)	variabel	211.1σ	14.8σ	8.4σ
1ES 1959+650	Jahre 2000/2001 (94 h)	variabel	5.1σ	1.0σ	0.3σ
1ES 1959+650	Jahr 2002 (82 h)	variabel	33.2σ	7.2σ	8.9σ
H 1426+428	Jahre 1999/2000 (43 h)	variabel	6.0σ	0.5σ	2.4σ
M 87	Jahre 1998/1999 (77 h)	variabel	4.9σ	-0.6σ	0.8σ

Tabelle 4.6: Ergebnisse der Suche nach Flußvariabilitäten in verschiedenen Datensätzen (siehe Text). Die Angaben zur Flußstabilität der jeweiligen Objekte folgen den gängigen Modellvorstellungen, nach denen insbesondere die AGN variabel sind. Die Signifikanz des integral gemessenen Überschusses ist mit S_{DC} , die Signifikanzen des Kolmogorov- und des Prah-Tests sind mit S_{Kol} bzw. S_{Prah} bezeichnet.

Verwendung des Ringsegment-Untergrundmodelles eine Ereignis-Zeitreihe, aus der die Variabilitätssignifikanzen direkt bestimmt werden können. Zusätzlich wurden die Testmethoden erstmals bei der Suche nach Quellen im Gesichtsfeld des Teleskopsystemes angewendet (vgl. Abschnitt 4.8.4). Dabei ist es erforderlich, für jeden untersuchten Gitterpunkt eine Ereignis-Zeitreihe zusammenzustellen. Für die Variabilitätsanalyse im Gesichtsfeld findet das *Template*-Untergrundmodell Anwendung. Da die Implementation des Kolmogorov- und des Prah-Tests modular durchgeführt wurde, ist die Anwendung dieser Werkzeuge im Rahmen anderer Projekte, z. B. beim H·E·S·S-Teleskopsystem, besonders unkompliziert möglich.

4.10.3 Sensitivität der Tests für schwache Quellen

Um die Sensitivität der Variabilitätstests für schwache Signale abzuschätzen, bei denen ein positives Ergebnis gegebenenfalls zum Nachweis einer Quelle führen könnte, wurden Beobachtungen verschiedener Objekte ausgewertet. Dabei wurde neben dem konstant emittierenden Crab-Nebel eine Reihe von AGN ausgewählt, bei denen eine Variabilität möglich ist. Die Ergebnisse der durchgeführten Analysen sind in Tabelle 4.6 zusammengefaßt. Im Falle des Crab-Nebels ergeben sich für verschiedene Datensätze wie erwartet stets Resultate, die mit der Null-Hypothese verträglich sind. Die starken Quellen Mrk-421 (Abschnitt 2.8.2) und 1ES 1959+650 (Kapitel 6) weisen in den Jahren 2001 bzw. 2002 jeweils eine bereits aus ihren Lichtkurven ersichtliche Variabilität auf. Dabei ergeben sich Signifikanzen $S_{Kol}, S_{Prah} \gg 5 \sigma$, so daß die Testmethoden hier die erwarteten Ergebnisse liefern. Dagegen zeigt keiner der AGN-Datensätze mit Signifikanzen S_{DC} in der Größenordnung von 5σ einen Hinweis auf eine mögliche Variabilität. Aus unabhängigen Messungen ist ferner nicht bekannt, ob diese Objekte in den jeweiligen Zeiträumen variable Flüsse aufgewiesen haben. Daher lassen sich hier zunächst keine Rückschlüsse auf das zeitabhängige Verhalten dieser Quellen ziehen.

Die Abhängigkeit der aus den Variabilitätstests resultierenden Signifikanzen S_{Kol} und S_{Prah} vom *duty cycle* q wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-

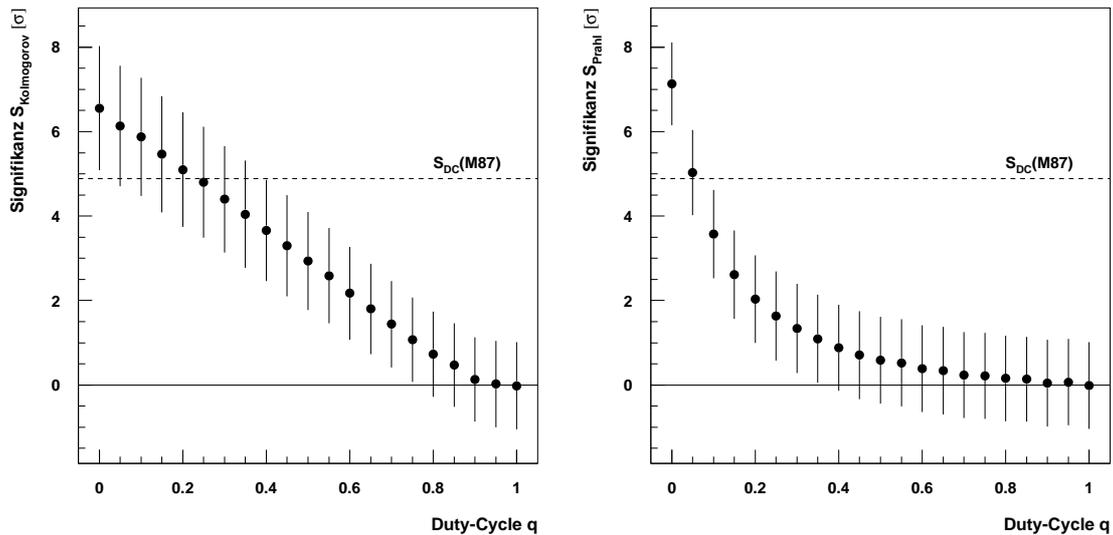


Abbildung 4.21: Abhängigkeit der aus den verwendeten Variabilitätstests (links: Kolmogorov-Test, rechts: Prahls-Test) resultierenden Signifikanzen von der relativen Länge q des Aktivitätsintervalles (duty cycle). Als Grundlage für die durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen (siehe Text) dienen die Ergebnisse der Beobachtungen der Radiogalaxie M 87 mit dem HEGRA-Teleskopsystem (vgl. Abschnitt 7.3). Dargestellt sind jeweils der Mittelwert und die Schwankungsbreite (RMS) der jeweiligen Verteilung des duty cycles q . Die gestrichelte horizontale Linie gibt die im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Signifikanz S_{DC} des integralen Überschusses aus der Richtung von M 87 an.

Simulation überprüft. Dabei wurden die aus den Beobachtungen der Radiogalaxie M 87 resultierenden Ereigniszahlen $N_{ON} = 630$, $N_{OFF} = 6232$ sowie das Raumwinkelverhältnis $\alpha \approx 0.082$ verwendet, die hier erstmals zu einem Überschuss mit einer Signifikanz $S_{DC} = 4.9\sigma$ geführt haben (vgl. Abschnitt 7.3). Die Einstreuung der Untergrundeignisse sowie einer entsprechend dem Verhältnis α skalierten Zahl von Untergrundeignissen in der Signalregion erfolgt gleichverteilt über ein normiertes Zeitintervall (Ereigniszeiten $t_i \in (0, 1)$). Zur Untersuchung eines optimistischen Falles wird ferner angenommen, daß der gesamte Überschuss aus der Richtung von M 87 innerhalb einer einzigen Aktivitätsperiode mit einem Anteil q der gesamten Meßzeit registriert wurde. In der Simulation werden die registrierten Überschussereignisse entsprechend auf ein Zeitintervall der Länge q eingestreut. Der Startzeitpunkt dieses Intervalles wird dabei jeweils über die gesamte Beobachtungszeit gleichverteilt gewählt.

Auf diese Weise wurden für jeden untersuchten Wert des *duty cycles* q 3000 Zeitreihen mit derselben Überschuss-Signifikanz $S_{DC} = 4.9\sigma$ generiert. Die normierte Ausbruchdauer q wurde dabei zwischen den Werten 0 (hypothetischer Grenzfall, in dem das gesamte Signal gleichzeitig eintrifft) und 1 (keine Variabilität der Quelle) in Schritten von 5% der Beobachtungszeit variiert, so daß insgesamt 63000 Zeitreihen simuliert und analysiert wurden.

Die Ergebnisse dieser Simulationsrechnungen sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Für jeden Wert des *duty cycles* q geben die Datenpunkte den Mittelwert der Verteilung der ermittelten Testsignifikanzen an. Die Fehlerbalken zeigen

die Schwankungsbreite (RMS) der entsprechenden Verteilung. Wie aus den zuvor beschriebenen theoretischen Betrachtungen zu den beiden Variabilitätstests zu erwarten war, ergeben sich nur dann Signifikanzen mit Werten oberhalb der statistischen Signifikanz S_{DC} des integral registrierten Überschusses, falls der *duty cycle* q des Objektes sehr klein ist. Im Falle der Radiogalaxie M 87 wäre ein Hinweis auf einen variablen TeV- γ -Fluß für die physikalische Interpretation des mit den HEGRA-Teleskopen gemessenen Signales von großer Bedeutung (vgl. Abschnitte 2.7.1 und 7.5). Für ein signifikantes Ansprechen des Kolmogorov-Tests müßte dazu allerdings ein Wert $q < 20\%$ vorliegen. Für den Prahl-Test ist dieser Wert mit $q < 5\%$ sogar noch ungünstiger. Bei einer Beobachtungszeit von etwa 80 h mit dem HEGRA-Teleskopsystem würde ein solcher *duty cycle* die Akkumulation des gesamten Überschusses aus der Richtung von M 87 innerhalb von lediglich 4 h bedeuten, so daß ein solches Signal bereits während der Standardanalyse bei der Überprüfung einer grob unterteilten Lichtkurve bemerkt werden würde (siehe z. B. Tabelle 7.2). Der Prahl-Test ist daher bei Quellen an der Sensitivitätsgrenze des HEGRA-Teleskopsystemes lediglich für den Fall einer während der Beobachtungen häufiger aufflackernden Quelle empfindlich.

Dennoch läßt sich folgern, daß die Anwendung der Variabilitätstests in der HEGRA-Datenanalyse insbesondere aufgrund der Unabhängigkeit von der statistischen Untersuchung eines möglichen integralen Überschusses grundsätzlich lohnenswert ist. Während eine Aussage „ $S_{Kol} > 5\sigma$ “ bzw. „ $S_{Prah} > 5\sigma$ “ bei starken Quellen eindeutig auf einen variablen Fluß bzw. einen Ausbruch des Objektes hinweist, ist bei Flüssen nahe der Empfindlichkeitsgrenze des Instrumentes nur eine geringe Sensitivität für den Nachweis von Variabilitäten gegeben. Da die Tests in Anwendung und Auswertung relativ unkompliziert sind, stellen sie nützliche Werkzeuge für die Datenanalyse von Cherenkov-Teleskopen dar.

Kapitel 5

Nachweis des Blazars

H 1426+428 als TeV- γ -Quelle

Dieses Kapitel beschreibt den im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals anhand von Meßdaten des HEGRA-Teleskopsystemes mit großer Signifikanz erfolgten Nachweis des Objektes H 1426+428 als TeV- γ -Quelle (Götting et al. 2001b). Nahezu zeitgleich wurde der Blazar auch mit dem Whipple-Teleskop (Horan et al. 2002) sowie von der CAT-Kollaboration (Djannati-Ataï et al. 2002) im TeV-Bereich nachgewiesen. Damit gehört H 1426+428 zu den vier bis zum Ende der HEGRA-Meßbetriebs zweifelsfrei etablierten extragalaktischen TeV- γ -Quellen in der Nordhemisphäre (vgl. Tabelle 2.1). Nachfolgend werden zunächst die allgemeinen Eigenschaften von H 1426+428 sowie eine erneute Bestimmung der für die Interpretation der Meßergebnisse wichtigen Rotverschiebung des Objektes erläutert. Im Anschluß erfolgt eine Beschreibung der HEGRA-Beobachtungen und ihrer Ergebnisse. Abschließend werden die astrophysikalischen Implikationen des Nachweises und der spektralen Eigenschaften von H 1426+428 diskutiert. Da es sich bei diesem Blazar um die bislang entfernteste etablierte TeV- γ -Quelle handelt, wird insbesondere die durch das extragalaktische Hintergrundlicht (EHL) verursachte Extinktion der vom Objekt emittierten TeV- γ -Strahlung untersucht.

5.1 Allgemeine Eigenschaften von H 1426+428

Das Objekt H 1426+428 im Sternbild Bärenhüter wurde mit Hilfe des Satelliten HEAO 1 (engl.: *High Energy Astronomy Observatory*) im Rahmen einer Himmelsdurchmusterung als Röntgenquelle im Energiebereich von 2-10 keV entdeckt und ist unter dem Namen 1H 1430+423 im zugehörigen Katalog aufgeführt (Wood et al. 1984). Durch nachfolgende Messungen im optischen und im Radiobereich sowie durch eine erneute Beobachtung mit dem Satelliten HEAO 1 wurde die Quelle als *BL Lac*-Objekt identifiziert und mit der Bezeichnung H 1426+428 versehen (Remillard et al. 1989).¹ Im Rahmen einer umfangreichen Studie von *BL Lac*-Objekten wurde H 1426+428 im Jahre 1996 mit dem *Hubble Space Tele-*

¹ Das *BL Lac*-Objekt H 1426+428 ist ferner als Röntgenquelle im Katalog zur Himmelsdurchmusterung mit dem *Einstein*-Satelliten aufgeführt (Elvis et al. 1992). Der in diesem Katalog verwendete Name 1ES 1426+428 wird häufig als Synonym für H 1426+428 verwendet.

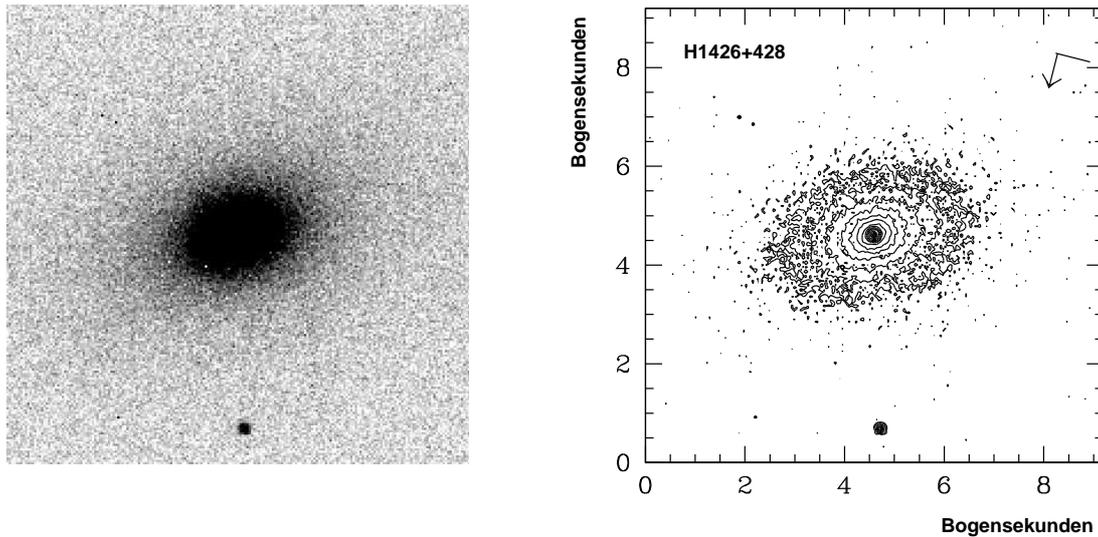


Abbildung 5.1: Aufnahme des Hubble Space Telescopes (HST) von H 1426+428 aus dem Jahre 1996 (Scarpa et al. 2000). Die Beobachtungsdauer betrug hierbei 320 s. Der linke Teil der Abbildung zeigt das auf H 1426+428 zentrierte Bild in einer Graustufenkodierung, wobei die elliptische Wirtsgalaxie gesättigt dargestellt ist. An der unteren Bildkante ist ein Vordergrundstern zu sehen. Im rechten Teil der Abbildung sind Helligkeitskonturen dargestellt, die aus der HST-Aufnahme bestimmt wurden. In der rechten oberen Ecke sind die nördliche (Pfeil) und die östliche Himmelsrichtung markiert.

scope beobachtet. Bei der Auswertung der in Abbildung 5.1 wiedergegebenen Aufnahme konnten eine diffuse elliptische und eine helle punktförmige Komponente aufgelöst werden (Scarpa et al. 2000). Dies entspricht dem typischen Erscheinungsbild eines AGN im Zentrum einer elliptischen Wirtsgalaxie.

Während fast alle anderen extragalaktischen TeV- γ -Quellen erheblich kleinere Distanzen zur Erde aufweisen, tritt H 1426+428 mit seiner Rotverschiebung von $z = 0.129$ als extremes Objekt hervor (vgl. Abbildung 2.14 sowie Tabelle 5.1). Die Rotverschiebung von H 1426+428 entspricht dabei einer Entfernung von etwa 510 Mpc bzw. 1.7 Milliarden Lichtjahren. Diese große Distanz führt zu einer scheinbaren visuellen Helligkeit von $m_V = 16.5$ mag, obwohl das Objekt nahezu dieselbe absolute visuelle Helligkeit wie die übrigen in Tabelle 5.1 aufgeführten AGN besitzt.

5.2 Erneute Bestimmung der Rotverschiebung von H 1426+428

Aufgrund der besonders großen Entfernung von H 1426+428 wird für TeV- γ -Strahlung von diesem Objekt eine sehr deutliche Auswirkung der EHL-Extinktion erwartet, die im Abschnitt 5.5 diskutiert wird. Die Interpretation der Meßergebnisse ist in diesem Zusammenhang von großer astrophysikalischer und kosmologischer Bedeutung. Deshalb besteht ein großes Interesse, die Entfernung dieses Objektes so genau wie möglich zu ermitteln. Die Bestimmung der Ent-

Objekt	visuelle Helligkeit m_V [mag]	Rotverschiebung z	Schwarzes Loch: Masse M_{BH} [M_\odot]
M 87	9.6	0.00436	$(3.2 \pm 0.9) \cdot 10^9$
Mrk-421	13.3	0.030	$3.3^{+1.2}_{-0.9} \cdot 10^8$
Mrk-501	14.2	0.034	$8.7^{+3.6}_{-2.6} \cdot 10^8$
1ES 1959+650	14.7	0.047	$1.4^{+0.7}_{-0.5} \cdot 10^8$
H 1426+428	16.5	0.129	$5.3^{+2.3}_{-1.9} \cdot 10^8$

Tabelle 5.1: Eigenschaften der mit dem HEGRA-Teleskopsystem signifikant nachgewiesenen extragalaktischen TeV- γ -Quellen. Die Angaben zu den scheinbaren visuellen Helligkeiten m_V und Rotverschiebungen z wurden aus der Datenbank NED (<http://nedwww.ipac.caltech.edu>) entnommen. Die Angaben zu den Massen M_{BH} der zentralen Schwarzen Löcher stammen von Macchetto et al. (1997) für M 87, Wu et al. (2002) für H 1426+428 sowie Falomo et al. (2003) für die übrigen Objekte.

fernung erfolgt im Falle von *BL Lac*-Objekten durch Rotverschiebungsmessungen von Absorptionslinien im optischen Spektrum. In der Publikation von Remillard et al. (1989) sind zwei Spektren von H 1426+428 enthalten, von denen das erste keine ausgeprägte Linienstruktur zeigt, während das zweite im Wellenlängenbereich von 540 bis 680 nm zwei Absorptionslinien aufweist. Dieses Intervall beinhaltet jedoch nicht den sogenannten „Kalzium-H & K-Bruch“, der bei Blazaren die deutlichste Absorptionssignatur darstellt. Bei der Rotverschiebung von H 1426+428 liegt diese Spektraleigenschaft bei einer Wellenlänge von etwa 450 nm (vgl. Abbildung 5.2).

Diese Einschränkung sowie die Tatsache, daß in der Literatur nur diese einzige Angabe der Rotverschiebung von H 1426+428 verzeichnet ist, hat im Rahmen der vorliegenden Arbeit zur Planung und Durchführung einer weiteren Messung geführt. In Zusammenarbeit mit Dr. D. Engels von der Hamburger Sternwarte wurden die hierzu notwendigen Beobachtungen im Rahmen der sogenannten „Director’s discretionary time“ des 2.2 m-Teleskopes am Calar-Alto-Observatorium im spanischen Almería beantragt und kurzfristig im September 2003 in das Beobachtungsprogramm aufgenommen. Die Messungen wurden mit dem Spektrographen CAFOS (engl.: *Focal Reducer and Faint Object Spectrograph for the 2.2 m Telescope*) durchgeführt, wobei ein Signal-zu-Rauschverhältnis von etwa 30 erreicht werden konnte. Dies entspricht einer Verbesserung um einen Faktor 5 im Vergleich zu den Messungen von Remillard et al. (1989). Die Datenreduktion sowie die Bestimmung der Rotverschiebung aus den neuen Beobachtungen wurde hierbei freundlicherweise von Dr. D. Engels durchgeführt, dessen Dokumentation im Anhang E wiedergegeben ist. Das resultierende Spektrum von H 1426+428 im Bereich von 360 bis 800 nm aus den Messungen auf dem Calar Alto ist in Abbildung 5.2 wiedergegeben. Daraus ergibt sich eine Rotverschiebung von $z = 0.129 \pm 0.001$. Der ursprüngliche Meßwert kann daher mit ausgezeichneter Übereinstimmung bestätigt werden.

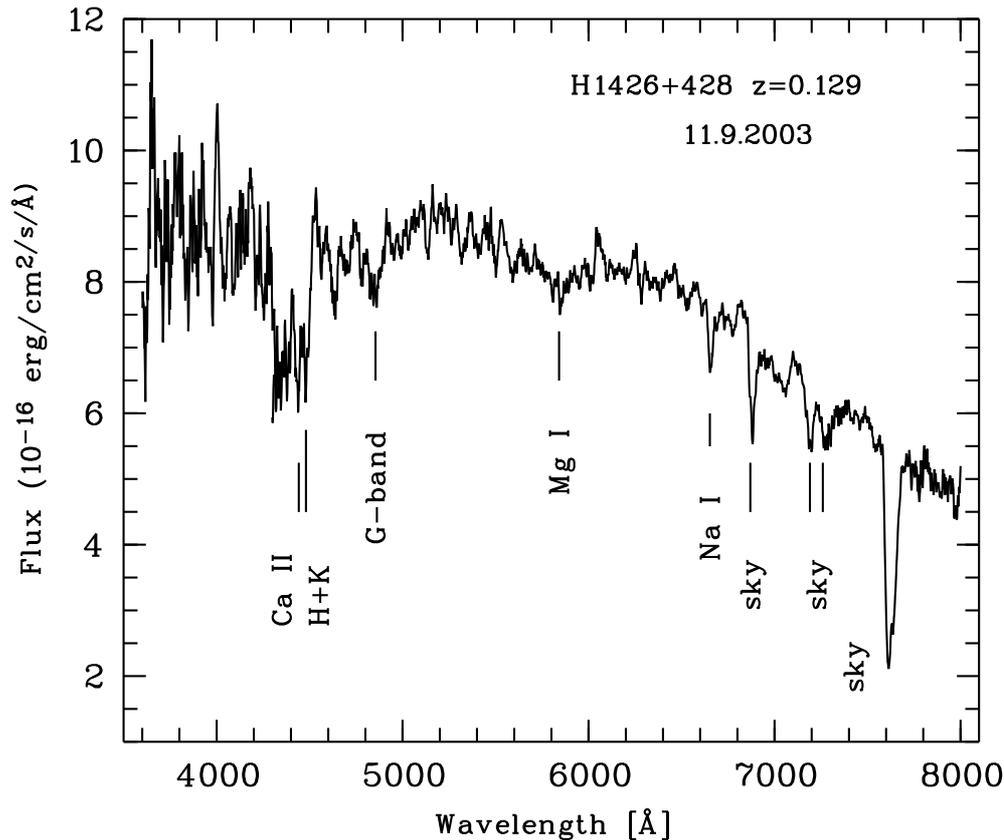


Abbildung 5.2: Spektrum von *H 1426+428* im optischen Bereich, aufgenommen am 11. September 2003 mit dem 2.2m-Teleskop auf des Calar-Alto-Observatoriums (Spanien) unter Verwendung des CAFOS-Spektrographen. Die von D. Engels vorgenommene Analyse der Absorptionslinien ergibt eine Rotverschiebung von $z = 0.129 \pm 0.001$, so daß der von Remillard et al. (1989) angegebene Wert exakt bestätigt werden konnte.

5.3 *H 1426+428* als mögliche TeV- γ -Quelle

Wie bereits im Abschnitt 2.6.6 beschrieben wurde, sind die sogenannten „extremen *BL Lac*-Objekte“ durch ein im Röntgenbereich zu hohen Energien hin verhältnismäßig schwach abfallendes Energiespektrum gekennzeichnet. Zusätzlich liegt das Synchrotronmaximum bei sehr hohen Energiewerten oberhalb von 1 keV. Damit stellen diese AGN vielversprechende Kandidaten für die Emission von TeV- γ -Strahlung dar, was anhand der Blazarsequenz anschaulich wird (siehe Abbildung 2.8). Beobachtungen der TeV-Blazare Mrk-501 und 1ES 2344+514 mit dem Röntgensatelliten BeppoSAX haben dabei gezeigt, daß sich die Synchrotronmaxima dieser Objekte im Falle hoher Flußniveaus im Energiebereich von 10 bis 100 keV bzw. möglicherweise sogar noch darüber befinden können (Pian et al. 1998, Giommi et al. 2000).

Der Blazar *H 1426+428* wurde von Costamante et al. (2001) mit dem BeppoSAX-Satelliten als drittes extremes *BL Lac*-Objekt mit einem Synchrotronmaximum bei einer besonders hohen Energie nachgewiesen. Das differentielle

Photonenspektrum folgt dabei einem Potenzgesetz $d\Phi_X/dE \sim E^{-\Gamma}$ mit einem Spektralindex von $\Gamma = 1.92 \pm 0.04$. In dem durch die BeppoSAX-Instrumente vermessenen Energiebereich wurde keine Änderung im spektralen Verlauf zu hohen Energien hin festgestellt. Daraus läßt sich folgern, daß sich das Synchrotronmaximum von H 1426+428 sogar oberhalb von 100 keV befindet, was entsprechend der Blazarsequenz ein Invers-Compton-Maximum im TeV-Bereich erwarten läßt (vgl. Abschnitt 2.6.5). Beobachtungen von H 1426+428 mit den gerichteten Meßinstrumenten an Bord des RXTE-Satelliten in den Jahren 2000 bis 2002 haben für den Röntgen-Energiebereich von 2 bis 20 keV zu vergleichbaren Ergebnissen geführt (Horns et al. 2004).

Analog zu den beiden angesprochenen TeV-Blazaren konnte auch H 1426+428 im hochenergetischen Energiebereich zwischen 100 MeV und einigen 10 GeV nicht durch das EGRET-Instrument nachgewiesen werden. Dieses Ergebnis ist jedoch für ein extremes *BL Lac*-Objekt aufgrund seiner niedrigen bolometrischen Leuchtkraft und der erwarteten Lage des Invers-Compton-Maximums bei deutlich höheren Energien nicht verwunderlich (vgl. Abschnitt 2.6.6). Als obere Flußgrenze liefert der dritte EGRET-Katalog für die Position von H 1426+428 den Wert $5.9 \cdot 10^{-8} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Hartman et al. 1999). Die Beobachtungen mit den HEGRA-Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern im Energiebereich oberhalb von 20 TeV haben dagegen zu einem möglichen Nachweis geführt (Prah 1999c), der im Abschnitt 5.4.6 diskutiert wird. Zusammen mit den Ergebnissen aus dem Röntgenbereich hat dies als Motivation für intensive Beobachtungen von H 1426+428 mit dem HEGRA-Teleskopsystem gedient.

5.4 HEGRA-Beobachtungen von H 1426+428

5.4.1 Messungen mit dem Teleskopsystem

Im Jahre 1999 wurde der Blazar H 1426+428 im Rahmen des HEGRA-AGN-Meßprogrammes erstmals mit dem Teleskopsystem beobachtet. Hierbei haben bereits während der Datennahme die Ergebnisse des automatischen *in-situ*-Analyseprogrammes mit seiner verhältnismäßig geringen Empfindlichkeit (vgl. Abschnitt 4.3.5) zu positiven Ergebnissen geführt, so daß die Beobachtungen im Jahre 2000 fortgesetzt wurden (siehe z. B. Bojahr (2002)). Eine im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführte detaillierte Analyse hat dabei zum erstmaligen Nachweis dieses Objektes in den HEGRA-Meßdaten geführt (Götting et al. 2001b). In Anbetracht der großen Bedeutung dieses Ergebnisses in Verbindung mit der Beobachtung einer möglichen „spektralen Signatur“ der EHL-Extinktion wurde die Laufzeit des HEGRA-Teleskopsystemes um ein Jahr verlängert. Damit konnte im Jahre 2002 eine weitere tiefe Beobachtung mit einer Gesamtdauer von mehr als 200 Stunden durchgeführt werden. In Tabelle 5.2 findet sich eine Auflistung aller Messungen. Die resultierenden Ereigniszahlen, Signifikanz- und Flußwerte von H 1426+428 in den einzelnen Jahren sind in Tabelle 5.3 wiedergegeben. Nachfolgend werden zunächst die Signalsuche und Spektralanalyse der Beobachtungen beschrieben. Im Anschluß folgt eine Diskussion der Ergebnisse im Hinblick auf Messungen in anderen Energiebereichen.

Zeitraum	Jahr	effektive Meßdauer $T_{\text{obs,eff}}$ [h]	mittlerer Zenitwinkel $\bar{\vartheta}$	eff. Energie- schwelle E_{thr} [TeV]	statistische Signifikanz S_{DC} [σ]
24.2.	1999	0.6	18.9°	1.2	1.4
16.-23.3.	1999	6.5	16.8°	1.3	2.1
11.-21.4.	1999	6.5	20.6°	1.2	4.1
Gesamt	1999	13.6	19.1°	1.2	4.7
6.-15.3.	2000	3.4	14.8°	1.1	0.2
29.3.-6.4.	2000	6.0	17.1°	1.1	0.1
27.4.-9.5.	2000	7.5	19.6°	1.1	2.3
29.5.-5.6.	2000	9.8	27.2°	1.5	4.7
Gesamt	2000	26.7	20.5°	1.2	4.1
Gesamt	1999/2000	40.3	20.1°	1.2	6.0
16.-23.1.	2002	15.0	29.3°	1.7	1.1
5.-21.2.	2002	25.7	23.1°	1.3	3.1
8.-24.3.	2002	41.6	22.7°	1.3	0.9
4.-15.4.	2002	9.3	23.0°	1.3	2.5
1.-19.5.	2002	42.5	22.0°	1.3	2.4
29.5.-16.6.	2002	51.0	22.2°	1.2	3.5
27.6.-12.7.	2002	8.8	23.6°	1.4	2.7
Gesamt	2002	193.9	22.8°	1.3	5.9
Gesamt	1999-2002	234.2	22.4°	1.3	7.7

Tabelle 5.2: Zeiträume, effektive Meßdauer, mittlerer Zenitwinkel, effektive Energieschwelle und statistische Signifikanz S_{DC} der Beobachtungen von H 1426+428. Die Zeiträume entsprechen dabei jeweils einzelnen Meßperioden zwischen zwei Vollmondzeitpunkten.

5.4.2 H 1426+428 in den Jahren 1999/2000

Die Beobachtungen von H 1426+428 wurden im Jahr 1999 mit dem zu dieser Zeit arbeitenden 4-Teleskop-System durchgeführt, während im Jahr 2000 zusätzlich auch das Teleskop CT2 in das System integriert war. Die Datenselektion führt dabei insgesamt zu einer Meßdauer von 40.3 h, während für einen Crab-Vergleichsdatensatz 20.2 h zur Verfügung stehen. Bei der Bestimmung der Analyseschritte hat sich herausgestellt, daß eine optimale Sensitivität unter Verwendung sehr harter Kriterien erreicht wird. Hierbei sind insbesondere der Winkelschnitt $\Delta\Theta^2 < 0.010 \text{ deg}^2$ und die geforderte Bildmultiplizität $N_{\text{img}} \geq 3$ zu nennen. Abbildung 5.3 zeigt das resultierende TeV-Signal von H 1426+428 in den Jahren 1999/2000 oberhalb der effektiven Energieschwelle von 1.2 TeV. Während sich in der Untergrundregion erwartungsgemäß eine flache Verteilung ergibt, zeigt sich an der Position von H 1426+428 ein deutlicher Überschuß, der eine Signifikanz $S_{\text{DC}} = 6.0 \sigma$ aufweist. Der damit während der Erstellung der vorliegenden Arbeit erfolgte Nachweis von H 1426+428 im TeV-Bereich (Götting

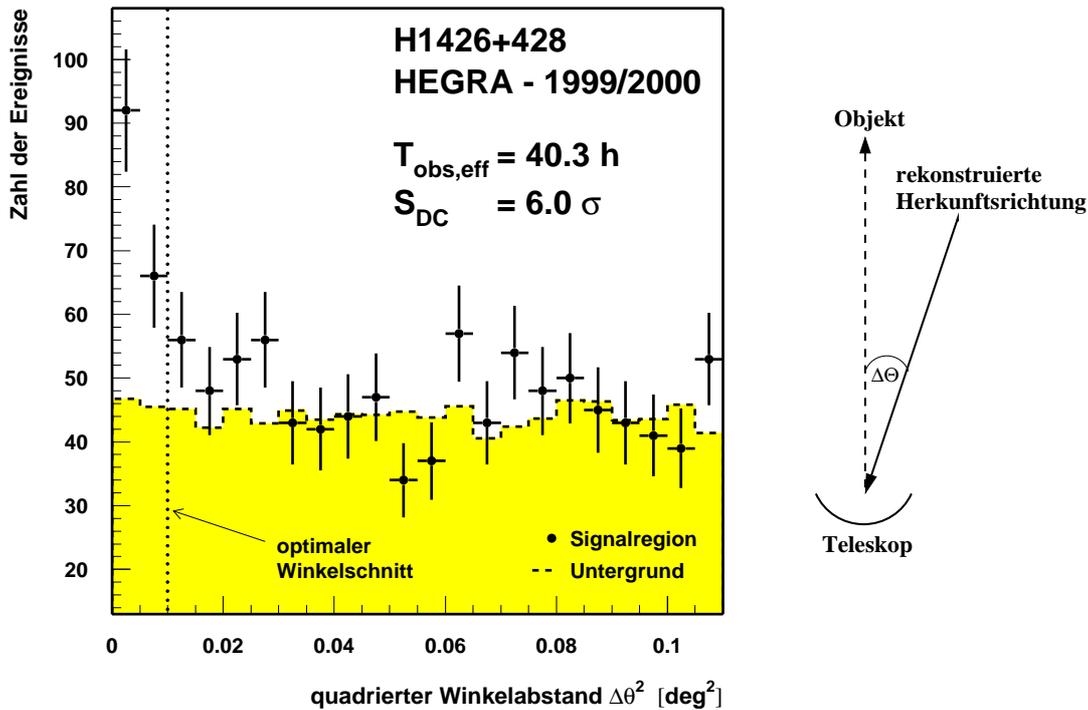


Abbildung 5.3: Links: Anzahl der registrierten Ereignisse in Abhängigkeit vom quadrierten Winkelabstand $\Delta\theta^2$ von der Position des Blazars H 1426+428 in den Jahren 1999/2000. Die Datenpunkte zeigen die Ereignisse in der Signalregion, während das Histogramm die Verhältnisse in der Ringsegment-Untergrundregion wiedergibt. Die statistischen Fehler der Untergrundabschätzung sind erheblich kleiner als diejenigen der Messung in der Signalregion. Rechts: Skizze zur Erläuterung des Winkelabstandes $\Delta\theta^2$.

et al. 2001b) wurde im Anschluß von der HEGRA-Kollaboration veröffentlicht (Aharonian et al. 2002b).

5.4.3 Ergebnisse der Beobachtungen im Jahr 2002

Durch die Verlängerung der Laufzeit des HEGRA-Teleskopsystemes um etwa ein Jahr bis zum September 2002 wegen der zuvor beschriebenen Ergebnisse konnte eine weitere, deutlich tiefere Beobachtung des Objektes durchgeführt werden. Bereits während der Messungen hat sich ergeben, daß der Fluß im TeV-Bereich im Vergleich zu den Ergebnissen in den Jahren 1999/2000 deutlich niedriger war (Götting et al. 2002d). Diese Beobachtung hat unter anderem eine besondere Bedeutung, weil das Teleskopsystem zu dieser Zeit oberhalb seiner nominalen Energieschwelle von 500 GeV das weltweit sensitivste Instrument für die γ -Astronomie gewesen ist. Der gemessene Fluß von H 1426+428 hätte daher mit keinem anderen Teleskop in einer vertretbaren Beobachtungszeit nachgewiesen werden können.

Insgesamt ergibt die Selektion der Beobachtungsdaten von H 1426+428 aus dem Jahr 2002 eine Meßdauer von nahezu 194 h bei einer Energieschwelle von 1.3 TeV (vgl. Tabelle 5.2). Mit der resultierenden statistischen Signifikanz $S_{\text{DC}} = 5.9 \sigma$ konnte das Objekt wiederum als TeV- γ -Quelle bestätigt

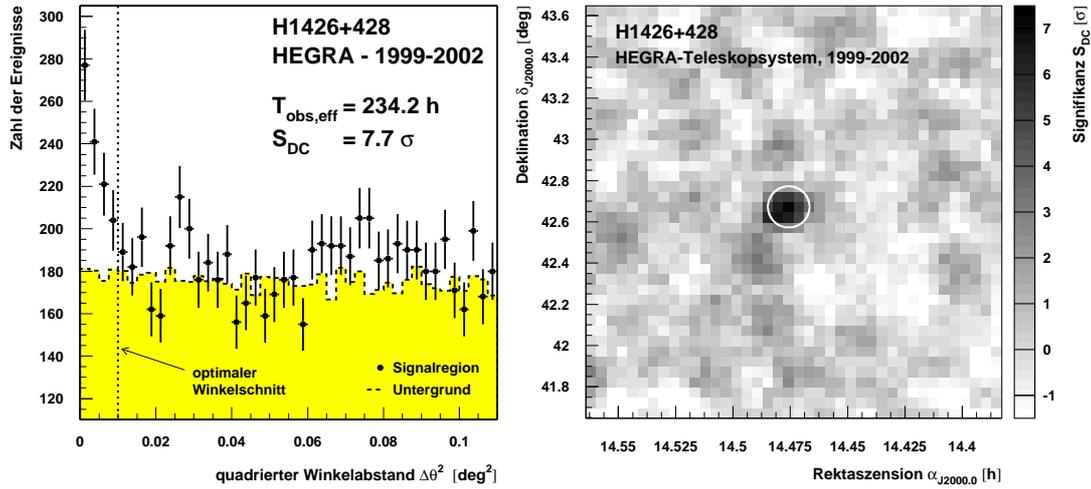


Abbildung 5.4: Links: Winkelabstandshistogramm aus allen HEGRA-Beobachtungen des Blazars H 1426+428 (1999-2002). Die Darstellung erfolgt analog zu Abbildung 5.3. Rechts: Signifikanzkarte für die Himmelsregion um H 1426+428. Der Radius des auf H 1426+428 zentrierten Kreises gibt dabei die Winkelauflösung des Teleskopsystemes von etwa 0.1° an, während der Abstand der einzelnen Gitterpunkte 0.05° beträgt (oversampling). Die Energieschwelle der Messungen liegt bei 1.3 TeV.

werden. Auch dieses Ergebnis wurde bereits im Rahmen einer Untersuchung des Energiespektrums von der HEGRA-Kollaboration veröffentlicht (Aharonian et al. (2003c), siehe auch Abschnitt 5.4.5).

Die Kombination aller Beobachtungen von H 1426+428 mit dem Teleskopsystem umfaßt mehr als 234 h. Abbildung 5.4 zeigt im linken Teil das zeitintegrierte Signal aus der Richtung von H 1426+428 als Winkelabstandshistogramm, aus dem sich eine statistische Signifikanz $S_{\text{DC}} = 7.7 \sigma$ ergibt. Aufgrund der besonders langen Beobachtungszeit gehört die Umgebung des Objektes ferner zu einer der Himmelsregionen, die mit einer außerordentlich großen Sensitivität für schwache TeV- γ -Quellen untersucht wurden. Im rechten Teil von Abbildung 5.4 ist das Resultat einer Suche nach weiteren Quellen im Gesichtsfeld entsprechend Abschnitt 4.8.4 in Form einer Signifikanz-Himmelskarte wiedergegeben. Hierbei zeigt sich, daß während der Messungen keine weiteren TeV- γ -Quellen im Gesichtsfeld des Teleskopsystemes nachgewiesen wurden.

5.4.4 Zeitliche Entwicklung des Flusses von H 1426+428

Bei der Beobachtung eines Blazars ist insbesondere auch eine mögliche Variabilität des Objektes von Interesse. Daher wurden die Meßdaten auch nach den einzelnen Jahren getrennt untersucht. Hierbei wurden jeweils die im Abschnitt 4.10 beschriebenen statistischen Testverfahren für veränderliche Flüsse angewendet.² Eine Auflistung der resultierenden Signifikanz S_{DC} des jeweiligen Überschusses

² Aufgrund der geringen statistischen Signifikanzen S_{DC} ist eine feinere Aufteilung der Beobachtungen von H 1426+428, z. B. nach den einzelnen Beobachtungsperioden, nicht sinnvoll (siehe auch Abschnitt 4.10).

Jahr	N_{ON}	$\langle N_{OFF} \rangle$	S_{DC} [σ]	S_{Kol} [σ]	S_{Prah} [σ]	$\Phi_{\gamma}(E > 2 \text{ TeV})$ [mCrab]	$\Phi_{X,ASM}$ [mCrab]
1999	50	23.0	4.7	1.8	1.6	240 ± 70	3.7 ± 1.2
2000	108	69.3	4.1	2.0	1.9	100 ± 50	2.2 ± 0.8
1999/2000	158	92.3	6.0	0.5	2.4	150 ± 40	2.6 ± 0.7
2002	785	625.2	5.9	-0.4	0.2	25 ± 8	2.9 ± 0.4
Gesamt	943	717.5	7.7	1.6	1.4	28 ± 7	2.9 ± 0.3

Tabelle 5.3: Anzahl der Ereignisse in der Signal- (N_{ON}) bzw. in der Untergrundregion (N_{OFF}), Signifikanzen S_{DC} , S_{Kol} und S_{Prah} sowie integraler Photonenfluß Φ_{γ} oberhalb von 2 TeV für die einzelnen Jahre, in denen H 1426+428 mit dem Teleskop-system beobachtet wurde. In der letzten Spalte ist ferner der mit dem RXTE-ASM-Instrument im Röntgenbereich gemessene Fluß von H 1426+428 angegeben (siehe Text). Zu Vergleichszwecken sind sowohl der TeV- als auch der Röntgenfluß von H 1426+428 in Einheiten des Crab-Flusses mit den jeweiligen statistischen Fehlern angegeben.

sowie der Signifikanzen S_{Kol} aus dem Kolmogorov- und S_{Prah} aus dem Prah-Test findet sich in Tabelle 5.3. Dabei ist festzustellen, daß sich keine Hinweise auf ausbruchartiges Verhalten zeigen.

Tabelle 5.3 enthält ferner die Werte des integralen Photonenflusses Φ_{γ} für die einzelnen Beobachtungsjahre. Die Flußwerte wurden dabei nach der im Abschnitt 4.9.5 beschriebenen Methode oberhalb derselben Energieschwelle von 2 TeV bestimmt.³ Eine Überprüfung unter Verwendung der Photonenrate aus den Crab-Vergleichsdatensätzen (siehe Abschnitt 4.9.1) führt dabei im Rahmen der statistischen Fehler zu vergleichbaren Resultaten.

Entsprechend Tabelle 5.3 hat der integrale Fluß von H 1426+428 bereits zwischen den Beobachtungen in den Jahren 1999 und 2000 abgenommen. Diese Abnahme hat sich zum Jahr 2002 fortgesetzt, in dem das bereits angesprochene, besonders niedrige Flußniveau erreicht wurde. Der integrale Fluß von H 1426+428 hat damit innerhalb von drei Jahren um fast eine Größenordnung abgenommen.⁴

Abbildung 5.5 zeigt im linken Teil die Lichtkurve von H 1426+428 für die einzelnen Beobachtungsmonate. Aufgrund der stark begrenzten Photonenstatistik kann im Rahmen der Fehler für die einzelnen Jahre jeweils ein konstantes Flußniveau angenommen werden. In der ersten HEGRA-Veröffentlichung zu H 1426+428 wurde auf Anzeichen für einen höheren integralen Fluß im Mai 2000 hingewiesen (Aharonian et al. 2002b). Bei der eingehenden Untersuchung der Meßdaten hat sich jedoch herausgestellt, daß diese Variabilität stati-

³ Durch die Wahl der Vergleichsschwelle von 2 TeV, die deutlich oberhalb der effektiven Energieschwelle der Messung von etwa 1.2 TeV liegt, ergeben sich für die hier bestimmten integralen Photonenflüsse größere statistische Fehler. Der Grund hierfür ist der mit der Energie stark abnehmende Fluß von H 1426+428.

⁴ Zeitlich unterschiedliche integrale Flußwerte eines Objektes können sowohl auf eine Variation des Flußniveaus als auch der Form des Spektrums hinweisen. Im Falle von H 1426+428 führt der mit steigender Energie stärker abnehmende differentielle Fluß im Jahr 2002 dabei unmittelbar zu erheblich kleineren integralen Flußwerten (siehe Abschnitt 5.4.5).

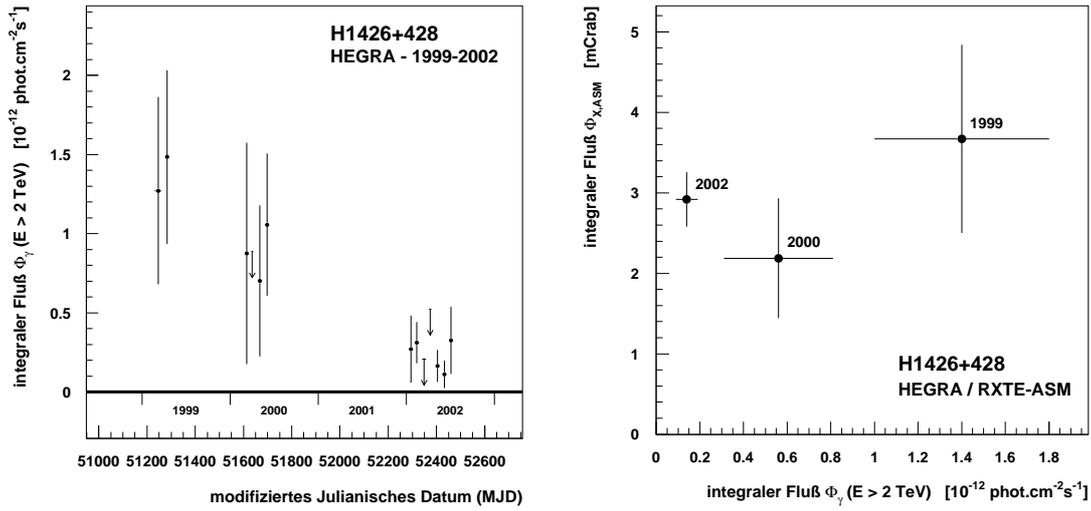


Abbildung 5.5: Links: Lichtkurve von H 1426+428 oberhalb von 2 TeV für alle Beobachtungsmomente mit dem Teleskopsystem. Die vertikalen Fehlerbalken geben dabei die statistischen Fehler der integralen Flußwerte an. Rechts: Korrelationsdiagramm der Flußwerte von H 1426+428 oberhalb von 2 TeV und im Röntgenbereich (RXTE-ASM, siehe Text) während der HEGRA-Beobachtungsnächte in den einzelnen Meßjahren des Teleskopsystemes. Die Fehlerbalken zeigen wiederum die jeweiligen statistischen Fehler.

stisch nicht signifikant ist. Tatsächlich kann sogar der kombinierte Datensatz aus den Jahren 1999 und 2000 durch ein gemeinsames konstantes Flußniveau beschrieben werden. Entsprechend kann auch im Jahr 2002 keine signifikante monatliche Variation des nun erheblich niedrigeren TeV- γ -Fluß von H 1426+428 festgestellt werden. Wie aus Tabelle 5.2 ersichtlich ist, konnte das Objekt trotz der teilweise außerordentlich langen Meßzeiten in keinem der einzelnen Beobachtungsmomente mit einer Signifikanz oberhalb von 5σ separat nachgewiesen werden.

5.4.5 Spektralanalyse der H 1426+428-Daten

Aufgrund der deutlichen Flußunterschiede zwischen den Beobachtungen in den Jahren 1999/2000 und 2002 wurden die Photonenspektren von H 1426+428 für diese beiden Datensätze unabhängig voneinander bestimmt. Um dabei eine niedrige Energieschwelle zu erreichen und das Spektrum über einen möglichst weiten Energiebereich rekonstruieren zu können, werden üblicherweise die sehr weichen Standard-Analyseschnitte für die Spektralanalyse bevorzugt. Dies ist jedoch nur für den Datensatz 1999/2000 möglich, weil das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für die Rekonstruktion des Spektrums im Jahr 2002 bei der Verwendung der weichen Schnitte nicht ausreichend groß ist. Daher werden für diesen Datensatz die für die Signalsuche optimierten Schnittwerte verwendet (vgl. Tabelle 5.4).

Die aus der Spektralanalyse der beiden Datensätze resultierenden Zahlenangaben sind in Tabelle 5.5 enthalten. Die differentiellen Photonenspektren sind außerdem durch die ausgefüllten Symbole in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Ergebnisse stimmen dabei im wesentlichen mit den bereits in den HEGRA-Veröffentlichungen angegebenen Werten überein (Aharonian et al. 2002b, 2003c).

Jahr	Analyseschnitte f. Spektralanalyse			Signifikanz
	N_{img}	m_{scw}	$\Delta\Theta^2$	$S_{\text{DC, spek}}$
1999/2000	≥ 2	< 1.2	$< 0.05 \text{ deg}^2$	5.1σ
2002	≥ 3	< 1.1	$< 0.01 \text{ deg}^2$	5.6σ

Tabelle 5.4: Werte der Analyseschnitte auf die Bildmultiplizität N_{img} , den m_{scw} -Parameter und die Winkeldistanz $\Delta\Theta^2$ für die beiden Datensätze, aus denen Photonenpektren von H 1426+428 rekonstruiert wurden. Die für den Datensatz 1999/2000 angegebenen Schnittwerte sind dabei die Standard-Analyseschnitte für die Spektralanalyse. In der letzten Spalte sind die bei der Spektralanalyse resultierenden Signifikanzen $S_{\text{DC, spek}}$ angegeben.

E [TeV]	Jahre 1999/2000				Jahr 2002			
	N_{ON}	$\langle N_{\text{OFF}} \rangle$	S_{DC} [σ]	$d\Phi_{\gamma}/dE$ (1)	N_{ON}	$\langle N_{\text{OFF}} \rangle$	S_{DC} [σ]	$d\Phi_{\gamma}/dE$ (1)
0.95	536	473	2.6	60 ± 40	–	–	–	–
1.5	373	333	2.0	6 ± 4	188	134	4.2	3.6 ± 1.4
2.3	198	173	1.7	2.4 ± 1.4	99	85	1.5	0.5 ± 0.4
3.6	122	92	2.8	1.8 ± 0.7	68	42	3.6	0.48 ± 0.15
5.5	74	51	2.8	0.8 ± 0.4	27	22	0.9	0.04 ± 0.06
8.5	36	31	0.8	0.10 ± 0.16	19	11	2.0	0.06 ± 0.04
13.1	17	18	-0.3	< 0.16 ⁽²⁾	4	7	-1.2	< 0.017 ⁽²⁾

(1): [$10^{-13} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$]

(2): obere Flußgrenze, Vertrauensniveau 99%

Tabelle 5.5: Ereignisstatistik der differentiellen Photonenspektren von H 1426+428 für die Beobachtungen der Jahre 1999/2000 und 2002. Angegeben sind jeweils die mittlere Energie E , die Ereigniszahlen N_{ON} und $\langle N_{\text{OFF}} \rangle$, die statistische Signifikanz S_{DC} und der differentielle Photonенfluß $d\Phi_{\gamma}/dE$. Die Einträge der ersten Zeile fehlen für das Jahr 2002, weil die Energieschwelle bei diesem Datensatz aufgrund der härteren Analyseschnitte höher liegt (siehe Text). Aus demselben Grund ergeben sich hier trotz der erheblich längeren Beobachtungszeiten deutlich kleinere Ereigniszahlen als in den Jahren 1999/2000.

Unabhängig von einer möglichen astrophysikalischen Interpretation (siehe Unterkapitel 5.5) ist es sinnvoll, ein gemessenes Spektrum durch eine einfache mathematische Beziehung zu beschreiben. Aufgrund der im Bereich der TeV- γ -Astrophysik typischerweise mit der Energie stark abnehmenden Photonенflüsse bietet sich hierbei die Verwendung eines Potenzgesetzes an:

$$\frac{d\Phi_{\gamma}}{dE} = \Phi_0 \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\Gamma} \quad (5.1)$$

Wie aus Tabelle 5.6 hervorgeht, ist die Anpassung entsprechender Potenzgesetze an die beiden rekonstruierten Photonenspektren im Rahmen der stati-

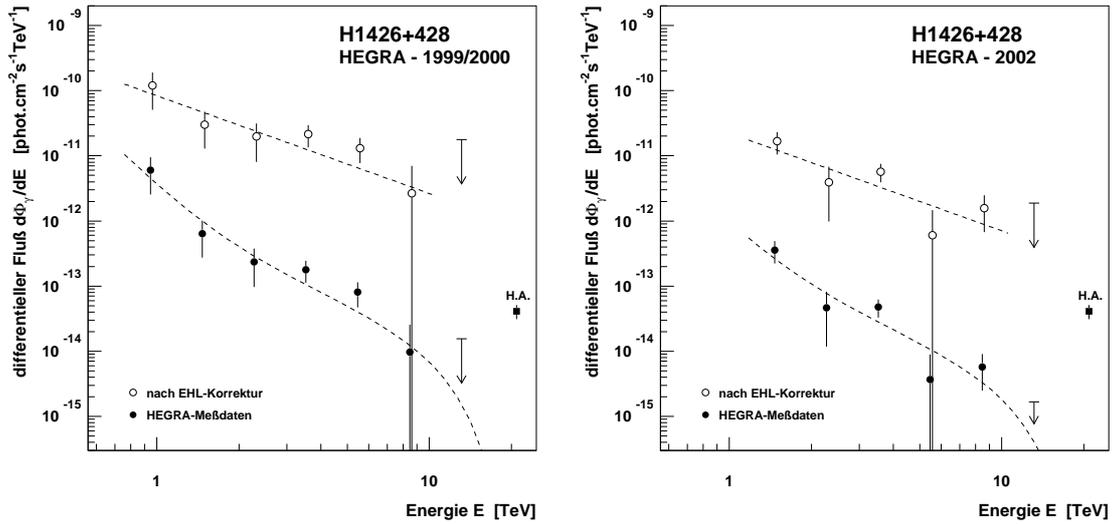


Abbildung 5.6: Differentielle Photonenspektren des Blazars H 1426+428 in den Jahren 1999/2000 (links) und 2002 (rechts). Die ausgefüllten Symbole stellen jeweils die HEGRA-Meßdaten dar, während die offenen Kreise die Flußwerte nach der Rückfaltung anhand der EHL-Extinktion mit der Hamburger EHL-Parametrisierung zeigen (siehe Text). Zur besseren Lesbarkeit wurden die offenen Symbole leicht nach rechts verschoben. Die obere gestrichelte Linie zeigt jeweils die Anpassung eines Potenzgesetzes mit einem festgehaltenen differentiellen Spektralindex $\Gamma = 1.5$ an die rückgefalteten Daten (vgl. Abschnitt 5.5.2). Die untere gestrichelte Linie zeigt dasselbe Spektrum unter dem Einfluß des verwendeten EHL-Modelles und wurde zur Verdeutlichung des zu erwartenden spektralen Verlaufes zu höheren Energien hin verlängert. Der durch ein Quadrat symbolisierte Meßpunkt („H. A.“) zeigt jeweils den mit den HEGRA-Detektorfeldern gemessenen Fluß oberhalb von 20.9 TeV (siehe Abschnitt 5.4.6), der unter der Annahme eines Potenzgesetzes mit einem differentiellen Spektralindex von 2.5 in einen differentiellen Flußwert umgerechnet wurde. Die EHL-Extinktion führt bei Photonen der Energie 20.9 TeV auf einen Extinktionsfaktor von $8.6 \cdot 10^{-7}$. Damit ergibt sich ein entsprechend rückgefalteter differentieller Fluß von $(6.6 \pm 1.5) \cdot 10^{-7} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dieser Flußpunkt würde weit oberhalb des hier dargestellten Bereiches liegen.

stischen Fehler ausreichend genau. Das differentielle Flußniveau bei 1 TeV ist im Datensatz 1999/2000 um einen Faktor 2.4 höher als im Jahr 2002. Gleichzeitig ist der Spektralindex im Falle des früheren Datensatzes mit $\Gamma = 2.0$ relativ klein, während sich für das Jahr 2002 ein dem Crab-Spektrum vergleichbarer Wert von $\Gamma = 2.6$ ergibt. Aufgrund der verhältnismäßig schwachen Signale sind diese spektralen Variationen zwischen den beiden Datensätzen jedoch statistisch nicht signifikant.⁵ Eine Änderung der Form des Spektrums – beispielsweise in Abhängigkeit von der Zeit oder vom jeweiligen Flußniveau – ist jedoch im Falle von H 1426+428 wie bei jedem AGN vorstellbar. Für einen Nachweis eines solchen Effektes wären jedoch ein deutlich höherer TeV- γ -Fluß, eine erheblich längere Meßdauer oder ein Detektor mit erheblich größerer Sensitivität erforderlich.

⁵ Die Flußnormierung und der Spektralindex sind zudem bei der Anpassung eines Potenzgesetzes an ein gemessenes Spektrum korrelierte Größen und können daher nicht unabhängig voneinander betrachtet werden.

Zeitraum	HEGRA-Meßdaten			Spektren nach EHL-Rückfaltung		
	$\Phi_0^{(*)}$	Γ	χ^2_{red}	$\Phi_0^{(*)}$	Γ	χ^2_{red}
1999/2000	$1.7^{+1.0}_{-0.7}$	$2.0^{+0.5}_{-0.4}$	0.92 (4)	59^{+29}_{-24}	1.1 ± 0.4	0.68 (4)
2002	$0.7^{+0.6}_{-0.4}$	2.6 ± 0.6	1.8 (3)	27^{+18}_{-13}	$1.7^{+0.6}_{-0.5}$	1.7 (3)

(\star): [10^{-12} phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$ TeV $^{-1}$]

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Spektralanalyse von H 1426+428 für die beiden untersuchten Datensätze aus den Jahren 1999/2000 sowie 2002. Angegeben sind für das gemessene sowie für das nach einer Rückfaltung anhand der erwarteten EHL-Extinktion resultierende Spektrum jeweils die aus der Anpassung eines Potenzgesetzes folgende Flußnormierung Φ_0 , der differentielle Spektralindex Γ sowie die die Qualität der Anpassung beschreibende Größe χ^2_{red} . In Klammern ist dabei die jeweilige Zahl der Freiheitsgrade angegeben.

5.4.6 Möglicher Nachweis von H 1426+428 oberhalb von 20 TeV durch die HEGRA-Detektorfelder

Die zuvor beschriebene Spektralanalyse der H 1426+428-Meßdaten hat für den TeV-Energiebereich einen mit der Energie deutlich abnehmenden Photonenfluß ergeben. Die im nachfolgenden Unterkapitel 5.5 diskutierten Auswirkungen der EHL-Extinktion führen insbesondere bei diesem weit entfernten Objekt für noch höhere Energien zu einer extrem starken Abschwächung der emittierten γ -Strahlung. Durch die dann dominierende Wechselwirkung mit EHL-Photonen aus dem fernen Infrarotbereich ergeben sich Extinktionsfaktoren von etwa 1/1000 für Photon-Energien von 10 TeV bzw. sogar weniger als 10^{-6} bei 20 TeV (siehe auch Abbildung 2.15). Unter diesen Bedingungen erscheint es äußerst unwahrscheinlich, eine γ -Quelle mit der Entfernung und dem TeV- γ -Spektrum von H 1426+428 im Energiebereich oberhalb von 20 TeV nachweisen zu können.

Dennoch wurde im Rahmen der Himmelsdurchmusterung mit den HEGRA-Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern in den Jahren 1994 und 1995 ein auffälliger Überschuß aus der Richtung von H 1426+428 registriert (Prah 1999c). Die statistische Signifikanz S_{DC} dieses möglichen Signales oberhalb einer Energieschwelle von 20.9 TeV beträgt 4.1σ . Dabei haben sich keine Hinweise auf eine Variabilität im Fluß oder ein ausbruchartiges Verhalten ergeben. Aus den für die Himmelsdurchmusterung mit den Detektorfeldern aufbereiteten Meßdaten (vgl. Abschnitt 4.1) wurde eine Signifikanz-Himmelskarte erstellt, die im linken Teil von Abbildung 5.7 dargestellt ist. Für die Analyse ist dabei die γ -Hadron-Separationsmethode *PEARL* eingesetzt worden (Prah 1999c). Die Himmelsposition des Überschusses, der in diesem Fall eine Signifikanz von 3.7σ aufweist, stimmt ausgezeichnet mit derjenigen von H 1426+428 überein. Die räumliche Ausdehnung ist dabei im Rahmen der Winkelauflösung des AIROBICC-Detektors mit einer punktförmigen Quelle verträglich. Außerhalb der unmittelbaren Umgebung von H 1426+428 stimmt die Verteilung der Signifikanzen in der hier untersuchten Himmelskarte (Abbildung 5.7, rechter Teil) akzeptabel mit der im Falle einer

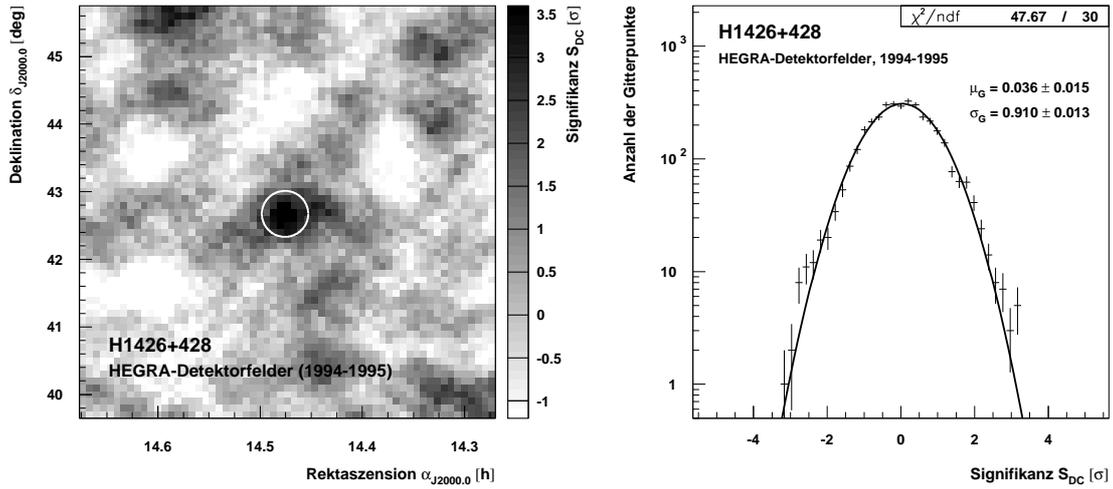


Abbildung 5.7: Untersuchung der Himmelsregion um H 1426+428 mit den HEGRA-Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern in den Jahren 1994 und 1995. Die Energieschwelle der Beobachtung liegt bei 20.9 TeV. Links: Auf H 1426+428 zentrierte Signifikanz-Himmelskarte. Der Kreis markiert die Winkelauflösung des AIROBICC-Detektors von 0.34° . Rechts: Verteilung der Signifikanzen in der Himmelskarte unter Ausschluß der unmittelbaren Umgebung von H 1426+428. Die Kurve zeigt das Ergebnis der Anpassung einer Normalverteilung mit dem Mittelwert $\mu_G = 0.036 \pm 0.015$ und der Breite $\sigma_G = 0.910 \pm 0.013$.

reinen Untergrundmessung erwarteten Normalverteilung überein.

Unter der Annahme, daß der Überschuß aus der Richtung von H 1426+428 das Signal einer punktförmigen Quelle ist, wurde der Wert des entsprechenden integralen Flusses bestimmt (Prah 1999c):

$$\Phi_\gamma(E > 20.9 \text{ TeV}) = (5.7 \pm 1.3) \cdot 10^{-13} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (5.2)$$

Dieser Fluß ist um einen Faktor 4.5 höher als der Fluß des Crab-Nebels oberhalb von 20.9 TeV. Eine Umrechnung dieses integralen Flusses Φ_γ in einen differentiellen Flußwert $(d\Phi_\gamma/dE)_{20.9}$ bei 20.9 TeV kann unter der erweiterten Annahme erfolgen, daß das Spektrum der Quelle einem Potenzgesetz entsprechend Gleichung 5.1 folgt:

$$\left(\frac{d\Phi_\gamma}{dE} \right)_{20.9} = \Phi_\gamma(E > 20.9 \text{ TeV}) \cdot \frac{\Gamma - 1}{20.9 \text{ TeV}} \quad (5.3)$$

Größere Spektralindizes Γ führen dabei zu höheren differentiellen Flußwerten. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 5.6 der aus einem relativ kleinen Spektralindex von $\Gamma = 2.5$ resultierende differentielle Flußwert dargestellt.

Die Ursache für das mögliche Signal von H 1426+428 oberhalb von 20 TeV konnte bislang nicht geklärt werden. Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß es sich dabei um einen rein fluktuativen Überschuß handelt, der zufällig mit der Position des untersuchten Objektes zusammenfällt. Sollte es sich jedoch tatsächlich um ein Signal handeln, so erscheint ein Zusammenhang mit H 1426+428 unter den gegebenen physikalischen Umständen sehr unwahrscheinlich. Die zu erwartende extrem starke EHL-Extinktion der emittierten TeV- γ -Strahlung sollte

in Verbindung mit der großen Entfernung des Objektes verhindern, daß selbst ein äußerst starker Ausbruch des Blazars nachgewiesen werden könnte. Die Distanz zu H 1426+428 ist jedoch ein wesentlicher Bestandteil dieser Argumentation. Daher wurde nicht zuletzt wegen der hier beschriebenen Meßergebnisse der HEGRA-Detektorfelder die im Abschnitt 5.2 beschriebene erneute Messung der Rotverschiebung von H 1426+428 durchgeführt, die eine Bestätigung des bisherigen Wertes von $z = 0.129$ erbracht hat.

5.4.7 Suche nach einem Signal von H 1426+428 oberhalb von 20 TeV mit dem Teleskopsystem

Wie im Abschnitt 5.4.3 beschrieben wurde, sind bei der Signalsuche im Gesichtsfeld des Teleskopsystemes um H 1426+428 trotz der besonders großen Meßdauer keine weiteren TeV- γ -Quellen gefunden worden (siehe Abbildung 5.4). Abgesehen von möglichen variablen Objekten, steht daher neben dem Blazar kein nahegelegener alternativer Querkandidat für den mit den HEGRA-Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern beobachteten Überschuß zur Verfügung. Aufgrund des gemessenen Spektrums von H 1426+428 sind oberhalb der Energieschwelle der Detektorfelder lediglich besonders niedrige Photonenströme zu erwarten (vgl. Abbildung 5.6). Insbesondere wegen ihrer zeitlichen Länge bieten die Messungen mit dem Teleskopsystem jedoch die Möglichkeit, nach derartigen Signalen zu suchen.

Für eine entsprechende Untersuchung der Meßdaten werden die Datensätze analog zur Spektralanalyse behandelt (vgl. Tabelle 5.4). Dabei werden in diesem Fall nur diejenigen Ereignisse verwendet, deren Energie oberhalb von 20.9 TeV rekonstruiert wurde. Die Bestimmung der jeweiligen integralen Flüsse bzw. oberen Flußgrenzen erfolgt wiederum nach der im Abschnitt 4.9.5 beschriebenen Methode. Für die einzelnen Ereignisse werden nochmals die bei der Rekonstruktion der TeV- γ -Spektren von H 1426+428 ermittelten effektiven Nachweisflächen verwendet (siehe Abschnitt 5.4.5).

Die aus der hier beschriebenen Analyse folgenden Resultate sind zusammen mit den Meßergebnissen der Detektorfelder in Tabelle 5.7 aufgelistet. Im Datensatz 1999/2000 ergibt sich ein schwacher Überschuß, der dazu führt, daß die obere Flußgrenze lediglich um einen Faktor 1.7 unterhalb des mit den Detektorfeldern bestimmten Flusses liegt. Die deutlich niedrigere Flußgrenze für das Jahr 2002 erscheint im Hinblick auf den in diesem Datensatz ebenfalls erheblich niedrigeren integralen Fluß oberhalb von 2 TeV nicht unerwartet.

Die Untersuchung der Beobachtungen mit dem Teleskopsystem hat nicht zu einer Aufklärung der Frage nach dem Ursprung des möglichen Signales in den Meßdaten der Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfelder geführt. Hierzu wäre eine weitere tiefe Beobachtung von H 1426+428 mit einem geeigneten Instrument notwendig. Dies könnte beispielsweise eine entsprechende Meßkampagne mit dem H-E-S-S-Teleskopsystem sein. Die Tatsache, daß H 1426+428 vom Standort Namibia aus nur bei sehr kleinen Elevationen kulminiert bzw. beobachtet werden kann, ist hierbei nicht als Nachteil anzusehen. Durch Beobachtungen unter derart großen Zenitwinkeln ergeben sich im Gegenteil besonders große effektive

Instrument	Zeitraum	Ereignisstatistik			$\Phi_\gamma(E > 20.9 \text{ TeV})$	
		N_{ON}	N_{OFF}	S_{DC}	(1)	[Crab]
Szint./AIROBICC	1994/1995	152	106.4	4.1σ	5.7 ± 1.3	4.5 ± 1.0
Teleskopsystem	1999/2000	42	29.9	1.9σ	$< 3.5^{(2)}$	$< 2.7^{(2)}$
Teleskopsystem	2002	15	16.3	-0.3σ	$< 0.57^{(2)}$	$< 0.45^{(2)}$

(1): [$10^{-13} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$]

(2): obere Flußgrenze, Vertrauensniveau 99 %

Tabelle 5.7: Ereigniszahlen N_{ON} und N_{OFF} , Signifikanz S_{DC} sowie integraler Fluß Φ_γ von H 1426+428 oberhalb von 20.9 TeV. Die Beobachtungen in den Jahren 1994/1995 wurden mit den HEGRA-Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern durchgeführt (Prahl 1999c), während die neueren Meßergebnisse mit dem Teleskopsystem erzielt wurden. Der integrale Fluß Φ_γ ist sowohl in absoluten als auch in Einheiten des Crab-Flusses angegeben.

Nachweisflächen für Ereignisse mit Energien oberhalb von 10 TeV (vgl. Abbildung 4.20 im Abschnitt 4.9.4). Die Suche nach γ -Strahlung in diesem Energiebereich wäre daher unter günstigen Bedingungen möglich.

5.5 Interpretation der Beobachtungen von H 1426+428 mit dem Teleskopsystem

Der Nachweis von H 1426+428 als dritte etablierte extragalaktische TeV- γ -Quelle hat unter verschiedenen Aspekten eine besondere Bedeutung. Hierzu zählt insbesondere die Tatsache, daß die Emission von hochenergetischer γ -Strahlung durch eine Modellierung der spektralen Energieverteilung (SED) unter Verwendung von Beobachtungen im Röntgenbereich vorhergesagt wurde. Im folgenden Abschnitt wird die damit zusammenhängende Suche nach einer möglichen Korrelation zwischen dem im TeV- und im Röntgenbereich gemessenen Fluß beschrieben. Im Anschluß werden der auch für die Kosmologie bedeutende Einfluß des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL) auf die TeV- γ -Strahlung sowie Implikationen für die SED von H 1426+428 diskutiert.

5.5.1 Suche nach einer möglichen Korrelation zwischen dem TeV- und dem Röntgenbereich

Bei extremen *BL Lac*-Objekten wurden mehrfach Korrelationen zwischen der zeitlichen Entwicklung des Flusses im Röntgen- und TeV-Energiebereich festgestellt (siehe Abschnitt 2.6.6). Eine derartige Entwicklung wird insbesondere bei der Verwendung des populären SSC-Modelles zur Beschreibung der spektralen Energieverteilung dieser Objekte vorhergesagt. Da in diesem Fall dieselbe Teilchenpopulation für die Emission von Synchrotron- und Invers-Compton-Strahlung im Röntgen- bzw. TeV- γ -Energiebereich verantwortlich ist, ergibt sich ein unmittelbarer Zusammenhang der jeweiligen Strahlungsintensitäten.

Zur Überprüfung einer möglichen TeV-Röntgen-Korrelation im Falle von H 1426+428 wird neben den HEGRA-Meßdaten eine vergleichbare Datenbasis im Energiebereich um 10 keV benötigt. Diese Messungen können dabei nur von entsprechenden satellitengestützten Instrumenten durchgeführt werden. Aufgrund der bei Satellitenexperimenten knapp bemessenen Beobachtungszeiten steht jedoch keine ausreichende Abdeckung der HEGRA-Beobachtungen mit einem ausrichtbaren Röntgenteleskop zur Verfügung. Als einziges Instrument kann daher für den untersuchten Zeitraum lediglich der im Vergleich zu einem solchen Instrument weniger sensitive sogenannte „All Sky Monitor“ an Bord des RXTE-Satelliten (kurz: RXTE-ASM) verwendet werden (Levine et al. 1996). Dieses Instrument zur regelmäßigen Bestimmung des Röntgenflusses für jede Himmelsposition bietet eine sensitive Detektorfläche von insgesamt 90 cm^2 für Messungen im Energiebereich von 2 bis 10 keV. Der RXTE-ASM besteht aus drei Proportionalzähler-Weitwinkelkameras mit einem Gesichtsfeld von jeweils $6^\circ \times 90^\circ$ und einer Winkelauflösung von $3' \times 15'$, die damit etwas schlechter als jene des HEGRA-Teleskopsystemes ist. Das komplette Instrument wird nach einer Meßzeit von jeweils 90 s um einen Winkel von 6° weitergedreht, so daß nach einem 90-minütigen Erdumlauf des Satelliten etwa 80 % des Himmels mit einer Sensitivität von 30 mCrab abgetastet werden. Nach Kalibration und Reduktion stehen die RXTE-ASM-Meßdaten innerhalb weniger Tage in tabellarischer Form über die Internetseiten des *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) zur freien Verfügung.⁶

Extreme *BL Lac*-Objekte weisen typischerweise Röntgenflüsse auf, die deutlich unterhalb der genannten RXTE-ASM-Sensitivitätsgrenze für einen Erdumlauf liegen. Um dennoch eine Flußbestimmung mit einem ausreichend kleinen statistischen Fehler zu erreichen, ist es daher bei diesen Objekten erforderlich, eine größere Zahl von Einzelmessungen zusammenzufassen. Im Falle der TeV-Blazare hat sich gezeigt, daß tagesgemittelte Flußwerte des RXTE-ASM in der Regel genügend kleine statistische Fehler aufweisen, um einen ersten Vergleich mit den HEGRA-Messungen zu erlauben. Zur Bestimmung der Mittelwerte werden hier alle Einzelmessungen des RXTE-ASM verwendet, die in einem auf die zeitliche Mitte der jeweiligen HEGRA-Beobachtungen zentrierten 24-stündigen Intervall liegen. Zur Kalibration des Flusses können beim RXTE-ASM die im selben Zeitraum aufgenommenen Meßdaten des Crab-Nebels verwendet werden, der auch in diesem Energiebereich eine starke, konstant emittierende Quelle darstellt. Aus dem Verhältnis der gemessenen Zählraten läßt sich damit der Fluß des untersuchten Objektes in Einheiten des Crab-Nebels berechnen. Durch dieses Verfahren werden außerdem eventuell unkalibrierte Sensitivitätsschwankungen des RXTE-ASM kompensiert.

Mit einer Zählrate von etwa 0.2 Hz aus der Richtung von H 1426+428 im Vergleich zu etwa 75 Hz im Falle des Crab-Nebels stellt dieser Blazar eine sehr schwache Röntgenquelle dar. Im gesamten Zeitbereich der zur Verfügung stehenden RXTE-ASM-Messungen von etwa neun Jahren weist das Objekt einen mittleren Fluß von $(2.62 \pm 0.07) \text{ mCrab}$ auf. In Tabelle 5.3 sind die zeitintegrierten Flußwerte für die jeweiligen Zeiträume in den drei Jahren angegeben, in

⁶ Siehe http://xte.mit.edu/ASM_lc.html.

denen HEGRA-Beobachtungen stattgefunden haben. Wie aus der Darstellung im rechten Teil von Abbildung 5.5 deutlich wird, kann hierbei keine signifikante Veränderung des Röntgenflusses von H 1426+428 festgestellt werden. Der mit den statistischen Fehlern der gemessenen Flüsse gewichtete Korrelationsfaktor beträgt hierbei $r = -0.4_{-0.6}^{+1.0}$. Dementsprechend kann keine signifikante Korrelation zwischen dem im TeV- und dem im Röntgenbereich gemessenen Photonenfluß nachgewiesen werden.

Gerichtete Röntgenmessungen in den Jahren 2000 bis 2002 mit dem erheblich sensitiveren RXTE-PCA-Instrument zeigen dagegen eine deutliche Flußvariation von H 1426+428 (Horns et al. 2004). Dabei ist jedoch im untersuchten Energiebereich von 2 bis etwa 20 keV nur eine sehr geringe spektrale Variation aufgetreten. Der für das Jahr 2002 bestimmte integrale Flußwert weicht deutlich um 7.8 Standardabweichungen vom Röntgenfluß im Jahr 2000 ab, wobei das Flußniveau im Jahr 2002 fast 50 % höher gewesen ist.⁷ Da diese Messungen jedoch nicht zeitgleich mit den HEGRA-Beobachtungen durchgeführt wurden, kann aus diesem Ergebnis nicht auf Anzeichen für eine Antikorrelation zwischen den Flüssen von H 1426+428 im TeV- und im Röntgenbereich geschlossen werden. Eine ausreichend lange gemeinsame Meßkampagne des RXTE-PCA-Instrumentes mit einem der sehr sensitiven Cherenkov-Teleskope der neuen Generation könnte jedoch auch bei einer schwachen Quelle wie H 1426+428 zu einem Nachweis einer möglichen Korrelation oder Antikorrelation zwischen den beiden Energiebereichen führen.

5.5.2 Einfluß der EHL-Extinktion auf das TeV-Spektrum

Der Einfluß der durch das EHL hervorgerufenen Extinktion von TeV- γ -Strahlung ist im Falle von H 1426+428 aufgrund der außerordentlich großen Entfernung dieses Objektes besonders hoch (vgl. Abschnitt 2.8.2). Wie aus Abbildung 2.15 deutlich wird, ergibt sich oberhalb von etwa 1 TeV zunächst eine von der Energie verhältnismäßig unabhängige Abschwächung. Dagegen ist oberhalb von 10 TeV eine drastische Abnahme der gemessenen Photonenflüsse zu erwarten, weil die mittlere freie Weglänge für Photonen in diesem Bereich mit der Energie stark abfällt. Diese Auswirkungen auf das TeV- γ -Spektrum einer Quelle in der Entfernung von H 1426+428 treten für alle realistischen EHL-Modelle in ähnlicher Art auf (siehe z. B. Aharonian (2001)). Daher kann eine entsprechende Form des gemessenen Spektrums gegebenenfalls als Bestätigung der EHL-Extinktion gewertet werden. Hierzu sind jedoch möglichst realistische Annahmen über das tatsächliche intrinsische Spektrum der Quelle notwendig.

Tatsächlich zeigt insbesondere das im Zeitraum 1999/2000 gemessene Spektrum von H 1426+428 Hinweise auf die beschriebene „spektrale Signatur“. Aufgrund der geringen statistischen Signifikanz der Flußpunkte kann das Spektrum jedoch auch durch einfachere Verläufe wie z. B. ein Potenzgesetz beschrieben

⁷ Ein vergleichbares Verhalten zeigen auch die zeitgleich zu den RXTE-PCA-Beobachtungen aufgezeichneten RXTE-ASM-Meßwerte. Das Flußniveau war hierbei im Jahr 2002 etwa doppelt so hoch wie im Jahr 2000. Aufgrund der geringeren Empfindlichkeit des ASM-Instrumentes weichen die beiden Werte jedoch nur um 1.2 Standardabweichungen voneinander ab.

werden (vgl. Tabelle 5.6). Mit Hilfe des HEGRA-Spektrums von H 1426+428 kann dennoch bereits die physikalische Plausibilität verschiedener EHL-Modelle überprüft werden (siehe Abschnitt 2.8.3 sowie z. B. die Arbeiten von Aharonian et al. (2002b, 2003c) und Mazin (2003)).

Zur Untersuchung des jeweiligen intrinsischen Spektrums von H 1426+428 in den beiden Datensätzen wurde eine Rückfaltung anhand der EHL-Extinktion unter Verwendung des von der Hamburger HEGRA-Gruppe verwendeten EHL-Modelles durchgeführt (vgl. Abschnitt 2.8.3). Die daraus resultierenden Flußpunkte sind zusammen mit den gemessenen Photonenspektren in Abbildung 5.6 dargestellt. An die rückgefalteten Spektren können wiederum mit ausreichend guter Qualität Potenzgesetze angepaßt werden (siehe Tabelle 5.6). Erwartungsgemäß ergeben sich hierbei kleinere Spektralindizes, weil die Flußpunkte bei höheren Energien stärker durch die EHL-Extinktion betroffen sind. Die Spektralindizes sind ferner im Rahmen der jeweiligen statistischen Fehler gut verträglich mit dem Wert $\Gamma_{\text{intr}} = 1.5$, der sich bei einer früheren Analyse des TeV- γ -Spektrums von H 1426+428 in den Jahren 1999 und 2000 ergeben hat (Aharonian et al. 2003c). Zur Vergrößerung des untersuchten Spektralbereiches wurden dabei auch Meßergebnisse des Whipple- und des CAT-Cherenkov-Teleskopes aus Zeitbereichen verwendet, in denen das Objekt ein vergleichbares Flußniveau aufgewiesen hat. In der genannten Publikation werden zusätzlich auch Ergebnisse von Rückfaltungen anhand von anderen, zu dem hier verwendeten Modell deutlich unterschiedlichen EHL-Verläufen diskutiert.

Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 5.6 jeweils die Verläufe von Potenzgesetzen mit einem auf den Wert $\Gamma_{\text{intr}} = 1.5$ fixierten differentiellen Spektralindex dargestellt, die an die rückgefalteten Photonenspektren angepaßt wurden. Zusätzlich sind in den Diagrammen auch die unter Berücksichtigung der EHL-Extinktion bei einer Messung zu erwartenden Spektren eingetragen. Hierbei zeigt sich anschaulich, daß insbesondere das aus dem Datensatz 1999/2000 rekonstruierte Spektrum der aufgrund des EHL-Einflusses erwarteten „spektralen Signatur“ folgt. Eine genauere Untersuchung des Spektrums von H 1426+428 und damit verbundene Rückschlüsse auf das extragalaktische Hintergrundlicht erfordern jedoch eine weitere Messung mit einem erheblich empfindlicheren Instrument.

5.5.3 Die spektrale Energieverteilung von H 1426+428

Aufgrund der erwarteten Lage des Synchrotron- und des Invers-Compton-Maximums im Röntgen- bzw. TeV-Bereich ist die Untersuchung der spektralen Energieverteilung (SED) des extremen Blazars H 1426+428 in diesen beiden Energiebändern von besonderem Interesse. Instrumentelle Beschränkungen und die verhältnismäßig geringe Intensität des Objektes erlauben jedoch keine exakte Bestimmung der SED im Bereich der Maxima. Ferner ist insbesondere bei nicht simultan durchgeführten Beobachtungen eine mögliche spektrale Variabilität zu berücksichtigen. Damit ergibt sich ein gewisser Spielraum für die Interpretation der vorliegenden Meßergebnisse.

Im Bereich härterer Röntgenstrahlung stehen insbesondere die Ergebnisse der Meßinstrumente an Bord der Satelliten RXTE und BeppoSAX für die Unter-

suchung der SED zur Verfügung. Die Auswertung der bereits angesprochenen Beobachtungen mit dem gerichteten RXTE-PCA-Detektor hat für die Jahre 2000 bis 2002 jeweils Photonenspektren mit einem differentiellen Spektralindex $\Gamma_X < 2$ ergeben (Horns et al. 2004). Obwohl ein einfaches Potenzgesetz keine optimale Beschreibung der Daten darstellt, lassen sich aus allen rekonstruierten Spektren Rückschlüsse auf ein Synchrotronmaximum oberhalb von 10 keV ziehen. Dieses Ergebnis stimmt mit dem im Abschnitt 5.3 beschriebenen Resultat der BeppoSAX-Messungen überein. Danach ergibt sich für die Position des Synchrotronmaximums sogar ein Energiewert von $E_{\text{syn,max}} > 100$ keV.

Entsprechend der im Abschnitt 2.6.5 vorgestellten Blazarsequenz ist das Invers-Compton-Maximum daher im Bereich von 10 TeV oder sogar darüber zu erwarten. Bei der Auswertung der gemessenen TeV- γ -Spektren muß zunächst der Einfluß der EHL-Extinktion berücksichtigt werden. Das mit Hilfe der zuvor beschriebenen Rückfaltung rekonstruierte intrinsische Spektrum von H 1426+428 im TeV-Bereich zeigt ebenfalls einen Spektralindex $\Gamma_{\text{TeV}} < 2$. Da die HEGRA-Flußpunkte lediglich bis zu einer Energie von etwa 8 TeV reichen, deutet dieses Ergebnis tatsächlich auf ein Maximum bei einer Energie $E_{\text{IC,max}} \gtrsim 10$ TeV hin.⁸

Aus der Blazarsequenz folgt für ein Objekt mit Positionen des Synchrotron- bzw. Invers-Compton-Maximums bei jeweils besonders hohen Energien ein ungefähr gleich großer Energiefluß im Bereich der beiden Maxima (vgl. Abbildung 2.8). Zur weiteren Untersuchung der SED von H 1426+428 im Röntgen- und im TeV-Bereich ist es daher erforderlich, die intrinsischen Energieflüsse F_X bzw. F_γ in den beiden Energiebändern zu vergleichen. Aus den BeppoSAX-Ergebnissen folgt hierbei der Wert $F_{2-10\text{keV}} = 2.0 \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Costamante et al. 2001). Die RXTE-Meßwerte für die Jahre 2000 und 2002 führen auf vergleichbare Resultate. Für die beiden HEGRA-Datensätze aus den Jahren 1999/2000 bzw. 2002 ergeben sich dagegen nach der Anwendung der EHL-Rückfaltung Energieflüsse von $F_{2-10\text{TeV}} = 6.4 \cdot 10^{-10}$ bzw. $1.1 \cdot 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Unter der Annahme, daß diese nicht simultan bestimmten Röntgen- und TeV-Energieflüsse dennoch vergleichbar sind, zeigt sich in der untersuchten SED insbesondere für den Zeitraum 1999/2000 das Verhältnis $F_{\text{IC}}/F_{\text{syn}} \approx 10$. Diese unerwartete Beziehung der Energieflüsse im Bereich der SED-Maxima wird auch als „Invers-Compton-Dominanz“ bezeichnet (Costamante et al. 2003). Unter Berücksichtigung der großen Entfernung von H 1426+428 ergibt sich für die Luminosität L_X im Röntgenband entsprechend der Wert $L_X \lesssim 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$. Für den Bereich der TeV- γ -Strahlung folgt dagegen wie zuvor eine um etwa einen Faktor 10 höhere Luminosität $L_\gamma \approx 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$.

Im Hinblick auf die Modellierung der SED von H 1426+428 bewirken die hier diskutierten Ergebnisse weitere Einschränkungen der zulässigen Parameterbereiche. Der kleine differentielle Spektralindex der TeV- γ -Spektren bei der Anpassung eines Potenzgesetzes nach Anwendung der EHL-Rückfaltung führt beispielsweise dazu, daß das häufig verwendete SSC-Modell die Daten nicht mehr

⁸ In der üblichen Darstellung der SED in Form der Flußgröße νF_ν als Funktion des Logarithmus der Frequenz ν bzw. der Größe $E^2 \cdot d\Phi_\gamma/dE$ als Funktion des Logarithmus der Energie E ergibt sich für ein Spektrum mit einem differentiellen Spektralindex $\Gamma < 2$ ein zu höheren Energien ansteigender Verlauf. Ein Maximum muß daher bei einer Energie oberhalb des vermessenen Spektralbereiches liegen.

in seiner einfachsten Form beschreiben kann. Unter der Annahme einer zusätzlichen externen Photonpopulation ist es jedoch möglich, die aus den HEGRA-Messungen folgenden spektralen Eigenschaften von H 1426+428 zu modellieren (Costamante et al. 2003). Ein derartiges externes Photonenfeld kann dabei beispielsweise aus Bereichen innerhalb oder außerhalb des Jets stammen, die in unmittelbarer Nachbarschaft zur Produktionsregion der TeV- γ -Strahlung liegen.

Zusammenfassend führt im Falle von H 1426+428 das Zusammenspiel der besonders großen Entfernung und des damit verbundenen sehr starken Einflusses der EHL-Extinktion zu einer drastischen Abschwächung des auf der Erde gemessenen Photonflusses. In Bezug auf die (mit Hilfe des von der Hamburger HEGRA-Gruppe verwendeten EHL-Modelles bestimmte) Luminosität im TeV-Energiebereich stellt H 1426+428 jedoch die Quelle mit dem bis zum Zeitpunkt der Messungen höchsten intrinsischen Fluß dar. Grundsätzlich führt die Kombination der entfernungsabhängigen Effekte zu einer erschwerten und möglicherweise mehrdeutigen Interpretation der EHL-Extinktion sowie der intrinsischen Spektren der extremen Blazare. Es ist jedoch zu erwarten, daß mit Hilfe der neuen Cherenkov-Teleskope die Untersuchung einer größeren Zahl von TeV- γ -Quellen mit verschiedenen, insbesondere jedoch möglichst großen Distanzen im Energiebereich um 10 TeV möglich sein wird (siehe beispielsweise Aharonian et al. (2005a)).

Kapitel 6

Der Blazar 1ES 1959+650 als stark variable TeV- γ -Quelle

Nach verschiedenen Hinweisen auf hochenergetische Emission wurde der Blazar 1ES 1959+650 bei der Auswertung einer tiefen Beobachtung mit dem HEGRA-Teleskopsystem erstmals mit einer Signifikanz oberhalb von 5σ als TeV- γ -Quelle nachgewiesen (Götting et al. 2002a). Im Jahr 2002 erfolgte eine Reihe von starken Ausbrüchen dieses Objektes, die neben den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen (Aharonian et al. 2003a, Tonello et al. 2003) auch mit dem Whipple-Teleskop (Holder et al. 2002) sowie von der CAT-Kollaboration (Vorobiov et al. 2002, Khélifi 2002) beobachtet wurden. Damit ist 1ES 1959+650 die vierte zweifelsfrei etablierte extragalaktische TeV- γ -Quelle mit der zu diesem Zeitpunkt drittbesten Ereignisstatistik. Nachfolgend werden in den Unterkapiteln 6.1 und 6.2 zunächst wesentliche allgemeine Eigenschaften und Meßergebnisse von 1ES 1959+650 aus verschiedenen Energiebereichen beschrieben, die das Objekt zu einem guten Kandidaten für die Emission von TeV-Photonen machen. Im anschließenden Abschnitt 6.3 werden die Beobachtungen von 1ES 1959+650 mit dem HEGRA-Teleskopsystem und die daraus abgeleiteten Ergebnisse vorgestellt. Nach der Beschreibung einer im Jahr 2002 durchgeführten *Multi-Wavelength*-Kampagne, an der auch die HEGRA-Kollaboration maßgeblich teilgenommen hat (Abschnitt 6.4.2), werden die Implikationen der verschiedenen Meßergebnisse für die spektrale Energieverteilung diskutiert.

6.1 Eigenschaften des Blazars 1ES 1959+650

Das Objekt 1ES 1959+650 im Sternbild des Drachen wurde im Rahmen einer Himmelsdurchmusterung mit dem *Einstein*-Satelliten im Energiebereich von 0.2 bis 3.5 keV als Röntgenquelle nachgewiesen (Elvis et al. 1992). Mit Hilfe eines speziellen Selektionsverfahrens unter Verwendung von Meßdaten im Radio-, optischen und Röntgenbereich konnte 1ES 1959+650 im Jahre 1993 als *BL Lac*-Objekt identifiziert werden (Schachter et al. 1993). Aus dem in diesem Zusammenhang aufgenommenen optischen Spektrum ergibt sich eine Rotverschiebung von $z = 0.047$, die einer Entfernung von etwa 190 Mpc bzw. 620 Millionen Lichtjahren entspricht. Diese Distanz ist um etwa 50 % größer als im Falle der Blazare Mrk-421

und Mrk-501. Damit stellt 1ES 1959+650 für die Untersuchung des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL) mit Hilfe von TeV-Photonen extragalaktischen Ursprunges ein wichtiges Bindeglied zu dem wesentlich weiter entfernten Objekt H 1426+428 dar ($z = 0.129$, vgl. Abschnitte 2.8.1 und 5.5.2).

Die scheinbare visuelle Helligkeit von 1ES 1959+650 beträgt $m_V = 14.7$ mag (siehe Tabelle 5.1 auf Seite 159). Beobachtungen mit dem *Hubble Space Telescope* zeigen das Objekt wie schon im Falle von H 1426+428 als helle punktförmige Komponente im Zentrum einer elliptischen Galaxie (Scarpa et al. 2000).

6.2 1ES 1959+650 als mögliche TeV- γ -Quelle

Der Blazar wurde nach seiner Entdeckung mehrfach mit verschiedenen Instrumenten im Röntgenbereich beobachtet.¹ Aus den Messungen ergab sich dabei jeweils ein Maximum der SED im Bereich von relativ weicher Röntgenstrahlung unterhalb von etwa 2 keV, das entsprechend der Blazarsequenz (vgl. Abbildung 2.8) als Synchrotronmaximum interpretiert wird. Damit zählt das Objekt nicht zu den extremen *BL Lac*-Objekten (siehe Abschnitt 2.6.6), sondern ist ein eher typischer Vertreter der Blazare vom HBL-Typ. Während der besonders starken Ausbrüche im TeV-Bereich im Jahr 2002 haben die zeitgleich mit dem RXTE-Satelliten durchgeführten Messungen jedoch Hinweise auf eine zu deutlich höheren Energien verschobene Position des Synchrotronmaximums ergeben (vgl. Abbildung 6.9). Damit zeigen sich bei 1ES 1959+650 Anzeichen für den in Abbildung 2.9 für den Fall des Blazars Mrk-501 illustrierten Zusammenhang zwischen der Position des Synchrotronmaximums und dem Flußniveau der Quelle.

1ES 1959+650 wurde bereits im Jahre 1996 aufgrund seiner Emissions-eigenschaften im Radio- und Röntgenbereich sowie auf der Basis eines einfachen Skalierungsmodelles als mögliche TeV- γ -Quelle vorgeschlagen (Stecker et al. 1996). Das Objekt ist ferner auch in der erheblich umfangreicheren Kandidatenliste von Costamante und Ghisellini (2002) enthalten. Hierbei wurde aus einer großen Zahl von *BL Lac*-Objekten eine Auswahl von möglichen TeV- γ -Quellen zusammengestellt, deren Energieflüsse im Radio-, optischen und Röntgenbereich innerhalb von bestimmten Grenzen liegen. Für jedes einzelne Objekt sind dabei zwei Flußvorhersagen angegeben: Zum einen wurde eine aus der Blazarsequenz abgeleitete Parametrisierung verwendet, während zum anderen ein SSC-Modell an die jeweils vorhandenen (allerdings in der Regel nicht simultan aufgezeichneten) Meßdaten angepaßt wurde. Während für 1ES 1959+650 hierbei nach dem SSC-Modell ein sehr niedriger Fluß zu erwarten ist, sagt die Parametrisierung einen Fluß im Bereich von etwa 15 % des Crab-Flusses voraus.²

¹ Eine Zusammenstellung der Beobachtungen von 1ES 1959+650 im Röntgenbereich findet sich u. a. bei Tagliaferri et al. (2003). Im Rahmen der im Abschnitt 6.4.2 beschriebenen *Multi-Wavelength*-Kampagne wurde das Objekt ferner nahezu täglich mit dem RXTE-Satelliten beobachtet (Krawczynski et al. 2004).

² Bei der Angabe der von Costamante und Ghisellini (2002) modellierten Flußwerte für den TeV-Energiebereich wurde die EHL-Extinktion (vgl. Abschnitt 2.8.1) nicht berücksichtigt. Zur Bestimmung der bei einer Messung tatsächlich zu erwartenden Werte muß daher eine entsprechende Modifikation des intrinsischen Spektrums unter Verwendung eines geeigneten EHL-Modelles berechnet werden (siehe auch Abschnitt 6.5.2).

Wie auch im Falle der etablierten TeV-Blazare Mrk-501 und H 1426+428 konnte 1ES 1959+650 nicht durch das EGRET-Instrument als γ -Quelle oberhalb von 100 MeV nachgewiesen werden (vgl. Abschnitt 2.6.6). Der dritte EGRET-Katalog enthält für diese Himmelsposition eine obere Flußgrenze mit einem Wert von $1.9 \cdot 10^{-7} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Hartman et al. 1999). Dieser fehlende Nachweis im GeV-Energiebereich kann wie schon bei den genannten Blazaren als Hinweis auf ein Invers-Compton-Maximum bei höheren Energien angesehen werden (siehe auch Abschnitt 5.3). Aufgrund seiner großen Deklination konnte 1ES 1959+650 mit den HEGRA-Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern im Gegensatz zu den übrigen in der vorliegenden Arbeit behandelten Objekten nicht im erforderlichen Zenitwinkelbereich von $\vartheta < 30^\circ$ beobachtet werden (vgl. Abschnitt 4.1).

Ein erstes schwaches Signal von 1ES 1959+650 im TeV-Energiebereich wurde im Jahr 1998 mit dem japanischen *Seven Telescope Array* (kurz: 7 TA) beobachtet (Nishiyama et al. 1999). Der Überschuß weist dabei nach einer Meßzeit von etwa 57 h eine Signifikanz von $S_{\text{DC}} = 3.9\sigma$ auf. Dieses Ergebnis wurde allerdings lediglich in einem kurzen Konferenzbericht publiziert; außerdem sind für diese Messung keine verlässlichen Angaben zur Energieschwelle sowie zur Flußkalibration verfügbar. Als nominelle Energieschwelle für vertikal einfallende γ -Schauer wurde für das 7 TA-Experiment ein Wert von 600 GeV angegeben. Aufgrund der geographischen Lage des Instrumentes und der Himmelsposition von 1ES 1959+650 läßt sich damit eine effektive Energieschwelle im Bereich um 1 TeV für die beschriebene Messung abschätzen.

Die Beobachtung des schwachen TeV- γ -Signales von 1ES 1959+650 hat insbesondere die Motivation für eine intensive Meßkampagne mit dem HEGRA-Teleskopsystem geliefert, aus der schließlich der erste signifikante Nachweis dieses Blazars resultiert. Im folgenden werden diese HEGRA-Beobachtungen und ihre Ergebnisse detailliert beschrieben.

6.3 Beobachtungen von 1ES 1959+650 mit dem HEGRA-Teleskopsystem

Als Reaktion auf das vielversprechende Resultat des 7 TA-Experimentes wurde 1ES 1959+650 im Jahre 2000 erstmals mit dem HEGRA-Teleskopsystem beobachtet. Aufgrund der bereits angesprochenen relativ großen Deklination ist dieses Objekt nur unter Zenitwinkeln $\vartheta > 36.4^\circ$ von La Palma aus sichtbar, was zu einer effektiven Energieschwelle im Bereich von 2 TeV führt. Damit ergeben sich wegen der mit steigender Energie typischerweise stark abnehmenden Photonentröme erheblich kleinere γ -Raten als bei zenitnahen Beobachtungen, so daß der Nachweis einer Quelle eine längere Meßdauer erfordert.

Die Analyse der HEGRA-Meßdaten aus dem Jahr 2000 wurde im Rahmen einer Diplomarbeit am Hamburger Institut für Experimentalphysik durchgeführt (Robrade 2001a). Dabei hat sich ebenfalls ein Überschuß aus der Richtung von 1ES 1959+650 gezeigt, dessen Signifikanz mit 3.0σ bestimmt wurde. Dieses Ergebnis gab den Anlaß für eine Fortführung und Ausdehnung der Messungen im Jahre 2001, die zusammen mit den zuvor aufgenommenen Daten zum

Zeitraum	Jahr	effektive Meßdauer $T_{\text{obs,eff}}$ [h]	mittlerer Zenitwinkel $\bar{\vartheta}$	eff. Energie- schwelle E_{thr} [TeV]	statistische Signifikanz S_{DC} [σ]
1.8.	2000	0.6	40.8°	2.2	1.0
28.8.-6.9.	2000	9.3	40.5°	2.3	2.2
Gesamt	2000	9.9	40.5°	2.3	2.3
18.5.-1.6.	2001	12.1	37.3°	2.0	1.1
22.-28.6.	2001	14.4	40.0°	2.0	4.2
11.-22.7.	2001	7.0	37.8°	2.0	1.5
9.-25.8.	2001	15.5	37.2°	2.0	1.5
6.-19.9.	2001	13.1	37.1°	2.0	1.6
11.-21.10.	2001	16.7	39.7°	2.1	1.1
Gesamt	2001	78.8	37.9°	2.0	4.6
Gesamt	2000/2001	88.7	38.2°	2.0	5.1
18.-21.5.	2002	8.0	41.1°	2.3	22.9
3.-18.6.	2002	30.5	38.4°	2.0	6.5
1.-18.7.	2002	17.5	39.2°	2.1	22.9
31.7.-16.8.	2002	17.8	38.1°	2.1	16.6
3.-11.9.	2002	3.3	38.6°	2.1	1.9
Gesamt	2002	77.1	38.8°	2.1	33.2
Gesamt	2000-2002	165.8	38.5°	2.0	29.2

Tabelle 6.1: Zeiträume, effektive Meßdauer, mittlerer Zenitwinkel, effektive Energieschwelle und statistische Signifikanz der HEGRA-Beobachtungen von 1ES 1959+650. Die Zeiträume entsprechen jeweils einzelnen Meßperioden zwischen zwei Vollmondzeitpunkten. Der kombinierte Datensatz aus den Jahren 2000 und 2001 hat dabei zum erstmaligen signifikanten Nachweis von 1ES 1959+650 geführt.

erstmaligen signifikanten Nachweis dieses Objektes geführt hat (Robrade 2001b, Götting et al. 2002a). Durch die Verlängerung der Betriebszeit des HEGRA-Teleskopsystemes wegen des Nachweises von H 1426+428 (siehe Kapitel 5) wurde eine weitere tiefe Beobachtung von 1ES 1959+650 während einer Reihe starker Ausbrüche im Jahre 2002 möglich. In Tabelle 6.1 findet sich eine Auflistung aller Beobachtungen von 1ES 1959+650 mit dem Teleskopsystem. Die resultierenden Ereigniszahlen, Signifikanz- und Flußwerte in den einzelnen Jahren sind ferner in Tabelle 6.2 wiedergegeben. In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Signalsuche in den einzelnen Datensätzen sowie die zeitabhängige und spektrale Entwicklung von 1ES 1959+650 im untersuchten Zeitraum erläutert.

6.3.1 Signifikanter Nachweis in den Jahren 2000/2001

Alle Beobachtungen von 1ES 1959+650 wurden mit dem kompletten 5-Teleskop-System durchgeführt. Lediglich bei einem kleinen Teil der verwendeten Daten-Runs wurden einzelne Teleskope aufgrund von technischen Problemen von

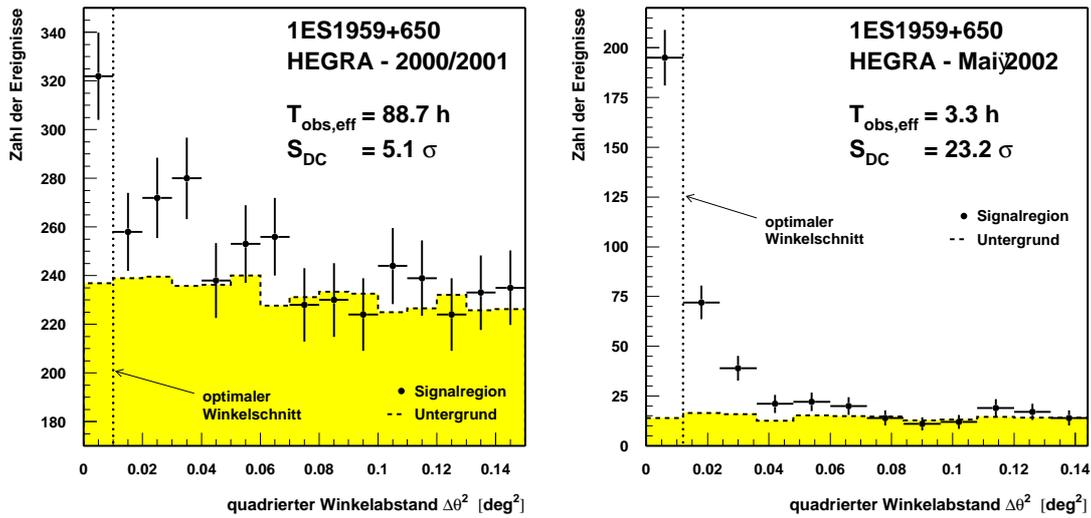


Abbildung 6.1: Winkelabstandshistogramme der HEGRA-Beobachtungen des Blazars 1ES 1959+650 in den Jahren 2000/2001 (links) sowie während des zweitägigen starken Ausbruches im Mai 2002 (rechts). Die Darstellung erfolgt analog zu Abbildung 5.3. Mit den Beobachtungen in den Jahren 2000/2001 wurde 1ES 1959+650 erstmals signifikant als TeV- γ -Quelle nachgewiesen.

der Datenanalyse ausgeschlossen. Nach der Datenselektion ergibt sich für die Beobachtungen in den Jahren 2000 und 2001 eine totzeitkorrigierte Meßdauer von 88.7 h, wobei die relativ kurze Beobachtungszeit im Jahr 2000 (vgl. Tabelle 6.1) zum Teil durch schlechte Wetterbedingungen sowie einen ausgedehnten Waldbrand auf La Palma bedingt ist. Zur Bestimmung der Analyseschritte steht ein Crab-Vergleichsdatensatz mit einer Länge von 13.7 h zur Verfügung. Eine optimale Sensitivität für schwache Quellen wird demnach wie bereits im Falle von H 1426+428 unter Anwendung sehr harter Schnittkriterien erreicht. Hierbei sind insbesondere der Winkelschnitt $\Delta\Theta^2 < 0.010 \text{ deg}^2$ und die geforderte Bildmultiplizität $N_{\text{img}} \geq 3$ zu nennen. Abbildung 6.1 zeigt im linken Teil das resultierende TeV- γ -Signal von 1ES 1959+650 in den Jahren 2000/2001 oberhalb der effektiven Energieschwelle von 2.0 TeV. An der Position von 1ES 1959+650 zeigt sich hierbei ein deutlicher Überschuß, der eine Signifikanz $S_{\text{DC}} = 5.1 \sigma$ aufweist. Der damit erstmals erfolgte signifikante Nachweis von 1ES 1959+650 im TeV-Energiebereich wurde im Rahmen der Erstellung der vorliegenden Arbeit veröffentlicht (Aharonian et al. 2003a).

6.3.2 Ergebnisse der Beobachtungen im Jahr 2002

Im Mai 2002 zeigte der Blazar 1ES 1959+650 einen sehr starken Strahlungsausbruch im TeV-Energiebereich, der mit dem Whipple-Teleskop im Rahmen eines Routinemessprogrammes für Blazare entdeckt wurde (Holder et al. 2002, Horan et al. 2004). Bereits wenige Stunden später konnte diese Entdeckung mit dem HEGRA-Teleskopsystem sowie mit dem HEGRA-Einzelteleskop CT 1 bestätigt werden (Horns und Konopelko 2002, Götting et al. 2002b). Abbildung 6.1 zeigt in diesem Zusammenhang im rechten Teil exemplarisch das Winkel-

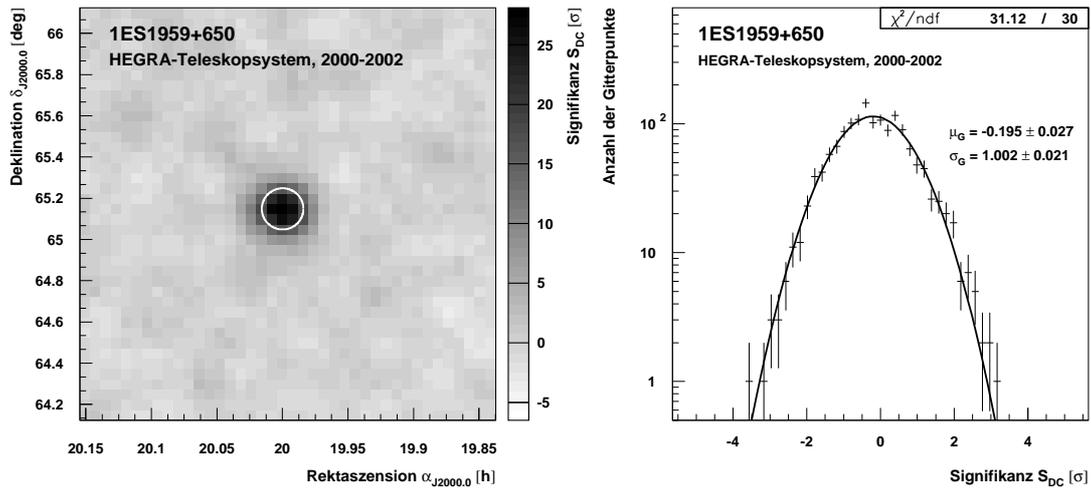


Abbildung 6.2: Links: Signifikanzkarte für die Himmelsregion um 1ES 1959+650 oberhalb einer Energieschwelle von 2.0 TeV. Die Darstellung folgt Abbildung 5.4. Rechts: Verteilung der Signifikanzen in der Signifikanzkarte unter Ausschluß der unmittelbaren Umgebung von 1ES 1959+650. Die Kurve zeigt die Anpassung einer Normalverteilung mit dem Mittelwert $\mu_G = -0.195$ und der Breite $\sigma_G = 1.002$.

abstandshistogramm der beiden Nächte vom 18./19. sowie 19./20. Mai 2002, die die höchsten mit dem Teleskopsystem gemessenen Photonенflüsse aufweisen (siehe auch Abbildung 6.4). Im Unterschied zu dem im linken Teil von Abbildung 6.1 dargestellten Signal aus den Jahren 2000 und 2001 beträgt die effektive Beobachtungszeit im Mai 2002 lediglich 3.3 h und ist damit um einen Faktor von fast 27 niedriger als beim ersten Nachweis von 1ES 1959+650. Im Gegensatz dazu zeigt sich für die beiden Mainächte nach Anwendung der γ -Hadron-Separation ein fast untergrundfreies Signal mit einer statistischen Signifikanz von über 23σ .

Diese drastische Veränderung des Flußniveaus gab den Anlaß für eine intensive Meßkampagne bis zum Ende des HEGRA-Meßbetriebes im September 2002, die insbesondere zum Ziel hatte, eine umfassende Bestimmung der Lichtkurve und des Spektrums von 1ES 1959+650 zu ermöglichen. Die Gesamtmeßdauer im Jahr 2002 betrug dabei nach Anwendung der Selektionskriterien 77.1 h (vgl. Tabelle 6.1). Die entsprechend Abschnitt 4.6.6 aus dem zugehörigen Crab-Vergleichsdatensatz mit einer Länge von 12.4 h bestimmten Analyseschnitte sind mit Ausnahme des nun geringfügig weicheren Winkelschnittes von $\Delta\Theta^2 < 0.012 \text{ deg}^2$ identisch zu denjenigen für den Datensatz 2000/2001. Insgesamt weist das Signal im Jahr 2002 eine statistische Signifikanz von $S_{DC} = 33.2\sigma$ auf, die im wesentlichen durch den starken Ausbruch im Mai sowie durch eine aktive Phase des Objektes im Juli 2002 bestimmt wird (siehe Abbildung 6.4).

Die Kombination aller Beobachtungen von 1ES 1959+650 mit dem Teleskopsystem umfaßt mehr als 165 h. Wie schon im Falle von H 1426+428 stellt auch die Umgebung dieses Blazars wegen der langen Meßzeit eine Himmelsregion dar, die mit einer besonders großen Sensitivität für schwache TeV- γ -Quellen untersucht wurde. Abbildung 6.2 zeigt im linken Teil das Resultat einer Suche nach weiteren Quellen im Gesichtsfeld in Form einer Signifikanz-

Jahr	N_{ON}	$\langle N_{\text{OFF}} \rangle$	S_{DC} [σ]	S_{Kol} [σ]	S_{Prah} [σ]	$\Phi_{\gamma}(E > 2 \text{ TeV})$ [mCrab]	$\Phi_{\text{X,ASM}}$ [mCrab]
2000	32	20.2	2.3	-0.6	0.1	100 ± 50	4.7 ± 1.0
2001	290	216.6	4.6	0.7	0.3	24 ± 12	4.6 ± 0.4
2000/2001	322	236.8	5.1	1.0	0.3	32 ± 12	4.6 ± 0.4
2002	1132	319.1	33.2	7.2	8.9	467 ± 28	7.6 ± 0.4
Gesamt	1335	505.0	29.2	15.1	12.9	232 ± 15	6.0 ± 0.3

Tabelle 6.2: Anzahl der Ereignisse in der Signal- bzw. Untergrundregion (N_{ON} bzw. N_{OFF}), Signifikanzen S_{DC} , S_{Kol} und S_{Prah} sowie integraler Photonenfluß Φ_{γ} oberhalb von 2 TeV für die einzelnen Jahre, in denen 1ES 1959+650 mit dem Teleskopsystem beobachtet wurde. Bei der Auswertung der Daten aus dem Jahr 2002 wurde ein weicherer Analyseschnitt verwendet, was im Verhältnis zu größeren Ereigniszahlen führt (siehe Text). In der letzten Spalte ist ferner der mit dem RXTE-ASM-Instrument im Röntgenbereich zeitgleich gemessene Fluß von 1ES 1959+650 angegeben (siehe Text). Zu Vergleichszwecken sind sowohl der TeV- als auch der Röntgenfluß von 1ES 1959+650 in Einheiten des Crab-Flusses mit den jeweiligen statistischen Fehlern angegeben.

Himmelskarte unter Verwendung des *Template*-Untergrundmodelles. Hierbei zeigt sich, daß sich während der Messungen keine weiteren TeV- γ -Quellen im Gesichtsfeld des Teleskopsystemes nachgewiesen wurden. Die im rechten Teil von Abbildung 6.2 gezeigte Verteilung der Signifikanzen an den einzelnen Gitterpunkten folgt dementsprechend nahezu der für diesen Fall erwarteten Normalverteilung. Die leichte Verschiebung der Verteilung in Richtung negativer Werte kann dabei vermutlich auf die Verwendung des *Template*-Untergrundmodelles (vgl. Abschnitt 4.8.3) zurückgeführt werden. Im Falle von sehr starken Quellen im Gesichtsfeld können unkorrigierte systematische Effekte hierbei zu einer Überschätzung der Zahl der Untergrundereignisse und somit zu einer Unterschätzung der Signifikanzen führen, obwohl die Quelle und ihre unmittelbare Umgebung bei der Bestimmung der Korrekturfunktionen ausgeblendet werden.

Die Meßergebnisse des Teleskopsystemes für das Jahr 2002 wurden unter Berücksichtigung der nachfolgend beschriebenen Untersuchungen der Lichtkurve und des Spektrums von 1ES 1959+650 zusammen mit den Resultaten für die Jahre 2000 und 2001 in der bereits angesprochenen Publikation von der HEGRA-Kollaboration veröffentlicht (Aharonian et al. 2003a).

6.3.3 Untersuchung der Lichtkurve von 1ES 1959+650

Die Entwicklung des Flusses von 1ES 1959+650 kann wegen der umfangreichen Photonenstatistik auf verschiedenen Zeitskalen untersucht werden. In Tabelle 6.2 sind zunächst die Ereigniszahlen sowie die Ergebnisse der Signalsuche und der im Unterkapitel 4.10 beschriebenen Variabilitätstests für die einzelnen Jahre aufgelistet, in denen die Beobachtungen stattgefunden haben. Wie im Hinblick auf die relativ kleine Signifikanz S_{DC} des integralen Überschusses in den beiden Jahren 2000 und 2001 zu erwarten war, zeigt sich weder in den einzelnen noch im

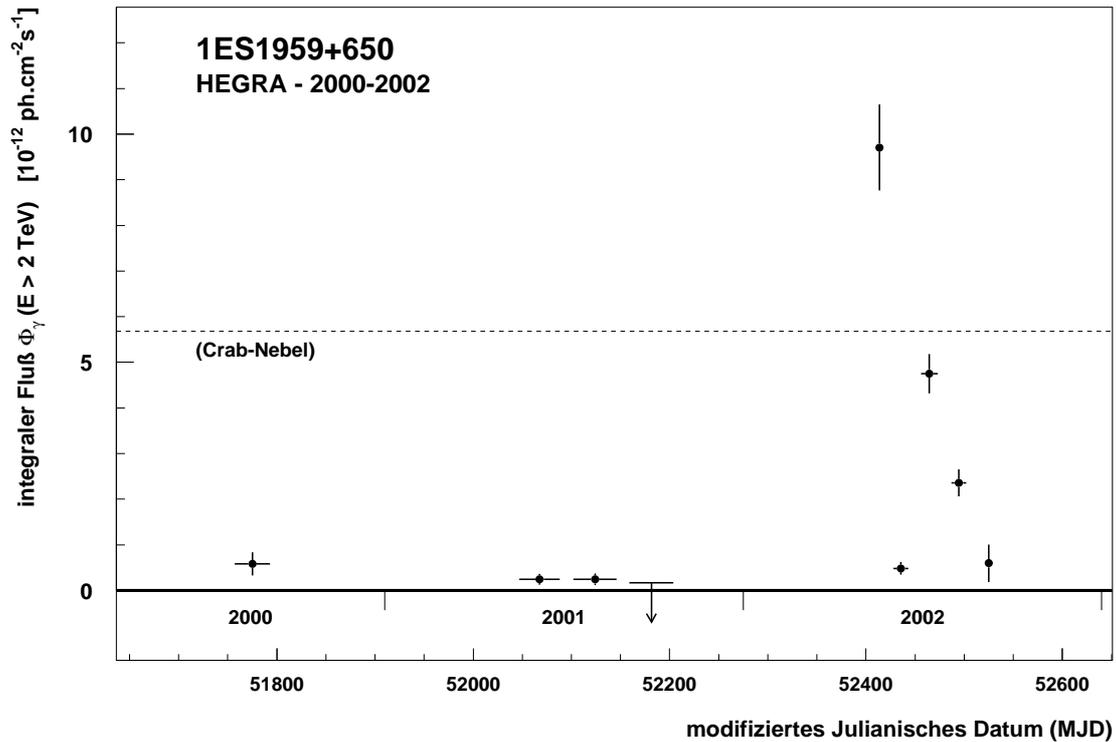


Abbildung 6.3: Lichtkurve von 1ES 1959+650 oberhalb von 2 TeV für die einzelnen Beobachtungsmonate. Aufgrund des geringen Flußniveaus sind für die Flußbestimmung in den Jahren 2000 und 2001 jeweils zwei Meßperioden zusammengefaßt worden. Die vertikalen Fehlerbalken geben die statistischen Fehler der Flußwerte an, während die horizontalen die Länge der jeweils abgedeckten Zeiträume markieren. Die gestrichelte Linie zeigt ferner das Niveau des Crab-Flusses oberhalb von 2 TeV.

kombinierten Datensatz 2000/2001 eine signifikante Variabilität (vgl. Fußnote 2 auf Seite 164). Dagegen sprechen sowohl der Kolmogorov- als auch der Prah-T-Test für das Jahr 2002 mit hoher Signifikanz an, was unter Berücksichtigung der in diesem Datensatz enthaltenen starken Ausbrüche nicht verwunderlich ist.

Tabelle 6.2 enthält ferner die Werte des integralen Photonenergieflusses Φ_γ für die einzelnen Beobachtungsjahre. Die Flußwerte wurden dabei nach der im Abschnitt 4.9.5 beschriebenen Methode oberhalb einer einheitlichen Energieschwelle von 2 TeV bestimmt. Hierbei zeigt sich, daß die für die Jahre 2000 und 2001 bestimmten Flußwerte im Rahmen ihrer statistischen Fehler gut übereinstimmen, während der mittlere Fluß im Jahr 2002 mit einem Wert von fast 50 % des Crab-Flusses um einen Faktor von nahezu 15 über diesem Niveau liegt.

Abbildung 6.3 zeigt die Lichtkurve von 1ES 1959+650 für die einzelnen Beobachtungsmonate. Aufgrund der in den ersten beiden Jahren stark begrenzten Photonenergiestatistik und der verhältnismäßig kurzen Meßdauern in den einzelnen Monaten sind hierbei jeweils zwei Monate zusammengefaßt worden. Im Gegensatz dazu konnte das Objekt im Jahr 2002 bis auf den letzten, relativ kurzen Beobachtungszeitraum in jedem Monat mit verhältnismäßig hoher Signifikanz nachgewiesen werden. Aus der Abbildung wird neben der offensichtlichen Variabilität von 1ES 1959+650 außerdem deutlich, daß der mittlere Fluß in den Monaten Mai

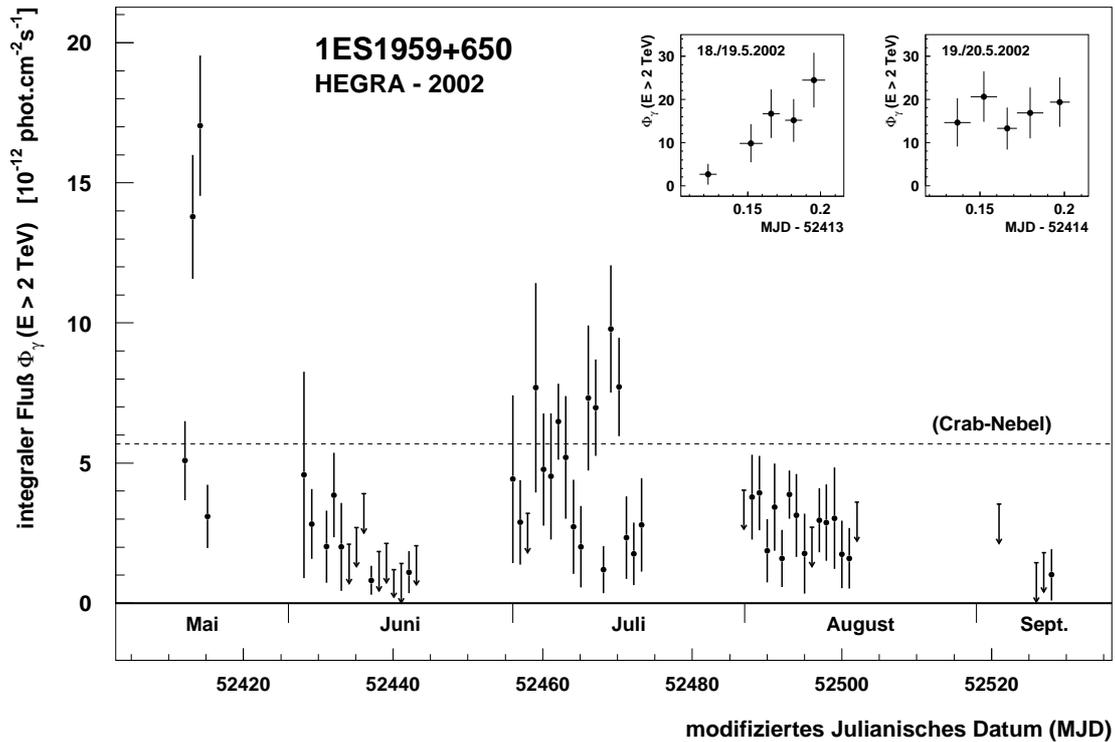


Abbildung 6.4: Lichtkurve von 1ES 1959+650 oberhalb von 2 TeV für die einzelnen Beobachtungsnächte im Jahr 2002. Die Lücken zwischen den einzelnen Meßkampagnen sind durch die Tage um die Vollmondzeitpunkte bedingt. Die vertikalen Fehlerbalken geben die statistischen Fehler der integralen Flußwerte an, während sich die oberen Flußgrenzen auf ein Vertrauensniveau von 99 % beziehen (siehe Text). Die gestrichelte Linie zeigt das Niveau des Crab-Flusses oberhalb von 2 TeV. Oben rechts sind zusätzlich die Lichtkurven innerhalb der beiden Nächte mit den höchsten Flußniveaus im Mai 2002 dargestellt. Der Abstand der Flußpunkte beträgt dabei etwa 20 min.

und Juli 2002 mit nahezu dem doppelten bzw. etwa dem einfachen Crab-Niveau zeitweilig erheblich vom mittleren Niveau in diesem Jahr abgewichen ist.

Aufgrund der teilweise sehr starken Signale im Jahr 2002 ist es außerdem möglich, die Lichtkurve von 1ES 1959+650 in diesem Zeitraum nach Tagen aufgelöst zu untersuchen (Abbildung 6.4). Zur Bestimmung der tageweisen integralen Flußwerte wird ebenfalls die zuvor verwendete Methode eingesetzt, wobei zunächst für alle Beobachtungsnächte die für die Signalsuche optimierten, relativ harten Schnitte angewendet werden (vgl. Abschnitt 6.3.2). Die Beobachtungen wurden jedoch in Nächten ohne oder mit sehr schwachem Signal in der Regel nach etwa einer Stunde beendet.³ Daher ist die Ereignisstatistik beim Einsatz der harten Schnitte in diesen Fällen häufig nicht für die Berechnung einer oberen Flußgrenze ausreichend. Um dennoch Flußgrenzen für 1ES 1959+650 angeben zu können,

³ Zur Bestimmung des Flußniveaus während der Messung wurde dabei ein auf dem Datennahmerechner arbeitendes *in-situ*-Analyseprogramm verwendet (vgl. Abschnitt 4.3.5). Dieses Programm wurde vom Autor dieser Arbeit mit einer Erweiterung versehen, die es den Operateuren jederzeit ermöglicht, den integralen Fluß eines aktuell beobachteten Objektes abzuschätzen.

Beobachtungszeiträume		Zeitdifferenz	<i>e</i> -folding-Zeit
$\overline{\text{MJD}}_{\text{Start}}$	$\overline{\text{MJD}}_{\text{Ende}}$	Δt_{obs} [h]	t_e [h]
52412.160	52413.160	24.00	24 ± 8
52414.164	52415.164	24.00	-14 ± 4
52432.148	52433.109	23.06	15 ± 7
52467.102	52468.086	23.62	-13 ± 6
52468.086	52469.141	25.31	12 ± 5

Tabelle 6.3: Stärkste Zeitvariabilitäten von 1ES 1959+650 im Jahr 2002. Angegeben sind die Beobachtungszeiträume, die zeitlichen Abstände zwischen zwei Messungen sowie die kürzesten positiven und negativen *e*-folding-Zeiten mit einer statistischen Signifikanz von mindestens 2σ . Positive bzw. negative Werte der *e*-folding-Zeit stehen für einen entsprechend schnellen exponentiellen Anstieg bzw. Abfall des gemessenen Flusses zwischen zwei Messungen.

wird die Analyse hierzu mit einem Satz weicherer Schnitte wiederholt, die auch bei der Spektralanalyse Anwendung finden (siehe Tabelle 6.4, erste Zeile).

In der nach Tagen aufgelösten Lichtkurve zeigen sich wiederum die Zeiträume mit besonders starker Aktivität im Mai und Juli 2002. Es ist ferner erkennbar, daß im Mai die stärksten Flußänderungen von Nacht zu Nacht auftreten. Die quantitative Auswertung der vorkommenden Variabilitätszeitskalen kann hierbei Hinweise auf die intrinsische Größe r' des Emissionsgebietes in dem beobachteten Objekt geben (siehe Abschnitt 2.6.4). Daher werden für alle aufeinanderfolgenden Flußmessungen die sogenannten *e*-folding-Zeiten t_e entsprechend Gleichung 2.11 berechnet. Eine entsprechende Analyse für die nach den einzelnen Daten-Runs aufgelöste Lichtkurve führt dagegen nicht auf aussagekräftige Werte, weil die statistischen Fehler der einzelnen Flußwerte durch die in diesem Fall sehr beschränkte Ereignisstatistik zu groß werden. In Tabelle 6.3 sind die aus der Variabilitätsanalyse resultierenden kürzesten, signifikanten positiven und negativen Werte der *e*-folding-Zeit t_e aufgelistet. Es zeigt sich, daß sich Anstiegs- und Abfallzeiten in der gleichen Größenordnung von 12 bis 15 h ergeben. Dieser Wert ist im Rahmen der statistischen Fehler in guter Übereinstimmung mit der kürzesten Zeitskala von (10.4 ± 2.9) h, die mit dem Whipple-Teleskop gemessen wurde (Krawczynski et al. 2004). Unter der Annahme, daß die kleinste mit dem HEGRA-Teleskopsystem gemessene Variabilitätszeit $t_{e,\text{min}} = (12 \pm 5)$ h mit der intrinsischen Größe r' des TeV-Emissionsgebietes von 1ES 1959+650 zusammenhängt, ergibt sich nach Formel 2.12 die folgende obere Grenze:

$$\frac{r'}{\delta} \lesssim c_0 t_e \cdot \frac{1}{1+z} = (1.2 \pm 0.6) \cdot 10^{13} \text{ m} \quad (6.1)$$

Der für die Berechnung der Größe r' erforderliche Dopplerfaktor δ kann dabei aus einer geeigneten Modellierung der spektralen Energieverteilung (SED) der Quelle abgeschätzt werden. Die Ergebnisse einer solchen Beschreibung der SED von 1ES 1959+650 mit Hilfe eines SSC-Modelles werden im Abschnitt 6.5.2 erläutert.

tagesgemitteltes Flußniveau $\Phi_\gamma(E > 2 \text{ TeV})$	effektive Meßdauer $T_{\text{obs,eff}}$	Analyseschnitte für Spektralanalyse			statistische Signifikanz $S_{\text{DC, spek}}$
		N_{img}	m_{scw}	$\Delta\Theta^2$	
> 1 Crab	10.7 h	≥ 2	< 1.2	< 0.05 deg ²	22.4 σ
0.5 - 1 Crab	18.6 h	≥ 2	< 1.2	< 0.05 deg ²	13.7 σ
< 0.5 Crab	132.1 h	≥ 3	< 1.1	< 0.01 deg ²	8.9 σ

Tabelle 6.4: Aufteilung der Beobachtungen von 1ES 1959+650 in Abhängigkeit vom tagesgemittelten Flußniveau. Angegeben sind jeweils die effektive Meßdauer $T_{\text{obs,eff}}$, die Werte der Analyseschnitte auf die Bildmultiplizität N_{img} , auf den m_{scw} -Parameter und auf die Winkeldistanz $\Delta\Theta^2$ sowie die resultierende Signifikanz $S_{\text{DC, spek}}$.

6.3.4 Spektralanalyse der 1ES 1959+650-Meßdaten

Aufgrund der deutlichen Flußunterschiede zwischen den Beobachtungen in den Jahren 2000/2001 und 2002 sowie innerhalb des Jahres 2002 erscheint es zunächst naheliegend, für jeden dieser Zeitabschnitte individuell das jeweilige Spektrum zu bestimmen. Dabei zeigt sich jedoch, daß die Photonenzahl in den jeweiligen Datensätzen stets sehr begrenzt ist. Dies liegt einerseits an den sehr niedrigen Flüssen und andererseits im Falle der starken Ausbrüche an den relativ kurzen nächtlichen Meßzeiten. Um die statistischen Fehler in den resultierenden Spektren zu begrenzen, wird hier daher eine Aufteilung der Meßdaten nach dem tagesgemittelten Fluß durchgeführt. Dieses Vorgehen hat außerdem den Vorteil, daß nach einer möglichen spektralen Variation in Abhängigkeit vom Flußniveau gesucht werden kann. Ein solcher Zusammenhang wurde im Falle des Blazars Mrk-421 mit den HEGRA-Teleskopen nachgewiesen (Aharonian et al. 2002d).

Für die Aufteilung nach dem jeweiligen tagesgemittelten Flußniveau wurden *a priori* ein hoher ($\Phi_\gamma > 1 \text{ Crab}$), ein mittlerer ($0.5 \text{ Crab} < \Phi_\gamma < 1 \text{ Crab}$) und ein niedriger Flußbereich ($\Phi_\gamma < 0.5 \text{ Crab}$) festgelegt. Für die beiden höheren Flußniveaus werden dabei die üblichen, sehr weichen Standard-Schnitte für die Spektralanalyse verwendet (siehe auch Tabelle 5.4). Bei der Bestimmung des Spektrums im niedrigen Flußniveau hat es sich dagegen als notwendig erwiesen, die für eine Signalsuche in diesem Datensatz optimierten harten Analyseschnitte einzusetzen. Die aus der Aufteilung folgenden Meßzeiten, die verwendeten Analyseschnitte und die resultierenden Signifikanzen sind in Tabelle 6.4 zusammengefaßt. Die Summe der Meßzeiten ist hier wegen der zusätzlichen Selektionskriterien bei der Spektralanalyse (vgl. Unterkapitel 4.9) geringfügig kleiner als bei der Signalsuche.

Die aus der Spektralanalyse der drei Datensätze resultierenden differentiellen Photonenspektren sind in Tabelle 6.5 zusammengefaßt und in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Ergebnisse für das hohe und das niedrige Flußniveau stimmen dabei im wesentlichen mit den bereits in der HEGRA-Veröffentlichung angegebenen Werten überein (Aharonian et al. 2003a).

Wie aus Abbildung 6.5 bzw. Tabelle 6.6 hervorgeht, erweist sich die Anpassung von Potenzgesetzen an die rekonstruierten Photonenspektren im Rahmen der

E [TeV]	$\Phi_\gamma > 1 \text{ Crab}$				$0.5 \text{ Crab} < \Phi_\gamma < 1 \text{ Crab}$			
	N_{ON}	$\langle N_{\text{OFF}} \rangle$	S_{DC} [σ]	$d\Phi_\gamma/dE$ (\star)	N_{ON}	$\langle N_{\text{OFF}} \rangle$	S_{DC} [σ]	$d\Phi_\gamma/dE$ (\star)
1.8	213	85.1	10.5	111 ± 15	219	144.7	5.3	38 ± 9
2.2	171	56.8	11.0	70 ± 9	178	96.9	6.8	29 ± 6
2.8	106	31.4	9.3	35 ± 6	101	57.1	4.8	12 ± 3
3.5	69	20.4	7.5	18 ± 4	67	34.1	4.6	7.0 ± 1.9
4.4	45	12.9	6.2	9.6 ± 2.1	38	15.6	4.3	3.7 ± 1.1
5.5	30	9.8	4.7	4.8 ± 1.4	19	13.2	1.4	0.8 ± 0.7
6.9	15	5.1	3.2	1.8 ± 0.8	18	10.5	1.9	0.8 ± 0.5
8.6	8	3.7	1.8	0.6 ± 0.5	11	5.3	2.0	0.5 ± 0.3

	$\Phi_\gamma < 0.5 \text{ Crab}$			
1.9	96	56.6	4.6	5.2 ± 1.5
2.4	62	35.9	3.8	2.3 ± 0.7
3.0	38	19.5	3.6	1.0 ± 0.4
3.8	24	10.7	3.4	0.51 ± 0.20
4.9	9	5.3	1.4	0.11 ± 0.10
6.2	9	5.1	1.5	0.08 ± 0.07

(\star): [$10^{-13} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$]

Tabelle 6.5: Ereignisstatistik der differentiellen Photonenspektren von 1ES 1959+650, aufgeteilt in Abhängigkeit vom tagesgemittelten Flußniveau. Angegeben sind jeweils die mittlere Energie E , die Ereigniszahlen N_{ON} und $\langle N_{\text{OFF}} \rangle$, die statistische Signifikanz S_{DC} und der differentielle Photonенfluß $d\Phi_\gamma/dE$. Aufgrund der für den Datensatz mit einem niedrigen Photonенfluß $\Phi_\gamma < 0.5 \text{ Crab}$ verwendeten härteren Analyseschnitte ergeben sich trotz der erheblich längeren Beobachtungszeiten deutlich kleinere Ereigniszahlen als bei den beiden anderen Datensätzen.

statistischen Fehler als ausreichend genau. Damit erübrigt sich die Verwendung einer komplexeren Funktion, die beispielsweise eine exponentielle Abnahme des Flusses mit steigender Energie (engl.: *exponential cutoff*) enthalten könnte (vgl. Abschnitt 6.5.1). Die Spektralanalyse zeigt ferner, daß die Spektren im hohen und im mittleren Flußniveau sogar denselben Spektralindex besitzen. Dagegen ergibt sich im niedrigen Flußniveau ein deutlich größerer Wert für den Spektralindex, der sich jedoch wegen seiner großen statistischen Unsicherheit nicht signifikant vom vorherigen Wert unterscheidet. Damit kann im Gegensatz zu den angesprochenen Meßergebnissen des Blazars Mrk-421 im Falle von 1ES 1959+650 keine deutliche spektrale Variation in Abhängigkeit vom Flußniveau nachgewiesen werden. Eine derartige Änderung des Spektrums zwischen dem niedrigen und den höheren Flußniveaus könnte jedoch angesichts der mit dem HEGRA-Teleskopsystem angewendeten Meßzeiten (siehe Tabelle 6.4) nur mit einem deutlich empfindlicheren Detektor beobachtet werden.

Die Whipple-Kollaboration hat zunächst kein Spektrum von 1ES 1959+650 veröffentlicht, weil sich im Jahr 2002 eine drastische Abnahme der relativen

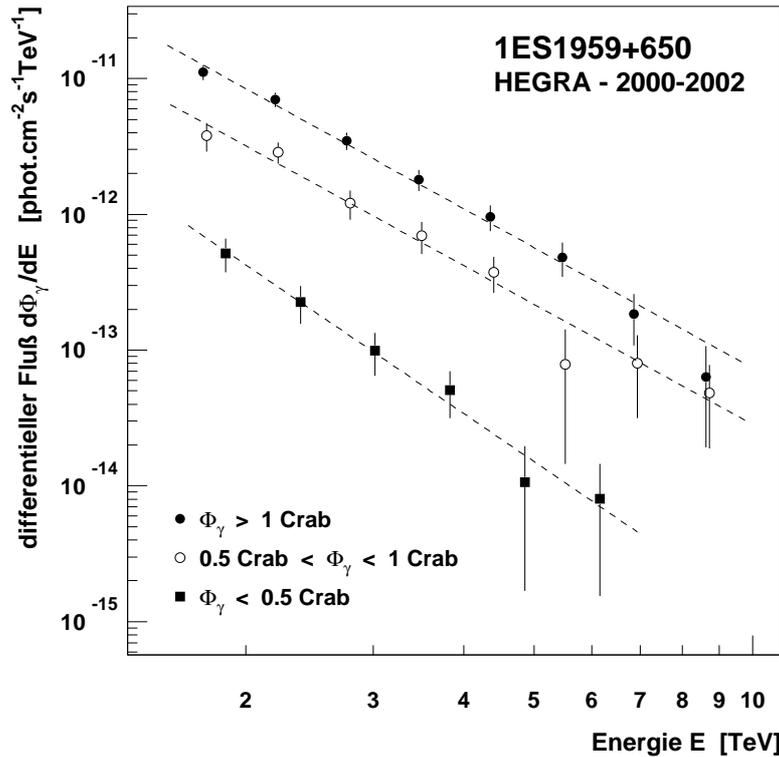


Abbildung 6.5: Differentielle Photonenspektren von 1ES 1959+650 in Abhängigkeit vom tagesgemittelten Flußniveau. Die ausgefüllten Kreise stellen das gemittelte Spektrum aller Nächte mit einem integralen Fluß $\Phi_\gamma(E > 2 \text{ TeV})$ oberhalb des Crab-Flusses dar. Die offenen Kreise zeigen das Spektrum aller Nächte für $0.5 \text{ Crab} < \Phi_\gamma < 1 \text{ Crab}$, während die gefüllten Quadrate das Spektrum der verbleibenden Nächte mit einem Fluß unterhalb von 50 % des Crab-Flusses darstellen. Zur besseren Lesbarkeit wurden die offenen Symbole leicht nach rechts verschoben. Die gestrichelten Linien zeigen jeweils die Anpassungen von Potenzgesetzen an die Meßdaten (vgl. Tabelle 6.6).

Effizienz des Whipple-Teleskopes gezeigt hat. Dabei hat die im wesentlichen durch die isotrop einfallenden Untergrundereignisse aus der geladenen kosmischen Strahlung bedingte Triggerrate des Teleskopes zwischen den Monaten Februar und Juli 2002 um etwa 30 % abgenommen (Holder et al. 2002). Nach einer intensiven Überprüfung und Rekalibration der Meßdaten wurden mittlerweile jedoch Spektren der Whipple-Beobachtungen von 1ES 1959+650 im Mai sowie am 4. Juni 2002 publiziert (Daniel et al. 2005). In dieser Juninacht zeigte der Blazar mit einem integralen Fluß von mehr als 3.5 Crab seinen stärksten Ausbruch, der interessanterweise nicht von einem Anstieg des Flußniveaus im Röntgenbereich begleitet war (siehe Abschnitt 6.4.2). Im Mai 2002 lag das mittlere Flußniveau in den Whipple-Daten ebenfalls deutlich oberhalb des Crab-Flusses. In beiden Fällen kann das Spektrum mit einem reinen Potenzgesetz beschrieben werden, dessen nahezu identische differentielle Spektralindizes für den Mai-datensatz $\Gamma_{\text{Whipple, Mai}} = 2.78 \pm 0.12_{\text{stat}} \pm 0.21_{\text{sys}}$ bzw. für die Beobachtungen am 4. Juni $\Gamma_{\text{Whipple, 4. Juni}} = 2.82 \pm 0.15_{\text{stat}} \pm 0.3_{\text{sys}}$ betragen. Diese Werte können wegen der auftretenden Flußniveaus mit dem Ergebnis der Spektralanalyse für die

tageweises Flußniveau	HEGRA-Meßdaten			nach EHL-Rückfaltung		
	$\Phi_0^{(*)}$	Γ	χ^2_{red}	$\Phi_0^{(*)}$	Γ	χ^2_{red}
> 1 Crab	65 $^{+11}_{-10}$	2.94 $^{+0.15}_{-0.14}$	0.62 (6)	230 \pm 40	2.62 $^{+0.15}_{-0.14}$	0.72 (6)
0.5 - 1 Crab	24 $^{+7}_{-6}$	2.94 $^{+0.25}_{-0.23}$	0.68 (6)	86 $^{+25}_{-20}$	2.62 $^{+0.24}_{-0.23}$	0.76 (6)
< 0.5 Crab	5.3 $^{+3.2}_{-2.1}$	3.6 \pm 0.5	0.21 (4)	20 $^{+12}_{-8}$	3.3 \pm 0.5	0.23 (4)

(\star): [10^{-12} phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$ TeV $^{-1}$]

Tabelle 6.6: Ergebnisse der Spektralanalyse von 1ES 1959+650 für die drei entsprechend ihrem tagesgemittelten Flußniveau aufgeteilten Datensätze. Angegeben sind für das gemessene sowie für das nach einer Rückfaltung anhand der erwarteten EHL-Extinktion resultierende Spektrum (vgl. Abschnitt 6.5.1) jeweils die aus der Anpassung eines Potenzgesetzes folgende Flußnormierung Φ_0 , der differentielle Spektralindex Γ sowie die die Qualität der Anpassung beschreibende Größe χ^2_{red} . In Klammern ist dabei die jeweilige Zahl der Freiheitsgrade angegeben.

HEGRA-Beobachtungen in Nächten mit einem hohen Flußniveau ($\Phi_\gamma > 1$ Crab) verglichen werden. Dabei zeigt sich, daß die mit den beiden Instrumenten bestimmten Spektralindizes im Rahmen der Fehler gut übereinstimmen.

6.4 Simultane 1ES 1959+650-Beobachtungen in verschiedenen Energiebereichen

Wie bereits im Falle des im Kapitel 5 beschriebenen Nachweises des Blazars H 1426+428 ist es für das Verständnis der Emission von 1ES 1959+650 im TeV-Energiebereich wünschenswert, eine möglichst breitbandige Vermessung der spektralen Energieverteilung (SED) zu erreichen. Wegen der besonders starken Flußvariabilität dieses Objektes sind dabei simultane Beobachtungen in verschiedenen Energiebereichen von besonderer Bedeutung, um die zugrundeliegenden Emissionsprozesse modellieren zu können. Hierbei stellt insbesondere die aus den Messungen mit dem HEGRA-Teleskopsystem bestimmte, mehrere Monate umfassende Lichtkurve während der besonders aktiven Phase im Jahr 2002 eine wertvolle Datenbasis dar. Dieses Unterkapitel beschreibt zunächst die Suche nach einer Korrelation des Flusses im TeV-Energiebereich mit dem durch den „All Sky Monitor“ an Bord des RXTE-Satelliten (RXTE-ASM) gemessenen Röntgenfluß. Im Anschluß erfolgt die Beschreibung einer umfangreichen *Multi-Wavelength*-Kampagne, die als Reaktion auf den starken Ausbruch von 1ES 1959+650 im Mai 2002 initiiert wurde.

6.4.1 Gleichzeitige Messungen mit dem RXTE-ASM

Die Vorteile der ständigen Überwachung des Himmels im Röntgenbereich mit dem RXTE-ASM, die freie Verfügbarkeit der Meßdaten sowie die instrumentellen Beschränkungen wurden bereits im Abschnitt 5.5.1 erläutert. Mit einer mittleren

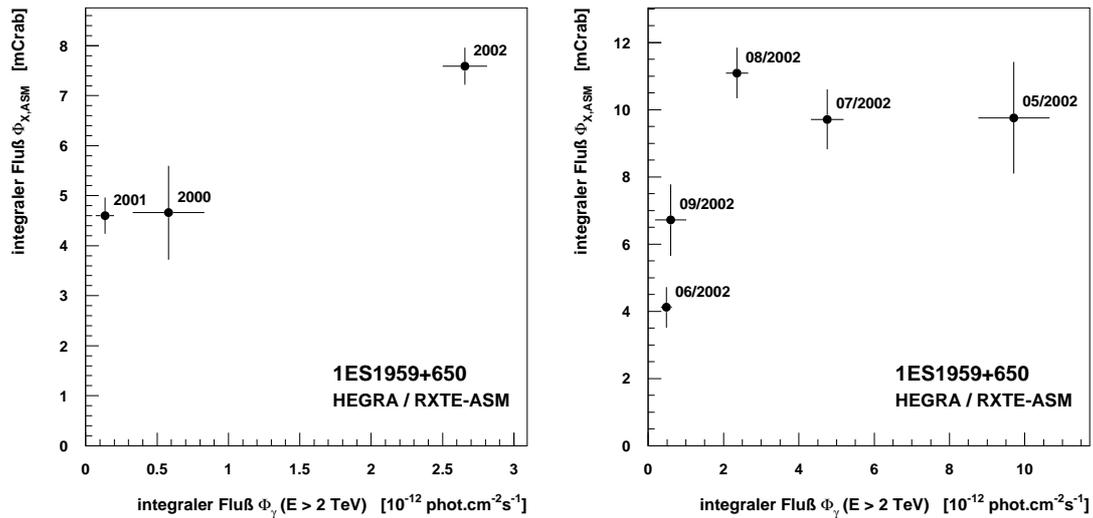


Abbildung 6.6: Korrelationsdiagramme der Flußwerte von 1ES 1959+650 oberhalb von 2 TeV (HEGRA-Teleskopsystem) und im Röntgenbereich (RXTE-ASM) während der HEGRA-Beobachtungsnächte in den einzelnen Meßjahren (links) bzw. in den einzelnen Monaten des Jahres 2002 (rechts). Die Fehlerbalken geben die jeweiligen statistischen Fehler an.

Zählrate von etwa 0.3 Hz ist 1ES 1959+650 eine vergleichbar schwache Röntgenquelle wie H 1426+428. Daher wird hier wiederum das bereits eingeführte Verfahren zur Bestimmung von tagesgemittelten Flußwerten aus den RXTE-ASM-Meßdaten verwendet, die zeitgleich mit den jeweiligen HEGRA-Messungen aufgezeichnet wurden. Die statistische Signifikanz der tagesgemittelten Flußwerte ist jedoch wegen des kleinen Röntgenflusses von 1ES 1959+650 in der Regel relativ klein. Für den besonders interessanten Zeitraum der nachfolgend beschriebenen *Multi-Wavelength*-Kampagne im Jahr 2002 stehen zusätzlich auch Meßdaten des erheblich empfindlicheren RXTE-PCA-Instrumentes zur Verfügung. Daher wird die Suche nach einer Korrelation der HEGRA- und RXTE-ASM-Flußwerte hier auf die Zeitskalen von Jahren sowie von Monaten im Jahr 2002 beschränkt.

Im gesamten, etwa neun Jahre umfassenden Zeitbereich der zur Verfügung stehenden RXTE-ASM-Messungen weist 1ES 1959+650 einen mittleren Fluß von (3.80 ± 0.05) mCrab auf. In Tabelle 6.2 sind zum Vergleich die zeitlich gemittelten Flußwerte für die jeweiligen Nächte in den drei Jahren angegeben, in denen HEGRA-Beobachtungen stattgefunden haben. Dabei zeigt sich, daß der Röntgenfluß während der HEGRA-Messungen stets oberhalb des langjährigen Mittelwertes gelegen hat. Die Korrelationsdiagramme der Röntgen- und TeV- γ -Flüsse in den einzelnen Jahren sowie in den einzelnen Monaten des Jahres 2002 sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Für die jahresgemittelten Flußwerte deutet sich dabei eine gewisse Korrelation an, wie sie insbesondere für Blazare erwartet wird (vgl. Abschnitt 2.6.6). Dagegen zeigt sich bei der Untersuchung der monatsgemittelten Flüsse im Jahr 2002 keine eindeutige Tendenz. Der Korrelationsfaktor beträgt in diesem Fall zwar $r = 0.94^{+0.06}_{-0.20}$; die Zahl der Datenpunkte ist dabei jedoch angesichts ihrer Streuung zu klein, um auf phänomenologischer Ebene einen möglichen nichtlinearen Zusammenhang zwischen den Flüssen in den beiden

Energiebereichen abzuschätzen. Eine feinere zeitliche Aufteilung des Korrelationsdiagrammes führt jedoch wegen der geringen Ereignisstatistik in beiden Energiebereichen nicht zu aussagekräftigen Ergebnissen.

6.4.2 Die *Multi-Wavelength*-Kampagne im Jahr 2002

Als Reaktion auf den starken Ausbruch von 1ES 1959+650 im Mai 2002 wurde eine internationale *Multi-Wavelength*-Kampagne initiiert, an der die HEGRA-Kollaboration maßgeblich beteiligt war. Die Einzelheiten dieser Meßkampagne wurden im Anschluß unter Mitwirkung des Autors der vorliegenden Arbeit publiziert (Krawczynski et al. 2004). Zur simultanen Messung der SED wurden insbesondere die Beobachtungszeiten im TeV- und im Röntgenbereich koordiniert. Als Meßinstrumente für die hochenergetische γ -Strahlung haben dabei das HEGRA-Teleskopsystem und das Whipple-Teleskop gedient. Die geographischen Positionen des HEGRA-Geländes auf La Palma und des Whipple-Standortes in Arizona zeichnen sich in diesem Zusammenhang dadurch aus, daß die verfügbare tageweise Beobachtungszeit von 1ES 1959+650 im TeV-Energiebereich erheblich verlängert werden konnte. Im Röntgenbereich wurden die gerichteten Instrumente an Bord des RXTE-Satelliten eingesetzt. Dabei haben die Meßdaten des *High Energy X-Ray Timing Experiments* (HEXTE) im Energieintervall von 15 bis 250 keV wegen der beschränkten Sensitivität dieses Instrumentes keine Anwendung in der späteren Analyse gefunden. Dagegen hat die Datenbasis des *Proportional Counter Arrays* (RXTE-PCA) im Bereich zwischen 3 und 25 keV wesentlich zum Erfolg der Meßkampagne beigetragen. Die Lichtkurve von 1ES 1959+650 im optischen Spektralbereich wurde ferner mit dem 0.4 m-Teleskop des Boltwood-Observatoriums in Kanada und mit dem 0.7 m-Teleskop des Abastumani-Observatoriums in Georgien aufgezeichnet. Messungen im Radiobereich wurden im gleichen Zeitraum mit dem 26 m-Parabolspiegel der Universität von Michigan (UMRAO) und dem *Very Large Array* (VLA) in New Mexico durchgeführt.

Abbildung 6.7 zeigt die in den einzelnen Energiebereichen gemessene Lichtkurve von 1ES 1959+650, wobei im TeV- γ -Bereich die HEGRA- und Whipple-Meßdaten zusammengefaßt wurden. Sowohl hier als auch in Abbildung 6.8 handelt es sich dabei um die bereits publizierten HEGRA-Resultate (Aharonian et al. 2003a), die jedoch mit den in der vorliegenden Arbeit präsentierten Ergebnissen kompatibel sind (vgl. Unterkapitel 6.3). Bei der Untersuchung der Lichtkurve zeigt sich zunächst, daß 1ES 1959+650 im Radio- und im optischen Bereich nur eine sehr geringe Variabilität aufweist. Eine Korrelation mit den Röntgen- oder der TeV- γ -Meßwerten konnte dabei nicht festgestellt werden.

Im Röntgenbereich fällt insbesondere zu Beginn der Meßkampagne eine enge Korrelation zwischen dem differentiellen Fluß bei 10 keV und dem differentiellen Spektralindex auf. Ein höheres Flußniveau führt hierbei zu einem kleineren Spektralindex, was als Hinweis auf die Injektion einer höherenergetischen Teilchenkomponente in die Emissionsregion gewertet werden kann. Der differentielle Spektralindex Γ_X variiert insgesamt zwischen etwa 1.6 und 2.4 mit einem typischen Fehler von 0.02. Die besonders kleinen Werte $\Gamma_X < 2$ in diesem Energie-

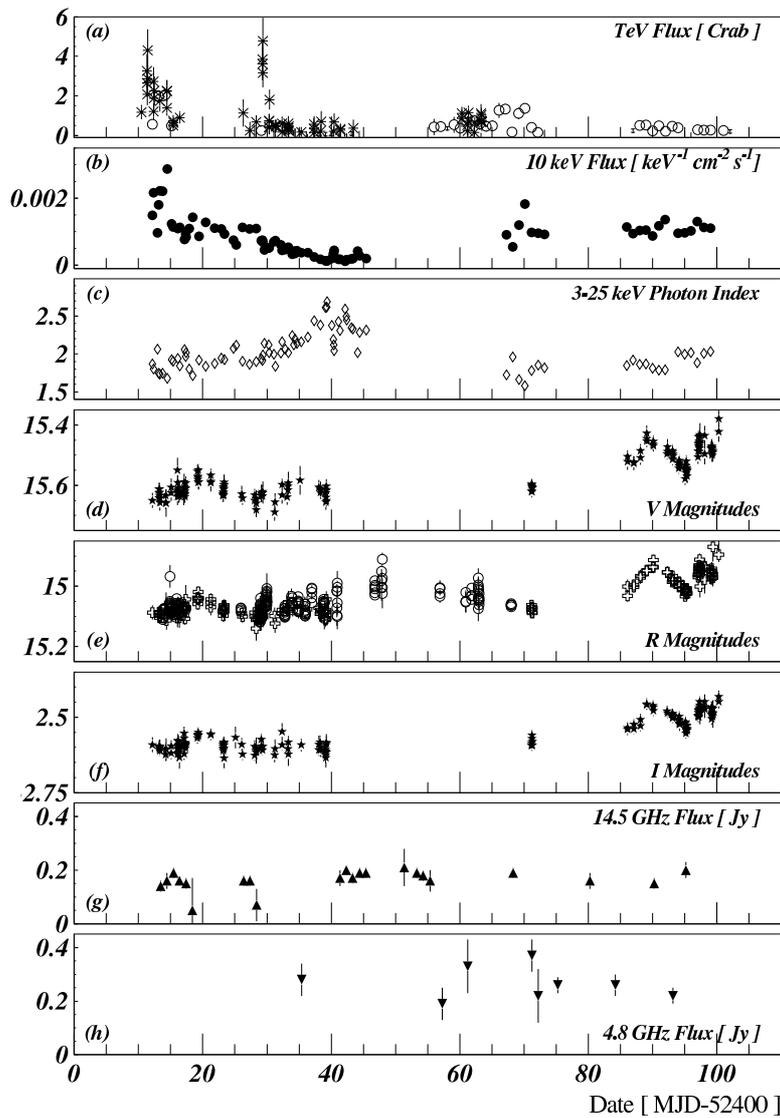


Abbildung 6.7: Lichtkurve von 1ES 1959+650 in verschiedenen Energiebereichen während der im Text beschriebenen Multi-Wavelength-Kampagne (16. Mai bis 14. August 2002). (a) integrale Flüsse im TeV-Energiebereich, gemessen mit dem HEGRA-Teleskopsystem (Kreise, tagesgemittelte Flußwerte) oberhalb von 2 TeV sowie mit dem Whipple-Teleskop (Sterne, Meßwerte im Abstand von 20 min) oberhalb von 600 GeV. (b) differentieller Fluß bei 10 keV (RXTE-PCA). (c) differentieller Spektralindex im Bereich von 3 bis 25 keV (RXTE-PCA). (d) bis (f) Helligkeiten im optischen Bereich. (g) und (h) Intensitäten im Radiobereich. Die Abbildung wurde der Veröffentlichung von Krawczynski et al. (2004) entnommen.

bereich (3-25 keV) deuten daraufhin, daß das Synchrotronmaximum der SED von 1ES 1959+650 zeitweilig bei einer Energie oberhalb von 10 keV gelegen hat. Die umfangreiche Röntgenlichtkurve von 1ES 1959+650 ermöglicht ferner eine Untersuchung der zeitlichen Variabilität in diesem Energiebereich. Als kürzeste Anstiegs- bzw. Abfallzeiten wurden hierbei e -folding-Zeiten von (5.9 ± 0.2) h bzw. (-15.2 ± 0.8) h bestimmt (Krawczynski et al. 2004). Damit ergibt sich eine ver-

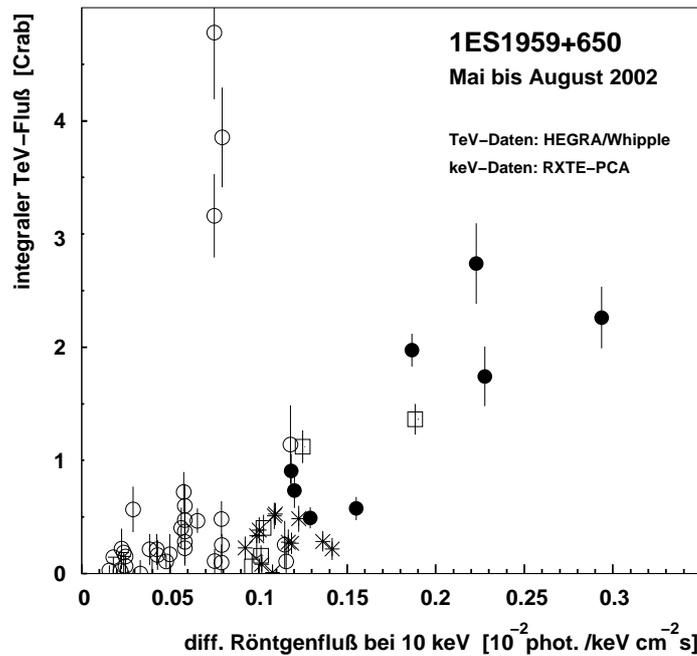


Abbildung 6.8: Korrelation zwischen dem differentiellen Röntgenfluß bei 10 keV und dem integralen TeV- γ -Fluß oberhalb von 2 TeV (HEGRA) bzw. 600 GeV (Whipple, siehe Text) (Abbildung nach Krawczynski et al. (2004)). In das Diagramm sind nur Meßwerte eingegangen, bei denen die jeweiligen Beobachtungen zeitgleich durchgeführt wurden. Die Fehler des Röntgenflusses sind dabei stets deutlich kleiner als die verwendeten Symbole. Die verschiedenen Symbolarten markieren einzelne Zeitabschnitte der in der genannten Veröffentlichung detailliert beschriebenen Meßkampagne.

gleichbare Variabilität wie im TeV-Energiebereich (vgl. Abschnitt 6.3.3), was als weiterer Hinweis auf einen physikalischen Zusammenhang zwischen den Emissionen in diesen beiden Spektralbereichen gewertet werden kann.

Die Messungen mit dem RXTE-PCA-Instrument sowie mit den HEGRA- und Whipple-Teleskopen bieten ferner die Möglichkeit, eine im Vergleich zu der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Analyse erheblich empfindlichere Suche nach einer Korrelation des Flusses von 1ES 1959+650 im Röntgen- und im TeV-Bereich durchzuführen. Abbildung 6.8 zeigt hierzu die Beziehung zwischen dem integralen TeV- γ -Fluß und dem differentiellen Röntgenfluß bei 10 keV.⁴ Zur besseren Vergleichbarkeit sind dabei die HEGRA- und Whipple-Ergebnisse oberhalb von 2 TeV bzw. 600 GeV in Einheiten des Crab-Flusses angegeben.⁵ Bei der Auswertung des Korrelationsdiagrammes zeigt sich wie schon bei der Untersuchung der HEGRA- und RXTE-ASM-Daten eine für Blazare typische, verhältnismäßig enge Beziehung zwischen den beiden Energiebereichen.

⁴ Eine alternative Untersuchung des Korrelationsdiagrammes unter Verwendung des Energieflusses im Röntgenbereich zwischen 3 und 25 keV führt auf vergleichbare Ergebnisse.

⁵ Da das Spektrum von 1ES 1959+650 vom Spektrum des Crab-Nebels verschieden ist, verursacht diese Methode einen zusätzlichen systematischen Fehler, der für integrale Flüsse oberhalb von 1 Crab auf 20% geschätzt wurde (Krawczynski et al. 2004).

Eine wesentliche Ausnahme von dieser engen Korrelation hat sich allerdings am 4. Juni 2002 gezeigt. In dieser Nacht wurde im TeV-Energiebereich ein starker Ausbruch gemessen, der mit etwa 4 Crab gleichzeitig den höchsten mittleren integralen Fluß während der gesamten Meßkampagne enthält. Dieser Ausbruch wurde jedoch nicht von einem hohen Flußniveau im Röntgenbereich begleitet (vgl. Abbildung 6.8). Außerdem konnten keine Anzeichen für eine Veränderung des Spektralindex festgestellt werden. Ein solcher „unbegleiteter“ TeV- γ -Ausbruch wurde zuvor bei keinem anderen Blazar beobachtet und stellt insbesondere für die Modellierung des Objektes eine besondere Herausforderung dar, die bereits zu einer Reihe von verschiedenen Interpretationen geführt hat (vgl. z.B. Abschnitte 6.5.2 und 6.5.3). In der Literatur hat sich für diesen Ausbruch mittlerweile der englische Begriff *orphan flare* durchgesetzt. Interessanterweise konnte dieser starke Ausbruch von 1ES 1959+650 nur mit dem Whipple-Teleskop beobachtet werden. Die Messungen mit dem HEGRA-Teleskopsystem fanden in der Nacht des 4. Juni 2002 etwa fünf Stunden vor den Whipple-Beobachtungen statt und weisen einen mittleren Fluß von (0.50 ± 0.22) Crab auf. Hierbei zeigt lediglich der letzte *Run* mit einer Meßdauer von etwa 20 min einen erhöhten Fluß von (1.4 ± 0.8) Crab. Die Tatsache, daß der *orphan flare* nur mit dem Whipple-Teleskop beobachtet wurde, könnte auf ein Spektrum mit einem exponentiellen Abbruch des Flusses bei relativ niedrigen Energien hinweisen. Dies würde dazu führen, daß die deutlich höhere Energieschwelle des HEGRA-Teleskopsystemes einen Nachweis dieses Ausbruches erschwert hat. Das mittlerweile von der Whipple-Kollaboration für den Ausbruch am 4. Juni 2002 bestimmte Spektrum folgt jedoch bis zu einer Energie oberhalb von 5 TeV einem reinen Potenzgesetz mit einem Spektralindex, dessen Wert mit demjenigen des HEGRA-Spektrums vergleichbar ist (siehe Abschnitt 6.3.4). Alternativ ist zu beachten, daß der zeitliche Abstand der TeV-Messungen in der Größenordnung der aus den einzelnen Lichtkurven bestimmten Variabilitätszeitskalen liegt. Daher kann die HEGRA-Messung eines deutlich niedrigeren Flusses kurz vor dem *orphan flare* offensichtlich auch auf die starke Variabilität von 1ES 1959+650 zurückgeführt werden.

6.5 Untersuchung der spektralen Energieverteilung von 1ES 1959+650

6.5.1 Einfluß der EHL-Extinktion auf das Spektrum

Das Spektrum im TeV- γ -Bereich hat für die Untersuchung der SED von 1ES 1959+650 eine besondere Bedeutung, weil sich unter Berücksichtigung der Meßergebnisse im Röntgenbereich eine Verschiebung des Synchrotronmaximums zu Energien oberhalb von 10 keV andeutet (vgl. Abschnitt 6.4.2). Entsprechend der Blazarsequenz kann das Invers-Compton-(IC)-Maximum daher bei einer Energie oberhalb von 1 TeV erwartet werden. Für die Untersuchung der SED liegen insbesondere die Meßergebnisse des HEGRA-Teleskopsystemes vor, aus denen das vermutliche intrinsische Spektrum des Blazars durch eine Rückfaltung anhand der erwarteten EHL-Extinktion bestimmt werden kann.

Der Einfluß der EHL-Extinktion auf das im TeV-Energiebereich gemessene Spektrum ist bei 1ES 1959+650 wegen der wesentlich geringeren Entfernung erheblich kleiner als im Falle des Blazars H 1426+428 (vgl. Abschnitt 5.5.2). Wie aus Abbildung 2.15 deutlich wird, nimmt der EHL-Extinktionskoeffizient $\exp(-\tau(E, z))$ in dem hier interessierenden Spektralbereich von 1 bis 10 TeV von etwa 35 % auf 12 % ab. Eine deutliche „spektrale Signatur“ wie bei H 1426+428 tritt dabei nicht auf, während bei größeren Energien oberhalb von 10 TeV eine drastische Abnahme des Photonенflusses zu erwarten wäre.

Zur Untersuchung der jeweiligen intrinsischen Spektren von 1ES 1959+650 in den einzelnen Datensätzen wurde eine Rückfaltung anhand der EHL-Extinktion unter Verwendung des von der Hamburger HEGRA-Gruppe verwendeten EHL-Modelles durchgeführt (vgl. Abschnitt 2.8.3). An die so bestimmten Spektren können mit ausreichend guter Qualität wiederum Potenzgesetze angepaßt werden (siehe Tabelle 6.6). Erwartungsgemäß ergeben sich dabei etwas kleinere Spektralindizes, weil die Flußpunkte bei höheren Energien stärker durch die EHL-Extinktion betroffen sind. Für alle untersuchten Flußniveaus ergeben sich für das jeweilige intrinsische Spektrum oberhalb der HEGRA-Energieschwelle von etwa 2 TeV Spektralindizes mit Werten $\Gamma > 2$. Dies kann als Hinweis auf eine Lage des Invers-Compton-Maximums der SED bei $E_{\text{IC,max}} \lesssim 2$ TeV angesehen werden, was der oben angesprochenen Erwartung aus der Blazarsequenz entspricht.

Unter der Annahme, daß sich der durch die Messungen abgedeckte Energiebereich relativ nah bei der Position des IC-Maximums befindet, kann zum Auffinden des Maximums eine alternative mathematische Beschreibung für das Spektrum verwendet werden. Dazu wird in der für die SED typischen, doppelt-logarithmischen Darstellung der Flußgröße $E^2 \cdot d\Phi_\gamma/dE$ in Abhängigkeit von der Energie E eine Parabel an das rückgefaltete Spektrum angepaßt. Für den Datensatz mit einem Flußniveau oberhalb von 1 Crab ergibt sich dabei für die Position des IC-Maximums der Wert $E_{\text{IC,max}} = (2.0^{+2.1}_{-1.1})$ TeV. Die großen statistischen Fehler dieses Ergebnisses beruhen auf der beschränkten Photonенstatistik in dem verwendeten Datensatz. Im Falle der beiden niedrigeren Flußniveaus ergeben sich IC-Maximumspositionen von $(1.5^{+6.4}_{-1.3})$ TeV bzw. $(0.69^{+14}_{-0.66})$ TeV, wobei die statistischen Unsicherheiten jedoch entsprechend noch erheblich größer sind. Die Suche nach der Position des IC-Maximums wurde hier zusätzlich auch für das mit dem Whipple-Teleskop im Mai 2002 gemessene Spektrum (Daniel et al. 2005) durchgeführt, wobei ebenfalls das Hamburger EHL-Modell für die Rückfaltung der Flußwerte verwendet wurde. Die Anpassung einer Parabel im Bereich zwischen 560 GeV und 8.3 TeV ergibt hierbei eine Maximumsposition bei einer vergleichbaren Energie von $E_{\text{IC,max}} = (2.5^{+2.2}_{-1.2})$ TeV.

6.5.2 Beschreibung der SED mit einem SSC-Modell

Die umfangreiche Datenbasis aus der im Abschnitt 6.4.2 beschriebenen *Multi-Wavelength*-Kampagne ermöglicht die Untersuchung der simultan vermessenen SED von 1ES 1959+650 in verschiedenen Energiebereichen. Die Anpassung eines SSC-Modelles an die SED wurde dabei erstmals von Krawczynski et al. (2004) beschrieben, wobei sich herausgestellt hat, daß die gleichzeitig mit dem RXTE-

PCA-Instrument und dem HEGRA-Teleskopsystem aufgezeichneten Spektren mit diesem Modell gut beschrieben werden können. Die im Radio- und im optischen Bereich gemessenen Flüsse werden dabei jedoch deutlich unterschätzt (siehe auch Abbildung 6.9). Daraus kann geschlossen werden, daß diese Strahlung aus einer anderen Region stammt als aus derjenigen, aus der die Röntgen- und die TeV- γ -Strahlung von 1ES 1959+650 emittiert werden. Diese Interpretation würde gleichzeitig die deutlich schwächere Variabilität des Blazars in den niederenergetischen Spektralbereichen erklären.

Für eine weitere Untersuchung der SED von 1ES 1959+650 wird im folgenden ebenfalls die von H. Krawczynski freundlicherweise zur Verfügung gestellte Implementation eines SSC-Modelles verwendet. Als Modifikation wird hier jedoch für die Rückfaltung der TeV- γ -Meßdaten das Hamburger EHL-Modell eingesetzt. Abbildung 6.9 zeigt das Resultat einer Anpassung an die bei einem hohen TeV- γ -Flußniveau ($\Phi_\gamma > 1$ Crab) gemessenen Spektren. Für die Modellierung wurde dabei als Dopplerfaktor des Jets wie bei Krawczynski et al. (2004) der Wert $\delta_{\text{jet}} = 20$ gewählt. Damit ergibt sich entsprechend Gleichung 6.1 eine maximale intrinsische Größe r'_{max} des TeV-Emissionsgebietes von $(2.4 \pm 1.2) \cdot 10^{14}$ m. Aus der Anpassung der weiteren Eingangsparameter (Magnetfeld sowie Energiespektrum der Elektronenpopulation im Jet) ergibt sich für die intrinsische Größe des Emissionsgebietes der damit verträgliche Wert $r' = 5.1 \cdot 10^{13}$ m. Diese Strecke entspricht einer Distanz von etwa zwei Lichttagen bzw. ungefähr dem 11-fachen der Entfernung des Planeten Pluto von der Sonne.

Die Modellierung von 1ES 1959+650 im hohen Flußniveau ergibt entsprechend der aus den Röntgenmessungen abgeleiteten Erwartung ein Synchrotronmaximum bei einer Energie von etwa 43 keV sowie ein Invers-Compton-Maximum bei 2 TeV. Dieser Wert befindet sich in guter Übereinstimmung mit der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Bestimmung der Maximumposition aus den rückgefalteten TeV- γ -Spektren. Der aus dem SSC-Modell resultierende Energiefluß in der Umgebung des Synchrotronmaximums übertrifft den entsprechenden Wert für das Invers-Compton-Maximum um etwa 30 % (vgl. Abbildung 6.9). Wegen dieses Unterschiedes und wegen der deutlichen Verschiebung des Synchrotronmaximums zu höheren Energien kann der HBL-Blazar 1ES 1959+650 im Falle eines hohen Flußniveaus als extremes *BL Lac*-Objekt angesehen werden.

Die Modellierung der SED ergibt für das gemessene Spektrum aufgrund der EHL-Extinktion ferner ein relativ deutlich ausgeprägtes Maximum im Energieintervall zwischen 100 und 400 GeV. Dieser Bereich konnte jedoch mit den bisherigen instrumentellen Möglichkeiten nicht untersucht werden, während eine derart auffällige spektrale Eigenschaft mit den Teleskopen der neuen Generation allerdings leicht nachzuweisen sein sollte.

Das wesentliche Problem bei der Beschreibung der SED von 1ES 1959+650 mit einem (1-Zonen-)SSC-Modell stellt jedoch die Beobachtung des *orphan flares* im TeV-Energiebereich dar. Eine alternative Möglichkeit, einen solchen Ausbruch zu erzeugen, bietet beispielsweise die Annahme einer zweiten, deutlich kleineren Emissionsregion, in der die Teilchendichte der Elektronenpopulation besonders hoch ist. Nähere Untersuchungen verschiedener Erweiterungen des SSC-Modelles haben allerdings gezeigt, daß die Resultate der Anpassungen an die

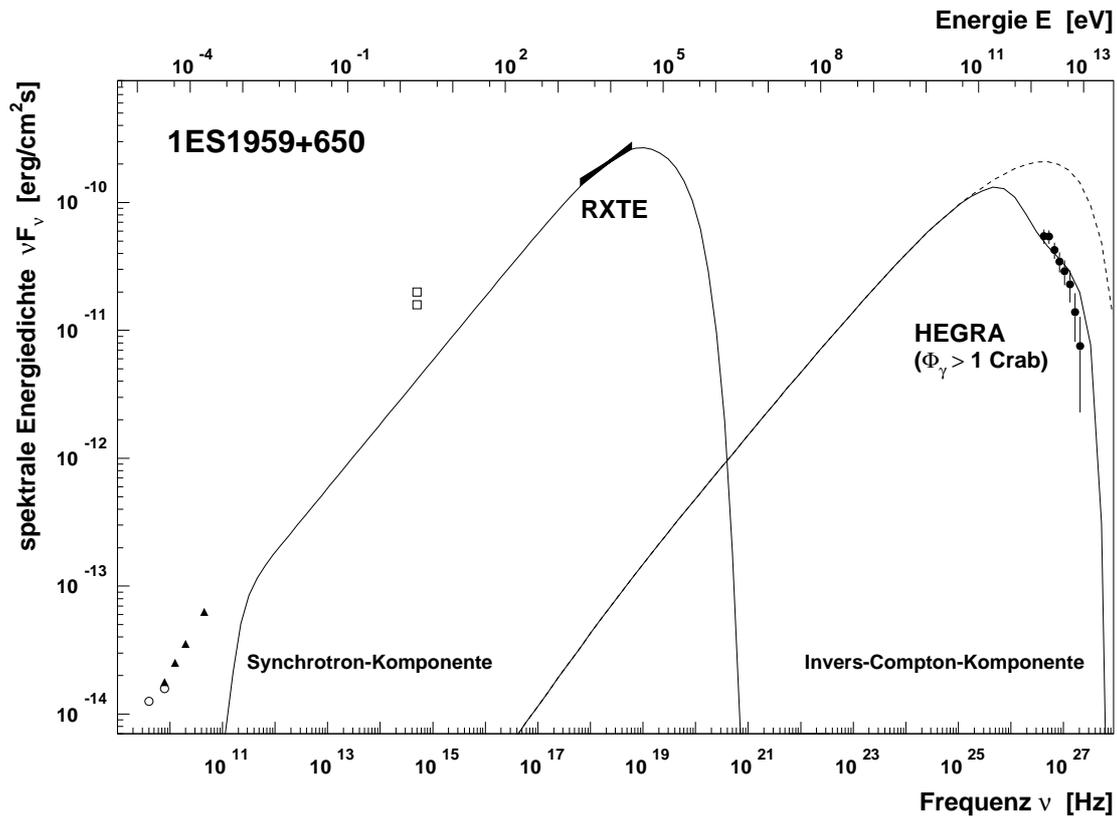


Abbildung 6.9: Spektrale Energieverteilung (SED) von 1ES 1959+650 vom Radio- bis zum TeV-Energiebereich. Die gefüllten Symbole im Radiobereich zeigen die VLA-Meßergebnisse vom 7. Mai 2002, während die offenen Symbole die Beobachtungen vom 7. Juni wiedergeben. Im R-Band bei etwa $5 \cdot 10^{14}$ Hz (optisch) sind das Minimum und das Maximum der während der gesamten Kampagne gemessenen Intensität markiert. Im Röntgenbereich um 10^{18} Hz ist ein aus den Meßdaten des RXTE-Satelliten ermitteltes Spektrum für den Zeitbereich dargestellt, in dem das HEGRA-TeV- γ -Spektrum mit einem Flußniveau $\Phi_\gamma > 1$ Crab bestimmt wurde (vgl. Abbildung 6.5). Die durchgezogenen Kurven zeigen die Anpassung eines SSC-Modelles an die mit RXTE und HEGRA gemessenen Spektren (siehe Text). Die gestrichelte Kurve verdeutlicht dabei das intrinsische Spektrum von 1ES 1959+650 im TeV-Energiebereich.

Meßdaten empfindlich von den physikalischen Ausgangsbedingungen abhängen (Krawczynski et al. 2004). Damit stellt eine einfache und stabile Beschreibung der Emissionsprozesse des Blazars 1ES 1959+650 unter Berücksichtigung des *orphan flares* weiterhin eine besondere Herausforderung dar.

6.5.3 Anwendung von hadronischen Emissionsmodellen

Im Abschnitt 2.6.8 wurde bereits eine Vielzahl von hadronischen Emissionsmodellen zur Beschreibung der SED eines Blazars vorgestellt. Die nieder- und die hochenergetische Strahlungskomponente werden in diesen Fällen durch zwei verschiedene Teilchenpopulationen (Elektronen bzw. Protonen) hervorgerufen. Daher können derartige Modelle nicht zuletzt aufgrund der größeren Zahl von freien Eingangsparametern verhältnismäßig leicht einen *orphan flare* in einem

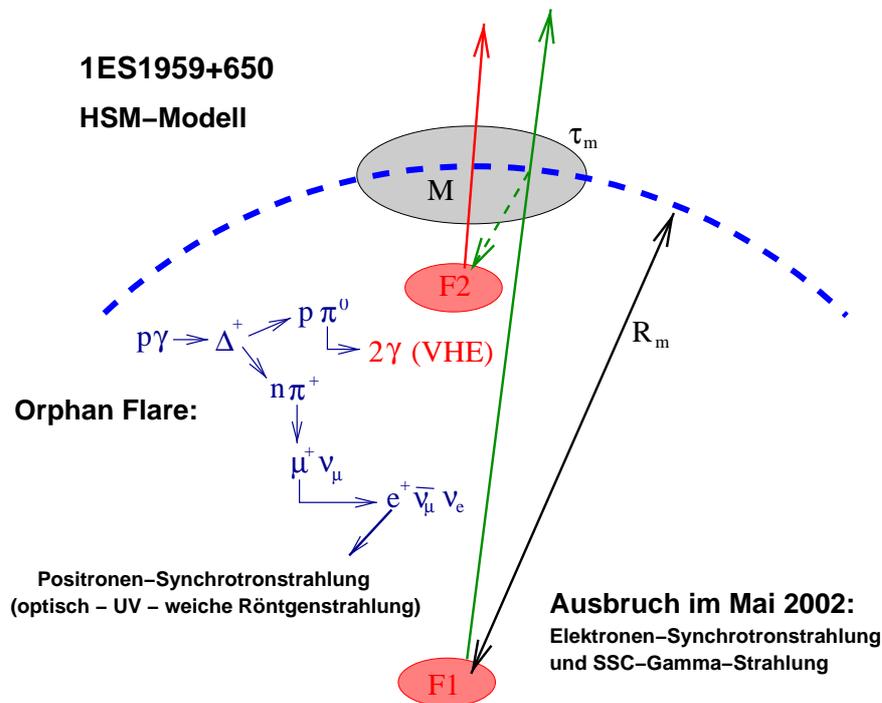


Abbildung 6.10: Emissionsprinzip des hadronic synchrotron mirror models (HSM) zur Erklärung des bei 1ES 1959+650 im TeV-Energiebereich beobachteten orphan flares (Darstellung nach Böttcher (2005)). Der primäre Ausbruch der Emissionsregion im Mai 2002 findet auf der Basis des SSC-Mechanismus an der Position F1 nahe des Blazarzentrums statt. Die von diesem Ereignis stammende Synchrotronstrahlung wird von der „Spiegelregion“ M reflektiert und trifft die Emissionsregion erneut am Ort F2. Die hochenergetischen Photonen des orphan flares werden dabei als Folge hadronischer Prozesse erzeugt.

bestimmten Energiebereich produzieren.

Die SED von 1ES 1959+650 läßt sich jedoch während des größten Teiles der in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten *Multi-Wavelength*-Kampagne gut durch ein SSC-Modell beschreiben. Daher liegt es nahe, den *orphan flare* durch eine begrenzte Erweiterung des SSC-Mechanismus um eine hadronische Emissionskomponente zu beschreiben. In diesem Zusammenhang wurde von Böttcher (2005) das sogenannte *hadronic synchrotron mirror model* (kurz: HSM-Modell) vorgeschlagen, dessen Emissionsprinzip in Abbildung 6.10 dargestellt ist. Der primäre Ausbruch von 1ES 1959+650 wird dabei von einer sich im relativistischen Jet mitbewegenden Emissionsregion auf der Basis des SSC-Modelles in der Nähe des Blazarzentrums hervorgerufen. Die von diesem Ausbruch stammende Synchrotronstrahlung wird an einer als „Spiegelregion“ wirkenden, weiter außerhalb liegenden Gaswolke reflektiert und kann die Emissionsregion entsprechend blauverschoben nach einigen Tagen erneut treffen. Bei diesem Zusammenstoß tritt die Synchrotronstrahlung in Wechselwirkung mit einer ebenfalls in der Emissionsregion vorhandenen Protonenpopulation. Über den Prozeß der π^0 -Photoproduktion ($p+\gamma \rightarrow \Delta \rightarrow p+\pi^0 \rightarrow p+2\gamma$) wird dabei der *orphan flare* erzeugt. Dieser zweite Ausbruch im GeV-/TeV-Energiebereich wird nur von

einer schwachen niederenergetischen Strahlungskomponente begleitet, die jedoch im Vergleich zu der bereits vorhandenen SSC-Komponente unbedeutend ist. Eine detaillierte Implementation des HSM-Modelles für den Fall von 1ES 1959+650 wurde mittlerweile von Reimer et al. (2005) beschrieben. Das Modell ist dabei in der Lage, die während des *orphan flares* gemessene SED gut zu beschreiben.

Wie bereits im Abschnitt 2.6.8 beschrieben wurde, sollte eine durch hadronische Prozesse hervorgerufene hochenergetische γ -Strahlung stets von einer entsprechenden Neutrinoemission begleitet werden. Tatsächlich wurden mit dem AMANDA-II-Detektor im Sommer 2002 bei einer Untergrunderwartung von 1.57 Ereignissen zwei Neutrinoereignisse aus der Richtung von 1ES 1959+650 beobachtet. Eines dieser Neutrinos wurde dabei mit nur wenigen Stunden Abstand zum *orphan flare* registriert (Groß et al. 2005). Das zweite Ereignis wurde 31 Tage später am 5. Juli 2002 aufgezeichnet (Resconi et al. 2005), als sich 1ES 1959+650 im TeV-Bereich wiederum in einer aktiveren Phase befunden hat (vgl. Abbildung 6.4). Die statistische Signifikanz dieses möglichen Neutrinosignales wurde von der AMANDA-Kollaboration jedoch zunächst nicht angegeben.

Auch im Rahmen des HSM-Modelles wird ein Ausbruch von TeV- γ -Strahlung stets von einer entsprechenden Neutrinoemission begleitet. Da der *orphan flare* jedoch eine Dauer von lediglich 1.3 h aufgewiesen hat, ist für dieses Ereignis nur eine relativ kleine Zahl von nachweisbaren Neutrinos zu erwarten. In einer Untersuchung unter Verwendung der für den AMANDA-II- und den im Aufbau befindlichen, wesentlich größeren *IceCube*-Detektor (vgl. Abschnitt 2.1.1) bestimmten Effizienzen wurden von Reimer et al. (2005) die Meßdauern abgeschätzt, die diese Instrumente für einen 3σ -Überschuß einer entsprechend starken, konstanten Neutrinoemission benötigen würden. Während sich für den *IceCube*-Detektor hierbei eine Meßdauer von etwa einem Monat ergibt, würde die Messung mit AMANDA-II mehr als 9 Jahre erfordern. Bei Zugrundelegung des in der TeV- γ -Astrophysik verwendeten, wesentlich härteren 5σ -Nachweiskriteriums ergeben sich entsprechend erheblich längere und damit noch unrealistischere Meßdauern für den Nachweis eines Neutrinoausbruches. Im Falle des kurzen *orphan flares* von 1ES 1959+650 beträgt die aus dem HSM-Modell abgeleitete Zahl der im AMANDA-II-Detektor zu erwartenden Neutrinoereignisse lediglich $1.3 \cdot 10^{-4}$. Damit erscheint ein Zusammenhang des während des *orphan flares* registrierten Neutrinoereignisses mit 1ES 1959+650 im Rahmen dieses Modelles sehr unwahrscheinlich.

Der Nachweis einer mit 1ES 1959+650 verbundenen Neutrinoemission wird sich offenbar auch mit zukünftigen Detektoren als schwierig erweisen. Allerdings könnten sich unabhängig davon durch weitere intensive *Multi-Wavelength*-Kampagnen neue Hinweise auf den im Falle von 1ES 1959+650 wirkenden Emissionsmechanismus ergeben. In diesem Zusammenhang ist insbesondere die zeitaufgelöste Bestimmung des Energiespektrums im GeV-/TeV-Energiebereich während eines *orphan flares* zu nennen. Als Meßinstrumente kommen hierbei aufgrund der Himmelsposition von 1ES 1959+650 das MAGIC-Teleskop sowie das VERITAS-Teleskopsystem in Betracht.

Kapitel 7

Erstmaliger Nachweis der Radiogalaxie M 87 als TeV- γ -Quelle

Dieses Kapitel beschreibt den im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals erfolgten Nachweis der Radiogalaxie M 87 als TeV- γ -Quelle (Götting et al. 2002c). Dieses HEGRA-Ergebnis hat unter anderem den Ausschlag zu intensiven Beobachtungen mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem gegeben, durch die die TeV- γ -Emission mittlerweile bestätigt werden konnte (Beilicke et al. 2005, Beilicke 2006). Damit ist M 87 der erste Vertreter einer neuen Klasse von zweifelsfrei nachgewiesenen extragalaktischen TeV- γ -Quellen, die nicht zum *BL Lac*-Typ gehören. Nachfolgend werden zunächst die allgemeinen Eigenschaften von M 87 sowie Meßergebnisse aus verschiedenen Energiebereichen beschrieben, die das Objekt zu einem guten Kandidaten für die Emission von TeV-Photonen gemacht haben. Im Abschnitt 7.3 erfolgt eine Beschreibung der HEGRA-Beobachtungen und ihrer Ergebnisse. Abschließend werden die astrophysikalischen Implikationen dieser Messungen diskutiert.

7.1 Eigenschaften der Radiogalaxie M 87

Die Bezeichnung des Objektes M 87 im Sternbild Jungfrau (lat.: *Virgo*) beruht auf dem Eintrag Nr. 87 im „Katalog der nebelartigen Objekte und Sternhaufen“ von C. Messier aus dem Jahre 1784. Tatsächlich handelt es sich bei M 87 um eine elliptische Galaxie, die eine Ausdehnung von $8.3' \times 6.6'$ im optischen Bereich sowie einen Radiohalo von $16' \times 12'$ aufweist (de Vaucouleurs et al. 1991, Cameron 1971). Eine Beobachtung von M 87 mit dem Lick-Crossley-Reflektor hat bereits im Jahre 1918 zur erstmaligen Entdeckung eines vom Zentrum einer elliptischen Galaxie ausgehenden Jets im optischen Spektralbereich geführt (Curtis 1918). Abbildung 7.1 zeigt hierzu eine Aufnahme des *Hubble Space Telescope* (HST), auf der der etwa 1.5 kpc (ca. 5000 Lichtjahre) lange Jet und seine Verbindung mit dem Zentralobjekt deutlich zu erkennen sind. Durch den Nachweis der starken Radioquelle Virgo A und ihre Assoziation mit M 87 (Bolton et al. 1949) wurde das Objekt außerdem zum Prototypen der Klasse der Radiogalaxien.

Durch hochaufgelöste optische und Röntgenaufnahmen sowie interferometri-

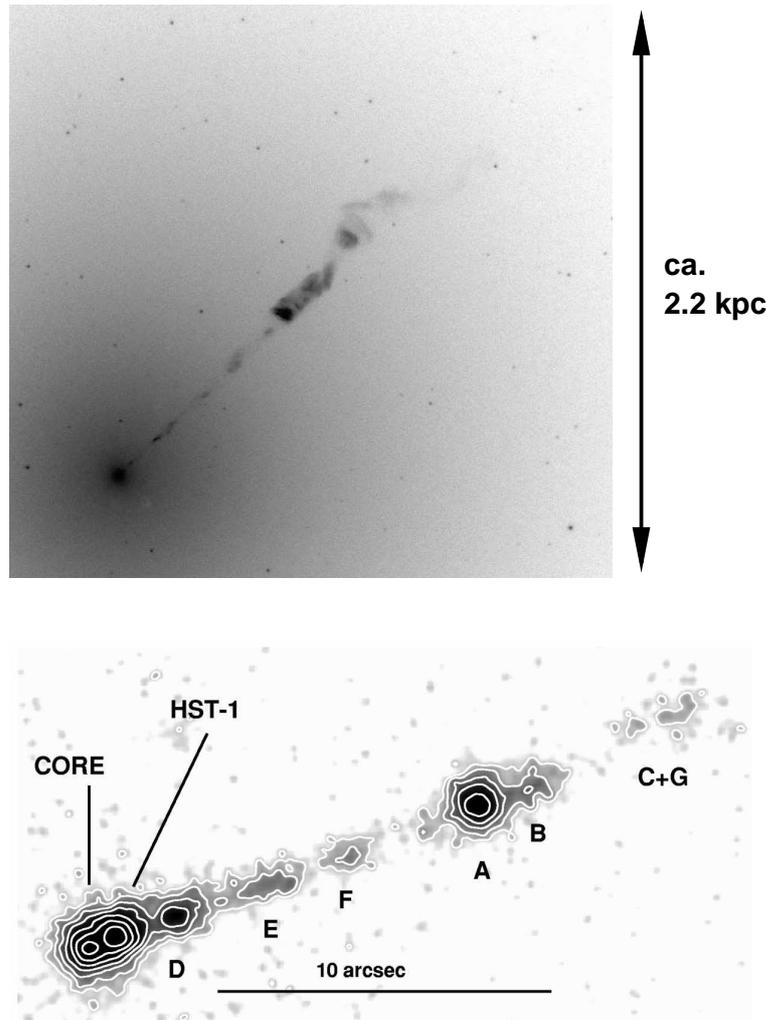


Abbildung 7.1: Struktur des inneren (Kiloparsec-)Bereiches der Radiogalaxie M 87. Oben: Aufnahme des Hubble Space Telescopes aus dem Jahr 1998 im optischen Bereich (NASA und Hubble Heritage Team, 2000)^(*). Unten: Röntgenaufnahme des Chandra-Satelliten (Harris et al. 2003). In beiden Teilen der Abbildung ist etwa der gleiche Ausschnitt des prominenten Jets von M 87 dargestellt, wobei die Ausrichtung der Aufnahmen jedoch unterschiedlich ist.
 (*): Siehe <http://heritage.stsci.edu/2000/20/index.html>

sche Messungen im Radiobereich konnten innerhalb des prominenten Jets mittlerweile eine Reihe von einzelnen hellen Strahlungsknoten (engl.: *hot spots*) aufgelöst werden, deren Lage in allen genannten Energiebereichen weitgehend identisch ist. Zur Illustration ist in Abbildung 7.1 eine mit dem *Chandra*-Satelliten aufgenommene Röntgenhimmelskarte des Jets wiedergegeben, die die Knotenstruktur und ihre Nomenklatur zeigt (Harris et al. 2003). Dabei wird durch den im Vergleich zu den Blazaren relativ großen Winkel zwischen der Jetachse und der Sichtlinie die Möglichkeit eröffnet, einzelne Strahlungsknoten im Detail zu studieren. Während für die Größe des Sichtwinkels in Bezug auf den 1.5 kpc-Jet im allgemeinen ein Wert zwischen 30° und 35° angegeben wird (Bicknell und Begelman 1996), wurde

für die Jetströmung im Bereich des Knotens HST-1 eine obere Grenze von 19° abgeleitet (Biretta et al. (1999), siehe auch Abschnitt 7.2.1).

Abbildung 7.6 zeigt ferner eine Aufnahme des *Very Large Arrays* (VLA) bei einer Wellenlänge von 90 cm, die einen erheblich größeren Ausschnitt der Radioemission von M 87 umfaßt (Owen et al. 2000). Der zuvor angesprochene 1.5 kpc-Jet ist hierbei in dem gesättigt dargestellten Zentralbereich des Bildes enthalten. In diesem Zusammenhang ist bemerkenswert, daß bislang kein in die entgegengesetzte Richtung weisender zweiter Jet auf dieser Längenskala gefunden wurde.¹ In der Abbildung sind außerdem weitere wesentliche Elemente der Jetstruktur von M 87 zu erkennen: Den Längensbereich von etwa 20 bis 30 kpc dominieren zwei entgegengesetzt gerichtete Strömungen (ein sogenanntes „Jetpaar“), die jeweils in hellen Emissionswolken (engl.: *radio lobes*) enden. Mit einer Ausdehnung von etwa 80 kpc schließt sich daran ein weiteres, S-förmiges Jetpaar an, das in einem diffusen Halo endet. Damit erweist sich eine eindeutige Zuordnung von M 87 nach dem Klassifikationsschema von Fanaroff und Riley (1974) aufgrund der komplexen Emissionsstrukturen als schwierig. Während sich der innere 1.5 kpc-Jet und der äußere Bereich eher der Kategorie FR I zuordnen lassen, weist das Jetpaar im Bereich von 20 bis 30 kpc mit den *radio lobes* auf eine Zugehörigkeit zur Kategorie FR II hin (vgl. Tabelle 2.3). Daraus läßt sich schließen, daß M 87 ein aktives Objekt ist, dessen Emissionsvorgänge sich offenbar im Laufe der Zeit mehrfach verändert haben.

Die Entfernung von M 87 konnte unabhängig von der Rotverschiebung des Objektes ($z = 0.00436$) auf einen Wert von (14.5 ± 0.4) Mpc bestimmt werden, was einer Distanz von 47 Millionen Lichtjahren entspricht (Jacoby et al. 1990). Damit gehört M 87 neben der Radiogalaxie Centaurus A zu den nahegelegensten Vertretern seiner Art. Mit Hilfe von spektroskopischen Untersuchungen konnte aus HST-Messungen die Kinematik der ionisierten Gasscheibe um das Zentralobjekt bis zu einer Entfernung von lediglich 5 pc zu diesem Ort untersucht werden. Die Auswertung dieser Beobachtungen hat insbesondere ergeben, daß es sich bei dem Zentralobjekt mit großer Sicherheit um ein supermassives Schwarzes Loch mit einer Masse von $(3.2 \pm 0.9) M_\odot$ handelt (Macchetto et al. 1997).

M 87 ist außerdem das zentrale Objekt des Virgo-Galaxienhaufens, der am Himmel eine Ausdehnung von etwa $10^\circ \times 10^\circ$ aufweist und mehr als 1277 Galaxien umfaßt (Binggeli et al. 1985).² Zusammen mit der nur 1.3° entfernten elliptischen Galaxie M 86 stellt M 87 das gravitative Zentrum des Virgo-Haufens dar. Beobachtungen von heißem Gas mit dem ROSAT-Satelliten haben ferner gezeigt, daß die Galaxien M 86 und M 87 zusammen mit der Galaxie M 49 die Zentren von besonders ausgeprägten, massereichen Substrukturen des Virgo-Haufens sind (Böhringer et al. 1994, Schindler et al. 1999). Die Ergebnisse der HEGRA-Beobachtungen der Region um M 86, die aufgrund des geringen Abstandes zu M 87 auf demselben Datensatz beruhen, werden im Abschnitt 8.2.2 vorgestellt.

¹ Neben optischen und Radiobeobachtungen eines schwachen Strahlungsknotens, der als Anzeichen für einen solchen „Gegenjet“ gewertet werden kann (Sparks et al. 1992), spricht auch die Symmetrie des im Radiobereich beobachteten Halos und der sich darin andeutenden Strömungen (siehe z. B. Junor et al. (1999)) für dessen Existenz.

² Die hohe Galaxiendichte des Virgo-Haufens äußert sich unter anderem auch dadurch, daß 15 der 110 im Messier-Katalog von 1784 enthaltenen Objekte in diesem Galaxienhaufen liegen.

Emissionsmechanismus für TeV- γ -Strahlung	(relativistische) Teilchenkomponente	Referenz
<i>Synchrotron-Self-Compton</i> (SSC)-Modell	Elektronen im Jet	Bai und Lee (2001), Abschnitte 2.6.7 und 2.7.1
Synchrotron-Proton-Blazar- (SPB-)Modell	Protonen im Jet	Reimer et al. (2004), Abschnitt 2.6.8
SSC- bzw. EC-Mechanismus entlang des Kiloparsec-Jets	Elektronen im Jet	Stawarz et al. (2003), Abschnitt 2.7.1
Wechselw. kosm. Strahlung \leftrightarrow interstellares Medium	Protonen der kosm. Strahlung	Pfrommer und Enßlin (2003), Abschnitt 2.7.1
Annihilationsstrahlung von Dunkler Materie	Neutralinos im Zentralbereich der Galaxie	Baltz et al. (2000), Fornengo et al. (2004), Abschnitt 2.9

Tabelle 7.1: Szenarien, nach denen M 87 eine TeV- γ -Quelle sein könnte. Mit Ausnahme der Dunklen Materie weist die die TeV- γ -Emission verursachende Teilchenkomponente dabei stets eine relativistische Geschwindigkeitsverteilung auf. Neben den zugehörigen Literaturangaben wird zusätzlich auch auf den jeweiligen Abschnitt im Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit verwiesen.

7.2 M 87 als mögliche TeV- γ -Quelle

Im Abschnitt 2.7.1 der vorliegenden Arbeit wurde bereits eine Reihe von Szenarien diskutiert, nach denen Radiogalaxien Quellen von TeV- γ -Strahlung sein könnten. In Tabelle 7.1 werden diese TeV- γ -Emissionsmechanismen nochmals zusammenfassend dargestellt. Im folgenden werden einige wesentliche Eigenschaften von M 87 beschrieben, die die einzelnen Modelle unterstützen.

7.2.1 M 87 als effizienter Teilchenbeschleuniger

Unter Anwendung des im Abschnitt 2.6.1 erläuterten vereinheitlichten AGN-Modelles nach Urry und Padovani (1995) ist es insbesondere möglich, M 87 als *BL Lac*-artiges Objekt anzusehen, das einen relativ großen Sichtwinkel aufweist (vgl. Abschnitt 2.7.1). Damit lassen sich die für Blazare verwendeten leptonischen und hadronischen (SSC- bzw. SPB-)Modelle entsprechend auch auf M 87 übertragen. Die Betrachtungsweise von M 87 als *BL Lac*-artiges Objekt wird durch optische Beobachtungen der Region um das supermassive Schwarze Loch im Zentrum der Galaxie unterstützt. Hierbei wurden eine deutliche Variabilität auf einer Zeitskala von Monaten sowie ein weitgehend strukturloses Spektrum nachgewiesen (Tsvetanov et al. 1998). Aufgrund des im Vergleich zu den bekannten TeV-Blazaren erheblich größeren Sichtwinkels ergibt sich für M 87 ein deutlich abgeschwächtes relativistisches *Beaming* (vgl. Abschnitt 2.6.4). Eine mögliche *BL Lac*-artige TeV- γ -Emission wäre daher wesentlich schwächer ausgeprägt als beispielsweise im Falle des TeV-Blazars Mrk-501. Aus dem Verhältnis der Entfernungen dieser beiden Objekte ergibt sich jedoch ein geometrischer Helligkeitsgewinn, der die Strahlung von M 87 um einen Faktor von ungefähr 50 intensiver

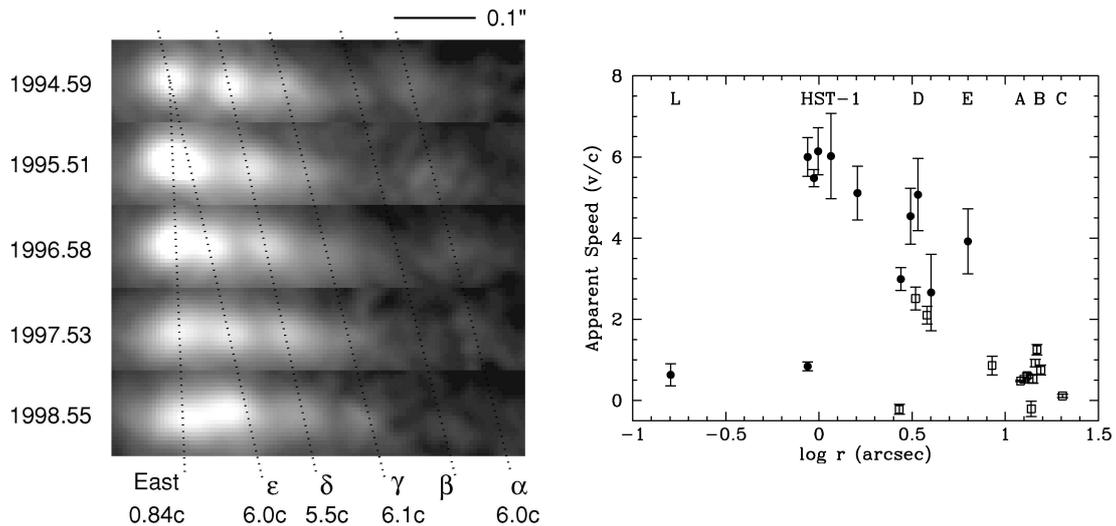


Abbildung 7.2: Beobachtung von superluminaler Bewegung im Kiloparsec-Jet von M 87 (Biretta et al. 1999). Links: Die Abbildung zeigt eine Abfolge von Aufnahmen der Jetregion HST-1 durch das Hubble Space Telescope in den Jahren 1994 bis 1998. Die punktierten Linien markieren hierbei die jeweiligen Positionen auffälliger Regionen, wobei die mit α bis ϵ bezeichneten Bereiche superluminale Bewegungen aufweisen. Rechts: Verteilung der scheinbaren Geschwindigkeit im M 87-Jet in Abhängigkeit von der Entfernung zum Zentrum. Die Markierungen A bis E, L und HST-1 bezeichnen hierbei die auffälligen Emissions- „Knoten“ des Jets.

erscheinen läßt. Damit sollten sich diese beiden Effekte zumindest teilweise kompensieren, so daß M 87 in diesem Szenario als Kandidat für eine TeV- γ -Quelle nicht grundsätzlich ausscheidet.

Der Kiloparsec-Jet von M 87 weist außerdem eine Reihe von Regionen (sogenannte Knoten) auf, bei denen eine superluminale Bewegung beobachtet wurde. Die Ergebnisse einer detaillierten Untersuchung der hellen Strahlungsknoten des Jets mit dem HST sind in Abbildung 7.2 wiedergegeben. Dabei sind insbesondere die besonders hohen scheinbaren Geschwindigkeiten $v_{\text{schein}} \approx 6 c_0$ im Bereich des Knotens HST-1 bemerkenswert, der nur etwa 61 pc (ca. 200 Lichtjahre) vom supermassiven Schwarzen Loch entfernt ist. Unter Verwendung der im Anhang A erläuterten Berechnungen wurden diese Meßergebnisse zu einer Abschätzung der kinematischen Bedingungen im Bereich von HST-1 verwendet (Biretta et al. 1999). Dabei ergeben sich für den Sichtwinkel Werte unterhalb einer Grenze von 19° , so daß diese Region vermutlich einen Dopplerfaktor $\delta_{\text{jet}} \gtrsim 1$ aufweist. Damit ist aufgrund des bereits angesprochenen relativistischen *Beamings* auch unter dem relativ großen Sichtwinkel eine Intensivierung der emittierten Strahlung in Richtung des Beobachters zu erwarten. Das Helligkeitsverhältnis zwischen dem Knoten HST-1 und einer hypothetischen Analogie in einem möglichen Gegenjet (vgl. Unterkapitel 7.1) beträgt nach dieser Untersuchung zwischen $4 \cdot 10^4$ und $3 \cdot 10^5$ (Biretta et al. 1999). Damit liefert die Beobachtung der superluminalen Bewegung eine mögliche Begründung für das scheinbare Fehlen des Gegenjets.

Als Quelle für eine *BL Lac*-artige TeV- γ -Emission ist neben dem unmittelbaren Zentralbereich auch einer der hellen Strahlungsknoten des Jets vorstellbar, bei denen superluminale Bewegungen und Hinweise auf Beschleunigungsprozesse an Schockfronten beobachtet wurden. Insbesondere für die Region HST-1 wurde eine stark variable Röntgenemission mit einer Veränderung der Form ihres Spektrums festgestellt, die als Synchrotronstrahlung interpretiert werden kann (Harris et al. 2003). Für die Erzeugung dieser Strahlung ist nach dem verwendeten Modell eine Elektronenpopulation verantwortlich, deren Energieverteilung bis in den Multi-TeV-Bereich reicht. Damit besteht grundsätzlich die Möglichkeit, daß auch eine Invers-Compton-Komponente emittiert wird, die im GeV-/TeV-Bereich beobachtet werden kann. Allgemein zeigt das Vorhandensein von relativistischen Teilchenkomponenten im Jet von M 87, daß es sich bei diesem Objekt um einen sehr effizienten Teilchenbeschleuniger handelt.

7.2.2 Alternative Modelle zur TeV- γ -Emission von M 87

Neben den zuvor angesprochenen Szenarien sind weitere Modelle für die Emission von TeV- γ -Strahlung im Bereich der Radiogalaxie M 87 vorgeschlagen worden (vgl. Tabelle 7.1). Hierzu gehört vor allem die Übertragung des SSC- bzw. EC-Mechanismus auf die gesamte Länge des Kiloparsec-Jets (Stawarz et al. 2003). Dabei kann das niederenergetische Photonenfeld, das als Wechselwirkungspartner bei der Invers-Compton-Streuung der hochenergetischen Elektronen dient, einerseits im Jet selbst erzeugt werden (SSC). Andererseits ist auch die Strahlung des AGN oder der Wirtsgalaxie als Ursprung dieser Photonen vorstellbar (EC).

Bei der hadronischen Wechselwirkung von Protonen aus der in der gesamten Galaxie vorhandenen kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium von M 87 ist nach dem im Abschnitt 2.7.1 erläuterten Modell von Pfrommer und Enßlin (2003) ebenfalls eine nachweisbare Emission von TeV-Photonen zu erwarten. Da diese Berechnungen erst nach dem Nachweis von M 87 durch das HEGRA-Teleskopsystem veröffentlicht worden sind, konnte insbesondere die Winkelverteilung des beobachteten Signales ausgewertet werden. Hierzu wurde die aufgrund einer angenommenen räumlichen Verteilung der Protonen aus der kosmischen Strahlung erwartete Morphologie der TeV- γ -Strahlung mit den HEGRA-Meßdaten verglichen. Für drei verschiedene Modellansätze hat sich dabei jeweils eine gute morphologische Übereinstimmung ergeben, aus der Einschränkungen auf die Dichte und die räumliche Verteilung der kosmischen Strahlung innerhalb von M 87 abgeleitet werden können.

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von TeV-Photonen ist die Vernichtungsstrahlung der hypothetischen nicht-baryonischen Dunklen Materie. Dabei wird vor allem die Annihilation des leichtesten, stabilen supersymmetrischen Teilchens, des Neutralinos χ , diskutiert (siehe auch Abschnitt 2.9). Die elliptische Galaxie M 87 erscheint in diesem Zusammenhang als geeigneter Kandidat für einen Nachweis. Dies liegt insbesondere an ihrer großen Gesamtmasse von ungefähr $10^{13} M_{\odot}$ in den inneren 100 kpc, wobei davon nur ein geringer Anteil von etwa 10% der baryonischen Materie zugerechnet werden kann (Schindler et al. 1999). Unter der Annahme, daß ein Teil der im Bereich von M 87 konzen-

trierten Gesamtmasse durch Neutralinos gebildet wird, könnte ihre Annihilationsstrahlung zu einer möglicherweise nachweisbaren TeV- γ -Emission führen (Baltz et al. 2000). Nach einer neueren Berechnung ist ein solcher Nachweis unter Berücksichtigung realistischer Detektoreigenschaften jedoch sehr unwahrscheinlich (Fornengo et al. (2004), siehe auch Abbildung 7.11).

Allen hier genannten Szenarien liegt eine verhältnismäßig große Emissionsregion bzw. ein relativ stetig ablaufender Erzeugungsprozeß zugrunde. Damit ist im Gegensatz zu den AGN-typischen Emissionsmodellen keine signifikante Variabilität einer TeV-Strahlungskomponente zu erwarten.

7.2.3 Hochenergetische Beobachtungen von M 87

Neben den Hinweisen auf Emissionseigenschaften im Radio-, optischen und Röntgenbereich, die den *BL Lac*-Objekten ähneln, sind vor allem Meßergebnisse im hochenergetischen Teil des Spektrums von M 87 von großem Interesse für die Modellierung einer möglichen TeV- γ -Emission. Als obere Flußgrenze liefert der dritte EGRET-Katalog für den Energiebereich oberhalb von 100 MeV einen Wert von $2.3 \cdot 10^{-8}$ phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$ (Hartman et al. 1999). Eine etwas härtere Grenze von $2.18 \cdot 10^{-8}$ phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$ wurde im Anschluß von Reimer et al. (2003) veröffentlicht. Auch im Rahmen der Himmelsdurchmusterung mit den HEGRA-Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern in den Jahren 1994 und 1995 konnte M 87 oberhalb von 20 TeV nicht nachgewiesen werden. Aus diesen Meßdaten ergibt sich dabei eine obere Flußgrenze von $4.6 \cdot 10^{-13}$ phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$.

Im GeV-/TeV-Bereich wurde M 87 erstmals in den Jahren 1969 und 1970 mit dem neu errichteten Whipple-Teleskop ohne Verwendung der abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Technik beobachtet (Weekes et al. 1972). Die aus dieser Messung bestimmte obere Flußgrenze oberhalb von 210 GeV liegt bei $1.2 \cdot 10^{-10}$ phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$ und damit etwa eine Größenordnung über dem Flußniveau, das sich aus einer Extrapolation des mit dem HEGRA-Teleskopsystem bestimmten Spektrums ergeben würde. Eine aktuelle Messung mit dem Whipple-Teleskop erstreckt sich über einen Zeitraum von 39 h während der Jahre 2000 bis 2003 (Le Bohec et al. 2004). Auch bei dieser Beobachtung oberhalb von 400 GeV konnte M 87 nicht nachgewiesen werden. Als obere Flußgrenze ergibt sich hierbei ein Wert von $6.9 \cdot 10^{-12}$ phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$, der ebenfalls deutlich oberhalb des aus der Extrapolation des gemessenen Spektrums bestimmten Flußniveaus liegt.

Auch im Rahmen erster Auswertungen einer tiefen Beobachtung von mehr als 80 h mit dem HEGRA-Teleskopsystem in den Jahren 1998 und 1999 konnte M 87 zunächst nicht signifikant nachgewiesen werden (Götting et al. 2000, 2001c,d). Die nach dem jeweiligen Stand der Kalibrations- und Analysetechnik bestimmten oberen Flußgrenzen haben dabei jedoch die jeweils stärksten Einschränkungen des zulässigen Parameterraumes dargestellt. Nach einer Reihe von Verbesserungen im Bereich der HEGRA-Datenkalibration, -selektion und -analyse, die im Kapitel 4 detailliert dargestellt sind, ergab sich eine deutliche Steigerung der Sensitivität. Damit war es schließlich möglich, einen Nachweis von M 87 mit einer statistischen Signifikanz zwischen 4σ und 5σ zu erreichen (Aharonian et al. 2003b), der im folgenden diskutiert wird.

Zeitraum	Jahr	effektive Meßdauer $T_{\text{obs,eff}}$ [h]	mittlerer Zenitwinkel $\bar{\vartheta}$	eff. Energie- schwelle E_{thr} [TeV]	statistische Signifikanz S_{DC} [σ]
28.12.	1998	0.6	23.4°	1.2	0.6
17.-26.1.	1999	10.0	18.1°	1.1	1.9
12.2.	1999	0.6	16.9°	1.0	0.3
16.-24.3.	1999	19.2	21.7°	1.1	1.5
5.-21.4.	1999	28.1	22.8°	1.1	3.7
9.-18.5.	1999	14.7	19.2°	1.0	2.2
3.6.	1999	0.3	39.3°	2.0	0.9
Gesamt	1998/1999	73.5	21.1°	1.1	4.9

Tabelle 7.2: Zeiträume, effektive Meßdauer, mittlerer Zenitwinkel, effektive Energieschwelle und statistische Signifikanz S_{DC} der Beobachtungen von M 87. Die Zeiträume entsprechen dabei jeweils einzelnen Meßperioden zwischen zwei Vollmondzeitpunkten.

7.3 HEGRA-Beobachtungen von M 87

M 87 wurde in den Jahren 1998 und 1999 im Rahmen eines Meßprogrammes zum Auffinden extragalaktischer TeV- γ -Quellen mit dem HEGRA-Teleskopsystem beobachtet. Als sinnvolle Meßdauer wurde dabei im Hinblick auf eine möglichst hohe Sensitivität und wegen der geplanten Untersuchung des Zentralbereiches des Virgo-Galaxienhaufens ein Zeitrahmen von etwa 100 h angesetzt.³

In Tabelle 7.2 findet sich eine periodenweise Übersicht zu den HEGRA-Beobachtungen von M 87. Die Datenselektion führt im Falle von M 87 von einer Gesamtbeobachtungsdauer von 83.3 h zu einer totzeitkorrigierten Meßzeit von 73.5 h. Durch einen heftigen Wintereinbruch im Januar 1999 wurden die HEGRA-Teleskope stark vereist. Infolge dieser großen Belastung kam es bei einer Reihe von Spiegelsegmenten zu einer Dejustierung sowie zum Bruch einzelner Glasspiegel. Die vollständige Behebung dieser Schwierigkeiten nahm dabei eine längere Zeitspanne ein. Um die Verwendbarkeit der in diesem Zeitraum aufgezeichneten Meßdaten bestimmen zu können, wurde eine intensive Untersuchung der erfreulicherweise in ausreichend großem Umfang zur Verfügung stehenden zeitnahen Beobachtungen des Crab-Nebels im Vergleich zu früheren und späteren Messungen durchgeführt. Hierbei hat sich ergeben, daß die Auswertung aller Beobachtungen in diesem Zeitraum nach der Durchführung der vollständigen Kalibration entsprechend Unterkapitel 4.4 problemlos möglich ist.⁴

³ Die Ergebnisse der beiden vergleichbar tief beobachteten Radiogalaxien Cygnus A und NGC 1275 bzw. der sie umgebenden Galaxienhaufen werden im Unterkapitel 8.1 beschrieben.

⁴ Der Ausschluß der Meßdaten aus den Wintermonaten des Jahres 1999 und die Anwendung einer sehr strikten Selektionsmethode haben dazu geführt, daß für die ersten Auswertungen der M 87-Beobachtungen mit 44.1 h erheblich weniger Meßzeit als bei der hier erläuterten Analyse zur Verfügung gestanden hat (Götting et al. 2000, 2001c,d). Unter der Annahme einer konstant emittierenden Quelle ergibt sich damit gleichzeitig eine drastisch reduzierte Sensitivität für den Nachweis eines schwachen TeV- γ -Flusses.

Aus dem mittleren Zenitwinkel von 21.1° ergibt sich für das im wesentlichen verwendete 4-Teleskop-System eine effektive Energieschwelle von 1.1 TeV. Die resultierenden Ereigniszahlen, Signifikanz- und Flußwerte sind in Tabelle 7.4 wiedergegeben. In den folgenden Abschnitten werden zunächst der Nachweis von M 87 als TeV- γ -Quelle und eine Konsistenzüberprüfung dieses bedeutenden Ergebnisses erläutert. Im Anschluß folgt eine Beschreibung der Untersuchung der Morphologie sowie der zeitabhängigen und der spektralen Eigenschaften von M 87 im TeV-Energiebereich.

7.3.1 Signifikanter Nachweis in den Jahren 1998/1999

Zur Bestimmung der Analyseschritte steht ein Crab-Vergleichsdatensatz mit einer Länge von 11.6 h zur Verfügung. Da die M 87-Messungen mit maximal vier und aufgrund von technischen Problemen teilweise sogar nur mit drei Teleskopen durchgeführt wurden, ist im Vergleich zu den Beobachtungen von H 1426+428 und 1ES 1959+650 eine geringfügig schlechtere Winkelaufösung des Teleskop-systemes zu erwarten (vgl. Anhang C). Entsprechend ergeben sich für M 87 relativ weiche Auswahlkriterien mit einem optimalen Winkelschnitt $\Delta\Theta^2 < 0.014 \text{ deg}^2$ und einer geforderten Bildmultiplizität $N_{\text{img}} \geq 2$. Da die Radiogalaxie M 87 wegen ihrer geringen Ausdehnung entsprechend Abschnitt 7.1 als punktförmige Quelle für das HEGRA-Teleskopsystem betrachtet werden kann, werden diese Analyseschritte im folgenden für alle Untersuchungen mit Ausnahme der im folgenden Abschnitt beschriebenen Konsistenztests unverändert verwendet.

Abbildung 7.3 zeigt das resultierende TeV- γ -Signal in Form eines Winkelabstandshistogrammes. An der Position von M 87 ergibt sich dabei ein deutlicher Überschuß mit einer Signifikanz $S_{\text{DC}} = 4.9\sigma$. Dieses Ergebnis stellt den Abschluß einer Reihe von Verbesserungen der verwendeten Analyseverfahren dar, die jeweils gewisse Steigerungen der Sensitivität mit sich gebracht haben. So wurde im Frühjahr 2003 nach einer umfangreichen HEGRA-internen Überprüfung unter Einsatz alternativer Analyseverfahren das nach der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Methodik bestimmte Ergebnis mit einer Signifikanz von 4.1σ von der HEGRA-Kollaboration veröffentlicht (Aharonian et al. 2003b). Detaillierte Studien zur Sensitivität für schwache Quellen haben im Anschluß auch im Falle von M 87 zu Erhöhungen der statistischen Signifikanz geführt (Götting et al. 2003, Götting et al. 2004). Die hier beschriebenen Ergebnisse der M 87-Datenanalyse stimmen jedoch in Bezug auf die physikalischen Eigenschaften des Objektes (beispielsweise bzgl. der Schwerpunktposition und des Spektrums) im wesentlichen mit den bereits in der HEGRA-Veröffentlichung angegebenen Werten überein.

Da erst nach dem Ende der HEGRA-Betriebszeit eine ausreichend empfindliche Analyseverfahren für den Nachweis einer schwachen Quelle wie M 87 zur Verfügung stand, konnten keine weiteren Beobachtungen mit dem Ziel einer Überprüfung des Signales mit demselben Instrument wie im Falle von H 1426+428 durchgeführt werden. Die Messungen des H.E.S.S.-Teleskopsystemes (Beilicke et al. 2005) haben die HEGRA-Ergebnisse jedoch mittlerweile bestätigt, so daß

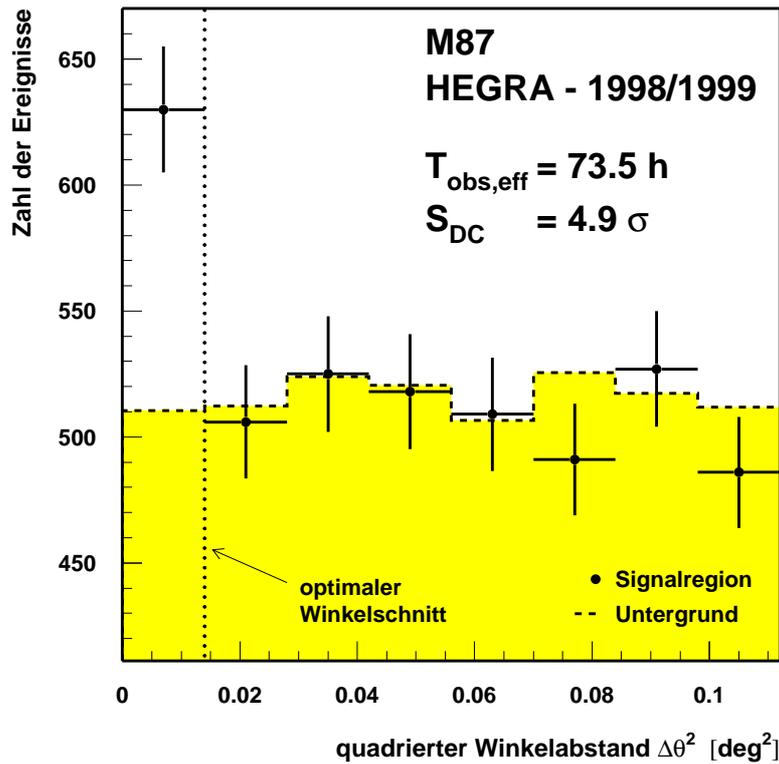


Abbildung 7.3: Winkelabstandshistogramm der HEGRA-Beobachtungen von M 87 in den Jahren 1998/1999. Die Darstellung erfolgt analog zu Abbildung 5.3.

M 87 als etablierte TeV- γ -Quelle angesehen werden kann.⁵ Die Radiogalaxie M 87 ist damit das erste TeV-aktive Objekt vom AGN-Typ, das nicht zur Unterklasse der Blazare gehört (siehe auch Abschnitt 7.5).

Wegen der relativ langen Meßdauer gehört das Gesichtsfeld der HEGRA-M 87-Beobachtungen wie im Falle von H 1426+428 und 1ES 1959+650 zu den mit besonders großer Empfindlichkeit für schwache TeV- γ -Quellen untersuchten Himmelsregionen. Abbildung 7.4 zeigt hierzu die aus einer Suche nach punktförmigen Quellen resultierende Signifikanz-Himmelskarte. Da sich in der Nähe von M 87 auch die bereits angesprochene elliptische Galaxie M 86 befindet, weist die hier dargestellte Himmelskarte im Gegensatz zu den Abbildungen 5.4 und 6.2 eine vergrößerte Kantenlänge von 3° auf. Aufgrund der Akzeptanzmodellierung bei dem für die Quellensuche im Gesichtsfeld verwendeten *Template*-Untergrundmodell sind die hier gezeigten Ergebnisse dennoch verlässlich. Dies wird auch durch die ebenfalls in Abbildung 7.4 wiedergegebene Signifikanzverteilung bestätigt. Hierbei zeigt sich die für den Fall der Abwesenheit weiterer Quellen erwartete Normalverteilung, so daß M 87 das einzige bei dieser Beobachtung nachgewiesene Objekt darstellt. Die Ergebnisse für die Galaxie M 86 werden im Abschnitt 8.2.2 eingehend beschrieben.

⁵ Eine strikte Anwendung der im Abschnitt 2.4 erläuterten, sogenannten „Weakes-Kriterien“ zur Nachweisklassifikation von TeV- γ -Quellen ordnet M 87 aufgrund des leichten Unterschreitens der 5σ -Grenze durch die HEGRA-Messung dennoch nur als B-Quelle ein (vgl. Tabelle 2.1).

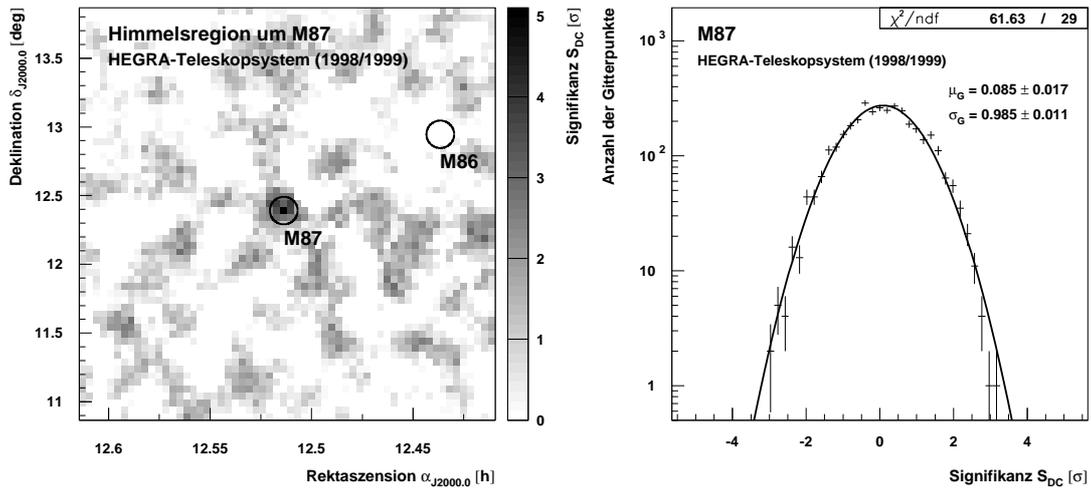


Abbildung 7.4: Links: Signifikanzkarte für die Himmelsregion um M 87. Die Darstellung folgt Abbildung 5.4. In der Himmelskarte ist neben M 87 auch die Position von M 86 markiert (vgl. Abschnitt 8.2.2). Rechts: Verteilung der Signifikanzen in der Signifikanzkarte unter Ausschluß der unmittelbaren Umgebung von M 87. Die Kurve zeigt die Anpassung einer Normalverteilung mit dem Mittelwert $\mu_G = 0.085$ und der Breite $\sigma_G = 0.985$.

7.3.2 Überprüfung des Signalcharakters

Aufgrund der im Unterkapitel 7.5 diskutierten großen physikalischen Bedeutung und des gleichzeitig mit nur relativ geringer Photonenstatistik erfolgten Nachweises von M 87 im TeV-Energiebereich ist es notwendig, die Konsistenz des gemessenen Signales zu überprüfen. Hierzu wird im folgenden der Einsatz einer Reihe von Testmethoden beschrieben, die die Stabilität des Überschusses angesichts von Variationen der Analyseverfahren sowie den photonischen Charakter des Signales aufzeigen können. Die Ergebnisse der einzelnen Testmethoden sind dabei in Tabelle 7.3 zusammengefaßt.

Einsatz verschiedener Untergrundmodelle:

Der obere Teil von Tabelle 7.3 zeigt die Resultate der M 87-Analyse unter Verwendung des Ringsegment-Untergrundmodelles sowie beim Einsatz von sieben gleichgroßen Untergrundregionen (vgl. Abschnitt 4.8.2). Zusätzlich ist auch das Ergebnis nach der Anwendung des phänomenologischen *Template*-Modelles angegeben (vgl. Abschnitt 4.8.3). Wie ein Vergleich der Photonenraten R_γ und der statistischen Signifikanzen S_{DC} zeigt, liefern alle drei Modelle gut verträgliche Resultate. Damit läßt sich ausschließen, daß das Signal durch eine unerkannte Fluktuation oder systematische Fehlfunktion der hier verwendeten Ringsegment-Methode zur Untergrundbestimmung hervorgerufen wird.

Merkmal	$T_{\text{obs,eff}}$ [h]	E_{thr} [TeV]	N_{ON}	$\langle N_{\text{OFF}} \rangle$	$\langle R_{\text{OFF}} \rangle$ [phot./h]	R_{γ} [phot./h]	S_{DC} [σ]
Ringsegm.	73.5	1.08	630	510.5	6.95 ± 0.09	1.6 ± 0.4	4.9
7 Regionen	73.5	1.08	630	510.0	6.93 ± 0.12	1.6 ± 0.4	4.8
Template	73.5	1.08	628	503.0	6.84 ± 0.13	1.7 ± 0.4	5.0
Wobble ⁺	39.0	1.07	343	267.6	6.86 ± 0.12	1.9 ± 0.5	4.2
Wobble ⁻	34.5	1.09	287	242.9	7.04 ± 0.13	1.3 ± 0.5	2.6
$N_{\text{img}} \geq 2$	73.5	1.08	630	510.5	6.95 ± 0.09	1.6 ± 0.4	4.9
$N_{\text{img}} \geq 3$	73.5	1.27	227	176.2	2.40 ± 0.05	0.69 ± 0.21	3.5
$N_{\text{img}} = 4$	71.0	1.46	63	37.0	0.52 ± 0.03	0.37 ± 0.12	3.7

Tabelle 7.3: Ergebnisse der Konsistenztests zur Überprüfung des Signalcharakters im Falle des M 87-Nachweises. Die Ergebnisse der Standardanalyse mit dem Ringsegment-Untergrundmodell sind dabei fettgedruckt hervorgehoben. Angegeben sind jeweils die effektive Beobachtungszeit $T_{\text{obs,eff}}$, die effektive Energieschwelle E_{thr} , die Ereigniszahlen N_{ON} und $\langle N_{\text{OFF}} \rangle$, die mittlere Untergrundrate $\langle R_{\text{OFF}} \rangle$, die Photonenrate R_{γ} und die statistische Signifikanz S_{DC} .

Vergleich der Resultate von verschiedenen Teleskopausrichtungen:

Da die M 87-Beobachtungen im üblichen *wobble*-Modus durchgeführt wurden, kann die Messung in zwei Teildatensätze *wobble*⁺ und *wobble*⁻ aufgeteilt werden (vgl. Abschnitt 4.8.2). Die Untersuchung von derart aufgeteilten Meßdaten kann Hinweise auf unerkannte Ausrichtungsfehler der Teleskope sowie auf eine defekte Region in einer Kamera liefern. Ein solches Problem könnte dabei unter Umständen zu einer Vortäuschung eines photonischen Überschusses führen. Die beiden Teildatensätze stammen bei dieser Studie praktisch aus denselben Zeiträumen, so daß die Effekte möglicher allgemeiner technischer Probleme alle Ergebnisse gleichermaßen betreffen würden. Wie ein Vergleich der jeweiligen Untergrund- und Photonennraten im mittleren Teil von Tabelle 7.3 zeigt, stimmen die Ergebnisse der beiden Teilbeobachtungen jedoch im Rahmen der statistischen Fehler überein. Der Unterschied der Signifikanzwerte ist damit auf die verschieden langen Beobachtungszeiten sowie auf eine statistische Fluktuation zurückzuführen.

Einsatz verschiedener Schnitte auf die Bildmultiplizität N_{img} :

Der Nachweis eines schwachen Signales hängt wesentlich von der Bestimmung eines geeigneten Wertes für den Analyseschnitt auf die Winkeldistanz $\Delta\Theta^2$ ab (vgl. Abschnitt 4.6.5). Die hier eingesetzte Optimierungsmethode unter Verwendung eines zeitnah aufgezeichneten Crab-Vergleichsdatensatzes liefert dabei verlässliche Werte, wenn sich für die Ereignisklassen der verschiedenen Bildmultiplizitäten beim untersuchten Objekt und im Vergleichsdatensatz vergleichbare Winkelauflösungen ergeben. Zur Kontrolle dieses Verhaltens wurde der M 87-Datensatz für Schnittwerte $N_{\text{img}} \geq 2$, ≥ 3 und $N_{\text{img}} = 4$ auf die minimale Bildmultiplizität ausgewertet (vgl. Tabelle 7.3, unterer Teil), wobei der Winkelschnitt jeweils anhand der Crab-Daten optimiert wurde. Die Abnahme der statistischen

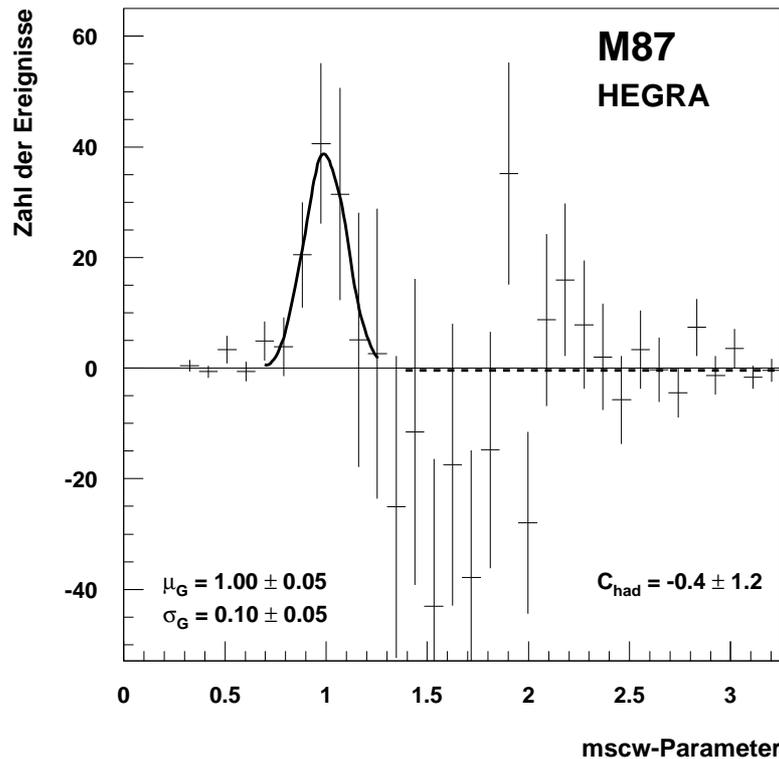


Abbildung 7.5: Differenzverteilung des *mscw*-Parameters zwischen der Signal- und der Untergrundregion für die M87-Beobachtungen. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis der Anpassung einer Gaußverteilung im Bereich der Photonenkandidaten ($0.7 < \text{mscw} < 1.3$), die einen Mittelwert von 1.0 und eine Breite von 0.1 ergibt. Die gestrichelte Linie zeigt das Resultat der Anpassung einer konstanten Funktion im Bereich der Hadronkandidaten ($\text{mscw} > 1.4$), die ein Niveau von -0.4 aufweist.

Signifikanz S_{DC} für die beiden härteren Schnitte auf die Bildmultiplizität läßt sich dabei auf die Verminderung der Ereignisstatistik aufgrund der Erhöhung der effektiven Energieschwelle der Messung zurückführen (siehe auch Unterkapitel 4.7).⁶ Die Tatsache, daß der Überschuß aus der Richtung von M87 für jeden der untersuchten Schnitte auf die Bildmultiplizität eine deutliche Signifikanz aufweist, zeigt dabei, daß der M87-Datensatz keine unerkannten Anomalien bezüglich der Winkelauflösung in den einzelnen Multiplizitätsklassen aufweist. Ein Vergleich mit den Ergebnissen der zugehörigen Crab-Daten hat ferner eine gute Übereinstimmung der Verhältnisse zwischen den jeweiligen Ereignisraten aufgewiesen.

Überprüfung des photonischen Charakters der Signalverteilung:

Im Falle eines photonischen Signales wird entsprechend Abbildung 3.13 im Abschnitt 3.5.3 für die Differenzverteilung des *mscw*-Parameters zwischen der Signal- und der Untergrundmessung eine Gaußverteilung mit dem Mittelwert 1.0

⁶ Die geringe Abnahme der Beobachtungszeit für den Schnitt $N_{\text{img}} = 4$ beruht dabei auf der Verkürzung des Datensatzes um *Runs*, in denen nur drei Teleskope aktiv waren.

und der Breite 0.1 erwartet. Abbildung 7.5 zeigt das entsprechende Resultat dieser Untersuchung für den hier ausgewerteten M 87-Datensatz. Obwohl die einzelnen Einträge der Differenzverteilung entsprechend der begrenzten Ereignisstatistik verhältnismäßig große Fehler aufweisen, ist der Überschuß im Bereich der Photokandidaten ($m_{scw} < 1.3$) deutlich zu erkennen. Der Mittelwert und die Breite der angepaßten Gaußverteilung entsprechen dabei der Erwartung für ein photonisches Signal. Für das Hadronenregime ergibt die Anpassung einer konstanten Funktion den im Rahmen der Fehler mit der Untergrunderwartung $C_{\text{had,erw}} = 0$ kompatiblen Wert $C_{\text{had}} = -0.4 \pm 1.2$ ($\chi^2_{\text{red}} = 1.1$ bei 19 Freiheitsgraden). Damit unterstützt auch dieser Konsistenztest die Hypothese, daß es sich bei dem aus der Richtung von M 87 gemessenen Überschuß um das Signal einer echten TeV- γ -Quelle handelt.

7.3.3 Schwerpunkt und Ausdehnung der TeV- γ -Emission

Für die Interpretation der TeV- γ -Strahlung von M 87 ist es wünschenswert, die Position und Morphologie des Emissionsortes zu untersuchen. Die relativ geringe Entfernung von M 87 eröffnet dabei im Rahmen der Winkelauflösung des HEGRA-Teleskopsystemes prinzipiell die Möglichkeit, die Lage des Schwerpunktes sowie die Größe einer möglichen Ausdehnung der Quelle innerhalb der ausgeprägten Radiostruktur zu ermitteln.

Bestimmung des Schwerpunktes der TeV- γ -Emission von M 87:

Die Rekonstruktion des TeV-Emissionsschwerpunktes kann trotz der begrenzten Photonenstatistik entsprechend der im Abschnitt 4.6.8 beschriebenen Methode vorgenommen werden. Der Schwerpunkt wird damit an der folgenden Himmelsposition (Rektaszension, Deklination) rekonstruiert:

$$\begin{aligned} \text{RA}_{\text{J2000.0}} &= 12^{\text{h}} 30^{\text{m}} 54.4^{\text{s}} \pm 6.7^{\text{s}}_{\text{stat}} \pm 1.7^{\text{s}}_{\text{sys}} \\ \text{DEC}_{\text{J2000.0}} &= 12^{\circ} 24' 20'' \pm (1'23'')_{\text{stat}} \pm 25''_{\text{sys}} \end{aligned}$$

Die Entfernung zwischen der ermittelten Schwerpunktposition und dem Zentrum von M 87 beträgt dabei etwa 0.025° bzw. $90''$. Im Rahmen der Fehler sind die beiden Positionen jedoch konsistent. Die Position des TeV-Schwerpunktes von M 87 ist zusammen mit ihren statistischen Fehlern auch in der in Abbildung 7.6 dargestellten VLA-Radio-Himmelskarte von Owen et al. (2002) markiert. Aufgrund der in der Radiokarte verwendeten Himmelskoordinaten zum Äquinoktium 1950 wurde die Schwerpunktposition dabei entsprechend transformiert. Aus der Himmelskarte wird ferner deutlich, daß der zentrale Emissionsort der TeV- γ -Emission neben dem Kern von M 87 auch an einer Position innerhalb der gesamten inneren Jetstruktur einschließlich des 1.5 kpc-Jets mit seinen prominenten Strahlungsknoten liegen kann. Die in einer erheblich besseren Photonenstatistik resultierenden Messungen des H.E.S.S.-Teleskopsystemes erlauben eine Schwerpunktbestimmung mit kleineren statistischen Fehlern (Beilicke 2006). Allerdings ist auch in diesem Fall keine eindeutige Zuordnung des Schwerpunktes, beispielsweise zur Position des Kernes von M 87 oder zu einem der Strahlungsknoten des Jets möglich.

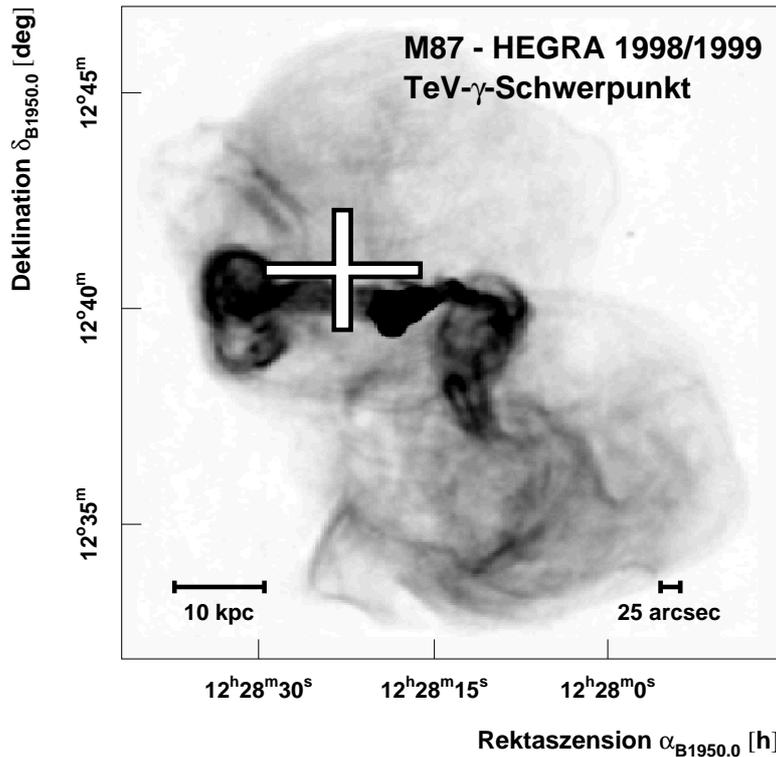


Abbildung 7.6: VLA-Himmelskarte von M 87 im Radiobereich bei einer Wellenlänge von 90 cm (nach Owen et al. (2002)). Die gesättigt dargestellte, nahezu dreieckige Struktur in der Mitte des Bildes enthält das Zentrum von M 87 sowie den prominenten 1.5 kpc-Jet. Das Kreuz markiert die Himmelsposition des Emissionsschwerpunktes der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals signifikant nachgewiesenen TeV- γ -Strahlung von M 87. Die Ausdehnung des Positionskreuzes zeigt dabei die statistischen Fehler der Schwerpunktbestimmung. Der in der rechten unteren Ecke dargestellte Maßstab gibt die Größe des systematischen Ausrichtungsfehlers der HEGRA-Teleskope an.

Untersuchung der möglichen Ausdehnung der TeV- γ -Emission:

Die Verteilung der Überschüßereignisse im Winkelabstandshistogramm (Abbildung 7.3) zeigt aufgrund der beschränkten Photonenzahl keine Anzeichen einer aufgrund einiger der im Abschnitt 7.2 beschriebenen Modelle vorstellbaren Ausdehnung. Die Untersuchung einer möglichen ausgedehnten Emission kann jedoch unter Verwendung des Crab-Vergleichsdatensatzes erfolgen, wobei der Crab-Nebel als punktförmige Quelle für das Teleskopsystem angenommen wird. Durch die Anpassung einer Exponentialfunktion an das entsprechende Crab-Winkelabstandshistogramm wird hierbei zunächst die für den Datensatz gegebene Winkelauflösung bestimmt.⁷ Eine ausgedehnte Emission kann nun durch die Faltung zweier Exponentialfunktionen (unter der Annahme eines intrinsischen Emissionsprofils entsprechend einer Gaußfunktion mit der Breite σ_{M87}) beschrieben werden. Die Anpassung einer solchen Faltungsfunktion an das Winkelabstandshistogramm ergibt im Falle von M 87 eine intrinsische Ausdehnung von

⁷ Die Darstellung des Winkelabstandshistogrammes als Funktion der Größe $\Delta\theta^2$ führt zu einer Transformation einer Gaußfunktion in eine Exponentialfunktion.

Jahr	N_{ON}	$\langle N_{\text{OFF}} \rangle$	S_{DC} [σ]	S_{Kol} [σ]	S_{Prah} [σ]	$\Phi_{\gamma}(E > 1 \text{ TeV})$ [mCrab] (\star)	
1998/1999	630	510.5	4.9	-0.6	0.8	53 ± 14	0.92 ± 0.24

(\star): [10^{-12} phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$]

Tabelle 7.4: Anzahl der Ereignisse in der Signal- bzw. Untergrundregion (N_{ON} bzw. N_{OFF}), Signifikanzen S_{DC} , S_{Kol} und S_{Prah} sowie integraler Photonenfluß Φ_{γ} oberhalb von 1 TeV für die Beobachtung von M 87 mit dem HEGRA-Teleskopsystem in den Jahren 1998 und 1999.

$\sigma_{\text{M87}} = (0.05^{+0.08}_{-0.05})$ deg. Damit zeigt sich im Rahmen der Fehler eine gute Übereinstimmung des Signales mit der Emission einer punktförmigen Quelle.

Zusätzlich kann eine obere Grenze auf die Ausdehnung der Quelle bestimmt werden. Hierzu wird die Anpassung der zuvor beschriebenen Faltungsfunktion mit zunehmender, festgehaltener Ausdehnung σ_{M87} wiederholt, bis die Qualität der Anpassung das Vertrauensniveau von 99% verletzt. Als obere Grenze ergibt sich in diesem Fall eine Ausdehnung von $\sigma_{\text{M87}} < 0.15^{\circ}$. Dieser Wert entspricht bei der Entfernung von M 87 einem Ausmaß von etwa 38 kpc. Da auch die H.E.S.S.-Messungen nur eine weitere Einschränkung auf etwa 21 kpc zulassen (Beilicke 2006), können unter den genannten Annahmen derzeit lediglich die äußeren Bereiche der in Abbildung 7.6 dargestellten Radiostrukturen als Erzeugungsregionen der nachgewiesenen TeV- γ -Strahlung ausgeschlossen werden.

7.3.4 Integraler Fluß und Lichtkurve von M 87

In Tabelle 7.4 sind die Ereigniszahlen sowie die Ergebnisse der Signalsuche und der Tests auf ausbruchartiges Verhalten nach Kolmogorov und Prah für den gesamten Datensatz aufgelistet. Der mittlere gemessene Fluß von M 87 wurde entsprechend der Abschnitte 4.7.4 und 4.9.5 oberhalb von 1 TeV bestimmt und beträgt lediglich $(5.3 \pm 1.4)\%$ des Crab-Flusses. Anhand der im Anhang B.3 angestellten Überlegungen zur Sensitivität einer Messung kann damit die für einen Nachweis von M 87 mit dem Whipple-Teleskop erforderliche Beobachtungszeit abgeschätzt werden. Unter der Annahme einer konstanten Emission sowie unter Verwendung der von Finley et al. (2001) angegebenen Empfindlichkeit des Whipple-Teleskopes ergibt sich hierbei eine erforderliche Meßdauer von mehr als 300 h. Daraus ist ersichtlich, daß vor der Inbetriebnahme des H.E.S.S.-Teleskopsystemes nur das HEGRA-Teleskopsystem in der Lage gewesen ist, die TeV- γ -Emission von M 87 mit einem vertretbaren Zeitaufwand nachzuweisen.

Die M 87-Datenanalyse hat entsprechend Tabelle 7.4 keine Hinweise auf eine signifikante Variabilität des Flusses ergeben. Aufgrund der geringen statistischen Signifikanz des TeV-Signales ist es ferner nur sehr beschränkt möglich, die zeitliche Entwicklung des Flusses zu untersuchen. Abbildung 7.7 zeigt die monatliche Lichtkurve von M 87, wobei Meßperioden mit Beobachtungszeiten von weniger als einer Stunde mit den jeweils nachfolgenden bzw. vorangehenden Monaten zusammengefaßt wurden (vgl. Tabelle 7.2). Wie aus der Abbildung deutlich wird,

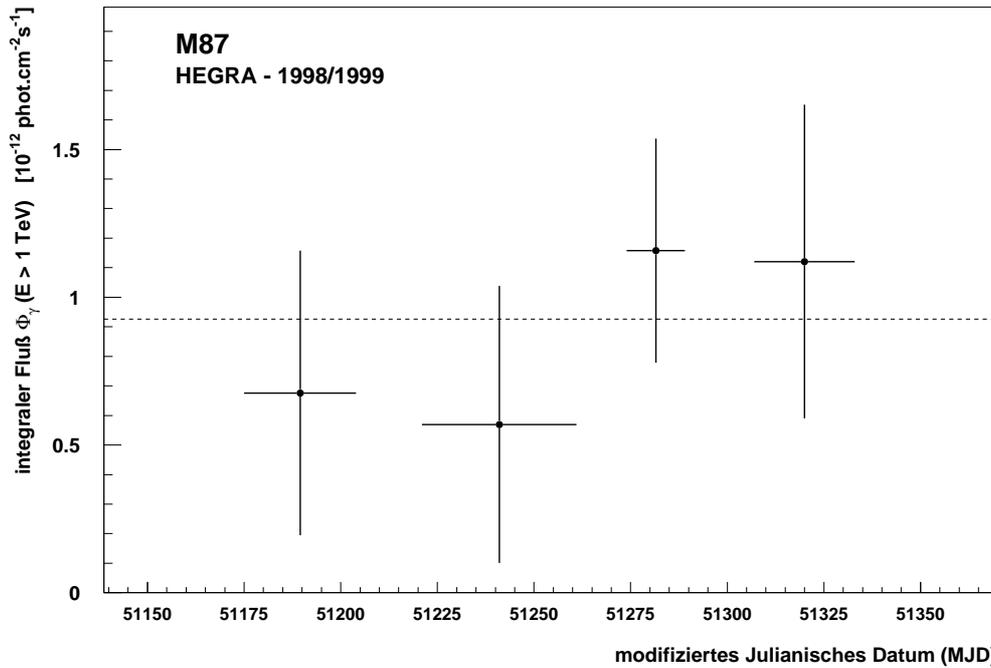


Abbildung 7.7: Monatsweise Lichtkurve von M 87 oberhalb von 1 TeV. Aufgrund der teilweise sehr geringen Beobachtungszeiten sind dabei jeweils die Meßperioden Dezember 1998 und Januar 1999, Februar und März 1999 sowie Mai und Juni 1999 zusammengefaßt worden. Die vertikalen Fehlerbalken geben die statistischen Fehler der Flußwerte an, während die horizontalen die Länge der jeweils abgedeckten Zeiträume markieren. Die gestrichelte Linie zeigt ferner den mittleren integralen Photonenfluß von M 87 mit einem Niveau von 5.3 % des Crab-Flusses.

kann aufgrund der großen statistischen Fehler der einzelnen Flußwerte keine signifikante Veränderung des Flußniveaus festgestellt werden.

Im Gegensatz dazu erlaubt der signifikante Nachweis von M 87 mit dem H·E·S·S-Teleskopsystem jedoch eine Untersuchung der jahreweisen Lichtkurve im Hinblick auf eine mögliche Variabilität der TeV- γ -Strahlung. In Abbildung 7.8 sind hierzu neben dem mit dem HEGRA-Teleskopsystem gemessenen Fluß aus den Jahren 1998 und 1999 auch die mit den H·E·S·S-Teleskopen gemessenen Flüsse der Jahre 2003 bis 2005 dargestellt. Hierzu wurden die von Beilicke (2006) angegebenen integralen Flußwerte unter Verwendung der rekonstruierten Spektren auf die HEGRA-Energieschwelle von 1 TeV konvertiert. Die von der Whipple-Kollaboration für die Jahre 2000 bis 2003 angegebene obere Flußgrenze (Le Bohec et al. 2004) führt unter der Annahme des mittleren, mit den H·E·S·S-Teleskopen bestimmten differentiellen Spektralindex von 2.43 entsprechend auf einen Wert von etwa $1.9 \cdot 10^{-12}$ phot. cm^{-2} s^{-1} oberhalb von 1 TeV und liegt damit deutlich oberhalb des in der Abbildung wiedergegebenen Flußbereiches. Aus der dargestellten jahreweisen Lichtkurve läßt sich eine deutliche Variabilität von M 87 ablesen, wobei für die H·E·S·S-Messungen eine Signifikanz von 3.3σ für einen veränderlichen Fluß bestimmt wurde (Beilicke 2006). Eine quantitative Analyse der Variabilität unter Verwendung der HEGRA-Daten wurde hier nicht durchgeführt. Der Grund dafür liegt in der Notwendigkeit, neben

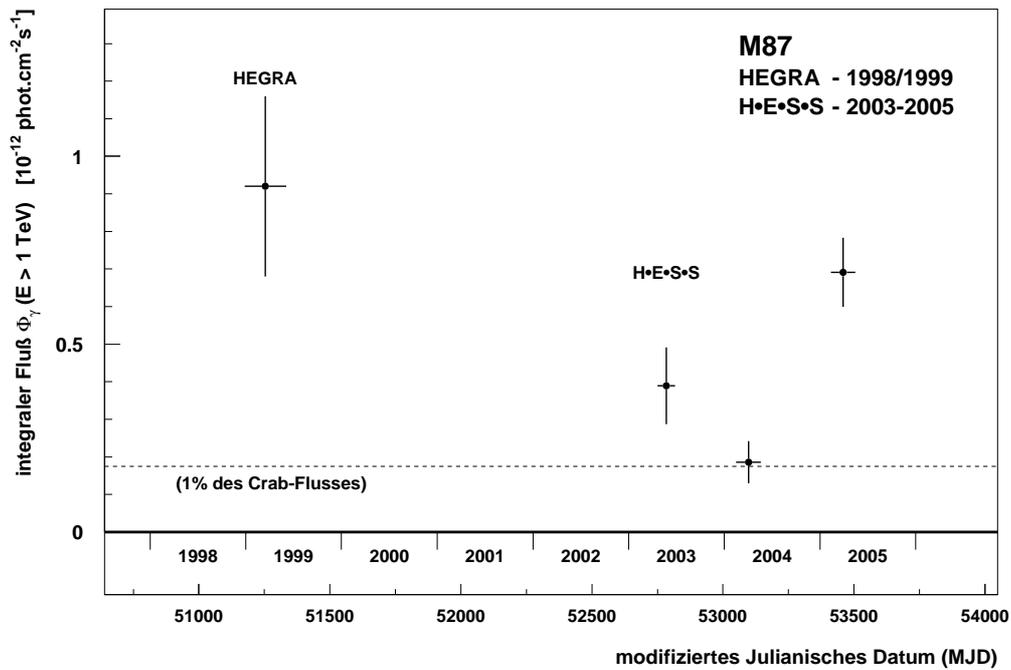


Abbildung 7.8: Jahrewise Lichtkurve von M 87 oberhalb von 1 TeV. Neben dem Ergebnis der HEGRA-Messung aus den Jahren 1998 und 1999 sind auch die Resultate der H.E.S.S.-Beobachtungen aus den Jahren 2003 bis 2005 nach Beilicke (2006) dargestellt. Die vertikalen Fehlerbalken geben die statistischen Fehler der Flußwerte an, während die horizontalen die Länge der jeweils abgedeckten Zeiträume markieren. Die gestrichelte Linie zeigt ferner das Niveau von 1 % des Crab-Flusses.

den bereits verhältnismäßig großen statistischen Fehlern zusätzlich auch die systematischen Fehler der Flußbestimmungen mit den beiden verschiedenen Instrumenten berücksichtigen zu müssen.

Die höhere Sensitivität des H.E.S.S.-Teleskopsystemes ermöglicht ferner eine Untersuchung der M 87-Meßdaten auf kürzeren Zeitskalen. Auch in diesem Fall wurden deutliche Hinweise auf eine Variabilität der TeV- γ -Emission festgestellt, die sich sogar in der tageweisen Lichtkurve für die Beobachtungen im Jahr 2005 zeigt (Beilicke 2006). Als Resultat der unter Berücksichtigung verschiedener Zeitskalen durchgeführten Analysen kann M 87 daher mit großer Wahrscheinlichkeit als variable Quelle angesehen werden. Die Beobachtung eines veränderlichen Flusses hat dabei wesentliche Folgen für die Interpretation der nachgewiesenen TeV- γ -Strahlung (vgl. Abschnitt 7.5).

7.3.5 Spektralanalyse der M 87-Meßdaten

Aufgrund des niedrigen Flußniveaus von M 87 ist es zum Erreichen eines ausreichend großen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses für die Rekonstruktion des Spektrums erforderlich, die für die Signalsuche optimierten harten Analyse-schnitte zu verwenden. Wegen der zusätzlichen Bedingungen an die analysierten Ereignisse (insbesondere bezüglich der Existenz der rekonstruierten Energie des Primärteilchens sowie einer Beschränkung des Kernortabstandes entsprechend

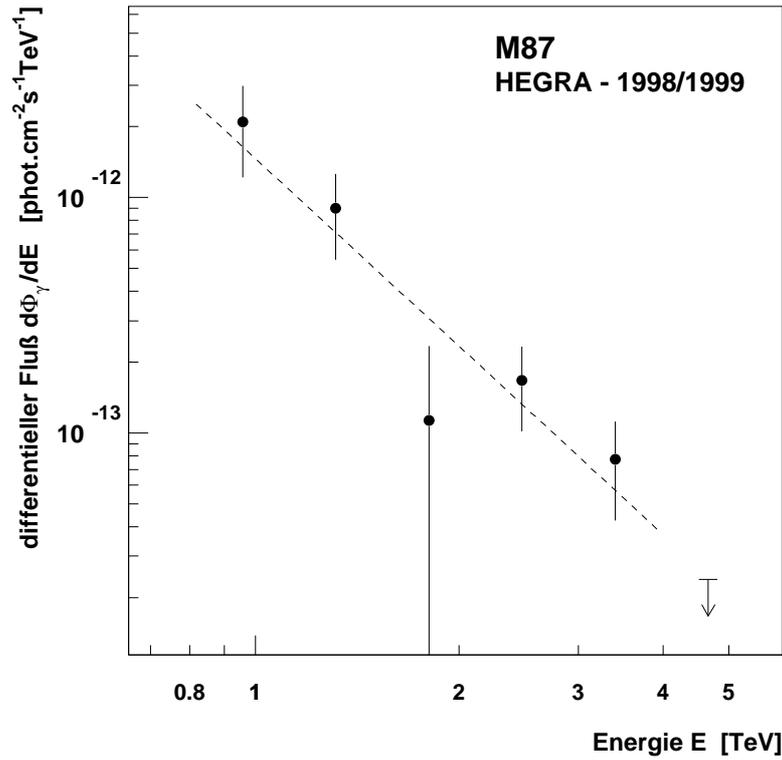


Abbildung 7.9: Differentielles Photonenspektrum von M87 in den Jahren 1998 und 1999. Die gestrichelte Linie zeigt die Anpassung eines Potenzgesetzes an die Meßdaten (vgl. Tabelle 7.6).

Energie E [TeV]	Ereigniszahlen		Signifikanz	diff. Photonenfluß
	N_{ON}	$\langle N_{OFF} \rangle$	S_{DC} [σ]	$d\Phi_{\gamma}/dE$ ⁽¹⁾
0.96	120	88.5	3.0	21 ± 9
1.3	94	67.9	2.9	9 ± 4
1.8	50	42.7	1.1	1.1 ± 1.2
2.5	41	23.3	3.2	1.7 ± 0.7
3.4	27	15.2	2.6	0.8 ± 0.4
4.7	5	8.2	-1.2	< 0.24 ⁽²⁾

(1): [10^{-13} phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$ TeV $^{-1}$]

(2): obere Flußgrenze, Vertrauensniveau 99 %

Tabelle 7.5: Ereignisstatistik des differentiellen Photonenspektrums von M87. Angegeben sind die mittlere Energie E , die Ereigniszahlen N_{ON} und $\langle N_{OFF} \rangle$, die statistische Signifikanz S_{DC} und der differentielle Photonenfluß $d\Phi_{\gamma}/dE$.

Abschnitt 4.9.4) ergibt sich dabei eine veränderte statistische Signifikanz, deren Wert hier mit $S_{DC, \text{spek}} = 5.2 \sigma$ etwas höher als bei der Signalsuche ist.

Die aus der Spektralanalyse des Datensatzes resultierenden Zahlenangaben sind in Tabelle 7.5 enthalten. Das differentielle Photonenspektrum ist außerdem in Abbildung 7.9 dargestellt. Wie aus der Abbildung bzw. aus Tabelle 7.6 her-

HEGRA-Meßdaten			Spektrum nach EHL-Rückfaltung		
$\Phi_0^{(*)}$	Γ	χ^2_{red}	$\Phi_0^{(*)}$	Γ	χ^2_{red}
1.5 ± 0.7	2.7 ± 0.7	1.3 (3)	$1.6^{+0.8}_{-0.7}$	2.6 ± 0.7	1.2 (3)

(\star): [10^{-12} phot. cm $^{-2}$ s $^{-1}$ TeV $^{-1}$]

Tabelle 7.6: *Ergebnis der Spektralanalyse von M 87. Angegeben sind für das gemessene sowie für das nach einer Rückfaltung anhand der erwarteten EHL-Extinktion resultierende Spektrum die aus der Anpassung eines Potenzgesetzes folgende Flußnormierung Φ_0 , der differentielle Spektralindex Γ sowie die die Qualität der Anpassung beschreibende Größe χ^2_{red} . In Klammern ist dabei die jeweilige Zahl der Freiheitsgrade angegeben.*

vorgeht, kann das rekonstruierte Spektrum durch die Anpassung eines Potenzgesetzes mit einem differentiellen Spektralindex von $\Gamma = 2.7 \pm 0.7$ ausreichend gut beschrieben werden.

Auch die mit dem H·E·S·S-Teleskopsystem rekonstruierten M 87-Spektren aus den Jahren 2004 und 2005 können mit guter Anpassungsqualität durch Potenzgesetze beschrieben werden (Beilicke 2006). Die sich hierbei ergebenden differentiellen Spektralindizes von $\Gamma_{2004} = 2.52 \pm 0.33_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$ (2004) bzw. $\Gamma_{2004} = 2.33 \pm 0.12_{\text{stat}} \pm 0.2_{\text{sys}}$ (2005) sind dabei im Rahmen der Fehler untereinander sowie mit der HEGRA-Messung kompatibel.

Zur Untersuchung des intrinsischen Spektrums von M 87 wurde außerdem eine Rückfaltung anhand der EHL-Extinktion unter Verwendung des von der Hamburger HEGRA-Gruppe verwendeten EHL-Modelles durchgeführt (vgl. Abschnitt 2.8.3). An das rückgefaltete Spektrum kann wiederum mit ausreichend guter Qualität ein Potenzgesetz angepaßt werden (siehe Tabelle 7.6). Erwartungsgemäß ergibt sich hierbei ein etwas kleinerer Spektralindex, weil die Flußpunkte bei höheren Energien etwas stärker durch die EHL-Extinktion betroffen sind. Der im Vergleich zu 1ES 1959+650 und insbesondere H 1426+428 besonders kleine Effekt der EHL-Extinktion ist dabei auf die verhältnismäßig geringe Entfernung von M 87 zurückzuführen. Eine deutliche Abnahme des differentiellen Photonensflusses wäre entsprechend Abbildung 2.15 erst oberhalb einer Energie von etwa 20 TeV zu erwarten. Der relative Unterschied zwischen dem gemessenen und dem intrinsischen integralen Fluß von M 87 aufgrund der EHL-Extinktion kann für den hier untersuchten Energiebereich um 1 TeV auf etwa 10% abgeschätzt werden. Damit ist dieser Effekt im Falle der HEGRA-Messung deutlich kleiner als der statistische Fehler der Flußbestimmung und weist bei den erheblich empfindlicheren H·E·S·S-Beobachtungen lediglich ungefähr die gleiche Größenordnung auf.

Da M 87 entsprechend der Abschnitte 2.9 und 7.2.2 als geeignetes Objekt für die Suche nach Neutralino-Annihilationsstrahlung angesehen wird, ist bei der Untersuchung des Photonenspektrums auch das mögliche Auftreten von einzelnen Spektrallinien zu bedenken. Eine derartige Linie könnte jedoch nur aufgelöst werden, wenn ihre Intensität gegenüber dem verbleibenden spektralen Kon-

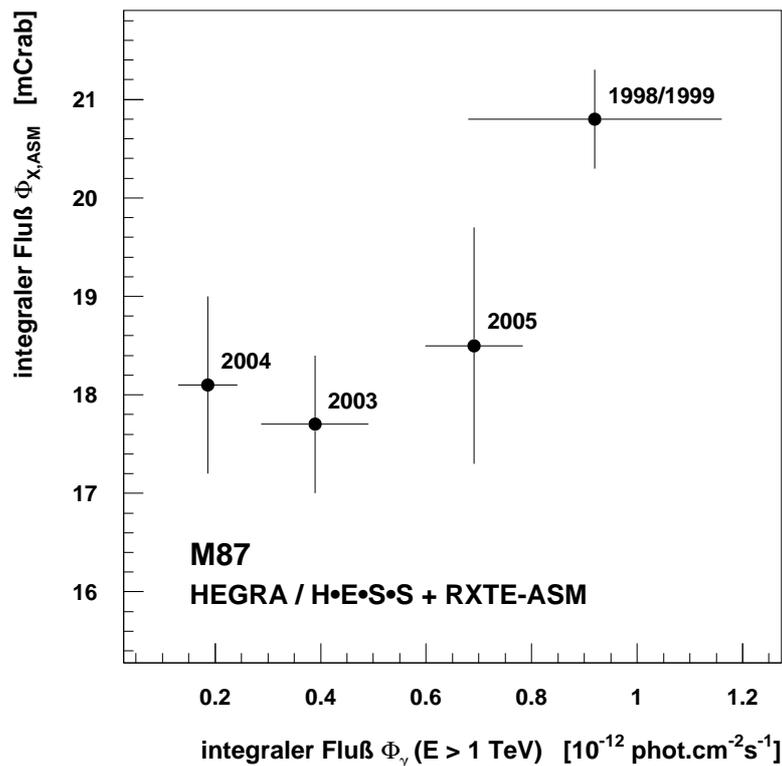


Abbildung 7.10: Korrelationsdiagramm der integralen Flußwerte von M87 oberhalb von 1 TeV (1998/1999: HEGRA-, 2003-2005: H·E·S·S-Teleskopsystem) und im Röntgenbereich (RXTE-ASM) während der HEGRA-/H·E·S·S-Beobachtungsnächte in den einzelnen Meßjahren. Die Fehlerbalken geben die jeweiligen statistischen Fehler an.

tinuum stark ausgeprägt wäre. Aufgrund der beschränkten Photonenstatistik der HEGRA-Messung wurde daher auf eine spezielle Suche nach linienartigen Strukturen verzichtet. Eine Diskussion des Nachweises von M87 im Hinblick auf die Annihilation von Dunkler Materie erfolgt im Abschnitt 7.5.

7.4 Suche nach einer Korrelation zwischen dem TeV- und dem Röntgen-Energiebereich

Aufgrund der im Abschnitt 7.3.4 beschriebenen deutlichen Hinweise auf eine variable TeV- γ -Emission von M87 ist es wie beim Studium von Blazaren wünschenswert, simultane Beobachtungen in verschiedenen Energiebereichen zu vergleichen (siehe Abschnitte 5.5.1 bzw. 6.4). Hierzu bieten sich wie im Falle der Blazare H 1426+428 und 1ES 1959+650 wiederum die Beobachtungen mit dem „All Sky Monitor“ an Bord des RXTE-Satelliten (RXTE-ASM) an. Im Gegensatz zu den Blazaren stellt M87 mit einem mittleren Fluß von etwa 20 mCrab jedoch eine deutlich stärkere Röntgenquelle dar. Da die RXTE-ASM-Winkelauflösung etwas schlechter als diejenige der Cherenkov-Teleskopsysteme ist, kann die komplexe Radiostruktur von M87 (vgl. Abbildung 7.6) wie schon im TeV-Energiebereich auch bei Energien um 10 keV nicht aufgelöst werden.

Abbildung 7.10 zeigt das Korrelationsdiagramm der jahresgemittelten Flüsse von M 87 oberhalb von 1 TeV und der entsprechend Abschnitt 5.5.1 bestimmten zeitgleich gemessenen Röntgenflüsse. Aufgrund der statistischen Fehler und der für den Vergleich der Messungen im TeV-Energiebereich zusätzlich zu berücksichtigenden systematischen Fehler der beiden verwendeten Instrumente (vgl. Abschnitt 7.3.4) kann keine eindeutige Korrelation zwischen Flüssen in den beiden Energiebereichen festgestellt werden.

Die relativ schlechte Winkelauflösung des RXTE-ASM führt insbesondere dazu, daß die Emission der Kernregion und der Strahlungsknoten im 1.5 kpc-Jet von M 87 (vgl. Abbildung 7.1) mit diesem Instrument nicht getrennt dargestellt werden kann. Die variable Emission eines einzelnen, räumlich begrenzten Gebietes würde daher in den RXTE-ASM-Meßdaten nicht deutlich hervortreten. Die Suche nach einer möglichen Korrelation zwischen der variablen TeV- γ -Strahlung und der Röntgenemission eines solchen Gebietes könnte jedoch durch die Verwendung eines Röntgendetektors mit besserer Richtungsauflösung und mit erheblich größerer Empfindlichkeit durchgeführt werden. Leider liegen von keinem sensitiven Röntgendetektor mit hoher Richtungsauflösung Meßdaten für den Zeitraum der kombinierten HEGRA- und H·E·S·S-Messungen vor. Für eine Korrelationsstudie mit den H·E·S·S-Daten bietet sich jedoch vor allem der *Chandra*-Satellit an, mit dem seit dem Jahr 2000 regelmäßige Beobachtungen von M 87 im Energiebereich von 0.2 bis 6 keV durchgeführt werden. Die Meßergebnisse für die Kernregion von M 87 wurden dabei bisher nur bis zum Jahr 2003 veröffentlicht und zeigen einen schwankenden Röntgenfluß (Harris et al. 2003, Perlman et al. 2003). Dagegen weisen die Ergebnisse für den kernnahen Knoten HST-1 in den Jahren 2000 bis 2005 einen anhaltenden Anstieg der Intensität um einen Faktor 50 mit starken zwischenzeitlichen Schwankungen auf (Harris et al. 2006). Ein Vergleich dieser Lichtkurve mit den H·E·S·S-Ergebnissen hat jedoch zunächst keine Hinweise auf eine Korrelation oder Antikorrelation erbracht (Beilicke 2006).

7.5 Interpretation der TeV- γ -Strahlung aus der Richtung von M 87

Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals erfolgte Nachweis von M 87 als TeV- γ -Quelle eröffnet einen neuen Zugang zum Verständnis der physikalischen Vorgänge in dieser nahegelegenen Radiogalaxie. Dabei stehen die Fragen nach der möglichen Emissionsregion, nach der der TeV- γ -Emission zugrundeliegenden primären Teilchenkomponente sowie nach dem vorherrschenden Emissionsmechanismus im Vordergrund. Zusammen mit den zuvor beschriebenen Resultaten der ersten Nachfolgemessungen mit dem H·E·S·S-Teleskopsystem ergeben sich aus den HEGRA-Beobachtungen bereits erste Hinweise zur Klärung dieser offenen Fragen. Die entscheidenden Gesichtspunkte werden dabei durch die folgenden Meßergebnisse geliefert:

- Übereinstimmung des TeV-Emissionsschwerpunktes mit dem Zentrum von M 87 sowie Einschränkung der räumlichen Ausdehnung auf einen Bereich mit einem Radius von 38 kpc (HEGRA) bzw. 21 kpc (H·E·S·S)

- Anzeichen auf eine Variabilität der Emission im TeV-Energiebereich auf einer Zeitskala von Jahren (HEGRA + H·E·S·S) bzw. sogar Tagen (H·E·S·S)
- Messung des Energiespektrums von M 87 zwischen etwa 1 TeV und 5 TeV (HEGRA) bzw. zwischen ungefähr 300 GeV und 20 TeV (H·E·S·S)

Die Lage des Emissionsschwerpunktes im Zentralbereich von M 87 sowie die obere Grenze auf die Ausdehnung der Emissionsregion schließen zunächst das Zentrum des Virgo-Galaxienhaufens als ausgedehnte TeV- γ -Quelle aus (siehe auch Unterkapitel 7.1 sowie 8.2). Die beobachtete Variabilität der TeV- γ -Strahlung erfordert zusätzlich eine verhältnismäßig kompakte Emissionsregion, die mit den in Tabelle 7.1 aufgeführten und im Abschnitt 7.2.2 beschriebenen Modellen einer TeV- γ -Emission entlang des Kiloparsec-Jets⁸ bzw. einer Wechselwirkung der Protonen der kosmischen Strahlung innerhalb von M 87 mit dem interstellaren Medium nicht kompatibel ist.

Ein veränderlicher Fluß ist ferner nicht mit der Beschreibung der TeV- γ -Strahlung durch eine reine Neutralino-Annihilationsstrahlung vereinbar. Das bis zu relativ hohen Energien gemessene Photonenspektrum würde dabei zusätzlich eine Neutralinomasse $m_\chi > 10$ TeV erfordern, während in den gängigen Modellvorhersagen Massen unterhalb von 1 TeV bevorzugt werden. Die entsprechenden Modelle sagen in diesem Zusammenhang außerdem deutlich niedrigere Photonentröme vorher. Abbildung 7.11 zeigt in diesem Zusammenhang das Ergebnis einer Berechnung von Fornengo et al. (2004) für eine Neutralinomasse von 1 TeV unter der Annahme besonders günstiger Voraussetzungen für die Emission von hochenergetischer γ -Strahlung. Der resultierende integrale Fluß liegt dabei jedoch um fast vier Größenordnungen unterhalb des mit dem HEGRA-Teleskopsystem gemessenen Wertes. Daher erscheint es sehr unwahrscheinlich, daß ein möglicher konstanter Anteil der beobachteten TeV- γ -Emission zu einem wesentlichen Teil durch diese Vernichtungsstrahlung hervorgerufen wird.

Als wahrscheinlichste TeV-Emissionsregionen verbleiben damit der bereits angesprochene helle und variable Jetknoten HST-1 sowie die unmittelbare Zentralregion (der „Kern“) von M 87.⁹ In den folgenden Abschnitten werden für diese beiden Regionen die jeweils plausibelsten Emissionsmechanismen beschrieben.

⁸ Der Ausschluß des Kiloparsec-Jets als Emissionsregion der beobachteten TeV- γ -Strahlung erlaubt jedoch die Bestimmung einer aussagekräftigen unteren Grenze auf die Stärke des Magnetfeldes in diesem Jetbereich. Für den hellsten Knoten A des Kiloparsec-Jets geben Starwarz et al. (2005) in diesem Zusammenhang einen Wert von $B > 300 \mu\text{G}$ an. Der Knoten A selbst weist eine projizierte Ausdehnung von ungefähr 230 Lichtjahren \times 160 Lichtjahren auf. Diese Region scheidet damit aufgrund ihrer Größe angesichts der im Verhältnis dazu wesentlich kurzzeitigeren Variabilität der TeV- γ -Strahlung ebenfalls als mögliche Emissionsregion aus.

⁹ Der Kern von M 87 und der Knoten HST-1 können im optischen und im Röntgenbereich nur als getrennte Emissionsregionen aufgelöst werden, weil M 87 ein verhältnismäßig nahegelegenes Objekt ist. Bei den deutlich größeren Entfernungen der bekannten TeV-Blazare könnte dagegen nur eine einzelne Emissionsregion beobachtet werden. Die Beschreibung einer so gemessenen, zusammengesetzten spektralen Energieverteilung würde dabei im Vergleich zu den in den nachfolgenden Abschnitten beschriebenen Modellen unter Umständen zu deutlich abweichenden Resultaten führen (Georganopoulos et al. 2005).

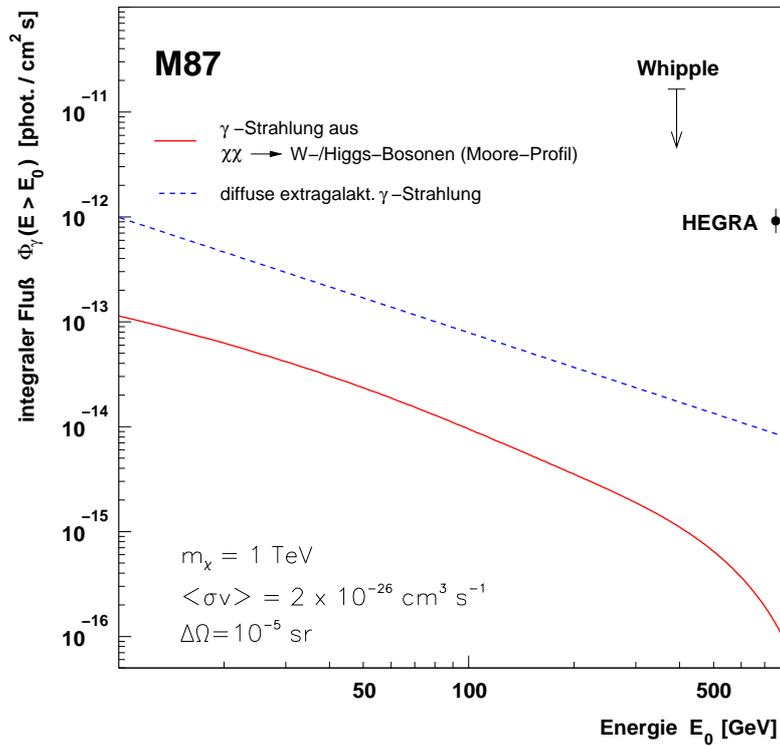


Abbildung 7.11: Erwarteter integraler Photonenfluß der Radiogalaxie M 87 aus der Annihilationsstrahlung von Neutralinos mit einer Ruhemasse von 1 TeV (durchgezogene Linie, Darstellung nach Fornengo et al. (2004)). Die gestrichelte Linie zeigt das aus EGRET-Daten extrapolierte Spektrum der diffusen extragalaktischen γ -Strahlung. Ebenfalls markiert sind die obere Flußgrenze auf den integralen Fluß von M 87 (Le Bohec et al. 2004) und der aus der HEGRA-M 87-Publikation stammende Meßwert (Aharonian et al. 2003b).

7.5.1 Der Jetknoten HST-1 als mögliche Emissionsregion

Wie bereits im Abschnitt 7.2.1 erläutert wurde, zeigt der helle Strahlungsknoten HST-1 vom Radio- bis zum Röntgenbereich eine charakteristische nichtthermische spektrale Energieverteilung, die als Synchrotronstrahlung interpretiert werden kann (Harris et al. 2003). Aufgrund des zeitlichen Verhaltens des Röntgenstrahlungsflusses konnte dabei der Dopplerfaktor δ des Jets in diesem Bereich auf einen Wert zwischen 2 und 5 eingeschränkt werden. Die typische Zeitskala der Variabilität des Röntgenflusses liegt im Bereich von ein bis zwei Monaten und liefert damit eine Einschränkung auf die Größe des Emissionsgebietes (vgl. Abschnitt 2.6.4). Eine ausgedehnte Messung im Radio-, optischen, UV- und Röntgenbereich in den Jahren 2000 bis 2005 zeigt ferner eine weitgehend parallele zeitliche Entwicklung der Flüsse in diesen Energiebändern, wobei die Intensität der HST-1-Region um einen Faktor von etwa 50 zugenommen hat (Harris et al. 2006). Interessanterweise hat der Fluß des Knotens HST-1 denjenigen der Kernregion von M 87 entsprechend der bislang publizierten Meßdaten im optischen, UV- und Röntgenbereich bereits seit dem Jahre 2002 übertroffen (siehe z. B. Perlman et al. (2003)).

Als Erzeugungsmechanismus für die beobachtete TeV- γ -Strahlung kommt für die Region HST-1 beispielsweise das SSC- bzw. EC-Modell in Betracht (siehe Abschnitt 2.6.7). Wie jedoch bereits im Rahmen der Korrelationsanalyse beschrieben wurde, konnte bislang kein deutlicher Zusammenhang zwischen dem Fluß im Röntgenbereich und der TeV-Intensität festgestellt werden. Das Fehlen einer derartigen Korrelation kann dabei als Hinweis darauf gewertet werden, daß der Beitrag des Knotens HST-1 keinen herausragenden Beitrag zur hochenergetischen Strahlung von M 87 leistet (Georganopoulos et al. 2005). Die Ergebnisse einer zukünftigen *Multi-Wavelength*-Kampagne könnten hierbei zu einem besseren Verständnis der nichtthermischen Emission der HST-1-Region führen.

7.5.2 Inverse Compton-Streuung im Zentrum von M 87

Wie bereits im Abschnitt 7.2.1 erläutert wurde, kann die Zentralregion der FR I-Radiogalaxie M 87 als *BL Lac*-artiges Objekt angesehen werden, das einen relativ großen Winkel zwischen seiner Jetachse und der Sichtlinie aufweist. Damit ist es möglich, die charakteristischen Eigenschaften der spektralen Energieverteilung (SED) von *BL Lac*-Objekten nach Urry und Padovani (1995) auf die Emission des Zentrums von M 87 zu übertragen. Im folgenden werden drei Szenarien beschrieben, mit denen von verschiedenen Autoren versucht wurde, die beobachtete TeV- γ -Strahlung als inverse Compton-Streuung einer Elektronenpopulation an einem Photonenfeld zu beschreiben.

Übertragung der phänomenologischen SED-Eigenschaften von TeV-Blazaren auf FR I-Radiogalaxien:

Auf der Basis einer phänomenologischen Beschreibung der SED von bekannten TeV-Blazaren, die derjenigen von Fossati et al. (1998) ähnelt, wurde von Bai und Lee (2001) ein einfaches Skalierungsmodell zur Berechnung des Flusses einer FR I-Radiogalaxie im hochenergetischen Teil ihrer SED entwickelt. Als Eingangsparameter dienen dabei die Intensität und die Position des Synchrotronmaximums sowie der spektrale Verlauf in diesem Bereich, wobei vereinfachend zwei Potenzgesetze zur Beschreibung vor und nach dem Maximum angenommen werden.

Unter Verwendung der von Bai und Lee (2001) angegebenen Parameter befindet sich das Invers-Compton-Maximum von M 87 bei etwa 120 GeV. Oberhalb der Energieschwelle der HEGRA-Beobachtungen läßt sich damit ein integraler Photonenfluß von $\Phi_\gamma(E > 1 \text{ TeV}) = 0.94 \cdot 10^{-12} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ vorhersagen. Dieser Wert steht in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem HEGRA-Meßwert von $(0.92 \pm 0.24) \cdot 10^{-12} \text{ phot. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (vgl. Tabelle 7.4). Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Vorhersagen von Bai und Lee (2001) aufgrund der eingesetzten Methodik speziell für hohe Flußniveaus gültig sind (siehe auch Fußnote 18 auf Seite 31). Wie ein Vergleich der Flußwerte im TeV- und im Röntgenbereich anhand von Abbildung 7.10 zeigt, gibt es tatsächlich schwache Anzeichen für ein höheres Flußniveau während der HEGRA-Beobachtungen. Hierbei sind jedoch die im Abschnitt 7.4 dargelegten Einschränkungen bezüglich der Sensitivität des RXTE-ASM-Instrumentes und der systematischen Fehler der Messungen im TeV-Energiebereich zu beachten.

Beschreibung der SED von M 87 mit einem homogenen SSC-Modell:

Die bislang umfassendsten, nahezu simultanen Messungen der SED von M 87 (innerhalb eines Monats) liegen für die Monate April und Mai 2003 vor. Auf dieser Datenbasis wurde von Georganopoulos et al. (2005) eine Beschreibung mit einem homogenen SSC-Modell durchgeführt. Unter Verwendung eines an den niederenergetischen Teil der SED angepaßten Parametersatzes ergibt sich dabei ein Invers-Compton-Maximum bei einer Energie unterhalb von 400 MeV. Oberhalb dieses Maximums sagt das Modell eine sehr starke Abnahme des Flusses mit steigender Energie voraus, die zu einer Vorhersage des Flusses im TeV-Energiebereich um mindestens zwei Größenordnungen unterhalb des mit den HEGRA-Teleskopen gemessenen Wertes führt. Die Verwendung eines homogenen SSC-Modelles zur Beschreibung der SED mit Hilfe möglichst weniger Eingangsparameter kann damit offenbar ausgeschlossen werden.

Einführung des DFUC-Modelles zur Beschreibung der SED:

Georganopoulos et al. (2005) beschreiben ferner eine Reihe von Unstimmigkeiten, die bei der Beschreibung von *BL Lac*-Objekten mit nachweisbarer TeV- γ -Emission mit Hilfe eines homogenen SSC-Modelles auftreten. Eine wesentliche Schwierigkeit liegt dabei in dem Widerspruch, daß für die Modellierung der hochenergetischen Strahlungskomponente eine besonders schnelle Teilchenbewegung im Jet vorherrschen muß. Dagegen wurde bei den TeV-Blazaren keine superluminale Bewegung im Jet bei Distanzen von wenigen Parsec zum Zentrum des jeweiligen Objektes nachgewiesen. Aus dieser Beobachtung kann auf Lorentzfaktoren geschlossen werden, die um mehr als eine Größenordnung unterhalb der für die SSC-Modellierung erforderlichen Werte liegt.

Als Erweiterung zu einem reinen SSC-Mechanismus schlagen Georganopoulos et al. (2005) daher das sogenannte *Decelerating Flow and Upstream Compton Scattering Model* (kurz: DFUC) vor. Dabei wird angenommen, daß die Elektronenbewegung im Jet von einer hohen Geschwindigkeit nahe des Jet-Ursprunges innerhalb einer Subparsec-Entfernung auf einen erheblich niedrigeren Wert abgebremst wird (*decelerating flow*). Dabei käme es neben dem bekannten SSC-Mechanismus insbesondere zur inversen Compton-Streuung der schnellen Elektronen aus dem Anfangsbereich des Jets mit dem Synchrotron-Photonenfeld, das durch die langsameren Elektronen am Ende dieser Emissionsregion hervorgerufen wird (*upstream Compton scattering*). Aufgrund des auftretenden *Doppler Boostings* (vgl. Abschnitt 2.6.4) ist dabei eine starke Zunahme der hochenergetischen Emission im Vergleich zu einem homogenen SSC-Modell zu erwarten, wobei das Invers-Compton-Maximum bei einer deutlich höheren Energie auftritt.

Abbildung 7.12 zeigt die Anwendung des DFUC-Modelles auf die spektrale Energieverteilung von M 87 im April 2003. Die Modellierung ist dabei unter der Annahme eines Sichtwinkels von 13° sowie einer Abnahme des Lorentzfaktors der Elektronenpopulation von $\Gamma_0 = 20$ auf einen Wert von 5 am Ende der Emissionsstrecke mit einer Länge von etwa 0.1 pc erfolgt. Wie aus der Abbildung hervorgeht, ist das DFUC-Modell in der Lage, alle innerhalb des Monats April 2003 aufgezeichneten Meßwerte zu beschreiben. Die aus EGRET-

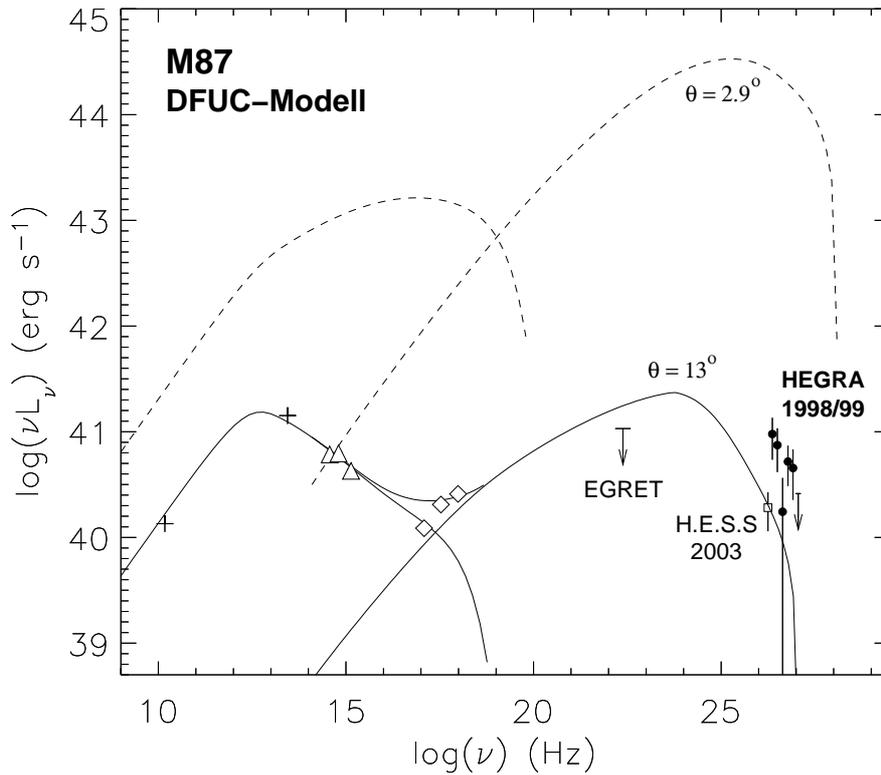


Abbildung 7.12: Zusammenstellung von Messungen der spektralen Energieverteilung (SED) von M 87 im April 2003 (offene Symbole, Darstellung nach Georganopoulos et al. (2005)). Die Pluszeichen im Radio- und im Infrarotbereich sowie die obere Flußgrenze bei 100 MeV aus EGRET-Beobachtungen (Reimer et al. 2003) markieren nicht-simultan aufgenommene Meßwerte. Die durchgezogenen Linien zeigen eine Beschreibung der SED mit dem DFUC-Modell unter einem Sichtwinkel von 13° . Die gestrichelten Linien markieren das durch das DFUC-Modell vorhergesagte Spektrum mit denselben Eingangsparametern unter einem für BL Lac-Objekte typischen Sichtwinkel von 2.9° . Zusätzlich dargestellt ist das mit dem HEGRA-Teleskopsystem gemessene Spektrum aus den Jahren 1998 und 1999.

Beobachtungen bestimmte Flußgrenze bei 100 MeV sowie das mit dem HEGRA-Teleskopsystem in den Jahren 1998/1999 und die mit den H.E.S.S.-Teleskopen in den Jahren 2004 und 2005 gemessenen Spektren im TeV-Energiebereich stimmen dagegen nicht mit dem in der Abbildung dargestellten Modellspektrum überein. Dies stellt jedoch zunächst keinen Widerspruch dar, da diese Beobachtungen mit großem zeitlichen Abstand zu der Aufnahme der für die Modellierung verwendeten Meßdaten aus den anderen Energiebereichen durchgeführt wurden. Daher könnte eine zukünftige *Multi-Wavelength*-Kampagne unter Einbeziehung einer Reihe von sensitiven Instrumenten wie im Falle des Blazars 1ES 1959+650 (vgl. Abschnitt 6.4.2) einen erheblichen Erkenntnisgewinn in Bezug auf den nicht-thermischen Emissionsmechanismus in der Zentralregion von M 87 bewirken.

Eine mögliche Schwierigkeit bei der Anwendung des DFUC-Modelles könnte sich bei der Anpassung des mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem gemessenen Spek-

trums aus dem Jahr 2005 ergeben. Während das Spektrum aus den HEGRA-Messungen aufgrund der geringen Photonenstatistik nur bis zu einer Energie von etwa 5 TeV bestimmt werden konnte, reichen die aus den H.E.S.S.-Beobachtungen rekonstruierten Spektren bei einem vergleichbaren Flußniveau bis zu etwa 20 TeV und zeigen kein Anzeichen auf einen Abbruch des Flusses mit steigender Energie (Beilicke 2006). Das in Abbildung 7.12 dargestellte Modellspektrum weist dagegen eine deutliche Abnahme des Flusses oberhalb einer Energie von wenigen TeV auf. Allerdings ist in die Modellierung lediglich der integrale Flußwert aus den H.E.S.S.-Messungen im Jahre 2003 eingegangen (Beilicke et al. 2005), so daß die Möglichkeiten einer Anpassung des DFUC-Modelles an ein im TeV-Bereich gemessenes Energiespektrum derzeit nicht abschließend beurteilt werden können.

Neben der Untersuchung der SED von M 87 wurde das DFUC-Modell von Georganopoulos et al. (2005) auch auf eine Eignung für die Beschreibung der spektralen Energieverteilungen von TeV-Blazaren hin untersucht. Abbildung 7.12 zeigt daher zusätzlich auch das Ergebnis der Anpassung des DFUC-Modelles an die SED von M 87 mit denselben Eingangsparametern, wobei jedoch der Sichtwinkel von 13° auf einen für *BL Lac*-Objekte typischen Wert von 2.9° verkleinert wurde. In diesem Fall tritt eine deutliche Dominanz des oben beschriebenen DFUC-Anteiles über den in diesem Modell ebenfalls enthaltenen SSC-Mechanismus auf. Neben einer Verschiebung der SED-Maxima zu höheren Energien ergibt sich daraus gleichzeitig eine starke Erhöhung des Flusses im Bereich des Invers-Compton-Maximums. Damit wäre wie schon im Falle des Blazars H 1426+428 eine sogenannte „Invers-Compton-Dominanz“ zu beobachten (Costamante et al. (2003), siehe auch Abschnitt 5.5.3).

7.5.3 Der Kern von M 87 als Hadronenbeschleuniger

In hadronischen Modellen zur Beschreibung der spektralen Energieverteilung von *BL Lac*-Objekten besteht das relativistische Plasma im Jet aus einer Protonen- und einer Elektronenkomponente (vgl. Abschnitt 2.6.8). Die hochenergetische Emission wird dabei neben der im Vergleich zu den leptonischen Modellen relativ unbedeutenden inversen Compton-Streuung von Elektronen vor allem durch Synchrotronstrahlung der beteiligten ultrahochenergetischen Protonen und Myonen sowie im Zusammenhang mit der Photomesonproduktion hervorgerufen. Das für die π^0 -Photoproduktion erforderliche Photonenfeld kann hierbei auch aus der Synchrotronstrahlung der relativistischen Elektronenkomponente des Jets stammen. Damit ist es möglich, daß die Intensitäten im Synchrotron- und im hochenergetischen Maximum der SED aufgrund der gemeinsamen Beschleunigung von Protonen und Elektronen unmittelbar korreliert sind. Wegen der unterschiedlich langen Lebensdauern der Protonen- bzw. Elektronenpopulation beim Prozeß der Synchrotronstrahlung ist jedoch auch eine mit einem zeitlichen Versatz behaftete Korrelation vorstellbar.

Eine umfangreiche Beschreibung der hadronischen und leptonischen Prozesse, die bei einem *BL Lac*-Objekt mit einem relativistischen Elektronen-Protonen-Plasma im Jet auftreten, ist in dem sogenannten Synchrotron-Proton-Blazar-Modell (kurz: SPB) enthalten (Mücke et al. 2003). Mit Hilfe dieses Modelles

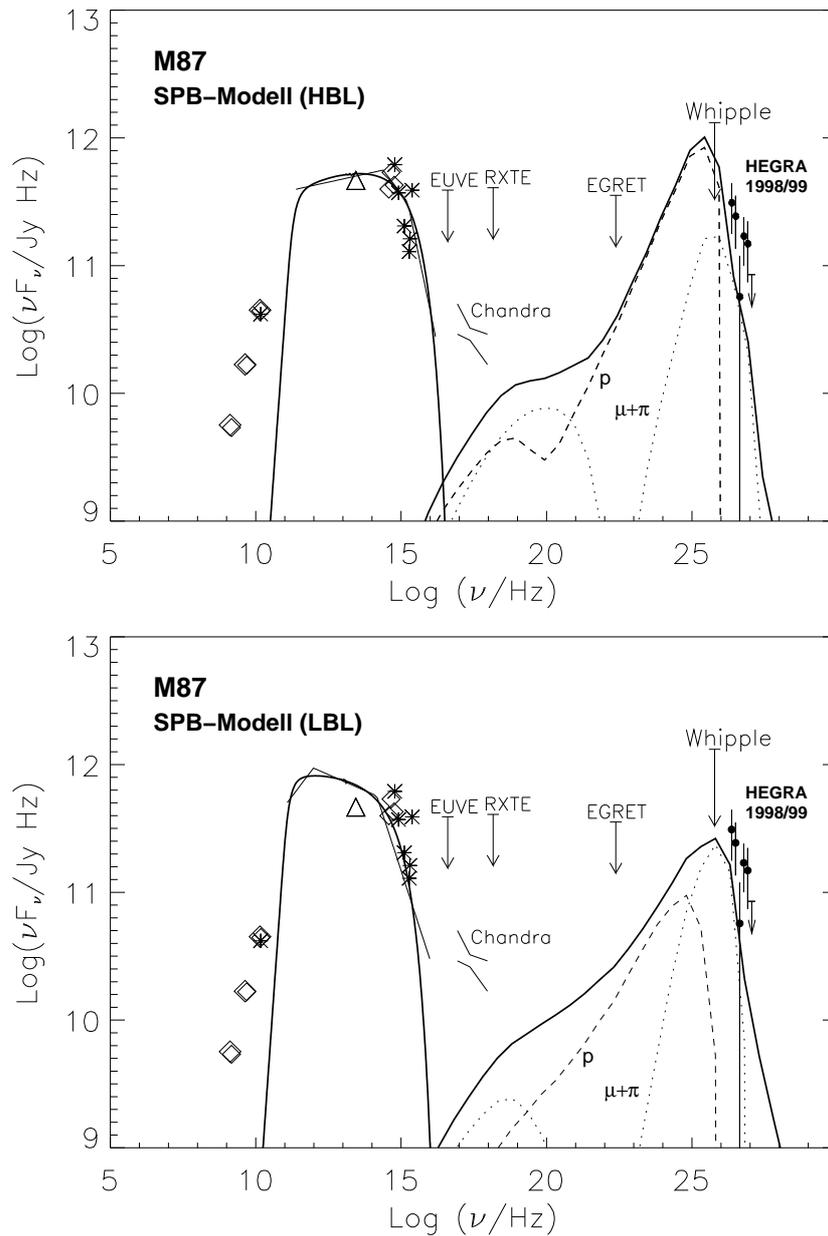


Abbildung 7.13: Zusammenstellung von nicht-simultanen Messungen der spektralen Energieverteilung des Kernes von M 87 und Beschreibung mit dem SPB-Modell unter der Annahme, daß es sich bei dieser Region um ein Objekt vom HBL- (oben) bzw. LBL-Typ (unten) handelt (siehe Text, Darstellung nach Reimer et al. (2004)). Die gestrichelten bzw. gepunkteten Linien zeigen die jeweiligen Beiträge der Synchrotronstrahlung von ultrahochenergetischen Protonen (p) bzw. von Myonen und geladenen Pionen ($\mu+\pi$). Zusätzlich dargestellt ist das mit dem HEGRA-Teleskopsystem gemessene Spektrum aus den Jahren 1998 und 1999.

wurde insbesondere auch die SED der Kernregion von M 87 untersucht (Protheroe et al. 2003, Reimer et al. 2004). Abbildung 7.13 zeigt die Ergebnisse von Anpassungen des SPB-Modelles an die nicht-simultan bestimmte SED.

Dabei wurden im TeV-Energiebereich lediglich die integrale Flußmessung des HEGRA-Teleskopsystemes aus der ursprünglichen Veröffentlichung (Aharonian et al. 2003b) sowie die obere Flußgrenze des Whipple-Teleskopes bei der Modellierung berücksichtigt. In der Abbildung ist hier zusätzlich auch das im Rahmen der vorliegenden Arbeit rekonstruierte TeV- γ -Spektrum von M 87 wiedergegeben.

In den von Reimer et al. (2004) durchgeführten Anpassungen wird M 87 zum einen als Objekt vom HBL-Typ (vgl. Abschnitt 2.6.5) mit einem Synchrotron- bzw. hochenergetischen Maximum der SED bei 1 eV bzw. bei etwa 100 GeV betrachtet. Die Emission im GeV-/TeV-Energiebereich wird in diesem Fall im wesentlichen durch Beiträge aus der Synchrotronstrahlung von ultrahochenergetischen Protonen und Myonen sowie zu einem kleineren Anteil von geladenen Pionen hervorgerufen. Dagegen führt die Betrachtung der Kernregion von M 87 als Objekt vom LBL-Typ zu SED-Maxima bei 0.004 eV bzw. 300 GeV. Hierbei wird die hochenergetische Emission vorwiegend durch Synchrotronstrahlung von Myonen und geladenen Pionen sowie bei Energien oberhalb von etwa 10 TeV durch Kaskaden hervorgerufen, die nach einem π^0 -Zerfall als Folge von e^+e^- -Paarbildungs- und Synchrotronstrahlungsprozessen auftreten.

Die mit dem HEGRA- bzw. mit dem H·E·S·S-Teleskopsystem gemessenen Spektren im GeV-/TeV-Energiebereich haben bei der hier diskutierten Anpassung des SPB-Modelles an die SED von M 87 noch nicht zur Verfügung gestanden. Daher ist zu erwarten, daß die geringe Diskrepanz zwischen der Modellvorhersage und dem im Abschnitt 7.3.5 beschriebenen TeV- γ -Spektrum durch entsprechende Veränderungen der Eingangsparameter ausgeglichen werden kann. Zusätzlich ist zu beachten, daß die Anpassung an eine nicht-simultan bestimmte SED erfolgt ist. Im optischen und im Röntgenbereich wurden Flußvariationen der Kernregion von M 87 um mehr als einen Faktor 2 beobachtet (siehe z. B. Perlman et al. (2003)). Daher ist die Abweichung des mit den HEGRA-Teleskopen gemessenen Flußniveaus von den in Abbildung 7.13 gezeigten Anpassungen nicht als schwerwiegend zu bewerten.

Das SPB-Modell sagt für Energien oberhalb von etwa 1 TeV eine relativ starke Abnahme des Photonenflusses voraus. Wie schon zuvor beim DFUC-Modell erläutert, könnten die aus den H·E·S·S-Beobachtungen rekonstruierten Spektren daher aufgrund ihrer kleinen Spektralindizes und ihrer hohen Maximalenergie von etwa 20 TeV auch in diesem Fall eine Schwierigkeit für die Beschreibung der SED von M 87 darstellen. Allerdings ist für endgültige Schlußfolgerungen auch in diesem Fall eine erneute Anpassung des Modelles an eine weitgehend simultan erstellte Datenbasis unter Berücksichtigung der H·E·S·S-Messungen erforderlich.

Eine Bestätigung, daß es sich bei M 87 um einen Hadronenbeschleuniger handelt, könnte neben einer guten Beschreibung der SED durch ein geeignetes Modell auch die Beobachtung einer hochenergetischen Neutrinoemission liefern (vgl. Abschnitt 2.6.8). Eine entsprechende Untersuchung wurde von Protheroe et al. (2003) im Zusammenhang mit dem SPB-Modell durchgeführt. Der aus diesen Berechnungen vorhergesagte Neutrinofluß liegt dabei jedoch um mehrere Größenordnungen unterhalb der Nachweisschwelle von gegenwärtigen und auch zukünftigen Neutrinoobservatorien wie beispielsweise des 1 km³ großen *IceCube*-Detektors (vgl. Abschnitt 2.1.1).

7.5.4 M 87 als mögliche UHECR-Quelle

Die Möglichkeit, daß es sich bei der Zentralregion von M 87 um einen Hadronenbeschleuniger handelt, erfordert gleichzeitig auch eine Beschleunigung der primären Hadronenpopulation im Jet auf besonders hohe Energien. Die in Abbildung 7.13 wiedergegebenen Vorhersagen im Rahmen des SPB-Modelles beruhen dabei auf einer Maximalenergie der primären Protonen von $3 \cdot 10^{19}$ bzw. $4 \cdot 10^{19}$ eV (Reimer et al. 2004). Eine wesentliche Wechselwirkung dieser ultrahochenergetischen Protonen mit dem Photonenfeld in ihrer Umgebung ist die Photomesonproduktion. Über den Prozeß $p + \gamma \longrightarrow n + \pi^+$ entstehen neben geladenen Pionen auch Neutronen, die aufgrund ihrer ultrarelativistischen Geschwindigkeiten erst außerhalb der dichten Zentralregion von M 87 zerfallen. Auf diese Weise könnte M 87 eine Quelle von UHECR-Teilchen (vgl. Abschnitt 2.1.3) darstellen.

Eine Abschätzung von Protheroe et al. (2003) hat ferner gezeigt, daß M 87 unter der Annahme eines intergalaktischen Magnetfeldes mit geeigneter Topologie die wesentliche Quelle für das auf der Erde gemessene UHECR-Spektrum bis zu den höchsten Energien sein könnte.¹⁰ Ein derartiges Modell für das intergalaktische Magnetfeld wurde von Ahn et al. (1999) dazu genutzt, aus den rekonstruierten Herkunftsrichtungen der von verschiedenen Detektoren auf der Erde registrierten UHECR-Ereignisse mit den höchsten Energien ($E > 10^{20}$ eV) auf ihren jeweiligen Emissionsort zu schließen. Dabei hat sich herausgestellt, daß M 87 für alle untersuchten Ereignisse ein guter Quellkandidat ist (vgl. auch Biermann und Medina Tanco (2003)).

7.5.5 Ein möglicher Staubtorus im Kern von M 87

Nach dem im Abschnitt 2.6.1 erläuterten vereinheitlichten Modell von Urry und Padovani (1995) sind das supermassive Schwarze Loch und die Akkretions-scheibe eines AGN von einem Torus aus Gas und Staub umgeben. Sofern der Emissionsort der TeV- γ -Strahlung innerhalb dieses Torus liegt, kommt es insbesondere bei größeren Winkeln zwischen dem Jet und der Sichtlinie zur Photon-Photon-Paarbildungswechselwirkung zwischen den TeV-Photonen und der Infrarotstrahlung des Torus. Die daraus resultierende Abschwächung der außerhalb dieses Systemes beobachtbaren hochenergetischen Strahlung ist damit vergleichbar zu der im Unterkapitel 2.8 beschriebenen Extinktion am extragalaktischen Hintergrundlicht (EHL) und führt zu einem exponentiellen Abbruch des Flusses oberhalb einer bestimmten Energie. Die energieabhängige Extinktion der TeV- γ -Strahlung hängt dabei neben den geometrischen Eigenschaften im wesentlichen von der Temperatur des Staubtorus ab. Durch Beobachtungen im TeV-Energiebereich kann somit der zulässige Parameterbereich eines möglichen Staubtorus untersucht und gegebenenfalls eingeschränkt werden.

¹⁰ Aufgrund des relativistischen *Beamings* (vgl. Abschnitt 2.6.4) können die erzeugten Neutronen entlang der Jetachse trotz der Maximalenergie der primären Protonen von einigen 10^{19} eV deutlich höhere beobachtete Energien aufweisen. Die außerhalb von M 87 als Zerfallsprodukte entstehenden sekundären Protonen könnten durch die Ablenkung im intergalaktischen Magnetfeld dennoch die Erde erreichen und so den UHECR-Fluß bis zu der bisher beobachteten Maximalenergie von $3.2 \cdot 10^{20}$ eV verursachen.

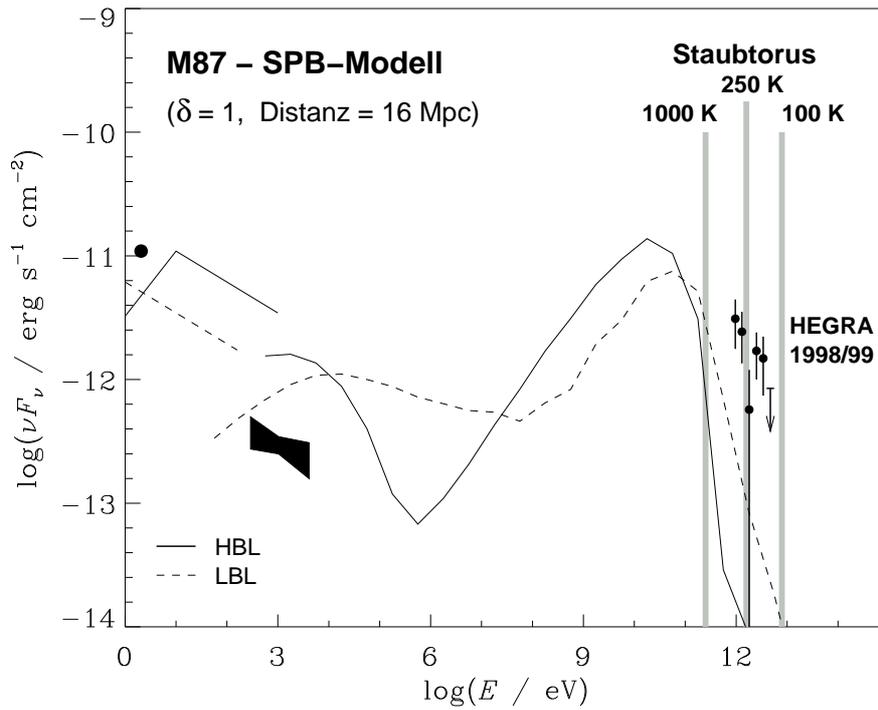


Abbildung 7.14: Beschreibung der spektralen Energieverteilung des Kernes von M87 mit dem SPB-Modell unter der Annahme, daß es sich bei dieser Region um ein Objekt vom HBL- (durchgezogene Kurve) bzw. LBL-Typ (gestrichelte Kurve) handelt (Darstellung nach Donea und Protheroe (2003)). Die vertikalen Linien markieren die Energie, ab der ein exponentieller Abbruch des Flusses aufgrund der Paarbildungswechselwirkung der TeV-Photonen mit der Infrarotstrahlung eines angenommenen Staubtorus mit der jeweils angegebenen Temperatur zu erwarten wäre. Ebenfalls dargestellt ist das mit dem HEGRA-Teleskopsystem gemessene Spektrum.

Im Falle von M87 konnte bisher nicht eindeutig bestimmt werden, ob dieses Objekt einen derartigen Torus besitzt oder nicht (siehe z.B. Perlman et al. (2001)). Donea und Protheroe (2003) haben daher einen Grenzfall modelliert, dessen Ausmaße noch konform mit den vorliegenden Meßdaten sind. Abbildung 7.14 zeigt das Ergebnis einer Untersuchung der Extinktion der TeV- γ -Strahlung für verschiedene Staubtemperaturen. Die in der Abbildung wiedergegebenen Beschreibungen der SED mit dem SPB-Modell nach Protheroe et al. (2003) sind hierbei nur als exemplarisch zu betrachten, da diese Studie lediglich die Existenz einer TeV- γ -Emission innerhalb des Torus voraussetzt. Aus der Darstellung des mit dem HEGRA-Teleskopsystem gemessenen Energiespektrums ist dagegen erkennbar, daß die Temperatur des angenommenen Staubtorus deutlich unterhalb von 250 K liegen muß. Aus dem mit den H·E·S·S-Teleskopen bis zu einer Energie von etwa 20 TeV gemessenen Spektrum kann sogar auf eine Torustemperatur $T_{\text{Torus}} < 100$ K geschlossen werden.

Aus den Resultaten der bisherigen Messungen im TeV-Energiebereich läßt sich daher schließen, daß M87 entweder keinen oder nur einen sehr dünnen, kalten Staubtorus besitzt, sofern die beobachtete TeV- γ -Strahlung aus dem inneren

Jetbereich mit einer Distanz von weniger als 1 pc zum zentralen Schwarzen Loch stammt. Eine beispielsweise durch eine höhere Akkretionsrate verursachte, größere Aktivität im Zentrum von M 87 würde dagegen eine Aufheizung des angenommenen Torus bewirken. Daher könnte die Beobachtung einer Antikorrelation zwischen der Emission im Infrarotbereich und dem gemessenen TeV- γ -Fluß neben wichtigen Hinweisen auf den hochenergetischen Emissionsprozeß auch zu weiteren Aufschlüssen über die Eigenschaften des Torus führen.

7.5.6 Schlußfolgerungen aus dem Nachweis von M 87 im TeV-Energiebereich

Mit dem signifikanten Nachweis durch das HEGRA-Teleskopsystem und der nachfolgenden Bestätigung durch die H·E·S·S-Teleskope stellt die Radiogalaxie M 87 den Prototypen einer neuen Klasse von TeV-lauten extragalaktischen Objekten dar, die nicht zu den Blazaren gehören. Die relativ geringe Entfernung von M 87 führt ferner dazu, daß sich das von der Erde aus gemessene Photonenspektrum nur verhältnismäßig wenig von dem intrinsischen Spektrum der Quelle unterscheidet (siehe auch Abschnitt 7.3.5). Auf diese Weise werden die stets modellabhängigen Effekte einer Rückfaltung anhand der EHL-Extinktion minimiert (vgl. Abschnitt 2.8.3). Damit kann die SED von M 87 in Zukunft möglicherweise als Standard für die Modellierung vergleichbarer Objekte dienen.

Die deutlichen Anzeichen für einen variablen TeV- γ -Fluß in den kombinierten HEGRA- und H·E·S·S-Messungen weisen vor allem auf den hellen Jetknoten HST-1 oder direkt auf die unmittelbare Kernregion als Emissionsort der beobachteten TeV- γ -Strahlung hin. Dabei stellen die aus der Beschreibung der TeV-Blazare übertragenen Modelle derzeit die bevorzugten Ansätze zur Erklärung der Emission im TeV-Energiebereich dar. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß die beobachtete TeV- γ -Strahlung zu kleineren Anteilen aus weiteren Komponenten wie beispielsweise der Neutralino-Annihilationsstrahlung zusammengesetzt ist.

Wie bei der Beschreibung der einzelnen Ansätze zur Modellierung der SED von M 87 deutlich wird, besteht derzeit ein Mangel an simultanen Messungen in einem möglichst großen Bereich des elektromagnetischen Spektrums. Für die weitere Untersuchung der hochenergetischen Emission von M 87 sind dabei insbesondere auch Messungen bei verschiedenen Flußniveaus von großem Interesse. Eine auf M 87 ausgerichtete *Multi-Wavelength*-Kampagne wird inzwischen unter anderem dadurch erleichtert, daß M 87 aufgrund seiner kleinen Deklination von den Standorten aller vier sensitiven Instrumente der neuen Generation (CANGAROO-III, H·E·S·S, MAGIC und VERITAS, vgl. Unterkapitel 3.6) unter akzeptablen Zenitwinkeln beobachtet werden kann.

Die Ergebnisse der Beobachtungen von M 87 im TeV-Energiebereich lassen auch den nächstgelegenen AGN, die FRI-Radiogalaxie Centaurus A, als aussichtsreichen Kandidaten für einen Nachweis erscheinen. Mit einer Entfernung von etwa 3.5 Mpc und einem besonders großen Sichtwinkel zur Jetachse von 50° bis 80° (Tingay et al. 1998) wurde Centaurus A unter anderem als einzige FRI-Radiogalaxie mit dem EGRET-Instrument nachgewiesen (Hartman et al. 1999).

Oberhalb von etwa 300 GeV wurde das Objekt außerdem möglicherweise bereits in den Jahren 1972 bis 1974 durch Grindlay et al. (1975) (ohne Verwendung der abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Technik) nachgewiesen (siehe auch Abschnitt 2.7.1). Im Falle der Radiogalaxie Centaurus A können prinzipiell dieselben Emissionsmodelle für den GeV-/TeV-Energiebereich verwendet werden wie bei M 87 (vgl. Tabelle 7.1 im Unterkapitel 7.2). Aufgrund der Lage dieses Objektes in der südlichen Hemisphäre kommen für entsprechende Beobachtungen vor allem das CANGAROO-III- und das H·E·S·S-Teleskopsystem in Betracht. Eine relativ kurze Messung mit den H·E·S·S-Teleskopen während eines niedrigen Flußniveaus im Röntgenbereich hat dabei bereits zur Bestimmung einer oberen Flußgrenze von 1.9 % des Crab-Flusses oberhalb von 190 GeV geführt. Eine Extrapolation des mit dem EGRET-Instrument gemessenen Spektrums läßt jedoch für den Fall eines höheren Flußniveaus einen signifikanten Nachweis möglich erscheinen (Aharonian et al. 2005b).

Kapitel 8

TeV-Beobachtungen von weiteren extragalaktischen Objekten

Neben den in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Nachweisen der Blazare H 1426+428 und 1ES 1959+650 sowie der Radiogalaxie M 87 wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit bei einer Reihe von weiteren extragalaktischen Objekten nach Emission von TeV- γ -Strahlung gesucht. Der zweifelsfreie Nachweis von M 87 als TeV- γ -Quelle legt dabei nahe, daß auch bei anderen radio-lauten Objekten, die nicht der Klasse der Blazare angehören, eine für das HEGRA-Teleskopsystem nachweisbare Emission vorhanden sein könnte. Die Ergebnisse in Bezug auf die entsprechend untersuchten Kandidaten sind im nachfolgenden Unterkapitel 8.1 zusammengefaßt. Einige der beobachteten Radiogalaxien sind gleichzeitig auch die zentralen Objekte von sogenannten „reichen“ Galaxienhaufen. Das große Gesichtsfeld des Teleskopsystemes erlaubt dabei die Suche nach möglichen punktförmigen bzw. ausgedehnten Quellen im Zentralbereich dieser Haufen. Das Unterkapitel 8.2 beschreibt die hierzu durchgeführten Analysen sowie die Ergebnisse einer Beobachtung des Coma-Galaxienhaufens. Im Anschluß daran werden die Beobachtungsergebnisse der beiden prominenten *Starburst*-Galaxien M 82 und NGC 253 vorgestellt. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels ist der Suche nach TeV- γ -Strahlung von *Gamma-Ray Bursts* gewidmet.

8.1 Suche nach TeV- γ -Strahlung von weiteren radio-lauten extragalaktischen Objekten

Die Erzeugung von TeV- γ -Strahlung in AGN wird im allgemeinen im Zusammenhang mit der Existenz eines relativistischen Jets gesehen. Diese Jets wurden zumindest in allen radio-lauten AGN nachgewiesen (vgl. Abschnitt 2.6.1). Daher ist es im Hinblick auf den zuvor beschriebenen TeV-Nachweis der Radiogalaxie M 87 wünschenswert, weitere vergleichbare Objekte zu untersuchen, die nicht zum *BL Lac*-Typ gehören. Die Radiogalaxie Centaurus A kann als nächstgelegener AGN von La Palma aus nur unter Zenitwinkeln oberhalb von 60° beobachtet werden. Aus diesem Grund wurde eine Reihe anderer radio-lauter Objekte für HEGRA-Beobachtungen ausgewählt, die im oberen Teil von Tabelle 8.1 auf-

gelistet sind. Es handelt sich dabei um sechs Radiogalaxien und einen sogenannten *Flat-Spectrum Radio Quasar* (FSRQ, vgl. Abschnitt 2.6.2).

Die hier vorgestellten Beobachtungen wurden im Rahmen des HEGRA-AGN-Meßprogrammes zur Suche nach weiteren extragalaktischen TeV- γ -Quellen neben den etablierten *BL Lac*-Objekten Mrk-421 und Mrk-501 durchgeführt (Aharonian et al. 2004b). Die Beobachtungszeiten für die einzelnen Objekte unterscheiden sich dabei zum Teil erheblich, weil die Prioritäten vor allem auf den drei prominenten Radiogalaxien Cygnus A (siehe Abbildung 2.6), M 87 (Virgo A, siehe Abbildungen 7.1 und 7.6) und NGC 1275 (Perseus A) gelegen haben.¹ Der Grund für diese Wahl liegt neben den guten Voraussetzungen für eine nichtthermische, hochenergetische Emission in der Möglichkeit, gleichzeitig mit diesen Radiogalaxien auch die Zentralbereiche des Cygnus A-, des Virgo- und des Perseus-Galaxienhaufens beobachten zu können. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden im Abschnitt 8.2 beschrieben.

Die Analyseergebnisse der sieben untersuchten Datensätze sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt. Zum Vergleich sind in der Tabelle zusätzlich auch die Werte der Radiogalaxie M 87 aufgeführt, die derzeit als einzige zweifelsfrei nachgewiesene extragalaktische TeV- γ -Quelle außerhalb der Klasse der *BL Lac*-Objekte gilt. Bei keinem der übrigen radio-lauten Objekte konnten Hinweise auf eine kontinuierliche oder ausbruchartige Emission im TeV-Energiebereich gefunden werden. Die teilweise deutlichen Unterschiede der ermittelten oberen Flußgrenzen sind dabei vor allem auf die zuvor angesprochenen, stark verschiedenen Beobachtungszeiten zurückzuführen.

8.2 Untersuchung prominenter Galaxienhaufen

Galaxienhaufen stellen als größte gravitativ gebundene Objekte im Universum eine weitere potentielle Klasse von TeV- γ -Quellen dar, wobei ihre erwartete Intensität jedoch relativ gering ist (vgl. Abschnitt 2.7.2). Im Hinblick auf die EHL-Extinktion von extragalaktischer TeV- γ -Strahlung (vgl. Abschnitt 2.8.1) kommen daher nur verhältnismäßig nahegelegene Objekte als geeignete Kandidaten für einen Nachweis mit Cherenkov-Teleskopen in Betracht. Aufgrund ihrer räumlichen Ausdehnung umfassen nahe Galaxienhaufen allerdings häufig Bereiche am Himmel, deren Durchmesser deutlich größer als 1° sind. Die hohe Sensitivität und insbesondere das große Gesichtsfeld des HEGRA-Teleskopsystemes lassen es dennoch sinnvoll erscheinen, in den Kernbereichen aussichtsreicher Galaxienhaufen nach der Emission von TeV- γ -Strahlung zu suchen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde hierzu ein Beobachtungsvorschlag für eine tiefe Beobachtung des Coma-Galaxienhaufens ausgearbeitet, deren Ergebnisse im Anschluß vorgestellt werden. Danach erfolgt eine Untersuchung der bereits vorgestellten Beobachtungen der Radiogalaxien Cygnus A, M 87 und NGC 1275 im Hinblick auf die entsprechenden Galaxienhaufen.

¹ Mit dem Buchstaben A wird jeweils das im Radiobereich hellste Objekt eines Sternbildes bezeichnet.

Objekt	Typ	z	$T_{\text{obs,eff}}$ [h]	E_{thr} [TeV]	S_{DC} [σ]	S_{Kol} [σ]	S_{Prah} [σ]	Φ_{γ} [mCrab]
M 87	FRI.5	0.00436	73.5	1.1	4.9	-0.6	0.8	53 ± 14
NGC 315	FRI.5	0.0165	14.4	1.3	0.4	1.3	2.6	< 36 (*)
NGC 1275	FRI	0.0176	82.6	1.1	-1.3	-0.4	-0.6	< 9 (*)
3C 120	FRI	0.0330	21.4	1.3	-1.5	1.5	-0.1	< 16 (*)
Cygnus A	FR II	0.0561	56.4	1.3	0.2	1.7	0.5	< 21 (*)
3C 192	FR II	0.0597	2.7	1.3	1.1	0.7	0.9	< 180 (*)
4C +31.04	FRI	0.0600	5.8	0.94	-0.9	-1.7	1.0	< 31 (*)
3C 273	FSRQ	0.158	11.4	1.6	0.2	-0.2	0.5	< 60 (*)
Coma-GH	PQ	0.0231	52.7	1.1	-0.2	-1.2	0.4	< 23 (*)
	AQ-1				0.5	0.2	-0.3	< 41 (*)
	AQ-2				1.0	-0.8	-0.8	< 160 (*)
M 86	EG	-0.00081	39.0	1.1	-0.9	2.2	0.8	< 22 (*)
M 82	SBG	0.00068	43.9	2.1	0.4	1.0	-0.3	< 52 (*)
NGC 253	SBG	0.00081	32.5	5.2	-0.9	0.5	-0.5	< 110 (*)

(★): obere Flußgrenze, Vertrauensniveau 99%

Tabelle 8.1: Ergebnisse der Beobachtungen weiterer extragalaktischer Objekte. Neben dem Namen, der Klassifizierung und der Rotverschiebung z sind jeweils die effektive Meßdauer $T_{\text{obs,eff}}$, die effektive Energieschwelle E_{thr} , die Signifikanzen S_{DC} , S_{Kol} und S_{Prah} sowie der Photonenfluß Φ_{γ} oberhalb der jeweiligen effektiven Energieschwelle angegeben. Die bei der Klassifikation verwendeten Abkürzungen bedeuten hierbei: FR = Fanaroff-Riley (vgl. Abschnitt 2.6.3), FSRQ = „flat-spectrum radio quasar“, GH = Galaxienhaufen, EG = elliptische Galaxie, SBG = Starburst-Galaxie. Beim Coma-Galaxienhaufen werden entsprechend Abschnitt 8.2.1 die Fälle einer möglichen punktförmigen (PQ), einer schwach ausgedehnten (AQ-1) sowie einer stark ausgedehnten Quelle (AQ-2) unterschieden. Die Ergebnisse der Beobachtungen von M 86 sowie der Starburst-Galaxien M 82 und NGC 253 sind Gegenstand der Abschnitte 8.2.2 bzw. 8.3.

8.2.1 Beobachtungen des Coma-Galaxienhaufens

Der prominente Coma-Galaxienhaufen ist eines der „reichsten“ nahegelegenen Objekte seiner Art und umfaßt mehr als 1000 Galaxien. Mit einer mittleren Rotverschiebung von $z = 0.0231$ weist der Coma-Haufen eine Entfernung von etwa 95 Mpc auf. Der mittlere Durchmesser seines Kernbereiches beträgt dabei mehr als 1 Mpc, so daß das Objekt am Himmel ein Gebiet mit einem Durchmesser von etwa 0.6° umfaßt. Die zentralen Objekte des Coma-Haufens stellen die beiden Radiogalaxien NGC 4874 und NGC 4889 dar, die in der Himmelsprojektion weniger als 0.07° vom Zentrum des Haufens entfernt liegen. Von Interesse für die Modellierung von hochenergetischer γ -Strahlung sind insbesondere die Beobachtungen mit dem BeppoSAX- und dem RXTE-Satelliten im Bereich harter Röntgenstrahlung, die als Hinweis auf eine nichtthermische Emission interpretiert werden (Fusco-Femiano et al. 1999, Rephaeli et al. 1999). Aufgrund seiner als günstig angesehenen Eigenschaften gilt der Coma-Galaxienhaufen als einer

der am besten geeigneten Kandidaten für die Suche nach TeV- γ -Strahlung.

Die vom Autor der vorliegenden Arbeit vorgeschlagenen Beobachtungen mit dem HEGRA-Teleskopsystem wurden im Frühjahr 2001 mit einer effektiven Meßdauer von 52.7 h umgesetzt. Wegen der möglichen Ausdehnung der Signalregion wurden die Messungen dabei mit einem vergrößerten *wobble*-Radius von 0.7° anstelle der üblichen 0.5° durchgeführt. Damit kann auch in diesem Fall das Ringsegment-Modell zur Untergrundbestimmung verwendet werden (vgl. Abschnitt 4.8.2). Eine gewisse Schwierigkeit bei der praktischen Durchführung der Beobachtungen vom HEGRA-Standort stellt die Deklination des Coma-Haufens dar: Aufgrund der sehr geringen Differenz zur geographischen Breite von La Palma kulminiert das Objekt dicht am Zenit. Wie im Abschnitt 4.3.1 erläutert wurde, sind bei einer azimutalen Teleskopmontierung in diesem Fall sehr hohe Nachführgeschwindigkeiten um die vertikale Achse erforderlich. Aus diesem Grund traten bei den Beobachtungen in seltenen Fällen Positionierungsfehler einzelner Teleskope auf, die zu einer leichten Erhöhung der im Abschnitt 4.6.2 beschriebenen technischen Ausfallzeiten geführt haben.

Bei der Auswertung der Beobachtungen des Coma-Galaxienhaufens kann sowohl nach punktförmigen als auch nach ausgedehnten Quellen gesucht werden. Im Falle der Suche nach ausgedehnter TeV- γ -Emission werden hierbei zwei verschiedene Modellvorhersagen überprüft, die im folgenden vorgestellt werden. Die resultierenden Zahlenwerte dieser Untersuchungen sind im unteren Teil von Tabelle 8.1 zusammengefaßt.

Suche nach punktförmigen Quellen in der Himmelsregion des Coma-Galaxienhaufens:

Abbildung 8.1 zeigt im oberen linken Teil die aus der Suche nach punktförmigen Quellen im Bereich des Coma-Haufens resultierende Himmelskarte. Aus der oben rechts gezeigten Verteilung der Signifikanzen S_{DC} in der Himmelskarte wird dabei deutlich, daß das Ergebnis in diesem Fall der Erwartung für den Fall einer reinen Untergrundmessung entspricht. Der in Tabelle 8.1 mit der Abkürzung PQ bezeichnete Eintrag gibt zusätzlich das Ergebnis für die Suche nach einer punktförmigen Quelle im Zentralbereich des Coma-Haufens um die beiden Radiogalaxien NGC 4874 und NGC 4889 an. Die Messung ergibt in diesem Fall die Signifikanz $S_{DC} = 0.2\sigma$ und eine obere Flußgrenze von 23 mCrab.

Suche nach einem ausgedehnten Emissionsgebiet entsprechend dem Modell von Atoyan und Völk (2000):

Unter Berücksichtigung der gesamten spektralen Energieverteilung vom Radio bis in den 100 MeV-Bereich haben Atoyan und Völk (2000) die Emission von hochenergetischer γ -Strahlung aus der Richtung des Coma-Galaxienhaufens modelliert (siehe Abbildung 8.2). Für Energien oberhalb von 1 GeV hat demnach insbesondere die Protonenkomponente der nichtthermischen Teilchenpopulation eine herausragende Bedeutung. Die γ -Strahlung wird nach diesem Modell bei inelastischen Proton-Proton-Stößen mit dem heißen und sehr dichten, angeregten Gas

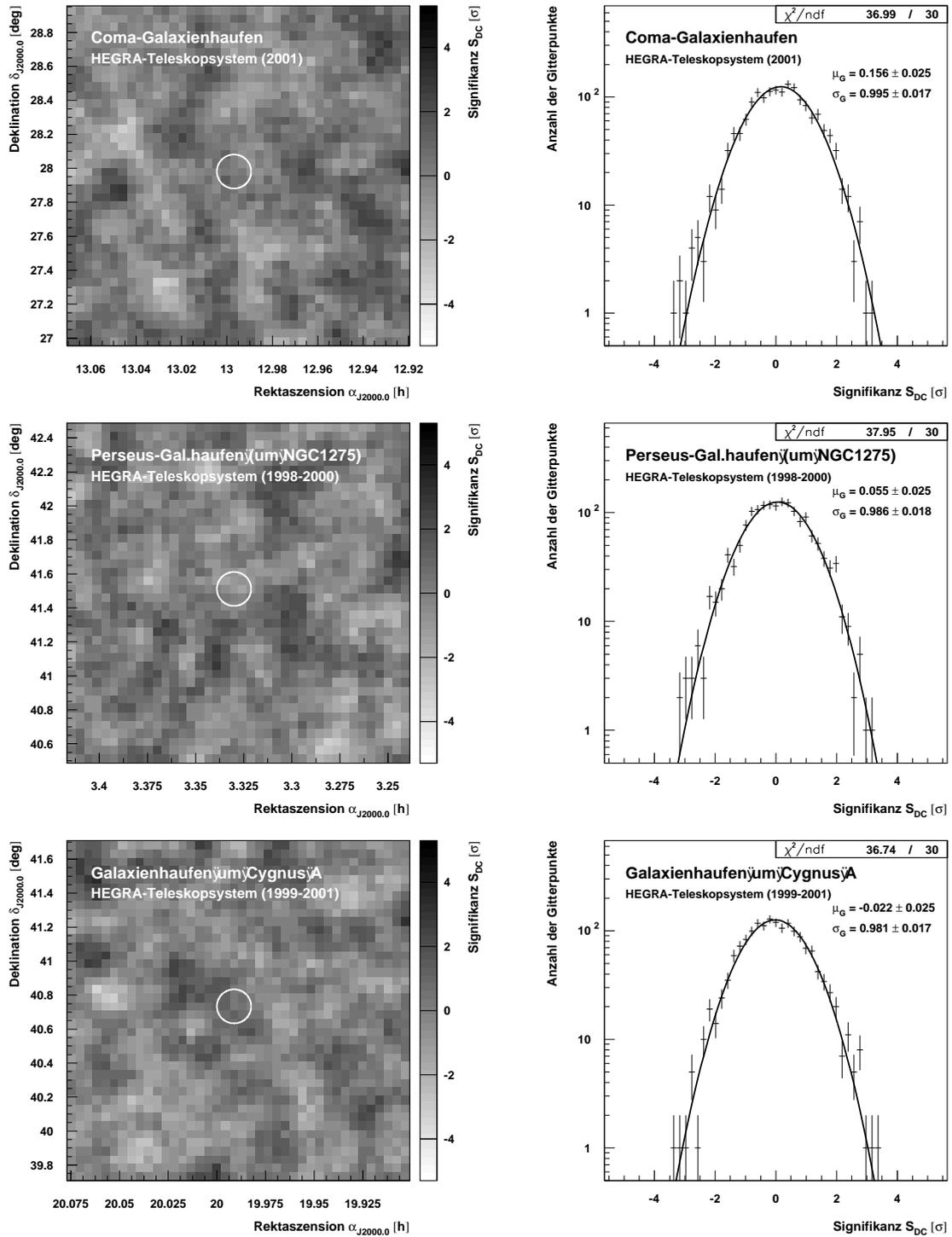


Abbildung 8.1: Signifikanzkarten und $-$ verteilungen für die Himmelsregionen um die Zentralbereiche des Coma- (oben), des Perseus- (um NGC1275, Mitte) und des Cygnus-A-Galaxienhaufens (unten). Bei der Datenauswertung wurden dabei jeweils die Analyseschnitte für die Suche nach einer punktförmigen Quelle angewendet.

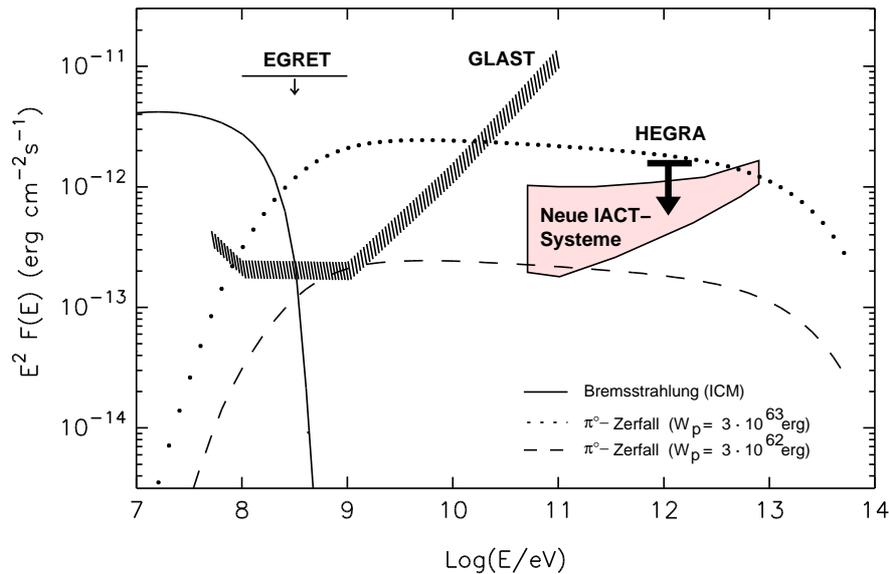


Abbildung 8.2: Modellierter spektraler Energieverteilung des Coma-Galaxienhaufens oberhalb von 10 MeV (nach Atoyan und Völk (2000)). Die Kurven zeigen die Bremsstrahlungsemission der relativistischen Elektronenkomponente im ICM (durchgezogene Linie) sowie die aufgrund von Protonen-Wechselwirkungen im ICM emittierte Strahlung für zwei verschiedene Gesamtenergiegehalte $W_p = 3 \times 10^{62}$ erg (gestrichelt) bzw. 3×10^{63} erg (gepunktet). Ebenfalls dargestellt sind eine mit dem EGRET-Instrument bestimmte obere Flußgrenze sowie die erwarteten Empfindlichkeiten des GLAST-Satelliten und der neuen Cherenkov-Teleskopsysteme. Im Falle der Teleskopsysteme symbolisiert die obere Kante der Sensitivitätsfläche die Empfindlichkeit für eine ausgedehnte Quelle mit einem Durchmesser von etwa 1° , während die untere Kante die Empfindlichkeit für eine punktförmige Quelle darstellt. Die HEGRA-Flußgrenze zeigt das Ergebnis der im Text beschriebenen Analyse unter der Annahme eines differentiellen Spektralindex von 2.5.

innerhalb des Haufens (dem sogenannten „Intracluster-Medium“, kurz: ICM) über den Prozeß des nachfolgenden π^0 -Zerfalles erzeugt.

Nach Atoyan und Völk (2000) ist für die Ausdehnung der hochenergetischen Emission des Coma-Haufens ein Durchmesser von etwa 0.11° zu erwarten. Unter der Annahme eines mit konstanter Flächenhelligkeit leuchtenden Objektes wurde daher der Analyseschnitt auf den Winkelabstand $\Delta\Theta^2$ entsprechend Formel 4.5 im Abschnitt 4.6.6 aufgeweitet. Die Ergebnisse dieser Signalsuche sind unter der Bezeichnung AQ-1 in Tabelle 8.1 aufgeführt. Auch in diesem Fall haben sich keine Hinweise auf eine TeV- γ -Emission des Coma-Haufens ergeben. Die aus den HEGRA-Messungen zu der hier untersuchten Ausdehnung unter der Annahme eines differentiellen Spektralindex von 2.5 ermittelte obere Flußgrenze ist außerdem in Abbildung 8.2 dargestellt. Dabei wird ersichtlich, daß bereits das im Vergleich zu den neuen Instrumenten weniger empfindliche HEGRA-Teleskopsystem aussagekräftige Einschränkungen für die weitere Modellierung dieses Galaxienhaufens liefern konnte. Ein Gesamtenergiegehalt der relativistischen Protonenkomponente im ICM von 3×10^{63} erg kann demnach ausgeschlossen werden.

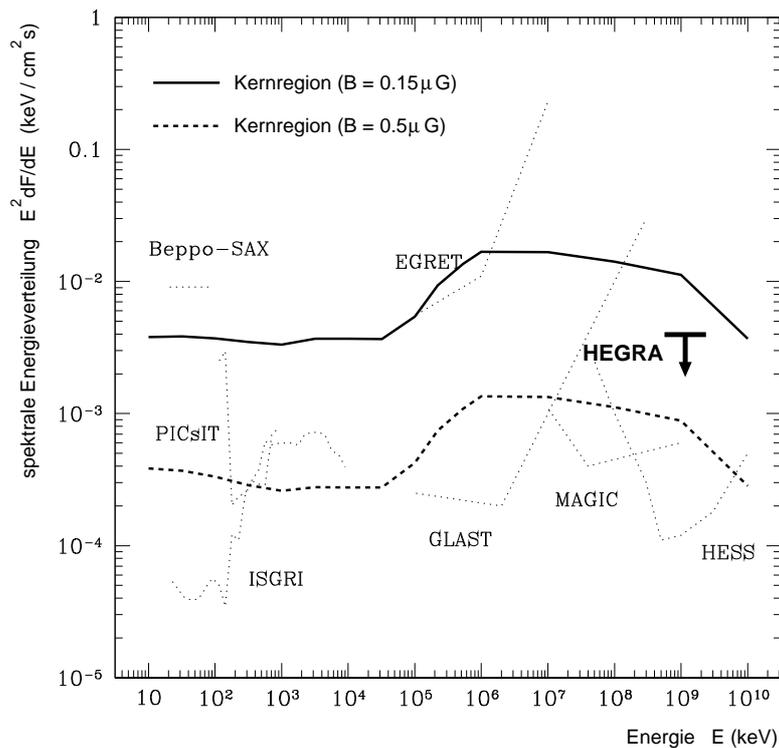


Abbildung 8.3: Spektrale Energieverteilung der Kernregion eines mit numerischen Methoden simulierten Galaxienhaufens im Bereich von 10 keV bis 10 TeV, dessen physikalische Parameter dem Coma-Galaxienhaufen entsprechen (Darstellung nach Miniati (2003)). Die durchgezogene bzw. gestrichelte Linie zeigen dabei die erwartete Emission für Magnetfelder mit einer Stärke von 0.15 bzw. 0.5 μG . Die nominalen Sensitivitäten einer Reihe von verschiedenen Instrumenten werden durch die punktierten Linien dargestellt. Die HEGRA-Flußgrenze zeigt das Resultat der im Text beschriebenen Untersuchung des Coma-Haufens für die hier betrachtete Ausdehnung des Kernbereiches von 1.0° unter der Annahme eines differentiellen Spektralindex von 2.5.

Untersuchung der Kernregion des Coma-Galaxienhaufens nach dem Modell von Miniati (2003):

Die Ergebnisse einer umfangreichen numerischen Simulation eines Galaxienhaufens, dessen physikalische Parameter denjenigen des Coma-Haufens entsprechen, wurde von Miniati (2003) veröffentlicht. Bei den Berechnungen wurde insbesondere die zeitliche Entwicklung der großräumigen Haufenstruktur zusammen mit der Evolution der nichtthermischen Teilchenpopulationen (primäre Protonen und Elektronen sowie sekundäre Elektronen) simuliert. Die resultierende spektrale Energieverteilung des Kernbereiches aufgrund der Emissionsprozesse der Bremsstrahlung, der inversen Comptonstreuung und des π^0 -Zerfalles ist in Abbildung 8.3 für zwei verschiedene Magnetfeldstärken dargestellt. Auch bei dieser Modellierung wird die hochenergetische Emission oberhalb von 1 GeV in der zentralen Region des Galaxienhaufens durch die Wechselwirkungen der im ICM vorhandenen relativistischen Protonenpopulation hervorgerufen. Der eben-

falls von Miniati (2003) untersuchte äußere Bereich des Haufens weist dagegen in Abhängigkeit von der angenommenen Stärke des ICM-Magnetfeldes eine schwächere Emission auf, die im wesentlichen durch inverse Comptonstreuung der relativistischen Elektronenkomponente im ICM bewirkt wird.

In der hier vorgestellten Modellierung werden entsprechend Abbildung 8.3 nachweisbare TeV-Photonenflüsse für den Kernbereich des Coma-Haufens vorhergesagt. Für diese Region wird dabei eine Ausdehnung mit einem Durchmesser von 1.0° angenommen, die bei der Entfernung des Haufens einer Distanz von etwa 1.7 Mpc entspricht. Unter Verwendung eines entsprechend erheblich aufgeweichten Schnittes auf den Winkelabstand $\Delta\Theta^2$ (siehe oben) können die HEGRA-Meßdaten auch im Hinblick auf einen Vergleich mit der Modellierung von Miniati (2003) ausgewertet werden. Die Ergebnisse sind dabei mit der Bezeichnung AQ-2 ebenfalls in Tabelle 8.1 aufgeführt. Auch in diesem Fall hat die Datenanalyse keinen Hinweis auf eine Emission von TeV- γ -Strahlung erbracht. Unter der Annahme eines differentiellen Spektralindex von 2.5 wurde die aus den Ergebnissen ermittelte obere Flußgrenze in eine Einschränkung auf die spektrale Energieverteilung konvertiert. Aus der Darstellung in Abbildung 8.3 wird dabei deutlich, daß eine magnetische Feldstärke von $0.15 \mu\text{G}$ im ICM beim Coma-Haufen schon allein aufgrund der HEGRA-Messungen ausgeschlossen werden kann. Aus diesem Ergebnis läßt sich damit die Bedeutung der Beobachtungen von Galaxienhaufen im GeV-/TeV-Energiebereich erkennen. Aufgrund der in der Abbildung ebenfalls markierten höheren Sensitivität des H·E·S·S-Teleskopsystemes besteht ferner die Hoffnung, den Coma-Galaxienhaufen im GeV-/TeV-Bereich nachweisen zu können. Die Vermessung des Spektrums und der Morphologie einer solchen Emission würden dabei wesentliche Informationen für das Verständnis dieses Objektes liefern.

8.2.2 Der Virgo-Galaxienhaufen

Der nahegelegene Virgo-Galaxienhaufen wurde bereits im Abschnitt 7.1 im Zusammenhang mit der Beschreibung seines zentralen Objektes, der Radiogalaxie M 87, vorgestellt. Mit seiner mittleren Rotverschiebung von $z = 0.0036$ weist der Virgo-Haufen nur eine Entfernung von ungefähr 15 Mpc auf und umfaßt mit seiner Ausdehnung von etwa $10^\circ \times 10^\circ$ einen relativ großen Himmelsausschnitt.

Die tiefe HEGRA-Beobachtung der Radiogalaxie M 87 ermöglicht gleichzeitig eine Suche nach TeV- γ -Emission in der Zentralregion des Virgo-Haufens. Im Vergleich zu der in einer früheren Veröffentlichung verwendeten Methode (Götting et al. 2001d) stellt die im Abschnitt 4.8.4 beschriebene Suche nach punktförmigen Quellen im Gesichtsfeld eine erheblich empfindlichere Methode dar. Die aus dieser Auswertung resultierende Signifikanz-Himmelskarte wurde bereits in Abbildung 7.4 auf Seite 213 dargestellt. Wie aus der Himmelskarte sowie aus der Verteilung der Signifikanzen unter Ausschluß von M 87 deutlich wird, konnten im Kernbereich des Virgo-Haufens keine weiteren punktförmigen TeV- γ -Quellen nachgewiesen werden. Bei der Suche nach ausgedehnter Emission wurden außerhalb der Himmelsposition von M 87 ebenfalls keine Anzeichen auf ein ausgedehntes Emissionsgebiet gefunden.

In Abbildung 7.4 ist neben M 87 auch die Position der elliptischen Galaxie M 86 markiert, die zusammen mit M 87 das gravitative Zentrum des Virgo-Galaxienhaufens bildet. M 86 weist dabei im optischen Spektralbereich eine negative Rotverschiebung von $z = -0.00081$ bzw. blauverschobene Spektrallinien auf. Diese Beobachtung wird dahingehend interpretiert, daß die kompakte kleine Galaxiengruppe um M 86 in den sich entfernenden Virgo-Haufen (bzw. dessen Substruktur um M 87) einfällt, wobei sie sich auf den Beobachter zubewegt. Der relativ kompakte M 86-Unterhaufen weist dabei eine verhältnismäßig geringe Ausdehnung auf (Schindler et al. 1999) und stellt für das HEGRA-Teleskopsystem ein punktförmiges Objekt dar.

Die M 87-Beobachtungen wurden im Standard-*wobble*-Modus durchgeführt, so daß M 86 in diesen Messungen mit Abständen von etwa 1.1° bzw. 1.5° zum Zentrum des Gesichtsfeldes erscheint. Da ein Abstand von 1.5° bereits mit einem großen Akzeptanzverlust verbunden ist (vgl. Abbildung 4.18), wird die Auswahl der Meßdaten hier auf die Winkeldistanz von 1.1° beschränkt.² Die Auswertung des resultierenden Datensatzes mit einer Dauer von 39.0 h hat keine Hinweise auf eine Emission von TeV- γ -Strahlung aus der Richtung der M 86-Substruktur erbracht. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt, wobei die obere Flußgrenze von 22 mCrab bei einer effektiven Energieschwelle von 1.1 TeV das erste publizierte Meßergebnis für dieses Objekt darstellt.

8.2.3 HEGRA-Beobachtungen weiterer Galaxienhaufen

Wie bereits im Abschnitt 8.1 erläutert wurde, bieten insbesondere die verhältnismäßig langen Beobachtungen der Radiogalaxien NGC 1275 und Cygnus A die Möglichkeit, die Kernregionen des Perseus- und des Cygnus-A-Galaxienhaufens zu untersuchen. Erste Ergebnisse dieser Studie haben dabei ebenfalls nicht zu einem Nachweis einer Quelle geführt (Götting et al. 2001e). Unter Verwendung der neuen, empfindlicheren Analysemethode ergeben sich die in Abbildung 8.1 dargestellten Signifikanz-Himmelskarten, die jedoch ebenfalls keine Anzeichen für die Anwesenheit von punktförmigen TeV- γ -Quellen im Gesichtsfeld des Teleskop-systemes aufweisen. Wie schon beim Virgo-Galaxienhaufen hat die Suche nach ausgedehnter Emission auch beim Perseus- und beim Cygnus-A-Haufen keine Hinweise auf Quellen im Gesichtsfeld erbracht.

Während der Galaxienhaufen um Cygnus A mit einer Distanz von ungefähr 227 Mpc verhältnismäßig weit entfernt ist, erscheint der mit etwa 73 Mpc wesentlich näher gelegene Perseus-Haufen als besserer Kandidat für die Suche nach hochenergetischer γ -Strahlung. Für dieses Objekt wurde auf der Grundlage einer Modellierung von Pfrommer und Enßlin (2004) ein sogenanntes limitierendes Spektrum (eine Folge von oberen Flußgrenzen) der Emission von hochenergetischer γ -Strahlung bestimmt. Diese Emission wird dabei infolge von inelastischen Stößen der nichtthermischen Protonenpopulation mit dem heißen Gas im Intracluster-Medium (ICM) über den Prozeß des nachfolgenden π^0 -Zerfalles erzeugt (siehe auch Abschnitt 2.7.2). Das limitierende Spektrum ist in Abbil-

² Eine eingehende Untersuchung der Ergebnisse beider *wobble*-Teildatensätze hat jedoch zu vergleichbaren Ergebnissen geführt.

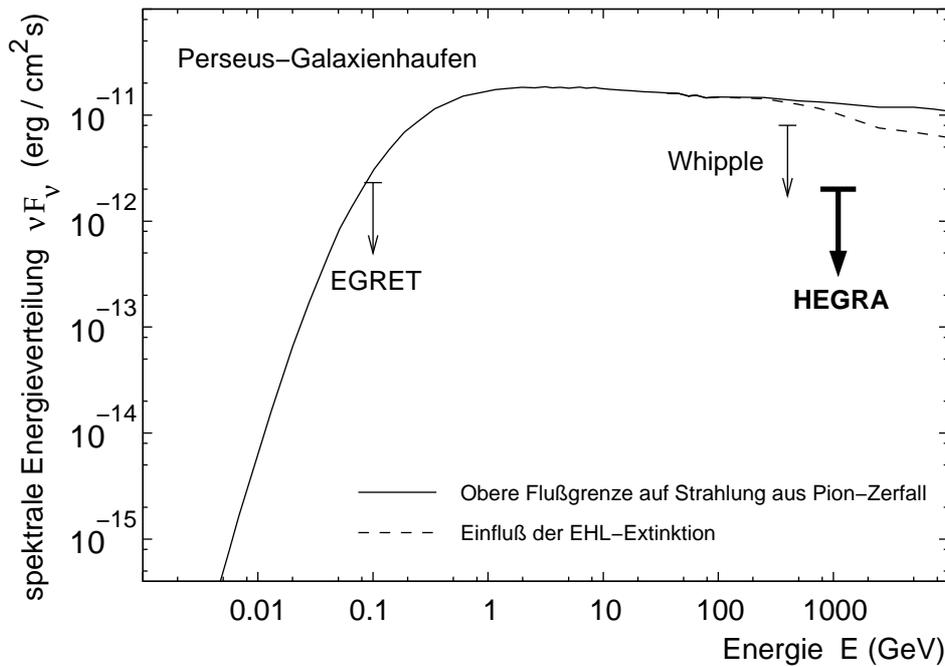


Abbildung 8.4: Obere Flußgrenzen auf die Emission der Kernregion des Perseus-Galaxienhaufens (Darstellung nach Perkins et al. (2006)). Die durchgezogene Kurve zeigt ein anhand der EGRET-Flußgrenze skaliertes limitierendes π^0 -Zerfallsspektrum dar (siehe Text). Der Einfluß der EHL-Extinktion auf das Spektrum unter Annahme einer von Perkins et al. (2006) verwendeten EHL-Parametrisierung wird durch die gestrichelte Kurve verdeutlicht. Zusätzlich sind die mit dem Whipple-Teleskop (Vertrauensniveau 90 %) und dem HEGRA-Teleskopsystem (Vertrauensniveau 99 %) bestimmten oberen Flußgrenzen dargestellt.

dung 8.4 in Form einer spektralen Energieverteilung dargestellt (nach Perkins et al. (2006)). Hierbei wurde die SED unter Verwendung einer oberen Flußgrenze aus EGRET-Messungen für Energien oberhalb von 100 MeV (Reimer et al. 2003) skaliert. Mit Hilfe einer derartigen Skalierung ist es möglich, die Energiedichte der nichtthermischen Teilchenpopulation im ICM im Rahmen des verwendeten Modelles abzuschätzen. Neben den EGRET-Messungen konnte aus Beobachtungen mit dem Whipple-Teleskop ferner eine obere Flußgrenze von 130 mCrab oberhalb von 400 GeV bestimmt werden, wobei eine Ausdehnung mit einem Radius von 0.3° angenommen wurde (Perkins et al. 2006).

Für diesen Bereich des Perseus-Galaxienhaufens ergibt sich aus der tiefen HEGRA-Beobachtung der Radiogalaxie NGC 1275 oberhalb einer Energieschwelle von 1.1 TeV eine obere Flußgrenze von 51 mCrab. Unter der Annahme eines differentiellen Spektralindex von 2.5 kann damit eine Limitierung der spektralen Energieverteilung auf einen Wert von $2.0 \cdot 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bestimmt werden. Wie Abbildung 8.4 zeigt, schränken die Whipple- sowie insbesondere auch die HEGRA-Messung den möglichen Parameterraum für die Modellierung der hochenergetischen Emission des Perseus-Haufens im Vergleich zu den EGRET-Messungen weiter ein.

8.3 HEGRA-Beobachtungen von zwei prominenten *Starburst*-Galaxien

Unter *Starburst*-Galaxien werden Galaxien verstanden, die eine Phase besonders aktiver Sternbildung durchlaufen. Die Entstehung vieler heißer, junger Sterne (engl.: *starburst*) führt dabei zu einer starken Ionisation des interstellaren Mediums. Aufgrund der großen Zahl von sehr massiven Sternen mit kurzen Lebensdauern ist ein solcher *Starburst* in der Regel von einer erhöhten Rate von Supernova-Explosionen begleitet. In Sternbildungsregionen mit besonders großer Supernova-Rate können die Gas- und Photonendichten dabei im Vergleich zu entsprechenden Gebieten in der Milchstraße außerordentlich hoch sein. Unter der Annahme, daß es sich bei den Supernova-Überresten um die Beschleuniger der geladenen kosmischen Strahlung handelt (vgl. Abschnitt 2.5.1), ist daher auch mit einer hohen Dichte der kosmischen Strahlung zu rechnen, die bis zu einem Faktor 100 über dem in der Milchstraße gemessenen Wert liegen kann (Völk et al. 1996). Über den Prozeß der im Abschnitt 2.2.1 erläuterten inelastischen Stoßreaktionen mit nachfolgendem π^0 -Zerfall kann es damit zu einer Emission von TeV-Photonen kommen. Modellrechnungen lassen dabei eine Intensität dieser Strahlung im Bereich der Sensitivität des HEGRA-Teleskopsystemes erwarten (Völk et al. 1996).

Die beiden nächstgelegenen *Starburst*-Galaxien sind mit Entfernungen von 2.8 Mpc bzw. 3.4 Mpc das in der nördlichen Hemisphäre gelegene Objekt M 82 und die südliche Spiralgalaxie NGC 253. Als Prototyp für diese Objektklasse wurde zunächst M 82 in das HEGRA-Meßprogramm aufgenommen. Nach der Bekanntgabe des Nachweises von NGC 253 durch das CANGAROO-II-Teleskop (Itoh et al. 2002) wurde zusätzlich auch dieses Objekt mit dem Teleskopsystem beobachtet. Die Ergebnisse der nachfolgend beschriebenen Messungen sind ebenfalls in Tabelle 8.1 zusammengefaßt.

8.3.1 Die Prototyp-*Starburst*-Galaxie M 82

Die Beobachtungen der *Starburst*-Galaxie M 82 fanden in den Jahren 1998 bis 2000 statt. Aufgrund der für den Standort La Palma ungünstigen Deklination von etwa 70° konnten die Messungen dabei nur unter relativ großen Zenitwinkeln durchgeführt werden. Als effektive Energieschwelle des vorliegenden Datensatzes ergibt sich daher ein verhältnismäßig hoher Wert von 2.1 TeV. Die Suche nach konstanter oder ausbruchartiger Emission von TeV- γ -Strahlung hat auch in diesem Fall nicht zu einem signifikanten Ergebnis geführt. Die bei der Datenanalyse bestimmte obere Flußgrenze von 52 mCrab liegt dabei oberhalb des von Völk et al. (1996) abgeschätzten Wertes von etwa 22 mCrab. Der geringe Unterschied zu dieser Vorhersage läßt jedoch erwarten, daß durch zukünftige Beobachtungen mit dem MAGIC-Teleskop oder dem VERITAS-Teleskopsystem ein Nachweis bzw. eine deutliche Einschränkung des für die Modellierung verwendeten Parameterraumes erreicht werden kann.

8.3.2 Untersuchung der *Starburst*-Galaxie NGC 253

Die *Starburst*-Galaxie NGC 253 wurde durch Messungen mit dem japanisch-australischen CANGAROO-II-Teleskop in den Jahren 2000 und 2001 erstmals als TeV- γ -Quelle nachgewiesen (Itoh et al. 2002). Überraschend war in diesem Zusammenhang jedoch der im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen erstaunlich hohe gemessene Fluß. Aufgrund einer früh verbreiteten Mitteilung über das CANGAROO-Ergebnis war es möglich, NGC 253 noch im Herbst 2001 mit dem HEGRA-Teleskopsystem zu beobachten. Diese Messungen konnten jedoch aufgrund der Lage der *Starburst*-Galaxie in der Südhemisphäre nur unter Zenitwinkeln oberhalb von 53° durchgeführt werden, was bei dem resultierenden Datensatz eine effektive Energieschwelle von 5.2 TeV bewirkt. Dennoch ist diese Beobachtung von wesentlicher Bedeutung, da ein Nachweis neben einer unabhängigen Bestätigung des Objektes als TeV- γ -Quelle auch eine Flußkalibration zwischen dem HEGRA- und dem CANGAROO- sowie dem H·E·S·S-Teleskopsystem ermöglicht hätte.

Wie Tabelle 8.1 zeigt, wurden jedoch auch in den HEGRA-Meßdaten von NGC 253 keine Hinweise auf eine Emission von TeV-Photonen gefunden. Das mit dem CANGAROO-II-Teleskop gemessene Photonenspektrum weist entsprechend Abbildung 8.5 einen mit steigender Energie besonders stark abnehmenden Fluß auf. Daher steht die ebenfalls dargestellte obere Flußgrenze aus den HEGRA-Beobachtungen nicht in Konflikt mit einer Extrapolation dieses Spektrums zu höheren Energien.

Die mit dem H·E·S·S-Teleskopsystem als dem gegenwärtig empfindlichsten Instrument im Jahr 2003 durchgeführten Beobachtungen von NGC 253 haben allerdings ebenfalls nicht zu einem Nachweis geführt (Aharonian et al. 2005d). Die aus den Messungen bestimmten oberen Flußgrenzen liegen dabei um bis zu eine Größenordnung unter den CANGAROO-Ergebnissen (vgl. Abbildung 8.5). Da eine starke Variabilität der emittierten TeV- γ -Strahlung nach den gängigen Modellvorstellungen sehr unwahrscheinlich ist, bleibt der Grund für diese Diskrepanz zunächst unklar. Die aus den HEGRA- bzw. H·E·S·S-Messungen bestimmten oberen Flußgrenzen liegen wie im Falle von M 82 bereits verhältnismäßig dicht an den theoretischen Vorhersagen. Daher ist auch in diesem Fall zu erwarten, daß eine deutlich tiefere H·E·S·S-Beobachtung zu wesentlichen Ergebnissen für das Verständnis der *Starburst*-Galaxien und möglicherweise sogar zu einem Nachweis von NGC 253 führen wird.

8.4 Suche nach TeV- γ -Strahlung aus der Richtung von *Gamma-Ray Bursts*

Die Emission von nachweisbarer γ -Strahlung im GeV-/TeV-Energiebereich aus der Richtung von *Gamma-Ray Bursts* (GRBs) bzw. ihres Nachglühens wird von verschiedenen Modellen vorhergesagt und könnte wesentliche Hinweise zur Vertiefung dieses bedeutenden Forschungsgebietes liefern (vgl. Abschnitt 2.7.3). Im Bereich oberhalb von 500 GeV war das HEGRA-Teleskopsystem während seiner Betriebszeit hierbei das weltweit sensitivste Instrument. Wegen seines großen

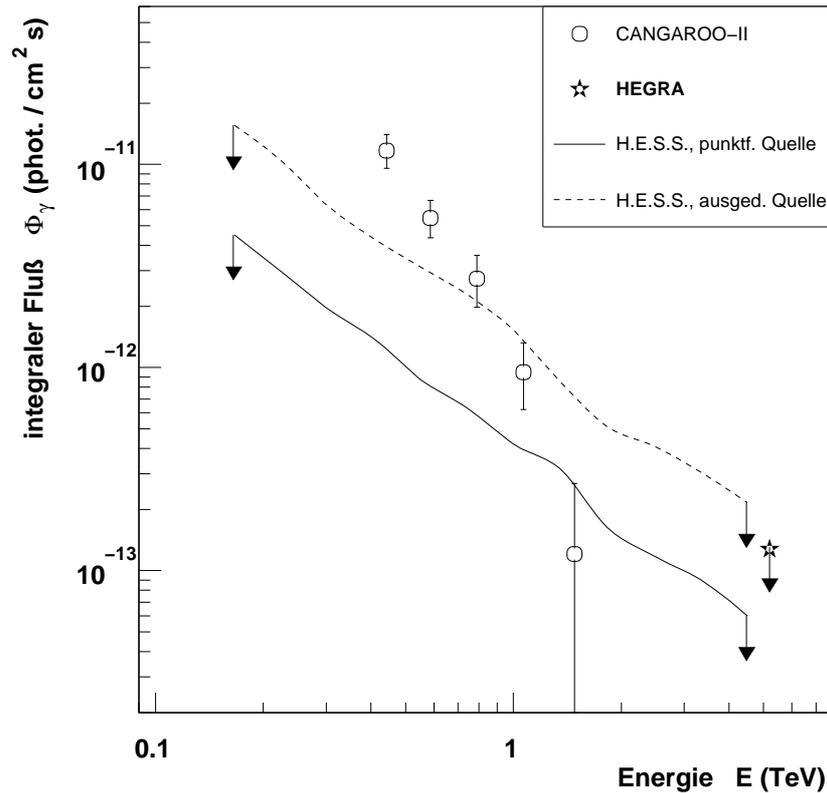


Abbildung 8.5: Flußwerte und obere Grenzen (Vertrauensniveau 99 %) auf den integralen Photonenfluß aus der Richtung von NGC 253 (Darstellung nach Aharonian et al. (2005d)). Das sternförmige Symbol stellt dabei die in der vorliegenden Arbeit bestimmte HEGRA-Flußgrenze dar, während mit den offenen Symbolen das mit dem CANGAROO-II-Teleskop gemessene Spektrum markiert ist. Die Kurven zeigen die mit dem H.E.S.S.-Teleskopsystem für eine punktförmige (durchgezogen) bzw. entsprechend der CANGAROO-Messung ausgedehnte Quelle (gestrichelt) bestimmten Flußgrenzen.

Gesichtsfeldes wäre es dabei trotz der verhältnismäßig großen Ungenauigkeit der Positionsangaben des BATSE-Instrumentes möglich gewesen, gegebenenfalls auch eine von einer mittleren BATSE-GRB-Position deutlich entfernt gelegene TeV- γ -Quelle nachweisen zu können. Im folgenden wird zunächst die HEGRA-Beobachtungsstrategie für GRBs beschrieben. Die Ergebnisse der einzelnen GRB-Beobachtungen sind Gegenstand des sich anschließenden Abschnittes.

8.4.1 Die HEGRA-Beobachtungsstrategie für GRBs

Das Emissionsverhalten von GRBs ist in Bereichen niedrigerer Energie im wesentlichen durch einen starken Ausbruch und ein im Zeitverlauf schwächer werdendes Nachglühen (engl.: *afterglow*) gekennzeichnet. Daher erscheint es auch für den TeV-Energiebereich sinnvoll, eine möglichst zeitnahe Beobachtung einer

GRB-Himmelsposition anzustreben.³ Zu diesem Zweck wurde das HEGRA-Teleskopsystem als Empfängerinstrument im sogenannten *Global Coordinate Network* (GCN) registriert (vgl. Abschnitt 2.7.3). Über das GCN werden alle über ein GRB-Ereignis vorliegenden Informationen schnellstmöglich weltweit per E-Mail sowie auf weiteren Kanälen verteilt, wobei für Nachfolgebeobachtungen zunächst insbesondere die Information über die Himmelsposition von Interesse ist.

Ein von D. Horns im Jahr 1998 auf dem HEGRA-Datennahmerechner implementiertes Programm sorgte dabei für eine automatische Auswertung aller eingehenden GCN-E-Mails. Da über das GCN eine Vielzahl an Informationen von einer Reihe verschiedener (primärer) Instrumente verteilt wird, wurde das HEGRA-GRB-Programm mit einer umfangreichen Filterfunktion versehen. Hierbei wurden lediglich diejenigen Informationen an die Operateure weitergeleitet, die für eine mögliche Beobachtung relevant waren. Ab dem Jahr 1999 wurde die Pflege dieses Programmes vom Autor der vorliegenden Arbeit übernommen. Dabei standen insbesondere Anpassungen an geänderte E-Mail-Formate sowie die Erweiterung der Filterfunktion zur Erfassung der GRB-Informationen von neuen primären Instrumenten im Vordergrund. Dabei sind vor allem die GRB-Meldungen der Satelliten RXTE, BeppoSAX und HETE-2 sowie des interplanetarischen GRB-Netzwerkes (IPN) zu nennen. Über das IPN können die Positionen von GRBs dabei auf der Basis von Triggerinformationen auf verschiedenen Raumsonden bestimmt werden.

Die Notwendigkeit einer kurzfristigen nächtlichen Sichtbarkeit vom Teleskopstandort aus schränkt die Auswahl geeigneter GRB-Himmelspositionen bereits stark ein. Dennoch war es zur Vermeidung von Konflikten mit dem Beobachtungsplan für das HEGRA-GRB-Meßprogramm notwendig, eine Reihe von Bedingungen für die Durchführung einer sinnvollen GRB-Beobachtung festzulegen. Hierbei sind die folgenden Punkte von Bedeutung:

- Zeitspanne seit dem Beginn des GRB-Ereignisses: < 24 h
- Zenitwinkel einer möglichen GRB-Beobachtung: < 50°
- Sichtbarkeit einer GRB-Position: ≥ 20 min
- Genauigkeit der GRB-Position: < 2°

Die Einschränkung auf die Genauigkeit der Positionsangabe betrifft dabei nur GRB-Meldungen des BATSE-Instrumentes sowie des IPN. Sobald ein GRB-Ereignis alle genannten Bedingungen erfüllt hatte, wurden die Operateure unmittelbar automatisch über die anstehenden Beobachtungen informiert. Um eine möglichst frühzeitige Aufnahme der Messungen zu garantieren, wurde das Personal ferner 20 min vor Beginn der Sichtbarkeit der GRB-Himmelsposition aufgefordert, die laufenden Beobachtungen zu unterbrechen. Auf diese Weise konnte gewährleistet werden, daß die Teleskope rechtzeitig auf die entsprechende Himmelsposition ausgerichtet wurden.

³ In diesem Zusammenhang ist es sinnvoll, die GRB-Ereignisse mit den bisher höchsten nachgewiesenen Photon-Energien zu betrachten. Das EGRET-Instrument hat beispielsweise während des Ausbruches GRB-940217 eine Zeitreihe mit einer Länge von etwa 90 min aufgezeichnet. Das höchstenergetische Photon wurde dabei mit einer Energie von 18 GeV ungefähr 75 min nach dem Signal im BATSE-Detektor registriert (Hurley et al. 1994).

Objekt	Δ_{Pos}	ΔT_{GRB} [h]	$T_{\text{obs,eff}}$ [h]	E_{thr} [TeV]	S_{DC} [σ]	S_{Kol} [σ]	S_{Prah} [σ]	$\Phi_{\gamma}^{(*)}$ [mCrab]
GRB-971214	6''	268.0	2.9	2.1	0.1	-0.6	-1.4	< 130
GRB-980519	0.5''	62.9	4.6	5.0	0.5	-1.1	-1.2	< 380
GRB-980527	1.5°	16.5	4.7	1.1	-1.1	-1.0	-0.2	< 40
GRB-990316	0.4°	8.2	1.7	2.0	1.2	0.4	0.2	< 370
GRB-990807	1.9°	2.1	2.5	1.3	0.5	-0.7	-0.3	< 130
GRB-991002	1.7°	1.0	1.3	1.7	0.1	1.1	0.8	< 280
GRB-991216	0.1''	9.9	1.3	1.9	0.3	0.8	-0.2	< 190
GRB-000201	0.6°	0.7	2.5	1.4	-0.7	-0.2	-0.1	< 110
GRB-010222	0.2''	19.2	3.6	1.0	2.0	0.3	0.4	< 500
GRB-010324	0.13°	11.1	1.3	2.1	1.2	1.0	1.1	< 510
GRB-020317	18''	4.3	4.0	1.4	0.6	-1.2	0.6	< 110
GRB-020812	4''	13.8	1.7	2.0	-1.4	-1.6	1.3	< 110

(\star): obere Flußgrenzen, Vertrauensniveau 99 %

Tabelle 8.2: Ergebnisse der HEGRA-Beobachtungen von Gamma-Ray Bursts. Die Größe Δ_{Pos} gibt den kleinsten bekannten Fehler auf die GRB-Position an. Die Größe ΔT_{GRB} beschreibt die Zeitdifferenz zwischen dem Beginn des GRB-Ereignisses und dem Beginn der HEGRA-Beobachtung (vgl. Fußnote 4). Ferner sind die effektive Meßdauer $T_{\text{obs,eff}}$, die effektive Energieschwelle E_{thr} , die Signifikanzen S_{DC} , S_{Kol} und S_{Prah} sowie der Photonenfluß Φ_{γ} oberhalb der jeweiligen effektiven Energieschwelle angegeben.

Aufgrund der insbesondere im Falle des BATSE-Instrumentes gegebenen Positionsungenauigkeiten wurden die HEGRA-GRB-Beobachtungen in der Regel im ON-Modus durchgeführt (vgl. Abschnitt 4.8). Für den Fall einer Unsicherheit von mehr als 1° wurde die entsprechende Himmelsregion zusätzlich mit weiteren Beobachtungspositionen abgedeckt. Dagegen wurde in den Fällen, in denen die Himmelsposition eines GRB-Ereignisses besonders gut bekannt war, der für die Untergrundbestimmung vorteilhaftere *wobble*-Beobachtungsmodus gewählt.

8.4.2 Ergebnisse der HEGRA-GRB-Beobachtungen

Im Laufe seiner Betriebszeit wurden mit dem HEGRA-Teleskopsystem insgesamt 19 verschiedene GRB-Beobachtungen durchgeführt. Aufgrund von teilweise sehr ungenauen Positionsangaben durch das BATSE-Instrument wurde dabei jedoch teilweise eine Himmelsposition beobachtet, bei der die wahre, später publizierte Lage des GRB-Ereignisses nicht mehr im Gesichtsfeld des Teleskopsystemes gelegen hat. Derartige Meßdaten wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit zwar ausgewertet und auf das Vorkommen von unerwarteten TeV- γ -Quellen hin untersucht. Diese Ergebnisse werden hier jedoch nicht näher behandelt, da keine signifikanten Überschüsse festgestellt werden konnten. Nach dem zusätzlichen Ausschluß von Beobachtungen, bei denen das GRB-Ereignis im Nachhinein auf andere Gründe wie z. B. technische Probleme eines Satelliten zurückzuführen ist, ver-

bleiben zwölf HEGRA-GRB-Datensätze für die hier beschriebene Analyse (siehe Tabelle 8.2).⁴ Als primäres Triggerinstrument der HEGRA-Beobachtungen hat bis zu seinem Betriebsende im Jahr 2000 das BATSE-Instrument gedient. Einige dieser GRBs wurden dabei auch von anderen Instrumenten mit teilweise deutlich besserer Positionsgenauigkeit nachgewiesen. Nach dem Ende der BATSE-Betriebszeit konnten je ein durch den BeppoSAX- bzw. den RXTE-Satelliten gemeldetes GRB-Ereignis sowie zwei durch den HETE-2-Satelliten nachgewiesene Ausbrüche mit dem HEGRA-Teleskopsystem beobachtet werden.

Während sich die meisten dieser GRBs als relativ schwache Signale in den primären Instrumenten gezeigt haben, sind zwei Ereignisse besonders hervorzuheben: Der zweitstärkste GRB, der mit dem BATSE-Instrument beobachtet wurde, ereignete sich am 16. Dezember 1999 (GRB-991216) und ist wegen des 229. Geburtstages des Komponisten Beethoven auch als sogenannter „Beethoven-Burst“ bekannt. Das Ereignis GRB-010222 vom 22. Februar 2001 war dagegen das ebenfalls zweitstärkste GRB-Signal, das durch den BeppoSAX-Satelliten nachgewiesen wurde. Diese GRBs wurden jeweils mit einer großen Zahl von Instrumenten in vielen verschiedenen Energiebereichen beobachtet. Erste vorläufige Ergebnisse der HEGRA-Beobachtungen von GRB-010222, die etwa 19 h nach dem Ausbruch begonnen haben, wurden wenige Tage nach dem Ausbruch über das GCN veröffentlicht (Götting et al. 2001a). In der endgültigen Analyse zeigt sich GRB-010222 mit einer Signifikanz $S_{\text{DC}} = 2.0 \sigma$ als das Ereignis mit dem größten Überschuß. Interessanterweise zeigen auch die etwa eine Stunde früher begonnenen Messungen mit dem nichtabbildenden Cherenkov-Detektor GRAAL (vgl. Abschnitt 3.3.1) oberhalb von 250 GeV einen Überschuß mit einer Signifikanz von 2.2σ (Díaz Trigo 2002). Dennoch sollten diese Ergebnisse insbesondere wegen der großen Rotverschiebung von $z \geq 1.16$ nicht als schwache Hinweise auf ein mögliches hochenergetisches Signal interpretiert werden.

Für die Analyse der HEGRA-Daten wurde als Objektposition jeweils die Angabe mit dem kleinsten, über das GCN mitgeteilten Fehler Δ_{Pos} verwendet. Insbesondere im Falle der mit BATSE nachgewiesenen GRBs ist dies – soweit vorhanden – stets die aus Messungen im optischen Bereich bestimmte Position des Nachglühens. Aufgrund des vermuteten extragalaktischen Ursprunges der GRBs (vgl. Abschnitt 2.7.3) ist zu erwarten, daß es sich bei den damit assoziierten TeV- γ -Quellen für das Teleskopsystem um punktförmige Objekte handelt. Aus diesem Grund sind in Tabelle 8.2 lediglich die Ergebnisse einer Suche nach punktförmigen Quellen wiedergegeben. Da die GRB-Positionsangabe bei jedem der primären Nachweisinstrumente durch verschiedene Fehlerquellen ungenau werden kann, wurde für alle GRB-Datensätze zusätzlich eine Suche nach Quellen im Gesichtsfeld durchgeführt. Unbedingt erforderlich ist dieses Verfahren dabei in denjenigen Fällen, bei denen die Unsicherheit Δ_{Pos} größer als die Winkelauflösung des Teleskopsystemes von etwa 0.1° ist. Die Suche im Gesichtsfeld hat dabei jedoch in keinem Fall zu einem signifikanten Nachweis einer Quelle geführt.

⁴ Die beiden ersten ausgewerteten GRB-Ereignisse GRB-971214 und GRB-980519 wurden vor der Festlegung der zuvor beschriebenen Bedingungen für die Durchführung von GRB-Beobachtungen aufgezeichnet. Daraus erklären sich die außerordentlich langen, mehrtägigen Abstände ΔT_{GRB} zwischen dem jeweiligen Ereignis und dem Beginn der HEGRA-Messungen.

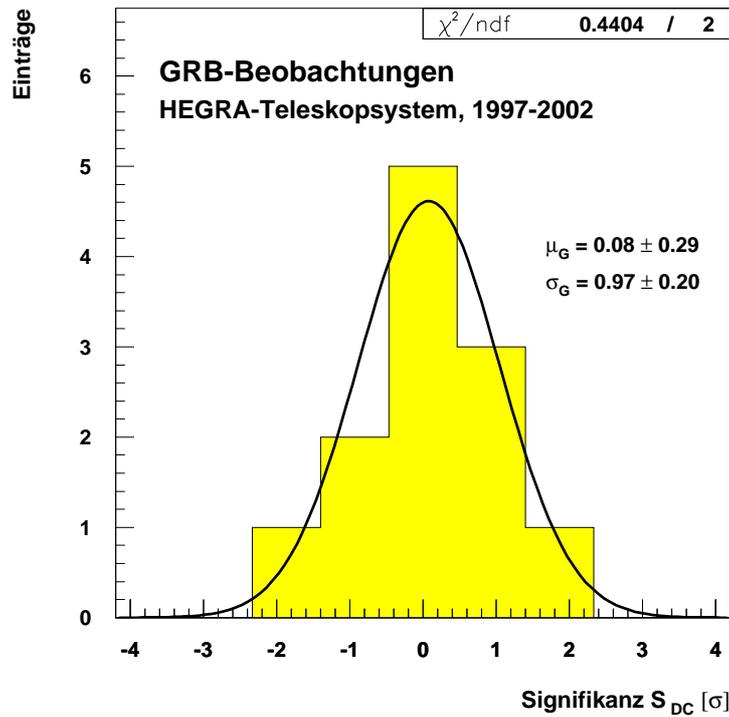


Abbildung 8.6: Häufigkeitsverteilung der statistischen Signifikanz S_{DC} aus allen GRB-Beobachtungen mit dem HEGRA-Teleskopsystem. Die Kurve zeigt die Anpassung einer Normalverteilung mit dem Mittelwert $\mu_G = 0.08 \pm 0.29$ und der Breite $\sigma_G = 0.97 \pm 0.20$. Das HEGRA-GRB-Beobachtungsprogramm hat nicht zum Nachweis einer mit einem GRB assoziierten TeV- γ -Quelle geführt.

Auch an den nominellen Himmelspositionen hat die Auswertung der einzelnen mit dem HEGRA-Teleskopsystem beobachteten GRB-Ereignisse nicht zum Nachweis einer TeV- γ -Quelle geführt. Abbildung 8.6 zeigt die Verteilung der Signifikanzen S_{DC} , die gut mit der Null-Hypothese verträglich ist, daß keine Quellen vorhanden sind. Einschränkend ist hierbei allerdings die sehr kleine Zahl von nur zwölf beobachteten GRB-Ereignissen zu berücksichtigen. Da die Beobachtungszeiten jeweils relativ kurz gewesen sind, ist die Empfindlichkeit der einzelnen Messungen außerdem auf verhältnismäßig hohe Flüsse begrenzt.

Zusätzlich ist die Zeitdifferenz ΔT_{GRB} zwischen dem Beginn eines GRBs und dem Beginn der HEGRA-Beobachtungen teilweise sehr groß. Eine mögliche TeV- γ -Emission könnte daher unter der Annahme eines schnellen Abklingens nur schwer bzw. überhaupt nicht nachgewiesen werden. Der Grund für die in der Regel um mehrere Stunden verzögerte Aufnahme der HEGRA-Beobachtungen liegt vor allem an den oben genannten Sichtbarkeitskriterien. Die Zeitdauer für die Ausrichtung der Teleskope auf die entsprechende Himmelsposition, die typischerweise im Bereich von etwa zwei Minuten liegt, spielt dagegen nur eine untergeordnete Rolle.

Für drei der hier untersuchten GRB-Ereignisse konnte durch Beobachtungen des Nachglühens im optischen Spektralbereich die Rotverschiebung der jeweiligen

Wirtsgalaxie gemessen bzw. eingeschränkt werden. Die unteren Grenzen für die Rotverschiebung wurden im GCN mit 0.44 (GRB-971214), 0.77 (GRB-991216) und 1.16 (GRB-010222) angegeben. Die Werte lassen damit einen Nachweis dieser *Gamma-Ray Bursts* im TeV-Energiebereich unter Berücksichtigung der EHL-Extinktion (vgl. Abschnitte 2.7.3 und 2.8) als sehr unwahrscheinlich erscheinen.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Reihe von teilweise besonders tiefen Beobachtungen mit dem stereoskopischen HEGRA-Teleskopsystem ausgewertet, das bis zum Ende seiner Betriebszeit am 17. September 2002 das empfindlichste Instrument für die TeV- γ -Astrophysik oberhalb von 500 GeV gewesen ist. Durch die Analyse dieser Datensätze konnte dabei der Blazar H 1426+428 in den HEGRA-Meßdaten erstmals mit großer Signifikanz als TeV- γ -Quelle nachgewiesen werden. Daneben war auch die erstmalige signifikante Bestätigung des Blazars 1ES 1959+650 als TeV- γ -Quelle möglich, von dem nachfolgend eine Reihe besonders starker Ausbrüche beobachtet werden konnte. Ein wesentliches Ergebnis ist außerdem der erstmalige Nachweis von TeV- γ -Strahlung aus Richtung von M 87. Diese Radiogalaxie stellt mittlerweile die erste zweifelsfrei nachgewiesene extragalaktische TeV- γ -Quelle dar, die nicht zur Klasse der Blazare gehört. Ferner wurden Beobachtungen von weiteren radiolauten extragalaktischen Objekten, Galaxienhaufen, *Starburst*-Galaxien sowie *Gamma-Ray Bursts* ausgewertet, für die aussagekräftige obere Flußgrenzen bestimmt werden konnten.

Analyseverfahren: Um die teilweise sehr tiefen Beobachtungen der hier untersuchten Objekte mit einem vertretbaren Zeitaufwand auswerten zu können, wurde ein standardisiertes und weitgehend automatisiertes Analyseverfahren erstellt. Diese Prozedur umfaßt die Selektion der verwendeten Meßdaten im Hinblick auf die Datenqualität, die Optimierung von Analyseschnitten für die Signalsuche anhand von zeitnahen Meßdaten des Crab-Nebels, die Abschätzung der Untergrundrate mit verschiedenen, voneinander unabhängigen Methoden, die Anwendung von statistischen Testmethoden auf ausbruchartiges Verhalten sowie die Bestimmung des integralen Flusses bzw. einer oberen Flußgrenze, der Lichtkurve und des differentiellen Photonenspektrums des jeweils untersuchten Objektes.

Für die einzelnen Schritte dieses Analyseverfahrens konnten dabei verschiedene Optimierungen im Vergleich zu früheren Methoden erreicht werden. Hierzu gehört vor allem der konsequente Einsatz relationaler Datenbanken zur Charakterisierung der Meßdaten, wobei insbesondere auch die Ergebnisse der Datenkalibration berücksichtigt werden. Wesentliche Neuerungen bestehen außerdem in der Verwendung des Ringsegment- sowie in einer stabilen Implementation des *Template*-Untergrundmodelles. Alle genannten Analysemethoden können dabei

unter Verwendung von Suchgitterverfahren für jeden Punkt im Gesichtsfeld eingesetzt werden. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wurde ferner ein neues Verfahren zur Bestimmung der effektiven Energieschwelle einer Messung etabliert.

Nachweis des Blazars H 1426+428: Der zu den extremen *BL Lac*-Objekten gehörende Blazar H 1426+428 konnte in den HEGRA-Meßdaten der Jahre 1999 und 2000 erstmals mit großer Signifikanz als die zu diesem Zeitpunkt am weitesten entfernte TeV- γ -Quelle nachgewiesen werden. In Anbetracht dieses bedeutenden Ergebnisses wurde die Laufzeit des Teleskopsystemes um ein Jahr verlängert. Damit wurde eine weitere tiefe Beobachtung von H 1426+428 im Jahr 2002 ermöglicht, bei der die Quelle ein deutlich niedrigeres Flußniveau gezeigt hat.

Wegen der großen Entfernung von H 1426+428 ist eine besonders starke Extinktion der intrinsischen TeV- γ -Strahlung aufgrund der Wechselwirkung der TeV-Photonen mit dem extragalaktischen Hintergrundlicht (EHL) zu erwarten. Tatsächlich zeigt insbesondere das im Zeitraum 1999/2000 gemessene TeV- γ -Spektrum Hinweise auf eine entsprechende „spektrale Signatur“, die damit erstmals beobachtet werden konnte. Unter der Annahme bestimmter Eigenschaften des intrinsischen Spektrums kann mit Hilfe des gemessenen Spektrums von H 1426+428 die Plausibilität verschiedener EHL-Modelle überprüft werden. Zur Untersuchung des intrinsischen Spektrums von H 1426+428 wurde außerdem eine Rückfaltung anhand der EHL-Extinktion unter Verwendung eines von der Hamburger HEGRA-Gruppe verwendeten EHL-Modelles durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, daß sich das Invers-Compton-Maximum der spektralen Energieverteilung von H 1426+428 bei einer besonders hohen Energie von $E_{IC,max} \gtrsim 10$ TeV befindet. H 1426+428 stellt außerdem die Quelle mit der bis zum Zeitpunkt der Messungen höchsten intrinsischen Luminosität im TeV-Energiebereich dar.

Im Rahmen der Himmelsdurchmusterung mit den HEGRA-Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern wurde in den Jahren 1994 und 1995 ein deutlicher Ereignisüberschuß aus der Richtung von H 1426+428 oberhalb einer Energieschwelle von 20.9 TeV beobachtet. Da ein Zusammenhang dieses möglichen Signales mit H 1426+428 aufgrund der extrem starken EHL-Extinktion in diesem Energiebereich sehr unwahrscheinlich ist, wurde auch in den Meßdaten des Teleskopsystemes eine Signalsuche oberhalb von 20.9 TeV durchgeführt. Die resultierenden oberen Flußgrenzen haben jedoch bislang noch nicht zu einer endgültigen Aufklärung der Frage nach dem Ursprung des möglichen Signales in den Daten der Detektorfelder geführt.

Der starke Einfluß der EHL-Extinktion auf das gemessene Spektrum von H 1426+428 im TeV-Energiebereich beruht insbesondere auf der relativ großen Entfernung des Objektes. Da für die zur Entfernungsbestimmung verwendete Rotverschiebung zuvor lediglich ein einziger publizierter Wert vorgelegen hat, wurde eine weitere spektroskopische Beobachtung am Calar-Alto-Observatorium beantragt und im September 2003 durchgeführt. Der ursprüngliche Meßwert konnte dabei bestätigt werden.

Untersuchungen des Blazars 1ES 1959+650: Der Blazar 1ES 1959+650 konnte durch eine tiefe Beobachtung mit dem HEGRA-Teleskopsystem in den

Jahren 2000 und 2001 erstmals mit einer Signifikanz oberhalb von 5σ nachgewiesen werden. Eine Reihe von unerwartet starken Ausbrüchen dieses Objektes gab im Jahr 2002 den Anlaß für die Aufzeichnung einer umfangreichen Lichtkurve. Dabei lag der mittlere integrale Photonenfluß um etwa einen Faktor 15 höher als bei der früheren Beobachtung. Die große Ereignisstatistik des gesamten Datensatzes hat außerdem die Rekonstruktion des differentiellen Photonenspektrums von 1ES 1959+650 bei verschiedenen Flußniveaus erlaubt. Im Gegensatz zum Blazar Mrk-421 konnte im Falle von 1ES 1959+650 jedoch keine deutliche spektrale Variation in Abhängigkeit vom Flußniveau nachgewiesen werden.

Ein Teil der Beobachtungen im Jahr 2002 fand im Rahmen einer sogenannten *Multi-Wavelength*-Kampagne statt, die insbesondere die Suche nach einer zeitlichen Flußkorrelation zwischen dem Röntgen- und dem TeV-Energiebereich erlaubt hat. Ein wesentliches Ergebnis dieser gemeinsamen Messungen ist die Beobachtung eines sogenannten *orphan flares* mit dem Whipple-Cherenkov-Teleskop, bei dem ein kurzzeitiger Ausbruch von TeV- γ -Strahlung nicht von einem gleichzeitigen Ansteigen des Flusses im Röntgenbereich begleitet war. Die Meßdaten aller übrigen Nächte zeigen dagegen die für TeV-Blazare typische, verhältnismäßig enge Beziehung zwischen den Flüssen in diesen beiden Energiebereichen. Das Spektrum von 1ES 1959+650 in seinem hohen Flußniveau wurde ferner im Rahmen des leptonischen SSC-Mechanismus beschrieben. Diese Modellierung scheidet jedoch für den Fall eines *orphan flares*, so daß auch hadronische Emissionsmechanismen diskutiert werden.

Erstmaliger Nachweis der Radiogalaxie M 87: Nach den im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielten umfangreichen Verbesserungen der Hamburger Datenkalibrations-, -selektions- und -analysemethoden konnte die Radiogalaxie M 87 mit einer Signifikanz von 4.9σ erstmals als TeV- γ -Quelle nachgewiesen werden. Der beobachtete Überschuß ist dabei kompatibel mit der Emission einer punktförmigen Quelle, deren Schwerpunkt mit dem Kern von M 87 übereinstimmt. Die Ergebnisse der HEGRA-Messungen konnten mittlerweile durch Nachfolgebeobachtungen mit dem H·E·S·S-Teleskopsystem bestätigt werden. M 87 ist damit der erste Vertreter einer neuen Klasse von zweifelsfrei nachgewiesenen extragalaktischen TeV- γ -Quellen, die nicht zum *BL Lac*-Typ gehören.

Zur Beschreibung der TeV- γ -Strahlung von M 87 liegt eine Reihe von Modellen vor, die auf unterschiedlichen Emissionsorten, primären Teilchenkomponenten und Emissionsmechanismen beruhen. Ein wesentliches Ergebnis der Beobachtungen im TeV-Energiebereich beruht auf dem Vergleich der mit den HEGRA- und den H·E·S·S-Teleskopen gemessenen integralen Photonenflüsse. Dabei zeigen sich deutliche Hinweise auf eine variable TeV- γ -Emission, aufgrund derer alle Modelle ausgeschlossen werden, die eine konstante TeV- γ -Strahlung vorhersagen. Hierzu gehören insbesondere der prominente 1.5 kpc-Jet als großräumige Emissionsregion sowie die Annihilationsstrahlung der hypothetischen nicht-baryonischen Dunklen Materie in Form des Neutralinos als leichtestes, stabiles supersymmetrisches Teilchen. Die derzeit bevorzugten Ansätze zur Erklärung der TeV- γ -Emission von M 87 stellen die aus der Beschreibung der TeV-Blazare übertragenen leptonischen und hadronischen Modelle bezüglich des Kernes von M 87 dar. Aufgrund

des im Falle der Radiogalaxien wesentlich größeren Winkels zwischen der Richtung der Achse des relativistischen Plasmajets und der Sichtlinie des Beobachters wird hierbei jedoch wegen des erheblich schwächeren relativistischen *Beamings* eine weniger starke Ausprägung der hochenergetischen Strahlung erwartet. Bei der Beschreibung der TeV- γ -Emission mit Hilfe von hadronischen Modellen zeigt sich ferner, daß M 87 eine wesentliche Quelle der kosmischen Strahlung mit den höchsten Teilchenenergien, den sogenannten UHECR-Teilchen, sein könnte.

Ausblick: Bei allen im Rahmen der vorliegenden Arbeit nachgewiesenen extragalaktischen TeV- γ -Quellen wurden Anzeichen für eine variable Emission gefunden. Damit zeigt sich, daß für eine verbesserte Modellierung der spektralen Energieverteilungen dieser Objekte vor allem simultane Messungen in verschiedenen Energiebereichen (*Multi-Wavelength*-Kampagnen) benötigt werden. Ein Beispiel hierfür ist die im Falle des Blazars 1ES 1959+650 erfolgreich durchgeführte Meßkampagne im Sommer 2002. Im TeV-Energiebereich stehen hierzu die mittlerweile teilweise in Betrieb gegangenen neuen Instrumente CANGAROO-III, H·E·S·S, MAGIC und VERITAS zur Verfügung, deren geographische Standorte eine vollständige Abdeckung des gesamten Himmels erlauben. Aufgrund ihrer günstigen Himmelsposition kann die besonders interessante Radiogalaxie M 87 dabei sogar von allen vier TeV-Observatorien gleichermaßen beobachtet werden.

Im Vergleich zum HEGRA-Teleskopsystem weisen die neuen Instrumente deutlich niedrigere Energieschwellen und erheblich gesteigerte Sensitivitäten auf. Damit ist es möglich, den aufgrund der EHL-Extinktion eingeschränkten Entfernungsbereich von extragalaktischen Objekten erheblich auszudehnen und weitere Einschränkungen des EHL-Spektrums zu gewinnen. Ein Beispiel hierfür ist der Nachweis der Blazare H 2356-309 ($z = 0.165$) und 1ES 1101-232 ($z = 0.186$) mit dem H·E·S·S-Teleskopsystem (Aharonian et al. 2005a).

Ein weiteres wichtiges Beobachtungsziel stellt die Bestätigung der spektralen Signatur der EHL-Extinktion im Spektrum des Blazars H 1426+428 und vergleichbarer weit entfernter Objekte im Energiebereich um 10 TeV dar. Derart hohe Energien können mit den neuen Cherenkov-Teleskopen weniger gut untersucht werden, da wegen der großen Bildausmaße der Anteil angeschnittener Bilder sehr hoch ist und aufgrund der großen Spiegelflächen Sättigungseffekte in den Photomultiplikatorkameras auftreten. Diese Schwierigkeit kann jedoch durch gezielte Messungen unter großen Zenitwinkeln teilweise ausgeglichen werden, wobei gleichzeitig die effektiven Nachweisflächen der Instrumente erheblich größer werden.

Die stereoskopische Beobachtungsmethode wurde erstmals beim HEGRA-Teleskopsystem erfolgreich eingesetzt und hat in Verbindung mit dem großen Gesichtsfeld der Teleskope insbesondere zur zufälligen Entdeckung der unidentifizierten Quelle TeV J2032+4130 geführt. Die Übertragung des instrumentellen Konzeptes auf das erheblich empfindlichere H·E·S·S-Teleskopsystem hat dazu geführt, daß bereits im ersten Betriebsjahr bei einer Durchmusterung eines Teiles der galaktischen Scheibe 14 zuvor unbekannte TeV- γ -Quellen nachgewiesen werden konnten (Aharonian et al. 2006b). Daraus läßt sich schließen, daß die neuen Instrumente auch weiterhin einen wesentlichen Beitrag zur Erforschung des sogenannten nichtthermischen Universums im TeV-Energiebereich leisten werden.

Anhang A

Die superluminale Bewegung

Wie bereits im Abschnitt 2.6.3 erläutert wurde, handelt es sich bei der superluminalen Bewegung um ein bei der zeitaufgelösten Beobachtung von Emissionsregionen mit relativistischen Geschwindigkeiten auftretendes Phänomen. Dabei bewegt sich die Struktur teilweise auf den Beobachter zu, wie es beispielsweise bei AGN-Jets der Fall ist, die in der der Erde zugewandten Halbsphäre verlaufen. Wie sich leicht zeigen läßt, ergibt sich hierbei eine vom Sichtwinkel θ_{jet} zur Jetachse abhängige Verkürzung von beobachteten Zeitintervallen (Urry und Padovani 1995). Bewegt sich das Jetplasma mit einer typischen (auf die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 normierten) Geschwindigkeit $\beta_{\text{jet}} = v_{\text{jet}}/c_0$, so ergibt sich eine vom Beobachter registrierte scheinbare Geschwindigkeit β_{schein} :

$$\beta_{\text{schein}}(\theta_{\text{jet}}) = \frac{\beta_{\text{jet}} \cdot \sin(\theta_{\text{jet}})}{1 - \beta_{\text{jet}} \cdot \cos(\theta_{\text{jet}})} \quad (\text{A.1})$$

Oberhalb einer kritischen Plasmageschwindigkeit

$$\beta_{\text{jet,krit}} = \frac{1}{2}\sqrt{2} \approx 0.7 \quad (\text{A.2})$$

kann demnach eine scheinbare Überlichtgeschwindigkeit des Jets auftreten. Damit zeigt sich, daß aus der Beobachtung von superluminaler Bewegung auf das Vorhandensein einer relativistischen Teilchenpopulation geschlossen werden kann, die eine Geschwindigkeit von mindestens 70 % der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 besitzt.

Die bei einer gegebenen Plasmageschwindigkeit β_{jet} im Jet maximal mögliche scheinbare Überlichtgeschwindigkeit $\beta_{\text{schein,max}}$ tritt bei einem Sichtwinkel $\theta_{\text{jet,max}}$ auf. Für diesen Winkel gilt:

$$\theta_{\text{jet,max}} = \arccos(\beta_{\text{jet}}) \quad (\text{A.3})$$

Damit ergibt sich für die maximale scheinbare Jetgeschwindigkeit:

$$\beta_{\text{schein,max}} = \frac{\beta_{\text{jet}}}{\sqrt{1 - \beta_{\text{jet}}^2}} \quad (\text{A.4})$$

In Abbildung A.1 ist für verschiedene Werte der tatsächlichen Plasmageschwindigkeit β_{jet} die Abhängigkeit der scheinbaren Geschwindigkeit β_{schein}

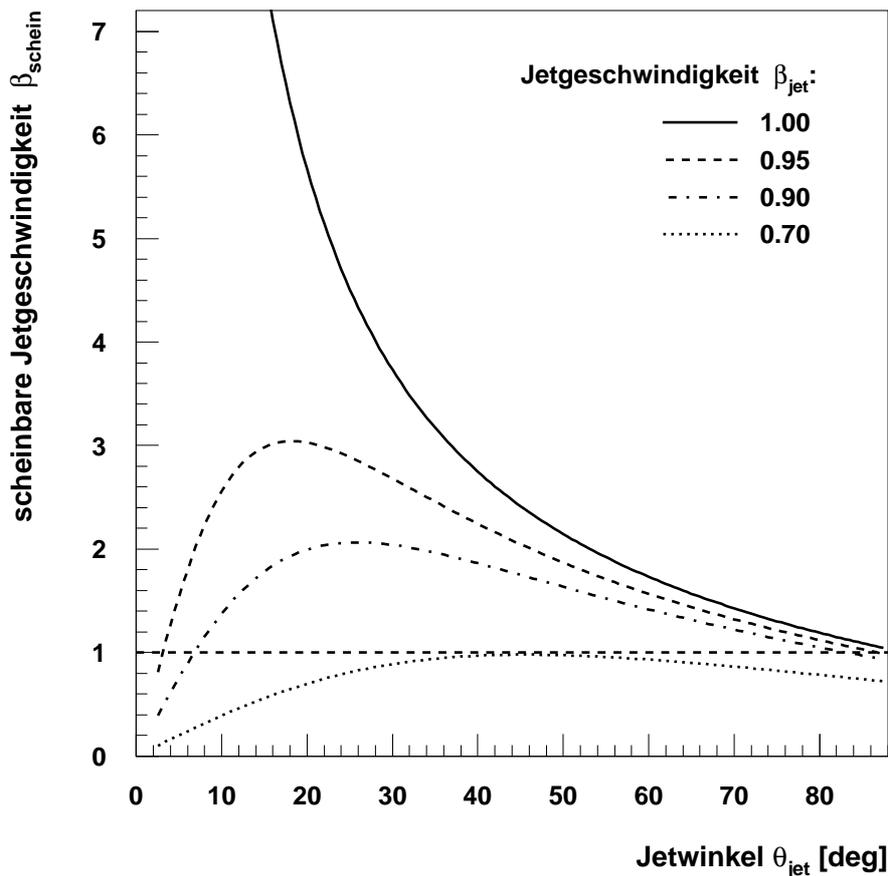


Abbildung A.1: Abhängigkeit der beobachteten, scheinbaren Jetgeschwindigkeit β_{schein} vom Winkel θ_{jet} zwischen der Jetachse und der Sichtlinie des Beobachters für verschiedene Plasmageschwindigkeiten β_{jet} im Jet. Ab einem Wert $\beta_{\text{jet}} \approx 0.7$ kann eine superluminale Bewegung auftreten.

vom Winkel θ_{jet} zwischen der Sichtlinie und der Jetachse dargestellt. Aus dem Grenzfall $\beta_{\text{jet}} = 1.0$ kann für eine beobachtete superluminale Bewegung mit der Geschwindigkeit $\beta_{\text{schein,obs}}$ der maximale Sichtwinkel $\theta_{\text{jet,max}}$ bestimmt werden. Die für kleinere Sichtwinkel mindestens erforderliche relativistische Geschwindigkeit $\beta_{\text{jet,min}}$ des Jetplasmas und damit der kleinste mögliche Lorentzfaktor $\Gamma_{\text{jet,min}} = 1/\sqrt{1 - \beta_{\text{jet,min}}^2}$ ergibt sich aus der Umkehrung von Formel A.4:

$$\beta_{\text{jet,min}} = \frac{\beta_{\text{schein,obs}}}{\sqrt{1 + \beta_{\text{schein,obs}}^2}} \quad (\text{A.5})$$

Mit Hilfe der Beobachtung von superluminale Bewegung kann der für das untersuchte Himmelsobjekt zulässige Parameterraum daher deutlich eingeschränkt werden. Auf diese Weise wurden beispielsweise die kinematischen Bedingungen der relativistischen Bewegung im Bereich des Strahlungsknotens HST-1 im Jet der Radiogalaxie M 87 recht genau abgeschätzt (vgl. Abschnitt 7.2.1).

Anhang B

Bemerkungen zur Berechnung der statistischen Signifikanz

B.1 Grundlagen zur Berechnung der statistischen Signifikanz

Für die Berechnung der statistischen Signifikanz eines gemessenen Überschusses wird in der γ -Astronomie üblicherweise eine von Li und Ma (1983) publizierte Formel verwendet. Hierbei handelt es sich um eine aus statistischen Überlegungen hergeleitete Berechnung der Zufallswahrscheinlichkeit für den Fall eines verhältnismäßig kleinen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses bei einer begrenzten Detektorsensitivität. Bei der Datenauswertung zeigt sich ein γ -Signal als Überschuß einer gemessenen Zahl N_{ON} von Ereignissen aus Richtung der Quellregion (sogenannte „ON“- bzw. „on-source“-Ereignisse) im Vergleich zur Zahl N_{OFF} von Ereignissen aus der Richtung einer Vergleichsregion („OFF“- bzw. „off-source“-Ereignisse).

Da insbesondere bei kürzeren Messungen die statistischen Fehler der Zählraten über die systematischen Fehler dominieren, wird stets angestrebt, die Datenbasis der Untergrundmessung so weit wie möglich auszudehnen. Dies kann, wie im Abschnitt 4.8 beschrieben, grundsätzlich auf zeitlicher, räumlicher und auch phänomenologischer Basis (z. B. im *Template*-Untergrundmodell bezüglich des *mscw*-Parameters) geschehen. Bei jeder dieser Methoden ist dabei stets die radiale Veränderung der Kameraakzeptanz für Luftschauerereignisse zu beachten. Das Größenverhältnis α der Beobachtungszeiten $T_{\text{ON}}/T_{\text{OFF}}$, der verwendeten räumlichen Bereiche $\Omega_{\text{ON}}/\Omega_{\text{OFF}}$ oder der phänomenologischen Intervalle $I_{\text{ON}}/I_{\text{OFF}}$ sollte entsprechend möglichst weit von seinem typischen Ausgangswert 1:1 in einer klassischen ON/OFF-Beobachtung zu kleineren Werten hin verschoben werden. Unter Ausnutzung sehr großer Untergrundbereiche lassen sich Werte von $\alpha < 0.1$ erreichen. Andererseits können ungünstige Beobachtungskonstellationen insbesondere bei einzeln betriebenen Teleskopen mit einem kleinen Gesichtsfeld auch bewirken, daß Messungen nur im Bereich von $\alpha > 1.0$ ausgewertet werden können. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn die Lichtkurve eines variablen Objektes möglichst ohne Unterbrechungen aufgezeichnet werden soll und deshalb nur wenig Meßzeit für die Vergleichsregion eingesetzt wird.

Unter Verwendung einer Maximum-Likelihood-Berechnung wurde von Li und Ma (1983) auf der Basis eines statistischen Hypothesen-Tests eine Methode zur Bestimmung der statistischen Signifikanz bei einer Einzelmessung entwickelt. Dabei wird als Null-Hypothese angenommen, daß kein Signal vorhanden ist und der gemessene Überschuß $N_\gamma = N_{\text{ON}} - \alpha \cdot N_{\text{OFF}}$ auf einer Untergrundfluktuation beruht. Als Formel zur Berechnung der Signifikanz ergibt sich:

$$S = \sqrt{2} \cdot \sqrt{N_{\text{ON}} \cdot \ln \left(\frac{1 + \alpha}{\alpha} \cdot \frac{N_{\text{ON}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right) + N_{\text{OFF}} \cdot \ln \left((1 + \alpha) \cdot \frac{N_{\text{OFF}}}{N_{\text{ON}} + N_{\text{OFF}}} \right)} \quad (\text{B.1})$$

Diese Berechnung der Signifikanz wurde mit Hilfe von Simulationsrechnungen überprüft und mit alternativen Ansätzen verglichen (Li und Ma 1983). Hierzu wurde eine große Zahl von Untergrundmessungen für nicht zu kleine Ereigniszahlen N_{ON} und N_{OFF} simuliert (die Autoren geben Grenzen von $N_{\text{ON}} \geq 10$ und $N_{\text{OFF}} \geq 10$ an). Für die Verteilung der mit der hier beschriebenen Methode berechneten Signifikanzen ergibt sich dabei eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit der Erwartung einer Standardnormalverteilung mit dem Mittelwert 0 und der Breite 1. Daher wird in der vorliegenden Arbeit bei allen Signifikanzberechnungen die obige Formel B.1 verwendet.

B.2 Der Einfluß des statistischen Fehlers der Untergrundabschätzung

Wie bereits zuvor erläutert, ist es für eine möglichst weitgehende Reduzierung des statistischen Fehlers der Anzahl N_{OFF} der Untergrundereignisse wünschenswert, ein sehr kleines Größenverhältnis α zu erreichen. Um den Einfluß des Faktors α auf die resultierende Signifikanz S bei konstanten Zahlen N_{ON} und $\langle N_{\text{OFF}} \rangle = \alpha \cdot N_{\text{OFF}}$ zu untersuchen, ist diese Abhängigkeit in Abbildung B.1 dargestellt. Hierbei wurden die Zahlen N_{ON} und $\langle N_{\text{OFF}} \rangle$ entsprechend dem Analyse-Ergebnis des Blazars H 1426+428 aus den Jahren 1999 und 2000 gewählt, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals signifikant in den HEGRA-Daten als TeV- γ -Quelle nachgewiesen werden konnte (siehe Abschnitt 5.4.2).

Wie die Abbildung deutlich macht, wächst die Signifikanz bei ansonsten konstanten Bedingungen besonders stark bei abnehmenden Werten von α im Bereich zwischen 0.1 und 1.0. Die vier gesondert hervorgehobenen Punkte markieren hierbei α -Werte, die für häufig verwendete Untergrundmodelle typisch sind (vgl. Unterkapitel 4.8). Die für den *wobble*-Beobachtungsmodus „kanonische“ Untergrundregion liegt entsprechend Abbildung 4.17 auf der der Signalregion gegenüberliegenden Seite des Kamerazentrums und besitzt den gleichen Kreisradius wie dieser ON-Bereich. Damit ergibt sich für die Skalierung der Zahl N_{OFF} der Wert $\alpha = 1.0$ (Punkt 4 in Abbildung B.1). Die Untergrundbestimmung mit sieben gleichgroßen OFF-Regionen stellt mit dem konstanten Wert $\alpha = 1/7$ bereits eine deutliche Verbesserung dar (Punkt 3). Mit nur wenig kleineren Werten $I_{\text{ON}}/I_{\text{OFF}} \approx 0.10$ bis 0.15 führt das phänomenologische *Template*-Modell (vgl. Abschnitt 4.8.3) zu einem vergleichbaren Ergeb-

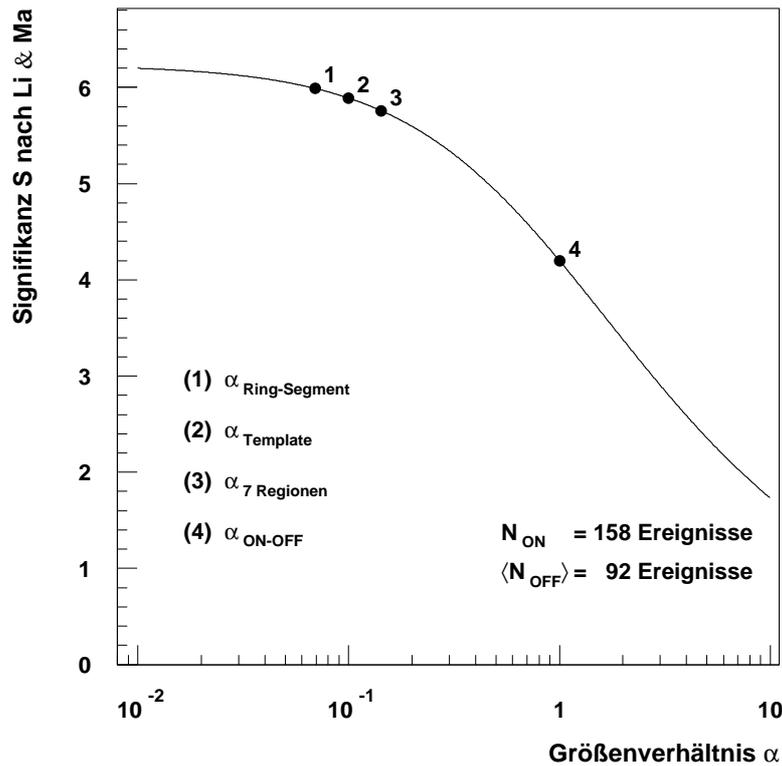


Abbildung B.1: Statistische Signifikanz S nach Li und Ma (1983) in Abhängigkeit vom Größenverhältnis α (durchgezogene Kurve). Die Ereigniszahlen N_{ON} und $\langle N_{\text{OFF}} \rangle$ wurden hierbei entsprechend dem Analyseresultat des H 1426+428-Datensatzes aus den Jahren 1999 und 2000 gewählt (siehe Abschnitt 5.4.2). Die gefüllten Kreise markieren die Signifikanz bei Werten von α , wie sie für die HEGRA-Datenanalyse typisch sind (siehe Text). Anhand von Punkt Nr. 4 wird deutlich, daß ein signifikanter Nachweis ($S > 5\sigma$) von H 1426+428 nicht mit einer kleinen Untergrundregion von der Größe der Signalregion möglich ist.

nis (Punkt 2). Dagegen hängt die Größe des Verhältnisses $\Omega_{\text{ON}}/\Omega_{\text{OFF}}$ im Falle des Ringsegment-Modelles vom verwendeten Winkelschnitt ab. Der hier dargestellte Wert $\alpha \approx 0.07$ (Punkt 1) entspricht dabei einem harten Schnittwert $\Delta\Theta^2 < 0.01 \text{ deg}^2$ für schwache, punktförmige Quellen. Aufgrund der Abhängigkeit der Signifikanz S von der Größe α läßt sich also schließen, daß die geometrische Vergrößerung des für die Untergrundbestimmung verwendeten Raumwinkelbereiches unter Verwendung des Ringsegment-Modelles ein nahezu optimales Ergebnis liefert.¹

Die aus diesen Gründen in der vorliegenden Arbeit verwendete Ringsegment-Methode führt zu einer deutlichen Sensitivitätssteigerung für Messungen mit dem Teleskopsystem. Dies wird anhand eines Vergleiches der Punkte Nr. 1 und 4 in Abbildung B.1 deutlich: Im Falle der ausschließlichen Verwendung der kleinen

¹ Mit zunehmendem Abstand zum Kamerazentrum tritt ein Abfall der Nachweiseffizienz für γ -Schauer auf (siehe Abbildung 4.18). Wie bereits im Abschnitt 4.8.2 erläutert wurde, sind die Möglichkeiten einer rein geometrischen Vergrößerung des für die Bestimmung der Untergrundabschätzung verwendeten Bereiches aus diesem Grunde begrenzt.

„kanonischen“ *wobble*-Untergrundregion hätte die gegebene Datenbasis nicht für einen signifikanten Nachweis ($S > 5\sigma$) des Blazars H 1426+428 als TeV- γ -Quelle ausgereicht. Eine deutliche Erhöhung der Sensitivität könnte mit einem bestehenden Detektor nur durch verbesserte Analysemethoden (Verfahren zur Rekonstruktion der Schauerachse und zur γ -Hadron-Separation) oder durch längere Meßzeiten bewirkt werden. Hierbei ergibt sich jedoch eine Beschränkung der Empfindlichkeit durch die ökonomisch vertretbare Beobachtungsdauer, die insgesamt während eines bestimmten Zeitraumes auf ein einzelnes Objekt investiert werden kann.

B.3 Definition der Sensitivität einer Messung

Wie leicht zu zeigen ist, gilt im Falle der Beobachtung eines zeitlich konstanten Flusses bzw. allgemein eines in einem Zeitintervall (t_1, t_2) linear anwachsenden Überschusses, daß die Signifikanz S mit der Quadratwurzel der Meßzeit zunimmt:

$$S(t_2) = \sqrt{\frac{t_2}{t_1}} \cdot S(t_1) \quad \text{bzw.} \quad S(t) = K_{\text{sens}} \cdot \sqrt{t} \quad (\text{B.2})$$

Aus der in Gleichung B.2 beschriebenen Proportionalität läßt sich eine praktische Definition für die Angabe der Sensitivität des verwendeten Detektors und der Datenanalyse ableiten. Hierzu ist die Beobachtung einer „Standardkerze“ mit zeitlich konstantem Fluß und Energiespektrum erforderlich, die insbesondere für Beobachtungen der nördlichen Hemisphäre durch den Crab-Nebel gegeben ist (vgl. Abschnitt 2.5.3). Aus der Analyse eines Crab-Vergleichsdatensatzes, der gemäß der im Abschnitt 4.6.2 erläuterten Kriterien für die Auswertung von Beobachtungen eines bestimmten Objektes zusammengestellt wird, läßt sich die jeweilige Proportionalitätskonstante K_{sens} berechnen. Diese Größe ist ein direktes Maß für die Empfindlichkeit der gegebenen Messung und liegt für zenitnahe Beobachtungen mit dem kompletten HEGRA-Teleskopsystem bei etwa $11.3 \sigma/\sqrt{\text{h}}$ für eine Quelle mit einer dem Crab-Fluß entsprechenden Emissionsstärke (siehe Anhang C.2).

Aufgrund der auf mondlose Nächte beschränkten Beobachtungen ergibt sich für Cherenkov-Teleskope typischerweise eine jährliche Meßzeit von etwa 1000 h (vgl. Tabelle 4.3). Im Hinblick auf diesen Wert ist für eine tiefe Beobachtung eines einzelnen Objektes in der Regel lediglich eine Beobachtungsdauer von etwa 100 h ökonomisch vertretbar. Nach dieser Zeit sollte sich in der Datenanalyse beim Vorliegen eines konstanten Flusses ein deutlicher Hinweis auf ein Signal (entsprechend einer Signifikanz von mindestens etwa 3.5σ) ergeben haben. Nur in diesem Fall könnte eine erhebliche Verlängerung der Beobachtungszeit gegebenenfalls einen signifikanten Nachweis des beobachteten Objektes erlauben.

Abbildung B.2 zeigt die für einen statistisch signifikanten Nachweis einer Quelle erforderliche Beobachtungszeit. Diese Meßdauer ergibt sich aus Formel B.2 unter Verwendung des im Abschnitt C.2 beschriebenen Datensatzes von zenitnahen Crab-Beobachtungen im Januar 2001. Während der Crab-Nebel dabei in weniger als 15 min nachgewiesen werden kann, wird für ein Flußniveau von 10 %

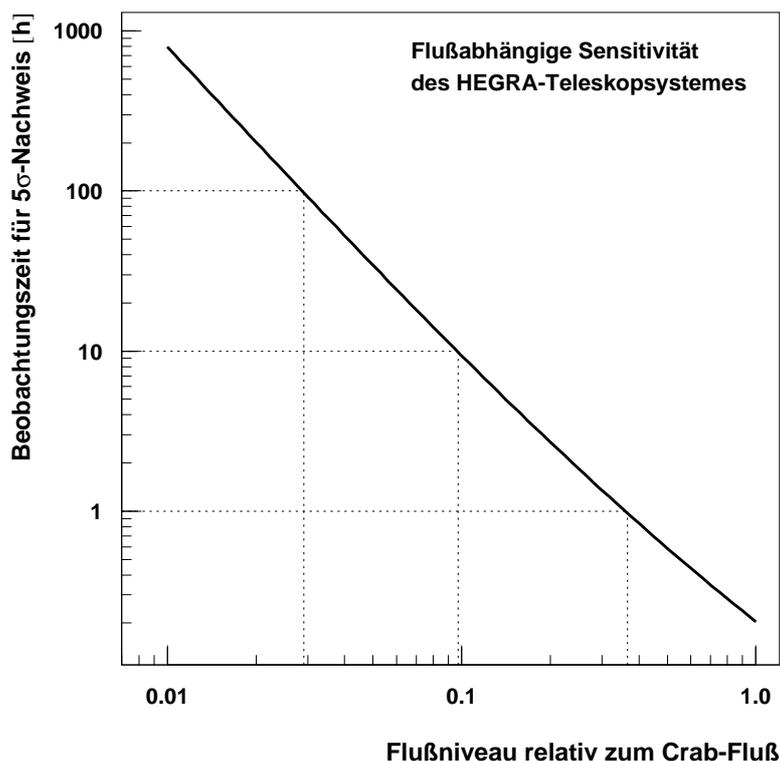


Abbildung B.2: Darstellung der für einen Nachweis mit einer statistischen Signifikanz von 5σ erforderlichen Beobachtungszeit in Abhängigkeit vom Flußniveau des Objektes. Dem hier gezeigten flußabhängigen Sensitivitätsverlauf des HEGRA-Teleskopsystemes liegen zenitnahe Beobachtungen des Crab-Nebels unter optimalen atmosphärischen und technischen Bedingungen im Januar 2001 zugrunde (siehe Text).

des Crab-Nebels bereits eine Meßzeit von etwa 10 h benötigt. Aufgrund der angesprochenen typischen Länge von tiefen Beobachtungen im Bereich von 100 h liegt die Sensitivitätsgrenze des HEGRA-Teleskopsystemes bei etwa 3 % des Crab-Flusses.

Anhang C

Kleine Bildmultiplizitäten bei stereoskopischen Beobachtungen

In der stereoskopischen Datenanalyse kann ein Schnitt auf eine bestimmte, minimal geforderte Bildmultiplizität N_{img} eines Ereignisses unter Umständen einen deutlichen Gewinn an Sensitivität eines Teleskopsystemes bewirken. Daher wird in diesem Abschnitt die Qualität von sogenannten „2-Teleskop-Ereignissen“ untersucht.¹ In diesem Zusammenhang wurde auch eine Studie der Empfindlichkeit von reinen 2-Teleskop-Systemen im Hinblick auf eine mögliche Aufteilung eines größeren Teleskopsystemes in mehrere Subdetektoren durchgeführt.

C.1 Auftreten von „2-Teleskop-Ereignissen“

Für die Anwendung der stereoskopischen Beobachtungsmethode in der TeV- γ -Astrophysik sind wenigstens zwei räumlich voneinander getrennte Teleskope erforderlich (siehe Unterkapitel 3.5). Eine deutliche Verbesserung der stereoskopischen Schauerrekonstruktion ergibt sich aufgrund der entstehenden Redundanzen bei der Verwendung weiterer Teleskope in der durch das Cherenkov-Licht ausgeleuchteten Fläche. Steht nun wie beim HEGRA-Projekt ein System aus fünf Teleskopen zur Verfügung, so werden beim Einfall von Luftschauern ausreichender Energie mit kleinen Kernortabständen zum Zentrum des Systemes in der Regel nahezu alle Teleskope von ausreichenden Lichtmengen getroffen. Dennoch tritt eine große Anzahl von Ereignissen auf, bei denen lediglich die minimale Zahl von zwei Teleskopen getriggert wird (sogenannte „2-Teleskop-Ereignisse“). Als Hauptursachen für diese Situation sind zwei verschiedene Szenarien verantwortlich:

Zum einen reicht bei Ereignissen mit Primärenergien nahe der Energieschwelle des Teleskopsystemes die registrierte Lichtmenge bei einzelnen Teleskopen nicht für ein Ansprechen des jeweiligen Triggers aus. Auch die Selektionskriterien für die einzelnen Kamerabilder eines Ereignisses können in diesem Fall die Bildmultiplizität weiter reduzieren (vgl. Unterkapitel 4.6).

¹ Wie in den folgenden Abschnitten erläutert wird, hängt die Qualität der „2-Teleskop-Ereignisse“ unmittelbar von der Zahl der im System aktiven Teleskope ab. Eine undifferenzierte Verwendung dieses Begriffes kann daher unter Umständen zu Mißverständnissen führen.

Zum anderen können 2-Teleskop-Ereignisse auch bei ausreichend großen Energien im Falle von sehr großen Kernortabständen auftreten. Die Ursache hierfür ist die bei großen Abständen steil abfallende Lateralverteilung des Cherenkov-Lichtes von Luftschauern (siehe Abbildung 3.4).

Ferner kommen auch horizontal fliegende Myonen als mögliche Ursache für 2-Teleskop-Ereignisse in Betracht (vgl. Diskussion des Myonenuntergrundes bei einzeln betriebenen Cherenkov-Teleskopen im Unterkapitel 3.5). Durchquert hierbei ein nahezu horizontal fliegendes Myon nacheinander zwei Kameras, so ist es prinzipiell möglich, daß beide Teleskope ein Ereignis registrieren. Ebenfalls könnte auch ein Bündel aus Myonen eines äußerst hochenergetischen Luftschausereignisses unter einem kleineren Zenitwinkel zwei Teleskope gleichzeitig ansprechen lassen. Beide Fälle sind jedoch aufgrund ihrer verschwindend geringen Raten unbedeutend für die hier angestellten Überlegungen.

Die bisher diskutierten 2-Teleskop-Ereignisse, die bei der Datennahme mit einem 5-Teleskop-System auftreten, gehören also im wesentlichen zu Subklassen von Luftschauern mit besonderen Eigenschaften bezüglich der (relativ kleinen) Energie, des (relativ großen) Kernortabstandes bzw. eines speziellen physikalischen Vorganges. Die stereoskopische Rekonstruktion der Schauergrößen ist dabei nur mit einem Minimum an Informationen möglich. Daher sind stärkere Fluktuationen im Vergleich zu Ereignissen mit höheren Bildmultiplizitäten unvermeidbar, was unmittelbar zu einer Reduktion des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses führt.

Im Unterschied zu einem System aus fünf Teleskopen treten bei einem reinen 2-Teleskop-System naturgemäß nur 2-Teleskop-Ereignisse auf. Diese beinhalten nicht nur die zuvor behandelten Fälle mit stark reduzierter Rekonstruktionsgenauigkeit, sondern z. B. auch solche Ereignisse, die von allen Teleskopen eines 5-Teleskop-Systemes registriert werden würden. Bei diesen Ereignissen ermöglichen die beiden Teleskope daher ebenfalls eine relativ gute Winkel- und Energieauflösung.

C.2 Untersuchung anhand von HEGRA-Daten

Um die zuvor beschriebenen Zusammenhänge im Detail zu untersuchen, wurde eine Studie anhand von Meßdaten des Crab-Nebels aus dem Januar 2001 durchgeführt. Die Länge des Datensatzes beträgt nach Anwendung der im Abschnitt 4.6.2 beschriebenen Selektionskriterien 14 h. In der ausgewählten Meßperiode mit ausgezeichneten Wetterbedingungen waren alle fünf Systemteleskope ohne technische Probleme in Betrieb. Für die Untersuchung wurde der Datensatz mit fünf verschiedenen Detektorkonfigurationen ausgewertet, die sich in der Auswahl der für die Analyse zugelassenen Teleskope unterscheiden. Die relevanten Resultate dieser Untersuchung sind in Tabelle C.1 zusammengefaßt.

Im Standardfall des kompletten 5-Teleskop-Systemes ist ein sehr starkes Signal zu verzeichnen (Abbildung C.1, links). Werden bei dieser Konfiguration jedoch nur diejenigen Ereignisse verwendet, die trotz fünf aktiver Teleskope nur zwei Bilder für die stereoskopische Analyse aufweisen, ergibt sich ein stark abgeschwächtes Signal (Abbildung C.1, rechts unten). Dabei zeigt sich außerdem,

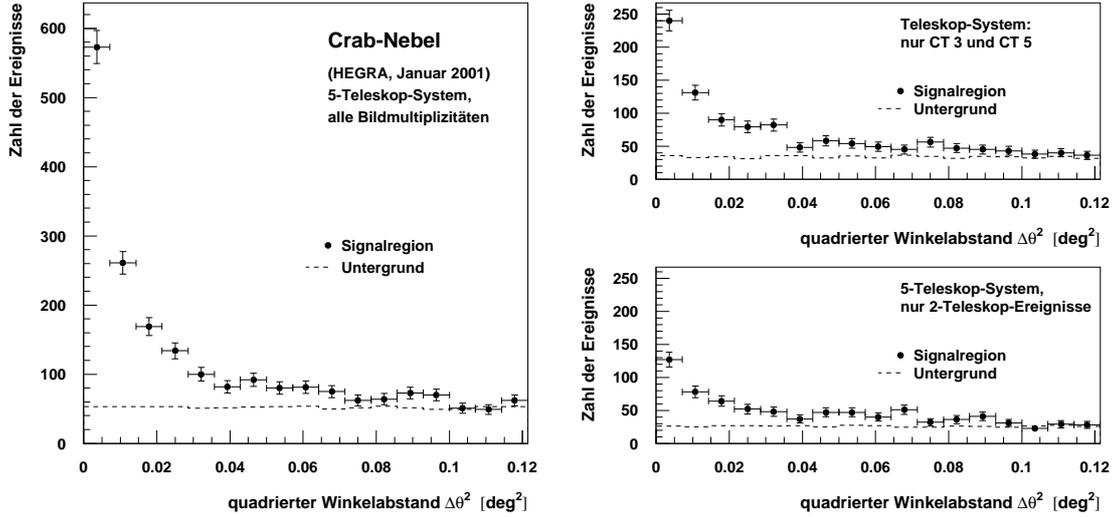


Abbildung C.1: Darstellung des Signales aus der Richtung des Crab-Nebels im Januar 2001 unter verschiedenen Analysebedingungen. Links: vollständiges 5-Teleskop-System. Rechts oben: 2-Teleskop-System, bestehend aus den Teleskopen CT 3 und CT 5. Rechts unten: 2-Teleskop-Ereignisse des vollständigen 5-Teleskop-Systemes.

Konfiguration	Winkelschnitt	Signifikanz	Sensitivität
5-Teleskop-System (Standard)	0.018 deg^2	40.8σ	$11.3 \sigma / \sqrt{h}$
4-Teleskop-System (CT 3, CT 4, CT 5 und CT 6)	0.018 deg^2	36.5σ	$10.1 \sigma / \sqrt{h}$
3-Teleskop-System (CT 3, CT 4 und CT 5)	0.022 deg^2	32.7σ	$9.0 \sigma / \sqrt{h}$
5-Teleskop-System (nur 2-Teleskop-Ereignisse)	0.028 deg^2	15.6σ	$4.3 \sigma / \sqrt{h}$
2-Teleskop-System (CT 2 und CT 6)	0.020 deg^2	24.1σ	$6.6 \sigma / \sqrt{h}$
2-Teleskop-System (CT 3 und CT 5)	0.022 deg^2	23.7σ	$6.6 \sigma / \sqrt{h}$
2-Teleskop-System (CT 4 und CT 5)	0.018 deg^2	24.7σ	$6.8 \sigma / \sqrt{h}$

Tabelle C.1: Resultate der Untersuchung von 2-Teleskop-Ereignissen unter verschiedenen Detektorkonfigurationen. Für jede verwendete Konfiguration des Teleskopsystemes sind der optimierte Winkelschnitt, die resultierende Signifikanz des untersuchten Crab-Signales sowie die sich hieraus ergebende Sensitivität des Detektors aufgelistet. Es ist deutlich zu sehen, daß die drei untersuchten 2-Teleskop-Systeme nahezu gleiche Winkelauflösungen und Empfindlichkeiten aufweisen. Zum Vergleich sind ferner die Ergebnisse der Analyse mit dem kompletten 5-Teleskop-System sowie mit Anordnungen aus 3 bzw. 4 Teleskopen unter Einbeziehung des zentralen CT 3 angegeben.

daß die Winkelauflösung² dieser 2-Teleskop-Ereignisse erwartungsgemäß erheblich schlechter als beim vollständigen Teleskopsystem ist.

Zur Untersuchung der Sensitivität eines 2-Teleskop-Systemes wurden im folgenden bei der Analyse jeweils nur die Meßdaten von zwei bestimmten Teleskopen zugelassen. Dabei ist es vorstellbar, daß insbesondere der verschiedene Abstand zwischen zwei äußeren Teleskopen bzw. zwischen dem Zentralteleskop CT 3 und einer der Ecken des Teleskopsystemes zu abweichenden Nachweiseffizienzen führt (vgl. Abbildung 4.1). Um diese systematischen Effekte in die Studie einzubeziehen, wurde der Datensatz mit drei verschiedenen 2-Teleskop-Kombinationen analysiert: CT 2 und CT 6, CT 3 und CT 5 sowie CT 4 und CT 5. Die Untersuchung hat jedoch ergeben, daß die drei ausgewählten Subsysteme nahezu gleiche Empfindlichkeiten aufweisen. Im Vergleich zum 5-Teleskop-System ist die Sensitivität dabei jedoch nur etwa halb so groß (Abbildung C.1, rechts oben, bzw. Tabelle C.1). Wie erwartet ist sie jedoch gleichzeitig deutlich größer als diejenige der 2-Teleskop-Ereignisse aus der 5-Teleskop-Analyse. Damit zeigt sich der zuvor beschriebene starke Einfluß derjenigen Ereignisse, die bei Verwendung des kompletten Teleskopsystemes von mehr als zwei Teleskopen registriert worden wären.

Eine Untersuchung der weiteren möglichen 2-Teleskop-Kombinationen hat ferner gezeigt, daß die Sensitivität eines Systemes aus zwei einander gegenüberliegenden Eckteleskopen geringfügig kleiner als bei den übrigen Auswahlmöglichkeiten ist. Der Grund für dieses Verhalten liegt in dem nun etwas zu großen Abstand der beiden Teleskope im Vergleich zum Durchmesser der Cherenkov-Lichtverteilung am Erdboden (vgl. Abschnitt 3.5).

C.3 Schlußfolgerungen für Datenanalyse und Beobachtungsstrategie

Die zuvor beschriebene Untersuchung hat eine deutliche Abhängigkeit des Begriffes „2-Teleskop-Ereignis“ von dem jeweils verwendeten Teleskopsystem aufgezeigt. Die Verwendung von 2-Teleskop-Ereignissen in einer 5-Teleskop-Analyse ist von weiteren Größen wie beispielsweise dem Zenitwinkelbereich der Beobachtung sowie der zu beobachtenden Quellstärke abhängig (siehe Abschnitt 4.6.5). Insbesondere kann der in diesem Fall in den 2-Teleskop-Ereignissen enthaltene Signalanteil in Verbindung mit der Senkung der Energieschwelle (vgl. Abbildung 4.14) dazu führen, daß eine schwache Quelle statistisch signifikant nachgewiesen wird. Dagegen weist ein reines 2-Teleskop-System von sich aus stets eine akzeptable Winkelauflösung und Sensitivität auf.

Aufgrund der überragenden Sensitivität eines Multi-Teleskop-Systemes ist die gemeinsame Beobachtung mit allen vorhandenen Teleskopen insbesondere bei der Suche nach neuen Quellen sowie bei der Vermessung der Morphologie und des Energiespektrums unverzichtbar. Oftmals soll jedoch lediglich eine Routinebeobachtung einer starken Quelle (z. B. zur Verfolgung der Lichtkurve eines AGN)

² Die Winkelauflösung ist hier anhand der Breite der Signalverteilung in Abbildung C.1 bzw. anhand des in Tabelle C.1 aufgelisteten optimalen Winkelschnittes ersichtlich.

durchgeführt bzw. in kurzen nächtlichen Beobachtungsfenstern nach einem heftigen Strahlungsausbruch eines aus Modellvorhersagen bekannten Querkandidaten gesucht werden. Da in diesem Fall nicht die größte Sensitivität des Detektors erforderlich ist, kann in Erwägung gezogen werden, das Teleskopsystem in bestimmten Zeiträumen einer Nacht in Form von zwei Subsystemen zu betreiben. Auf diese Weise könnten zwei Objekte gleichzeitig beobachtet und so die zeitlich begrenzte Meßzeit doppelt genutzt werden. Beim Aufbau von stereoskopischen Teleskopsystemen besteht grundsätzlich diese relativ problemlos zu realisierende Möglichkeit, den Gesamtdetektor in voneinander unabhängige Subsysteme aufzugliedern.³

Die Ergebnisse der hier beschriebenen Studie zeigen, daß die Sensitivität des kompletten HEGRA-Teleskopsystemes mit ca. $11.3 \sigma/\sqrt{h}$ nahezu doppelt so hoch wie diejenige eines 2-Teleskop-Subsystemes mit etwa $6.5 \sigma/\sqrt{h}$ ist. Unter Vernachlässigung der mit fünf Teleskopen prinzipiell möglichen Aufteilung in ein 2- und ein (sensitiveres) 3-Teleskop-System sollen an dieser Stelle die Unterschiede zwischen den zu erwartenden Beobachtungsergebnissen bei einer Anordnung aus 4 Teleskopen (Sensitivität ungefähr $10 \sigma/\sqrt{h}$, vgl. Tabelle C.1) und zwei 2-Teleskop-Systemen dargestellt werden.⁴ Hierbei ergibt sich bei der Beobachtung zweier konstanter Quellen mit Crab-Stärke eine Signifikanz von jeweils ca. 6.5σ nach einer Stunde Beobachtungszeit mit den beiden Subsystemen. Wird die gleiche Zeit für zwei aufeinanderfolgende 30-minütige Beobachtungen mit dem 4-Teleskop-System verwendet, so resultieren Signifikanzen von etwa 7.1σ für jedes der beiden Objekte. Bei den hier durchgeführten Abschätzungen wurden die gegebenenfalls erforderlichen zusätzlichen Zeiten von typischerweise ein bis zwei Minuten für die Positionierung der Teleskope beim Wechsel des beobachteten Objektes vernachlässigt.

Der Ausbruch eines Objektes mit einem nachfolgend konstanten Fluß der Crab-Stärke kann mit dem 4-Teleskop-System bereits nach Ablauf von 15 min mit mindestens 5σ nachgewiesen werden, während eines der Subsysteme für diesen Nachweis 35 Minuten benötigt.⁵ Bei der Verwendung von vier Teleskopen können daher erheblich schneller Konsequenzen aus dem Ausbruch gezogen werden, die beispielsweise in der Benachrichtigung weiter westlich gelegener TeV-Observatorien bestehen können. Diese Teleskope wären dann entsprechend in der Lage, die Beobachtungen nach dem Ende der Nacht am eigenen Standort weiterzuführen und so eine weitgehend unterbrechungsfreie Bestimmung der Lichtkurve

³ Beim HEGRA-Teleskopsystem war diese Variante des Meßbetriebes in den Datennahmeprogrammen vorgesehen. Die notwendigen Erweiterungen der zentralen Triggerelektronik sowie der den Datenstrom aufzeichnenden Computerarchitektur für die gleichzeitige Beobachtung verschiedener Himmelspositionen wurden jedoch nicht realisiert.

⁴ Tatsächlich ist ein 3-Teleskop-Subsystem bei HEGRA unter Einbeziehung des zentralen Teleskopes CT 3 erheblich empfindlicher als eine der möglichen 2-Teleskop-Anordnungen (siehe Tabelle C.1). Eine 3:2-Aufteilung des Teleskopsystemes wäre daher für spezielle Beobachtungskampagnen entsprechend als optimal zu betrachten. Da sich die meisten Projekte der neuen Generation (z. B. das H·E·S·S-Teleskopsystem) jedoch in ihrer ersten Phase auf zunächst vier Teleskope beschränken, wird dieser Fall hier nicht im Detail behandelt.

⁵ Sollte erst das zweite mit dem 4-Teleskop-System beobachtete Objekt einen derartigen Ausbruch zeigen, würde diese Information nach 45 min und damit nur wenig später als bei dem entsprechenden Nachweis durch eines der beiden Subsysteme vorliegen.

des Objektes zu ermöglichen. Mit dem 4-Teleskop-System sind ferner bereits bei einer Signifikanz von mehr als 7σ relativ genaue Untersuchungen von Quellposition, -ausdehnung und Energiespektrum möglich, die ein 2-Teleskop-System nicht in geeigneter Form erlauben würde.

Zusammenfassend läßt sich also folgern, daß die Aufteilung eines zum HEGRA-Teleskopsystem vergleichbaren Detektors in zwei Subsysteme keinen Gewinn an Sensitivität für den schnellen Nachweis starker TeV- γ -Quellen bewirkt. Der scheinbare Vorteil der Ausnutzung der nächtlichen Meßzeit zur gleichzeitigen Beobachtung von zwei Objekten hat im Endeffekt durch die erheblich geringere Empfindlichkeit der Subsysteme sogar nachteilige Folgen.

Anhang D

Untersuchungen zur Bewertung der äußeren Meßbedingungen

D.1 Bewertung von Beobachtungsbedingungen

Neben der genauen Kenntnis des Detektorzustandes sind bei der Zusammenstellung eines verlässlichen Datensatzes stets auch die äußeren Umstände während der Durchführung der entsprechenden Beobachtungen zu beachten. Hierzu ist eine möglichst aussagekräftige Bewertung der jeweils in der Atmosphäre vorherrschenden Bedingungen wünschenswert. Eine genaue höhenabhängige Untersuchung der atmosphärischen Eigenschaften kann beispielsweise durch den Aufstieg von Wetterballons erreicht werden. Derartige Meßmethoden waren jedoch für den Betrieb des HEGRA-Teleskopsystemes sowohl finanziell als auch vom personellen Aufwand her nicht durchführbar. Daher wurden am HEGRA-Standort lediglich die unmittelbar meßbaren Größen wie Temperatur, Luftdruck, relative Luftfeuchtigkeit sowie Windstärke und -richtung aufgezeichnet. Diese Informationen wurden üblicherweise ein- bis zweimal pro Nacht manuell aufgezeichnet. Zusätzlich war das Beobachtungspersonal aufgefordert, subjektive Bewertungen des Zustandes der Atmosphäre (Vorkommen von Wolken, Sichtbarkeit von Sternen) abzugeben. Seit Mai 1998 sind diese Informationen auch in der elektronischen Datenbank *HEGRA/Weather* zusammengefaßt. Aufgrund der möglichen Übertragungsfehler und der teilweise recht großen Zeitabstände von bis zu 10 h zu den astrophysikalischen Beobachtungen wird diese Datenbank hier jedoch nicht zu Bewertung der jeweils vorherrschenden Wetterbedingungen verwendet.

Im Gegensatz dazu bietet die Wetterstation des ebenfalls zum *Observatorio del Roque de los Muchachos* (ORM) gehörenden und etwa 200 m höher gelegenen *Nordic Optical Telescope* (NOT) eine im 5-Minuten-Abstand durchgeführte automatische Auslese der wesentlichen atmosphärischen Meßwerte für dieses Beobachtungsniveau.¹ Die so für den größten Teil aller HEGRA-Messungen vorliegenden, zeitnahen Wetterinformationen sind aufgrund der räumlichen Nähe der beiden Standorte in der Regel eng korreliert. Die für die Messungen von Cherenkov-Licht wesentlichen atmosphärischen Meßgrößen sind der Luft-

¹ Ein komplette Archivierung der Meßwerte der NOT-Wetterstation findet sich im Internet unter der Adresse <http://www.not.iac.es/weather>.

druck p_{NOT} als Hinweis auf die Art der vorliegenden Wetterlage sowie die relative Luftfeuchtigkeit r_{NOT} als lokales Maß für die vorherrschende Transparenz der Atmosphäre. Bei der Erstellung der im Abschnitt 4.6.2 erläuterten Datenbank *Rates/RatevsDate* werden für jeden HEGRA-*Run* die entsprechenden Meßwerte aus dem NOT-Wetterarchiv ermittelt. Hierbei liegen jeweils für mehr als 80 % aller HEGRA-*Runs* entsprechende Angaben vor.

Die Datenbank *Rates/RatevsDate* enthält außerdem die für die jeweilige Beobachtungsnacht ermittelten Werte für die atmosphärische Extinktion τ_{CMT} , die aus Messungen mit dem *Carlsberg Meridian Telescope* (CMT) bestimmt wurden.² Die Extinktionsmessungen bieten im Gegensatz zu den lokalen Wetterbeobachtungen ein Maß für die Transparenz der gesamten Atmosphäre. Daher können sie als geeigneter Indikator zur Bewertung der Meßbedingungen dienen. Aufgrund von technischen Problemen bei der Beobachtung der entsprechenden Referenzsterne stehen die CMT-Meßwerte jedoch nur für 62 % aller HEGRA-*Runs* zur Verfügung, so daß ein auf den Extinktionsmessungen basierendes Qualitätskriterium keine genügende Abdeckung der HEGRA-Datenbasis bieten kann.

Wie bereits im Abschnitt 4.6.2 erläutert wurde, ist die auf den jeweiligen Zenitwinkel normierte Systemtriggerrate R/R_{exp} ein geeignetes Merkmal zur Bewertung der Beobachtungsbedingungen aus den HEGRA-Meßdaten selbst. Eine als zusätzliches Schnittkriterium dienende externe Meßgröße sollte daher prinzipiell eine Korrelation mit der Triggerrate R/R_{exp} aufweisen. Abbildung D.1 zeigt die Beziehungen zwischen den Größen τ_{CMT} , r_{NOT} sowie p_{NOT} und der normierten Rate R/R_{exp} . Dabei weist lediglich die atmosphärische Extinktion τ_{CMT} eine deutliche Korrelation mit der HEGRA-Triggerrate auf. Die Extinktionsmessungen liegen jedoch nur als nächtliche Mittelwerte vor, so daß kurzfristige Änderungen der Witterungsbedingungen nicht berücksichtigt werden. Zusammen mit dem Problem der unzureichenden Überdeckung der CMT-Meßwerte und der HEGRA-Daten kann dieses Kriterium daher nur als zusätzliche Informationsquelle für besondere Überprüfungen der Datenqualität angesehen werden.

Wie die Korrelation zwischen der Systemtriggerrate und der atmosphärischen Extinktion zeigt, ist eine Überwachung der äußeren Meßbedingungen während der Datennahme mit Cherenkov-Teleskopen grundsätzlich wünschenswert. Bei den GeV-/TeV-Observatorien der neuen Generation werden daher Anstrengungen unternommen, eine möglichst zeitnahe Bestimmung von atmosphärischen Größen zu gewährleisten. Hierbei kommen auch gerichtete Instrumente zum Einsatz, die speziell das Gesichtsfeld der Teleskope untersuchen. Als Beispiele sind an dieser Stelle die Lidar-Technik (engl.: *light detection and ranging*) zur Bestimmung der atmosphärischen Extinktion (siehe z. B. Aye et al. (2003b)) sowie die Verwendung eines Infrarotradiometers zur Messung der Nachthimmelstemperatur und damit zum Auffinden von Wolken im Gesichtsfeld (Aye et al. 2003a) zu nennen. Im Rahmen der Projekte H·E·S·S und MAGIC wurden entsprechende Prototypen insbesondere unter Verwendung der HEGRA-Teleskope getestet.

Ein weiteres vielversprechendes Instrument zur kontinuierlichen Überwachung des gesamten sichtbaren Himmels bietet das sogenannte CONCAM-Projekt (engl.: *Continuous Camera Sky Monitoring Project*, Nemiroff und Rafert (1999)).

² Siehe http://www.ast.cam.ac.uk/~dwe/SRF/camec_extinction.html.

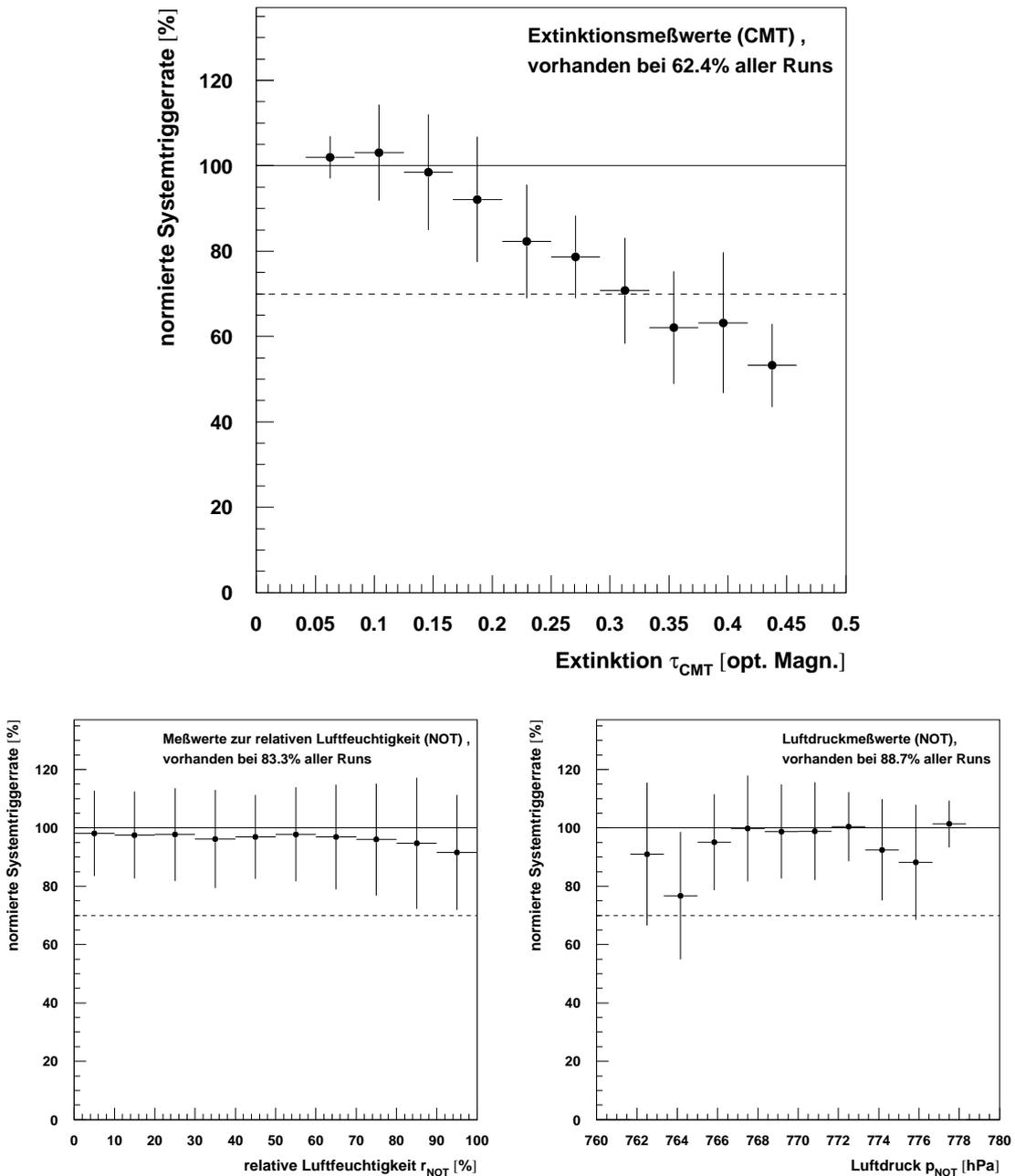


Abbildung D.1: Beziehung zwischen der atmosphärischen Extinktion τ_{CMT} (oben), der relativen Luftfeuchtigkeit r_{NOT} (unten links) sowie dem Luftdruck p_{NOT} (unten rechts) und der normierten HEGRA-Systemtriggerrate R/R_{exp} für den gesamten Datenbestand des Teleskopsystemes. Die vertikalen Fehlerbalken geben dabei jeweils die Schwankungsbreite (RMS) der Triggerratenverteilung in den entsprechenden Intervallen an. Die gestrichelten horizontalen Linien markieren den bei der Datenauswahl angewendeten Selektionsschnitt $R/R_{exp} > 70\%$ auf die normierte Systemtriggerrate.

Hierbei handelt es sich um eine sehr kompakte Meßstation, die aus einer fest installierten CCD-Kamera in Verbindung mit einem Fischaugenobjektiv besteht. Die Steuerung der Kamera übernimmt ein lokaler Computer, so daß die gesamte

Einheit autark arbeiten kann und lediglich eine externe Stromversorgung sowie eine Netzwerkverbindung benötigt. Die Meßdaten stehen nach der unmittelbaren Verarbeitung auf frei zugänglichen Internetseiten zur Verfügung und bieten bei entsprechender Auswertung der gemessenen Helligkeiten von Referenzsternen zeitaufgelöste Extinktionsmeßwerte für verschiedene Himmelsregionen. Neben der Anwendung dieses Himmelsmonitors für die Suche nach besonderen astrophysikalischen Phänomenen wie beispielsweise Supernova-Explosionen werden CONCAM-Einheiten mittlerweile von verschiedenen Großobservatorien zur Überwachung der Wolkenbedeckung eingesetzt. Mit dem Ende des HEGRA-Meßbetriebes auf La Palma im Jahre 2002 wurde ein derartiges Gerät auch am Standort des ORM in Betrieb genommen.³

D.2 Studie zum Einfluß hoher Wolken

Bei Beobachtungen mit Cherenkov-Teleskopen ist im Idealfall eine perfekt transparente Atmosphäre notwendig, um die Verteilung der Cherenkov-Photonen eines Luftschauers genau vermessen zu können. Die Anwesenheit von Wolken oder Staub entlang der Schauerachse führt dagegen zur Streuung der Photonen, die für Beobachtungen mit Cherenkov-Teleskopen als Absorptionsprozesse aufgefaßt werden können (vgl. Abschnitt 3.2.4). Wie zuvor erläutert wurde, stehen als brauchbare Größen zur Bewertung der HEGRA-Meßbedingungen die normierte Systemtriggerrate R/R_{exp} sowie die CMT-Extinktionsmeßwerte zur Verfügung. Diese Angaben bieten jedoch keine Aufschlüsse über die höhenabhängigen Bedingungen in der Atmosphäre, wie es beispielsweise die Lidar-Technik ermöglicht. Insbesondere die Höhe einer Wolkenschicht über dem Standort der Teleskope kann jedoch darüber entscheiden, ob Beobachtungen einer astrophysikalischen Quelle noch sinnvoll sind oder ob die zur Verfügung stehende Zeit besser für technische Messungen eingesetzt werden sollte. Als Beispiel ist hier die zeitaufwendige Durchführung von Myon-Runs (siehe Abschnitte 3.4.1 und 4.4.3) zu nennen, die auch bei einer sehr hohen, geschlossenen Wolkendecke erfolgen kann.⁴ Dies ist möglich, weil hierbei nur Cherenkov-Photonen aus einer Luftschicht von wenigen hundert Metern über den Teleskopen registriert werden.

Um den Einfluß einer hohen, geschlossenen Wolkendecke (sogenannte Zirruswolken) auf die registrierte γ -Ereignisrate zu untersuchen, wurde eine Monte-Carlo-Simulationsstudie durchgeführt. Vereinfachend wird dabei vorausgesetzt, daß die Wolkenschicht absolut lichtundurchlässig ist, so daß von den Teleskopen am Erdboden nur Cherenkov-Photonen mit einer Emissionshöhe unterhalb der Wolkenschicht registriert werden können. Ferner wird für die Interpretation der Simulationsergebnisse angenommen, daß sich die durch Teilchen aus der geladenen kosmischen Strahlung verursachten Untergrundereignisse analog zu den hier untersuchten photoninduzierten Schauern verhalten. Für die Studie wurden zunächst mit dem Programm CORSIKA (siehe Abschnitt 4.5.2) 10000 γ -Schauer

³ Siehe z. B. <http://www.ing.iac.es/PR/newsletter/news7/ins8.html>.

⁴ Diese Wetterlage wurde auf La Palma gelegentlich beobachtet. Bei ausgezeichneten lokalen Witterungsbedingungen für den HEGRA-Meßbetrieb war dabei am Himmel keinerlei Sternlicht zu erkennen. Die Durchführung von Myon-Runs war jedoch vollkommen problemlos möglich.

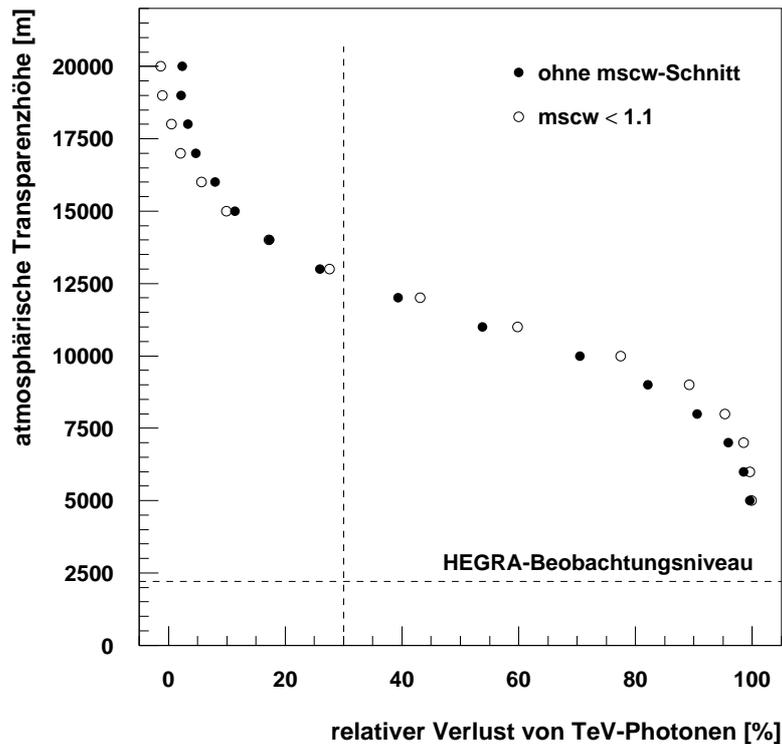


Abbildung D.2: Verlust von nachgewiesenen TeV-Photonen relativ zu einer idealen Atmosphäre in Abhängigkeit von der atmosphärischen Transparenzhöhe. Die Analyseergebnisse sind sowohl ohne Anwendung eines mscw-Schnittes (gefüllte Symbole) als auch unter Anwendung des üblicherweise verwendeten γ -Hadron-Separationsschnittes $mscw < 1.1$ (offene Symbole) dargestellt. Die statistischen Fehler der einzelnen Datenpunkte sind wegen der hohen Simulationsstatistik kleiner als die Symbole. Die gestrichelte vertikale Linie markiert den Selektionsschnitt $R/R_{exp} > 70\%$ auf die normierte Systemtriggerrate.

mit Energien zwischen 500 GeV und 10 TeV simuliert, die unter einem Zenitwinkel von 5° auf die Beobachtungsebene einfallen und in ihrer spektralen Verteilung einem Potenzgesetz entsprechend dem TeV-Energiespektrum des Crab-Nebels folgen. Zur Vergrößerung der Ereignisstatistik wurde hierbei jeder Schauer insgesamt 25-mal verwendet, wobei der jeweilige Kernort auf einer Kreisfläche mit einem Radius von 400 m um den Mittelpunkt des Teleskopsystemes willkürlich positioniert wurde.⁵ Mit Hilfe einer entsprechenden Änderung im Detektorsimulationsprogramm *sim_telarray* kann nun eine atmosphärische Transparenzhöhe eingeführt werden, die die Untergrenze der geschlossenen Wolkendecke bezeichnet. Die Transparenzhöhe wurde in Schritten von 1 km zwischen 5 km und 20 km über dem Meeresniveau variiert, wobei die jeweils resultierende Zahl von Ereignissen innerhalb einer typischen Signalregion bestimmt wurde.

Abbildung D.2 zeigt als Ergebnis der Studie den relativen Verlust von regi-

⁵ Aufgrund der Fluktuationen bei der Schauerentwicklung führt dieses Vorgehen bei einer nicht zu häufigen Wiederverwendung desselben Schauers und einer Verteilung der Kernortpositionen auf eine große Fläche nicht zu starken systematischen Effekten.

strierten TeV-Photonen im Vergleich zu perfekten Beobachtungsbedingungen bei einer unendlich großen Transparenzhöhe. Die Resultate wurden sowohl für den üblichen Schnitt $m_{scw} < 1.1$ als auch ohne γ -Hadron-Separation durchgeführt, wobei sich nur geringe Unterschiede ergeben. Bei einer geschlossenen Wolkendecke in 15 bis 20 km Höhe zeigen sich nur geringe Veränderungen der Zahl der registrierten TeV-Photonen. Dagegen führt der scharfe Abbruch der Longitudinalverteilung der Cherenkov-Photonen im Bereich der typischen Höhe des Schauermaximums bei 10 bis 12 km zu einer besonders starken Abnahme der gemessenen γ -Rate. Da in diesem Bereich der größte Anteil aller Cherenkov-Photonen emittiert wird, verlieren die Bilder der Luftschauer durch die Absorptionsverluste nun derartig deutlich an Intensität und Kontur, daß ein Nachweis mit dem Teleskopsystem stark eingeschränkt wird.

Bei den meisten Wetterlagen mit eingeschränkter atmosphärischer Transparenz ist im Unterschied zu der hier untersuchten Wetterlage davon auszugehen, daß erheblich tiefer liegende, dünne Wolken zu einem weniger höhenabhängigen Absorptionseffekt führen. In diesem Fall würde daher die Intensität des Cherenkov-Lichtes relativ gleichmäßig abgeschwächt werden, so daß weniger mit einer Verformung der Bilder zu rechnen ist als bei der hier simulierten Situation mit ihrem abrupten Abbruch der Longitudinalverteilung. Die Auswirkungen der Witterungseinflüsse äußern sich nun im wesentlichen in einem Anstieg der Energieschwelle der Beobachtung und in einer Abnahme der registrierten γ -Rate. Grundsätzlich gilt jedoch, daß jede Art eines vorstellbaren Absorbers in der Atmosphäre zu einer Verminderung der gemessenen Bildamplituden und damit zu einer Unterschätzung der rekonstruierten Primärenergie führt. Spektroskopische Untersuchungen von TeV- γ -Quellen sollten daher nur unter Verwendung von Meßdaten durchgeführt werden, die unter optimalen äußeren Bedingungen aufgezeichnet wurden.

Anhang E

Erneute Messung der Rotverschiebung von H 1426+428

Der nachfolgende Text wurde im Mai 2004 von Dr. Dieter Engels (Hamburger Sternwarte) als offizielle Dokumentation der im Abschnitt 5.2 beschriebenen Messung der Rotverschiebung des BL Lac-Objektes H 1426+428 zur Verfügung gestellt.

Documentation: H 1426+428 was observed on 2003 September 11 with the 2.2m telescope on Calar Alto equipped with the faint object spectrograph CAFOS. Two spectra were taken with 20 min integration time each using the B-100 and G-100 grisms. The spectra have a pixel-to-pixel resolution of 2 Angstrom (AA) and cover in total the wavelength range 3600-8000 AA. The spectral resolution is approx. 5 AA as judged from the lamp spectra used for wavelength calibration.

Standard data reduction was made within the MIDAS package, including bias removal, flatfielding, wavelength and flux calibration. The flux calibration was based on standard star spectra of BD+33 2642 (Oke 1990) taken after the H 1426+428 observations. The flux values of the star were taken as provided by the ESO Web pages. The observations of H 1426+428 and BD+33 2642 were made both under photometric conditions but at large zenith angle. No corrections for extinction were applied. The flux calibration may therefore in error by approximately 10%.

The final spectrum is shown in Fig. 5.2. It was smoothed over 12 AA. We identified Ca H+K, G-band, Mg I, and Na I absorption lines associated with the host galaxy of the BL Lac object. The redshift derived from these lines is $z = 0.129 \pm 0.001$, which is in excellent agreement with the redshift determination of Remillard et al. (1989), who published the only optical spectrum of H 1426+428 available so far.

Acknowledgements: Based on observations collected at the German-Spanish Astronomical Center, Calar Alto, operated jointly by *Max-Planck-Institut für Astronomie* and *Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC)*.

Files: H1426+428.DAT – ASCII table
H1426+428.FITS – rebinned image using H1426+428.DAT
H1426+428.PS – final labeled plot (smooth 12 AA)

Contact: Dr. Dieter Engels, Hamburger Sternwarte
(dengels@hs.uni-hamburg.de)

Die oben genannten Dateien stehen auf dem Hamburger HEGRA-Webserver unter der Adresse <http://www-hegra.desy.de/H1426+428> zur Verfügung.

Abbildungsverzeichnis

2.1	<i>Darstellung der im 3. EGRET-Katalog verzeichneten hochenergetischen und von abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen bis zum Sommer 2003 nachgewiesenen sehr hochenergetischen MeV-/GeV- bzw. GeV-/TeV-γ-Quellen</i>	4
2.2	<i>Darstellung des differentiellen Energiespektrums der kosmischen Strahlung über einen Energiebereich von 10 Größenordnungen</i>	7
2.3	<i>Ausdehnung und magnetische Feldstärke von Kandidaten für die Beschleunigung von UHECR-Teilchen</i>	9
2.4	<i>Die spektrale Energieverteilung des Crab-Nebels für Energien oberhalb von 30 MeV (ungepulste γ-Strahlung)</i>	18
2.5	<i>Schematische Darstellung eines radio-lauten aktiven Galaxienkernes (AGN)</i>	22
2.6	<i>Radioaufnahme der FR II-Radiogalaxie Cygnus A</i>	25
2.7	<i>Optische Emissionsspektren von zwei Blazaren aus dem Deep X-Ray Radio Blazar Survey</i>	27
2.8	<i>Gemittelte spektrale Energieverteilungen (SED) eines Blazarkataloges nach Fossati et al. (1998)</i>	30
2.9	<i>Synchrone Messungen der spektralen Energieverteilung des Blazars Mrk-501 mit dem RXTE-Satelliten und dem HEGRA-Teleskopsystem</i>	32
2.10	<i>Ausschnitt des Coma-Galaxienhaufens um die elliptische Galaxie NGC 4881</i>	38
2.11	<i>Himmelskarte aller 2704 mit dem BATSE-Instrument aufgezeichneten Gamma-Ray Bursts</i>	39
2.12	<i>Verteilung der Rotverschiebungen der Wirtsgalaxien von 29 GRBs</i>	40
2.13	<i>Darstellung der spektralen Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes (EHL)</i>	43
2.14	<i>Rotverschiebungen der acht entsprechend Tabelle 2.1 bis zum Sommer 2003 nachgewiesenen extragalaktischen TeV-γ-Quellen</i>	45
2.15	<i>Energieabhängigkeit der EHL-Extinktionsfaktoren $\exp(-\tau(E, z))$ für Objekte mit verschiedenen Rotverschiebungen</i>	48
3.1	<i>Schematische Darstellung einer elektromagnetischen Kaskade</i>	54
3.2	<i>Schematische Darstellung eines hadroninduzierten Luftschauers</i>	57
3.3	<i>Geometrie der kegelförmigen Strahlungsfront beim Cherenkov-Effekt</i>	58
3.4	<i>Darstellung der Emission von Cherenkov-Licht bei einem ausgedehnten Luftschauer</i>	60
3.5	<i>Darstellung der durch ein 6 TeV-Proton bzw. durch ein 1 TeV-Photon ausgelösten Emission von Cherenkov-Licht in der Atmosphäre</i>	64
3.6	<i>Projektion der Cherenkov-Photonen eines Luftschauers in die Brennebene eines Cherenkov-Teleskopes</i>	67
3.7	<i>Schematische Darstellung des Kamerabildes für die in Abbildung 3.6 skizzierten Cherenkov-Photonen</i>	68
3.8	<i>HEGRA-Kamerabild eines als Kandidat für einen photoninduzierten Luftschauer rekonstruierten Ereignisses</i>	70
3.9	<i>HEGRA-Kamerabilder von Untergründereignissen</i>	71
3.10	<i>Parametrisierung der im Falle von γ-Schauern näherungsweise elliptischen Cherenkov-Lichtverteilung in der Fokalebene nach Hillas (1985)</i>	72
3.11	<i>Rekonstruktion der Lage der Schauerachse im Raum mit Hilfe der stereoskopischen Beobachtungsmethode</i>	77
3.12	<i>Schematische Darstellung von verschiedenen Methoden zur stereoskopischen Richtungsrekonstruktion</i>	78
3.13	<i>Verteilung des mscw-Parameters im Falle von Beobachtungen des Crab-Nebels mit dem HEGRA-Teleskopsystem im Januar 2001</i>	81
3.14	<i>Realisierte bzw. erwartete Detektorsensitivitäten im Vergleich zum Energiespektrum des Crab-Nebels</i>	83
4.1	<i>Positionen der HEGRA-Cherenkov-Teleskope auf dem Gelände des Observatorio del Roque de los Muchachos</i>	88
4.2	<i>Das HEGRA-Cherenkov-Teleskop CT 2 im Mai 2001</i>	89
4.3	<i>Blick in die geöffnete Kamera des CT 3</i>	91
4.4	<i>Verteilung der gesamten Beobachtungszeit des HEGRA-Teleskopsystemes von 1997 bis 2002 auf Objekte am Himmel</i>	98

4.5	<i>Schematische Darstellung der Datenprozessierung und -reduktion beim HEGRA-Teleskopsystem</i>	99
4.6	<i>Darstellung der 100 im FADC des zentralen Pixels des Teleskopes CT3 registrierten Laserereignisse aus dem Laser-Run Nr. 24223 vom 16.5.2001</i>	105
4.7	<i>Auswirkungen der Laufzeitkalibration</i>	106
4.8	<i>Zeitliche Entwicklung der Photoelektronen-Konversionsfaktoren bei den einzelnen Systemteleskopen</i>	108
4.9	<i>Anzahl defekter Pixel in den einzelnen HEGRA-Teleskopen</i>	110
4.10	<i>Zeitliches Verhalten von Systemtriggerrate und relativen Effizienzen des HEGRA-Teleskopsystemes</i>	112
4.11	<i>Ablauf der Datenanalyse beim HEGRA-Teleskopsystem</i>	116
4.12	<i>Einfluß der Präzession der Erdachse auf die rekonstruierte Quellposition</i>	124
4.13	<i>Bestimmung der Detektortotzeit beim HEGRA-Teleskopsystem</i>	131
4.14	<i>Häufigkeitsverteilung der entsprechend einem Crab-Spektrum gewichteten, vertikal einfallenden Monte-Carlo-Schauerereignisse für verschiedene Schnitte auf die Bildmultiplizität N_{img} im Ereignis</i>	135
4.15	<i>Abhängigkeit der Energieschwelle vom Zenitwinkel für verschiedene Schnitte auf die Bildmultiplizität N_{img} im Ereignis</i>	136
4.16	<i>Vergleich der Bestimmung der effektiven Energieschwelle einer Messung mit Hilfe zweier verschiedener Methoden</i>	138
4.17	<i>Schematische Darstellung verschiedener Methoden zur Konstruktion von Untergrundregionen für Beobachtungen im wobble-Modus</i>	140
4.18	<i>Radiale Kameraakzeptanz für γ-Schauer in Abhängigkeit vom Abstand Θ_{wobble} der Quelle zum Zentrum des Gesichtsfeldes</i>	146
4.19	<i>Residuen und relative Energieauflösung des vollständigen Teleskopsystemes für γ-Schauer mit einem Zenitwinkel von 20°</i>	148
4.20	<i>Energie- und Zenitwinkelabhängigkeit der effektiven Nachweisfläche $A_{eff,crab}$</i>	150
4.21	<i>Abhängigkeit der aus den verwendeten Variabilitätstests (Kolmogorov-Test, Prahl-Test) resultierenden Signifikanzen von der relativen Länge des Aktivitätsintervalles (duty cycle)</i>	155
5.1	<i>Aufnahme des Hubble Space Telescopes von H 1426+428 aus dem Jahre 1996</i>	158
5.2	<i>Spektrum von H 1426+428 im optischen Bereich, aufgenommen am 11. September 2003 mit dem 2.2-m-Teleskop auf des Calar-Alto-Observatoriums</i>	160
5.3	<i>Anzahl der registrierten Ereignisse in Abhängigkeit vom quadrierten Winkelabstand $\Delta\Theta^2$ von der Position des Blazars H 1426+428 in den Jahren 1999/2000 sowie Skizze zur Erläuterung des Winkelabstandes $\Delta\Theta^2$</i>	163
5.4	<i>Winkelabstandshistogramm aus allen HEGRA-Beobachtungen des Blazars H 1426+428 (1999-2002) sowie Signifikanzkarte für die Himmelsregion um H 1426+428</i>	164
5.5	<i>Lichtkurve von H 1426+428 oberhalb von 2 TeV für alle Beobachtungsmomente mit dem Teleskopsystem sowie Beziehung der Flußwerte von H 1426+428 oberhalb von 2 TeV und im Röntgenbereich während der HEGRA-Beobachtungsnächte für die einzelnen Meßjahre des Teleskopsystemes</i>	166
5.6	<i>Differentielle Photonenspektren von H 1426+428 in den Jahren 1999/2000 und 2002 sowie resultierende Spektren nach Rückfaltung anhand der EHL-Extinktion</i>	168
5.7	<i>Untersuchung der Himmelsregion um H 1426+428 mit den HEGRA-Szintillator- und -AIROBICC-Detektorfeldern</i>	170
6.1	<i>Winkelabstandshistogramme der HEGRA-Beobachtungen des Blazars 1ES 1959+650 in den Jahren 2000/2001 sowie während des zweitägigen starken Ausbruches im Mai 2002</i>	183
6.2	<i>Signifikanzkarte für die Himmelsregion um 1ES 1959+650 oberhalb einer Energieschwelle von 2.0 TeV sowie Verteilung der Signifikanzen in der Signifikanzkarte unter Ausschluß der unmittelbaren Umgebung von 1ES 1959+650</i>	184
6.3	<i>Lichtkurve von 1ES 1959+650 oberhalb von 2 TeV für die einzelnen Beobachtungsmomente</i>	186
6.4	<i>Lichtkurve von 1ES 1959+650 oberhalb von 2 TeV für die einzelnen Beobachtungsnächte im Jahr 2002</i>	187
6.5	<i>Differentielle Photonenspektren von 1ES 1959+650 in Abhängigkeit vom tagesgemittelten Flußniveau</i>	191
6.6	<i>Korrelationsdiagramme der Flußwerte von 1ES 1959+650 oberhalb von 2 TeV (HEGRA-Teleskopsystem) und im Röntgenbereich (RXTE-ASM) während der HEGRA-Beobachtungsnächte in den einzelnen Meßjahren bzw. in den einzelnen Monaten des Jahres 2002</i>	193
6.7	<i>Lichtkurve von 1ES 1959+650 in verschiedenen Energiebereichen während der Multi-Wavelength-Kampagne (16. Mai bis 14. August 2002)</i>	195
6.8	<i>Korrelation zwischen dem differentiellen Röntgenfluß bei 10 keV und dem integralen TeV-γ-Fluß oberhalb von 2 TeV (HEGRA) bzw. 600 GeV (Whipple)</i>	196
6.9	<i>Spektrale Energieverteilung von 1ES 1959+650 vom Radio- bis zum TeV-Energiebereich</i>	200
6.10	<i>Emissionsprinzip des hadronic synchrotron mirror models (HSM) zur Erklärung des bei 1ES 1959+650 im TeV-Energiebereich beobachteten orphan flares</i>	201

7.1	<i>Struktur des inneren (Kiloparsec-)Bereiches der Radiogalaxie M 87. Aufnahmen des prominenten Jets im optischen sowie im Röntgenbereich durch das Hubble Space Telescope bzw. durch den Chandra-Satelliten</i>	204
7.2	<i>Beobachtung von superluminaler Bewegung im Kiloparsec-Jet von M 87</i>	207
7.3	<i>Winkelabstandshistogramm der HEGRA-Beobachtungen von M 87</i>	212
7.4	<i>Signifikanzkarte für die Himmelsregion um M 87 sowie Verteilung der Signifikanzen in der Signifikanzkarte unter Ausschluß der unmittelbaren Umgebung von M 87</i>	213
7.5	<i>Differenzverteilung des mscw-Parameters zwischen der Signal- und der Untergrundregion für die M 87-Beobachtungen</i>	215
7.6	<i>VLA-Himmelskarte von M 87 im Radiobereich bei einer Wellenlänge von 90 cm und Himmelsposition des Emissionsschwerpunktes der TeV-γ-Emission von M 87</i>	217
7.7	<i>Monatsweise Lichtkurve von M 87 oberhalb von 1 TeV</i>	219
7.8	<i>Jahresweise Lichtkurve von M 87 oberhalb von 1 TeV</i>	220
7.9	<i>Differentielles Photonenspektrum von M 87 in den Jahren 1998 und 1999</i>	221
7.10	<i>Korrelationsdiagramm der integralen Flußwerte von M 87 oberhalb von 1 TeV und im Röntgenbereich (RXTE-ASM) während der HEGRA-/H.E.S.S.-Beobachtungsnächte in den einzelnen Meßjahren</i>	223
7.11	<i>Erwarteter integraler Photonenfluß der Radiogalaxie M 87 aus der Annihilationsstrahlung von Neutralinos mit einer Ruhemasse von 1 TeV</i>	226
7.12	<i>Zusammenstellung von Messungen der spektralen Energieverteilung (SED) von M 87 im April 2003 und Beschreibung der SED mit dem DFUC-Modell</i>	229
7.13	<i>Zusammenstellung von nicht-simultanen Messungen der spektralen Energieverteilung des Kernes von M 87 und Beschreibung mit dem SPB-Modell</i>	231
7.14	<i>Beschreibung der spektralen Energieverteilung des Kernes von M 87 mit dem SPB-Modell unter der Annahme eines Staubtorus mit verschiedenen Temperaturen</i>	234
8.1	<i>Signifikanzkarten und -verteilungen der Himmelsregionen um die Zentralbereiche des Coma-, des Perseus- und des Cygnus-A-Galaxienhaufens</i>	241
8.2	<i>Modellierte spektrale Energieverteilung des Coma-Galaxienhaufens oberhalb von 10 MeV</i>	242
8.3	<i>Spektrale Energieverteilung der Kernregion eines mit numerischen Methoden simulierten Galaxienhaufens im Bereich von 10 keV bis 10 TeV, dessen physikalische Parameter dem Coma-Galaxienhaufen entsprechen</i>	243
8.4	<i>Obere Flußgrenzen auf die Emission der Kernregion des Perseus-Galaxienhaufens</i>	246
8.5	<i>Flußwerte und obere Grenzen auf den integralen Photonenfluß von NGC 253</i>	249
8.6	<i>Häufigkeitsverteilung der statistischen Signifikanz aus allen GRB-Beobachtungen mit dem HEGRA-Teleskopsystem</i>	253
A.1	<i>Abhängigkeit der beobachteten, scheinbaren Jetgeschwindigkeit vom Winkel zwischen der Jetachse und der Sichtlinie des Beobachters</i>	II
B.1	<i>Statistische Signifikanz nach Li und Ma (1983) in Abhängigkeit vom Größenverhältnis α</i>	V
B.2	<i>Darstellung der für einen Nachweis mit einer statistischen Signifikanz von 5σ erforderlichen Beobachtungszeit in Abhängigkeit vom Flußniveau des Objektes</i>	VII
C.1	<i>Darstellung des Signales aus der Richtung des Crab-Nebels im Januar 2001 unter verschiedenen Analysebedingungen</i>	XI
D.1	<i>Beziehung zwischen der atmosphärischen Extinktion, der relativen Luftfeuchtigkeit sowie dem Luftdruck und der normierten HEGRA-Systemtriggerrate für den gesamten Datenbestand des Teleskopsystemes</i>	XVII
D.2	<i>Verlust von nachgewiesenen TeV-Photonen relativ zu einer idealen Atmosphäre in Abhängigkeit von der atmosphärischen Transparenzhöhe</i>	XIX

Tabellenverzeichnis

2.1	<i>Katalog der bis zum Sommer 2003 nachgewiesenen TeV-γ-Quellen nach Horan und Weekes (2004)</i>	14
2.2	<i>Klassifikationsschema und Nomenklatur von AGN nach Urry und Padovani (1995)</i>	23
2.3	<i>Phänomenologisches Klassifikationsschema von Radiogalaxien des NLRG-Typs nach Fanaroff und Riley (1974)</i>	24
2.4	<i>Übersicht zu hadronischen Emissionsmodellen für Blazare</i>	35
3.1	<i>Definition und Funktion der für die Rekonstruktion und γ-Hadron-Separation von Luftschauerereignissen wesentlichen Bildparameter nach Hillas (1985)</i>	73
3.2	<i>Übersicht zu den wesentlichen Algorithmen für die stereoskopische Richtungsrekonstruktion unter Verwendung der Bildparameter</i>	76
3.3	<i>Übersicht einiger wesentlicher Eigenschaften für eine Auswahl von Instrumenten der TeV-γ-Astrophysik</i>	82
4.1	<i>Triggerkonzept des HEGRA-Teleskopsystemes</i>	93
4.2	<i>Übersicht der beim HEGRA-Teleskopsystem verwendeten Arten von Datennahmezyklen (engl.: runs)</i>	95
4.3	<i>Meßdauer des HEGRA-Teleskopsystemes für astrophysikalische Beobachtungen von 1997 bis 2002</i>	97
4.4	<i>Bedingungen für den Ausschluß einzelner Pixel von der Datenanalyse auf der Grundlage der Laserkalibration</i>	107
4.5	<i>Run- und Ereignisselektionskriterien für die Standard-Datenanalyse mit dem Programm read_dst</i>	122
4.6	<i>Ergebnisse der Suche nach Flußvariabilitäten in verschiedenen Datensätzen</i>	154
5.1	<i>Eigenschaften der mit dem HEGRA-Teleskopsystem signifikant nachgewiesenen extragalaktischen TeV-γ-Quellen</i>	159
5.2	<i>Zeiträume, effektive Meßdauer, mittlerer Zenitwinkel, effektive Energieschwelle und statistische Signifikanz der Beobachtungen von H 1426+428</i>	162
5.3	<i>Anzahl der Ereignisse in der Signal- bzw. in der Untergrundregion, Signifikanzen sowie integraler Photonenfluß für die einzelnen Jahre, in denen H 1426+428 mit dem Teleskopsystem beobachtet wurde</i>	165
5.4	<i>Werte der Analyseschnitte und resultierende Signifikanzen für die beiden Datensätze, aus denen Photonspektren von H 1426+428 rekonstruiert werden</i>	167
5.5	<i>Ereignisstatistik der differentiellen Photonspektren von H 1426+428 für die Beobachtungen der Jahre 1999/2000 und 2002</i>	167
5.6	<i>Ergebnisse der Spektralanalyse von H 1426+428 für die beiden untersuchten Datensätze aus den Jahren 1999/2000 sowie 2002</i>	169
5.7	<i>Ereigniszahlen, Signifikanz sowie integraler Fluß von H 1426+428 oberhalb von 20.9 TeV</i>	172
6.1	<i>Zeiträume, effektive Meßdauer, mittlerer Zenitwinkel, effektive Energieschwelle und Signifikanz der HEGRA-Beobachtungen von 1ES 1959+650</i>	182
6.2	<i>Anzahl der Ereignisse in der Signal- bzw. Untergrundregion, Signifikanzen sowie integraler Photonenfluß für die einzelnen Jahre, in denen 1ES 1959+650 mit dem Teleskopsystem beobachtet wurde</i>	185
6.3	<i>Stärkste Zeitvariabilitäten von 1ES 1959+650 im Jahr 2002 (kürzeste signifikante e-folding-Zeiten)</i>	188
6.4	<i>Aufteilung der Beobachtungen von 1ES 1959+650 in Abhängigkeit vom tagesgemittelten Flußniveau</i>	189
6.5	<i>Ereignisstatistik der differentiellen Photonspektren von 1ES 1959+650, aufgeteilt in Abhängigkeit vom tagesgemittelten Flußniveau</i>	190
6.6	<i>Ergebnisse der Spektralanalyse von 1ES 1959+650 für die drei entsprechend ihrem tagesgemittelten Flußniveau aufgeteilten Datensätze</i>	192
7.1	<i>Szenarien, nach denen M 87 eine TeV-γ-Quelle sein könnte</i>	206

7.2	<i>Zeiträume, effektive Meßdauer, mittlerer Zenitwinkel, effektive Energieschwelle und statistische Signifikanz der Beobachtungen von M 87</i>	210
7.3	<i>Ergebnisse der Konsistenztests zur Überprüfung des Signalcharakters im Falle des M 87-Nachweises</i>	214
7.4	<i>Anzahl der Ereignisse in der Signal- bzw. Untergrundregion, Signifikanzen sowie integraler Photonenfluß für die Beobachtung von M 87 mit dem HEGRA-Teleskopsystem in den Jahren 1998 und 1999</i>	218
7.5	<i>Ereignisstatistik des differentiellen Photonenspektrums von M 87</i>	221
7.6	<i>Ergebnis der Spektralanalyse von M 87</i>	222
8.1	<i>Ergebnisse der Beobachtungen weiterer extragalaktischer Objekte</i>	239
8.2	<i>Ergebnisse der HEGRA-Beobachtungen von Gamma-Ray Bursts</i>	251
C.1	<i>Resultate der Untersuchung von 2-Teleskop-Ereignissen unter verschiedenen Detektorkonfigurationen</i>	XI

Literaturverzeichnis

- F. A. Aharonian. *TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons*. *New Astronomy*, 5:377–395, 2000.
- F. A. Aharonian. *TeV blazars and cosmic infrared background radiation*. In R. Schlickeiser (Herausgeber), *Proc. of the 27th International Cosmic Ray Conference, Band Invited, Rapporteur, and Highlight papers*, Seiten 250–261, Hamburg, 2001.
- F. A. Aharonian und J. W. Cronin. *Influence of the universal microwave background radiation on the extragalactic cosmic-ray spectrum*. *Physical Review D*, 50:1892–1900, 1994.
- F. A. Aharonian et al. *Cosmic ray proton spectrum determined with the imaging atmospheric Cherenkov technique*. *Physical Review D*, 59:092003, 1999a.
- F. A. Aharonian et al. *Phase-resolved TeV gamma-ray characteristics of the Crab and Geminga pulsars*. *Astronomy and Astrophysics*, 346:913–921, 1999b.
- F. A. Aharonian et al. *The temporal characteristics of the TeV gamma-radiation from Mkn 501 in 1997 – I.: Data from the stereoscopic imaging atmospheric Cherenkov telescope system*. *Astronomy and Astrophysics*, 342:69–86, 1999c.
- F. A. Aharonian et al. *The temporal characteristics of the TeV γ -ray emission from Mkn 501 in 1997 – II: Results from HEGRA CT 1 and CT 2*. *Astronomy and Astrophysics*, 349:29–44, 1999d.
- F. A. Aharonian et al. *The time averaged TeV energy spectrum of Mkn 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA*. *Astronomy and Astrophysics*, 349:11–28, 1999e.
- F. A. Aharonian et al. *The Energy Spectrum of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA System of Imaging Air Cerenkov Telescopes*. *Astrophysical Journal*, 539:317–324, 2000.
- F. A. Aharonian et al. *Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A*. *Astronomy and Astrophysics*, 370:112–120, 2001a.
- F. A. Aharonian et al. *Reanalysis of the high energy cutoff of the 1997 Mkn 501 TeV energy spectrum*. *Astronomy and Astrophysics*, 366:62–67, 2001b.
- F. A. Aharonian et al. *A search for gamma-ray emission from the Galactic plane in the longitude range between 37° and 43°* . *Astronomy and Astrophysics*, 375:1008–1017, 2001c.
- F. A. Aharonian et al. *A search for TeV gamma-ray emission from SNRs, pulsars and unidentified GeV sources in the Galactic plane in the longitude range between -2° and 85°* . *Astronomy and Astrophysics*, 395:803–811, 2002a.
- F. A. Aharonian et al. *TeV gamma rays from the blazar H 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation*. *Astronomy and Astrophysics*, 384:L23–L26, 2002b.
- F. A. Aharonian et al. *An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2*. *Astronomy and Astrophysics*, 393:L37–L40, 2002c.
- F. A. Aharonian et al. *Variations of the TeV energy spectrum at different flux levels of Mkn 421 observed with the HEGRA system of Cherenkov telescopes*. *Astronomy and Astrophysics*, 393:89–99, 2002d.
- F. A. Aharonian et al. *Detection of TeV gamma-rays from the BL Lac 1ES 1959+650 in its low states and during a major outburst in 2002*. *Astronomy and Astrophysics*, 406:L9–L13, 2003a.
- F. A. Aharonian et al. *Is the giant radio galaxy M 87 a TeV gamma-ray emitter?* *Astronomy and Astrophysics*, 403:L1–L5, 2003b.

- F. A. Aharonian et al. *Observations of H 1426+428 with HEGRA*. *Astronomy and Astrophysics*, 403:523–528, 2003c.
- F. A. Aharonian et al. *Search for TeV gamma ray emission from the Andromeda galaxy*. *Astronomy and Astrophysics*, 400:153–159, 2003d.
- F. A. Aharonian et al. *The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV: Observations with the HEGRA stereoscopic air Cherenkov telescopes*. *Astrophysical Journal*, 614:897–913, 2004a.
- F. A. Aharonian et al. *Observations of 54 Active Galactic Nuclei with the HEGRA system of Cherenkov telescopes*. *Astronomy and Astrophysics*, 421:529–537, 2004b.
- F. A. Aharonian et al. *A low level of extragalactic background light as revealed by γ -rays from blazars*. *Nature*, 440:1018–1021, 2005a.
- F. A. Aharonian et al. *Observations of selected AGN with HESS*. *Astronomy and Astrophysics*, 441:465–472, 2005b.
- F. A. Aharonian et al. *Search for TeV emission from the region around PSR B1706-44 with the HESS experiment*. *Astronomy and Astrophysics*, 432:L9–L12, 2005c.
- F. A. Aharonian et al. *A search for very high energy γ -ray emission from the starburst galaxy NGC 253 with HESS*. *Astronomy and Astrophysics*, 442:177–183, 2005d.
- F. A. Aharonian et al. *The unidentified TeV source (TeV J2032+4130) and surrounding field: Final HEGRA IACT-System results*. *Astronomy and Astrophysics*, 431:197–202, 2005e.
- F. A. Aharonian et al. *Upper limits to the SN 1006 multi-TeV gamma-ray flux from HESS observations*. *Astronomy and Astrophysics*, 437:135–139, 2005f.
- F. A. Aharonian et al. *First detection of a VHE gamma-ray spectral maximum from a cosmic source: HESS discovery of the Vela X nebula*. *Astronomy and Astrophysics*, 448:L43–L47, 2006a.
- F. A. Aharonian et al. *The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays*. *Astrophysical Journal*, 636:777–797, 2006b.
- F. A. Aharonian et al. *Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S.*, 2006c. In Vorbereitung. Vorabdruck: astro-ph/0607333.
- F. A. Aharonian, A. K. Konopelko, H. J. Völk und H. Quintana. *5 @ 5 – a 5 GeV energy threshold array of imaging atmospheric Cherenkov telescopes at 5 km altitude*. *Astroparticle Physics*, 15:335–356, 2001d.
- E.-J. Ahn, G. Medina-Tanco, P. L. Biermann und T. Stanev. *The origin of the highest energy cosmic rays. Do all roads lead back to Virgo?*, 1999. In Vorbereitung. Vorabdruck: astro-ph/9911123.
- C. W. Akerlof et al. *Locating Very High Energy Gamma-Ray Sources with Arcminute Accuracy*. *Astrophysical Journal*, 377:L97–L100, 1991.
- G. Allen et al. *GLAST – Exploring Nature’s Highest Energy Processes with the Gamma-ray Large Area Space Telescope*. Science Brochure NP-2000-9-107-GSFC, National Aeronautics and Space Administration (NASA), USA, 2001.
(URL: <http://glast.gsfc.nasa.gov/science>).
- J. Alvarez-Muñiz und F. Halzen. *Possible High-Energy Neutrinos from the Cosmic Accelerator RX J1713.7-3946*. *Astrophysical Journal*, 576:L33–L36, 2002.
- F. Arqueros et al. *Very high-energy γ -ray observations of the Crab nebula and other potential sources with the GRAAL experiment*. *Astroparticle Physics*, 17:293–318, 2002.
- R. Atkins et al. *The High-Energy Gamma-Ray Fluence and Energy Spectrum of GRB 970417a from Observations with Milagro*. *Astrophysical Journal*, 583:824–832, 2003.
- R. Atkins et al. *Limits on Very High Energy Emission from Gamma-Ray Bursts with the Milagro Observatory*. *Astrophysical Journal*, 604:L25–L28, 2004.
- A. M. Atoyan und H. J. Völk. *Implications of a Nonthermal Origin of the Excess Extreme-Ultraviolet Emission from the Coma Cluster of Galaxies*. *Astrophysical Journal*, 535:45–52, 2000.

- K.-M. Aye et al. *Atmospheric Monitoring For The H.E.S.S. Project*. In T. Kajita et al. (Herausgeber), *Proc. of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Band 5 aus *Frontiers Science Series 41*, Seiten 2879–2882, Tsukuba, Japan, 2003a.
- K.-M. Aye et al. *Implications of LIDAR Observations at the H.E.S.S. Site in Namibia for Energy Calibration of the Atmospheric Cherenkov Telescopes*. In T. Kajita et al. (Herausgeber), *Proc. of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Band 5 aus *Frontiers Science Series 41*, Seiten 2883–2886, Tsukuba, Japan, 2003b.
- J. M. Bai und M. G. Lee. *Are Centaurus A and M 87 TeV Gamma-Ray Sources?* *Astrophysical Journal*, 549: L173–L177, 2001.
- E. A. Baltz et al. *Detection of neutralino annihilation photons from external galaxies*. *Physical Review D*, 61: 023514, 2000.
- A. Barrau et al. *The CAT Imaging Telescope*. In M. S. Potgieter, B. C. Raubenheimer und D. J. van der Walt (Herausgeber), *Proc. of the 25th International Cosmic Ray Conference*, Band 5, Seiten 89–92, Durban, Südafrika, 1997.
- S. D. Barthelmy et al. *GRB Coordinates Network (GCN): A Status Report*. In R. M. Kippen (Herausgeber), *Proceedings of the 5th Huntsville GRB Symposium 1999*, Band 526 aus *AIP Conference Series*, Seiten 731–735, 2000.
- M. Beilicke. *Suche nach Zeit-Periodizitäten im Röntgen-Doppelsternsystem Hercules X-1 mit dem System der HEGRA-Cherenkov-Teleskope*. Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2001.
- M. Beilicke. *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, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2006.
- M. Beilicke et al. *Observation of the giant radio galaxy M 87 at TeV energies with H.E.S.S.* In M. Chatwell (Herausgeber), *Proc. of the 22nd Texas Symposium On Relativistic Astrophysics At Stanford University*, Band C041213 aus *ECNF*, Seite 2403, Stanford, Kalifornien, USA, 2005. Vorabdruck: astro-ph/0504395.
- C. L. Bennett et al. *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results*. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 148:1–27, 2003.
- E. G. Berezhko, G. Pühlhofer und H. J. Völk. *Gamma-ray emission from Cassiopeia A produced by accelerated cosmic rays*. *Astronomy and Astrophysics*, 400:971–980, 2003.
- L. Bergström und J. H. Buckley. *Observability of γ rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo*. *Astroparticle Physics*, 9:137–162, 1998.
- K. Bernlöhr. *CORSIKA and SIM_TELARRAY – A package for the simulation of the imaging atmospheric Cherenkov technique and an investigation of important environmental parameters for such simulations*. Max-Planck-Institut für Kernphysik, Interner Bericht, 1998.
- K. Bernlöhr. *Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique*. *Astroparticle Physics*, 12:255–268, 2000.
- P. Bhattacharjee und G. Sigl. *Extreme-Energy Cosmic Rays: Hints to New Physics Beyond the Standard Model?*, Band 576 aus *Lecture Notes in Physics*, Seiten 275–299. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
- G. V. Bicknell und M. C. Begelman. *Understanding the Kiloparsec-Scale Structure of M 87*. *Astrophysical Journal*, 467:597–621, 1996.
- P. L. Biermann und G. Medina Tanco. *Ultra high energy cosmic ray sources and experimental results*. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 122:86–97, 2003.
- P. L. Biermann und G. Sigl. *Introduction to Cosmic Rays*, Band 576 aus *Lecture Notes in Physics*, Seiten 1–26. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2001.
- B. Binggeli, A. Sandage und G. A. Tammann. *Studies of the Virgo Cluster. II. A Catalog of 2096 Galaxies in the Virgo Cluster Area*. *Astronomical Journal*, 90:1681–1758, 1985.
- D. J. Bird et al. *Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation*. *Astrophysical Journal*, 441:144–150, 1995.
- J. A. Biretta, W. B. Sparks und F. Macchetto. *Hubble Space Telescope Observations of Superluminal Motion in the M 87 Jet*. *Astrophysical Journal*, 520:621–626, 1999.

- V. Blobel. *The F-Package for Input/Output*. In C. Verkerk und W. Wojcik (Herausgeber), *Proceedings of the 10th International Conference on Computing in High Energy Physics*, Seiten 755–758, Ancey, Frankreich, 1992.
(URL: <http://www.desy.de/~blobel/fpack.txt>).
- H. Böhringer et al. *The structure of the Virgo cluster of galaxies from Rosat X-ray images*. *Nature*, 368:828–831, 1994.
- H. Bojahr. *Suche nach TeV-Blazaren mit dem HEGRA-System der abbildenden Cherenkov-Teleskope*. Dissertation, Fachbereich Physik, Bergische Universität Wuppertal, 2002.
- J. G. Bolton, G. J. Stanley und O. B. Slee. *Positions of Three Discrete Sources of Galactic Radio Frequency Radiation*. *Nature*, 164:101–102, 1949.
- O. Bolz. *Kalibration der HEGRA-Tscherenkow-Teleskope mit Myon-Ringen*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1999.
- H. G. Börst et al. *Markarian 421*. International Astronomical Union Circular (IAUC) Nr. 7567, Januar 2001.
(URL: <http://cfa-www.harvard.edu/iauc/07500/07568.html>).
- M. Böttcher. *A Hadronic Synchrotron Mirror Model for the “Orphan” TeV Flare in 1ES 1959+650*. *Astrophysical Journal*, 621:176–180, 2005.
- M. S. Briggs et al. *BATSE Gamma-Ray Burst Skymaps*. NASA-Internetseiten, 2001.
(URL: <http://f64.nsstc.nasa.gov/batse/grb/skymap>).
- N. Bulian et al. *Characteristics of the multi-telescope coincidence trigger of the HEGRA IACT system*. *Astroparticle Physics*, 8:223–233, 1998.
- M. J. Cameron. *The Structure of Bright Galaxies at 408 MHz*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 152:439–460, 1971.
- C. L. Carilli und P. D. Barthel. *Cygnus A*. *Astronomy and Astrophysics Review*, 7:1–54, 1996.
- P. M. Chadwick et al. *Centaurus X-3: A Source of High-Energy Gamma Rays*. *Astrophysical Journal*, 503:391–395, 1998.
- P. M. Chadwick et al. *VHE gamma ray observations of Centaurus X-3*. *Astronomy and Astrophysics*, 364:165–169, 2000.
- P. A. Cherenkov. *Visible Emission of Clean Liquids by Action of γ -Radiation*. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 2:451, 1934.
- J. Cortina et al. *The New Data Acquisition System of the First Telescope in HEGRA*. In B. L. Dingus, M. H. Salamon und D. B. Kieda (Herausgeber), *GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop*, Band 515 aus *AIP Conference Proceedings*, Seiten 368–372, Snowbird, Utah, USA, 1999.
- E. Costa et al. *Discovery of an X-ray afterglow associated with the γ -ray burst of 28 February 1997*. *Nature*, 387:783–785, 1997.
- L. Costamante, F. A. Aharonian, G. Ghisellini und D. Horns. *The SED of the TeV BLLac 1ES 1426+428 after correction for the TeV-IR absorption*. *New Astronomy Reviews*, 47:677–680, 2003.
- L. Costamante et al. *Extreme synchrotron BL Lac objects – Stretching the blazar sequence*. *Astronomy and Astrophysics*, 371:512–526, 2001.
- L. Costamante und G. Ghisellini. *TeV candidate BL Lac objects*. *Astronomy and Astrophysics*, 384:56–71, 2002.
- H. D. Curtis. *Descriptions of 762 nebulae and clusters photographed with the Crossley reflector*. *Publications of the Lick Observatory*, 13:9–44, 1918.
- M. K. Daniel et al. *Spectrum of Very High Energy Gamma-Rays from the Blazar 1ES 1959+650 during Flaring Activity in 2002*. *Astrophysical Journal*, 621:181–187, 2005.
- A. Dar und A. De Rújula. *Towards a complete theory of gamma-ray bursts*. *Physics Reports*, 405:203–278, 2004.
- A. Dar und A. Laor. *Hadronic Production of TeV Gamma-Ray Flares from Blazars*. *Astrophysical Journal*, 478:L5–L8, 1997.

- A. Daum et al. *First results on the performance of the HEGRA IACT array*. *Astroparticle Physics*, 8:1–11, 1997.
- J. M. Davies und E. S. Cotton. *Design of the Quartermaster Solar Furnace*. *Journal for Solar Energy Science and Engineering*, 1:16–22, 1957.
- D. De Marco, P. Blasi und A. V. Olinto. *The GZK Feature in the Spectrum of UHECRs: What is it Telling Us?* In T. Kajita et al. (Herausgeber), *Proc. of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Band 2 aus *Frontiers Science Series 41*, Seiten 655–658, Tsukuba, Japan, 2003.
- M. de Naurois et al. *Measurement of the Crab Flux above 60 GeV with the CELESTE Cerenkov Telescope*. *Astrophysical Journal*, 566:343–357, 2002.
- G. de Vaucouleurs et al. *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1991.
(URL: <http://legacy.gsfc.nasa.gov/W3Browse/all/rc3.html>).
- C. D. Dermer und J. Chiang. *High Energy Radiation from Gamma Ray Bursts*. In B. L. Dingus, M. H. Salamoun und D. B. Kieda (Herausgeber), *GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop*, Band 515 aus *AIP Conference Proceedings*, Seiten 225–237, Snowbird, Utah, USA, 1999.
- M. Díaz Trigo. *Collecting heat during the day, observing the sky at night: the use of a heliostat field near Almería to search for cosmic gamma rays*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2002.
- B. L. Dingus. *Observations of the Highest Energy Gamma-Rays from Gamma-Ray Bursts*. In F. A. Aharonian und H. J. Völk (Herausgeber), *High Energy Gamma-Ray Astronomy (International Symposium)*, Seiten 383–391, Heidelberg, 2001.
- A. Djannati-Ataï et al. *Detection of the BL Lac object 1ES 1426+428 in the Very High Energy gamma-ray band by the CAT Telescope from 1998-2000*. *Astronomy and Astrophysics*, 391:L25–L28, 2002.
- D. Donato, G. Ghisellini, G. Tagliaferri und G. Fossati. *Hard X-ray properties of blazars*. *Astronomy and Astrophysics*, 375:739–751, 2001.
- A. C. Donea und R. J. Protheroe. *Gamma Ray and Infrared Emission from the M87 Jet and Torus*. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 151:186–191, 2003.
- M. Elvis, D. Plummer, J. Schachter und G. Fabbiano. *The Einstein Slew Survey*. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 80:257–303, 1992.
- R. Enomoto et al. *Design study of CANGAROO-III stereoscopic imaging atmospheric Cherenkov telescopes for sub-TeV γ -ray detection*. *Astroparticle Physics*, 16:235–244, 2002.
- R. Falomo, J. K. Kotilainen, N. Carangelo und A. Treves. *Black Hole Masses and the Fundamental Plane of BL Lacertae Objects*. *Astrophysical Journal*, 595:624–630, 2003.
- B. L. Fanaroff und J. M. Riley. *The Morphology of Extragalactic Radio Sources of High and Low Luminosity*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 167:31P–36P, 1974.
- L. Ferrarese. *Beyond the Bulge: A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Dark Matter Halos*. *Astrophysical Journal*, 578:90–97, 2002.
- J. M. Fierro, P. F. Michelson, P. L. Nolan und D. J. Thompson. *Phase-Resolved Studies of the High-Energy Gamma-Ray Emission from the Crab, Geminga, and Vela Pulsars*. *Astrophysical Journal*, 494:734–746, 1998.
- J. P. Finley et al. *The Granite III upgrade program of the Whipple Observatory*. In M. Simon, E. Lorenz und M. Pohl (Herausgeber), *Proc. of the 27th International Cosmic Ray Conference*, Band 7, Seiten 2827–2830, Hamburg, 2001.
- N. Fornengo, L. Pieri und S. Scopel. *Neutralino annihilation into γ -rays in the Milky Way and in external galaxies*. *Physical Review D*, 70:103529, 2004.
- G. Fossati et al. *A unifying view of the spectral energy distributions of blazars*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 299:433–448, 1998.
- A. Fraß et al. *Calibration of the sensitivity of imaging atmospheric Cherenkov telescopes using a reference light source*. *Astroparticle Physics*, 8:91–99, 1997.

- W. L. Freedman et al. *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*. *Astrophysical Journal*, 553:47–72, 2001.
- R. Fusco-Femiano et al. *Hard X-Ray Radiation in the Coma Cluster Spectrum*. *Astrophysical Journal*, 513:L21–L24, 1999.
- T. K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, Cambridge und New York, 1990.
- M. Georganopoulos, E. S. Perlman und D. Kazanas. *Is the Core of M 87 the Source of its TeV Emission? Implications for Unified Schemes*. *Astrophysical Journal*, 634:L33–L36, 2005.
- S. Gillessen et al. *Arcsecond Level Pointing of the H.E.S.S. Telescopes*. In T. Kajita et al. (Herausgeber), *Proc. of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Band 5 aus *Frontiers Science Series 41*, Seiten 2899–2902, Tsukuba, Japan, 2003.
- V. L. Ginzburg und S. I. Syrovatskii. *The Origin of Cosmic Rays*. Pergamon Press, New York, 1964.
- P. Giommi, P. Padovani und E. Perlman. *Detection of exceptional X-ray spectral variability in the TeV BL Lac 1ES 2344+514*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 317:743–749, 2000.
- N. Götting. *Monte-Carlo-Simulationen für Systeme großflächiger Cherenkov-Teleskope mit hochauflösenden Kameras*. Diplomarbeit, Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 1998.
- N. Götting et al. *A Partial Sky Survey for Point Sources of 20 TeV γ -Rays Using The HEGRA AIROBICC and Scintillator Arrays*. In D. Kieda, M. Salamon und B. Dingus (Herausgeber), *Proc. of the 26th International Cosmic Ray Conference*, Band 3, Seiten 414–417, Salt Lake City, USA, 1999.
- N. Götting et al. *Searches for TeV γ -Ray Emission with the HEGRA Cherenkov Telescopes*. In M. M. Shapiro, T. Stanev und J. P. Wefel (Herausgeber), *Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation*, Band 44 aus *NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry*, Seiten 203–217, Erice, Sizilien, 2000.
- N. Götting et al. *GRB 010222 – HEGRA GeV/TeV Observations*. GCN GRB Observation Report Nr. 1007, März 2001a.
(URL: <http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn/gcn3/1007.gcn3>).
- N. Götting et al. *Results of Low Redshift AGN Observations with the HEGRA IACT System and Detection of 1ES 1426+428*. Vortrag bei der 27th International Cosmic Ray Conference, Hamburg, 2001b.
(URL: http://www.desy.de/~goetting/hegra_icrc2001_talk.ps.gz).
- N. Götting et al. *Search for TeV γ -Ray Emission from Giant Radio Galaxies with the HEGRA Cherenkov Telescopes*. In F. A. Aharonian und H. J. Völk (Herausgeber), *High Energy Gamma-Ray Astronomy (International Symposium)*, Seiten 806–809, Heidelberg, 2001c.
- N. Götting et al. *Search for TeV γ -Ray Emission from Giant Radio Galaxies with the HEGRA Cherenkov Telescopes*. In M. Simon, E. Lorenz und M. Pohl (Herausgeber), *Proc. of the 27th International Cosmic Ray Conference*, Band 7, Seiten 2669–2672, Hamburg, 2001d.
- N. Götting et al. *Search for TeV γ -Ray Emission from Giant Radio Galaxies with the HEGRA Cherenkov Telescopes*. Poster-Präsentation bei der 27th International Cosmic Ray Conference, Hamburg, 2001e.
(URL: http://www.desy.de/~goetting/hegra_icrc2001_poster.ps.gz).
- N. Götting et al. *Beobachtung des Blazares 1ES 1959+650 mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen*. Vortrag bei der DPG-Frühjahrstagung, Leipzig, 2002a.
(URL: http://www.desy.de/~goetting/hegra_dpg2002_talk.ps.gz).
- N. Götting et al. *Detection of the Blazar 1ES 1959+650 at different flux levels with the HEGRA Cherenkov Telescopes*. Vortrag beim 18th European Cosmic Ray Symposium, Moskau, Rußland, 2002b.
(URL: http://www.desy.de/~goetting/hegra_ecrs2002_talk.ps.gz).
- N. Götting et al. *Is the giant radio galaxy M 87 a TeV gamma-ray emitter?* Poster-Präsentation beim XXIth Symposium on Relativistic Astrophysics, Florenz, Italien, 2002c.
(URL: http://www.desy.de/~goetting/hegra_florence2002_poster.ps.gz).
- N. Götting et al. *TeV Gamma-Ray Emission from the Blazar H 1426+428 and the Cosmic Infrared Background Radiation*. Poster-Präsentation beim 18th European Cosmic Ray Symposium, Moskau, Rußland, 2002d.
(URL: http://www.desy.de/~goetting/hegra_ecrs2002_poster.ps.gz).

- N. Götting et al. *The Giant Radio Galaxy M 87 as a TeV γ -Ray Emitter*. Vortrag bei der 28th International Cosmic Ray Conference, Tsukuba, Japan, 2003.
(URL: http://www.desy.de/~goetting/hegra_icrc2003_talk.ps.gz).
- N. Götting et al. *Recent results from HEGRA*. European Physical Journal C, 33, s1:s932–s934, 2004.
- J. Greiner. *GRBs with known redshifts*. Internetseiten des MPE, Garching, 2004.
(URL: <http://www.mpe.mpg.de/~jcj/grbrsh.html>).
- J. E. Grindlay et al. *Evidence for the Detection of Gamma Rays from Centaurus A at $E_\gamma \geq 3 \times 10^{11}$ eV*. Astrophysical Journal, 197:L9–L12, 1975.
- A. Groß et al. *Recent Results from the AMANDA-II neutrino telescope*. In *Proceedings of the XLth Rencontres de Moriond, Electroweak Session*, La Thuile, Italien, 2005. Vorabdruck: astro-ph/0505278.
- K Hagiwara et al. *Review of Particle Physics*. Physical Review D, 66:010001, 2002.
- A. K. Harding. *Gamma-Ray Pulsars: Models and Predictions*. In F. A. Aharonian und H. J. Völk (Herausgeber), *High Energy Gamma-Ray Astronomy (International Symposium)*, Seiten 115–126, Heidelberg, 2001.
- D. E. Harris et al. *Flaring X-Ray Emission from HST-1, a Knot in the M 87 Jet*. Astrophysical Journal, 586: L41–L44, 2003.
- D. E. Harris et al. *The Outburst of HST-1 in the M 87 Jet*. Astrophysical Journal, 640:211–218, 2006.
- R. C. Hartman et al. *The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*. Astrophysical Journal Supplement Series, 123:79–202, 1999.
- M. G. Hauser und E. Dwek. *The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 39:249–307, 2001.
- D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz und T. Thouw. *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*. Wissenschaftlicher Bericht FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998.
- W. Heitler. *Quantum theory of radiation*. International Series of Monographs in Physics. Oxford University Press, dritte Auflage, 1954.
- O. Helene. *Upper Limit of Peak Area*. Nuclear Instruments and Methods, 212:319–322, 1983.
- M. Hemberger. *Untersuchung der primären geladenen kosmischen Strahlung oberhalb 1 TeV mit den Methoden der abbildenden atmosphärischen Cherenkov-Technik*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1998.
- G. Hermann. *Entwicklung einer hochauflösenden Kamera für Abbildende Tscherenkov-Teleskope und Nachweis von TeV-Gamma-Strahlung aus Richtung des Krebsnebels*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996.
- M. Heß. *Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma-Strahlung von Supernova-Überresten*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1998.
- M. Heß et al. *The time structure of Cherenkov images generated by TeV γ -rays and by cosmic rays*. Astroparticle Physics, 11:363–377, 1999.
- V. F. Hess. *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*. Physikalische Zeitschrift, 13:1084–1091, 1912.
- A. M. Hillas. *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 22:425–444, 1984.
- A. M. Hillas. *Cherenkov Light Images of EAS produced by Primary Gamma Rays and by Nuclei*. In F. C. Jones, J. Adams und G. M. Mason (Herausgeber), 19th International Cosmic Ray Conference, Band 3, Seiten 445–448, La Jolla, USA, 1985.
- A. M. Hillas. *Differences between Gamma-Ray and Hadronic Showers*. Space Science Reviews, 75:17–30, 1996.
- W. Hofmann. *Intercalibration of Cherenkov telescopes in telescope arrays*. Astroparticle Physics, 20:1–3, 2003.
- W. Hofmann et al. *Comparison of techniques to reconstruct VHE gamma-ray showers from multiple stereoscopic Cherenkov images*. Astroparticle Physics, 12:135–143, 1999.

- W. Hofmann et al. *On the optimum spacing of stereoscopic imaging atmospheric Cherenkov telescopes*. *Astroparticle Physics*, 13:253–258, 2000a.
- W. Hofmann et al. *H.E.S.S. Highlights*. In B. Sripathi Acharya et al. (Herausgeber), *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Band 10, Seiten 97–114, Pune, Indien, 2005.
- W. Hofmann, H. Lampeitl, A. K. Konopelko und H. Krawczynski. *Improved energy resolution for VHE gamma ray astronomy with systems of Cherenkov telescopes*. *Astroparticle Physics*, 12:207–216, 2000b.
- J. Holder et al. *Detection of TeV Gamma Rays from the BL Lacertae Object 1ES 1959+650 with the Whipple 10 m Telescope*. *Astrophysical Journal*, 583:L9–L12, 2002.
- D. Horan et al. *Detection of the BL Lacertae Object H 1426+428 at TeV Gamma-Ray Energies*. *Astrophysical Journal*, 571:753–762, 2002.
- D. Horan et al. *Constraints on the Very High Energy Emission from BL Lacertae Objects*. *Astrophysical Journal*, 603:51–61, 2004.
- D. Horan und T. C. Weekes. *Extragalactic sources of TeV gamma rays: a summary*. *New Astronomy Reviews*, 48:527–535, 2004.
- D. Horns. *Suche nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen*. Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2000.
- D. Horns et al. *TeV observations of H1426+428 with HEGRA*. *New Astronomy Reviews*, 48:387–390, 2004.
- D. Horns und A. Konopelko. *HEGRA detects TeV flare from 1ES 1959+650*. *The Astronomer's Telegram* Nr. 96, Mai 2002.
(URL: <http://www.astronomerstelegram.org/?read=96>).
- K. Hurley et al. *Detection of a γ -ray burst of very long duration and very high energy*. *Nature*, 372:652–654, 1994.
- C. Itoh et al. *Detection of diffuse TeV gamma-ray emission from the nearby starburst galaxy NGC 253*. *Astronomy and Astrophysics*, 396:L1–L4, 2002.
- G. H. Jacoby, R. Ciardullo und H. C. Ford. *Planetary Nebulae as Standard Candles. V. The Distance to the Virgo Cluster*. *Astrophysical Journal*, 356:332–349, 1990.
- B. J. Jaramillo und R. Holdaway (Herausgeber). *The Astronomical Almanac for the Year 2003*. U.S. Government Printing Office & The Stationery Office (UK), Washington, London, 2001.
- J. V. Jelley. *Cherenkov Radiation and its applications*. Pergamon Press, London, 1958.
- W. Junor, J. A. Biretta und M. Livio. *Formation of the radio jet in M 87 at 100 Schwarzschild radii from the central black hole*. *Nature*, 401:891–892, 1999.
- A. Karle et al. *Design and performance of the angle integrating Čerenkov array AIROBICC*. *Astroparticle Physics*, 3:321–347, 1995.
- B. Khélifi. *Recherche de sources gamma par une méthode de Maximum de Vraisemblance: Application aux AGN et aux sources galactiques suivies par le télescope CAT*. Dissertation, U.F.R. de Sciences, Université de Caen / Basse-Normandie, 2002.
- R. W. Klebesadel, I. B. Strong und R. A. Olson. *Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin*. *Astrophysical Journal*, 182:L85–L88, 1973.
- U. Klein. *The Large-Scale Structure of Virgo A*, Band 530 aus *Lecture Notes in Physics*, Seiten 56–65. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1999.
- A. K. Konopelko et al. *Detection of gamma rays above 1 TeV from the Crab Nebula by the second HEGRA imaging atmospheric Cherenkov telescope at La Palma*. *Astroparticle Physics*, 4:199–215, 1996.
- A. K. Konopelko et al. *Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Čerenkov telescopes: Monte Carlo simulations and observations*. *Astroparticle Physics*, 10:275–289, 1999.
- D. Kranich et al. *TeV γ -ray observations of the Crab and Mkn 501 during moonshine and twilight*. *Astroparticle Physics*, 12:65–74, 1999.

- D. Kranich et al. *TeV Observation of BL Lac Objects*. In L. O. Takalo und E. Valtaoja (Herausgeber), *High Energy Blazar Astronomy*, Band 299 aus *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Seiten 3–12, Turku, Finnland, 2003.
- H. Krawczynski. *TeV blazars – observations and models*. *New Astronomy Reviews*, 48:367–373, 2004.
- H. Krawczynski et al. *An optimized method for the reconstruction of the direction of air showers for scintillator arrays*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 383:431–440, 1996.
- H. Krawczynski et al. *Multiwavelength Observations of Strong Flares from the TeV Blazar 1ES 1959+650*. *Astrophysical Journal*, 601:151–164, 2004.
- H. Landt. *The Classification of Blazars*. Dissertation, Fachbereich Physik, Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, 2003.
- S. Le Bohec et al. *A new analysis method for very high definition Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes as applied to the CAT telescope*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 416:425–437, 1998.
- S. Le Bohec et al. *Observation of M 87 at 400 GeV with the Whipple 10 Meter Telescope*. *Astrophysical Journal*, 610:156–160, 2004.
- S. Le Bohec et al. *Deployment of the VERITAS observatory*. In *Physics at the End of the Galactic Cosmic Ray Spectrum*, Aspen, Colorado, USA, 2005.
- M. Lemoine-Goumard, B. Degrangé und M. Tluczykont. *Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with a stereoscopic system of atmospheric Cherenkov telescopes*. *Astroparticle Physics*, 25:195–211, 2006.
- R. W. Lessard, J. H. Buckley, V. Connaughton und S. Le Bohec. *A new analysis method for reconstructing the arrival direction of TeV gamma rays using a single imaging atmospheric Cherenkov telescope*. *Astroparticle Physics*, 15:1–18, 2001.
- A. M. Levine et al. *First Results from the All-Sky Monitor on the Rossi X-Ray Timing Explorer*. *Astrophysical Journal*, 469:L33–L36, 1996.
- T.-P. Li und Y.-Q. Ma. *Analysis Methods for Results in Gamma-Ray Astronomy*. *Astrophysical Journal*, 272:317–324, 1983.
- M. S. Longair. *High energy astrophysics*, Band 1. University Press, Cambridge, 1992.
- M. S. Longair. *High energy astrophysics*, Band 2. University Press, Cambridge, 1994.
- F. Macchetto et al. *The Supermassive Black Hole of M 87 and the Kinematics of its Associated Gaseous Disk*. *Astrophysical Journal*, 489:579–600, 1997.
- K. Mannheim. *The proton blazar*. *Astronomy and Astrophysics*, 269:67–76, 1993.
- P. Mantsch et al. *The Pierre Auger Observatory – Progress and First Results*. In B. Sripathi Acharya et al. (Herausgeber), *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Band 10, Seiten 115–124, Pune, Indien, 2005.
- D. Mazin. *Einschränkung des Energiedichte des extragalaktischen Hintergrundlichtes mit Hilfe der gemessenen TeV- γ -Strahlung*. Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2003.
- C. A. Meegan et al. *Spatial distribution of γ -ray bursts observed by BATSE*. *Nature*, 355:143–145, 1992.
- F. Miniati. *Numerical modelling of gamma radiation from galaxy clusters*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342:1009–1020, 2003.
- R. Mirzoyan et al. *The first telescope of the HEGRA air Cherenkov imaging telescope array*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics A*, 351:513–526, 1994.
- R. Mirzoyan et al. *Status Report on the 17m Diameter MAGIC Telescope Project*. In B. Sripathi Acharya et al. (Herausgeber), *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Band 4, Seiten 23–26, Pune, Indien, 2005.
- R. Mirzoyan und E. Lorenz. *Measurement of the Night Sky Light Background at La Palma*. Technischer Report MPI-PhE/94-35, Max-Planck-Institut für Physik, München, 1994.

- A. Mücke, R. J. Protheroe, R. Engel, J. P. Rachen und T. Stanev. *BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model*. *Astroparticle Physics*, 18:593–613, 2003.
- P. Murdin. *Geology and meteorology of Saharan dust*. La Palma Technical Notes Nr. 41, Royal Greenwich Observatory / Isaac Newton Group of Telescopes, La Palma, kanarische Inseln, 1986.
(URL: http://redservices.ing.iac.es:8080/Astronomy/observing/manuals/ps/tech_notes/tn041.pdf).
- M. Nagano und A. A. Watson. *Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays*. *Reviews of Modern Physics*, 72:689–732, 2000.
- R. J. Nemiroff und J. B. Rafert. *Towards a Continuous Record of the Sky*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111:886–897, 1999.
- Y. I. Neshpor et al. *Blazar 3C 66A: Another Extragalactic Source of Ultra-High-Energy Gamma-Ray Photons*. *Astronomy Letters*, 24, Nr. 2:134–138, 1998.
- Y. I. Neshpor et al. *BL Lac: A New Ultrahigh-Energy Gamma-Ray Source*. *Astronomy Reports*, 45, Nr. 4: 249–254, 2001.
- T. Nishiyama et al. *Detection of a new TeV gamma-ray source of BL Lac object 1ES 1959+650*. In D. Kieda, M. Salamon und B. Dingus (Herausgeber), *Proc. of the 26th International Cosmic Ray Conference*, Band 3, Seiten 370–373, Salt Lake City, USA, 1999.
- J. B. Oke. *Faint Spectrophotometric Standard Stars*. *Astronomical Journal*, 99:1621–1631, 1990.
- A. V. Olinto. *Rapporteur talk for Ultra High Energy Cosmic Rays (HE 1.3, 1.4, 1.5): Messengers of the Extreme Universe*. In T. Kajita et al. (Herausgeber), *Proc. of the 28th International Cosmic Ray Conference (Invited, Rapporteur, and Highlight Papers)*, Band 43 aus *Frontiers Science Series*, Seiten 299–319, Tsukuba, Japan, 2004.
- R. A. Ong. *Very high-energy gamma-ray astronomy*. *Physics Reports*, 305:93–202, 1998.
- S. Oser et al. *High-Energy Gamma-Ray Observations of the Crab Nebula and Pulsar with the Solar Tower Atmospheric Cerenkov Effect Experiment*. *Astrophysical Journal*, 547:949–958, 2001.
- F. N. Owen, J. A. Eilek und N. E. Kassim. *M 87 at 90 Centimeters: A Different Picture*. *Astrophysical Journal*, 543:611–619, 2000.
- F. N. Owen et al. *Extended Extragalactic Radio Emission*. In A. Pramesh Rao, G. Swarup und Gopal-Krishna (Herausgeber), *The Universe at Low Radio Frequencies*, Band 199 aus *IAU Symposium Proceedings*, Seiten 171–178, Pune, Indien, 2002. Vorabdruck: astro-ph/0006152.
- L. Padilla et al. *Search for gamma-ray bursts above 20 TeV with the HEGRA AIROBICC Cherenkov array*. *Astronomy and Astrophysics*, 337:43–50, 1998.
- D. H. Perkins. *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley-Verlag, Bonn, München, Reading, 1991.
- J. S. Perkins et al. *TeV Gamma-Ray Observations of the Perseus and Abell 2029 Galaxy Clusters*. *Astrophysical Journal*, 644:148–154, 2006.
- E. S. Perlman et al. *Deep 10 Micron Imaging of M 87*. *Astrophysical Journal*, 561:L51–L54, 2001.
- E. S. Perlman et al. *Month-Timescale Optical Variability in the M 87 Jet*. *Astrophysical Journal*, 599:L65–L68, 2003.
- C. Pfrommer und T. A. Enßlin. *Probing the cosmic ray population of the giant elliptical galaxy M 87 with observed TeV γ -rays*. *Astronomy and Astrophysics*, 407:L73–L77, 2003.
- C. Pfrommer und T. A. Enßlin. *Constraining the population of cosmic ray protons in cooling flow clusters with γ -ray and radio observations: Are radio mini-halos of hadronic origin?* *Astronomy and Astrophysics*, 413: 17–36, 2004.
- E. Pian et al. *BeppoSAX Observations of Unprecedented Synchrotron Activity in the BL Lacertae Object Markarian 501*. *Astrophysical Journal*, 492:L17–L20, 1998.
- T. Piran. *Gamma-ray bursts – a puzzle being resolved*. *Physics Reports*, 333-334:529–553, 2000.
- M. Pohl. *Gamma ray astronomy*. In R. Schlickeiser (Herausgeber), *Proc. of the 27th International Cosmic Ray Conference*, Band *Invited, Rapporteur, and Highlight papers*, Seiten 147–161, Hamburg, 2001.

- M. Pohl. *Einführung in die Hochenergieastrophysik*. Berichte aus der Physik. Shaker-Verlag, Aachen, 2002.
- M. Pohl und R. Schlickeiser. *On the conversion of blast wave energy into radiation in active galactic nuclei and gamma-ray bursts*. *Astronomy and Astrophysics*, 354:395–410, 2000.
- J. Prah. *A fast unbinned test on event clustering in Poisson processes*, 1999a. In Vorbereitung. Vorabdruck: astro-ph/9909399.
- J. Prah. *Suche nach kosmischen γ -Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern*. Disputationsvortrag, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Juni 1999b.
- J. Prah. *Suche nach kosmischen γ -Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern*. Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1999c.
- J.R. Primack et al. *Probing Galaxy Formation with High Energy Gamma-Rays*. In F.A. Aharonian und H. J. Völk (Herausgeber), *High Energy Gamma-Ray Astronomy (International Symposium)*, Seiten 463–478, Heidelberg, 2001.
- R. J. Protheroe, A.-C. Donea und A. Reimer. *TeV γ -rays and cosmic rays from the nucleus of M 87, a misaligned BL Lac object*. *Astroparticle Physics*, 19:559–568, 2003.
- R. J. Protheroe und H. Meyer. *An infrared background - TeV gamma-ray crisis?* *Physics Letters B*, 493:1–6, 2000.
- G. Pühlhofer. *Aufbau der Steuerung für das Cherenkov-Teleskop 3 des HEGRA-Teleskop-Systems*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996.
- G. Pühlhofer. *TeV- γ -Emission des Supernova-Überrestes Cassiopeia A: Erster Nachweis mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2001.
- G. Pühlhofer et al. *Locating TeV γ -ray sources with sub-arcminute precision: the pointing calibration of the HEGRA system of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes*. *Astroparticle Physics*, 8:101–108, 1997.
- G. Pühlhofer et al. *Scans of the TeV Gamma-Ray Sky with the HEGRA System of Cherenkov Telescopes*. In T. Kajita et al. (Herausgeber), *Proc. of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Band 4 aus *Frontiers Science Series 41*, Seiten 2319–2322, Tsukuba, Japan, 2003a.
- G. Pühlhofer et al. *The technical performance of the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes*. *Astroparticle Physics*, 20:267–291, 2003b.
- M. Punch et al. *Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421*. *Nature*, 358:477–478, 1992.
- M. J. Rees. *Dark Matter: Introduction*. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 361:2427–2434, 2003.
- A. Reimer, M. Böttcher und S. Postnikov. *Neutrino Emission in the Hadronic Synchrotron Mirror Model: The “Orphan” TeV Flare from 1ES 1959+650*. *Astrophysical Journal*, 630:186–190, 2005.
- A. Reimer, R. J. Protheroe und A.-C. Donea. *M 87 as a misaligned synchrotron-proton blazar*. *Astronomy and Astrophysics*, 419:89–98, 2004.
- O. Reimer, M. Pohl, P. Sreekumar und J. R. Mattox. *EGRET Upper Limits on the High-Energy Gamma-Ray Emission of Galaxy Clusters*. *Astrophysical Journal*, 588:155–164, 2003.
- R. Remillard, H. G. Börst und N. Göting. *High Energy Outburst in BL Lac object Mkn 421*. *The Astronomer’s Telegram* Nr. 65, Januar 2001.
(URL: <http://www.astronomerstelegram.org/?read=65>).
- R. A. Remillard et al. *Two X-Ray Selected BL Lacertae Objects Observed with the HEAO 1 Scanning Modulation Collimator*. *Astrophysical Journal*, 345:140–147, 1989.
- Y. Rephaeli et al. *Rossi X-Ray Timing Explorer Observations of the Coma Cluster*. *Astrophysical Journal*, 511:L21–L24, 1999.
- E. Resconi et al. *High energy neutrinos as cosmic messengers: AMANDA & IceCube*. Vortrag bei der *Aspen Winter Conference: The Highest Energy Physics*, Aspen, USA, 2005.
(URL: <http://conferences.fnal.gov/aspen05/talks/resconi.pdf>).

- W. Rhode et al. *Design and performance of the lead-concrete geiger tower array within the HEGRA experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 378:399–409, 1996.
- J. Ripken. *Untersuchungen zur Rekonstruktion der Richtung photoninduzierter Luftschauer mit dem stereoskopischen System abbildender Cherenkovteleskope des HEGRA-Experimentes*. Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2002.
- J. Ripken et al. *Dark matter annihilation as possible origin of the very high energy γ -radiation from the Galactic center measured by H.E.S.S.* In B. Sripathi Acharya et al. (Herausgeber), *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Band 4, Seiten 151–154, Pune, Indien, 2005.
- J. Robrade. *Beobachtungen des Blazares 1ES1959+650 in verschiedenen Energiebereichen mit HEGRA und RXTE*. Diplomarbeit, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2001a.
- J. Robrade. *HEGRA observations of the Blazar 1ES1959+650*. HEGRA-interner Bericht, 2001b.
- A. Röhring. *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 Luftschauer mit dem HEGRA-Experiment*. Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2000.
- G. P. Rowell. *A new template background estimate for source searching in TeV γ -ray astronomy*. Astronomy and Astrophysics, 410:389–396, 2003.
- G. P. Rowell. *Ground-Based Gamma-Ray Detection of High Energy Galactic Sources: An Update*. In F. Camilo und B. M. Gaensler (Herausgeber), *Young Neutron Stars and Their Environments*, Band 218 aus *IAU Symposium Proceedings*, Seiten 407–414, Sydney, 2004. Vorabdruck: astro-ph/0311483.
- R. M. Sambruna et al. *Correlated Intense X-Ray and TeV Activity of Markarian 501 in 1998 June*. Astrophysical Journal, 538:127–133, 2000.
- M. Samorski und W. Stamm. *Detection of 2×10^{15} to 2×10^{16} eV Gamma-Rays from Cygnus X-3*. Astrophysical Journal, 268:L17–L21, 1983.
- C. Sauty, K. Tsinganos und E. Trussoni. *Jet Formation and Collimation*, Band 589 aus *Lecture Notes in Physics*, Seiten 41–70. Springer-Verlag, Heidelberg, 2002.
- R. Scarpa et al. *The Hubble Space Telescope Survey of BL Lacertae Objects. I. Surface Brightness Profiles, Magnitudes, and Radii of Host Galaxies*. Astrophysical Journal, 532:740–815, 2000.
- J. Schachter et al. *Ten New BL Lacertae Objects Discovered by an Efficient X-Ray/Radio/Optical Technique*. Astrophysical Journal, 412:541–549, 1993.
- S. Schindler, B. Binggeli und H. Böhringer. *Morphology of the Virgo cluster: Gas versus galaxies*. Astronomy and Astrophysics, 343:420–438, 1999.
- B. Schiricke. *Suche nach TeV- γ -Emission von galaktischen Objekten mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen*. Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 2002.
- R. Schlickeiser. *Cosmic Ray Astrophysics*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2002.
- D. Schmele. *Himmelsdurchmusterung mit dem HEGRA-Szintillatorfeld*. Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1998.
- M. Schroedter et al. *A Very High Energy Gamma-Ray Spectrum of 1ES 2344+514*. Astrophysical Journal, 634: 947–954, 2005.
- I. Sevilla, J. A. Barrio und V. Fonseca. *CCD aided steering for an atmospheric Cherenkov telescope*. Astroparticle Physics, 19:495–511, 2003.
- P. Sokolsky. *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Band 76 aus *Frontiers in Physics*. Addison-Wesley-Verlag, New York, 1989.
- W. B. Sparks, D. Fraix-Burnet, F. Macchetto und F. N. Owen. *A counterjet in the elliptical galaxy M 87*. Nature, 355:804–806, 1992.
- L. Stawarz, A. Siemiginowska, M. Ostrowski und M. Sikora. *On the Magnetic Field in the Kiloparsec-Scale Jet of Radio Galaxy M 87*. Astrophysical Journal, 626:120–127, 2005.

- L. Stawarz, M. Sikora und M. Ostrowski. *High-Energy Gamma Rays from FRI Jets*. *Astrophysical Journal*, 597:186–201, 2003.
- F. W. Stecker, O. C. de Jager und M. H. Salamon. *Predicted Extragalactic TeV Gamma-Ray Sources*. *Astrophysical Journal*, 473:L75–L78, 1996.
- G. Tagliaferri et al. *Wide band X-ray and optical observations of the BL Lac object 1ES 1959+650 in high state*. *Astronomy and Astrophysics*, 412:711–720, 2003.
- F. Tavecchio. *Extragalactic jets: the high energy view*. In M. Novello, S. Perez-Bergliaffa und R. Ruffini (Herausgeber), *Proceedings of the Tenth Marcel Grossmann Meeting on General Relativity*, Rio de Janeiro, 2004. Vorabdruck: astro-ph/0401590.
- M. Teshima et al. *EUSO (The Extreme Universe Space Observatory) – Scientific Objectives*. In T. Kajita et al. (Herausgeber), *Proc. of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Band 2 aus *Frontiers Science Series 41*, Seiten 1069–1072, Tsukuba, Japan, 2003.
- D. J. Thompson et al. *Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory*. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 86:629–656, 1993.
- S. J. Tingay et al. *The Subparsec-Scale Structure and Evolution of Centaurus A: The Nearest Active Radio Galaxy*. *Astronomical Journal*, 115:960–974, 1998.
- N. Tonello et al. *Study of the VHE Gamma Ray Emission from the AGN 1ES1959+650 with the HEGRA Cherenkov Telescope CT1*. In T. Kajita et al. (Herausgeber), *Proc. of the 28th International Cosmic Ray Conference*, Band 5 aus *Frontiers Science Series 41*, Seiten 2615–2618, Tsukuba, Japan, 2003.
- Z. I. Tsvetanov et al. *M 87: A Misaligned BL Lacertae Object?* *Astrophysical Journal*, 493:L83–L86, 1998.
- M. Ulrich. *Eine neue Bildanalysemethode für Abbildende Atmosphärische Cherenkov-Teleskope und die zwei-dimensionale Richtungsrekonstruktion von TeV-Photonen des Krebs-Nebels*. Dissertation, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996.
- A. Unsöld und B. Baschek. *Der neue Kosmos*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, sechste Auflage, 1999.
- C. M. Urry. *AGN Unification: An Update*. In G. T. Richards und P. B. Hall (Herausgeber), *AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, Band 311 aus *ASP Conference Series*, Seite 49, Princeton, New Jersey, USA, 2004.
- C. M. Urry und P. Padovani. *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:803–845, 1995.
- H. J. Völk. *High Energy Gamma-Ray Astronomy*. In *Proceedings of the Eighth International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 2003)*, University of Washington, Seattle, USA, 2004a. Vorabdruck: astro-ph/0401122.
- H. J. Völk. *TeV Gamma-Ray Observations and the Origin of Cosmic Rays: III*. In T. Kajita et al. (Herausgeber), *Proc. of the 28th International Cosmic Ray Conference (Invited, Rapporteur, and Highlight Papers)*, Band 43 aus *Frontiers Science Series*, Seiten 29–48, Tsukuba, Japan, 2004b.
- H. J. Völk, F. A. Aharonian und D. Breitschwerdt. *The Nonthermal Energy Content and Gamma Ray Emission of Starburst Galaxies and Clusters of Galaxies*. *Space Science Reviews*, 75:279–297, 1996.
- S. Vorobiov et al. Vortrag beim 18th *European Cosmic Ray Symposium*, Moskau, Rußland, 2002.
- T. C. Weekes. *VHE Astronomy before the New Millennium*. In B. L. Dingus, M. H. Salamon und D. B. Kieda (Herausgeber), *GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop*, Band 515 aus *AIP Conference Proceedings*, Seiten 3–15, Snowbird, Utah, USA, 2000.
- T. C. Weekes et al. *A Search for Discrete Sources of Cosmic Gamma Rays of Energy 10^{11} - 10^{12} eV*. *Astrophysical Journal*, 174:165–179, 1972.
- T. C. Weekes et al. *Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cerenkov Imaging Technique*. *Astrophysical Journal*, 342:379–395, 1989.
- M. Widenius und D. Axmark. *MySQL Reference Manual*. O'Reilly & Associates Inc., Sebastopol, USA, 2002.
- A. S. Wilson und Y. Yang. *Chandra X-Ray Imaging and Spectroscopy of the M 87 Jet and Nucleus*. *Astrophysical Journal*, 568:133–140, 2002.

- K. S. Wood et al. *The HEAO A-1 X-Ray Source Catalog*. Astrophysical Journal Supplement Series, 56:507–649, 1984.
- X.-B. Wu, F. K. Liu und T. Z. Zhang. *Supermassive black hole masses of AGNs with elliptical hosts*. Astronomy and Astrophysics, 389:742–751, 2002.
- F. Zwicky. *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*. Astrophysical Journal, 85:217–246, 1937.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Götz Heinzelmann sehr herzlich für die Förderung, die vertrauensvolle Geduld und die regelmäßigen astrophysikalischen Diskussionen während der Erstellung dieser Arbeit danken. Das sympathische, produktive Klima in der Hamburger Arbeitsgruppe, die häufigen Möglichkeiten zur Teilnahme an interessanten Konferenzen und Fortbildungen sowie die regelmäßigen, spannenden Aufenthalte unter dem an willkommenen Lichtblicken reichen Himmel auf der Insel La Palma bieten dabei wohl die Wunschkonstellation jedes engagierten Experimentalphysikers.

Ein herzliches Dankeschön gebührt Dr. Dieter Horns für die erfolgreiche gemeinsame Arbeit beim Betrieb des HEGRA-Teleskopsystemes in seinen letzten ereignisreichen Jahren sowie bei der Umschiffung der vielen kleinen und größeren „Klippen“ bei der Datenanalyse, bei der auch die spätere räumliche Distanz zwischen Hamburg und Heidelberg nie weiter als eine Flurbreite war.

Dr. Jürgen Prahl danke ich für die ausgezeichnete Zusammenarbeit hinter den hohen Papierstapeln sowie für die Einweisung in die Datenauswertung der Himmelsdurchmusterung mit den HEGRA-Detektorfeldern.

Dr. Henric Krawczynski sei herzlich für die Überlassung des Analyseprogrammes sowie für zahlreiche wertvolle Diskussionen und die gemeinsame Arbeit an der Veröffentlichung über die 1ES 1959+650-*Multi-Wavelength*-Kampagne gedankt.

Mein Dank für die überaus angenehme Zusammenarbeit gilt außerdem allen Mitgliedern der Hamburger HEGRA- und H.E.S.S.-Arbeitsgruppe. Besonders danken möchte ich Matthias Beilicke, René Cornils, Martin Raue und Joachim Ripken für die intensive und kritische Prüfung des Manuskriptes.

Ein herzliches Dankeschön gebührt ferner allen Mitgliedern der HEGRA-Kollaboration, für deren Nennung der Platz an dieser Stelle nicht ausreicht. Stellvertretend für alle anderen sei hier Heinz-Georg Börst für die vielen spannenden Stunden bei der Jagd nach *Gamma-Ray Bursts* und für manche knifflige Detektivarbeit auf der Suche nach der Lösung technischer Probleme gedankt.

Herrn Dr. Dieter Engels von der Hamburger Sternwarte danke ich für die fachkundige Hilfe bei der Organisation und für die professionelle Auswertung der H 1426+428-Rotverschiebungsmessung auf dem Calar Alto.

Mein ganz besonderer Dank gilt Inez, Felix und Julius Götting, die mich während der langen Zeit mit dem HEGRA-Projekt geteilt haben. Ihre Liebe, Ansporn und Unterstützung haben dafür gesorgt, daß diese Arbeit nach allen Höhen und Tiefen schließlich das Licht der Welt erblicken konnte.

Diese Arbeit wurde durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung unter der Projektnummer BMBF 05 AG9GU1/7 gefördert.