INAUGURAL - DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Gerd Pühlhofer
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 23.5.2001

TeV-γ-Emission des Supernova-Überrestes Cassiopeia A: Erster Nachweis mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann

Priv. Doz. Dr. Stefan Wagner

TeV-γ-Emission des Supernova-Überrestes Cassiopeia A:
Erster Nachweis mit dem HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System

Mit dem stereoskopischen Cherenkov-Teleskop-System der HEGRA-Kollaboration wurde erstmalig TeV-γ-Emission des Supernova-Überrestes Cassiopeia A nachgewiesen. Die Beobachtungen wurden in den Sommermonaten der Jahre 1997 bis 1999 mit einer Beobachtungszeit von 232 Stunden durchgeführt. Das Signal hat eine statistische Signifikanz von $5\,\sigma$, der Fluß von Cassiopeia A oberhalb von 1 TeV wurde zu $(5.8 \pm 1.2_{\rm stat} \pm 1.2_{\rm syst}) \times 10^{-9}{\rm ph\,m^{-2}s^{-1}}$ bestimmt. Dies entspricht einem Fluß von 3% des Krebsnebels und ist der niedrigste, der bisher in der TeV-γ-Astronomie nachgewiesen wurde. Der Schwerpunkt der TeV-γ-Emission wurde in absoluten Himmelskoordinaten mit einem Fehler von $\pm 1\overset{\prime}{.}1_{\rm stat} \pm 0\overset{\prime}{.}6_{\rm syst}$ gemessen und stimmt mit der Position von Cassiopeia A in anderen Wellenlängenbereichen gut überein. Das Energiespektrum ist konsistent mit einem Potenzgesetz der Form $\mathrm{d}F/\mathrm{d}E \propto E^{\alpha}$, der differentielle spektrale Index beträgt $\alpha = -2.45 \pm 0.4_{\rm stat} \pm 0.1_{\rm syst}$ zwischen 1 und 10 TeV.

Der Nachweis der TeV-γ-Emission zeigt, daß der schalenförmige Supernova-Überrest Cassiopeia A Teilchen auf TeV-Energien beschleunigt hat. Für die weitere Interpretation wird der gemessene Fluß und insbesondere die Form des Energiespektrums mit aktuellen Modellen verglichen, die die TeV-γ-Emission verschiedener Teilchenpopulationen von Cassiopeia A – einerseits Hadronen, andererseits Leptonen – untersuchen. Momentan ist es allerdings nicht möglich, eindeutig darauf zu schließen, von welcher der beiden Teilchensorten die gemessene Emission herrührt.

TeV γ-ray emission from the supernova remnant Cassiopeia A:
First detection with the HEGRA Cherenkov Telescope System

TeV γ-ray emission from the Supernova remnant Cassiopeia A was detected for the first time. The observations were made using the HEGRA stereoscopic system of imaging atmospheric Cherenkov telescopes. 232 hours of observation time were accumulated during the summer months from 1997 to 1999. The detection has a statistical significance of $5\,\sigma$. A flux of $(5.8 \pm 1.2_{\rm stat} \pm 1.2_{\rm syst}) \times 10^{-9}{\rm ph\,m^{-2}s^{-1}}$ above 1 TeV was measured for Cassiopeia A. This corresponds to 3% of the Crab Nebula flux, and is the lowest flux detected in TeV γ-ray astronomy so far. The center of the TeV γ-ray emission was determined in celestial coordinates with an accuracy of $\pm 1\overset{\prime}{.}1_{\rm stat} \pm 0\overset{\prime}{.}6_{\rm syst}$; it agrees well with the position observed in other wavebands. The spectral distribution is consistent with a power law $\mathrm{d}F/\mathrm{d}E \propto E^{\alpha}$ with a differential spectral index of $\alpha = -2.45 \pm 0.4_{\rm stat} \pm 0.1_{\rm syst}$ between 1 and 10 TeV.

The detection of TeV γ-rays indicates that the shell-type supernova remnant Cassiopeia A is a site of particle acceleration to multi-TeV energies. For further interpretation, the flux and especially the shape of the energy spectrum is compared to current models which examine the TeV γ-ray emission of different particles, either nucleons or electrons. However, the assignment of the TeV γ-ray emission to one of the particle populations is currently not unambiguously possible.

Inhaltsverzeichnis

„There is a theory which states that if ever anyone discovers exactly what the Universe is for and why it is here, it will instantly disappear and be replaced by something even more bizarre and inexplicable.”

„There is another which states that this has already happened."

Viel zitierte, aber immer wieder lesenswerte Spruchfolge aus „The restaurant at the end of the Universe", 2. Band der Romanfolge „The hitchhikers guide to the galaxy" von Douglas Adams

Einleitung

Zum Glück besteht nach heutigem Verständnis die Aufgabe der Astronomie bzw. Astrophysik darin, die Vorgänge im Kosmos zu beobachten, zu beschreiben und ihre Zusammenhänge so weit wie möglich zu begreifen. Das Wozu und Warum des Universums begleitet uns dabei natürlich ständig, ist aber nicht Gegenstand unserer Arbeit.

Die kosmische Strahlung mit ihren bis in den Bereich von 10^{20} eV reichenden Teilchenenergien ist ein interessantes Phänomen, dessen Ursprung noch nicht geklärt ist. Man vermutet, daß der gesamte Energieinhalt dieser nicht-thermischen Teilchenkomponente etwa der kinetischen Energie der thermischen Materie im Universum entspricht, wenn man von der kosmologischen Expansion und der sogenannten Dunklen Materie absieht. Als Ursache für diese Teilchenstrahlung werden kollektive Prozesse angesehen, wie sie vor allem in Schockfronten vorkommen. Charakteristisch sind Energiespektren, die einem Potenzgesetz folgen, dies häufig über viele Dekaden.

Schockfronten, die geladene Teilchen auf entsprechend hohe Energien beschleunigen können, entstehen beispielsweise nach einer Supernova-Explosion. Eine der vielen fundamentalen Fragen der Astrophysik ist die Untersuchung der Hypothese, daß Supernova-Überreste dominant für die kosmische Teilchenstrahlung bis zu etwa 10^{15} eV verantwortlich sind. In diesem Kontext bewegt sich auch die vorliegende Arbeit.

In den Kernen Aktiver Galaxien sind ähnliche Vorgänge denkbar. Vermutlich entstehen Schockfronten in dem Teilchenstrom, der durch das zentrale schwarze Loch beschleunigt wird. Man nimmt an, daß Teilchen hier bis zu den höchsten beobachteten Energien beschleunigt werden können.

Die Gamma-Astronomie basiert auf der Beobachtung der Gamma-Quanten, die in solchen Szenarien immer im Zusammenhang mit geladenen Teilchen entstehen. Ihr Vorteil liegt darin, daß man wie im visuellen, Infrarot-, Radio- und Röntgenbereich abbildende Astronomie betreiben kann. Ziel ist es, die Beschleuniger der hochenergetischen Teilchenstrahlung zu lokalisieren und die Verteilung der Quellen wie der Teilchen in- und außerhalb unserer Galaxie zu untersuchen. Die primären Hadronen und Elektronen selbst tragen hingegen, zumindest unterhalb von 10^{18} eV, wegen ihrer Ablenkung in (inter-)galaktischen

Magnetfeldern keine Richtungsinformation mehr und erreichen die Erde praktisch isotrop.

Traditionell halten Satelliten-Experimente mit einem Empfindlichkeitsbereich von MeV- bis GeV-Energien den Begriff der Gamma-Astronomie besetzt; bekanntestes Beispiel ist der EGRET-Detektor auf dem Compton Gamma Ray Observatory. Die bodengestützten Experimente, unter ihnen die Cherenkov-Teleskope mit Energieschwellen von zur Zeit etwa 300 GeV aufwärts, laufen unter den Bezeichnungen TeV-γ-Astronomie oder VHE (Very High Energy)-Astronomie. Weltweit sind momentan vier größere Experimente (Whipple, CAT, HEGRA, CANGAROO) mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen in Betrieb. Die Zahl der mit dieser Nachweistechnik insgesamt positiv detektierten Objekte beläuft sich auf etwa zehn, wobei bisher allerdings nur drei Quellen von mehr als einem Experiment nachgewiesen und damit unabhängig bestätigt werden konnten.

Trotz der geringen Zahl an nachgewiesenen Quellen können mit Hilfe von Modellen eine ganze Reihe von astrophysikalischen Fragestellungen angegangen werden. Auch die Nicht-Detektion der TeV-Emission von Quellkandidaten liefert den Theorien relevante Informationen. Der Wert dieser Flußobergrenzen wird naturgemäß höher eingeschätzt, wenn mit demselben Experiment andere Quellen erfolgreich nachgewiesen und studiert werden konnten. Darüberhinaus wird auch versucht, über die mögliche Absorption von TeV-γ-Quanten aus bekannten extragalaktischen Quellen an niederenergetischen Photonen die Dichte der Infrarot-Photonen im intergalaktischen Raum zu bestimmen. Da diese Photonen die Entstehungsgeschichte der Galaxien widerspiegeln, kommen somit auch kosmologische Fragestellungen in den Blickpunkt.

Die HEGRA-Kollaboration[1] betreibt auf dem Roque de los Muchachos der kanarischen Insel La Palma, auf dem Gelände des Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), ein System aus abbildenden Cherenkov-Teleskopen. Solche Teleskope können Luftschauer registrieren, die durch kosmische γ-Quanten oder Hadronen mit TeV-Energien in den oberen Schichten der Atmosphäre ausgelöst werden. Das von den Schauerteilchen emittierte Cherenkov-Licht wird genutzt, um den Luftschauer zu rekonstruieren, und so Richtung, Energie und Art des primären Teilchens zu bestimmen.

In seiner jetzigen Konfiguration besteht das HEGRA-Teleskopsystem aus einem Einzelteleskop mit einem $10\,\mathrm{m}^2$-Reflektor und einem System von fünf in Koinzidenz arbeitenden identischen Teleskopen mit jeweils einem $8.5\,\mathrm{m}^2$-Reflektor. Das Koinzidenz-System ist bisher das einzige seiner Art weltweit. Die Namen HEGRA-Teleskop-System, HEGRA-Stereo-System etc. beziehen sich üblicherweise auf das Koinzidenz-System; das Einzelteleskop wird mit einem weitgehend unabhängigen Beobachtungsprogramm betrieben. Die

[1] **H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy, bestehend aus Gruppen der folgenden Einrichtungen: MPI für Kernphysik Heidelberg, MPI für Physik München, Universität Hamburg, Universität Kiel, Universität Wuppertal, Universität Madrid, Yerewan Physics Institute

vorliegende Arbeit behandelt ausschließlich das Koinzidenz-System, für das der Name HEGRA-System synonym benutzt wird.

Dieses System ist seit Anfang 1997 in einer quasi-endgültigen Konfiguration von vier Teleskopen in Betrieb und hat seitdem kontinuerlich Daten genommen. In der zweiten Hälfte des Jahres 1998 wurde das fünfte Teleskop in das System integriert. Bisher ist eine große Zahl von potentiellen Quellen beobachtet worden. Von den bereits bekannten TeV-γ-Quellen wurden der Krebsnebel und die Aktiven Galaxien Mrk 501 und Mrk 421 detektiert und mit zum Teil völlig neuartiger Qualität vermessen, wozu auch die Untersuchungen dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere konnte in einem umfangreichen Beobachtungsprogramm mit dem HEGRA-Teleskopsystem zum ersten Mal TeV-γ-Emission von dem Supernova-Überrest Cassiopeia A gemessen werden. Dieser Nachweis und die Bestimmung des Energiespektrums sind das zentrale Thema dieser Arbeit. Um solche Strahlungsquellen an der Grenze der Beobachtungsmöglichkeit sicher zu detektieren, muß man eine Vielzahl technischer Details bei der Beobachtung und der Datenanalyse verstehen und beachten. Diese Arbeit behandelt im folgenden nach einer Einführung in die hier relevanten astrophysikalischen Fragestellungen und Methoden in den Kapiteln 3 und 4 allgemein Aufbereitung und Kalibration der HEGRA-Daten. Kapitel 5 stellt die in dieser Arbeit verwendeten Datensätze vor, Kapitel 6 gibt einen Überblick über die aus den Cassiopeia A-Daten gewonnenen Ergebnisse. In den Kapiteln 7, 8 und 9 wird dann die Analyse diskutiert, die zum Nachweis des Signals von Cassiopeia A durchgeführt wurde. In Kapitel 10 wird die Bestimmung des TeV-Energiespektrums von Cassiopeia A beschrieben. Die astrophysikalischen Implikationen, die sich aus dem TeV-Fluß beziehungsweise dem Spektrum von Cassiopeia A ergeben, werden in Kapitel 11 diskutiert.

Die Analyse der Cassiopeia A-Daten und die Ergebnisse werden auch in einer bei *Astronomy & Astrophysics* zur Veröffentlichung akzeptierten Publikation beschrieben [AAB$^+$01c].

Kapitel 1

Astrophysikalische Motivation

1.1 Die astrophysikalischen Prozesse

Die Gamma-Astronomie untersucht einen Spektralbereich, in dem nicht-thermische Prozesse die Energieverteilungen der Teilchen bestimmen. Der „klassische" Vertreter dieser kollektiven Phänomene ist die Teilchenbeschleunigung an Stoßfronten. Der Mechanismus wurde in [Kry77, Bel78, ALS77] sowie [BO78] vorgeschlagen; die allgemeine Idee der Beschleunigung an bewegten magnetischen Inhomogenitäten geht auf Fermi [Fer49] zurück. Die Anwendung dieses Prozesses auf astrophysikalische Schockwellen, die z.B. nach Supernovaexplosionen entstehen, wurde u.a. in [BO78] diskutiert. Die Theorie und ihre einfachste Anwendung in der Astrophysik sind mittlerweile Lehrbuchwissen [Gai90].

1.1.1 Die Beschleunigung von Hadronen und die Frage nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung

In Abb. 1.1 ist das differentielle Energiespektrum der kosmischen Teilchenstrahlung in einem Energiebereich zwischen 10^8 eV und 10^{21} eV gezeigt. Bis zur Position des sogenannten Knies bei ca. $3 \cdot 10^{15}$ eV läßt es sich durch ein Potenzgesetz der Form $\mathrm{d}N/\mathrm{d}E \propto E^{-2.7}$ beschreiben.

Für die kosmische Strahlung werden die Annahmen gemacht, daß sie unsere Galaxis homogen (und zeitlich konstant) anfüllt, und daß die in der Umgebung des Sonnensystems beobachtbare Verweildauer der Teilchen durch eine energieabhängige Entweichzeit charakterisiert werden kann; ein effizienter Einfangmechanismus für Teilchen außerhalb unserer Milchstraße wird ausgeschlossen. Unter diesen Voraussetzungen kann man schlußfolgern, daß zum einen das Spektrum der Quellpopulation im Mittel um ca. $\Delta\alpha \approx 0.5$

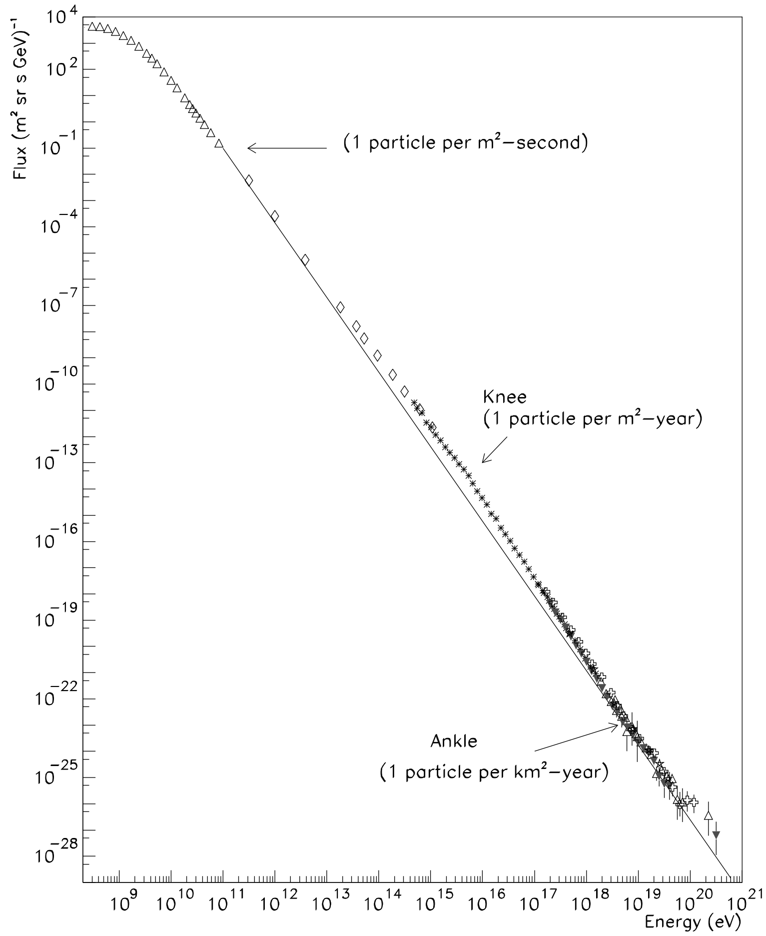


Abbildung 1.1: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung, das sich über einen Bereich von 15 Dekaden erstreckt. Für den Energiebereich unterhalb des „Knies" (zwischen 10^{15} eV und 10^{16} eV) werden Supernova-Überreste als Beschleuniger angenommen. Aus [Aug96].

härter (i.e. flacher) sein muß als das beobachtete Spektrum der kosmischen Strahlung (z.B. [P⁺97]), und daß als einzige gut bekannte Objekte Supernova-Ereignisse (mittlere Energie $E_{\mathrm{kin}} = 10^{51}$ erg) in der Lage sind, die Energieverlustrate der Teilchen auszugleichen. Die annähernde Homogenität der kosmischen Strahlung ist u.a. in einem Energiebereich von 10 MeV bis 10 GeV durch Gamma-Emissionsmessungen mit dem EGRET-Satellitendetektor experimentell bestätigt worden [HBC⁺97]; die energieabhängige Abnahme der effektiven Flächendichte der Teilchen wird durch Messungen der Energieabhängigkeit des Verhältnisses der primären und sekundären, d.h. durch Spallation entstandenen Teilchen begründet [S⁺90].

Die Theorie der Teilchenbeschleunigung an Stoßfronten konnte das Bild der Supernova-Überreste als Beschleuniger der kosmischen Strahlung bei Energien unterhalb des Knies sehr gut bestätigen. Der Beschleunigungsmechanismus erzeugt an nicht-relativistischen Stoßfronten eine Energieverteilung aller beschleunigten Teilchen, die einem Potenzgesetz $\mathrm{dN}/dE \propto \mathrm{E}^{\alpha}$ mit $\alpha \approx -2$ folgt. Die einfachen Testteilchenmodelle sind mittlerweile durch Modelle ersetzt worden, die Nichtlinearitäten in Form von Rückreaktionen der beschleunigten Teilchen auf die Stoßfront mit einbeziehen (e.g. [BV97], [Bar00]); dadurch ergeben sich leichte Modifikationen in den vorhergesagten Teilchenspektren, die u.a. eine leichte Verkleinerung des spektralen Index zur Folge haben.

Für die endgültige Form des Teilchenspektrums müssen weitere Faktoren berücksichtigt werden: die Injektion und die Energieverlustrate, und schließlich die zeitliche Entwicklung insbesondere der Teilchenmaximalenergie. Für die Injektion in den Beschleunigungsmechanismus müssen die Teilchen schon eine Minimalenergie haben; die Geschwindigkeitsverteilung des Gases bestimmt die zeitliche Entwicklung der Teilchenbeschleunigung mit. Des weiteren spielen das Magnetfeld bzw. die Magnetfeldgeometrie eine wichtige Rolle. Für Hadronen ist die Energieverlustrate sehr gering und modifiziert die Teilchenspektren wenig, im Gegensatz zu den Elektronen.

Die Anwendung auf die astrophysikalischen Gegebenheiten in einem Supernova-Überrest ergibt für das Teilchenspektrum ein über viele Dekaden reichendes Potenzgesetz mit einer Maximalenergie von $E_{\max} \geq 100\,\mathrm{TeV}$, die typischerweise nach Ende der Sweep-Up-Phase bzw. mit beginnender Sedov-Phase erreicht wird, also wenn das von der Supernova ausgeworfene Material und das von der Schockfront komprimierte Gas in etwa gleiche Massen haben (z.B. [BV97] und die weiter unten gezeigte Abb. 1.3).

Eine ganze Reihe neuerer Untersuchungen hatte zum Ziel, die Teilchenproduktion und die TeV-γ-Emission in Supernova-Überresten unter den verschiedenen Umgebungsbedingungen zu untersuchen und mit den bisherigen Beobachtungen in Einklang zu bringen. Verschiedene homogene Medien wurden in [BV97] und [BV00a] untersucht. In dem heißen, dünnen Gas, das einen massereichen Vorgängerstern umgibt, soll die Maximalenergie der Teilchen viel schneller erreicht werden als im normalen interstellaren Medium [BV00b]. Übersichtsartikel zu dem Thema sind z.B. [Völ97], [Bar00].

1.1.2 Hadronisch induzierte Gamma-Emission in Supernova-Überresten

Die durch die hochenergetischen Teilchen erzeugten Gamma-Emissionsspektren bilden die Teilchenspektren ab. Hadronen erzeugen in Stößen mit Gas über den π^0-Zerfall hauptsächlich Gammas ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Deutlich oberhalb der halben Ruheenergie des Pions (67.5 MeV) bleibt die Form des primären Spektrums dabei erhalten, die Gammaquanten haben allerdings im Mittel eine zehnfach niedrigere Energie als die hadronischen Primärteilchen. In Abb. 1.2 sind unter der Beschriftung „Source Normalization" die Faktoren aufgezeigt, die in einer einfachen Parametrisierung den Gamma-Fluß auf der Erde beschreiben. Dies ist neben der Gasdichte n und der Entfernung d des Supernovaüberre-

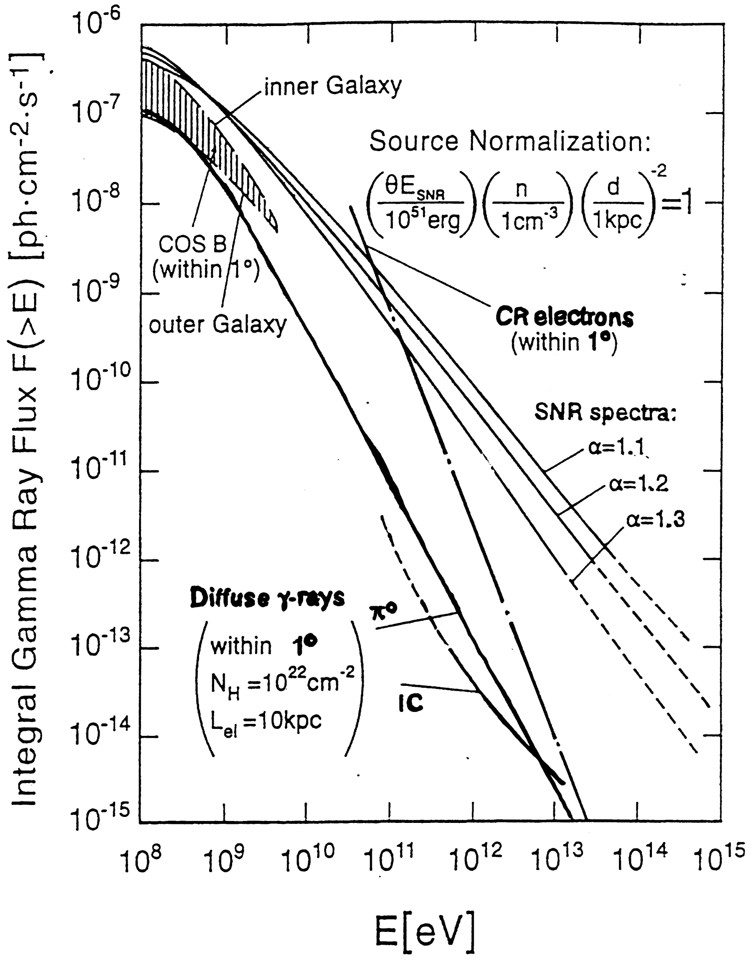


Abbildung 1.2: Abschätzung der Emissionsspektren von Supernova-Überresten mit einem Durchmesser von 1°, die als Quellen der kosmischen Strahlung angenommen wurden, im Vergleich zum Untergrund. Dieser besteht zum einen aus der diffusen Gamma-Emission der Galaxis, die durch Stöße der kosmischen Strahlung an Gasmolekülen in der Milchstraße erzeugt wird. Zum anderen gibt es einen für Cherenkov-Teleskope (fast) nicht eliminierbaren isotropen Untergrund aus kosmischen Elektronen. Die optimale Sensitivität für den Nachweis der Supernova-Überreste wird bei der TeV-Astronomie vermutet. Aus [DAV94].

stes zur Erde nur noch die Effizienz θ des Energieübertrags der Supernova in kosmische Strahlung; diese wird normalerweise mit 10%-20% angenommen. Der Gamma-Fluß oberhalb einer bestimmten Energie skaliert mit diesem Produkt und mit dem angenommenen spektralen Index.

Abb. 1.2 zeigt das so abgeschätzte, typische Emissionsspektrum eines Supernova-Überrests unter Variation der möglichen spektralen Indizes im Vergleich zum erwarteten Untergrund. Dieser besteht einmal aus der diffusen Gamma-Emission der Milchstraße durch Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit dem Gas. Die beste Sensitivität für die Detektion der Gamma-Emission der Supernova-Überreste wird deshalb im TeV-Spektralbereich vermutet [DAV94]. Für Cherenkov-Teleskope, die in diesem Bereich sensitiv sind, gibt es zum anderen noch einen weiteren Untergrund durch kosmische Elektronen (siehe nächster Abschnitt).

1.1.3 TeV-γ-Emission durch Leptonen

Nichtthermische Elektronen mit TeV-Energien können in zwei Spektralbereichen nachgewiesen werden. Zum einen emittieren sie Synchrotronstrahlung; diese kann mit Röntgensatelliten, insbesondere im harten Röntgenlicht ($> 10\,\mathrm{keV}$), detektiert werden. Zum anderen erzeugen sie Gammas mit GeV- bis TeV-Energien über Bremsstrahlung und Inverse Compton (IC)-Streuung an niederenergetischen Photonen.

In der Gesamtenergiebilanz der kosmischen Strahlung spielen Elektronen nur eine untergeordnete Rolle. Bei der Suche nach den Beschleunigern der kosmischen Strahlung erzeugen sie jedoch in zweifacher Hinsicht einen störenden Untergrund: Zum einen stellen kosmische Elektronen für Cherenkov-Teleskope einen fast nicht eliminierbaren, isotropen Untergrund dar.[1] Zum anderen werden in den Quellen der kosmischen Strahlung neben den Hadronen zwangsläufig auch Elektronen beschleunigt; bei der Interpretation der TeV-γ-Emission konkurrieren die hadronische und die leptonische Quellpopulation. Die Unterscheidbarkeit der hadronischen und leptonischen TeV-γ-Emission in Supernova-Überresten spielt eine nicht unwichtige Rolle bei der Interpretation der nachgewiesenen TeV-γ-Emission.

Dieses Problem, oder besser diese Fragestellung, findet sich bei allen bisher nachgewiesenen TeV-γ-Quelltypen (siehe unten, Abschnitt 1.2.2). Beim Krebsnebel z.B. wird angenommen, daß der dominante Anteil der TeV-γ-Strahlung durch Inverse Compton-Streuung der beschleunigten Elektronen des Pulsarwindes z.B. an Synchrotronphotonen erzeugt wird, die von denselben Elektronen emittiert werden. Alternativ dazu diskutiert man, insbesondere für Energien oberhalb von 10 TeV, einen Beitrag durch Streuung von Hadronen am Gas in den Filamenten des Nebels (siehe auch Kap. 9.1.3). Bei der Untersuchung der TeV-Emission von BL Lacs (siehe Kap. 1.2.2) konkurrieren ebenfalls hadronische und leptonische Szenarien, wobei auch hier die leptonischen Modelle zur Zeit mehrheitlich bevorzugt werden. Insbesondere bei der Interpretation der zeitgleich aufgenommenen und korreliert variablen Emission im TeV- und Röntgenspektralbereich werden Elektronen als gemeinsame Quellpopulation bevorzugt (z.B. [KCMA00]); es wird aber keinesfalls ausgeschlossen, daß zeitgleich und evtl. sogar primär Hadronen beschleunigt werden (z.B. [Man93]).

[1] Elektronen erzeugen Luftschauer, deren Form ununterscheidbar von γ-induzierten Schauern ist; es wurde vorgeschlagen, daß eine Unterscheidung zwischen Elektronen und γ's durch die Höhe des Schauermaximums möglich sein könnte, da Elektronen eine leicht andere Eindringtiefe in die Atmosphäre haben als γ-Quanten.

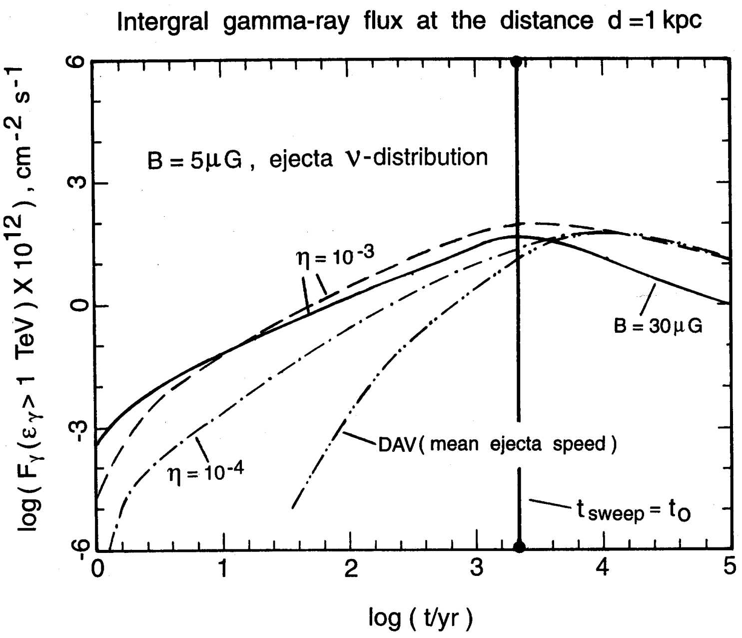


Abbildung 1.3: Simulation der zeitlichen Entwicklung der TeV-γ-Emission eines Supernova-Überrestes. Die stärkste Emission wird nach Erreichen der Sedov-Phase erwartet. Aus [Völ97].

1.2 Quellkandidaten

1.2.1 Auf der Suche nach den vermuteten, galaktischen Quellen der kosmischen Strahlung

Hier gibt es in der TeV-γ-Astronomie zwei Ansätze. Zum einen untersucht man direkt die Emission der vermuteten Quellkandidaten, also schalenförmige, d.h. nicht durch Pulsare getriebene Supernova-Überreste. Zum anderen versucht man, die diffuse TeV-γ-Emission der Galaktischen Ebene zu detektieren, um über die räumliche und spektrale Verteilung der Emission, insbesondere im Zusammenspiel mit der im MeV-Bereich gut vermessenenen diffusen Gamma-Strahlung der Galaktischen Ebene, Rückschlüsse auf die Quellen und die Beschleunigungsmechanismen zu ziehen. Dies wird z.B. in [BV00c, AA96] diskutiert, und ist nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Bei einigen Supernova-Überresten wurde bereits γ-Emission im MeV-Bereich mit dem EGRET-Detektor nachgewiesen (W 28, W 44, γ-Cyg, Monocerus, IC 443) [EHK$^+$96]. Da sich die Supernova-Überreste an Orten hoher Gasdichte (Molekülwolken) befinden, erwartet man von diesen Positionen allein schon durch die Wechselwirkung der diffusen kosmischen Strahlung mit dem Gas stärkere Gamma-Emission als vom Rest der Galaktischen Ebene. Erst im TeV-Energiebereich soll eine deutliche Separation vom diffusen Leuchten der Milchstraße möglich sein, da die Quellspektren einen deutlich härteren spektralen Index haben sollen als das – an der Erde gemessene und im Rest der Galaxis als ähnlich angenommene – bekannte Spektrum der kosmischen Strahlung (Abb. 1.2). Des weiteren wurden auch – zumindest für einen Teil der Objekte – als mögliche Quelle der MeV-Emission bisher unentdeckte Pulsare in den Überresten ins Spiel gebracht.

Die stärkste TeV-γ-Emission erreichen Supernova-Übereste den Simulationen zufolge nach Beendigung der Sweep Up-Phase, siehe Abb. 1.3. Ursprünglich bevorzugte Quellkandidaten waren deswegen ältere Supernova-Überreste, deren Schockfronten möglichst mit Molekülwolken wechselwirken sollten (z.B. IC 443, γ-Cyg). Die Bilder vieler dieser Supernova-Überreste haben auf der Erde einen Durchmesser von ca. einem Grad; dies war eine der wesentlichen Motivationen dafür, daß das HEGRA-Teleskopsystem ein großes effektives Gesichtsfeld für γ-Ereignisse mit einem Durchmesser von $2°$ bekommen hat. Bisher wurden allerdings, z.B. mit dem Whipple-Teleskop [BACL$^+$98] oder mit den HEGRA-Teleskopen [Heß98], für diese Sorte von Supernova-Überresten nur obere Flußgrenzen bestimmt, die typischerweise bei einigen $10^{-10}\,\mathrm{ph\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ liegen.

Junge und gleichzeitig punktförmige Supernova-Überreste wie Tycho (ca. 400 Jahre alt) oder Cassiopeia A (ca. 300 Jahre alt) wurden erst später und aus unterschiedlichen Motiven als Quellkandidaten für die Beobachtung in Betracht gezogen. Es gibt zunächst einen rein experimentellen Grund: Die Sensitivität z.B. des HEGRA-Teleskopsystems ist für eine Punktquelle ca. einen Faktor 5-10 höher als für eine Quelle mit einem Durchmesser von $1°$. Die anderen Gründe haben mit der jeweiligen Natur der beiden Supernova-Überreste zu tun und sind für beide Quellen recht unterschiedlich.

Als Grund für die fehlende TeV-γ-Emission der untersuchten Supernova-Überreste wurde eine Reihe von Faktoren in Betracht gezogen, die in den Standard-Modellen nicht in einfacher Weise berücksichtigt werden können, und die jeweils eine Reduktion der γ-Emissivität zur Folge haben könnten [Völ97]. Als Ausweg wurde vorgeschlagen, Supernova-Überreste zu untersuchen, die in ein möglichst homogenes Medium expandieren, was den Wegfall der diskutierten Faktoren zur Folge haben sollte. Vorzugsweise sollte man also Überreste von Supernovae des Typs Ia untersuchen, welche das Produkt alter Doppelsternsysteme sind und somit ausreichend Zeit gehabt haben sollten, aus den Sternentstehungsgebieten mit hoher Gasdichte zu entweichen. Die Bilder der Überreste sollten außerdem möglichst keine Störung der sphärischen Symmetrie aufweisen. Tychos Supernova-Überrest ist ein Prototyp dieser Kategorie und wurde als ideales „Labor” zur Untersuchung der Theorien vorgeschlagen.

Problematisch an der Untersuchung junger Supernova-Überreste ist die Tatsache, daß diese vermutlich noch nicht die Sedov-Phase erreicht haben, welche sich zeitlich an die Sweep-Up-Phase anschließt. Generell ist also die γ-Emissivität noch nicht optimal, obwohl neuere Modelle – im Vergleich zu früheren Modellen – nicht mehr ganz so niedrige Flüsse in der Sweep-Up-Phase voraussagen (siehe Abb. 1.3). Für Überreste von Supernovae des Typs Ib, zu denen aller Wahrscheinlichkeit auch Cassiopeia A zählt, ist die zeitliche Entwicklung der TeV-γ-Emission allerdings vermutlich gegenüber der Standardentwicklung stark modifiziert. Hier wird vermutet, daß schon in einem frühen Stadium der Entwicklung hohe TeV-γ-Emissivität erwartet werden kann [BV00b]. Grund hierfür ist, daß die Schockwelle mit den äußeren Hüllen des Vorgängersterns – im Falle einer Supernova des Typs Ib ein Wolf-Rayet-Stern – kollidiert, die dieser in seiner späten Entwicklung abgestoßen hat.

Des weiteren gaben Messungen der harten Röntgenkomponente ($> 10\,\mathrm{keV}$) von Cas A mit neueren Satellitenexperimenten Anlaß zu der Annahme, daß auf diese Weise bereits Elektronen mit Energien bis zu 40 TeV nachgewiesen wurden [AKG$^+$97, FVF$^+$97]. In demselben Kontext wurde auch die Röntgenemission der Supernova-Überreste SN 1006 [KPG$^+$95] und SNR RX J1713.7-3946 [KKM$^+$97] interpretiert, die beide mit dem CANGAROO-Experiment im TeV-Bereich detektiert wurden [T$^+$98, MTY$^+$00]; eine hadronische Interpretation der TeV-γ-Emission sollte allerdings in diesem Zusammenhang nicht ausgeschlossen werden [AA99, BKP99]. In jedem Fall könnte man durch die Existenz von Elektronen mit TeV-Energien gleichzeitig auf die Existenz von Hadronen im TeV-Bereich schließen, da Elektronen wie Hadronen demselben Beschleunigungsprozeß unterliegen sollten.

Allerdings ist die Interpretation der Röntgenspektren, die auf TeV-Elektronen schließt, nicht eindeutig (siehe Kap. 11). Des weiteren ist es auch möglich, daß die Injektion der Hadronen in den Beschleunigungsprozeß gegenüber den Elektronen reduziert ist [BVP01]. In jedem Fall ist eine direkte Messung der hadronischen TeV-Teilchenkomponente in Cas A wünschenswert – eine Aufgabe, der sich die vorliegende Arbeit stellt.

1.2.2 Weitere Quellen von TeV-γ-Strahlung

Jede weitere Klasse von Quellkandidaten repräsentiert jeweils ein mehr oder weniger weites Forschungsgebiet. Einige sollen hier kurz erwähnt werden ($\bullet$ = detektiert, $\circ$ = (noch) nicht detektiert):

- Pulsare bzw. Pulsar-getriebene Supernova-Überreste. Bekanntester Vertreter ist der Krebsnebel, dessen Spektrum und Struktur über viele Wellenlängenbereiche intensivst untersucht wurde bzw. wird.

- BL Lac-Objekte. Diese bilden eine Subklasse der AGNs (aktiven Galaxienkerne, *Active Galactic Nuclei*); die bekannten (und die noch zu entdeckenden) TeV-Emitter werden manchmal auch als TeV-Blazare bezeichnet. Stoßfronten in den relativistischen Jets sollen Elektronen oder Hadronen auf hohe Energien beschleunigen. Ein Jet der BL Lacs ist auf die Erde gerichtet; durch den Doppler-Effekt werden γ's bis zu TeV-Energien erzeugt und insbesondere die Flüsse gegenüber dem Ruhesystem der Quelle stark erhöht.

- Galaxien-Cluster. In Schockfronten, die beim Zusammenstoß von aus den Galaxien entweichendem Gas entstehen, soll Teilchenbeschleunigung bis zu TeV-Energien möglich sein.

- Gamma-Ray-Bursts. Schockfronten in relativistischen Ausströmungen, z.B. in sogenannten *Fireball*-Szenarien, sollten ebenfalls Teilchen zu TeV-Energien und mehr beschleunigen können. Je nach Szenario wird TeV-Emission innerhalb von Sekunden vor oder nach dem Burst bis hin zu Tagen danach erwartet.

- Röntgen-Doppelsternsysteme. Der Bericht über die Detektion von Herkules X-3 mit dem Kieler Luftschauerexperiment in den achtziger Jahren trug entscheidend zur Entwicklung der bodengestützten TeV-γ-Astronomie bei; die Detektion selbst konnte allerdings nie bestätigt werden.

- Mikroquasare sind galaktische „Mini-AGNs". Die wiederholten, aber nie bestätigten Messungen der HEGRA-Teleskope von GRS 1915 haben dieses Gebiet immer wieder begleitet.

- Primordiale Schwarze Löcher, topologische Defekte und weitere exotische Phänomene.

- etc.

1.3 Das Instrumentarium der Gamma-Astronomie

Der Spektralbereich der Gamma-Astronomie wird durch ihr Instrumentarium festgelegt. Gamma-Satelliten weisen Photonen direkt nach, d.h. ihre Nachweisfläche ist durch die Detektorabmessungen bestimmt. Bekannte Vertreter waren der COS-B-Satellit (50 MeV-einige GeV), und das Compton-GRO (*Gamma Ray Observatory*) mit den Instrumenten COMPTEL (1-30 MeV), EGRET (20 MeV-30 GeV) und BATSE (0.015-110 MeV) [GRO91]. Der Start des Satelliten-Experimentes GLAST (*Gamma Ray Large Area Space Telescope*) ist für das Jahr 2005 geplant; sein Empfindlichkeitsbereich soll von 100 MeV - 100 GeV reichen.

Gammastrahlung höherer Energien wird mit erdgebundenen Detektorsystemen registriert, die unter dem Namen TeV-γ-Teleskope laufen. Da die Erdatmosphäre für Gamma-Quan-

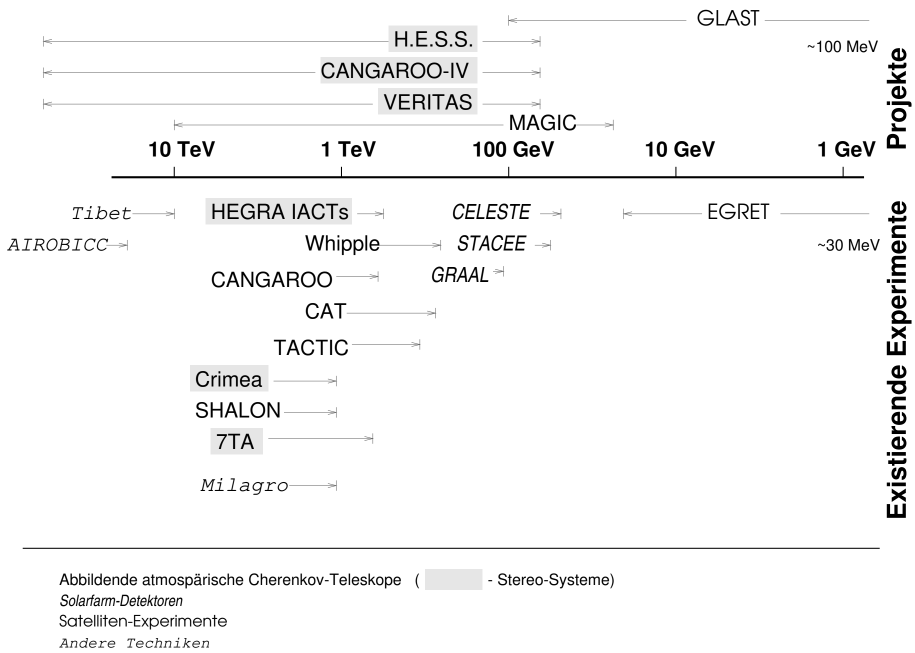


Abbildung 1.4: Übersicht über die zur Zeit in Betrieb befindlichen bzw. geplanten Gamma-Teleskope. Die mit einer Schattierung unterlegten Experimente sind stereoskopische Cherenkov-Teleskop-Systeme. Nach [Kon01].

ten[2] undurchlässig ist, werden die Photonen indirekt über die ausgedehnten Luftschauer nachgewiesen, die diese bei ausreichender Energie auslösen. Die niedrigste Energieschwelle zu ihrem Nachweis erreicht man mittels der atmosphärischen Cherenkov-Technik. Hierbei wird ausschließlich das Cherenkov-Licht nachgewiesen, welches die Schauerteilchen emittieren; die Schauerteilchen selbst erreichen den Erdboden (meistens) nicht. Voraussetzung für den Einsatz dieser Technik sind klare mondlose Nächte.

Abbildende Cherenkov-Teleskope erzeugen hierzu mittels einer Abbildungsoptik ein Bild des Schauers. Zur Zeit in Betrieb befindliche Experimente sind z.B. der 10 m-Reflektor der Whipple-Kollaboration in Arizona, das 17.8 m^2-CAT-Teleskop in Themis/Frankreich, der 3.8 m-Reflektor der CANGAROO-Kollaboration in Australien und die HEGRA-Teleskope auf der kanarischen Insel La Palma. Die Energieschwellen der laufenden Experimente betragen 300-500 GeV. Teleskope der nächsten Generation sollen Energieschwellen von 50-100 GeV erreichen (z.B. H.E.S.S. in Namibia, CANGAROO II, VERITAS wie Whipple auf dem Smithsonian-Gelände in Arizona) oder im Falle von MAGIC (auf dem

[2] In der vorliegenden Arbeit wird versucht, die folgende Nomenklatur einzuhalten: Wenn von Gamma-Photonen im allgemeinen gesprochen wird, wird „Gamma" ausgeschrieben; ist dagegen speziell von TeV-Photonen die Rede, wird der griechische Buchstabe γ verwendet.

bestehenden HEGRA-Gelände in Vorbereitung) sogar 30 GeV.

Solarfarmexperimente, die die existierenden Spiegel von Sonnenkraftwerken nutzen, vermessen das Zeitprofil der Cherenkov-Lichtfront, um so die Richtung des Luftschauers zu bestimmen. Beispiele sind das CELESTE-Experiment in Themis oder STACEE in Albuquerque, New Mexico. Beide Installationen erreichen mit den bestehenden Reflektoren schon jetzt nominell eine Schwelle von ca. 50 GeV.

Bei höheren Schauerenergien erreichen die Schauerteilchen den Erdboden und können mit „Standarddetektoren" der Hochenergiephysik, den Szintillationszählern, nachgewiesen werden (z.B. Tibet-Array, HEGRA-Array). Auch nicht-abbildende Cherenkov-Zähler und Geigerzähler zum Nachweis von Myonen kommen zum Einsatz. Auf dem HEGRA-Gelände wurden auch Driftkammern (CRT, Cosmic Ray Tracking) zur Spurrekonstruktion von Elektronen und Myonen erprobt. Einen neuen Ansatz verfolgt das MILAGRO-Experiment; hier wird das im Wasser erzeugte Cherenkov-Licht der Schauerteilchen in einem mehrere $100\,\mathrm{m}^2$ großen Wasserbecken nachgewiesen. Die Energieschwellen dieser Experimente liegen typischerweise bei einigen TeV. Sie haben im Vergleich zu den Cherenkov-Teleskopen eine niedrigere Sensitivität. Dem gegenüber steht aber ein deutlich größeres Gesichtsfeld (ca. $\times 100$) und ein ebenfalls deutlich größerer Duty-Cycle (bis zu 100%).

1.4 Meßgrößen der TeV-γ-Astronomie

Mit der γ-Ereignisrate wird der integrale Fluß oberhalb der Detektor-Energieschwelle bestimmt. Eine Quelle gilt allgemein als detektiert, wenn die Zufallswahrscheinlichkeit, daß das gemessene Signal aus einer Untergrundfluktuation resultiert, kleiner als 10^{-6} ist; das entspricht einer Abweichung des Meßwertes von einem normalverteilten Untergrund von $5\,\sigma$ (genauer: $4.9\,\sigma$). Die übliche Einheit für Flußangaben ist die Zahl der Photonen pro Fläche und Zeit, $\mathrm{ph\,cm^{-2}\,s^{-1}}$, oberhalb einer bestimmten Energieschwelle[3]; der Fluß des Krebsnebels beträgt z.B. $F(E > 500\,\mathrm{GeV}) = 5.3 \times 10^{-11}\,\mathrm{ph\,cm^{-2}\,s^{-1}}$.

Ist eine Quelle innerhalb der Meßzeit nicht mit der geforderten Signifikanz gemessen worden, werden obere Flußgrenzen für die jeweilige Energieschwelle angegeben. Die Sensitivität ist vom Quellspektrum abhängig; die Flußgrenzen variieren allerdings normalerweise nur leicht mit den astrophysikalisch sinnvoll angenommenen Spektren; die Korrekturen können aber z.B. für vermutete Spektren mit hartem Abknicken (*Cutoff*) nahe der Detektor-Energieschwelle erheblich sein.

[3]Der Autor dieser Arbeit zieht allerdings die Einheit $\mathrm{ph\,m^{-2}\,s^{-1}}$ vor, da m^2 noch eher mit der effektiven Detektorsammelfläche von $\mathrm{O}(10^{4..5}\,\mathrm{m}^2)$ im Einklang steht.

Ist eine Quelle signifikant detektiert worden, besteht im einfachsten Fall die Möglichkeit, den Verlauf des Energiespektrums durch Verwendung verschiedener sogenannter Softwareschwellen in der Analyse abzuschätzen. Da Energieauflösungen von 20% oder besser erreicht werden, ist bei ausreichender Statistik auch leicht ein differenzielles Spektrum zu ermitteln.

Die Eichung der Energierekonstruktion und der Flußempfindlichkeit pro Energieintervall erfolgt mit Schauer- und Detektorsimulationen. Die permanente Messung des hadronischen Untergrundes, und in gewissem Umfang die γ-Ereignisse von der „Standardquelle" Krebsnebel, dienen dem Test der Simulationen und der Überwachung der Detektorsensitivität. Aufgrund der vergleichsweise geringen Variation und der Strukturarmut der astrophysikalischen Spektren genügt in den meisten Fällen eine einfache multiplikative Korrekturfunktion (die sogenannte „effektive Fläche"), um aus dem gemessenen differenziellen Spektrum das Quellemissionsspektrum zu bestimmen.

Neben der Bestimmung von absoluten Flüssen bzw. absoluten Quellspektren hat sich der Vergleich der Messungen mit Daten etabliert, die vom Krebsnebel als Standard- bzw. Eich-Gammaquelle genommen werden. Viele Experimente mit unterschiedlichen Schwellen und Simulationsmethoden erhalten mittlerweile sehr gut übereinstimmende Spektren und Flüsse für den Krebsnebel [AAB$^+$00a]. Deswegen kann man Ergebnisse, die zunächst in Einheiten des Krebsnebelflusses[4] bestimmt werden, in absolute Größen umrechnen. Bei der Absolutbestimmung von Fluß und Spektrum des Krebsnebels führt – in Ermangelung eines Teststrahls – letztendlich kein Weg an der Detektoreichung mittels Simulationen vorbei.

Neben Fluß und spektralem Verlauf wird auch die Position der Quelle am Himmel bestimmt, und bei ausreichender Richtungsauflösung und einem ausgedehnten Gesichtsfeld der Detektoren kann man darüberhinaus die Form der Quelle abbilden (z.B. [T$^+$98]). Die Richtungsbestimmung der γ-Ereignisse bzw. der Position der γ-Quelle erlaubt die Identifizierung der γ-Quelle mit den aus anderen Wellenlängenbereichen bekannten Quellen. Bis jetzt ist allerdings (leider) noch nicht der Fall eingetreten, in dem bei einer TeV-γ-Quelle die Identifizierung nicht oder nur mehrdeutig möglich war.

Last but not least wird natürlich auch die Ankunftszeit der Photonen bestimmt. Die Genauigkeit der Messung und die astrophysikalische Anwendung zerfallen in drei typische Zeitskalen: Millisekunden, Minuten bis Tage, und Jahre. Variationen auf einer Zeitskala von Minuten bis Stunden sind bei BL Lac-Objekten nachgewiesen. Die Variationen selber (Halbwertsbreite, Periodizität) und insbesondere Korrelationen mit Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen liefern weitreichende Informationen. Auch z.B. bei Mikroquasaren, Röntgen-Doppelsternsystemen und *Gamma Ray Bursts* werden Akti-

[4] die Einheit des so bestimmten Flusses ist „*Crab*"

vitätsänderungen auf dieser Zeitskala erwartet (siehe Kap. 1.2.2).[5]

Pulsare hingegen zeigen vom Radio- bis zum MeV-Gamma-Bereich Pulsationen im Millisekundenbereich. Bekannte TeV-γ-Quellen wie der Krebsnebel, die von einem Pulsar getrieben werden, können auf einen gepulsten Anteil der TeV-Emission untersucht werden, Flußobergrenzen durch Beschränkung auf die aus den anderen Wellenlängenbereichen bekannten Emissionsintervalle innerhalb der Pulsarperiode erweitert werden (z.B. [AAB$^+$99a]). Die Zeitmessung und Zurückrechnung der γ-Ankunftszeiten in das Bezugssystem der Quellen ist im Millisekundenbereich entsprechend aufwendiger.

Für Supernova-Überreste erwartet man hingegen in „normalen" Beobachtungszeiträumen von Jahren keine Änderung der Emission (siehe z.B. Abb. 1.3). Die Säkularbewegungen, die z.B. bei Cassiopeia A im Radio- bis zum Röntgenbereich innerhalb von Jahren gemessen werden, können die TeV-Emissionsgeometrie vermutlich nicht ändern.

[5]Ein möglicher Ansatz zur Sensitivitätssteigerung auf der Suche nach solchen Quellen wird in [Pra99] beschrieben.

Kapitel 2

Das stereoskopische Cherenkov-Teleskop-System des HEGRA-Experiments

2.1 Physik der Luftschauer

Die Atmosphäre ist für γ-Quanten wie für hochenergetische Teilchenstrahlung undurchlässig. Ab einer bestimmten Schwellenenergie erzeugen die Primärteilchen[1] durch Wechselwirkung mit der Atmosphäre Sekundärteilchen; bei ausreichender Energie entwickeln sich kaskadenartige, ausgedehnte Luftschauer. Primäre γ's und Elektronen entwickeln über Bremsstrahlung und Paarbildung fast reine elektromagnetische Schauer. Nukleonen oder Kerne erzeugen einen hadronischen Schauerkern, aus dem bei jeder Wechselwirkung im Mittel ein Drittel der Energie in elektromagnetische Subkaskaden entsandt wird.

Die Luftschauerteilchen emittieren Cherenkov-Strahlung; aufgrund der Massenabhängigkeit der Cherenkov-Schwelle kommt auch bei hadronischen Schauern der dominante Teil der Cherenkov-Emission von den elektromagnetischen Subschauern. Der Cherenkov-Winkel beträgt in den oberen Schichten der Atmosphäre $0\overset{\circ}{.}6$, auf Meeresniveau $1\overset{\circ}{.}4$. Durch die Vielfachstreuung der Photonen und Elektronen, die eine Winkelstreuung von ebenfalls ca. einem Grad erzeugt, leuchten die Schauer innerhalb eines Lichtkegels am Erdboden quasi-isotrop. Dieser Lichtkegel wird auch als „Lichtpool" bezeichnet und hat für

[1] Der Begriff Primär- bzw. Sekundärteilchen ist in der Hochenergie-Astrophysik leider doppelt besetzt; zum einen bezeichnet er die in den astrophysikalischen Quellen beschleunigten „primären" Teilchen, welche die zum Nachweis erforderlichen „sekundären" γ-Quanten erzeugen; diese γ-Quanten bzw. der hadronische Untergrund sind bei der Entwicklung der atmosphärischen Luftschauer wiederum die erzeugenden „primären" Teilchen.

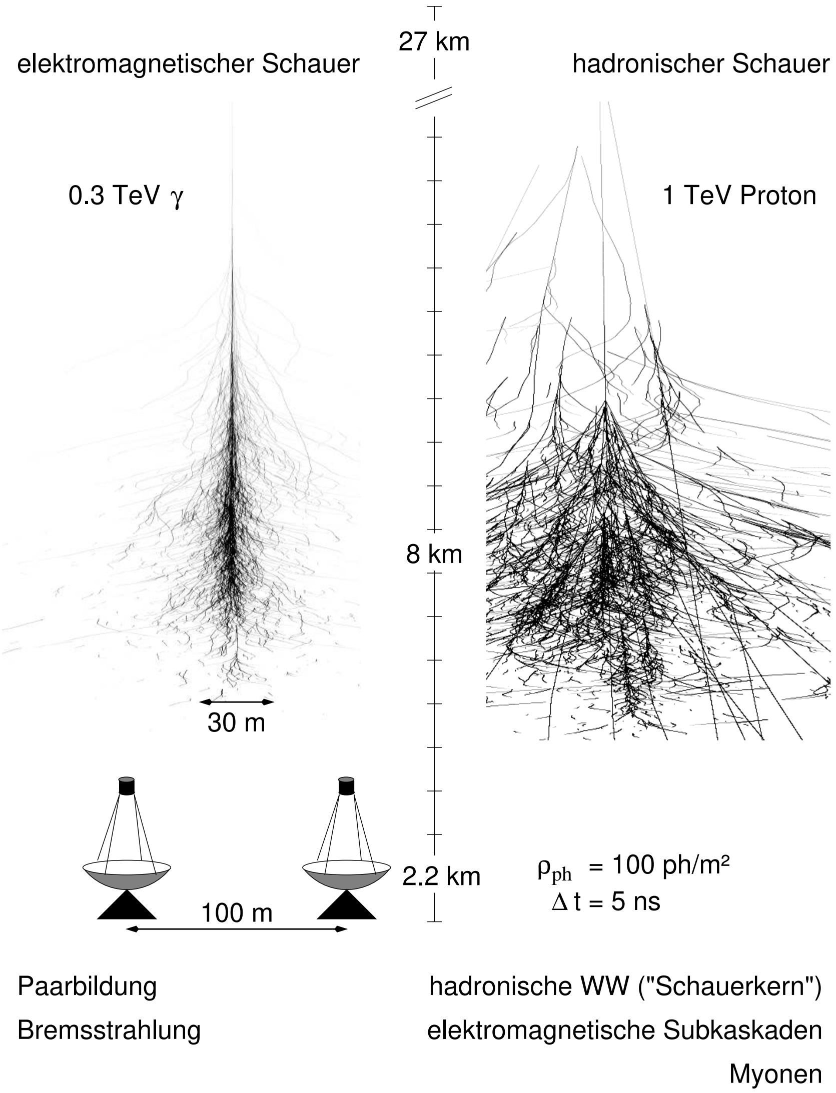


Abbildung 2.1: Eigenschaften ausgedehnter Luftschauer, die von Primärteilchen im TeV-Energiebereich ausgelöst werden. Die Schauerbilder spiegeln die Cherenkov-Emissionsdichte wieder. Beide dargestellten Schauer erzeugen in der Analyse ein Bild mit etwa derselben Amplitude; zu höheren Energien wird der Energieunterschied von hadronischen und elektromagnetischen Schauern mit gleicher Bildamplitude deutlich geringer (ca. 20% bei 10 TeV). Primäre γ's (oder Elektronen) induzieren praktisch reine elektromagnetische Schauer aus Elektronen und γ's; der Transversalimpulsübertrag der Wechselwirkungen ist gering, es entwickeln sich kompakte Schauer. Primäre Hadronen induzieren aufgrund des höheren Transversalimpulses der hadronischen Wechselwirkung deutlich diffusere Bilder; dieser Unterschied erlaubt die (statistische) Unterscheidung von primären γ's und Hadronen aufgrund von Schauerformparametern.

rein elektromagnetische Schauer am Boden einen Durchmesser von der Größenordnung 200 m.

Die Schauerrichtung im Raum gibt unmittelbar Auskunft über die Herkunftsrichtung des Primärteilchens. Im für diese Arbeit relevanten Energiebereich spielt die Deflektion der Elektronen im Erdmagnetfeld keine Rolle. Die wesentlichen Aspekte der Luftschauer und ihrer Cherenkov-Emission faßt Abb. 2.1 zusammen.

2.2 Abbildende Cherenkov-Technik

Im GeV- bis TeV-Energiebereich sterben die Schauer aus, bevor sie den Erdboden erreichen. Die Cherenkov-Photonen – und bei hadronischen Schauern auch die Myonen – erreichen hingegen den Erdboden. Die abbildende Cherenkov-Technik nutzt das Cherenkov-Licht, um die Schauer nachzuweisen.

2.2.1 Cherenkov-Teleskope

Abbildende Cherenkov-Teleskope bestehen aus einem Reflektor mit einer möglichst großen Sammelfläche und einer abbildenden Optik. In der Fokalebene befindet sich ein ortsauflösender, d.h. pixelierter Detektor, hier Kamera genannt. Bei den derzeitigen Cherenkov-Teleskopen kommen ausschließlich Photomultiplier (PMs) zum Einsatz. Die Triggerlogik reagiert sensitiv auf Luftschauerereignisse, und die Ausleseelektronik muß „Öffnungs-" bzw. Integrationszeiten in der Größenordnung von 10 ns ermöglichen, um Luftschauer effektiv vom Nachthimmelsrauschen trennen zu können.

Die eingesetzten Reflektoren erreichen die Größe der größten optischen Teleskope. Sie haben ein mit den in der optischen Astronomie eingesetzten Reflektoren vergleichbares Öffnungsverhältnis D/f von ≈ 1. Das Bildfeld der einzelnen Pixel entspricht allerdings der Ausdehnung der Luftschauer (z.B. $0.^\circ25$, das entspricht 35 m in 8 km Höhe, im Vergleich zu Bogensekunden in der optischen Astronomie); da das Gesamtbildfeld einen Schauer voll erfassen können muß, beträgt es typischerweise einige Grad (anstatt Bogenminuten). Die Optik weist über das volle Bildfeld in etwa die gleiche Abbildungsqualität auf; die Punktantwort der Reflektoren ist allerdings entsprechend der Größe der Bildpunkte bzw. der aufgelösten Strukturen ebenfalls erheblich breiter als die Punktantwort optischer Teleskope, und die optische Qualität der Spiegel ist entsprechend gering.

2.2.2 Bild-Parametrisierung

Wie im vorherigen Abschnitt angedeutet, leuchten die Schauer innerhalb des Lichtkegels quasi-isotrop. Daher entsteht in der Kamera ein Abbild der Projektion des Schauers gegen den Himmel (siehe Abb. 2.2). Die Bilder werden nach einem Vorschlag von Hillas [Hil85, Feg97] mit Hilfe der sogenannten Hillas-Parameter beschrieben, durch die eine tensorielle Beschreibung der Pixelamplitudenverteilung vorgenommen wird. Eine anschauliche Interpretation mittels einer zweidimensionalen Ellipse ist üblich und hilfreich.

Zur Bestimmung der Schauergeometrie dienen der Bildschwerpunkt und die Richtung der langen Halbachse des Bildtensors. Bei einem einzelnen Teleskop wird eine Punktquelle durch eine statistische Überhöhung der Schauerrichtungen in Bezug auf die Quellposition sichtbar (sogenannte α-Parametrisierung). Bei einer stereoskopischen Rekonstruktion erhält man für jedes Ereignis die Schauerachse im Raum. Damit wird zum einen ein direktes Abbild der Quellstärke am Himmel erzeugt; zum anderen kann für jedes Ereignis der Schauerauftreffpunkt und z.B. die Höhe des Schaueremissionsmaximums berechnet werden.

Als Maß für die Form des Schauers dienen die kurze Halbachse (Schauerbreite bzw. *width*) und gelegentlich auch die lange Halbachse (Schauerlänge oder *length*) der Bildellipse. Auf einer statistischen Basis lassen sich damit primäre γ's vom hadronisch induzierten Untergrund separieren. Bei starken γ-Quellen ist mit der Anwendung harter Schnitte auch eine fast vollständig untergrundfreie γ-Messung möglich.

Durch die quasi-isotrope Emission ist die gemessene Bildamplitude auch ein kalorimetrisches Maß für die Energie des Primärteilchens. Bei genauer Betrachtung stimmt dies natürlich nur sehr eingeschränkt; die Bildamplitude kann erst bei Kenntnis der jeweiligen Entfernung des Schauers zum Teleskop (i.e. Schauercoreabstand und evtl. Schauerhöhe) mittels einer monotonen Funktion direkt in die Schauerenergie umgerechnet werden. Ohne die Information der Schauerentfernung ist die direkte Bestimmung der Energie nicht möglich; die Form des Spektrums muß in diesem Fall aus einer integralen Verteilung aller Ereignisse entfaltet werden.

Wie im vorigen Absatz bereits angesprochen, erfolgt die Cherenkov-Emission nicht wirklich isotrop; vor allem am Anfang der Schauerentwicklung bewegen sich die Teilchen noch nahe der Schauerachse. Dadurch ist z.B. der obere Teil eines γ-induzierten Schauers am Boden nur auf einem Ringsegment mit einem Radius von $\approx 100\,\mathrm{m}$ sichtbar. An der grundsätzlichen geometrischen Interpretation der Schauerbilder ändert dies aber nichts. Die Höhe des Schauermaximums wird nahe der Schauerachse systematisch zu tief rekonstruiert, der Effekt kann aber leicht korrigiert werden [HLKK00]. Die kalorimetrische Eichung berücksichtigt diesen Effekt durch die Anwendung von Schauersimulationen intrinsisch mit.

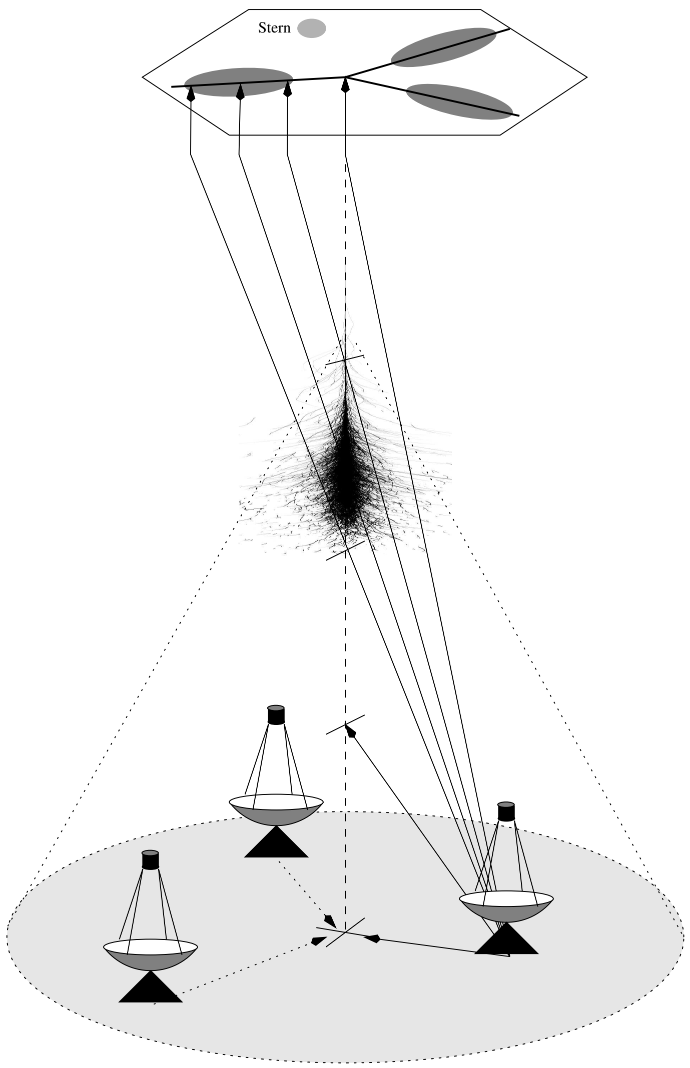


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der stereoskopischen Rekonstruktion von Luftschauern mittels eines Systems von abbildenden Cherenkov-Teleskopen. Die Teleskope sind winkelabbildend und parallel ausgerichtet, d.h. die Bildfelder am Himmel überlagern sich (im Bild oben durch das Hexagon angedeutet). In den Kameras entstehen Abbilder des an den Himmel projizierten Schauers. Die Herkunftsrichtung des Primärteilchens wird durch den Schnittpunkt der projizierten Schauerachsen bestimmt. Weiterhin wird durch das Schauerbild eine Ebene im Raum definiert, in der sowohl die Schauerachse als auch das jeweilige Teleskop liegen; diese Ebene ist im Bild für ein Teleskop durch die Vektorschar angedeutet. Durch den Kreuzungspunkt der von allen Teleskopen ausgehenden Vektoren, die am Erdboden entlanglaufen, wird der projizierte Schauerauftreffpunkt (Schauercore) bestimmt. Bei nicht-vertikaler Ausrichtung der Teleskope bleibt die Richtungsrekonstruktion unverändert; zur Bestimmung des Schauercores werden die Vektoren verwendet, die orthogonal zur Teleskopausrichtung stehen; diese werden in eine gemeinsame Ebene projiziert, wobei dann die bereits bestimmte Richtung der Schauerachse in geringem Maße eingeht.

Neben der Hillas-Parametrisierung kann auch die volle Bildinformation zur Rekonstruktion verwendet werden. Hierbei werden durch Monte-Carlo-Simulationen gewonnene Bildverteilungsparametrisierungen unter Variation der Schauergeometrie und -energie an die gemessenen Bilder angepaßt. Bei der Analyse des CAT-Einzel-Teleskops, das eine besonders hochauflösende Kamera hat, wird dieses Verfahren standardmäßig angewandt. Bei der Analyse der Daten des HEGRA-Teleskopsystems kommt es zur Zeit nur fallweise – zusätzlich zur Standardanalyse mit Hillas-Parametern – bei vorselektierten γ-Ereignissen zum Einsatz, nicht aber bei der Suche nach neuen Quellen.

2.2.3 Details zur Stereoskopie

Die Idee zum Bau eines stereoskopischen Systems von Cherenkov-Teleskopen wurde schon früh diskutiert (z.B. [WT77]). Erste praktische Versuche wurden wiederum von der Whipple-Kollaboration mit einem Zweiersystem unternommen; allerdings brachte das System keine brauchbaren Resultate hervor und wurde bald nach Inbetriebnahme durch den Verlust eines Reflektors wieder zu einem Einzelteleskop reduziert.

Die Stereoskopie beinhaltet zwei grundsätzliche Aspekte. Zum einen muß ein Schauer von mindestens zwei Teleskopen registriert werden. Dazu müssen die Teleskope gemeinsam vom Cherenkov-Lichtkegel des Schauers erfaßt werden (siehe auch Kap. 8), aber diesen Schauer unter einem möglichst großen (Stereo-)Winkel sehen. Eine günstige Entfernung der Teleskope liegt dabei in der Größenordnung von 100 m (z.B. [HHK$^+$00]).

Durch die Koinzidenzforderung hat ein System zunächst eine geringere Sammelfläche, als sich durch die Summe der einzelnen effektiven Flächen ergeben würde.[2] Der andere wesentliche Aspekt der Stereoskopie ist deshalb der Systemtrigger. Dieser verhindert sehr effizient Zufallstrigger, die durch das Nachthimmelsrauschen ausgelöst werden, und unterdrückt außerdem lokale, durch Myonen induzierte Ereignisse. Damit kann die Detektortriggerschwelle und damit die Energieschwelle des Systems deutlich geringer gesetzt werden, als dies bei Einzelreflektoren derselben Größe möglich wäre. Dies äußert sich bei dem HEGRA-System z.B. durch eine Energieschwelle von 500 GeV, die im Verhältnis zu der kleinen Spiegelfläche von $8.5\,\mathrm{m}^2$ pro Reflektor vergleichsweise niedrig ist.

Die grundsätzliche Frage der Sensitivität pro Kostenaufwand ist jedoch bei den Verfechtern der unterschiedlichen Techniken umstritten. Die Stereoskopie hat allerdings – unabhängig vom Sensitivitätsvergleich – mehrere Vorteile gegenüber der Arbeit mit einem Einzelteleskop. Im folgenden ist eine subjektive Auswahl gegeben:

- Die stereoskopische Rekonstruktion des Schauers im Raum erlaubt eine Bestim-

[2] Man würde die Teleskope beim Einzelbetrieb natürlich weit auseinanderstellen, um das gleichzeitige Beobachten eines Schauers und damit Korrelationen zu vermeiden.

mung der Schauergeometrie, die unabhängig von den Schauereigenschaften (im wesentlichen dessen Energie) ist. Dies gilt für die Herkunftsrichtung des primären Teilchens und den projizierten Schauerauftreffpunkt am Boden (Schauercore). Auch die Schauerhöhe wird im wesentlichen geometrisch bestimmt.

- Die Geometrieparameter haben eine direkte physikalische Bedeutung, im Gegensatz z.B. zu dem α-Parameter der Einzelteleskopanalyse, der den Winkel der an den Himmel projizerten Schauerachse bezüglich eines Punktes am Himmel – üblicherweise den Punktquellkandidaten – angibt. Physikalisch relevante Größen sind anschaulich und deswegen besser zu handhaben, man kann z.B. eine Einzelereignis-Richtungsauflösung angeben.

- Allgemein wird die Winkelauflösung und damit die Punktantwort für TeV-γ-Quanten deutlich verbessert.

- Durch die energieunabhängige Bestimmung der Schauergeometrie kann die Energieauflösung von 20% (bzw. 10% unter Einschluß der Schauerhöhenbestimmung) pro Ereignis über den gesamten Akzeptanzbereich, und nicht nur in der integralen Verteilung, erreicht werden.

- Konsistenzchecks durch Vergleiche der Einzelteleskope des Systems bzw. von Subsystemen sind möglich [AAB+99b].

2.2.4 Beobachtungen

Beobachtungen mit Cherenkov-Teleskopen werden nur bei klarer mondloser Nacht durchgeführt. Der Einfluß von hochliegenden Wolken und Sand in der Atmosphäre (auf La Palma der sogenannte *Calima*, ein Saharastaub) ist ein schwieriges Thema. Luftschauer werden natürlich auch unter diesen Bedingungen detektiert, evtl. mit einer verminderten Rate, die Eichung der Daten ist jedoch aufwendig.

Beobachtungen bei Mondlicht sind prinzipiell mit erhöhter Energieschwelle und reduzierter Sensitivität möglich, leisten jedoch deswegen keinen signifikanten Beitrag zur Erhöhung der Sensitivität bei der Suche nach schwachen Quellen. Für die kontinuierliche Überwachung starker, variabler Quellen oder bei der Suche nach neuen, potentiell variablen Quellen ist ein solches Vorgehen grundsätzlich sinnvoll. Nachteilig sind eine verstärkte Alterung der Photomultiplier, und sowohl ein kurz- wie längerfristiges verändertes Verhalten der Photosensoren sowie ein verstärkter Verschleiß des Beobachtungspersonals. Das HEGRA-System wurde bisher nicht bei Mondlicht betrieben, das unabhängig betriebene Einzelteleskop CT 1 des HEGRA-Experiments hat jedoch ein ausgedehntes Beobachtungsprogramm bei Mondschein.

2.3 Das HEGRA-Experiment

Das HEGRA-Experiment (High Energy Gamma Ray Astronomy) wird von einer Kollaboration betrieben, die sich aus Gruppen der Max-Planck-Institute für Physik in München und für Kernphysik in Heidelberg, der Universitäten Hamburg, Kiel, Wuppertal und Madrid, und dem Yerevan Physics Institute zusammensetzt. Das Experiment hat mehrere Entwicklungsstufen durchlaufen und bestand aus einem heterogenen Detektorpark. Dieser befindet sich auf dem Gelände des IAC (Instituto de Astrofísica de Canarias) nahe des Roque de los Muchachos auf der kanarischen Insel La Palma, 2200 m über dem Meeresspiegel (28°.75 N, 17°.89 W).

2.3.1 Das „Array"

Als direkter Nachfolger des Kieler Luftschauerexperiments wurde Ende der achtziger Jahre zunächst das sogenannte Array errichtet. In seiner endgültigen Ausbaustufe bestand es aus einer Matrix von ca. 200 Szintillationszählern auf einer Fläche von $200 \times 200\,\mathrm{m}^2$; die Zähler registrierten Luftschauer ab einer Energie von ca. 10 TeV. Zusätzlich wurde später AIROBICC installiert, ein Array aus ca. 100 offenen Cherenkov-Zählern. Wenn Beobachtungen möglich waren (in klaren mondlosen Nächten), erreichte dieses erweiterte Array nominell eine tiefere Energieschwelle. Nur für wenige Monate wurden auch 17 sogenannte Myon-Türme betrieben, die aus Geigerzählern bestanden. Mittels der Spurrekonstruktion sollte die Myon-Komponente der Schauer vermessen werden, um eine effizientere Unterdrückung des hadronisch induzierten Untergrunds zu ermöglichen.

Auf dem HEGRA-Gelände wurden auch 10 Module für das CRT-Experiment (*Cosmic Ray Tracking*) erprobt. Die Module bestanden aus zwei gekreuzt angeordneten Driftkammerebenen und ermöglichten Spurrekonstruktion speziell der Elektronen und Myonen.

Das Array wurde Ende 1999 außer Betrieb genommen. Die Empfindlichkeit reichte leider nicht aus, um Gammaquellen signifikant nachzuweisen. Es wurden jedoch eine Reihe von oberen Flußgrenzen bestimmt und Studien zur Zusammensetzung der chemischen Komposition der kosmischen Strahlung, insbesondere in der Nähe des sogenannten Knies im Spektrum, durchgeführt.

2.3.2 Die Cherenkov-Teleskope

Der erste Nachweis einer TeV-Gamma-Quelle (dem Krebsnebel) gelang 1989 mit Hilfe des Whipple-Teleskops [W$^+$89]. Motiviert durch diesen Erfolg, begann u.a. auch die HEGRA-Kollaboration mit dem Bau von abbildenden Cherenkov-Teleskopen.

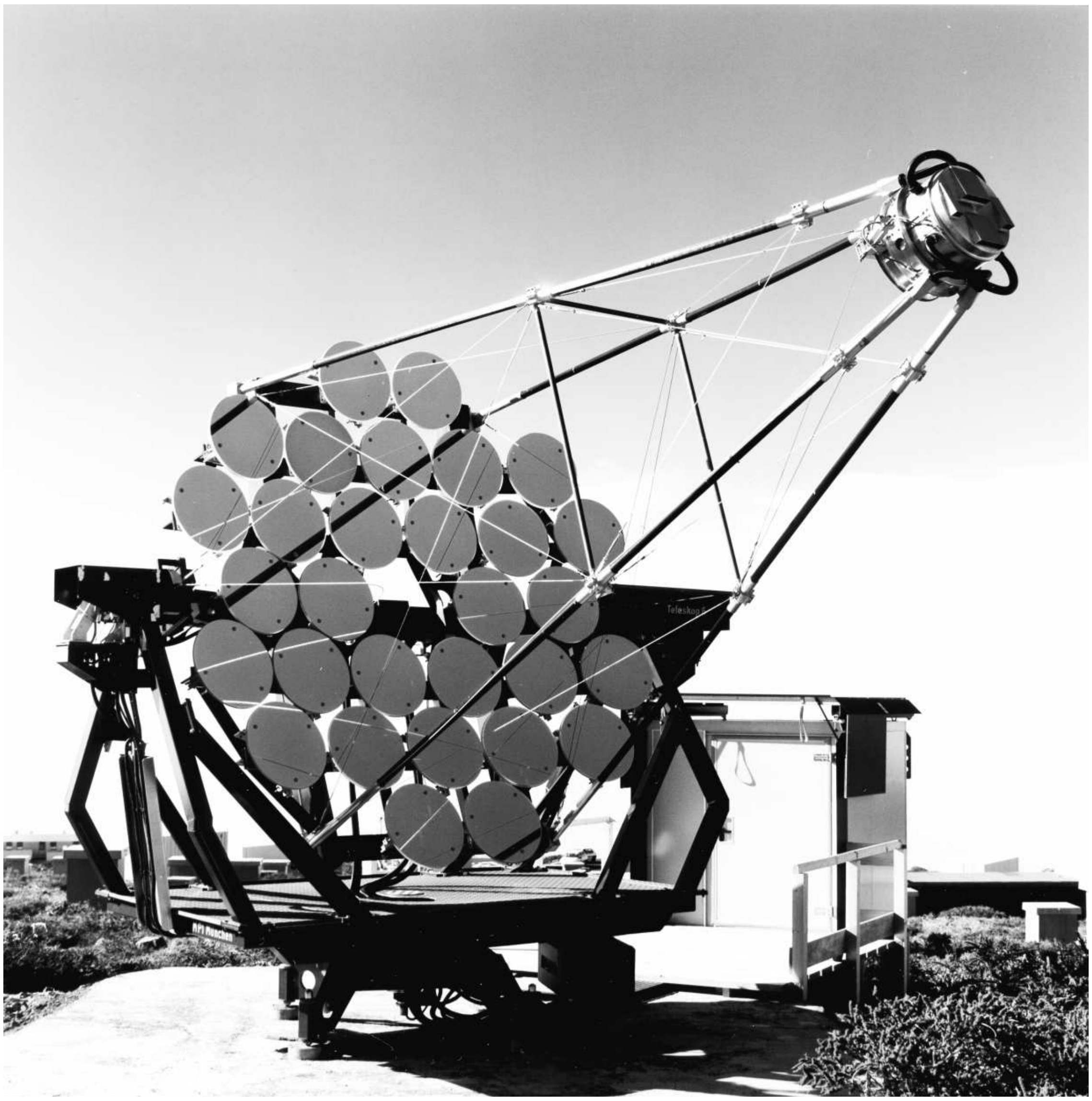


Abbildung 2.3: Eines der HEGRA-System-Teleskope (CT 6).

1992 wurde das erste Teleskop errichtet (CT 1, [MKK$^+$94]). Es hat eine äquatoriale Montierung. Die ursprüngliche Bestückung mit Glasspiegeln mit einer Gesamtfläche von $5\,\mathrm{m}^2$ wurde 1998 durch Aluminiumspiegel mit einer Fläche von $10\,\mathrm{m}^2$ ersetzt. Die ursprüngliche Kamera mit 37 Photomultipliern (Gesichtsfeld $0\overset{\circ}{.}43$ pro Pixel) wurde 1995 durch eine hochauflösende Kamera mit 127 Photomultipliern ($0\overset{\circ}{.}25$ pro Pixel) ersetzt. Details über CT 1 finden sich z.B. in [AAB$^+$99c]. Hardware, Datenerfassung und Analyse sind vollständig unabhängig von den anderen Teleskopen und nicht Gegenstand dieser Arbeit.

System-Detektor ($\times$4, später 5)		
Reflektor	Davies-Cotton-Design	
	Fokallänge	4.92 m
	Reflektordurchmesser	3.40 m
	Spiegelsegmente	30 sphärische Glasspiegel, $\varnothing = 60\,\mathrm{cm}$ aluminisiert und quarzbeschichtet
	Spiegelfläche	$A = 8.5\,\mathrm{m}^2$
	Punktantwort	$\sigma \leq 3'$
Montierung	Alt-Az (azimutal)	
	Winkelgeber	1 pro Achse, $1.'3$ Auflösung
	Motoren	Schrittmotoren, Schrittgröße $1.''3$
	Nachführgenauigkeit	online: $\leq 0.^\circ1..0.^\circ3$ offline: $25''$
Kamera	Pixel	271 Photomultiplier EMI 9083 KFLA
	HV-Versorgung	600..1000 V, für jedes Pixel getrennt einstellbar
	Layout	hexagonal dichteste Packung verspiegelte Lichttrichter
	Gesichtsfeld	Pixel: $0.^\circ2445$ Kamera: ca. $4.^\circ3$
Elektronik	in VME-Standard, überwiegend Eigenbau des MPI-K	
	Signaldigitalisierung	120 MHz - FADCs mit Pulsformer ($\tau = 12\,\mathrm{ns}$) Speichertiefe $2 \times 2\,\mathrm{k} = 34\,\mu\mathrm{s}$
	lokaler Trigger	2 benachbarte Pixel innerhalb von 12 ns oberhalb von 8 mV (entspricht ca. 6 Photoelektr.)
	Systemtrigger	2 Teleskope innerhalb von 70 ns (laufzeitkorrigiert)

Tabelle 2.1: Eigenschaften der Einzelteleskope des HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystems.

Das zweite Teleskop (CT 2) wurde 1993 errichtet. Die Montierung ist azimutal, und ihr Aufbau entspricht grundsätzlich dem der Teleskope CT 3 bis CT 6. Allerdings wurden nach den ersten Erfahrungen mit CT 2 die Spiegelträger von CT 3 bis CT 6 durch Verwendung massiverer Stahlprofile unter Beibehaltung der Konstruktion steifer gebaut. CT 2 war bis 1998 mit einer 61-Pixel-Kamera ausgestattet ($0.^\circ43$ pro Pixel). Details über diese Teleskopkonfiguration und Ergebnisse finden sich ebenfalls in [AAB+99c].

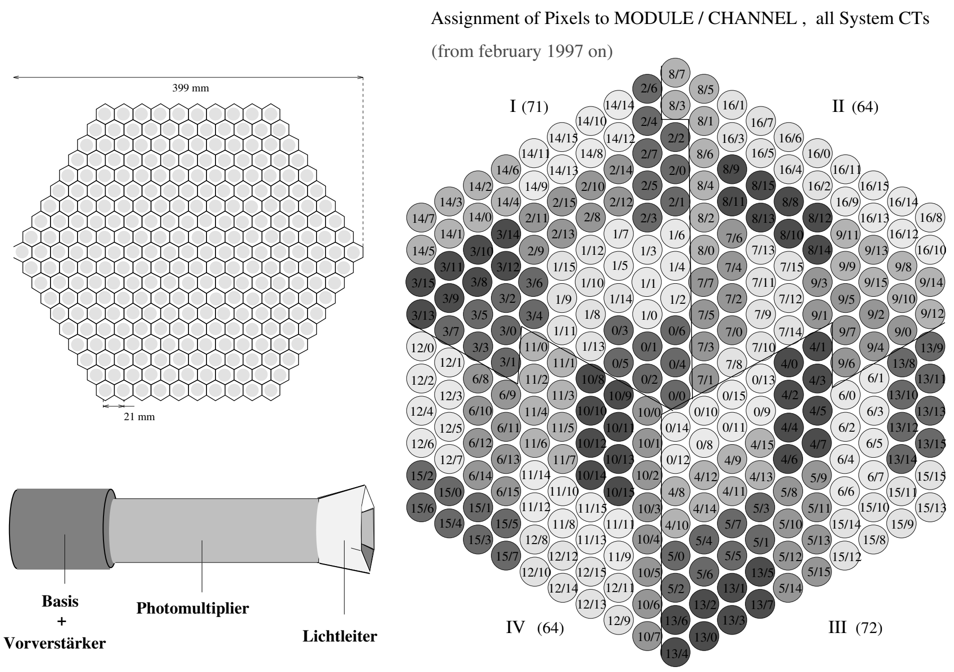


Abbildung 2.4: Links oben: Das Layout der aus 271 Pixeln bestehenden Kameras. Die schattierten Kreise kennzeichnen die Öffnungsfenster der Photomultiplier. Links unten: Ein „Pixel" besteht aus Lichtleiter (*Funnel*), Photomultiplier, HV-Versorgung (Basis) und Vorverstärker. Rechts: Die Ausleseelektronik ist in VME-Module aufgeteilt, die jeweils 16 Pixel umfassen. Diese Gruppen sind in der Kamera ebenfalls benachbart, was im Bild durch die unterschiedlichen Grautöne angedeutet wird. Dieses Layout führt zu einer gewissen Inhomogenität des Kameragesichtsfeldes (siehe Kap. 8.3.1).

2.3.3 Das stereoskopische Cherenkov-Teleskop-System

Mit dem Bau des stereoskopischen Systems, das aus 5 identischen Teleskopen besteht, wurde 1995 mit der Errichtung von CT 3 begonnen. CT 4, CT 5 und CT 6 wurden bis Ende 1996 in Betrieb genommen, wobei CT 4 und CT 5 zunächst nur mit einer vorläufigen Version der Ausleseelektronik ausgestattet waren. Dies wurde bei CT 5 Ende 1996, bei CT 4 Ende Februar 1997 korrigiert, und seit dem Einstellen der endgültigen Hardware-Triggerschwelle aller Systemteleskope Anfang Juni 1997 läuft ein 4-Teleskop-System mit unveränderter Konfiguration. Ein Feuer, das im Herbst 1997 größere Bereiche des Roque de los Muchachos erfaßte, zerstörte zwar einen Teil des Arrays, von den Cherenkov-Teleskopen wurde jedoch nur CT 4 leicht beschädigt. Es konnte nach einer Ausfallzeit von knapp 3 Monaten wieder in Betrieb genommen werden.

Im Sommer 1998 wurde CT 2 mit der Elektronik der Systemteleskope ausgestattet und

System-Performance: **4-Teleskop-System, kleine Zenitwinkel, optimale Detektorbedingungen**	
Ereignisrate	alle Ereignisse: 15 Hz im effektiven Gesichtsfeld mit $\varnothing = 2°$: 2.3 Hz
Energieschwelle	$E_{\mathrm{thr},\gamma} = 500\,\mathrm{GeV}$
Gesichtsfeld	flache γ-Akzeptanz auf $\varnothing = 2°$
Krebsnebel-γ-Rate	$120\,\gamma\,\mathrm{h}^{-1}$
Winkelauflösung je Ereignis	Median = 0°.09 Selektierte Ereignisklassen: 0°.03..0°.12
Schauercorebestimmung	$\sigma = 10\,\mathrm{m}$ bei Punktquellen mit bekannter Position: $\sigma \approx 3\,\mathrm{m}$
Energieauflösung je Ereignis	RMS = 20% (nur Schauercore, freie Quellposition) RMS = 10% (zusätzlich Schauerhöhenbestimmung, für Punktquellen mit bekannter Position)
Untergrundreduktion I: Schauerform	lockerer Schnitt: $\kappa_{\mathrm{CR}} = 14\%$, $\kappa_\gamma = 96\%$ harter Schnitt: $\kappa_{\mathrm{CR}} = 7\%$, $\kappa_\gamma = 80\%$
Untergrundreduktion II: Richtung: Punktquelle vs. eff. FOV ($\varnothing = 2°$)	 lockerer Schnitt: $\kappa_{\mathrm{CR}} = 4.8\%$, $\kappa_\gamma > 90\%$ harter Schnitt: $\kappa_{\mathrm{CR}} = 1.2\%$, $\kappa_\gamma = 60\%$
Fluß-Sensitivität quasi-untergrundfrei, $t < 1\,\mathrm{h}$ untergrunddominiert, $t > 1\,\mathrm{h}$	 $0.3\,\mathrm{Crab}(t/1\,\mathrm{h})^{-1}$ $0.03\,\mathrm{Crab}(t/100\,\mathrm{h})^{-1/2}$

Tabelle 2.2: Die wesentlichen Kenngrößen des HEGRA-Cherenkov-Teleskop-Systems.

ist seit August 1998 in das System integriert. Leider führten Probleme mit der Motorsteuerungselektronik während des ersten dreiviertel Jahres zu einem sehr unregelmäßigen Betrieb von CT 2. Ein weiteres grundsätzliches Problem ist die im Vergleich zu den übrigen Systemteleskopen geringere Qualität des Spiegelträgers von CT 2, was auch durch das Anbringen von Versteifungsstreben nicht korrigiert werden konnte (siehe auch Kap. 4.4.3).

Das HEGRA-Cherenkov-Teleskop-System ist in einer Vielzahl von Veröffentlichungen beschrieben worden (z.B. [DHH+97, AAB+99d, KHA+99]). Genauere Beschreibungen der Ausleseelektronik an den Teleskopen finden sich in [Her96, Heß98]. Die zentrale Triggerstation ist in [Lam97] skizziert, die Teleskopnachführung in [Püh96]. Die Datennahme wird im nächsten Kapitel genauer beschrieben. Eine Übersicht über die Eigenschaften der Detektoren gibt Tabelle 2.1, die Rekonstruktionseigenschaften des Teleskopsystems sind in Tabelle 2.2 aufgelistet.

Das Teleskop-System soll mindestens bis zum Frühjahr 2002 im Rahmen des HEGRA-Experiments Daten nehmen.

2.3.4 Amplitudeneichung des Teleskop-Systems

Die Bestimmung der effektiven Nachweisfläche für γ-Quanten und Hadronen und die Energieeichung erfolgen durch Simulationen [KHA$^+$99, Hem98]. Diese beinhalten zwei wesentliche Komponenten:

Schauersimulationen
: Die Programmpakete CORSIKA [Hil79, C$^+$92] und ALTAI [K$^+$96, KP00] kommen zum Einsatz, um die Entwicklung ausgedehnter Luftschauer und ihre Cherenkovemission zu simulieren.

Detektorsimulationen
: Diese verwenden die geometrischen Abmessungen der Teleskope (Spiegelfläche, Punktantwort des Reflektors, Pixelflächen), die optischen Eigenschaften (wellenlängenabhängige Reflektivität der Spiegel, Effizienz weiterer optischer Elemente wie Lichtleiter), die Quanteneffizienz und Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier, die Nachweisempfindlichkeit der Ladungsmessung der PM-Signale durch die FADCs unter Einschluß der Analyse und schließlich die Triggerempfindlichkeit, um die aus den Schauersimulationen ermittelte Photonendichte und -winkelverteilung in die Bildinformationen umzurechnen.

Daneben muß natürlich auch das durch die Photonen des Nachthimmels induzierte Rauschen berücksichtigt werden. Die korrekte Bestimmung der Sensitivität wurde u.a. anhand der Vorhersagen für die Nachweisrate des permanenten hadronischen Untergrundes getestet, dessen Fluß und Energiespektrum aus Ergebnissen anderer Experimente übernommen wird.

Auch die Bestimmung der Punktantwort für γ-Quellen und die optimalen Schnitte auf die Schauerform zur Unterdrückung des hadronischen Untergrundes geschieht zunächst mit Simulationen. Mit Hilfe von „Eichquellen" wie dem Krebsnebel oder der starken γ-Quelle Mrk 501 kann diese Eichung aber auch direkt mit echten γ-Ereignissen abgeglichen bzw. direkt durchgeführt werden (siehe unten und Kap. 5).

Da die Energieauflösung klein gegen die erwarteten Änderungen in den Quellspektren ist, werden die Quellspektren – und damit auch die integralen Flüsse – mittels einer energieabhängigen Korrekturfunktion, der sogenannten effektiven Fläche (*collection area*), aus den differenziell gemessenen Spektren gewonnen. Die effektive Fläche $A_{\text{eff}}(E)$ ist definiert als [KHA+99]

$$A_{\text{eff}}(E) = 2\pi \int_0^\infty P_\gamma(E, r)\, r\, \mathrm{d}r \tag{2.1}$$

wobei $P_\gamma(E, r)$ die Triggerwahrscheinlichkeit für γ's mit der Energie E und dem Abstand r vom Zentrum des Teleskopsystems ist. Wegen der endlichen Energieauflösung und der steil abfallenden Spektren kann die effektive Fläche jedoch nicht völlig unabhängig von der Form des gemessenen Spektrums verwendet werden. Die in der Rekonstruktion angewandte Funktion $A'_{\text{eff}}(\alpha_{\text{sim}}; \tilde{E})$ wird mittels eines angenommenen Flusses mit dem Potenzgesetz $\Phi(E) \propto E^{\alpha_{\text{sim}}}$ folgendermaßen bestimmt [AAB+99d]:

$$A'_{\text{eff}}(\alpha_{\text{sim}}; \tilde{E}) = \frac{\int \mathrm{d}E\, p(E, \tilde{E})\, A_{\text{eff}}(E)\, \Phi(E)}{\Phi(\tilde{E})} \tag{2.2}$$

Hierbei ist $\tilde{E}$ die rekonstruierte Energie und $p(E, \tilde{E})$ das Ergebnis der Energierekonstruktion. Eventuell muß die effektive Fläche unter Variation des simulierten Spektralindex α_{sim} iterativ ermittelt werden (siehe auch Kap. 10.1). Alternativ kann das Spektrum auch durch Rück- oder Vorwärtsfaltung gewonnen werden; diese Methoden sind aber wegen der Einfachheit der wirklichen Spektren meist überdimensioniert.

In der vorliegenden Arbeit wurden die folgenden Informationen aus den Simulationen übernommen:

- Die Erwartungswerte für die Bildamplituden dienen der Rekonstruktion der Schauerenergie. Der Rekonstruktionsalgorithmus ist in [AAB+99d] beschrieben, und ausführliche Tests haben die Gültigkeit der Methode für den getesteten Zeitraum (Jahr 1997) und den damaligen Detektorzustand gezeigt. Die Rekonstruktion erlaubt eine Energiebestimmung mit einer Genauigkeit von 20%. Die Amplitudenmeßwerte werden mit Hilfe der in Kap. 3.6 beschriebenen Methode auf den Referenzzeitraum (i.e. die Referenzsensitivität) umgerechnet; diese Methode findet derzeit in allen HEGRA-Systemanalysen Anwendung. Vollständige Simulationen, die mit simulierten veränderten Detektorsensitivitäten dieses Verfahren testen könnten, existieren zur Zeit nicht. Für die in der vorliegenden Arbeit erreichte statistische Genauigkeit des Spektrums von Cas A reicht die erreichte systematische Genauigkeit sicherlich voll aus.

- Der Fluß und das differenzielle Spektrum des Krebsnebels wurden als Referenz aus [AAB+00a] übernommen. Diese Ergebnisse wurden natürlich unter Zuhilfenahme der Simulationen erzielt. Da bei der Analyse der Krebsnebeldaten nur lockere Winkel- und Schauerformschnitte verwendet wurden, sind mögliche Einflüsse von Fehlern in den simulierten Effizienzen sehr gering.

In den folgenden Bereichen wurden die Simulationsergebnisse ersetzt:

- Der spektrale Index bzw. das differenzielle Spektrum und der integrale Fluß von Cas A wurden durch den direkten Vergleich mit Daten vom Krebsnebel gewonnen. Damit wurde der Einsatz der effektiven Fläche ersetzt, die ansonsten für die verwendeten harten Schnitte und die im Laufe der Zeit variierende Detektorsensitivität neu hätte berechnet und getestet werden müssen. Zu Details siehe Kap. 10.
- Die Erwartungswerte für die Schauerformparameter (im wesentlichen die Schauerbreite) wurden aus echten γ-Ereignissen von Mrk 501 bestimmt und an γ-Ereignissen vom Krebsnebel überprüft (Kap. 7). Die so erhaltenen Werte beschreiben die Daten etwas genauer als die Simulationswerte.

2.3.5 Absoluteichung der Energieskala

Für die vorliegende Arbeit spielt die Absoluteichung der Teleskope direkt keine wesentliche Rolle. Indirekt wird sie natürlich verwendet. Zum einen sind die Energieerwartungswerte (Kap. 2.3.4) in absoluten Energieeinheiten geeicht, und der spektrale Verlauf von Cas A relativ zum Spektrum des Krebsnebels wird dementsprechend auf einer absolut geeichten Energieskala angezeigt (Kap. 10.3, Abb. 10.8). Für die Analyse des Spektrums ist allerdings nicht so sehr die Absoluteichung, sondern vielmehr die genaue Kenntnis der Relation von Energie und Ansprechwahrscheinlichkeit (genauer: Bildamplitude zu Triggerwahrscheinlichkeit) relevant ([AAB$^+$99e] und Kap. 10.1.3). Der Grund dafür ist natürlich, daß keine Spektrallinien, sondern im wesentlichen spektrale Indizes bestimmt werden.

Des weiteren wird der Fluß von Cas A im Vergleich zum Fluß des Krebsnebels in absoluten Flußeinheiten ermittelt, damit wird auf dessen absolute Bestimmung zurückgegriffen.

Kapitel 3

Datenaufbereitung und Amplitudenkalibration

In diesem Kapitel wird die Datennahme des HEGRA-Teleskopsystems kurz skizziert und die Datenaufbereitung und Erzeugung der Kalibrationsinformationen beschrieben. Außerdem wird die relative Sensitivitätseichung des Systems beschrieben, die auf den Kalibrationsinformationen und der Messung der Systemtriggerrate basiert.

3.1 Datennahme

Die Datennahme kann durch die auf den verschiedenen Rechnern laufenden Prozesse charakterisiert werden, wobei die Prozesse im einzelnen natürlich heftigst mit der Elektronik der Teleskope bzw. der Zentralstation kommunizieren.

Zentraler Datennahmerechner

Auf dem zentralen Datennahmerechner, an dem auch das Bedienpersonal (also überwiegend Doktoranden) sitzt, laufen ein Serverprozeß, ein graphisches Steuerprogramm, über das alle wesentlichen Funktionen der Datennahme gesteuert werden, und ein Online-Display. Auf letzterem werden sowohl die vom Serverprozeß bereits auf Festplatte geschriebenen Daten anzeigt als auch alle Monitorwerte der Teleskope, die im normalen Datenstrom mitgeliefert werden. Die Kommunikation des Steuerprogramms mit den Datennahmeprozessen an den Teleskopen läuft überwiegend nur in diese eine Richtung, über Unix-Signale und Kommandofiles, die auf einen gemeinsam zugänglichen, per NFS (*Network File System*) gemounteten Plattenbereich geschrieben werden.

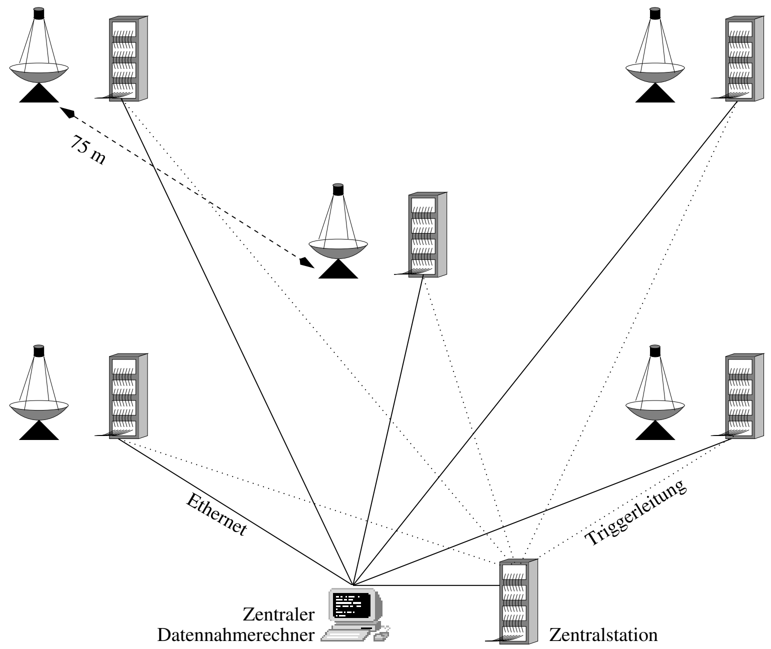


Abbildung 3.1: Signalwege des HEGRA-Teleskopsystems. Die gepunkteten Linien stellen Triggerleitungen, die durchgezogenen Linien Ethernet-Datenverbindungen dar. Die Zentralstation und der zentrale Datennahmerechner befinden sich beide in unmittelbarer Nähe des zentralen Teleskops (CT 3).

An den Teleskopen und in der Zentralstation befinden sich VME-Prozeßrechner, die über den VME-Bus den Großteil der Elektronik ansteuern; nicht-VME-Elektronik wird indirekt über VME-Module angesteuert. Diese Rechner haben keine Massenspeicher, sondern greifen über NFS auf Plattenplatz des Zentralrechners zu. Die Datennahmeprozesse an den Teleskopen bzw. der Prozeß in der Zentralstation werden zu Beginn der Datennahme vom Zentralrechner aus gestartet.

Zentralstation

Aufgabe des Prozesses, der auf dem Zentralstationsrechner läuft, ist die Verwaltung des Systemtriggers. Dies beinhaltet die Einstellung der Verzögerungsleitungen der Triggerleitungen, die von den Einzelteleskopen kommen, die nötig ist, um unter allen Teleskopausrichtungen ein Koinzidenzfenster von ca. 70 ns einzustellen. Außerdem wird bei einem Ereignis das Triggerpattern ausgelesen, d.h. die Information, welche Teleskope den Systemtrigger in der Zentralstation ausgelöst haben. Die Entscheidung, ob ein Systemtrigger ausgelöst wird, muß natürlich direkt elektronisch getroffen werden; im Falle einer Koinzidenzentscheidung wird über die Triggerleitungen bei den Teleskopen der VME-Interrupt ausgelöst.

Teleskope

Die Datennahmeprozesse an den Teleskopen stellen zu Beginn der Datennahme die Triggerschwellen der Pixel ein; dies beinhaltet eine Nullpunkteichung der Komparatoren. Die Nullinien der FADCs, die die Signalamplituden der Pixel digitalisieren, werden dagegen dynamisch geeicht; dies ist notwendig, da bereits vor dem Verschicken der Daten an den Server eine Nullunterdrückung stattfindet, d.h. die Daten der Kanäle ohne Signal werden verworfen.

Der Datennahmeprozeß an den Teleskopen ist *multi-threaded*, d.h. er zerfällt in Subprozesse, die zwar auf denselben Arbeitsspeicherbereich zugreifen, aber relativ zueinander Unix-äquivalente Prioritäten zugewiesen bekommen. Permanent laufende Prozesse sind der Nachführ-(*Tracking*-)Prozeß, ein Monitorprozeß zur Überwachung der Kamera und der Elektronik (DC-Strommessung und Ratenmessung der Einzelpixel, Temperaturmessung der Kamera und der Elektronik) in einem 16-sekündigen Turnus und ein lokales Interface. Da die Prozesse vom Zentralrechner gestartet werden, ist das lokale Interface von dort aus zugänglich; es dient zur direkten Überwachung von Teleskopfunktionen und zum schnellen Eingreifen in die Hardware (HV-Abschaltung, Anhalten der Teleskope) bei Notfällen. Die höchste *Thread*-Priorität hat der Nachführ-Prozeß, damit gewährleistet wird, daß die Teleskope immer auf ihrer Bahn bleiben und z.B. nicht ins Schwingen geraten können. Nur die Abarbeitung der VME-Interruptroutine hat naturgemäß noch Vorrang.

Die VME-Interruptroutine hält im Falle einer Triggerentscheidung das kontinuierliche Beschreiben der FADCs an und speichert das momentane Pixel-Triggermuster zwischen. Daran anschließend wird in einem weiteren Prozeß die Auslese der FADC- und der Triggerinformationen durchgeführt. Die gespeicherten Triggerinformationen umfassen die Nummern der Pixel, die bei einem Ereignis getriggert haben, und die volle Zeitinformation des lokalen Teleskoptriggersignals und des von der Zentralstation kommenden Triggersignals, die in einem separaten FADC-Kanal aufgenommen werden. Die Auswertungsroutine der Signalamplitude sucht in dem $34\,\mu$s-tiefen FADC-Speicher nach den 16 Bins (ein Bin entspricht $8\,$ns), die in der Zeit des Ereignisses aufgezeichnet wurden. Dies ist mit Hilfe des aufgezeichneten lokalen Triggersignals einfach. Es werden aber auch die Teleskope ausgelesen, die selber nicht lokal getriggert haben; hier ist die Auswertung der FADC-Signale schwieriger.

Die Datenpakete werden über ein Netzprotokoll (NETLIB) von den Teleskopprozessen zum Serverprozeß verschickt; dieser sammelt die Daten in einem Ringpuffer, synchronisiert sie im Falle eines Daten-Runs und schreibt sie auf Festplatte. Die Totzeit des Systems nach einem Ereignis wird durch die Zentralsstation bestimmt, und beträgt im Normalfall $200\,\mu$s.

Daten-Runs

Ein Daten-Run dauert typischerweise 20 oder 30 Minuten. In dieser Zeit werden die Teleskope auf eine bestimmte Himmelsposition nachgeführt. Ein Run-Zyklus besteht aus einer Folge solcher Daten-Runs. Typische Run-Zyklen sind:

- Der *Wobble Mode* bzw. *Wobble*-Modus, bei dem abwechselnd auf eine Position mit einer Entfernung von $\pm 0\overset{\circ}{.}5$ in Deklinationsrichtung von der zu beobachtenden Quelle weg positioniert wird. Dieses Verfahren wird üblicherweise bei Punktquellen eingesetzt, da die Punktantwort des Systems für TeV-γ-Quanten so klein ist, daß ein großer Teil des übrigen Gesichtsfeldes zur Untergrundsbestimmung genutzt werden kann.

- Der *On-Off*-Zyklus. Hier wird abwechselnd auf das Zentrum des Objekts (*On Source*) und auf eine in Richtung der Rektaszension 20 oder 30 Minuten entfernte Position am Himmel (*Off Source*) positioniert. Dies wird mittlerweile ausschließlich bei Quellen durchgeführt, deren Ausdehnung in der Größenordnung des effektiven Gesichtsfeldes des Systems liegt (siehe Kap. 8). Die *Off Source*-Messung wird zur Bestimmung des erwarteten Untergrundes verwendet. Weil diese Himmelsregion aber möglicherweise eine andere Sterndichte und damit ein anderes Rauschverhalten als die *On Source*-Region hat, muß gegebenenfalls ein sogenanntes *Software-Padding* durchgeführt werden, das das Rauschverhalten der Pixel der *On-* und *Off-Source*-Messungen abgleicht. Da außerdem Wetter- oder Detektoränderungen die Untergrundmessung verfälschen können, ist die Abschätzung des systematischen Fehlers der Untergrundbestimmung schwieriger als bei dem *Wobble*-Modus.

- Der *Scan Mode* bzw. *Scan*-Modus. Hier wird automatisch eine Liste von Koordinaten abgearbeitet, die vor Beginn der Datennahme mit einem separaten Programm erzeugt wird. Ursprünglich wurde der *Scan*-Modus zur Abrasterung ausgedehnter Teile der Milchsstraße eingeführt (siehe Kap. 5.5). Da er auch den zeitlichen Overhead beim normalen Objektwechsel verringert, wird dieser Modus z.B. auch für AGN-Scans eingesetzt, bei denen im Laufe einer Nacht viele AGN-Positionen angefahren werden müssen[1]. Auch beim automatisierten Abrastern einer

[1]Einziger Nachteil dieser Methode ist, daß die Kameras während der Neupositionierung nicht geschlossen werden, und so die geringe Gefahr besteht, daß während des Neupositionierung der Teleskope kurz-

GRB-(*Gamma Ray Burst*-)Position, deren Lokalisierungsgenauigkeit bei Standard-BATSE-Koordinaten nur in der Größenordnung von Grad liegt, kommt der *Scan-Modus* zum Einsatz.

Bei Daten-Runs wird die Einzelpixel-Triggerschwelle auf 8 mV (bis Mai 1997: 10 mV) gesetzt, das entspricht etwa 6 (8) Photoelektronen. Die Teleskope können bei einer variablen Zahl von Pixeln einen lokalen Teleskoptrigger auslösen; zwei der Pixel müssen allerdings immer benachbart sein (NN (*Next Neighbour*)-Trigger). Bei Daten-Runs ist die Schwelle für die Zahl der Pixel, die getriggert haben müssen, auf zwei gesetzt. Zu weiteren Details über das Triggerverhalten des Systems siehe z.B. [BDH$^+$98]. Im Falle einer lokalen Teleskop-Triggerentscheidung wird ein Signal an die Zentralstation gegeben, welche wiederum im Falle einer Koinzidenz den Systemtrigger auslöst. Die Koinzidenzentscheidung ist standardmäßig auf mindestens zwei Teleskope mit lokalem Trigger gesetzt. Im Falle des Systemtriggers werden alle Teleskope ausgelesen. In der Praxis werden allerdings die Teleskope, die selbst nicht getriggert haben, in der Analyse verworfen, da deren Informationsgehalt gering ist.[2]

Die Daten, die von den Teleskopen an den Serverprozeß geschickt werden, werden von diesem synchronisiert, damit in den Rohdaten bereits in jedem der sequentiell abgelegten Ereignisse die Daten aller Einzelteleskope verfügbar sind. Dieses *Online*-Eventbuilding hat im wesentlichen den Vorteil, daß auf dem *Online*-Eventdisplay vollständig rekonstruierte Ereignisse gezeigt werden können; eventuelle grundsätzliche Fehler werden so während der Datennahme bereits sichtbar und können gegebenenfalls gleich korrigiert werden. In der Praxis waren allerdings Fehler, die auf diese Weise sichtbar wurden, sehr selten bzw. wurden in der Anfangsphase behoben. Weitaus wichtiger für die Sicherung der Datenqualität sind andere Verfahren (siehe Kap. 3.2).

Laser-Runs

Zu Beginn jeder Nacht, und idealerweise noch ein- oder zweimal im Verlauf der Beobachtungen, wird ein Laser-Run durchgeführt. An jedem Reflektor ist ein Szintillator angebracht, auf den ein Stickstofflaser über eine Glasfaser pro Run 100 Schüsse abgibt. Durch den Szintillator wird die Kamera homogen ausgeleuchtet und näherungsweise ein Cherenkov-Spektrum erzeugt. Die Teleskope triggern sich hierbei natürlich selbst (kein

---

zeitig ein heller Stern ins Gesichtsfeld der Teleskope gerät, der die Photomultiplier überlastet (und z.B. ihr Rauschverhalten ändert).

[2]Nach Meinung des Autors liegt dies u.a. daran, daß die Pulsformanalyse (siehe Kap. 3.5) den Zeitpunkt des Ereignisses allein aus den mit den FADCs aufgezeichneten Signalen bestimmt (deren Amplituden sowieso sehr niedrig sind, da das Teleskop ja nicht getriggert hat); möglicherweise ließe sich dies durch Einbeziehung der Systemtriggerinformation und der Signallaufzeiten verbessern.

Systemtrigger); mindestens 100 Pixel müssen einen Trigger ausgelöst haben, bevor ein Ereignis als Laserereignis akzeptiert wird.

Unmittelbarer Nutzen ist ein relativer Sensitivitätsabgleich aller 271 Kanäle (*Flatfielding*), der in jedem Daten-Run auf die Signalamplituden angewandt wird. Die Laser-Rundaten werden aber auch separat abgespeichert und zur Kalibration der relativen Signalankunftszeiten sowie zur Bestimmung des elektrischen Konversionsfaktors genutzt (siehe Kap. 3.3).

Point-Runs

Die geometrische Kalibration der Teleskope, die im wesentlichen mit *Point Runs* durchgeführt wird, wird ausführlich in Kap. 4 besprochen. Während eines *Point Runs* rastern die Teleskope ein Fenster um eine Sternposition ab, wobei alle Teleskope unabhängig agieren. In einem *Point Run* werden die DC-Ströme der Photomultiplier und die momentane Position der Teleskope ausgelesen, sobald sich der Wert eines Winkelsensors (*Shaft Encoder*) ändert.

Myon-Runs

Im sogenannten Testdaten-Run bleiben die Teleskope in einer konstanten Ausrichtung stehen und triggern lokal; die Daten werden unsynchronisiert vom Server empfangen und abgespeichert. Dieser Modus dient in der Hauptsache dazu, lokale Myonen nachzuweisen. Als Triggerbedingung hierfür müssen 5 Pixel eine Pixelschwelle von 5 mV überschreiten. Myon-Runs dienen zur Absoluteichung der Energieskala des Systems.

3.2 Qualitätskontrolle

Die Qualitätsüberprüfung bzw. -sicherung der Daten geschieht in mehreren Schritten, und erfüllt im wesentlichen drei Aufgaben:

1. Probleme an den Teleskopen oder bei der Datennahme sollen möglichst schnell erkannt und behoben werden.

2. Bei der monatlich erfolgenden Kalibration der Daten müssen der Zustand der Hardware, der Kalibrationsdaten und der zu eichenden Daten bekannt sein.

3. Schließlich müssen bei der Analyse Informationen vorliegen, aus denen die Qualität der Daten hervorgeht, um so je nach Analyseart die Daten gegebenenfalls verwerfen oder entsprechend behandeln zu können.

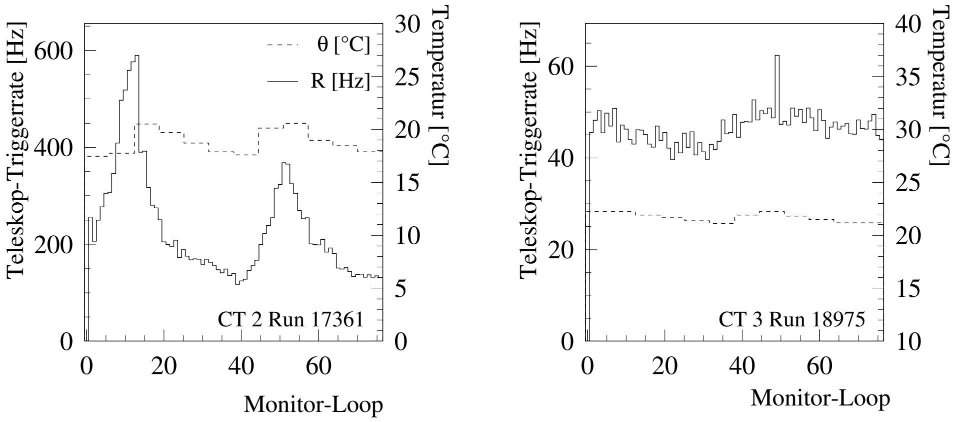


Abbildung 3.2: Änderung der Einzelteleskop-Triggerrate im Verlauf eines Runs, zusammen mit der an der Ausleseelektronik gemessenen Temperatur. Ein Monitor-Loop dauert 16 Sekunden. Der Temperaturverlauf wird durch den etwa 10-minütigen Zyklus der Klimaanlagen in den Elektronikcontainern verursacht. Man erkennt die klare Korrelation zwischen Rate und Temperatur, die bei CT 2 am stärksten ausgeprägt ist; bei allen weiteren Teleskopen liegt die Streuung bei 20-40%. Ursache ist vermutlich eine temperaturabhängige Änderung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Diskriminatoren; eine Änderung im Rauschverhalten ist ebenfalls denkbar. Eine Änderung der Verstärkung in dieser Größenordnung erscheint sehr unwahrscheinlich. Beispiel eines typischen *Hardware Check*-Histogramms.

Das Schichtpersonal führt ein Run-Buch, dessen Kopie nach Ende einer Beobachtungsperiode an alle Institute verschickt wird. Dieses Verfahren hat sich in vielerlei Hinsicht als mangelhaft erwiesen, insbesondere im Hinblick auf eine kontinuierliche Überwachung des Detektorzustandes und die Möglichkeit zum schnellen Eingreifen bei Problemen. Aus verschiedenen Zwischenzuständen hat sich das folgende Verfahren entwickelt:

Electronic Runbook Die elektronisch erfaßbaren Monitordaten auf Run-Basis, wie Teleskopausrichtung, DC-Ströme, Teleskop- und Systemtriggerraten, werden zusammen mit einem am Ende der Nacht vom Schichtpersonal erstellten Bericht an einen Datenbankserver in Heidelberg verschickt, wo sie am nächsten Morgen verfügbar sind. Der Bericht enthält Bewertungen, die zum Verständnis des Zustands der Teleskope und des Wetters bei der Datennahme nötig sind.[3] Der Bericht wird über eine E-Mail-Verteilerliste auch jeden Morgen an eine Handvoll „Spezialisten" in den verschiedenen Instituten verschickt, die auf Hilferufe der Schichtcrew reagieren sollen.

[3]Die Angaben über das Wetter sind allerdings sehr subjektiv und bei der späteren endgültigen Auswertung der Daten schwer zu verwerten.

Hardware Check Am Ende der Nacht extrahiert ein Programm aus allen Rohdaten Verteilungen, die zur Bewertung der Funktionsfähigkeit der Elektronik und der Datennahme dienen. Ein Bericht über die Tests, die hier durchgeführt werden, würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Die Daten sind ebenfalls via Internet transferierbar. In jeder Periode ist ein Doktorand aus einem der beteiligten Institute dafür zuständig, die Histogramme im Hinblick auf Hardwarefehler zu untersuchen. Ein Programm zur automatisierten Bewertung der Verteilungen erleichtert seit einiger Zeit diese Auswertung und ermöglicht die Kontrolle aller Histogramme aller Runs einer Nacht, kann aber die visuelle Auswertung nie vollständig ersetzen. Bei auftretenden Problemen werden zuständige „Spezialisten” informiert, die in Zusammenarbeit mit den Schichtleuten versuchen, Defekte schnellstmöglich zu beseitigen (z.B. Einsetzen von Ersatz-Elektronikmodulen u.ä.).

Monatliche Kalibration Am Ende einer Beobachtungsperiode werden die Magnetbänder mit den Rohdaten nach Heidelberg verschickt, wo eine Aufbereitung der Daten durchgeführt wird. Vor der Aufbereitung müssen die entspechenden Kalibrationsdaten ausgewertet und der Datenaufbereitung zur Verfügung gestellt werden (siehe Tabelle 3.1). Dazu ist eine ständige Mitverfolgung der Ergebnisse des *Hardware Checks* unerläßlich. Die zeitlich aufgelöste Liste defekter Kanäle (und Elektronikmodule) wird nicht nur bei der Datenaufbereitung benötigt; sie kann auch während der Datenanalyse im Falle von Unklarheiten nützlich sein (siehe Abb. 3.3). Daneben werden die für den jeweiligen Zustand der Teleskope wesentlichen Informationen in einem per WWW zugänglichen *Hardware Log* aufgelistet, so daß auch weitere Informationen zur Selektion von Daten zur Verfügung stehen.

Diese Arbeit wird seit Mitte 1999 von der Hamburger Gruppe geleistet, vorher lag die Verantwortung in Heidelberg.

Die sehr intensive, hardwareorientierte Voranalyse reduziert die Wahrscheinlichkeit, daß unerkannte Fehler in den Daten zu einer Sensitivitätsminderung des Teleskopsystems führen, auf ein Mindestmaß. Auch der noch unwahrscheinlichere Fall eines künstlichen, falschen Signals wird quasi ausgeschlossen.[4]

Bei auftretenden Problemen wird oft innerhalb von Tagen bis Wochen eine Reparaturmannschaft nach La Palma geschickt. Daneben wird in einem ca. halb- bis einjährigen

[4]Man sollte allerdings ehrlicherweise berichten, daß genau ein solcher Fall mit ein Auslöser für diese intensive Kontrolle war. Mit dem noch einzeln betriebenen ersten Systemteleskop CT 3 wurde ein „Signal” von dem Mikroquasar GRS 1915 ermittelt und auf Konferenzen darüber berichtet; im Nachhinein stellte sich heraus, daß es sich um einen durch ein defektes FADC-Modul erzeugten Fehler gehandelt hatte. Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit für solche Fehlsignale bei einem Teleskopsystem intrinsisch noch einmal geringer.

Period 73

Date	Run #	Pixels							FADC/DMC Modules	Others
		74	75	99	109	147	235	242		
14.5.–6.6.	10079–10370	A	A	A	h	A	A T	A		

Period 74

Date	Run #	Pixels							FADC/DMC Modules	Others
		74	75	99	109	147	235	242		
14.6.–5.7.	10371–10634	A	A	A	h	A	A T	A		

Period 75

Date	Run #	Pixels							FADC/DMC Modules	Others
		74	75	99	109	147	183	235	12	
14.7.	10636–	A	A	A	h	A	A	A T	FADC_broken	
15.7.	10643–	A	A	A	h	A	A	A T		
24.7.–4.8.	10775–10938	A	A	A	h	A	A	A T		net trouble wrong CPU time

Period 76

Date	Run #	Pixels							FADC/DMC Modules	Others
		74	75	99	109	147	183	235		
12.8.–1.9.	10939–11223	A	A	A	h	A	A	A T		

Abbildung 3.3: Auszug aus einer Übersicht über die zeitliche Entwicklung defekter Kanäle und Elektronikmodule eines Teleskops. Sie spiegelt das Ergebnis der monatlichen Kalibration und Datenaufbereitung wider. Bei konsequenter Bedienung können diese Tabellen sinnvolle Informationsquellen für die Personen, die die Kalibration weiterführen, und für die Datenanalyse allgemein sein.

Turnus eine Wartung der Elektronik und weiterer Teleskopteile durchgeführt. Die unermüdliche Einsatzbereitschaft der Elektronik und der Feinmechanik-Werkstatt der Arbeitsgruppe des Heidelberger MPIs ist hier besonders zu erwähnen.

Durch die intensive Betreuung liegt die Zahl der defekten Kanäle im Mittel bei 2%, maximal bei 4%. Da die Listen defekter Pixel seit längerem sorgfältig geführt werden, reicht bei der Datenanalyse schließlich ein einfacher Schnitt auf die Zahl der defekten Kanäle aus. Wenn ein Teleskop in einem Run mehr als 15 defekte Kanäle aufweist, wird es aus der Analyse ausgeschlossen; mehr defekte Kanäle zeigen an, daß bei diesem Teleskop zum Zeitpunkt dieses Runs mindestens ein Elektronikmodul ausgefallen war. Durch die Clusterung der Pixel in der Kamera, die zu einem Elektronikmodul gehören (siehe Kap. 2.3.2, Abb. 2.4 rechts), führt der Ausfall eines Moduls zu einer inakzeptablen Störung im Gesichtsfeld.

Weiterhin muß im Abstand von wenigen Perioden die Hochspannung der Pixel aller Teleskope abgeglichen werden. Dies geschieht mit Hilfe der kurz zuvor durchgeführten Laser-Runs, die die relative Amplitudenempfindlichkeit bei der Signaldigitalisierung liefern. Grund für den HV-Abgleich ist in erster Linie nicht ein Empfindlichkeitsabgleich dieser Digitalisierung – obwohl genau dies durchgeführt wird –, sondern ein Abgleich der Triggeransprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Pixel, um eine optimale Triggerakzeptanz für die kompakten γ-Schauerbilder zu erzeugen. Mit dem durchgeführten Verfahren kann die unterschiedliche Signalstärke der einzelnen Photomultiplier abgeglichen werden. Es verbleibt allerdings eine Streuung von ca. 5%, da Diskriminatoren und FADCs unterschiedliche Sensitivitäten haben. Da sowohl die Trigger- wie die FADC-Module denselben 16er-Pixelgruppen zugeordnet sind, deren Pixel in der Kamera benachbart sind (Abb. 2.4), verbleibt eine restliche, modulweise Streuung der Triggerakzeptanz, was zu leichten Inhomogenitäten innerhalb der Kameragesichtsfelder führt (Kap. 8.3.1).

3.3 Periodische Kalibration

Die periodische Kalibration umfaßt zunächst die im Sekundenrythmus erfaßten Nullinien der FADCs („dynamische *Pedestals*") und den ein- bis mehrmals pro Nacht durchgeführten relativen Empfindlichkeitsabgleich mittels Laser-Runs. Die Pedestaleichung wird so häufig durchgeführt, da zum einen die Nachthimmelshelligkeit und damit das Rauschen variiert; zum anderen driften die FADC-Module geringfügig, vermutlich temperaturbedingt. Die Verstärkung der einzelnen Kanäle driftet dagegen auf einer Wochen- bis Monatsskala; dominante Ursache sind aller Wahrscheinlichkeit nach Änderungen der Photomultiplierverstärkungen. Schnelles Driften ist ein sicheres Anzeichen für das baldige Ableben des Pixels.

Des weiteren werden in der monatlichen Kalibration die folgenden Werte periodisch bestimmt, d.h. die Werte haben überwiegend einen Monat lang Gültigkeit.

Relative Signalankunftszeiten

Die unterschiedlichen Signallaufzeiten (Abb. 3.4 oben) werden durch die große Streuung der Hochspannungen an den einzelnen Pixeln (Streuung bis zu 285 V pro Teleskop) [Heß98] und zu einem gewissen Anteil durch Timing-Einstellungen in den FADC-Modulen (siehe Abb. 3.4 unten) verursacht. Die Streuung kann durch die Messung der relativen Ankunftszeiten der Lasersignale in den Kanälen leicht geeicht werden; die Eichung wird in der Pulsformanalyse verwendet (s.u.). Die perfekte Eichung hat dazu geführt, daß die Zeitstruktur der Schauerbilder in der Kamera aufgelöst werden kann [Heß98, HBD$^+$99].[5] Die Kalibration sorgt für eine Genauigkeit von 0.1 ns. Für die Standardanalyse erscheint eine solche Genauigkeit etwas überproportioniert; in der Praxis hat sich allerdings gezeigt, daß Kanäle (oder gar ganze Kameras), die sich nicht auf diese Genauigkeit kalibrieren ließen, immer ein Anzeichen für Elektronikprobleme waren. Insofern ist diese Kalibration u.a. ein weiterer wichtiger *Hardware Check*.

[5] Tatsächlich wird das Zeitfenster in der Standardanalyse so eng gesetzt, daß bei Schauern, deren Geometrie einen größeren Zeitgradienten ($\approx$ 20 ns) verursacht, Teile der Bilder abgeschnitten werden. Dieser Effekt wird wegen der besseren Rauschunterdrückung in Kauf genommen.

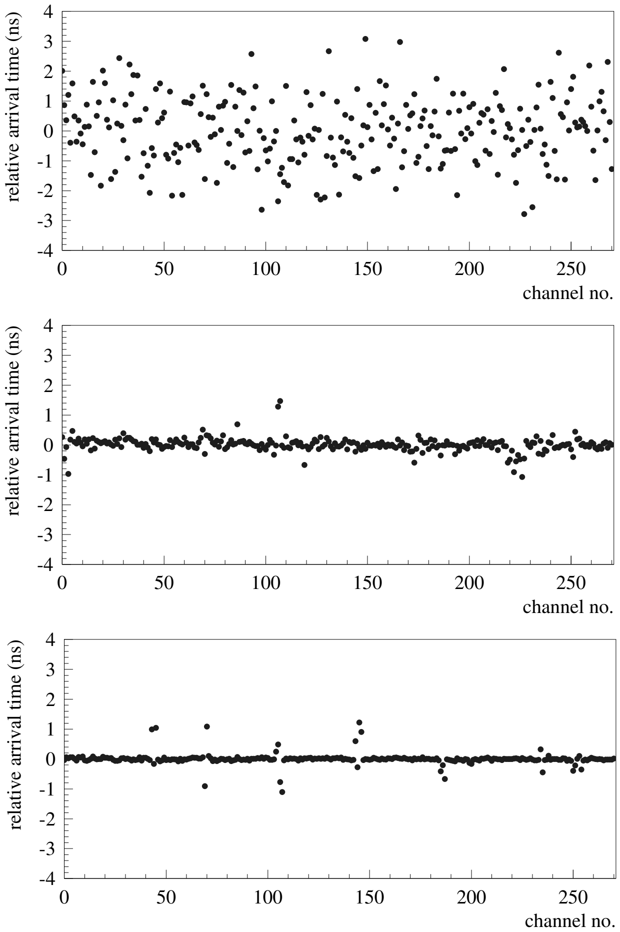


Abbildung 3.4: Oben: Typische Streuung der Mittelwerte der relativen Signalankunftszeiten für alle Kanäle eines Teleskops. Das RMS der Streuung der Mittelwerte beträgt etwas unter einer Nanosekunde; die Werte lassen sich sehr gut kalibrieren. Mitte: Änderung der Mittelwerte der relativen Ankunftszeiten durch eine typische Anpassung der Hochspannungsversorgungen der Photomultiplier. Diese wird im Abstand von einigen Monaten durchgeführt, um die relativen Empfindlichkeitsänderungen der Photomultiplier auszugleichen. Obwohl die Absolutwerte der Hochspannungen einen dominanten Einfluß auf die Signallaufzeiten haben [Heß98], ist der Einfluß einer Hochspannungsanpassung vergleichsweise gering. Unten: Änderung der Mittelwerte der relativen Ankunftszeiten, hier durch den Austausch zweier FADC-Module (32 Kanäle). Man erkennt, daß die Laufzeiten innerhalb der FADC-Module wie erwartet ebenfalls um ≈ 1 ns streuen.

Absolute elektrische Verstärkung

Der elektrische Konversionsfaktor $q_{\rm el}$ [ph.e./FADC] bzw. die elektrische Effizienz $\kappa_{\rm el} = 1/q_{\rm el}$ [FADC/ph.e.] wird ebenfalls mit Laser-Runs bestimmt. Bei jedem Laser-Run wird der Konversionsfaktor für jedes einzelne Pixel bestimmt; allerdings gibt erst der Kameramittelwert eine statistisch sinnvolle Angabe. Für die Datenaufbereitung wird immer der Monatsmittelwert für jedes Teleskop ermittelt; die Werte sind in Abb. 3.7 gezeigt. Man erkennt einen deutlichen Alterungseffekt. Bereits in der Analyse der Daten des ersten Jahres des Vierer-Teleskopsystems (1997) war ein allgemeiner Trend zur Vergrößerung des elektrischen Konversionsfaktors, und damit zu einer Effizienzabsenkung sichtbar [Heß98]. Obwohl der Effekt anfangs als gering eingestuft wurde, trägt er in Wirklichkeit dominant zur Alterung des Teleskopsystems bei (siehe unten, Kap. 3.6).

Korrigiert man diese monatliche Drift aus den runweise ermittelten Werten von $q_{\rm el}$ heraus,

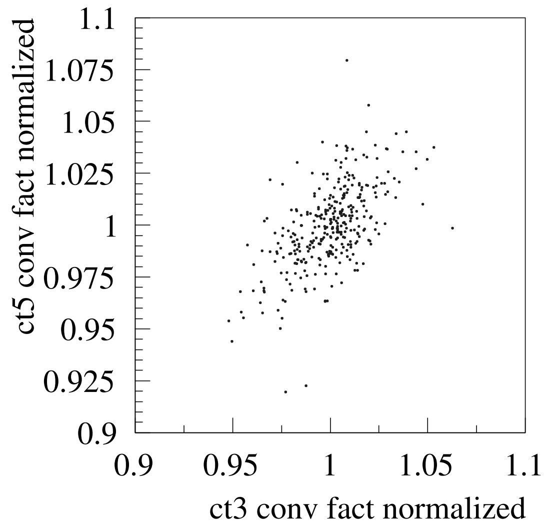


Abbildung 3.5: Korrelation der Konversionsfaktoren innerhalb einer Beobachtungsperiode am Beispiel des Vergleichs von CT 3 und CT 5. Jeder Punkt gibt den Konversionsfaktor q_{el} an, der aus einem für beide Teleskope zeitgleichen Laser-Run bestimmt wurde. Die Werte wurden für jedes Teleskop auf den jeweiligen Periodenmittelwert normiert, um den allgemeinen Alterungseffekt zu unterdrücken. Es gehen Daten von etwas über einem Jahr ein. Man erkennt, daß die Werte für jedes Teleskop eine Reproduzierbarkeit von wenigen Prozent haben, und daß die Streuung der Ergebnisse innerhalb einer Meßperiode durch einen alle Teleskope gemeinsam betreffenden Effekt verursacht sein muß.

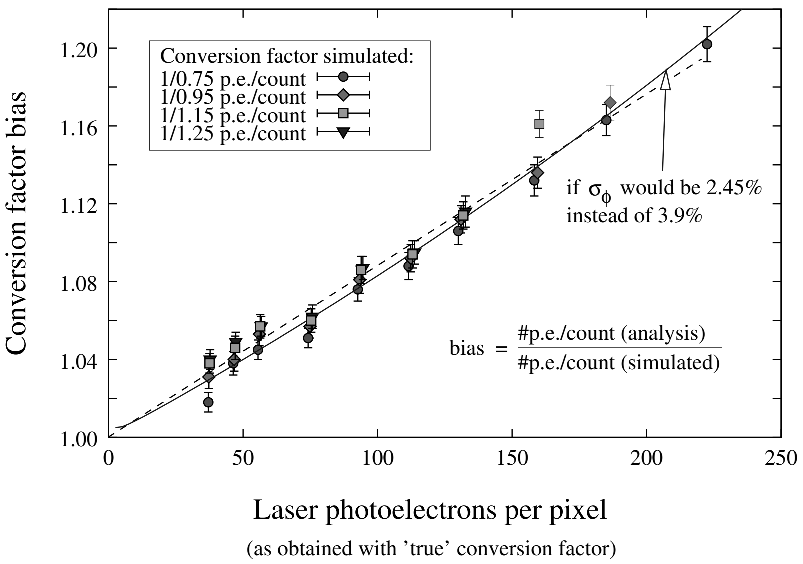


Abbildung 3.6: Durch Simulationen ermittelte Fehlerkurve für den aus den Laser-Runs ermittelten elektrischen Konversionsfaktor q_{el}, bis einschließlich Periode 88. In der Analyse der Laser-Runs wurde bis dahin ein zu großer Phasenfehler von 3.9% verwendet. Seit Periode 89 wird der korrekte Phasenfehler von 2.45% benutzt.

so erkennt man eine korrelierte innermonatliche Drift zwischen den einzelnen Teleskopen (siehe Abb. 3.5). Eine Alterung der Photomultiplier, also eine verringerte Verstärkung, mit anschließender immer wiederkehrender Erholung erscheint unwahrscheinlich. Im Prinzip ist ein sich mit der Belastung (lange Beobachtungsnächte in den Periodenmitten vs. Beobachtungspause von einer Woche zwischen zwei Perioden) änderndes Rauschverhalten der Photomultiplier denkbar; das zusätzliche Rauschen kann in der Analyse nicht berücksichtigt werden und könnte zu einem Fehler bei der Bestimmung von q_{el} führen (siehe übernächster Absatz). Die Größe dieses Effekts ist aber wahrscheinlich zu gering, um die korrelierte Drift zu erklären. Denkbar ist auch eine tatsächliche Drift der Verstärkung

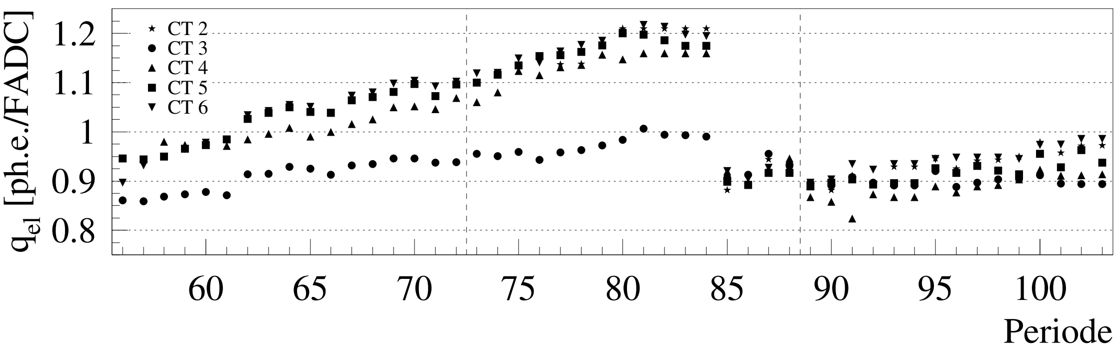


Abbildung 3.7: Die zeitliche Entwicklung der elektrischen Konversionsfaktoren q_{el} von 1997 bis 2000. Bis einschließlich Periode 72 wurde in der Pulsformanalyse ein konstanter Wert von 1 für alle Teleskope angenommen, seit Periode 73 gehen die Meßwerte in die Berechnung der Pixelamplituden ein. Am Beginn von Periode 85 wurde die Hochspannung aller Pixel in allen Teleskopen angehoben, um den vorausgegangenen Effizienzverlust auszugleichen. Seit Periode 89 wird in der Analyse der korrigierte Wert für den Phasenfehler angewendet. Da die Laser eine typische Amplitude von 50-100 Photoelektronen pro Blitz erzeugen, wurde der Konversionsfaktor bis dahin um ca. 6% zu groß berechnet (siehe Abb. 3.6). Die Abbildung zeigt die in der Datenaufbereitung ab Periode 73 tatsächlich verwendeten Zahlen; in Abb. 3.9, Mitte, ist die daraus abgeleitete Verstärkungsänderung gezeigt, die um den 6%igen Fehler korrigiert ist.

durch unterschiedliche Außentemperaturen oder durch Netzschwankungen.

Der elektrische Konversionsfaktor q_{el} wird seit Periode 73 bei der Pulsformanalyse zur Berechnung der Pixelamplituden in der Datenaufbereitung verwendet. Grund für diese Maßnahme war die Überlegung, daß durch die statischen Tail Cuts (siehe Abschnitt 3.5) Pixel bei der Bestimmung der Bildparameter (Amplitude etc.) verworfen werden, so daß durch eine erst später durchgeführte Korrektur z.B. der Bildamplitude Nichtlinearitäten auftreten. Ein gewisses Problem der Korrektur an dieser frühen Stelle besteht allerdings darin, daß dadurch in höherer Ordnung auch die Ereignisrate beeinflußt wird (siehe Abschnitt 3.6.1, Thema „Softwareschwellen"), ein in dem dortigen Zusammenhang unerwünschter Effekt.

Die Methode zur Bestimmung von q_{el} aus Laser-Runs ist in [Heß98] beschrieben. Die Intensität der Laserschüsse schwankt allerdings stark, die Laser sind ungeeicht und nicht für eine Absoluteichung der Sensitivität ausgelegt. Die grundsätzliche Idee hinter diesem Verfahren ist daher, daß man mit allen 271 Pixeln den Erwartungswert der Amplitude bei jedem Laserschuß fast fehlerfrei messen kann; die Streuung der Amplituden der einzelnen Pixel gegen diesen Erwartungswert ist u.a. durch die Einzelphotonenstatistik bestimmt, so daß man letztendlich die Zahl der Photoelektronen in jedem Pixel ermitteln kann. Die weiteren Einflüsse auf die Streubreite müssen natürlich vorher herauskorrigiert werden. Dies sind zum einen statistische Schwankungen des Verstärkungsvorganges, die aus Labormessungen bestimmt wurden und als zeitlich konstant angenommen werden; die Unsicherheit dieses Wertes führt bei der Bestimmung von $q_{\rm el}$ zu einem (konstanten) absoluten Fehler von 10%. Zum anderen führt eine Phasenabhängigkeit der FADC-Abtastung zu einer Streuung der Amplitudenmessung („Phasenfehler"). Bis einschließlich Periode 88 wurde in der Laseranalyse hierfür ein zu großer Wert angenommen, was zu einem von der Laseramplitude abhängigen Fehler bei der Bestimmung von $q_{\rm el}$ geführt hat (siehe Abb. 3.6 und 3.7); da die Laseramplituden im Mittel bei 50 bis 100 ph.e. liegen, wurde $q_{\rm el}$ im Mittel 6% zu groß berechnet. Seit Periode 89 wird der korrekte Wert verwendet; leider hat diese Anpassung dazu geführt, daß der Energiekorrekturfaktor (Kap. 3.6 und Abb. 3.9 unten) vergrößert werden mußte, ein eigentlich unerwünschter Effekt.

3.4 Aperiodische Kalibration

Die für die Pulsformanalyse notwendigen, einmaligen Eichungen der Auslesekette sind in [Heß98] beschrieben. Bei der Bestimmung der Bildamplituden werden Pixel mit hohen Amplituden einer zusätzlichen Linearitätskorrektur unterworfen (z.B. [Aye99]). Diese Korrektur ist für die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit aber nicht von Bedeutung, sie spielt insbesondere bei der genauen Bestimmung der maximal nachgewiesenen Energien in Spektren eine Rolle.

Zur Absoluteichung der Teleskope wurde eine Reihe von Myon-Runs untersucht [Bol99]. Außerdem wurden mit einem stabilisierten Laser und einer kalibrierten Referenz-Photodiode Messungen zur Absoluteichung durchgeführt. Die Ergebnisse sind in [F$^+$97, Fra97, Sch00] beschrieben. Zum Einfluß der Absoluteichung bei der vorliegenden Arbeit siehe Kap. 2.3.5.

Die Ausrichtungskorrektur der Teleskope und die Kalibration der Optik wird im folgenden Kapitel 4 genauer beschrieben.

3.5 Datenaufbereitung

Nach Erstellen der externen Kalibrationsinformationen erfolgt die Datenaufbereitung in drei Schritten:

Rohdaten → Long Fpack Hier werden die Daten im wesentlichen in ein Format umkopiert, auf das sich die Kollaboration in einem frühen Stadium geeinigt hat. Der

	Vorgang	Kalibration	Kalibrationstabellen
Rohdaten ↓ Long Fpack	Umformatieren + Reparatur eventueller Fehler	*repair-rawdata* in Software	-
Long Fpack ↓ Short Fpack	Pulsformanalyse:		
	• Nullabzug	dyn. Pedestal	-
	• Eventzeit	rel. Signalankunftszeit	Timing-Tabellen
		defekte Kanäle	Faulty Pixel-Tabellen
	• Amplitude	rel. Signalankunftszeit	Timing-Tabellen
		FADC-Antwort	statische Tabellen
Short Fpack ↓ DST	Pixelaufbereitung:		
	• Ausschluß def. Pixel	s. Qualitätskontrolle	Faulty Pixel-Tabellen
	• Ausschluß v. Pixel m. zu großem DC-Strom		statisch
	• rel. Pixelgainabgleich	Laser-Flatfielding	(im Datenstrom)
	• abs. el. Verstärkung	Konversionsfaktoren	Konv.-Faktor-Tabellen
	• Linearitätskorrektur	Pixel+Verst.-Antwort	statisch
	Bildparameter (Hillas-Parameter):		
	• Tail Cuts	Spiegeljustierung	quasi-statisch, s.u.
		(NSB, el. Schwelle)	unberücksichtigt
Short Fpack oder DST ↓ DST	geometrische Rekonstruktion:		
	• Schauerrichtung	Ausrichtungskorrektur	Alignment-Tabelle, Kap. 4
nur DST-Analyse	geometrische Rekonstruktion:		
	• Schauerrichtung	Ausrichtungskorrektur	Alignment-Tabelle
	• Schauercore		
	• Schauerhöhe		
	System-Schauerformparameter:		
	• *mean scaled width*	MC-Sim., echte γ's	γ-Erwartungswerte
	• *probability cut*	+Untergrunddaten	γ- + CR-Erw.-Werte
	Energierekonstruktion:		
	• rel. Gesamtsensitivität	Ratenabgleich	Energie-Korr.-Fakt.
	• Energie	MC-Simulationen	γ-Erwartungswerte

Tabelle 3.1: Übersicht über die Datenaufbereitung und die Kalibrationsinformationen.

Vorgang beinhaltet nur sehr sporadische Korrekturen in den Daten, die sich auf keine andere Weise korrigieren lassen („*Repair Rawdata*"). Dieses Datenformat wird an alle Institute verschickt, die nicht an der weiteren „Standard"-Datenaufbereitung teilnehmen.

Long Fpack → Short Fpack In diesem Schritt wird aus den vollen 16 Bin-tiefen FADC-Signalen die Signalamplitude pro Pixel berechnet. Der genaue Ablauf dieser Pulsformanalyse ist in [Heß98] beschrieben. Vereinfacht dargestellt, wird bei jedem Ereignis in jeder Kamera aus den Informationen der „guten" Pixel (getriggert, zuvor kein zu großer Zufallstrigger[6]) unter Einschluß der bekannten unterschiedlichen Signallaufzeiten eine Ereigniszeit bestimmt. In einem sehr engen Zeitfenster (O(10 ns)) um diese Ereigniszeit (wiederum unter Einschluß der bekannten Signallaufzeiten) wird dann die Amplitude in jedem Kanal bestimmt. Auf diese Art und Weise wird das Signal in einem sehr kurzen Zeitfenster ermittelt, was den Einfluß des Nachthimmelsrauschens sehr effektiv unterdrückt.

Short FPack → DST (*Data Summary Table*) Dieses (binäre) Datenformat enthält keine Pixelinformationen mehr, sondern zu jedem Ereignis für jedes Teleskop nur noch die Position, Uhrzeit und Schauerformparameter. Bei der Bestimmung der Schauerformparameter (unter Einschluß der Bildamplitude) wird ein sogenannter zweistufiger Tail Cut eingesetzt, der den Schauerbild vom Untergrund trennt. In einem ersten Schritt werden alle Pixel akzeptiert, deren Amplitude größer als 6 ph.e. ist (die Pixelamplituden sind die in Photoelektronen geeichten Werte aus der Pulsformanalyse). In einem zweiten Schritt werden alle Pixel hinzugenommen, deren Amplitude mehr als 3 ph.e beträgt und die ein Nachbarpixel mit mehr als 6 ph.e. haben.

Daneben wird in einer Voranalyse die Schauerrichtung bestimmt, diese Rekonstruktion kann jedoch mit den DST-Daten wiederholt werden.

Der Ablauf und die benötigten Kalibrationen sind in Tabelle 3.1 skizziert.

3.6 Relative Sensitivitätseichung des Detektorsystems

Die einzige Möglichkeit, die Gesamtempfindlichkeit des Teleskopsystems kontinuierlich zu überwachen, wird durch permanente Messung des hadronisch induzierten Untergrundes gegeben. Das HEGRA-Teleskopsystem wird so betrieben, daß nur ein verschwindender Bruchteil der getriggerten Ereignisse Zufallskoinzidenzen sind; durch die Koinzidenz-

[6] als Maß hierfür dient der DC-Strom in dem betreffenden Pixel

forderung von mindestens zwei getriggerten Teleskopen werden Zufallsereignisse nahezu ausgeschlossen. Details über das Triggerverhalten finden sich in [BDH$^+$98].

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie aus der Messung der Ereignisrate und den Kalibrationsdaten ein vollständiges Bild über die Effizienz der Systemkomponenten gewonnen werden kann. Damit wird ein relativer Sensitivitätsabgleich des Detektors und der relative Abgleich der Energieskala möglich; beides ist notwendig, da das Teleskopsystem einer ständigen Veränderung der Effizienz unterworfen war (und noch immer ist), die zu einer Erhöhung der Energieschwelle von 500 GeV zeitweise bis auf 600 GeV und damit gleichzeitig zu einer Rateneinbuße von 30% geführt hat.

3.6.1 Die Ereignisrate des Systems

Nach der Produktion der DSTs werden aus diesen vor der Analyse weitere Kalibrationsdaten extrahiert. Zum einen werden die Daten nach Unregelmäßigkeiten im Datenstrom untersucht. Diese treten z.B. auf, wenn ein Teleskop eine Not-HV-Abschaltung (z.B. durch nicht-abgeblendete Autoscheinwerfer[7]) hatte, oder bei Netzwerkproblemen. Die Teleskope werden in einer Datenbank für die entsprechenden sekundenweisen Zeiträume markiert und die Daten des Teleskops innerhalb des Zeitraums ignoriert.[8] Man erhält somit zu jedem Ereignis drei System-*Patterns*:

- die Teleskope, die in dem Run überhaupt aktiv waren („System-Konfiguration”);
- die Teleskope, die zu dem betreffenden Ereigniszeitpunkt aktiv waren („effektives System”);
- die Teleskope, die in dem betreffenden Ereignis beteiligt waren („effektives Ereignis”); zwar werden immer alle Teleskope ausgelesen, aber je nach Analyse müssen die einzelnen Teleskope noch eine oder mehrere Softwareschwellen passieren.

Daran anschließend wird eine effektive Run-Dauer (Zeit zwischen dem ersten und letzten Ereignis, in dem alle Teleskope beteiligt waren) bestimmt. Außerdem wird eine effektive Ereignisrate nur aus den Zeiträumen bestimmt, in denen das effektive System gleich der Systemkonfiguration war. Die Raten der Konfigurationen, in denen 3 oder 5 Teleskope im System waren, werden mit dem empirischen Verhältnis $R_{3\mathrm{tel}} : R_{4\mathrm{tel}} : R_{5\mathrm{tel}} = 0.8 : 1 : 1.12$ auf eine 4-Teleskop-Rate normiert.

[7] Eine weitere, äußerst seltene Ursache für eine HV-Abschaltung sind vermutete Meteoritenreste, die direkt bei den Teleskopen verglühen. Der Autor hat selber zufällig solch ein Ereignis gesehen; dabei wurde nur bei einem einzigen Teleskop die Not-HV-Abschaltung ausgelöst, es handelte sich um ein sehr lokales Phänomen.

[8] Erfreulicherweise ist der Einfluß dieser Maßnahme gering (im Prozentbereich).

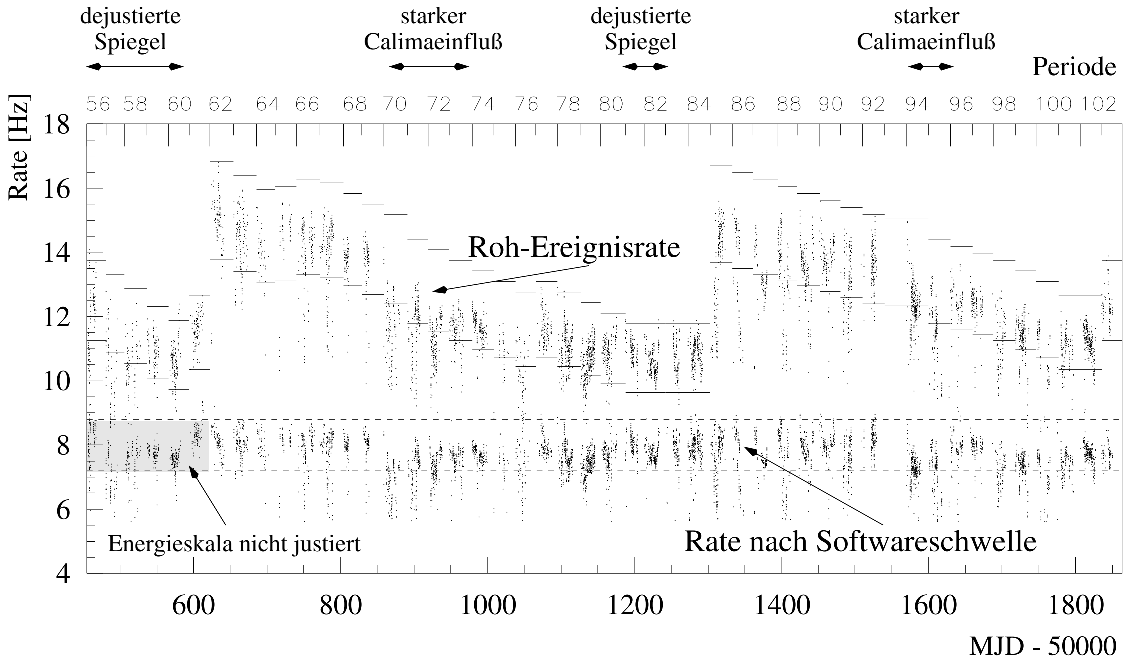


Abbildung 3.8: Ereignisrate des HEGRA-Teleskopsystems. Jeder Punkt stellt die Ereignisrate eines Runs dar; für die Untersuchung wurden nur Runs zugelassen, die unter einem Zenitwinkel von weniger als 30° aufgenommen wurden. Das obere Band stellt die Roh-Ereignisrate dar; diese ist im wesentlichen mit der Systemtriggerrate identisch und ein Maß für die Empfindlichkeit des Systems. Aus dieser Ratenverteilung wurde eine monatliche „Soll"-Ereignisrate bestimmt; die Begrenzungsmarkierungen kennzeichnen die Rate, die $\pm 10\%$ von dieser nominellen Rate abweicht. Die jeweiligen Ausläufer in der Verteilung zu niedrigen Raten werden dominant durch Runs bedingt, die unter reduzierten Wetterbedingungen aufgenommen wurden. Das untere Band stellt die Ereignisrate derselben Runs nach Anwendung einer Softwareschwelle dar, die dazu dient, nachträglich eine zeitlich konstante Akzeptanz des Systems zu erzeugen. Man erkennt, daß dies innerhalb des wiederum 10-prozentigen Fehlerbandes gut gelingt (weitere Details siehe Text). Um das Bild zu säubern und die klare Darstellung der beiden Ereignisraten zu ermöglichen, wurden ausschließlich für die Abbildung alle Runs verworfen, die mehr als 30% von der jeweiligen nominellen Ereignisrate abweichen. Der Plot beginnt mit dem Januar 1997 und reicht bis November 2000.

In einem nächsten Schritt wird aus den Ratenverteilungen periodenweise eine nominelle bzw. „Soll"-Ereignisrate extrahiert. Im oberen Teil von Abb. 3.8 ist der $\pm 10\%$-Bereich um diese nominelle Rate im Vergleich zur effektiven Ereignisrate („Roh-Ereignisrate") gezeigt. Die Abbildung zeigt alle Daten-Runs zwischen Januar 1997 und November 2000. Für die Abbildung wurde bei der Bestimmung der Roh-Ereignisraten CT 2 künstlich aus der Konfiguration entfernt, da dieses Teleskop in der vorliegenden Arbeit aus der Analyse ausgeschlossen wird (siehe unten, Abschnitt 3.7). Die Raten der 3-Teleskop-Runs wurden mit dem Faktor 1.25 auf eine 4-Teleskop-Rate normiert.

Wie sich herausgestellt hat, ist die Änderung der Ereignisrate – seit der Einstellung der endgültigen Triggerschwelle von 8 mV an allen Teleskopen am Beginn von Periode 62 – im wesentlichen auf die Änderung der optischen Effizienz und der elektrischen Verstärkung bzw. der dadurch verursachten Änderung der Energieschwelle des Systems zurückzuführen. Jedoch treten noch weitere Effekte in Erscheinung; die folgende Liste zählt alle bekannten Effekte auf, die einen Einfluß auf die Ereignisrate haben. Mit (•) sind die Effekte markiert, die durch eine Änderung der Verstärkung sowohl die Energieeichung als auch die Energieschwelle des Systems beeinflussen. Die mit (⊠) gekennzeichneten Effekte ändern hingegen zwar alle die Sensitivität, nicht aber die Energieeichung.

- **Elektronischer Konversionfaktor** q_{el} **bzw. elektronische Effizienz** $\kappa_{\mathrm{el}} = 1/q_{\mathrm{el}}$
  Die Alterung der Photomultiplier trägt dominant zur Alterung der Teleskope bei; vermutlich ist dies eine Alterung der jeweils letzten Dynoden, die die meiste Last tragen. Theoretisch ist eine gleichzeitige Alterung der FADC-Module denkbar, die Bestimmung der Konversionsfaktoren umfaßt sowohl Photomultiplier wie FADCs; es gibt aber ansonsten keinerlei Hinweise hierfür.

- **Relative optische Effizienz** κ_{opt}
  Die Änderung der Spiegelreflektivität ist der zweite dominante Effekt, der die Alterung des Teleskopsystems bestimmt. In dieser Analyse wird zwar die Änderung der gesamten optischen Effizienz, unter Einschluß der Transmissivität der Kamerafenster, der Reflektivität der Lichttrichter und der Quanteneffizienz der Photokathoden, bestimmt; einzelne direkte Messungen der Spiegelreflektivitäten deuten aber zusätzlich an, daß die Hauptschuld der Alterung bei den Spiegeln liegt (siehe Abb. 3.9 Mitte). Vermutlich sind Fehler und Verschlechterungen der Spiegel-Quarzbedampfungen die Ursache, die eine Korrosion der darunterliegenden reflektierenden Aluminiumschicht zur Folge haben. κ_{opt} ist in dieser Arbeit nur ein relativer Korrekturwert (in Einheiten ph.e.*/ph.e., zur Definition siehe unten) zu der wahren optischen Effizienz, deren Größenordnung bei 10% liegt.

- **Wetter**
  Unter Wettereinfluß wird eine Änderung der Atmosphärentransmissivität durch hochliegende Wolken, durch vermehrten Staub (auf La Palma der *Calima*, ein Saharastaub), Änderungen der Aerosolkonzentration, Nebel etc. verstanden.

⊠ **Totzeit**
  Die normale Totzeit des Systems beträgt 200 μs und ist durch die Zentralstation gegeben (siehe oben, Kap. 3.1). Durch einen Defekt in der Zentralstation verdoppelte

sich die Totzeit unbemerkt während der Zeit von Periode 71 bis 76; seither wird die Totzeit (auch rückwirkend) überwacht; sie kann aus dem minimalen zeitlichen Abstand zweier Ereignisse leicht nachträglich bestimmt werden. Die Totzeitvergrößerung hat im entsprechenden Zeitraum zu einer berechneten Verringerung der Rate um ca. 0.5 Hz geführt. Die Totzeit ist der einzige Effekt, der die Rate nicht durch eine Beeinflussung der Schwelle geändert hat.

- **Triggerakzeptanz I: Hardwareschwelle**
  Am Beginn von Periode 62 wurde an den Diskriminatoren die endgültige Triggerschwelle von 8 mV eingestellt, vorher lag sie bei 10 mV; die Werte entsprechen ca. 6 ph.e. bzw. 8 ph.e. Die Ereignisrate erhöhte sich dementsprechend um 30% auf einen Wert von $R_0 = 15\,\mathrm{Hz}$. Die Stabilität der Hardwareschwelle, i.e. der Diskriminatoren wurde in der Anfangsphase des Systems intensiv untersucht. Dabei wurde die Tatsache ausgenutzt, daß bei jedem Ereignis bekannt ist, welche Pixel getriggert haben; durch einen Vergleich der FADC-Amplitudenwerte mit der Triggerentscheidung des Pixels kann die Diskriminatorschwelle bestimmt werden.[9] Diese Kontrolle wurde in der letzten Zeit (leider) nicht mehr durchgeführt. Es gibt aber keinerlei Hinweise darauf, daß die Schwellen der Diskriminatoren in einer konstanten Richtung driften.[10]

  Die Diskriminatoren unterliegen allerdings teleskopweise korrelierten Schwankungen, die zu einer Variation der Einzelteleskopschwellen und damit -triggerraten führen (siehe Abb. 3.2); Grund hierfür sind Temperaturschwankungen in den Elektronikcontainern. Dies ist vermutlich der dominante Grund für die Streuung der Systemereignisrate um die jeweilige nominelle Ereignisrate (siehe unten und Abb. 3.8).

- **Triggerakzeptanz II: Homogenität der Kameras**
  Die Kameras müssen eine räumlich möglichst homogene Triggerakzeptanz vorweisen, um effizient auf kompakte Schauerbilder triggern zu können. Um die Homogenität zu gewährleisten, wird möglichst häufig ein HV-Abgleich durchgeführt (siehe Kap. 3.2). Dadurch wurde eine wesentliche Änderung der Triggerakzeptanz bisher vermieden.

- **Triggerakzeptanz III: Spiegeljustierung**
  Dejustierte Spiegel führen zu einer Vergrößerung der Punktantwort des betroffenen Teleskops (siehe Kap. 4.4). Neben der Änderung der Schauerformparameter (siehe

[9] Durch diesen Vergleich ist die Eichung der Diskriminatorschwelle – unter Zuhilfenahme des Konversionsfaktors q_{el} – in Photoelektronen möglich.

[10] Eine gleichzeitige Drift der FADCs und Diskriminatoren, deren Auswirkungen sich in der Analyse gerade kompensieren, ist zwar prinzipiell möglich, aber sehr unwahrscheinlich.

Kap. 7.5) kann dies auch zu einer Verringerung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Teleskops führen. Dejustierte Spiegel an den Teleskopen CT 3 und CT 4 haben bis einschließlich Periode 60 zu einer Verringerrung der Rate von ca. 1-1.5 Hz geführt. Warum in den Perioden 81 und 82 Spiegeldejustierungen in ähnlicher Größenordnung nicht zu einer vergleichbaren Ratenänderung geführt haben, ist momentan unklar.

- **Softwareschwelle I: Tail Cuts**
  Die „Tail Cuts" dienen dazu, in der Bildanalyse das kompakte Schauerbild vom Untergrund zu trennen (siehe oben, Kap. 3.5). Es werden – in Einheiten Photoelektronen – konstante Schwellenwerte verwendet. Bei der Datenaufbereitung erhält ein Teleskop nur dann ein Bild, i.e. eine Bildamplitude, wenn mindestens ein Pixel in der Tail Cut-Prozedur eine Amplitude zugewiesen bekommt.[11]

- **Softwareschwelle II: Bildselektion**
  Für die Bestimmung der Roh-Ereignisrate wird gefordert, daß mindestens zwei Teleskope im Ereignis ein Bild erzeugt haben. Dieser Punkt stellt einen gewissen Unsicherheitsfaktor in der vorliegenden Energieeichung dar, da die Ereignisrate in Abhängigkeit von der Größe der in der Datenaufbereitung angewendeten Konversionsfaktoren in höherer Ordnung beeinflußt wird. Die Korrektur der Pixelamplituden mittels der Konversionsfaktoren bereits vor der Anwendung der Pixelsoftwareschwelle kann zu einer Ratenänderung führen; empirisch gesehen scheint dieser Effekt aber klein zu sein.

  An dieser Stelle wird der – leider häufig vernachlässigte – Unterschied zwischen Triggerrate und Ereignisrate noch einmal deutlich.

  Bei der eigentlichen Datenanalyse treten noch weitere Bedingungen hinzu (siehe unten, Kap. 3.7), die die Rate dort noch weiter verringern. Ein Schnitt zum Akzeptanzabgleich wird unten eingeführt, das Ergebnis ist in Abb. 3.8, unten („Rate nach Softwareschwelle") gezeigt.

Die „Soll"-Ereignisrate dient zum einen der Datenselektion; starke Abweichungen der Rate eines Runs von der nominellen Rate deuten auf Detektorprobleme, meist jedoch einfach auf schlechtes Wetter hin; je nach Art und Ziel der Analyse wird eine unterschiedlich starke Abweichung toleriert. Zum anderen ist die Abweichung der nominellen Rate von der Referenzrate R_0 ein Maß für die Empfindlichkeitsänderung des Systems und wird, wie in den folgenden Abschnitten beschrieben, zur Energiekalibration genutzt.

Die Bestimmung der nominellen Rate ist nicht ganz trivial. Wenn, wie häufig praktiziert, der Mittelwert der an alle Raten einer Periode angepaßten Normalverteilung verwendet

[11] Schauerformparameter werden erst berechnet, wenn mindestens zwei Pixel Amplituden erhalten haben.

wird, werden Wettereffekte wie der Calima-Einfluß, der gleich periodenweise zu einer Verschlechterung der Atmosphärentransmissivität geführt hat, einfach mitkalibriert. Dies äußert sich dann darin, daß der im nächsten Abschnitt bestimmte Wert von $\kappa_{\rm opt}$ zusätzlich die Atmosphärentransmissivität mit einschließt. Grundsätzlich ist diese Vorgehensweise erlaubt, wenn man annimmt, daß der Wettereinfluß ebenso wie die reduzierte Spiegelreflektivität zu einem statistischen Verlust an Photonen führt.

Der Autor dieser Arbeit hat es aber aus methodischen Gründen vorgezogen, den Wert von $\kappa_{\rm opt}$ auf die Detektoreigenschaften zu beschränken und durch zu starken Calima-Einfluß betroffene Daten mittels der Ratenselektion (siehe Kap. 3.7) zu verwerfen. Dazu wurde die nominelle Rate unter Berücksichtigung der Langzeitentwicklung einfach per Auge bestimmt (siehe Abb. 3.8).

3.6.2 Änderung der optischen Effizienz

Zur Eichung der Energieskala müssen die die Verstärkung beeinflussenden Detektorkenngrößen $\kappa_{\rm el}$ und $\kappa_{\rm opt}$ aus den Daten bestimmt werden. Dazu wird die im vorigen Abschnitt bestimmte nominelle Rate um die Effekte bereinigt, die nicht durch eine Änderung der Verstärkung verursacht werden (i.e. die in der obigen Liste mit ⊠ markierten Punkte).

Der Einfluß dieser Korrektur seit Periode 62 ist gering, in der Praxis wurde nur die vergrößerte Totzeit in den Perioden 71 bis 76 einberechnet. Die veränderte Detektorhardwareschwelle vor Periode 62 wird ebenfalls berücksichtigt. Nicht berücksichtigt wird der Einfluß dejustierter Spiegel; für diesen Effekt gibt es auch kein einfaches Modell.[12] Der Energieabgleich der vorliegenden Analyse beginnt allerdings auch erst mit Periode 62 (siehe Abb. 3.9 unten).

Die so bestimmte „bereinigte" Ereignisrate kann nun in einem einfachen Modell in die Energieschwellenänderung des Systems umgerechnet werden. Die detektierte Ereignisrate entspricht dem Fluß der kosmischen Strahlung, d.h.

$$R \propto F_{\rm CR}(E > E_{\rm thr}) \propto E_{\rm thr}^{-1.7} \tag{3.1}$$

Die relative Energieeichung bezieht sich auf die Meßperioden 62 bis 66, in denen das System eine nominelle Rate von $R_0 \approx 15\,$Hz hatte. Die Eichung der Energierekonstruktion mit Hilfe ausgedehnter Schauer- und Detektorsimulationen bezieht sich auf diese nominelle Detektorkonfiguration [KHA$^+$99, AAB$^+$99e][13]. Damit ergibt sich

$$R/R_0 \;=\; F/F_0 \;=\; (E_{\rm thr}/E_{\rm thr,0})^{-1.7} \tag{3.2}$$

[12]In Abb. 3.9 Mitte sind die ermittelten Werte für $\kappa_{\rm opt}$ vor Periode 61 deswegen gesondert markiert.

[13]Die nominelle Rate in diesen Veröffentlichungen wird mit 16 Hz angegeben; die Ursache dieser Differenz ist unklar, aber für die Qualität der Relativeichung unbedeutend.

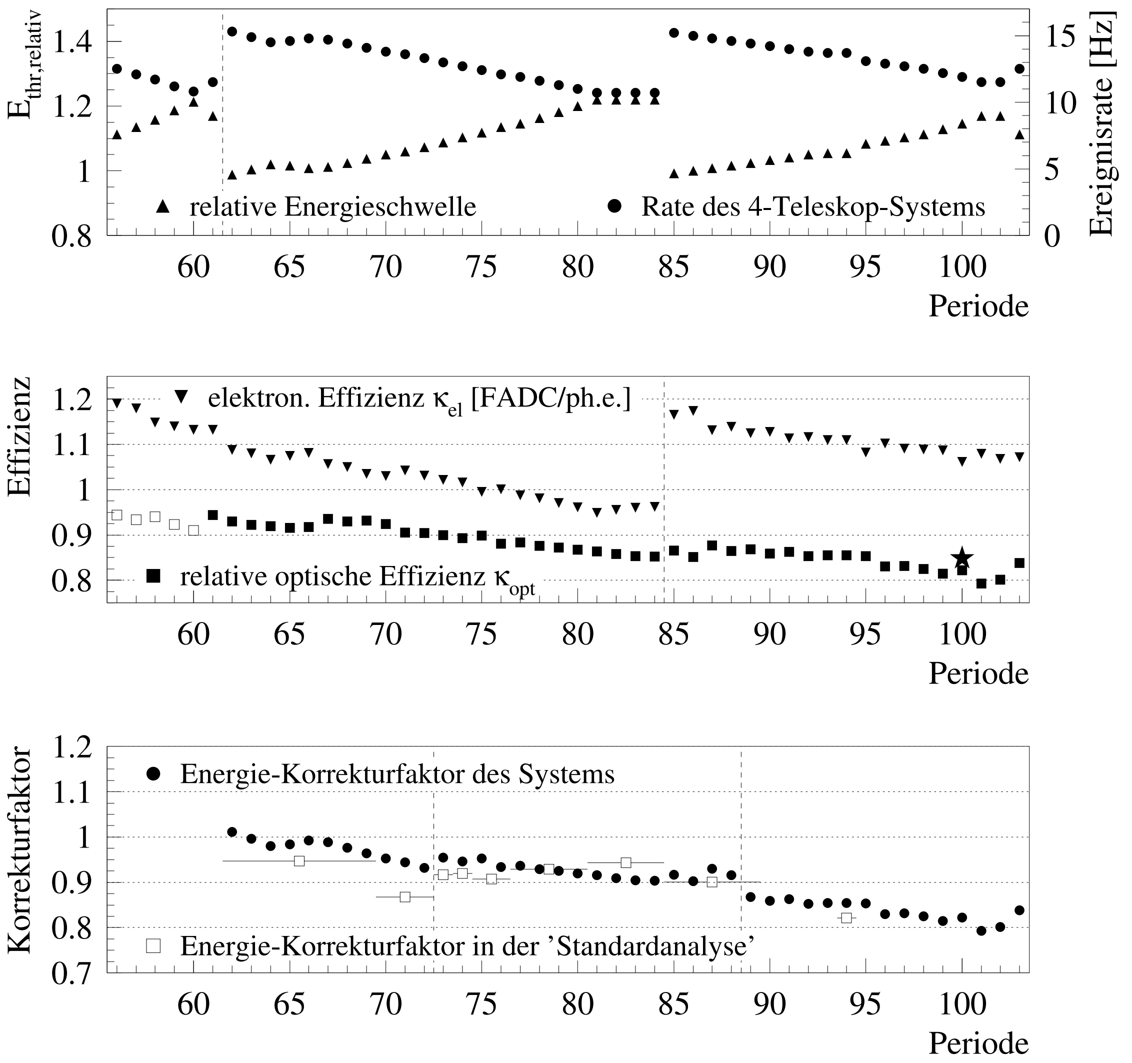


Abbildung 3.9: Energiekalibrationswerte von Januar 1997 bis November 2000. Oben: Nominelle Ereignisrate und relative System-Energieschwelle. Die Energieschwelle liegt bei optimalen Bedingungen bei 500 GeV und im schlechtesten Fall bei 600 GeV. Mitte: Elektronische Effizienz und relative optische Effizienz, die bei der Energieeichung ermittelt wurden. Man erkennt eine Alterung der Photomultiplier von 6% pro Jahr, und einen Reflektivitätsverlust der Spiegel von ca. 3% pro Jahr. Der Sprung in der elektronischen Verstärkung wurde durch eine HV-Anpassung aller Pixel in allen Teleskopen verursacht. Der Stern zeigt den Mittelwert von Reflektivitätsmessungen an einer Reihe von Teleskopspiegeln, relativ zu einem neuen (Referenz-)Spiegel. Unten: Korrekturfaktor, der auf die im DST-Format enthaltenen Bildamplituden angewendet werden muß, um aus ihnen die Schauerenergie berechnen zu können. Zu Details siehe Text.

$$E_{\mathrm{thr}}/E_{\mathrm{thr},0} \quad = \quad (R_0/R)^{0.58} \tag{3.3}$$

Die so ermittelte Schwellenänderung ist zusammen mit der bereinigten Ereignisrate in Abb. 3.9 oben gezeigt. Die Energieschwelle des Systems liegt nominell bei 500 GeV und ist zeitweise bis auf ca. 600 GeV angestiegen.

Die Schwellenänderung wird nun auf einen gemeinsamen Einfluß von κ_{el} und κ_{opt} zurückgeführt. Die elektronischen Konversionsfaktoren werden für die Teleskope einzeln aus der Kalibration übernommen, der Einfluß auf die Systemenergieschwelle mit

$$\kappa_{\mathrm{el,total}} = \frac{1}{\sum_{tel}^{\mathrm{ct\ in\ config}}} \left(\kappa_{\mathrm{el,ct\,3}} + \sum_{tel}^{\mathrm{ct\ in\ config}} \left(\kappa_{\mathrm{el},tel} \right) \right) \tag{3.4}$$

abgeschätzt; das zentrale Teleskop CT 3 wird doppelt gewichtet, da es durch die Systemgeometrie bevorzugt wird.

Die Alterung der Optik kann hier nur im Mittel für alle Teleskope bestimmt werden, sie ergibt sich aus[14]

$$E_{\mathrm{thr}}/E_{\mathrm{thr},0} = (\kappa_{\mathrm{el}} \cdot \kappa_{\mathrm{opt}})^{-1} \tag{3.5}$$

κ_{el} und κ_{opt} sind in Abb. 3.9 Mitte gezeigt. In dieser Darstellung wird die tatsächliche, physikalische Änderung der beiden Werte gezeigt, der Fehler bei der Bestimmung von κ_{el} bis einschließlich Periode 88 (Kap. 3.3, Abb. 3.7 und 3.6) wurde für diese Darstellung nachträglich herausgerechnet. Wie aus der Darstellung hervorgeht, erhält man einen kontinuierlichen Alterungseffekt sowohl für die elektronische wie für die optische Effizienz; der Sprung von κ_{el} am Beginn von Periode 85 wird durch eine allgemeine Anhebung der Pixelhochspannungen zum Ausgleich der vorangegangenen Alterung hervorgerufen.

Der Mittelwert des Produkts aus κ_{el} und κ_{opt} für die Perioden 62-66 beträgt definitionsgemäß 1; während κ_{el} in absoluten Einheiten gemessen wird, hat κ_{opt} eine freie Skala. Zufällig erhält man aber gerade einen Wert, der bei Inbetriebnahme des Systems (bei geeigneter Interpolation der Laufzeiten der einzelnen Teleskope grob Periode 47) gerade 1 ergibt. Der Stern repräsentiert eine Messung der Reflektivitäten an einer Reihe von Spiegeln aller Teleskope im Vergleich zu einem neuen Referenzspiegel; der Wert ist ebenfalls relativ zu 1 geeicht und bestätigt das Gesamtbild in sehr guter Weise.

Zusammenfassend gilt, daß die Photomultiplier einen mittleren Effizienzverlust von 6% pro Jahr zeigen, während die Spiegel pro Jahr ca. 3% ihrer Reflektivität verlieren.

---

[14] Ratenmessungen an dem Teleskopsystem [BDH$^+$98] haben eine Abhängigkeit von der Hardwareschwelle gezeigt, die eher auf einen Zusammenhang $E_{\mathrm{thr}} \propto \kappa^{-0.8}$ schließen lassen; der Einfluß dieses Unterschieds ist im Rahmen der hier erreichten Genauigkeit noch klein, die Differenz ist aber Gegenstand weiterer Untersuchungen.

3.6.3 Relative Eichung der Energieskala

Ziel des Energieabgleichs ist zunächst, wie im letzten Abschnitt gezeigt, das Verständnis der Veränderungen der Detektorsensitivität. Des weiteren wird in der HEGRA-Systemanalyse bei der Energierekonstruktion für alle Perioden dieselbe Rekonstruktionsfunktion

$$f^{-1} : amp_{\mathrm{tel}} \rightarrow E_{\mathrm{tel}}, \;\; [amp_{\mathrm{tel}}] = \text{ph.e.*} \tag{3.6}$$

mit statischen Zuordnungstabellen verwendet, d.h. die in der Energierekonstruktion verwendeten Bildamplituden amp_{tel} müssen entsprechend der veränderten Verstärkung korrigiert werden, so daß die Zuordnung jederzeit anwendbar ist; für die so korrigierten Bildamplituden wird in dieser Arbeit die Einheitenbezeichnung ph.e.* verwendet.

Idealerweise[15] sorgt man also dafür, daß

$$\kappa_{\mathrm{el,tel}} = \kappa_{\mathrm{el,tel,data}} \tag{3.7}$$

$$\kappa_{\mathrm{opt,tel}} = \kappa_{\mathrm{opt,tel,data}} \tag{3.8}$$

sind, wobei $\kappa_{\mathrm{el,tel}}$ bzw. $\kappa_{\mathrm{opt,tel}}$ die wahren, und $\kappa_{\mathrm{el,tel,data}}$ bzw. $\kappa_{\mathrm{opt,tel,data}}$ die in der Datenaufbereitung verwendeten Effizienzen sind. In der Praxis hat man sich diesem Ziel im Laufe des Experiments schrittweise angenähert, aber immer unter Einhaltung der Minimalforderung

$$\kappa_{\mathrm{el,total}} \cdot \kappa_{\mathrm{opt,total}} = \kappa_{\mathrm{el,total,data}} \cdot \kappa_{\mathrm{opt,total,data}} \tag{3.9}$$

wobei $\kappa_{\mathrm{opt,total}}$ analog zu $\kappa_{\mathrm{el,total}}$ (Gl. 3.4) definiert ist.

Die letztendlich in der Analyse eingesetzten Energiekorrekturfaktoren $\kappa_{\mathrm{el,data}}$ und $\kappa_{\mathrm{opt,data}}$ haben entsprechend den in Tabelle 3.2 beschriebenen Konfigurationen eine Evolution durchlaufen; der optische Energiekorrekturfaktor $\kappa_{\mathrm{opt,total,data}}$ ist in Abb. 3.9 unten gezeigt. Die Unterschiede zwischen den für diese Arbeit ermittelten Werten und den Werten der bisherigen „Standard”-Analyse sind verstanden. Sie sind das Ergebnis einer Reihe kleinerer Fehler bei der Standard-Analyse und der Bestimmung der Sollereignisrate mittels der Anpassung einer Normalverteilung an die Ratenverteilung (siehe oben).

Zum Schluß sei noch angemerkt, daß die Streuung der Ereignisrate von 5-10% innerhalb einer Beobachtungsperiode um die nominelle Ereignisrate vermutlich auf die leicht schwankenden Einzelteleskop-Triggerschwellen zurückzuführen ist (siehe Abb. 3.2). Einen Einfluß kann auch eine Variation der elektrischen Effizienzen haben (Abb. 3.5), wobei unklar ist, ob die Meßwerte tatsächlich Verstärkungsschwankungen wiederspiegeln und der Effekt somit kalibrierbar wäre. Insgesamt gesehen ist ein Abgleich der Sensitivität mittels der Systemtriggerrate auf Run-Basis schwierig, da zwei unterschiedliche Effekte konkurrieren: einerseits eine Verstärkungsänderung, die eine Änderung der

[15] ändern sich die Detektoreffizienzen nicht; da das nachträglich nicht erreicht werden kann,

Perioden	$\kappa_{\mathrm{el,data,tel}}$	$[amp_{\mathrm{pfa,tel}}]$	$\kappa_{\mathrm{opt,system,data}}$	$\kappa_{\mathrm{opt,tel,data}}$
<62	1	ph.e.'	1 ph.e.*/ph.e.'	1
62-72	1	ph.e.'	$\kappa_{\mathrm{opt,phaserr}}$	$\kappa_{\mathrm{el,tel,phaserr}}$
73-88	$\kappa_{\mathrm{el,tel,phaserr}}$	ph.e.	$\kappa_{\mathrm{opt,phaserr}}$	1
>89	$\kappa_{\mathrm{el,tel}}$	ph.e.	κ_{opt}	1

Tabelle 3.2: Unterschiedliche Analysekonfigurationen bei der Energierekonstruktion. ph.e.' ist die unkalibrierte Amplitude der Pulsformanalyse, die aber bereits die korrekte Größenordnung hat; ph.e. ist in Einheiten von Photoelektronen; ph.e.* ist die energiekalibrierte Einheit, die die Bildamplituden haben müssen, um in der Energierekonstruktion (Gl. 3.6) verwendet werden zu können. Mit „phaserr" sind die Werte gekennzeichtet, denen eine Berechnung von κ_{el} mit einem ca. 6-prozentigen Fehler zugrunde lagen (s. Kap. 3.3). Die unterschiedlichen Phasen sind nicht durch Detektorbedingungen begründet, sondern spiegeln die verschiedenen Phasen des Detektorverständnisses und der sich damit entwickelnden Analysetechnik wieder.

Triggerschwelle zur Folge hat, andererseits eine tatsächliche Änderung der Elektronik-Triggerschwelle. Für die Genauigkeit der vorliegenden Analyse über die Cassiopeia A-Daten ist eine solche Korrektur allerdings auch nicht erforderlich; zu einer Diskussion über systematische Fehler bei der Spektrumsbestimmung siehe z.B. [AAB^{+}99e, Anhang A] und Kap. 10.1.3.

Insgesamt muß gesagt werden, daß, trotz der scheinbar starken Ratenänderungen, das Teleskopsystem ingesamt über die Jahre hinweg sehr stabil gearbeitet hat; durch das steil abfallende Spektrum der kosmischen Strahlung spiegeln sich Effizienzschwankungen in der Rate verstärkt wieder.

3.6.4 Softwareschwelle zum Test des Energieabgleichs und zum Abgleich der Empfindlichkeit

Die im letzten Abschnitt beschriebene Eichung kann natürlich nicht nachträglich die durch die Anhebung der Schwelle verlorengegangenen Ereignisse wiedergewinnen. Außerdem wird durch die Anwendung der linearen Korrekturfaktoren das Verhältnis von Amplitude zu Schwelle permanent verändert, und der Einfluß des Nachthimmelsrauschen wird entsprechend vergrößert. Weiterhin treten durch den Einsatz der statischen Tail Cuts nichtlineare Effekte, insbesondere an der Teleskopschwelle, auf.

Grundsätzlich gibt es zwei Methoden, diesen Effekten zu begegnen. Zum einen kann man für jede Detektor- und Analysekonfiguration die effektive Sammelfläche neu bestimmen. Dies wird in den „Standard"-Analysen, die die Spektren von Mrk 501, Mrk 421 und dem

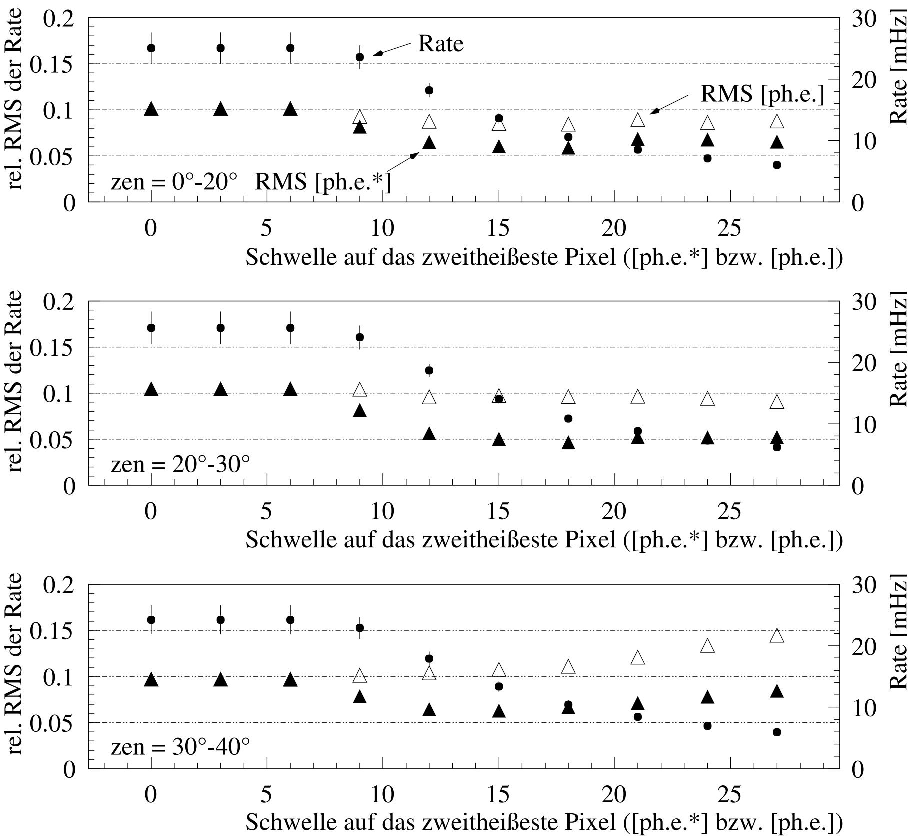


Abbildung 3.10: Bestimmung der minimalen Softwareschwelle, die benötigt wird, um eine möglichst homogene Akzeptanz des Detektors über die volle Laufzeit zu erzeugen. Die gefüllten Dreiecke zeigen die relativen Streuungen der im monatlichen Mittel bestimmten Untergrundraten nach einer Softwareschwelle an, die den Hardwaretrigger auf einer energiegeeichten Amplitudensskala simuliert. Die Streuung wird ab einer Schwelle von 12 ph.e.* minimal. Die offenen Dreiecke zeigen den Effekt derselben Softwareschwelle auf der „rohen", nicht energiegeeichten Skala an; die Streuung wird erwartungsgemäß nur geringfügig kleiner.

Krebsnebel ermittelt haben bzw. ermitteln, versucht. Allerdings wird auf eine vollständige Detektorsimulation verzichtet, das Schwellverhalten wird unter Zuhilfenahme der bekannten Korrekturfaktoren auf die energiekalibrierte Skala hochextrapoliert. Der Erfolg dieser Maßnahme ist leider bisher nicht mittels vollständiger Detektorsimulationen unter veränderten Bedingungen getestet worden.

Zum anderen kann der Einfluß dieser Effekte durch den Einsatz einer geeigneten Softwareschwelle minimiert werden. Eine solche Softwareschwelle muß auf der energierekalibrierten Skala den Hardwaretrigger simulieren. Dies ist möglich, da neben der Bildamplitude in den DST-Daten auch die Pixelamplituden der beiden „heißesten" Pixel, die somit für die Triggerentscheidung des Teleskops verantwortlich waren, enthalten sind. Die Softwareschwelle besteht also aus einem Schnitt auf das zweitheißeste Pixel (in Einheiten ph.e.*), sowie einem Bildamplitudenschnitt von 40 ph.e.* anstatt 40 ph.e., und einer erneuten Systemkoinzidenzforderung von mindestens 2 Teleskopen oberhalb der Softwareschwelle. Abb. 3.10 zeigt das Verfahren zur Bestimmung dieser Softwareschwelle. Hierzu wurden die Untergrundraten der – bereits nach Hardwareproblemen und mittels der Triggerrate nach gutem Wetter selektierten – Daten vom Krebsnebel, Mrk 501 und Cas A periodenweise zusammengefaßt (zu den Datensätzen siehe Kap. 5). Die Ratenstreuung wird bei Anwendung einer Schwelle von mindestens 12 ph.e.* auf das zweitheißeste Pixel minimal.

In Abb. 3.8 sind die Ereignisraten aller Runs nach Anwendung der so ermittelten Softwareschwelle gezeigt. Die Reststreuung von 5% ist zumindest teilweise durch Calima-Einfluß bedingt. Die Tatsache, daß man in der Lage ist, eine Schwelle zu finden, nach deren Anwendung die Ereignisrate konstant ist, bestätigt zum einen die Gültigkeit der im vorigen Abschnitt beschriebenen Energieeichung; die Genauigkeit des Abgleichs ist zufriedenstellend.

Zum anderen haben nach Anwendung der Softwareschwelle die Daten aller Perioden annähernd die gleiche spektrale Akzeptanz. Das wird in dieser Arbeit genutzt, um das Spektrum von Cas A im direkten Vergleich mit Krebsnebeldaten zu bestimmen, die zu unterschiedlichen Zeiten und mit unterschiedlichen Detektorbedingungen aufgenommen wurden.

3.7 Datenselektion

Zur Selektion von Daten, die unter guten bzw. akzeptablen Wetterbedingungen genommen wurden, dient bei der vorliegenden Analyse bei allen Daten die Ereignisrate (neben der natürlichen Selektion, daß die Schichtleute bei wirklich schlechtem Wetter sowieso keine Beobachtungen durchführen). Dazu wird ein Schnitt auf die Abweichung der Ereignisrate jedes Runs von der zum jeweiligen Zeitpunkt aktuellen Soll-Ereignisrate (siehe oben, Kap. 3.6.1) gesetzt. Die Soll-Ereignisrate wird dabei mit einer empirischen Korrekturfunktion auf den jeweiligen Zenitwinkel extrapoliert. Für die Analyse der Cas A-Daten wurde ein relativ lockerer Schnitt von 20% gewählt, um möglichst viele Daten zu akzeptieren. Da in dieser Arbeit derselbe Schnitt auch bei der Analyse der Krebsnebel-

[16] Bei der Bestimmung des Schwerpunktes der TeV-γ-Emission des Krebsnebels und von Cas A (Kap. 9.1) wurde dieser Schnitt auf 0.5 gesenkt, um die Statistik zu erhöhen; der durch diese Maßnahme erzielte Gewinn ist allerdings marginal.

Run	SYSTEM	Ereignisrate	$\geq 0.8\times$ Sollereignisrate[16]
effektives System	TELESKOP	CT 2	ausgeschlossen, s. Kap. 4.4.3
		Tel. mit Hardwaredefekten	manuelle Selektion
		Zahl abgeschalteter Pixel	≤ 15
		Datenlücke / HV-Absch.	ausgeschlossen
		Entfernung zur Sollposition†	$\leq 0^{\circ}\!.05$
		CT 3	muß im System sein
	SYSTEM	Zahl der Teleskope	≥ 3
effektives Ereignis	TELESKOP	lokaler Trigger	ja
		Bildamplitude	≥ 40 ph.e., Quellensuche
			≥ 40 ph.e.*, hom. E-Akzeptanz
		Amp. im 2.-heißesten Pixel	≥ 12 ph.e.*, hom. E-Akzeptanz
	SYSTEM	Zahl der Teleskope	≥ 2

Tabelle 3.3: Run- und Teleskopselektion in dieser Arbeit. Nur wenn ein Teleskop alle Schnitte passiert hat, wird es in der Rekonstruktion (Richtung, Schauercore, Schauerform, Energie) verwendet. †: Sollposition heißt hier nominelle Nachführposition, der Schnitt verwirft Teleskope mit Trackingproblemen. Bei der Bestimmung des Energiespektrums treten noch weitere Auswahlkriterien hinzu, in Tabelle 10.1 ist die vollständige Selektion hierfür aufgelistet.

Referenzdaten angewandt wurde und außerdem in jedem Fall auf die Untergrundereigniszahl (und nicht auf die Zeit) normiert wird, sollte diese Vorgehensweise kein Problem darstellen. Der Mrk 501-Datensatz wurde dagegen aus anderen Analysen übernommen. Hier fehlen zusätzlich alle Daten, in denen weniger als 4 Teleskope in der Konfiguration waren; auch ist ein strengerer Wetterschnitt verwendet worden (ca. $0.9\times$ Sollereignisrate).

Eine im Prinzip ebenfalls brauchbare Information zur Wetterselektion ist die Messung der visuellen Extinktion der Atmosphäre, die das benachbarte Carlsberg-Observatorium durchgeführt hat. Diese Messung wurde allerdings nur einmal pro Nacht durchgeführt, und leider hat das Observatorium seit Mitte des Jahres 1998 die Messungen nicht mehr zur Verfügung gestellt. Die auf die jeweilige nominelle Ereignisrate normierte Rate eines Runs wurde für einen Zeitraum, für den die Daten zur Verfügung standen, mit der visuellen Absorption verglichen; eine Korrelation ist deutlich zu erkennen. Der Nutzen der Carlsberg-Informationen ist trotzdem gering: Wetterveränderungen im Laufe der Nacht wurden nicht erfaßt, und außerdem standen die Daten nicht bei allen Nächten zur Verfügung. Empirisch gesehen, werden vermutlich auch dann noch brauchbare Daten mit den Cherenkov-Teleskopen aufgenommen, wenn die optischen Astronomen nur noch ihre Instrumente pflegen.

In der Datenanalyse treten noch weitere Bedingungen hinzu, unter denen ein Teleskop im effektiven System beteiligt ist und effektiv am Ereignis teilnimmt. Tabelle 3.3 listet alle Bedingungen auf. In der vorliegenden Arbeit liegt diese Schwelle bei der Quellensuche bei 40 Photoelektronen im Bild. Für eine zeitlich homogene spektrale Akzeptanz im Hinblick auf die Bestimmung des Energiespektrums werden 40 ph.e.* im Bild plus 12 ph.e.* im zweitheißesten Pixel gefordert; die Einheit ph.e.* und die Schwelle wurden in den vorangehenden Abschnitten beschrieben. Diese letzteren Bedingungen werden im Laufe dieser Arbeit manchmal auch einfach nur „Softwareschwelle" genannt; für die endgültige Bestimmung des Energiespektrums treten noch weitere Bedingungen hinzu (siehe Kap. 10.3, Tabelle 10.1).

Kapitel 4

Geometrische Kalibration

Vor der Inbetriebnahme der Systemteleskope wurde ihre Ausrichtung auf ca. $0\overset{\circ}{.}1$ eingemessen. Eine genauere Eichung und die Überwachung der dynamischen, d.h. von der Ausrichtung abhängigen Ausrichtungsfehler wird mit Hilfe von speziellen Kalibrationsmessungen, den sogenannten *Point Runs*, durchgeführt. Hierbei dienen Sterne als Referenzobjekte, von deren Abbildern in der Kameraebene Position und Form mittels der DC-Ströme der Photomultiplier vermessen werden. Die Ausrichtungskorrektur erreicht eine Genauigkeit von $0.4\,\mathrm{mm}$ in der Kameraebene; das entpricht einem systematischen Fehler von $0\overset{\circ}{.}005$ bzw. $25''$ am Himmel.

Details zu der Teleskopnachführung, den *Point Runs* und den Ideen des mechanischen Modells, das zur Ausrichtungskorrektur verwendet wird, stehen in [Püh96]. Eine Beschreibung der Ausrichtungskorrektur und erste Tests mit den rekonstruierten Positionen finden sich in [PDH$^+$97]. Die Kalibration und die ermittelten Korrekturparameter werden in Kap. 4.3 beschrieben. Ein Test der Langzeitstabilität der Ausrichtungskalibration mittels der rekonstruierten Positionen von Crab und Mrk 501 findet sich in Kap. 9.1.

Auch die Abbildungsfunktionen der Teleskopreflektoren wurden mit Hilfe dieser Kalibrationsmessungen überprüft. Effektive Fokallängen der Reflektoren und die Qualität der Positionierung der Kameras in den Halterungen sowie die Abhängigkeit der Abbildungsfunktion von der Bildposition in der Kamera wurden mit Komplettabrasterungen der Kameras bestimmt (Kap. 4.2).

Die Reflektoren der Teleskope sind jeweils mit 30 Einzelspiegeln bestückt, die statisch justiert werden. Dies geschah beim Aufbau der Teleskope in nahezu horizontaler Ausrichtung und mit Hilfe einer ca. $1\,\mathrm{km}$ entfernten Lichtquelle. Die Kontrolle der korrekten Spiegeljustierung auf diesem direkten Weg ist aufwendig und wurde nur nach längeren Zeiträumen (> 1 Jahr) durchgeführt, oder wenn defekte Spiegel ersetzt wurden.

Die reversible Veränderung der Abbildungsfunktion in Abhängigkeit von der Teleskopausrichtung sowie Dejustierungen einzelner Spiegel können mit normalen *Point Runs* überwacht werden (Kap. 4.4). Die Anstrengungen in dieser Richtung dienten u.a. auch der Untersuchung der Frage, inwieweit die Abbildungsqualität von CT 2 durch seinen Spiegelträger, dessen Konstruktion von der der anderen Systemteleskope abweicht, negativ beeinflußt wird (Kap. 4.4.3).

4.1 Prinzip eines *Point Runs*

Abbildung 4.1 zeigt schematisch das Prinzip eines *Point Runs*. *Point Runs* werden im allgemeinen mit folgenden Standardeinstellungen durchgeführt:

- 13 horizontale Scan-Linien werden gefahren, d.h. der Altitude-Motor bleibt für die Dauer jeder Scan-Linie abgeschaltet.
- Ein Fenster von $0\overset{\circ}{.}8 \times 0\overset{\circ}{.}8$, zentriert auf die erwartete Position des Sterns, wird abgerastert.

Ein solcher *Point Run* dauert ca. 10-15 Minuten. Das Ergebnis der Standardanalyse ist ein Verschiebungsvektor in der Kameraebene zwischen erwarteter und wirklicher Position des Kamerabildes am Himmel, mit einem geschätzten Fehler von $< 0\overset{\circ}{.}008$ pro Achse [Püh96].

Neben den Standard-*Point Runs* wurde auch die gesamte Kamera abgerastert. Den Abstand zwischen zwei Scan-Linien wählte man typischerweise zu $\approx 0\overset{\circ}{.}1$ gewählt, so daß jedes Pixel von 2-3 Scan-Linien getroffen wurde. Solch ein Run dauert ca. 70 Minuten. Der Verschiebungsvektor zwischen Sollposition des Sternabbildes in der Kameraebene und der Pixelposition ist wiederum durch die Fehlausrichtung gegeben, natürlich mit einem deutlich größeren Fehler als oben.

Point Runs müssen während der normalen Beobachtungszeit, d.h. bei klaren mondlosen Nächten durchgeführt werden, da die DC-Strommessung bei Standard-Hochspannungsversorgung der Pixel verwendet wird.

4.2 Rasterung der Kamera, Test der Abbildungsgeometrie

Nach der Bestückung der Kameras mit den Photomultipliern, der Einrichtung der Ausleseelektronik und der Verkabelung mußte die korrekte Zuordnung der Kanalnummern,

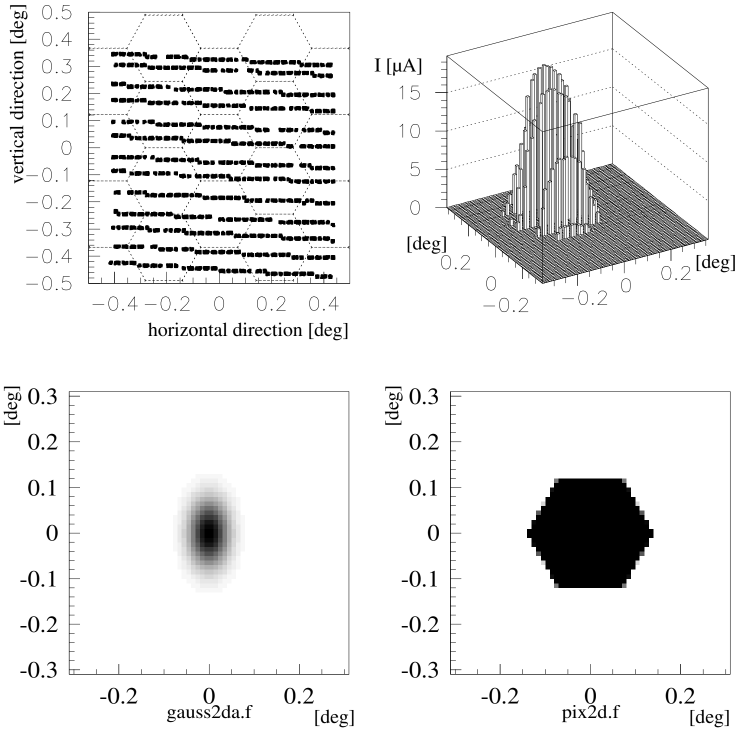


Abbildung 4.1: Prinzip eines *Point Runs*. Oben links: Sollpositionen des Sterns in der Kameraebene. Das Teleskop fährt horizontale Scan-Linien; da sich der Stern während der Dauer einer Scan-Linie (ca. 30-60 sec) bewegt, sind die Scan-Linien in Bezug auf das Kamerakoordinatensystem leicht geneigt. Oben rechts: Strom im zentralen Pixel als Funktion der Differenz zwischen erwarteter Sternposition und Pixelmittelpunkt. Der Verlauf der Funktion entsteht aus einer Faltung der Pixeloberfläche (unten rechts) und des Sternabbildes in der Kameraebene (unten links); letzteres ist durch die Punktabbildungsfunktion des Reflektors gegeben. Die Pixeloberflächenfunktion wird in guter Näherung einfach durch die geometrische Begrenzung der Lichttrichter definiert (siehe Kap. 2.3.2, Abb. 2.4). Der Abstand zwischen dem Schwerpunkt der Verteilung und dem Koordinatennullpunkt wird durch den Ausrichtungsfehler des Teleskops in der momentanen Position verursacht. Durch eine Rückfaltung der Verteilung mit der Pixeloberflächenfunktion erhält man prinzipiell die Punktabbildungsfunktion des Reflektors in der momentanen Teleskopposition.

welche in den Daten die Kanäle den Pixeln zuordnen, zu den wirklichen Pixelpositionen in den Kameras überprüft werden. Dies geschah, als einfachste Lösung, mit *Point Runs*, die die volle Kamera abrasterten. Bei CT 3 bis 6 konnten so die korrekten Zuordnungen verifiziert bzw. Fehler noch während der Aufbauphase korrigiert werden. Bei CT 2 mußte die Zuordnung zweier 16-er-Pixelgruppen einen Monat lang in der Datenaufbereitung korrigiert werden (siehe Kap. 3.5).

4.2.1 Das Abbildungsverhalten des Davies-Cotton-Designs, und speziell der HEGRA-Reflektoren

Neben dem unmittelbar geplanten Nutzen dieser Messungen wurden diese *Full Camera Point Runs* noch auf die Beschaffenheit der Abbildungsfunktion und der Punktantwort (*Point Spread Function, PSF*) der Reflektoren als Funktion des Winkels zur optischen Achse hin untersucht.

Zur Überprüfung oder Eichung der Winkelabbildungsfunktion

$$f : (\vartheta, \varphi) \rightarrow (x, y), \tag{4.1}$$

mit

(ϑ, φ)	Einfallswinkel des Lichtstrahls zur optischen Achse (in Grad)
(x, y)	abgebildete Position in der Kameraebene (in m)

muß zunächst (x, y) definiert werden. Das letztendlich angestrebte Ziel besteht darin, den Schwerpunkt des Schauerbildes in der Kamera korrekt zu rekonstruieren. Grundsätzlich liegen die Untergrundunterdrückungen, die einmal ein Abschneiden der Ränder der Schauerbilder durch die Tail Cuts, zum anderen in dieser Analyse ein Abschneiden der Sternabbilder durch eine Ruhestromunterdrückung vornehmen, in derselben Größenordnung. Daher sollten die rekonstruierten Schwerpunkte der Sternabbilder ein gutes Maß für die rekonstruierten Schwerpunkte der Schauerbilder sein. Für (x, y) kommen der Schwerpunkt der *PSF* oder der Ursprung einer Parametrisierung der *PSF*, z.B. einer Gauß-Glockenkurve, in Frage.

Die grundsätzlichen Eigenschaften des Davies-Cotton-Reflektors [DC57] sind z.B. in [Lew90] und in [Püh96] beschrieben; Raytracing-Untersuchungen speziell zu den HEGRA-Reflektoren finden sich z.B. in [AKS$^+$98]. Abb. 4.3 zeigt oben schematisch das Prinzip des Davies-Cotton-Designs. Mit dieser Anordnung kann mit einem großem D/f auch noch unter sehr großem Einfallswinkel eine ausreichend kleine *PSF* erreicht werden. In der Mitte der Abb. 4.3 sind Raytracing-Ergebnisse für die Punktantwort des HEGRA-Reflektors in der Fokalebene[1], auf der optischen Achse und unter einem Einfallswinkel von 2°. Die Winkelabhängigkeit der *PSF* läßt sich am einfachsten verstehen, indem man zunächst nur die Abbildung der Einzelspiegelmittelpunkte betrachtet (Abb. 4.3, unten). Man erkennt, daß die Spiegel, in Abhängigkeit von ihrem Abstand zur optischen Achse

[1] Genaugenommen liegt die Kameraebene in der Bildebene, die einem 8 km entfernten Objekt entspricht. Die Distanz zur eigentlichen Fokalebene beträgt 3 mm, allerdings spielt diese Distanz bei der Größe des HEGRA-Reflektors und der erreichten Genauigkeit de facto keine Rolle. Auch die Detektorsimulationen behandeln den Reflektor als winkelabbildend, mit der Kamera in der Fokalebene.

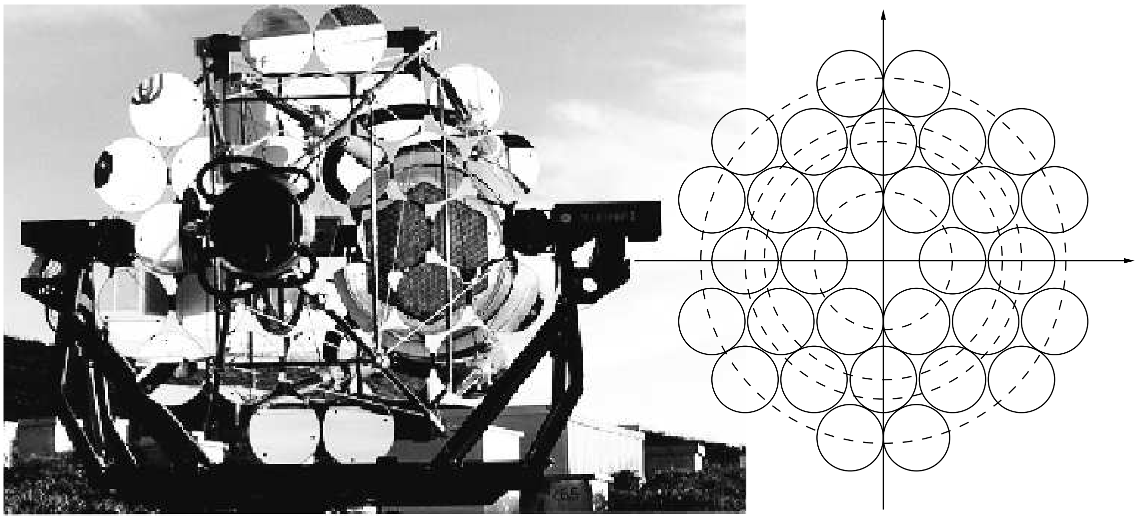


Abbildung 4.2: Spiegellayout der HEGRA-Systemteleskope. Die 30 Einzelspiegel sind auf vier konzentrischen Kreisen angeordnet. Diese entsprechen den in Abb. 4.3, unten, angedeuteten „Ringen".

des Gesamtreflektors, immer stärker von der durch die einfache Winkelabbildung definierten Position abweichen. Die Spiegel, die sich am Rand des Reflektors befinden, bilden einen sogenannten „kometartigen Schweif".

Die Spot-Größen der Einzelspiegel sind durch ihre Position am Reflektor gegeben. Spiegel am Rand des Reflektors bilden in der Kameramitte bereits unter einem Winkel von $10°$ ab, so daß ihre Einzel-Punktantwort durch die sphärischen Aberrationen und Astigmatismus deutlich größer ist als die der Spiegel nahe der optischen Achse des Reflektors. Bei größeren Einfallswinkeln ändern sich diese individuellen Spot-Größen in höherer Ordnung, da der Kamerarand z.B. in Bezug auf die Spiegel am Reflektorrand um 6-7 cm von ihrer individuellen Brennebene entfernt ist; die Änderung des Einfallswinkels in Bezug auf die optischen Achsen der Einzelspiegel ($10° \rightarrow 12\overset{\circ}{.}4$) ist hingegen vernachlässigbar.

Die Fokallängen der Einzelspiegel der HEGRA-Teleskope unterliegen einer Streuung von 1-2%. Frühere Raytracing-Untersuchungen ergaben, daß durch eine bestimmte Anordnung der Spiegel die Spot-Größe unter den gegebenen Bedingungen minimiert werden sollte; Spiegel mit kleineren Brennweiten wurden nahe an die optische Achse des Reflektors, die mit größeren Brennweiten nahe an den Rand des Reflektors positioniert. Tatsächlich hat diese Anordnung der Spiegel allerdings wohl zu einer leichten Verschlechterung der Abbildungsqualität geführt. Dies liegt daran, daß die Spiegel bei ihrer Montierung und Justierung nicht auf den Abstand gebracht wurden (bzw. werden konnten), der durch die Sollsphäre des Davies-Cotton-Designs definiert ist. Die Entfernung der Spie-

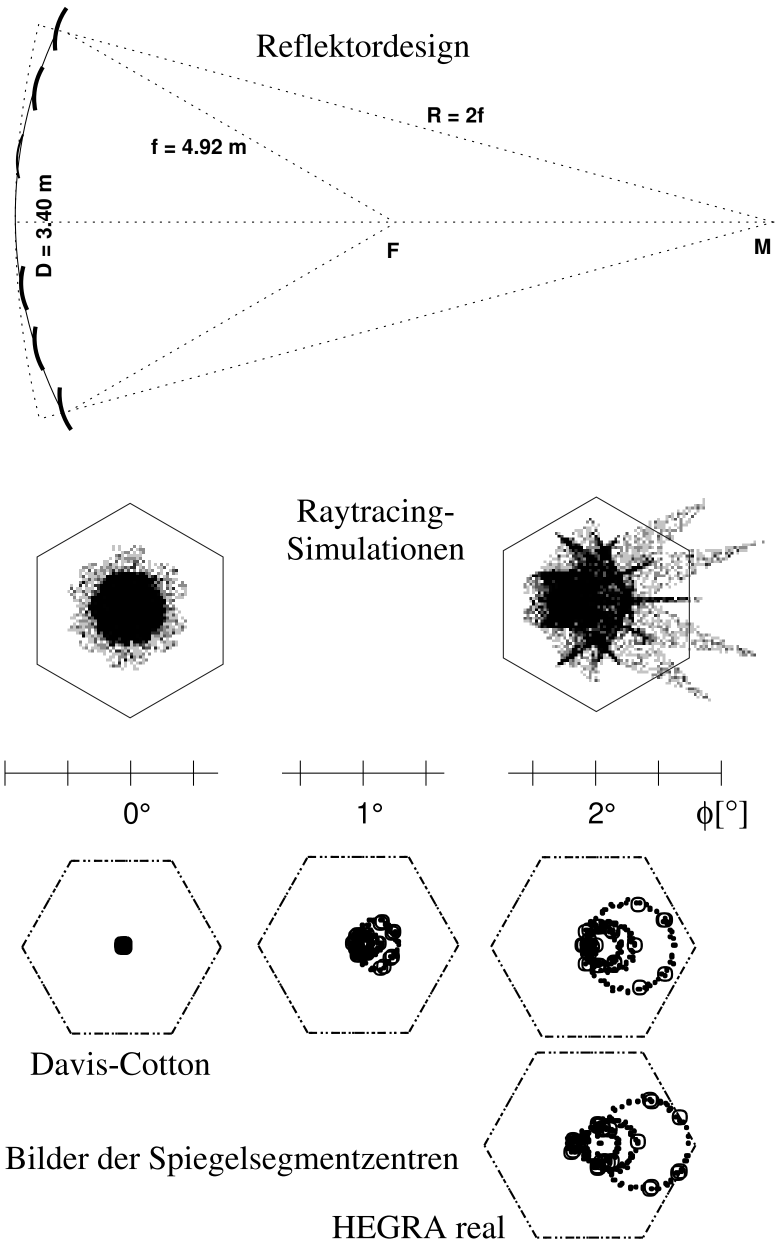


Abbildung 4.3: Oben: Prinzip des Davies-Cotton-Designs. Der Reflektor bildet einen Sphärenabschnitt mit dem Brennpunkt als Mittelpunkt. Die Einzelspiegel sind jedoch wie üblich auf einen Punkt in der Entfernung $2f$ ausgerichtet. Mitte: Raytracing-Simulationen für die *PSF* der HEGRA-Reflektoren, auf der optischen Achse und unter einem Einfallswinkel von 2°. Unten: Bilder der Einzelspiegel-Mittelpunkte unter verschiedenen Einfallswinkeln. Die kleinen Punkte würden für eine dichte Bestückung kleiner Segmente gelten; sie bilden Ringe, die einer festen Entfernung der Segmente auf dem Reflektor in Bezug zur optischen Achse entsprechen. Die offenen Kreise spiegeln die reale Bestückung der HEGRA-Reflektoren wieder.

gel zur Kameramitte wurde vielmehr so gewählt, daß die Spot-Größe in der Kameramitte minimal wird, d.h. die Entfernung entspricht im wesentlichen der Fokallänge jedes einzelnen Spiegels. Dies führt zu einer leichten Vergrößerung des „kometartigen Schweifs" (siehe Abb. 4.3, unten rechts). Im Rahmen der sonstigen Spiegelfehler und der mittleren Streuung der Spiegeljustierung ist dieser Effekt allerdings sehr klein.

4.2.2 Die Winkelabbildungsfunktion des Reflektors

Die Definition von (x, y) zur Beschreibung der Winkelabbildungsfunktion ist also keineswegs trivial. Im Kamerazentrum ist eine symmetrische Funktion hinreichend, z.B. eine zweidimensionale Gauß-Verteilung (besser evtl. noch die Summe zweier zweidimensionaler Gauß-Funktionen mit unterschiedlichen Breiten). Am Kamerarand ist eine analytische Beschreibung schwieriger.

Im Rahmen dieser relativ einfachen Untersuchungen wurden die Ergebnisse zweier Methoden verglichen: Zum einen wurde an die gemessene Verteilung in den Pixeln eine zweidimensionale Gauß-Funktion angepaßt (ohne diese vorher mit der Pixeloberflächenfunktion zu falten). Der Mittelpunkt der gefitteten Gaußfunktion ist sensitiv auf den Peak der Verteilung, d.h. die Tails werden nur schwach berücksichtigt. Zum anderen wurde der Schwerpunkt der Verteilung bestimmt. Dieser wiederum berücksichtigt den Einfluß des Tails mit. Allerdings muß eine Ruhestromunterdrückung von mehr als 2% des Peak-Stroms angewendet werden, um den Spot gegen das Rauschen des Nachthimmels zu diskriminieren; d.h. die Tails werden auch hier nur eingeschränkt sichtbar.

Im Rahmen des erreichten Fehlers sind die Ergebnisse aus beiden Parametrisierungen identisch. Die Streuung der Ergebnisse aus der Schwerpunktsbestimmung ist allerdings erwartungsgemäß größer. Die Abbildungen und Zahlen in diesem Abschnitt beziehen sich daher immer auf die Ergebnisse, die mit den Fits an die Gauß-Verteilung gewonnen wurden.

	α			$(1+\Delta f)/f_{\mathrm{nom}}$		
Datum	6,7/96	9/96	9/98	6,7/96	9/96	9/98
CT 3	$0.^\circ74$	$0.^\circ41$	$0.^\circ80$	0.988	0.980	0.988
CT 4	$0.^\circ48$	$0.^\circ29$	$-0.^\circ07$*	0.988	0.984	0.984
CT 5		$0.^\circ46$	$0.^\circ32$		0.984	0.984
CT 6		†	$0.^\circ63$		†	0.984
CT 2			$0.^\circ98$			0.980

Tabelle 4.1: Drehung der Kameras α und relative Abweichung von der nominellen Fokallänge $(1+\Delta f)/f_{\mathrm{nom}}, f_{\mathrm{nom}} = 4.92\,\mathrm{m}$. Der geschätzte Fehler beträgt $0.^\circ25$ auf α bzw. 0.4% für $(1+\Delta f)/f_{\mathrm{nom}}$. *: Nach Neukonstruktion der – durch einen Buschbrand beschädigten – Masten. †: Rohdaten sind verloren gegangen.

Der Vergleich zwischen den nominellen und den gemessenen Positionen der Pixel ergab, daß die Abweichungen durch zwei Größen beschrieben werden können: Eine Rotation α des Pixel-Koordinatensystems gegen die nominelle Orientierung, und eine Korrektur Δf auf die nominelle Fokallänge $f_{\mathrm{nom}} = 4.92\,\mathrm{m}$, die die radiale Abweichung charakterisiert.

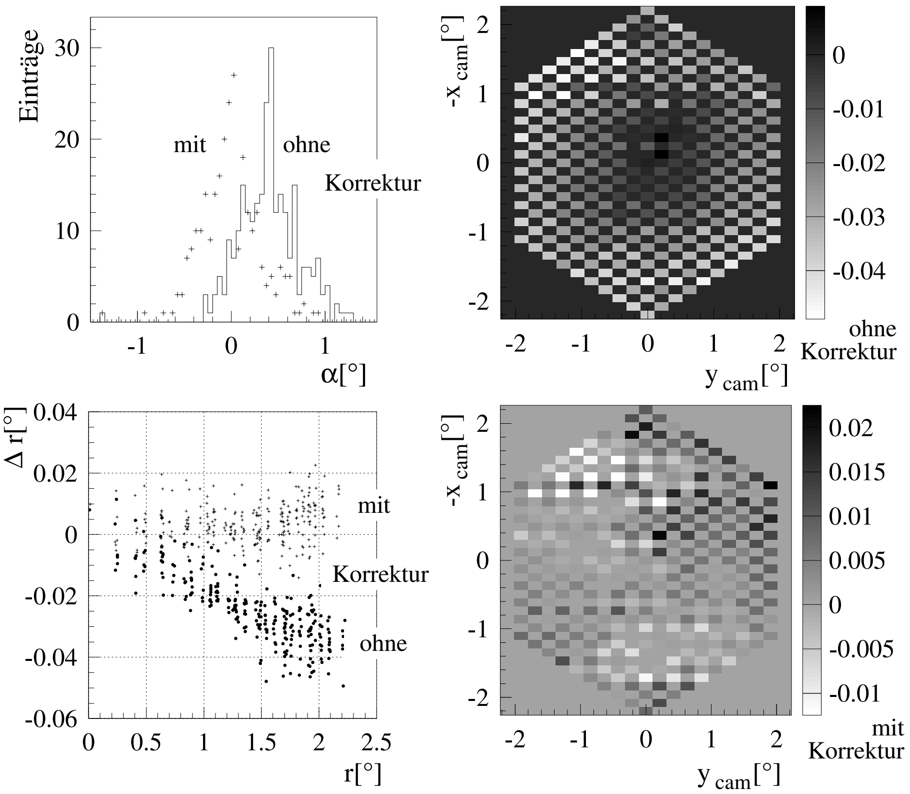


Abbildung 4.4: Analyse eines *Full Camera Point Runs* im Hinblick auf die Winkelabbildungseigenschaften am Beispiel von CT 3, 9/96. Oben links: Werte für α für alle Pixel, ohne und mit Korrektur. Unten links: radiale Abweichung Δr von der durch die Winkelabbildung mit $f_{\text{nom}} = 4.92\,\text{m}$ erwarteten Position. Oben rechts: die unkorrigierten Werte von Δr in der Kameraebene. Unten rechts: die korrigierten Werte von Δr; im Rahmen der Fehler sind keine Strukturen mehr erkennbar, die z.B auf eine Verkippung der Kameraebene gegen die Fokalebene hindeuten würden.

Abbildung 4.4 zeigt die Verteilungen dieser beiden Größen am Beispiel eines der *Full Camera Point Runs*. Tabelle 4.1 gibt α und $(1 + \Delta f) / f_{\text{nom}}$ für alle vorhandenen Daten an.

Erwartungsgemäß beträgt die effektive Fokallänge der Reflektoren nur etwa $f_{\text{eff}} \approx 4.85\,\text{m}$: Wie oben diskutiert, wird der Symmetriepunkt der *PSF* im wesentlichen durch die achsennahen Spiegel am Reflektor definiert. Diese haben bei den HEGRA-Reflektoren eine typische Brennweite von $4.85\,\text{m}$.

In Abb. 4.4 sind außerdem die Ergebnisse nach Anwendung der Korrektur der Kamerakoordinatensysteme um α und $(1 + \Delta f) / f_{\text{nom}}$ in der *Point Run*-Analyse gezeigt. Die

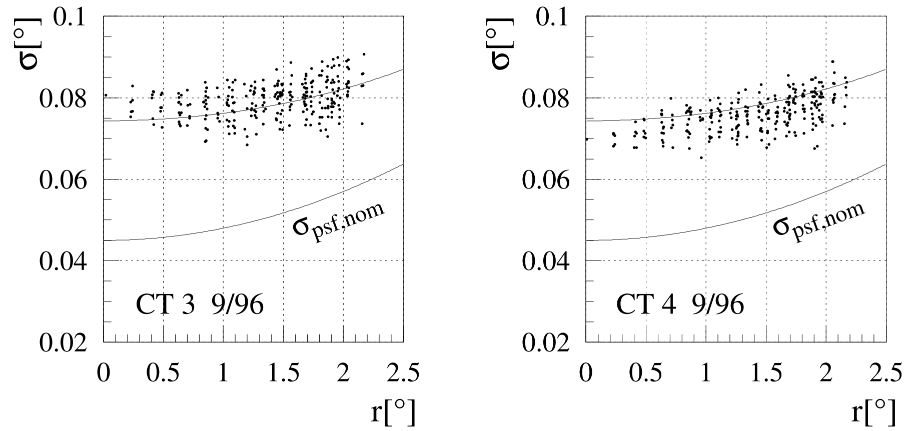


Abbildung 4.5: Bestimmung einer Parametrisierung der *PSF*. Die Punkte zeigen die Breite der gefitteten zweidimensionalen Gaußfunktion für jedes Pixel. Die untere Funktion gibt die gewonnene Parametrisierung für σ_{psf} an, die obere Funktion die sich daraus ergebenden Erwartungswerte für die Breite der mit der Pixeloberfläche gefalteten Funktion.

Residuen sind flach, d.h. im Rahmen der Fehler konnten z.B. keine Verkippungen der Kameraebenen gegenüber der Fokalebene festgestellt werden.

4.2.3 Parametrisierung der Punktantwort des Reflektors

Die Punktanwort des Reflektors wird in den Detektorsimulationen benötigt, damit die Triggerschwelle richtig bestimmt und damit die erwarteten Raten richtig ermittelt werden können. Wichtiger noch ist die korrekte Bestimmung der erwarteten Form der Schauerbilder in der Kamera für γ- und hadronische Ereignisse, meistens in Form sogenannter Schauerformparameter (siehe Kap. 7).

Die Simulation des Reflektors kann auf zwei Weisen geschehen: Einerseits kann man jedes Photon entsprechend seines Auftreffortes am Reflektor geometrisch in die Kamera abbilden. Ungenauigkeiten des Reflektors und Fehler der Einzelspiegel müssen künstlich hinzugefügt werden. Hierzu wurde z.B. durch Vergleiche der gemessenen *PSF* im Kamerazentrum (siehe Kap. 4.4) und einfachen Simulationen eine typische RMS-Streuung der Spiegeljustierung von $0\overset{\circ}{.}025$ bestimmt. Da die Positionen der Photonen auf dem Reflektor aber ansonsten keine Rolle spielen[2], kann man andererseits auch eine Parametrisierung der *PSF* verwenden. Diese kann prinzipiell direkt experimentell bestimmt werden, wobei die Abbildungs- und Ausrichtungsfehler der Spiegelsegmente bereits mit berücksichtigt

[2]die Ankunftszeitstreuung der Photonen durch den Reflektor ist kleiner als 3 ns und daher für die Elektronik mit einer Abtastzeit von $\approx$ 8 ns unerheblich

werden. In den HEGRA-Detektorsimulationen (z.B. [Hem98, KHA^{+}99]) sind beide Verfahren implementiert. In den Standard-Anwendungen wird aus Zeitersparnisgründen die Parametrisierung vorgezogen.

Die räumliche Auflösung der *Full Camera Point Runs* reicht aber natürlich nicht aus, um die *PSF* im Detail auszumessen oder gar eine Rückfaltung mit der Pixeloberflächenfunktion zur direkten Bestimmung der *PSF* durchzuführen. In dieser einfachen Analyse wurde die Breite der gefitteten symmetrischen zweidimensionalen Gaußfunktion als Funktion des Abstands r zum Kameramittelpunkt parametrisiert. Von dieser Funktion wurde quadratisch die Breite eines zur Pixeloberfläche nahezu flächengleichen Quadrats ($\sigma_{\text{quadr}} = 2a/\sqrt{12}, a = 0\overset{\circ}{.}1025$) subtrahiert. Die so erhaltene Breite einer Gauß-Verteilung von

$$\sigma_{\text{psf}} = 0\overset{\circ}{.}045 + 0\overset{\circ}{.}003(r/1^\circ)^2 \tag{4.2}$$

ist in Abb. 4.5 gezeigt, zusammen mit den Meßwerten von CT 3 und 4 in der Periode 9/96 und den sich aus der Parametrisierung ergebenden Erwartungswerten.

Die Parametrisierung ist in vieler Hinsicht ausreichend. Vergleiche von integralen Verteilungen, die zwischen beiden Reflektorsimulationen (Parametrisierung und volle geometrische Abbildung) angestellt wurden, ergaben sowohl für Hadronen wie für γ's keine wesentlichen Unterschiede [Hem98]. Wie aber aus Abb. 4.5 schon ersichtlich wird, ergeben sich klare Unterschiede in der *PSF* für verschiedene Spiegeljustierungsqualitäten. Während CT 4 in der Periode 9/96 gerade frisch in Betrieb genommen war, arbeitete CT 3 schon ein Jahr lang. Die Unterschiede in der Spiegeljustierung können mit den Standard-*Point Runs* in der Kameramitte sehr sensitiv überwacht werden (Kap. 4.4).

4.2.4 Fazit der Tests der Abbildungsgeometrie

Insgesamt zeigten die Untersuchungen, daß die Standard-Annahmen über die Reflektoren (keine Verdrehung der Kameras gegen die nominelle Orientierung, Winkelabbildung gemäß einer Fokallänge von 4.92 m) in den meisten Simulationen und Analysen voll ausreichend sind. Ein Fehler bei der Bestimmung der *PSF* kann möglicherweise zu einem Fehler bei der Bestimmung der Schauerformparameter beitragen. Die Differenz zwischen erwarteten und gemessenen γ-Breiten für den in dieser Arbeit untersuchten Beobachtungsmodus (Punktquellen im *Wobble*-Modus) ist allerdings gering (3.5%) und kann sehr leicht abgeglichen werden (Kap. 7). Wichtiger ist eine gute Überwachung der Qualität der Spiegeljustierung.

In der Standard-Ausrichtungskalibration werden die in diesem Kapitel besprochenen möglichen Korrekturen auf die Winkelabbildungsfunktion und die Kamerarotation nicht genutzt, und zwar aus folgenden Gründen:

- Die Eichungen wurden nicht regelmäßig ausgeführt. Insbesondere die Drehung der Kamera bzgl. der Halterung wurde nicht hinreichend überwacht, da die Verbindung z.B. beim Austausch von Einzelspiegeln immer gelöst werden muß (siehe Kap. 4.4), was häufiger stattgefunden hat.

- Die Abweichungen von den erwarteten Abbildungseigenschaften führen bei der stereoskopischen Schauerrekonstruktion in Abhängigkeit von der Schauergeometrie zu sehr unterschiedlichen Fehlern bei der Richtungs- und Corebestimmung. Ein relevanter Beitrag zum systematischen Fehler könnte zur Bestimmung des Schwerpunktes bei TeV-Punktquellen (siehe Kap. 9.1) erwartet werden. Allerdings werden Punktquellen ausschließlich zentriert oder im *Wobble*-Modus beobachtet. In beiden Fällen kompensieren sich aus Symmetriegründen die Effekte, die aus der fehlenden Korrektur erwachsen. Nur falls die Ausrichtungskorrekturen (siehe nächstes Kapitel) diese Symmetrie stark stören, also wenn die Größe der Korrektur geschätzt $0\overset{\circ}{.}1$ überschreitet, sind Beeinträchtigungen zu erwarten.

Allerdings tragen die fehlenden Korrekturen wohl mit dazu bei, daß die Richtungsrekonstruktion auch bei Ereignissen mit sehr kleinem erwarteten Fehler (siehe Kap. 9.2) immer ein gewisses „Grundrauschen" behält. Auch bei verbesserten Methoden zur Energieauflösung, die u.a. eine verbesserte Corebestimmung benötigen [HLKK00], trägt der Fehler evtl. zu einer Limitierung der Genauigkeit bei.

4.3 Kalibration der Teleskop-Positionierung

Im Gegensatz zu den in Kap. 4.2 besprochenen Korrekturen sind die in diesem Kapitel vorgestellten Ausrichtungskorrekturen in jeder Analyse von Bedeutung. Die Korrekturen existieren als Modul, das aus einem c-Programm und einer immer wieder mit den aktuellen Ausrichtungsparametern zu erweiternden Tabelle besteht. Das Modul ist in jede HEGRA-System-Analyse integriert.

Die Nachführung (*Tracking*) der Teleskope verläßt sich während der Datennahme ausschließlich auf die Positionsangaben der Winkelgeber (*Shaft Encoder*) an der Altitude- und der Azimut-Achse. Aufgrund der 60-fach höheren Genauigkeit der Schrittmotoren, die die Achsen bewegen, und eines auch an die Sollgeschwindigkeit der Achsen ankoppelnden Tracking-Algorithmus entspricht die Differenzverteilung zwischen Soll- und Istwerten der *Shaft Encoder* immer ziemlich genau der durch die Auflösung der *Shaft Encoder* ($0\overset{\circ}{.}022$) erwarteten Streuung; eine Verbreiterung der Verteilung ist ein sicherer Indikator für Wind während der Datennahme. Die Verteilung ist auch immer um 0 zentriert; d.h. es gibt keinen *Servo Lag*.

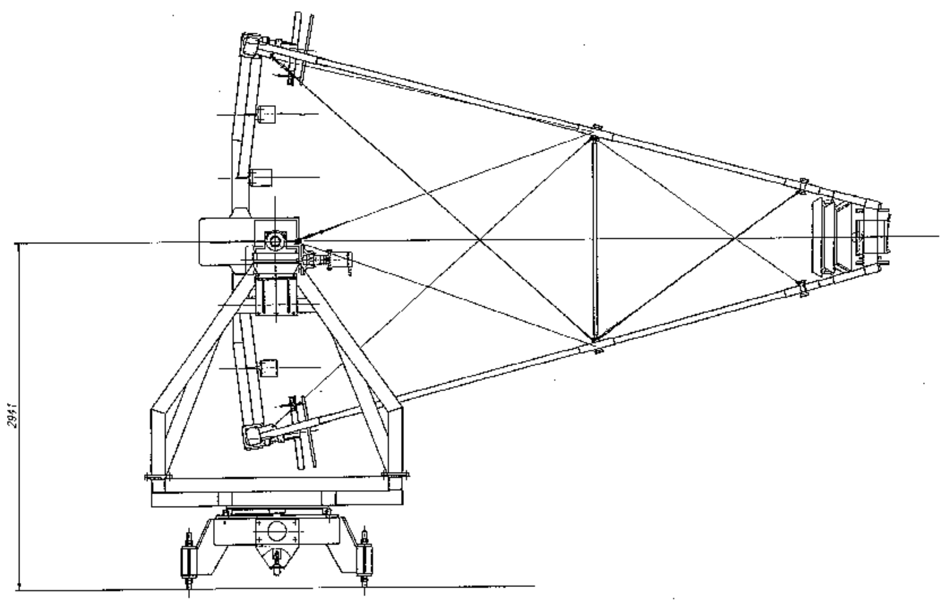


Abbildung 4.6: Technische Zeichnung eines der HEGRA-Systemteleskope. Die Masten bestehen aus leicht flexiblen Kohlefasermasten; die Mastenkonstruktion wird durch Stahlseile versteift.

Die Differenz zwischen Soll- und Istposition des (Himmels-)Abbildes in der Kamera ist im wesentlichen durch mechanische Fehlausrichtungen der Teleskope begründet. Hinzu kommt eine Korrektur durch die Refraktion in der Erdatmosphäre. Die notwendigen Ausrichtungskorrekturen haben eine Größenordnung von $0\overset{\circ}{.}1$ (selten bis $0\overset{\circ}{.}3$). Die Korrekturen sind ausschließlich von der momentanen Position der Teleskope, i.e. von den aus den *Shaft Encoder*-Werten gewonnenen Alt/Az-Werten abhängig.

Die aus der Korrektur gewonnene wahre Ausrichtung (in Alt/Az-Koordinaten) des Teleskops kann mit der momentanen Uhrzeit (besser: Sternzeit) in äquatoriale (Ra/Dec)-Koordinaten umgerechnet werden. In diesen Koordinaten sind die Objekte in erster Ordnung in Ruhe. Alle weiteren Korrekturen sind „astronomischer" Natur und sind Funktionen dieser äquatorialen Koordinaten. Sie haben eine Größenordnung von $1'$ pro Jahr und sind nicht Teil der Korrekturen des Standard-Ausrichtungsmoduls. Weitere Details zu diesem Thema finden sich in Kap. 9.1.

Abweichungen zwischen Teleskopausrichtung und tatsächlicher Position des Objekts ergeben sich auch durch fehlerhafte Koordinaten, auf die während der Datennahme (*online*) nachgeführt wurde. In der normalen Datennahme sind die Koordinaten im günstigsten Fall J2000-Koordinaten; manchmal führen ungenaue Angaben zu leicht falschen Koordinaten. Im *Scan Mode* hingegen, der ursprünglich für Himmelsabrasterungen konzipiert wurde, aber auch zum einfachen Abarbeiten eines komplexen Beobachtungsablaufs verwendet werden kann (*AGN Scan, Gamma Ray Burst Scan,...*), werden die J2000-Koordinaten – sofern korrekt vorhanden – auf die aktuelle Epoche korrigiert.

Insgesamt gesehen kann sich eine genaue Analyse nicht auf die Koordinaten verlassen, auf die online nachgeführt wurde. Dies ist grundsätzlich auch nicht nötig, da alle Korrekturen nachträglich (*offline*) durchgeführt werden können; in einigen Fällen ist die Verwendung korrekter Koordinaten auch gar nicht möglich, da die genauen Koordinaten zum Zeitpunkt der Datennahme gar nicht bekannt sind (z.B. bei *Gamma Ray Bursts*).

Die mechanischen und Refraktions-Korrekturen werden ebenfalls offline durchgeführt. Auch dies war in der Praxis manchmal, insbesondere in der Anfangsphase der Teleskope, nicht anders durchführbar, da die genaue Bestimmung der Korrekturparameter erst im Nachhinein möglich war. Es hat sich in der Praxis außerdem als sehr nützlich erwiesen, die Kalibrationsmessungen zu Uhrzeiten und an Tagen durchführen zu können, an denen keine anderen, aktuell wichtigen Beobachtungen durchgeführt werden mußten.

4.3.1 Die Eichmessungen

Zur Messung der Teleskop-Fehlausrichtung werden die in Kap. 4.1 eingeführten Standard-*Point Runs* verwendet. Die Analyse ist in [Püh96] beschrieben. Für die Koordinaten der Referenzsterne gilt auch hier, daß die Koordinaten, die bei Durchführung des *Point Runs* verwendet werden, nicht besonders genau sein müssen. In der Analyse allerdings muß die Position des Sterns im momentan aktuellen äquatorialen Koordinatensystem mit der nötigen Genauigkeit ($< 0\overset{\circ}{.}008$) berechnet werden. Dazu werden die im Astronomischen Almanach jährlich erscheinenden, auf die Mitte des Jahres bezogenen Koordinaten linear auf den Zeitpunkt des *Point Runs* interpoliert. Es sei nochmals daran erinnert, daß die Verwendung dieser korrigierten aktuellen Koordinaten der Referenzsterne ausschließlich für die korrekte Bestimmung der mechanischen Ausrichtungsfehler (siehe nächster Abschnitt) benötigt wird. Dies führt nicht dazu, daß die Ausrichtungskalibration die „astronomischen" Bewegungen der beobachteten Objekte (Präzession etc.) in ein Referenzsystem korrigiert, in dem die Objekte vollständig ruhen.

Das Ergebnis der *Point Run*-Analyse ist ein Verschiebungsvektor in der Kameraebene. Der Wert gilt für die jeweilige Positionierung des Teleskops, i.e. die Ergebnisse sind eine reine Funktion von Höhenwinkel, Azimut-Winkel und *normal / reverse mode*; die Funktion ist allerdings jeweils nur innerhalb eines gegebenen Zeitabschnitts gültig (siehe Kap. 4.3.4). Die Werte sind im Rahmen der Fehler für alle Positionen voll reproduzierbar, d.h. das Ergebnis ist ausschließlich durch die statischen Eigenschaften der Teleskopmontierungen bedingt. Hysterese-Effekte, z.B. beim Fahren der Teleskope über den Zenit vom *normal* in den *reverse mode*, wurden nicht beobachtet. Diese Aussagen werden im we-

Parameter		normale Größenordnung	BESCHREIBUNG, Bemerkungen, Probleme
max. Bend.	Ampl.	$0\overset{\circ}{.}05$	BENDING (MAXIMALE DURCHBIEGUNG VON MASTEN UND SPIEGELTRÄGER) kann mit der Modulation des Alt-Se korreliert sein; bei CT 2 durch den schwächeren Reflektor deutlich größer
vert. Offset	Ampl.	$< 0\overset{\circ}{.}05$	VERTIKALE NULLPUNKTSVERSCHIEBUNG gleichzeitig Offset des Alt-Se, Effekte sind ununterscheidbar
hor. Offset	Ampl.	$< 0\overset{\circ}{.}05$	HORIZONTALE NULLPUNKTSVERSCHIEBUNG ist manchmal mit Azm-Offs. korreliert, Effekt unverstanden
Az-Offset	Ampl.	$< 0\overset{\circ}{.}05$	NULLPUNKTSVERSCHIEBUNG DES AZ-SHAFT ENCODERS siehe hor. Offset
Az-Achse	Ampl. Richtg.	$< 0\overset{\circ}{.}1$ $0° - 360°$	VERKIPPUNG DER AZIMUT-ACHSE durch den simultanen Effekt auf hor. und vert. Ausrichtung die bestbestimmten und stabilsten Parameter
Mod. Az-Se	Ampl. Phase	$< 0\overset{\circ}{.}05$ $0° - 360°$	1. HARMONISCHE MODULATION DES AZ-SE
Mod. Alt-Se	Ampl. Phase	$< 0\overset{\circ}{.}05$ $0° - 360°$	1. HARMONISCHE MODULATION DES ALT-SE siehe max. Bend.
Alt-Achse	Ampl.	$< 0\overset{\circ}{.}05$	VERKIPPUNG DER ALT-ACHSE GEGEN DIE AZ-ACHSE könnte auch durch Mastenverspannung verursacht sein

Tabelle 4.2: Liste der 11 Parameter, die das mechanische Ausrichtungsmodell benötigt. Az = Azimut, Alt = Altitude (Höhenwinkel), Se = *Shaft Encoder* (Winkelsensor).

sentlichen durch die Ergebnisse begründet und gestützt, daß das mechanische Modell (Kap. 4.3.2) auch bei vielfacher Überbestimmtheit der Parameter alle Fehlausrichtungen im Rahmen der Fehler korrekt reproduzieren kann (Kap. 4.3.3).

4.3.2 Das mechanische Modell, Refraktion in der Erdatmosphäre

Für die Modellierung der Ausrichtungsfehler in Abhängigkeit von der Teleskop-Position wird ein einfaches Modell für die Teleskopstatik verwendet. Details zu dem Modell stehen in [Püh96]. Das Modell liefert eine Funktion

$$f_{\mathrm{tel}} : (alt, azm, mode) \rightarrow (\Delta x, \Delta y), \tag{4.3}$$

wobei $mode$ für *normal* oder *reverse* steht und $(\Delta x, \Delta y)$ der Verschiebungsvektor in der Kameraebene ist. In Tabelle 4.2 sind die Modellparameter aufgelistet. Diese sind von den individuellen Eigenschaften der Teleskope abhängig und müssen durch die Kalibration bestimmt werden.

Das kanonische Koordinatensystem, in dem das mechanische Modell die Verschiebungsvektoren beschreibt, ist das an die Teleskope „fixierte” Alt-Azimut-System (und nicht z.B. das äquatoriale Ra-Dec-System). Das Koordinatensystem taucht allerdings doppelt auf, da die Teleskope durch Verfahren über den Zenit vom „normalen” in den „reversen” Modus gebracht werden können. Jeweils etwa die Hälfte aller Beobachtungen findet in einem der beiden Modi statt (siehe z.B. Kap. 5, Abb. 5.1). Grund hierfür ist, daß die Teleskope im Azimut nur einen knappen Vollkreis fahren können, der durch einen schmalen „toten Bereich” abgegrenzt wird. Damit jedes Objekt während der gesamten Nacht ohne Unterbrechung beobachtet werden kann, wird bei der normalen Datennahme – entsprechend der Deklination des Objekts – automatisch entweder der *normal* oder *reverse mode* eingestellt.

Die Korrekturfunktion wird in identischer Weise hier für die Bestimmung der Korrekturparameter wie auch bei der Korrektur der Schauerbilder verwendet. Einziger Unterschied ist der Einfluß der Refraktion. Für die Kalibration mit Sternen wird die volle Refraktion verwendet. Aus einfachen geometrischen Überlegungen wurde der Einfluß der Refraktion auf Schauerbilder zu 70% eingeschätzt. Der Wert ist eigentlich von der Eindringtiefe der Schauer, und damit von ihrer Energie abhängig; diese Abhängigkeit ist aber gering. Genauere Untersuchungen unter Einschluß von Atmosphärenmodellen und den unterschiedlichen Schauereindringtiefen ermöglichen genauere Korrekturen [Ber00] und haben für die vorliegende Arbeit den Wert von 70% nachträglich bestätigt.

4.3.3 Die Ausrichtungskalibration

Um die Ausrichtungsparameter zu bestimmen, muß eine gleichmäßige Durchmusterung des „Teleskophimmels”, also in erdfesten (alt/az)-Koordinaten durchgeführt werden. Die Korrekturen beinhalten neben konstanten Offsets nur harmonische Modulationen mit einer 360°-Phase. Dafür würde eine Abtastdichte von 90° ausreichen; aufgrund der durch die Überlagerung mehrerer Modulationen entstehenden Schwebungen muß ein dichteres Gitter abgerastert werden.

Abb. 4.7 zeigt die Ergebnisse zweier Kalibrationen, jeweils dargestellt in den Koordinaten des Teleskophimmels. Die Verschiebungsvektoren sind um etwa einen Faktor 50 vergrößert, um sie in der Abbildung sichtbar zu machen. Die gepunkteten Linien deuten das abzurasternde Gitter an; in jedem Feld sollte mindestens ein *Point Run* durchgeführt werden. Im rechten Teil der Abbildung ist das Idealbeispiel einer solchen Kalibration gezeigt. Eine ideale Kalibration beinhaltet 30-35 *Point Runs*, so daß die 11 Parameter des Modells 5- bis 6-fach überbestimmt sind. Im linken Teil von Abb. 4.7 ist ein in der Anfangsphase der Entwicklung des Modells entstandener Kalibrationsdatensatz gezeigt; durch solche Messungen wurde die Gültigkeit des Modells getestet.

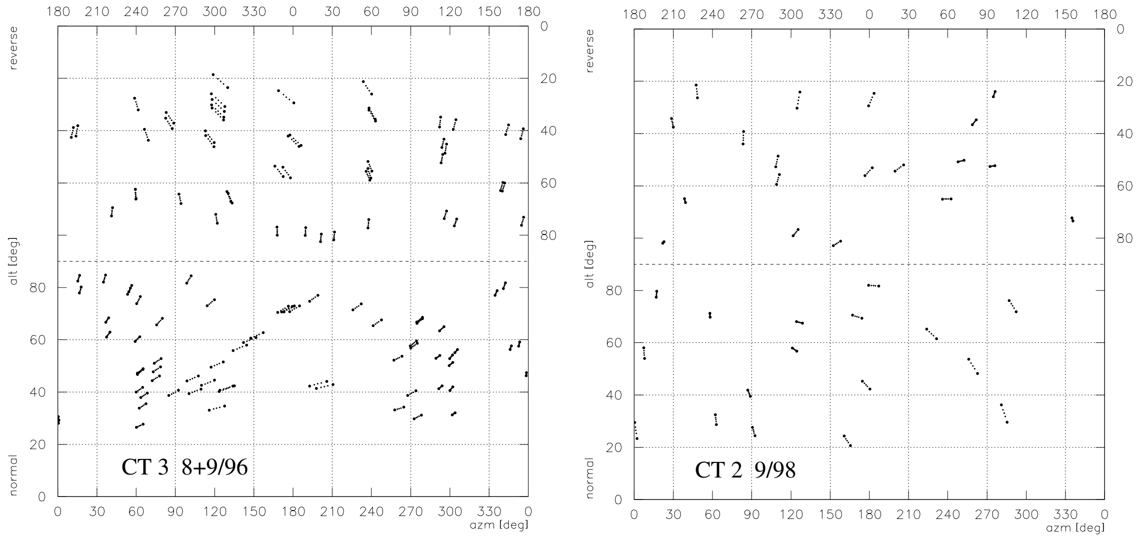


Abbildung 4.7: Ergebnisse zweier Ausrichtungskalibrationen. Der Ursprung der „Pfeile” ist an der jeweiligen Position des Teleskops während des *Point Runs* in erdfesten Azimutal-Koordinaten gezeichnet. Die Richtungen und Längen geben die Verschiebungsvektoren in der Kameraebene wieder; sie sind um ca. einen Faktor 50 vergrößert, um in dieser Darstellung sichtbar zu werden.

Die Ergebnisse eines solchen Kalibrationsdatensatzes werden in eine χ^2-Minimierung eingegeben, um die 11 Parameter zu ermitteln. Die aus der *Point Run*-Analyse für jeden einzelnen Verschiebungsvektor ermittelten Fehler [Püh96] erwiesen sich als zu ungenau; daher wird jeder einzelne Vektor gleich gewichtet. Die unter PAW [CER] laufende Fitroutine konvergiert typischerweise in wenigen Sekunden.

Abb. 4.8 zeigt die Ergebnisse der beiden in Abb. 4.7 gezeigten Kalibrationen in Kamerakoordinaten. Die in der unteren Hälfte der Abbildung gezeigten Residuen sind ein Maß für die Qualität der Ausrichtungskorrektur. Die Genauigkeit beträgt in radialer Richtung $0\overset{\circ}{.}007$ bzw. $0\overset{\circ}{.}005$ pro Achse; aufgrund der Radialsysmmetrie gilt letzteres sowohl in Kamera- wie auch in Himmels-(Ra/Dec-)Koordinaten. Die Breite der Verteilung der Residuen bleibt auch bei einer großen Zahl an Kalibrationsruns konstant; dadurch und durch den Vergleich kurz aufeinanderfolgender Kalibrationsdatensätze konnte die Gültigkeit der Kalibration bestätigt werden.

Die Breite der Residualverteilung ist durch eine ganze Reihe von Faktoren gegeben, die die Genauigkeit der Ergebnisse der *Point Runs* bestimmen; diese sind u.a. die Zeitmessung mit nur einer Sekunde Genauigkeit oder die Nicht-Berücksichtigung der Aberrationskorrekturen. Die Breite entspricht allerdings auch im wesentlichen der durch die *Shaft Encoder* erwarteten Breite von $\sigma_{\mathrm{SE}} = 0\overset{\circ}{.}022/\sqrt{12} = 0\overset{\circ}{.}006$. Obwohl die Teleskope durch

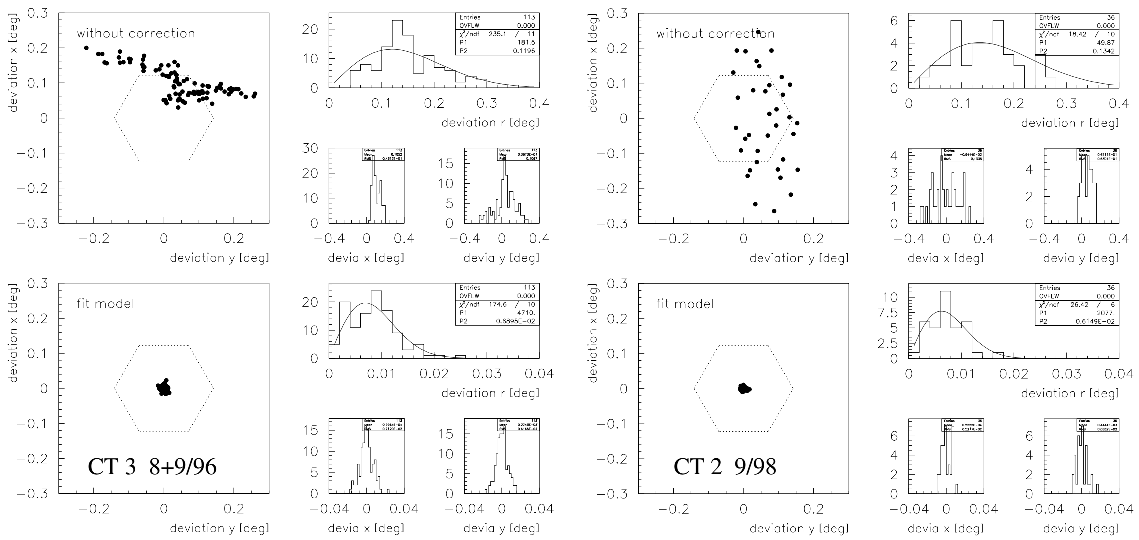


Abbildung 4.8: Die aus den *Point Runs* ermittelten Verschiebungsvektoren in der Kameraebene für die in Abb. 4.7 gezeigten Kalibrationen. Jeder Punkt entspricht einem *Point Run*. In der oberen Hälfte der Abbildungen sind jeweils die Ergebnisse der Kalibrationsmessungen gezeigt; das Sechseck deutet die Abmessungen des zentralen Pixels an. Unten wurde in der Analyse der *Point Runs* bereits die Ausrichtungskalibration angewendet. Die verbleibenden Fehlausrichtungen (Residuen) sind ein Maß für die Genauigkeit der Kalibration; sie beträgt $0\overset{\circ}{.}007$ in radialer Richtung bzw. $0\overset{\circ}{.}005$ pro Achse.

die 60-fach höhere Genauigkeit der Schrittmotoren prinzipiell genauer als diese Breite nachführen können (und dies durch den implementierten Tracking-Algorithmus auch tun), ist dies durch die unterschiedlichen Nachführmodi beim Objekttracking und bei den *Point Runs* auf diese Weise nicht kalibrierbar[3].

CT	Dat.	max. Bend.	vert. Offs.	hor. Offs.	Az-Offs.	Az-Achs.	Rich-tung	Mod. Az-Se	Pha-se	Mod. Alt-Se	Pha-se	Alt-Achs.
3	10/95	.052	.118	.009	.041	.012	200	.036	251	.024	181	.030
4	8/96	.070	.072	.002	-.006	.035	333	.019	328	.003	191	.046
5	9/96	.050	.042	.026	-.048	.038	199	.004	175	.177	359	.037
6	12/96	.072	.033	-.014	.097	.020	161	.017	276	.010	182	.026
2	9/98	.175	-.008	.019	.036	.089	209	.010	133	.031	184	.055

Tabelle 4.3: Ausrichtungsparameter aller Systemteleskope zum Zeitpunkt ihrer Inbetriebnahme, bei CT 2 zum Zeitpunkt des Einschlusses in das System. Die Parameterbezeichnungen sind in der Beschreibung zu Tab. 4.2 definiert. Alle Werte sind in Grad angegeben.

4.3.4 Zeitverhalten der Ausrichtungskalibration, Rekalibrationen

Tabelle 4.3 zeigt die Ausrichtungsparameter aller Systemteleskope zum Zeitpunkt ihrer Inbetriebnahme. Der Vorteil des mechanischen Modells gegenüber einer allgemeinen Parametrisierung besteht zum einen darin, daß für die Reproduzierbarkeit der Effekte ein physikalischer Grund angegeben werden kann. Zum anderen konnten die ermittelten Parameter genutzt werden, um sowohl zeitweise auftretende, zum Teil große Fehlausrichtungen ihren Ursachen zuzuordnen, als auch die Konstanz mancher Parameter zu verstehen. Einige Beispiele seien hier kurz angeführt:

- Eine horizontale Fehlausrichtung mit einer Amplitude von einem Pixeldurchmesser bei CT 3 konnte dem *Shaft Encoder* der Azimut-Achse zugeordnet werden. Als Grund für den Fehler stellte sich ein schlecht montiertes Verbindungsstück zwischen Azimut-Achse und *Shaft Encoder* heraus; allerdings hätte man einen Fehler dieser Größenordnung auch durch eine einfache Sichtkontrolle entdecken können.

- Als Ursache für die große Modulation an der Altitude-Achse von CT 5 stellte sich eine leicht präzedierende Achse an der Verbindungsstelle zum *Shaft Encoder* heraus; dieses Problem ließ sich durch eine Neupositionierung des *Shaft Encoder* zumindest deutlich lindern.

[3] Eine leicht höhere Genauigkeit als dieser Wert ist allerdings ohne Bedingungen sowohl beim Objekttracking als auch bei den *Point Runs* zu erwarten: Beim Tracking ist die Genauigkeit in azimutaler Richtung $\sigma_{\rm azm} = \sigma_{\rm SE} \cdot \cos{(alt)}$; durch die Gesichtsfelddrehung kommen sowohl Rektaszension wie Deklination teilweise in den Genuß dieser höheren Auflösung. Bei den *Point Runs* ist die Auflösung in azimutaler Richtung durch die azimutal abgefahrenen Scan-Linien noch einmal höher, da die DC-Ströme immer beim Umschalten des *Shaft Encoders* ausgelesen werden und der dadurch resultierende systematische Fehler von $0.5 \times 0^\circ\!.022$ in der Analyse korrigiert wird. Die Auflösung in Altitude-Richtung wird durch die Zahl an Scan-Linien und durch die Bewegung des Sterns während der Dauer einer Scan-Linie erhöht (siehe Abb. 4.1).

- Änderungen der Offset-Werte tauchten fast immer im Zusammenhang mit durch Frost und Eis verursachten Änderungen der Spiegeljustierung auf (siehe Kap. 4.4) und können als zusätzlicher Indikator für diese Ereignisse genutzt werden.

- Bei allen Teleskopen konnte gezeigt werden, daß die Fundamente im Rahmen der Meßgenauigkeit ihre Lage nicht veränderten; der darauf sensitive Parameter, die Verkippung der Azimut-Achse, blieb für alle Teleskope über den gesamten Zeitraum unverändert.

Eine Rekalibration der Parameter muß durchgeführt werden, wenn Änderungen an für die Ausrichtung der Teleskope relevanten Teleskopkomponenten vorgenommen werden. Wenn es der Beobachtungsplan erlaubt, sind Komplettkalibrationen natürlich der sicherste Weg. Die Kalibrationsprozedur erlaubt allerdings auch die Neubestimmung einzelner Parameter unter der Annahme, daß die restlichen Parameter unverändert geblieben sind.

Wenn der Grund für eine Änderung bekannt ist (z.B. ein Austausch eines *Shaft Encoders* oder eine Spiegeljustierung), reichen prinzipiell wenige *Point Runs* für eine Rekalibration aus; in der Praxis wurden zur Sicherheit häufig zu einem späteren Zeitpunkt komplette Kalibrationen durchgeführt, die im Nachhinein die Annahmen bestätigten. Fehlten konkrete Anlässe, wurde im Schnitt ein- bis zweimal pro Jahr eine Komplettkalibration durchgeführt.

Abb. 4.9 zeigt zur Anschauung grob den zeitlichen Verlauf der Ausrichtungsparameter von CT 3 über die gesamte bisherige Detektorlaufzeit.

4.4 Überwachung der Abbildungsqualität

Die Spiegelsegmente sind statisch an den Reflektoren montiert. Die Spiegel sind an drei Gewindestangen befestigt, die jeweils mit einem mercedessternförmigen Trägerstrück verbunden werden. Diese Verbindung läßt sich lockern, und durch Drehen der Gewindestangen wird der Abstand zwischen Spiegel und Reflektor und schließlich die Winkelausrichtung der Spiegel eingestellt. Das Fixieren der Gewindestangen ist leider nicht spannungsfrei möglich[4], so daß die Ausrichtung „relaxieren” kann. Auch können Frost und Eis die Spiegelausrichtung deutlich stören.

Die Spiegel werden mit Hilfe einer ca. 1 km entfernten Referenzlichtquelle justiert, wobei die Teleskope nahezu horizontal ausgerichtet sind (nahe 90° Zenitwinkel, im *normal*

[4]Das Problem der fehlenden Spannungsfreiheit führt auch zu Druck auf den Spiegel, welcher für das Zerbrechen vieler Spiegel verantwortlich gemacht wurde. Daraufhin wurde bei vielen Spiegeln ein Zwischenstück zwischen Gewindestangen und Spiegel eingesetzt, was das Problem vermutlich lösen konnte.

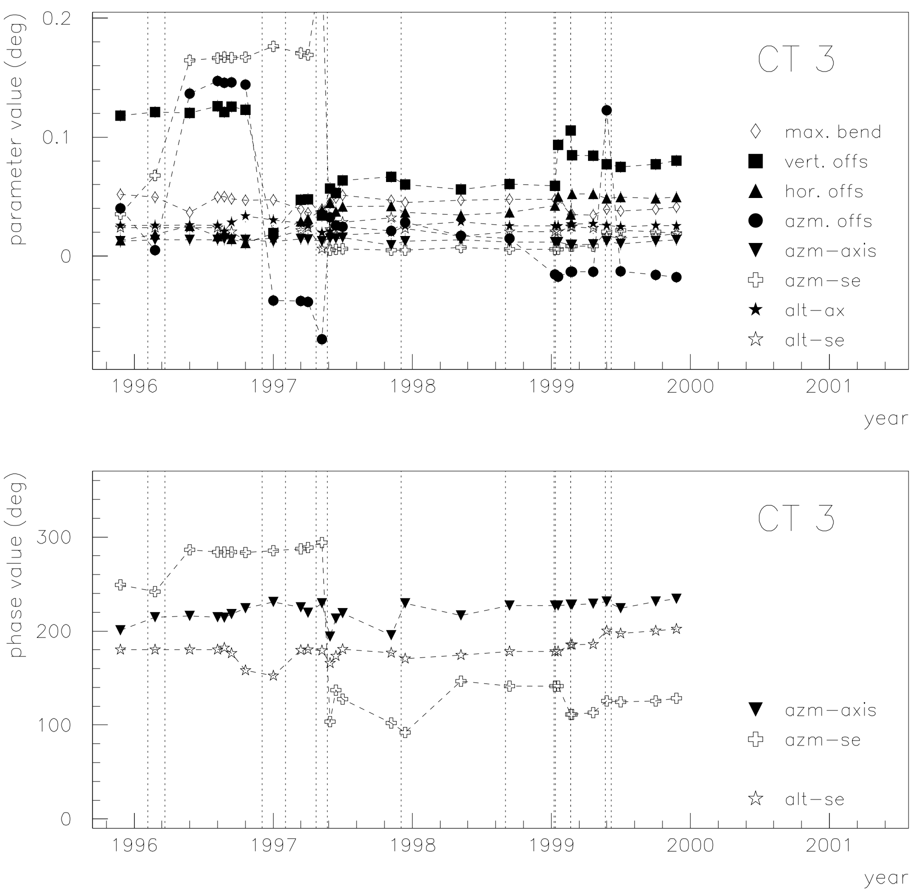


Abbildung 4.9: Die zeitliche „Entwicklung" der Ausrichtungsparameter, am Beispiel von CT 3. Oben sind Offsets und Amplituden gezeigt, unten die evtl. dazugehörigen Phasen. Die vertikalen gepunkteten Linien geben die Zeitpunkte an, an denen jeweils neue Parametersätze gültig wurden. Falls keine mechanischen Arbeiten zusätzlich die Rekalibration einzelner oder aller Parameter nötig machten, wurde etwa ein- bis zweimal pro Jahr eine vollständige Kalibration durchgeführt, die die Überprüfung aller Parameter ermöglicht. Analoge Verläufe existieren für CT 2 und CT 4-6. Das Bild kann nicht dazu dienen, genaue Informationen über einzelne Parameter zu liefern, sondern soll nur einen Eindruck vom typischen zeitlichen Ablauf geben.

mode). In die Kamera wird ein Diffusor eingebaut, der durch Verschieben der Kamera in der Halterung in die Bildebene der Lichtquelle gebracht wird. Für die Bestimmung der Position der Bildebene wird in ausreichender Näherung die Linsengleichung verwendet.

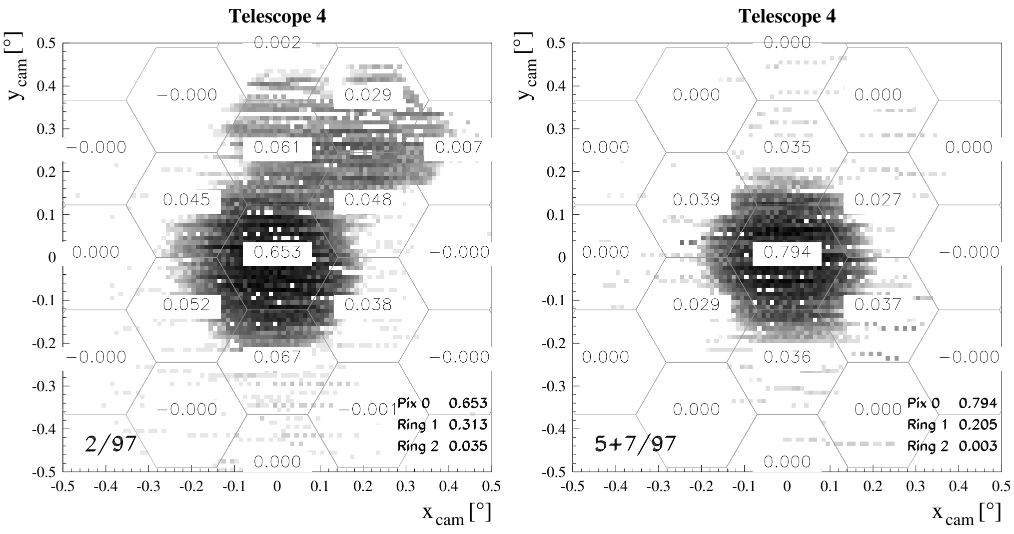


Abbildung 4.10: Einfluß dejustierter Spiegel auf die *PSF*. Links: Fünf stark dejustierte Spiegel (und eine im Mittel nicht optimale Justierung aller weiteren Spiegel) führen dazu, daß bei gleichmäßiger Ausleuchtung eines Pixels 35% des Lichts in benachbarte Pixel fällt. Rechts: Dasselbe Teleskop nach der Korrrektur der Spiegeljustierung. Im Idealfall wird nur 20% des Lichts in die benachbarten Pixel gestreut.

Die horizontale Ausrichtung der Teleskope während der Spiegeljustierung stellt ein Problem dar, da die Reflektoren natürlich in gewissem Maße ihre Form unter ihrem Eigengewicht ändern, und dies abhängig vom Höhenwinkel. Da die Beobachtungen zwischen 0° und 60° Zenitwinkel sowohl im *normal* wie im *reverse mode* stattfinden, muß gewährleistet sein, daß sich die Punktantwort des Reflektors über den vollen Höhenwinkelbereich nicht oder nur unwesentlich ändert.[5]

4.4.1 Mittlere Punktantwort, permanente Dejustierung einzelner Spiegel

Schon bei der Analyse eines einzelnen *Point Runs* sind einzelne, stark defokussierte ($\geq 0\overset{\circ}{.}1$) Spiegel sichtbar; allerdings kann ein solches Signal auch durch schwache Sterne, die zum eigentlichen Zielstern benachbart sind, vorgetäuscht werden. Durch eine Überlagerung aller *Point Runs* eines Kalibrationsdatensatzes kann aber ein in Abb. 4.10 gezeigtes Bild erzeugt werden, das ausschließlich auf die Spiegeljustierung sensitiv ist, da der

[5]Ansonsten müßte diese Änderung in der Detektorsimulation berücksichtigt werden, und man müßte in der Analyse z.B. die Erwartungswerte der Schauerformparameter zusätzlich zur Zenitwinkelabhängigkeit auch abhängig von *normal* und *reverse mode* berechnen.

Einfluß einzelner Sterne im Rauschen untergeht.

Die Bilder entstehen durch Addition der in Abb. 4.1, oben rechts gezeigten Histogramme. Die Verteilungen werden geeignet normiert, und in der Analyse muß natürlich die vorher ermittelte Ausrichtungskalibration angewendet werden. Eine Gewichtung der einzelnen *Point Runs* entsprechend der Signalamplitude wird nicht durchgeführt. Die Bilder mitteln über alle Teleskopausrichtungen und damit über die in Kap. 4.4.2 diskutierten dynamischen Änderungen der Reflektoren.

Im Prinzip sind diese Bilder durch ihre nahezu vollständige Abtastung geeignet, mittels einer Rückfaltung der Pixeloberflächenfunktion die *PSF* vollständig zu bestimmen. Aus Zeitgründen, und letztendlich auch aus mangelnder Notwendigkeit, wurde dies allerdings nicht durchgeführt. Eine einfache Analyse kann durch die Sektorierung in die Einzelpixeloberflächen erfolgen (siehe Abb. 4.10). Man erhält die Information, welcher Anteil der Photonen in ein Pixel und in die angrenzenden Pixel fällt, wenn das Pixel homogen ausgeleuchtet wird. Einfache Detektorsimulationen nutzen genau diese Zahlen, um den gesamten Einfluß der *PSF* auf die Bildentstehung zu simulieren. Auch für die Analyse der Mrk 501-Daten aus dem Jahr 1997 wurden diese Werte verwendet, um das Verhalten des Teleskopsystems während des Zeitraums zu verstehen, in dem CT 3 und CT 4 schlecht justierte Spiegel hatten [AAB^{+}99d].

Ansonsten wurden diese Bilder genutzt, um Abweichungen von der optimalen Spiegeljustierung zu überwachen und Informationen für notwendige Spiegeljustierungen zu geben. Im Zusammenhang mit der Analyse von Cas A waren nur Krebsnebel-Referenzdaten von schlechten Spiegeljustierungen betroffen. Diese Daten wurden in der Analyse verworfen; zu weiteren Einzelheiten siehe Kap. 7.5 und 3.6.

4.4.2 Dynamische Änderung der Punktantwort

Zur Untersuchung der dynamischen Änderung der Reflektoren wurden die *Point Runs* als Funktion vom Zenitwinkel analysiert; Änderungen der *PSF* in Abhängigkeit vom Azimut wurden nicht beobachtet. Die *PSF* wird in Form einer zweidimensionalen Gauß-Funktion parametrisiert, deren Breite in horizontaler und vertikaler Richtung verschieden sein kann. Die *PSF* wird mit der geometrischen Pixeloberfläche gefaltet, wobei der Einfluß der Lichtleiter (*Funnels*) vernachlässigt wird. Die horizontale und vertikale Breite werden durch eine χ^2-Anpassung dieser Funktion an den Strom im zentralen Pixel (Abb. 4.1, oben rechts) bestimmt. Die so ermittelten Werte sind in erster Linie nicht auf die Dejustierung einzelner Spiegel sensitiv, sondern nur auf eine mittlere Streuung der Justierung.

Abb. 4.11 zeigt das Ergebnis einer solchen Analyse am Beispiel von CT 6. Die Breite

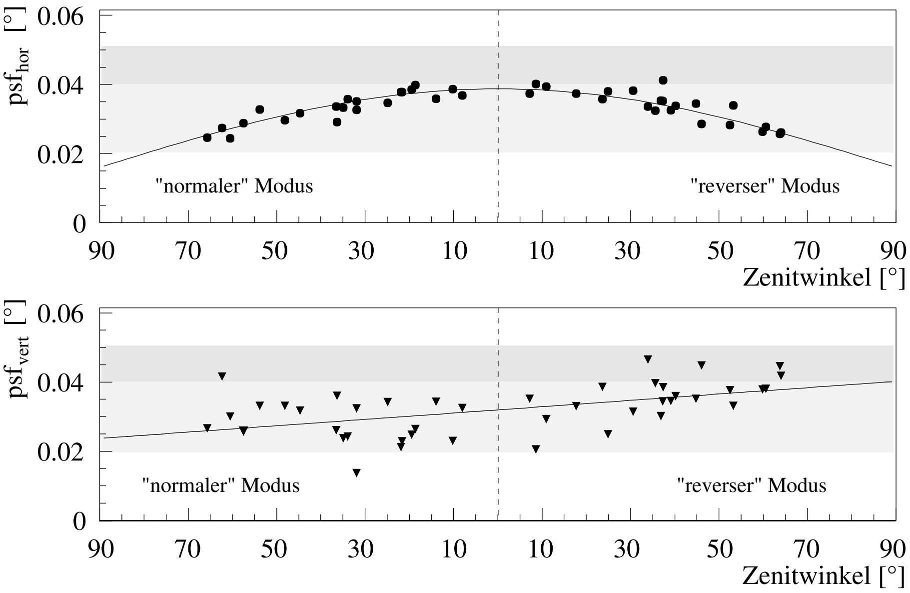


Abbildung 4.11: Dynamische Aufweitung der *PSF* als Funktion des Zenitwinkels am Beispiel von CT 6 in der Periode 9/98. Oben: Breite der *PSF* in horizontaler Richtung. Unten: Breite der *PSF* in vertikaler Richtung. Die Spiegel werden unter 90° Zenitwinkel im *normalen* Modus justiert, dort ist die optimale *PSF* zu erwarten und auch zu sehen.

der *PSF* in horizontaler Richtung wird aufgrund der hohen Auflösung der *Point Runs* in azimutaler Richtung gut vermessen. Sie verhält sich aus Symmetriegründen erwartungsgemäß spiegelsymmetrisch bezüglich des Zenits. Dieses Verhalten ist bei allen Teleskopen mit gleicher Amplitude zu beobachten; bei CT 2 ist der Effekt sogar etwas geringer. Der Effekt ist auch zu Zeiten mit durchschnittlich schlechterer Spiegeljustierung zu beobachten, was auf einen korrelierten Effekt, d.h. auf eine Verbiegung des Reflektors schließen läßt.

Die Breite der *PSF* in vertikaler Richtung wird erwartungsgemäß nicht genauso gut vermessen. Im allgemeinen sieht man bei allen Teleskopen einen Trend zu einer Aufweitung der *PSF* bei Entfernung von der Justierposition. Da die Schwerkraft einen bezüglich des Zenits nichtsymmetrischen Einfluß auf die vertikalen Trägerholme und die Einzelspiegel hat, ist dies zu erwarten. Der Trend verschwindet bei Teleskopen, bei denen die Spiegeljustierung nicht optimal ist; dies spricht für einen unkorrelierten Effekt, der evtl. ausschließlich durch Verbiegungen der Einzelspiegelhalterungen unter der Schwerkraft verursacht sein könnte. CT 2 zeigt in der vertikalen Komponente ein deutlich abweichendes Verhalten, siehe Kap. 4.4.3.

Die in Abb. 4.11 eingezeichneten grauschattierten Bänder geben die empirisch gefunde-

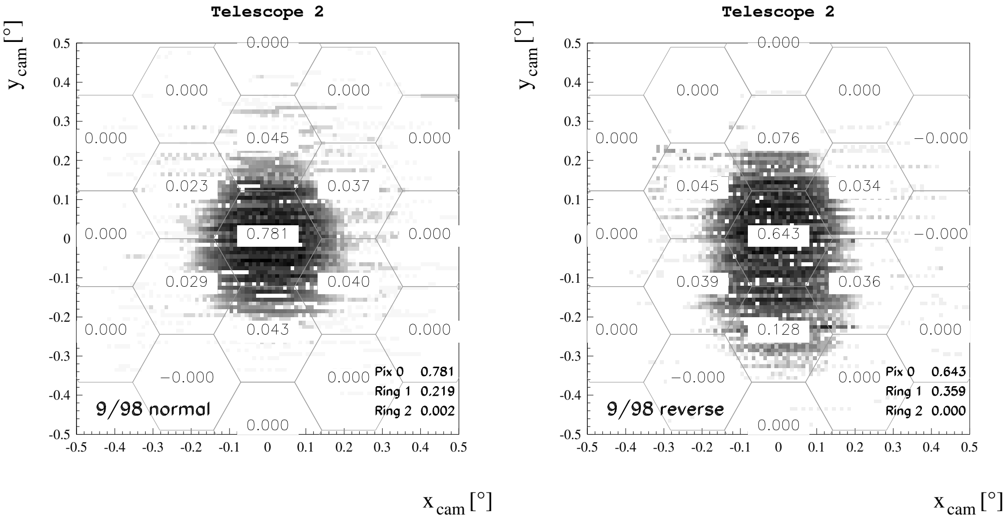


Abbildung 4.12: Die Punktantwort von CT 2 direkt nach seinem Einschluß in das Teleskopsystem, getrennt nach *normal* und *reverse mode*. Die Spiegeljustierung findet bei horizontaler Ausrichtung des Teleskops im *normal mode* statt, in diesem Modus scheint die Punktantwort noch akzeptabel. Im *reverse mode* dagegen ist eine deutliche Störung zu erkennen.

nen Bereiche an, innerhalb derer das Reflektorverhalten erlaubt ist. Der hellschattierte Bereich gibt den Optimalzustand an, im dunkelschattierten Bereich können die Daten noch akzeptiert werden, eine Spiegeljustierung sollte aber bald erfolgen. Weicht die Breite der *PSF* von diesen Vorgaben ab, müssen die Spiegel justiert werden, und Daten aus den betreffenden Perioden müssen gesondert behandelt oder verworfen werden.

4.4.3 Der CT 2-Reflektor

CT 2 wurde vor den weiteren System-Reflektoren von CT 3 bis CT 6 gebaut, der Reflektor wurde – entsprechend der Pixelgröße der anfänglich verwendeten Kamera von 0°.43 – schwächer ausgelegt als die neueren Reflektoren. Beim Einschluß von CT 2 in das System wurde versucht, durch eine verstärkende Konstruktion hinter dem Reflektor diesen entsprechend zu versteifen; Teile davon behinderten jedoch die korrekte Kabelführung, schließlich wurde eine Querverstrebung entfernt.

Dieser Entscheidung gingen eine Reihe von *Point Runs* (noch mit der alten Kamera) voraus, die im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet wurden. Die Schlußfolgerungen, die aus dieser Analyse gezogen wurden, waren:

1. Im Rahmen der erreichten Auflösung hatte die Querverstrebung keinen Einfluß auf

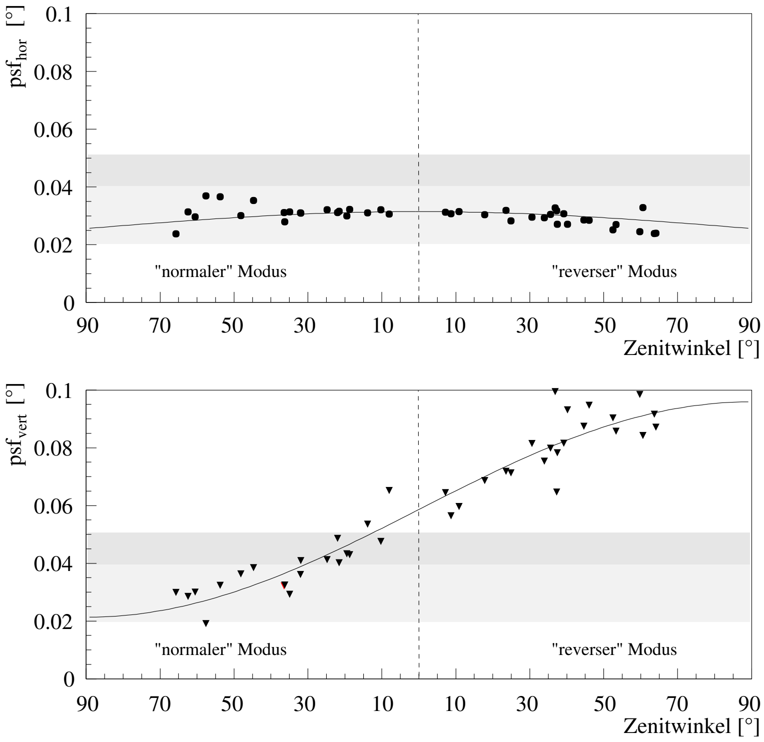


Abbildung 4.13: Die Breite der Punktantwort von CT 2 in horizontaler (oben) und vertikaler (unten) Richtung. Die horizontale *PSF* ist stabiler als bei den anderen Systemteleskopen. Die vertikale *PSF* hingegen ist deutlich schlechter und in dieser Form über weite Bereiche der Teleskopausrichtung inakzeptabel.

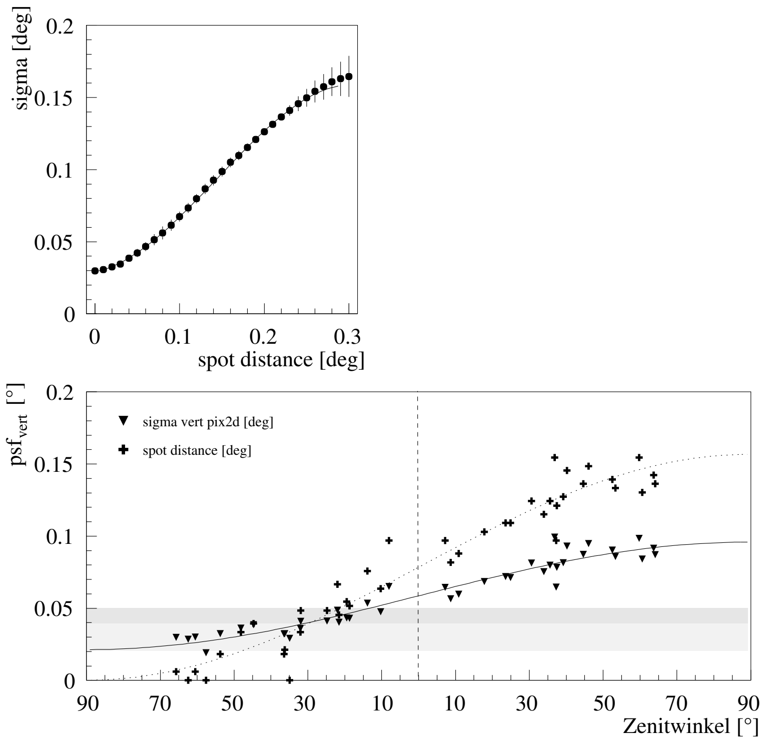


Abbildung 4.14: Einfache Simulation des Reflektorverhaltens von CT 2. Oben: Zusammenhang zwischen der Entfernung zweier Lichtflecke (Intensitätsverhältnis 2:1), aus denen sich die *PSF* zusammensetzt, und der gemessenen Breite der *PSF*. Unten: Unter der Annahme, daß sich die Entfernung der Lichtflecke wie ein typischer Durchbiegungseffekt verhält, gibt die Simulation genau die gemessenen Breiten wieder.

die Qualität der *PSF*. Natürlich wurde die Form des Spiegelträgers in horizontaler Richtung durch den Ein- oder Ausbau der Querverstrebung verändert; aber nach einer Neujustierung der Spiegel blieb das Verhalten des Spiegelträgers sowohl in horizontaler wie in vertikaler Richtung gleich.

2. In jedem Fall – ob mit oder ohne Querverstrebung – war die *PSF* in vertikaler Richtung in Abhängigkeit vom Zenitwinkel deutlich schlechter als bei den Systemteleskopen.

Die Resultate wurden mit der alten Kamera und deswegen mit einer verminderten Auflösung erzielt. Die Auswertung der *Point Runs*, die mit der neuen Systemkamera durchgeführt wurden, bestätigten aber im Nachhinein die Ergebnisse.

Im Rahmen dieser Arbeit ist von Bedeutung, ob der CT 2-Reflektor in der Lage ist, über die relevanten Teleskopausrichtungen hinweg eine ausreichend gute *PSF* zu gewährleisten; dies ist nach Meinung des Autors nicht der Fall. In Abb. 4.12 ist die *PSF* von CT 2 direkt nach dem Einschluß in das System, getrennt nach *normal* und *reverse mode*, dargestellt, Abb. 4.13 zeigt die Breite der Punktantwort getrennt nach Zenitwinkeln. Wie man sieht, ist die horizontale Steifigkeit des CT 2-Reflektors besser als die der übrigen Systemteleskope, während der vertikale Teil der *PSF* ein Problem darstellt. Eine direkte Überprüfung der *PSF* am Teleskop mit Hilfe der Justierlampe im *normal* und *reverse mode* ergab, daß 10 Spiegel ein korreliert anderes Verhalten in vertikaler Richtung zeigen, was zu einer Zweiteilung der *PSF* führt. Eine Simulation dieses Effekts (Abb. 4.14 oben) kann die Meßwerte genau reproduzieren (Abb. 4.14 unten).

Später wurde versucht, mittels eines Laserlots die Spiegel bei vertikaler Ausrichtung des Teleskops zu justieren; da die Spiegel aber keine besonders gute optische Qualität haben, ist die Ausrichtung anhand eines oder weniger Punkte der Spiegeloberfläche schwierig.[6]

Die Schauerbilder in der Kamera von CT 2 haben im Mittel eine leicht andere Form als die der anderen Teleskope, dies ergab auch eine frühe Datenauswertung. Jede Verschlechterung der *PSF* führt fast zwangsläufig zu einer Verschlechterung der Trennschärfe zwischen γ's und hadronischem Untergrund, selbst wenn die Schauerformerwartungswerte entsprechend rekalibriert werden. Es ist zweifelhaft, ob durch die Hinzunahme eines stärker „rauschenden" Detektorelements die Gesamtsensitivität des Systems verbessert werden kann. Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit – wie auch in vielen anderen HEGRA-System-Analysen – CT 2 *a priori* in der Analyse verworfen.

[6] Nach Meinung des Autors wäre der einzig sinnvolle Ansatz gewesen, die Ausrichtung der 10 betroffenen Spiegel in horizontaler Richtung bei einer Standardjustierprozedur einfach um $0\overset{\circ}{.}08$ zu verstellen, also um die halbe Strecke der Abweichung dieser Spiegel beim Übergang vom *normal* zum *reverse mode*.

Kapitel 5

Beschreibung der Datensätze, die „Eichquellen” Krebsnebel und Mrk 501

In diesem Kapitel werden die Datensätze kurz charakterisiert, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden und die für die Analyse von Cas A von Bedeutung sind. Außerdem wird auf ihre Verwendung in den weiteren Kapiteln dieser Arbeit verwiesen.

5.1 Cassiopeia A

Mit den Beobachtungen von Cassiopeia A wurde im Juli 1997 begonnen. Die Motivation für diese Beobachtungen ist in Kap. 1.2.1 beschrieben. Voranalysen zeigten im Verlauf der Beobachtungen schon ein Signal, die Beobachtungen wurden im Sommer 1998 fortgesetzt. Eine vorläufige Analyse der 97er und 98er Daten und ein mögliches TeV-γ-Signal wurden auf der ICRC 1999 in Salt Lake City berichtet [PVW99]. Die gesamte Beobachtungszeit wurde 1999 noch einmal fast verdoppelt. Zusätzlich wurden intensive systematische Studien zur Bestätigung des Signals durchgeführt, über die in den nächsten drei Kapiteln dieser Arbeit berichtet wird.[1]

Unglücklicherweise erhöhte sich die Signifikanz des Signals durch die 99er Daten (natürlich unter Anwendung der verbesserten Analyse) nicht entsprechend der größeren Beobachtungsdauer. Im Rahmen der Fehlergrenzen ist allerdings nicht auszumachen, ob dies einfach an statistischen Fluktuationen oder an Sensitivitätsunterschieden lag (siehe Kap. 7.5.2, Abb. 7.11). Insgesamt ist der volle dreijährige Datensatz mit einer konstanten TeV-γ-Emission von Cassiopeia A gut in Übereinstimmung.

[1] Die auf der ICRC 99 berichtete Signifikanz von $4.9\,\sigma$ stellte sich tatsächlich im Nachhinein als etwas zu groß heraus, da ein systematischer Fehler bei der Bestimmung des erwarteten Untergrundes vorlag.

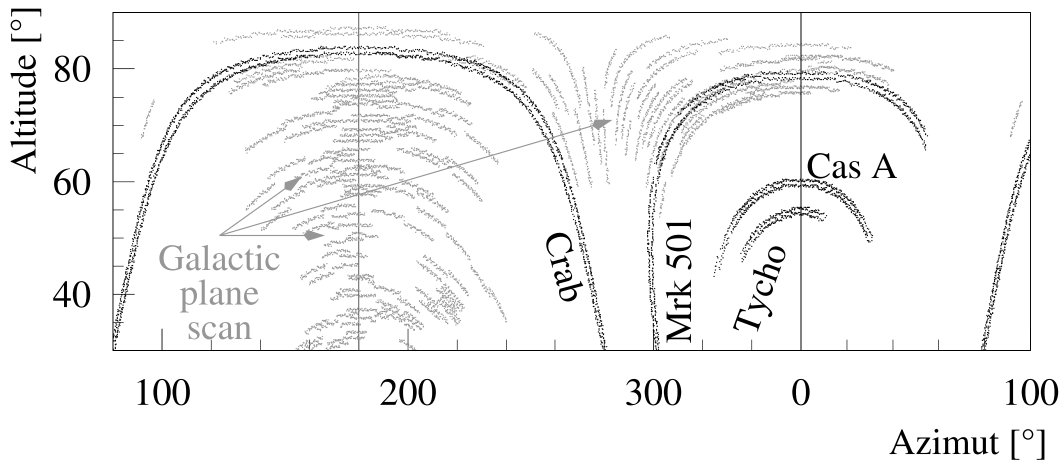


Abbildung 5.1: Übersicht über die Teleskopausrichtungen, unter denen die in dieser Arbeit untersuchten Daten aufgezeichnet wurden. Die Doppellinien bei den Punktquellen rühren von dem *Wobble*-Beobachtungsmodus her (alternierender Versatz um $\Delta dec = \pm 0\overset{\circ}{.}5$ zur Quellposition). Für den überwiegenden Teil der Analyse ist nur der Zenitwinkel der Beobachtungen relevant; mit ihm ändern sich Energieschwelle und -eichung, Ereignisrate und die erwarteten Schauerformparameter. Nur für genaue Untersuchungen der Homogenität des Gesichtsfeldes ist die volle Ausrichtung von Bedeutung (siehe Kap. 8.3.1). Der Azimut-Bereich der Abbildung von ganz links bis zur Mitte ($80°$ bis $280°$) wird im „normalen" Modus, der übrige Bereich im „reversen" Modus beobachtet. Auf diese Weise wird gewährleistet, daß für jede Quelle eine durchgängige Beobachtung ohne Beschränkung durch die toten Bereiche der Teleskopausrichtung möglich ist (siehe Kap. 4.3.2).

5.2 Krebsnebel

Der Krebsnebel als Standard-Eichquelle der TeV-γ-Astronomie wurde und wird mit dem HEGRA-System kontinuierlich beobachtet; dies gilt natürlich auch für viele andere Wellenlängenbereiche. Alle Emissionsmodelle und bisherigen Beobachtungen sind mit einer zeitlich konstanten TeV-γ-Emission konform. Naturgemäß finden die meisten Beobachtungen unter kleinen Zenitwinkeln ($< 30°$) statt, da hier die beste Sensitivität gegeben ist. Man möchte optimale Bedingungen bei der Untersuchung der astrophysikalischen Eigenschaften der Quelle selbst haben. Auch soll die Kontrolle der Detektorsensitivität mit möglichst guter Statistik erfolgen.

Für die Untersuchung der Zenitwinkelabhängigkeit der Signaleigenschaften und den Vergleich mit Simulationen fanden viele Beobachtungen unter größeren Zenitwinkeln statt; die zenitwinkelaufgelöste Verteilung aller aufgenommenen Krebsnebel-Untergrundereignisse ist in Kap. 10.5, Abb. 10.5 im Vergleich mit den Cas A-Daten gezeigt. Man erkennt, daß eine große Anzahl an Daten bei großen Zenitwinkeln ($40° - 60°$) aufgezeichnet wur-

Quelle	Zenit-winkel	Dauer [hrs]	BG-Ereig. $[10^6]$	davon eff. Syst. = 3 Tel.	γ's nach $\theta^2 < .0225^{\circ 2}$ $msw < 1.2$	γ's nach $\theta^2 < .0135^{\circ 2}$ $msw < 1.1$
Cas A	29°- 49°	232	7.5	14%	356	203
Tycho	34°- 45°	76	2.3	10%	(66)	(47)
Crab	8°- 25°	111	3.9	16%	6065	4238
	25°-40°	50	1.7	11%	2257	1574
	40°-60°	83	2.0	12%	1039	659
Mrk 501	10°- 25°	32	1.3	6%	6241	4532
	25°-40°	11	0.4	6%	798	492
	40°-60°	21	0.5	6%	1539	1079
Gal. Plane	2°-60°	~105	4.4	-	-	-

Tabelle 5.1: Einige Zahlen zu den verwendeten Datensätzen. Die Zahlen beziehen sich auf die Daten nach Selektion auf schlechtes Wetter oder Detektorprobleme. Die Untergrundereigniszahlen repräsentieren alle Ereignisse, die die einfachen Quellsuchschnitte passieren (siehe Tabelle 3.3). Die beiden letzten Spalten geben die Zahl der detektierten γ-Ereignisse nach lockeren und nach harten Schnitten wieder. Die harten Schnitte sind für den Cas A-Zenitwinkelbereich optimiert worden; sie unterscheiden sich allerdings nur geringfügig von den optimalen Schnitten bei kleinen Zenitwinkeln. Bei großen Zenitwinkeln ($> 40°..50°$) sind die Schnitte hingegen nicht optimal (siehe auch Kap. 7.7), die Zahlen dienen hier aber lediglich zu Demonstrationszwecken. Der geringere Anteil an Mrk 501-Daten mit nur drei effektiv am System beteiligten Teleskopen kommt durch die etwas andere Vorselektion der Daten zustande (Kap. 3.7).

Symbol	Perioden	Zeitraum
●	64-67	Aug. '97 - Dez. '97
■	68-71	Dez. '97 - Apr. '98
△	77-83	Sep. '98 - Mär. '99
⋆	90-92	Sep. '99 - Dec. '99

Tabelle 5.2: Periodeneinteilung für die in Abb. 5.2 und 5.3 gezeigten Daten.

de.[2] Im Zenitwinkelbereich, unter dem die meisten Cas A-Daten aufgenommen wurden,

[2]Hinter den vermehrten Beobachtungen unter großen Zenitwinkeln steckte die Idee, daß bei der Bestimmung des Crab-Spektrums, das leicht härter als das Spektrum der kosmischen Strahlung ist, unter großen Zenitwinkeln eventuell eine größere Sensitivität für Schauer bei großen Energien (e.g. > 10 TeV) erreicht wird als unter kleinen Zenitwinkeln [AAB+00a, KAH+99]. Auch spielt das Sättigungsproblem der FADCs und die daraus resultierende Nichtlinearität bei hohen Amplituden (Kap. 3.4) keine Rolle mehr, da die Am-

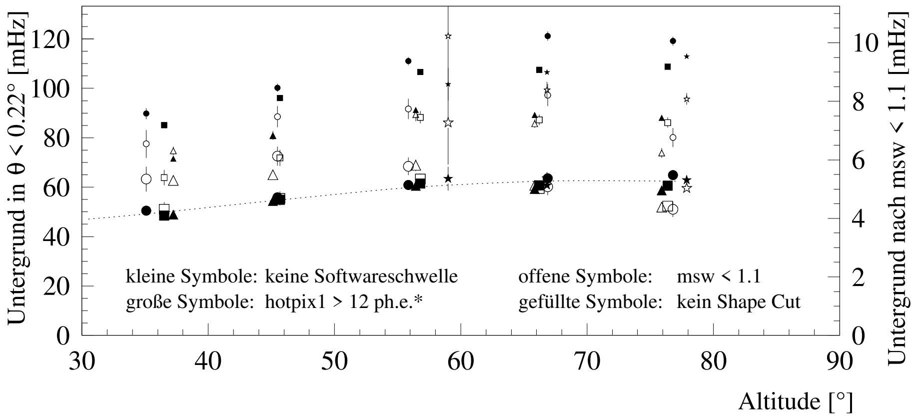


Abbildung 5.2: Untergrundraten in den Krebsnebeldaten, die in verschiedene Zenitwinkelbereiche und Zeitabschnitte aufgeteilt wurden; die letzteren sind in Tabelle 5.2 definiert. Für die Raten ohne Schauerformschnitt gilt die linke vertikale Achse, für die Raten mit Schauerformschnitt (*mean scaled width* < 1.1) die rechte Achse. Die großen gefüllten Symbole zeigen die Raten nach Softwareschwelle an; diese sind erwartungsgemäß innerhalb weniger Prozent zeitlich konstant. Die gepunkteten Linien sind in dieser und in der unteren Abbildung manuell hineingemalt worden, um das Auge entlang der Raten nach Softwareschwelle (ohne Schauerformschnitt) zu führen.

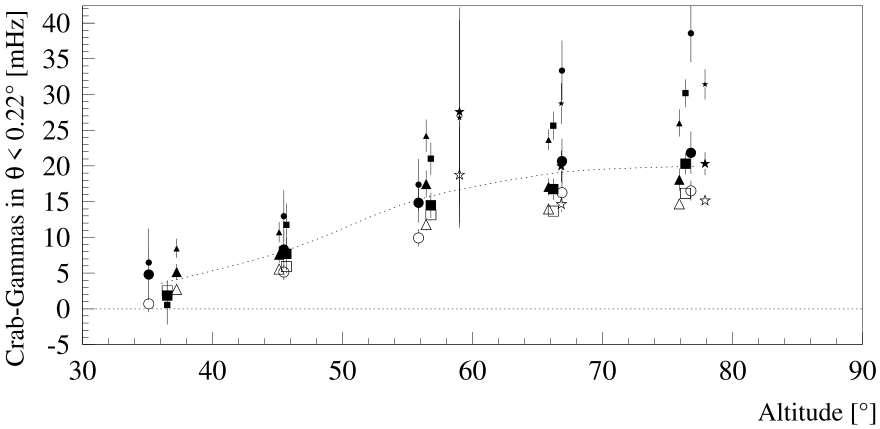


Abbildung 5.3: Krebsnebel-γ-Raten, aufgeteilt in dieselben Zenitwinkelbereiche und Zeitabschnitte wie oben. Die Symboldefinition stimmt ebenfalls überein, jedoch wurden die Raten ohne Softwareschwelle mit Schauerformschnitt der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Auch die γ-Rate nach Anwendung der Softwareschwelle ist im wesentlichen zeitlich konstant; es gibt jedoch noch leichte Schwankungen (bis 10%), die etwas über den statistischen Fehler hinausreichen.

plituden bei großen Zenitwinkeln entsprechend der größeren Entfernung der Teleskope zum Schauer in 8 km Höhe kleiner werden.

gibt es leider vergleichsweise wenige Krebsnebeldaten. In dieser Arbeit wurden deswegen viele systematische Studien sowohl mit Daten, die unter kleinen Zenitwinkeln registriert wurden, als auch – soweit es die Statistik erlaubte – mit Daten aus dem Cas A-Zenitwinkelbereich und darüberhinaus durchgeführt.

Als erste Studie wird in Abb. 5.2 die Untergrundrate und in Abb. 5.3 die γ-Rate in den Krebsnebeldaten, jeweils aufgelöst in fünf Zenitwinkelabschnitte, gezeigt. Die Daten wurden dabei auch in vier Zeitabschnitte aufgeteilt, die sich in den Detektorsensitivitäten und dementsprechend in der Größe der benötigten Energie-Kalibrationswerte stärker unterscheiden (siehe Kap. 3.6); Tabelle 5.2 listet die Zeiträume auf. Die Softwareschwelle entspricht der in Tabelle 3.3 beschriebenen Selektion bei der Bestimmung des Spektrums in dieser Arbeit. Die Untergrundrate nach dieser Selektion ist erwartungsgemäß konstant; für die letzte Periode ergibt sich eine leichte, aber signifikante Verschlechterung der Untergrundunterdrückung durch den Schauerformschnitt; diese ist aber schon in den zeitlich höher aufgelösten Verteilungen (Kap. 7.5.2, Abb. 7.8) nicht mehr erkennbar. Der Effekt spielt vermutlich keine größere Rolle bei der Sensitivität des Systems.

Die in Abb. 5.3 gezeigten Krebsnebel-γ-Raten sind nach Softwareschwelle ebenfalls in befriedigendem Maß zeitlich konstant. Dies ist in diesem Test die entscheidende Meßgröße, mit ihr soll gezeigt werden, daß das System – nach Softwareschwelle – über den gesamten Zeitraum eine homogene spektrale γ-Akzeptanz hatte; die γ-Rate ist dafür ein guter Indikator. Es verbleiben jedoch noch leichte Schwankungen, die bis zu 10% reichen. Über den Ratentest hinaus wurden auch die differenziellen Spektren direkt miteinander verglichen; zu Details siehe Kap. 10.4. Die Untersuchungen haben keinen Hinweis darauf ergeben, daß die (leichten) Änderungen in der γ-Akzeptanz auch zu einer Änderung der spektral aufgelösten Akzeptanz geführt haben.

Die Krebsnebeldaten finden weiterhin in allen folgenden Kapiteln Verwendung. In Kap. 7 werden die Schauerform-Schnittakzeptanzen für γ's anhand der Krebsnebeldaten überprüft und die Untergrundakzeptanzen der Schnitte mit den Cassiopeia A-Daten verglichen. In Kap. 9 wird die Ausrichtungskalibration anhand der rekonstruierten Position des Krebsnebels im TeV-γ-Licht getestet. Zusammen mit den γ-Ereignissen von Mrk 501 wird die Fehlervorhersage der Richtungsrekonstruktion getestet und die Winkelschnitte im Hinblick auf schwache Quellen (wie Cas A) optimiert. In Kap. 10 wird das Energiespektrum von Cas A durch Vergleich mit dem Krebsnebelspektrum ermittelt.

5.3 Mrk 501

Der γ-Fluß von Mrk 501 ist stark variabel, daher ist die Quelle nicht direkt zur Sensitivitätseichung nutzbar. In dieser Arbeit wurden die (quasi untergrundfreien) γ-Ereignisse des 1997er Datensatzes verwendet, um die Schauerform-Erwartungswerte für γ's zu bestimmen (Kap. 7.4). Außerdem wurden mit den γ-Ereignissen systematische Untersuchungen zum Einfluß der Spiegeljustierungsqualität und damit der *Point Spread Function* der Reflektoren auf die Schauerformerwartungswerte unternommen (Kap. 7.5.1).

In Kap. 9 wird die Ausrichtungskalibration auch mit Mrk 501 getestet, und die γ-Ereignisse werden bei der Winkelschnittoptimierung und bei den Tests zur Richtungsrekonstruktion verwendet. Des weiteren wird in Kap. 10 durch den Vergleich der Mrk 501- und Krebsnebelspektren die in dieser Arbeit verwendete Spektrumsrekonstruktion getestet. Hierbei wird die Tatsache ausgenutzt, daß der Fluß von Mrk 501 innerhalb des Zeitraums, in dem die Daten genommen wurden, zwar stark zeitlich variabel war, die spektrale Form jedoch überraschenderweise konstant geblieben ist.

5.4 Tychos Supernova-Überrest

Tychos Supernova-Überrest wurde 1997 und 1998 zeitgleich mit Cassiopeia A beobachtet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Voranalyse der Daten unternommen [PVW99]. In [AAB$^+$00b] ist eine genauere Analyse und eine astrophysikalische Bewertung der ermittelten oberen Flußgrenze dargestellt. Für die vorliegende Arbeit ist der Datensatz für eine Überprüfung der Homogenität der Untergrundakzeptanz im Gesichtsfeld von Bedeutung (Kap. 8).

5.5 Durchsuchung eines Teils der Galaktischen Ebene nach Punktquellen

Ein Teil der Galaktischen Ebene wurde 1997 und 1998 nach neuen TeV-γ-Punktquellen durchsucht. Abb. 5.4 gibt eine Übersicht über die beobachteten Regionen, weitere Charakteristika sind in Abb. 5.5 gezeigt. Die typische Beobachtungszeit betrug zwei Stunden für jede beobachtete Position. Eine erste Analyse wurde in [PBD99] vorgestellt. Die vorläufige obere Flußgrenze beträgt 1/4 Crab für eventuelle unbekannte Punktquellen bei den Beobachtungen mit günstigen Zenitwinkeln.

Für die vorliegende Arbeit ist der Datensatz wiederum zur Untersuchung der Homogenität des Gesichtsfeldes von Interesse (Kap. 8); insbesondere wird durch die vielen unterschiedlichen Positionen über lokale Helligkeitsunterschiede am Himmel (Sterne, Sternhaufen etc.) gemittelt (siehe Kap. 8.3.5, Abb. 8.7). Bei der Analyse wurde auch zum ersten Mal festgestellt, daß die radiale Untergrundakzeptanz sogar innerhalb eines effektiven Gesichtsfeldes mit $\varnothing = 2°$ eine wichtige Rolle spielt (siehe Abb. 5.6).

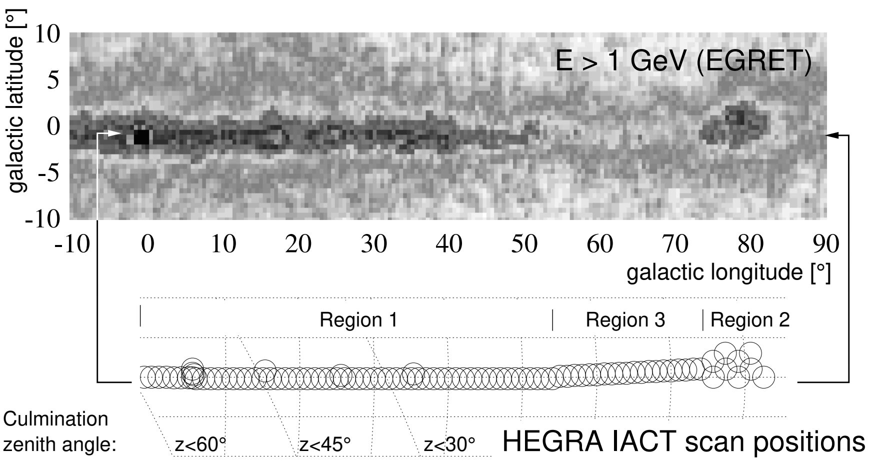


Abbildung 5.4: Übersicht über die Positionen, die im ersten Scan der Galaktischen Ebene mit dem HEGRA-System abgesucht wurden. Das Ziel war eine Suche nach neuen TeV-γ-Punktquellen mit einer Empfindlichkeit von deutlich weniger als einem Crab.

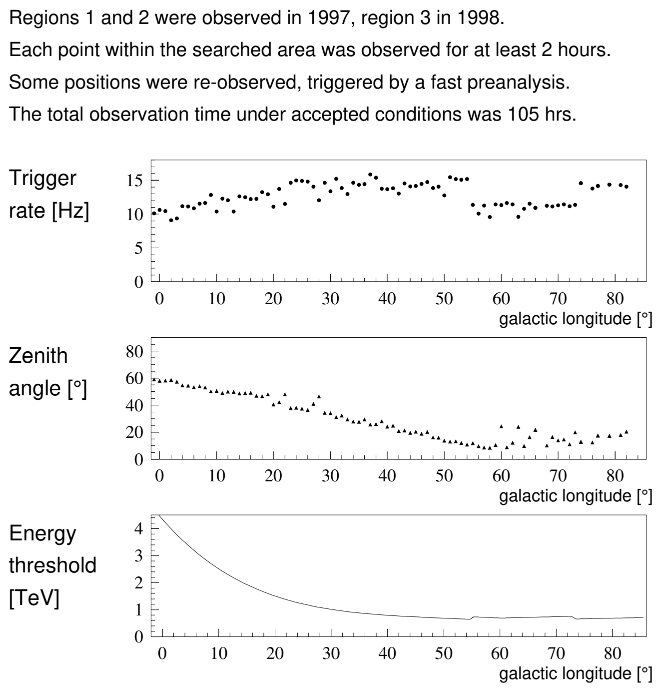


Abbildung 5.5: Einige Charakteristika zum ersten Scan der Galaktischen Ebene mit dem HEGRA-System. Oben: Der Teil zwischen 55° und 74° Galaktischer Länge wurde im Jahr 1998 beobachtet, die anderen Positionen 1997; die erhöhte Energieschwelle des Systems im Jahr 1998 und die dadurch reduzierte Triggerrate ist klar zu erkennen. Mitte: Da immer unter möglichst guten, d.h. kleinen Zenitwinkeln beobachtet wurde, ergibt sich ein Zusammenhang zwischen Zenitwinkel und Galaktischer Länge. Unten: Aus Simulationen abgeschätzte Energieschwelle für die unter verschiedenen Zenitwinkeln aufgenommenen Längenbereiche.

Dieser Datensatz darf nicht mit der späteren, weitaus intensiveren Beobachtung eines klei-

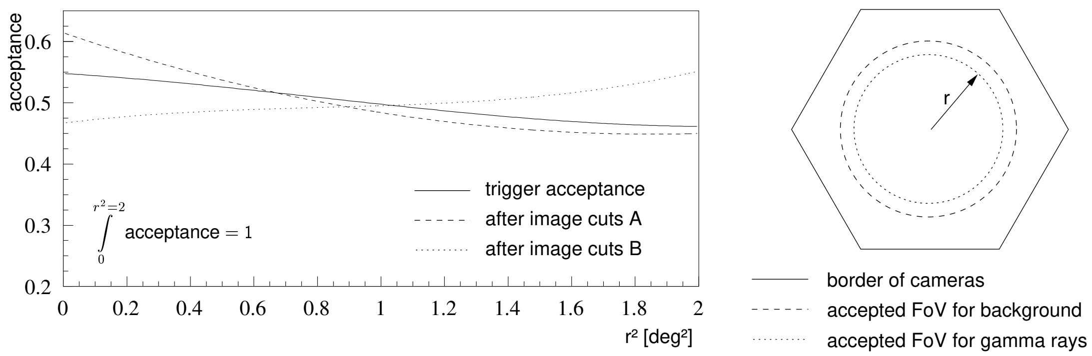


Abbildung 5.6: Radiale Untergrundakzeptanz im Gesichtsfeld des HEGRA-Systems. Gezeigt ist eine Parametrisierung, die mit den Daten des ersten Scans der Galaktischen Ebene gewonnen wurde, für alle Untergrundereignisse (*trigger acceptance*) und zwei Schauerformschnitte (den sogenannten *MHD*-Cut und den *probability cut*, siehe Kap. 7.7). Man erkennt, daß die Akzeptanz deutlich von den verwendeten Schauerformschnitten abhängt.

neren Teils der Galaktischen Ebene, insbesondere mit dem Ziel nach der Suche diffuser γ-Strahlung, verwechselt werden [Lam00].

Willkommen zur Mitte dieser Arbeit!

Kapitel 6

Überblick über die Ergebnisse der Beobachtungen von Cas A

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Ergebnisse der Beobachtungen von Cas A mit dem HEGRA-System gegeben. Eine genaue Beschreibung der zugehörigen Analyse folgt dann in den nächsten vier Kapiteln.

Die Beobachtungen wurden in den Sommermonaten der Jahre 1997 bis 1999 durchgeführt. Vom Ort des HEGRA-Systems kann Cas A nur unter Zenitwinkeln von 29° oder größer beobachtet werden. Der durchschnittliche Zenitwinkel betrug 32°, oberhalb von 40° erfolgten in der Regel keine Beobachtungen. Die Energieschwelle des Datensatzes liegt damit bei 1 TeV [KHA+99]. Das System bestand während der Datennahme überwiegend aus vier und fünf, gelegentlich auch nur aus drei aktiven Teleskopen. Die Datenaufbereitung erfolgte entsprechend der in Kap. 3 beschriebenen Methoden; u.a. wurden Teleskope mit technischen Defekten aus der Analyse ausgeschlossen und nur Daten ausgewählt, die unter akzeptablen Wetterbedingungen aufgezeichnet wurden. CT 2 wurde vollständig aus der Analyse ausgeschlossen, der wichtigste Grund wird in Kap. 4.4.3 diskutiert. Der so aufbereitete Datensatz enthält 232 Stunden Beobachtungszeit.

In der Analyse werden Schauerbilder von einem Teleskop akzeptiert, wenn die Bildamplitude 40 Photoelektronen übersteigt. Die Richtung des primären Schauerteilchens wird stereoskopisch rekonstruiert (siehe Kap. 9.2.1). Der Datensatz enthält $2.1 \cdot 10^6, 2.5 \cdot 10^6$ und $2.9 \cdot 10^6$ Ereignisse unter jeweils 2, 3 und 4 Blickwinkeln, i.e. Teleskopbildern. Für die weitere Analyse werden generell Ereignisse akzeptiert, die innerhalb eines Kreises mit Radius 1° Abstand von der Mitte des Gesichtsfeldes rekonstruiert werden. Ohne weitere Reduktion des Untergrundes sind praktisch alle Ereignisse hadronisch induzierte Untergrundereignisse, unabhängig davon, ob sie von der Quellregion oder von der umliegenden Himmelsregion kommen. Kandidaten für γ-Ereignisse werden mittels eines Schnitts auf

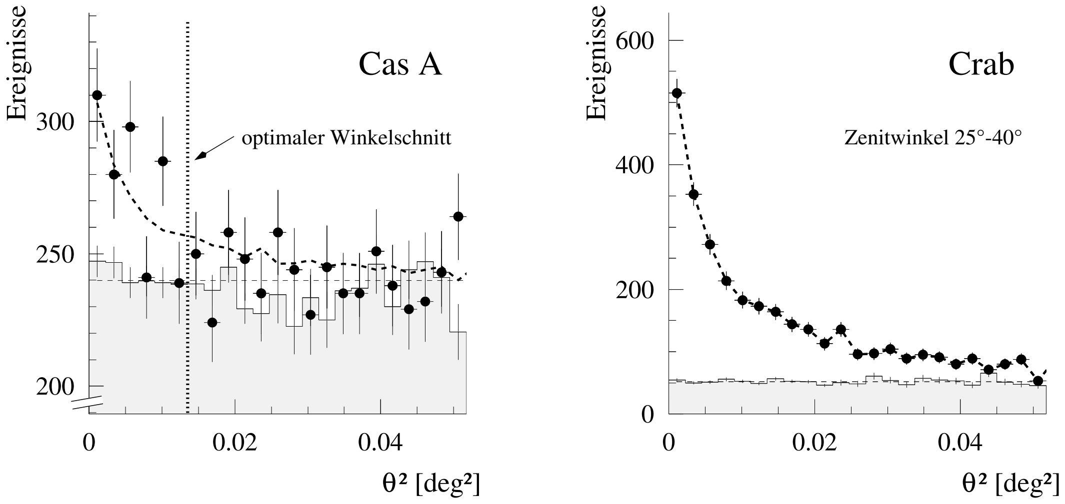


Abbildung 6.1: Verteilung der Ereignisse als Funktion des Quadrats des Abstands zur Quell- bzw. zu den Kontrollpositionen im Gesichtsfeld (sogenannte θ^2-Auftragung). Links ist das Ergebnis aus den Cas A-Daten gezeigt, rechts der Krebsnebel-Referenzdatensatz, der unter ähnlichen Zenitwinkeln wie der Cas A-Datensatz aufgezeichnet wurde. Alle Daten wurden nach einem Schauerformschnitt von $0.5 < msw < 1.1$ gewonnen. Die gefüllten Punkte sind die Ereigniszahlen bezüglich der jeweiligen Quellposition, das grauschattierte Histogramm zeigt die auf die Signalregion normierte Summe der Untergrundmessungen. Die vertikale gepunktete Linie gibt die Position des optimalen Winkelschnitts an. Die gestrichelte Linie in der Cas A-Verteilung (links) zeigt die Krebsnebel-γ-Ereignisverteilung, die aus dem rechten Histogramm gewonnen wurde; die Daten wurden auf die ermittelte Cas A-Flußstärke (3% Crab) normiert und zu einer flachen Untergrundverteilung addiert.

die Form der Bilder selektiert, der Schnitt auf die mittlere skalierte Breite (*mean scaled width, msw*) der Bilder beträgt $0.5 < msw < 1.1$ (siehe Kap. 7).

In Abb. 6.1 ist die Zahl der Ereignisse als Funktion des Quadrats des Abstands zur Quellposition aufgetragen (gefüllte Punkte). Die Abbildung zeigt links die Winkelverteilung des Cas A-Datensatzes und rechts die Verteilung des Teils des Krebsnebeldatensatzes, der unter ähnlichen Zenitwinkeln wie Cas A aufgezeichnet wurde. Der Untergrund (grauschattierte Histogramme) wird jeweils aus einer siebenfach größeren Untergrundkontrollregion gewonnen (siehe Kap. 8.3.3). Der optimale Winkelschnitt wurde aus Mrk 501- und Krebsnebeldaten bestimmt. Die Signifikanz des Ereignisüberschusses des Cas A-Datensatzes, berechnet nach der Formel von [LM83], beläuft sich auf 4.9 σ (Kap. 9.3).

Abbildung 6.2 zeigt den aus der Verteilung der Ereignisse in Himmelskoordinaten rekonstruierten Schwerpunkt der TeV-γ-Emission von Cas A. Als Referenz ist das Chandra-

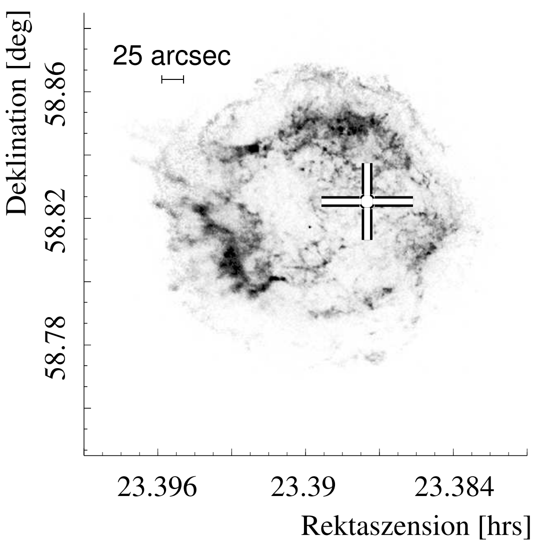


Abbildung 6.2: Schwerpunkt der TeV-γ-Emission von Cas A in J2000-Koordinaten. Der systematische Ausrichtungsfehler des HEGRA-Teleskopsystems beträgt $25''$. Zum Vergleich ist das hochaufgelöste Chandra-Röntgenbild bei $0.1 - 10\,\mathrm{keV}$ (mit freundlicher Genehmigung von NASA/CXC/SAO) untergelegt; der Mittelpunkt wurde auf die J2000-Koordinaten gelegt.

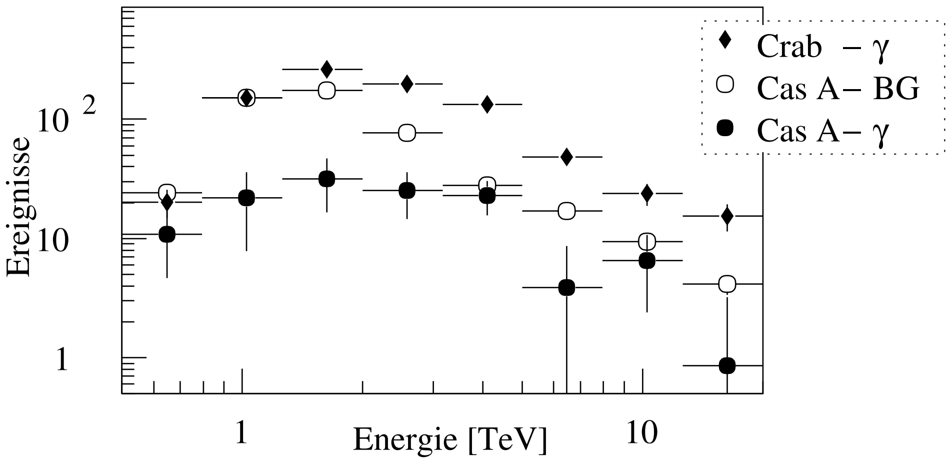


Abbildung 6.3: Vergleich der Rohspektren des Cas A- und des Referenzdatensatzes vom Krebsnebel. Die spektralen Verläufe der beiden γ-Spektren sind ähnlich. Aufgrund der zusätzlichen Kriterien der Ereignisselektion bei der Bestimmung des Energiespektrums stehen nur etwa 60% der gesamten γ-Ereignisse zur Verfügung. Zusätzlich ist die Untergrunderwartung in den Cas A-Daten gezeigt; die Untergrunderwartung in den Krebsnebeldaten ist aufgrund der etwa 5-mal geringeren Beobachtungsdauer entsprechend kleiner. Der integrale TeV-γ-Fluß von Cas A beträgt ca. 3% des Krebsnebelflusses.

Röntgenbild bei $0.1 - 10\,\mathrm{keV}$ dargestellt. Der Schwerpunkt ist sowohl mit dem Mittelpunkt des Supernova-Überrestes als auch mit vielen Positionen am Rand der Schale verträglich.

Der Photonenfluß und das Energiespektrum von Cas A werden durch einen Vergleich mit dem Krebsnebeldatensatz gewonnen, welcher auf den Zenitwinkelbereich eingeschränkt wird, unter dem die Cas A-Daten aufgezeichnet wurden. Für die Energierekonstruktion wird die in [AAB$^+$99d] erläuterte Methode verwendet. Abb. 6.3 zeigt die so ermittelten Rohspektren des Cas A- und des Krebsnebeldatensatzes und zusätzlich die Untergrunderwartung in den Cas A-Daten.

Die spektrale γ-Verteilung beider Datensätze ist ähnlich. Unter der Annahme eines Energiespektrums, das einem Potenzgesetz $\mathrm{d}F_\gamma/\mathrm{d}E \propto E^\alpha$ zwischen 1 und 10 TeV folgt, wird ein differentieller spektraler Index von $\alpha = -2.5 \pm 0.4_{\mathrm{stat}} \pm 0.1_{\mathrm{syst}}$ ermittelt (Kap. 10). Der Fluß beträgt 3% des Krebsnebelflusses, das entspricht einem integralen Flußwert von $F_{\mathrm{Cas\,A}}(E > 1\,\mathrm{TeV}) = (5.8 \pm 1.2_{\mathrm{stat}} \pm 1.2_{\mathrm{syst}}) \times 10^{-9}\,\mathrm{ph\,m^{-2}\,s^{-1}}$.

Kapitel 7

γ-Hadron-Separation mit Schauerformparametern

Schauerformparameter werden genutzt, um γ-Schauer vom hadronisch induzierten Untergrund zu trennen. Grundlage dieses Verfahrens ist die Tatsache, daß beide Schauerarten verschiedene Geometrien entwickeln (siehe Kap. 2.1, Abb. 2.1); deshalb unterscheiden sich auch die Schauerformparameter, die die Form der Bilder charakterisieren. Die Trennung kann in den meisten Fällen nur auf einer statistischen Basis erfolgen. Bei einem starken Signal (O(Crab)) ist das HEGRA-System allerdings in der Lage, mit „harten" Schnitten auf die Schauerform und auf die Entfernung zur Quellposition innerhalb von einer Stunde γ's quasi untergrundfrei zu detektieren.

7.1 Über die Verwendung von Schnitten

Je nach Art der Analyse und der Aufgabe, die diese erfüllt, werden unterschiedliche Stärken der Untergrundunterdrückung bevorzugt. Der mit Schauerformschnitten reduzierbare Untergrund besteht aus Hadronen; die Bezeichnungen Untergrund, CR (*cosmic rays*), Protonen und Hadronen werden hier etwas lax synonym verwendet. Bei der Suche nach schwachen γ-Quellen[1] werden Schnitte eingesetzt, die den sogenannten *Q(uality)*-Faktor optimieren, also das Verhältnis der jeweiligen Überlebenswahrscheinlichkeit κ_γ für γ's und der Wurzel aus der verbleibenden Untergrundkontamination κ_{CR}:

$$Q = \frac{\kappa_\gamma}{\sqrt{\kappa_{\mathrm{CR}}}} \tag{7.1}$$

[1] zu einer etwas tiefergehenden Diskussion, was schwache Quellen sind, siehe Kap. 9.3.1

Schnitte mit optimiertem Q-Faktor sind üblicherweise relativ „harte” Schnitte, d.h. sie verwerfen einen signifikanten Teil des Signals, und außerdem kann eine leichte Änderung in der Parameterverteilung – z.B. durch leicht veränderte Detektorbedingungen – zu einer großen Änderung der γ-Akzeptanz führen. In manchen Analysen – auch über HEGRA-Systemdaten, z.B. [AAB$^+$00c] – werden deswegen bei der Quellsuche „lockere” Schnitte verwendet, die diese Unsicherheit vermeiden sollen; dies geht zu Lasten der Sensitivität, verringert allerdings den systematischen Fehler z.B. bei der Angabe von Flußobergrenzen. Es sollte aber letztendlich das Ziel sein, den Detektor so weit zu überwachen und zu verstehen, daß eine solche Vorsichtsmaßnahme *a priori* nicht nötig ist.

Aus einem prinzipiell ähnlichen Grund wird auch bei der Bestimmung von Spektren die Verwendung lockerer Schnitte bevorzugt. Hierbei geht es insbesondere darum, den Einfluß der Schnitte auf die spektrale Akzeptanz über den gesamten Energiebereich möglichst klein zu halten. Der Einfluß möglicher unerkannter Unterschiede zwischen experimentellen und simulierten Daten soll damit minimiert werden, um den systematischen Fehler bei der Spektrumsbestimmung besser kontrollieren und klein halten zu können, z.B. [AAB$^+$99e]. Für einen Großteil der Spektrumsbestimmungen innerhalb der HEGRA-Systemanalysen gilt allerdings auch, daß die Signale keineswegs schwach gegenüber dem Untergrund sind; in vielen Fällen (z.B. Krebsnebel, Mrk 501 im „High State” des Jahres 1997) sind daher lockere Schnitte auch zur Minimierung des statistischen Fehlers des Signals bzw. der ermittelten Größen wie Fluß und Spektrum geeignet.

Für die vorliegende Analyse der Cas A-Daten wurde sowohl für die Quellsuche als auch für die Bestimmung des Flusses und der spektralen Eigenschaften die Verwendung möglichst signifikanzoptimierender[2] Schnitte angestrebt; insbesondere der bei der spektralen Analyse übliche lose Winkelschnitt von $\theta < 0\overset{\circ}{.}22$ ist bei der geringen Signalstärke von Cas A unangebracht.

7.2 Schauerformparameter bei einem Teleskopsystem

Als Maß für die Schauerform, die mit einem Cherenkov-Teleskop ermittelt wird, dienen in dieser Auswertung – wie in der überwiegenden Zahl der Cherenkov-Teleskop-Analysen – die Hillas-Parameter (siehe Kap. 2.2.2) Breite (*Width*, Symbol w) und gelegentlich auch die Länge und weitere Parameter. In der vorliegenden Analyse wird nur die Breite verwendet, zum Einsatz weiterer möglicher Schnitte siehe Abschnitt 7.7.

[2]Signifikanzoptimierende Schnitte sind nicht automatisch auch Schnitte, die den statistischen Fehler z.B. bei der Flußbestimmung minimieren; dieser Unterschied ist allerdings klein. Der wesentlich häufigere Grund für die Verwendung lockererer Schnitte z.B. bei der Flußbestimmung ist die Minimierung des systematischen Fehlers, der bei harten Schnitten evtl. größer als der statistische Fehler ist.

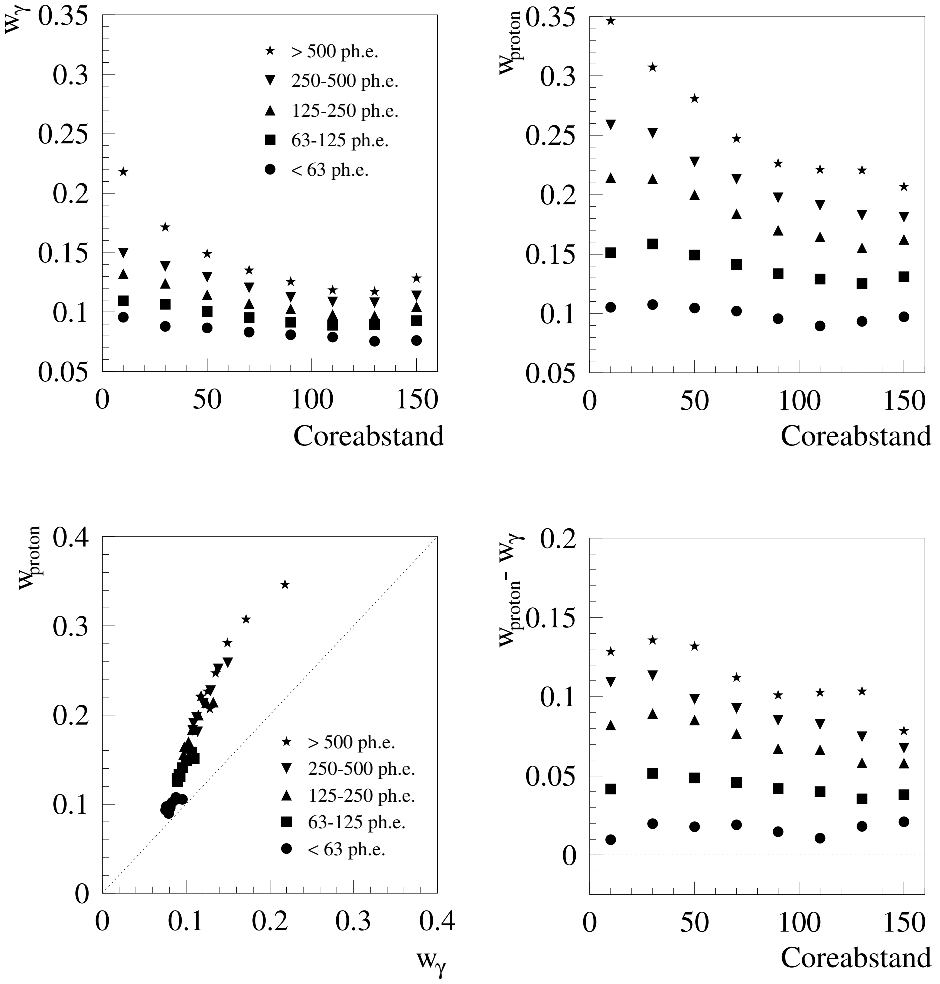


Abbildung 7.1: *Width*-Erwartungswerte, die aus γ- und Untergrundereignissen von Mrk 501-Daten gewonnen wurden. Die Erwartungswerte wurden in dtc-Abschnitten von jeweils 20 m und in amp-Bins entsprechend der Formel $(\log{(amp)} - 1.5)/0.3$ gewonnen; außerdem wurden nur Daten zwischen 0° und 20° Zenitwinkel verwendet. Oben links: w_γ-Erwartungswerte als Funktion des Abstands des Teleskops zum Schauercore für verschiedene Amplitudenbereiche. Oben rechts: Untergrunderwartungswerte in derselben Auftragung. Unten links: Vergleich der γ- und Untergrunderwartungswerte in einer Art Phasendiagramm; auf der Diagonalen liegende Punkt würden eine Übereinstimmung der mittleren Erwartungswerte von γ- und Untergrundereignissen bedeuten. Da kleinere Erwartungswerte im Mittel aber auch weniger streuen, sagt der Abstand zur Diagonalen nicht unmittelbar etwas über die Trennschärfe aus. Unten rechts: Differenz der γ- und Untergrunderwartungswerte, aufgetragen gegen den Coreabstand. Auch hier gilt die genannte Einschränkung bei der Bewertung der Trennschärfe.

Schon ein Schnitt auf die gemessene Breite w_{tel} allein kann effektiv γ's selektieren; dieser Schnitt hat allerdings keine besonders homogene Energieakzeptanz. Eine deutliche Verbesserung – sowohl bei der Untergrundunterdrückung wie bei der Homogenität der spektralen γ-Akzeptanz – erreicht man durch die Verwendung von Erwartungswerten w_γ für γ-Ereignisse, die von weiteren gemessenen Ereignisparametern abhängen. Als Parameter dienen die Bildamplitude amp_{tel}, der Zenitwinkel zen und der bei einem Teleskopsystem rein geometrisch bestimmte Abstand des Schauerauftreffpunktes vom jeweiligen Teleskop dtc_{tel}. Abb. 7.1 zeigt die *Width*-Erwartungswerte für γ's und Untergrundereignisse (w_{proton}) im Vergleich.

Als Maß für die Übereinstimmung eines Schauerbildes mit der γ-Erwartung wird die skalierte Breite $\tilde{w}_{tel}$ verwendet:

$$\tilde{w}_{tel} = \frac{w_{tel}}{w_\gamma(amp_{tel}, dtc_{tel}, zen)} \tag{7.2}$$

Für die Charakterisierung des mit dem System gemessenen Ereignisses dient die mittlere skalierte Breite (*mean scaled width*, Symbol msw), die einfach der Mittelwert der skalierten Breiten aller am Ereignis effektiv beteiligten Teleskope ist [DHH$^+$97]:

$$msw = \langle \tilde{w}_{tel} \rangle = \frac{1}{\sum_{tel}^{\text{ct in eff. event}}} \sum_{tel}^{\text{ct in eff. event}} \tilde{w}_{tel} \tag{7.3}$$

Die so definierte mittlere skalierte Breite hat für γ-Ereignisse eine bei 1 zentrierte Verteilung mit einer RMS-Breite von ca. 0.1 (siehe Abb. 7.3). Eine Gewichtung der Einzelteleskopinformationen findet nicht statt. Die Streuung der Erwartungswerte, die für unterschiedliche Parameterwerte natürlich verschieden ist, wird nicht mit einbezogen; da aber kleinere Erwartungswerte im Mittel auch weniger streuen, ist die Streuung der skalierten Breite für unterschiedliche Parameterwerte in nullter Ordnung ähnlich, eine Gewichtung bringt erfahrungsgemäß keinen großen Gewinn. Der Unterschied zu den Untergrunderwartungswerten w_{proton}, i.e. die Trennschärfe, findet ebenfalls keine Berücksichtigung.

Üblicherweise findet bei der Berechnung der mittleren skalierten Breite vorher noch eine Selektion der Bilder statt; die Bildamplituden müssen 40 ph.e. überschreiten, und mindestens 2 Teleskope müssen diesen Schnitt überleben, damit das Ereignis eine mittlere skalierte Breite erhält. In der vorliegenden Analyse entfällt dieser Schnitt, da eine analoge Selektion bereits vor der Analyse stattfindet (Kap. 3.7). Insbesondere wird so ein versteckter Schnitt vermieden, der bei der Spektrumsbestimmung zu einer Verfälschung führen könnte (siehe auch Kap. 10.3, Tabelle 10.1).

Der Q-Faktor-optimierende Schnitt in der Verteilung der mittleren skalierten Breite liegt zwischen 1.05 und 1.1; der Wert ist u.a. leicht vom Zenitwinkelbereich abhängig. In der vorliegenden Analyse wurde *a priori* für die Quellensuche ein oberer Schnitt von

$msw < 1.1$ gewählt. Dieser Wert ist konservativ genug, um in dieser Analyse eventuell noch verbleibende systematische Verschiebungen der msw-Verteilung zu tolerieren (siehe unten); außerdem entspricht er den in HEGRA-Analysen veröffentlichten Werten (z.B. [AAB$^+$01a]). Nach unten wird ein Schnitt von $0.5 < msw$ gewählt. Dieser ist in der vorliegenden Auswertung eigentlich überflüssig; er dient in Analysen, die die aus Monte Carlo-Simulationen gewonnenen Erwartungswerte w_γ verwenden, zum Ausgleich von Fehlern in diesen Tabellen (der Effekt ist z.B. in Abb. 7.13, unten links zu sehen). Der Schnitt von $0.5 < msw < 1.1$ wird in dieser Arbeit als harter Schauerformschnitt bzw. *tight shape cut* bezeichnet.

Die Position des Schnittes mit optimalem Q-Faktor hängt natürlich prinzipiell von der Form des erwarteten bzw. nachzuweisenden γ-Spektrums ab. Vorstellbar ist z.B. ein Ensemble von Schnitten, deren Q-Faktoren optimiert sind auf *Cutoff*-Spektren nahe der Detektorenergieschwelle, auf krebsnebelartige Spektren und auf deutlich härtere Spektren („hadronische" Spektren, siehe z.B. Kap. 11). Glücklicherweise ist der *mean scaled width*-Parameter relativ unsensitiv auf die Form des γ-Spektrums (siehe auch nächster Absatz); ein solches Vorgehen bringt hier vermutlich keinen großen Gewinn.[3]

Als lockerer Schauerformschnitt bzw. *loose shape cut* wird ein Schnitt auf die mittlere skalierte Breite von $0.5 < msw < 1.2$ bezeichnet; er dient in der vorliegenden Arbeit lediglich als zusätzlicher Konsistenzcheck. Eine Optimierung der Schnitte auf eine möglicherweise verbesserte Empfindlichkeit bei der Bestimmung des Spektrums hat nicht stattgefunden. Untersuchungen der spektral aufgelösten Schnitteffizienzen bei lockereren Schauerformschnitten haben keine starken Änderungen in Abhängigkeit von der Energie gezeigt [AAB$^+$99e]. Auch für den harten Schauerformschnitt sind – wegen der oben genannten Eigenschaften der Streubreite der msw-Verteilung – keine starken energieabhängigen Effizienzunterschiede zu erwarten.

7.3 Beschreibung der Untersuchungen

7.3.1 Ziel der Untersuchungen

Die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen dienen den folgenden Zwecken:

[3] Andere Schnitte zeigen dagegen diese spektrale Abhängigkeit. So führt z.B. das Verwerfen aller Ereignisse, an denen nur 2 Teleskope effektiv am Ereignis beteiligt waren, zu einer Verminderung der Sensitivität für γ-Quellen, deren Spektrum einen *Cutoff* nahe der Detektorenergieschwelle haben; für andere Spektren hingegen wird die Sensitivität gesteigert ([KHA$^+$99], und Kap. 9.3).

Quellensuche

Für die (Cas A-) Quellensuche sollten die Schnitte über den gesamten Beobachtungszeitraum einen möglichst guten Q-Faktor haben. In der Praxis heißt dies, daß darauf geachtet wird, daß die γ- und Untergrundeffizienzen κ_γ und κ_{CR}
(a) in den gesamten Daten konstant sind und
(b) mit den Werten der Daten übereinstimmen, an denen die Schnittposition geeicht wurde. Daten mit abweichenden Schauerformparametern (e.g. durch dejustierte Spiegel) sollten gesondert behandelt werden; in der Regel bedeutet diese gesonderte Behandlung normalerweise schlicht das Verwerfen der entsprechenden Daten.

Dem Verfahren liegt die Annahme zugrunde, daß unter den veränderlichen Detektorbedingungen, die zu einer Anhebung der Detektorenergieschwelle von 500 GeV zeitweise bis auf 600 GeV geführt haben (Kap. 3.6), κ_γ und κ_{CR} und damit auch der Q-Faktor konstant bleiben. Daß dies tatsächlich der Fall ist, wird in Abschnitt 7.5 anhand von Krebsnebeldaten gezeigt.

Die Überwachung der γ-Effizienz bei der Quellensuche direkt anhand der Daten ist natürlich nicht möglich. In gewissem Umfang können Daten von bekannten starken γ-Quellen herangezogen werden, die in direkter zeitlicher Nachbarschaft aufgenommen wurden; dies ist allerdings z.B. bei den Cas A-Daten nicht immer der Fall. Als guter Indikator für κ_γ dient daher auch κ_{CR} selbst, da κ_{CR} ein Maß dafür ist, wieviele γ-ähnliche Untergrundereignisse den Schnitt überleben.

Es sei an dieser Stelle darauf verwiesen, daß die bekannten Effekte, i.e. allgemeiner Sensitivitätsverlust und Spiegeldejustierungen, nicht zu einer Vortäuschung eines Signals führen können, genausowenig wie Wettereinflüsse. Grund hierfür ist die Bestimmung des erwarteten Untergrundniveaus in der Signalregion durch die simultane Untergrundmessung innerhalb des Gesichtfeldes. Lokale Gesichtsfeldeffekte, die in Kapitel 8 behandelt werden, tragen hingegen diese Gefahr in sich und müssen deshalb gesondert untersucht werden.

Fluß bzw. Spektrum

Für die Bestimmung des integralen Flusses und des spektralen Verlaufs gibt es zwei grundsätzliche Vorgehensweisen. Zum einen kann man die Energieschwelle resp. die spektrale Akzeptanz für die verschiedenen Detektorzustände simulieren; dazu würde dann auch eine zeitaufgelöste Simulation der γ-Akzeptanzen gehören.

In der vorliegenden Arbeit wird dagegen das Spektrum von Cas A durch den direkten Vergleich mit Krebnebeldaten untersucht, wobei beide Datensätze vorher durch eine Softwareschwelle auf eine zeitlich konstante spektrale γ-Flußakzeptanz gebracht wurden. Daher ist ein Ziel dieser Untersuchungen, die zeitliche Konstanz der spektralen Akzeptanz auch nach dem *mean scaled width*-Schnitt zu testen. Dazu dient zum einen wiederum die Überprüfung von κ_γ in den Krebsnebeldaten. Zenitwinkelaufgelöst wurde der Test bereits in Kap. 5.2, Abb. 5.2 und 5.3 gezeigt. In diesem Kapitel werden zeitlich höher aufgelöste Verteilungen untersucht. In Kap. 10.4 wird die Übereinstimmung der vollen spektralen Akzeptanz an Krebsnebelspektren gezeigt.

Als weiterer – allerdings indirekter – Test für die Übereinstimmung der spektralen Akzeptanz in den Cas A- und den Krebsnebelreferenzdaten dient der Vergleich der Untergrundakzeptanzen κ_{CR} ohne und mit Softwareschwelle. Andererseits bedeutet eine leichte Veränderung der Untergrundunterdrückung nicht notwendigerweise eine Änderung der spektralen γ-Akzeptanz (siehe Kap. 10.4, 10.3).

Der integrale Fluß von Cas A wird in dieser Arbeit ebenfalls durch direkten Vergleich mit Krebsnebeldaten bestimmt. Der Fluß wurde zunächst – ohne Verwendung der Softwareschwelle – in Einheiten des Krebsnebelflusses bestimmt. Eine solche Flußangabe geschieht dann unter dem Verweis auf die Annahme, daß die spektralen Formen der untersuchten Quelle und der Referenzquelle ähnlich sein müssen. Diese Annahme wurde für Cas A im nachhinein bestätigt (siehe Kap. 10).

Zusammenfassung: Ziel der Untersuchungen

Kurz zusammengefaßt wird im folgenden gezeigt, daß die Untergrundakzeptanzen in den Cas A- und den Krebsnebeldaten innerhalb der jeweiligen Zenitwinkelabschnitte und bei Verwendung derselben Analyseschnitte übereinstimmen, und daß die Übereinstimmung der Untergrundakzeptanzen ein gutes Maß für die Übereinstimmung der γ-Akzeptanzen ist.

7.3.2 Geeignete Parameter

Während sich die skalierte Breite gut für die im letzten Abschnitt diskutierten Untersuchungen eignet, sind andere für diese Zwecke gängige Bildparameterverteilungen für die vorliegende Arbeit ungeeignet. Die Mittelwerte der *width*- oder der Bildamplitudenverteilungen ohne Energiekalibration (d.h. in Einheiten ph.e.', siehe Kap. 3.6.3, Tabelle 3.2) bleiben zwar unter der im Laufe der Zeit veränderten Verstärkung des Teleskopsystems konstant; sie ändern sich im Regelfall nur bei veränderter Hardwareschwelle. Damit ist z.B. die unkalibrierte *width*-Verteilung eines einzelnen Teleskops sensitiv auf Fehler in der Spiegeljustierung des Teleskops. Seit Einführung der kalibrierten Konversionsfaktoren direkt nach der Pulsformanalyse variieren allerdings die Mittelwerte der *width*- und der Bildamplitudenverteilungen auch mit der Größe der Konversionsfaktoren. Nur die mittels der Bildamplitude skalierte Breite verhält sich im Laufe der Zeit unverändert.[4]

Zur Skalierung der Breite (Länge, ...) muß daher immer die Bildamplitude verwendet werden, die noch nicht auf die korrekte Energieskala geeicht wurde (d.h. in Einheiten ph.e.' bzw. ph.e. und nicht ph.e.*, siehe Kap 3.6.3, Tabelle 3.2).

Die gezeigten Abbildungen und Daten stammen alle aus im *Wobble Mode* erfolgten Beobachtungen. Die zeitlich integrierten *mean scaled width*-Verteilungen (Abb. 7.1, 7.3, 7.4, 7.13) wurden nach Abzug des erwarteten Untergrundes gewonnen, der aus einer einzelnen, im Gesichtsfeld gegenüberliegenden Position mit $\theta_{\rm BG} < 0\overset{\circ}{.}5$ ermittelt wurde; die sich radial verändernde Untergrundakzeptanz im Gesichtsfeld wird damit nicht ganz korrekt behandelt (siehe Kap. 5.5, Abb. 5.6 und Kap. 8). Der Einfluß ist bei den Krebsnebel- und Mrk 501-Daten gering, wie auch in Kap. 7.4.3, Tabelle 7.1 gezeigt wird. Eine leichte Verzerrung der gezeigten *mean scaled width*-Verteilung von Cas A in Abschnitt 7.6, Abb. 7.13 ist denkbar, wurde aber als sehr gering abgeschätzt.

7.4 Schauerformerwartungswerte der Mrk 501- und Krebsnebeldaten

7.4.1 Erwartungswerte von Mrk 501-Daten bei kleinen Zenitwinkeln

Noch bevor die Erwartungswerte für die Schauerformparameter aus den endgültigen HEGRA-Detektorsimulationen vorhanden waren, wurden im Rahmen dieser Arbeit Erwartungswerte aus Mrk 501-Daten bestimmt, die bei der *Online*-Analyse und bei Voranalysen eingesetzt wurden. Das Ziel war zunächst, bei den rasch ausgeführten Voruntersuchungen möglichst sensitiv bei der Suche nach neuen Quellen zu sein. Zu diesem Zweck wurde der in [DHH$^+$97] eingeführte *probability cut*[5] verwendet (siehe auch Kap. 7.7). Dieser Schnitt benötigt sehr gut auf den Detekor abgestimmte Erwartungswerte für *Width* und *Length* sowohl für γ's wie für Hadronen; außerdem reagiert er auf Detektorveränderungen recht schnell mit Akzeptanzeinbrüchen und wurde deswegen bisher nie in endgültigen Analysen verwendet.

[4] Allerdings ist auch dies, genau genommen, nicht trivial. Zugrunde liegt die Tatsache, daß sich die Form der γ-Schauer im Raum vergleichsweise wenig mit der Schauerenergie verändert [Ulr96]. Die Zunahme der Breite mit der Bildamplitude (Abb. 7.1, oben links) ist in erster Ordnung dadurch begründet, daß immer mehr Pixel am Rand des Schauerbildes über die konstante Tail Cut-Schwelle gelangen. Allerdings zeigt die Änderung der erwarteten Breite bei konstanter Amplitude in Abhängigkeit vom Coreabstand, daß auch diese Betrachtung in höherer Ordnung nicht ausreicht; bei der typischen Größe der Konversionsfaktoren ($1 \pm 15\%$) ist die erste Ordnung allerdings ausreichend.

[5] ursprünglich wurde dieser Schnitt als *tight cut* bezeichnet

Für die Bestimmung der Schauerformerwartungswerte wurden die Mrk 501-Daten (Zenitwinkel 0°-20°) in Amplituden-Intervalle mit gleichförmiger Unterteilung von $(\log(amp) - 1.5)/0.3$ und Schauercoreabstand-Abschnitte von jeweils 20 m Breite eingeteilt. Um γ's zu selektieren, wurde ein Schnitt auf den Abstand zur Quellposition von $\theta^2_{\mathrm{source}} < 0.014^{\circ 2}$ angewandt und der Untergrund aus einer gegenüberliegenden Kontrollregion ($\theta^2_{\mathrm{BG}} < 0.25^{\circ 2}$) bestimmt und abgezogen. Die Ergebnisse für den *Width*-Parameter sind in Abb. 7.1 gezeigt.

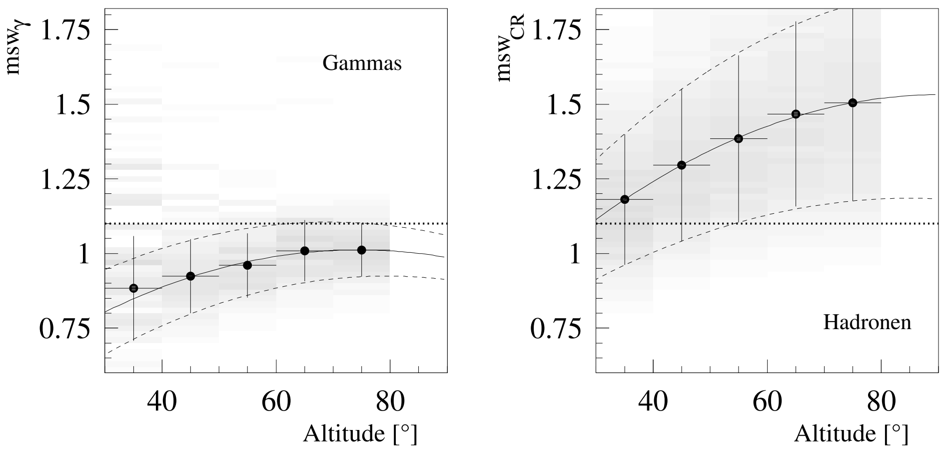
Erst später erwies sich, daß die so gewonnenen Werte tatsächlich auch den endgültigen Simulationswerten leicht überlegen blieben. Ein Vergleich der Erwartungswerte anhand der gemessenen *mean scaled width*-Verteilung des Krebsnebels findet sich im übernächsten Abschnitt, Abb. 7.4.

7.4.2 Zenitwinkelskalierung

Die Erwartungswerte für γ's und Hadronen ändern sich mit zunehmendem Zenitwinkel. Grund hierfür ist in erster Linie die zunehmende Entfernung der Schauer von den Teleskopen. In Abbildung 7.2 oben ist die mittlere skalierte Breite für die Mrk 501-Daten in Abhängigkeit vom Zenitwinkel aufgetragen, links für γ's und rechts für den Untergrund.

Aufgrund der Kameragranularität und der notwendigen Nichtlinearitäten bei der Trennung des Bildteils vom Untergrund (Tail Cuts) erwartet man nicht, daß alle Erwartungswerte in gleichem Maße mit dem Zenitwinkel skalieren. Leider reichte die γ-Statistik der Mrk 501-Daten nicht aus, um auch bei größeren Zenitwinkeln die Erwartungswerte für alle Parameterkombinationen zu bestimmen. Daher wurde nur eine mittlere Zenitwinkelabhängigkeit – getrennt für γ's und für Hadronen – bestimmt. Die so korrigierte *mean scaled width*-Verteilung ist in Abb. 7.2 unten aufgetragen, wiederum links für γ's und rechts für den Untergrund.

Man erkennt eine leichte Aufweitung der γ-*mean scaled width*-Verteilung zu größeren Zenitwinkeln. Ob sich dies durch eine genaue Bestimmung aller γ-Erwartungswerte auch bei größeren Zenitwinkeln verbessern ließe, ist unklar. Für die Bestimmung der Erwartungswerte aus Simulationen wurden Schauer unter den Zenitwinkeln 0°, 20°, 30°, 45° und 60° simuliert. Die Erwartungswerte wurden analog für alle Parameterkombinationen bestimmt und zwischen den Zenitwinkeln mittels einer ähnlichen Zenitwinkelfunktion wie für die mittlere skalierte Breite (s.o.) interpoliert. Abb. 7.4 zeigt zum Vergleich die *mean scaled width*-Verteilung des Krebsnebeldatensatzes, wobei links die aus den Mrk 501-Daten gewonnenen Tabellen zur Bestimmung der mittleren skalierten Breite verwendet werden und rechts die aus den Simulationen gewonnenen Werte. Ein Unterschied in der Entwicklung der Breite der Verteilung bei zunehmendem Zenitwinkel ist schwer auszumachen. Hingegen ist eine deutliche Differenz zwischen den Schwerpunkten der beiden ohne Zenitwinkelskalierung:



mit Zenitwinkelskalierung:

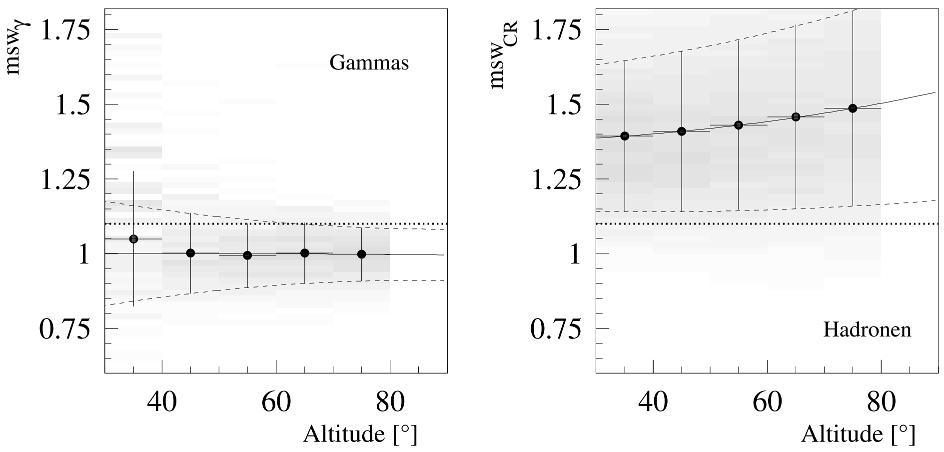


Abbildung 7.2: Mittlere skalierte Breite der Mrk 501-Daten, oben ohne, unten mit Zenitwinkelskalierung, links für γ's, rechts für Untergrundereignisse. Die Daten sind in 10° breite Zenitwinkelabschnitte aufgeteilt. Die Punkte geben jeweils den Schwerpunkt, die Fehlerbalken die Breite einer an die Verteilung angepaßten einfachen Gaußfunktion an. Die durchgezogene Kurve zeigt jeweils das Ergebnis einer Anpassung eines Polynoms zweiten Grades an die Schwerpunkte an. Die Breite der an die mittlere skalierte Breite angepaßten Gaußfunktion wird ebenfalls durch eine Anpassung eines Polynoms zweiten Grades beschrieben; das Ergebnis wird zu der durchgezogenen Kurve addiert bzw. abgezogen und als gestrichelte Linien in die Abbildungen eingezeichnet, um das Auge zu leiten. Nach Anwendung der Zenitwinkelskalierung ist die *mean scaled width*-Verteilung der γ's erwartungsgemäß für alle Zenitwinkel bei 1 zentriert. Die Untergrundverteilung rückt mit zunehmendem Zenitwinkel näher an die γ-Verteilung heran.

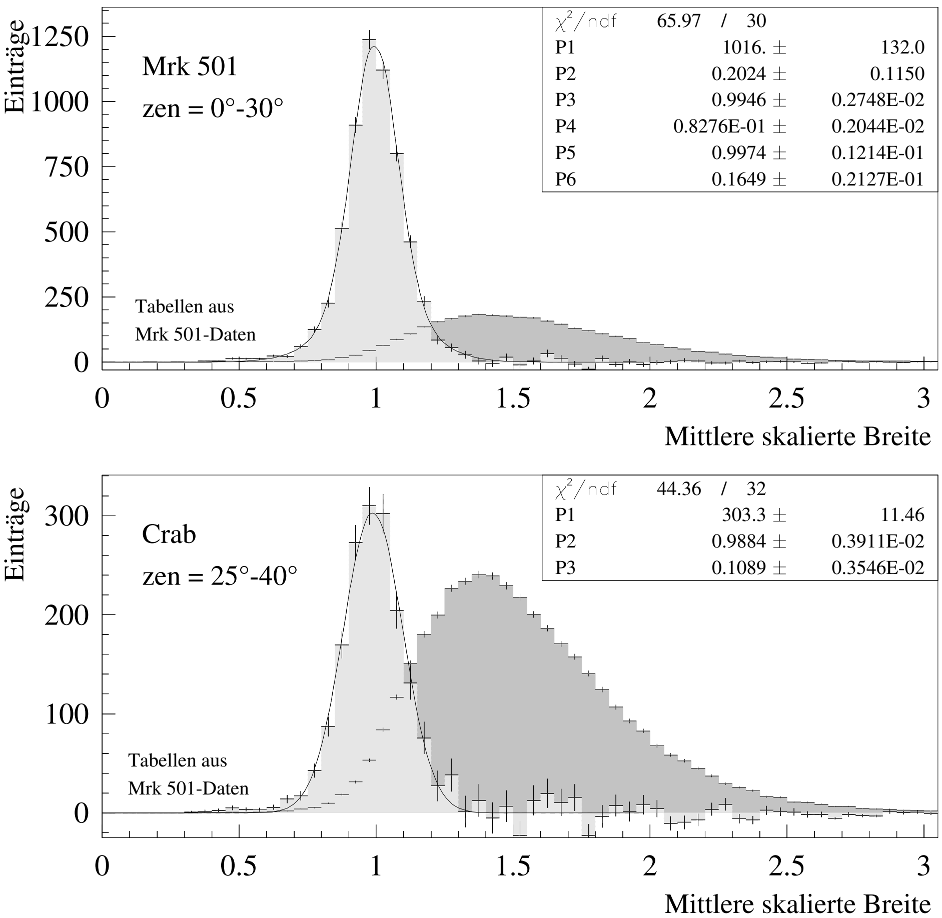


Abbildung 7.3: Mittlere skalierte Breite der γ-Ereignisse (hellschattierte Histogramme) und der Untergrundereignisse (dunkelschattierte Histogramme), am Beispiel der Mrk 501-Daten bei kleinen Zenitwinkeln (oben) und der Krebsnebeldaten bei mittleren Zenitwinkeln (unten). Die γ-msw-Verteilung läßt sich bei ausreichender Statistik durch eine Doppelgaußfunktion, bei geringerer Statistik annähernd durch eine einfache Gaußfunktion parametrisieren.

Verteilungen zu sehen (siehe nächster Abschnitt).

Im für Cas A relevanten Zenitwinkelbereich – die Zenitwinkelverteilung hat einen Schwerpunkt bei 32°– sind die Unterschiede in der Breite der *mean scaled width*-Verteilung irrelevant; die Differenz der Schwerpunkte der Verteilungen hingegen ist aber offensichtlich von Bedeutung.

Quelle	Zenitw.	θ^2_{source}	θ^2_{BG}	$\langle\tilde{w}\rangle_{0,1}$	σ_1	R_2[%]	$\langle\tilde{w}\rangle_{0,2}$	σ_2	$\langle\tilde{w}\rangle_0$	σ
Mrk501	0°-30°	0.014	0.014	0.994	0.090	6.1	1.018	0.252	0.995	0.100
		0.0484	0.0484	0.996	0.094	7.1	1.010	0.259	0.996	0.107
		0.014	0.25	0.995	0.083	16.8	0.997	0.165	0.995	0.100
		0.0484	0.25	0.996	0.094	7.1	1.016	0.261	0.996	0.107
Crab	0°-30°	0.014	0.014	1.000	0.095	8.7	0.983	0.240	1.000	0.109
		0.0484	0.0484	1.000	0.100	7.9	0.996	0.275	1.001	0.117
		0.014	0.25	0.999	0.088	15.9	0.997	0.196	0.998	0.109
		0.0484	0.25	0.995	0.092	17.7	1.044	0.225	1.001	0.118
Mrk501	25°-40°	0.014	0.014						0.996	0.107
		0.0484	0.0484						0.999	0.113
		0.014	0.25						0.994	0.105
		0.0484	0.25						0.998	0.112
Crab	25°-40°	0.014	0.014						0.989	0.108
		0.0484	0.0484						0.991	0.119
		0.014	0.25						0.988	0.109
		0.0484	0.25						0.993	0.121

Tabelle 7.1: Ergebnisse der Parametrisierung der *mean scaled width*-Verteilung mittels einer Doppelgaußfunktion (links) und einer einfachen Gaußfunktion (rechts). Im Zenitwinkelbereich von 25°-40° ist die γ-Ereignisstatistik zu gering, um die Doppelgaußfunktion aufzulösen. Man erkennt, daß die γ-*mean scaled width*-Verteilung bei den gezeigten Zenitwinkeln praktisch unabhängig von dem angewandten Winkelschnitt ist.

7.4.3 Überprüfung mit Krebsnebeldaten

Die Erwartungswerte w_γ wurden zunächst anhand der zeitlich integrierten Datensätze von Mrk 501 und dem Krebsnebel überprüft. Abb. 7.3 zeigt als Beispiele oben die Mrk 501-msw-Verteilung bei kleinen Zenitwinkeln und unten die entsprechenden Krebsnebeldaten im Zenitwinkelbereich, in dem die Cas A-Daten gewonnen wurden. Die γ-Verteilungen (hellschattierte Histogramme) sind mittels der Quellverteilungen (θ_{source}) nach Untergrundabzug gewonnen. Die auf die Quellregion normierten Untergrundverteilungen (θ_{BG}) sind durch die dunkler schattierten Histogramme angezeigt. Bei ausreichender γ-Statistik kann man die *mean scaled width*-Verteilung in guter Näherung durch eine doppelte Gaußverteilung der Form

$$f(\langle\tilde{w}\rangle) \propto (1 - R_2)\exp\left(-\frac{\left(\langle\tilde{w}\rangle - \langle\tilde{w}\rangle_{0,1}\right)^2}{2\sigma_1^2}\right) + R_2\exp\left(-\frac{\left(\langle\tilde{w}\rangle - \langle\tilde{w}\rangle_{0,2}\right)^2}{2\sigma_2^2}\right) \quad (7.4)$$

beschreiben. Bei geringerer Statistik wird diese Doppel-Gaußfunktion nicht aufgelöst, hier genügt dann eine einfache Gaußfunktion mit den Parametern $\langle\tilde{w}\rangle_0$ und σ.

Zenitwinkel	$\kappa_\gamma(msw < 1.1)$	$\kappa_\gamma(msw < 1.2)$
Parametrisierung		
0°-30°	82.1%	94.4%
25°-40°	81.0%	94.0%
Krebsnebeldaten		
0°-25°	$(82.7 \pm 2.0)\%$	$(95.2 \pm 2.3)\%$
25°-40°	$(84.2 \pm 3.8)\%$	$(96.3 \pm 4.5)\%$

Tabelle 7.2: γ-Effizienzen des *mean scaled width*-Schnitts. Die oberen Zahlen wurden für die beiden Zenitwinkelbereiche jeweils aus mittleren, der Tabelle 7.1 entnommenen Parametrisierungen gewonnen. Die unteren Zahlen wurden aus dem vollen Krebsnebeldatensatz bestimmt, die Fehlerangaben entsprechen den statistischen Fehlern.

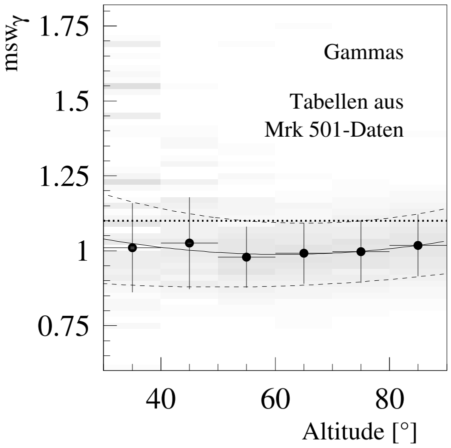
Tabelle 7.1 zeigt die Ergebnisse dieser Parametrisierungen für den Mrk 501- und den Krebsnebeldatensatz. Die Mrk 501-γ-Verteilungen sind erwartungsgemäß um 1 zentriert (die Zenitwinkelskalierung der msw-γ-Verteilung erzwingt dies automatisch) und haben eine Breite von $\sigma = 0.10 - 0.11$. Bei Parametrisierung mit einer Doppelgaußfunktion erhält man einen zentralen Peak mit einer Breite von ca. 0.09 und eine zehnprozentige *Tail*-Komponente mit einer Breite von ≈ 0.2. Die Krebsnebeldaten stimmen im Promillbereich (Breite, Position des Schwerpunktes) bis Prozentbereich (bei Bestimmung der *Tail*-Komponente) mit den Mrk 501-Verteilungen überein.

Im Rahmen der Genauigkeit sind praktisch keine Unterschiede bei Anwendung verschiedener Winkelschnitte sowohl für die Quellregion (θ_{source}) als auch für die Untergrundbereiche (θ_{BG}) auszumachen. Ein leichter Trend zur Vergrößerung des Anteils der *Tail*-Komponente bei großen Untergrundregionen ist vermutlich eher durch die leichte Unterschätzung des Untergrundes bei Anwendung der nicht auf die radiale Gesichtsfeldakzeptanz korrigierten Untergrundbestimmung zurückzuführen als auf eine verbesserte Auflösung des *Tails* der Verteilung durch bessere Untergrundstatistik.

Die Mrk 501- und die Krebsnebeldaten unterscheiden sich bezüglich der γ-Verteilungen in den folgenden drei Punkten:

Spektrum: Das Energiespektrum von Mrk 501 ist bei niedrigen Energien deutlich härter als das Krebsnebelspektrum, zeigt aber zu höheren Energien (bei ca. 6 TeV) einen *Cutoff* im Spektrum.

Nachthimmelsrauschen: Während Mrk 501 in einer sehr dunklen Nachthimmelsregion liegt, befindet sich der Krebsnebel innerhalb des Bands der Milchstraße und hat zudem noch helle Sterne im Gesichtsfeld (siehe auch Abb. 8.7).



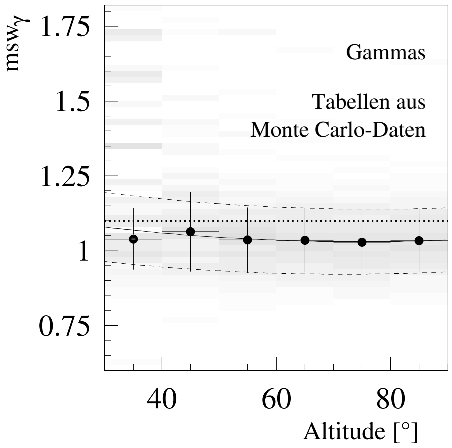


Abbildung 7.4: Vergleich der γ-*mean scaled width*-Verteilungen des Krebsnebeldatensatzes unter Anwendung der aus den Mrk 501-Daten gewonnenen γ-Erwartungswerte (links) und bei Verwendung der Monte Carlo-Tabellen (rechts). Zur Bestimmung der durchgezogenen und gestrichelten Kurven siehe die Beschreibung zu Abb. 7.2. Die gepunktete Linie zeigt die Position des $msw < 1.1$-Schnitts an. Generell ist eine gute Übereinstimmung der beiden Parametrisierungen zu erkennen. Die Verteilung rechts weicht jedoch um 3-4% von der Erwartung ab, daß die *mean scaled width* bei 1 zentriert sein sollte.

Mittlere Energieschwelle: Während die Mrk 501-Daten ausschließlich in der Mitte des Jahres 1997 bei optimaler Energieschwelle genommen wurden, sind die Krebsnebeldaten über drei Jahre hinweg bei unterschiedlichen und im Mittel höheren Detektorenergieschwellen aufgenommen worden.

Die Tests zeigen, daß die γ-*mean scaled width*-Verteilungen offensichtlich im Rahmen der Genauigkeit unempfindlich gegenüber diesen drei Effekten sind. Eine zufällige Kompensierung der Einflüsse scheint unwahrscheinlich. Die universelle Anwendung derselben Schauerformerwartungswerte für alle mit dem HEGRA-System gewonnenen Daten ist gerechtfertigt. Tabelle 7.2 zeigt die aus einer mittleren Parametrisierung gewonnenen γ-Effizienzen für die in dieser Arbeit verwendeten Schnitte. Der Fehler auf diese Effizienzen ist nicht durch statistische Ungenauigkeiten dominiert, sondern durch Änderungen des Detektorverhaltens, die Thema des nächsten Abschnitts (7.5) sind.

In Abb. 7.4 ist schließlich noch die mittlere skalierte Breite der γ-Ereignisse des Krebsnebeldatensatzes unter Verwendung der für diese Arbeit gewonnenen Erwartungswerte w_γ (links) und der aus den Monte Carlo-Simulationen ermittelten Erwartungswerte (rechts) gezeigt. Generell gilt, daß die Monte Carlo-Simulationen in hervorragender Weise die Daten beschreiben. Bei genauer Betrachtung erkennt man aber eine Verschiebung des Schwerpunktes der Verteilung bei Anwendung der Monte Carlo-Tabellen um 3-4% ge-

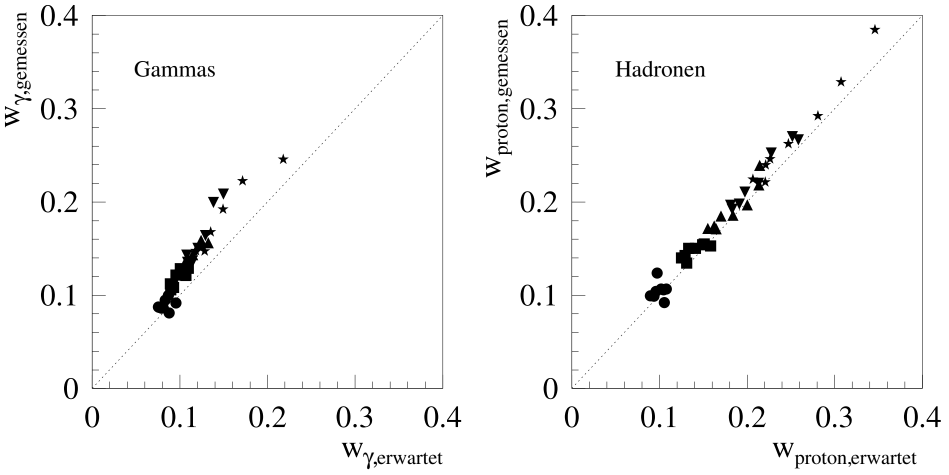


Abbildung 7.5: Vergleich der *Width*-Erwartungswerte zwischen einer Periode mit schlechter Spiegeljustierung (CT 4, Perioden 58-60) und normaler Spiegeljustierung. Links ist der Vergleich für γ's, rechts für Untergrundereignisse gezeigt. Die Tabellen wurden in beiden Fällen aus Daten erzeugt, die mit Standard-Tail Cuts (3/6 ph.e.) produziert worden sind.

genüber dem Erwartungswert 1. Dies führt z.B. bei einem harten Schnitt von $msw < 1.1$ zu einer um ca. 10% verringerten γ-Akzeptanz.

7.5 Zeitliche Überwachung der Schnitteffizienzen

7.5.1 Einfluß der Spiegeljustierung

Wie in Kap. 4.4 bereits diskutiert, kann z.B. eine Vereisung der Teleskope dazu führen, daß Einzelspiegel permanent dejustiert werden. Dies führt zu einer Verschlechterung der Punktantwort des jeweiligen Reflektors, die sich in einer Vergrößerung und z.T. in einer asymmetrischen Form der Punktantwort äußert (siehe z.B. Abb. 4.10). Das Problem wurde erst im Laufe der ersten Hälfte des Jahres 1997 bemerkt; seither wird versucht, die Spiegeljustierung kontinuerlich zu überwachen. Eine Überwachung kann zum einen durch Standard-*Point Runs* erfolgen (Kap. 4.4), zum anderen durch die Überwachung der Schauerformschnitteffizienzen (siehe unten).

Der Einfluß einer verschlechterten Punktantwort kann z.B. anhand der Schauerformerwartungswerte des betroffenen Teleskops demonstriert werden. In Abb. 7.5 sind die *Width*-Erwartungswerte des Teleskops CT 4, die aus den Mrk 501-Daten der Beobachtungsperioden 58 bis 60 gewonnen wurden, im Vergleich zu den Erwartungswerten für normale

Spiegeljustierung gezeigt; links sind die γ-Erwartungswerte, rechts die Untergrunderwartungswerte aufgetragen. Die Spiegel der Teleskope CT 3 und CT 4 waren Anfang des Jahres 1997 bis einschließlich Periode 60 schlecht justiert (CT 4: Abb. 4.10). Man erkennt, daß die Unterschiede der γ-Schauerformerwartungswerte durchaus dieselbe Größenordnung erreichen können wie die normalen Unterschiede zwischen γ's und Hadronen (Abb. 7.1, unten links).

Die ursprüngliche Idee hinter diesen Untersuchungen war die Auffassung, daß Daten, die mit schlecht justierten Spiegeln genommen wurden, auch bei der Suche nach neuen Quellen genutzt werden könnten. Tatsächlich wurden z.B. die Mrk 501-Daten der Perioden 58-60 auch ausgewertet und veröffentlicht [AAB$^+$99d]. Um den Unterschied der Schauerformerwartungswerte auszugleichen, wurden die Werte von w_γ für CT 3 und CT 4 linear so skaliert, daß die $\tilde{w}$-Verteilungen der einzelnen Teleskope mit den Erwartungen übereinstimmten. Da in der Analyse weiterhin nur lockere Schauerformschnitte verwendet wurden, ist diese Vorgehensweise gerechtfertigt. Aus demselben Grund wurden in der in [Heß98] beschriebenen Analyse die in der Bildaufbereitung verwendeten Tail Cuts von normalerweise 3/6 ph.e. für CT 3 und CT 4 im entsprechenden Zeitraum auf 5/8 ph.e. angehoben.

Um den Sensitivitätsverlust durch die Anhebung der Tail Cuts vermeiden, und um harte Schauerformschnitte verwenden zu können, ist eine genauere Anpassung der Schauerformerwartungswerte erforderlich. Da mit dem Krebsnebel, Mrk 501 und Mrk 421 quasi das ganze Jahr γ-Quellen beobachtet werden können, ist eine solche Anpassung prinzipiell denkbar. Wie aus Abb. 4.10 links hervorgeht, ist eine lineare Skalierung der w_γ-Werte für die Anwendung harter Schnitte kritisch. Auch mit genauer Anpassung der Erwartungswerte ist allerdings eine Verschlechterung der Sensitivität unvermeidbar, da die Streuung der Bildparameter ebenfalls zunimmt. Eine genaue Eichung der veränderten Sensitivität ist vermutlich nicht erreichbar, bei einer reinen Quellensuche aber auch nicht nötig. Solche Anpassungen wurden in der Praxis allerdings nicht durchgeführt, zum einen, da die Perioden mit schlecht justierten Spiegeln durch schnelle Reparatur glücklicherweise nur kurz waren, und andererseits auch wegen des günstigen Daten- zu Analyseperson-Verhältnisses.

Abbildung 7.6 zeigt für den gesamten Krebsnebeldatensatz oben die Untergrundunterdrückung κ_{BG} für den lockeren und den harten *mean scaled width*-Schnitt, in der Mitte die γ-Effizienz κ_γ des harten Schnitts und unten die γ-Rate, ebenfalls nach Anwendung des harten Schnitts. Als „Zeit"-Achse wird in dieser wie in allen folgenden Abbildungen die Zahl der akkumulierten Untergrundereignisse verwendet, in diesem Fall die aller registrierten Ereignisse; ein Bin entspricht somit ca. einer Stunde Datennahme bei optimalen Detektorbedingungen (15 Hz Datenrate). Für diese Abbildung wurden zwei Zeiträume eingeschlossen, bei denen bekanntermaßen Spiegel dejustiert waren; diese Daten werden

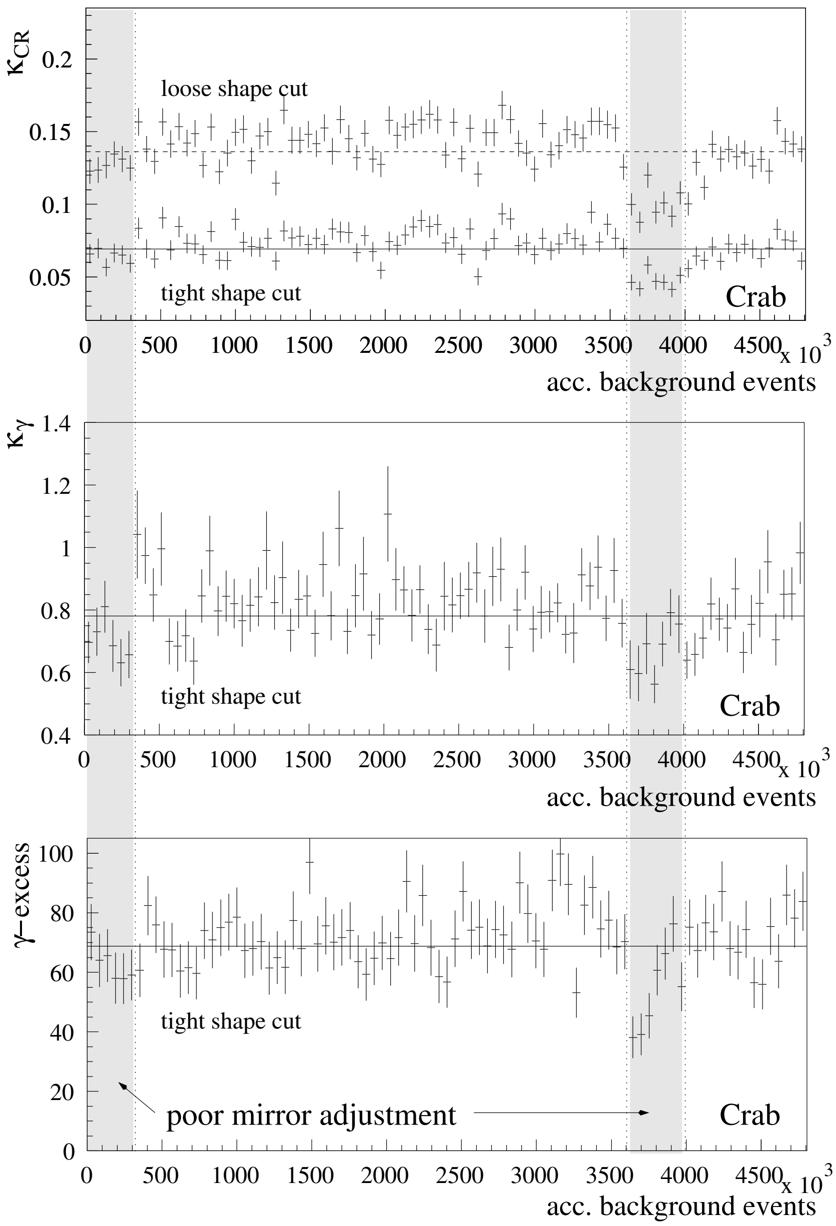


Abbildung 7.6: Schnitteffizienzen und γ-Rate des Krebsnebeldatensatzes als Funktion der akkumulierten Ereignisse für Daten zwischen 0° und 25° Zenitwinkel. Ein Bin entspricht ca. einer Stunde Datennahme unter optimalen Detektorbedingungen (15 Hz Datenrate). Oben: Untergrundunterdrückung für den lockeren ($msw < 1.2$) und den harten ($msw < 1.1$) Schauerformschnitt. Mitte: γ-Effizienz des harten Schnitts. Diese Werte werden aus einem Vergleich der untergrundsubtrahierten Ereignisse mit Ereignissen gewonnen, auf die nur ein Schnitt von $msw < 1.4$ angewandt wurde; dieser verwirft de facto keine γ-Ereignisse. Unten: Crab-γ-Ereignisse nach Anwendung des harten Schnitts. Für die Daten wurde ein Winkelschnitt von $\theta^2 < 0.0225^{\circ 2}$ verwendet; der Untergrund wird aus dem 7-Kontrollregionen-Aufbau gewonnen (Kap. 8.3.3).

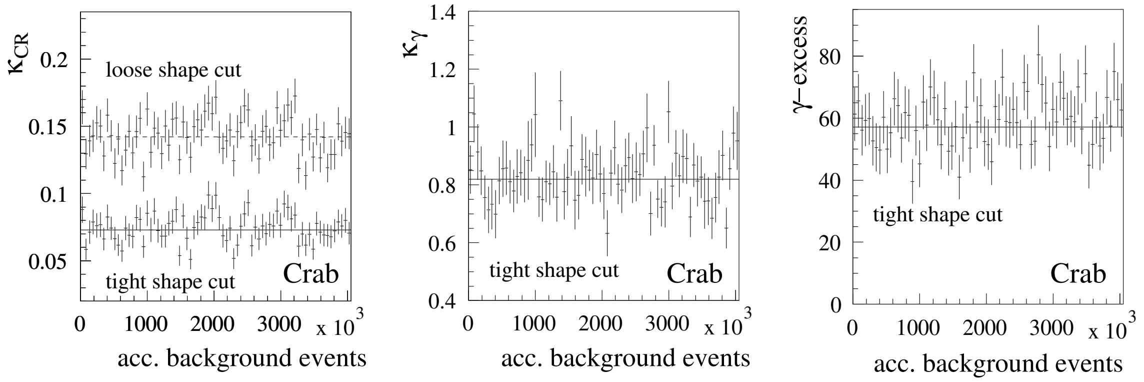


Abbildung 7.7: Verteilungen des Krebsnebeldatensatzes bei kleinen Zenitwinkeln (0°-25°) ohne schlechte Spiegeljustierung. Links: Untergrundunterdrückungseffizienz κ_{BG} des harten und des lockeren msw-Schnitts. Mitte: γ-Effizienz κ_γ des harten Schnitts. Rechts: γ-Ereignisrate nach Anwendung des harten Schnitts. Für alle Werte gilt ein Winkelschnitt von $\theta^2 < 0.0135°^2$.

in allen anderen Analysen (auch in dieser Arbeit) ausgeschlossen.

Der erste Abschnitt mit schlecht justierten Spiegeln entspricht dem Zeitraum Anfang des Jahres 1997, der zweite Abschnitt der Periode Jan./Feb. 1999. Insbesondere beim zweiten Abschnitt ist der Einfluß dejustierter Spiegel deutlich zu sehen; man erkennt, daß aufgrund der guten Untergrundereignisstatistik κ_{BG} gut bestimmt wird und ein guter Indikator für eine veränderte γ-Rate ist.

7.5.2 Raten, Effizienzen und Signifikanzen

Die in diesem Abschnitt gezeigten Abbildungen 7.7 bis 7.12 sind nach Meinung des Autors besser als tabellarische Zahlenkolonnen geeignet, die Stabilität des Detektorsystems und die zeitliche Homogenität der Datensätze zu demonstrieren. Für die Krebsnebeldaten werden jeweils die Untergrund-Unterdrückungseffizienzen der lockeren und harten *mean scaled width*-Schnitte, die γ-Effizienz des harten Schnitts und die γ-Ereignisse pro Bin, ebenfalls nach dem harten Schnitt, gezeigt. Für den Cas A-Datensatz wird statt der γ-Effizienz bzw. -Rate die kumulative Signifikanz angezeigt. Bei allen Abbildungen wird ein harter Winkelschnitt von $\theta < 0.0135°^2$ verwendet. Die Untergrundmessungen entstehen aus dem in Kap. 8.3.3 beschriebenen Kontrollregionslayout; die Untergrundregion hat jeweils eine siebenfach größere Fläche als die Signalregion.

Als Zeitachse wird bei den Abbildungen mit kleinem Zenitwinkel (0°-25°) die Zahl der Untergrundereignisse ohne Winkelschnitt genommen, aber gegebenenfalls nach Anwendung der Softwareschwelle. Ein „Zeitbin” entspricht ca. einer Stunde Datennahme bei

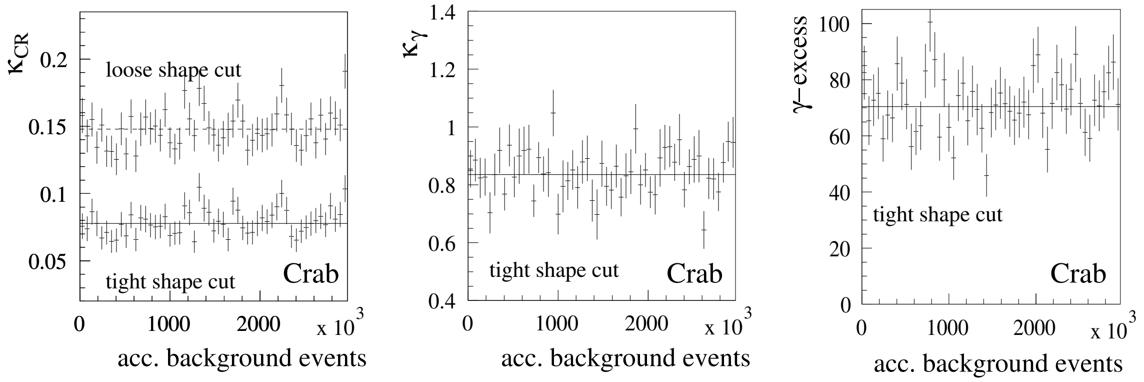


Abbildung 7.8: Dieselben Daten wie in Abb. 7.7, allerdings nach Anwendung der Softwareschwelle zum spektralen Akzeptanzausgleich.

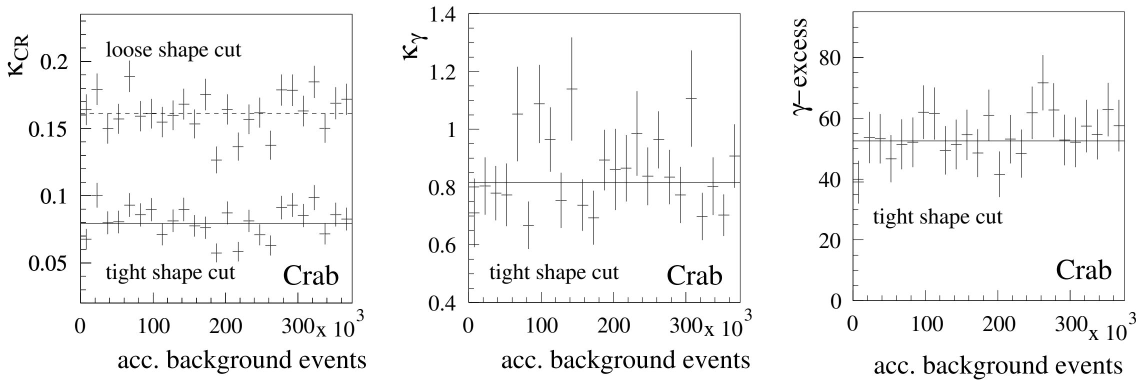


Abbildung 7.9: Dieselben Daten wie in Abb. 7.7, für den Krebsnebeldatensatz zwischen 25° und 40° Zenitwinkel.

optimalen Detektorbedingungen (15 Hz Datenrate). Für die Daten im Cas A-Zenitwinkelbereich (25°-40°) wurde eine leicht andere Zählweise durchgeführt; hier wurden nur Ereignisse zur Bestimmung der Zeitachse verwendet, die zusätzlich innerhalb eines effektiven Gesichtsfeldes mit Durchmesser $2\overset{\circ}{.}4$ lagen[6]; ein „Zeitbin" entspricht etwa 1.3 Stunden Datennahme bei kleinen Zenitwinkeln und optimalen Detektorbedingungen.

Die Abbildungen 7.7 und 7.8 zeigen die Krebsnebeldaten bei kleinem Zenitwinkel mit und ohne Anwendung der Softwareschwelle zur Erzeugung einer homogenen spektralen Akzeptanz; Abb. 7.9 und 7.10 geben die entsprechenden Werte im Zenitwinkelbereich 25°-40° an, der in etwa dem Cas A-Zenitwinkelbereich gleicht. Abb. 7.11 und 7.12 zeigen

[6]der Unterschied hat keinen besonderen Grund, er ist rein „historisch"

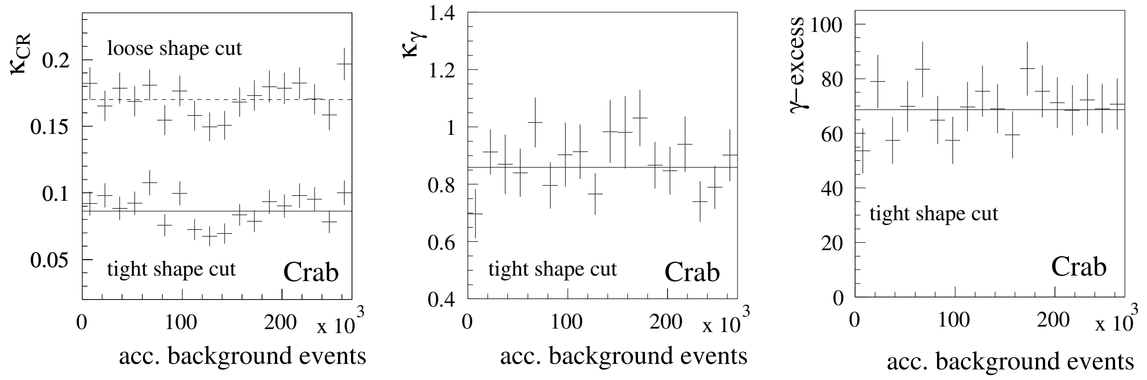


Abbildung 7.10: Dieselben Daten wie in Abb. 7.9, allerdings nach Anwendung der Softwareschwelle zum spektralen Akzeptanzausgleich.

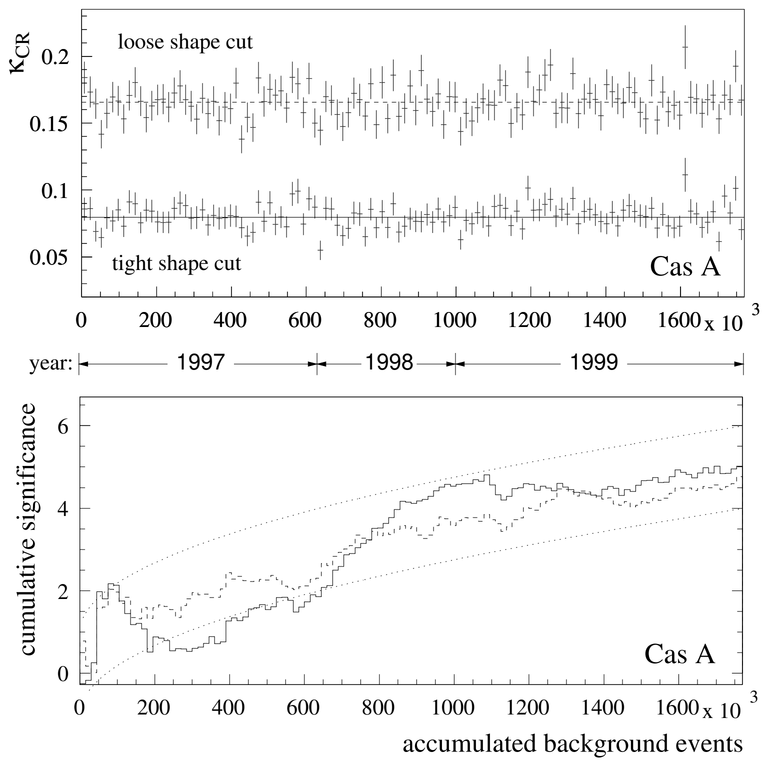


Abbildung 7.11: Verteilungen des Cas A-Datensatzes. Oben: Untergrundunterdrükkungseffizienz $\kappa_{\rm BG}$ des harten und des lockeren msw-Schnitts. Unten: Kumulative Signifikanz der Quellmessung nach Anwendung des harten (durchgezogene Linie) und des lockeren (gestrichellte Linie) Schnitts. Die gepunkteten Kurven geben den $\pm 1\,\sigma$-Bereich des erwarteten Signifikanzverlaufes an, unter der Annahme einer konstanten γ-Emission und eines $5\,\sigma$-Signals am Ende der Messung. Für alle Werte gilt ein Winkelschnitt von $\theta^2 < 0.0135°^2$.

die Werte des Cas A-Datensatzes mit und ohne Anwendung der Softwareschwelle an.

Die Signifikanz des Cas A-Signals wird durch Anwendung der Softwareschwelle leicht erhöht. Daraus darf aber (ganz abgesehen von den statistischen Schwankungen) nicht der unmittelbare Schluß gezogen werden, daß das Spektrum von Cas A härter als das Spektrum der kosmischen Strahlung ist. Das Untergrundspektrum hat nach Anwendung von

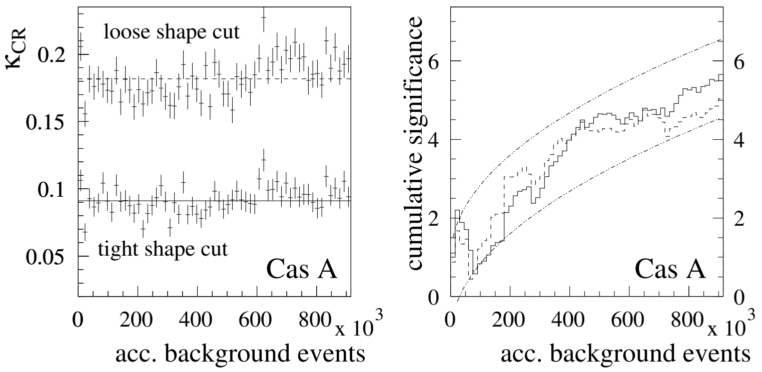


Abbildung 7.12: Dieselben Daten wie in Abb. 7.11, allerdings nach Anwendung der Softwareschwelle zum spektralen Akzeptanzausgleich. Die leichte Verschlechterung der Untergrundunterdrückung des 1999er-Datensatzes ist möglicherweise ein leichtes Indiz für einen verbleibenden Einfluß der im Laufe der Zeit reduzierten optischen Effizienz der Teleskope. Der Effekt ist jedoch (noch) marginal.

	κ_{BG}(Crab)		κ_{BG}(Cas A)	
Zenitwinkel	$msw < 1.1$	$msw < 1.2$	$msw < 1.1$	$msw < 1.2$
ohne Softwareschwelle				
0°-25°	$(7.4 \pm 0.1)\%$	$(14.3 \pm 0.2)\%$		
25°-40°	$(8.1 \pm 0.2)\%$	$(16.2 \pm 0.3)\%$	$(8.0 \pm 0.1)\%$	$(16.6 \pm 0.1)\%$
mit Softwareschwelle				
0°-25°	$(7.9 \pm 0.1)\%$	$(14.9 \pm 0.2)\%$		
25°-40°	$(8.8 \pm 0.2)\%$	$(17.1 \pm 0.3)\%$	$(9.2 \pm 0.1)\%$	$(18.3 \pm 0.2)\%$

Tabelle 7.3: Untergrund-Unterdrückungseffizienzen des *mean scaled width*-Schnitts; die Fehlerangaben entsprechen den statistischen Fehlern.

harten Schauerformschnitten und bei Anwendung der γ-Energierekonstruktion nämlich einen deutlich steileren, d.h. kleineren spektralen Index als -2.7 (siehe Kap. 10). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein steiles *Cutoff*-Spektrum nahe der Detektor-Energieschwelle für das Cas A-Signal verantwortlich ist, wird allerdings durch diese Beobachtung verringert.

Tabelle 7.3 listet die mittleren Untergrund-Unterdrückungseffizienzen der gezeigten Verteilungen zusammenfassend noch einmal auf.

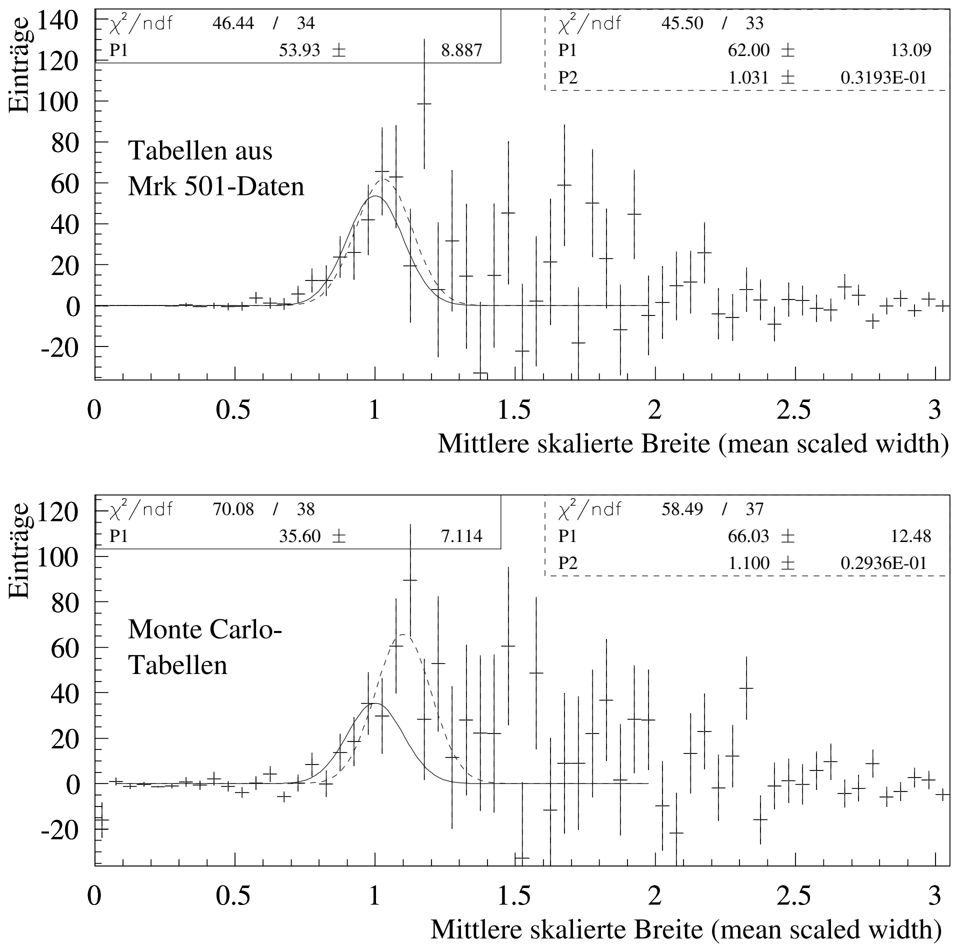


Abbildung 7.13: Mittlere skalierte Breite des Cas A-γ-Überschusses unter Verwendung der γ-Erwartungswerte, die aus den Mrk 501-Daten gewonnen wurden (oben). An die Verteilung wurde eine Gaußkurve der Breite $\sigma = 0.1$ angepaßt, wobei der Schwerpunkt der Verteilung $\langle\tilde{w}\rangle_0$ einmal fixiert wurde (durchgezogene Kurve) und einmal freigelassen wurde (gestrichelte Kurve). Das χ^2 beider Verteilungen ist akzeptabel, der Schwerpunkt wird nur eine Standardabweichung neben dem Erwartungswert rekonstruiert; die Verteilung ist mit der γ-Erwartung gut verträglich. Unten ist derselbe Test unter Verwendung der Monte Carlo-Tabellen für die *width*-Erwartungswerte gezeigt. Man erkennt, daß man in diesem Fall deutlich unbefriedigendere Testergebnisse erhalten hätte.

7.6 Mittlere skalierte Breite des Cas A-Überschusses

Als weiterer Test wird in Abb. 7.13 die mittlere skalierte Breite des Cas A-γ-Exzesses gezeigt. Um zu prüfen, ob sich der Überschuß wie eine γ-Verteilung verhält, wurde eine

Gaußverteilung mit festgehaltener Breite $\sigma = 0.1$ an die Daten angepaßt, mit freiem (gestrichelte Kurve) und mit festgehaltenem (durchgezogene Kurve) Schwerpunkt $\langle\tilde{w}\rangle_0$. Wie in Abb. 7.13 oben zu sehen ist, entspricht die msw-Verteilung des Cas A-Überschusses den Erwartungen für eine γ-Verteilung. Bei freiem $\langle\tilde{w}\rangle_0$ wird dieser nur um 0.03 ± 0.03 zu groß bestimmt.

In Abb. 7.13 unten wird zusätzlich derselbe Test der msw-Verteilung gezeigt, wobei die *mean scaled width* diesmal mit den Erwartungswerten aus den Monte Carlo-Daten berechnet wurde. Man erkennt, daß der leichte Fehler in den Erwartungswerten zu einer deutlichen Verschlechterung des Testergebnisses geführt hätte: bei festgehaltenem $\langle\tilde{w}\rangle_0$ wird das χ^2 schlechter ($\chi^2 = 70$ bei 38 Freiheitsgraden anstatt $\chi^2 = 46$ bei 34 Freiheitsgraden), und bei freiem $\langle\tilde{w}\rangle_0$ wäre dieser Wert um 0.1 ± 0.03 neben dem Erwartungswert bestimmt worden. Man erkennt, wie wertvoll eine genaue Bestimmung der *Width*-Erwartungswerte bei der Beurteilung eines schwachen Signals sein kann.

7.7 Weitere Schauerformschnitte

In diesem Abschnitt sei noch kurz auf zwei weitere Schauerformschnitte verwiesen, die aber bei der endgültigen Analyse der Cas A-Daten nicht eingesetzt wurden.

Probability Cut

Der in [DHH$^+$97] eingeführte und in der Veröffentlichung als *tight cut* bezeichnete *probability cut* stellt eigentlich den idealen Ansatz dar, unter Einbeziehung mehrerer Schauerform- (oder weiterer) Parameter die optimale Identifikation von γ- bzw. untergrundinduzierten Ereignissen zu ermöglichen. Für diesen Schnitt benötigt man die Erwartungswerte der Schauerformparameter *width* $\tilde{w}$ und *length* $\tilde{l}$ sowie deren Streubreiten σ_w und σ_l jeweils in Abhängigkeit der gemessenen Ereignisparameter amp_{tel}, dtc_{tel} und zen. Die Wahrscheinlichkeit, daß der jeweilige Parameter w oder l aus der γ- oder Untergrundpopulation erwächst, wird jeweils mit

$$\rho_s^t = \exp\left(\frac{(s - \tilde{s}_t)^2}{2\sigma_{s,t}^2}\right) \tag{7.5}$$

berechnet, wobei s für den Schauerformparameter w oder l und t für die Teilchensorte γ oder CR steht. Die Wahrscheinlichkeit p_γ bzw. p_{CR}, daß ein gemessenes Ereignis ein γ oder ein Untergrundteilchen (CR) ist, wird nach den folgenden Formeln berechnet:

$$p_\gamma = \prod_{tel} \rho_w^\gamma(w_{tel} \mid amp_{tel}, dtc_{tel}, zen)\ \rho_l^\gamma(l_{tel} \mid amp_{tel}, dtc_{tel}, zen) \tag{7.6}$$

$$p_{\mathrm{CR}} = \prod_{tel} \rho_w^{\mathrm{CR}}(w_{tel} \mid amp_{tel}, dtc_{tel}, zen)\, \rho_l^{\mathrm{CR}}(l_{tel} \mid amp_{tel}, dtc_{tel}, zen) \quad (7.7)$$

Schließlich wird z.B. gefordert, daß p_γ 5 oder 10 mal größer als p_{CR} sein muß.

Problematisch an diesem Schnitt ist, daß leichte Änderungen in den Erwartungswerten, z.B. durch Detektoränderungen, schnell zu einem Akzeptanzeinbruch führen können. Des weiteren war es für die vorliegende Arbeit nicht möglich, für den bei Cas A relevanten Zenitwinkelbereich alle Erwartungswerte mit der nötigen Genauigkeit zu ermitteln. Bei kleinen Zenitwinkeln und perfekter Kenntnis der Erwartungswerte ermöglicht dieser Schnitt hingegen noch einmal fast einen Faktor 2 an Untergrundunterdrückung gegenüber dem $msw < 1.1$-Schnitt, ohne das Signal wesentlich zu verringern. Der Schnitt wurde z.B. bei der Voranalyse der Daten des ersten *Galactic plane scan* (Kap. 5.5) verwendet (Abb. 5.6, „image cut B").

Mahalanobis-Entfernung

In Analogie zur *mean scaled width* kann auch die *mean scaled length* definiert werden:

$$msl = \left\langle \tilde{l}_{tel} \right\rangle = \frac{1}{\sum_{tel}^{\text{ct in eff. event}}} \sum_{tel}^{\text{ct in eff. event}} \tilde{l}_{tel} \quad (7.8)$$

Bei kleinen und mittleren Zenitwinkeln bringt die Hinzunahme dieser Information wenig, da msw und msl stark korreliert sind. Diese Korrelation wird bei großen Zenitwinkeln etwas schwächer. Grund hierfür ist vermutlich, daß aufgrund der endlichen Pixelgröße die Schauerbreite bei großen Zenitwinkeln und dementsprechend kleinen Bildern nicht mehr aufgelöst werden kann, so daß die Länge hier zusätzliche Informationen in sich trägt.

Um dies auszunutzen, wurde der kombinierte *mean scaled width/length* Schnitt definiert,

$$mswl =< \tilde{wl} >= \left(\frac{(1 - \langle \tilde{w} \rangle)^2}{\sigma^2_{\langle \tilde{w} \rangle}} + \frac{\left(1 - \left\langle \tilde{l} \right\rangle\right)^2}{\sigma^2_{\left\langle \tilde{l} \right\rangle}} \right)^{1/2} \quad (7.9)$$

eine sogenannte Mahalanobis-(MD)-Entfernung [Mah63]. Dieser Schnitt wird z.B. bei der Bestimmung des Krebsnebelspektrums unter Einschluß der Daten bei großen Zenitwinkeln angewandt [AAB$^+$00a] und wurde ebenfalls bei der Voranalyse des ersten *Galactic plane scan* (Kap. 5.5) verwendet (Abb. 5.6, „image cut A").

Kapitel 8

Das Gesichtsfeld

Für das Gesichtsfeld eines Cherenkov-Teleskop(-System)s gibt es zwei Definitionen. Zum einen wird durch die einfache Abbildungsgeometrie ein Raumwinkelbereich definiert, aus dessen Bereich Photonen detektiert werden. Die hexagonalen Kameras der HEGRA-Systemteleskope decken einen Raumwinkel ab, der einem Kreis mit einem Durchmesser von $4\overset{\circ}{.}3$ entspricht. In dieser Arbeit wird dieses Gesichtsfeld als *optisches Gesichtsfeld* bezeichnet.

Zum anderen kann das Gesichtsfeld als der Bereich am Himmel definiert werden, von dem Schauer kommen können, um effektiv rekonstruiert werden zu können. In dieser Arbeit wird der Begriff Gesichtsfeld bzw. FOV (*field of view*) im Sinne dieses *effektiven Gesichtsfeldes* benutzt. Da die HEGRA-Systemteleskope im koinzidenten Meßbetrieb parallel ausgerichtet sind, ist der Ursprung des FOV durch die nachgeführte Position am Himmel definiert.[1]

Für die Untersuchung von Cas A in dieser Arbeit ist die Bestimmung des erwarteten Untergrundniveaus in der Signalregion von entscheidender Bedeutung. Ein systematischer Fehler von deutlich unter 2% ist nötig, damit die Signifikanz des Signals von diesem nicht wesentlich beeinflußt wird. Dieses Niveau kann erreicht werden, da ein großer Teil des Gesichtsfeldes zur Bestimmung des erwarteten Untergrunds zur Verfügung steht. Um zuverlässig auf die Signalregion extrapolieren zu können, wird allerdings die Abhängigkeit der Akzeptanz von der Position im FOV benötigt (Kap. 8.3).

Da nur Ereignisse nach Schauerformschnitten (Kap. 7) verwendet werden, wird eine

[1] Ein Teleskopsystem kann auch in einem sogenannten konvergenten Modus betrieben werden [BDH$^+$98]. In diesem sind alle Teleskope auf einen imaginären Schauer in $\approx$ 6 km Höhe über den Teleskopen ausgerichtet, während die Symmetrieachse dieses Systems auf die Zielposition am Himmel nachgeführt wird. In diesem Fall würde der Ursprung des FOV durch die Richtung der Symmetrieachse definiert werden.

mögliche Variation der Überlebenswahrscheinlichkeit für Untergrundereignisse κ_{BG} über das FOV implizit mit berücksichtigt und braucht nicht gesondert bestimmt zu werden (Kap. 8.3.2, 8.3.4). Die gleichzeitige Messung von Untergrund und Signal verhindert Fehler in den Untergrundvorhersagen, die aufgrund zeitlicher Variationen von κ_{BG} durch Detektor- oder Wetteränderungen auftreten könnten.

Prinzipiell kann der erwartete Untergrund an einer beliebigen Stelle im FOV auch aus den Ereignissen extrapoliert werden, die ansonsten durch die Schnitte auf Schauerformparameter verworfen werden; diese Ereignisse sind sozusagen „Untergrund-angereichert". Man kann z.B. einen Bereich der *mean scaled width*-Verteilung (Kap. 7) wie $M_{\mathrm{BG}} : msw \in [1.4, 1.6]$ auswählen, in dem praktisch keine γ-Ereignisse erwartet werden, um auf den erwarteten Untergrund in der Signalregion der *mean scaled width*-Verteilung bei $M_{\mathrm{source}} : msw \in [0.5, 1.1]$ zu schließen. Diese Methode wird insbesondere für ausgedehnte Quellen diskutiert [Row00], bei denen traditionell zeitlich versetzt genommene Untergrundmessungen in benachbarten Himmelsregionen zur Untergrundbestimmung verwendet werden müssen (sog. *off runs*). Die offensichtliche Schwierigkeit des Verfahrens besteht in dem hier möglichen Einfluß einer möglichen zeitlichen Änderung der (zu κ_{BG} analogen) „Untergrundeffizienz" $\kappa_{\mathrm{M,BG}} = N_{\mathrm{events}}(M_{\mathrm{source}})/N_{\mathrm{events}}(M_{\mathrm{BG}})$, die die Zahl an erwarteten Untergrundereignissen in der Signalregion vorhersagt. Zusätzlich dazu tritt aber auch noch das Problem auf, daß $\kappa_{\mathrm{M,BG}}$ von der Position im FOV abhängt (siehe Kap. 8.3.2, 8.3.4). Beide Effekte können zu Fehlern bei der Vorhersage des Untergrundniveaus führen. Auf dem für diese Arbeit benötigten Niveau erscheint diese Methode derzeit sehr schwer umsetzbar.

Die Änderung der γ-Akzeptanz über das FOV hingegen ist für diese Arbeit unkritisch (Kap. 8.2).

8.1 Allgemeines

Ob ein Schauer von einer Kamera erfaßt wird oder nicht, hängt von zwei Faktoren ab: Erstens muß er innerhalb des optischen Gesichtsfeldes der Kamera liegen. Zweitens muß von dem Schauer eine ausreichende Menge Cherenkov-Photonen in Richtung des Teleskops emittiert werden; anders ausgedrückt, das Teleskop muß vom Lichtpool des Schauers erfaßt werden. Und natürlich muß die Lichtintensität ausreichen, um den Kameratrigger auszulösen.

Die unterschiedliche Cherenkov-Emissionsstruktur hadronischer und rein elektromagnetischer, also γ- oder elektroneninduzierter Schauer führt so zu einer unterschiedlichen Akzeptanz über das FOV für die Schauerarten. Während hadronische Schauer aufgrund ihrer diffusen Struktur noch zu großen Entfernungen vom FOV-Zentrum (5° und mehr)

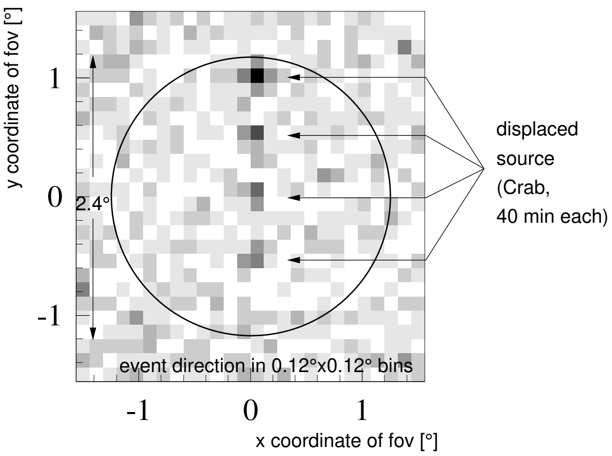


Abbildung 8.1: Für die Bestimmung der γ-Akzeptanz an verschiedenen Orten des Gesichtsfeldes gibt es (bisher) keine statistisch ausreichenden Beobachtungen. Simulationen ergeben eine auf 10% homogene Akzeptanz innerhalb eines Radius von 1°. Die Abbildung links dient nur der Demonstration; in diesem Bild wurden die um die Bildfeldrotation korrigierten Gesichtfelder von vier jeweils ca. 40-minütigen Beobachtungen überlagert, in denen sich der Krebsnebel an verschiedenen Positionen im Gesichtfeld befand.

triggern und (eher schlecht) rekonstruiert werden können, fällt die γ-Akzeptanz wegen des kompakten Lichtpools außerhalb eines Radius von 1° schnell ab.

Daneben führt vermutlich auch der Systemtrigger (mindestens zwei Teleskope müssen getriggert haben) neben einer generellen Unterdrückung von hadronischen Schauern [BDH$^+$98] zu unterschiedlichen Akzeptanzfunktionen von hadronischen und γ-artigen Ereignissen (Kap. 8.3.4).

8.2 γ-Akzeptanz

Die Änderung der Akzeptanz für γ's über das Gesichtsfeld kann z.Zt. nur mit Hilfe von Simulationen bestimmt werden. Diese wurden z.B. für eine Arbeit zur Suche nach diffuser γ-Strahlung in der Galaktischen Ebene durchgeführt [Lam00]. Alle Simulationen bestimmen ausschließlich die radialen Akzeptanzfunktionen; die Akzeptanz ändert sich innerhalb des FOV mit Radius 1° um weniger als 10%.

Alle Untersuchungen an gemessenen γ-Verteilungen, die in dieser Arbeit verwendet werden, gelten für Punktquellen, die wie Cas A im *Wobble-Mode* beobachtet wurden. Die radiale Komponente der Akzeptanz ist also für den Meßdatensatz und die Eichdatensätze gleich. Theoretisch sind allerdings nichtradiale Akzeptanzstrukturen – wie z.B. die in Kap. 8.3.4 für Untergrundereignisse besprochenen – auch für γ-Ereignisse denkbar. Nichtlineare Strukturen könnten zu Unterschieden in der γ-Akzeptanz bei gleichem Zenitwinkel, aber unterschiedlicher Azimut-Position der Teleskope führen. Diese Effekte sind für die Fluß- und Spektrumsbestimmung von Cas A aufgrund der großen statistischen Fehler vernachlässigbar. Auch die Schauerform- und Winkelschnitte (Kap. 7 und

9.3) und die Signal-Likelihoodfunktion (Kap. 9.4) werden im Rahmen ihrer Genauigkeit wohl nicht betroffen sein; im schlimmsten Fall wäre eine leichte Veränderung der Sensitivität aufgrund leicht abweichender Parametrisierungen die Folge.

8.3 Akzeptanz für Untergrundereignisse

Der Untergrund, der nach harten Schnitten auf die Schauerform verbleibt, besteht aus folgenden Komponenten:

- Hadronen, deren Schauer zu γ-ähnlichen Ereignissen hin fluktuiert sind,
- möglicherweise Elektronen, und
- möglicherweise diffuse γ's, insbesondere bei Beobachungen innerhalb der Galaktischen Ebene (e.g. [AA96, Lam00]).

Hieraus ergibt sich zunächst die Unsicherheit, daß die Untergrundverteilung im FOV bei Beobachtungen innerhalb und außerhalb der Galaktischen Ebene unterschiedlich sein könnten.

Die – zumindest im Rahmen dieser Arbeit – wichtigeren Akzeptanzstrukturen sind experimenteller Natur. In diesem Kapitel werden die zugrundeliegenden geometrischen Aspekte besprochen. Die sich in den zugehörigen Koordinatensystemen ergebenden Verteilungen werden anhand echter Untergrundereignisse untersucht. Die Ergebnisse sind rein phänomenologisch; Monte Carlo-Simulationen oder geometrische Modelle fehlen weitgehend.

8.3.1 Koordinatensysteme

Durch die Kamerapixel wird ein rechtwinkliges x/y-Koordinatensystem (KS) aufgespannt, in welchem Schwerpunkt und Richtung der Schauerbilder gemessen werden. Vor der geometrischen Schauerrekonstruktion müssen die KS mittels der *offline*-Ausrichtungskorrekturen (Kap. 4.3) auf die nominelle Ausrichtung verschoben werden. Da diese Korrekturen normalerweise klein gegen den Kameradurchmesser sind (≤ 1 Pixel $\hat{=}$ $0.^\circ245$ bzw. 1:20), spielen Kamerarandeffekte hier keine Rolle.[2]

In diesem für alle Kameras gemeinsamen x/y-KS wird die Richtung der Luftschauer rekonstruiert. Hier kann z.B. die Radialabhängigkeit der Akzeptanz für rekonstruierte

[2]Die Korrektur, die bei konvergentem Tracking hier angewendet werden muß, ist größer. Dies ist aber durchaus einkalkuliert, das Ziel ist ja eine Vergrößerung der homogenen Fläche der γ-Akzeptanz; dies führt natürlich zwangsläufig zu einer Änderung der Akzeptanz auch für Untergrundereignisse.

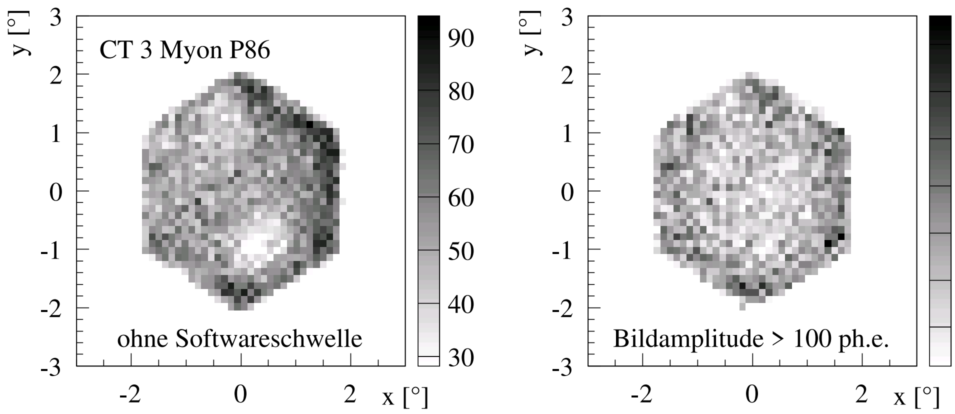


Abbildung 8.2: In Myon-Runs können die Akzeptanzunterschiede der einzelnen Diskriminatormodule studiert werden, da hier die Teleskope ausschließlich sich selbst triggern. Die Unterschiede äußern sich in einer Variation der Häufigkeit der rekonstruierten Bildschwerpunkte, die in der Abbildung in Abhängigkeit der Kameragesichtsfeldkoordinaten aufgetragen sind. Ohne Softwareschwelle (links) sind deutliche Akzeptanzunterschiede erkennbar, die nach einer Softwareschwelle auf die Bildamplituden (rechts) verschwinden; die Häufung der Bilder am Kamerarand ist aufgrund abgeschnittener Bilder normal. Bei normalen Daten-Runs ist die Verteilung der Bildschwerpunkte durch die Geometrieeffekte des Systemtriggers dominiert und sagt unmittelbar nichts mehr über die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Kameras aus. Die Akzeptanzunterschiede sind allerdings bei Myon-Runs stärker ausgeprägt als in normalen Daten-Runs, da hier die Pixeltriggerschwelle niedriger liegt (5 mV anstatt 8 mV).

Untergrundereignisse studiert werden (Kap. 8.3.2). Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Schauerbilder in den einzelnen Kameras schwankt deutlich mit der Empfindlichkeit der einzelnen Elektronikmodule (siehe Abb. 8.2). Erfahrungsgemäß ist aber von diesen Akzeptanzschwankungen – auf der Skala der durch die Größe der Pixelcluster in den Kameras (Abb. 2.4) bestimmten Entfernungen – in den Verteilungen der rekonstruierten Ereignisse nichts mehr zu sehen. Der Systemtrigger, die normale Softwareschwelle von 40 ph.e. pro Bild und die breite Streuung der rekonstruierten Herkunftsrichtungen der Schauer relativ zu den jeweiligen Bildschwerpunkten führen weitgehend zu einer Homogenisierung. Allerdings verbleiben in der Verteilung der rekonstruierten Herkunftsrichtungen deutliche Strukturen auf der Skala des FOV-Durchmessers (Kap. 8.3.4); diese sind aber vermutlich nicht durch die Akzeptanzunterschiede der Elektronik bedingt.

Eine Transformation, die einer Gesichtsfeldrotation plus einer Reskalierung der Achsen entspricht, überführt das x/y-KS in lokale Himmelskoordinaten (lokales Ra/Dec-KS: $ra - ra_{(0,0)}$, $dec - dec_{(0,0)}$). In diesem werden die Kontrollregionen festgelegt, die für die Bestimmung des Untergrundniveaus in der – natürlich ebenfalls in diesem KS festgelegten – Quellposition benutzt werden. Hier kann auch unmittelbar der Einfluß der

Nachthimmelshelligkeit studiert werden (Kap. 8.3.4, 8.3.5).

Wenn man *normal*- und *reverse*-Datensätze trennt und vor dem Aufsummieren der Daten z.B. das x/y-KS der *reverse*-Datensätze einer Punktspiegelung am Ursprung des FOV (0/0) unterzieht, erhält man ein lokales *Alt/Azm*-KS mit den Achsen $\Delta alt = alt_{\text{event}} - alt_{(0,0)}$ bzw. $\Delta azm = azm_{\text{event}} - azm_{(0,0)}$. Hier kann eine reine Zenitwinkelabhängigkeit der Akzeptanz untersucht werden (Kap. 8.3.4). Für die meisten Datensätze (mit Ausnahme des *Galactic plane scan*) ist dieses Koordinatensystem identisch mit dem x/y-KS.

Rotiert man dieses *Alt/Azm*-KS um die Azimut-Position der Teleskope, erhält man ein KS, in dem die Verteilung der Teleskope am Boden abgebildet wird ($x_{\text{system}}/y_{\text{system}}$-KS); das Bild wird allerdings bei zunehmendem Zenitwinkel immer mehr gestaucht. Die Abbildung der Systemgeometrie kommt durch die Forderung zustande, daß der Schauer im optischen Gesichtfeld der Kameras liegen und gleichzeitig die Teleskope „beleuchten" muß (Kap. 8.1, [Lam00]). In diesem KS kommen im wesentlichen Effekte zum Tragen, die durch die asymmetrische Form des 4er-Teleskopsystems verursacht werden (Kap. 8.3.4); diese Konfiguration bestand für die meisten Daten, die für die Untersuchungen in dieser Arbeit genutzt werden.

8.3.2 Radialkomponente der Akzeptanzfunktion

Die radiale Abhängigkeit der Untergrundakzeptanz wurde zum ersten Mal bei der Durchsuchung eines Teils der Galaktischen Ebene nach Punktquellen untersucht (*Galactic plane scan*, Kap. 5.5, [PBD99]). Abb. 5.6 zeigt eine Parametrisierung für die Verteilungen nach verschiedenen Schauerformschnitten, die durch Aufsummieren aller Daten des *Galactic plane scan* gewonnen wurden. Innerhalb des dort verwendeten Bereichs des FOV mit $1\overset{\circ}{.}4$ Radius sind Kamerarandeffekte vernachlässigbar.

An der Abbildung wird bereits deutlich, daß die Akzeptanzstrukturen nach unterschiedlichen Schnitten verschieden sind. Die über die radiale Struktur hinausgehenden, in den nachfolgenden Kapiteln besprochenen Effekte spielten bei der Auswertung der *Galactic plane scan*-Daten keine Rolle, da sie klein gegen die statistischen Fluktuationen des Untergrunds sind; für den in der Cas A-Analyse benötigten maximalen systematischen Fehler sind sie aber von Bedeutung.

8.3.3 Das Layout der Kontrollregionen für Punktquellen bei Beobachtungen im Wobble-Mode

Um den Einfluß der radialen Akzeptanzunterschiede vollständig zu eliminieren, wurde für diese Arbeit das in Abb. 8.3 gezeigte Arrangement für die Bestimmung des Untergrundes

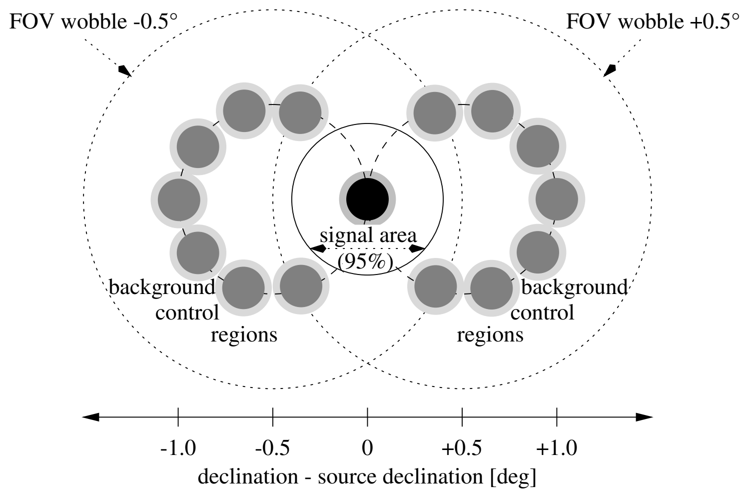


Abbildung 8.3: Aufbau der Kontrollregionen für die im *Wobble Mode* genommenen Daten, der in dieser Arbeit zur Bestimmung des erwarteten Untergrundes in der Signalregion genutzt wird. Der Rand des effektiven Gesichtsfeldes wird durch die gepunkteten Kreise gezeigt; die Gesichtsfelder sind um $\pm 0.^{\circ}5$ in Richtung der Deklination von der Quellposition versetzt. Auf einem Kreis mit dem Radius $0.^{\circ}5$ um den Ursprung des Gesichtfeldes befinden sich sowohl die Signalregion wie auch alle Untergrundkontrollregionen; der Kreis wird durch eine gestrichelte Linie ansatzweise angedeutet. Auf diese Weise wird sichergestellt, daß für alle Winkelschnitte bis $\theta = 0.^{\circ}15$ die radiale Akzeptanz für Signal- und Untergrundmessungen identisch ist. Die Untergrundregion ist innerhalb dieses Bereichs immer siebenmal größer als die Signalregion. Die dunkelschattierten Bereiche der Kontrollregionen entsprechen dem für die Quellsuche optimalen Winkelschnitt von $\theta^2_{\mathrm{opt,int}} = 0.0135^{\circ 2}$ (siehe Kap. 9.3.2).

genutzt. Signalregion wie Untergrundkontrollregionen befinden sich auf einem Kreis mit dem Radius $0.^{\circ}5$ um den Mittelpunkt des effektiven Gesichtsfeldes. Da die während der Datennahme verwendeten Nachführpositionen leichten Ungenauigkeiten unterliegen (siehe Kap. 4.3), wird der Radius entsprechend des Abstands der wahren Position der Quelle zum Mittelpunkt des FOV dynamisch angepaßt.

Die Winkelverteilungen der Untergrundmessungen entstehen durch die Summe der sieben Winkelverteilungen relativ zu den Zentren der Kontrollregionen. Dies funktioniert bis zu einem maximalen Winkel relativ zur Quelle von $\theta = 0.^{\circ}15$. Die darüberhinausgehenden Untergrundwinkelverteilungen entstehen aus der Summe von nur noch drei Winkelverteilungen, deren Azimutbereiche bezüglich der Kontrollregionsmittelpunkte so weit eingeschränkt werden, daß die Kontrollregionen nicht überlappen. Diese weitere Messung hat nur noch die doppelte Fläche wie die Quellregion; sie ist auch nicht mehr frei von systematischen Einflüssen der radialen Akzeptanzänderungen. Sie wird allerdings auch nur zu

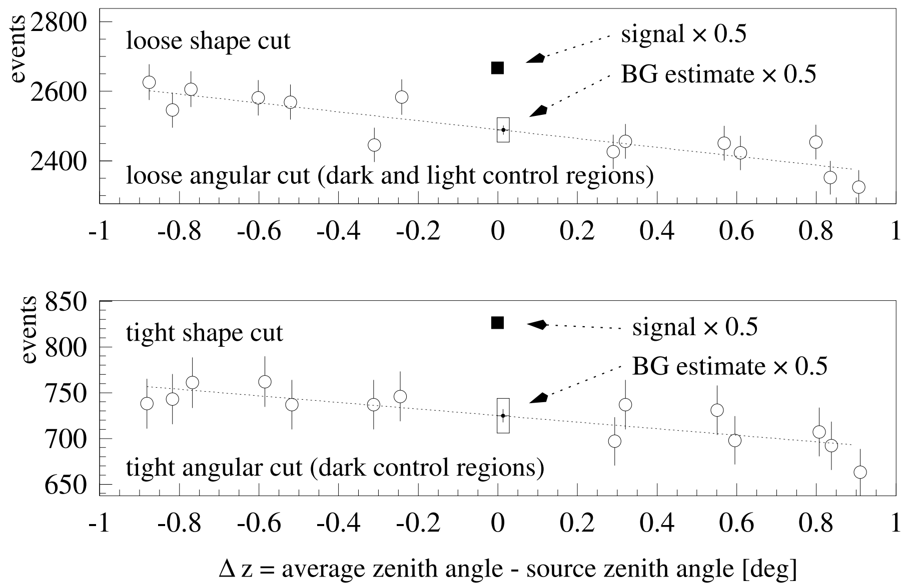


Abbildung 8.4: Ereigniszahlen in den Kontrollregionen des Cas A-Datensatzes, oben nach Anwendung lockerer Schnitte ($msw < 1.2, \theta^2 < 0.0225°^2$), unten nach harten Schnitten ($msw < 1.1, \theta^2 < 0.0135°^2$). Die Daten sind als Funktion des mittleren Zenitwinkels der jeweiligen Region relativ zum Zenitwinkel der Quellposition aufgetragen. Die offenen Symbole geben die Daten in den Untergrundkontrollregionen wieder; das kleine Kreuz zeigt ihren Mittelwert und damit den Untergrunderwartungswert in der Signalregion an, allerdings um einen Faktor 0.5 normiert, da die Signalregion zweifach gezählt wird. Der offene Kasten spiegelt die erwartete Untergrundstreuung wieder. Die gefüllten Symbole geben den Meßwert in der Signalregion wieder, ebenfalls um einen Faktor 0.5 normiert.

Anzeigezwecken verwendet (siehe z.B. Kap. 9.3, Abb. 9.11).

Die Ereigniszahlen in den Kontrollregionen können nun genutzt werden, um Strukturen im Gesichtsfeld unabhängig von der radialen Akzeptanzstruktur zu untersuchen. Dazu werden jeweils die Einträge in den Kontrollregionen relativ zu den mittleren Positionen der Regionen in einem der jeweiligen Koordinatensysteme untersucht.

8.3.4 Komponenten entlang einer Achse: Beobachtungsdauer, Zenitwinkel, Systemgeometrie

Tatsächlich unterscheiden sich die oben diskutierten Koordinatensysteme (Abschnitt 8.3.1) für den Cas A- (und den Tycho-) Datensatz nur geringfügig. Grund ist der relativ geringe Azimutbereich, unter dem die Daten genommen wurden (siehe Kap. 5, Abb.

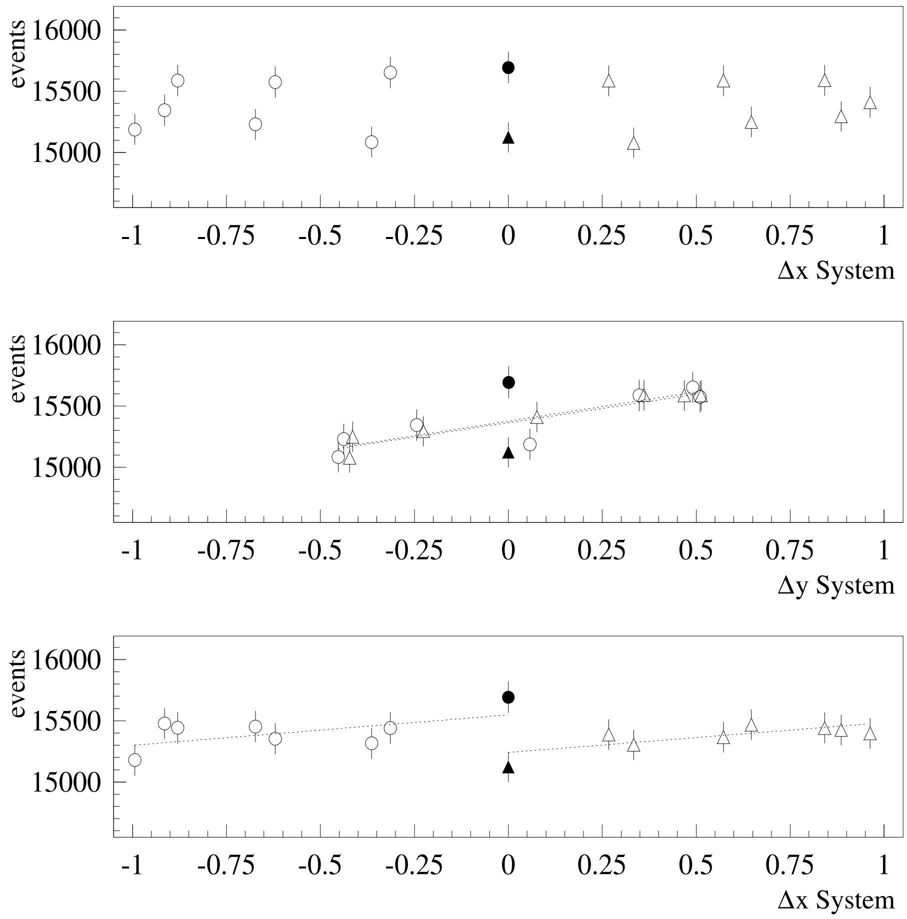


Abbildung 8.5: Ereigniszahlen in den Kontrollregionen des Cas A-Datensatzes ohne Anwendung eines Schauerformschnittes ($\theta < 0.^\circ 15$). Als horizontale Koordinate dienen hier die Systemgeometrieachsen $x_{\text{system}}/y_{\text{system}}/$; x_{system} ist im Falle des Cas A-Datensatzes nahezu identisch mit dem Zenitwinkel. Die Daten wurden um die leicht unterschiedlichen Meßzeiten der Beobachtungen unter +0.°5 und -0.°5 Deklinationsabstand relativ zur Quelle korrigiert. Die offenen Symbole geben die Daten der Untergrundmessungen wieder; die Dreiecke bzw. Kreise stehen für die Beobachtungen unter den unterschiedlichen Vorzeichen des Deklinationsabstandes. Die gefüllten Symbole geben jeweils die Ereigniszahlen in der Signalregion an. Zu Details siehe Text.

5.1); insbesondere wurden die meisten Daten nahe der Kulmination aufgezeichnet.

Abb. 8.4 zeigt zunächst die Ereigniszahlen in den Kontrollregionen im Vergleich zum Zenitwinkel, welcher relativ zum Zenitwinkel der Kontrollregion aufgetragen ist; oben sind die Zahlen nach lockeren Schnitten ($msw < 1.2$, $\theta^2 < 0.0225^{\circ 2}$), unten nach harten Schnitten ($msw < 1.1$, $\theta^2 < 0.0135^{\circ 2}$) aufgetragen. Bei diesen Plots wurde bewußt der

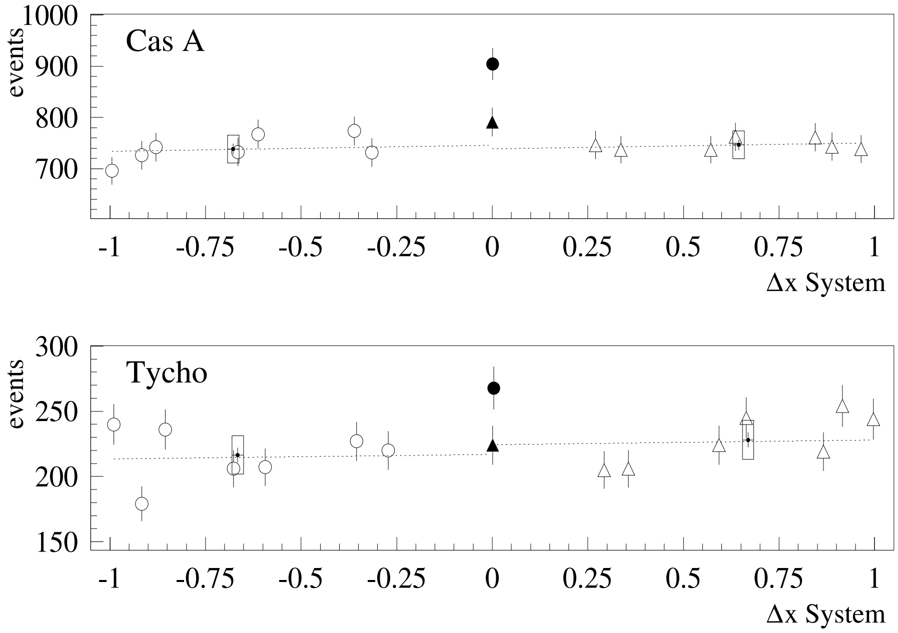


Abbildung 8.6: Ereigniszahlen in den Kontrollregionen des Cas A- und des Tycho-Datensatzes nach Anwendung harter Schnitte ($msw < 1.1, \theta^2 < 0.0135^{\circ 2}$), aufgetragen als Funktion der $x_{\rm system}$-Koordinate.

statistische Fehler des Signals weggelassen. Bei der Bestimmung der Signifikanz eines Signals ist dieser Wert nicht der eigentlich interessierende. Vielmehr lautet die Fragestellung: Wie wahrscheinlich ist es, daß der gemessene Wert aus einer Untergrundfluktuation kommen könnte? Das heißt, man muß das Untergrundniveau und dessen erwartete Streuung möglichst genau vermessen und die erwartete Untergrundverteilung mit dem Signal vergleichen. Bei der korrekten Bestimmung der statistischen Signifikanz eines Signals werden die Fehler im Rahmen eines Hypothesentests berücksichtigt (siehe die Diskussion zur statistischen Signifikanz in Kap. 9.3.1).

Die in Abb. 8.4 ermittelten Geraden haben eine Steigung von 5% pro Grad. Der Grund für diesen Abfall liegt in den leicht unterschiedlichen Beobachtungszeiten bei +0°.5 und bei -0°.5 Deklinationsabstand zur Quelle; die Zenitwinkelachse ist fast identisch mit der Deklinationsachse.

In Abb. 8.5 ist der leichte Unterschied in den Beobachtungszeiten (4.9%) ausgeglichen. Um Systematiken besser erkennen zu können, sind hier die Ereigniszahlen ohne Schauerformschnitte und mit einem Winkelschnitt von $\theta < 0^\circ\!.15$ gezeigt. Statt des Zenitwinkels ist in der oberen Abbildung die System-Gesichtsfeldkomponente $x_{\rm system}$ aufgetragen; diese ist aber mit dem Zenitwinkel fast identisch. Während die Steigung aus Abb.

8.4 hier nicht mehr zu sehen ist, erkennt man eine Aufspaltung in zwei Bänder, die mit der zu $x_{\rm system}$ orthogonalen Gesichtsfeldkomponente $y_{\rm system}$ korrespondieren (siehe Abb. 8.5 Mitte). Als Erklärung für diesen Trend kann die asymmetrische Systemgeometrie des 4er-Teleskopsystems dienen; aus diesem Grund wurde für Abb. 8.5 das $x_{\rm system}/y_{\rm system}$-KS gewählt. Nach Korrektur des Trends in der Koordinate $y_{\rm system}$ erkennt man in Abhängigkeit von $x_{\rm system}$ eine verbleibende Struktur, die durch die zenitwinkelabhängige Ereignisrate erklärbar ist (Abb. 8.5 unten). Die in diese Abbildung eingezeichneten Geraden haben eine fixierte Steigung von 1.6% pro Grad, die aus der Zenitwinkelabhängigkeit der Ereignisrate abgeschätzt wurde (z.B. Kap. 5.2, Abb. 5.2).[3]

Der Trend in Abhängigkeit der $y_{\rm system}$-Koordinate verschwindet allerdings nach Anwendung des harten $msw < 1.1$-Schnittes. Eine mögliche Erklärung dafür ist, daß die Akzeptanz für hadronische Ereignisse stärker von der asymmetrischen Systemgeometrie beeinflußt wird als die für γ-artige (Untergrund-)Ereignisse. In Abb. 8.6 sind oben die Cas A-Daten nach Anwendung der harten Schnitte ($msw < 1.1, \theta^2 < 0.0135^{\circ 2}$) gezeigt, ebenfalls korrigiert um die leicht unterschiedlichen Beobachtungszeiten bei +0.°5 und -0.°5 Deklinationsversatz. Die Geraden haben wiederum Steigungen von 1.6% pro Grad. Während sich die Ereignisse in den Untergrundkontrollregionen nun sehr gut beschreiben lassen, erkennt man einen unterschiedlichen Beitrag der +0.°5- und -0.°5-Beobachtungen zum Cas A-Signal (gefüllte Symbole in Abb. 8.6). Unter der Signalhypothese jedoch ist dieser Unterschied mit statistischen Fluktuationen verträglich: Bei einer Untergrunderwartung von 1450 und einer Signalerwartung von 203 Ereignissen beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß man bei Aufspaltung der Signalmessung in zwei Teile 862 bzw. 791 Ereignisse erhält, ca. 4%. Das ist nicht berauschend, kann aber noch mit statistischen Fluktuationen begründet werden.[4]

In Abb. 8.6 unten sind zusätzlich die entsprechenden Meßwerte des Tycho-Datensatzes aufgetragen. Die Statistik dieses Datensatzes reicht leider nicht aus, um für das in der Cas A-Analyse benötigte systematische Niveau zusätzliche Informationen zu liefern; die Daten stehen aber nicht im Widerspruch zu den oben diskutierten Systematiken.

Aus den gezeigten Untersuchungen wurde der Schluß gezogen, daß bei Verwendung des in Abb. 8.3 gezeigten Layouts die Bestimmung des Untergrundes in der Signalregion einen systematischen Fehler von einem Prozent oder weniger hat. Dieses Niveau reicht aus, damit der systematische Fehler die Signifikanz des Cas A-Signals praktisch nicht beeinflußt.

[3] Die in der Abbildung gezeigten Ereigniszahlen reichen nicht aus, um diese Steigung zu bestimmen; in den Fits wird aus offensichtlichen Gründen jeweils die Signalregion ausgespart.

[4] Mit der Zahl an systematischen Tests steigt auch die Wahrscheinlichkeit, statistische Fluktuationen mit kleinerer Wahrscheinlichkeit zu beobachten.

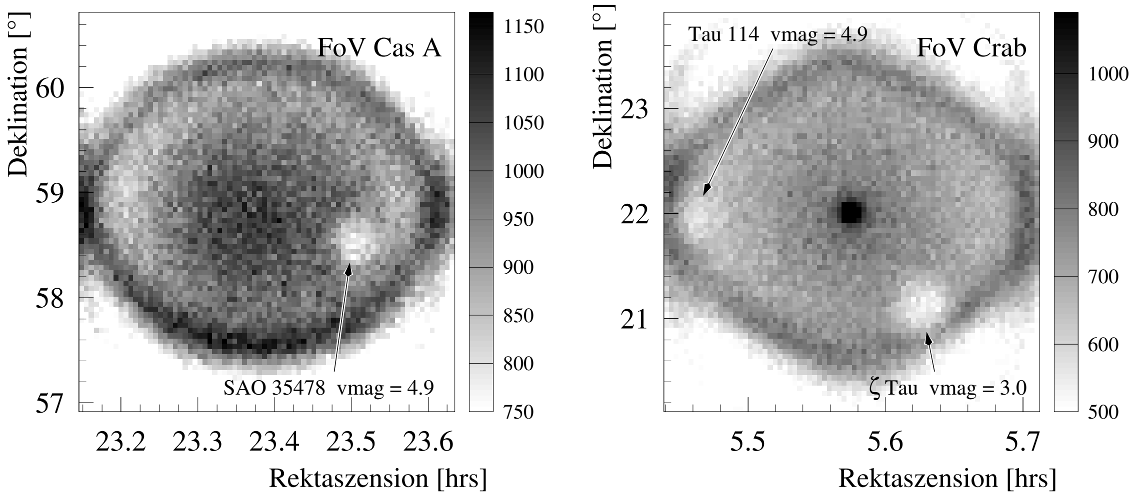


Abbildung 8.7: Gesichtsfelder des Cas A-Datensatzes (links) und des Krebsnebeldatensatzes (rechts) in Himmelskoordinaten. Gezeigt sind alle Ereignisse ohne Schauerformschnitt. Sterne im Gesichtsfeld führen zu einem Defizit in der Untergrundverteilung innerhalb des FOV. Darüberhinaus ist die Abnahme der rekonstruierten Ereignisse mit Abstand zur Bildfeldmitte zu erkennen. An den Rändern der Gesichtsfelder (die im *Wobble Mode* abwechselnd um +0°.5 und -0°.5 gegen die Deklination der Quelle verschoben sind) ist eine Häufung von rekonstruierten Ereignissen zu sehen, die durch abgeschnittene Schauerbilder an den jeweiligen Kamerarändern verursacht wird.

8.3.5 Der Einfluß des Nachthimmels: Sterne

Die stärkste Abweichung von der Homogenität des Gesichtsfeldes wird durch Sterne verursacht. Abb. 8.7 zeigt die Gesichtsfelder des Cas A-Datensatzes (links) und des Krebsnebeldatensatzes (rechts) in Himmelskoordinaten; für die Bilder wurden keine Schauerformschnitte angewandt. Da die Himmelskoordinaten gegenüber den lokalen Ra/Dec-KS jeweils um +0°.5 oder -0°.5 in Richtung der Deklination verschoben sind, erscheint das Bild in dieser Richtung in dieser Darstellung gestaucht. Die Häufung der rekonstruierten Ereignisse zum jeweiligen Bildfeldrand wird durch abgeschnittene Schauerbilder verursacht, deren Richtung vorzugsweise entlang der Kameraränder rekonstruiert wird.

An den Positionen von Sternen im Gesichtsfeld erkennt man ein deutliches Defizit an rekonstruierten Ereignissen. Als Grund hierfür kommen zwei Ursachen in Betracht: Zum einen werden Pixel oberhalb eines DC-Stromes von 3μA während der Datennahme dynamisch vom Kameratrigger ausgeschlossen, zum anderen werden diese Pixel auch nicht bei der Bildbearbeitung bzw. bei der Bestimmung der Hillas-Parameter verwendet. Im Zusammenhang mit der Analyse der *Galactic plane scan*-Daten konnten solche Strukturen durch die Anhebung der Stromschwelle bei der Bildbearbeitung von 3 auf 6μA deutlich reduziert werden; daher ist vermutlich dieser letztere Schnitt für die Defizite in den Bildfeldern verantwortlich.

Da diese Defizite lokal begrenzt sind, stellt die getrennte Auftragung der Ereignisse in den Untergrundkontrollregionen (z.B. Abb. 8.6) eine effektive Methode dafür dar, den Einfluß solcher Strukturen zu überwachen. Bei der Cas A-Position ist keine der Kontrollregionen von solchen Defiziten betroffen.

8.3.6 Parametrisierung für die Likelihood-Analyse

Für die Anwendung der in Kap. 9.4 beschriebenen Maximum-Likelihood-Methode zur Bestimmung der Signifikanz eines Signals benötigt man die volle Funktionalität der Untergrundverteilung über den Bereich des Gesichtsfeldes, innerhalb dessen γ-Ereignisse von der Quelle rekonstruiert werden können.

Aufgrund der oben beschriebenen Eigenschaften des Gesichtsfeldes erscheint eine Parametrisierung der *Probability Density Function* (PDF) für Untergrundereignisse P_b in der folgenden Form angebracht:

$$P_\mathrm{b}(\mathbf{x}) = P_\mathrm{b}(r, z), \;\; r = |\mathbf{x}|\,, \;\; z = \mathbf{x} \cdot \mathbf{e}_\mathrm{zenith} \tag{8.1}$$

wobei $\mathbf{x}$ die rekonstruierte Position des Ereignisses in Gesichtsfeldkoordinaten und $\mathbf{e}_\mathrm{zenith}$ der Einheitsvektor in Richtung des Zenits ist. In der Praxis wurde folgende Funktion verwendet:

$$P_\mathrm{b}(r, z) = \mathrm{f}(r)\mathrm{g}(z) = P_0\,(1 + p_1 z)\left(1 + p_2 r + p_3 r^2\right) \tag{8.2}$$

Leider konnte kein Referenzdatensatz gefunden werden, der ausreichend ähnliche Eigenschaften wie der Cas A-Datensatz hat, um die Parameter p_1 bis p_3 zu bestimmen. Die Parameter wurden daher aus dem Cas A-Datensatz selber bestimmt. Aus den oben diskutierten Gründen (Kap. 8.3.4) ist es nicht möglich, auf den *mean scaled width*-Schnitt bei der Bestimmung der Parametrisierung zu verzichten. Der Einfluß des Signals im Cas A-Datensatz bei der Bestimmung der Parameter p_1 bis p_3 ist gering; trotzdem ist diese Vorgehensweise letztendlich unbefriedigend.

Die Parameter wurden aus einem Teil der Cas A-Daten (1997-1998) zu $p_1 = 0.09/^\circ$, $p_2 = -0.12/^\circ$ und $p_2 = -0.02/^{\circ 2}$ bestimmt. Die Ursache für die deutlich stärkere Zenitwinkelabhängigkeit als z.B. in Abb. 8.6 ist unklar; vielleicht hat das Untergrunddefizit durch den Stern im Gesichtsfeld (siehe oben) einen störenden Einfluß. Die Unsicherheit bei der Untergrundparametrisierung ist eine der größten Fehlerquellen bei der Durchführung der Maximum-Likelihood-Analyse aus Kap. 9.4.

Im Prinzip ist denkbar, daß verschiedene Klassen von Untergrundereignissen (z.B. 2-,3- und 4-Teleskopereignisse, oder Ereignisse mit guter/schlechter Richtungsauflösung) unterschiedliche Funktionalitäten über das Bildfeld zeigen. Es gibt aber keinen offensichtlichen Grund hierfür. Untersuchungen in dieser Richtung wurden allerdings nicht durchgeführt.

Kapitel 9

Richtungsrekonstruktion, Winkelschnitte und der Fluß von Cas A

Die Verteilung der Abstände zwischen gemessener Richtung und der wahren Quellposition hat für γ-Ereignisse einen Median von $0\overset{\circ}{.}09$; diese Zahl ist ein Maß für die Richtungsauflösung des Experiments. Die Auflösung hängt nur wenig von den verwendeten Schauerformschnitten ab, wird allerdings bei großen Zenitwinkeln ($\geq 50°$) aufgrund der Geometrieeffekte deutlich schlechter (z.B. [AAB$^+$00a, KAH$^+$99]).

Die Verteilung ist symmetrisch in der Ebene und läßt sich für viele Zwecke hinreichend genau durch eine Gaußfunktion parametrisieren, d.h.

$$p(\vartheta^2) = \frac{1}{2\sigma^2} \cdot e^{-\frac{\vartheta^2}{2\sigma^2}}, \qquad \vartheta^2 = x^2 + y^2 \tag{9.1}$$

$$p(x,y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \tag{9.2}$$

Die Werte für σ sind in beiden Gleichungen identisch, beide Verteilungen lassen sich ineinander transformieren, d.h. die Projektion der 2d-Verteilung auf eine Achse (oder der Schnitt durch eine Achse) liefert denselben Wert für σ wie die auf den Radius transformierte Verteilung. Der Wert beträgt $0\overset{\circ}{.}09$, diese Zahl wird üblicherweise als Richtungsauflösung definiert und angegeben[1].

Die Beschreibung ist allerdings ungenau, da die Ereignisse einer Verteilung verschiedener Auflösungen folgen, die typischerweise zwischen $2'$ und über $10'$ liegt [AAB$^+$00d]. Die integrale Verteilung läßt sich z.B. besser durch eine Überlagerung zweier Gaußfunktionen parametrisieren [AAB$^+$01a].

[1] und nicht der Erwartungswert für $\sqrt{\vartheta^2}$, $\sqrt{\langle\vartheta^2\rangle} = \sqrt{2}\sigma$, den man eigentlich ehrlicherweise angeben sollte

Die Genauigkeit der Richtungsrekonstruktion läßt sich für jedes Einzelereignis mit einer Genauigkeit von ca. 15% vorhersagen; die Methode ist in [HJK+99] beschrieben. Dies läßt sich zum einen dazu nutzen, Ereignisse mit guter Richtungsauflösung zu selektieren. Damit ist es möglich, Quellen auf eine mögliche Struktur oder Ausdehnung auf einer Skala zu untersuchen, die kleiner als die Standard-Richtungsauflösung ist (z.B. den Krebsnebel, dessen Filamente eine Ausdehnung von $5' \times 7'$ haben [AAB+00d], oder einen möglichen TeV-γ-Halo um Mrk 501 [AAB+01a]). Zum anderen kann die Information genutzt werden, um die Sensitivität für schwache Quellen zu steigern, da man Ereignisse gemäß ihrem erwarteten Richtungsfehler besser als zur Quelle zugehörig klassifizieren kann, als dies durch einen einfachen Winkelschnitt auf die integrale Verteilung der Fall ist.

Letzteres Verfahren wurde erstmalig im Rahmen dieser Arbeit umgesetzt. In Kap. 9.2 wird der Rekonstruktionsalgorithmus anhand von γ-Daten von Crab und Mrk 501 verifiziert. In Kap. 9.3 wird die Winkelschnittoptimierung untersucht; schon hier kann eine einfache Klassifizierung nach erwarteter Richtungsauflösung eingesetzt werden. In Kap. 9.4 schließlich wird eine Maximum-Likelihood-Analyse implementiert, die die volle Information der Auflösungsvorhersage nutzt.

Damit die Richtungsrekonstruktion auch auf den kleinsten erreichbaren Skalen von $2'$ funktioniert, muß der systematische Ausrichtungsfehler nach Anwendung der Pointing-Kalibration (Kap. 4.3) deutlich kleiner sein; allein die Präzession der Erde führt zu einer Korrektur von $50''$ pro Jahr. Ereignisse mit sehr kleinem vorhergesagten Richtungsfehler sind sowohl für die Strukturuntersuchungen wie für die Sensitivitätssteigerung mittels Klassifikation von wesentlicher Bedeutung. Die Kalibrationsprozedur sagt anhand der korrigierten Referenzsternmessungen einen erwarteten verbleibenden systematischen Fehler von $25''$ pro Achse voraus [PDH+97] (das entspricht einem erwarteten Abstand zwischen rekonstruierter und wahrer Quellposition von $35''$). Um dies zu verifizieren, wurde in [PDH+97] die mit 97er-Daten rekonstruierte Position von Crab und Mrk 501 mit den Radio/Röntgen-Positionen verglichen; der Abstand entsprach den Erwartungen.

Dieses Verfahren wird im folgenden Kapitel 9.1 dargestellt, um die Stabilität der Kalibration über den gesamten für die Cas A-Daten relevanten Zeitraum zu demonstrieren. Auch für Cas A kann der Schwerpunkt der TeV-Emission bestimmt werden. Hier zeigt sich ein weiterer Nutzen der guten Ausrichtungskalibration: Die Übereinstimmung zwischen gemessener und wahrer Position von Cas A verringert die Wahrscheinlichkeit weiter, daß das gemessene Signal einer Untergrundfluktuation entspringt; eine quantitative Evaluation dieser Aussage steht allerdings aus.

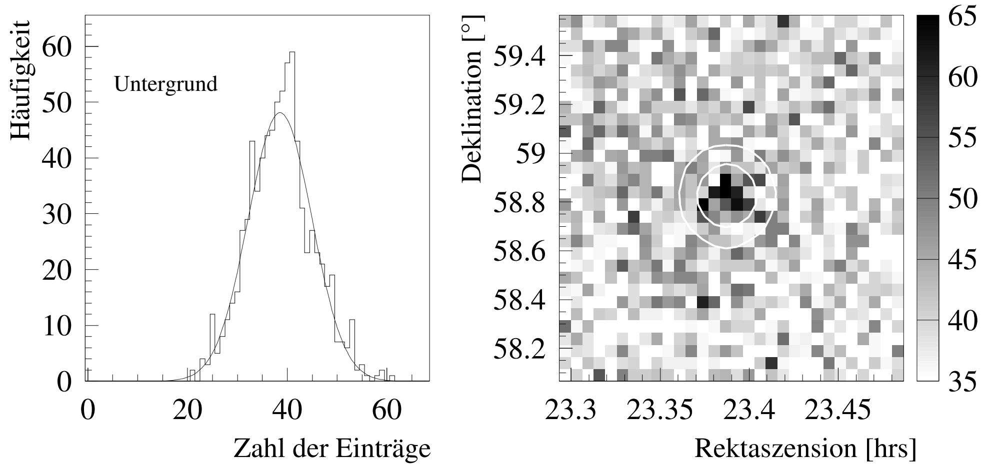


Abbildung 9.1: Richtungsrekonstruktion am Beispiel des vollen Cas A-Datensatzes. Links: Histogrammierte Untergrundverteilung; der Mittelwert der gefitteten Gaußkurve (bzw. der Erwartungswert einer gefitteten Poissonverteilung im Falle kleiner Statistik) wird als Untergrunderwartung bei der Bestimmung der Quellposition verwendet. Rechts: Zweidimensionale Ereignisverteilung in Himmelskoordinaten in einem $0\overset{\circ}{.}05 \times 0\overset{\circ}{.}05$-Histogramm. Das Bild wurde etwas „geschönt", indem das Minimum der Farbskala von 21 auf 35 erhöht und das Maximum von 68 auf 65 gesenkt wurde. Die Kreise zeigen die 68%- und 95%-Radien der gefitteten 2-dimensionalen Gaußfunktion an, aus der der Schwerpunkt der TeV-Emission bestimmt wird.

9.1 Quellpositionen

9.1.1 Rekonstruktionsmethode

Für die Rekonstruktion der Quellposition werden die Ereignisse in Himmels-(Ra/Dec)-Koordinaten berechnet und in ein zweidimensionales Histogramm gefüllt. Für die starken γ-Quellen werden nur lockere Schnitte auf die Schauerform verwendet, bei Cas A ist eine härtere Untergrundunterdrückung nötig. Das Histogramm hat eine Größe von $1\overset{\circ}{.}5 \times 1\overset{\circ}{.}5$, die Bingröße beträgt $0\overset{\circ}{.}05 \times 0\overset{\circ}{.}05$. Diese muß klein gegen die Richtungsauflösung sein; für einen χ^2-Fit muß sie andererseits aber ausreichend groß sein, damit die Bineinträge mit gaußscher Statistik beschrieben werden können. Eine an der Statistik orientierte spezielle Optimierung des Binnings wurde allerdings nicht ausgeführt. In der Praxis hat sich ein Likelihood-Fit als robuster erwiesen, da auch Daten mit geringer Untergrundstatistik untersucht werden. Der Likelihood-Fit gibt hier korrekte Fehlerabschätzungen, da keine Untergrundsubtraktion erfolgt.

Die Position des Schwerpunktes der γ-Emission wird durch einen Likelihood-Fit der zweidimensionalen Gauß-Funktion

$$f(ra, dec) = B + A \cdot \exp\left(-\frac{(S(ra - ra_{\text{source}}))^2 + (dec - dec_{\text{source}})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (9.3)$$

$$S = \frac{360^\circ}{24\,\text{hrs}} \cos\left(dec_{(0,0)}\right) \quad (9.4)$$

bestimmt. A, ra_{source} und dec_{source} sind Fitparameter, die anfängliche Schrittweite für ra_{source} und dec_{source} beträgt $2''$. Der Fit wird mit der MINUIT-Routine des PAW-Paketes durchgeführt [CER], als Fehler auf die Position wird der parabolische Fehler der MIGRAD-Routine verwendet.

Das Untergrundniveau B wird vor der Bestimmung der Quellposition durch einen Fit einer Poisson- oder Gaußverteilung an die histogrammierte Verteilung der Einträge gewonnen, wobei vorher die Signalregion ($0\overset{\circ}{.}5 \times 0\overset{\circ}{.}5$) ausgeschnitten wird. Der Parameter σ ist die experimentell für den jeweiligen Zenitwinkelbereich und Untergrundunterdrückung bestimmte Richtungsauflösung. Für Histogramme mit starkem γ-Signal ist die Fixierung von σ allerdings unwesentlich, die Ergebnisse mit und ohne Fixierung unterscheiden sich nicht. S ist ein Skalierungsfaktor, $dec_{(0,0)}$ die Deklination des Koordinatenursprungs.

Da die Ausrichtungskalibration ausschließlich die mechanischen Fehlausrichtungen der Teleskope korrigiert, sind die Ra/Dec-Werte der Rekonstruktion Koordinaten der momentanen Epoche. Daten, die über einen längeren Zeitraum, d.h. in Bezug auf die vorliegende Analyse über mehr als eine Saison, gewonnen wurden, sollten auf eine Referenzepoche korrigiert werden; ansonsten „verschmiert" das Bild der Quelle. In dieser Arbeit wird die Epoche J2000 genutzt. Die „astronomischen" Korrekturen, die zu einer Änderung des Referenzsystems führen, und deren Größenordnung hier eine Rolle spielt, sind

- Präzession der Erdachse: $50''$ pro Jahr, Periode 25 700 Jahre;
- Nutation der Erdachse: max. $9''$, Periode 19 Jahre;
- Aberration: Die Änderung der Lichteinfallsachse durch die Bewegung der Erde um die Sonne, je nach Position des Objekts in Bezug auf die Erdbahn ein Kreis, eine Ellipse oder eine Linie mit einer großen Halbachse von $20''$.

In dieser Arbeit werden die Koordinaten um die Differenz zwischen den Koordinaten mit den jährlichen Epochen (1997.5, 1998.5 etc.) und denen der Epoche J2000 verschoben; diese Koordinaten werden jährlich im Astronomischen Almanach [Alm00] veröffentlicht[2]. Damit wird die Präzession korrigiert. Die weiteren Korrekturen (Nutation und Ab-

[2] Der Begriff Epoche bezieht sich manchmal nur auf die um die Eigenbewegung der Objekte korrigierten Koordinaten. Die Effekte, die alle Objekte gemeinsam durch die Änderung des Referenzsystems erfahren (durch Präzession, Nutation, Aberration etc.), werden dann als Korrekturen auf ein gemeinsames *Äquinoktium* bezeichnet.

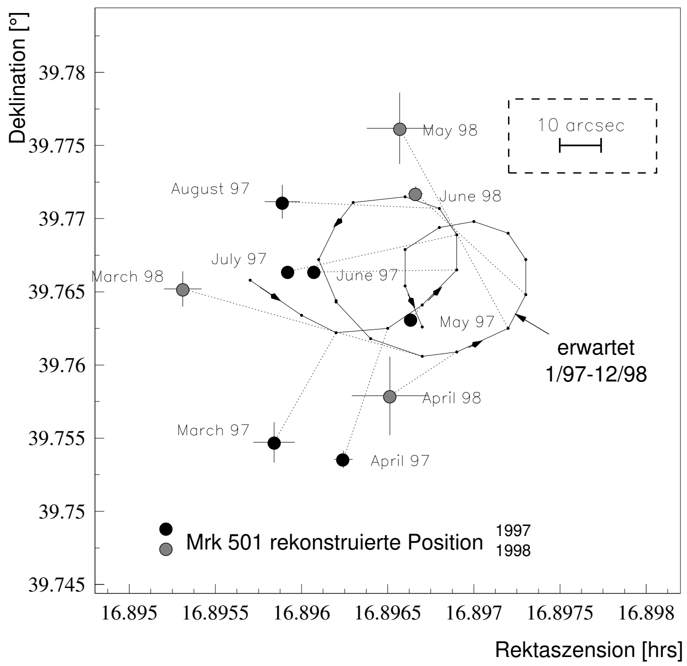


Abbildung 9.2: Rekonstruierte Position von Mrk 501 in Himmelskoordinaten. Das Bild stammt aus einer etwas älteren Analyse, die Rektaszension ist im Gegensatz zur üblichen Methode aufsteigend aufgetragen. Die Daten sind nicht auf eine gemeinsame Epoche korrigiert. Die Punkte mit Fehlerbalken geben die rekonstruierten TeV-Positionen wieder; die Punkte, die durch eine durchgezogene Linie verbunden sind, zeigen die erwartete Röntgenposition. Der systematische Ausrichtungsfehler beträgt $25''$ pro Achse, das entspricht einem mittleren erwarteten Ausrichtungsfehler von $\sigma = 35''$.

erration), die sich auf diese jährlichen Epochen beziehen, werden nur zu Demonstrationszwecken in den Abbildungen 9.2 und 9.4 gezeigt, bzw. zur Lokalisierung des Röntgenemissionsschwerpunktes in Abb. 9.3 benutzt. Die Genauigkeit der Ausrichtungskalibration liegt jenseits dieser Effekte; auch die Koordinaten der Referenzsterne, die zur Ausrichtungskalibration genutzt werden, sind nur um die Präzession korrigiert. D.h. genauere Ergebnisse, die z.B. den Aberrationskorrekturen folgen – auch nur Trends innerhalb der systematischen Fehlerspanne –, sind intrinsisch nicht zu erwarten.

9.1.2 Mrk 501

Mrk 501 ist nach derzeitigem Erkenntnisstand eine TeV-Punktquelle. Die starke zeitliche Variabilität von typischerweise einem Tag schließt eine „sichtbare" Ausdehnung zumindest der variablen Komponente aus. Eine Halo-Komponente, die aus kaskadierenden Photonen entstehen kann, und z.B. für eine DC-Komponente des TeV-γ-Flusses sorgen könnte, kann prinzipiell asymmetrisch zum eigentlichen „Kern" der Galaxie liegen. Untersuchungen der Ausdehnung des TeV-Bildes von Mrk 501 anhand der HEGRA-Daten haben jedoch keinen meßbaren Hinweis auf eine solche Komponente gegeben [AAB$^+$01a]. Für die Position der TeV-Quelle erwartet man somit Übereinstimmung mit der Position der Röntgenquelle, da vermutlich dieselben Primärelektronen die Emission in beiden Wellenlängenbereichen verursachen (z.B. [KCMA00]).

Abb. 9.2 zeigt die rekonstruierte Position von Mrk 501; die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler aus der Rekonstruktionsprozedur wieder. Die Daten sind in monatliche Abschnitte aufgeteilt; die gute Statistik erlaubt dieses Vorgehen. Da das Bild aus einer etwas älteren Analyse stammt, sind nur die Daten von 1997 und 1998 enthalten. Die Punkte, die durch die durchgezogene Linie miteinander verbunden sind, geben die monatliche Position der Röntgenquelle an; sie sind aus den jährlichen Koordinaten plus den darauf angewendeten Nutations- und Aberrationskorrekturen gewonnen.

In dem Bild wurde für die rekonstruierten TeV-Positionen die Präzessionskorrektur nicht angewandt. Aufgrund des systematischen Fehlers macht sich die fehlende Korrektur in den rekonstruierten Positionen aber noch nicht durch einen Trend bemerkbar. Keine Entfernung zwischen rekonstruierter und erwarteter Position beträgt mehr als 1.7σ, wobei σ die mittlere erwartete systematische Abweichung ist ($\sigma = 35''$).

9.1.3 Krebs-Nebel (oder -Pulsar?)

Die Emission des Krebsnebels wird entsprechend dem üblicherweise angenommenen Modell bis ca. 100 MeV durch Synchrotron-Emission von Elektronen erzeugt, die in dem Terminierungs-Schock des Pulsar-Winds – in einer Entfernung von 0.1 pc ($0\overset{\prime}{.}2$) vom Pulsar – beschleunigt werden. Gamma-Quanten höherer Energie (GeV - TeV) werden durch Inverse Compton-Streuung von Elektronen an (vermutlich selbst erzeugten Synchrotron-) Photonen erzeugt. Die gepulste Komponente der Emission spielt bei TeV-Energien nach bisherigen Messungen keine Rolle ($< 3\%$ der DC-Emission). Für eine genauere Ausführung und weitere Referenzen zu dem Thema siehe [AAB$^+$00d].

Durch den Energieverlust der Elektronen nimmt die Größe des Nebels mit der Photonenenergie ab. Der optische Nebel ($5' \times 7'$) ist etwa dreimal so groß wie der Röntgennebel. TeV-Emission durch den IC-Prozess sollte im wesentlichen aus der Region des Röntgen-

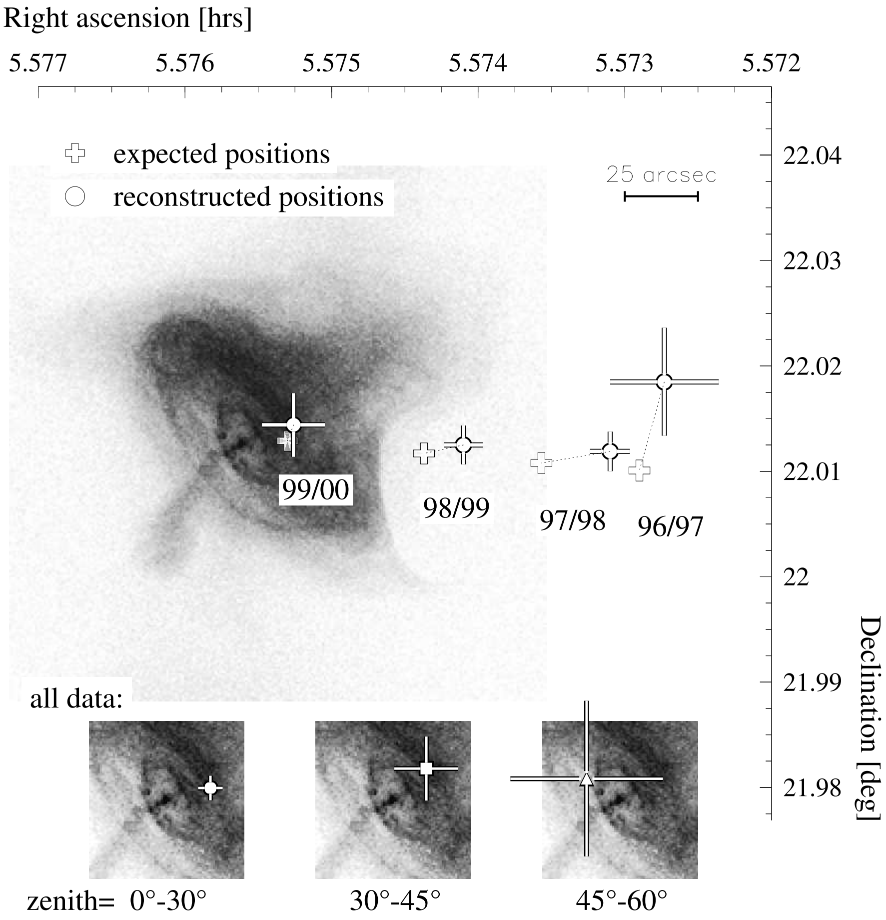


Abbildung 9.3: Der Schwerpunkt der TeV-γ-Emission des Krebsnebels im Vergleich zum Röntgenlicht. Die $0.1 - 10\,\mathrm{keV}$-Röntgenaufnahme stammt vom Chandra-Satelliten (mit freundlicher Genehmigung von NASA/CXC/SAO) und ist in Graustufen dargestellt. Die im Bild sichtbare Pulsar-Position wurde auf die J2000-Koordinaten des Radio-Pulsars gelegt. Das Hauptbild zeigt die rekonstruierten Positionen des Schwerpunktes der TeV-γ-Emission, unter Einschluß aller Daten bis zum Zenitwinkel von 30°. Die Daten wurden in vier Beobachtungsperioden geteilt und nicht auf eine gemeinsame Epoche korrigiert. Über den vollen Zeitraum betrachtet, ist eine signifikante Bewegung des TeV-Schwerpunktes im Vergleich zum systematischen Ausrichtungsfehler ($25''$ auf beiden Achsen) zu erkennen. In den unteren Fenstern sind die TeV-Daten auf die J2000-Epoche korrigiert. In allen Zenitwinkelabschnitten ist die rekonstruierte TeV-Position sowohl mit dem Pulsar als auch mit der Röntgenwolke im Einklang.

Torus kommen. Dessen Halbachsen haben Längen von $38''$ und $18''$ (siehe Abb. 9.3), der Schwerpunkt des Emissionsprofils ist um $\approx 20''$ gegen den Pulsar versetzt.

Eine weitere Quelle für TeV-Photonen könnten im Schock beschleunigte Hadronen sein, die über Wechselwirkung mit Gas π^0's erzeugen. Das Gas könnte z.B. in den Filamenten lokalisiert sein, die auch im optischen sichtbar sind; die so erzeugte TeV-γ-Emission sollte deshalb dieselbe Ausdehnung haben (RMS $\approx$ $1'$). In [AAB$^+$00d] wurden die HEGRA-Daten auf eine mögliche Ausdehnung der TeV-Emission untersucht. Die RMS-Obergrenze wurde zu $1\overset{\prime}{.}5$ bestimmt; dies liegt knapp oberhalb der erwarteten Breite, falls man die Emission den Filamenten zuordnet. Diese Untersuchungen setzen natürlich voraus, daß die systematischen Ausrichtungsfehler verstanden sind.

Der Krebsnebel als Standard-Eichquelle der TeV-γ-Astronomie wurde seit Inbetriebnahme des HEGRA-Teleskopsystems kontinuierlich in jeder Winterperiode beobachtet. Abb. 9.3 zeigt zwei Analysen: Zum einen wurden die Daten in die vier Beobachtungsperioden seit Inbetriebnahme des HEGRA-Systems geteilt (Zenitwinkel $< 30°$). Die Daten wurden nicht auf eine gemeinsame Epoche korrigiert, die Änderung der Position wird durch die Präzession der Erde verursacht. Die rekonstruierten Positionen werden durch die Kreise mit statistischem Fehlerbalken dargestellt.[3] Zum Vergleich werden als offene Kreuze die für die jeweilige Beobachtungsperiode gemittelten Positionen des Röntgenschwerpunktes gezeigt. Man sieht, daß Röntgenschwerpunkt und TeV-Schwerpunkt für alle Beobachtungsperioden im Rahmen der Fehler übereinstimmen, und daß die TeV-Position wie erwartet der Präzessionsbewegung der Erde folgt.

Zum anderen wurde der gesamte Krebsnebel-Datensatz zusammengefaßt, diesmal unter Verwendung der Präzessionskorrektur (Abb. 9.3, untere Fensterausschnitte). Die Daten wurden in drei verschiedene Zenitwinkelbereiche aufgeteilt, um nach eventuellen systematischen, zenitwinkelabhängigen Fehlern zu suchen. Auch hier zeigt sich im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler völlige Übereinstimmung zwischen TeV- und Röntgenschwerpunkt. Durch die große Ereignisstatistik des vollen Datensatzes wird trotz einer mittleren Ereignisauflösung von nur $0\overset{\circ}{.}09$ die Bestimmung des Emissionsschwerpunktes mit einem statistischen Fehler im Bogensekundenbereich möglich. Man erreicht damit z.B. den Abstand zwischen Pulsar und Schwerpunkt des Röntgentorus (ca. $20''$). Leider erlaubt der systematische Ausrichtungsfehler nicht die Zuordnung der TeV-Emission zu einer der beiden Positionen; im Rahmen der leptonischen Modelle würde man eine Assoziation mit der Röntgenwolke erwarten. Die Emission in den Filamenten kann allerdings nur zufällig einen Schwerpunkt haben, der mit dem Röntgentorus übereinstimmt; somit ist hier eine weitere, jedoch indirekte Methode aufgezeigt, die das hadronische Szenario für einen größeren Teil der TeV-Emission unwahrscheinlich erscheinen läßt.

[3] Der vergeichsweise große statistische Fehler des 96/97-Punktes rührt daher, daß die Analyse nur Daten berücksicht, die im *Wobble*-Modus genommen werden; ein Großteil der Daten aus dieser frühen Beobachtungsperiode wurde aber in dem damals noch üblichen *On-Off*-Modus genommen. Die 96/97er-Daten wurden ansonsten in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet.

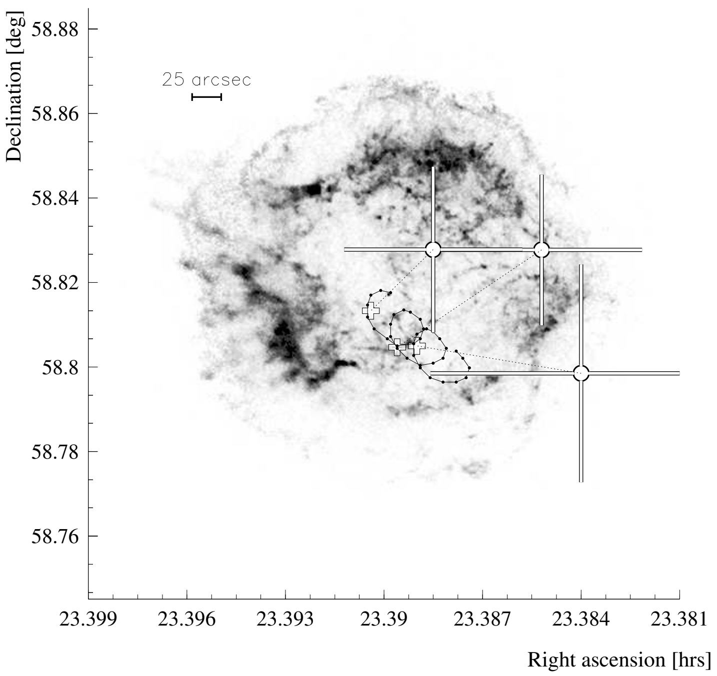


Abbildung 9.4: Die rekonstruierten Schwerpunkte der TeV-γ-Emission von Cas A im Vergleich zum Röntgenbild. Die Daten wurden entsprechend der Beobachtungsperioden aufgeteilt. Als Referenz ist das hochaufgelöste Chandra-Röntgenbild bei $0.1 - 10\,\mathrm{keV}$ (mit freundlicher Genehmigung von NASA/CXC/SAO) untergelegt; der Mittelpunkt wurde auf die J2000-Koordinaten gelegt. Die durch eine durchgezogene Linie verbundenen Punkte kennzeichnen den Weg dieser Position von 1997 bis 2000, wenn die Korrektur auf eine gemeinsame Epoche unterlassen wird. Die offenen Kreuze kennzeichnen die mittlere erwartete Position des Mittelpunkts von Cas A für die jeweilige Periode.

9.1.4 Der Schwerpunkt der TeV-Emission von Cas A

Die Ausdehnung von Cas A stimmt mit der des optischen Bildes des Krebsnebels in etwa überein; die Schale hat einen äußeren Durchmesser von ca. $5'$. Im Gegensatz zum Krebsnebel ist die Ausdehnung aber nicht wellenlängenabhängig. Die Emission wird über einen weiten Spektralbereich durch Synchrotron-Strahlung von Elektronen verursacht, die das Volumen innerhalb der äußeren Schockfront anfüllen; dieses allerdings keineswegs homogen, wie die Radio- und Röntgenbilder zeigen (siehe Abb. 9.4, 11.1).

Falls die harte Komponente der Röntgenspektren (oberhalb ca. $10\,\mathrm{keV}$), die in Satellitenexperimenten gemessen wurde, durch Synchrotronemission nicht-thermischer, also

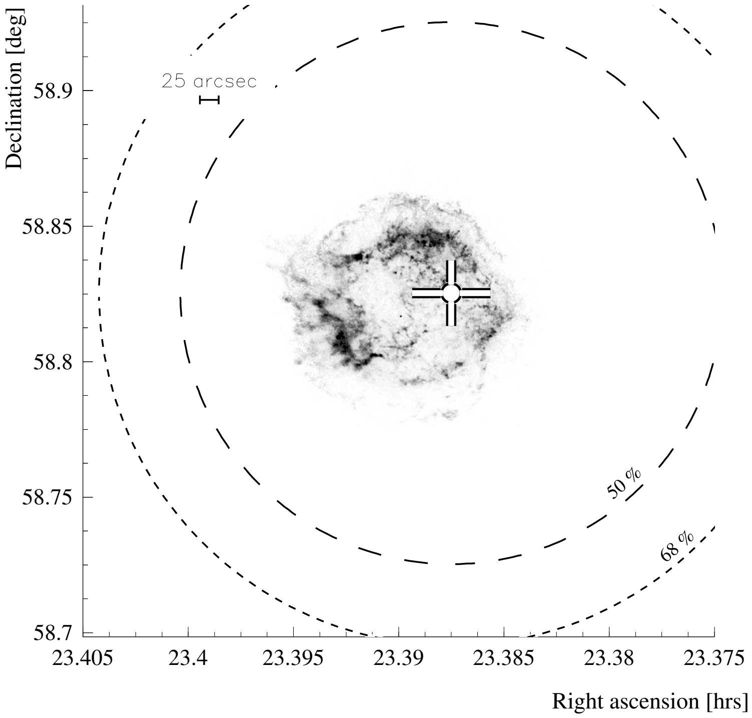


Abbildung 9.5: Der rekonstruierte Schwerpunkt der TeV-γ-Emission von Cas A im Vergleich zum Röntgenbild. Die gestrichelten Linien zeigen die 50%- bzw. 68%-Fehlerradien der Einzelereignisrekonstruktion an; diese wurden aus Krebsnebel-γ-Daten bestimmt. Im Rahmen des statistischen Fehlers ist die rekonstruierte TeV-Position von Cas A sowohl mit dem Mittelpunkt des SNR als auch mit einer Position auf der Schale konsistent.

vermutlich schockbeschleunigter Elektronen verursacht wurde, wäre eine Konzentration an der Schockfront zu erwarten. Dasselbe gilt für die TeV-γ-Emission (zu Deteils siehe Kap. 11). In jedem Fall (Volumen- oder Oberflächenquelle) sind die Emissionsquellen über den vollen Durchmesser verteilt.

Die Annahme, daß die harte Komponente des Röntgenspektrums und die TeV-Emission durch dieselben Elektronen induziert werden, könnte durch eine Assoziation der TeV-Emission z.B. mit dem intensivsten nicht-thermischen „Röntgenfleck" bestätigt werden. Allerdings liefern die Analysen der unterschiedlichen Satellitendaten widersprüchliche Ergebnisse bezüglich der Spektren der „Hot Spots" ([HRBS00, MMPM01]) oder geben sogar eine homogene Verteilung der hochenergetischen Röntgenkomponente an ([BWvdH$^+$01, Hwa01]); daher ist zur Zeit keine eindeutige Zuordnung zwischen Position und (vermuteter) nicht-thermischer Emission möglich. Für die Messung einer solchen Assoziaton ist der statistische Fehler, den man auf den Schwerpunkt der TeV-γ-Emission erhält, zu groß. Deshalb ist diese Diskussion eher im hypothetischen Bereich anzusiedeln. Der systematische Fehler würde hingegen z.B. eine $3\,\sigma$-Trennung zwischen Mittelpunkt und Schale des SNR erlauben.

Die Abbildungen 9.4 und 9.5 zeigen die Himmelsregion von Cas A. Als Referenz wurde das hochaufgelöste $0.1-10$ keV-Bild des Chandra-Satelliten in Graustufen unterlegt. Die zentrale Punktquelle, die eventuell einen Pulsar kennzeichnet (z.B. [MCD$^+$01, CPH$^+$01]), wurde auf die J2000-Röntgenposition gelegt. Die durch eine durchgezogene Linie verbundenen Punkte in Abb. 9.4 kennzeichnen den Weg dieser Position von 1997 bis 2000, falls die Korrekturen auf ein gemeinsames Äquinoktium unterlassen werden.

Für die Rekonstruktion des Schwerpunktes der TeV-Emission werden zur Kontrastverstärkung zusätzlich zu dem harten Schnitt auf die *mean scaled width* auch die 2-Teleskop-Ereignisse verworfen (siehe nachfolgendes Kap. 9.3). Abbildung 9.4 zeigt den Schwerpunkt der TeV-Emission, wobei die Daten der drei Beobachtungsperioden getrennt überprüft wurden. Im Rahmen des statistischen Fehlers wird die TeV-Position von Cas A in jeder Periode in Übereinstimmung mit der erwarteten Position gemessen.

Abbildung 9.5 zeigt den rekonstruierten TeV-Schwerpunkt von Cas A unter Einbeziehung aller Daten. Im Rahmen des statistischen Fehlers ist die Position sowohl mit dem Mittelpunkt des SNR als auch mit den meisten Positionen auf der Schale verträglich.

9.2 Studien zur Richtungsauflösung

Unter Einbeziehung der gemessenen Bildparameter eines Ereignisses ist es möglich, diesem eine prognostizierte Winkelauflösung zuzuordnen. Dies ist insbesondere bei der stereoskopischen Richtungsrekonstruktion sinnvoll, da man hier für jedes Ereignis zusätzlich zu der rekonstruierten Position des gemessenen γ-Quants (bzw. Untergrundteilchens) in Himmelskoordinaten einen Fehlerbereich in demselben Koordinatensystem erhält.

Die Methode wurde in [HJK$^+$99] vorgestellt und beschrieben. Sie kann zum einen genutzt werden, um Ereignisse mit guter Richtungsauflösung vorzuselektieren, um so ein „schärferes" Bild von der TeV-γ-Quelle zu erhalten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Methode insbesondere bei der Implementierung einer Maximum-Likelihood-Analyse verwendet mit dem Ziel, die Sensitivität des Experiments zu verbessern (Abschnitt 9.4). Im folgenden wird die Rekonstruktion kurz beschrieben und einige Tests und Eigenschaften dazu vorgestellt.

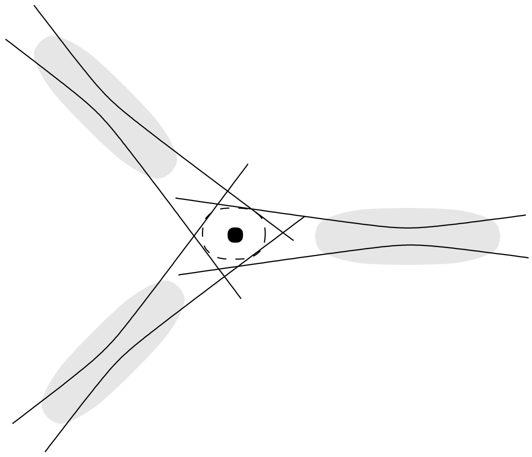


Abbildung 9.6: Skizze zur Erläuterung der Fehlerbestimmung bei der stereoskopischen Rekonstruktion. Die durch die lange Halbachse der Ellipse rekonstruierte Schauerrichtung hat einen Winkelfehler; zusätzlich wird der Fehler der Schwerpunktsbestimmung senkrecht zu der (rekonstruierten) Schauerachse berücksichtigt. Als rekonstruierte Schauerrichtung wird der Punkt gewählt, der den Abstand zu den rekonstruierten Schauerachsen minimiert; als Abstand wird die Summe der mit den entsprechenden Fehlern gewichteten Abstände zu den Schauerachsen verwendet. Gleichzeitig erhält man auf diese Weise eine Fehler-Kovarianzmatrix. Aus [HJK+99].

9.2.1 Methode der Richtungsrekonstruktion und der Fehlervorhersage

Wie in Kap. 2.2.1, Abb. 2.2 angedeutet, wird die Herkunftsrichtung des Primärteilchens durch die Messungen der an den Himmel projizierten Schauerachse auf einfache Weise festgelegt. Die anfänglich zur stereoskopischen Rekonstruktion vorgeschlagene und angewandte Methode [Ulr96] verwendet den Mittelwert der paarweise geschnittenen Schauerachsenprojektionen, wobei diese mit dem Sinus des eingeschlossenen Winkels gewichtet werden. Analytisch besser begründet und einfacher zu handhaben ist die Forderung, daß die rekonstruierte Herkunftsrichtung den minimalen Abstand zu allen Achsen haben soll. Die zu minimierende Größe, der Abstand d, wird dabei folgendermaßen definiert:

$$d^2 = \sum_{tel}^{\text{ct in eff. event}} \left(\frac{1}{w_{tel}^2} d_{tel} \right)^2 \tag{9.5}$$

wobei d_{tel} der Abstand der rekonstruierten Richtung zur Achsenprojektion des jeweiligen Teleskops ist. Diese Abstände werden entsprechend ihrem aus Bildparametern (Bildamplitude, *Width* und *Length*) abgeschätzten Fehler w_{tel} gewichtet. Da die Bestimmung der Werte für w_{tel} die Schauerrichtung benötigt, wird in einer ersten Iteration $w_{tel} = 1$ für alle Teleskope gesetzt; das Verfahren ist nach der zweiten Iteration stabil. Die Parametrisierung der Fehler w_{tel} wurde aus Simulationen gewonnen, Details dazu stehen in [HJK+99].

Die Minimierung des Abstandes d (Gl. 9.5) ist analytisch lösbar, und man erhält für jedes Ereignis eine zweidimensionale Fehlermatrix bzw. Kovarianzmatrix

$$\mathsf{C} = \begin{pmatrix} \sigma_x^2 & \sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_y^2 \end{pmatrix} \tag{9.6}$$

Diese ist in Abb. 9.6 durch die gestrichelte Fehlerellipse angedeutet. Bezeichnet man den Abstand der rekonstruierten Schauerrichtung $\mathbf{x}_{\mathrm{reco}}$ zur Position der Punktquelle im Gesichtsfeld $\mathbf{x}_{\mathrm{source}}$ mit $\mathbf{x}$

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \mathbf{x}_{\mathrm{reco}} - \mathbf{x}_{\mathrm{source}} \tag{9.7}$$

so wird die Dichtefunktion (*Probability Density Function, PDF*) für Signalereignisse P_{s} durch

$$P_{\mathrm{s}}(\mathsf{C};\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{|\mathsf{C}|}}\ \exp\left(-\frac{1}{2}\,\mathbf{x}^T\mathsf{C}^{-1}\mathbf{x}\right) \tag{9.8}$$

gegeben. Zum Test dieser Verteilung wird die Testgröße χ^2 mit

$$\chi^2 := \mathbf{x}^T\mathsf{C}^{-1}\mathbf{x} \tag{9.9}$$

definiert; bei korrekter Bestimmung der Kovarianzmatrix sollte sich die Verteilung von χ^2 wie eine Exponentialfunktion mit Breite 1, d.h. $\propto \exp\left(-\chi^2/2\right)$ verhalten (siehe Abb. 9.8, rechts). Der Erwartungswert von $\mathbf{x}$ unter der Verteilungsfunktion P_{s} ist

$$\left\langle \mathbf{x}^2 \right\rangle = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 \tag{9.10}$$

Zur Veranschaulichung seien noch die folgenden Spezialfälle gezeigt:

$$P_{\mathrm{s}}(\sigma_x,\sigma_y;x,y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y}\ \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{x^2}{\sigma_x^2}+\frac{y^2}{\sigma_y^2}\right]\right) \quad \mathsf{C}\ \text{diagonal} \tag{9.11}$$

$$P_{\mathrm{s}}(\sigma;\theta^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\ \exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{x^2+y^2}{\sigma^2}\right]\right) \quad \mathsf{C}\ \text{sphärisch} \tag{9.12}$$

wobei der Erwartungswert im letzten Fall durch $\langle \mathbf{x}^2 \rangle = 2\sigma^2$ gegeben ist.

9.2.2 Test der Fehlervorhersage anhand von γ-Ereignissen

Abbildung 9.7 zeigt die Verteilung der Erwartungswerte $\langle \mathbf{x}^2 \rangle$ anhand von echten γ-Ereignissen von Mrk 501 und dem Krebsnebel. Um γ-Ereignisse in den Daten vorzuselektieren, wurde ein Schauerformschnitt von $msw < 1.1$ und ein lockerer Winkelschnitt von $\theta < 0\overset{\circ}{.}22$ verwendet und der verbleibende Untergrund entsprechend der Messung in der im Gesichtsfeld gegenüberliegenden Untergrundkontrollregion abgezogen. Die Ereignisse wurden nach der Zahl der effektiv am Ereignis beteiligten Teleskope aufgeteilt. Man erkennt, daß die Richtungsauflösung erwartungsgemäß mit der Zahl der beteiligten Teleskope besser wird. Der Winkelschnitt führt dazu, daß bei den Klassen mit größerem

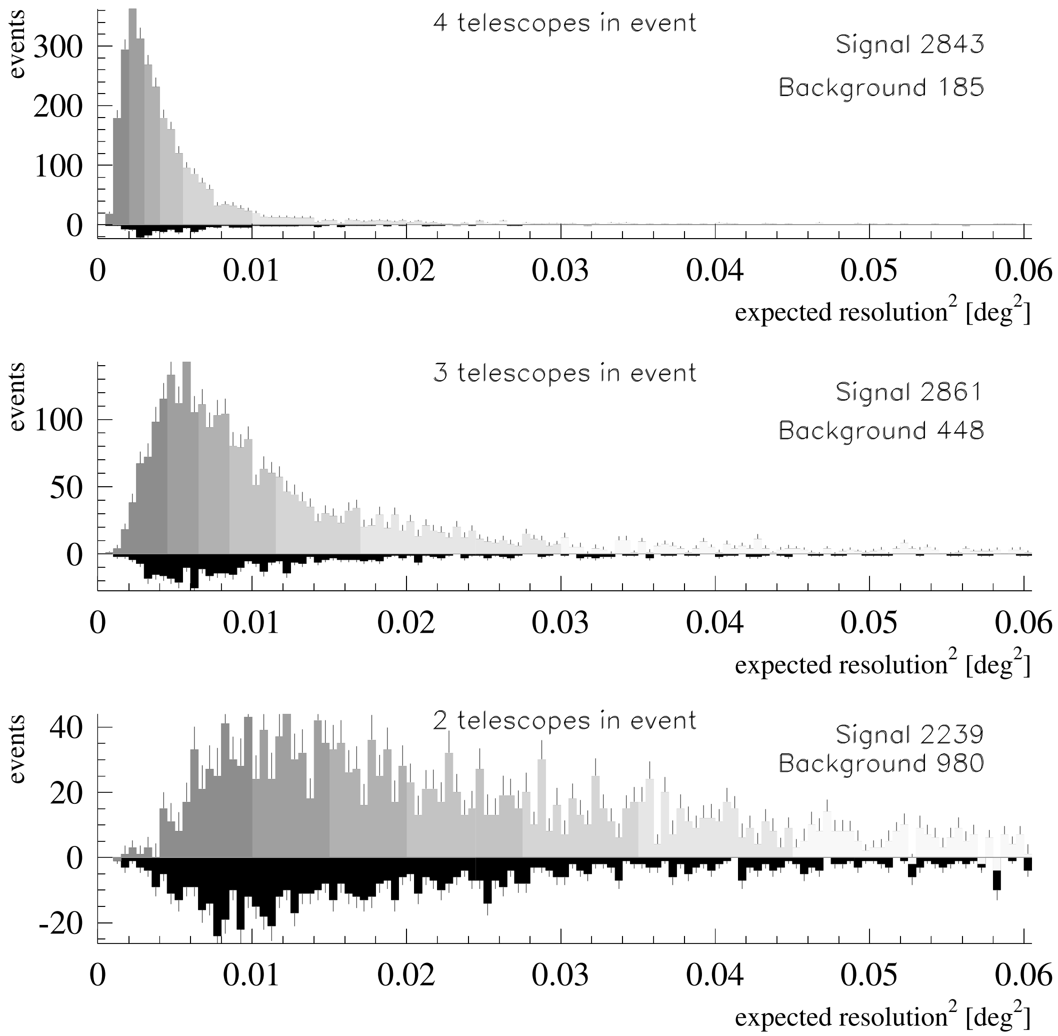


Abbildung 9.7: Verteilung der Erwartungswerte für den Richtungsfehler $\langle \mathbf{x}^2 \rangle$. Die Daten stammen von echten γ-Ereignissen von Mrk 501 und dem Krebsnebel, die unter einem Zenitwinkel von weniger als 20° genommen wurden. Ein Winkelschnitt von $\theta^2 < 0.014^{\circ 2}$ und ein Schauerformschnitt von $msw < 1.1$ wurden verwendet, um γ's zu selektieren. Die Ereignisse wurden nach der Zahl der effektiv am Ereignis beteiligten Teleskope aufgeteilt. Die schwarzen Histogramme zeigen die zur Signalregion gehörige Untergrunderwartung (multipliziert mit -1). Man erkennt erwartungsgemäß, das die Richtungsauflösung mit der Zahl der an der Rekonstruktion beteiligten Teleskope ansteigt. Die unterschiedlichen Graustufen der Signalhistogramme markieren die Ereignisklassen, die in den nachfolgenden Abbildungen getrennt getestet wurden.

Winkelfehler – insbesondere bei manchen 2-Teleskop-Ereignissen – der rekonstruierte Winkelfehler (siehe unten) etwas zu klein bestimmt wird. Die unterschiedlichen Grau-

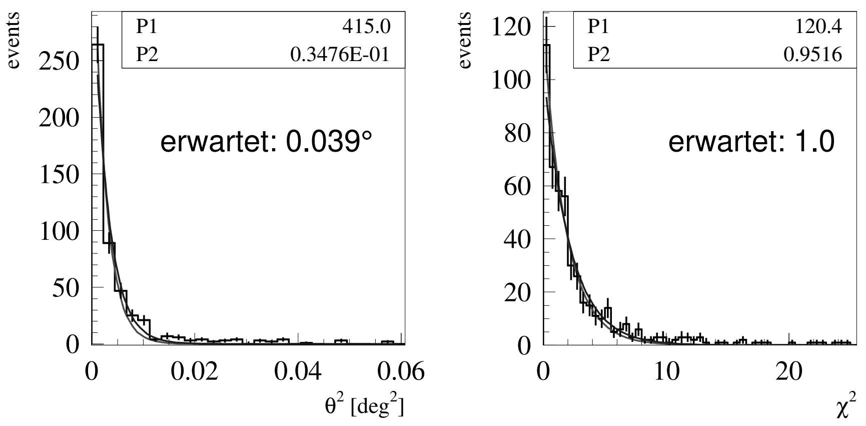


Abbildung 9.8: Getestete Verteilungen am Beispiel der Richtungsfehlerklasse mit der besten vorhergesagten Richtungsauflösung. Als Erwartungswert der Richtungsauflösung wird der Schwerpunkt der Vorhersage in der jeweiligen Klasse verwendet (Abb. 9.7). Links: θ^2-Verteilung. Rechts: χ^2-Verteilung. Man erkennt, daß die erwarteten und aus den gemessenen Verteilungen ermittelten Werte (jeweils P2) innerhalb von 10% übereinstimmen; der statistische Fehler der ermittelten Größen ist klein.

stufen in den Signalhistogrammen markieren Ereignisklassen, die in den folgenden Tests getrennt behandelt wurden; die Bereiche wurden so gewählt, daß in allen Klassen einer bestimmten Teleskopanzahl etwa gleich viele Signalereignisse enthalten sind.

Um die Richungsvorhersage zu prüfen, wurden folgende Tests durchgeführt:

Projektionen in x und y
: Die Projektionen der gemessenen Signalverteilungen sollten sich entsprechend Gl. 9.8 wie eine eindimensionale Gaußkurve verhalten; der Einfluß des Kovarianzterms in C verschwindet.

χ^2-Verteilung
: Die Größe χ^2 (Gl. 9.9) sollte eine Exponentialfunktion mit der Breite 1 ergeben. In diesem Test wird auch der Kovarianzterm σ_{xy} überprüft.

θ^2-Verteilung
: Die Auftragung der üblicherweise in Richtungsplots verwendeten Größe $\theta^2 = |\mathbf{x}|^2$, also der quadratische Abstand zwischen rekonstruierter und Quell-Position, ergibt eigentlich nur in den Ausnahmefällen eine Gaußfunktion, in denen die Kovarianzmatrix C sphärisch ist (siehe Gl. 9.12). Andererseits ist zu erwarten, daß bei einer großen Zahl von Ereignissen, in denen 3 oder 4 Teleskope in der Rekonstruktion verwendet werden, dieses zumindest nährerungsweise erfüllt wird (siehe z.B.

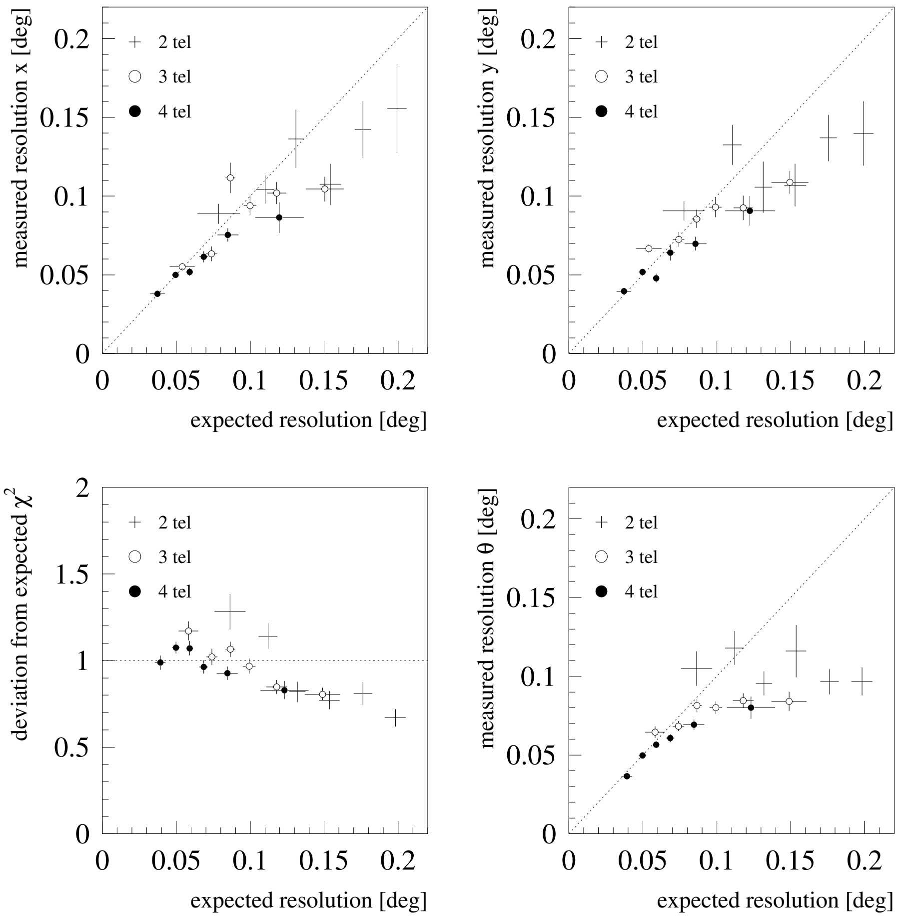


Abbildung 9.9: Ergebnisse der Tests über die Richtungsfehlervorhersage für die Daten bei kleinen Zenitwinkeln (bis 20°). Oben: Projektionen in x und y. Unten links: χ^2-Test. Innerhalb von 15% stimmen die Vorhersage und der rekonstruierte Richtungsfehler überein. Unten rechts: Bis zu einem Richtungsfehler von 0°1 gibt die Annahme einer (nahezu) sphärischen Kovarianzmatrix gute Vorhersagen für die gemessene Breite der θ^2-Verteilung. Wie erwartet, lassen sich 2-Teleskop-Ereignisse nicht gut auf diese Weise charakterisieren.

Abb. 9.6). Daher werden die θ^2-Verteilungen ebenfalls mit einer Gaußfunktion verglichen; dieser Test gibt (neben der Bedeutung für die Anschaulichkeit) zusätzlich Aufschluß darüber, wann und in welchem Maße eine einfache Parametrisierung mit einer Gaußfunktion gut funktioniert.

Abbildung 9.8 zeigt zwei dieser Testverteilungen am Beispiel der Klasse mit dem geringsten vorhergesagten Richtungsfehler; vorhergesagte und rekonstruierte Werte sind in guter Übereinstimmung, die θ^2-Verteilung entspricht einer Gaußverteilung.

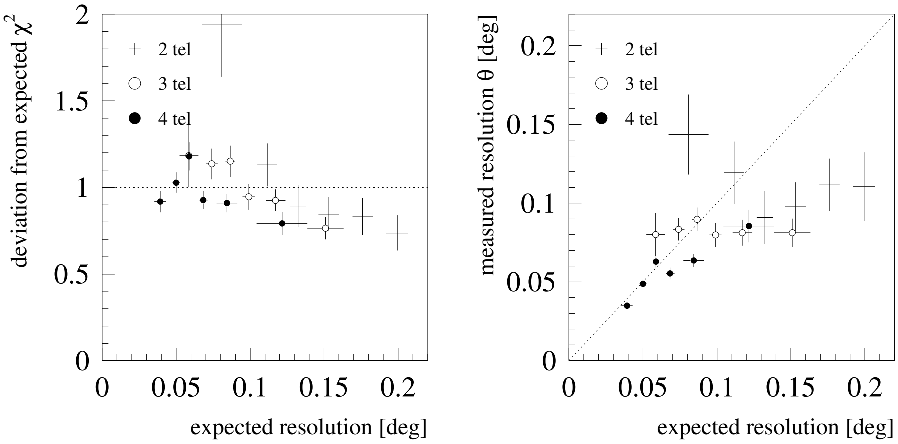


Abbildung 9.10: Für einen mittleren Zenitwinkelbereich (20°-40°) ist das Egebnis des χ^2-Test und der θ^2-Parametrisierung gezeigt. Im Rahmen des statistischen Fehlers stimmen die Ergebnisse in etwa mit den Daten bei kleinen Zenitwinkeln überein.

Abb. 9.9 zeigt die Ergebnisse aller Tests des Datensatzes von 0° bis 20° Zenitwinkel, Abb. 9.10 zusätzlich die Ergebnisse des χ^2-Tests und der θ^2-Verteilung bei einem Bereich mittlerer Zenitwinkel (20°-40°). Zusammenfassend haben die Tests ergeben, daß die Richtungsfehlervorhersage innerhalb von 15% korrekt ist, und daß Ereignisse mit einer Richtungsauflösung bis 0°.1 sich sehr gut durch eine gaußförmige θ^2-Verteilung parametrisieren lassen. Die Fehlervorhersage funktioniert (erfreulicherweise) am besten für Ereignisse, deren Winkelauflösung klein ist.

9.3 Winkelverteilungen

9.3.1 Kleine Diskussion zur Signifikanz eines Signals

Unter der Signifikanz der Messung einer Quelle versteht man die (Un-) Wahrscheinlichkeit, daß die Messung mit der Untergrundvorhersage übereinstimmt. Korrekt formuliert, wird in einem statistischen Test geprüft, ob die Untergrund- oder die Nicht-Untergrundhypothese, i.e. die Signalhypothese, zutrifft. Die Wahrscheinlichkeit wird üblicherweise in „Einheiten" der Breite einer Normalverteilung angegeben. Die Einheit ist σ, der Wert läßt sich anhand von Tabellen leicht in eine Wahrscheinlichkeit umrechnen.

Im folgenden wird die Signifikanz einer solchen Quellenmessung bei einer einfachen Zählung, die die Ereignisse in einer Signalregion $N_{\rm on}$ mit einer Untergrundmessung in einer Kontrollregion $N_{\rm off}$ vergleicht, diskutiert. Naiv würde man die Signifikanz S z.B.

nach folgender Formel ([LM83], Gleichung 10b) bestimmen:

$$S = \frac{N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}}}{\alpha \sqrt{N_{\text{off}}}}, \quad \alpha = \frac{A_{\text{on}}}{A_{\text{off}}} \cdot \frac{T_{\text{on}}}{T_{\text{off}}} \tag{9.13}$$

α ist die relative Normalisierung der Signal- und Untergrundmessung sowohl bezüglich der Fläche A wie der jeweiligen Beobachtungsdauer T. In dieser Formel wird das erwartete Untergrundniveau und dessen Streuung ausschließlich aus der Untergrundmessung bestimmt, und der Ereignisüberschuß in der Signalregion in Einheiten dieser Streuung ausgedrückt. Der statistische Fehler der Messung in der Signalregion wird dabei allerdings nicht berücksichtigt, dadurch wird die Signifikanz des Signals überschätzt [LM83].

In guter Näherung wird die Signifikanz richtig mit folgender Formel berechnet ([LM83], Gleichung 9):

$$S = \frac{N_{\text{on}} - \alpha N_{\text{off}}}{\sqrt{\alpha (N_{\text{on}} + N_{\text{off}})}} \tag{9.14}$$

Ebenfalls in [LM83] wurde die Signifikanz einer Zählung von Signal- und Untergrundereignissen rigoros mittels des Maximum-Likelihood-Verhältnisses [EDJ$^+$71] hergeleitet; die Formel wurde mit Monte Carlo-Simulationen auf ihre Gültigkeit getestet.[4] Ihre Anwendung ist in der Hochenergie-Astrophysik mittlerweile Standard, die Formel sei hier wegen ihrer Eleganz und der Vollständigkeit halber noch einmal zitiert:

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{on}} \ln \left[\frac{1+\alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] + N_{\text{off}} \ln \left[(1+\alpha) \left(\frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] \right\}^{1/2} \tag{9.15}$$

Bedingung für den Einsatz dieser Formel ist allerdings, daß sowohl N_{on} wie N_{off} „nicht zu klein" sein dürfen, um nicht unter die Poisson-Statistik zu fallen (siehe auch [ABB$^+$93]); typischerweise wird gefordert, daß beide Werte größer als 10 sein müssen.

Bei der Suche nach der optimalen Sensitivität wird normalerweise der Schnitt bzw. die Kombination von Schnitten gesucht, die den *Q(uality)*-Faktor

$$Q = \frac{\kappa_\gamma}{\sqrt{\kappa_{\text{CR}}}} \tag{9.16}$$

optimieren. Diese Bedingung ergibt sich aus dem Vergleich der z.B. nach Gleichung 9.14 berechneten Signifikanzen vor und nach der Anwendung der Schnitte, unter der Annahme, daß $N_{\text{on}} \approx N_{\text{off}}$ ist. Diese Bedingung muß insbesondere auch nach der Anwendung des Schnitts noch gültig sein; letzteres wird gelegentlich vernachlässigt.

[4] Die Formel gibt allerdings für den Fall eines „negativen" Signals ungenügende Werte (z.B. [ABB$^+$93]), ist also z.B. für einen Untergrundtest ungeeignet, in dem geprüft wird, ob sich die Signifikanz einer Folge von Messungen wie eine Untergrundverteilung verhält.

Die Annahme wird häufig mit der Bedingung gleichgesetzt, daß der zu detektierende Fluß klein gegen das Untergrundniveau ist. Dies rührt daher, daß der Detektors häufig abwechselnd auf eine Quelle und eine Untergrundkontrollregion zeigt (bei Cherenkov-Teleskopen der sogenannte *On-Off*-Zyklus, siehe Kap. 3.1). Bei diesem Modus ergibt sich eine optimale Sensitivität bei gleich langen Beobachtungszeiten für *On-* und *Off*-Messungen. Damit wird $\alpha = 1$, und der Flußvergleich ist richtig.

Bei der Punktquellensuche mit dem HEGRA-Teleskopsystem hingegen ist α deutlich kleiner als 1. Die Untergrundkontrollregion liegt im selben Gesichtsfeld wie die Signalregion (d.h. $T_{\text{on}} = T_{\text{off}}$), und A_{off} kann für Punktquellen deutlich größer als A_{on} gewählt werden; für das in dieser Arbeit verwendete Untergrundkontrollgebiet gilt aus Gründen der korrekten Gesichtfeldsystematik unabhängig vom Winkelschnitt $\alpha = 1/7$ (siehe Kap. 8.3.3). Die Optimierung des Q-Faktors bringt auch in diesem Fall gute Ergebnisse, solange $N_{\text{on}} \ll N_{\text{off}}$ ist; eine Bedingung, die bei $\alpha = 1/7$ meistens, aber nach harten Schnitten auch nicht unbedingt erfüllt wird.

Bei genauer Betrachtung ist für die Quellensuche diejenige Kombination von Schnitten optimal, die für einen gegebenen Datensatz – mit den wesentlichen Kenngrößen Beobachtungsdauer und Zenitwinkel – die Signifikanz für den geringstmöglichen Fluß genau auf die geforderte Nachweisschwelle (im allgemeinen $5\,\sigma$) bringt.[5]

9.3.2 Die Winkelverteilung der Cas A-Daten, Allgemeines über Winkelschnitte

Da sich die Winkelverteilung aller γ-Ereignisse näherungsweise durch eine Gaußfunktion der Breite $\sigma = 0.^\circ 09$ beschreiben läßt (siehe Gl. 9.1), liegt der Q-Faktor-optimierende Winkelschnitt bei der integralen, alle Ereignisse einschließenden Winkelverteilung für eine Punktquelle in der Größenordnung von 1.4σ, also bei $\theta_{\text{opt,int}} = 0.^\circ 13$.

Abbildung 9.11 zeigt oben noch einmal die Ereignisse des Cas A-Datensatzes als Funktion des quadratischen Abstands zur Quellposition (gefüllte Punkte mit Fehlerbalken). Im Gegensatz zu Abb. 6.1 in Kap. 6 beginnt die Ordinate hier bei 0, und die Untergrundverteilung (durchgezogene Linie) ist nur innerhalb des Bereichs des optimalen Winkelschnittes grauschattiert. Die statistische Signifikanz für ein TeV-γ-Signal von Cas A beträgt nach Anwendung des optimalen Winkelschnittes ($\theta_{\text{opt,int}} = 0.0135^{\circ 2} \mathrel{\hat{=}} 6$ Bins) nach Gleichung 9.15 $S = 4.9\,\sigma$.

Um dem Aufbau der Untergrund-Kontrollregionen zu entsprechen, haben alle θ^2-Histogramme in dieser Arbeit eine Binbreite von $0.00225^{\circ 2}$. Auf diese Weise ist bis zu

[5] Dies hat nichts mit dem gefürchteten „Signal-Tuning" zu tun; dies träfe zu, wenn man die Schnitte anhand des zu untersuchenden Meßdatensatzes optimierte.

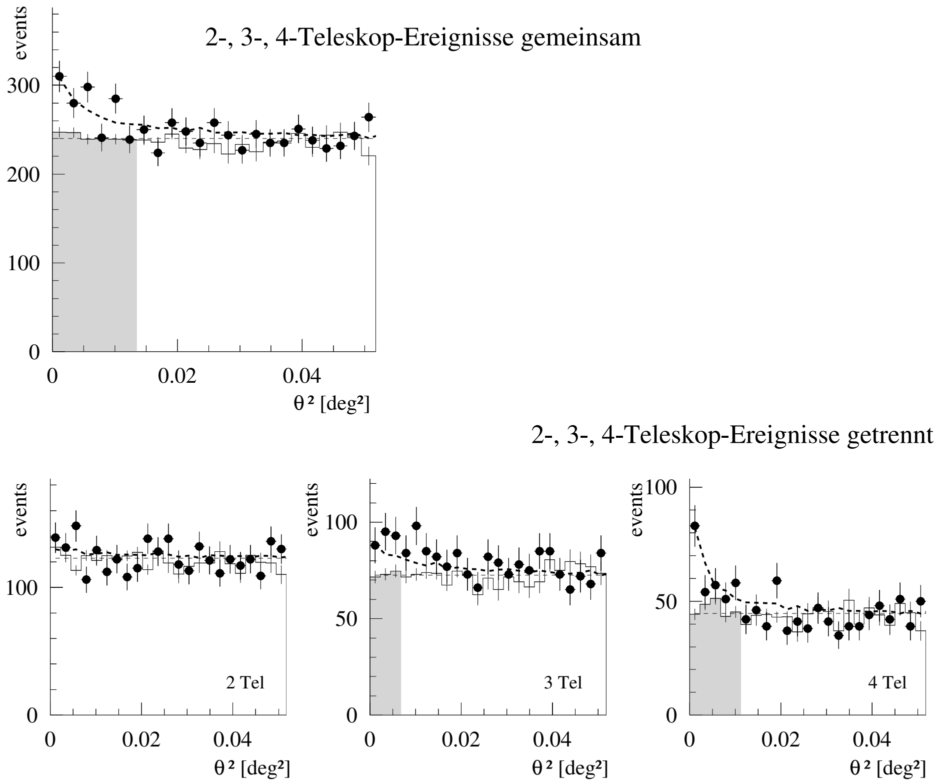


Abbildung 9.11: Winkelverteilung des Cas A-Datensatzes. Oben sind alle Ereignisse in einem Histogramm zusammengefaßt (normale θ^2-Darstellung), unten sind die Ereignisse nach der Zahl der effektiv am Ereignis beteiligten Teleskope getrennt dargestellt. Für alle Daten gilt ein *mean scaled width*-Schnitt von $0.5 < msw < 1.1$. Die gefüllten Punkte geben die Ereigniszahlen bezüglich der Cas A-Position an. Die mit durchgezogenen Linien dargestellten Histogramme sind die Untergrundverteilungen. Im Bereich der optimalen Winkelschnitte sind die Untergrundhistogramme grauschattiert dargestellt. Die fettgestrichelten Linien sind die Krebsnebel-γ-Ereignisverteilungen in dem zu den Cas A-Daten korrespondierenden Zenitwinkelbereich, normiert auf die ermittelte Cas A-Flußstärke; sie wurden zu den durch die feingestrichelten Linien dargestellten Untergrundniveaus hinzuaddiert, welche aus den jeweils ersten 10 Bins der Untergrundverteilungen gewonnen werden.

$\theta^2 = 0.0225^{\circ 2}$ (Bins 1-10 in der Abbildung) eine von der radialen Akzeptanz unabhängige Messung des Untergrundes möglich, die Untergrundverteilung entsteht aus der Summe der sieben Histogramme der disjunkten Kontrollregionen im Gesichtsfeld (siehe Kap. 8.3.3, Abb. 8.3). Das Untergrundhistogramm ist mit $\alpha = 1/7$ normiert, die Fehlerbalken sind entsprechend kleiner.

Die darüberhinausreichende Untergrundmessung entsteht durch an die inneren Regio-

nen angrenzende Kontrollregionen; diese haben jedoch notwendigerweise einen eingeschränkten Azimut-Bereich um die jeweilige Kontrollposition, damit sie weiterhin disjunkt bleiben. Diese Untergrundmessung erreicht
1. nur die doppelte Statistik der Signalregion, und kann
2. die Funktionalität der radialen Akzeptanz nicht korrigieren.
Dies betrifft allerdings ausschließlich die θ^2-Darstellungen oberhalb von $\theta^2 = 0.0225^{\circ 2}$ und kein Ergebnis.

Cas A ist in keinem anderen Wellenlängenbereich eine Punktquelle (siehe oben, Kap. 9.1.4). Im „schlimmsten" Fall ist die TeV-γ-Quelle eine Punktquelle, die sich aber am Rand der Schale des Supernovaüberrestes befindet. Der Winkelschnitt bei $\theta_{\mathrm{opt,int}}$ würde allerdings selbst in diesem Fall nur 5% mehr γ-Ereignisse verwerfen als bei einer zentrierten Punktquelle, wie anhand von γ-Ereignissen von Mrk 501 simuliert wurde. Daher wird in der vorliegenden Analyse immer von einer zentrierten Punktquelle ausgegangen; dies ist eine Annahme, die z.B. in der Maximum-Likelihood-Analyse in Abschnitt 9.4 zu bisher unberücksichtigten Unsicherheiten führen kann, da γ-Ereignisse mit sehr gutem vorausgesagtem Winkelfehler (3' und besser) von dieser Voraussage abweichen können, obwohl sie von der Quelle kommen.

Im Prinzip hängt der optimale Winkelschnitt auch von den verwendeten Schauerformschnitten ab. Glücklicherweise ist die γ-Akzeptanz des *Mean Scaled Width*-Schnitts in erster Ordnung mit dem Winkelschnitt unkorreliert (siehe Kap. 7.4.3, Tabelle 7.1). Dies gilt näherungsweise auch für den Q-Faktor-optimierenden *Mean Scaled Width*-Schnitt, genaue Untersuchungen dazu wurden hier allerdings nicht durchgeführt. In diesem Kapitel werden ausschließlich Daten nach Anwendung des Schauerformschnitts $0.5 < msw < 1.1$ verwendet.

Wie bereits in Kapitel 7.2 im Zusammenhang mit den Schauerformschnitten diskutiert, hängt der optimale Winkelschnitt ebenfalls von der Form des erwarteten Energiespektrums der Quelle ab. Dies wird bei den in dieser Arbeit untersuchten Winkelschnitten nicht berücksichtigt. Der Einfluß des Spektrums wird z.B. anhand von Abb. 9.7 deutlich; ein γ-Spektrum mit einem *Cutoff* nahe der Energieschwelle bringt bevorzugt 2-Teleskop-γ-Ereignisse hervor. Eine Quelle mit einem solchen Spektrum würde durch den in Abschnitt 9.3.5 beschriebenen Schnitt unterdrückt, welcher aufgrund des bei anderen Spektren schlechten Signal- zu Untergrundverhältnisses alle 2-Teleskop-Ereignisse verwirft (siehe auch Fußnote auf Seite 123). Die in Abschnitt 9.4 vorgestelle Maximum-Likelihood-Analyse ist grundsätzlich unempfindlicher gegenüber diesem Einfluß; durch die Einbeziehung des erwarteten Verhältnisses der Ereignisse mit unterschiedlicher Teleskopanzahl geht dieser Vorteil allerdings auch wieder zum Teil verloren.

Selektion	Cas A on	Cas A off	Cas A γ's	Cas A $S[\sigma]$	Crab on	Crab off	Crab γ's	Crab $S[\sigma]$	$F_{\mathrm{Cas\,A}}/F_{\mathrm{Crab}}$
$\theta^2_{\mathrm{int,opt}} = 0.0135^{\circ 2}$	1653	10152	203	4.9	1710	2193	1397	48.4	3.1%
$\theta^2_{\mathrm{4tel}} = 0.01125^{\circ 2}$ $+\theta^2_{\mathrm{3tel}} = 0.00675^{\circ 2}$ $+\theta^2_{\mathrm{2tel}} = 0$	579	3165	127	5.3	1031	614	943	47.7	2.9%
$\theta^2_{\mathrm{int}} = 0.0225^{\circ 2}$	2633	16795	234	4.4	2267	3642	1747	50.3	2.9%
$\theta^2_{\mathrm{int,Qfak}} = 0.01125^{\circ 2}$	1414	8483	202	5.3	1537	1848	1273	47.1	3.4%
$\theta^2_{\mathrm{int}} = 0.0135^{\circ 2}$ +Softwareschwelle	1342	7955	206	5.5	1487	1636	1253	47.9	3.5%
$\theta^2_{\mathrm{int}} = 0.0135^{\circ 2}$ +Softwareschwelle +Energie-Reko.	581	3302	109	4.5	961	697	861	43.9	2.7%

Tabelle 9.1: Ereigniszahlen und Signifikanzen des Cas A- und des Krebsnebeldatensatzes, für verschiedene Analyseschnitte. Allen Daten liegt ein Schauerformschnitt von $0.5 < msw < 1.1$ zugrunde. Die erste Zeile repräsentiert die Ergebnisse für den *a priori* ausgewählten optimalen Winkelschnitt bei einem erwarteten Flußniveau von 5% des Krebsnebels. Der statistische Fehler der Flußbestimmung (rechts), die durch einen einfachen Vergleich der γ-Raten durchgeführt wird, liegt bei ca. 20%. „Softwareschwelle" bezieht sich auf die zur Erlangung einer homogenen spektralen Akzeptanz angewandte Softwareschwelle (Kap. 3.6). Bei der Energierekonstruktion müssen die Ereignisse noch weiteren Selektionskriterien genügen (Kap. 10.2, Tabelle 10.1); dementsprechend geringer ist die Zahl der γ-Ereignisse, die zur Bestimmung des Energiespektrums von Cas A verwendet werden können.

9.3.3 Winkelschnittoptimierung

Um die Gültigkeit des einfachen, Q-Faktor-optimierenden Winkelschnitts zu überprüfen, und um eventuell eine Sensitivitätssteigerung zu erreichen, wurde versucht, die Winkelschnitte auf der Basis der im letzten Absatz von Abschnitt 9.3.1 beschriebenen Überlegung zu optimieren. Dafür wurde für den gegebenen Datensatz (Beobachtungsdauer O(100 Stunden), nicht ganz optimaler Zenitwinkel) *a priori* als Ziel eine optimale Sensitivität für einen Fluß angestrebt, dem 5% des Krebsnebelflusses entsprechen.

Zu diesem Zweck wurden die Krebsnebel- und die Mrk 501-γ-Ereignisse (nach Untergrundabzug) addiert, wobei der γ-Überschuß des Mrk 501-Datensatzes mit 1/3 normiert wurde, da der mittlere γ-Fluß in den 1997-er Daten eine mittlere Flußstärke von etwa 3 Crab enthält; anschließend wurden die γ-Ereignisse wieder zum erwarteten Untergrund addiert. Die Untergrunderwartungswerte wurden jeweils aus den sieben Untergrundkontrollregionen (siehe Kap. 8.3.3) bestimmt[6], wobei die Winkelverteilung einheitlich auf den Mittelwert im Bereich $0 < \theta < 0\overset{\circ}{.}15$ gesetzt wurde, um so weit wie möglich unempfindlich gegenüber Untergrundfluktuationen zu sein.

Die Winkelschnitte wurden dann anhand der so präparierten Winkelverteilungen mit den in Gleichungen 9.14 oder 9.15 berechneten Signifikanzen optimiert. Die Optimierung hängt nur vom angenommenen Verhältnis der Signal- zu Untergrundereignisse ab. Der Datensatz, für den die Schnitte optimiert werden, liefert nur die Information, welche Flußstärke detektierbar sein könnte.

Die Untersuchungen wurden für die in Tabelle 9.2 gezeigten Zenitwinkelabschnitte durchgeführt. Allerdings scheint die γ-Statistik im Zenitwinkelbereich zwischen 30° und 40° zu klein zu sein, um bei der Aufteilung der Ereignisse in verschiedene Klassen brauchbare Ergebnisse zu liefern (siehe auch Abb. 9.12). Für die Anwendung auf die Cas A-Daten wurden daher *a priori* die Schnitte des Zenitwinkelbereichs 20°-30° ausgewählt.

9.3.4 Integraler Winkelschnitt

Im einfachsten Fall wird die integrale Verteilung, d.h. die Winkelverteilung aller γ- bzw. Untergrundereignisse zur Berechnung des Signals verwendet. Die Winkelschnittoptimierung erhält also nur zwei Histogramme, die die Winkelverteilung als Abstand zur Quellposition bzw. die Summe aller Winkelverteilungen bezüglich der sieben Kontrollpositionen enthalten, sowie den Normierungsfaktor $\alpha = 1/7$. Die Ergebnisse sind in Tab. 9.2 aufgelistet. Der optimale Winkelschnitt für die integrierte Winkelverteilung unterscheidet sich noch nicht stark von dem durch die Optimierung des Q-Faktors ermittelten Winkelschnitt; der Sensitivitätsgewinn hier ist sehr klein.

9.3.5 Winkelschnitt getrennt nach Ereignisklassen

Ein kurzer Blick auf Abb. 9.7 macht deutlich, daß eine Klassifizierung der Ereignisse nach ihrer Winkelauflösung eine Verbesserung der Untergrundunterdrückung ermöglichen sollte; und zwar sowohl in Bezug auf das absolute Untergrundniveau in den Klassen, als auch durch jeweils unterschiedliche optimale Winkelschnitte.

In einem einfachen Ansatz wurden die Winkelverteilungen nach 2-, 3- und 4-Teleskopereignissen getrennt ausgewertet. Die Winkelschnittoptimierung darf natürlich nicht die so eingeteilten Quell- bzw. Untergrundhistogrammpaare getrennt behandeln und die Winkelschnitte ermitteln; vielmehr muß die Signifikanz der Summe aus Signal- und Unter-

[6]Die dadurch notwendige Einschränkung auf einen maximalen Abstand zur Quelle von $\theta < 0\overset{\circ}{.}15$ ist bei der Winkelschnittoptimierung für schwache Quellen nicht schädlich.

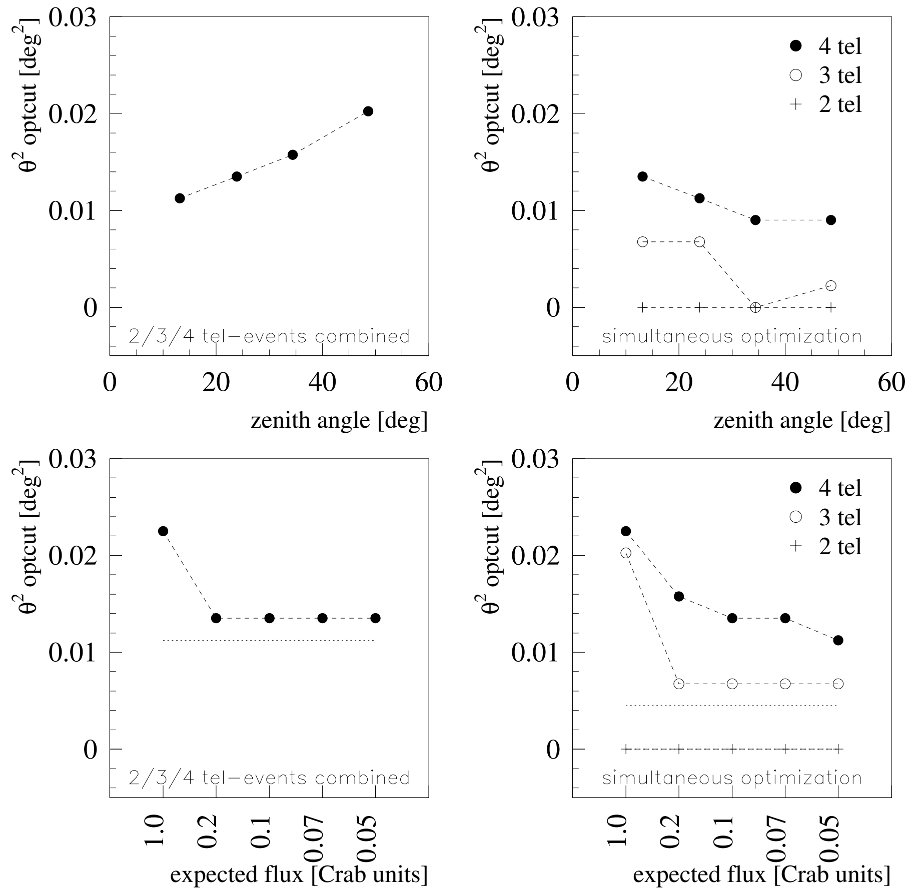


Abbildung 9.12: Winkelschnittoptimierung mit Hilfe des kombinierten Krebsnebel- und Mrk 501-Datensatzes. Oben links: optimaler Winkelschnitt der normalen Winkelverteilung, in der alle Ereignisse gemeinsam ausgewertet werden, für einen erwarteten Fluß von 5% des Krebsnebelflusses, als Funktion des Zenitwinkels. Oben rechts: Optimale Winkelschnitte für dieselbe Flußerwartung, wenn die Ereignisse getrennt nach der Zahl der effektiv am Ereignis beteiligten Teleskope ausgewertet werden. Unten links: optimaler Winkelschnitt der alle Ereignisse umfassenden Winkelverteilung für den Zenitwinkelbereich zwischen 20° und 30°, als Funktion des erwarteten Flußniveaus. Die gepunktete Linie gibt die Position des Q-Faktor-optimierten Winkelschnitts an. Unten rechts: Dieselbe Auftragung für die nach der Zahl der Teleskope getrenne Auswertung der Winkelverteilung. Die Q-Faktor-Optimierung liefert in diesem Fall einen Winkelschnitt von $\theta_{\mathrm{opt,4tel}} = 0.0045^{\circ 2}$ für 4-Teleskop-Ereignisse, und die völlige Zurückweisung der weiteren, mit weniger Teleskopen erfaßten Ereignisse.

grundereignissen unter Variation der drei Winkelschnitte optimiert werden. Das Ergebnis ist in Tab. 9.2 gezeigt; man erkennt die deutliche Abweichung von den Schnitten, die

Zenit-winkel	$\theta_{\mathrm{opt,s}}$ signifikanzoptimiert 2 Tel	3 Tel	4 Tel	θ_{Qfak} Q-Faktor-optimiert 2 Tel	3 Tel	4 Tel	Sensitivitäts-gewinn $\theta_{\mathrm{opt,s}}$ vs. θ_{Qfak}
0°-20°	$\longleftarrow$	$0.01125^{\circ 2}$	$\longrightarrow$	$\longleftarrow$	$0.01125^{\circ 2}$	$\longrightarrow$	1.00
	0	$0.00675^{\circ 2}$	$0.0135^{\circ 2}$	0	0	$0.0045^{\circ 2}$	1.17
20°-30°	$\longleftarrow$	$0.0135^{\circ 2}$	$\longrightarrow$	$\longleftarrow$	$0.01125^{\circ 2}$	$\longrightarrow$	1.00
	0	$0.00675^{\circ 2}$	$0.01125^{\circ 2}$	0	0	$0.0045^{\circ 2}$	1.24
30°-40°	$\longleftarrow$	$0.01575^{\circ 2}$	$\longrightarrow$	$\longleftarrow$	$0.01125^{\circ 2}$	$\longrightarrow$	1.00
	0	0	$0.009^{\circ 2}$	0	0	$0.00675^{\circ 2}$	1.19
40°-60°	$\longleftarrow$	$0.02025^{\circ 2}$	$\longrightarrow$	$\longleftarrow$	$0.02025^{\circ 2}$	$\longrightarrow$	1.00
	0	$0.00225^{\circ 2}$	$0.009^{\circ 2}$	0	$0.00225^{\circ 2}$	$0.009^{\circ 2}$	1.19

Tabelle 9.2: Optimale Winkelschnitte für ein erwartetes Flußniveau von 5% des Krebsnebels („signifikanzoptimiert") und bei Optimierung des Q-Faktors. In der rechten Spalte ist der Sensitivitätsgewinn durch die optimalen Winkelschnitte im Vergleich zum integralen, Q-Faktor-optimierten Winkelschnitt angegeben. Der Sensitivitätsgewinn bei der integralen, d.h. für alle Ereignisse insgesamt ausgewerteten Winkelverteilung ist praktisch unmeßbar.

durch Optimierung des Q-Faktors gewonnen wurden. Der so erreichbare Sensitivitätsgewinn scheint in der Größenordnung von 20% zu liegen. Abbildung 9.11 zeigt unten die Winkelverteilungen der Cas A-Daten, die entsprechend der Zahl der am Ereignis effektiv beteiligten Teleskope aufgeteilt wurden. Die Signifikanz des Cas A erhöht sich von 4.9 σ auf 5.3 σ; das ist etwas weniger als die Erwartung, liegt aber im Rahmen der statistischen Fluktuationen.

Zunächst kann man schlußfolgern, daß sich die Cas A-Signalereignisse der Erwartung entsprechend auf die drei Klassen verteilen. In die Abbildungen wurden wiederum die γ-Ereignisse des Krebsnebeldatensatzes als gestrichelte Linien hinzugefügt. Sie wurden jeweils zu einem flachen Untergrund hinzuaddiert, der aus der Aufteilung des Untergrundes in den Cas A-Daten in die drei Klassen gewonnen wurde. Die Einteilung der Krebsnebel-Untergrundereignisse relativ zu den Cas A-Untergrundereignissen folgt den Verhältnissen 0.991, 0.971 und 1.099 (2-, 3- und 4-Teleskop-Ereignisse); diese kleinen Unterschiede werden vermutlich durch die leicht unterschiedlichen Zenitwinkelverteilungen beider Datensätze verursacht.

Es sei an dieser Stelle angemerkt, daß die Aufteilung des Cas A-Signals in die drei Klassen ein weiteres Indiz gegen ein durch Rauschen induziertes vorgetäuschtes γ-Signal in den Cas A-Daten sind. Untergrundrauschen – sei es durch Fluktuationen echter hadronischer Untergrundereignisse oder durch Zufallskoinzidenzen – erzeugt bevorzugt 2-Teleskop-Ereignisse.

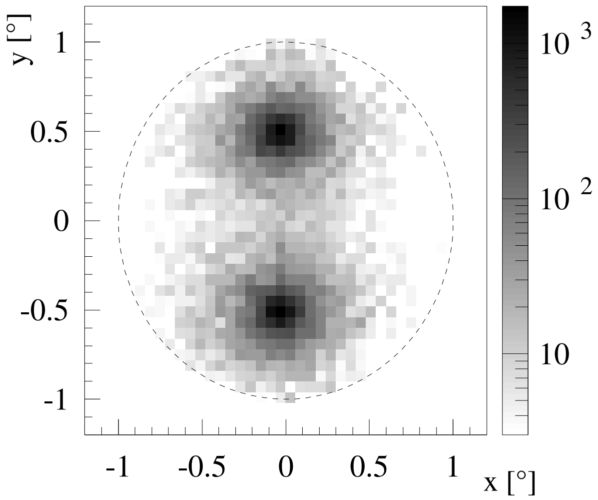


Abbildung 9.13: Signaldichtefunktion P_s unter der Annahme, daß alle in der Maximum-Likelihood-Analyse verwendeten Ereignisse des Cas A-Datensatzes γ-Ereignisse von der Quelle sind. Hiermit wird die ausreichende Normierung von P_s untersucht. Die Farbskala wurde so gewählt, daß Einträge oberhalb eines Promilles vom Maximum der Verteilung sichtbar werden.

Im Prinzip kann eine weitere Verbesserung der Winkelschnitte dadurch erreicht werden, daß man die in Abbildung 9.7 gezeigten Ereignisklassen entsprechend ihres Untergrundniveaus und ihrer Winkelauflösung zusammenfaßt und die Optimierung auf diese Klassen anwendet.

Der Nachteil dieser Methode besteht generell in einer immer stärkeren Verringerung der Zahl der γ-Ereignisse, die letzten Endes zur Bestimmung der Signifikanz des Signals herangezogen werden. Außerdem bekommt man Probleme mit der γ-Statistik der Daten, die zur Optimierung der Schnitte verwendet werden. Im nächsten Abschnitt wird eine Maximum-Likelihood-Analyse geprüft, die unter Verwendung aller (Signal- und Untergrund-) Ereignisse prinzipiell die optimale Sensitivität erreichen sollte.

9.4 Maximum-Likelihood-Analyse

Wie im letzten Abschnitt diskutiert, wird durch die Optimierung von Schnitten zur Sensitivitätssteigerung eine immer größere Zahl an Signalereignissen verworfen. Dies ist eigentlich ein unerwünschter Effekt, es sei denn, man würde ein qualitativ anderes Untergrundregime erreichen, nämlich völlige Untergrundfreiheit.

Als Alternative bieten sich zwei Methoden an. Generell erreicht eine Maximum-Likelihood-Analyse die beste Sensitivität. Des weiteren ist eine Ereignisklassifizierung mittels Gewichten entsprechend dem erwarteten Signal- zu Untergrundverhältnis möglich; unter Verwendung der optimalen Gewichte erreicht man prinzipiell dieselbe Sensitivität wie bei der Likelihood-Analyse (über die Verwendung von Gewichten siehe [Bar87], über Likelihood-Analysen z.B. [EDJ$^+$71], [Bar90] und [ABB$^+$93]).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht, eine Maximum-Likelihood-Analyse zu implementieren; der Einsatz von Gewichten wird weiter unten kurz diskutiert. Die grundlegende Problemstellung der Maximum-Likelihood-Methode besteht in der Notwendigkeit, eine vollständige Parametrisierung sowohl der Signal- wie der Untergrundverteilungsfunktionen bezüglich der verwendeten gemessenen Ereignisparameter zu bestimmen. Als Signaldichtefunktion wird die in Kap. 9.2.1, Gleichung 9.8 eingeführte *PDF* P_s verwendet. Die Richtungsfehler-Kovarianzmatrix C_i wird für jedes Ereignis i aus Ereignisparametern bestimmt:

$$P_\mathrm{s} = P_\mathrm{s}(\mathsf{C}_i; \mathbf{x}_i) \tag{9.17}$$

Die Qualität dieser *PDF* wurde in Kap. 9.2 demonstriert. Die Normierung wird für jedes Ereignis neu bestimmt und gilt per Definition eigentlich nur für ein unendlich ausgedehntes Gesichtsfeld. Für in der Wirklichkeit vorkommende Werte von C ist allerdings die in der Analyse vorgenommene Beschränkung des FOV auf einen Durchmesser von 2° (noch) kein Problem. Abb. 9.13 zeigt P_s unter der Annahme, daß alle aus dem Cas A-Datensatz verwendeten Ereignisse γ-Ereignisse sind, die von der Quelle stammen; da γ's im Mittel sogar eine bessere Richtungsauflösung als Untergrundereignisse haben, wird hiermit die ausreichende Normierung von P_s gezeigt. Eine deutliche Einschränkung des Gesichtsfeldes, z.B. zur Reduktion des Einflusses von Gesichtsfeldsystematiken, ist allerdings ohne weitere Vorsichtsmaßnahmen nicht möglich; hierfür müßten z.B. Ereignisse mit großem vorhergesagten Richtungsfehler aus der Analyse ausgeschlossen werden.

Prinzipiell kann ein Fehler in der *PDF* für Signalereignisse zu einem Fehler bei der Signal- bzw. Signifikanzbestimmung führen. Bei einem Signalpeak über einem flachen Untergrund führt allerdings ein Fehler in P_s aller Wahrscheinlichkeit nach „nur" zu einem Sensitivitätsverlust bzw. zu einer Bestimmung einer zu kleinen Signalstärke, nicht jedoch zu einem vorgetäuschten Signal. Eine fehlerhafte *PDF* für Untergrundereignisse birgt diese Gefahr allerdings in sich. Grundsätzlich gibt es dieses Problem natürlich auch bei der Verwendung von Winkelschnitten und disjunkten Untergrundkontrollregionen zur Messung des erwarteten Untergrundniveaus; die Kontrolle der richtigen Untergrundvorhersage anhand einfacher Zählstatistik ist allerdings besser möglich (siehe Kap. 8.3).

Für die Untergrundvorhersage P_b wird angenommen, daß alle Ereignisse – ungeachtet ihres Winkelfehlers – derselben Gesichtsfeldakzeptanz folgen, die sich nach Kap. 8.3.6, Gl. 8.1 bzw. 8.2 als Funktion des Abstands r des Ereignisses vom Gesichtsfeldzentrum und dem Abstand in Richtung des Zenits z parametrisieren läßt:

$$P_\mathrm{b}(\mathbf{x}) = P_\mathrm{b}(r, z), \;\; r = |\mathbf{x}|\,, \;\; z = \mathbf{x} \cdot \mathbf{e}_\mathrm{zenith} \tag{9.18}$$

Die Kontrolle dieser Parametrisierung ist schwierig; die „Phasenraumzellen", in denen die Untergrundparametrisierung korrekt sein muß, sind deutlich kleiner als bei der Standard-

Zenitwinkel	2 Tel.-Event	3 Tel.-Event	4 Tel.-Event
0°-20°	0.28	0.36	0.36
20°-30°	0.25	0.34	0.40
30°-40°	0.19	0.29	0.52
40°-60°	0.17	0.27	0.56

Tabelle 9.3: Erwartetes Verhältnis der γ-Ereignisse entsprechend der Zahl der effektiv am Ereignis beteiligten Teleskope. Die Zahlen wurden getrennt für verschiedene Zenitwinkelbereiche aus γ-Ereignissen von Mrk 501 und dem Krebsnebel gewonnen. Die Zahl der 4-Teleskop-Ereignisse nimmt mit ansteigendem Zenitwinkel aufgrund von Geometrieeffekten deutlich zu.

Winkelschnittanalyse, nämlich auf Einzelereignisbasis. Die Normierung hingegen ist trivial.

Die Likelihood-Funktion $\mathcal{L}(N_\mathrm{s})$ ist durch die folgende Formel gegeben:

$$\mathcal{L}(N_\mathrm{s}) = \prod \left[r_i N_\mathrm{s} P_\mathrm{s} + (N - r_i N_\mathrm{s})\, P_\mathrm{b}\right] \tag{9.19}$$

Hierbei ist N die absolute Anzahl an Ereignissen, die bei der Likelihood-Analyse verwendet werden; im Falle des Cas A-Datensatzes sind dies $N = 103270$ Ereignisse. N_s wird durch Maximierung der Likelihood-Funktion gewonnen und ist der beste Schätzwert für die Zahl der Signalereignisse.

Für die Signalverteilung wird als zusätzliche Information noch das erwartete Verhältnis $r_{i=4,3,2}$ der Anzahl an Teleskopen verwendet, die effektiv am Ereignis teilgenommen haben. Die Zahlen wurden aus Mrk 501- und Krebsnebeldaten gewonnen, sie sind in Tabelle 9.3 aufgelistet.

Die Signifikanz des Ergebnisses wird aus dem Wahrscheinlichkeitsverhältnis der Signalmessung zur Untergrundmessung bestimmt. Die Testgröße λ

$$\lambda = \frac{\mathcal{L}(N_\mathrm{s})}{\mathcal{L}(0)} \tag{9.20}$$

verhält sich im Limit großer Ereignisstatistik wie eine χ^2-Verteilung mit einem Freiheitsgrad, so daß sich die Signifikanz S einfach nach

$$S(N_\mathrm{s}) = \sqrt{2\left(\ln \mathcal{L}(N_\mathrm{s}) - \ln \mathcal{L}(0)\right)} \tag{9.21}$$

berechnen läßt (im Falle einer hoffentlich positiven Signifikanz).

Die Bedingung der großen Ereignisstatistik gilt im Gegensatz zu der reinen Quell- und Untergrundzählung und der Bestimmung der Signifikanz nach Gl. 9.15 normalerweise nur für die Gesamtzahl der Ereignisse und nicht getrennt für die Ereignisse von der Quell- und der Untergrundregion; dies ist prinzipiell ein großer Vorteil. Trivialerweise muß die Bedingung in der vorliegenden Analyse für alle 2-,3- und 4-Teleskopereignisse gelten; durch die Bestimmung der Richtungsfehlermatrix C auf Einzelereignisbasis befindet man sich allerdings wohl a priori nie im Limit großer Ereigniszahlen. Ein Ausweg aus diesem Problem wäre z.B. die Einteilung der Ereignisse in Richtungsfehlerklassen analog zu Kap. 9.2.2, Abb. 9.7, denen ein einheitlicher Richtungsfehler zugeordnet wird. Alternativ dazu kann man Simulationen durchführen, um zu zeigen, daß in der Praxis vorkommende Werte für C nicht zu einer Abweichung vom asymptotischen Verhalten führen. Vorläufige Simulationen [Hof00] haben bis $4\,\sigma$ eine korrekte Untergrundverteilung bei großen Ereigniszahlen gezeigt, aber auch Abweichungen vom asymptotischen Verhalten bei schon ca. 1000 Untergrundereignissen angedeutet. Als dritte Möglichkeit kommt die Berechnung der Zufallswahrscheinlichkeit allein aus der Poissonstatistik in Betracht, siehe z.B. [ABB$^+$93].

Die Maximierung der Likelihood-Funktion ergibt für den Cas A-Datensatz eine γ-Ereigniszahl von $N_\mathrm{s} = 190$, die Berechnung der Signifikanz nach Gl. 9.21 einen Wert von $S = 5.6\,\sigma$. Die Ereigniszahl ist gegenüber der Winkelschnittanalyse (Kap. 9.3.2, Tabelle 9.1) kleiner; dort erhält man 203 Ereignisse nach Winkelschnitt, d.h. im gesamten Datensatz ca. 340 Ereignisse unter Zuhilfenahme der Winkelschnitteffizienz (in jedem Fall unter Anwendung des Schauerformschnitts $msw < 1.1$). Aufgrund des starken Überlappens der beiden Signalmessungen kann eine Fluktuation des Signals nicht Ursache für diesen Unterschied sein. Ob er allein mit statistischen Schwankungen der unterschiedlichen verwendeten Untergrundregionen bzw. -parametrisierung erklärbar ist, wurde nicht geprüft; wahrscheinlicher erscheinen aber systematische Effekte durch die unterschiedlichen Untergrundparametrisierungen im Falle des Winkelschnitts und der Likelihood-Analyse.

Ereignisgewichtung

Wie oben bereits angesprochen, kann man anstatt der Maximum-Likelihood-Analyse eine Ereignis-Klassifizierung mittels Gewichten durchführen, prinzipiell ebenfalls unter Einbezug aller Ereignisse. Die Ereignisse werden entsprechend dem erwarteten Signal- zu Untergrundverhältnis gewichtet. Unter Verwendung der optimalen Gewichte [Bar87]

$$w(x) = \frac{P_\mathrm{s}(x)}{P_\mathrm{s}(x) + AP_\mathrm{b}(x)}, \qquad A = \frac{N - N_\mathrm{s}}{N_\mathrm{s}} \tag{9.22}$$

erhält man die gleiche Sensitivität wie bei Anwendung des Maximum-Likelihood-Tests; x steht hier wiederum für einen Vektor aus evtl. mehreren Ereignisvariablen. In [Bar87] sind ebenfalls die Formeln für die Bestimmung des Signalschätzwertes sowie die korrekten Varianzen für den Signal- und den Untergrundschätzwert und deren Kovarianz angegeben.

Natürlich ist der Wert A a priori unbekannt, in Analogie zu der Diskussion in Kap. 9.3.1 kann man auch hier die Gewichte für die Nachweisschwelle optimieren. Der große Vorteil dieses Verfahrens ist nämlich, daß auch die Verwendung nicht-optimaler Gewichte, z.B. auch durch Fehler in der Signal- oder Untergrundparametrisierung, korrekte Resultate ergibt; je nach Größe der Abweichung von den optimalen Werten geht dies allerdings auf Kosten eines immer größeren Sensitivitätsverlustes.

Für die Bestimmung des Signals und der Varianzen benötigt man allerdings die Mittelwerte der *PDFs* bezüglich der Ereignisvariablen x. Alternativ dazu wurde vorgeschlagen [Hof99], unter Verwendung nahezu optimaler Gewichte

$$\tilde{w}_i = \frac{P_{\mathrm{s},i}}{P_{\mathrm{b},i}} \cdot \frac{N_\mathrm{s}}{N - N_\mathrm{s}} \tag{9.23}$$

die Ereignisse von der Signalregion und von einer im FOV gegenüberliegenden Kontrollregion gewichtet zu addieren und die Signifikanz nach Gl. 9.15 zu berechnen. Die Signal- und Untergrunddichtefunktionen sind dieselben wie in Gl. 9.17 bzw. 9.18, i ist der Ereignisindex. Neben dem Nachteil, daß man auf mögliche systematische Fehler in der Untergrundakzeptanz durch die Einschränkung auf nur eine Kontrollregion empfindlich wird, ist die korrekte Bestimmung der Signifikanz auf diese Weise nicht völlig offensichtlich. Auf jeden Fall hat man dieselben Unsicherheiten bezüglich der Forderung nach großen Ereigniszahlen in den Ereignisklassen wie bei der Bestimmung der Signifikanz nach Gl. 9.21, da P_s wiederum auf Einzelereignisbasis bestimmt wird. Weitere Studien sind nach Meinung des Autors nötig, um die Anwendbarkeit dieser Methode zu zeigen.

Abschließende Bemerkungen

Sowohl die in Kap. 9.3.5 vorgestellte, nach Ereignisklassen getrennte Winkelschnittoptimierung wie auch die in Kap. 9.4 eingeführte Maximum-Likelihood-Analyse wurden durch die Aussicht motiviert, die Sensitivität bezüglich des Cas A-Datensatzes zu steigern. Prinzipiell sind die Methoden natürlich auf jeden anderen Datensatz anwendbar, in dem nach einer Punktquelle gesucht wird.

Es fehlen jedoch eine ganze Reihe von Untersuchungen. Bei der Winkelschnittoptimierung ist unklar, wie robust die Sensitivitätssteigerungen sind; es müßten diverse Tests, z.B. mit aufgeteilten Datensätzen und mit simulierten Daten, erfolgen. Bezüglich der Maximum-Likelihood-Analyse fehlen z.B. genauere Simulationen, die die Normalverteilung im Falle von reinen Untergrunddatensätzen zeigen. Systematische Untersuchungen, die die Einflüsse möglicher Fehler bei der Untergrundparametrisierung beurteilen, müßten durchgeführt werden. Die Sensitivität müßte insbesondere im Hinblick auf die auf Einzelereignisebene variierenden Signaldichtefunktionen getestet werden, z.B. mit schwachen

Beimischungen von simulierten oder Krebsnebel-γ-Ereignissen zu großen Untergrunddatensätzen.

Diese und weitere Tests waren im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Des weiteren ist auch keine *a priori*-Entscheidung durchgeführt worden, welche Methode bei der Beurteilung der statistischen Signifikanz als die beste angesehen wird, sowohl in Bezug auf die reine statistische Sensitivität wie auch auf die systematische Fehleranfälligkeit.

So ist die Anwendung der Methoden wertvoll, um die Qualität des Cas A-Signals zu überprüfen. Eine quantitative Verbesserung der statistischen Signifikanz auf diese Weise ist aber zweifelhaft. Nach Meinung des Autors beträgt die statistische Signifikanz des Signals nach wie vor $4.9\,\sigma$; nicht weniger, aber auch nicht mehr.

Kapitel 10

Energierekonstruktion und Bestimmung des Spektrums von Cas A

In diesem Kapitel wird die Energie- und Spektrumsrekonstruktion erläutert, die bei der Bestimmung des Spektrums von Cas A zum Einsatz kommt. Die Methoden, die für das HEGRA-System entwickelt wurden, sind ausführlich in [AAB$^+$99d, AAB$^+$99e, Köh98], [AAB$^+$00a] und [KHA$^+$99, Hem98] erläutert.

Die Energierekonstruktion, die in dieser Arbeit verwendet wird, stimmt mit der HEGRA-Standard-Methode überein (Abschnitt 10.2). Da sowohl die Cas A- als auch die Vergleichsdaten über mehrere Jahre verteilt gewonnen wurden, liegt das besondere Augenmerk hier auf der Kalibration, die eine abgeglichene Energieskala erzeugt (Kap. 10.4).

Die energieabhängige Akzeptanz des Detektors wird üblicherweise mittels einer einfachen Korrekturfunktion, der „effektiven Fläche” oder *collection area*, berücksichtigt. Alternativ dazu kann das Spektrum einer Quelle durch Vergleich mit dem Spektrum einer Referenzquelle bestimmt werden; deren Spektrum muß aber anderweitig, d.h. normalerweise mittels der effektiven Fläche, bestimmt worden sein. In dieser Arbeit wird das Cas A-Spektrum durch Vergleich mit dem Krebsnebelspektrum gewonnen (Kap. 10.3); der Grund hierfür wird in Abschnitt 10.1 diskutiert.

10.1 Grundsätzliches zur Bestimmung des Spektrums

10.1.1 Definition des Spektrums

Wenn es nicht anderweitig aus dem Kontext hervorgeht, bezieht sich der Begriff *Quellspektrum* auf das Emissionsspektrum der Quelle, d.h. in Einheiten Fluß pro Energieintervall. *Rohspektrum* bezeichnet hingegen das (nach allen Analyseschnitten) bestimmte Meßspektrum in Einheiten Ereignisse pro Energieintervall; die Energie ist allerdings in jedem Fall schon geeicht.

10.1.2 Effektive Fläche

Aufgrund der endlichen Energieauflösung (hier 20%) und der steilen, mit einem Potenzgesetz abfallenden Spektren ist eine korrekte Methode zur Bestimmung des Quellspektrums die Vorwärtsfaltung, d.h. man variiert ein Modellspektrum, wendet die Detektorsimulation darauf an und vergleicht mit dem Rohspektrum.

In der Praxis hat sich gezeigt, daß sich die astrophysikalisch relevanten Spektren ($E^{-1.5..-3}$-Potenzzspektren ohne *Features*, d.h. ohne Linien) auch mit Hilfe einer einfachen Korrekturfunktion, der *effektiven Fläche* $A'_{\text{eff}}(E)$ ([KHA+99], siehe Kap. 2.3.4, Gl. 2.2) rekonstruieren lassen. Das Rohspektrum wird durch Multiplikation mit dieser Funktion in das rekonstruierte Quellspektrum überführt [AAB+99d]. Der differentielle Photonenfluß pro Energieintervall beträgt:

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}E}(E_i) = \frac{1}{\Delta t \Delta E_i} \left\{ \sum_{j=1}^{N_{\text{on},i}} \left[\kappa_\gamma(E_j) A'_{\text{eff}}(E_j)\right]^{-1} - \alpha_{\text{on/off}} \sum_{j=1}^{N_{\text{off},i}} \left[\kappa_\gamma(E_j) A'_{\text{eff}}(E_j)\right]^{-1} \right\} \tag{10.1}$$

Hierbei ist Δt die Beobachtungszeit, ΔE_i die Breite des i-ten Energieintervalls, und $\alpha_{\text{on/off}}$ ist das Verhältnis der Flächen der Signal- und Untergrundkontrollregion (Kap. 9.3.1). Die erste Summe läuft über alle Ereignisse $N_{\text{on},i}$ der Signalregion, deren Energie innerhalb des i-ten Energieintervalls rekonstruiert wurde; die zweite Summe läuft entsprechend über alle Ereignisse $N_{\text{off},i}$ der Untergrundkontrollregion. Die γ-Effizienz κ_γ ist das Produkt der Schnitteffizienzen des Schauerformschnitts und des Winkelschnitts im jeweiligen Energieintervall.

Auch bei *Cutoff*-Spektren, d.h. Spektren, die zu hohen Energien z.B. mit einem Exponentialgesetz abfallen, funktioniert die Methode mit ausreichender Genauigkeit [AAB+99e]. Das hat sich auch bei einer Re-Analyse des Mrk 501-Spektrums von 1997 bestätigt, bei der eine Energierekonstruktion mit deutlich höherer Energieauflösung (10%) verwendet wurde [AAB+01b]. Die Position des *Cutoffs* wurde in beiden Fällen gleich zu 6.2 TeV bestimmt; nur bei Energien oberhalb 15 TeV ergab sich ein möglicher Einfluß durch *Spillover*, d.h. durch eine Kontamination höherenergetischer Bins durch falsch rekonstruierte Ereignisse niedrigerer Energie, die nicht durch die Korrekturfunktion berücksichtigt werden kann.

Die effektive Fläche muß mit Hilfe von Schauer- und Detektorsimulationen gewonnen werden. Allerdings kann sie nicht völlig unabhängig von dem gemessenen Spektrum an-

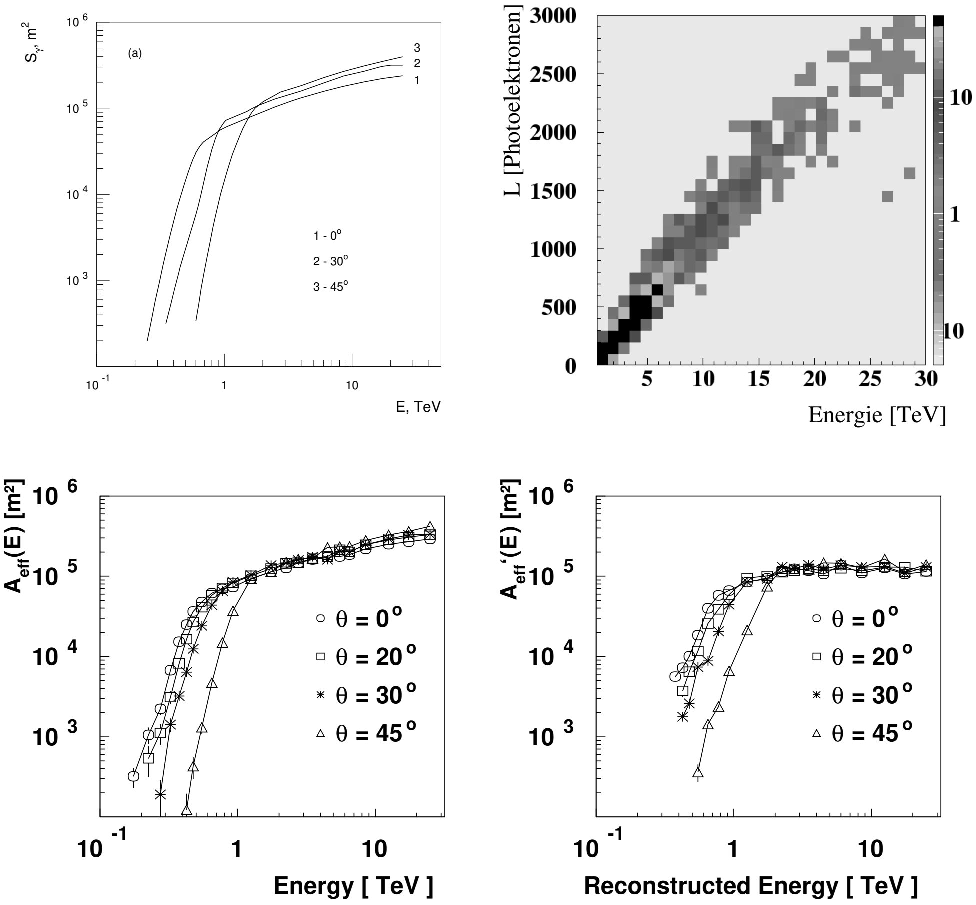


Abbildung 10.1: Ergebnisse der Schauer- und Detektorsimulationen zur Energie- und Spektrumsrekonstruktion für das HEGRA-Teleskopsystem. Oben links: Effektive Fläche $S_\gamma = A_{\rm eff}$ des Teleskopsystems für verschiedene Zenitwinkelbereiche. Die Funktion spiegelt ausschließlich die Triggerwahrscheinlichkeit für γ-Schauer einer bestimmten Energie wieder. Aus [KHA$^+$99]. Oben rechts: Abhängigkeit der Bildamplitude von der simulierten Schauerenergie. Der Zusammenhang wird genutzt, um aus der Bildamplitude in einem Teleskop die Energie zu rekonstruieren. Die gezeigte Abbildung gilt für einen Zenitwinkel von 20° und einen Abstand des Schauercores zum Teleskop von 80-100 m. Aus [Köh98]. Unten: Vergleich der reinen Ansprechwahrscheinlichkeit des Teleskopsystems (links) und der Korrekturfunktion, die zur Rekonstruktion des Spektrums genutzt wird (rechts). Zwei wesentliche Effekte bestimmen den Unterschied zwischen den Funktionen: Zum einen erfolgt eine Anhebung der effektiven Fläche zu kleinen Energien aufgrund der endlichen Auflösung der Energierekonstruktion (hier 20%). Zum anderen werden die Auswirkungen der Analyseschnitte sichtbar. Die Softwareschwelle von 40 Photoelektronen pro Bild bewirkt eine Anhebung der Energieschwelle; der Geometrieschnitt von 200 Metern Maximalabstand vom Schauercore zu einem Teleskop bewirkt eine Abflachung der effektiven Fläche zu hohen Energien. Aus [AAB$^+$99d].

gegeben werden ($A'_{\text{eff}}(E) = A'_{\text{eff}}(\alpha_{\text{sim}}; E)$, siehe Kap. 2.3.4). Der systematische Fehler für den rekonstruierten spektralen Index beträgt bei $\alpha_{\text{sim}} = -2.2$ für Spektren mit $\alpha = -1.5.. - 3$ weniger als 0.1 [AAB$^+$99d]. Spätestens nach einer Iteration mit Neubestimmung der effektiven Fläche gemäß dem ermittelten spektralen Index ist das Verfahren stabil.

10.1.3 Einfluß der (Trigger-)Schwelle

Die effektive Fläche ist stark abhängig von der Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Teleskope, i.e. von der (Hardware-)Triggerwahrscheinlichkeit und Softwareschwellen. Auch die anschließenden Schnitte auf das Ereignis (Schauerform- und Winkelschnitt) beeinflussen die Akzeptanzfunktion; diese Effizienzen werden aber üblicherweise nicht in die effektive Fläche integriert, sondern separat bestimmt und berücksichtigt (siehe oben, Gl. 10.1).

Systematische Fehler bei der Bestimmung der Energiespektren wurden z.B. in [AAB$^+$99e, Anhang A] diskutiert. Zwei Faktoren bestimmen die Qualität der Spektren. Das Verhältnis von simulierter Atmosphärentransmissivität (κ_{atm}) mal der in der Rekonstruktion verwendeten Effizienz der Lichtausbeute ($\kappa_{\text{el}} \cdot \kappa_{\text{opt}}$) zu den entsprechenden wahren Werten führt zu einem Fehler in der Absolutbestimmung der Energieskala, nicht aber zu einem Fehler in der rekonstruierten Spektralform. Bei korrekter relativer Energieeichung ist dies auch unter variablen Detektorsensitivitäten (zumindest in erster Ordnung) gegeben.

Die zweite wichtige Größe ist die Abhängigkeit der Triggerwahrscheinlichkeit eines Ereignisses zu der rekonstruierten Bildamplitude $P(amp_{tel})$. Unter der Annahme, daß diese Ansprechfunktion korrekt simuliert wurde und invariant unter einer Änderung der Detektorverstärkung ist[1], wird ein möglicher Fehler bei der Spektrumsbestimmung durch das Verhältnis der Effizienz der Lichtausbeute bei der Bildamplitudenrekonstruktion κ_{el} und dem entsprechenden Wert $\kappa_{\text{el,trig}}$ der Triggereffizienz charakterisiert; der Einfluß von κ_{opt} verschwindet. Bei der Bestimmung der effektiven Fläche unter veränderter Detektorverstärkung wird einfach die Funktion $P(amp_{tel})$ unter Kenntnis der in der Datenaufbereitung verwendeten Werte von $\kappa_{\text{el,data}}$ und $\kappa_{\text{opt,data}}$ in eine Funktion $P^*(amp_{tel})$ reskaliert, in der die in ph.e.* geeichten Bildamplitudenwerte verwendet werden können. Der Einfluß einer möglichen Fehlbestimmung von $P(amp_{tel})$ ist insbesondere in der Schwellregion des Detektors von Bedeutung, wo die Funktion stark mit der Lichtmenge variiert; er sollte allerdings aus den dargestellten Gründen konstant (und damit hoffentlich klein) sein.

[1] dies sollte bei den tatsächlich gemessenen Verstärkungsänderungen noch der Fall sein

Die Überlegungen in [AAB$^+$99e] wurden für ein Einzelteleskop angestellt, und gelten unter der Annahme, daß die am Teleskop gemessene Cherenkov-Photonenintensität proportional zu der Schauerenergie ist. Dies ist natürlich wegen der Anisotropie der Cherenkov-Emission nur in erster Näherung richtig. Bei einem Teleskopsystem ist man allerdings in der Lage, den Einfluß der Schwelle durch einen rein geometrischen Schnitt auf den Abstand des Schauercores und damit den Abstand des Schauers zum Teleskopsystem zu verringern. Der in der spektralen Analyse angewandte Schnitt, der Teleskope mit einem Abstand zum Schauercore von mehr als 200 m verwirft, führt jenseits der Energieschwelle des Teleskopsystems dazu, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit nahezu konstant wird (siehe Abb. 10.1 unten rechts im Vergleich zu unten links); die tatsächliche Sammelfläche steigt aufgrund der Begrenzung des Cherenkov-Lichtkegels am Erdboden zwar deutlich langsamer an als in der Schwellregion, es werden aber auch bei großen Abständen immer noch Schauer registriert.

Der Nachteil dieses Geometrieschnitts ist allerdings ein Sensitivitätsverlust bei hohen Energien. Da nach harten Schauerformschnitten das Untergrundspektrum deutlich steiler abfällt als z.B. das Krebsnebelspektrum (siehe Abb. 10.7), wirkt sich dies nachteilig auf die Signifikanz der Spektrumsbestimmung insbesondere bei schwachen Quellen aus, bei der der statistische Fehler deutlich größer als der systematische Fehler ist.

Bei der Verwendung der effektiven Fläche A'_{eff} zur Rekonstruktion des Energiespektrums muß diese entsprechend der oben diskutierten Methode unter Berücksichtigung der in der Datenaufbereitung tatsächlich angewandten Kalibrationsfaktoren $\kappa_{\mathrm{el,data}}$ und $\kappa_{\mathrm{opt,data}}$ zeitabhängig neu bestimmt werden. Nichtlinearitäten, z.B. durch die statischen Tail Cuts, können auf diese Weise nicht berücksichtigt werden; dies würde eine volle Detektorsimulation mit veränderten Sensitivitäten erfordern. Diese und weitere Unsicherheiten nahe der Schwellen der Teleskope können durch den Einsatz der in Kap. 3.6.4 diskutierten Softwareschwelle verringert werden.[2] Der Nachteil ist ein weiterer Verlust an Ereignissen (allerdings nicht notwendigerweise an Sensitivität, siehe Kap. 7.5.2).

10.1.4 Das Krebsnebelspektrum als Referenz

Da die Abhängigkeit der effektiven Fläche von α klein ist, kann auch ein gemessenes Referenzsspektrum einer echten γ-Quelle zur Bestimmung der effektiven Fläche $A_{\mathrm{eff}}(\alpha_{\mathrm{ref}}; E)$ bzw. zum direkten Vergleich benutzt werden. Das hat folgende Vorteile:

- Um ein signifikantes Signal von Cas A zu erhalten, müssen harte Schnitte zur Untergrundunterdrückung angewandt werden (Kap. 7 und 9). Zur Bestimmung der

[2] Nichlinearitäten durch die Tail Cuts können durch eine Softwareschwelle auch bei hohen Bildamplituden nicht gänzlich verhindert werden; der relative Fehler wird aber geringer.

Energiespektren werden üblicherweise lockerere Schnitte angewandt, siehe auch Tabelle 10.1. Die energieabhängigen Schnitteffizienzen werden von den Detektorsimulationen sehr gut beschrieben ([AAB+99e, KHA+99]). Sie wurden allerdings überwiegend nur in lockeren Schnittregimes (insbesondere bezüglich der Winkelschnitte) getestet; hier bewirken Abweichungen zwischen Meß- und Simulationsdaten nur kleine Änderungen in den Effizienzen.

Unter der Annahme, daß die γ-Ereignisse in Meßdaten (Cas A) und Referenzdaten (Krebsnebel) denselben Bedingungen unterliegen, entfällt die Unsicherheit bei der Bestimmung der spektral aufgelösten Schnitteffizienzen. Für die gute Übereinstimmung zwischen Cas A- und Krebsnebeldaten spricht z.B. die sehr gute Übereinstimmung der Untergrund-Unterdrückungseffizienzen der Schauerformschnitte (Kap. 7.4 und 7.5).

- Die Cas A-Daten wurden über einen Zeitraum von drei Jahren genommen, in dem die Detektorsensitivität variiert hat (siehe Kap. 3). Bei Verwendung der effektiven Fläche muß diese den jeweiligen Detekorbedingungen angepaßt und geprüft werden. Die Anpassung geschieht im Normalfall nur durch lineare Skalierung der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Teleskope, unter Vernachlässigung nichtlinearer Effekte. Die Verwendung der Softwareschwelle zum spektralen Akzeptanzausgleich führt dazu, daß der Einfluß von Nichtlinearitäten an den Teleskopschwellen, z.B. durch den statischen Einsatz der Tail Cuts, vermindert wird.

Die Probleme dieser Methode sollen aber nicht verschwiegen werden:

- Grundsätzlich können die Nachthimmelshelligkeiten in den zu vergleichenden Datensätzen unterschiedlich sein, so daß sowohl γ- wie Untergrundereignisse verschiedene Erwartungswerte haben können. Für γ-Ereignisse gibt es dafür keinerlei Anzeichen (siehe z.B. die *mean scaled width*-Erwartungswerte der γ-Ereignisse von Mrk 501 und dem Krebsnebel, Kap. 7.4).

  Die Untergrundverteilungen können des weiteren noch durch gerichtete γ's aus der Galaktischen Ebene beeinflußt werden. Die Unterschiede sollten für den Cas A- und den Krebsnebeldatensatz vernachlässigbar sein. Ob sie der Grund für die leichten Unterschiede der Untergrundspektren in den Krebsnebel- und Mrk 501-Datensätzen (siehe Kap. 10.3, Abb. 10.2) sind, ist unklar. Bei korrekter Untergrundbestimmung sollte der Einfluß unterschiedlicher Untergrundspektren bei der Bestimmung von γ-Spektren klein sein.

  Beide angesprochenen Effekte werden auch nicht in den γ-Simulationen und den daraus gewonnenen effektiven Nachweisflächen berücksichtigt.

EREIGNIS-SELEKTION		diese Arbeit	Standard
Alle	EINZELTELESKOP-SCHNITT cut_{tel}		
	Bildamplitude amp_{tel}	> 40 ph.e.*	-
	2nd hotpix	≥ 12 ph.e.*	-
	SYSTEM-SCHNITT		
	N_{tel} nach cut_{tel}	≥ 2	-
Richtungs-rekonstruktion	EINZELTELESKOP-SCHNITT cut_{tel}		
	lokaler Teleskoptrigger	-	ja
	SYSTEM-SCHNITT		
	N_{tel} nach cut_{tel}	-	≥ 2
	Abstand zur Quelle θ^2	$< 0.0135^{\circ 2}$	$< 0.0484^{\circ 2}$
Schauerform	EINZELTELESKOP-SCHNITT cut_{tel}		
	Bildamplitude amp_{tel}	-	> 40 ph.e.
	SYSTEM-SCHNITT		
	N_{tel} nach cut_{tel}	-	≥ 2
	mean scaled width	$0.5 < msw < 1.1$	$msw < 1.2$
Energie	EINZELTELESKOP-SCHNITT cut_{tel}		
	Abst. Bildschw. zur Kameramitte	$< 1\overset{\circ}{.}4$	$< 1\overset{\circ}{.}4$
	Schauercoreabstand dtc_{tel}	< 200 m	< 200 m
	Bildamplitude amp_{tel}	-	> 40 ph.e.*
	SYSTEM-SCHNITT		
	N_{tel} nach cut_{tel}	≥ 2	≥ 2
	min. Stereowinkel	$\geq 20°$	$\geq 20°$

Tabelle 10.1: Schwellen und Schnitte, die ein Ereignis erfüllen muß, um bei der Spektrumsbestimmung verwendet zu werden. Die Einheit ph.e. (Photoelektronen) bezieht sich auf den Rohwert, der mit der Pulsformanalyse ermittelt wird; ph.e.* bezieht sich auf die rekalibrierte Energieskala, d.h. die Werte entsprechen den geeichten Relationen zwischen Energie und Detektoreintrag (Bildamplitude). Für die Energierekonstruktion werden in jedem Fall die Bildamplituden in ph.e.* verwendet.

- Der größte Nachteil für die vorliegende Analyse besteht in der Notwendigkeit, einen Referenzdatensatz zu erzeugen, der gleichzeitig eine ausreichende γ-Statistik und möglichst dieselbe Zenitwinkelverteilung wie der Meßdatensatz hat. Dies gelingt nur eingeschränkt, zu Details siehe Abschnitt 10.5.

10.2 Methode der Energierekonstruktion

Für die Energierekonstruktion wird in der vorliegenden Analyse die Standard-Methode der HEGRA-Systemanalyse verwendet (z.B. [AAB$^+$99d, Sect. 3.5, Algorithmus 1]). Für diese wurden in 16 Abstandsintervallen vom Teleskop (dtc_i) von jeweils 25 m Breite und unter den Zenitwinkeln $zen_i = 0°, 20°, 30°, 45°$ und $60°$ γ-Schauer simuliert. Die aus den Simulationen gewonnenen Mittelwerte für die Bildamplitude in Abhängigkeit von der Schauerenergie

$$f_{dtc_i,zen_i} : E_{tel} \rightarrow amp_{tel} \tag{10.2}$$

(siehe z.B. Abb. 10.1 oben rechts) werden verwendet, um unter Anwendung der Zenitwinkel-Interpolationsfunktion $\cos\left(zen/zen_i\right)^{2.4}$ mittels der Umkehrfunktion von Gl. 10.2 aus den Teleskop-Bildamplituden amp_{tel} die jeweiligen Energiewerte E_{tel} zu bestimmen:

$$f^{-1} : amp_{tel}, dtc_{tel}, zen \rightarrow E_{tel}, \;\; [amp_{tel}] = \text{ph.e.*} \tag{10.3}$$

Die Bildamplituden werden dazu mittels des in Kap. 3.6 beschriebenen Kalibrationsverfahrens geeicht.

Der Energieschätzwert E für das Ereignis wird aus dem Mittelwert des Logarithmus der Werte E_{tel} bestimmt:

$$E = \exp\left(\frac{1}{\sum_{tel}^{\text{ct in ene. reco}}} \sum_{tel}^{\text{ct in ene. reco}} \ln\left(E_{tel}\right)\right) \tag{10.4}$$

Bei der Bestimmung des Energiespektrums wird in der vorliegenden Arbeit in der gesamten Datenanalyse die Softwareschwelle zum spektralen Akzeptanzausgleich angewandt (Kap. 3.7, Tabelle 3.3). Damit einem Ereignis eine rekonstruierte Energie zugeordnet werden kann, müssen allerdings noch einige zusätzliche Bedingungen erfüllt sein, die über die dort beschriebenen Selektionen hinausgehen. Zunächst werden nur Ereignisse zugelassen, bei denen vier Teleskope effektiv im System beteiligt waren; ein 3-Teleskop-System kann prinzipiell eine andere spektrale Akzeptanz haben. Damit ein Teleskop bei der Bestimmung der Energie berücksichtigt wird, darf der Bildschwerpunkt nicht mehr als 1°.4 vom Kamerazentrum entfernt sein; dies unterdrückt durch den Kamerarand abgeschnittene Bilder. Des weiteren darf ein Teleskop nicht mehr als 200 m vom rekonstruierten Schauercore entfernt sein[3]. Die Zahl der so eingeschränkten Teleskope muß mindestens zwei betragen. Außerdem wird noch gefordert, daß der minimale Winkelabstand, unter dem zwei Teleskope den Schauercore gesehen haben, mindestens 20° beträgt; dies ist ein Schnitt auf die Qualität der Schauercorerekonstruktion, die für die Energierekonstruktion

[3] bei Beobachtungen oberhalb von 50° Zenitwinkel wird dieser Schnitt auf 400 m vergrößert

noch wichtiger ist als z.B. für die Bestimmung der Schauerformerwartungswerte. Tabelle 10.1 faßt alle Selektionskriterien zusammen.

Im Gegensatz zu der Beschreibung in [AAB$^+$99d] wird in der Standard-Analyse keine Gewichtung der Teleskopwerte E_{tel} durchgeführt.[4] Allerdings erreicht man auch unter Verwendung der korrekten Gewichte, die aus der Streuung der in Gl. 10.2 ermittelten Werte bestimmt werden, nur eine geringe Verbesserung der integralen Energieauflösung (relative Verbesserung um ca. 10%). Die Werte der einzelnen Teleskope sind insbesondere durch Fluktuationen in der Schauerhöhe korreliert. Unter Verwendung der geometrischen Bestimmung der Schauerhöhe (und der Verwendung der bekannten Quellposition bei der Rekonstruktion des Schauercores) erreicht man eine Energieauflösung von 10% [AAB$^+$01b]; dieser Algorithmus wird für die Genauigkeit der vorliegenden Analyse allerdings nicht benötigt und auch nicht eingesetzt.

Die Verwendung von Gewichten bei der Bestimmung der Energie, die große gegenüber kleinen Bildamplituden bevorzugen, könnte allerdings generell zu einer Verminderung des Einflusses der Teleskopschwellen bei der Energierekonstruktion führen. Mit einer Erweiterung des maximal akzeptierten Schauercoreabstands zum Teleskop könnte man so eventuell eine Verbesserung der γ-Ereignisstatistik bei nur mäßiger Vergrößerung des systematischen Fehlers erreichen. Untersuchungen zu diesem Thema wurden im Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit allerdings nicht durchgeführt.

10.3 Vergleich zweier Rohspektren

Unter der Annahme, daß zwei miteinander zu vergleichende Rohspektren aus den Quellen A und B entstammen, deren Spektren jeweils Potenzgesetzen der Form $\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}E \propto E^{\alpha_\mathrm{A}}$ bzw. $\propto E^{\alpha_\mathrm{B}}$ folgen, kann die Differenz der spektralen Indizes durch das binweise Verhältnis der (untergrundsubtrahierten) γ-Rohspektren gewonnen werden:

$$\frac{\mathrm{d}(\Phi_\mathrm{A}/\Phi_\mathrm{B})}{\mathrm{d}E}(E_i) = \frac{1}{\Delta E_i}\frac{\Delta t_\mathrm{B}}{\Delta t_\mathrm{A}} \left\{ \frac{\sum_{j=1}^{N_{\mathrm{on,A},i}} - \alpha_{\mathrm{on/off}} \sum_{j=1}^{N_{\mathrm{off,A},i}}}{\sum_{j=1}^{N_{\mathrm{on,B},i}} - \alpha_{\mathrm{on/off}} \sum_{j=1}^{N_{\mathrm{off,B},i}}} \right\} \propto E^{\alpha_\mathrm{A}-\alpha_\mathrm{B}} \tag{10.5}$$

Bei dieser Methode entfallen die γ-Effizienz und die effektive Fläche (beide binweise bestimmt), da sie faktorisieren und somit gekürzt werden können (siehe Gl. 10.1).

Die Differenz der spektralen Indizes, $\Delta\alpha = \alpha_\mathrm{A} - \alpha_\mathrm{B}$, wird durch einen χ^2-Fit eines Potenzgesetzes mit freier Normalisierung und freiem Exponenten gewonnen; die Fehler in den Quotientenspektren werden jeweils durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung bestimmt.

[4]Grund hierfür waren technische Probleme bei der dortigen Implementierung.

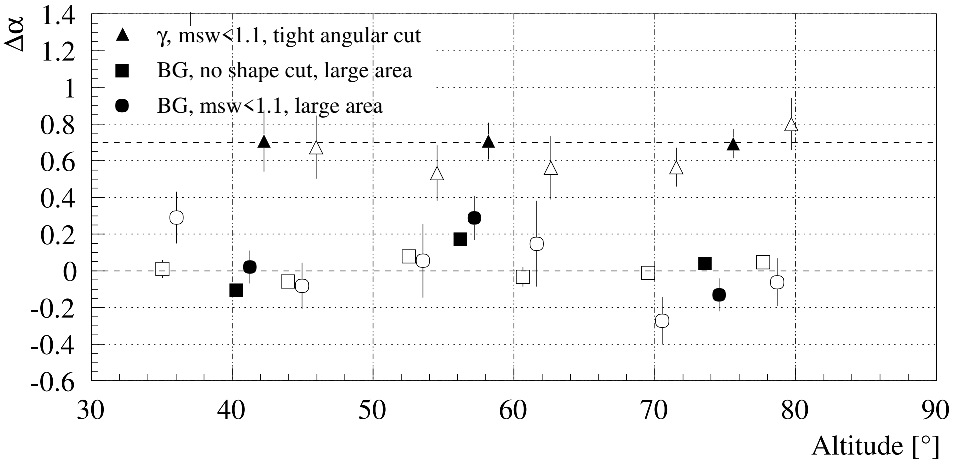


Abbildung 10.2: Ergebnisse der Vergleiche der Rohspektren von Mrk 501 und dem Krebsnebel als Funktion des untersuchten Zenitwinkelbereichs. Die gefüllten Symbole entsprechen den Ergebnissen der Zenitwinkelabschnitte 0°-25°, 25°-40° und 40°-60°. Außerdem wurden diese Zenitwinkelabschnitte noch einmal habiert, die Ergebnisse sind als offene Symbole dargestellt. Die γ-Erwartungswerte (Dreiecke) stimmen im Rahmen der statistischen Fehler mit dem erwarteten Wert von $\Delta\alpha \approx 0.7$ überein. Zu weiteren Details siehe Text.

Der Fit wird mit der MINUIT-Routine des PAW-Paketes durchgeführt [CER], als Fehler auf den ermittelten Exponenten wird der parabolische Fehler der MIGRAD-Routine verwendet.

Um die korrekte Implementierung des Verfahrens zu testen, wurden die Rohspektren des Mrk 501- und des Krebsnebel-Datensatzes miteinander verglichen. Das Krebsnebelspektrum folgt einem Potenzgesetz mit dem differentiellen spektralen Index $\alpha_{\mathrm{Crab}} = -2.59$ [AAB+00a]. Das Mrk 501-Spektrum hat jedoch einen Verlauf, der sich durch ein Potenzgesetz mit einem *cutoff* bei $E_{\mathrm{cutoff}} = 6.2\,\mathrm{TeV}$ beschreiben läßt: $\mathrm{d}\Phi_{\mathrm{Mrk\,501}}/\mathrm{d}E \propto (E/\mathrm{TeV})^{-1.9} \exp\left(-E/6.2\,\mathrm{TeV}\right)$ [AAB+99e]. Daher wurde das Mrk 501-γ-Rohspektrum vor der Analyse mit der inversen *cutoff*-Funktion multipliziert; als Ergebnis des Vergleichs der γ-Spektren erwartet man somit einen Wert von $\Delta\alpha = -1.9 - (-2.59) \approx 0.7$.

Abbildung 10.2 zeigt das Ergebnis dieses Tests. Die Daten wurden in Zenitwinkelabschnitte von 0°-25°(0.5-5 TeV), 25°-40°(1-10 TeV) und 40°-60°(2-10 TeV) aufgeteilt (gefüllte Symbole). Die Energiebereiche, in denen jeweils ein Potenzgesetz angepaßt wurde, sind jeweils in Klammern angegeben. Zusätzlich wurden diese Zenitwinkelbereiche noch einmal halbiert (unter Beibehaltung der angepaßten Energiebereiche), die Ergebnisse sind durch die offenen Symbole gezeigt. Die Ergebnisse aus den γ-Rohspektren entsprechen den Erwartungen. Im Zenitwinkelbereich zwischen 25° und 40° ist die Ereignisstatistik sowohl des Krebsnebel- als auch des Mrk 501-Datensatzes vergleichsweise gering; im Rahmen des statistischen Fehlers stimmen die Ergebnisse aber auch hier mit der Erwartung überein. Der Wert für $\Delta\alpha$ der γ-Spektren im Zenitwinkelabschnitt 50°-60° kann wegen mangelnder Statistik nur unzulänglich bestimmt werden.

Parallel zu den γ-Rohspektren wurden auch die Untergrundspektren, mit und ohne Anwendung des *mean scaled width*-Schauerformschnitts, nach derselben Methode verglichen; hier sollte die Differenz der spektralen Indizes 0 ergeben. Die Ergebnisse ohne Schauerformschnitt entsprechen auch hier den Erwartungen. Insbesondere im mittleren Zenitwinkelbereich ändert sich die Energieschwelle des Systems schnell mit ansteigendem Zenitwinkel; da die beiden Datensätze hier stark unterschiedliche Zenitwinkelverteilungen haben, ist das Ergebnis des großen Zenitwinkelabschnitts (25°-40°) nicht besonders aussagekräftig. Die Differenz unter Anwendung des *mean scaled width*-Schnitts bei kleinen Zenitwinkeln scheint dagegen signifikant zu sein; die Ursache ist unklar.

10.4 Spektraler Test der Softwareschwelle zum Akzeptanzausgleich

Zu der in Kap. 3.6.4 beschriebenen Softwareschwelle, die eine homogene spektrale Akzeptanz für alle in dieser Analyse verwendete Daten erzeugen soll, wurden in den vorherigen Kapiteln schon drei Tests gezeigt. Zum einen ist die (Untergrund-)Ereignisrate aller Daten-Runs über den relevanten Zeitraum im Rahmen des 10%igen Fehlerbandes konstant (Kap. 3.6.1, Abb. 3.8). Zum zweiten wurde anhand des Krebsnebeldatensatzes demonstriert, daß sowohl die Untergrundrate wie die γ-Rate nach Anwendung der Softwareschwelle über einen weiten Zenitwinkelbereich zeitlich konstant ist (Kap. 5.2, Abb. 5.2 und 5.3). Zum dritten wurde gezeigt, daß die Untergrundeffizienzen des *mean scaled width*-Schauerformschnittes sowohl ohne als auch mit Anwendung der Softwareschwelle zeitlich konstant sind und daß sich die γ-Ereignisrate des Krebsnebeldatensatzes in beiden Fällen proportional zur Untergrundereignisrate verhält (Kap. 7.5.2, Abb. 7.7 bis 7.12).

Um die zeitliche Konstanz der spektralen Akzeptanz direkt zu überprüfen, wurde der Krebsnebeldatensatz in die jährlichen Perioden 97/98, 98/99 und 99/00 aufgeteilt. Die Untergrund- wie auch die γ-Rohspektren wurden nach der im letzten Abschnitt (10.3) beschriebenen Methode in den Zenitwinkelbereichen 0°-25°(0.5-5 TeV) und 25°-40°(1-10 TeV) miteinander verglichen; in Klammern sind die angepaßten Energiebereiche angegeben. Die Abbildungen 10.3 und 10.4 zeigen die Ergebnisse des Vergleichs zwischen der 98/99- und der 97/98-Periode, Abb. 10.3 für den Zenitwinkelbereich zwischen 0° und 25°, Abb. 10.4 für den Bereich zwischen 25° und 40°. Oben sind jeweils die Verhältnisse der Untergrundspektren (ohne Schauerformschnitt), unten die der γ-Spektren (mit *mean scaled width*-Schnitt) gezeigt. Die linken Spektren stellen die Ergebnisse mit Anwendung

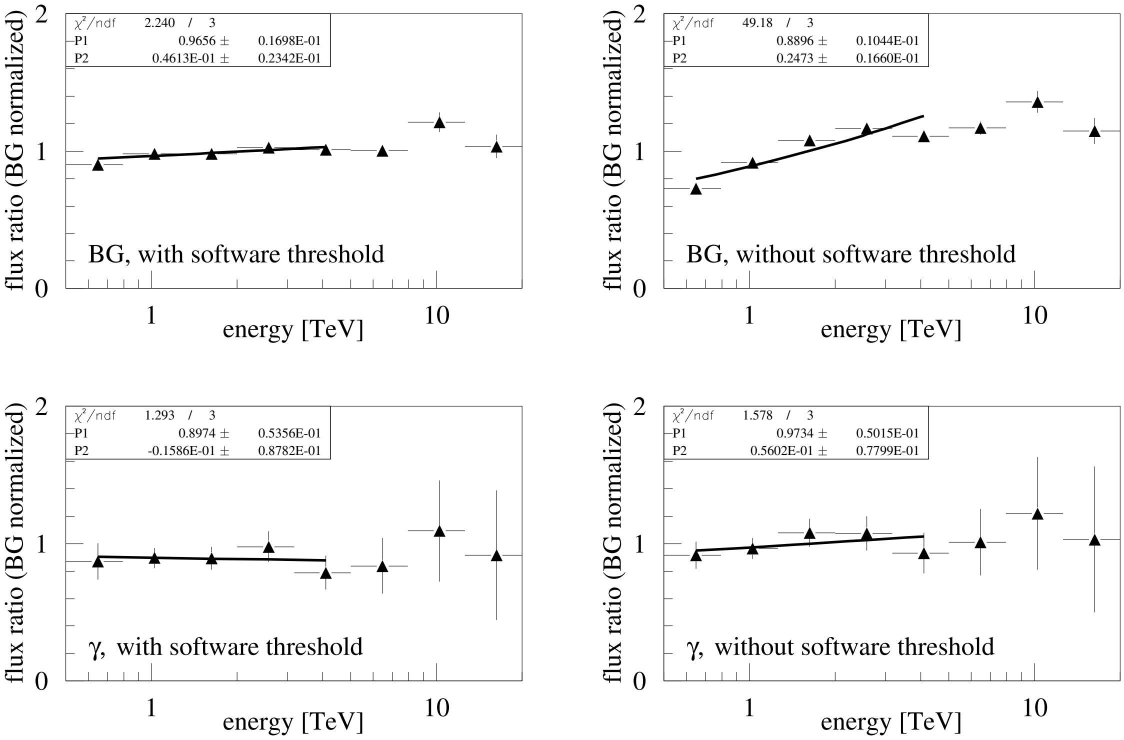


Abbildung 10.3: Vergleich der Untergrundspektren (oben) und der γ-Spektren (unten) zweier jahresweise zusammengefaßten Krebsnebeldatensätze (Winter 98/99 im Vergleich zum Winter 97/98, Zenitwinkel 0°-25°). Untergrundspektren: $\theta^2 < 0.0225°^2$, kein Schauerformschnitt. γ-Spektren: $\theta^2 < 0.0135°^2, msw < 1.1$). Gezeigt ist jeweils das Verhältnis zweier Rohspektren, die Datensätze wurden entsprechend dem Verhältnis der Gesamtzahl der Untergrundereignisse normiert. An die Daten wurde jeweils ein Potenzgesetz angepaßt; bei Übereinstimmung der spektralen Akzeptanzen sollte der angepaßte Exponent klein sein, der Vergleich sollte näherungsweise eine Waagerechte ergeben. Der getestete Energiebereich liegt zwischen 500 GeV und 5 TeV. Links ist jeweils der Vergleich der Spektren unter Anwendung der Softwareschwelle gezeigt. Man erkennt im Rahmen des statistischen Fehlers die erwartete gute Übereinstimmung der spektralen Akzeptanz, sowohl für Hadronen wie auch für γ-Ereignisse. Rechts ist derselbe Vergleich ohne Einsatz der Softwareschwelle gezeigt.

der Softwareschwelle, rechts ohne ihre Anwendung dar.

Tabelle 10.2 gibt einen Überblick über alle Ergebnisse. Da es in der Periode 99/00 praktisch keine Krebsnebeldaten oberhalb eines Zenitwinkels von 30° gibt, ist hier kein Vergleich für den Zenitwinkelbereich 25°-40° möglich. Zusammenfassend gilt, daß die Untergrundspektren ohne Schauerformschnitt bei fehlender Softwareschwelle um $\Delta\alpha \approx 0.2$ voneinander abweichen und daß diese Differenz bei Anwendung der Softwareschwelle

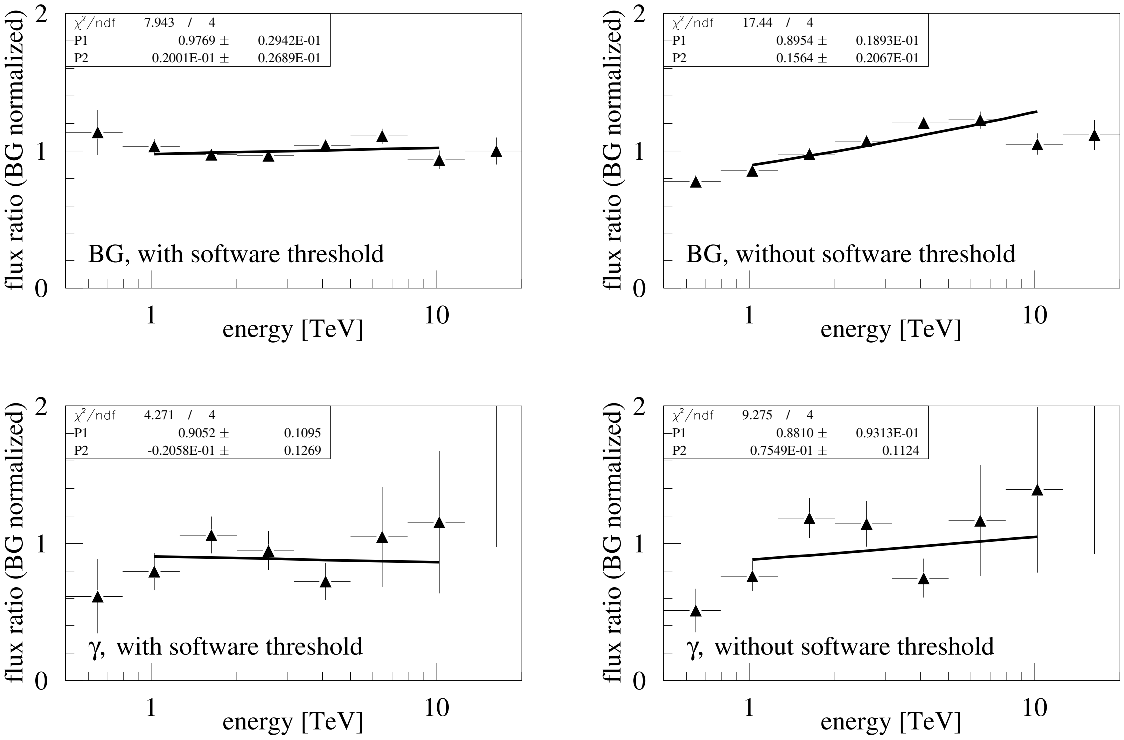


Abbildung 10.4: Derselbe Vergleich wie in Abb. 10.3, mit den Daten unter Zenitwinkeln 25°-40°(γ-Spektren: $msw < 1.2$). Der getestete Energiebereich liegt bei 1-10 TeV, der auch bei der Bestimmung des Cas A-Spektrums verwendet wird.

verschwindet. Sowohl für die γ-Spektren als auch für die Untergrundspektren nach Anwendung des $msw < 1.1$-Schnitts zeigt sich dagegen, daß die Akzeptanzen sowohl ohne als auch mit der Softwareschwelle gut übereinstimmen; der Grund hierfür liegt möglicherweise darin, daß γ-Ereignisse und γ-artige Ereignisse nach harten Schauerformschnitten vorwiegend 3- und 4-Teleskop-Ereignisse sind, deren Energiebestimmung weniger schwellenabhängig ist. In jedem Fall gilt, daß die Ergebnisse für die vorliegende Analyse eine gute Übereinstimmung der spektralen Akzeptanzen während der unterschiedlichen Beobachtungsperioden (mit unterschiedlichen Detektorsensitivitäten) zeigen.

10.5 Zenitwinkelabhängigkeit der Akzeptanz

Die effektive Fläche des Teleskopsystems ist zenitwinkelabhängig (siehe z.B. Abb. 10.1); der Parameter wurde in $A'_{\text{eff}}(\alpha; zen; E)$ in den obigen Formeln der Übersichtlichkeit halber weggelassen. Die Abhängigkeit läßt sich empirisch durch einen Skalenfaktor

		$msw <$	-	1.2	1.1
		$\theta^2 <$	$0.0225^{\circ 2}$	$0.0225^{\circ 2}$	$0.0135^{\circ 2}$
9899/9798, mit Softwareschwelle					
0°-25°	0.5-5 TeV	Untergrund	$\mathbf{0.05 \pm 0.02}$	0.14 ± 0.07	-0.11 ± 0.13
		γ's	-0.13 ± 0.11	-0.09 ± 0.08	$\mathbf{-0.016 \pm 0.09}$
25°-40°	1-10 TeV	Untergrund	$\mathbf{0.02 \pm 0.03}$	0.07 ± 0.08	-0.07 ± 0.18
		γ's	0.11 ± 0.18	-0.02 ± 0.13	$\mathbf{-0.08 \pm 0.13}$
9900/9798, mit Softwareschwelle					
0°-25°	0.5-5 TeV	Untergrund	-0.10 ± 0.03	-0.01 ± 0.10	-0.36 ± 0.16
		γ's	0.08 ± 0.14	-0.07 ± 0.09	-0.06 ± 0.10
9899/9798, ohne Softwareschwelle					
0°-25°	0.5-5 TeV	Untergrund	$\mathbf{0.25 \pm 0.01}$	0.26 ± 0.05	0.08 ± 0.11
		γ's	-0.17 ± 0.12	-0.03 ± 0.07	$\mathbf{0.06 \pm 0.08}$
25°-40°	1-10 TeV	Untergrund	$\mathbf{0.16 \pm 0.02}$	0.17 ± 0.07	0.01 ± 0.17
		γ's	0.03 ± 0.15	-0.11 ± 0.09	$\mathbf{-0.02 \pm 0.10}$
9900/9798, ohne Softwareschwelle					
0°-25°	0.5-5 TeV	Untergrund	-0.05 ± 0.02	0.04 ± 0.08	-0.04 ± 0.13
		γ's	0.03 ± 0.15	-0.11 ± 0.09	-0.02 ± 0.10

Tabelle 10.2: Ergebnisse der Vergleiche der Rohspektren der jahresweise unterteilten Krebsnebeldatensätze. Fettgedruckt sind die Werte für den Untergrundvergleich ohne Schauerformschnitt und den Vergleich der γ-Spektren nach Anwendung harter Schauerform- und Winkelschnitte. Die Untergrundspektren unterscheiden sich im spektralen Index ohne Anwendung der Softwareschwelle um $\Delta\alpha \approx 0.2$, diese Differenz verschwindet mit Anwendung der Softwareschwelle. Die γ-Spektren scheinen hingegen unempfindlicher gegenüber den Änderungen der Detektorempfindlichkeit zu sein, im Rahmen der Fehler stimmen die Spektren sowohl ohne als auch mit Anwendung der Softwareschwelle überein. Zu Details siehe Text.

$\cos^{\zeta}(zen)$ mit $\zeta \approx 2$ beschreiben [AAB$^+$99d]; einer Änderung von 25% zwischen 0° und 30° Zenitwinkel folgt eine Änderung von 35% zwischen 30° und 45°.

In Abb. 10.5 sind die Untergrund-Zenitwinkelverteilungen der Cas A-Daten und des Krebsnebel-Referenzdatensatzes gezeigt. Bei einer Gewichtung der Krebsnebeldaten entsprechend der Zenitwinkelverteilung der Cas A-Daten würde die γ-Statistik der Krebsnebeldaten einen signifikanten Beitrag zum statistischen Fehler bei der Bestimmung des Spektrums von Cas A leisten. Daher wurden als Referenzdaten alle Krebsnebeldaten zwischen 25° und 40° verwendet. Der dadurch verursachte systematische Fehler, der im Vergleich zu dem durch die Cas A-γ-Statistik dominierten statistischen Fehler immer noch klein ist, wurde durch den Vergleich der Untergrundspektren abgeschätzt.

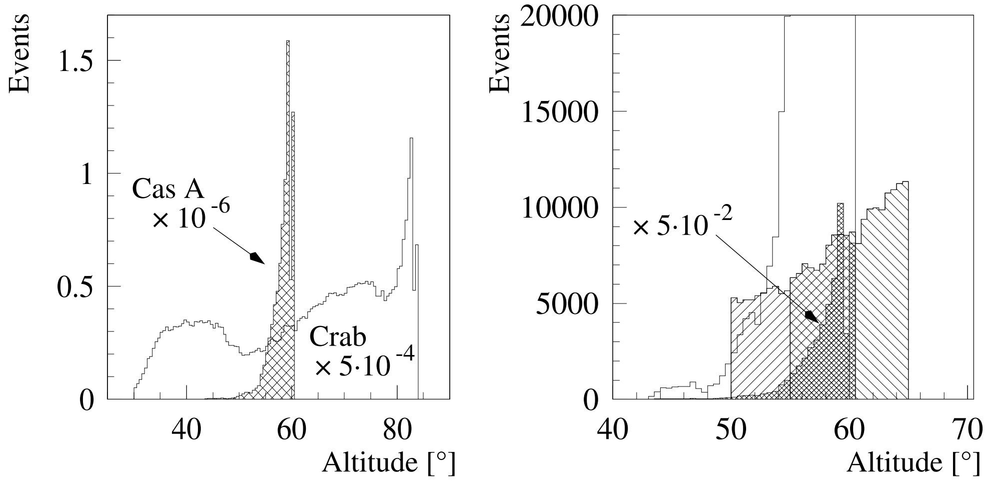


Abbildung 10.5: Zenitwinkelverteilung aller (Untergrund-)Ereignisse des Cas A- und des Krebsnebeldatensatzes im Vergleich. Links sind die vollen Datensätze gezeigt, rechts ist der Krebsnebeldatensatz auf den Zenitwinkelbereich zwischen 25° und 40° eingeschränkt und in 5°-Schritten durch unterschiedliche Schraffierung markiert. Bei einer Gewichtung der Krebsnebeldaten entsprechend der Cas A-Zenitwinkelverteilung würde der statistische Fehler der Krebsnebel-γ-Verteilungen zu einem signifikanten Beitrag zum Fehler der Cas A-Spektrumsbestimmung führen. Daher werden hierfür alle Krebsnebeldaten zwischen 25° und 40° verwendet. Der dadurch verursachte systematische Fehler wird durch einen Vergleich der Untergrundspektren abgeschätzt.

Dieser Vergleich ist in Abb. 10.6 gezeigt. Auf die Untergrundspektren wird ein harter Schauerformschnitt angewandt ($msw < 1.1$), da die so selektierten Ereignisse γ-ähnliches Verhalten zeigen. Es wird jeweils der volle Cas A-Datensatz mit verschiedenen Zenitwinkelabschnitten des Krebsnebeldatensatzes verglichen. Man erkennt die sehr gute Übereinstimmung der spektralen Akzeptanz bei Verwendung des 30°-35°-Zenitwinkelabschnitts des Krebsnebeldatensatzes; dies wird aufgrund der Zenitwinkelverteilungen auch erwartet. Ähnlich gute Übereinstimmung erreicht man bei Auslassung des niedrigsten Energiebins (500 GeV-1 TeV) auch für den 25°-40°-Zenitwinkelbereich; der so definierte Krebsnebeldatensatz wurde *a priori* für den Vergleich mit den Cas A-Daten ausgewählt. Der systematische Fehler bei der Bestimmung von $\Delta\alpha_{\mathrm{Cas\,A,Crab}}$ wird auf $\mathrm{d}(\Delta\alpha) = 0.1$ abgeschätzt.

Eine Korrektur der γ-Akzeptanz mittels dieser Quotientenspektren scheint auf den ersten Blick möglich; allerdings müßten weitere Untersuchungen klären, inwieweit diese relativen Untergrundspektren tatsächlich quantitativ mit den relativen γ-Spektren übereinstimmen; die Rohspektren tun dies a priori nicht (siehe Abb. 10.7).

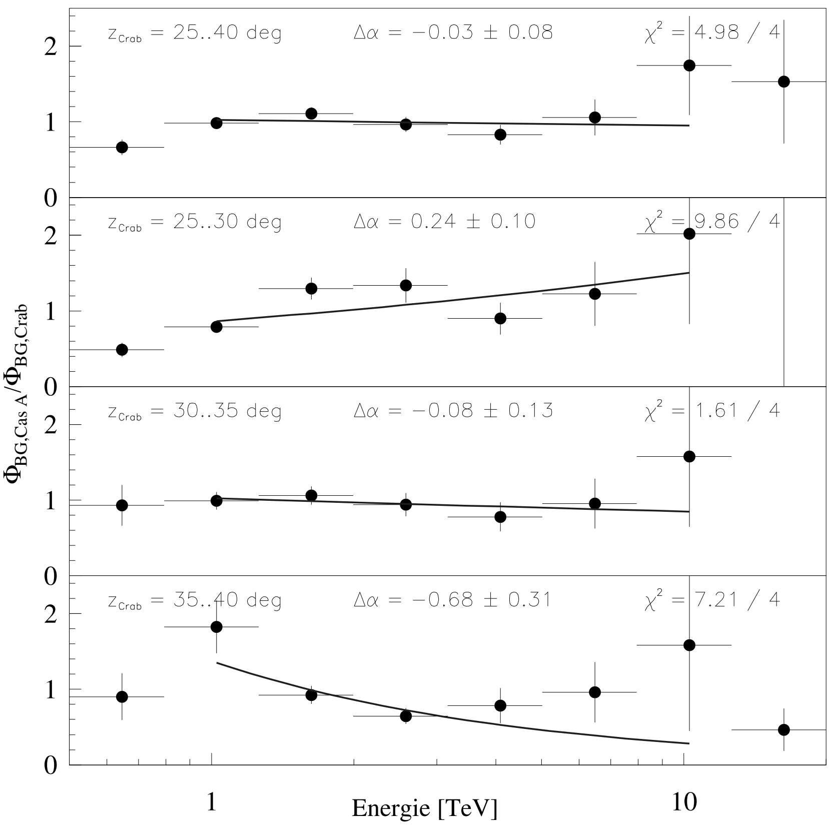


Abbildung 10.6: Vergleich der Untergrundspektren des Cas A- und des Krebsnebeldatensatzes; es wurde ein lockerer Winkelschnitt, aber derselbe Schauerformschnitt wie bei der Bestimmung der γ-Spektren gewählt. Die Untergrundspektren sind ein gutes Maß auch für die Übereinstimmung der spektralen γ-Akzeptanz. In allen vier Spektren wird der volle Cas A-Datensatz verglichen: oben mit dem vollen Krebsnebel-Referenzdatensatz zwischen 25° und 40° Zenitwinkel und in den weiteren Abschnitten jeweils mit Unterbereichen von 5° Breite. Man erkennt erwartungsgemäß die beste Übereinstimmung im Falle der 30°-35°-Krebsnebeldaten. Ähnlich gute Übereinstimmung wird aber auch bei dem vollen 25°-40°-Abschnitt erreicht, allerdings unter Auslassung des niedrigsten Energiebins (500 GeV-1 TeV). Aus diesem Grund wurde in der Cas A-Spektrumsanalyse *a priori* dieses Energiebin ausgelassen.

10.6 Bestimmung des spektralen Index der Cas A-γ-Ereignisse

Nach diesen ganzen Vorarbeiten werden nun das Cas A- und das Krebsnebel-γ-Spektrum miteinander verglichen, um den spektralen Verlauf der Cas A-γ-Emission zu untersuchen.

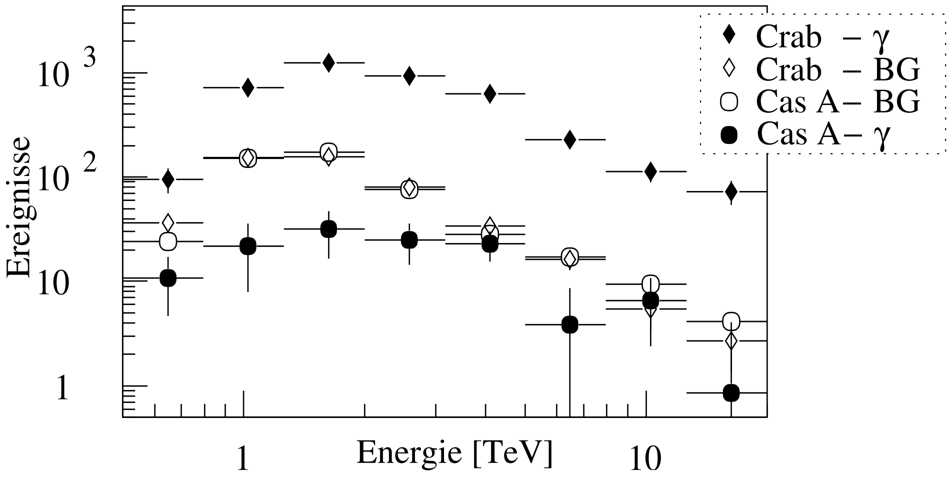


Abbildung 10.7: Rohspektren des Cas A- und des Krebsnebeldatensatzes (Zenitwinkel 25°-40°) im Vergleich. Für alle Daten gelten harte Schnitte ($0.5 < msw < 1.1$, $\theta^2 < 0.0135^{\circ 2}$). Die Untergrunddaten werden aus Kontrollregionen gewonnen, deren Fläche im Gesichtsfeld siebenmal größer ist als die Fläche der Signalregion. Die Krebsnebeldaten sind entsprechend der unterschiedlichen Beobachtungszeiten hochskaliert.

Abbildung 10.7 zeigt die Rohspektren des Cas A und des Krebsnebel-Referenzdatensatzes (Zenitwinkel 25°-40°) unter Verwendung der harten Schauerform- und Winkelschnitte ($0.5 < msw < 1.1$, $\theta^2 < 0.0135^{\circ 2}$). Die Bestimmung des Untergrundes erfolgt mittels des in Kap. 8.3.3 diskutierten Kontrollregionenlayouts. Im Gegensatz zu der bereits in Kap. 6 gezeigten Abbildung 6.3 sind in dieser Abbildung die Krebsnebeldaten mittels des Verhältnisses der Untergrundereignisse auf die Cas A-Beobachtungsdauer hochskaliert. Man erkennt noch einmal die gute Übereinstimmung der Untergrundspektren.

Abbildung 10.8 zeigt das in Gl. 10.5 eingeführte Verhältnisspektrum der Cas A- und Krebsnebel-γ-Ereignisse. Unter der Annahme, daß das γ-Quellspektrum von Cas A einem Potenzgesetz folgt, wird mit einem Fit der Funktion

$$\frac{\mathrm{d}(\Phi_{\mathrm{Cas\,A}}/\Phi_{\mathrm{Crab}})}{\mathrm{d}E}(E_i) = \Phi_0 E_i^{\alpha_{\mathrm{Cas\,A}}-\alpha_{\mathrm{Crab}}} \tag{10.6}$$

und dem bekannten spektralen Index des Krebsnebels $\alpha_{\mathrm{Crab}} = -2.59 \pm 0.02_{\mathrm{stat}} \pm 0.5_{\mathrm{syst}}$ [AAB+00a] der differentielle spektrale Index der γ-Emission von Cas A zwischen 1 und 10 TeV zu

$$\alpha_{\mathrm{Cas\,A}} = -2.45 \pm 0.4_{\mathrm{stat}} \pm 0.1_{\mathrm{syst}} \tag{10.7}$$

bestimmt.

Als weiterer Test wurden die Rohspektren der Untergrund- und der γ-Ereignisse nach derselben Methode verglichen. Die Untergrundrohspektren sind im Vergleich sowohl

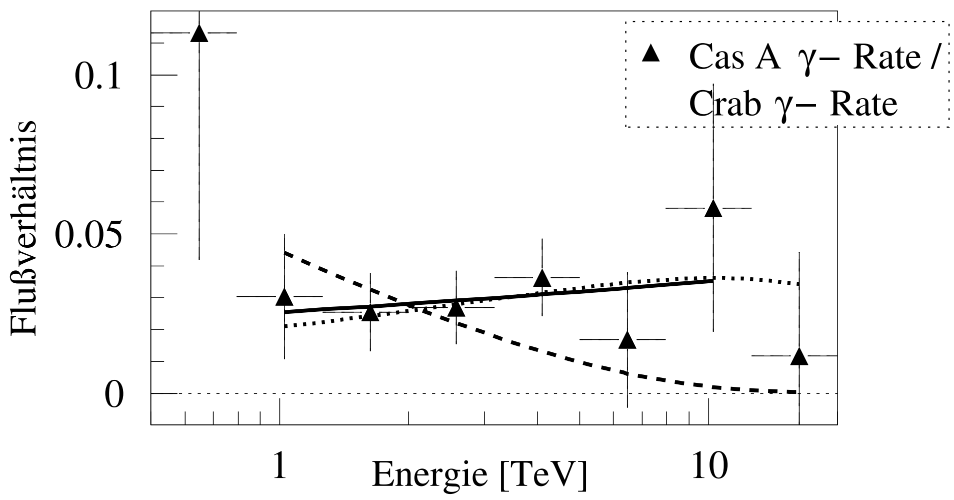


Abbildung 10.8: Vergleich der γ-Rohspektren des Cas A- und des Krebsnebeldatensatzes (Zenitwinkel 25°-40°). Auf die Daten wurden harte Schnitte angewendet ($0.5 < msw < 1.1$, $\theta^2 < 0.0135°^2$). Die Zahlen der Krebsnebel-γ-Ereignisse wurden entsprechend der unterschiedlichen Beobachtungszeiten der beiden Datensätze hochskaliert. Das Bild zeigt das in Gl. 10.5 beschriebene Spektrum, in dem die γ-Ereignisse des Cas A- und des Krebsnebeldatensatzes binweise dividiert werden. Die Fehler werden mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet. Unter der Annahme, daß beide Spektren aus Quellspektren stammen, die einem Potenzgesetz folgen, sollte dieses Verhältnis wiederum einem Potenzgesetz $\propto E^{\Delta\alpha}$ folgen; die durchgezogene Linie zeigt den entsprechenden Fit für den Energiebereich zwischen 1 und 10 TeV. Außerdem sind Anpassungen der hadronischen (gepunktete Linie) und der leptonischen (gestrichelte Linie) Modellspektren gezeigt, die in Abschnitt 10.7 diskutiert werden; in diesem Fall liegt der für die Anpassung verwendete Energiebereich bei 1 bis 20 TeV.

zum Krebsnebel- wie zum Cas A-γ-Spektrum steiler, d.h. weicher, die Werte liegen bei $\Delta\alpha = 0.5..1$, je nach Wahl des angepaßten Energiebereiches. Der Vergleich mit dem Krebsnebel-γ-Spektrum ergibt kein gutes Potenzgesetz; die χ^2-Werte schließen eine Beschreibung des Untergrundspektrums mittels eines Potenzgesetzes aus.

Der Untergrund nach harten Schauerformschnitten besteht, wie bereits in Kap. 8.3 kurz diskutiert, aus hadronischen Ereignissen, deren Bilder durch Fluktuationen denen von γ-Schauern ähnlich sind, und möglicherweise aus Elektronen und diffusen kosmischen γ's; letztere insbesondere aus Richtung der Galaktischen Scheibe. Die „Energie" dieser Ereignisse wird mit einer für γ-Schauer ermittelten Energierekonstruktion bestimmt. Das Untergrundspektrum repräsentiert also nicht das Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung, so daß ein Vergleich mit dessen spektralen Index nicht möglich ist.

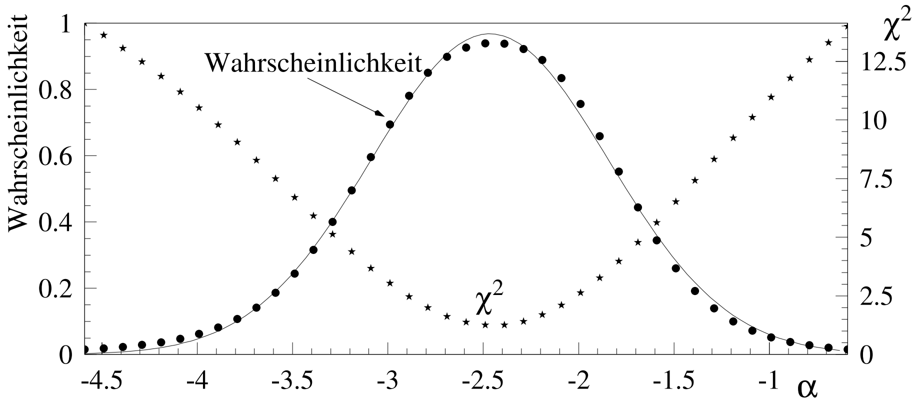


Abbildung 10.9: Reduziertes χ^2 und die daraus abgeleitete Wahrscheinlichkeit für verschiedene spektrale Indizes, wenn das Cas A-γ-Spektrums mit einem Potenzgesetz zwischen 1 und 10 TeV beschrieben wird. Der Verlauf der Wahrscheinlichkeit wird durch eine Gaußfunktion beschrieben (durchgezogene Kurve).

Die Tatsache, daß das Untergrundspektrum deutlich von der Form des gemessenen Cas A-γ-Spektrums abweicht, kann als zusätzlicher Hinweis dafür gewertet werden, daß das Cas A-Signal nicht aus einer Unterschätzung des erwarteten Untergrunds herrührt.

10.7 Test von Modellvorhersagen für das Cas A-Spektrum

Der Wert für das reduzierte χ^2 bei der Bestimmung von $\alpha_{\mathrm{Cas\,A}}$ ist deutlich kleiner als 1. Daher werden Spektren, die z.B. eine Standardabweichung von dem rekonstruierten spektralen Index abweichen, statistisch noch nicht besonders stark ausgeschlossen. Abbildung 10.9 zeigt das reduzierte χ^2 und die daraus bestimmte Wahrscheinlichkeit als Funktion des angenommenen spektralen Index von Cas A. Um diese Werte zu bestimmen, wurde in der in Gl. 10.6 beschriebenen Anpassung der Wert für $\alpha_{\mathrm{Cas\,A}}$ festgehalten und nur jeweils Φ_0 bestimmt.

Um die Übereinstimmung bzw. Abweichung der in Kap. 11.3 und 11.4 diskutierten Modellspektren mit dem gemessenen Cas A-γ-Spektrum genauer zu quantifizieren, wurde aus den in Abb. 11.4 gezeigten Modellvorhersagen ein differentielles „leptonisches" und ein differentielles „hadronisches" Modellspektrum extrahiert. Das in Gl. 10.5 zur Beschreibung des Quotientenspektrums verwendete Potenzgesetz wurde modifiziert, um den Modellspektren (im wesentlichen Potenzgesetze mit einem spektralen *cutoff*) zu entsprechen. Diese Vorgehensweise ist in gewissen Grenzen erlaubt, da sie derselben Methode

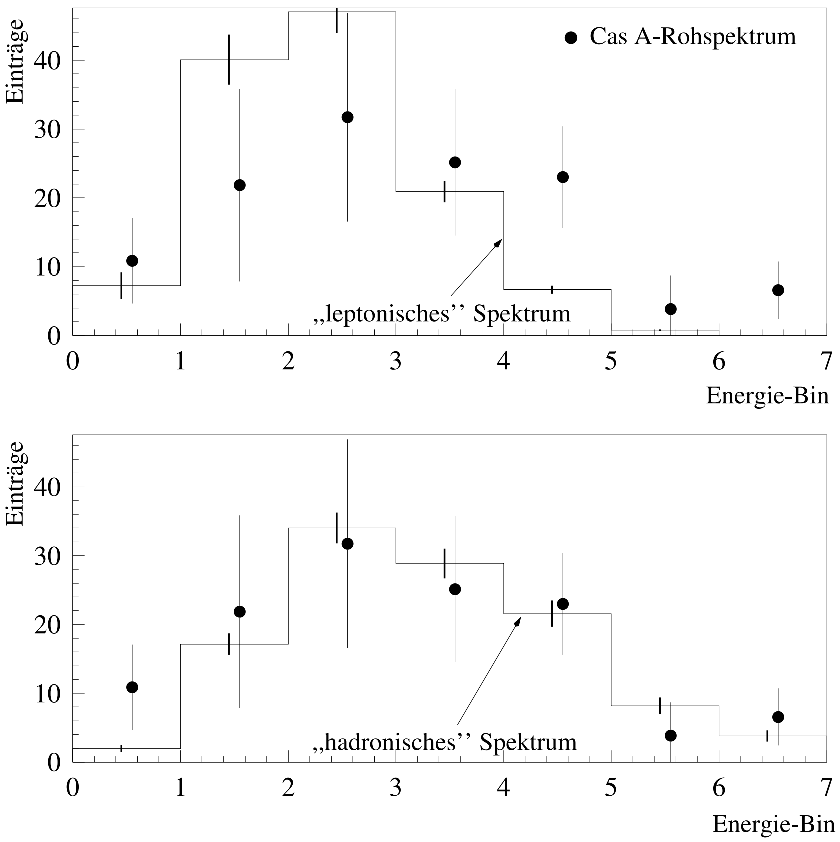


Abbildung 10.10: Vergleich des Cas A-γ-Rohspektrums mit einem „leptonischen" (oben) und einem „hadronischen" (unten) Modellspektrum. Die Modellspektren wurden aus den Krebsnebel-γ-Rohspektren unter Anwendung der spektralen Verläufe der theoretischen Vorhersagen gewonnen. Für die Normalisierung der Modellspektren in der Darstellung wurde die beste χ^2-Anpassung gewählt.

folgt wie die Bestimmung von gekrümmten Spektren unter Anwendung der effektiven Fläche (siehe Abschnitt 10.1.2). Bei diesen Tests spielen die absoluten Flußvorhersagen der Modelle keine Rolle, es wird lediglich der vorhergesagte spektrale Verlauf mit dem gemessenen Cas A-Spektrum verglichen.

Die Ergebnisse sind in Abb. 10.8 eingezeichnet. Für die Fits wurde der Energiebereich auf 1-20 TeV erweitert (zu einer Diskussion über die verwendeten Energiebereiche siehe Ende dieses Abschnitts). Die gepunktete Linie entspricht der hadronischen Modellvorhersage, die gestrichelte Linie der leptonischen Vorhersage. Eine alternative Darstellung desselben Tests ist in Abb. 10.10 gezeigt. Hierfür wurde das Krebsnebel-γ-Rohspektrum entsprechend der Unterschiede zwischen dem Krebsnebelspektrum und den Modellvorhersagen

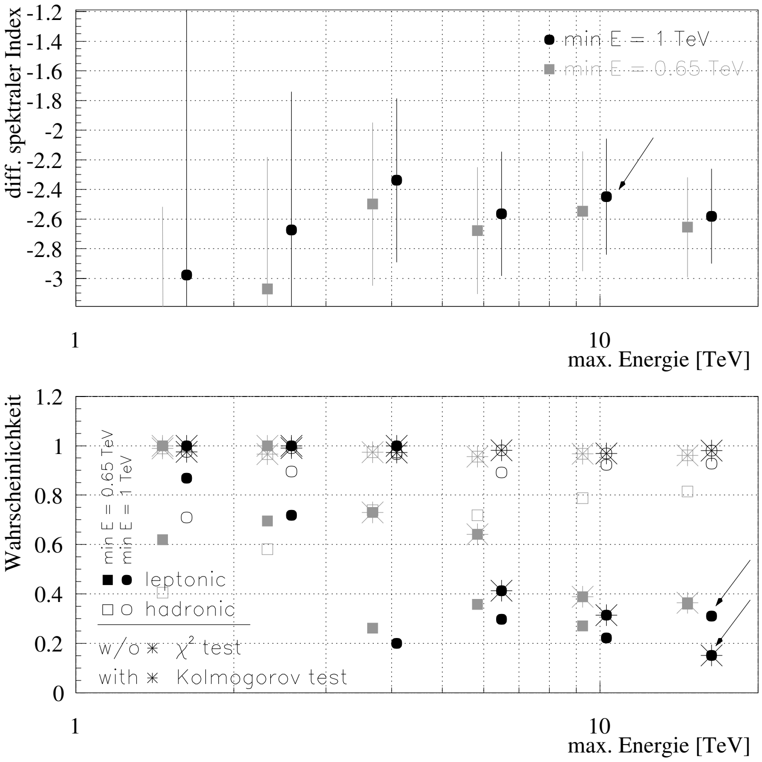


Abbildung 10.11: Ergebnisse der *a posteriori* durchgeführten Tests zur Beschreibung des Cas A-γ-Spektrums unter Anwendung verschiedener Energiebereiche. Oben sind die Ergebnisse der Fits an ein Potenzgesetz gezeigt, unten die Ergebnisse der χ^2- und der Kolmogorov-Tests. Für das untere Ende der Energieskala wurde 1 TeV (dunkle Symbole) und 0.65 TeV (graue Symbole) gewählt. Das obere Ende des Energiebereiches wird durch die Abszisse angegeben. Die Ergebnisse für die in der Analyse *a priori* ausgewählten Energiebereiche sind durch Pfeile markiert.

modifiziert. Die Abbildung zeigt oben das so ermittelte „leptonische" Modellspektrum und unten die „hadronische" Vorhersage. Die Cas A-Rohspektren sind in beiden Fällen dieselben.

Um die Verträglichkeit der beiden Vorhersagen mit dem gemessenen Cas A-Spektrum zu überprüfen, wurden zwei statistische Tests durchgeführt, ein χ^2-Test und ein Kolmogorov-Test [EDJ$^+$71]. Beide Tests prüfen nur die Verträglichkeit der spektralen Formen; die Normalisierungen, d.h. die Flußvorhersagen, werden nicht geprüft. Der χ^2-Test ergibt für das hadronische Modell eine Wahrscheinlichkeit von 93% und für die leptonische Vorhersage eine Wahrscheinlichkeit von 31%. Die statistische *power*, d.h. die Fähigkeit, Hypothesen auszuschließen, hängt beim χ^2-Test von der Größe der Intervalle ab. Der Kolmogorov-Test wurde als Alternative zur Bestimmung der optimalen

Bingröße durchgeführt; er ist generell sensitiv auf eine Folge von Abweichungen von Vorhersage und Meßwerten mit demselben Vorzeichen. Dazu wurde die in dem Analyseprogramm PAW [CER] implementierte Kolmogorov-Routine eingesetzt. Diese hat allerdings zwei Probleme. Zum einen werden untergrundsubtrahierte Histogramme falsch behandelt.[5] Dieser Fehler konnte durch eine Modifizierung behoben werden.[6] Zum anderen werden bei dem Vergleich der Histogramme deren statistische Fehler nur durch die Zahl der äquivalenten Ereignisse N_{equiv}

$$N_{\mathrm{equiv}} = \frac{\left(\sum_{i=1}^{n} w_i\right)^2}{\sum_{i=1}^{n} w_i^2} \tag{10.8}$$

berücksichtigt; hierbei sind n die Gesamtzahl der Ereignisse in einem Histogramm und w_i die Gewichte der Ereignisse. Die Fehler der einzelnen Bins untereinander bleiben unbeachtet. Der Kolmogorov-Test ergibt für die hadronische Vorhersage eine Wahrscheinlichkeit von 98%, für das leptonische Modell eine Wahrscheinlichkeit von 15%. Die Ergebnisse unterscheiden sich also praktisch nicht von den Ergebnissen des χ^2-Tests. Weitere Untersuchungen wären notwendig, um die statistische *power* (und die Korrektheit der Wahrscheinlichkeiten) in der vorliegenden Anwendung zu prüfen; ob der Test durch eine Implementierung der Behandlung der statistischen Fehler auf Bin-Ebene verbessert werden könnte, wurde nicht überprüft.

Die Beschreibung des Cas A-Spektrums durch einen spektralen Index kann nur unter der Annahme eines Potenzgesetzes erfolgen; die Statistik reicht nicht aus, um z.B. zwischen einem Potenzgesetz und einem großen Bereich gekrümmter Spektren zu unterscheiden. Daher ist die Wahl des Energiebereichs für die Bestimmung des spektralen Index prinzipell frei. Die Wahl der Obergrenze bei 10 TeV erfolgte als Kompromiß zwischen dem erreichbaren statistischen Fehler auf den Wert von α und der Tatsache, daß die Modellvorhersagen in jedem Fall einen *cutoff* im Energiespektrum vorhersagen. Für die Modellspektren gilt diese Einschränkung natürlich nicht mehr, daher wurde hierfür auch das Energiebin oberhalb von 10 TeV eingeschlossen.

Die Diskussion über die Wahl der für den spektralen Index oder die Modelltests verwendeten Energiebereiche erscheint angesichts der großen statistischen Fehler überdimensioniert. Sie wurde nur eingefügt, um einer möglichen Kritik zu begegnen, daß die Wahl der Energiebereiche im Hinblick auf das erzielte Ergebnis getroffen wurde. Abbildung 10.11 gibt einen Überblick über die Ergebnisse der Potenzgesetzanpassungen und der Modelltests für ein weites Ensemble an möglichen Energiebereichen; diese Werte wurden *a posteriori* ermittelt. Die in der vorliegenden Analyse verwendeten Werte sind durch

[5] Tatsächlich gibt PAW für untergrundsubtrahierte Histogramme bei einer ganzen Reihe von statistischen Werten irreführende Ergebnisse an.

[6] Alternativ dazu kann man auch nicht-untergrundsubtrahierten Spektren miteinander vergleichen; die Resultate nach Anwendung der Modifikation sind dieselben.

Pfeile markiert. Aus diesen Tests folgt, daß im Rahmen der statistischen Fehler die ermittelten Werte vollkommen mit den Ergebnissen unter Verwendung anderer sinnvoller Energiebereiche übereinstimmen.

Als Fazit aus den Vergleichen der hadronischen und der leptonischen Modellvorhersagen mit dem gemessenen γ-Spektrum von Cas A folgt, daß die hadronische Vorhersage leicht favorisiert wird, das leptonische Modell allerdings keineswegs signifikant ausgeschlossen wird.

Kapitel 11

Cassiopeia A

11.1 Die Ergebnisse der Beobachtungen mit dem HEGRA-Teleskopsystem

In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, daß mit dem HEGRA-Teleskopsystem ein robustes $5\,\sigma$-Signal von Cassiopeia A nachgewiesen werden konnte. Die wesentlichen experimentellen Ergebnisse sind durch die Winkelverteilung, die Position des Schwerpunkts der Emission und das differentielle Energiespektrum gegeben, die in Kap. 6 zusammengestellt gezeigt wurden.

Der integrale Fluß wurde in Einheiten des Krebsnebelflusses zu 3% Crab mit einem jeweils 20prozentigen statistischen und systematischen Fehler bestimmt. Unter der Annahme eines reinen Potenzgesetzes zwischen 1 und 10 TeV zeigt Cas A mit $\Delta\alpha = \alpha_{\mathrm{Cas\,A}} - \alpha_{\mathrm{Crab}} = 0.14 \pm 0.4_{\mathrm{stat}} \pm 0.1_{\mathrm{syst}}$ im wesentlichen dasselbe Spektrum wie der Krebsnebel.

Als Referenz wird der diffenzielle Krebsnebelfluß

$$(\mathrm{d}F_\gamma/\mathrm{d}E)_{\mathrm{Crab}} = (2.79{\pm}0.02{\pm}0.5)\cdot 10^{-7}(\frac{E}{1\,\mathrm{TeV}})^{-2.59\pm0.03\pm0.05}\mathrm{ph\,m^{-2}s^{-1}TeV^{-1}} \quad (11.1)$$

zwischen 1 und 20 TeV verwendet [AAB$^+$00a]. Somit beträgt der gemessenene integrale Fluß von Cas A oberhalb von 1 TeV

$$F_{\mathrm{Cas\,A}} = (5.8 \pm 1.2_{\mathrm{stat}} \pm 1.2_{\mathrm{syst}}) \times 10^{-9}\,\mathrm{ph\,m^{-2}\,s^{-1}} \quad (11.2)$$

Das ist der niedrigste bisher nachgewiesene Fluß in der TeV-γ-Astronomie. Unter der Annahme eines reinen Potenzgesetzspektrums $\mathrm{d}F/\mathrm{d}E \propto E^\alpha$ beträgt der differentielle spektrale Index zwischen 1 und 10 TeV

$$\alpha_{\mathrm{Cas\,A}} = -2.45 \pm 0.4_{\mathrm{stat}} \pm 0.1_{\mathrm{syst}} \quad (11.3)$$

Das Spektrum entspricht damit in diesem Energiebereich dem des Krebsnebels; mit dieser Beobachtung ist aber keinerlei Ähnlichkeit der Quellen impliziert.

Der statistische Fehler der Flußbestimmung ist durch die Cas A-Photonenstatistik dominiert. Der systematische Fehler wird durch die leicht unterschiedlichen Zenitwinkelverteilungen der Quell- und Referenzmessung bestimmt und abgeschätzt. In die Fehlerbestimmung geht die Unsicherheit bei der Messung des Cas A-Spektrums nicht ein, da der integral gemessene Fluß oberhalb der Detektorschwelle mit der entsprechenden Messung des Krebsnebels verglichen wird; bei der Flußbestimmung wird also ein krebsnebelartiges Spektrum zugrunde gelegt. Da in der folgenden Diskussion lediglich die Form der Modellspektren mit dem gemessenen Spektrum verglichen wird, spielt dieser Fehler keine Rolle. Falls die Modelle in Zukunft absolute Flußvorhersagen mit der gegebenen Genauigkeit machen können, muß die zusätzliche Unsicherheit evtl. berücksichtigt werden; diese ist aber gering.

Der statistische Fehler bei der Bestimmung des spektralen Index α ist wiederum durch die Photonenstatistik von Cas A dominiert, der systematische Fehler durch die leichten Unterschiede in den Zenitwinkelverteilungen von Quell- und Referenzdatensatz. Neben der reinen Parametrisierung des Energiespektrums durch ein Potenzgesetz wurde das gemessene Spektrum auch auf seine statistische Verträglichkeit mit Modellvorhersagen geprüft, wobei die Tests unterschiedliche Normalisierungen, d.h. den absoluten Fluß, unberücksichtigt ließen. Zu Details siehe Abschnitt 11.5.

Der Schwerpunkt der TeV-γ-Emission von Cas A stimmt mit der in anderen Wellenlängenbereichen genau bestimmten Position der Quelle überein. Im Rahmen des statistischen Fehlers ist der Schwerpunkt sowohl mit dem Zentrum des Supernova-Überrestes als auch mit einer großen Zahl von Positionen auf dem Rand der Schale verträglich. Eine Untersuchung auf eine möglicherweise auflösbare Ausdehnung der Quelle ist aufgrund der geringen γ-Statistik nicht möglich.

Die grundsätzliche Motivation zur Suche nach TeV-γ-Emission von Supernova-Überresten ist in Kap. 1.2.1 beschrieben. Cassiopeia A stellt im Sinne der Suche nach beschleunigten Hadronen sicherlich kein ideales Labor dar. Zum einen ist Cas A eine Quelle starker Synchrotronstrahlung nicht-thermischer Elektronen, deren Emission im harten Röntgenbereich möglicherweise auf eine Population von Elektronen mit TeV-Energien und höher hindeutet; ein leptonischer Beitrag zur TeV-γ-Emission ist daher gut möglich.

Zum anderen ist Cassiopeia A ein sehr junger Supernova-Überrest. Außerdem expandiert die Druckwelle der Supernova-Explosion in die turbulenten Überreste des Vorgängersterns; dieser war vermutlich ein Wolf-Rayet-Stern, der im Laufe seiner späten Entwicklung große Teile seiner äußeren Hülle abgestoßen hat. Beide Faktoren machen eine Flußvorhersage der hadroneninduzierten Emission problematisch.

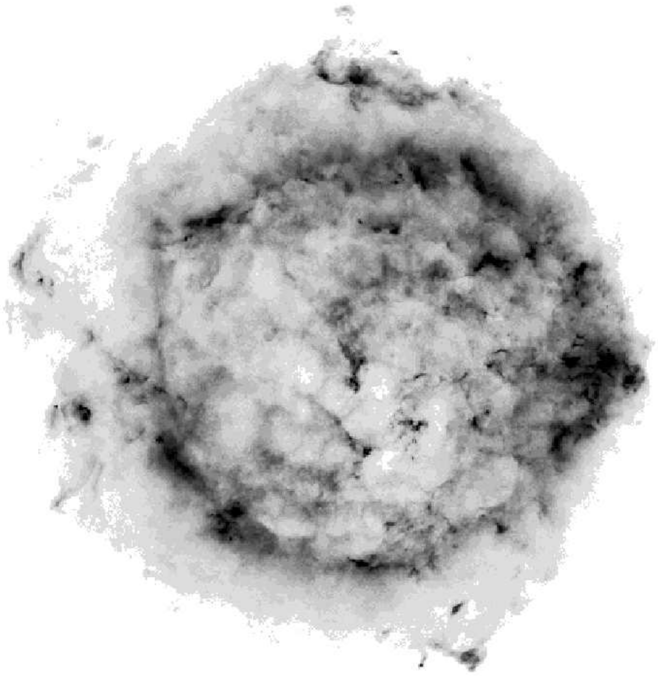


Abbildung 11.1: Radiobild von Cassiopeia A bei 6.3 cm [Tuf86]. Als dominante Strukturen treten der sogenannte Radioring (dunkel) hervor, der von dem diffusen Plateau (helle Strukturen) umgeben wird. Weiterhin sind kleine Strukturen – die sogenannten Radioknoten – zu erkennen, die sich insbesondere durch eine vergleichsweise breite Streuung der spektralen Indizes der Radioemission auszeichnen. Am äußeren Rand des diffusen Plateaus, nicht sichtbar im Bild, befindet sich die äußere Schockfront, an der dominant Beschleunigung von hochenergetischen Teilchen (Hadronen und Elektronen) stattfinden soll.

In Kap. 11.3 wird ein Modell diskutiert, das Vorhersagen der leptonischen Komponente der TeV-γ-Emission ermöglicht. Kap. 11.4 gibt einen Abriß über die hadronischen Modellvorstellungen. Abschnitt 11.5 gibt schließlich eine Bewertung des gemessenen Flusses von Cas A im Rahmen des leptonischen Modells einerseits und des hadronischen Szenarios andererseits, die beide in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden.

11.2 Kurze Beschreibung der Quelle

Cassiopeia A ist der jüngste bekannte Supernova-Überrest in unserer Galaxis. Die Supernova-Explosion fand vermutlich 1680 statt; die genaue Jahresangabe wird mit einer direkten Beobachtung eines Zeitgenossen begründet [Ash80] und durch Messungen der Säkularbewegungen unterstützt. Die Entfernung zur Erde beträgt 3.4 kpc [RHFW95]. Die Bilder bestätigen die Schalennatur des Überrestes (z.B. Abb. 11.1). Erst die neuen, hochaufgelösten Röntgenbilder des Chandra-Satelliten im 0.1-10 keV-Band haben eine zentrale Punktquelle geortet ([HRBS00], siehe z.B. Abb. 9.4). Neue Suchen nach gepulster Emission von dieser Position haben aber sowohl im Radio- wie auch im Röntgenbereich nur zu oberen Flußgrenzen geführt [MCD$^+$01, CPH$^+$01]; ein Einfluß des möglichen Pulsars an dieser Position auf die Gesamtemission des Überrestes ist unwahrscheinlich.

Die Gründe, weswegen als Vorgängerstern ein Wolf-Rayet-Stern vermutet wird, werden z.B. in [FB91, IDL$^+$97] diskutiert. Seine Anfangsmasse wird zu $\approx 30\,\mathrm{M}_\odot$ abgeschätzt. Die Schockwelle der Supernova expandiert dementsprechend in die Windregion und das anschließende Schalensystem der jeweils vorherigen Windphasen des Vorgängersterns; die Beschleunigungsmodelle für kosmische Teilchenstrahlung müssen dementsprechend modifiziert werden [BV00b]. Im TeV-Bereich wurden bisher von Whipple [LBB$^+$99] und CAT [GGNE99] obere Flußgrenzen bestimmt.

11.3 Das leptonische Teilchentransportmodell

Die Emission von Cassiopeia A wird über einen weiten Spektralbereich durch elektroneninduzierte Synchrotronstrahlung erklärt. Abbildung 11.1 zeigt das mit dem VLA aufgenommene Bild bei $\lambda = 6.3\,\mathrm{cm}$ [Tuf86, ATAV00]. In Abb. 11.2 ist das Breitband-Synchrotronspektrum vom Radio- bis zum Röntgenbereich zusammen mit den Anpassungen des unten diskutierten Modells gezeigt.

Die hochaufgelösten Röntgenbilder des Chandra-Satelliten bei 0.1-10 keV, die in dieser Arbeit im Vergleich mit dem Schwerpunkt der TeV-γ-Emission gezeigt wurden, sind durch die thermische Emission des heißen Gases dominiert. Messungen mit weiteren Röntgensatelliten haben aber oberhalb von 10 keV bei verschiedenen Supernovaüberresten Spektren gezeigt, die einem Potenzgesetz folgen (z.B. die PCA-Spektren des RXTE-Satelliten [PAH99], siehe Abb. 11.3). Diese Spektren werden überwiegend als Synchrotronstrahlung nicht-thermischer, hochenergetischer Elektronen gedeutet; für Cas A wurde aus diesem Spektrum auf eine Elektronenpopulation mit Energien bis 40 TeV geschlossen [AKG$^+$97, FVF$^+$97].

Die harten Röntgenspektren sind jedoch räumlich nicht aufgelöst. Spektral und räum-

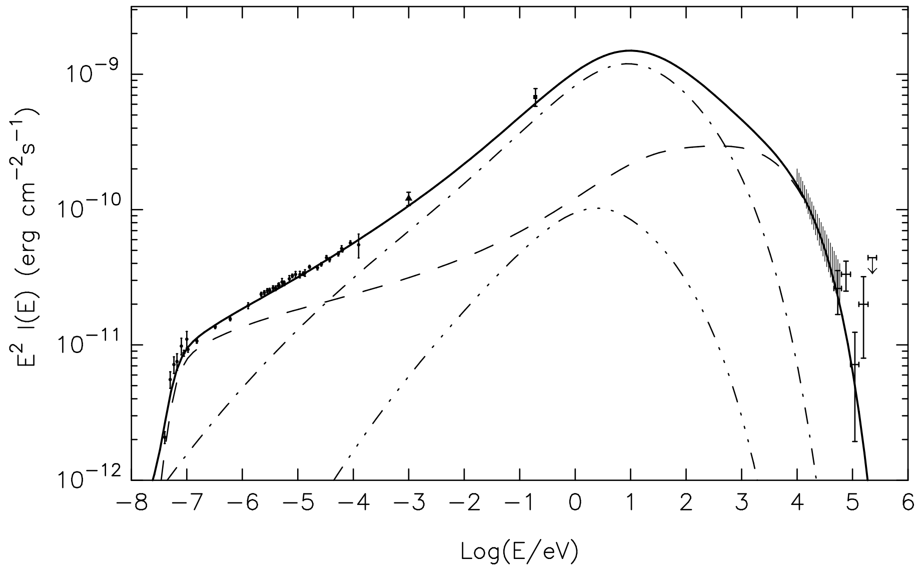


Abbildung 11.2: Breitband-Synchrotronspektrum von Cassiopeia A. Die Daten reichen vom Radio- bis in den Röntgenspektralbereich. Die Modellkurve (durchgezogene Linie) wird im Rahmen des diskutierten Teilchentransportmodells erzeugt und setzt sich aus Beiträgen von drei Emissionszonen zusammen, die durch ihre Magnetfelder charakterisiert werden: $B_1 = 1.6\,\mathrm{mG}$ (gestrichelte Kurve), $B_2 = 0.4\,\mathrm{mG}$ (strichpunktierte Linie) und $B_3 = 0.1\,\mathrm{mG}$ (Dreipunkt-Strich-Linie). Zu Details siehe Text. Aus [AATV00].

lich aufgelöste Bilder von Cas A im etwas niedrigeren Röntgenband (z.B. vom MECS-Spektrometer (1.5-12 keV) des BeppoSAX-Satelliten [VMK$^+$99, MMPM01] oder auch der Chandra-Bilder [HRBS00]) geben jedoch unterschiedliche Aussagen über die Zuordnung des harten Spektrums zu bestimmten Knoten- oder Filamentstrukturen in den Röntgenbildern. Aktuelle, räumlich aufgelöste Bilder der EPIC-Spektrometer des XMM-Satelliten (bis 15 keV, [BWvdH$^+$01, Hwa01]) deuten eher eine homogene Verteilung der harten Röntgenemission an; letzteres soll gegen eine Synchrotron-Interpretation dieses Spektrums sprechen, da man die hochenergetischen Elektronen in der äußeren Stoßfront oder in den Röntgenknoten lokalisiert vermutet. Des weiteren wird die Möglichkeit diskutiert, daß die harten Spektren durch Bremsstrahlung von Elektronen mit keV-Energien erzeugt werden können [Lam01].

Die aktuellen Modelle gehen wie das in dieser Arbeit verwendete Modell für Cas A allerdings davon aus, daß das harte Röntgenspektrum durch Synchrotronstrahlung von TeV-Elektronen erzeugt wird [ATAV00, AATV00]. Dieser sogenannte nicht-thermische *tail* der Röntgenemission ist in das Synchrotronmodell in Abb. 11.2 eingezeichnet. Falls sich jedoch tatsächlich herausstellen sollte, daß diese Interpretation falsch oder nur zum Teil

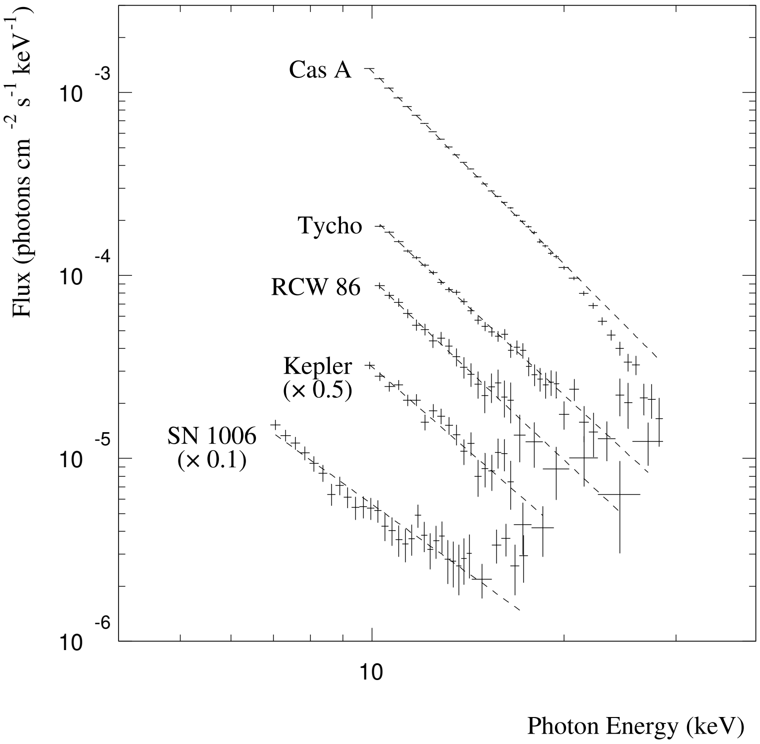


Abbildung 11.3: PCA-Spektren des RXTE-Satelliten von einigen Supernova-Überresten. Die Spektren lassen sich durch Potenzgesetze beschreiben und werden üblicherweise als Indikatoren für nicht-thermische Elektronen mit Energien bis in den TeV-Bereich gewertet. Aus [PAH99].

richtig ist, werden Modifikationen nötig sein.

Elektronen mit TeV-Energien können über Bremsstrahlung und insbesondere durch Inverse Compton (IC)-Streuung an niederenergetischen Photonen TeV-γ-Emission erzeugen. Unter der Annahme eines homogenen, gleich großen Emissionsgebietes für die Röntgen- und die IC-Emission können das Flußverhältnis durch

$$\frac{f_{\mathrm{x-ray}}(\epsilon\,\mathrm{keV})}{f_\gamma(E\,\mathrm{TeV})} \sim 10\left(\frac{B}{10^{-5}\,\mathrm{G}}\right)^2 \tag{11.4}$$

und die charakteristischen Energien ($\epsilon\,\mathrm{keV}$, $E\,\mathrm{TeV}$) durch

$$\epsilon \sim 0.07\left(\frac{E}{1\,\mathrm{TeV}}\right)\left(\frac{B}{10^{-5}\,\mathrm{G}}\right)\mathrm{keV} \tag{11.5}$$

abgeschätzt werden [AAB$^+$00b, AAK97]. Während bei typischen Magnetfeldern B in Überresten von Supernovae des Typs I von $\approx 10\,\mu$G der für die IC-Emission relevante Röntgenspektralbereich bei ~ 0.1 keV liegt und damit der direkten Messung aufgrund der dominanten thermischen Emission verborgen bleibt, könnte bei Cas A mit Magnetfeldern im Milli-Gauß-Bereich der IC-Beitrag direkter abgeschätzt werden.

Das Problem dieser Überlegungen im vorliegenden Fall ist, daß im Gegensatz zu der eben gemachten Annahme Cas A eine hochgradig inhomogene Emissionsquelle ist, wie die

Bilder zeigen. Falls Elektronen in Bereichen mit hohem Magnetfeld beschleunigt werden und dort auch dominant die Röntgenstrahlung emittiert wird, kann die IC-Emission der Elektronen unterschätzt werden. Der Grund dafür ist folgender: Während das Röntgenspektrum die strahlungsgekühlte Elektronenpopulation widerspiegelt, können Elektronen in den Bereichen mit niedrigem Magnetfeld nach Entweichen aus den Beschleunigungsgebieten durchaus ein härteres Spektrum haben; die IC-Emission kann also durch eine Elektronenpopulation mit einem Spektrum dominiert werden, das härter ist, als durch die Röntgenemission angezeigt wird.

Das in [ATAV00, AATV00] diskutierte Modell von Cas A ist bisher das einzige, das versucht, dem Umstand der inhomogenen Struktur von Cas A insbesondere im Hinblick auf die TeV-γ-Emission Rechnung zu tragen. Dieses Modell ist allerdings ein reines Transportmodell für Elektronen. Für die Beschreibung der Synchrotronemission wurde ein 2-Zonen-Modell vorgeschlagen. Die beschleunigten Elektronen werden mit einem Spektrum mit spektralem Index $\beta^{\mathrm{e}}_{\mathrm{inj}} = -2.15$ und einer maximalen *cutoff*-Energie von $E^{\mathrm{e}}_{\mathrm{max}} = 17\,\mathrm{TeV}$ in kompakten Zonen mit hohem Magnetfeld $B_1 \sim$ mG injiziert. Diese kompakten Zonen sind in ein wesentlich größeres Volumen mit dem Magnetfeld $B_2 = 1/4 B_1$ eingebettet; die Entweichzeit der Elektronen aus der ersten in die zweite Zone beträgt $\tau_1 = 20$ Jahre. Die Synchrotronemission von Cas A – sowohl das Breitbandspektrum als auch weitere strukturelle Beobachtungen wie die Variation der spektralen Indizes der Radioemission für verschiedene Radioknoten – lassen sich im Rahmen dieses Modells gut beschreiben.

Für die Vorhersage der TeV-γ-Emission durch Bremsstrahlung und IC-Streuung wird noch eine dritte Zone mit deutlich niedrigerem Magnetfeld eingeführt ($B_3 = 0.1\,\mathrm{mG}$). Mit diesem erweiterten Modell läßt sich das Synchrotronspektrum etwas besser beschreiben. Das Volumen der dritten Zone wird in etwa dem der zweiten Zone gleichgesetzt; die Entweichzeit von der zweiten in die dritte Zone wird zu $\tau_2 = 800$ Jahre gesetzt, liegt also in derselben Größenordnung wie das Alter des Überrests. Die dritte Zone wird allerdings durch die Daten weder wirklich „gefordert" noch dementsprechend besonders gut in ihren Parametern eingegrenzt. Insbesondere wird durch dieses erweiterte Modell der oben beschriebenen Unsicherheit bezüglich der vorhergesagten IC- und Bremsstrahlungsflüsse Rechnung getragen.[1]

Für die Vorhersage der Bremsstrahlung wird eine Protonendichte von $n_{\mathrm{H}} = 15\,\mathrm{cm}^{-3}$ verwendet. Bei TeV-Energien dominiert laut dem Modell die IC-Emission. Für ihre Voraussage wird die Dichte des Photonenfeldes benötigt. Die (homogen verteilte) Photonenpopulation setzt sich aus der Synchrotronstrahlung der Elektronen, der 2.7 K-

[1] Durch die Diskussion wird deutlich, daß eventuell ein N-Zonen-Modell nötig wäre, um alle Fälle abzudecken; die Parameter dieses Modells ließen sich ausschließlich durch Beobachtungen aber vermutlich nicht eingrenzen.

Hintergrundstrahlung, der optischen Linienemission der Quelle und insbesondere der thermischen Staubemission bei $T = 97\,\mathrm{K}$ zusammen; das letztere Photonenfeld soll im VHE-Bereich für 80% der IC-Emission verantwortlich sein. Die so berechneten Modellvorhersagen für die Gamma-Emission von Cas A werden unten (Abschnitt 11.5) mit dem in der vorliegenden Arbeit bestimmten Fluß und Spektrum von Cas A im TeV-Bereich verglichen.

11.4 Hadroneninduzierte TeV-Emission

Die Modelle zur Beschleunigung von Hadronen in Supernova-Überresten wurden bereits in Kap. 1.1 und 1.2 kurz diskutiert. Da die Schockwelle von Cas A vermutlich in das vom Magnetfeld des Vorgängersterns dominierte Windmaterial expandiert, kommen die entsprechend modifizierten Modelle zum Tragen [BV00b]. Diese sagen für den vorliegenden Fall im wesentlichen voraus, daß auch bei der vergleichsweise kurzen Lebensdauer von Cas A effizient Hadronen auf Energien über 100 TeV beschleunigt werden konnten.

Für die Interpretation des in der vorliegenden Arbeit ermittelten TeV-γ-Flusses wird die in [AATV00] diskutierte Modellannahme für hadroneninduzierte γ-Emission verwendet; dabei wurde ein Spektrum der beschleunigten Teilchen mit einem spektralen Index von $\beta_{\mathrm{pr}} = -2.15$ und einer *cutoff*-Energie von $E_{\mathrm{max}}^{\mathrm{pr}} = 200\,\mathrm{TeV}$ zugrunde gelegt.

Die kinetische Energie, die in den beschleunigten Hadronen steckt, wurde zu $W_{\mathrm{pr}} = 2 \times 10^{49}$erg angenommen, was einer mittleren Produktionsrate von $L_{\mathrm{pr}} \approx 2 \times 10^{39}$erg/s entspricht. Dieser Wert liegt deutlich unter der angenommen typischen Energie in Hadronen von $1 - 2 \times 10^{50}$erg, die allerdings auch erst in der späteren Entwicklung des Supernova-Überrests erreicht wird. Wenn man allerdings annimmt, daß Elektronen zu TeV-Energien beschleunigt werden konnten (siehe voriger Abschnitt), liegt die mittlere Produktionsrate für Elektronen bei $L_{\mathrm{e}} \approx 2.5..5.5 \times 10^{39}$erg/s, je nach angenommenem Magnetfeld B_1 (1.6..1 mG) [AATV00]. Dies würde eine Beschleunigungseffizienz für Hadronen bedeuten, die nur einen Faktor 4-8 mal höher liegt als die für Elektronen; dies widerspricht dem üblicherweise angenommenen Verhältnis von ≥ 40, das aus dem lokal gemessenen Verhältnis von Hadronen zu Elektronen der kosmischen Strahlung folgt.

Der Grund für diesen angenommenen niedrigen Wert von W_{pr} liegt darin, daß bereits obere Flußgrenzen für TeV-Emission existieren [GGNE99, LBB$^+$99], die durch die Modellvorhersagen nicht verletzt werden sollten. Momentan sind Untersuchungen im Gang, die das so implizierte, von den Erwartungen abweichende Verhältnis der Beschleunigungseffizienzen für Hadronen und Elektronen zu verstehen versuchen [BVP01]. Im Hintergrund steht aber immer die nicht eindeutige Annahme, daß die harte Röntgenemission Synchrotronstrahlung von Elektronen mit TeV-Energien ist.

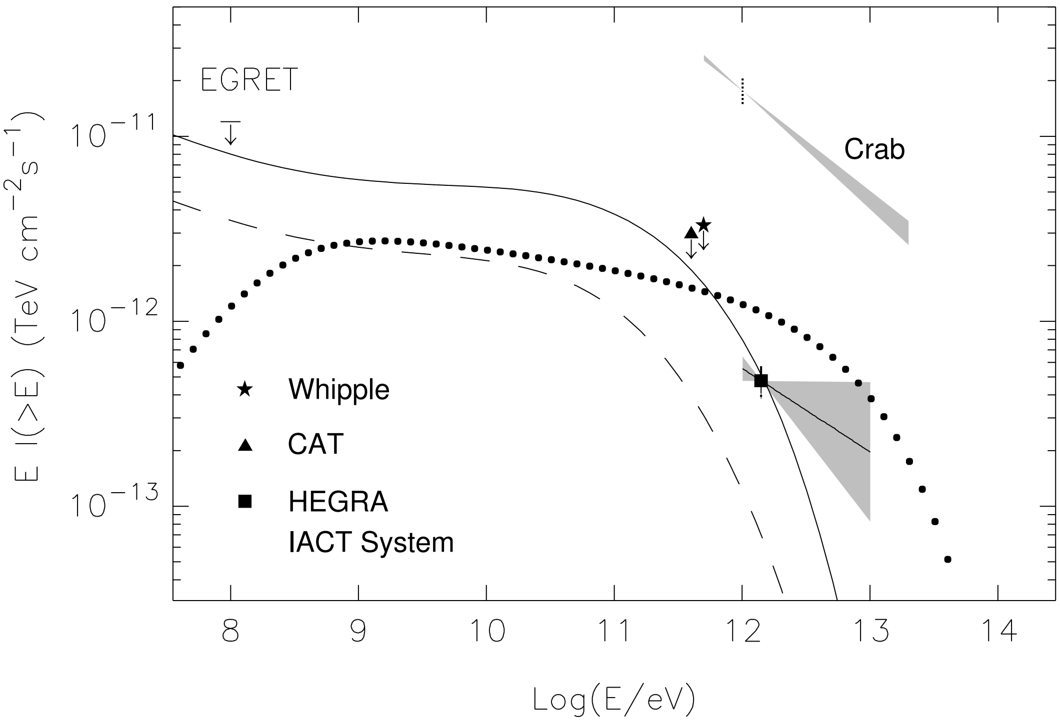


Abbildung 11.4: Der gemessene integrale Fluß von Cassiopeia A (gefülltes Quadrat) zusammen mit dem $1\,\sigma$-Fehlerbalken des aus dem differentiellen spektralen Index berechneten integralen Spektrums zwischen 1 und 10 TeV (grauschattiertes Feld); das Spektrum gilt unter der Annahme eines Potenzgesetzes. Zum Vergleich ist das Krebsnebelspektrum zwischen 1 und 20 TeV eingetragen. Außerdem sind die oberen Flußgrenzen für Cas A von EGRET, Whipple und CAT eingezeichnet. Die Beobachtungen werden mit Modellvorhersagen verglichen. Die gepunktete Linie gibt das aus hadronischen Modellen hergeleitete Spektrum wieder; die Absolutnormierung der Vorhersage ist allerdings in gewissen Grenzen variabel. Die durchgezogene Linie und die gestrichelte Linie sind die im Rahmen der leptonischen Modelle vorhergesagten IC- plus Bremsstrahlungsflüsse für zwei verschiedene Parameterwerte ($B_1 = 1\,\mathrm{mG}$ bzw. $B_1 = 1.6\,\mathrm{mG}$).

11.5 Bewertung der gemessenen TeV-γ-Emission von Cassiopeia A

In Abb. 11.4 sind der in der vorliegenden Arbeit gemessene TeV-γ-Fluß und das unter der Annahme eines Potenzgesetzes zwischen 1 und 10 TeV ermittelte Spektrum von Cas A gezeigt, zusammen mit den bereits von anderen TeV-Observatorien und dem EGRET-Detektor ermittelten oberen Flußgrenzen. Die gepunktete Kurve entspricht der im Abschnitt 11.4 diskutierten hadronischen Modellannahme. Die durchgezogene und die gestrichelte Linie geben die Vorhersagen an, die im Rahmen des in Abschnitt 11.3 diskutierten leptonischen Teilchentransportmodells IC- und Bremsstrahlungsfluß simulieren; als freier Parameter wird das Magnetfeld der kompakten Zonen zwischen 1 mG und 1.6 mG variiert; daran angekoppelt ändert sich auch das Magnetfeld des zweiten in dem Modell eingeführten Emissionsgebiets.

Der vorhergesagte absolute Fluß des leptonischen Szenarios ist somit stark parameterabhängig. Da nach der in Kap. 11.4 geführten Diskussion aber auch keine absolute Flußvorhersage für das hadronische Emissionsmodell gemacht werden kann, scheint im Rahmen der diskutierten Modelle eine Unterscheidung zwischen hadronischer und leptonischer Emission nur durch die Messung der spektralen Verteilung möglich. Im Rahmen der Flußunsicherheiten der Modelle ist die absolute Größe des gemessenen Flusses sowohl mit hadronischer Emission als auch mit dem leptonischen Szenario verträglich.

In Kap. 10.7 wurde das gemessene differentielle Spektrum mit den Vorhersagen der spektralen Verläufe für beide Szenarien verglichen. Die Zufallswahrscheinlichkeit, daß das gemessene Spektrum aus dem vorhersagten hadronischen spektralen Verlauf erwächst, beträgt 98%, im Falle des leptonischen Modells beträgt die Zufallswahrscheinlichkeit 15%. Das hadronische Modell wird also leicht bevorzugt, das leptonische Modell aber nicht signifikant ausgeschlossen.

Als Fazit bleibt, daß im Rahmen der diskutierten Modellunsicherheiten die gemessene TeV-γ-Emission von Cas A sowohl als Nachweis für Elektronen als auch für Hadronen – oder eine Mischung aus beiden Teilchensorten – mit TeV-Energien gewertet werden kann.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt einerseits technische Aspekte der Kalibration und Datenanalyse des HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystems, dann insbesondere aber die Analyse des neu entdeckten TeV-γ-Signals von dem Supernova-Überrest Cassiopeia A.

Das HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystem ist das erste stereoskopisch arbeitende System von Cherenkov-Teleskopen weltweit. Es registriert VHE-γ-Quanten oberhalb einer Energieschwelle von 500 GeV. Unter optimalen Beobachtungs- und Detektorbedingungen und für Punktquellen mit einem krebsnebelartigen Spektrum ($\alpha_{\mathrm{diff}} \approx -2.5$) hat das System eine Flußempfindlichkeit von $F_{\mathrm{min}}(E > 1\,\mathrm{TeV}) = 5.8 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{ph\,m^{-2}\,s^{-1}}$ oder 30% des Krebsnebel-Flusses für quasi-untergrundfreie Beobachtungen innerhalb einer Stunde. Für untergrunddominierte 100-Stunden-Beobachtungen erreicht das System eine Flußempfindlichkeit von ca. 3% des Krebsnebel-Flusses.

In Bezug auf die Kalibration sind zwei Beiträge dieser Arbeit besonders hervorzuheben: Zum einen wurde die Ausrichtungskalibration mit Hilfe einer in der etablierten bodengestützten Astronomie üblichen Technik, der Modellierung der Teleskopmechanik und der daraus resultierenden Fehlausrichtungen, durchgeführt. Dadurch und durch die permanente Überwachung der für die Ausrichtungskorrektur nötigen Parameter konnte eine in der TeV-γ-Astronomie neuartige systematische Ausrichtungsgenauigkeit von $25''$ über die gesamte bisherige Detektorlaufzeit erreicht werden. Mit dieser Genauigkeit sind z.B. Analysen möglich geworden, die sensitiv auf eine mögliche Ausdehnung von TeV-γ-Quellen wie dem Krebsnebel oder Mrk 501 sind.

Zum anderen wurde eine konsequente Überwachung und Kalibration der Detektorsensitivität über mehrere Jahre betrieben. Dadurch konnte gezeigt werden, daß die Änderung der Empfindlichkeit des HEGRA-Systems sehr gut (auf einige Prozent genau) durch die Alterung von Photodetektoren und Spiegeln beschrieben und verstanden werden kann. Damit ist es möglich, auf einer verläßlichen Grundlage die relative Energieeichung und den Abgleich der effektiven Sammelfläche für unterschiedliche Beobachtungsepochen durchzuführen. Ebenfalls ist es möglich, durch Anwendung einer künstlichen Teleskop-Ansprechschwelle eine homogene Akzeptanz über einen Großteil der Detektorlaufzeit zu erreichen.

Mit dem HEGRA-Teleskopsystem konnte zum ersten Mal TeV-γ-Emission des Supernova-Überrests Cassiopeia A nachgewiesen werden. Die Analyse dieses Signals ist der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit. Die Beobachtungen wurden über einen ausgedehnten Zeitraum von drei Jahren mit einer Gesamtbeobachtungszeit von 232 Stunden durchgeführt. Die effektive Beobachtungszeit, die in erster Näherung aus der Zahl der registrierten Untergrundereignisse gewonnen werden kann, entspricht aufgrund des etwas ungünstigen Zenitwinkelbereichs von $29^\circ - 40^\circ$ und der variierenden Detektorsensitivität insgesamt nur ca. 140 Stunden Beobachtungszeit unter optimalen Bedingungen.

Die statistische Signifikanz des Signals beträgt $5\,\sigma$. Ausgedehnte Tests wurden durchgeführt, um die Signifikanz des Signals zu verifizieren. Ein möglicher systematischer Fehler bei der Bestimmung des erwarteten Untergrundes wurde auf einem einprozentigen Niveau ausgeschlossen. Die aus der TeV-Emission rekonstruierte Quellposition ist über den gesamten Beobachtungszeitraum konsistent mit der aus anderen Wellenlängenbereichen bekannten Position von Cassiopeia A. Eine Zuordung des Schwerpunktes der TeV-Emission zu einem bestimmten Ort innerhalb des Überrestes ist wegen des statistischen Fehlers der Schwerpunktbestimmung nicht möglich.

Fluß und Energiespektrum wurden durch den Vergleich mit Krebsnebel-Referenzdaten gewonnen. Man erhält den integralen Flußwert von

$$F_{\mathrm{Cas\,A}}(E > 1\,\mathrm{TeV}) = (5.8 \pm 1.2_{\mathrm{stat}} \pm 1.2_{\mathrm{syst}}) \times 10^{-9}\,\mathrm{ph\,m^{-2}\,s^{-1}},$$

das entspricht 3% des Krebsnebelflusses. Für die Bestimmung des Spektrums beträgt die effektive Energieschwelle $1.4\,$TeV, bedingt durch den Zenitwinkelbereich und leicht bedingt auch durch die angewendete Softwareschwelle. Unter der Annahme eines Spektrums, das zwischen 1 und $10\,$TeV einem Potenzgesetz $\mathrm{d}F/\mathrm{d}E \propto E^\alpha$ folgt, erhält man den differentiellen spektralen Index von

$$\alpha_{\mathrm{Cas\,A}} = -2.5 \pm 0.4_{\mathrm{stat}} \pm 0.1_{\mathrm{syst}},$$

Dies ist also ein krebsnebelartiges Spektrum; damit werden allerdings keine Ähnlichkeiten zwischen diesen Objekten impliziert.

Der Nachweis der TeV-γ-Emission von Cassiopeia A zeigt grundsätzlich, daß ein schalenförmiger Supernova-Überrest wie Cassiopeia A in der Lage ist, Teilchen auf TeV-Energien und darüber zu beschleunigen. Um darüberhinaus zu diskutieren, ob Supernova-Überreste allgemein als Beschleuniger der kosmischen Strahlung (bis $10^{14}..10^{15}\,$eV) angesehen werden können, muß ein Vergleich mit der aus Modellen erwarteten Emission erfolgen.

Analytische Beschreibungen für die Teilchenbeschleunigung in Supernova-Überresten existieren bisher nur für Hadronen, da die Injektion der Elektronen in den Beschleunigungsprozeß bisher nicht gut verstanden ist. Letztere tragen nur einen kleinen Teil zur

Gesamtenergie der kosmischen Strahlung bei, können aber innerhalb der Quellen sehr effizient strahlen und sind deshalb bei der Beurteilung der γ-Emission von Bedeutung.

Die in Kapitel 1.1.1 diskutierten Beschleunigungsmodelle sagen für eine typische Supernova mit einer Gesamtenergie von 10^{51} erg einen Energieübertrag in kosmische Strahlung mit einer Effizienz von 10-20%, und ein $E^{-2.0}$-Potenzgesetz bis zu einer maximalen Energie von $\geq 10^{14}$ eV voraus. Das TeV-γ-Emissionsspektrum folgt diesem Teilchenspektrum, die Leuchtintensität variiert allerdings u.a. mit der Gasdichte des Mediums, in das die Schockwelle expandiert. Die Effizienz des Energieübertrags unterliegt gewissen Modellunsicherheiten und wird deshalb im Einklang mit der Energiebilanz der kosmischen Strahlung bestimmt. Die Energiebilanz ergibt sich einerseits aus der Energiedichte der kosmischen Strahlung und andererseits aus der Häufigkeit und Energieabgabe der Supernova-Ereignisse.

Im Falle eines einzelnen Supernova-Überrests, insbesondere bei Cassiopeia A, sind die einfachsten Modelle nicht unmittelbar anwendbar. Cassiopeia A ist ein sehr junger Überrest (ca. 300 Jahre alt) und expandiert außerdem in ein stark inhomogenes Medium. Das Modellspektrum, das in dieser Arbeit mit der TeV-γ-Emission von Cassiopeia A verglichen wird, ist ein $E^{-2.15}$-Spektrum mit einer maximalen Protonenenergie von $100\,\mathrm{TeV}$. Die Gesamtprotonenenergie wird zu $W = 2 \times 10^{49}$ erg gesetzt, diese „Normalisierung" ist aber variabel.

Die leptoneninduzierte Emission, die im Sinne des Vergleichs mit den analytischen Modellen der hadronischen Beschleunigung als störender Untergrund angesehen werden kann, wird z.Zt. am besten durch ein Teilchentransportmodell beschrieben. Dieses modelliert die spektrale und räumliche Verteilung der Elektronen im Einklang mit Messungen vom Radio- bis zum Röntgenspektralbereich und sagt unter Variation der Modellparameter mögliche leptoneninduzierte GeV- bis TeV-Spektren voraus. In einem als wahrscheinlich angesehenen, aber wohl nicht zwingend festgelegten Parameterraum ergibt sich oberhalb von 1 TeV ein steil abfallendes Spektrum mit einem Spektralindex ≤ -3. Die Normalisierung ist wiederum nicht stark eingegrenzt, die vorhergesagten Flüsse erreichen aber die Sensitivität der vorliegenden Messung. Falls sich jedoch die Interpretation als falsch herausstellen sollte, daß das harte Röntgenspektrum als Synchrotronstrahlung, also durch Elektronen mit Energien im TeV-Bereich induzierte Emission, angesehen wird, wird wohl eine Korrektur der Vorhersagen hin zu niedrigeren Flüssen erfolgen müssen.

Im Einklang mit der Idee, daß die hadroneninduzierte Emission bei ihren Quellen am besten durch ihren harten Spektralindex und spektralen Cutoff identifizierbar sein sollte, scheint auch bei Cassiopeia A zur Zeit die Identifikation einer hadronischen oder leptonischen Quellpopulation nur durch die spektrale Messung möglich zu sein. Ein reiner Vergleich der spektralen Verläufe beider Modellvorhersagen mit dem gemessenen Spektrum von Cassiopeia A ergibt für das hadronische Szenario eine Wahrscheinlichkeit von

98% und für das leptonische Modell eine Wahrscheinlichkeit von 15%. Das hadronische Szenario wird also leicht favorisiert, das leptonische Modell aber keineswegs signifikant ausgeschlossen.

So bleibt als Fazit, daß das HEGRA-Teleskopsystem die Erwartungen bezüglich der Sensitivität und der technischen Leistungsfähigkeit erfüllt und zum Teil sogar übertroffen hat. In Bezug auf das Verständnis der Supernova-Überreste als mögliche Quellen der kosmischen Strahlung ist die erreichte Sensitivität der momentan betriebenen Cherenkov-Teleskope allerdings anscheinend zu gering, um statistisch relevante Aussagen über die Supernova-Population der Galaxis als Ganzes zu treffen. Der Nachweis von TeV-Emission einzelner Quellen ist zuwenig. Im Falle von Cassiopeia A reicht zum einen die momentan erreichte Sensitivität nicht aus, um ein genaues Energiespektrum zu messen; zum anderen bietet sich durch die individuellen Eigenschaften des Überrests ein breites Spektrum an Erwartungen für die TeV-Emission, und damit auch ein Interpretationsspielraum.

Geplante Projekte auf dem Gebiet der Gamma-Astronomie sind die Cherenkov-Teleskop-Installationen H.E.S.S., Veritas und CANGAROO II, die das Systemkonzept von HEGRA übernehmen, das große Einzel-Cherenkov-Teleskop MAGIC und das Satellitenexperiment GLAST, das eine Sensitivität im MeV-100 GeV-Spektralbereich haben wird. Im Hinblick auf diese Experimente erweisen sich die Ergebnisse des HEGRA-Teleskopsystems durchaus als wegweisend.

Literaturverzeichnis

[AA96] F. A. Aharonian and A. M. Atoyan. *A&A*, 309:917, 1996.

[AA99] F. A. Aharonian and A. M. Atoyan. *A&A*, 351:330–340, 1999.

[AAB+99a] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *A&A*, 346:913, 1999.

[AAB+99b] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *Astropart. Phys.*, 10:21, 1999.

[AAB+99c] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *A&A*, 349:29–44, 1999.

[AAB+99d] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *A&A*, 342:69–86, 1999.

[AAB+99e] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *A&A*, 349:11–28, 1999.

[AAB+00a] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *ApJ*, 539:317, 2000.

[AAB+00b] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *A&A*, submitted, 2000.

[AAB+00c] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *A&A*, 353:847–852, 2000.

[AAB+00d] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *A&A*, 361:1073–1078, 2000.

[AAB+01a] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *A&A*, 366:746–751, 2001.

[AAB+01b] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al. *A&A*, 366:62–67, 2001.

[AAB+01c] F. A. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, et al.
A&A, 370:112-120, 2001.

[AAK97] F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, and T. Kifune.
MNRAS, 291:162, 1997.

[AATV00] A. M. Atoyan, F. A. Aharonian, R. J. Tuffs, and H. J. Völk.
A&A, 355:211–220, 2000.

[ABB+93] D. E. Alexandreas, D. Berley, S. Biller, et al.
Nucl. Instr. and Meth. A, 328:570–577, 1993.

[AKG+97] G. E. Allen, J. W. Keohane, E. V. Gotthelf, et al.
ApJ, 487:L97–L100, 1997.

[AKS+98] A. Akhperjanian, R. Kankanyan, V. Sahakian, et al.
Experimental Astronomy, 8:135–152, 1998.

[Alm00] *The Astronomical Almanac*.
U.S. Government Printing Office, 2000.

[ALS77] W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron.
In *Proc. of the 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria*, 1977.

[Ash80] W. B. Ashworth.
J. Hist. Astron., 11:1, 1980.

[ATAV00] A. M. Atoyan, R. J. Tuffs, F. A. Aharonian, and H. J. Völk.
A&A, 354:915–930, 2000.

[Aug96] *Pierre Auger Project Design Report*.
1996.

[Aye99] M. Aye.
Untersuchung von Nichtlinearitäts- und Sättigungseffekten in der Auslesekette der HEGRA-Cherenkov-Teleskope.
Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1999.

[BACL+98] J. H. Buckley, C. W. Akerlof, D. A. Carter-Lewis, M. Catanese, et al.
A&A, 329:639–658, 1998.

[Bar87] R. Barlow.
J. Comput. Phys, 72:202–219, 1987.

[Bar90] R. Barlow.
Nucl. Instr. and Meth. A, 297:496–506, 1990.

[Bar00] M. G. Baring.

Modelling hard gamma-ray emission from supernova remnants.
In B. H. Dingus, M. H. Salamon, and D. B. Kieda, editors, *Snowbird Workshop on TeV Gamma-Ray Astronomy*, Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - VI, page 173 ff. AIP, New York, ISBN 1-56396-938-6, 2000.

[BDH+98] N. Bulian, A. Daum, G. Hermann, et al.
Astropart. Phys., 8:223–233, 1998.

[Bel78] A. R. Bell.
Mon. Not. R. Astron. S., 182:147; 443, 1978.

[Ber00] K. Bernlöhr.
Astropart. Phys., 12:255–268, 2000.

[BKP99] E. G. Berezhko, L. T. Ksenofontov, and S. I. Petukhov.
Radio-, X-ray and Gamma-ray Emission Produced in SN 1006 by Accelerated Cosmic Rays.
In D. Kieda, M. Salamon, and B. Dingus, editors, *Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, vol. 4*, page 431 ff., 1999.

[BO78] R. D. Blandford and J. P. Ostriker.
ApJ, 221:L29–L32, 1978.

[Bol99] O. Bolz.
Kalibration der HEGRA Tscherenkow-Teleskope mit Myon-Ringen.
Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1999.

[BV97] E. G. Berezhko and H. J. Völk.
Astropart. Phys., 7:183–202, 1997.

[BV00a] E. G. Berezhko and H. J. Völk.
Astropart. Phys., 14:201–206, 2000.

[BV00b] E. G. Berezhko and H. J. Völk.
A&A, 357:283–300, 2000.

[BV00c] E. G. Berezhko and H. J. Völk.
ApJ, 540:923–929, 2000.

[BVP01] E. G. Berezhko, H. J. Völk, and G. Pühlhofer.
to appear.
In *Proc. of the 27th ICRC, Hamburg*, 2001.

[BWvdH+01] J. A. M. Bleeker, R. Willingale, K. van der Heyden, et al.
A&A, to appear, astro-ph/0010606, 2001.

[C+92] J. Capdevielle et al.
Preprint KfK 4998, page 54 ff., 1992.

[CER] CERN.
www.cern.ch/cernlib.

[CPH+01] D. Chakrabraty, M. J. Pivovaroff, Lars E. Hernquist, et al.
ApJ, 548:800–810, 2001.

[DAV94] L. O'C. Drury, F. A. Aharonian, and H. J. Völk.
A&A, 287:959–971, 1994.

[DC57] J. M. Davies and E. S. Cotton.
Journal of Solar Energy, 1, No. 2 and 3:16–22, 1957.

[DHH+97] A. Daum, G. Hermann, M. Heß, et al.
Astropart. Phys, 8:1–11, 1997.

[EDJ+71] W. T. Eadie, D. Drijard, F. E. James, M. Roos, and B. Sadoulet, editors.
Statistical Methods in Experimental Physics.
North-Holland, Amsterdam, 1971.

[EHK+96] J. A. Esposito, S. D. Hunter, G. Kanbach, P. Sreekumar, et al.
ApJ, 461:820–827, 1996.

[F+97] A. Fraß et al.
Astropart. Phys., 8:91–99, 1997.

[FB91] R. A. Fesen and R. H. Becker.
ApJ, 371:621–625, 1991.

[Feg97] D. J. Fegan.
J. Phys. G, 23:1013–1060, 1997.

[Fer49] E. Fermi.
Phys. Rev., 75:1169, 1949.

[Fra97] A. Fraß.
Eine Methode zur Kalibrierung eines abbildenden Tscherenkow-Teleskops.
Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1997.

[FVF+97] F. Favata, J. Vink, D. Dal Fiume, et al.
A&A, 324:L49, 1997.

[Gai90] Thomas K. Gaisser.
Cosmic Rays and Particle Physics.
Cambridge University Press, Cambridge, 1990.

[GGNE99] P. Goret, C. Gouiffes, E. Nuss, and D. C. Ellison.
Search for ≥ 400 GeV gamma-rays from the SNR Cas A with the CAT telescope.
In D. Kieda, M. Salamon, and B. Dingus, editors, *Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, vol. 3*, page 496 ff., 1999.

[GRO91] *GRO Newsletter*, 1:2, 1991.

[HBC+97] S. D. Hunter, D. L. Bertsch, J. R. Catelli, T. M. Dame, et al.
ApJ, 481:205–240, 1997.

[HBD+99] M. Heß, K. Bernlöhr, A. Daum, et al.
Astropart. Phys., 11:363–377, 1999.

[Hem98] M. Hemberger.
Untersuchung der primären geladenen kosmischen Strahlung oberhalb 1 TeV mit den Methoden der abbildenden Cherenkov-Technik.
PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1998.

[Her96] G. Hermann.
Entwicklung einer hochauflösenden Kamera für Abbildende Tscherenkov-Teleskope und Nachweis von TeV-Gamma-Strahlung aus Richtung des Krebsnebels.
PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1996.

[Heß98] M. Heß.
Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma-Strahlung von Supernova-Überresten.
PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1998.

[HHK+00] W. Hofmann, G. Hermann, A. Konopelko, et al.
Astropart. Phys., 13:253–258, 2000.

[Hil79] A. M. Hillas.
In *Proc. of the 16th ICRC, Kyoto, vol. 6*, page 13 ff., 1979.

[Hil85] A. M. Hillas.
In *Proc. of the 19th ICRC, La Jolla, vol. 3*, page 445 ff., 1985.

[HJK+99] W. Hofmann, I. Jung, A. Konopelko, et al.
Astropart. Phys., 12:135–143, 1999.

[HLKK00] W. Hofmann, H. Lampeitl, A. Konopelko, and H. Krawczyski.
Astropart. Phys., 12:207, 2000.

[Hof99] W. Hofmann.
A new analysis technique to boost the significance of weak sources.
Technical report, HEGRA-Meeting, Heidelberg, August 1999.

[Hof00] W. Hofmann.
Maximum-likelihood fits of angular distributions.
Internal note, Heidelberg, January 2000.

[HRBS00] J. P. Hughes, C. E. Rakowski, D. N. Burrows, and P. O. Slane.
ApJ, 528:L109–L113, 2000.

[Hwa01] U. Hwang.
X-ray observations of young supernova remnans.
astro-ph/0102129, 2001.

[IDL+97] A. F. Iyudin, R. Diehl, G. G. Lichti, et al.
Cas A in the light of the 44Ti 1.15 MeV gamma-ray line emission.
In *2nd INTEGRAL Workshop 'The Transparent Universe', St. Malo, France*, page 37 ff. ESA Publications Division, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, ISBN 92-9092-211-7, 1997.

[K+96] A. K. Konopelko et al.
Astropart. Phys., 4:199, 1996.

[KAH+99] A. Konopelko, F. Aharonian, M. Hemberger, et al.
J. Phys. G, 25:1989, 1999.

[KCMA00] H. Krawczynski, P. S. Coppi, T. Maccarone, and F. A. Aharonian.
A&A, 353:97, 2000.

[KHA+99] A. Konopelko, M. Hemberger, F. Aharonian, et al.
Astropart. Phys., 10:275 ff., 1999.

[KKM+97] K. Koyama, K. Kinugasa, K. Matsuzaki, et al.
PASJ, 49:L7, 1997.

[Köh98] C. Köhler.
Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Energie kosmischer TeV-Gamma-Quanten mit den Tscherenkow-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration - Das Energiespektrum der aktiven Galaxie Mrk 501.
PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1998.

[Kon01] A. Konopelko.
Talk, MPI-K Heidelberg, Heidelberg, 2001.

[KP00] A. K. Konopelko and A. V. Plyasheshnikov.
astro-ph/0001541, 2000.

[KPG+95] K. Koyama, R. Petre, E. V. Gotthelf, et al.
Nat, 378:255 ff., 1995.

[Kry77] G. F. Krymsky.
Soviet Phys. Dokl., 23:327, 1977.

[Lam97] H. Lampeitl.
Triggerung des HEGRA-Tscherenkovteleskopsystems.
Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1997.

[Lam00] H. Lampeitl.
Untersuchung der ausgedehnten galaktischen Region im Längenbereich zwischen 37° und 43° auf diffuse γ-Strahlung und Punktquellen im Energiebereich oberhalb 1 TeV mit dem HEGRA-Tscherenkov-Teleskopsystem.
PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 2000.

[Lam01] J. M. Laming.
ApJ, 546:1149–1158, 2001.

[LBB+99] R. W. Lessard, I. H. Bond, P. J. Boyle, et al.
Search for TeV Gamma-Rays from Shell-Type Supernova Remnants.
In D. Kieda, M. Salamon, and B. Dingus, editors, *Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, vol. 3*, page 488 ff., 1999.

[Lew90] D. A. Lewis.
Experimental Astronomy, 1:213, 1990.

[LM83] T.-P. Li and Y.-Q. Ma.
ApJ, 272:317–324, 1983.

[Mah63] H. C. Mahalanobis.
Proc. Nat Inst. Sci. India, 12:49, 1963.

[Man93] K. Mannheim.
A&A, 269:67, 1993.

[MCD+01] M. A. McLaughlin, J. M. Cordes, A. A. Deshpande, et al.
ApJ, 547:L41–44, 2001.

[MKK+94] R. Mirzoyan, R. Kankanian, F. Krennrich, et al.
Nucl. Instr. and Meth. A, 351:513, 1994.

[MMPM01] M. C. Maccarone, T. Mineo, and A. Preite-Martinez.
A&A, to appear, 2001.

[MTY+00] H. Muraishi, T. Tanimori, S. Yanagita, et al.
A&A, 345:L57–L61, 2000.

[P+97] V. S. Ptuskin et al.
A&A, 321:434, 1997.

[PAH99] R. Petre, G. E. Allen, and U. Hwang.
Astronomische Nachrichten, 320:199, 1999.

[PBD99] G. Pühlhofer, K. Bernlöhr, and A. Daum.
A scan of the Galactic plane in the TeV-band with the HEGRA stereoscopic IACT system.
In D. Kieda, M. Salamon, and B. Dingus, editors, *Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, vol. 4*, page 77 ff., 1999.

[PDH+97] G. Pühlhofer, A. Daum, G. Hermann, et al.
Astropart. Phys., 8:101–108, 1997.

[Pra99] J. Prahl.
Suche nach kosmischen γ-Punktquellen oberhalb von 20 TeV mit den HEGRA-Detektorfeldern.
PhD thesis, Universität Hamburg, Hamburg, Germany, 1999.

[Püh96] G. Pühlhofer.
Aufbau der Steuerung für das Cherenkov-Teleskop 3 des HEGRA-Teleskop-Systems.
Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1996.

[PVW99] G. Pühlhofer, H. Völk, and C. A. Wiedner.
Observations of the supernova remnants Cas-A and Tycho with the HEGRA stereoscopic IACT system.
In D. Kieda, M. Salamon, and B. Dingus, editors, *Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, vol. 3*, page 492 ff., 1999.

[RHFW95] J. E. Reed, J. J. Hester, A. C. Fabian, and P. F. Winkler.
ApJ, 440:706–721, 1995.

[Row00] G. Rowell.
to appear.
In *Proc. HDGS 2000, Heidelberg*, 2000.

[S+90] S. P. Swordy et al.
ApJ, 349:625, 1990.

[Sch00] T. Scholl.

Absolute Kalibration der HEGRA-Cherenkov-Teleskope mit Laserpulsen und kalibrierter Photodiode.
Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 2000.

[T+98] T. Tanimori et al.
ApJ, 497:L25, 1998.

[Tuf86] R. J. Tuffs.
Mon. Not. R. astr. Soc., 219:13–38, 1986.

[Ulr96] M. Ulrich.
Eine neue Bildanalysemethode für Abbildende Atmosphärische Cherenkov Teleskope und die zweidimensionale Richtungsrekonstruktion von TeV-Photonen des Krebs-Nebels.
PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany, 1996.

[VMK+99] J. Vink, M. C. Maccarone, J. S. Kaastra, et al.
A&A, 344:289–294, 1999.

[Völ97] H. J. Völk.
Particle acceleration and gamma-ray production in shell remnants.
In O. C. de Jager, editor, *Kruger National Park Workshop on TeV Gamma-Ray Astronomy*, Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - V, page 87 ff. Space Reasearch Unit, WESTPRINT-Potchefstroom, South Africa, ISBN 1-86822-295-0, 1997.

[W+89] T.C. Weekes et al.
Astrophysical Journal, 342:379, 1989.

[WT77] T. C. Weekes and K. E. Turver.
In R. D. Wills and B. Battrick, editors, *Proc. of the 12th ESLAB Symp.*, 1977.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit auf unterschiedliche Weise geholfen haben.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die Möglichkeit, an dem interessanten Projekt teilnehmen zu können, für die Freiheit bei der Wahl der bearbeiteten Themen und für die Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr. H. Völk möchte ich für die konstruktiven Diskussionen über die theoretischen Modelle der Beschleunigung der kosmischen Strahlung sehr herzlich danken. Die Ideen von Herrn Dr. F. Aharonian haben das Arbeitsgebiet und auch mein astrophysikalisches Wissen entscheidend mitgeprägt.

Weiterhin gilt mein Dank all denjenigen, mit denen ich während des Aufbaus und Betriebs des HEGRA-Cherenkov-Teleskop-Systems zusammengearbeitet habe. Von der Elektronikwerkstatt waren dies M. Stein und N. Bulian, aus der Feinmechanikwerkstatt H. Fuchs, G. Kober und S. Ödel und aus der Konstruktion R. Kankanian. Die Aufbauphase und den Betrieb haben insbesondere die Mitglieder der Bothe-Labor-CT-Gruppe Dr. A. Daum, Dr. G. Hermann, Dr. M. Heß, Dr. C. Köhler, Dr. A. Kohnle, Dr. H. Lampeitl, Dr. M. Panter und Dr. M. Ulrich geprägt. Ebenso haben die Arbeiten der Gentner-Labor-CT-Gruppe von Dr. M. Hemberger, Dr. A. Konopelko und Dr. H. Krawczynski entscheidend zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Insbesondere möchte ich Dr. Thomas „Mizzi" Kihm für die stundenlangen Gespräche über Computer und allgemein über IT-Themen danken. Dr. K. Bernlöhr gilt mein ausdrücklicher Dank für die stete Hilfsbereitschaft bei der Lösung von Computer- und auch astrophysikalischen Problemstellungen.

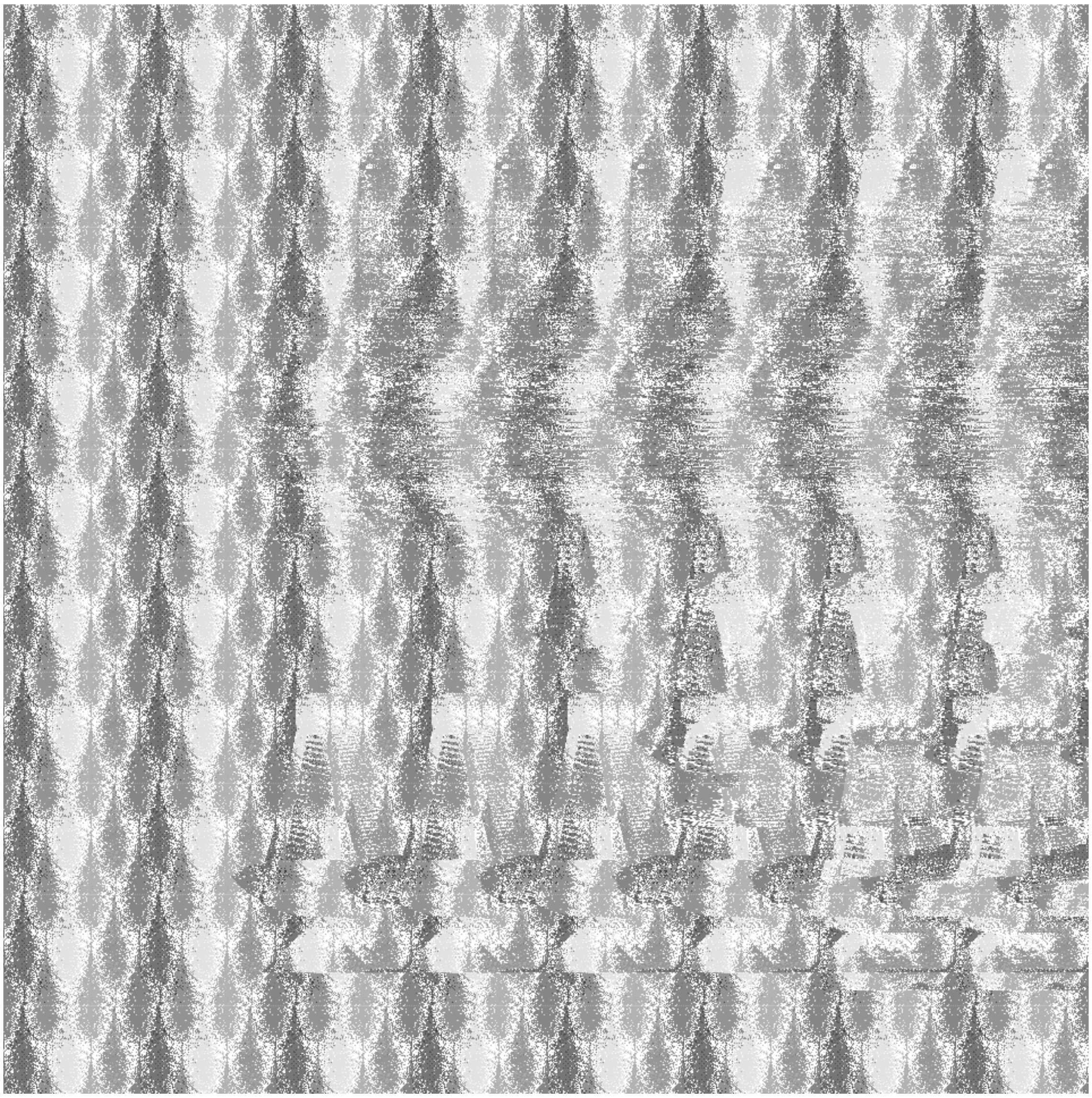
Allen weiteren Mitgliedern der Heidelberger CT- und HESS-Arbeitsgruppen, M. Aye, O. Bolz, M. Döring, J. Dost, A. Fraß, S. Gillessen, M. Girma, Dr. A. Heusler, T. Hirsch, I. Jung, A. Katona, J. Kettler, C. Peters, S. Preuß, Dr. G. Rowell, B. Schäfer, T. Scholl, Dr. C.A. Wiedner möchte ich für die gute Arbeitsatmosphäre danken, insbesondere denjenigen, die auch den Sinn für die nicht-physikalischen Aspekte des Arbeitslebens nicht verloren haben.

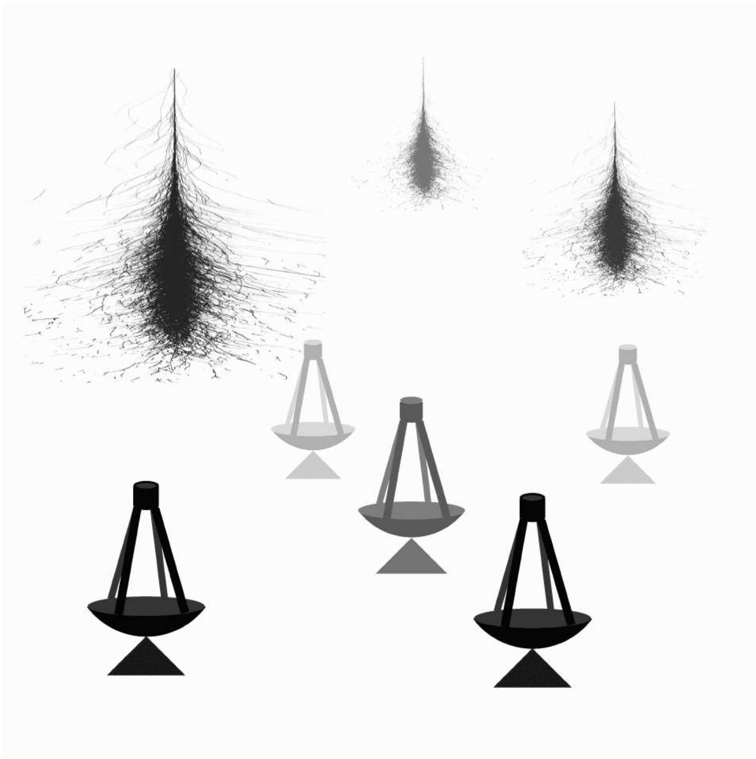
Frau J. Suppanz möchte ich für die stete Hilfsbereitschaft bei der Lösung organisatorischer Aufgaben danken.

Ein herzlicher Dank geht an meine Familie.

Schließlich gilt mein großer Dank meiner Freundin Gisela für ihr Verständnis und ihre Unterstützung, insbesondere während der letzten Wochen der Fertigstellung dieser Arbeit.

Abbildung rechts: Autostereogramm des HEGRA-Teleskop-Systems, erstellt mit MAGIC-3D, Programm zur Erzeugung von Autostereogrammen, Version 1.0, © Rolf Sander & Martin Simeth 1994. Um das in dem Stereogramm verschlüsselte Bild zu sehen, müssen die Augen des Betrachters auf eine große Entfernung eingestellt sein. Dadurch entstehen zwei gegeneinander verschobene Teilbilder, bei deren korrekter Überlagerung (Verschiebung um ein Achtel der Gesamtbreite des Bildes, das entspricht einer Periode des Bild-Musters) im Gehirn ein dreidimensionales Bild erzeugt wird. Eine günstige Entfernung der Abbildung vom Auge ist ca. 30 cm. Auf der übernächsten Seite ist das Original-Bild gezeigt.





Dieses Bild ist in dem Autostereogramm auf der vorherigen Seite verschlüsselt. Die Tiefenkodierung findet über den Helligkeitskontrast der Objekte statt.