Beobachtungen des Blazares 1ES1959+650 in verschiedenen Energiebereichen mit HEGRA und RXTE

Diplomarbeit
vorgelegt
von

Jan Robrade

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Mai 2001

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Hochenergie-Astrophysik

Hochenergetische Teilchen unterschiedlicher Art sind ein Bestandteil unseres Universums. Die hochenergetischen geladenen Teilchen werden von Objekten erzeugt, die durch die Stärke der dort existierenden elektromagnetischen Felder und die Menge der freigesetzten Energie in der Lage sind, Teilchen auf sehr hohe Energien zu beschleunigen. Durch Wechselwirkungen dieser Teilchen können auch hochenergetische Photonen entstehen, die sich ebenso wie die geladenen Teilchen von diesen Objekten ausgehend im Weltall ausbreiten. So wird auch die Erde ständig von aus dem Weltraum kommender hochenergetischer Strahlung getroffen. Diese erreicht jedoch nicht den Erdboden, sondern wechselwirkt in 10 bis 20 Kilometern Höhe mit der Atmosphäre und erzeugt eine als Luftschauer bezeichnete Kaskade von Sekundärteilchen.

Der kosmische Ursprung dieser als Höhenstrahlung bezeichneten ionisierenden Sekundärteilchen konnte erstmals von V. Hess im Jahre 1912 auf Ballonflügen experimentell nachgewiesen werden. Diese Beobachtungen markieren den Beginn eines neu entstehenden Forschungsgebietes, welches sich im Laufe der Jahre zur heutigen Hochenergie-Astrophysik entwickelte. In den ersten Jahrzehnten der Hochenergie-Astrophysik wurden hauptsächlich teilchenphysikalische Aspekte erforscht, so wurden beispielsweise in den dreißiger und vierziger Jahren des letzten Jahrhunderts das Positron und das Myon in der Höhenstrahlung entdeckt. Spätere Untersuchungen mit verbesserten Messmethoden haben gezeigt, dass die primäre kosmische Strahlung im Bereich von Energien über 10^{12} eV (1 TeV) überwiegend aus Hadronen besteht und nur einen geringen Anteil Photonen enthält. Der Fluss der geladenen kosmischen Strahlung fällt mit zunehmender Energie weitgehend in der Form eines Potenzgesetzes ab und erstreckt sich bis zu Energien von mehr als 10^{20} eV.

Beobachtende Astronomie ist mit der geladenen kosmischen Strahlung jedoch nur bei extrem hohen Energien über 10^{19} eV möglich, da die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung auf ihrem Weg zur Erde durch galaktische und intergalaktische Magnetfelder abgelenkt werden und dadurch ihre ursprüngliche Richtung ändern, so dass in diesem Fall kein Rückschluss auf die Position der Strahlungsquelle möglich ist. Im Gegensatz dazu bleibt die Richtungsinformation bei neutralen Teilchen, wie beispielsweise Neutronen, Neutrinos oder Photonen, erhalten. Freie Neutronen zerfallen jedoch mit einer Halbwertszeit von etwa 15 Minuten in ein Proton, ein Elektron und ein Neutrino und haben daher nur bei sehr hohen Energien die Möglichkeit, kosmische Distanzen zu überbrücken. Neutrinos besitzen sehr kleine Wechselwirkungsquerschnitte, so dass ihr Nachweis trotz hoher Teilchenflüsse sehr aufwendig ist. Es eignen sich daher vor allem Photonen für einen Nachweis von kosmischen Strahlungsquellen, wobei zu berücksichtigen ist, dass die Atmosphäre in weiten Bereichen des elektromagnetischen Frequenzspektrums bzw. der Photonenenergien nahezu undurchlässig ist. Dies gilt auch für hochenergetische Photonen, die bei Energien über 1 MeV als Gamma (γ) -Strahlung bezeichnet werden. Weiterhin nimmt in den beobachteten Emissionsspektren der als γ-Strahler auftretenden Objekte die Anzahl der eintreffenden Photonen mit wachsender Photonenenergie stark ab, was einen direkten Nachweis von Photonen im höchstenergetischen Bereich praktisch unmöglich macht.

Die erwähnten Eigenschaften der hochenergetischen extraterrestischen Photonen erfordern den Einsatz spezieller Detektoren im Weltraum oder die experimentelle Ausnutzung der durch das primäre Teilchen in der Atmosphäre ausgelösten Sekundäreffekte. Primäre hochenergetische Photonen lassen sich direkt mit Hilfe von Satelliten bis zu einer durch die Größe der Detektorfläche bedingten Maximalenergie von derzeit etwa 10 GeV nachweisen. Im höherenergetischen Bereich eignen sich z.B. bodengestützte Detektoren, die das Cherenkov-Licht der von hochenergetischen Primärteilchen in der Atmosphäre erzeugten Luftschauer abbilden. Durch die Beobachtung des Nachthimmels mit abbildenden Cherenkov-Teleskopen wurden im Energiebereich oberhalb von 500 GeV in den letzten zehn Jahren wichtige Fortschritte beim physikalischen Verständnis der Quellen hochenergetischer γ-Strahlung erzielt [Cat99].

Im Energiebereich von 100 MeV bis 10 GeV wurden mit dem EGRET-Satelliten einige hundert γ-Punktquellen entdeckt und teilweise auch identifiziert [Har99]. Oberhalb von 300 GeV sind bisher jedoch nur wenige Objekte (etwa 15) als γ-Strahlungsquellen nachgewiesen worden. Als Nachweis wird allgemein die Messung eines Quellsignals mit einer Signifikanz von fünf Standardabweichungen ($5\,\sigma$-Detektion) angesehen. Objekte, die im hochenergetischen γ-Bereich nachgewiesen wurden, umfassen Pulsarnebel wie den Krebs-Nebel (engl. Crab), PSR 1706-44 oder Vela; Supernovaüberreste wie SN1006 und Cassiopeia A; Röntgenbinärsysteme wie Centaurus X-3 sowie aktive Galaxienkerne vom Blazar-Typ wie Mrk-421, Mrk-501, PKS2155-304 oder 1ES1959+650. Die meisten Detektionen konnten bisher nicht auf einem $5\,\sigma$-Niveau bestätigt werden; nur vier Objekte (Crab, PSR 1706-44, Mrk-421, Mrk-501) wurden unabhängig von mehreren Experimenten im TeV-Bereich nachgewiesen [Wee00].

Die HEGRA-Kollaboration (High Energy Gamma Ray Astronomy) betreibt auf der kanarischen Insel La Palma (17.9° W, 28.8° N) in 2200 m Höhe über Meeresniveau nahe des Gipfels des Roque de los Muchachos ein aus fünf Teleskopen bestehendes stereoskopisches System abbildender Cherenkov-Teleskope (engl. Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, kurz IACT), mit dem die Lichtverteilung der Cherenkov-Emission von Luftschauerteilchen abgebildet werden kann. Aus der Struktur der Schauerbilder kann die Art, Herkunftsrichtung und Energie des primären Teilchens bestimmt werden. Durch die stereoskopische Beobachtung eines Luftschauers mit mehreren Teleskopen wird eine Winkelauflösung $\leq 0.1°$ und eine relative Genauigkeit der Energierekonstruktion von besser als 20% erreicht.

In dieser Arbeit wird die Analyse der mit dem HEGRA IACT-System aufgenommenen Beobachtungsdaten des Blazars 1ES1959+650 vorgestellt. Dieses Objekt wurde 1998 vom Utah Seven Telescope Array während einer Beobachtungskampagne im TeV-Bereich nachge-

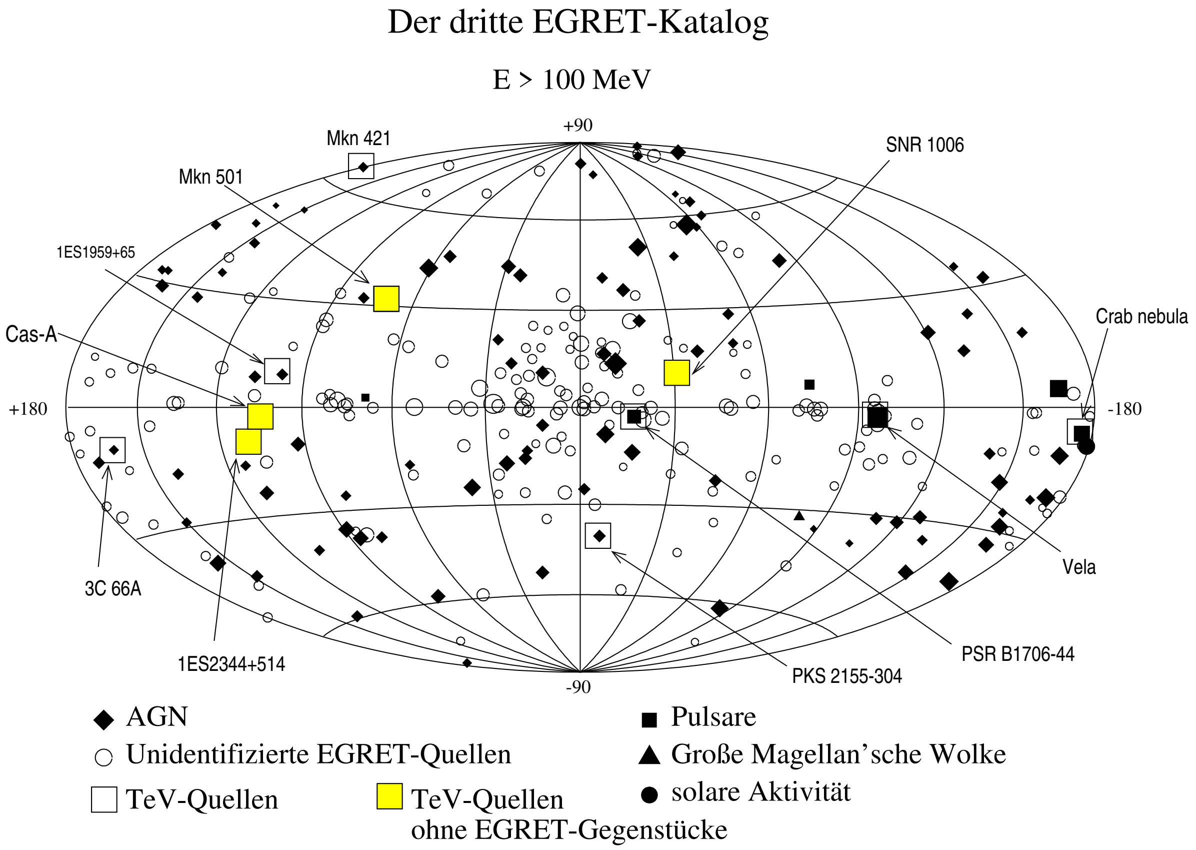

Abbildung 1.1: *Die oberhalb von 100 MeV von EGRET nachgewiesenen Quellen [Har99] sowie bekannte TeV-Quellen, dargestellt in galaktischen Koordinaten.*

wiesen, doch konnte diese Beobachtung bis heute von keinem anderen Experiment bestätigt werden. Ein intensiveres Studium dieses Objektes durch zusätzliche Beobachtungen im hochenergetischen Bereich ist daher notwendig, um Aussagen über die dort existenten physikalischen Verhältnisse machen zu können. Insbesondere unter Berücksichtigung der für Blazare typischen Variabilität sind weiterführende Beobachtungen hochinteressant. Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten stammen aus zwei Beobachtungsperioden im Sommer 2000 und schließen eine Anfang September 2000 durchgeführte gleichzeitige Beobachtung des Objektes in verschiedenen Energie- bzw. Wellenlängenbereichen (engl. Multi Wavelength, kurz MWL) in Zusammenarbeit mit dem RXTE-Röntgensatelliten ein.

Der weitere Aufbau der vorliegenden Arbeit gliedert sich wie nachfolgend beschrieben. Im 2. Kapitel folgt eine Beschreibung der Erzeugungsmechanismen der kosmischen Strahlung sowie eine Einführung in die für diese Arbeit relevanten Quellen hochenergetischer γ-Strahlung unter besonderer Berücksichtigung aktiver Galaxienkerne, denen auch die Blazare zuzurechnen sind. Weiterhin werden die möglichen Wechselwirkungen sich im Universum ausbreitender hochenergetischer Photonen dargestellt.

In Kapitel 3 wird das Objekt 1ES1959+650 vorgestellt und seine Identifizierung als Blazar sowie der Nachweis durch das Utah Seven Telescope Array beschrieben.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit den physikalischen Grundlagen der Schauerentwicklung und Lichtausbreitung in der Atmosphäre.

In Kapitel 5 werden die für das Verständnis der abbildenden Cherenkov-Astronomie wichtigen Beobachtungsgrößen und der Aufbau des HEGRA-Teleskopsystems erklärt sowie die verwendeten Rekonstruktionsmethoden vorgestellt.

Im 6. Kapitel folgt eine Beschreibung des RXTE-Satellitenexperimentes und es werden der Datensatz sowie die Analyse der im Rahmen der MWL-Kampagne aufgenommenen RXTE-Daten des Blazares 1ES1959+650 vorgestellt.

Kapitel 7 beschäftigt sich mit den HEGRA-Beobachtungen von 1ES1959+650 und der Analyse der HEGRA-Daten dieses Objektes, die den zweiten Teil der MWL-Beobachtung beinhalten.

Kapitel 8 stellt die HEGRA-Ergebnisse den Ergebnissen vorheriger Beobachtungen von 1ES1959+650 im TeV-Bereich gegenüber, fasst die Ergebnisse der gleichzeitigen Beobachtung von 1ES1959+650 in den verschiedenen Energiebereichen zusammen und endet mit einer vergleichenden Interpretation der Ergebnisse im Zusammenhang mit den den gängigen Modellen und anderen Beobachtungen von aktiven Galaxienkernen.

Kapitel 9 enthält eine kurze Zusammenfassung der Resultate und gibt einen Ausblick auf zukünftige Beobachtungen von 1ES1959+650 und anderer Blazare.

Kapitel 2

Erzeugung und Quellen der kosmischen Strahlung

Hochenergetische γ-Strahlung aus dem Kosmos ist im Gegensatz zum Sternenlicht oder der Hintergrundstrahlung nichtthermischen Ursprungs. Dies bedeutet, dass sich die emittierenden Teilchen weder mit der Umgebung noch untereinander im thermischen Gleichgewicht befinden. Die Entstehung dieser Strahlung ist dagegen eng mit der Existenz hochenergetischer geladener Teilchen verknüpft.

Im ersten Teil dieses Kapitels werden die Modelle der Entstehung sowie der heutige Wissensstand über die Herkunft und Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung besprochen. Es folgt eine Darstellung der Erzeugungsmechanismen der kosmischen γ-Strahlung. Nachfolgend wird die Wechselwirkung von hochenergetischer γ-Strahlung mit dem intergalaktischen Photonenfeld dargestellt, die für weit entfernte extragalaktische Objekte wichtig werden kann. Im zweiten Teil werden die in dieser Arbeit behandelten Quellen der kosmischen γ-Strahlung vorgestellt. Es handelt sich zum einen um eine besondere Gruppe von Pulsaren, die sogenannten Plerionen, zu denen auch der als Eichquelle der TeV-Astronomie verwendete Krebs-Nebel gehört. Die andere Gruppe sind die aktiven Galaxienkerne und insbesondere die Klasse der Blazare, denen das in dieser Arbeit analysierte Objekt 1ES1959+650 zuzurechnen ist.

2.1 Kosmische Strahlung

2.1.1 Die geladene kosmische Strahlung

Geladene Teilchen sind nicht nur an der Erzeugung von hochenergetischer γ-Strahlung in kosmischen Objekten beteiligt. Sie bilden auch den Großteil der gesamten kosmischen Strahlung, die die Erde erreicht. Seit ihrer Entdeckung wurden viele Anstrengungen unternommen, um Informationen über die spektrale Verteilung und die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung zu erhalten. Bisher ist es jedoch noch nicht gelungen, den Ursprung der kosmischen Strahlung genau zu bestimmen.

Ein gängiges Modell erklärt die Erzeugung der kosmischen Strahlung durch die Beschleunigung von geladenen Teilchen in Schockfronten, in denen sie durch Mehrfachstreuung an den Magnetfeldern der sich mit Überschallgeschwindigkeit im Medium bewegenden Schockfronten bis zu Energien von 10^{15} eV beschleunigt werden können. Ein realistisches Szenario, in dem solche Bedingungen herrschen sind, z.B. expandierende Hüllen von Supernovaexplosionen.

Die Vorstellung, dass die Beschleunigung in ausgedehnten Magnetfeldern ionisierter Wolken erfolgt, basiert auf einer Idee von Fermi [Fer49]. Es ergibt sich ein Energiegewinn für das Teilchen, wenn sich Teilchen und Wolke in entgegengesetzter Richtung bewegen. Bei einer isotropen Geschwindigkeitsverteilung der Wolken ist dann aufgrund der Eigengeschwindigkeit des Teilchens eine gegenläufige Begegnung wahrscheinlicher. Der sich ergebende mittlerere Energiegewinn pro Zeit beträgt:

$$\frac{dE}{dt} = 4\beta^2 \left(\frac{V}{c}\right)^2 \epsilon E \equiv \alpha E$$

Hierbei ist V die Geschwindigkeit der Wolken und ϵ die Stoßrate. Der Energiegewinn ist also proportional zu $(\mathrm{V/c})^2$. Aufgrund des Exponenten spricht man von der Fermi-Beschleunigung zweiter Ordnung. Berücksichtigt man die mit zunehmender Teilchenenergie ansteigende Verlustrate aus der endlichen Beschleunigungsregion, ergibt sich für die Verteilung der Teilchen mit endlicher Verweildauer τ in der Beschleunigungsregion ein Potenzgesetz der Form:

$$N(E) \sim E^{-(1+\frac{1}{\alpha\tau})}$$

Ein solches exponentielles Verhalten wird auch beobachtet, doch erfolgt bei realistischen Annahmen für die Geschwindigkeiten der Wolken die Beschleunigung der Teilchen nur sehr langsam. Eine Erweiterung von Fermis Ansatz auf Schockfrontsysteme beschreibt die Beschleunigung der Teilchen durch sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegende Schockfronten. In diesem Szenario treten nur noch gegenläufige Bewegungen auf und der mittlere Energiegewinn der Teilchen ist proportional zu (V/c), wodurch in der gleichen Zeit wesentlich höhere Teilchenenergien erreicht werden. Man spricht bei diesem Prozess daher auch von der Fermi-Beschleunigung erster Ordnung.

Die Herkunft des höherenergetischen Anteils mit Energien über 10^{15} eV ist spekulativer. Wechselwirkungen von Schockwellen mit dem interstellaren Medium oder die Erzeugung in aktiven Galaxienkernen sind neben exotischeren Prozessen diskutierte Erklärungen.

Die zum Nachweis geladener Teilchen verwendeten Methoden und die dabei auftretenden Schwierigkeiten sind denen, die den Nachweis hochenergetischen Photonen betreffen, oft sehr ähnlich. Die direkte Untersuchung der primären kosmischen Strahlung ist nur mit Ballons oder Satelliten möglich, da die geladenen Teilchen wie die Photonen in etlichen Kilometern Höhe mit den Molekülen der Erdatmosphäre wechselwirken und einen Luftschauer auslösen (siehe Kapitel 4). Die Nachweisfläche solcher nicht bodengestützten Detektoren ist jedoch durch die entstehenden Kosten begrenzt. Da der Fluss der kosmischen Strahlung mit zunehmender Energie stark abnimmt, eignen sich solche Messungen nur bis zu einer Energie von etwa 10^{14} eV. Liegt die Energie des Primärteilchens oberhalb einer Energie von etwa 10^{11} eV, kann das von den Sekundärteilchen emittierte Cherenkovlicht mit bodengestützten Cherenkov-Detektoren nachgewiesen werden. Durch die Nutzung der Erdatmosphäre als Detektorvolumen ergibt sich bei diesen Beobachtungsmethoden eine wesentlich größere effektive Nachweisfläche gegenüber direkten Messungen, wodurch wesentlich niedrigere Flüsse nachgewiesen werden können. Ab Primärenergien von etwa 10^{12} eV können die im Luftschauer erzeugten Sekundärteilchen zusätzlich direkt am Boden nachgewiesen werden. Bei Energien oberhalb von 10^{17} eV kann auch noch das in sehr großen Höhen erzeugte Fluoreszensleuchten nachgewiesen werden.

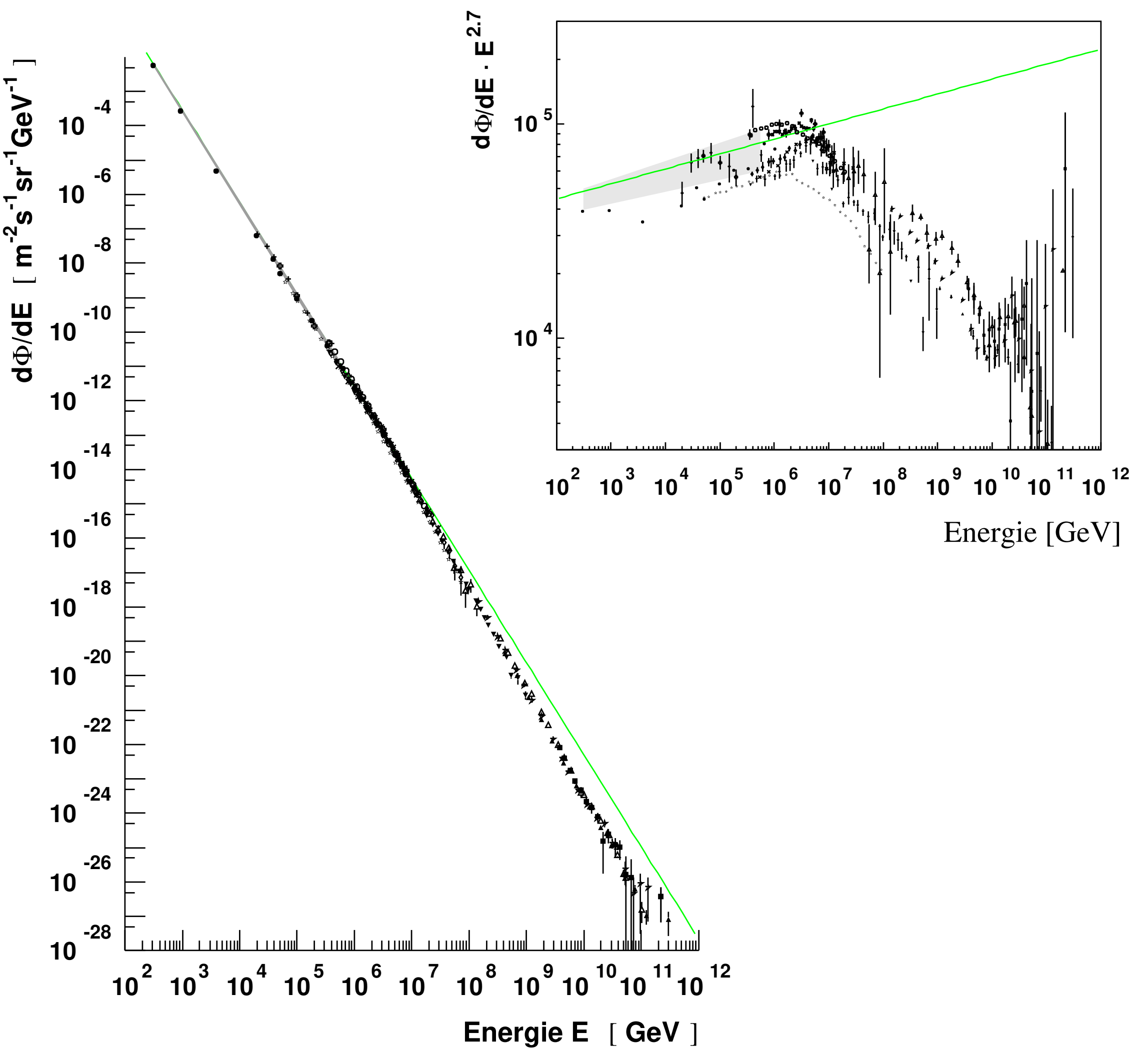

Abbildung 2.1: *Das Energiespektrum der geladenen Kosmischen Strahlung. Aufgetragen ist der gemessene differentielle Energiefluss gegen die Teilchenenergie. Der Bildausschnitt zeigt den Fluss der kosmischen Strahlung, der zur Hervorhebung der Strukturen mit* $E^{2.7}$ *multipliziert wurde [Wie98]. Eingezeichnet sind in beiden Abbildungsteilen das Potenzgesetz und die Messergebnisse verschiedener Experimente.*

Das Spektrum der in Erdnähe gemessenen kosmischen Strahlung (Abb. 2.1) folgt einem Potenzgesetz der Form :

$$\frac{d\Phi}{dE} = \Phi_0 \cdot E^{-\gamma}$$

Hier bezeichnet Φ den Fluss der kosmischen Strahlung und γ den Spektralindex. Für Energien von 10^{11} eV bis 10^{15} eV ist $\gamma \approx 2.7$. Zwischen 10^{15} und 10^{16} eV, im Bereich des sogenannten

Knies der kosmischen Strahlung, ändert sich der Spektralindex auf $\gamma \approx 3.1$ [Roe00]. Die Ursache dieses Abknickens ist bislang noch nicht geklärt. Man kann jedoch die zur Erklärung verwendeten Theorien grob in zwei Kategorien unterteilen. Die erste Gruppe sieht einen Überschuss bei kleinen Energien und deutet ihn als Überlagerung von einem lokalen Ereignis mit dem eigentlichen Spektrum. Ein solches Ereignis könnte etwa eine nahegelegene Supernova sein, die die Teilchen in den auftretenden Schockfronten nur bis zum Bereich des Knies beschleunigt hat. Die zweite Gruppe sieht einen Unterschuss bei hohen Energien und deutet ihn als extragalaktische Absorption oder als Ausdünnung der energiereichsten leichten Teilchen durch Entweichen aus dem galaktischen Magnetfeld. Der Spektralindex ändert sich erneut im Bereich des sogenannten Knöchels bei etwa 10^{19} eV auf einen Wert wie vor dem Knie. Die höchsten bis heute gemessenen Teilchenenergien liegen jenseits von 10^{20} eV und damit oberhalb der Energie, bei der Protonen mit den Photonen der 2.7 K-Hintergrundstrahlung wechselwirken (GZK-Cutoff). Die Herkunft dieser Teilchen ist bisher ungeklärt, da die bei etwa 30 Mpc liegende mittlere freie Weglänge die Herkunft von weit entfernten Objekten ausschließt und andererseits in kosmischer Nähe noch keine entsprechenden Beschleunigungsquellen gefunden wurden. Eine mögliche Erklärung wäre die Erzeugung in gigantischen Radiogalaxien wie Cen A oder M 87.

Die chemische Zusammensetzung der geladenen kosmischen Strahlung ist ebenso wie das Energiespektrum Gegenstand aktueller Forschung. Als gesichert gilt, dass die geladene kosmische Strahlung überwiegend aus Hadronen besteht, im wesentlichen Protonen, Heliumkerne und schwerere Kerne. Die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im durch direkte Messungen zugänglichen Energiebereich bis 10^{14} eV entspricht mit leichten Modifizierungen der Häufigkeitsverteilung der Elemente im Sonnensystem und damit normaler Sternenmaterie. Die kosmische Strahlung enthält nur einen geringen leptonischen Anteil, wobei das Spektrum der Elektronen steiler als das hadronische ist. Der Spektralindex oberhalb von 10^{10} eV liegt bei $\gamma \approx 3.3$, daher ist der aus der Elektronenkomponente resultierende Untergrund bei TeV-Energien für die γ-Astronomie vernachlässigbar. Der Photonenanteil an der kosmischen Strahlung beträgt bei TeV-Energien weniger als 0.1 %. Zusätzlich gibt es noch einige Punktquellen, so dass eine effektive Separation der Photonenereignisse von dem größtenteils durch geladene Hadronen erzeugten isotropen Untergrund von großer Bedeutung für die γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen ist.

2.1.2 Entstehung der kosmischen γ-Strahlung

Die kosmische γ-Strahlung entsteht durch Wechselwirkungen von hochenergetischen geladenen Teilchen oder den Zerfall schwerer Teilchen in Photonen. Die wesentlichen Prozesse, die zur Erzeugung von kosmischen γ-Strahlung führen, werden im folgenden vereinfacht beschrieben. Eine ausführliche Darstellung findet sich z.B. in [Lon92] [Lon94].

Zerfall neutraler Pionen:
Durch Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen können bei genügend hohen Energien neutrale Pionen ($\mathrm{m}_0 \approx 135\,\mathrm{MeV}$) erzeugt werden. Die neutralen Pionen zerfallen nahezu sofort ($\tau = 8.4 \cdot 10^{-17}\,\mathrm{s}$) mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 99% in zwei Photonen.

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma\,\gamma$$

Unter Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung erwartet man bei niederenergetischen Pionen als Signatur im Photonenspektrum eine Ereignisanhäufung bei Energien oberhalb von 70 MeV. Für relativistische Pionen ist die Ruheenergie vernachlässigbar und das Zerfallsspektrum erstreckt sich bis in den Bereich hochenergetischer γ-Strahlung.

Synchrotronstrahlung:
Werden sich bewegende, geladene Teilchen in einem Magnetfeld abgelenkt, emittieren sie Synchrotronstrahlung, die auch als Magnetobremsstrahlung bezeichnet wird. Durch die Beschleunigung bewegen sich die Elektronen auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien und emittieren Photonen tangential zur Bahnebene. Synchrotronstrahlung ist polarisiert, wodurch sie von thermischer Strahlung unterschieden werden kann. Die Frequenz des Maximums der Emission ist proportional zu der senkrecht zur Bewegungsrichtung liegenden Magnetfeldkomponete und zum Quadrat der Elektronenenergie. Oft verwendet wird auch die Beschreibung durch den Lorentzfaktor γ, die nichtrelativistische Gyrofrequenz $\nu_g = \frac{eB}{2\pi m_e}$ und den Neigungswinkel θ.

$$\nu_{max} \propto \frac{eB_\perp}{m_e}(\frac{E}{m_e c^2})^2 \propto \gamma^2 \nu_g sin\theta$$

Die gesamte Abstrahlung ist proportional zu $B_\perp \nu_{max}$. Der Energieverlust ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des emittierenden Teilchens und daher ist Synchrotronstrahlung hauptsächlich für leichte Teilchen wesentlich. Synchrotronemission dominiert z.B. den Energieverlust von ultrarelativistischen Elektronen in starken Magnetfeldern.

Inverse Compton-Strahlung:
Durch Streuung von niederenergetischen Photonen mit der Energie E_{Ph} an hochenergetischen Elektronen mit dem Lorentz-Faktor γ_e kann Energie vom Elektron auf das Photon übertragen werden. Da der Energieübertrag in die entgegengesetzte Richtung wie beim klassischen Compton-Effekt erfolgt, spricht man bei diesem Prozess vom inversen Compton-Effekt. Die über alle Streuwinkel gemittelte Energie der gestreuten Photonen beträgt:

$$\langle E_\gamma \rangle \approx \frac{4}{3}\gamma_e^2 \langle E_{Ph} \rangle$$

Bei den zu höheren Energien gestreuten Photonen kann es sich um externe Photonen (External Compton) oder um die von derselben Elektronenpopulation erzeugten Synchrotronphotonen (Synchrotron Self Compton) handeln. Die inverse Compton-Streuung und ihre Bedeutung im Zusammenhang mit den Emissionsspektren von Blazaren wird in Abschnitt 2.2.3 detailierter besprochen.

Bremsstrahlung:
Im Coulomb-Feld eines Kerns wird ein hochenergetisches, geladenes Teilchen abgelenkt und verliert dabei Energie durch Abstrahlung von Photonen. Dieser Prozess ist vor allem für leichte Teilchen und in dichten Medien wichtig. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons ist etwa proportional zu $1/\mathrm{E}_\gamma$ und erzeugt so ein entsprechendes Bremsstrahlungsspektrum. Die Bremsstrahlung ist insbesondere für die Schauerentwicklung in der Atmosphäre wesentlich und wird in Kapitel 4 eingehender besprochen.

Die Bedeutung der einzelnen Prozesse für die Erzeugung der γ-Strahlung hängt stark von den in den verschiedenen Objekten herrschenden physikalischen Bedingungen ab. Größen wie die Dichte der Materie, Stärke und Ausrichtung des vorhandenen Magnetfeldes, Intensität des Photonenfeldes oder Geschwindigkeitsverteilungen der beteiligten Komponenten bestimmen die Parameter der γ-Emission. Es ist eine Vielzahl von unterschiedlichen Objekten denkbar, die als mögliche γ-Quellen in Frage kommen. Einige Objektklassen, von denen hochenergetische γ-Strahlung nachgewiesen wurde, sowie die Theorien der Erzeugungsmechanismen der γ-Strahlung in diesen Objekten, werden in Abschnitt 2.2 behandelt.

2.1.3 Intergalaktische Absorption von kosmischer γ-Strahlung

Neben der im hochenergetischen Bereich vergleichsweise schwachen Absorption durch galaktischen Wasserstoff kann für extragalaktische Objekte die intergalaktische Absorption wichtig werden. Die Photonen können auf ihrem Weg von der Quelle zum Beobachter verschiedenen Wechselwirkungsprozessen unterliegen, die das beobachtete Quellspektrum entsprechend modifizieren. Da die Materiedichte im intergalaktischen Medium sehr gering ist, ist eine Wechselwirkung der Photonen mit Materie nur beim Durchquereren von Gas- oder Staubwolken relevant. Solche Wechselwirkungen erzeugen etwa die Absorptionslinien in den Spektren weit entfernter Quasare. Im Fall der hier betrachteten Energien ist die Photon-Photon-Wechselwirkung von größerer Bedeutung, insbesondere bei sehr hohen Energien. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion γ + Photon $\rightarrow e^+ + e^-$ hat ein Maximum, wenn $E_{ph} \cdot E_\gamma = (2m_ec^2)^2$ ist. Für Photonen mit Energien im Bereich von einigen TeV ist hierbei der Infrarothintergrund mit Wellenlängen im Mikrometerbereich (1-100 μm) der Hauptwechselwirkungspartner.

Der Zusammenhang zwischen Absorption und Strahlungsdichte bedingt, dass bei bekannter Dichte des Strahlungshintergrundes und Entfernung der Quelle, aus dem gemessenen Spektrum das ursprüngliche Quellspektrum rekonstruiert werden kann. Andererseits kann bei Kenntnis des Quellspektrums aus dem gemessenen Spektrum die Dichte der entsprechenden Hintergrundstrahlungsfelder berechnet werden. Die Stärke des Infrarothintergrundes erlaubt wiederum Rückschlüsse auf Antworten zu verschiedenen kosmologischen Fragestellungen, wie z.B. Zeitpunkt und Häufigkeit der Galaxienentstehung. Auf diesem indirekten Weg ist also mit der γ-Astronomie auch eine Erforschung von kosmologischen Fragestellungen möglich. Bei Photonenenergien von einigen hundert TeV gewinnt die Wechselwirkung mit der 2.7 K-Hintergrundstrahlung an Bedeutung, so dass die Beobachtung extragalaktischer Objekte in diesem Energiebereich nahezu unmöglich ist. Die Entfernung der im TeV-Bereich nachgewiesenen nahegelegensten Blazare liegt mit etwa hundertfünfzig Mpc in dem Bereich der freien Weglänge von TeV-Photonen, so dass Absorptionseffekte wichtig werden könnten. Die aus den Blazarspektren abgeleiteten maximalen Flüsse des Mikrowellenhintergrundes sind jedoch nicht konsistent mit den aus direkten Messungen abgeleiteten Flüssen [Pro00]. Ob es sich um einen Fehler bei der schwierigen Bestimmung des Strahlungshintergrundes handelt, oder ob bisher unentdeckte physikalische Effekte die Ursache der Inkonsistenz sind, ist bisher noch nicht geklärt.

2.2 Quellen der kosmischen γ-Strahlung

2.2.1 Galaktische γ-Quellen

Die galaktischen Quellen von γ-Strahlung sind oft mit den Endstadien der Entwicklung massiver Sterne verbunden. So können bei Supernovaexplosionen massereicher Sterne oder durch die verbleibenden kompakten Sternreste hochenergetische Photonen erzeugt werden.

Supernovaüberreste
In den expandierenden Hüllen von Supernovaexplosionen können geladene Teilchen bis zu Energien von etwa 10^{15} eV beschleunigt werden. Treffen diese Teilchen auf dichte Materieansammlungen, werden bei den Kollisionen unter anderem auch neutrale Pionenen erzeugt. Bei der getroffenen Materie kann es sich um Teile der abgestoßenen Supernovahülle oder das umgebende interstellare Medium, hier sind besonders dichte Gas-, Molekül- oder Staubwolken effektiv, handeln. Durch die hohe kinetische Energie der beschleunigten Teilchen sind die erzeugten Teilchen relativistisch. Sollte es sich bei Supernovaexplosionen um Quellen der hadronischen kosmischen Strahlung handeln, müsste daher auch eine γ-Emission beobachtbar sein, die durch den spontanen Zerfall der entstandenen neutralen Pionen erzeugt wird. Ein Nachweis hochenergetischer, durch den Zerfall von Pionen entstandener, Photonen von Supernovaüberresten wäre also auch ein indirekter Nachweis der Beschleunigung von Hadronen in diesen Objekten.

Pulsare/Plerionen
Ein Pulsar ist ein rotierender Neutronenstern, der als Reststern bei Supernovaexplosionen übrigbleiben kann. Es handelt sich um sehr kompakte Objekte mit einem starken Magnetfeld und Rotationsperioden im Bereich von Millisekunden bis Sekunden. Ein Neutronenstern mit einer Masse von einer Sonnenmasse hat einen Radius von nur etwa 16 km. Die beobachtete Strahlungsemission stammt aus einem kleinen Bereich der Magnetosphäre des schnell rotierenden Neutronensterns und erzeugt daher durch eine Art „Leuchtturmeffekt" Strahlungspulse mit der Periodizität der Rotationsperiode, die für die Namensgebung dieser Objekte verantwortlich sind. Die Strahlung entsteht dadurch, dass die Neutronensternmaterie nach dem Dynamoprinzip elektrische Felder induziert, welche die Elektronen und Positronen in der Magnetosphäre beschleunigen. Das beschleunigte Plasma entweicht an den magnetischen Polen in Jets und erzeugt durch Synchrotronabstrahlung in den starken Magnetfeldern hochenergetische Photonen. Die beobachteten Pulsarspektren erstrecken sich vom Radio- bis in den Gammabereich. Durch die Abstrahlung verliert der Pulsar Rotationsenergie, die Rotationsperiode wird daher mit der Zeit größer.

Die gepulste Strahlung führte nach ihrer Entdeckung zu vielfältigen Spekulationen über die emittierenden Objekte, doch Ende der 60er Jahre gelang erstmalig die optische Identifizierung eines Pulsars. Der Pulsar PSR B0531+21 mit einer Periode von 33 ms wurde als der Zentralstern des Krebs-Nebels identifiziert, welcher der Überrest einer Supernova aus dem Jahr 1054 ist. Der Krebs-Nebel liegt etwa 6000 Lichtjahre entfernt und ist für die hochenergetische γ-Astronomie interessant, da er mit konstanter Rate und konstantem Spektrum Photonen im TeV-Bereich emittiert. Das Spektrum und Flussniveau ist sehr genau bekannt [Aha00], so dass man den Krebs-Nebel als Kalibrationsquelle sowohl zur Bestimmung der Flüsse anderer Quellen als auch zur vergleichenden Kalibrierung verschiedener Experimente verwendet. Durch diese Eigenschaft ist er eine Art Standardkerze der TeV-Astronomie auf der Nordhalbkugel geworden. Die TeV-Emission des Krebs-Nebels ist ungepulst und stammt vermutlich nicht von dem zentralen Pulsar, sondern von einem Teil der bei der Explosion des Sterns abgestoßenen Hülle. Dort entsteht durch die Wechselwirkung der vom Pulsar emittierten relativistischen Teilchen mit dem Supernovaüberrest ein sogenannter Synchrotronnebel, in welchem die TeV-Photonen durch inverse Compton-Steuung erzeugt werden. Ein solches Objekt, welches aus einem Pulsar und einem vom Pulsarwind angeregten Supernovaüberrest besteht, bezeichnet man auch als Plerion.

2.2.2 Aktive Galaxienkerne

Unter aktiven Galaxienkernen, kurz AGN (engl. Active Galactic Nuclei) genannt, versteht man die Kerne von Galaxien, die eine außergewöhnlich starke Aktivität zeigen und Kontinuumsstrahlung emittieren, die sich über einen sehr breiten Frequenzbereich vom Radio- über den Optischen bis zum Röntgen- und teilweise auch Gamma-Bereich erstreckt. Die Leuchtkraft des Kerns liegt in der Größenordnung der Leuchtkraft der Galaxie oder übersteigt diese in extrem aktiven Objekten um das bis zu Hundertfache. Oft werden als Jets bezeichnete entweichende Plasmaströme beobachtet, so dass das Erscheinungsbild eines AGN für den Beobachter sowohl von der Stärke der Kernaktivität als auch von der Blickrichtung auf das Objekt abhängt. Aus den Beobachtungen vieler Objekte dieser Art in verschiedenen Wellenlängenbereichen ergibt sich jedoch folgendes relativ allgemeingültige Bild vom Aufbau einer aktiven Galaxie bzw. ihres Kerns (siehe Abb. 2.2) [Urr95].

Das Zentralobjekt ist ein rotierendes, supermassives Schwarzes Loch ($10^6 - 10^{10} M_\odot$), welches die gigantischen abgestrahlten Energiemengen durch Umwandlung von Gravitationsenergie einfallender Materie freisetzt. Die leuchtkräftigsten AGN akkretieren Materie mit Einfallsraten von einigen hundert bis zu tausend Sonnenmassen pro Jahr. Die Drehimpulserhaltung verhindert den direkten Einfall der Materie. Stattdessen stürzt diese auf die um das Schwarze Loch rotierende Akkretionsscheibe, die hell im ultravioletten Spektralbereich leuchtet. Dort sammelt sich die Materie und gibt in komplizierten turbulenten und Reibungsprozessen immer mehr Drehimpuls ab, bis sie schließlich in das Schwarze Loch stürzt. In der Nähe des Zentralobjektes befinden sich wahrscheinlich hochenergetische Elektronen, die die beobachtete harte Röntgenstrahlung durch Synchrotronabstrahlung erzeugen. Einige AGN ejektieren zudem riesige gebündelte Plasmaströme, die mit relativistischen Geschwindigkeiten aus den Polregionen entweichen. Wegen der starken Emission im Radiobereich werden solche AGN als radio-laut bezeichnet. Die in der Regel zwei entgegengerichteten Jets können sich bis weit außerhalb der eigentlichen Galaxie in den Weltraum erstrecken. Im Bereich des Akkretionsgebietes bewegen sich Wolken aus ionisiertem Gas mit hohen Geschwindigkeiten. Weiter außerhalb umgibt ein vereinfacht als ringförmiger Torus angenommener Bereich aus Staub und Gas das Zentralgebiet, der den zentralen Bereich des AGN verdecken kann. Die Strahlung der Zentralregion heizt die umgebenden Wolken im inneren Bereich stark auf und bewirkt dadurch kräftige Linienemission, die entsprechend der Geschwindigkeitsverteilung der emittierenden Materie verbreitert ist. Die aus der Dopplerverbreiterung abgeleiteten Geschwindigkeiten betragen einige tausend $\mathrm{km\,s^{-1}}$. Der weiter vom Zentrum entfernte Torus wird weniger stark erhitzt und emittiert hauptsächlich im infraroten Spektralbereich. Noch weiter außerhalb bewegen sich langsamere Gaswolken, die die beobachteten schmalen Emissionslinien erzeugen. Das Spektrum eines AGN kann in weiten Bereichen durch ein einfaches

Potenzgesetz der Art $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ beschrieben werden. Der Spektralindex liegt in der Größenordnung von $\alpha \approx 1$, im Bereich der flachen Radiokontinua sogar bei $\alpha \approx 0$.

Das von Kernaktivität und Orientierung der Jets zur Blickrichtung des Beobachters abhängende Erscheinungsbild einer aktiven Galaxie führte zu einer augeprägten Namensvielfalt für die verschiedenen Mitglieder der AGN-Familie. Die Sensitivitätsgrenzen der unterschiedlichen Beobachtungskampagnen in den einzelnen Energiebereichen bewirkten, dass viele Beobachtungen eine ausgewählte Subklasse der aktiven Galaxienkerne selektierten. Erst durch sensitivere und umfassendere Beobachtungen in den letzten Jahren konnte entschieden werden, ob die gemessenen Eigenschaften objekttypisch sind oder durch ungewollte Selektion bei der Beobachtung entstanden.

Die Unterscheidung in radio-laute und radio-leise AGN hängt wie erwähnt mit der Ausbildung von ausgeprägten Jetstrukturen zusammen, die nur in radio-lauten AGN existent sind. Die Wahrscheinlichkeit einer radio-lauten Erscheinung steigt mit zunehmender Helligkeit im Optischen und Röntgenbereich, doch sind radio-laute und radio-leise AGN in vielen ihrer spektralen Eigenschaften sehr ähnlich, z.B. den Emissionslinien im Optischen/UV-Bereich sowie dem Kontinuum vom Infraroten bis zum weichen Röntgenbereich. Dies legte die Vermutung nahe, dass es sich um eine Gruppe von Objekten handelt, von denen nur einige Mitglieder Jetstrukturen ausgebildet haben. In dieser Arbeit wird nicht weiter auf die Gruppe der radio-leisen AGN eingegangen, die u.a. Objekte wie Seyfert-Galaxien oder radio-leise Quasare umfasst. Man vermutet, dass das radio-laute Auftreten eines Objektes eine zeitlich begrenzte Erscheinung ist.

Die radio-lauten aktiven Galaxien können zusammenfassend wie folgt beschrieben werden (siehe Tab. 2.1). Von der Blickrichtung auf das Objekt hängt ab, ob der leuchtkräftige Kern verdeckt ist und welche Emissionslinien beobachtet werden können. Ein leuchtkräftiger AGN, dessen Jetachse nahezu einen rechten Winkel zur Beobachtungsrichtung bildet, erscheint als Radiogalaxie mit zwei symmetrisch zur Galaxie liegenden ausgeprägten Radiowolken. Sie entstehen durch Synchrotronemission, wenn die bis weit außerhalb der eigentlichen Galaxie reichenden Jets im intergalaktischen Medium terminieren. Das Plasma des ausgeprägten, stark gebündelten Jets trifft auf das interstellare Medium; dieses wird weggeschoben, erhitzt und verwirbelt und es entstehen röntgenhelle Bereiche, sogenannte „Hot Spots“ und die ausgeprägten Radiostrukturen. Objekte dieser Klasse, der z.B. Cygnus A angehört, werden auch als Radiogalaxien vom Fanaroff-Riley Typ II (FR II) [Fan74] bezeichnet. Es gibt darüberhinaus auch Radiogalaxien mit weniger ausgeprägter Jetstruktur und kompakterer Radioemission, den sogenannten FR I-Typ. Der Zentralbereich ist bei solchen Objekten verdeckt, die Entstehungsregion der breiten Emissionslinien ist also nicht direkt sichtbar, doch konnte ihre Existenz anhand des Streulichts nachgewiesen werden. Nur die Region, in der die schmalen Emissionslinien erzeugt werden, ist gut sichtbar, weshalb man ein Mitglied dieser Gruppe als NLRG (engl. Narrow Line Radio Galaxy) bezeichnet. Bei kleineren Blickwinkeln ist auch der zentrale Bereich sichtbar und es erscheinen die typischen breiten Emissionslinien. Das Objekt erscheint als BLRG (engl. Broad Line Radio Galaxy). Bei sehr großer Helligkeit des Zentralobjektes wird die Galaxie vollständig überstrahlt und man bezeichnet ein solches Objekt wegen seiner punktförmigen Erscheinung als Quasar (engl. Quasi Stellar Radio Source). Liegt die Jetachse nahezu in Blickrichtung, wird das beobachtete Spektrum wesentlich durch die Jetkomponente bestimmt, das Objekt erscheint als sogenannter Blazar.

Die Übergänge zwischen den hier aufgezählten Klassen sind natürlich fließend und es

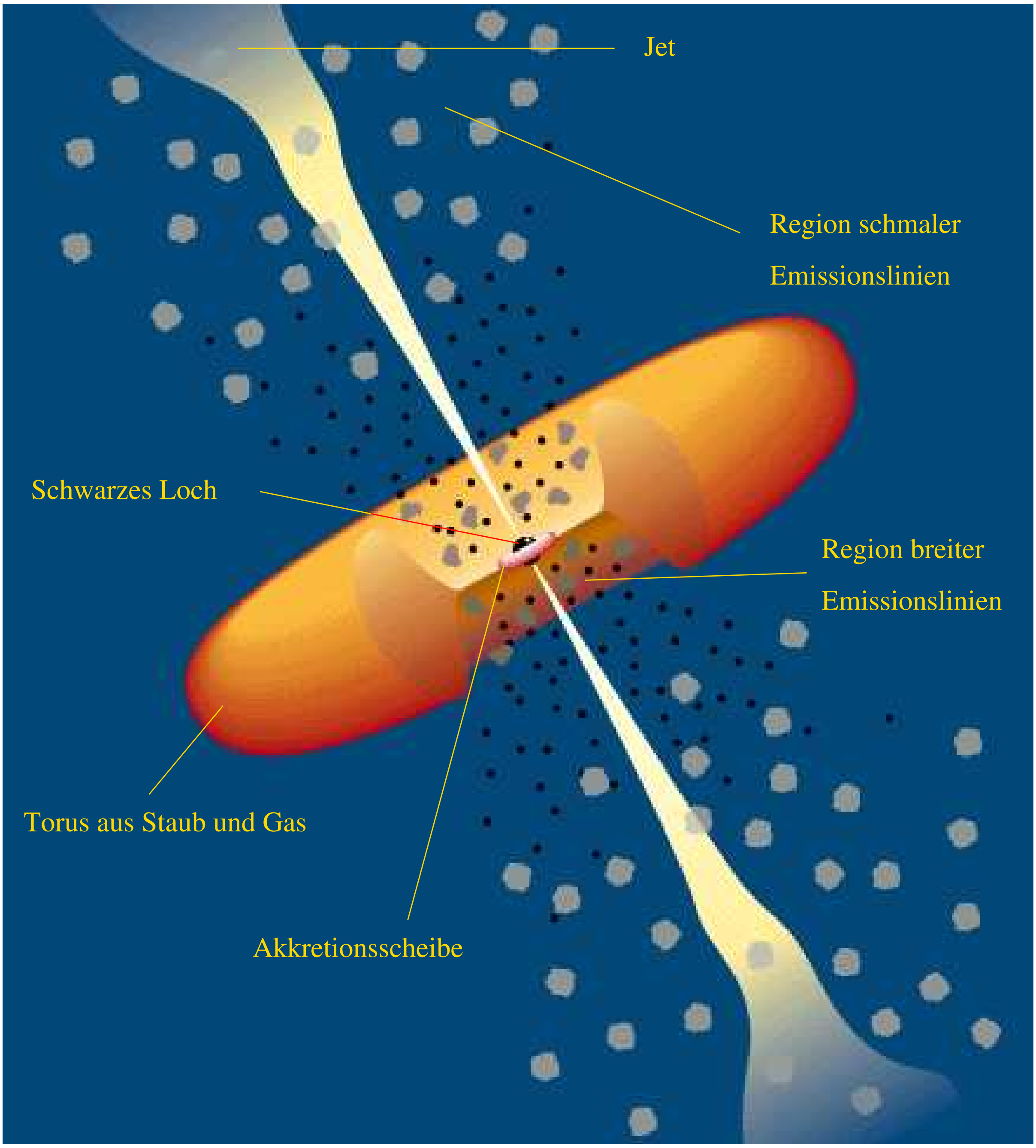

Abbildung 2.2: *Vereinfachte Darstellung eines radio-lauten AGN [Urr95]. Im Zentrum befindet sich ein schwarzes Loch, welches von einer Akkretionsscheibe umgeben ist. Dieser Bereich ist Ausgangspunkt der Jetstrukturen. Weiter außerhalb liegen die verschiedenen Regionen der Linienemission und der umgebende Torus.*

wurden durch intensivere Beobachtungen neue, zwischen den willkürlich vorgenommenen Einteilungen liegende Objekte entdeckt. Als Beispiel sollen hier die BQs (engl. Blue Quasars)

Objekt	Blazar	BLRG / radio-loud Quasar	NLRG
Blickwinkel θ	$\theta < 1°$	$1° < \theta < 20°$	$20° < \theta < 90°$
Emissionslinien	schwach	breit	schmal

Tabelle 2.1: *Die radio-laute AGN-Familie*

Erwähnung finden, die als mäßig ausgerichtete Blazare gedeutet werden [Sa00a] [Geo00].

2.2.3 Blazare

Blazare sind, wie zuvor erwähnt, AGN, deren Jet unter einem sehr kleinen Blickwinkel gesehen wird. Die von Blazaren emittierte hochenergetische γ-Strahlung ist stark variabel und kann bis in den TeV-Bereich reichen, wodurch Blazare aussichtsreiche Kandidaten für die Beobachtung mit Cherenkov-Teleskopen sind. Blazare sind bis jetzt die einzigen extragalaktischen Objekte, die im TeV-Bereich nachgewiesen wurden. Unter dem Begriff Blazare fasst man BL Lac-Objekte und FSRQs (engl. Flat Spectrum Radioloud Quasars), die auch als HPQs (engl. Highly Polarized Quasars) oder OVVs (engl. Optically Violently Variable Quasars) bezeichnet werden, zusammen. Die Trennlinie zwischen diesen beiden Gruppen ist willkürlich bei einer Linienbreite von fünf Angström ($1\text{Å}=10^{-10}$ m) gesetzt worden. BL Lac-Objekte sind definiert als Objekte mit einer Linienbreite von weniger als fünf Angström und besitzen schwache oder keine Emissionslinien.

Die bekannten BL Lac-Objekte befinden sich in kosmischer Nähe ($z < 0.2$). Zu ihnen gehören auch die bis heute bestätigt nachgewiesenen extragalaktischen TeV-Objekte Mrk-421 ($z=0.031$) [Pun92] und Mrk-501 ($z=0.034$) [Qui96]. Die Namensgebung beruht auf der Katalogisierung UV-heller Galaxien Ende der 60'er und Anfang der 70'er Jahre durch Markarian et al.. FSRQs besitzen neben den BL Lac-Eigenschaften zusätzlich die für Quasare typischen breiten und starken Emissionslinien. Bei den Muttergalaxien von Blazaren handelt es sich, soweit sie überhaupt beobachtet werden können, meist um helle elliptische Galaxien. Beobachtungen der Radioemission legen die Schlussfolgerung nahe, dass die BL Lac-Objekte den FR I-Radiogalaxien und die FSRQs den FR II-Radiogalaxien entsprechen.

Als charakteristische Merkmale von Blazaren sind die schnelle und extreme Variabilität, die breiten, flachen nichtthermischen Spektren, der hohe Anteil an polarisierter Strahlung, die kompakte Radioemission und die hohe Leuchtkraft im γ-Bereich zu nennen. Die Variabilität spielt sich auf einer breiten Zeitskala von Monaten bis zu kurzzeitigen Flussänderungen im Bereich von Minuten ab. So zeigte Mrk-501 kurzzeitige Ausbrüche mit Flussänderungen im TeV-Bereich um das zehn- bis zwanzigfache innerhalb von einigen Tagen [Aha99]. Von Mrk-421 wurden korrelierte Flussschwankungen im Röntgen- und TeV-Bereich innerhalb von wenigen Stunden gemessen [Ca99a]. Die schnellen Variationen des Flussniveaus setzen ein sehr kompaktes Emissionsgebiet voraus, wobei es sich um Regionen in der Nähe des Zentralobjektes oder um Schocks in der Jetstruktur handeln kann.

Die besonderen Eigenschaften der emittierten γ-Strahlung sind durch die Existenz von hochenergetischen Teilchen in Verbindung mit relativistischen Effekten (relativistic beaming) erklärbar. Die spektrale Energieverteilung, kurz SED (engl. Spectral Energy Distribution) genannt, der Blazare hat eine typische zweigeteilte Form (siehe Abb. 2.3) [Fos98].

Der niederenergetische Anteil (Radio ↔ Röntgen) kann durch Synchrotronstrahlung der relativistischen Jetelektronen beschrieben werden, der hochenergetische Anteil (Röntgen ↔ γ-Strahlung) durch inverse Compton-Streuung (IC-Komponente) niederenergetischer Photonen an derselben Elektronenpopulation, die für den Synchrotronanteil verantwortlich sind.

Für die Erzeugung der hochenergetischen Komponente wurden noch weitere Modelle vorgeschlagen. So gibt es neben den Elektronenjetmodellen auch Protonenjetmodelle. Bei Protonenjetmodellen wird die γ-Strahlung u.a. durch den Zerfall erzeugter neutraler Pionen und Protonensynchrotronstrahlung erklärt [Rac99]. Eine Vorausage solcher Modelle ist eine starke Emission hochenergetischer Neutrinos von Blazaren, die mit heutigen Experimenten jedoch noch nicht überprüfbar ist. Aufgrund der Korrelationen zwischen den Flussänderungen in der Synchrotron- und IC-Komponente wird jedoch das Elektronenjetmodell favorisiert, in welchem beide Bereiche der spektralen Energieverteilung von einer einzigen Elektronenpopulation erzeugt werden und die TeV-Emission hauptsächlich vom Elektronenspektrum und dem vorhandenen Magnetfeld abhängt. Man unterscheidet hierbei zwei Szenarien der γ-Emission anhand der Art der Photonen, die durch inverse Comptonstreuung zu höheren Energien gestreut werden. Zum einen den Synchrotron-Self-Compton Prozess (SSC), in welchem die Elektonen mit ihrer eigenen Synchrotronstrahlung wechselwirken und so den hochenergetischen Anteil der spektralen Energieverteilung erzeugen. Zum anderen den External-Compton Prozess (EC), der die Wechselwirkung der Elektronen mit externen Photonen beschreibt, die etwa in der Akkretionsscheibe oder in der Region breiter Emissionslinien erzeugt werden. Man unterscheidet daher verschiedene Jettypen, in denen jeweils unterschiedliche IC-Prozesse dominieren.

Die meisten klassischen Blazare wurden entweder durch Radiobeobachtungen oder durch Röntgenbeobachtungen entdeckt. Beide Methoden waren durch die limitierenden Messgrenzen nur für einen Teil der Blazarpopulation sensitiv. Die beiden Teilpopulationen unterscheiden sich erheblich in den spektralen Eigenschaften, so dass es erst mit größeren Datensätzen gelang, ein einheitliches Bild von den Eigenschaften der Blazare zu erstellen.

Es stellte sich heraus, dass die Blazarpopulation durch zwei Parameter gut beschrieben wird, nämlich durch die Orientierung der Jetachse zur Blickrichtung und durch die absolute Helligkeit des Objektes [Fos98] [Ghi98].

Bei den auch im TeV-Bereich nachgewiesenen Blazaren handelt es sich um sogenannte blaue Blazare, die auch als HBLs (engl. High-frequency-peaked BL Lac-Objects) bezeichnet werden. Diese Objekte wurden bevorzugt in Röntgenbeobachtungen entdeckt, da das Maximum der Synchrotronemission bei Röntgenenergien liegt. Die Energie bzw. Frequenz, bei der sich das Maximum der Emission befindet, wird oftmals und nachfolgend als Peak-Energie (kurz: Peak, engl. Spitze) bezeichnet. Der IC-Peak der HBLs liegt im GeV-/TeV-Bereich. Die zweite klassische Gruppe sind die roten Blazare, auch als LBLs (engl. Low-frequency-peaked BL Lac-Objects) bezeichnet. Sie wurden überwiegend in Radiobeobachtungen entdeckt und sind insgesamt hellere Objekte als blaue Blazare. Der Synchrotronpeak der LBLs liegt im Infraroten bis Optischen Bereich. Die emittierte Energie im IC-Anteil ist größer als bei HBLs, wobei das Maximum der γ-Strahlung bei wesentlich niedrigeren Energien ($\leq$ 1GeV) liegt. Dies erklärt auch, warum viele der hellen γ-Blazare, die mit EGRET (100 MeV-30 GeV) beobachtet wurden, nicht im TeV-Bereich nachgewiesen wurden (siehe Abb. 1.1). Die Tatsache, dass die Objekte niedrigerer Leuchtkraft Photonen höherer Energie erzeugen, ist mit dem Entstehungsprozess der IC-Komponente verknüpft. Die Modelle gehen davon aus, dass in blauen Blazaren der SSC-Prozess dominiert, der eine schwächere Elektronenkühlung bewirkt als der in roten Blazaren dominierende EC-Prozess. Unter der Annahme einer universellen Elektronenbeschleunigung wird so eine größere Maximalenergie der Elektronen in blauen Blazaren erreicht. Der SSC-Prozess ist jedoch auch in roten Blazaren präsent und dürfte für den höchstenergetischen Anteil in ihrem Spektrum verantwortlich sein. Ob noch weitere Faktoren, etwa intrinsische Jeteigenschaften, für die Unterschiede in der spektralen Energieverteilung verantwortlich sind, ist Gegenstand der aktuellen Forschung. Weitere Unterschiede wurden zwischen HBLs und LBLs festgestellt. So ist die γ-Strahlung von HBLs weniger stark polarisiert und die Radioemission ist weniger zum Kern hin konzentriert. Außerdem scheinen HBLs in unserer kosmischen Nachbarschaft häufiger oder leuchtkräftiger zu sein als LBLs, was als eine Art kosmologische Evolution der Blazarpopulation interpretiert werden kann.

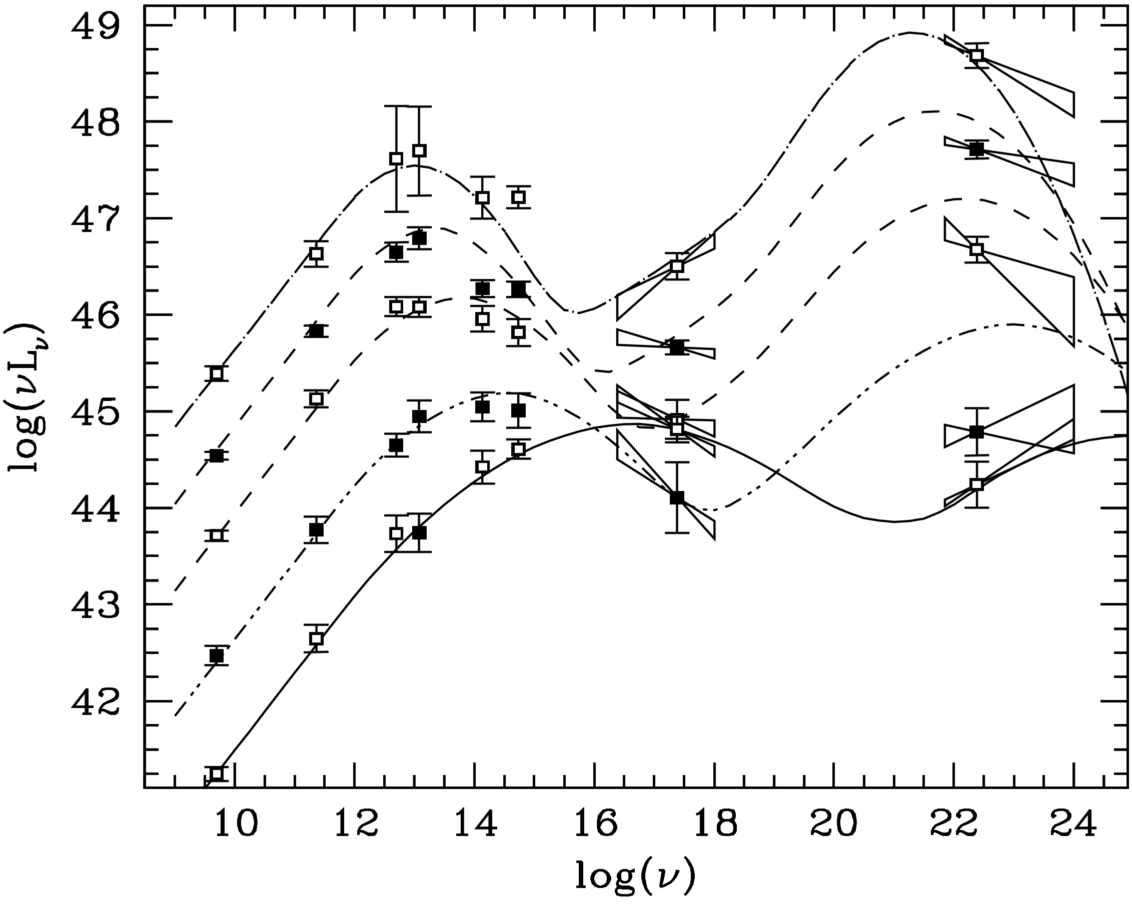

Abbildung 2.3: *Spektrale Energieverteilung verschiedener Mitglieder der Blazarpopulation [Fos98]. Deutlich zu erkennen ist die zweigeteilte Form der SED mit dem Synchrotronpeak bei niedrigeren Energien und dem IC-Peak bei höheren Energien.*

In sensitiveren Beobachtungen der letzten Jahre wurden zwischen diesen Gruppen liegende Objekte, wie etwa die IBLs (engl. Intermediate-frequency-peaked BL Lac-Objects) entdeckt [Lau99] [Per98], die das Bild einer kontinuierlichen Population von Blazaren vervollständigen. Mit der steigenden Anzahl der bekannten Objekte stellt sich auch die Frage, ob die aus begrenzten Beobachtungskampagnen abgeleiteten Korrellationen von Eigenschaften der Blazarpopulation für alle Objekte gelten [Per00] [Pad00].

Eine allgemeine Leuchtkraftklassifikation der Blazarpopulation zeigt folgende Tendenzen. Mit zunehmender Leuchtkraft des AGN sinken die Synchrotronpeakenergie und die IC-Peakenergie. Das Verhältnis von IC-Peakfrequenz und Synchrotronpeakfrequenz ist etwa konstant, während das Verhältnis von Compton-Leuchtkraft zu Synchrotronleuchtkraft sowie die Emissionslinienleuchtkraft ansteigen. Die EC-Komponente gewinnt mit zunehmender Leuchtkraft des Objektes an Bedeutung und die erreichte Maximalenergie der emittierten Strahlung sinkt folglich durch die effektivere Kühlung der Jetelektronen.

Der spektrale Verlauf hängt ebenfalls mit dem Aktivitätszustand des Objektes zusammen. Mit zunehmender Aktivität können nicht nur Leuchtkraftsteigerungen sondern auch Peakfrequenzverschiebungen zu höheren Energien auftreten, so dass sich für die verschiedenen Aktivitätszustände auch unterschiedliche spektrale Verläufe ergeben können.

HBL $\longrightarrow$ LBL $\longrightarrow$ FSRQ
Richtung zunehmender Leuchtkraft $\Rightarrow$
Richtung zunehmendem $\frac{L_{IC}}{L_{Syn}} \rightarrow$
Richtung abnehmender Synchrotronpeakenergie $\rightarrow$ Richtung abnehmender IC-Peakenergie $\rightarrow$

Tabelle 2.2: *Die Blazarfamilie*

Relativistische Effekte spielen bei der Deutung des Blazar-Phänomens eine wesentliche Rolle, da die gemessene Intensität verstärkt und die Zeitskala von Variationen verkürzt wird. Die beobachteten Emissionscharakteristika der Blazare sind ohne Berücksichtigung dieser Effekte kaum zu erklären. Auch wäre die Beobachtung dieser Objekte mit den heutigen Cherenkov-Teleskopen nicht möglich. So wird nicht nur die Intensität verstärkt, sondern auch die Photon-Photon-Stoßrate bzw. die γ-γ-Absorption reduziert. Durch die Verkleinerung des Wirkungsquerschnittes für diese Reaktion wird eine Absorption der hochenergetischen Photonen im Jet stark vermindert, d.h. der Jet wird optisch dünn für TeV-Photonen. Eine wichtige Größe bei der Interpretation relativistischer Effekte ist der kinematische Doppler-Faktor einer bewegten Quelle, der wie folgt definiert ist:

$$\delta \equiv (\gamma(1 - \beta cos\theta))^{-1} \qquad \text{mit} \qquad \beta = \frac{V_{jet}}{c}$$

und dem Lorentz-Faktor

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$$

Der Doppler-Faktor hängt stark vom Sichtwinkel Θ ab. Für die Extremfälle $\Theta = 0°$ gilt $\delta = (1 + \beta)\gamma \approx 2\gamma$ und für $\Theta = 90°$ gilt $\delta = \gamma^{-1}$. Der Doppler-Faktor verknüpft den intrinsischen Fluss mit dem beobachteten Fluss. Es tritt also abhängig vom Sichtwinkel sowohl relativistische Verstärkung als auch relativistische Abschwächung auf. Dies ist wesentlich dafür verantwortlich, dass bei Blazaren oft nur ein Jet beobachtet wird, doch scheint auch eine intrinsische Asymmetrie zwischen den beiden Jets vorzukommen.

Bezeichnen die gestrichenen Größen das Ruhesystem der Quelle, gilt für die beobachteten Größen:

$$t = \delta^{-1} t^{'} \qquad \nu = \delta \nu^{'} \qquad d\Omega = \delta^2 d\Omega^{'}$$

Da I_ν / ν^3 relativistisch invariant ist, transformiert sich die Intensität nach: $I_\nu(\nu) = \delta^3 I_\nu^{'}(\nu^{'})$
Bei isotroper Emission im Ruhesystem der Quelle transformiert sich der Fluß wie die Intensität. Integration über einen Frequenzbereich liefert einen weiteren Faktor δ. Für den beobachteten Fluss in einem Bandbereich folgt: $F = \delta^4 F^{'}$
Betrachtet man nun Variationen des Flusses, ergibt sich: $\frac{\Delta F}{\Delta t} = \delta^5 \frac{\Delta F^{'}}{\Delta t^{'}}$
Diese Überlegungen gelten für bewegte Punktquellen; nimmt man als Emissionsgebiet einen ausgedehnten, gleichförmigen Jet an, reduziert sich das Emissionsgebiet aufgrund der relativistischen Längenkontraktion und damit die oben erwähnten Größen um eine Potenz von δ. Die in realen Jets auftretenden Inhomogenitäten und Überlagerungen der einzelnen Synchrotronkomponenten modifizieren dieses einfache Modell erheblich.

Ein weiterer relativistischer Effekt, der auf sich mit hoher Geschwindigkeit bewegende Plasmaströme hindeutet, ist die Beobachtung von transversalen Bewegungen mit scheinbarer Überlichtgeschwindigkeit in Radiobeobachtungen. Die beobachtete scheinbare Geschwindigkeit hängt dabei vom Sichtwinkel ab. Die Maximalgeschwindigkeit ergibt sich für $\sin\Theta = \gamma^{-1}$ und beträgt $\beta \approx \gamma \approx \delta$.

Kapitel 3

Der Blazar 1ES1959+650

Das Objekt 1ES1959+650 (RA: 19h 59m 59.9s, DEC: $65^\circ\,08'\,55''$), nachfolgend verkürzt 1ES1959 genannt, liegt bei einer Rotverschiebung von z=0.048, was mit einer angenommenen Hubble-Konstanten von $\mathrm{H}_0 = 65\ \mathrm{km\,s^{-1}Mpc^{-1}}$ einer Entfernung von etwa 220 Mpc entsprich. 1ES1959 besitzt eine optische Helligkeit m_v=14.7.

1ES1959 wurde im Jahre 1993 von Schachter et al. [Sch93] zusammen mit neun weiteren Objekten als BL Lac-Objekt (siehe Kapitel 2) identifiziert. Es wurden Daten des Einstein Slew Survey, welche mit dem Einstein-Satelliten (ex HEAO-2) im Röntgenbereich (0.5-4.5 keV) aufgenommen wurden, mit Daten im optischen und Radiobereich (6 cm) kombiniert analysiert. Die Identifizierung erfolgte durch Auswahl von Quellen, die eine bestimmte Mindesthelligkeit im optischen Spektralbereich und im Radiobereich besitzen. Weiterhin wurde ausgenutzt, dass BL Lac-Objekte charakteristische Verhältnisse der Spektralindizes, welche dem Verhältnis der Flüsse entsprechen, zwischen den Energiebereichen Röntgen/Radio/Optisch besitzen. Es wurde eine Art Farbe-Farbe-Diagramm erstellt, in dem die Spektralindizes Radio/Optisch gegen Optisch/Röntgen aufgetragen werden. In dieser Darstellung liegen die BL Lac-Objekte in einem für extragalaktische Objekte einzigartigem Gebiet. Die wenigen anderen Objekte in diesem Bereich unterscheiden sich durch ihre optischen Spektren. Es wurden die im Farbe-Farbe-Diagramm selektierten Objekte optisch nachbeobachtet und mit der Methode der optischen Spektroskopie konnten die BL Lac-Objekte anhand der nahezu strukturlosen Spektren identifiziert werden.

Im Sommer 1998 wurde 1ES1959 vom Utah Seven Telescope Array innerhalb zweier Zeitfenster mit einer Signifikanz von mindestens 5 Standardabweichungen (σ) von der Nullhypothese im TeV-Bereich nachgewiesen [Nis99]. Die Beobachtungen wurden von Mai bis August 1998 durchgeführt und es wurde ein Exzess mit einer Signifikanz von $3.9\,\sigma$ im 56.7 Stunden umfassenden Datensatz gemessen. In zwei herausgegriffenen Teilbereichen wurden höhere Überschüsse gemessen, nämlich $5.3\,\sigma$ von MJD 50956 bis MJD 50965 und $5.0\,\sigma$ von MJD 50996 bis MJD 51023. Die verwendete Zeitskala MJD steht abgekürzt für modifiziertes Julianisches Datum, einer in der Astronomie häufig verwendeten Zeitskala. Die Lichtkurve im TeV-Bereich zeigt Variabilität auf der Zeitskala von Tagen. Der mit dem Seven Telescope Array gemessene Fluss beträgt im Maximum das zweieinhalbfache des Crab-Flusses in diesem Energiebereich.

Das Utah Seven Telescope Array liegt in 1600 m Höhe in der Nähe von Dugway (40.3° N) und damit etwa 10° weiter nördlich als das HEGRA-Gelände. Zum Vergleich mit dem HE-

GRA IACT-System (siehe Kapitel 5) werden einige technische Daten des Utah Seven Telescope Array vorgestellt. Der verwendete Detektoraufbau besteht aus drei Teleskopen, die in einem Abstand von jeweils 120 m aufgestellt sind und stellen die erste Ausbaustufe eines aus sieben Teleskopen bestehenden hexagonalen Systemaufbaus dar. Die Beobachtungen wurden mit einem Rasterverfahren durchgeführt, bei dem die Teleskope innerhalb von 48 Minuten einen quadratischen Bereich der Größe $\pm\,0.5^\circ$ in Rektazension bzw. in Deklination abfahren, wobei sich die Quelle in der Mitte dieses Quadrates befindet. Jedes Teleskop besitzt eine Spiegelfläche von $6\,\mathrm{m}^2$, die aus 19 hexagonalen Einzelspiegeln zusammengesetzt ist und eine aus 256 Photomultipliern bestehende Kamera mit einem Gesichtsfeld von 4°. Die Energieschwelle des Systems beträgt 600 GeV bei vertikalem Schauereinfall. Als Triggerbedingung wurde ein Signal mit einer Mindestanzahl von fünf ausgelösten Photoelektronen in mindestens vier Pixeln innerhalb eines Zeitfensters von 40 ns pro Kamera gewählt. Diese Pixel müssen zudem jeweils mindestens zwei benachbarte Pixel mit mindestens fünf ausgelösten Photoelektronen besitzen. Die Datenselektion folgt der Methode der Whipple-Gruppe für ein Einzelteleskop [Wee89]. Es werden Schnitte auf die skalierte Bildbreite, Bildlänge, Photonenkonzentration und den Winkelabstand der großen Bildellipsenhalbachse zur Richtung der Quellposition in der Kamera durchgeführt. Die mit einem Winkelabstand zur Quellposition von weniger als 10° rekonstruierten Ereignisse werden als Signal von der Quelle gewertet. Anschließend werden die Ergebnisse der drei Teleskope addiert.

Der Nachweis des Utah Seven Telescope Array im TeV-Bereich konnte bisher von keinem anderen Experiment bestätigt werden. Das Objekt wurde mit dem Whipple-Cherenkovteleskop im Jahre 1996 etwa vier Stunden lang beobachtet, doch es wurde kein signifikanter TeV-Fluss gemessen [Cat97]. Das Whipple-Teleskop auf dem Mt.Hopkins in Arizona ist ein Einzelteleskop mit einem 10 m Spiegel, die Energieschwelle für die Beobachtung von 1ES1959 liegt bei 350 GeV. Weitere Beobachtungen von 1ES1959 wurden im Sommer des Jahres 2000 mit dem HEGRA IACT-System durchgeführt, um eine eventuelle Photonenemission im TeV-Bereich zu untersuchen. Die Auswertung dieser Beobachtungen ist Gegenstand dieser Arbeit.

Kapitel 4

Luftschauer und Cherenkov-Emission

Trifft ein hochenergetisches Teilchen auf die Erdatmosphäre, wird durch Wechselwirkungen mit den Molekülen in den oberen Luftschichten eine Kaskade von Sekundärteilchen ausgelöst, die als Luftschauer bezeichnet wird. Die erste Wechselwirkung erfolgt in einer Höhe von etwa 20 km über Meeresniveau und leitet eine Schauerentwicklung ein, deren Maximum bei einem photoninduzierten Luftschauer mit einer Energie von etwa 1 TeV in einer Höhe von etwa 10 km liegt. Der Verlauf der Schauerentwicklung wird dabei im wesentlichen durch die Art und Energie des Primärteilchens bestimmt, so dass die Schauer je nach Art des auslösenden Primärteilchens in elektromagnetische und hadronische Schauer unterschieden werden. Ist nun die Geschwindigkeit der sekundär erzeugten Schauerteilchen größer als die Lichtgeschwindigkeit im betreffenden Medium, bewirken die Teilchen Emission von Cherenkov-Strahlung. Der Hauptbeitrag der Cherenkov-Emission des Luftschauers stammt daher von den leichtesten Schauerteilchen, also den Elektronen und Positronen. Die emittierten Frequenzen liegen vorwiegend im blauen und ultravioletten Spektralbereich, der blaue Anteil kann mit relativ einfachen optischen Verfahren abgebildet werden. Die γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen beobachtet die durch die Schauerteilchen erzeugte Cherenkov-Emission. Für die Selektion von γ-Ereignissen ist daher die Unterscheidung der beiden Schauertypen wesentlich. Die hadronischen Schauer stellen hierbei einen starken und isotropen Untergrund dar, aus dem das zu messende Photonensignal herausgefiltert werden muss.

In diesem Kapitel werden zuerst die Entstehung und Entwicklung einer Schauerkaskade beschrieben und die hierbei wesentlichen Prozesse vorgestellt. Anschließend werden die Unterschiede zwischen den beiden Schauertypen angesprochen, die für eine Selektion von γ-Ereignissen bedeutsam sind. Im letzten Teil folgt die Physik der Cherenkov-Emission und der Lichtausbreitung in der Atmosphäre.

4.1 Physik der Luftschauer

4.1.1 Elektromagnetische Schauer

Die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers wird im wesentlichen von zwei Wechselwirkungen bestimmt. Die beiden Prozesse sind die e^+e^--Paarerzeugung durch ein hochenergetisches Photon und die Photonenemission im Feld eines Kerns von Elektronen und

Positronen durch Bremsstrahlung.

Paarerzeugung
Ein hochenergetisches Photon kann sich bei Anwesenheit eines Atomkerns in ein e^+e^--Paar umwandeln, wenn die Photonenenergie mindestens doppelt so groß wie die Ruheenergie eines Elektrons ($m_e \approx 0.51\,\mathrm{MeV}$) ist. Der Kern nimmt bei diesem Prozess den überschüssigen Impuls auf. Die Energieaufnahme des Kerns ist wegen seiner großen Masse gering, so dass der Großteil der Energie als kinetische Energie vom e^+e^--Paar aufgenommen wird. Zur Beschreibung dieses Prozesses wird die sogenannte Konversionslänge eingeführt. Die Konversionslänge X_P bezeichnet die Strecke, nach der die Strahlintensität auf den Anteil 1/e der urspünglichen Intensität I_0 abgefallen ist. Die Konversionslänge entspricht damit der mittleren freien Weglänge eines Photons. Nach Durchlaufen der Strecke x ergibt sich für die Intensität:

$$I = I_0\, e^{-\frac{x}{X_P}}$$

Die von hochenergetischen Photonen erzeugten e^+ und e^- sind relativistisch, die Winkelabweichung der Flugrichtung der Teilchen von der Flugrichtung des Photons ergibt sich zu: $\Delta\theta = \frac{m_e c^2}{E}$. Die erzeugten e^+ und e^- werden aufgrund der relativistischen Energien nahezu in Vorwärtsrichtung emittiert.

Bremsstrahlung
Kommt ein Elektron (oder Positron) auf seinem Weg durch die Atmosphäre einem Atomkern sehr nahe, wird es durch das Coulomb-Feld des Kerns stark beschleunigt, wodurch das Elektron zur Emission von Bremsstrahlung angeregt wird. Die Emissionsstärke ist proportional zur Beschleunigung, d.h. zur Annäherung an den Kern und zur Stärke der Kernfeldes. Der Atomkern ist an der Wechselwirkung beteiligt und nimmt Impuls und die dazugehörige Energie auf. Der Energieverlust von Elektronen beim Durchqueren von Materie wird wie folgt beschrieben. Die mittlere Energie $\langle E\rangle$ der mit der Anfangsenergie E_0 eintreffenden Elektronen beträgt nach Durchqueren einer Schicht der Dicke x:

$$\langle E\rangle = E_0\, e^{-\frac{x}{X_R}}$$

Hierbei bezeichnet X_R die sogenannte Strahlungslänge. Sie entspricht der Schichtdicke, nach der die mittlere Elektronenenergie durch Bremsstrahlungsverluste auf den Anteil $1/e$ abgefallen ist und beträgt in Luft etwa $37\,\mathrm{g/cm^2}$. Strahlungslänge und Konversionslänge sind zueinander proportional. Es gilt:

$$X_P = \frac{9}{7} X_R$$

Die Wahrscheinlichkeit der Photonenemission ist umgekehrt proportional zur Energie des Photons. Es gilt:

$$P(\nu) \propto 1/\nu$$

Die erreichte Maximalenergie der emittierten Photonen beträgt $h\nu = (\gamma - 1) m_e c^2$, d.h. die gesamte kinetische Energie wird auf das Photon übertragen. Zu bemerken ist, dass die Strahlungsintensität auch bei kleinen Frequenzen endlich bleibt und dass der Energieverlust im wesentlichen durch die Aussendung ein oder zwei hochenergetischer Photonen erfolgt. Für relativistische Elektronen erfolgt die Photonenemission nahezu in Vorwärtsrichtung.

Die mittlere Winkelabweichung ist energieabhängig und beträgt wie bei der Paarerzeugung: $\Delta\theta = \frac{m_e c^2}{E}$.

Schauerentwicklung
Am Beispiel eines γ-induzierten Schauers wird die Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade prinzipiell dargestellt. Trifft ein hochenergetisches Photon auf die oberen Schichten der Erdatmosphäre, wird es im Mittel nach einer Konversionslänge in ein e^+e^--Paar übergehen. Die entstandenen Teilchen verlieren im Verlauf einer Strahlungslänge etwa die Hälfte ihrer Energie durch Bremsstrahlung. Diese Photonen können wiederum ein e^+e^--Paar erzeugen, solange ihre Energie größer als 1.2 MeV, also der doppelten Ruheenergie eines Elektrons, ist. Durch Wiederholung dieser Prozesse wird eine Kettenreaktion ausgelöst, die zu der beobachteten Schauerkaskade führt. Die Schauerentwicklung setzt sich in dieser Art so lange fort, bis die Elektronen ihre Energie nicht mehr primär durch Bremsstrahlung, sondern durch Ionisation verlieren. Die Energie, bei der beide Wechselwirkungen gleich wahrscheinlich werden, wird als kritische Energie bezeichnet und liegt in Luft bei etwa 80 MeV. Der Schauer erreicht also seine maximale Teilchenzahl, wenn die mittlere Teilchenenergie gleich der kritischen Energie ist. Unterhalb der kritischen Energie beginnt der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation zu dominieren. Zusätzlich verkleinert sich mit abnehmender Energie der Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung bis er in der selben Größenordnung wie der Verlust durch Compton-Streuung liegt. Die Kaskade stirbt rasch aus.

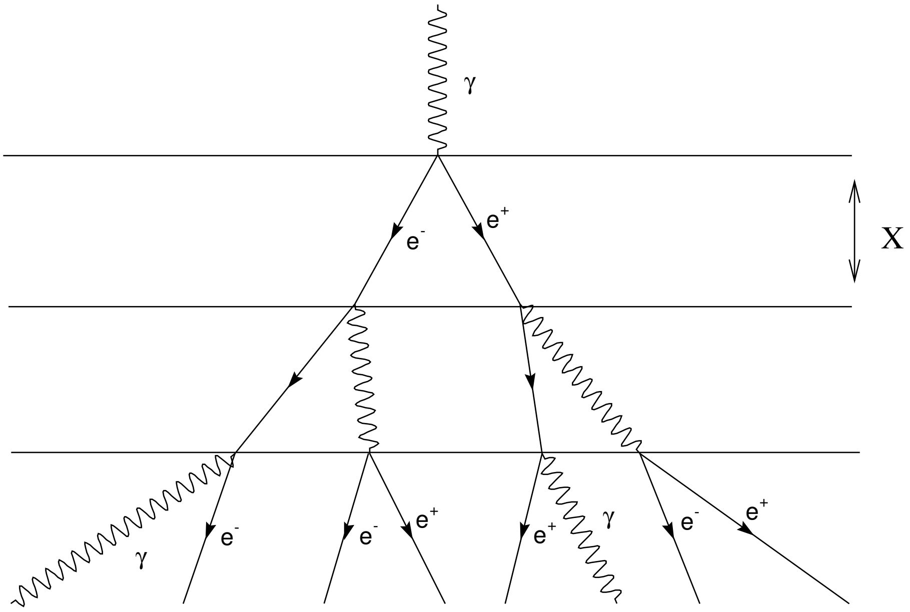

Abbildung 4.1: *Schematische Darstellung der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers nach Heitler. X bezeichnet hier die verallgemeinerte Strahlungslänge (siehe Text).*

Ein vereinfachtes Schauermodell, welches die phänomenologischen Zusammenhänge gut beschreibt, wenn die Primärenergie E_0 groß gegenüber der kritischen Energie E_{cr} ist, wurde von Heitler entwickelt [Hei54] (siehe Abb. 4.1). In diesem Modell wird die Ähnlichkeit der beiden dominierenden Prozesse ausgenutzt und zur weiteren Vereinfachung wird die Konversionslänge gleich der Strahlungslänge gesetzt.

$$X = X_R \approx X_P$$

Ein primäres Photon konvertiert nach einer Strahlungslänge in ein e^+e^--Paar, wobei die Photonenenergie auf beide Teilchen gleichverteilt wird. Die erzeugten Teilchen emittieren nach einer weiteren Strahlungslänge jeweils ein Photon mit der Hälfte ihrer Energie. Nach einer weiteren Strahlungslänge sind die Photonen wieder in e^+e^--Paare zerfallen und die Elektronen (oder Positronen) haben erneut ein Bremsstrahlungsphoton mit der Hälfte ihrer Energie emittiert. Die Anzahl der Schauerteilchen (N) nimmt dann exponentiell mit der Anzahl der durchlaufenen Strahlungslängen (n) zu, die Energie (E_N) der einzelnen Schauerteilchen fällt exponentiell mit n ab.

$$N = 2^n \qquad E_N = E_0\, 2^{-n}$$

Der Schauer erreicht seine maximale Teilchenzahl, wenn die Teilchenenergie E_N gleich der kritischen Energie E_{cr} ist und stirbt danach aus. Dies wird nach n_{max} Strahlungslängen erreicht:

$$n_{max} \approx ln \frac{E_0}{E_{cr}}$$

Die Teilchenzahl im Schauermaximum ergibt sich damit zu:

$$N_{max} \approx \frac{E_0}{E_{cr}}$$

Die Anzahl der Schauerteilchen im Maximum ist direkt proportional zur Primärenenergie, die Länge des Schauers bis zum Erreichen des Maximums ist proportional zum Logarithmus der Primärenergie. Diese Proportionalität wird bei der Energierekonstruktion des Primärteilchens ausgenutzt (siehe Kapitel 5). Die Schauerkaskade besteht nach wenigen Strahlungslängen zu je 1/3 aus Photonen, Elektronen und Positronen.

4.1.2 Hadronische Schauer

Auch hochenergetische Hadronen können Luftschauer auslösen, welche jedoch im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern nicht durch ein einfaches Modell beschrieben werden können. Dies liegt daran, dass die starke und schwache Wechselwirkung bei der Schauerentwicklung eine wesentliche Rolle spielen und insbesondere die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte der Vorwärtsstreuung dieser Prozesse nicht hinreichend genau bekannt sind. Trifft etwa ein Proton auf die Atmosphäre, stößt es im Mittel nach einer Wechselwirkungslänge von etwa $70\,\mathrm{g/cm^2}$ mit einem Kern zusammen. Der getroffene Kern zerfällt in größere Kernbruchstücke, Protonen und Neutronen. Durch die beim heftigen Aufprall umgewandelte kinetische Energie können weitere Teilchen materialisiert werden. Es werden Mesonen, überwiegend Pionen und Nukleon-Antinukleon-Paare erzeugt, die bei ausreichender Energie ebenso wie die Fragmente des getroffenen Kerns weitere Zusammenstöße auslösen können. Von besonderer Bedeutung sind die erzeugten Pionen. Neutrale Pionen zerfallen nahezu sofort ($\tau = 8.4 \cdot 10^{-17}\,\mathrm{s}$) in zwei γ-Quanten und lösen so einen elektromagtnetischen Subschauer aus. Die geladenen Pionen existieren lange genug ($\tau = 2.6 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{s}$), um abhängig von der Teilchenenergie entweder weitere Kollisionen auszulösen oder nach einer entsprechenden Flugstrecke in Myonen und Neutrinos zu zerfallen. Die erzeugten Myonen zerfallen nur sehr selten ($\tau = 2.2 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{s}$) während des Fluges in Elektronen und Neutrinos, sondern haben wegen der relativistischen Zeitdilatation eine genügend große Lebensdauer, um den Erdboden zu erreichen. Dort können die Myonen mit entsprechenden Detektoren nachgewiesen werden.

4.1.3 Unterschiede der beiden Schauertypen

Wie schon erwähnt, ist die Unterscheidung der beiden Schauertypen für die γ-Astronomie von großer Bedeutung. Der entscheidende Unterschied, den man bei der Separation der Schauerereignisse ausnutzt, ist durch die transversale und longitudinale Verteilung der Cherenkovlicht emittierenden Teilchen im Schauer gegeben. Während sich ein elektromagnetischer Schauer hauptsächlich entlang der Flugbahn des Primärteilchens ausbreitet, nehmen die Schauerteilchen in hadronischen Schauern durch die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse teilweise großen Transversalimpuls auf, bevor elektromagnetische Subschauer ausgelöst werden können. Weiterhin können im Verlauf der Schauerentwicklung mehrere Generationen von Pionen erzeugt werden, so dass sich der gesamte elektromagnetische Anteil des hadronischen Schauers aus verschiedenen einzelnen Subschauern zusammensetzt. Beide Effekte zusammengenommen verleihen einem hadronischen Schauer ein breiteres, zerfransteres Schauerprofil (siehe Abb. 4.2). Ein weiterer Unterschied betrifft die longitudinale Entwicklung der Schauer. Die größere Wechselwirkungslänge von Hadronen bewirkt, dass die Entwicklung von Hadronenschauern im Vergleich zu photoneninduzierten Schauern erst in niedrigeren Höhen über dem Erdboden einsetzt. Außerdem erstreckt sich durch die wiederholte Induzierung von Subkaskaden der elektromagnetische Anteil in hadronischen Schauern über einen größeren Höhenbereich, so dass die Teilchenzahl in der Kaskade langsamer ansteigt und auch nicht so schnell abnimmt. Ein dritter Punkt ist die Umsetzungseffizienz der Primärteilchenenergie in den elektromagnetischen Anteil der Kaskade, die bei hadronischen Schauern nur etwa halb so groß ist. Zur Erzeugung der gleichen Anzahl von Cherenkov-Photonen muss ein primäres Proton daher etwa zwei bis drei mal so viel Energie wie ein primäres Photon besitzen.

Die Unterschiede in der Schauerentwicklung spiegeln sich in der Verteilung der von den Teleskopen nachgewiesenen Cherenkovstrahlung der Schauerteilchen wieder und können damit zur Ereignisselektion verwendet werden (siehe Kapitel 5).

4.2 Cherenkov-Emission

4.2.1 Entstehung des Cherenkov-Lichtkegels

Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem dielektrischen Medium mit einer Geschwindigkeit, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium ist, wird das Medium entlang der Teilchenbahn asymmetrisch polarisiert. Es entsteht ein vorübergehendes Dipolmoment, welches zur Emission elektromagnetischer Strahlung führt. Diese Emission wird nach seinem Entdecker als Cherenkov-Strahlung bezeichnet. Die parallel zur Flugbahn mit gleicher Phase schwingenden Dipole emittieren elektromagnetische Wellen, die sich nach dem Huygenschen Prinzip zu einer kegelförmigen Wellenfront überlagern, analog dem Machschen Überschallkegel der Akustik. Aus geometrischen Überlegungen folgt für den Emissionswinkel θ bzgl.

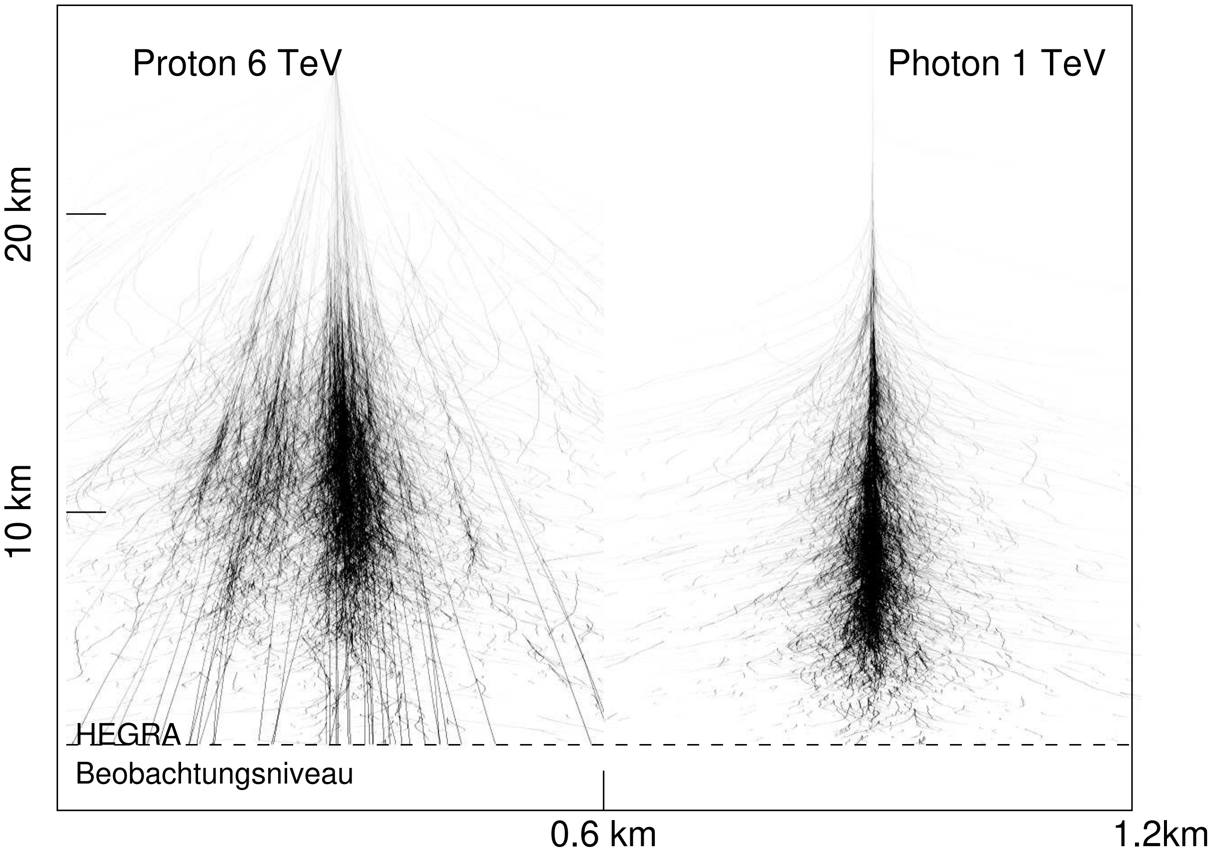

Abbildung 4.2: *Vergleich der Entwicklung von hadronischen und elektromagnetischen Luftschauern. Die auslösenden Teilchen sind ein 6 TeV-Proton und ein 1 TeV-Photon. Dargestellt ist die Photonendichte der erzeugten Cherenkov-Strahlung, berechnet aus Monte-Carlo-Simulationen [Hor00].*

der Flugrichtung des Teilchens:

$$cos\theta = \frac{1}{\beta \cdot n} \qquad \text{mit} \qquad \beta = \frac{V}{c_0}$$

Hierbei bezeichnet c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, V die Geschwindigkeit des Teilchens und n den Brechungsindex des Mediums. Die Strahlung wird unter Winkeln von etwa 1° abgestrahlt, ist also nur in Vorwärtsrichtung sichtbar. Die Bedingung $cos\theta\ \leq 1$ führt auf folgende Emissionsbedingung:

$$V \geq \frac{c_0}{n}$$

Der Brechungsindex ist wellenlängenabhängig. Es wird also nur Strahlung in den Frequenzbereichen emittiert, in denen $n(\lambda) > 1$ ist. Weiterhin muss das Teilchen eine Mindestenergie aufweisen, um Cherenkov-Strahlung zu emittieren:

$$E_{min} = \frac{m_0 c_o^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}$$

Das emittierte Spektrum ist kontinuierlich und die Intensität ist proportional zu $1/\lambda^2$. Bei der Cherenkov-Emission in der Erdatmosphäre ist zu berücksichtigen, dass die Dichte der Atmosphäre und damit der Brechungsindex in größeren Höhen abnimmt. Dies hat zur Folge, dass der Emissionswinkel mit abnehmender Höhe im Verlauf der Schauerentwicklung zunimmt, während gleichzeitig die Schwellenenergie zur Erzeugung von Cherenkov-Licht abnimmt. Die Cherenkov-Lichtfront eines einzelnen Teilchens erzeugt daher je nach Einfallsrichtung am Boden eine kreis- oder ellipsenförmige Ringstruktur. Auf Beobachtungsebene wird als Cherenkov-Signal des Luftschauers ein Lichtkreis beobachtet, der sich aus einer Überlagerung der Cherenkov-Ringe vieler Schauerteilchen zusammensetzt, die in einen mehrere Kilometern umfassenden Höhenbereich emittiert wurden. Eine weitere Verschmierung des Bildes entsteht durch die transversale Komponente des Schauers, die durch die Wechselwirkung der Schauerteilchen mit den Teilchen in der Atmosphäre sowie durch Vielfachstreuung der Teilchen erzeugt wird. Ein realer γ-Schauer erzeugt auf etwa 2200 m Beobachtungshöhe einen nicht scharf begrenzten Lichtkreis mit einem Radius von etwa 120 m.

4.2.2 Lichtausbreitung in der Atmosphäre

Auf dem Weg vom Erzeugungsort in großer Höhe zum Erdboden kann es zu Wechselwirkungen zwischen den Cherenkov-Photonen und den Teilchen der Atmosphäre kommen, wodurch die Intensität der einfallenden Strahlung wellenlängenabhängig geschwächt wird. Es handelt sich um Absorptions- und Streuprozesse, die abhängig von der Zusammensetzung und Dichte der Atmosphäre sind, in ihrer Wirkung jedoch einfach überlagert werden. Dies ist gerechtfertigt, da der Emissionswinkel der Cherenkov-Strahlung klein gegenüber dem mittleren Streuwinkel ist und daher jede Streuung als Verlust angesehen werden kann. Die Streuprozesse werden abhängig von der Größe der Streuzentren in zwei Typen unterteilt. Die Streuung an im Vergleich zur Wellenlänge kleinen Streuzentren wird durch die Rayleigh-Streuung, die an nicht kleinen durch die Mie-Streuung beschrieben. Streuzentren für die Rayleigh-Streuung sind vor allem Luftmoleküle wie molekularer Sauerstoff. Mie-Streuung erfolgt an Aerosolen. Für La Palma typische Streuzentren sind hierbei Meersalzpartikel oder feiner Saharastaub. Der Wirkungsquerschnitt der Rayleigh-Streuung ist proportional zu $1/\lambda^4$ und zur Dichte des Mediums. Rayleigh-Streuung bewirkt daher vor allem eine Abschwächung der Intensität von kurzwelligem Licht. Dagegen ist die Stärke der Mie-Streuung nur proportional zu $1/\lambda$, jedoch hängt sie stark von der Streupartikelverteilung und der Dichte ab. Die Absorption als dritter Prozess wird im wesentlichen durch die Photodissozation von Ozon hervorgerufen. Das Ozon befindet sich vorwiegend in großen Höhen und absorbiert nahezu alle Photonen im UV-Bereich zwischen 200 und 300 nm durch photochemische Spaltung. Durch die Wahl eines in großer Höhe gelegenen Beobachtungsortes können einige dieser Effekte verringert werden (siehe Abb. 4.3).

Die gesamte Lichtschwächung kann durch einen wellenlängenabhängigen Extinktionskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ beschrieben werden. Für eine Anfangsintensität I_0 ergibt sich nach Durchqueren der Strecke x die Intensität I(x):

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha x}$$

mit $\alpha = \alpha_{Ray} + \alpha_{Mie} + \alpha_{Abs}$
Der Extinktionskoeffizient modifiziert das ursprüglich etwa zu $1/\lambda^2$ proportionale Spektrum

erheblich (siehe Abb. 4.3).

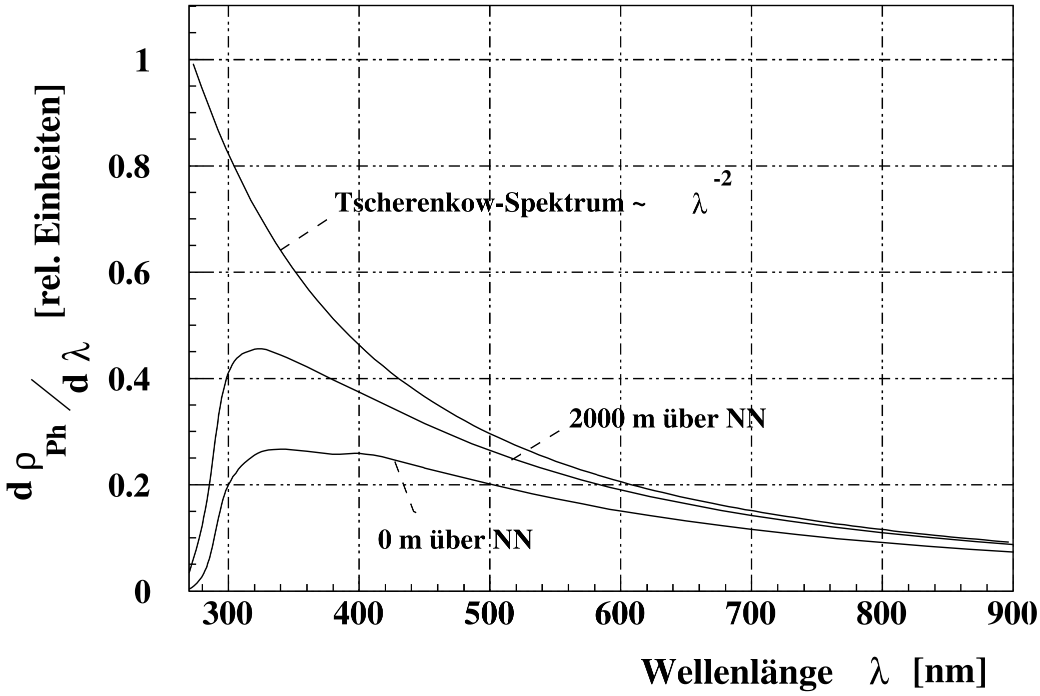

Abbildung 4.3: *Modifikation des Cherenkov-Spektrums durch Streuung und Absorption in der Atmosphäre. Aufgetragen ist die differentielle Photonendichte gegen die Wellenlänge bei der Emission in 7000 m Höhe und für zwei verschiedene Beobachtungsniveaus [Koe98]. Der Bereich zwischen 300 nm und 450 nm ist für die Beobachtung mit den HEGRA-Cherenkov-Teleskopen besonders interessant, da die Photomultiplier in diesem Wellenlängenbereich am sensitivsten sind. Die Abbildung verdeutlicht auch den Vorteil eines in größerer Höhe gelegenen Beobachtungsortes.*

Kapitel 5

γ-Astronomie mit Cherenkov-Teleskopen

Hochenergetische kosmische γ-Photonen mit Energien im TeV-Bereich können von der Erdoberfläche aus indirekt durch das von den Schauerteilchen emittierte Cherenkov-Licht nachgewiesen werden. Der Vorteil der Cherenkov-Teleskope und anderer bodengestützter Detektoren gegenüber Satellitenexperimenten bei der Beobachtung von Objekten in diesem Energiebereich liegt in der wesentlich größeren effektiven Detektorfläche. Sie liegt für Satelliten im Bereich von $1\,\mathrm{m}^2$, für Cherenkov-Teleskope bei einigen $10000\,\mathrm{m}^2$. Dies wird durch die Nutzung der Erdatmosphäre als kalorimetrisches Target erreicht, in welchem die primären Teilchen der kosmischen Strahlung wechselwirken. Mit den abbildenden Cherenkov-Teleskopen (engl. Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, kurz IACT) ist eine Beobachtung der Cherenkov-Emission der sekundären Schauerteilchen möglich. Aus der detektierten Photonenverteilung kann nachfolgend das Schauerereignis rekonstruiert werden, wodurch die Bestimmung von Energie, Herkunftsrichtung und Art des Primärteilchens möglich wird.

Im ersten Teil dieses Kapitels werden die Grundlagen der abbildenden Cherenkov-Technik beschrieben, der zweite Teil beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Datennahme des HEGRA-Teleskopsystems.

5.1 Grundlagen der abbildenden Cherenkov-Technik

5.1.1 Abbildung der Schauergeometrie

Bei einer Beobachtung von astrophysikalisch interessanten Objekten werden die Teleskope auf das Beobachtungsobjekt ausgerichtet und diesem entsprechend der Bewegung am Himmel automatisch nachgeführt. Die von der Quelle kommenden γ-Photonen erzeugen also Luftschauer, die nahezu parallel zur Teleskopachse einfallen. Auf die verschiedenen Beobachtungsmodi, die beim HEGRA-Teleskopsystem verwendet werden, wird in dem zweiten Teil dieses Kapitels eingegangen.

Die Teleskope bilden die Cherenkovemission der Schauerteilchen winkeltreu ab. Photonen die unter dem gleichen Winkel zur optischen Achse des Teleskopes einfallen, werden in demselben Punkt der Kamera abgebildet. Das in der Kamera erzeugte zweidimensionale Abbild des Schauers spiegelt daher die longitudinale und transversale Entwicklung des

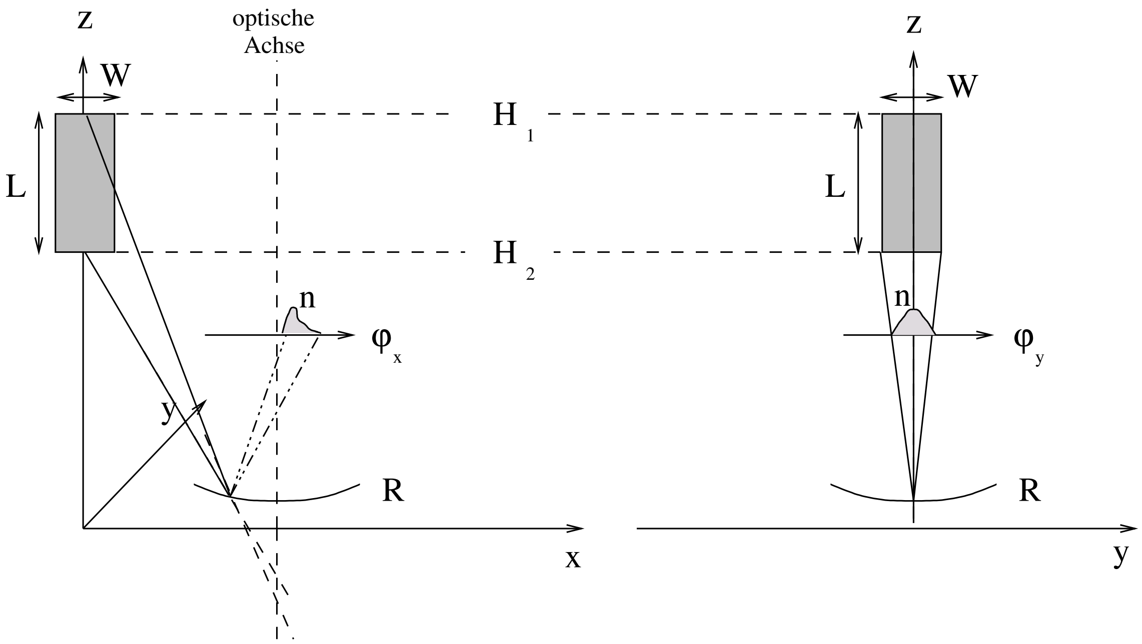

Abbildung 5.1: *Abbildung eines Luftschauers durch ein Cherenkov-Teleskop, dessen Reflektor hier mit R bezeichnet ist. Die Größen L, W und $H_{1,2}$ beschreiben die Ausdehnung der Emissionsregion des aus der z-Richtung einfallenden Schauers, der in dem Winkelkoordinatensystem der Kamera (φ_x, φ_y) abgebildet wird. Die mit dem Buchstaben n bezeichnete Verteilung zeigt die von der Kamera detektierte Lichtmenge [Hes98].*

Schauers wieder. Dies sei anhand von Abbildung 5.1 für ein einzelnes Teleskop dargestellt. Die Emissionsregion eines Luftschauerereignisses ist hier vereinfacht durch eine Lichtsäule dargestellt. Da die Ausdehnung eines Luftschauers in longitudinaler Richtung größer ist als in transversaler Richtung, hat das in der Kamera abgebildete Schauerprofil annähernd die Form einer Ellipse, die durch die von Hillas eingeführten Bildparameter charaktisiert werden kann [Hil85] (siehe Abb. 5.2).

Die bei der Charakterisierung der Schauerbilder auftretenden Größen Breite (width), Länge (length), Konzentration der Lichtmenge innerhalb der Ellipse (concentration) sowie die Ausrichtung der Ellipse (alpha) und die Entfernung des Bildschwerpunktes von Kamerazentrum (distance) ermöglichen eine Rekonstruktion der Schauerparameter und eine Unterscheidung von γ- und Hadron-induzierten Schauern. Hierbei werden die Unterschiede in der Schauerentwicklung ausgenutzt, die sich in der Ausdehnung des Gebietes der Cherenkov-Emission und damit auch in den Bildparametern wiederfinden. Die Länge und Breite des Schauerbildes werden nicht nur von der longitudinalen und transversalen Entwicklung des Schauers bestimmt, die Informationen über Art und Energie des Primärteilchens enthalten. Sie sind daneben auch vom Abstand des Schauerauftreffpunktes vom Teleskop und dem Einfallswinkel des Primärteilchens relativ zum Zenit abhängig. Der Schauerauftreffpunkt entspricht dem Punkt, an dem die verlängerte Teilchenbahn des Primärteilchens die Beobachtungsebene schneidet. Fällt der Schauerauftreffpunkt mit der Teleskop-Position zu-

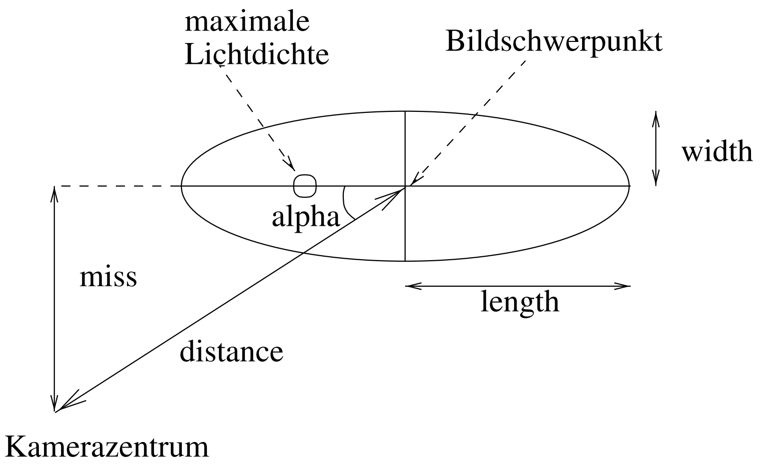

Abbildung 5.2: *Bild-Parameter nach Hillas der an die Lichtverteilung in der Kamera angepassten Bildellipse [Hil85].*

sammen, ist das Schauerbild bei Ausrichtung des Teleskopes auf die Quellposition ein in der Kameramitte liegender Kreis. Mit zunehmender Entfernung des Schauerauftreffpunkes vom Teleskop wird die Ellipse in die Länge gezogen; gleichzeitig wandert der Bildschwerpunkt zum Kamerarand. Die Ebene der Schauereinfallsrichtung kann aus dem Winkel alpha bestimmt werden. Liegen Schauerachse und optische Achse des Teleskopes in einer Ebene, ist alpha gleich Null. Durch Selektion von Ereignissen mit kleinem Parameter alpha kann ein eventuelles Quellsignal separiert werden. Da es sich um eine zweidimensionale Abbildung handelt, ändert eine Verkippung der Schauerachse innerhalb dieser Ebene den Winkel alpha nicht. Eine Richtungsorientierung der Ellipse ergibt sich aus der Lage des Punktes maximaler Lichtdichte, dem sogenannten dritten Moment der Abbildung.

Photonen von der beobachteten Quelle erzeugen schmale kompakte Ellipsen, deren große Halbachse auf das Abbild der Quelle in der Kamera zeigt (Siehe Abb. 5.3(links)). Die Kamerabilder der isotrop einfallenden hadronischen Untergrundschauer sind zum einen breiter, besitzen eine diffusere Struktur und haben keine bevorzugte Orientierung zur Quellposition (Vergleiche Abb. 5.3(rechts)). Die Energie des Primärteilchens kann aus der detektierten Lichtmenge bestimmt werden. Dies ist möglich, da die Atmosphäre ein kalorimetrischer Detektor ist. Hierbei ist die Primärteilchenenergie annähernd proportional zur Anzahl der sekundär erzeugten Schauerteilchen, welche wiederum proportional zur Anzahl der emittierten Cherenkov-Photonen ist. Die Primärteilchenenergie wird aus der Bildgröße (Size) bestimmt. Es handelt sich hierbei nicht um die geometrische Ausdehnung des Bildes, sondern um die Summe der in den zum Bild gehörenden Pixeln detektierten Cherenkov-Photonen.

5.1.2 Stereoskopische Rekonstruktion von Luftschauerereignissen

Durch die Beobachtung eines Luftschauers mit mehreren Teleskopen aus verschiedenen Blickwinkeln kann die Rekonstruktion der Schauergeometrie wesentlich verbessert werden. Diese als Stereoskopie bezeichnete Beobachtungsmethode wurde erstmals beim HEGRA IACT-

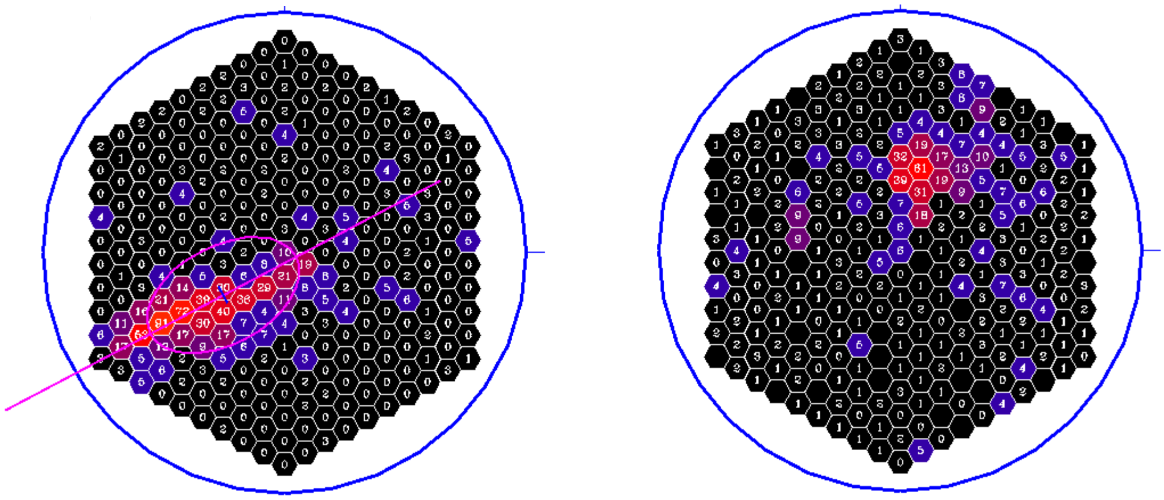

Abbildung 5.3: *HEGRA-Kamerabilder eines potentiellen Photon-Schauers (links) und eines potentiellen Hadron-Schauers (rechts). Dargestellt sind die nullpunktbereinigten Flash-ADC Daten. Die Zahlen in den einzelnen Pixeln bezeichnen die Anzahl der detektierten Photoelektronen. Im linken Bild ist die nach der Bildbereinigung angepasste Ellipse eingezeichnet. Die Struktur des Schauerbildes wird durch die angepasste Ellipse gut beschrieben.*

System mit Erfolg verwendet [Dau97].

Aus der Orientierung einer einzelnen Bildellipse kann die Lage der Schauerachse nur innerhalb einer Ebene bestimmt werden. Eine dreidimensionale Rekonstruktion ist jedoch möglich, wenn man die Bilder mehrerer Teleskope in einem geeigneten Koordinatensystem überlagert. Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass die z-Achse mit der optischen Achse der Teleskope zusammenfällt und die Rekonstruktion in der xy-Ebene, die der Kameraebene entspricht, erfolgt. Dies sei vereinfacht am Beispiel eines vertikal einfallenden Schauers, der von zwei Teleskopen beobachtet wird, dargestellt (siehe Abb. 5.4).

Nach Überlagerung der Kamerabilder in einem gemeinsamen Kamerakoordinatensystem liefert der Schnittpunkt der verlängerten großen Halbachsen der Bildellipsen die Schauereinfallsrichtung $(\Theta_{Xo}, \Theta_{Yo})$, da die Lage der großen Halbachsen der Bildellipsen der Projektion der Schauerachse in der Kameraebene entsprechen. Die bestimmten Winkel entsprechen der Verkippung der Schauerachse gegenüber der optischen Achse in Richtung der x- bzw. y-Achse. Durch Überlagerung mehrerer Schauerbilder im Koordinatensystem der Beobachtungsebene wird der Auftreffpunkt des Schauers $(\mathrm{X}_0,\mathrm{Y}_0)$ bestimmt. Die Form und Helligkeit des Bildes hängen vom Abstand des Teleskopes zum Schauerauftreffpunkt ab, so dass dieser bei der Ereignisrekonstruktion zu berücksichtigen ist.

Detektieren mehr als zwei Teleskope den Schauer, ist die Rekonstruktion überbestimmt. Die zusätzliche Information wird dann zur Verbesserung der Auflösung verwendet. Hierzu werden die Schnittpunkte der Bildellipsen paarweise bestimmt und mit $\sin\theta$ gewichtet verwendet, wobei θ hier den Winkel zwischen den beiden Schnittgeraden bezeichnet. Eine Verbesserung der Rekonstruktionsqualität kann durch ausschließliche Verwendung von Ereig-

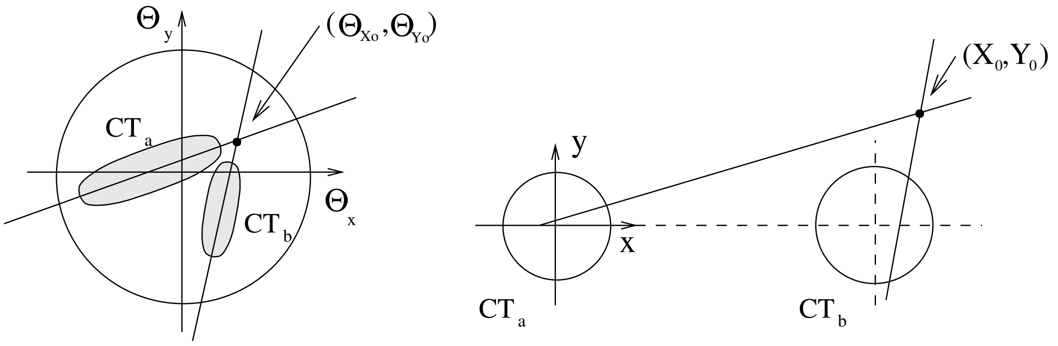

Abbildung 5.4: *Stereoskopische Rekonstruktion der Herkunftsrichtung (Θ_{Xo}, Θ_{Yo}) in Kamerakoordinaten (links) und des Auftreffpunktes (X_0, Y_0) in den Koordinaten der Beobachtungsebene (rechts) eines Schauerereignisses.*

nissen erreicht werden, die von einer Mindestanzahl von drei oder mehr Teleskopen detektiert wurden oder einen maximalen Abstand des Schauerauftreffpunktes vom Systemmittelpunkt besitzen. Durch diese Vorauswahl werden ungenauer zu rekonstruierende Ereignisse oder Ereignisse mit möglicherweise angeschnittenen, d.h. nicht vollständig in der Kamera liegenden, Schauerbildern verworfen. Die Rekonstruktion eines von drei Teleskopen detektierten Schauerereignisses ist in Abb. 5.5 schematisch dargestellt.

Der Vorteil der stereoskopischen Beobachtung liegt in einer effektiveren γ-Hadron-Separation und einer genauen Ereignisrekonstruktion. Die stereoskopische Beobachtung erlaubt die Rekonstruktion des Schauerereignisses mit einer Winkelauflösung $\leq 0.1^\circ$ und erreicht eine Genauigkeit der Energieauflösung besser als 20%. Weiterhin wird eine Reduktion der Untergrundereignisrate möglich (siehe 5.2.2).

5.1.3 Separation von γ-Ereignissen

Die Beobachtung von astronomischen Quellen im TeV-Bereich ist nur möglich, wenn es gelingt, die von Quellphotonen erzeugten Luftschauerereignisse von den isotrop einfallenden hadronischen Untergrundereignissen zu trennen. Im wesentlichen werden hierbei zwei Methoden angewendet; die Erzeugung eines Vergleichsdatensatzes zur Bestimmung einer Untergrunderwartung und eine Anreicherung von γ-Ereignissen im Datensatz durch Schnitte auf ausgewählte Bildparameter oder die Herkunftsrichtung des Primärteilchens. Die Schnitte auf die Herkunftsrichtung sind von der Ausdehnung des beobachteten Objektes abhängig. Bei Punktquellen wird auf den Winkelabstand der rekonstruierten Herkunftsrichtung des Primärteilchens zur Quellposition geschnitten; bei ausgedehnten Quellen kann eine Gittersuche in der Kamera durchgeführt werden, um Regionen mit erhöhter Ereigniszahl ausfindig zu machen. Bei der Suche nach einem diffusen Fluss wird das gesamte Gesichtsfeld der Kamera verwendet und es ist keine Photonenanreicherung durch Richtungsschnitte möglich. Die Anreicherung von Quellphotonen im Datensatz ist also möglich, wenn diese sich durch ihre Herkunftsrichtung oder Bildparameterverteilung von den Untergrundereignissen unterscheiden.

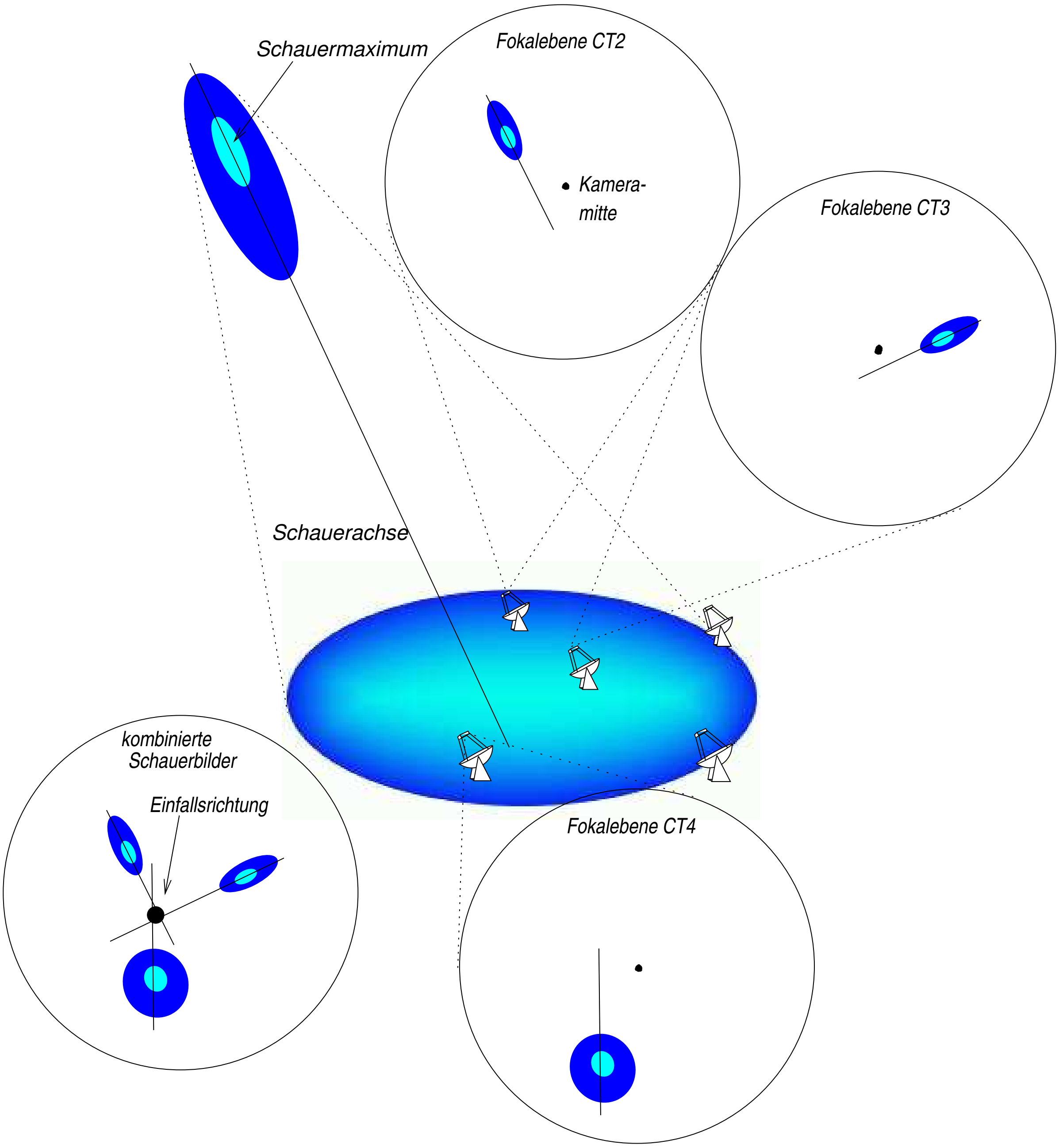

Abbildung 5.5: *Stereoskopische Rekonstruktion eines von drei Teleskopen detektierten Luftschauerereignisses. [Hor00]*

Der Vergleichsdatensatz wird je nach Beobachtungsmodus entweder separat aufgenommen oder aus einer quellphotonenfreien Region der Kamera gewonnen. Aus dem Vergleichsdatensatz wird durch Mittelung eine Untergrunderwartung berechnet. Diese Untergrunderwartung wird von den Ereigniszahlen im Quelldatensatz abgezogen, um einen eventuellen Überschuss aus Richtung des beobachteten Objektes zu separieren. Der Anteil von γ-Ereignissen im verbleibenden Datensatz kann zusätzlich durch Schnitte auf ausgewählte Bildparameter wesentlich erhöht werden. Die vom HEGRA IACT-System detektierten Ereignisse werden bei der hier verwendeten Analyse einer Punktquelle zwei Schnitten unterworfen, die eine effektive γ-Hadron-Separation ermöglichen. Zum einen wird auf die Breite der Bildellipse geschnitten, zum anderen auf die rekonstruierte Herkunftsrichtung der Ereignisse. Da die Lichtverteilung von hadronischen Schauern wie schon erwähnt breiter und verwaschener als bei γ-Schauern ist, kann dies bei der γ-Hadron-Separation ausgenutzt werden. Die Breite der Bildellipse ist jedoch nicht nur von der Art des Primärteilchens abhängig. Sie hängt auch von der Primärteilchenenergie, dem Abstand des Teleskopes vom Schauerauftreffpunkt und dem Einfallswinkel des Teilchens ab und ist dementsprechend zu skalieren. Die erwartete Bildbreitenverteilung wird aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt und die skalierte Breite wird so gewählt, dass photoninduzierte Schauer im Mittel eine skalierte Bildbreite von Eins haben (siehe Abb. 5.6). Zur Gamma-Hadron-Separation verwendet man deswegen die mittlere skalierte Bildbreite (engl. mean scaled width, kurz mscw) als Schnittkriterium und verwirft alle Schauerereignisse, deren mittlere Bildellipsenbreite größer als eine vorgegebene Maximalbreite ist. Die mittlere skalierte Bildbreite berechnet sich durch Mittelung der skalierten Breiten aller Kamerabilder eines Ereignisses.

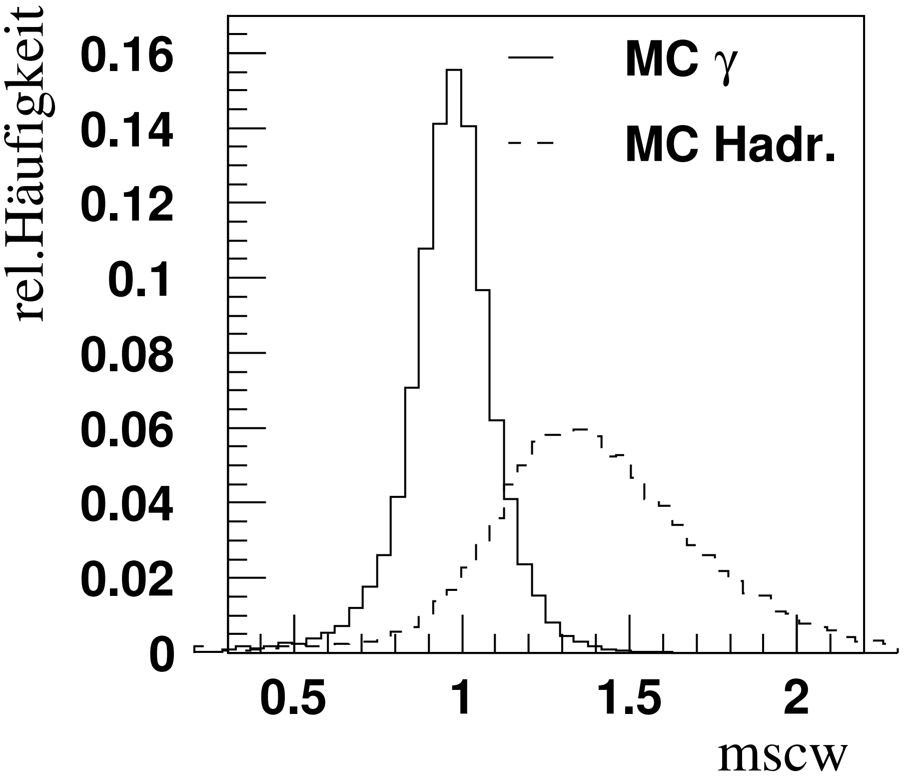

Abbildung 5.6: *Verteilung der mittleren skalierten Bildbreiten von γ-Ereignissen und hadronischen Untergrundereignissen. Dargestellt sind die Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen. [Hor00]*

Reale photonische Luftschauerereignisse erzeugen aufgrund der Fluktuationen bei der Schauerentwicklung eine Bildbreitenverteilung mit einer gewissen Breite, so dass durch den

Schnitt auf eine maximale Bildbreite zwar auch die Anzahl der Photonenereignisse reduziert, deren Anteil im Datensatz jedoch stark erhöht wird. Hierbei wichtig ist der Anteil der photoninduzierten bzw. hadroninduzierten Schauerereignisse, die nach dem Schnitt im Datensatz verbleiben, die sogenannte Effizienz des Schnittes. Durch die Wahl geeigneter Schnittbedingungen kann bei einer Hadronen-Effizienz von wenigen Prozent gleichzeitig eine γ-Effizienz von über 50% erreicht werden.

Der zweite Schnitt wird bei einer Punktquellensuche auf den Winkelabstand der rekonstruierten Herkunftsrichtung des Primärteilchens zur Quellposition durchgeführt, da bei einer Punktquelle die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse zur Quellposition stark ansteigt. Die gesamte Quellregion der Kamera reicht bis zu einem Abstand von $0.5°$, so dass durch eine Verkleinerung der betrachteten Region der Anteil der Photonenereignisse im Datensatz ebenfalls erhöht werden kann. Auch bei diesem Schnitt ist zu berücksichtigen, dass die Anzahl der Quellphotonenereignisse reduziert wird. Die optimalen Schnittparameter hängen von den Beobachtungsbedindungen, den Eigenschaften der Quelle und der physikalischen Zielsetzung der Auswertung ab. Sie sind daher für die Analyse unterschiedlicher Datensätze separat zu bestimmen.

5.2 Das HEGRA IACT-System

Die HEGRA-Kollaboration betreibt auf der kanarischen Insel La Palma (17.9° W, 28.8° N) in 2200 m Höhe über Meeresniveau ein stereoskopisches System aus fünf abbildenden Cherenkov-Teleskopen, die das einfallende Cherenkov-Licht der Luftschauerereignisse in den aus je einer Photomultipliermatrix bestehenden Kameras abbilden [Dau97] (siehe Abb. 5.5). Jedes Teleskop besitzt eine Kamera mit einem großen Gesichtsfeld von 4.3°, wodurch neben der Beobachtung von Punktquellen auch die Beobachtung ausgedehnter Quellen möglich wird. Zudem sind die Teleskope in der Lage, mit hoher Auflösung und schneller Auslesezeit die Schauergeometrie abzubilden. Eine effektive γ-Hadron-Separation wird wie vorher beschrieben auf statistischer Basis in der Datenauswertung durchgeführt.

Die Systemteleskope sind an den Ecken und in der Mitte eines Quadrates mit einer Kantenlänge von etwa 100 m aufgestellt. Diese Abmessung liegt in der Größenordnung vom Radius des Cherenkov-Lichtkegels und gewährleistet bei maximaler Nachweisfläche des Systems, dass ein Schauer von mehreren Teleskopen beobachtet werden kann. Neben jedem Teleskop steht eine Elektronikhütte, die die lokalen Steuer-, Auslese- und Triggerkomponenten beherbergt. In der Mitte des Teleskopsystems befindet sich die zentrale Rechner- und Triggerstation. Von dort wird auch das Teleskopsystem durch das Beobachtungspersonal gesteuert.

5.2.1 Aufbau eines Systemteleskopes

Die einzelnen Teleskope sind um die Altitude- und Azimutachse drehbar und können so einem Objekt am Himmel nachgeführt werden. Die automatische Steuerung erfolgt mit Schrittmotoren, wobei die Achsenstellung mit Winkelgebern kontrolliert wird. Durchbiegungen der Kameramasten und des Spiegelträger können nachträglich korrigiert werden, wodurch eine Genauigkeit bei der Bestimmung der Teleskopausrichtung von 0.01° erreicht wird [Pue97].

Jedes Teleskop besitzt einen Reflektor mit einer Gesamtspiegelfläche von 8.5 m^2 und einer Brennweite von 5 m. Der Reflektor besteht aus 30 kreisförmigen, sphärisch geschliffenen Einzelspiegeln, die justierbar auf einem sphärischen Trägergerüst angebracht sind, dessen Radius der Brennweite der Spiegel entspricht (Davies-Cotton-Prinzip [Dav57]). Ein HEGRA-Systemteleskop ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

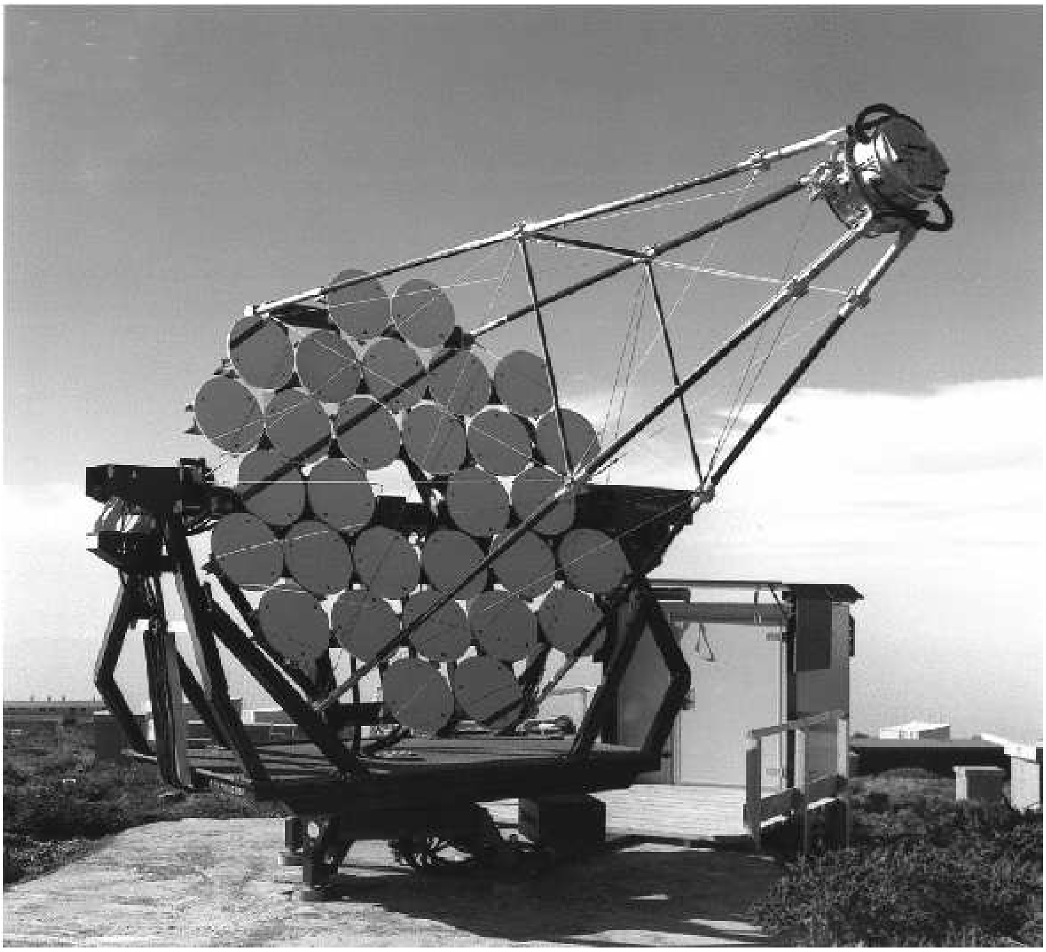

Abbildung 5.7: *Abbildung eines HEGRA-Systemteleskopes*

In der Brennebene des Reflektors befindet sich die aus einer hexagonalen Photomultipliermatrix aufgebaute Kamera. Sie besteht aus 271 Photomultipliern, die das innerhalb eines Zeitraums von wenigen Nanosekunden eintreffende Cherenkovlicht der Luftschauerereignisse nachweisen. Die maximale Sensitivität der Photomultiplier liegt im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 450 nm und damit im Bereich des Maximums der Cherenkov-Strahlung auf Beobachtungsniveau. Jedes Kamerapixel ist an einen Vorverstärker und eine individuell einstellbare Hochspannungsversorgung angeschlossen, so dass eine Kamera mit homogener Verstärkung betrieben werden kann. Die sich aus der Quanteneffizienz der Photomultiplier und der Spiegelreflektivität ergebende wellenlängenabhängige Nachweiseffizienz für eintreffende Cherenkov-Photonen beträgt wellenlängengemittelt etwa 15%. Das effektive geometrische Gesichtsfeld der Kamera beträgt 4.3° bei einer Pixelgröße von 0.25° und ermöglicht damit sowohl die Beobachtung ausgedehnter Regionen, als auch die ausreichend genaue Auflösung der Struktur des Schauerbildes. Zudem wird es möglich, bei der Beobachtung von Punktquellen auf zusätzliche Hintergrundmessungen zu verzichten und einen Hintergrunddatensatz aus einer quellfreien Vergleichsregion innerhalb der Kamera zu wählen. Zur Vergrößerung der lichtempfindlichen Fläche der Kamera befindet sich vor dieser eine Lichttrichterplatte, die so konstruiert ist, dass sich vor den kreisförmigen Pixeln je ein hexagonaler Lichttrichter befindet. So wird das auf die sonst lichtunempfindlichen Stellen der Kamera auftreffende Licht ebenfalls auf die Photomultiplier geleitet.

Das HEGRA IACT-System besitzt eine Energieschwelle von 500 GeV für einen senkrecht einfallenden γ-Schauer. Die Energieschwelle steigt mit zunehmendem Zenitwinkel an, was durch mehrere Effekte bewirkt wird, die sich in ihrer Wirkung überlagern. Die Hauptbeiträge liefern hierbei die Lichtabschwächung in der Atmosphäre, da aufgrund der längeren Lichtwege die vom Signal zu durchquerende Schichtdicke zunimmt; die Verkleinerung der Bilder durch größere Abstände zur Schauerposition und die Verteilung des Cherenkov-Lichtes auf eine größere Fläche am Erdboden.

5.2.2 Datennahme und Triggerlogik

Die Beobachtung von möglichen Quellen kosmischer γ-Strahlung wird je nach Ausdehnung der Quelle in verschiedenen Beobachtungsmodi durchgeführt. Handelt es sich um eine Punktquelle, was für extragalaktische Objekte wie den in dieser Arbeit analysierten Blazar 1ES1959 der Fall ist, wird die Beobachtung im sogenannten Wobble-Modus durchgeführt. In diesem Beobachtungsmodus wird die Quelle um $\pm\,0.5^\circ$ in Deklination versetzt beobachtet, wobei das Vorzeichen nach jeder Datennahme von etwa 20 Minuten gewechselt wird, um systematische Fehler zu vermeiden. Mit der Altitude-Azimut-Montierung ist als Folge der Erdrotation eine Drehung der Objektposition um das Kamerazentrum verbunden. Hierdurch werden die Quellphotonen im Verlauf der Beobachtung von verschiedenen Kamerabereichen nachgewiesen. Systematische Fehler, die sich aus einzelnen defekten Pixeln ergeben könnten werden somit ebenfalls stark unterdrückt. Durch die Größe der Kamera ist es möglich, eine Hintergrundregion innerhalb der Kamera auszuwählen. Die gleichzeitige Beobachtung der punktförmigen Quelle und einer Vergleichsregion gewährleistet eine Hintergrundbestimmung unter identischen Bedingungen; gleichzeitig wird eine effektive Messzeitverdopplung erreicht. Bei dem hier vorliegenden Fall der Beobachtung einer Punktquelle im Wobble-Modus liegen Quell- und Vergleichsregion gleichzeitig in der Kamera. Man bezeichnet die Region der Kamera bis zu einem Winkelabstand von 0.5° um die Quellposition als Quellregion. Die der Quellregion in der Kamera gegenüberliegende Region dient als quellfreie Vergleichsregion, aus der der hadronische Untergrund bestimmt wird. In diesem Zusammenhang haben sich die Begriffe ON- und OFF-Region etabliert, die auch hier verwendet werden. Bei einer Entfernung von 0.5° zur Quellposition ist die rekonstruierte ON-Verteilung nicht mehr von einer OFF-Verteilung zu unterscheiden. Eine quellphotonenfreie OFF-Region bei einem Abstand von 0.5° zur Quellposition ist also gewährleistet [Kon99].

Durch Differenzbildung zwischen den beiden Bereichen kann ein eventuelles Quellsignal separiert werden. Die gute Winkelauflösung des HEGRA IACT-Systems von 0.1° stellt bei einem Abstand von 1° zwischen den Mittelpunkten der ON- und OFF-Region sicher, dass alle γ-Ereignisse in der Quellregion liegen und ermöglicht sogar die Verwendung einer erweiterten

Untergrundregion zur Minimierung des statistischen Fehlers bei der Untergrundbestimmung. Handelt es sich um ein ausgedehntes Objekt, werden die Teleskope direkt auf das Objekt ausgerichtet (ON-Modus), und die Hintergrundbestimmung erfolgt durch nachfolgende Beobachtungen quellfreier Vergleichsregionen im gleichen Zenitwinkelbereich.

Eine effektive Triggerlogik ist der Datennahme vorgeschaltet, um die Menge der aufgenommenen Daten zu reduzieren und physikalisch sinnvolle Daten zu separieren. Die folgende Darstellung beschreibt nur die grundlegenden Schritte der Signalselektion und Digitalisierung. Eine ausführliche Darstellung ist in [Hes98] zu finden.

Die eintreffenden Signale der einzelnen Photomultiplier werden zunächst an die Triggerlogik weitergeleitet und gleichzeitig kontinuierlich in einem Ringspeicher zwischengespeichert, aus dem sie nach einer positiven Triggerentscheidung ausgelesen werden können. Erst wenn ein Ereignis eine zweistufige Triggerbedingung erfüllt, wird die eigentliche Datennahme gestartet.

Der zweistufige Trigger setzt sich aus einem lokalen und einem globalen Trigger zusammen. Der lokale Trigger fordert, dass mindestens zwei benachbarte Pixel innerhalb einer Koinzidenzzeit von 12 ns eine vorgegebene Mindestlichtmenge, die auf acht Photoelektronen je Pixel eingestellt ist, detektieren. Diese Triggerbedingung wird als Next-Neighborhood-Trigger bezeichnet. Ist diese Bedingung erfüllt, schickt das Teleskop ein lokales Triggersignal an die Zentralstation. Dort wird der globale Trigger ausgelöst, wenn mindestens zwei Teleskope innerhalb einer Koinzidenzzeit von 60 ns ein lokales Triggersignal gesendet haben. Die Triggersignale der einzelnen Teleskope werden jeweils in einem separaten Kanal abgespeichert. Aus diesen Signalen wird nach einem erfolgten globalen Trigger unter Berücksichtigung der bekannten Zeitoffsets der einzelnen Teleskope die zeitliche Lage der Auslesefenster bestimmt. Die Größe des Auslesefensters beträgt 16 Zeit-Bins von je 8.33 ns Länge und ist so gewählt, dass das Cherenkov-Signal vollständig erfasst wird. Nach einem globalen Trigger verschickt die Zentralstation eine Ereignisnummer an alle Teleskope. Die entsprechenden Photomultipliersignale aller Teleskope werden aus dem Ringspeicher ausgelesen und in einer Ereignisstruktur auf einer Datenplatte gespeichert.

Die Digitalisierung der Photomultipliersignale erfolgt mit schnellen Analog-Digital-Wandlern (engl. Flash Analog Digital Converter, kurz FADC), die die Signalpulse mit einer Frequenz von 120 MHz digitalisieren. Das Signal wird vor dem FADC durch Aufweitung mit einem Pulsformer der Digitalisierungfrequenz des FADCs angepasst. Nach der Digitalisierung wird das Signal zurückgefaltet, so dass der ursprünglich etwa zehn Zeitbins umfassende Signalpuls im wesentlichen in zwei Zeitbins konzentriert ist, wodurch eine Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Rauschen erreicht wird.

Die Lage des Signalpulses im Auslesefenster wird so gewählt, dass die ersten beiden Bins nicht vom Signal beeinflusst sind und zur Nullpunktbestimmung verwendet werden können. Während der Datennahme wird dann für jeden Kanal automatisch eine Nulllinienbestimmung aus den signalfreien Bins des Auslesefensters, die sogenannte dynamische Pedestalbestimmung durchgeführt. Die Amplitude der Nulllinie wird anschließend von der gemessenen Signalamplitude subtrahiert. Mit Hilfe der Nulllinie erfolgt eine weitere Datenreduktion, da nach einem globalen Trigger nur die Kanäle abgespeichert werden, deren Amplitude die Nulllinie innerhalb des Auslesefensters mindestens einmal um eine digitale Einheit überschreitet.

Die Triggerlogik ermöglicht eine effektive Unterdrückung von Zufallskoinzidenzen, die durch das Nachthimmelsleuchten oder schwache Sterne ausgelöst werden, da hiervon nur einzelne Pixel betroffen sind. Einzelne Pixel mit hohen Strömen, die durch helle Sterne im Blickfeld hervorgerufen werden, werden dynamisch vom Trigger ausgeschlossen. Der globale Trigger verwirft zudem lokale myonische Ereignisse, die nur einen Einzelteleskoptrigger auslösen. Diese Entstehen durch die sekundär erzeugten Myonen, die entweder direkt die Kamera treffen (Myonenspuren) oder in niedriger Höhe Cherenkov-Strahlung emittieren (Myonenringe). Die Triggerbedingungen ermöglichen eine Absenkung der Energieschwelle des Teleskopsystems durch Erniedrigung der Triggerschwellen und damit eine Vergrößerung des abgedeckten Energiebereiches. Außerdem besitzen die kompakteren γ-Schauer bei diesen Triggerbedingungen eine höhere Triggereffizienz als hadronische Schauer, wodurch der Trigger auch eine Reduzierung des hadronischen Untergrundes, insbesondere bei kleinen Energien, bewirkt.

5.2.3 Kalibration

Die abgespeicherten Rohdaten müssen zunächst kalibriert werden, bevor sie der endgültigen physikalischen Analyse zur Verfügung stehen. Die wesentlichen Schritte bei der Kalibration sind die Bestimmung des Zeitverhaltens der Signale beim Durchlaufen des Datennahmeprozesses, die Ermittlung der Verstärkungsfaktoren der einzelnen Detektor- und Signalverarbeitungskomponenten sowie die Feststellung von Hardwaredefekten. Neben der Kenntnis des Hardwarezustandes ist hierbei die Messung der Konversionsfaktoren und Signallaufzeiten der einzelnen Pixel bzw. Kanäle von Bedeutung. Der Konversionsfaktor beschreibt das Verhältnis von ausgelösten Photoelektronen im Photomultiplier zu der gemessenen Amplitude im FADC. Durch Mittelung über alle 271 Pixel erhält man den Konversionsfaktor der Kamera, der die Verstärkung der Kamera inklusive aller elektronischen Bauteile beschreibt. Im Konversionsfaktor nicht berücksichtigt sind die Quanteneffizienz der Photomultiplierkathode und die optische Qualität der Detektorbauteile, wie z. B. die Spiegelreflektivität. Zur Bestimmung der Unterschiede der Verstärkungsfaktoren zwischen den einzelnen Pixeln einer Kamera und der Ermittlung der Signallaufzeiten der einzelnen Kanäle werden neben der normalen Datennahme in jeder Nacht Messungen mit Laserpulsen vorgenommen. Jedes Teleskop besitzt hierzu in der Mitte des Spiegelträgers einen Szintillator, der mit einem Laserpuls angeregt wird und die Kamera homogen und praktisch gleichzeitig ausleuchtet. Die gemessenen Intensitäten der einzelnen Kanäle werden über jeweils 100 Laserschüsse gemittelt und zur Normierung der Kameraverstärkung benutzt. Bei größeren Unterschieden kann die Verstärkung einzelner Pixel durch Neueinstellung der angelegten Hochspannung innerhalb eines Toleranzbereichs angeglichen werden. Die individuellen Signallaufzeiten der Kanäle werden ebenfalls aus den Laserdaten bestimmt. Sie werden benötigt, um nach einem Triggersignal die Auslesefenster für die einzelnen Kanäle festzulegen.

Die Kalibration der aufgenommenen Rohdaten beginnt mit dem Ausschluss aller defekten Pixel von der Analyse. Hierzu wird regelmässig der Zustand der Hardwarekomponenten überprüft und in Dateien festgehalten. Unter Verwendung der aus den Laserdaten erstellten Kalibrationstabellen werden dann die Ankunftszeiten und Amplituden der detektierten Ereignisse berechnet. An die gemessene Photonenverteilung in der Kamera wird anschliessend eine Bildellipse angepasst. Um Verfälschungen des Bildes durch Fluktuationen zu minimieren wird zuvor ein sogenannter „tailcut“ durchgeführt. Er besteht darin, dass ein Pixel nur dann berücksichtigt und als Teil des Schauerbildes gewertet wird, wenn es eine Mindestamplitude von sechs Photoelektronen besitzt oder einem Pixel mit einer Amplitude von mindestens sechs Photoelektronen benachbart ist und selbst eine Mindestamplitude von drei Photoelektronen besitzt. Hat das Schauerbild eine über die beteiligten Pixel aufsummierte Mindesthelligkeit, die 40 ausgelösten Photoelektronen entspricht, wird es in der Datenauswertung berücksichtigt und aus den Signalen der Photomultiplier werden für die jeweiligen Teleskope nach dem oben beschriebenen Verfahren die Bildparameter rekonstruiert und in einem neuen Datenformat abgespeichert. Der Vorteil der Konvertierung in ein neues Datenformat liegt außerdem in der Reduktion der zu handhabenden Datenmenge um einen Faktor 50 im Vergleich zum ursprünglichen Format. Mit diesem kompakten Datenformat, das nun statt der einzelnen FADC-Pulse nur noch die Bildparameter der einzelnen Kameras enthält, wird die physikalische Analyse der beobachteten Objekte durchgeführt.

Kapitel 6

RXTE / Röntgendaten von 1ES1959+650

Um die Entstehungsprozesse der hochenergetischen γ-Strahlung aufzuklären, werden die Beobachtungen von aktiven Galaxienkernen bevorzugt gleichzeitig in verschiedenen Energiebereichen durchgeführt. Die schon in Kapitel 2 beschriebenen Eigenschaften von Blazaren, wie z.B. die Zusammensetzung des Emissionsspektrums aus verschiedenen Komponenten, die in unterschiedlichen Energiebereichen dominieren, machen für ein Verständnis der Physik solcher Objekte die Betrachtung eines möglichst großen Frequenzbereiches notwendig. Die gleichzeitige Beobachtung eines Objektes in verschiedenen Energiebereichen erlaubt darüberhinaus ein Studium der eventuellen Korrelationen von Flussänderungen in den verschiedenen Energiebereichen. Im Fall der Blazare, insbesondere der HBLs, bietet sich eine Kooperation mit der Röntgenastronomie geradezu an. Die gleichzeitige Beobachtung in verschiedenen Energiebereichen, auch als MWL-Beobachtung (engl. Multi Wavelength) bezeichnet, des Blazares 1ES1959 wurde von der HEGRA-Kollaboration und dem RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer) Röntgensatellitenexperiment in Zusammenarbeit durchgeführt. Während das HEGRA IACT-System das Objekt im TeV-Bereich beobachtet, misst das RXTE-Experiment bei Energien im keV-Bereich.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird das RXTE-Experiment [RXTE1] mit den verschiedenen an Bord befindlichen Detektoren vorgestellt. Der zweite Teil stellt die Analyse der aufgenommenen Daten mit den dazu verwendeten Methoden sowie die Ergebnisse der Auswertung vor.

6.1 Das RXTE-Röntgensatellitenexperiment

Das RXTE-Satellitenexperiment (siehe Abb. 6.1) wurde im Dezember 1995 mit drei Röntgendetektoren an Bord in den Orbit gebracht. Der Satellit umrundet seitdem die Erde auf einer nahezu kreisförmigen Umlaufbahn in einer Höhe von 580 km. Dies entspricht einer Orbitalperiode von etwa 90 Minuten; die Inklination der Flugbahn beträgt 23°. Der Satellit trägt zwei in verschiedenen Energiebereichen sensitive, durch Positionierung des Satelliten ausrichtbare, Röntgendetektoren. Die gerichteten Detektoren überdecken zusammengenommen den Energiebereich von 2-250 keV .

Der PCA-Detektor (Proportional Counter Array) deckt hierbei den niedrigeren Teil des Energiebereichs ab, der HEXTE-Detektor (High Energy X-Ray Timing Experiment) den höheren Teil, wobei sich die abgedeckten Energiebereiche überschneiden. Das dritte Instrument an Bord ist der ASM-Detektor (All Sky Monitor). Der ASM sucht bei jedem Erdumlauf den für ihn sichtbaren Bereich des Himmels nach Röntgenquellen ab. Die gerichteten Detektoren des RXTE-Satelliten sind speziell für mikrosekundengenaue Zeitauflösung von Signalen konstruiert worden, wobei die spektrale Auflösegenauigkeit bei 15 - 20% liegt. Die für diese Analyse benötigte zeitliche Auflösegenauigkeit liegt eher im Bereich von Minuten, daher wird hier nicht weiter auf die Möglichkeiten einer genaueren Zeitanalyse eingegangen.

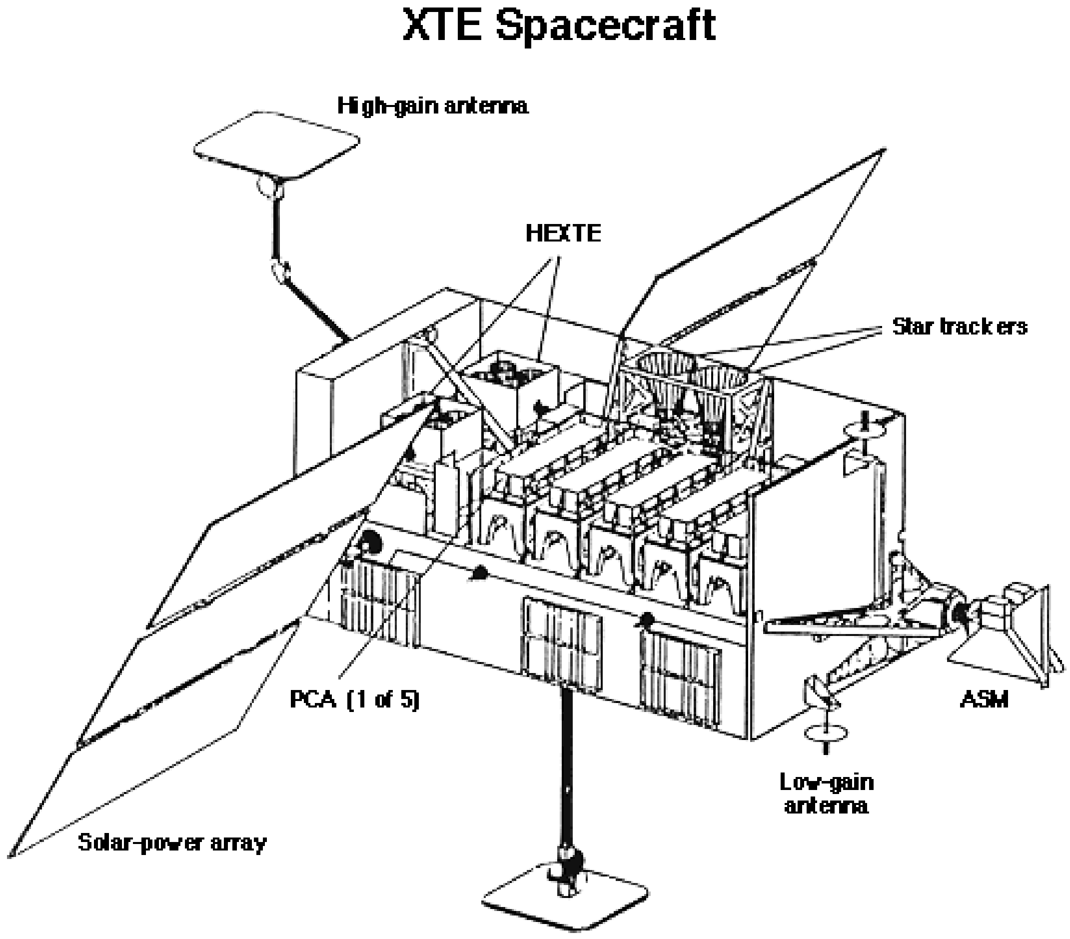

Abbildung 6.1: *Das RXTE Satellitenexperiment in einer vereinfachten technischen Zeichnung. Die drei an Bord befindlichen Röntgendetektoren sowie einige Systeme zur Kommunikation, Positionierung und Stromversorgung sind eingezeichnet.*

6.1.1 Der All Sky Monitor

Der All Sky Monitor (kurz: ASM) [RXTE2] besteht aus drei Weitwinkelkameras, die nach dem Prinzip einer Schattenkamera arbeiten. Die Weitwinkelkameras bestehen aus mit Xenon gefüllten, richtungsempfindlichen Proportionalzählkammern. Jede Kamera hat ein Gesichtsfeld von 6° x 90°, von denen zwei Kameras überlappende Gesichtsfelder besitzen. Die gesamte sensitive Detektorfläche beträgt $90\,\mathrm{cm}^2$, die Richtungsauflösung liegt bei $3' \times 15'$. Der drehbare Detektoraufbau sammelt etwa 90 s lang Röntgenphotonen im Bereich des Gesichtsfeldes, rotiert um 6° und beginnt in dieser Position die nächste Messung. Der abgedeckte Energiebereich liegt bei 2-10 keV, wobei eine Sensitivität von 30 mCrab pro Erdumlauf erreicht wird. Die sich nach einem Erdumlauf etwa alle 90 Minuten wiederholende Beobachtung von etwa 80 % des Himmels resultiert in einer „Röntgenwetterkarte“ [RXTE3], die anzeigt in welcher Aktivitätsphase sich die beobachteten Objekte befinden und in einem etwa 350 Quellen umfassenden Katalog der hellsten Röntgenquellen in dem vermessenen Energiebereich.

Die aufbereiteten ASM-Daten sind als Textdateien im ASCII-Format über das Internet erhältlich, wobei zwei Formate zur Verfügung stehen. Im ersten Format existiert pro Beobachtung je ein Datensatz. Das zweite Format enthält die tagesgemittelte Zählrate, in die typischerweise fünf bis zehn Beobachtungen eingehen zusammen mit dem entsprechenden statistischen Fehler. Der Krebsnebel, der in der TeV-Astronomie als Standardkerze verwendet wird, wird vom ASM mit einer konstanten Zählrate von 75 Ereignissen pro Sekunde gesehen. Die mittlere quadratische Abweichung (RMS) des Krebsnebel-Flusses beträgt 5 %, davon sind 3 % systematischen Fehlern zuzuordnen.

Der ASM eignet sich für eine kontinuierliche Beobachtung des Aktivitätsniveaus der hellsten Röntgenquellen und ermöglicht eine Reaktion auf Aktivitätssteigerungen, etwa die Beobachtung der Quelle mit anderen Experimenten, innerhalb von wenigen Tagen. Die aufgenommenen Daten sind frei verfügbar, so dass für jedes der im Beobachtungskatalog befindlichen Objekte eine Langzeitanalyse des Flussniveaus möglich ist. Die aufgenommenen Daten können zur spektralen Untersuchung in drei Energiebänder zerlegt werden. Dies führt bei schwachen Quellen, wie z.B. 1ES1959, aufgrund der kleinen Zählraten jedoch nicht zu sinnvollen Ergebnissen. Die in dieser Arbeit verwendeten ASM-Daten bezeichnen immer die über den gesamten Energiebereich aufsummierte und tagesgemittelte Intensität.

6.1.2 Das Proportional Counter Array

Das Proportional Counter Array (kurz: PCA) setzt sich aus fünf identischen Proportionalzählermodulen (engl. Proportional Counter Units, kurz PCUs) zusammen und deckt den Energiebereich von 2-100 keV ab. Die gesamte sensitive Detektorfläche beträgt $6500\ \mathrm{cm}^2$, die Zeitauflösung liegt bei einer Mikrosekunde und die Energieauflösung erreicht eine Genauigkeit von etwa 18 % bei einer Energie von 6 keV. Der Detektor besitzt eine im Vergleich zum ASM wesentlich höhere Sensitivität von 0.1 mCrab bei 10 Minuten Beobachtungszeit. Eine Richtungsauflösung von 1° (FWHM) wird durch auf dem Detektor angebrachte Kollimatormodule aus hexagonalen Röhren erreicht. Ein spezielles Eintrittsfenster vor dem Detektor filtert die Photonen mit Energien unter 2 keV heraus. Die Signale der einzelnen PCUs können aufsummiert oder einzeln betrachtet werden. Es ist jedoch zu beachten, dass aus technischen Gründen nicht immer alle PCUs gleichzeitig im Messbetrieb sind.

Jedes Proportionalzählermodul enthält eine mit Xenon gefüllte zentrale Hauptzählkammer mit drei Lagen von Anodendrähten, wobei jede Lage zusätzlich in einen „linken“ und einen „rechten“ Signalausgang unterteilt ist. Jedes Detektormodul liefert somit sechs Ausgangssignale, die einzeln oder beliebig kombiniert analysiert werden können, wobei die oberste Detektorlage am sensitivsten ist, da in diesem Bereich die meisten durch Röntgenphotonen ausgelösten Ereignisse stattfinden. In ihr werden etwa 90 % der kosmischen Photonen, aber nur 50 % des internen Untergrundes detektiert. Die angelegten Hochspannungen sind steuerbar, um Langzeitveränderungen der Gasverstärkung auszugleichen, und liegen im Bereich von 2000 Volt. Jeder Detektor besitzt zusätzlich einen Überlastungsschutz, der beim Überschreiten einer festlegbaren Zählrate die Hochspannung abschaltet. Zur Ausfilterung von Untergrundereignissen ist der Hauptdetektor beidseitig mit je einer Vetodrahtschicht ausgestattet. Die obere Vetoschicht befindet sich in einem separaten Propanvolumen, die untere im Hauptvolumen. Zusätzlich enthält jede PCU eine Am^{241} enthaltende Kalibrationsquelle. Das Am^{241} erzeugt beim Zerfall Alphateilchen und typische Röntgenlinien. Die Detektorrohdaten werden spektral in 256 Kanäle aufgeteilt und mit einer Rate von 4 MHz an das an Bord befindliche EDS (Experiment Data System) weitergeleitet. Dort werden die Daten vorverarbeitet, d.h. es werden die Ankunftszeiten bestimmt und es erfolgt eine Zurückweisung von nicht durch Röntgenphotonen ausgelösten Ereignissen. Hiermit wird eine Reduktion des Untergrundes während der Datennahme möglich, da nur Ereignisse abgespeichert werden, die nicht von der internen Untergrundzurückweisung verworfen wurden. Anschließend werden die Daten in einige Standarddatenformate sowie zusätzliche auswählbare Datenformate gepackt.

6.1.3 Das High Energy X-ray Timing Experiment

Das High Energy X-ray Timing Experiment (kurz: HEXTE) ist im Energiebereich von 10-250 keV sensitiv und erreicht eine Energieauflösung von 15 % bei 60 keV. HEXTE besteht aus zwei unabhängigen Gruppen von Detektoren, von denen eine Gruppe die potentielle Quelle beobachtet, während die andere Untergrunddaten aufnimmt. Die Beobachtungsmodi sind wählbar. Standardmäßig wechseln die beiden orthogonal zueinander stehenden Detektorgruppen alle 32 s die Position mit einem alternierenden Offset von ± 1.5°. Jede Detektorgruppe besteht aus vier zweigeteilten Detektoren, die jeweils aus einen NaI-Detektorkristall und einem CsI-Kristall bestehen. Röntgenphotonen erzeugen nur im NaI-Kristall Szintillationen, hochenergetische Teilchen dagegen in beiden Detektorkomponenten. Die unterschiedlichen Signalanstiegszeiten in den beiden Detektorhälften werden zur Separation von Röntgenereignissen verwendet. Ähnlich wie das PCA besitzt HEXTE einen wabenförmigen Kollimator und ein Eintrittsfenster, welches niederenergetische Photonen ausfiltert.

Die Zählraten des HEXTE-Detektors sind bei der beobachteten Quelle 1ES1959 stark untergrunddominiert. Ein Signal der beobachteten Quelle konnte nicht separiert werden. Deshalb finden HEXTE-Daten in dieser Analyse keine Verwendung und auf eine detaillierte Darstellung der betreffenden Auswerteschritte wird in den folgenden Abschnitten verzichtet.

6.2 RXTE-Datenanalyse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nicht nur die HEGRA-Daten von 1ES1959 (siehe Kapitel 7), sondern auch die vom RXTE-Satelliten im Röntgenbereich gleichzeitig mit den HEGRA-Beobachtungen aufgenommenen Daten analysiert. Zu diesem Zweck wurde das Softwarepaket HEAsoft 5.0 in Hamburg installiert und verwendet. Es handelt sich hierbei um die

Standardanalysesoftware zur Auswertung von astronomischen Daten im FITS-Format (Flexible Image Transport System), welche vom HEASARC (High Energy Astophysics Science Archive Research Center) [RXTE1] der NASA entwickelt wurde und spezielle Routinen zur Analyse von Röntgensatellitendaten enthält. Das Paket umfasst einen Editor/Plotter zur Bearbeitung und Darstellung von FITS-Dateien, einem in der satellitengestützten Hochenergie-Astrophysik viel verwendeten Datenformat. Das ebenfalls enthaltene FTOOLS-Paket stellt eine große Anzahl von Funktionen zur Manipulation von FITS-Dateien zur Verfügung, so unter anderem die verwendeten Routinen zur Erzeugung von Lichtkurven und Spektren. Zusätzlich enthalten ist das Datenanalysepaket XANADU, von dem die Xspec-Routinen zur Auswertung der Energiespektren verwendet wurden.

6.2.1 Analyse von PCA-Daten

Die Analyse der Röntgendaten des Blazares 1ES1959 erfolgt mit PCA-Daten in dem Standard-2 Format. Das Standard-2 Format ist das am besten geeignete Format zur Erzeugung von Spektren und Lichtkurven, wenn eine Zeitauflösung von 16 s ausreichend ist. Dies ist hier gegeben, da die beobachtbaren Flussänderungen von Blazaren auf längeren Zeitskalen erfolgen. Zum anderen ist 1ES1959 für die Detektoren des RXTE-Experiments eine sehr schwache Quelle, so dass Schwankungen der Ereignisrate im Bereich von Sekunden oder wenigen Minuten von statistischen Fluktuationen nicht zu unterscheiden sind und daher nicht als Flussänderungen der beobachteten Quelle gedeutet werden.

Das verwendete Standard-2 Datenformat ist ein gebinntes Datenformat, welches für alle Beobachtungen erzeugt wird. Wissenschaftliche Daten werden hierbei für den gegebenen Fall einer schwachen Quelle über 16 s akkumuliert und in Pulshöhendiagrammen mit 129 Kanälen abgespeichert. Die 129 Kanäle entstehen aus den ursprünglichen 256 Kanälen (absolute Kanäle) durch Zusammenfassung (engl. binning) von mehreren Kanälen zu einem neuen Kanal. Zusammengelegt werden die Kanäle mit den niedrigsten Zählraten, hauptsächlich im oberen Teil des abgedeckten Energiebereichs.

Absoluter Kanal	Binningfaktor	Standard-2 Kanal	Energiebereich in keV (Epoche 4)
0-4	5	0	≤ 2
5-53	1	1-49	2-24
54-135	2	50-90	25-61
136-237	3	91-124	62-110
238-249	4	125-127	111-116
250-255	5	128	≥ 116

Tabelle 6.1: Binningfaktoren, Kanalnummern und entsprechender Energiebereich von Standard-2 Daten des PCA Detektors

Der den einzelnen Kanälen entsprechende Energiebereich ist tabelliert und variiert mit der angelegten Hochspannung, die im Laufe des Betriebs des RXTE-Experimentes mehrfach neu justiert wurde. Die Geschichte des Satelliten wird daher in Epochen unterteilt, wobei jede Epoche einer Hochspannungseinstellung entspricht. Der unkomprimierte Bereich des PCA-Detektors ist der sensitivste und entspricht etwa dem Energiebereich 2-20 keV. Die Signale der einzelnen PCUs, sowie der einzelnen Anodendrähte, liegen separat vor und können je nach wissenschaftlicher Zielsetzung beliebig miteinander kombiniert werden.

Die Analyse der Daten beginnt mit der Selektion der aufgenommenen Daten. Um einen einheitlichen Datensatz zu erstellen, wird zuerst überprüft, welche PCUs während der Beobachtung Messdaten aufgenommen haben. Dies ist nötig, da nicht immer alle PCUs und auch nicht immer die selben PCUs in Betrieb sind. Sollte keine einheitliche Konfiguration über die Dauer der Beobachtung in Betrieb gewesen sein, ist eine entsprechende Skalierung der Messdaten nötig. Im nächsten Schritt wird die Datenqualität überprüft und die Daten von schlechter oder zweifelhafter Qualität werden aus dem Datensatz durch zeitliche Markierung von der Analyse ausgeschlossen. Hierzu werden zusätzlich zu dem im Standard-2 Format enthaltenen Zeitmarkensatz (engl. Good Time Interval, kurz GTI), der nur die Start- und Stopzeit der Datennahme beinhaltet, weitere Zeitmarkensätze erstellt. In der wissenschaftlichen Analyse wird zu jedem Datensatz ein Zeitmarkensatz eingelesen, der angibt, in welchem Bereich die zu analysierenden Daten liegen. Dieser Zeitmarkensatz kann auch aus einer Kombination von mehreren Zeitmarkensätzen so zusammengesetzt werden, dass nur der überlappende Bereich berücksichtigt wird. Dies hat den Vorteil, dass der ursprüngliche Datensatz jederzeit zur Verfügung steht und die Analyse mit unterschiedlichen, beliebig kombinierbaren Selektionskriterien wiederholt werden kann.

In der hier vorgestellten Analyse werden die von den Fachleuten im Umgang mit PCA-Daten empfohlenen Standardselektionskriterien verwendet. Sie umfassen Schnitte auf den Winkel zwischen Erdtangente und Blickrichtung (elevation), Abweichung der Blickrichtung von der Objektposition (offset), Zeit seit Durchquerung des Höhepunktes der Erdmagnetfeldanomalie im Bereich des Südatlantik (time since South Atlantic Anomaly (SAA)) und die sogenannte Elektronenverschmutzung (Electron0) des Detektors, die eine Anregung des Experimentes durch kosmische Strahlung berücksichtigt. Die Schnitte auf elevation und offset werden bei allen Beobachtungen angewendet. Dies ist notwendig, da die Datennahme manchmal schon gestartet wird, obwohl sich der Satellit noch in einer Drehbewegung (slew data) zur Ansteuerung der Quellposition befindet oder störende Erdeinflüsse vorhanden sind. Die Schnitte auf time since SAA bzw. Electron0 sind für schwache Quellen empfohlen, da die Anzahl der Untergrundereignisse in diesen Bereichen stark ansteigt und das Signal verfälscht werden kann. Die Intensität des den Satelliten umgebenden kosmischen Strahlungsfeldes ist im Hauptgebiet der SAA so groß, dass die Hochspannung der PCUs bei der Durchquerung abgeschaltet wird, um Beschädigungen der Detektoren zu vermeiden. Neben den empfohlenen Selektionskriterien kann auch eine Vielzahl weiterer Kriterien, etwa eine Mindest- oder Höchstzählrate, bei der Auswahl der Daten verwendet werden.

elevation	$> 10°$
offset	$< 0.02°$
time since SAA	> 30 min.
electron0	< 0.1

Tabelle 6.2: Standardkriterien zur Selektion von RXTE-Daten

Die zur Datenselektion verwendeten Parameter werden zusammen mit verschiedenen anderen nicht objektbezogenen Daten, sogenannten „Haushaltsdaten“(housekeeping data), wie etwa Flugbahn oder Höhe des Satelliten, an den Detektoren angelegte Hochspannungen u.ä., in Filterdatensätzen (filter files) abgespeichert. Mit Hilfe der Filterdatensätze kann zu den entsprechenden wissenschaftlichen Datensätzen anhand der gewählten Selektionskriterien der zugehörige Zeitmarkensatz erstellt werden. Als nächstes sind die Detektoranoden auszuwählen, deren Daten analysiert werden sollen. Will man ein optimales Signal- zu Untergrundverhältnis erreichen, werden nur die Signale der obersten Anodenschicht (top layer) ausgewählt. Dies ist besonders für schwache Quellen empfohlen, da wie erwähnt, die oberste Lage des Detektors mit Abstand am empfindlichsten für Röntgenphotonen ist, während der Untergrund wesentlich schwächer von der Lage der Anodendrähte abhängt. Diese Überlegungen hängen vom Spektrum der betrachteten Quelle ab und gelten daher nicht für Objekte mit einem sehr harten Spektrum, da die Eindringtiefe der Photonen in den Detektor mit ihrer Energie zunimmt. Die absolute Zählrate ist natürlich am höchsten, wenn man alle vorliegenden Anodensignale miteinander kombiniert.

Unter Zuhilfenahme der erzeugten Zeitmarkensätze wird nun eine Lichtkurve sowie ein Spektrum erstellt. In der zur Erzeugung der Lichtkurven und Spektren verwendeten Datenverarbeitungsroutine kann durch Eingabe von weiteren Parametern der zu analysierende Teil der Rohdaten weiter beschnitten und das Ausgabeformat gesteuert werden. Möglich ist etwa, nur bestimmte Kanäle bzw. Energiebereiche zu verwenden oder nur bestimmte Zeiträume zu analysieren. Im Ausgabeformat kann etwa das Binning der erzeugten Lichtkurven oder die Darstellung durch Gesamtsumme, Rate oder Mittelwert variiert werden.

Die erzeugten Lichtkurven bzw. Spektren spiegeln noch nicht die wirklichen Daten des Beobachtungsobjektes wieder. Einige wesentliche Korrekturen sind noch vorzunehmen, bevor physikalisch relevante Aussagen gemacht werden können. Es handelt sich um eine Totzeitkorrektur, die Untergrundbestimmung mit entsprechender Zählratenkorrektur sowie die Erstellung der Detektorantwortfunktion (response). Die Totzeit beträgt beim PCA bei einer Zählrate von 1000 Counts/s pro PCU etwa 1 %, so dass bei hohen Zählraten eine Totzeitkorrektur erforderlich wird. Die Zählraten in den Daten von 1ES1959 sind wesentlich geringer, weshalb in dieser Analyse auf eine Totzeitkorrektur verzichtet wird. Die Bestimmung des Untergrundes ist eine nichttriviale Angelegenheit und die verwendeten Modelle und Methoden sind in einem Prozess ständiger Weiterentwicklung. Die Grundprinzipien der Untergrundabschätzung sollen hier trotzdem kurz erwähnt werden.

Der Untergrund setzt sich im wesentlichen aus zwei Komponenten zusammen. Den ersten Beitrag liefert der diffuse Himmelshintergrund, der den Detektor auf dem gleichen Weg wie die Röntgenphotonen der Quelle durch den Kollimator erreicht; die andere beitragende Komponente ist der interne Untergrund, der durch die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit dem Detektor oder dem Satelliten entsteht. Hieraus folgt, dass der Himmelshintergrund von der Ausrichtung des Satelliten abhängt, der interne Untergrund dagegen von dem Ort, an dem sich der Satellit befindet. Der Röntgenhintergrund des Himmels wird aus regelmäßigen Beobachtungen von quellfreien Regionen bestimmt. Der interne Untergrund wird aus Abschätzung des kosmischen Strahlungsflusses durch Messung bestimmter Koinzidenztrigger ermittelt, er variiert um einen Faktor zwei bis drei während eines einzigen Erdumlaufs. Zusätzlich berücksichtigt wird die Aktivierung des Satelliten bei einer Durchquerung der SAA. Dem Datenauswerter stehen fertige Untergrundmodellpakete für die verschieden Objektklassen und Epochen zur Verfügung.

Die Qualität der Untergrundbestimmung kann leicht abgeschätzt werden, wenn man das

Rohdatenspektrum und das Untergrundspektrum in ein einzelnes Diagramm einzeichnet. Der höchstenergetische Bereich des Spektrums ist im allgemeinen stark untergrunddominiert, so dass die beiden Spektralkurven in diesem Bereich miteinander verschmelzen sollten. Ist die Untergrundbestimmung zufriedenstellend verlaufen, kann die Untergrundabschätzung von den Rohdaten subtrahiert werden. Als letztes ist noch die Detektorantwortfunktion zu bestimmen. Sie enthält Informationen über die energieabhängige Detektionseffektivität der Detektorkomponenten sowie die Zuordnung der Photonenenergien zu den Detektorkanälen und ist bei spektralen Untersuchungen notwendig. Hierzu wurden an den Detektoren vor deren Einbau in den Satelliten Messungen mit Kalibrationsquellen durchgeführt. Zur Erzeugung der Detektorantwortfunktion werden die zu bearbeitenden Spektren und entsprechende Hilfsdatenfiles eingelesen, die Informationen über die ausgelesenen Detektorkomponenten, Hochspannungseinstellungen usw. enthalten. Neben den Rohdaten und den zugehörigen „Haushaltsdaten“ wird auf eine RXTE-Kalibrationsdatenbank zurückgegriffen, in der u.a. die Detektoreinstellungen der einzelnen Epochen aufgezeichnet sind.

Nach diesen Schritten können die Lichtkurven und Spektren der beobachteten Objekte mit weiteren Programmen bzw. Funktionen bearbeitet und ausgewertet werden. Zur Arbeit mit Lichtkurven stehen verschiedene Bearbeitungsroutinen zur Verfügung, die in den einzelnen Programmen des HEAsoft-Pakets enthalten sind und vielfältige Manipulationen ermöglichen. Die Bearbeitung der Spektren erfolgt mit dem Xspec-Programm, welches speziell für die Analyse von Röntgenspektren entwickelt wurde. Neben vielfältigen Manipulationsmöglichkeiten enthält es eine große Anzahl von kombinierbaren Modellen, die an den spektralen Verlauf angepasst werden können und zur Bestimmung der Flüsse genutzt werden. Die verwendeten Analysemethoden werden im Zusammenhang mit der Auswertung der Daten des Objektes 1ES1959 genauer vorgestellt.

6.2.2 Der RXTE-Datensatz von 1ES1959

Die hier analysierten Daten wurden im Rahmen der Multi-Wavelength-Beobachtung des Objektes 1ES1959 im September 2000 aufgenommen. Auf Seiten des RXTE-Experimentes wurde die Beobachtung von Ronald A. Remillard vom Center of Space Research des MIT als sogenannter „principle investigator“ beantragt, welcher die Daten der HEGRA-Kollaboration freundlicherweise zur Analyse zur Verfügung gestellt hat. Ohne diese gute Zusammenarbeit wäre eine parallele Auswertung der Röntgensatellitendaten und der HEGRA-Daten in dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Die Beobachtungskampagne des Objektes 1ES1959 dauerte vom 01. 09. 2000 bis zum 06. 09. 2000, trägt die RXTE-Proposalnummer 50190 und besteht aus sechs gerichteten Beobachtungen (engl. Pointings) mit einer Gesamtbeobachtungszeit von etwa fünf Stunden (siehe Tabelle 6.3). Bei den analysierten Daten handelt es sich um Standard-2 Daten, die mit dem an Bord des RXTE-Satelliten befindlichen PCA-Detektor aufgenommen wurden. Zusätzlich wurden die ASM-Daten für Studien des langfristigen Verhaltens des Flussniveaus von 1ES1959 im Röntgenbereich im Verlauf der TeV-Beobachtungen mit HEGRA im Jahre 2000 und mit dem Seven Telescope Array im Jahre 1998 verwendet (siehe Kap. 8).

Die Beobachtungen wurden einheitlich mit zwei PCUs (PCU0 und PCU2) durchgeführt. Die aufgenommenen Daten können deshalb ohne zusätzliche Skalierung für die Analyse verwendet werden. Für jeden Datensatz wurden anschließend aktuelle Filter-files erzeugt und

Beobachtung	Datum	Beobachtungszeitraum	Beobachtungszeit (s)	netto (s)
50190-01-01-00	1.9.	00:05:52–00:54:08	2896	2864
50190-01-02-00	1.9.-2.9.	23:39:28–00:49:04	4176	3136
50190-01-03-00	2.9.-3.9.	23:34:24–00:42:56	4112	2400
50190-01-04-00	3.9.-4.9.	23:38:32–00:38:08	3576	2128
50190-01-05-00	4.9.-5.9.	23:23:28–00:06:40	2592	1568
50190-01-05-01	6.9.	00:54:24–01:07:44	800	0
		Summe:	18152	12096

Tabelle 6.3: *Die RXTE-Beobachtungen des Blazares 1ES1959 im September 2000. Eingetragen sind die RXTE-Beobachtungsnummern, der Zeitraum der Beobachtung, die akkumulierte Beobachtungszeit sowie die nach der Selektion verbleibende Nettodatenzeit.*

die Qualität der aufgenommenen Daten untersucht. Hierbei wurden die schon erwähnten Standardfilterkriterien verwendet. Der Verlauf einiger der verwendeten Schnittparameter während zweier Beobachtungen ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

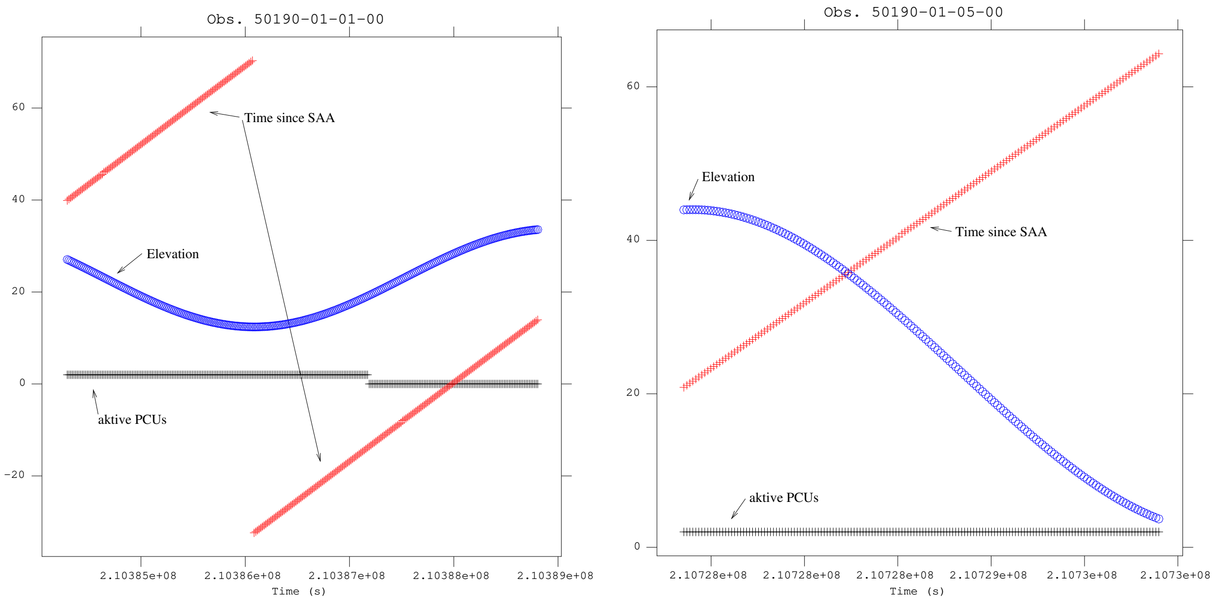

Abbildung 6.2: *Darstellung einiger Beobachtungsparameter im Verlauf der Messungen. Links: Obs. 50190-01-01-00; aufgetragen ist die Anzahl der aktiven PCUs, die Zeit seit Durchquerung des Höhepunktes der SAA und die Elevation. Die PCUs wurden beim Erreichen der SAA abgeschaltet (Treppenstufe in der Kurve). Rechts: Obs. 50190-01-05-00; die SAA wurde gerade durchquert, die Elevation fällt auf weit unter 10° ab. Die in der Analyse verwendeten Daten beschränken sich bei dieser Beobachtung auf den mittleren Zeitbereich.*

Mit Hilfe der Filter-files wird nun für jede Beobachtung ein Zeitmarkensatz (GTI-file) erzeugt. Er enthält die Zeitpunkte, die den Bereich der zu analysierenden Daten eingrenzen und damit die unbrauchbaren Daten, die außerhalb dieser Zeitintervalle liegen, von der Analyse ausschließen. Eine Begutachtung ergab, dass die letzte Beobachtung (50190-01-05-01) kurz nach einem SAA-Durchgang stattgefunden hat und keine Daten in diesem Datensatz die Bedingung erfüllen, dass mindestens 30 Minuten seit dem Maximum der SAA vergangen sind. Da die Beobachtung mit 13 Minuten Datennahmezeit im Vergleich mit den anderen Beobachtungen sehr kurz ist und auch eine leichte Abschwächung der Schnittbedingung keinen Datensatz in akzeptabler Qualität erzeugt, wurde an den Schnittbedingungen festgehalten und der entsprechende Datensatz komplett von der Analyse ausgeschlossen. Auch bei den anderen Beobachtungen ist die verbleibende Nettodatenzeit nach Schnitten teilweise erheblich kürzer als die reine Beobachtungszeit. Die Beobachtungszeit gibt an, wann der Detektor aktiviert und auf das Objekt ausgerichtet war. Nach allen Schnitten ergibt sich im Vergleich der gesamten Beobachtungszeit zur ausgewerteten Datennahmezeit eine Reduzierung um etwa 30 %.

Nachdem der zeitliche Bereich der auszuwertenden Daten festliegt, hat der Datenauswerter zu entscheiden, welche Detektorlagen in der Datenauswertung Verwendung finden. Da 1ES1959 für die RXTE-Detektoren eine schwache Quelle mit einem abfallendem Spektrum ist, werden zur Optimierung des Signal zu Untergrund-Verhältnisses in den hier durchgeführten Analysen nur die Daten der obersten Detektorlagen (toplayer/LR1) verwendet. Ähnliche Überlegungen betreffen auch die Auswahl der zu verwendenden Untergrundmodelle, wobei die Definition einer schwachen Quelle wegen der Abhängigkeit der Detektoreffizienz vom Quellspektrum etwas unklar ist. Das RXTE-Team nennt zur Anodenselektion bzw. Untergrundmodellauswahl Zahlen von 20 bzw. 40 Counts pro Sekunde und PCU. Die Datenanalyse zeigt, dass beide Kriterien für das Objekt 1ES1959 zutreffen und es daher eindeutig als schwache Quelle angesehen werden muss. Bei dieser Analyse werden die Untergrundmodelle der Epoche 4 für schwache Quellen verwendet.

Die Extraktion von Lichtkurven und Spektren findet anschließend unter Verwendung der erzeugten GTI-files aus den Signalen der ausgewählten Detektorlagen statt. In dieser Arbeit werden zur Erzeugung von Lichtkurven und zur Bestimmung der Zählraten die absoluten Kanäle 5-45 der obersten Detektorlage von 2 PCUs verwendet. Dies ist der Bereich, in dem der PCA am sensitivsten ist und entspricht für Daten aus Epoche 4 etwa dem Energiebereich 2-20 keV. Für die Zählraten im Bereich von 2-10 keV werden die absoluten Kanäle 5-22 verwendet. Nachfolgend wird eine Untergrundbestimmung unter Annahme einer schwachen Quelle durchgeführt und zur spektralen Analyse des Objektes wird für jede Beobachtung ebenfalls eine Responsematrix erstellt. Mit Hilfe dieser Datensätze erfolgt die endgültige Auswertung der Beobachtungskampagne.

Neben den Standardextraktionsroutinen wird in dieser Analyse auch das sogenannte „rex-Skript“ verwendet. Es handelt sich um eine Routine, die die Analyseschritte automatisiert auf eine gesamte Beobachtungskampagne anwendet und so eine Arbeitserleichterung darstellt. Die Routine ruft unter Verwendung eines Hilfsdatensatzes nacheinander die Analysefunktionen auf, die auch bei der Standardanalyse verwendet werden. Ebenso werden die Standardschnittbedingungen verwendet und nur die zu analysierenden Kanäle ausgelesen. Diese Schnittbedingungen können auch bei Benutzung des rex-Skriptes vom Datenauswerter verändert und den gewünschten Auswertekriterien angepasst werden. Ein weiterer Vorteil des rex-Skriptes ist die automatische Erstellung kombinierter Analyseergebnisse für alle ausgewerteten Beobachtungen, etwa einer die gesamte Beobachtungszeit überdeckenden Lichtkurve, so dass die Ergebnisse der einzelnen Beobachtungen nicht extra miteinander verbunden werden müssen. Ein Verständnis der einzelnen Analyseschritte ist jedoch auch bei Verwendung des rex-Skriptes notwendig, da viele Auswertungsbedingungen vom Datenauswerter angepasst werden müssen.

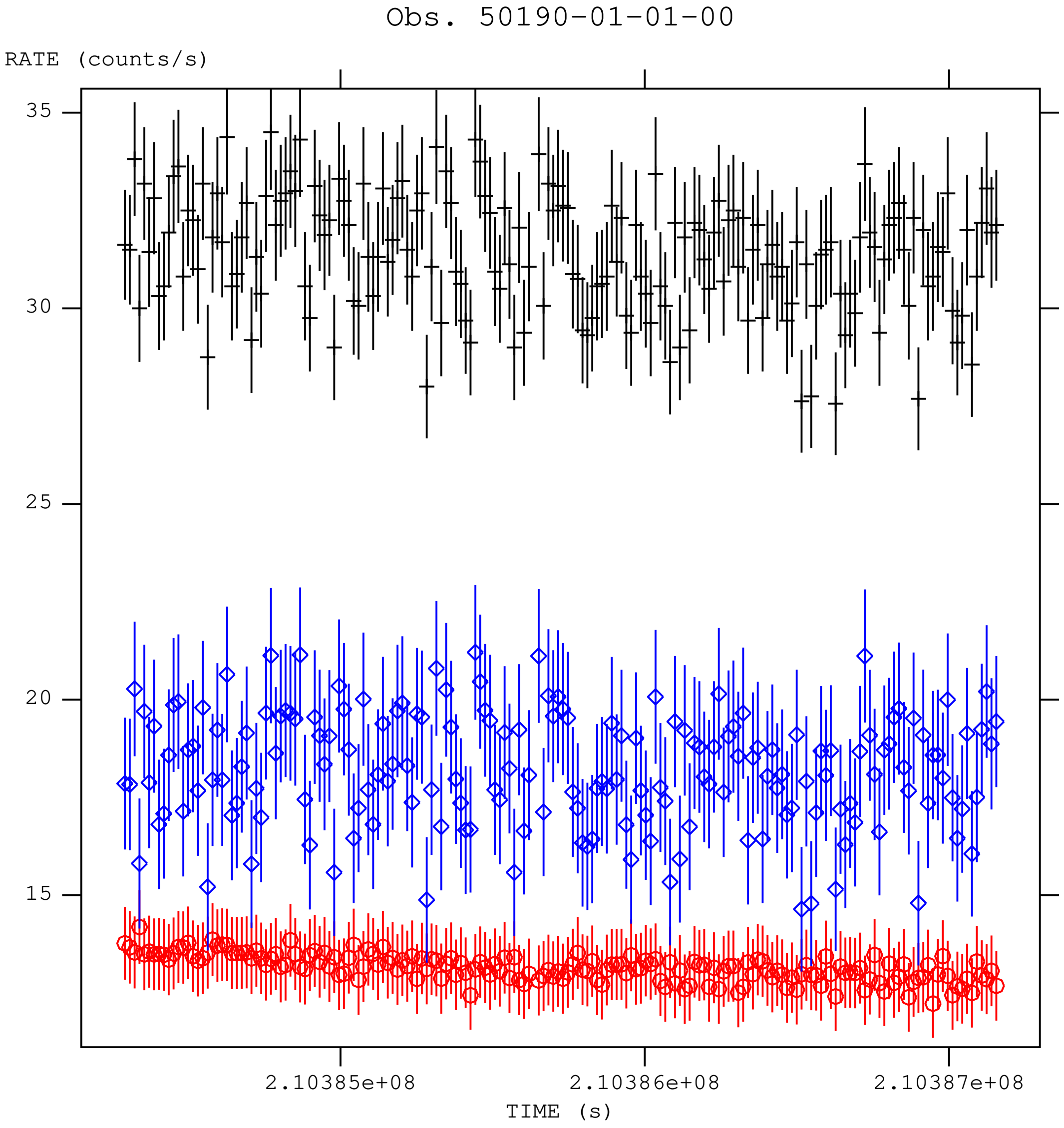

Abbildung 6.3: *Die Lichtkurven der Observation 50190-01-01-00. Die Lichtkurven entsprechen der gemessenen Bruttozählrate (Kreuze, im Bild oben), der Untergrundabschätzung (Kreise, im Bild unten) und der Nettozählrate (Diamanten, Bildmitte). Aufgetragen ist die Zählrate gegen die Zeit, wobei die Zahlenwerte der Zeit seit Beginn der Messungen von RXTE entsprechen . Der dargestellte Bereich umfasst etwa 50 Minuten Beobachtungszeit.*

Die aufgenommenen Lichtkurven der Observationen 50190-01-01-00 (Abb. 6.3) und 50190-01-05-00 (Abb. 6.4) zeigen das Signal aus Richtung des beobachteten Objektes 1ES1959, die Untergrundabschätzung und die sich ergebende Überschussrate im Verlauf zweier Beobachtungen. Es wurden die erste und letzte Beobachtung ausgewählt, da es sich um die

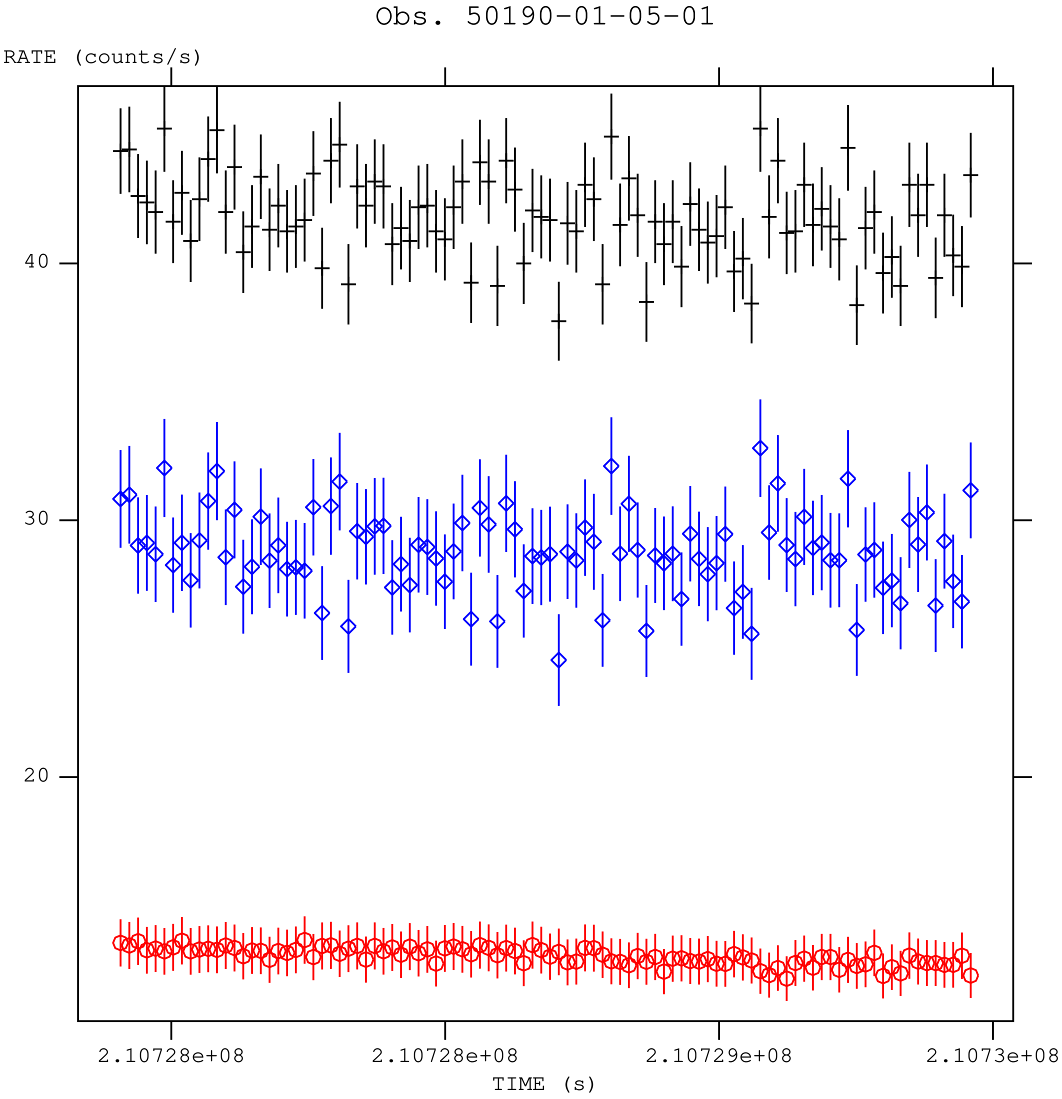

Abbildung 6.4: *Die Lichtkurven der Observation 50190-01-05-00 in der selben Darstellung wie in Abb. 6.3. Die Lichtkurven entsprechen der gemessenen Bruttozählrate (Kreuze, im Bild oben), der Untergrundabschätzung (Kreise, im Bild unten) und der Nettozählrate (Diamanten, Bildmitte). Der dargestellte Bereich umfasst etwa 30 Minuten Beobachtungszeit.*

Beobachtungen mit der niedrigsten bzw. höchsten Zählrate handelt. Die Lichtkurven der ersten Beobachtung zeigen einen Zeitraum von etwa 50 Minuten, die der fünften Beobachtung entsprechen etwa 30 Minuten. In die Zählrate gehen die Daten von zwei PCUs ein, wobei jeder Messpunkt der innerhalb eines Zeitraums von 16 Sekunden akkumulierten und gemittelten Zählrate entspricht. In beiden Beobachtungen liegt die Zählrate des Quellsignals über der Untergrundrate. Die Untergrundrate zeigt jeweils eine leicht abfallende Tendenz, die durch eine Deaktivierung, also ein Abklingen der Eigenstrahlung des Satelliten, mit zunehmender Zeit seit dem letzten SAA-Durchgang erklärt werden kann. Hiervon abgesehen ist die Untergrundzählrate nahezu konstant. Die maximale Abweichung vom Mittelwert beträgt

± 1 Count, der sich ergebende Fehler (RMS) beträgt weniger als 2 % der mittleren Untergrundrate. Dagegen zeigen die Nettozählraten Fluktuationen von etwa drei bzw. vier Counts um den Mittelwert. Dies entspricht einem Fehler (RMS) in der Zählrate der Einzelmessungen von 8 % bzw. 5 %, die als statistische Fluktuationen des Quellsignals gedeutet werden können. Ein Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, dass der Anstieg in der Bruttozählrate durch eine stärkere Aktivität der beobachteten Quelle hervorgerufen wird. Die mittlere Untergrundrate ist bei beiden Beobachtungen etwa gleich groß, die Nettozählrate liegt bei der zweiten Beobachtung deutlich über den bei der ersten Beobachtung gemessenen Werten.

Nach der Erstellung der Quelllichtkurve wird eine spektrale Analyse der Daten des Objektes durchgeführt. Der Spektralindex liefert wichtige physikalische Informationen und kann dazu benutzt werden, das Spektrum zwischen Messungen in verschiedenen Energieintervallen zu extrapolieren. Da bei Blazaren der Spektralindex im Röntgenbereich von der Aktivität der Quelle abhängen kann und im Verlauf der Beobachtungskampagne eine Flusssteigerung erfolgt ist, werden die Spektraldatensätze der einzelnen Beobachtungen nicht miteinander kombiniert, sondern separat analysiert.

Abbildung 6.5 zeigt das gemessene Spektrum und die Untergrundabschätzung im Energiebereich 2-40 keV. In Abbildung 6.6 ist in halblogarithmischer Darstellung das vom Detektor gemessene, untergrundsubtrahierte Spektrum, sowie die Vorhersage eines angepassten Modells, hier eines Potenzgesetzes, im Energiebereich von 2-30 keV dargestellt. Ein Vergleich der Untergrundabschätzung mit dem gemessenen Spektrum zeigt, dass der Bereich oberhalb von etwa 20 keV vom Untergrund dominiert wird. Es wird daher zur Spektralanalyse nur der Energiebereich verwendet, in dem die Daten ein gutes Verhältnis von Signal zu Untergrund haben. Hieraus ergibt sich für die Auswahl des in der Analyse zu verwendenden Energiebereichs eine obere Grenze von 20 keV. In dem untergrundsubtrahierten Spektrum erkennt man zudem im Bereich oberhalb von etwa 10 keV eine Abflachung des spektralen Verlaufs. Außerdem zeigen sich Schwelleneffekte an der unteren Grenze des vermessenen Energiebereiches. Ein einfaches Potenzgesetz (engl. Powerlaw) gibt den spektralen Verlauf nicht gut wieder.

Es handelt sich bei dem in Abbildung 6.6 dargestellten Spektrum nicht um das reine Quellspektrum, sondern um das mit der Detektorantwort gefaltete Spektrum. Die beiden Spektren sind durch folgende Gleichung verknüpft:

$$C(I) = \int_0^\infty f(E)R(I,E)dE$$

Hierbei sind C(I) die im Kanal I gemessenen Ereignisse in Zähleinheiten (engl. counts), f(E) ist das Quellspektrum, R(I,E) die bekannte Detektorantwortfunktion. Man interessiert sich natürlich für das reine Quellspektrum, doch eine umkehrende Auflösung der Gleichung nach dem Quellspektrum ist im allgemeinen nicht möglich, da die sich ergebenden Lösungen oftmals nicht eindeutig und instabil gegen kleine Variationen des gemessenen Spektrums sind. Stattdessen verwendet man ein durch einige Parameter beschreibbares Modellspektrum und vergleicht die Vorhersage des Modells mit dem gemessenen Spektrum. Durch Variation der Parameter (engl. fitting) wird das Modell bestmöglich an den vorhandenen Datensatz angepasst. Ob das angepasste Modell die Daten beschreibt, wird anhand der Güte der Anpassung bestimmt. Die Güte einer Anpassung wird hierbei durch die Größe χ^2 dargestellt, welche sich

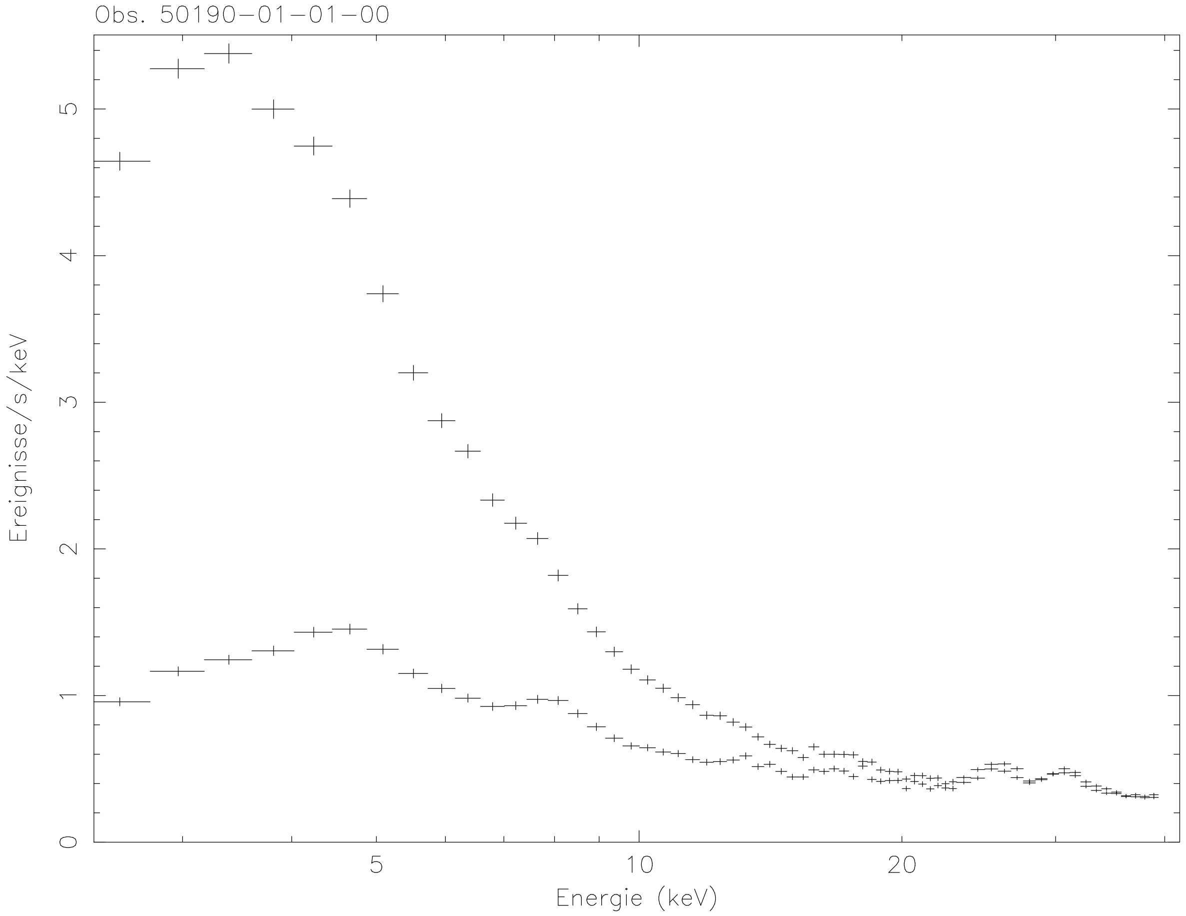

Abbildung 6.5: *Das aufgenommene Rohdatenspektrum (oben) und das erstellte Untergrundspektrum (unten) der Obs. 50190-01-01-00. Dargestellt ist der Bereich von 2-40 keV. Die beiden Spektren verschmelzen bei etwa 20 keV und sind bei höheren Energien kaum noch zu unterscheiden. Dies ist zum einen ein Indiz für die Güte der Untergrundabschätzung, zum anderen wird deutlich, dass die Daten im Energiebereich über 20 keV wegen der geringen Statistik verminderte Aussagekraft haben.*

wie folgt berechnet:

$$\chi^2 = \sum \frac{(C(I) - C_p(I))^2}{(\sigma(I))^2}$$

Die Größen bezeichnen die gezählten Ereignisse im I-ten Kanal C(I), den Fehler $\sigma(I)$ der gezählten Ereignisse, der hier der Wurzel der gezählten Ereignisse entspricht und die erwarteten Ereignisse im I-ten Kanal $C_p(I)$ bei Verwendung eines Modelles mit den Parametern p. Berechnet wird das reduzierte χ^2, welches sich durch Division von χ^2 durch die Anzahl der Freiheitsgrade, also die Anzahl der verwendeten Kanäle (N) abzüglich der Anzahl der verwendeten Modellparameter (k), berechnet. Für eine gute Anpassung ergibt sich: $\chi^2_{red} = \frac{\chi^2}{N-k} \approx 1$.

Für die Anpassung der Modellspektren wird aufgrund der bisherigen Ergebnisse eine obere Grenze des anzupassenden Bereichs von 20 keV gewählt. Dadurch wird vermieden, dass der ausgewählte Bereich nur sehr wenige Detektorkanäle umfasst und das Spektrum aufgrund

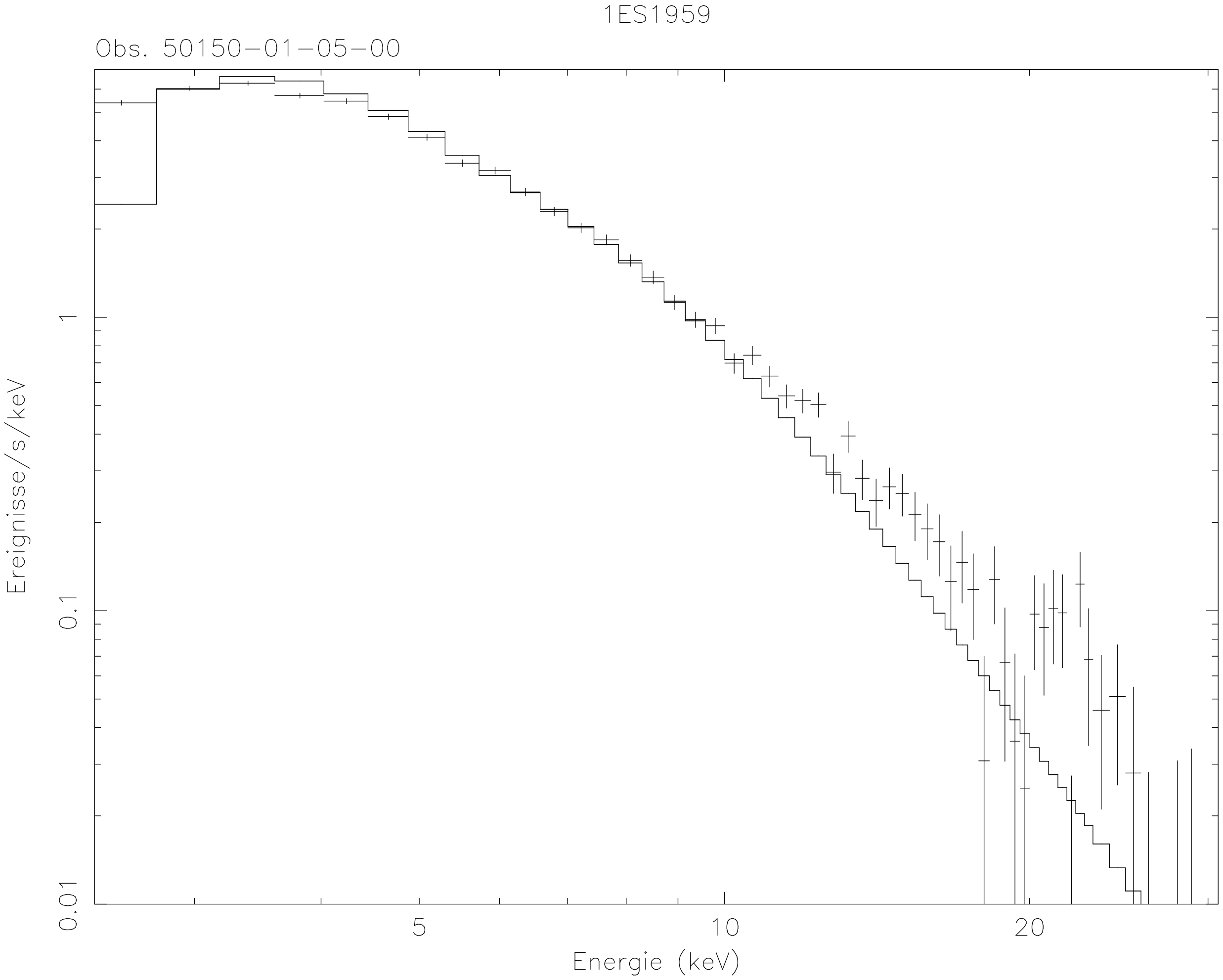

Abbildung 6.6: *Das gemessene Quellspektrum (Datenkreuze) der Obs. 50190-01-05-00 im Bereich 2-30 keV mit einer Anpassung durch ein Potenzgesetz (durchgezogenes Histogramm). Die Anpassung ist nicht sehr gut ($\chi^2_{red} = 18.6$), insbesondere an den Enden des betrachteten Energiebereichs.*

mangelnder Statistik nicht repräsentativ für diesen Energiebereich ist. Um Schwelleneffekte und eine eventuelle Verzerrung des Spektrums durch falsche Normierung auszuschließen, wird die untere Energiegrenze bei der spektralen Analyse auf 3 keV gesetzt.

6.2.3 Ergebnisse der Röntgendatenauswertung

Im Verlauf der Beobachtungskampagne des Blazares 1ES1959 zeigte sich in den ausgewerteten fünf Beobachtungsnächten eine deutliche Steigerung des Flusses im vermessenen Röntgenbereich. Abbildung 6.7 zeigt den Anstieg des Flusses im Verlauf der fünftägigen Beobachtungungskampagne. Die gemessene Lichtkurve wurde um einen Faktor vier neu gebinnt, wodurch die Fluktuationen innerhalb der nachtweisen Beobachtungen etwas geglättet werden. Jeder Datenpunkt entspricht in dieser Darstellung etwa einer Minute Messzeit. Die

Analyse der einzelnen Beobachtungen ergab keine signifikante Änderung des Flussniveaus innerhalb des Messzeitraumes einer einzelnen Beobachtung. Eine Variation des Flussniveaus innerhalb von Zeiträumen kleiner als einer Stunde wurde nicht festgestellt.

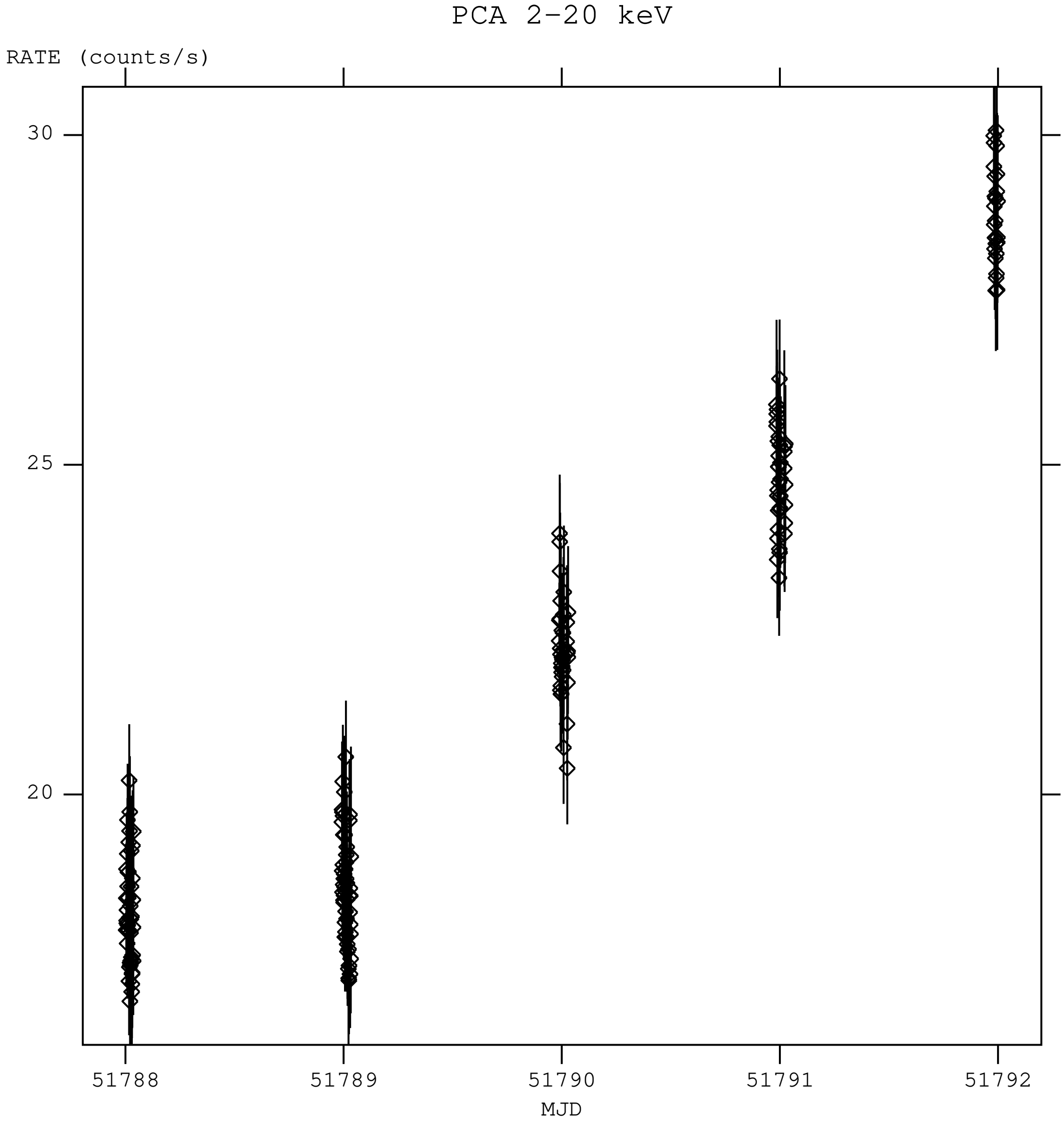

Abbildung 6.7: *Lichtkurve von 1ES1959 im Energiebereich 2-20 keV. Dargestellt sind die mit dem PCA-Detektor aufgenommenen Daten der Beobachtungskampagne 50190. Deutlich erkennbar ist die Flusssteigerung im Verlauf der Beobachtungskampagne. Aufgetragen ist die Zählrate mit zwei PCUs gegen das modifizierte Julianische Datum.*

Im Gegensatz dazu wurden im Verlauf der Beobachtungskampagne Flussänderungen zwischen den Beobachtungsnächten, also innerhalb von Tagen, festgestellt. Das Flussniveau steigerte sich in der gesamten ausgewerteten Beobachtungskampagne innerhalb von vier Tagen um 58%, wobei der Anstieg zwischen den ersten beiden Nächten mit 2% fast zu vernachlässigen ist. Die wesentliche Flusssteigerung erfolgte in den drei folgenden Nächten, in denen eine relative Erhöhung des Flussniveaus im Vergleich mit der zweiten Nacht von etwa 55 % be-

Beobachtung	mittlere Rate (Counts/s)	Abs. Steigerung (Counts)	Rel. Steigerung (%)
50190-01-01-00	18.23 ± 1.45	-	-
50190-01-02-00	18.59 ± 1.41	0.36	2.0
50190-01-03-00	22.17 ± 1.55	3.58	19.3
50190-01-04-00	24.76 ± 1.51	2.59	11.7
50190-01-05-00	28.79 ± 1.60	4.03	16.3

Tabelle 6.4: Mittlere Rate und Fehler (RMS) der einzelnen Beobachtungen im Energiebereich 2-20 keV, sowie die tagesweisen Steigerungen des Flussmittelwertes im Vergleich zur vorherigen Messung im Verlauf der Beobachtungskampagne.

obachtet wurde. Die größte absolute Zählratenerhöhung ist in der fünften Nacht beobachtet worden, die relative Flusssteigerung im Vergleich zum Niveau des Vortages hat jedoch in der dritten Nacht ein Maximum mit 19 % und liegt in der fünften Nacht bei 16 %. Die Flusskurve des beobachteten „Miniausbruchs“ des Blazares 1ES1959 zeigt ein leichtes Abflachen des Anstiegs in der dritten Beobachtungsnacht (siehe Abb. 6.10 oben), doch auch ein konstanter Anstieg des Flussniveaus ist im Rahmen der Fehler möglich. Eine Zusammenfassung der Flussänderungen während der Beobachtungskampagne ist in Tabelle 6.4 zu finden.

Mit der Änderung des Flussniveaus ist auch eine Änderung des spektralen Verlaufs verbunden. Die Analyse und die Modellanpassung von verschiedenen Emissionsmodellen an die Spektraldaten wird mit dem Xspec-Programm durchgeführt. Aus den schon erwähnten Gründen werden zur Bestimmung der spektralen Eigenschaften nur Daten aus dem Energiebereich von 3-20 keV verwendet. Das Emissionsspektrum kann in diesem Bereich bei hochenergetischen Blazaren aufgrund der dominierenden Synchrotronemission oft durch ein Potenzgesetz beschrieben werden. Die Anpassung mit einem einfachen Potenzgesetz für den gesamten Energiebereich von 3-20 keV erweist sich jedoch ebenfalls als ungenügend, das reduzierte χ^2 der Anpassung liegt für die meisten Beobachtungen von 1ES1959 bei dieser Modellannahme im Bereich von $\chi^2_{red} \approx 4$. Diese Eigenschaft unterscheidet 1ES1959 von anderen TeV-Blazaren, etwa Mrk 501. Bei diesem Objekt kann der Bereich von 3-20 keV sehr gut durch ein einfaches Potenzgesetz beschrieben werden [Sa00b].

Etwas besser wird der Bereich von 3-10 keV durch ein einfaches Potenzgesetz wiedergegeben. Die starke Einschränkung des betrachteten Energiebereichs vermindert die Aussagekraft der Anpassung jedoch erheblich, da nur noch wenige Detektorkanäle berücksichtigt werden. Es wird daher ein abknickendes Potenzgesetz verwendet, welches in dem Bereich 3-20 keV den spektralen Verlauf gut wiedergibt (siehe Abb. 6.8). Das in der Anpassung verwendete abknickende Potenzgesetz wird wie folgt beschrieben:

$$\begin{aligned} A(E) &= K(E/1keV)^{-\alpha 1} && \text{für } E \leq E_{br} \\ &= KE_{br}^{(\alpha 2-\alpha 1)} \cdot (E/1keV)^{-\alpha 2} && \text{für } E \geq E_{br} \end{aligned}$$

Die Größen $\alpha 1$ und $\alpha 2$ bezeichnen den Spektralindex vor und nach dem Abknickpunkt, E_{br} ist die Energie, bei der der Abknickpunkt liegt und K ist der differentielle Photonenfluss

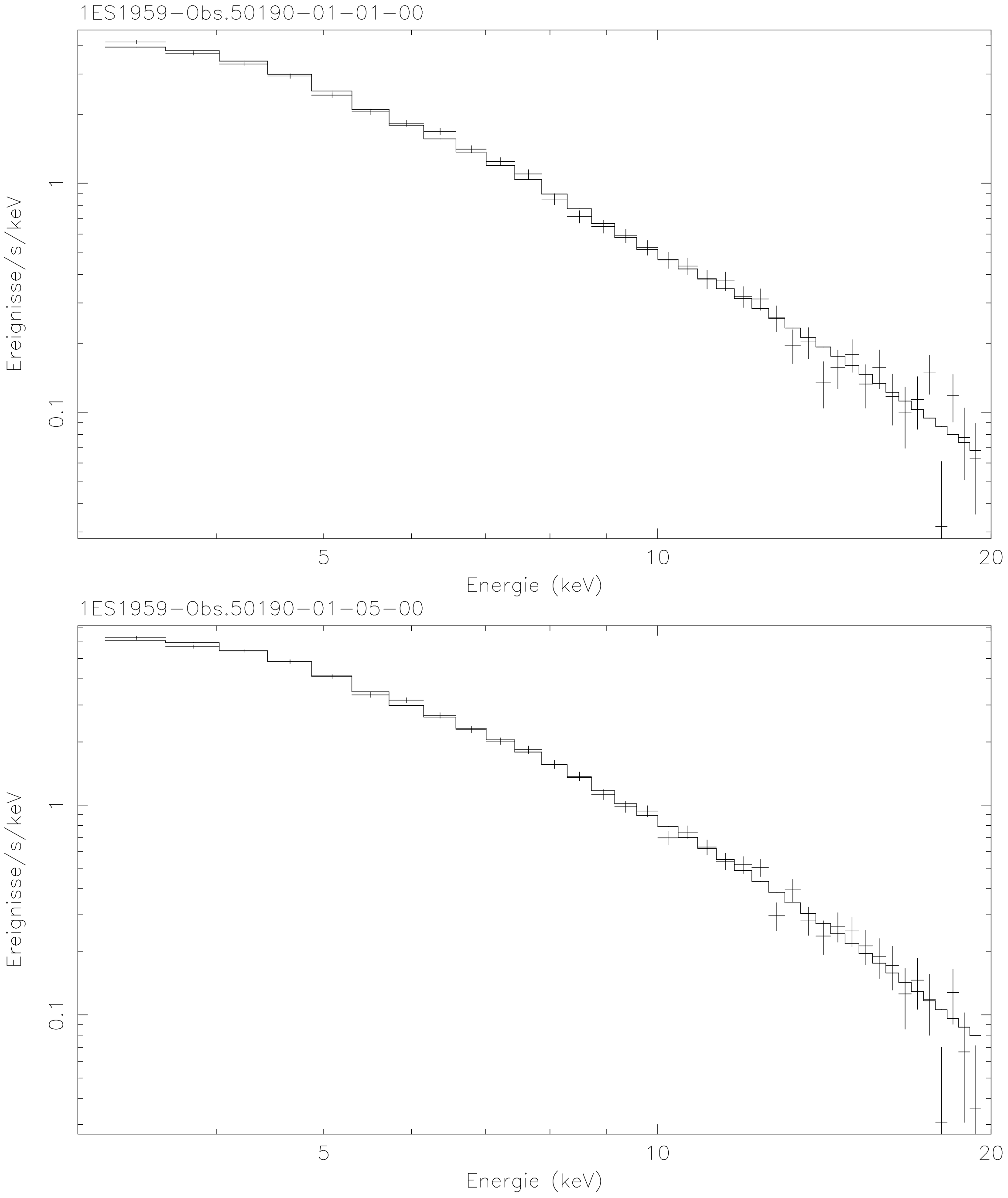

Abbildung 6.8: *Das gemessenene Spektrum (Datenkreuze) und die Anpassung mit einem abknickendem Potenzgesetz (durchgezogenes Histogramm) für zwei Beobachtungen. Oben: Obs. 50190-01-01-00 , unten: Obs. 50190-01-05-00.*

bei einer Energie von 1 keV.

Dieses Modell beschreibt das Spektrum für alle fünf Beobachtungen recht gut, wobei die Anpassung bei der Beobachtung mit maximaler Quellstärke am besten ist. Der Abknickpunkt wurde anhand der Güte der Anpassungen bestimmt und liegt bei 9.4±0.1 keV. Die Ergebnisse der Anpassung in dem Bereich bis zum Abknickpunkt unterscheiden sich folglicherweise nur unwesentlich von den Resultaten, die ein einfaches Potenzgesetz für den Energiebereich 3-10 keV ergeben würde. Eine Verschiebung des Abknickpunktes im Verlauf der Beobachtungen wurde nicht festgestellt. Die Energie, bei der ein Abknicken im Spektrum beobachtet wurde, ist also zumindest in dem hier betrachteten zeitlichen Bereich unabhängig von dem gemessenen Flussniveau. Es wird daher für alle Beobachtungen ein einheitliches Modell eines abknickenden Potenzgesetzes mit einem festen Abknickpunkt bei 9.4 keV gewählt.

Das angepasste Modell beinhaltet zusätzlich eine Absorptionskomponente durch galaktischen Wasserstoff. Das FTOOLS-Paket enthält hierzu eine Routine, die aus Vermessungen der Wasserstoffverteilung die Säulendichte für eine beliebige Blickrichtung angibt. Die Analyse des Spektrums wird mit einer Wasserstoffsäulendichte von $N_H = 1 \cdot 10^{21}\ cm^{-2}$ durchgeführt [Dic90]. Bei dieser Wahl der Anpassungsparameter ergeben sich 35 Freiheitsgrade, die in die Berechnung des reduzierten χ^2 eingehen.

Beobachtung	χ^2_{red}	$\alpha 1$ (3-9.4 keV)	$\alpha 2$ (9.5-20 keV)	Fluss 2-10 keV (ergs cm^{-2} s^{-1})	Fluss 2-20 keV (ergs cm^{-2} s^{-1})
50190-01-01-00	1.27	2.61 ± 0.05	1.18 ± 0.18	$1.04 \cdot 10^{-10}$	$1.43 \cdot 10^{-10}$
50190-01-02-00	1.60	2.57 ± 0.04	1.24 ± 0.17	$1.05 \cdot 10^{-10}$	$1.45 \cdot 10^{-10}$
50190-01-03-00	1.71	2.55 ± 0.04	1.20 ± 0.16	$1.25 \cdot 10^{-10}$	$1.75 \cdot 10^{-10}$
50190-01-04-00	1.53	2.55 ± 0.04	1.41 ± 0.17	$1.42 \cdot 10^{-10}$	$1.94 \cdot 10^{-10}$
50190-01-05-00	1.04	2.46 ± 0.04	1.75 ± 0.18	$1.64 \cdot 10^{-10}$	$2.19 \cdot 10^{-10}$

Tabelle 6.5: Güte der Anpassung mit einem abknickenden Potenzgesetz (reduziertes χ^2), Spektralindizes vor und hinter dem Abknickpunkt bei 9.4 keV mit Fehler (90% Vertrauensniveau); aus der Modellanpassung bestimmter Fluss in zwei häufig verwendeten Energiebereichen.

In Tabelle 6.5 sind die Ergebnisse der Anpassung eines abknickenden Potenzgesetzes an den Verlauf des differentiellen Spektrums für die einzelnen Beobachtungen zusammengefasst. Die angegebenen Flüsse in den beiden Energiebereichen werden bei diesem Verfahren nicht aus den Messdaten, sondern aus dem angepassten Modellspektrum bestimmt. Hiermit wird durch Extrapolation eine Flussbestimmung innerhalb der Standardbereiche von 2-10 keV bzw. 2-20 keV möglich. Die aus der Modellanpassung für einen Energiebereich berechneten Flüsse werden hier, wie in der Röntgensatellitendatenauswertung üblich, ohne Fehler angegeben. Die Größenordnung der Fehler dürfte etwa der Größenordnung der Fehler der mittleren Raten entsprechen, welcher zwischen 6 % und 8 % liegt. Eine Fehlerabschätzung durch Variation der verwendeten Modellparameter liefert vergleichbare Ergebnisse. Ein Vergleich der gemessenen mit den berechneten Flusssteigerungen zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung der Werte. So beträgt die relative Abweichung des gemessenen Anstiegs in der Zählrate während der Beobachtungen gegenüber der berechneten Flusssteigerung 3%.

Die Ergebnisse der spektralen Auswertung zeigen die Tendenz, dass das Spektrum im niederenergetischen Bereich des betrachteten Energieintervalles, also oberhalb von 3 keV bis zum Abknickpunkt bei 9.4 keV, mit ansteigendem Flussniveau härter wird. Der Spektralindex fällt von 2.61 auf 2.46 innerhalb von fünf Tagen. Im Bereich oberhalb des Abknickpunktes wird der spektrale Verlauf mit zunehmendem Fluss wesentlich flacher. Hierbei sind jedoch die größeren Fehler bei der Bestimmung des Spektralindex im Vergleich zu den Fehlern bei der Bestimmung des Spektalindex von dem Abknickpunkt zu berücksichtigen, so dass auch ein nur schwaches Abflachen des Spektralindex hinter dem Abknickpunkt möglich ist. Betrachtet man den gesamten Energiebereich von 3-20 keV, so erscheint der Knick im Spektrum mit zunehmender Aktivität der Quelle weniger stark ausgeprägt bzw. der spektrale Verlauf erscheint geglättet. Dies wird besonders deutlich, wenn man das mit E^2 multiplizierte reine Quellspektrum betrachtet (siehe Abb. 6.9).

Zusammenfassend ergeben sich aus der Analyse der RXTE-Daten von 1ES1959 folgende Ergebnisse. Die Auswertung der Röntgenbeobachtung des Blazares 1ES1959 zeigt einen deutlichen Flussanstieg im Verlauf der Beobachtungskampagne (Abb. 6.10 oben). Gleichzeitig ist ein Abfallen des Spektralindizes in dem niederenergetischen Teil des betrachteten Energiebereiches unterhalb des Abknickpunktes zu beobachten (Abb. 6.10 unten). Es besteht eine Korrelation des Flussniveaus mit dem Spektralindex im Energiebereich von 2-10 keV. Weiterhin ist ein deutliches Abflachen des Spektrums im Bereich von 10 keV zu beobachten. Eine gemeinsame Betrachtung der Daten von RXTE und HEGRA sowie eine mögliche Interpretation des spektralen Verlaufes erfolgt in Kapitel 8.

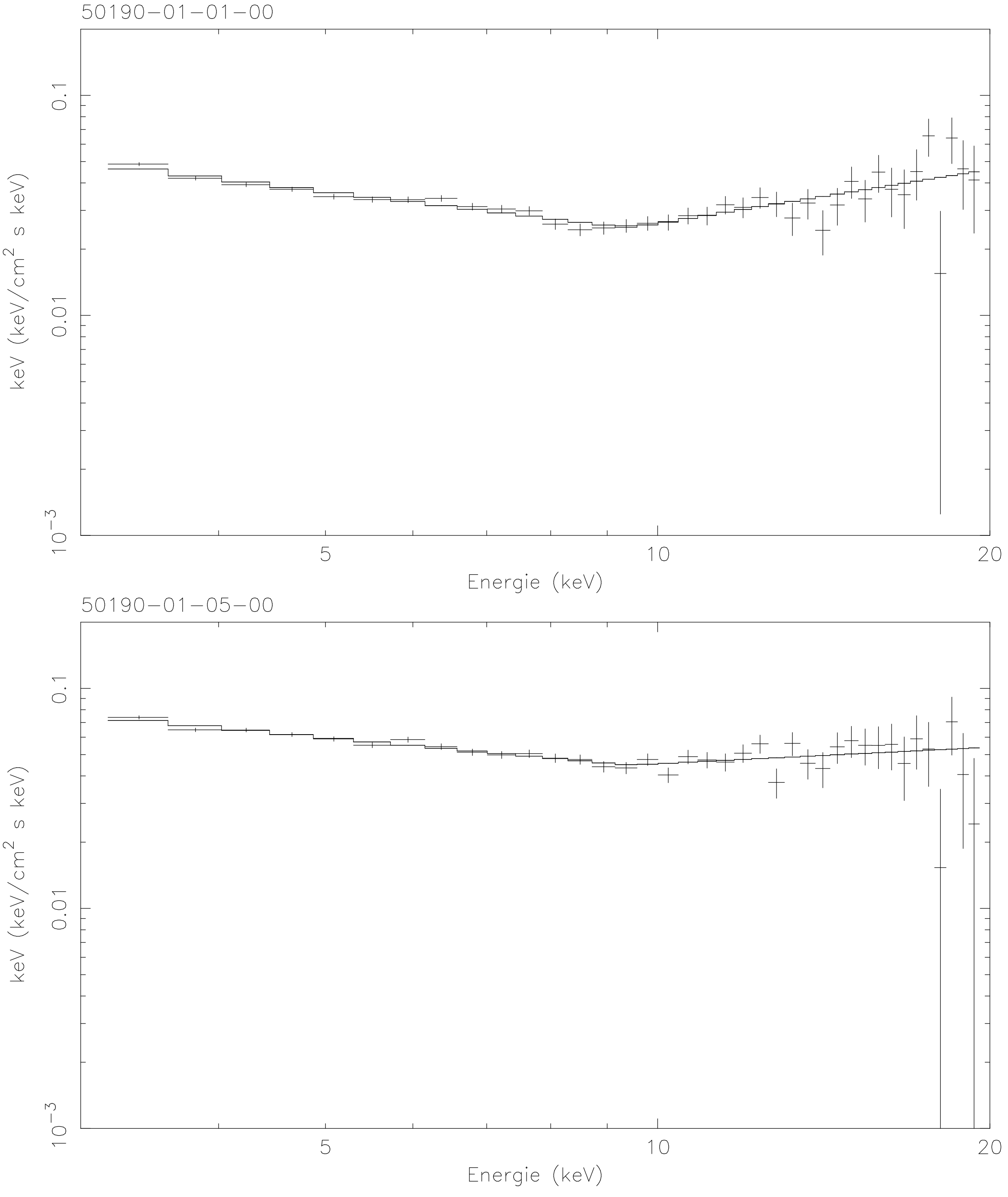

Abbildung 6.9: *Obs. 50190-01-01-00 (oben) und Obs. 50190-01-05-00 (unten). Dargestellt ist das mit* E^2 *multiplizierte reine Quellspektrum (Datenkreuze) und die Anpassung mit einem abknickendem Potenzgesetz (durchgezogenes Histogramm).*

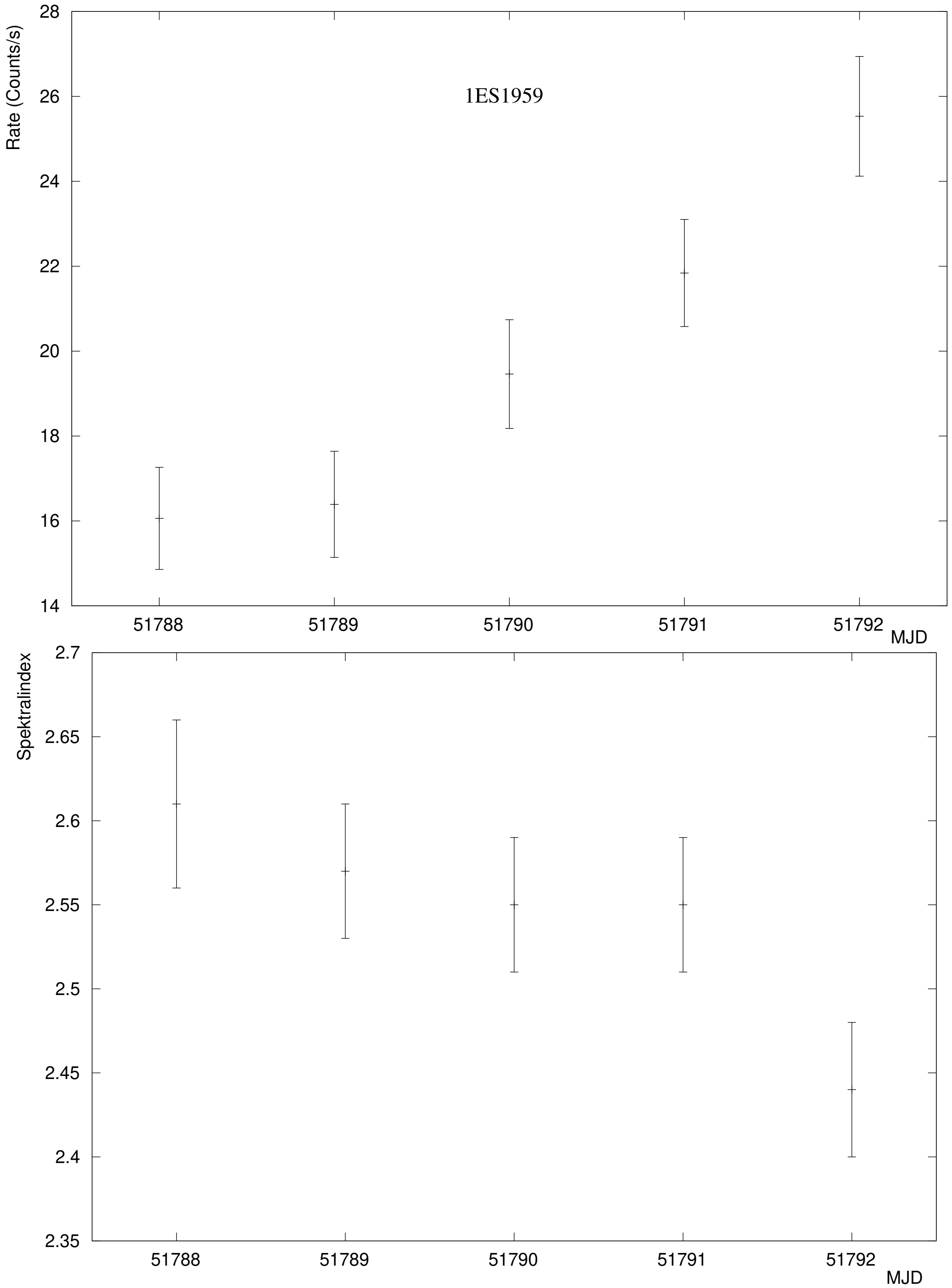

Abbildung 6.10: *Oben: Die nachtweise gebinnte Lichtkurve im Energiebereich 2-10 keV. Aufgetragen sind die Messdaten des PCA-Detektors. Unten: Der nachtweise ermittelte Spektralindex im gleichen Energiebereich.*

Kapitel 7

HEGRA-Beobachtungen von 1ES1959+650

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Auswertung der HEGRA-Beobachtungen des Blazares 1ES1959. Die Beobachtungen wurden im Sommer 2000 mit dem stereoskopischen HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystem durchgeführt, wobei das Objekt in diesem Zeitraum erstmalig mit den HEGRA-Systemteleskopen beobachtet wurde.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird der aufgenommene Datensatz von 1ES1959 vorgestellt und die verwendeten Selektionskriterien beschrieben. Im zweiten und dritten Teil folgen die Analyse der Daten und die Auswertung der im Rahmen der Beobachtungskampagne in verschiedenen Energiebereichen durchgeführten Beobachtungen sowie die Vorstellung der Ergebnisse.

7.1 Der verwendete Datensatz

Der Zeitraum der Beobachtungen des Objektes 1ES1959 erstreckt sich von Ende Juli bis Anfang September 2000 und umfasst zwei HEGRA-Beobachtungsperioden. Die einzelnen Beobachtungsperioden dauern etwa drei Wochen und liegen jeweils zwischen den Vollmonden zweier Mondphasen. Diese Unterteilung resultiert aus der Tatsache, dass die nachtweisen Messungen nur in der mondfreien Zeit durchgeführt werden. Der Zeitraum Juli/August 2000 entspricht hierbei der Periode 100, der Zeitraum August/September 2000 der Periode 101. Innerhalb dieser Zeit wurden in 13 Nächten Beobachtungen des Objektes 1ES1959 durchgeführt. Die Beobachtungsdauer in den einzelnen Nächten der Beobachtungskampagne liegt zwischen 40 und 120 Minuten und ist so gewählt, dass das Objekt im Bereich der Kulmination beobachtet wird. Die Datennahme erfolgte in etwa zwanzigminütigen Datennahmezyklen, die als Datenruns bezeichnet werden. Die in beiden Beobachtungsperioden insgesamt akkumulierte Beobachtungszeit des Objektes 1ES1959 beträgt etwa 18 Stunden. Der Blazar 1ES1959 ist für das HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystem eine Punktquelle, weshalb die Beobachtungen in dem für Punktquellen üblichen Wobble-Modus (siehe Kap. 5) durchgeführt wurden, so dass keine zusätzlichen OFF-Beobachtungen zur Untergrundbestimmung notwendig sind. Die Untergrunderwartung wird anschließend aus der gemittelten Untergrundrate in der OFF-Region der Kamera bestimmt.

Durch die hohe Deklination des Objektes von + 65° ist der minimale Zenitwinkelabstand von 1ES1959 für Beobachtungen von La Palma (29° N) auf etwa 36° festgelegt. Die Beobachtungen erfolgten im Zenitwinkelbereich von 36° bis 48°. Dieser Winkelbereich ist nicht der Bereich, in dem normalerweise Objekte mit dem IACT-System beobachtet werden, da die Schwellenenergie des Cherenkov-Teleskopsystems mit dem Zenitwinkel ansteigt und daher der beobachtbare Fluss mit zunehmenden Zenitwinkel abfällt. Dies liegt darin begründet, dass der integrale Fluss oberhalb einer Energieschwelle gemessen wird und dieser folglich bei einer höheren Schwellenenergie niedriger ist. Der mittlere Zenitwinkel dieser Beobachtungen liegt bei 40°, dies entspricht für das IACT-System einer Energieschwelle von etwa 1.5 TeV.

Die Beobachtungen von 1ES1959 mit dem HEGRA IACT-System begannen in der Nacht vom 28. zum 29. Juli 2000 in der HEGRA-Beobachtungsperiode 100. Die letzte Beobachtung in Periode 100 erfolgte in der Nacht vom 1. auf den 2. August. Die nachtweise Datennahme wurde wegen eines Waldbrandes in der Nacht vom 30. zum 31. Juli unterbrochen. Insgesamt wurden im Verlauf der Periode 100 etwa 8.2 Stunden Daten von dem Objekt 1ES1959 genommen. Die Qualität der Daten aus Periode 100 ist allerdings durch Wettereinflüsse beeinträchtigt. So herrschte zu Beginn der Beobachtungen Calima, ein warmer Wüstenwind, der größere Staubmengen in die Atmosphäre trägt. Zudem wurden die Beobachtungsbedingungen durch Wolken und später dann auch durch den Rauch des Feuers beeinträchtigt. Dies hatte zur Folge, dass die Systemtriggerrate von üblicherweise etwa 11 Hz bei diesen Zenitwinkeln zur Zeit der Beobachtungen von 1ES1959 auf bis zu 3 Hz abgesunken ist. Die mittlere Triggerrate des Teleskopsystems im Datensatz der Periode 100 beträgt 6.4 Hz. Die Lichtabsorption vermindert jedoch nicht einfach die gemessene Ereignisrate gleichmäßig, sondern verhindert je nach Höhe der lichtabsorbierenden Schichten den Nachweis von niederenergetischeren Schauern. Die Nachweiseffizienz ist daher von spektralen Eigenschaften abhängig, die nicht bekannt sind. So ist weder der Absorptionskoeffizient der Atmosphäre noch das emittierte Quellspektrum vollständig bekannt. Um Verzerrungen der Resultate durch schlechte Datenqualität zu vermeiden und gleichzeitig einen Datensatz mit ausreichender Statistik zu erhalten, wurde ein einheitlicher Schnitt auf die Systemtriggerrate durchgeführt. Die Systemtriggerrate wird hier als Indikator für die Qualität der atmosphärischen Bedingungen zur Zeit der Beobachtung verwendet. Es werden in dieser Analyse nur Datenruns mit einer mittleren Systemtriggerrate von mindestens 6 Hz berücksichtigt. Dieser Schnitt reduziert den Umfang des verwendbaren Datensatzes aus Periode 100 insgesamt um etwa 40%, wobei alle Beobachtungen der Nacht vom 1. auf den 2. August verworfen werden.

Der zweite Teil der Beobachtungskampagne wurde in der HEGRA-Beobachtungsperiode 101 durchgeführt. Die Beobachtung von 1ES1959 begann in der Nacht vom 28. zum 29. August 2000 und dauerte bis zur Nacht auf den 6. September 2000. In dieser Zeit wurde 1ES1959 bis auf die Nacht vom 30. zum 31. August jede Nacht ein bis zwei Stunden beobachtet. Die gesamte Beobachtungszeit in den acht Nächten während der Periode 101 beträgt 10.2 Stunden. Die Zenitwinkelverteilung ähnelt der von Periode 100, so dass auch für diese Beobachtungen die Energieschwelle bei 1.5 TeV liegt. Die Wetterbedingungen waren allerdings wesentlich besser als einen Monat vorher. Die mittlere Triggerrate des Teleskopsystems während der Beobachtungen von 1ES1959 beträgt in dieser Beobachtungsperiode 10.7 Hz und ist im Verlauf der Beobachtungen nahezu konstant. Nur in der Nacht vom 4. zum 5. September ist die Systemtriggerrate wolkenbedingt etwas niedriger, liegt jedoch mit etwa 9 Hz noch über der maximalen Rate aus Periode 100 und weit über dem als Schnittkriterium verwendeten Wert von 6 Hz. Der Datensatz aus Periode 101 ist daher von den Schnitten auf die Systemtriggerrate nicht betroffen.

	Beobachtungszeit (Min)		
Beobachtung	Ohne Schnitte	Ratenschnitt	Alle Schnitte
Periode 100	503	300	285
Periode 101	612	612	609
Gesamt	1115	912	894

Tabelle 7.1: *Akkumulierte Beobachtungszeit auf das Objekt 1ES1959 und nach den im Text beschriebenen Qualitätsschnitten auf die Systemtriggerrate und Beobachtungsbedingungen verbleibende Datennahmezeit.*

Während der gesamten Beobachtungszeit von 1ES1959 arbeiteten die Teleskope fehlerfrei. Alle Datensätze wurden zudem mit fünf Teleskopen aufgenommen. Es werden daher keine weiteren Daten aufgrund von Hardwaredefekten verworfen und der Datensatz kann einheitlich analysiert werden. Einige Datenruns sind jedoch durch Scheinwerferlicht vorbeifahrender Autos beeinflusst. Dies führt zu einem Anstieg der Pixelströme und bei starker Einstrahlung zu einer Notabschaltung der betroffenen Teleskope. Ein einzelner Datenrun wurde außerdem vorzeitig durch einen Stromausfall beendet. Die durch aufgetretene Störungen vorzeitig abgebrochenen Datenruns werden verworfen und finden in der Analyse keine Berücksichtigung. Der gesamte Datensatz umfasst nach Schnitten 45 Datenruns, die jeweils etwa 20 Minuten Datennahmenzeit beinhalten. Dies ergibt insgesamt etwa 15 Stunden Beobachtungszeit von 1ES1959 (siehe Tabelle 7.1), die in dieser Analyse verwendet werden.

7.2 Auswertung des Datensatzes

Die großen Zenitwinkel bei den Beobachtungen von 1ES1959 erfordern eine Neubestimmung der Schnittkriterien, die zur Anreicherung von photonischen Ereignissen im Datensatz notwendig sind. Zur Bestimmung der optimalen Schnittbedingungen auf ausgewählte Bildparameter und zur Berechnung oberer Flussgrenzen wird ein Vergleichsdatensatz des Krebs-Nebels (Crab) verwendet. Der Krebs-Nebel dient der TeV-Astronomie auf der Nordhemisphäre als Standardquelle, da er mit konstanter Rate und bekanntem Spektrum Photonen in diesem Energiebereich emittiert. Zudem ist der Krebs-Nebel ebenso wie 1ES1959 für das HEGRA-Cherenkov-Teleskopsystem eine Punktquelle.

Als Vergleichsdatensatz wird ein Datensatz des Krebs-Nebels benötigt, der im gleichen Beobachtungsmodus, unter guten Beobachtungsbedingungen und in einem möglichst ähnlichem Zenitwinkelbereich aufgenommen wurde. Die meisten verfügbaren Crab-Daten mit gleichem Beobachtungsmodus und gleicher Hardwarekonfiguration sind jedoch unter wesentlich kleineren Zenitwinkeln genommen worden. Zur Erstellung des Vergleichsdatensatzes wurden Crab-runs selektiert, die bei Datennahmebeginn einen Zenitwinkel von größer als 30° besitzen, unter guten Beobachtungsbedingungen aufgenommen wurden (Systemtriggerrate > 10 Hz) und nicht durch Störungen abgebrochen wurden.

Der erstellte Vergleichsdatensatz des Krebs-Nebels enthält zehn Datenruns, also etwa drei Stunden Beobachtungszeit und stammt aus nahezu zeitgleichen Beobachtungen in der Zeit von September bis Dezember 2000. Die Zenitwinkelverteilung der Vergleichsdaten überdeckt etwa den gleichen Winkelbereich wie die Verteilung der Daten von 1ES1959. Die ausgewertete Datennahmezeit des Vergleichsdatensatzes ist zwar kürzer als die von 1ES1959, doch durch die Stärke des TeV-Flusses vom Krebs-Nebel ist eine für Kalibrationszwecke verwendbare Photonenstatistik vorhanden. Ein erweiterter Vergleichsdatensatz ist nur auf Kosten einer Verschlechterung der Zenitwinkelbereichsübereinstimmung zu erhalten. Dies würde aufgrund der zenitwinkelabhängigen Energieschwelle und Ereignisrate des Teleskopsystems die Ergebnisse verfälschen, weshalb hierauf verzichtet wird.

Der Vergleichsdatensatz enthält aufgrund der Stärke des TeV-Signals vom Krebs-Nebel mehr Quellphotonen, als der etwa die sechsfache Beobachtungszeit umfassende Datensatz von 1ES1959. Dieser Vergleichsdatensatz ist daher zur Bestimmung der oberen Flussgrenze und der optimalen Schnittparameter ausreichend. Der überdeckte Zenitwinkelbereich reicht ungefähr von 30° bis 50°. Der mittlere Zenitwinkel des Krebs-Nebels während der Beobachtung beträgt etwa 36° und liegt damit leicht unter dem Wert von 1ES1959. Durch den etwas kleineren mittleren Zenitwinkel der Vergleichsdaten wird der Crab-Fluss leicht überschätzt, da kleinere Zenitwinkel für das HEGRA IACT-System einer niedrigeren Energieschwelle entsprechen. Der Crab-Fluss wird später zur Berechnung von oberen Flussgrenzen verwendet, so dass eine leichte Überschätzung des Vergleichsflusses den Wert der oberen Quellflussgrenze zwar etwas erhöht, im Gegensatz zu einer Unterschätzung des Vergleichsflusses aber keine falschen Ergebnisse liefert. Der Vergleichsdatensatz wird ebenfalls zur Optimierung der Schnittparameter verwendet, was nachfolgend beschrieben wird.

Zur Optimierung der auf den Datensatz anzuwendenden Schnittparameter (siehe Kap. 5) wird für verschiedene Schnittbedingungen der entsprechende Qualitätsfaktor und die Signifikanz der Messung berechnet. Die Signifikanz ist ein Maß für die Eindeutigkeit eines Signals im Vergleich zu der Hypothese, dass es sich um eine reine Untergrundmessung handelt. Die Signifikanz σ wird in der Auswertung nach der Formel von Li und Ma [LiM83] bestimmt und errechnet sich nach:

$$\sigma = \sqrt{2} \cdot \sqrt{N_{ON} \log\left(\frac{1+\alpha}{\alpha} \cdot \frac{N_{ON}}{N_{ON} + N_{OFF}}\right) + N_{OFF} \log\left((1+\alpha) \cdot \frac{N_{OFF}}{N_{ON} + N_{OFF}}\right)}$$

N_{ON} und N_{OFF} stehen hierbei für die Ereigniszahlen in der ON- bzw. OFF-Region, α bezeichnet das Größenverhältnis von verwendeter ON- zu OFF-Region.

Der Qualitätsfaktor Q ist ein Maß für die Güte der Schnittbedingungen und entspricht dem Quotienten von γ-Effizienz des Schnittes und Wurzel der Hadronen-Effizienz:

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_{Had}}}$$

Die Effizienzen der Schnitte auf verschiedene Primärteilchensorten sind hierbei durch den Quotienten der entsprechenden Ereigniszahlen nach und vor Anwendung des Schnittes gegeben, wobei die Untergrundereignisse als hadronischen Ereignisse und die Überschussereignisse als γ-Ereignisse angenommen werden. Da die Anzahl der Untergrundereignisse hier aus der gemittelten Untergrunderwartung bestimmt wird, sind die Hadronen-Effizienzen für alle betrachteten Abstandsbereiche gleich und es ergeben sich teilweise nichtganzzahlige Ereigniszahlen.

In dieser Analyse werden zwei Schnitte zur Anreicherung von photonischen Ereignissen in dem Datensatz angewendet. Der erste Schnitt wird auf die mittlere skalierte Bildbreite (mscw) des Luftschauerabbildes durchgeführt, der zweite auf den Winkelabstand der rekonstruierten Herkunftsrichtung zur Richtung der beobachteteten Quellposition.

Der Schnitt auf die mittlere Bildbreite verwirft den Großteil der hadronischen Untergrundereignisse und erhält die meisten γ-Ereignisse im Datensatz, da die Bildbreitenverteilung der mittleren skalierten Bildbreiten von photoneninduzierten Schauerereignissen im Bereich von 1.0 liegt, während hadronische Ereignisse breitere Kamerabilder erzeugen. Da die Bildparameter bei der Abbildung von Luftschauern trotz Skalierung der Ereignisse u.a. vom Zenitwinkel des Objektes während der Beobachtung und der Hardwarekonfiguration abhängen, ist auch der optimale Bildbreitenschnitt hiervon abhängig und für unterschiedliche Beobachtungen neu zu bestimmen.

Weiterhin werden Schnitte auf die rekonstruierte Herkunftsrichtung des Primärteilchens durchgeführt. Die Standardschnitte auf die rekonstruierte Herkunftsrichtung bei der Analyse von HEGRA-Daten liegen bei $\Delta\vartheta^2 < 0.02\,\mathrm{deg}^2$ und $\Delta\vartheta^2 < 0.05\,\mathrm{deg}^2$; dies entspricht Winkelabständen von 0.14° und 0.22°. Um nicht auf Fluktuationen der einzelnen Abstandbins zu optimieren, werden nur diese beiden Werte untersucht. Sie entsprechen dem sogenannten harten und weichen Richtungsschnitt. In Darstellungen der Anzahl der gezählten Ereignisse gegen den Abstand zur Quellposition wird oft der quadrierte Winkelabstand verwendet, da dann gleich lange Achsenabschnitte gleich großen Himmelsregionen entsprechen. Die Angabe des quadrierten Winkelabstandes hat sich daher bei der Analyse von HEGRA-Daten durchgesetzt und wird auch hier verwendet. Die Bildparameterschnitte werden in dieser Arbeit unter Verwendung des Vergleichsdatensatzes optimiert. Mit den sich anhand des Vergleichsdatensatzes ergebenden optimalen Schnittbedingungen wird anschließend der aufgenommene Quelldatensatz von 1ES1959 analysiert.

Die sich ergebenden Ereigniszahlen, Effizienzen der Primärteilchenselektion, Qualitätsfaktoren und Signifikanzen für verschiedene Schnitte auf die erwähnten Bildparameter unter Verwendung des Vergleichsdatensatzes sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Der in die Signifikanzberechnung eingehende Parameter α beträgt hier 0.1 bei dem harten Richtungsschnitt und 0.25 bei dem weichen Richtungsschnitt.

Da es sich bei dieser Analyse primär um eine Signalsuche handelt, werden die Schnittparameter auf die Signifikanz der Messung optimiert. Aus dem Vergleichsdatensatz ergibt sich unabhängig von dem angewendeten Schnitt auf die Bildbreite eine Signaloptimierung bei einem Schnitt auf den Winkelabstand von $\Delta\theta^2 < 0.02\,\mathrm{deg}^2$. Bei der Beobachtung einer Punktquelle liefert der harte Abstandsschnitt in dem hier untersuchten Zenitwinkelbereich, also zwischen 30° und 50°, bei allen Bildbreitenschnitten die besseren Ergebnisse.

Zur Optimierung des Schnittes auf die mittlere skalierte Bildbreite wird dieser zuerst mit den Standardbildbreitenschnitten durchgeführt. Die Schrittweite zwischen den Standardschnittwerten auf die mittlere skalierte Bildbreite beträgt 0.1. Bei Schnittbreiten von 1.2 und mehr, den sogenannten lockeren Bildbreitenschnitten, ist der Untergrundanteil im Datensatz noch recht hoch. Die sehr harten Schnitte bei mittleren skalierten Bildbreiten im Bereich von 1.0 reduzieren die Untergrundrate stark, doch verwerfen diese Schnitte auch einen Großteil der photoneninduzierten Ereignisse und führen bei schwächeren Quellen aufgrund der geringen verbleibenden Ereigniszahlen zu großen statistischen Fehlern. Aus dem Vergleichsdatensatz ergibt sich nach Analyse der Standardschnittbreiten ein optimaler Schnittparameter im

	Crab-Vergleichsdatensatz (204 min)							
Winkelabstand	$\Delta\vartheta^2 < 0.02\,\mathrm{deg}^2$				$\Delta\vartheta^2 < 0.05\,\mathrm{deg}^2$			
mscw-Schnitt	ohne	1.2	1.1	1.0	ohne	1.2	1.1	1.0
Signifikanz	7.01	11.70	12.97	11.02	6.19	9.16	10.23	9.01
ON-Ereignisse	793	194	136	71	1785	322	200	99
Überschußereignisse	190	127	106	60	278	154	125	72
γ-Effizienz	1.0	0.666	0.557	0.317	1.0	0.553	0.450	0.260
Hadronen-Effizienz	1.0	0.112	0.050	0.018	1.0	0.112	0.050	0.018
Qualitätsfaktor	1.0	1.99	2.49	2.36	1.0	1.65	2.01	1.94
Winkelabstand	$\Delta\vartheta^2 < 0.02\,\mathrm{deg}^2$				$\Delta\vartheta^2 < 0.05\,\mathrm{deg}^2$			
mscw-Schnitt	1.12	1.11	1.10	1.09	1.12	1.11	1.10	1.09
Signifikanz	12.93	13.02	12.97	12.93	10.11	10.17	10.23	10.43
ON-Ereignisse	150	143	136	128	225	211	200	189
Überschußereignisse	113	110	106	101	134	129	125	122
γ-Effizienz	0.590	0.579	0.557	0.480	0.463	0.461	0.450	0.440
Hadronen-Effizienz	0.061	0.055	0.050	0.044	0.061	0.055	0.050	0.044
Qualitätsfaktor	2.39	2.47	2.49	2.54	1.87	1.97	2.01	2.10

Tabelle 7.2: *Einfluss verschiedener Schnitte auf ausgewählte Güteparameter. Eingetragen sind die sich aus der Analyse des Vergleichsdatensatzes des Krebs-Nebels ergebenden Werte. Der obere Teil der Tabelle enthält die Ergebnisse nach Standardschnitten, der untere Teil die Ergebnisse der verfeinerten Optimierung des Bildbreitenschnittes.*

mittleren Bereich der verwendeten Werte bei einer mittleren skalierten Bildbreite von 1.1. Die Werte in diesem Bereich wurden genauer untersucht, indem die Schrittweite auf 0.01 heruntergesetzt und erneut eine Parameteroptimierung durchgeführt wurde. Die anhand der Signifikanzoptimierung ermittelte beste Schnittbreite auf die mittlere skalierte Bildbreite liegt nach der verfeinerten Suche bei 1.11.

Bei Betrachtung der anderen Güteparameter nach Anwendung der verschiedenen untersuchten Schnitte fällt auf, dass ein etwas härterer Schnitt auf die mittlere skalierte Bildbreite zwar einen etwas besseren Qualitätsfaktor erreicht, der sich aus der effektiveren Unterdrückung des hadronischen Untergrundes ergibt. Der hiermit verbundene Verlust von Quellphotonen führt jedoch bei einem harten Richtungsschnitt zu einer Verschlechterung des Ergebnisses im Bezug auf die Signifikanzoptimierung. Im Gegensatz dazu führt aus den eben erwähnten Gründen ein etwas härterer Schnitt auf die mittlere skalierte Bildbreite in dem Datensatz mit einem weicheren Richtungsschnitt, der im Vergleich zu dem Datensatz mit hartem Richtungsschnitt einen höheren Untergrundanteil enthält, noch zu einer Verbesserung des Resultates. Zusammengenommen ergeben sich die anhand der oben beschriebenen Qualitätskriterien optimierten Schnittparameter für die Analyse des selektierten Datensatzes von dem Blazar 1ES1959 zu verwendenden Schnittparameter wie folgt:

$$\mathrm{mscw} < 1.11 \quad , \quad \Delta\theta^2 < 0.02\,\mathrm{deg}^2$$

7.3 Ergebnisse der HEGRA-Beobachtung von 1ES1959

Die Signalsuche in der HEGRA-Beobachtung des Objektes 1ES1959 wird mit dem gesamten Datensatz und einheitlichen Schnitten durchgeführt, um eine möglichst große Ereigniszahl zur Verfügung zu haben. Um eventuelle Unterschiede zwischen den Datensätzen der beiden Beobachtungsperioden in Bezug auf Schnitteffizienzen oder Quellstärke zu untersuchen, werden die Analysen ebenfalls mit den nach Beobachtungsperioden getrennten Datensätzen durchgeführt. Die Tabellen 7.3 bis 7.5 fassen einige Ergebnisse der Auswertung der Daten von 1ES1959 zusammen. Eingetragen sind für verschiedene Schnitte auf die Herkunftsrichtung und die mittlere skalierte Bildbreite jeweils die Anzahl der Ereignisse in der Signalregion, die Anzahl der Überschussereignisse im Vergleich zur Untergrunderwartung und die sich ergebende Signifikanz der Beobachtung in Standardabweichungen von der Nullhypothese. Die eingetragenen Bildbreitenschnitte entsprechen einigen Standardschnittwerten, die Zeile mit dem Bildbreitenschnitt mscw < 1.11 enthält die Ergebnisse, die mit dem anhand des Vergleichsdatensatzes optimierten Wert berechnet wurden.

	Winkelabstand $\Delta\vartheta^2 < 0.02$			Winkelabstand $\Delta\vartheta^2 < 0.05$		
Schnitte	ON-Ereignisse	Exzess	Signifikanz	ON-Ereignisse	Exzess	Signifikanz
Ohne	544	51.6	2.18	1312	81	2.04
mscw<1.2	75	21.5	2.63	161	27.3	2.03
mscw<1.11	**41**	**16.9**	**2.95**	**85**	**24.8**	**2.65**
mscw<1.0	16	8.9	2.69	27	9.3	1.79

Tabelle 7.3: *Analyseergebnisse der Daten aus Periode 100 (285 min)*

	Winkelabstand $\Delta\vartheta^2 < 0.02$			Winkelabstand $\Delta\vartheta^2 < 0.05$		
Schnitte	ON-Ereignisse	Exzess	Signifikanz	ON-Ereignisse	Exzess	Signifikanz
Ohne	1613	81.4	1.96	3895	66	0.95
mscw<1.2	215	27.2	1.85	512	42.5	1.72
mscw<1.11	**112**	**20.6**	**1.98**	**263**	**34.5**	**1.98**
mscw<1.0	41	9.6	1.55	88	9.5	0.94

Tabelle 7.4: *Analyseergebnisse der Daten aus Periode 101 (609 min)*

Die Analyse des Gesamtdatensatzes von 1ES1959 mit den optimierten Schnittparametern ergibt einen Überschuss von 37.5 Ereignissen bei einem Untergrund von 115.5 Ereignissen. Dies entspricht einer Signifikanz der Messung von 3.15 Standardabweichungen (σ).

Im Vergleich zum Crab-Datensatz ergibt sich allerdings eine wesentlich geringere Signifikanzsteigerung durch die angewendeten Schnitte auf die Bildparameter. So liegt das Verhältnis der Signifikanzen vor und nach Anwendung der optimierten Schnitte für den Crab-Datensatz bei 1.86, bei den Daten von 1ES1959 nur bei 1.13. Dagegen ergibt der Vergleich der Signifikanzsteigerung bei Verwendung des weichen Richtungsschnittes vergleichbare Ergebnisse mit Verhältnissen der Signifikanzen vor und nach Schnitten von 1.64 bei den

	Winkelabstand $\Delta\vartheta^2 < 0.02$			Winkelabstand $\Delta\vartheta^2 < 0.05$		
Schnitte	ON-Ereignisse	Exzess	Signifikanz	ON-Ereignisse	Exzess	Signifikanz
Ohne	2157	133	2.79	5207	147	1.84
mscw<1.2	290	48.7	2.89	673	69.8	2.48
mscw<1.11	**153**	**37.5**	**3.15**	**348**	**59.3**	**3.00**
mscw<1.0	57	18.5	2.63	115	18.8	1.65

Tabelle 7.5: *Analyseergebnisse des gesamten Datensatzes (894 min) der im Sommer 2000 durchgeführten HEGRA-Beobachtungen von 1ES1959.*

Crab-Daten und 1.63 bei den Daten von 1ES1959. Dieses Verhalten spiegelt sich auch im Verhältnis der Signifikanzen mit dem optimierten Schnitt (mscw < 1.11) auf die Bildbreite und unterschiedlichem, also weichem und hartem, Richtungsschnitt wider. Es liegt für die Daten von 1ES1959 bei 1.05, für die Crab-Daten bei 1.28. Der Verlauf der Signifikanz nach Bildbreitenschnitt gegen den Abstand der rekonstruierten Herkunftsrichtung von der Quellposition ist also bei den Daten von 1ES1959 flacher als bei dem Crab-Datensatz. Die Verteilung der Überschussereignisse ist folglich nicht so stark zur Quellposition hin konzentriert. Es ergibt sich für die Daten von 1ES1959 bei Verwendung des gleichen Bildbreitenschnittes (mscw < 1.11) und eines weichen Richtungsschnittes ($\Delta\theta^2 < 0.05\,\mathrm{deg}^2$) ein Überschuss von 59.3 Ereignissen bei einem Untergrund von 288.7 Ereignissen; dies entspricht einer Signifikanz von 3.0 σ.

Datensatz	ON-Ereignisse	Exzess	Signifikanz
P 100	41	16.9	2.95
P 101	112	20.6	1.98
Gesamt	153	37.5	3.15

Tabelle 7.6: *Ergebnisse der Signalsuche in den HEGRA-Beobachtungen des Blazares 1ES1959 nach Anwendung der optimierten Schnitte.*

Die separate Betrachtung des in der Beobachtungsperiode 101 aufgenommenen Datensatzes zeigt, dass hier die Signifikanz der Messung nach einem Bildbreitenschnitt mit mscw < 1.11 für die beiden Richtungsschnitte gleich groß ist (siehe Tab. 7.4). Das Verhältnis der Signifikanz nach dem optimierten Bildbreitenschnitt im Vergleich zur Signifikanz ohne Bildbreitenschnitt beträgt beim harten Richtungsschnitt 1.01, beim weichen Richtungsschnitt dagegen 2.08. Im Datensatz dieser Beobachtungsperiode finden sich im Gegensatz zum Datensatz der Periode 100 oder des Crab-Datensatzes nach einem harten Richtungsschnitt mehr Überschussereignisse als nach dem weichen Richtungssschnitt. Nach lockeren Schnitten auf die Bildbreite (mscw < 1.2) hat sich das Verhältnis umgekehrt und nach einem sehr harten Schnitt auf die Bildbreite (mscw < 1.0) sind beide Werte etwa gleich groß.

Eine schwache Effizienz der angewendeten Schnitte zur Anreicherung von γ-Ereignissen kann unterschiedliche Ursachen haben. Zum einen ist es möglich, dass es sich bei den Überschussereignissen zumindest teilweise um eine Fluktuation des Untergrundes handelt, da die

Anzahl der Untergrundereignisse durch die Schnitte gleichmässig reduziert wird. So liegt die „γ-Effizienz“ der optimierten Schnitte für die Crab-Daten bei 58%, für 1ES1959 jedoch nur bei 28%. Dieser Wert liegt zwar deutlich über der Hadronen-Effizienz, die nach Anwendung der optimierten Schnitte in den Datensätzen bei 5% (Crab) bzw. 6% (1ES1959) liegt, doch scheint zumindest ein Teil der Überschussereignisse in den Daten von 1ES1959 auf Fluktuationen des Untergrundes zurückzuführen zu sein. Da allerdings auch keine Reduzierung der Signifikanz durch die Schnitte auftritt, ist eine reine Untergrundhypothese unwahrscheinlich. Zum anderen ist es möglich, dass die bei der Bestimmung der mittleren Bildbreiten verwendeten Skalierungsgrößen in diesem Zenitwinkelbereich Ungenauigkeiten aufweisen, die die Selektionseffizienz der Schnitte vermindern. Diese Hypothese wird dadurch gestützt, dass der Effekt der geringeren Signifikanzsteigerung durch die Bildbreitenschnitte in beiden Datensätzen des Objektes 1ES1959 auftritt und bei Verwendung von weichen Abstandsschnitten eine Signifikanzsteigerung zu beobachten ist. Andererseits sind die Zenitwinkel bei den Daten von 1ES1959 vergleichbar mit denen der verwendeten Crab-Daten, so dass eventuelle Ungenauigkeiten in den verwendeten Skalierungsgrößen keine sehr unterschiedlichen Effekte hervorrufen sollten. Jedoch ist das Verhältnis von Untergrund- zu Überschussereignissen in den beiden Datensätzen nach Anwendung der optimierten Schnitte sehr unterschiedlich. Der Crab-Datensatz enthält nach Schnitten 110 Überschuss- und 33 Untergrundereignisse, der Datensatz von 1ES1959 dagegen 38 Überschuss- und 116 Untergrundereignisse.

Insgesamt legen die Untersuchungen der Ergebnisse der angewendeten Schnitte auf die verschiedenen Datensätze die Vermutung nahe, dass die Separation von γ-Ereignissen bei großen Zenitwinkeln (über 30°) weniger effektiv als bei kleineren Zenitwinkel ist. Zudem scheint der Ereignisüberschuss im unbearbeiteten Datensatz von 1ES1959 kein ausschließlicher γ-Überschuss zu sein. Beide Effekte zusammengenommen bewirken die festgestellte geringere Signifikanzsteigerung im Datensatz von 1ES1959 durch die angewendeten Schnitte.

In Abbildung 7.1 ist die gemessene Ereignisverteilung aus Richtung des Objektes 1ES1959 in der gesamten ON-Region der Kamera dargestellt. Eingetragen sind die Ereignisse pro Abstandsbin ohne Schnitte und nach zwei verschiedenen Schnitten auf die mittlere skalierte Bildbreite im Vergleich zur mittleren Untergrundrate. Die ausgewählte Signalregion reicht bis zu einem Winkelabstandsquadrat von $0.02\,\mathrm{deg}^2$ und liegt am linken Ende der dargestellten Verteilungen. Die Abbildung 7.2 zeigt die im Verlauf der Beobachtungskampagne akkumulierten Überschussereignisse des Blazares 1ES1959 nach Anwendung des optimierten Schnittes auf die mittlere skalierte Bildbreite im Abstandsbereich bis $\Delta\theta^2 < 0.1\,\mathrm{deg}^2$. Tabelle 7.6 fasst die Ergebnisse der Signalsuche nach Anwendung der optimierten Schnitte in den Datensätzen von 1ES1959 zusammen.

Unter der Annahme, dass es sich bei den Überschussereignissen um TeV-Photonen von 1ES1959 handelt, kann ein entsprechendes Flussniveau von 1ES1959 berechnet werden. Zur Berücksichtigung unterschiedlicher Beobachtungsbedingungen und Messzeiten werden die Überschussereignisse des jeweiligen Datensatzes mit den Untergrundereignissen desselben Datensatzes skaliert. Die Werte von 1ES1959 werden mit den entsprechenden Werten des Crab-Vergleichsdatensatzes verglichen, so dass sich der Fluss in Einheiten des Crab-Flusses ergibt. Die Bestimmung der Flüsse in Einheiten des Crab-Flusses nach Anwendung der für die Signalsuche optimierten Schnitte ergibt für die Daten aus Periode 100 einen wesentlich höheren mittleren Fluss als für die Daten der Periode 101. Im Mittel betrug der Fluss von

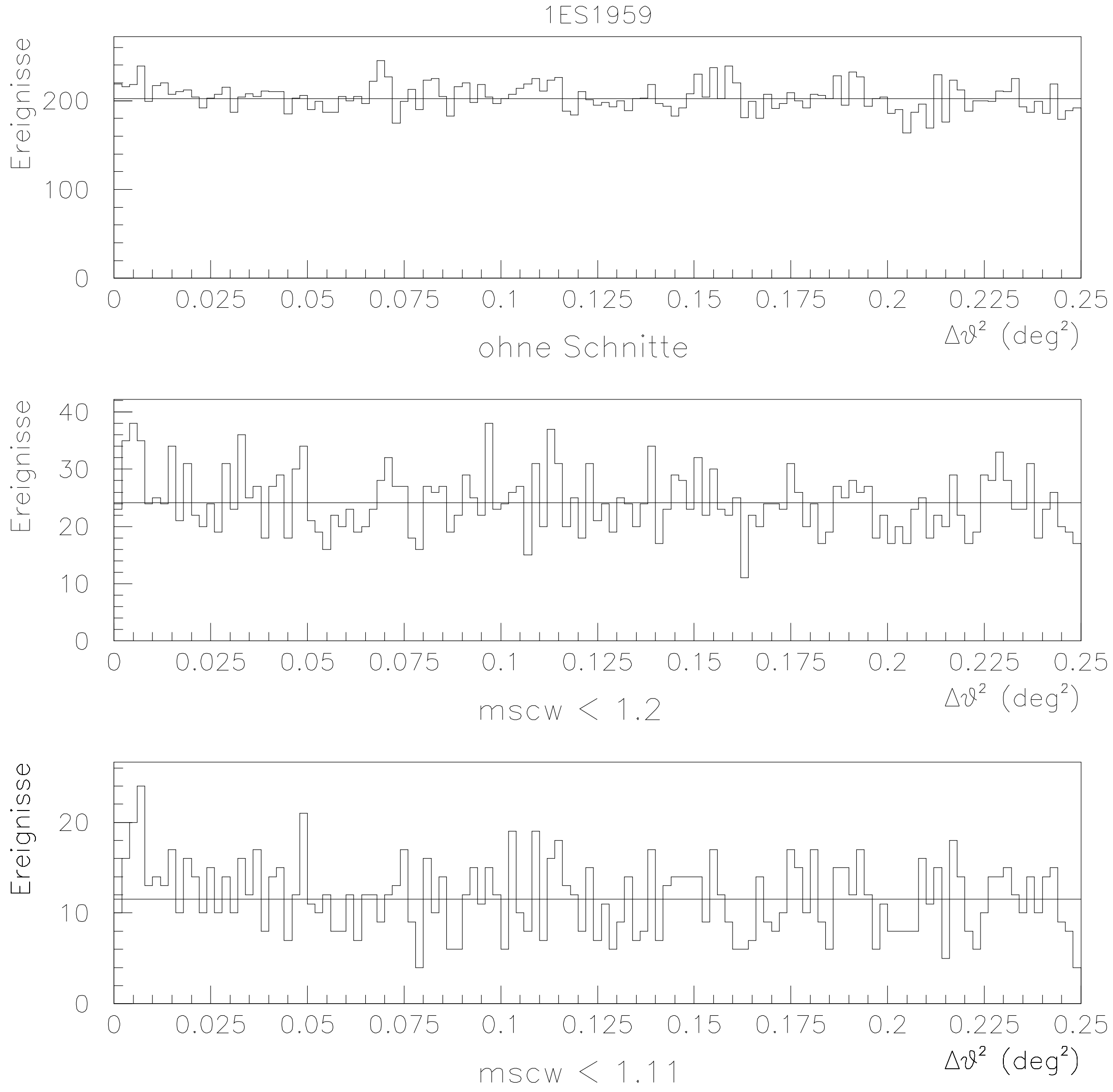

Abbildung 7.1: *Die gesamte ON-Region der Kamera nach verschiedenen Schnitten auf die mittlere skalierte Bildbreite. Eingetragen sind die Ereignisse des gesamten Datensatzes gegen den quadrierten Winkelabstand. Die mittlere Untergrundrate ist jeweils als horizontale Linie eingezeichnet.*

1ES1959 nach dieser Auswertung 0.10±0.02 Crab, in den einzelnen Beobachtungsperioden ergibt sich eine Rate von 0.18±0.05 Crab in Periode 100 bzw. 0.08±0.02 Crab in Periode 101. Die gemessenen Flüsse während der HEGRA-Beobachtungen des Jahres 2000 liegen somit deutlich unter den Werten, die teilweise mit dem Seven Telescope Array gemessen wurden. In den Zeitbereichen des Jahres 1998, in denen der Nachweis des Objektes im TeV-Bereich von dem Seven Telescope Array erfolgte, lag der gemessene mittlere Fluss von 1ES1959 weit über dem Crab-Fluss.

Um eventuelle Flussänderungen von 1ES1959 im TeV-Bereich im Verlauf der Beobachtun-

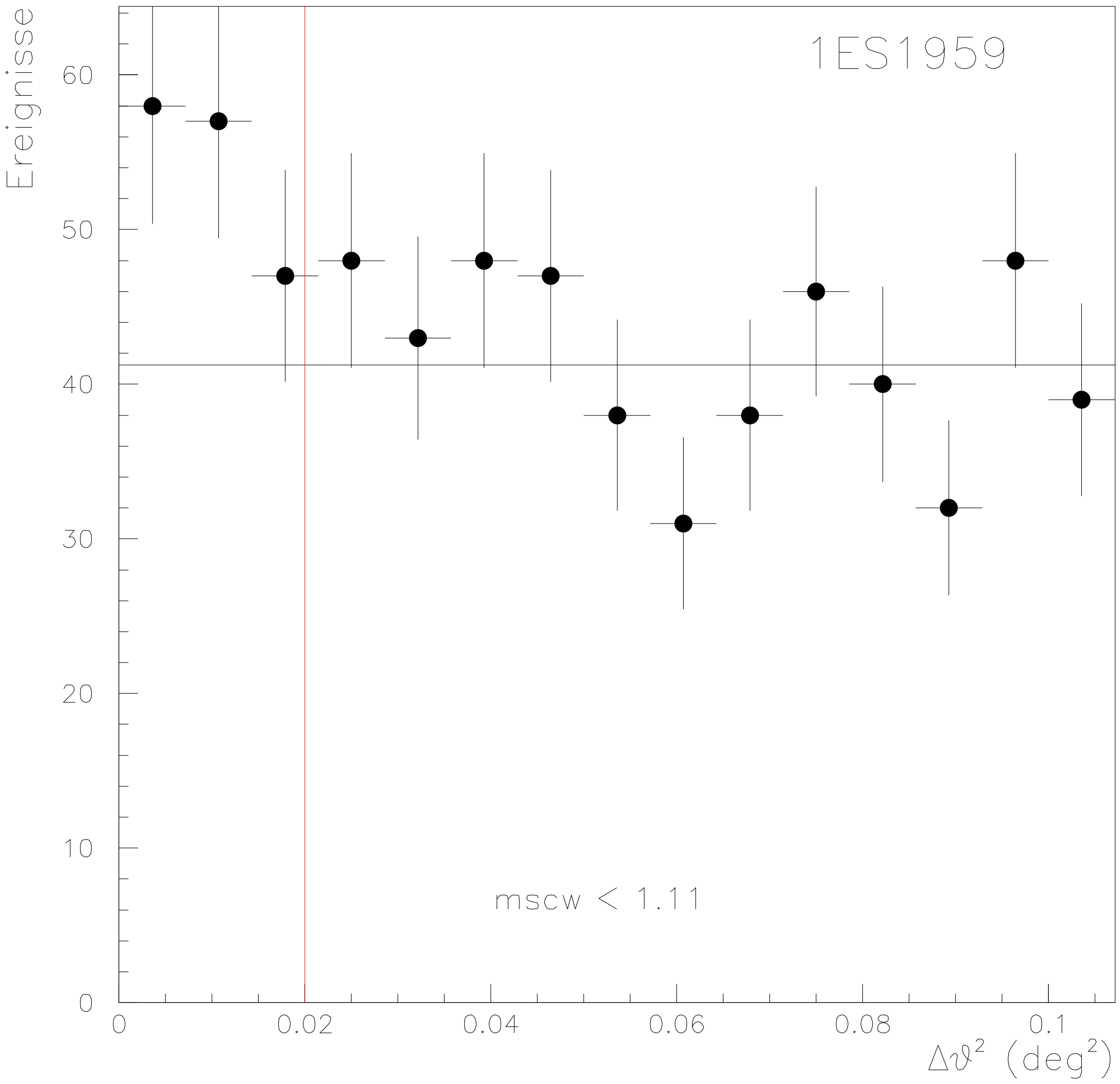

Abbildung 7.2: *Der zentrale Bereich der ON-Region nach Durchführung des Bildbreitenschnittes. Dargestellt ist die Ereignisrate pro Abstandsbin mit Fehler. Die Signalregion ist durch die vertikale Linie gekennzeichnet. Gut erkennbar ist der Ereignisüberschuss, der über die verwendete Signalregion hinaus bis zu einem Abstand von* 0.05 *deg*^{2} *reicht. Die horizontale Linie entspricht der mittleren Untergrundrate.*

gen in den einzelnen Beobachtungsperioden zu untersuchen, wird die als Quellfluss angenommene Überschussereignisrate nachtweise gebinnt und deren Verlauf mit der Beobachtungszeit dargestellt (siehe Abb. 7.3 und 7.4). Der Einfluss unterschiedlicher Zenitwinkel und Beobachtungsbedingungen auf die Ereignisrate in den einzelnen Nächten kann wiederum dadurch ausgeglichen werden, dass der Quellfluss jeweils mit der nachtweisen Untergrundrate skaliert wird, wobei die Untergrunderwartung ohne Schnitte auf Bildparameter ermittelt wird. Hierbei wird zur Minimierung statistischer Fehler die Rate einer erweiterten Untergrundregion verwendet. Bei dieser Skalierung wird die Annahme gemacht, dass das Quellspektrum

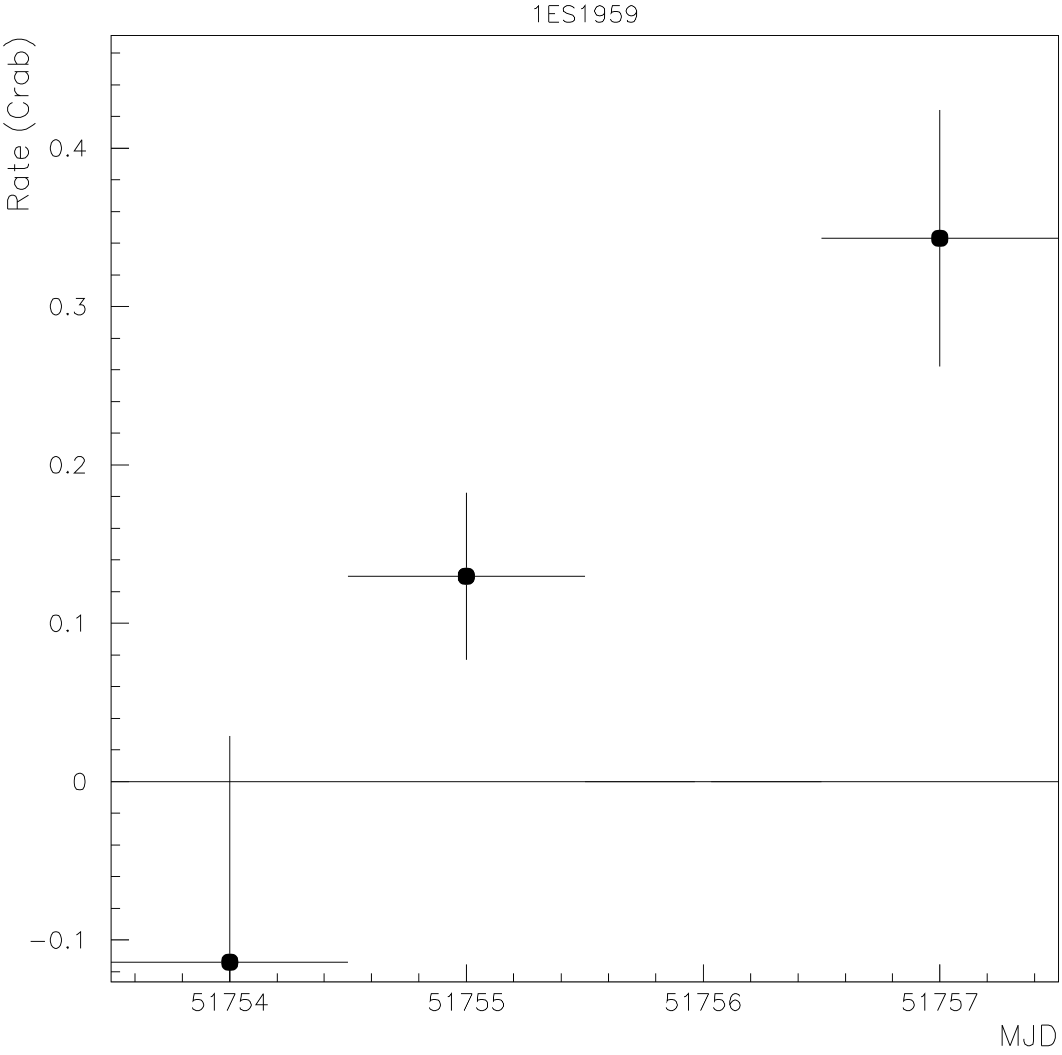

Abbildung 7.3: *Lichtkurve von 1ES1959 im Verlauf der Beobachtungsperiode 100. Aufgetragen sind die als Quellphotonen angenommenen und mit der Untergrundrate skalierten Überschussereignisse gegen das modifizierte Julianische Datum. Für eine Nacht (MJD=51756) liegen keine auswertbaren Daten vor.*

einen ähnlichen Verlauf wie das Untergrundspektrum besitzt, so dass atmosphärische Eigenschaften und Wettereinflüsse die beiden Ereignisraten etwa gleich beeinflussen. Aus dem Vergleichsdatensatz wird der untergrundratenskalierte mittlere Fluss des Krebs-Nebels berechnet, so dass die Umrechnung der Überschussereignisse in Einheiten des Crab-Flusses durch eine einfache Multiplikation möglich ist. Die Flusskurven der beiden Beobachtungsperioden zeigen Variationen des Flussniveaus auf der Zeitskala von Tagen.

In den Beobachtungen der Periode 100 zeigt sich ein Anstieg des Flusses über einen Zeitraum von drei Tagen. In der ersten Beobachtungsnacht zeigt das Objekt keinen Überschuss, sondern ein Ereignisdefizit, welches innerhalb des Fehlerintervalls mit der Nullhypothese verträglich ist. Im Verlauf der Beobachtungen steigt das Flussviveau auf etwa 0.34 ± 0.08 Crab.

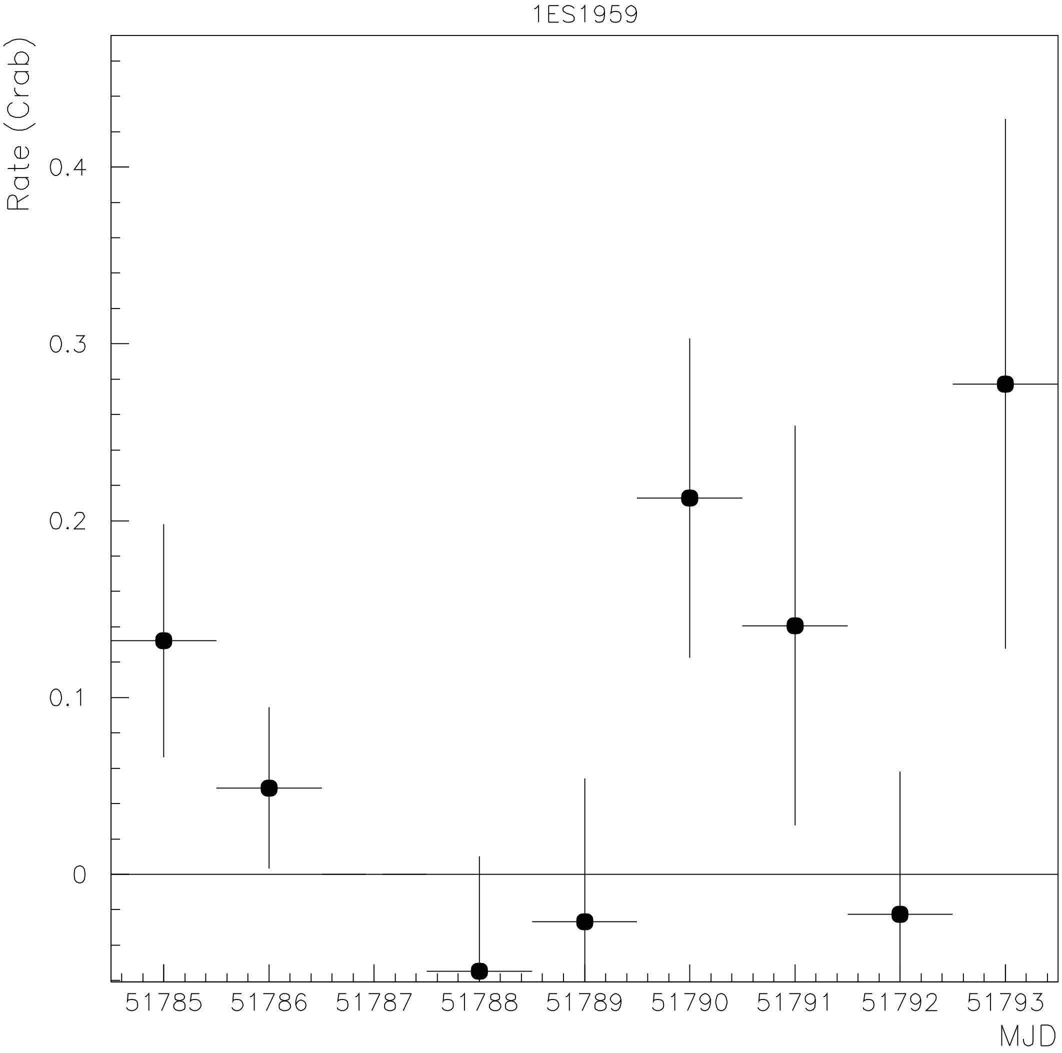

Abbildung 7.4: *Lichtkurve von 1ES1959 im Verlauf der Beobachtungsperiode 101. Aufgetragen sind die als Quellphotonen angenommenen und mit der Untergrundrate skalierten Überschussereignisse gegen das modifizierte Julianische Datum. In einer Nacht (MJD=51787) wurden keine Beobachtungen durchgeführt.*

Der Flussverlauf in Periode 101 zeigt ebenfalls Variationen. In der ersten Beobachtungsnacht liegt der Fluss bei 0.13 ± 0.07 Crab und fällt dann innerhalb von drei Tagen auf einen nullverträglichen Wert ab. Zu diesem Zeitpunkt begann auch die gleichzeitige Beobachtung des Objektes mit dem RXTE-Satellitenexperiment. Es folgt ein Wiederanstieg des Flussniveaus im Verlauf der folgenden fünf Beobachtungsnächte. Es ist während des Anstiegs in einer Nacht (MJD=51792) ein deutlich niedrigerer Fluss im Vergleich zu den anderen Nächten in diesem Zeitbereich gemessen worden. Dieser Effekt könnte durch die schlechteren Beobachtungsbedingungen, die in dieser Nacht herrschten, herzorgerufen worden sein. Zwar wurde auch schon in der vorhergehenden Nacht ein leichtes Absinken des Flusses festgestellt, doch ist im Bereich der Fehler auch ein konstanter Fluss im Vergleich zum Vortag möglich. Der höchste Fluss in Beobachtungsperiode 101 wurde in der letzten Nacht gemessen und liegt bei 0.28 ± 0.15 Crab. Hieraus lässt sich die Schlußfolgerung ziehen, dass das Objekt zur Zeit der HEGRA-Beobachtungen ein variables Flussniveau im TeV-Bereich gezeigt hat.

Ein Vergleich der HEGRA-Resultate mit den Ergebnissen der Beobachtung des Objektes 1ES1959 mit dem Seven Telescope Array im Jahre 1998 und die Untersuchung von Korrelationen der Flüsse im TeV-Bereich und im Röntgenbereich erfolgt in Kapitel 8.

Die Beobachtung des Blazares 1ES1959 mit dem HEGRA IACT-System im Sommer 2000 zeigt einen Ereignisüberschuss mit einer Signifikanz von $3.2\,\sigma$, aber kein eindeutiges TeV-Signal mit der geforderten Signifikanz von $5\,\sigma$. Aus den genommenen Daten wird daher eine obere Flussgrenze [Hel83] des Objektes 1ES1959 berechnet. Sie entspricht hier dem maximalen integralen Quellfluss oberhalb einer Energieschwelle, der noch mit den Meßergebnissen verträglich ist. Hierzu wird neben dem Quelldatensatz wieder der Vergleichsdatensatz des Krebs-Nebels verwendet, so dass die obere Flussgrenze in Einheiten des Crab-Flusses angegeben wird. Da eine obere Grenze auf einem bestimmten Vertrauensniveau berechnet wird, werden auch der maximale Quellfluss und der minimale Crab-Fluss auf einem bestimmten Vertrauensniveau berechnet, woraus sich die obere Flussgrenze (engl. Upper Limit, kurz U.L.) in Einheiten des Crab-Flusses wie folgt ergibt:

$$U.L. = \frac{Max_{Quelle}}{Min_{Crab}} \cdot \frac{T_{Crab}}{T_{Quelle}}$$

Die Größen T_{Crab} und T_{Quelle} bezeichnen die in die Bestimmung der Flüsse eingehende Beobachtungszeit des Objektes bzw. der Vergleichsquelle. Die Ereignisüberschüsse Max_{Quelle} und Min_{Crab} werden hier mit einem Vertrauensniveau von 90% berechnet, so dass auch für die obere Flussgrenze ein Vertrauensniveau von 90% gilt. Die sich aus den HEGRA-Beobachtungen ergebende obere Flussgrenze des Objektes 1ES1959 für Energien oberhalb von 1.5 TeV beträgt:

$$U.L._{90\%} = 0.13\,Crab$$

Unter Verwendung des Crab-Spektrums [Aha00] ergibt sich die obere Flussgrenze in absoluten Einheiten zu:

$$U.L._{90\%} = 1.2 \cdot 10^{-12}\,Photonen\,cm^{-2}\,s^{-1}$$

Dieser Wert entspricht etwa einem Fluss von einem Photon pro m^2 in 4 Jahren.

Kapitel 8

Interpretation der Ergebnisse und Vergleich mit anderen Messungen

Im ersten Teil dieses Kapitels werden die Ergebnisse der HEGRA-Beobachtungen des Blazares 1ES1959 im Jahre 2000 denen anderer Experimente aus den vorherigen Jahren gegenübergestellt. Von besonderem Interesse ist hierbei der Nachweis des Objektes im TeV-Bereich durch das Utah Seven Telescope Array, im folgenden kurz als 7TA bezeichnet. Schon bei dieser Untersuchung werden die entsprechenden Daten des ASM-Detektors in die Betrachtungen mit einbezogen.

Im zweiten Teil folgt eine vergleichende Betrachtung der zeitgleich aufgenommenen Daten von HEGRA und RXTE, um Korrelationen zwischen den Flüssen in den beiden vermessenen Energiebereichen genauer zu untersuchen. Da nur für einen kleinen Teil der HEGRA-Beobachtungen zeitgleiche, gerichtete Beobachtungen von 1ES1959 mit RXTE stattgefunden haben bzw. entsprechende Daten des PCA-Detektors verfügbar sind und auch keine Daten gerichteter Röntgenbeobachtungen für die Zeit der Beobachtung von 1ES1959 mit dem 7TA vorhanden sind, werden auch hier zusätzlich die ASM-Daten verwendet.

Der dritte Teil interpretiert den beobachteten spektralen Verlauf von 1ES1959 im Zusammenhang mit den gängigen Modellen von Blazaren und stellt einen Vergleich mit den Ergebnissen der ebenfalls von HEGRA und RXTE durchgeführten zeitgleichen Beobachtung des Blazares Mrk 501 vor.

Bei den hier angestellten Betrachtungen werden die mit dem HEGRA IACT-System gemessenen Überschussereignisse als Signal von 1ES1959 gewertet.

8.1 Vergleich mit weiteren TeV-Beobachtungen

Um sich einen Überblick von dem Flussniveau des Objektes 1ES1959 während der verschiedenen Beobachtungen, insbesondere der von HEGRA und dem 7TA zu machen, wird der mit dem ASM-Detektor gemessene Fluss während dieser Zeiten aufgetragen. Da nach den Ergebnissen von anderen Blazarbeobachtungen möglicherweise eine Korrelation zwischen den Flüssen im Röntgen- und TeV-Bereich existiert, kann das gemessene Röntgenflussniveau ein gutes Indiz für den Aktivitätszustand des Objektes sein, der auch im hochenergetischen Bereich zu Flussänderungen führt und damit die Beobachtbarkeit des Objektes mit Cherenkov-

Teleskopen beeinflusst. Zur Untersuchung eventueller Korrelationen werden die Ergebnisse der bisherigen Beobachtungen im TeV-Bereich mit Flusskurven zeitgleicher Röntgenmessungen verglichen. Es wird auf die Messergebnisse des ASM-Detektors zurückgegriffen, da diese für den gesamten Zeitraum der beiden hier betrachteten TeV-Beobachtungen vorliegen. Bei der Verwendung von ASM-Daten ist zu berücksichtigen, dass die Genauigkeit der ASM-Messungen nicht die der PCA-Messungen erreicht. Zudem wurde der ASM zur kontinuierlichen Beobachtung des Aktivitätszustandes aller hellen Röntgenquellen am Himmel entwickelt und besitzt daher nicht die Sensitivität des PCA-Detektors.

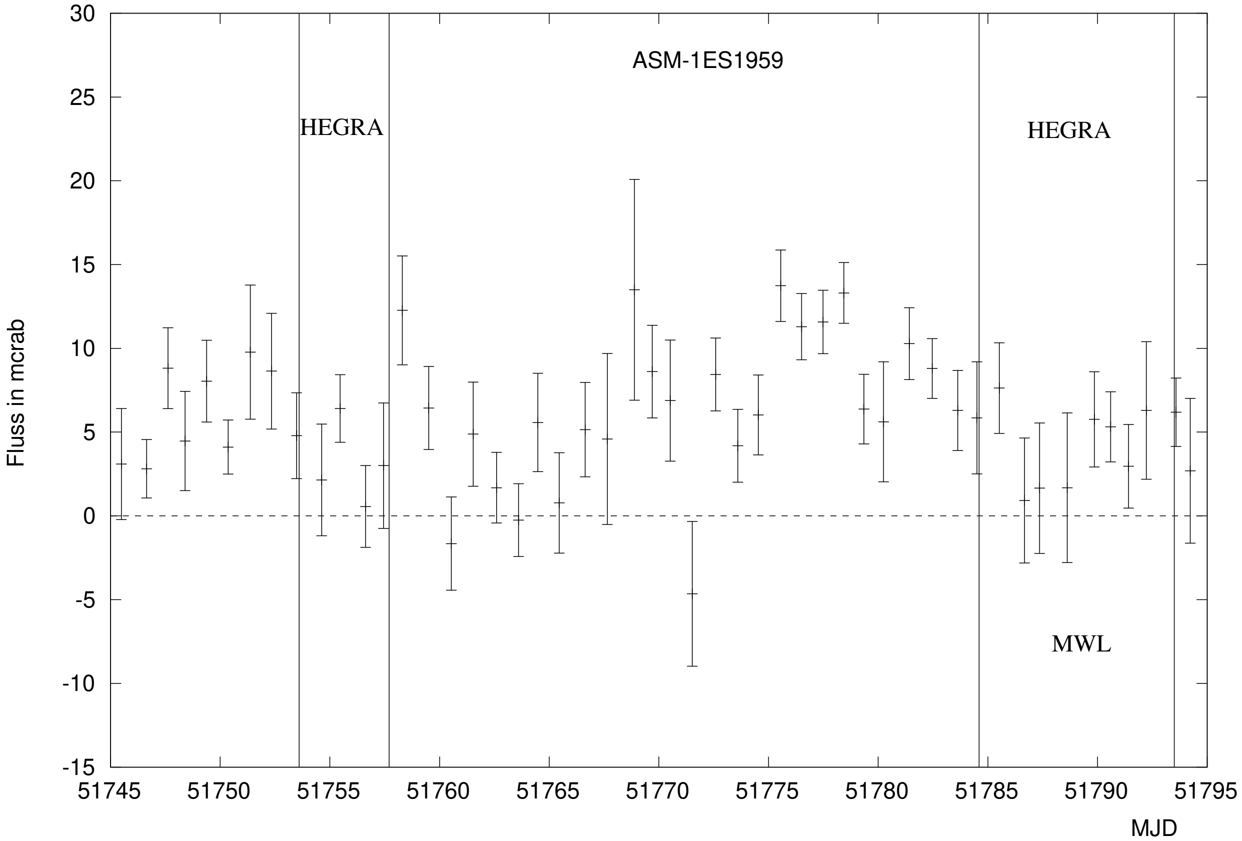

Abbildung 8.1: *Die ASM-Lichtkurve von 1ES1959 im Sommer 2000. Der dargestellte Zeitraum von 50 Tagen reicht vom 20.7. bis zum 8.9.2000. Eingezeichnet sind die Bereiche in denen HEGRA-Beobachtungen stattfanden, sowie der Zeitbereich der gleichzeitigen Beobachtung mit RXTE (MWL/51788-51793).*

Ein Vergleich der mit dem ASM-Detektor im Röntgenbereich gemessenen Lichtkurven zeigt, dass sich der Blazar 1ES1959 in den Jahren 1998 und 2000 auf einem vergleichbaren Flussniveau befand (siehe Abb. 8.1 und Abb. 8.2). Gleichzeitig wird deutlich, dass die HEGRA-Beobachtungen des Jahres 2000 zu einer Zeit stattfanden, als sich das Objekt im Röntgenbereich auf einem niedrigen bis mittleren Flussniveau befand. Zwar zeigte das Objekt auch im Sommer 2000 mit starken Flusssteigerungen verbundene Ausbrüche, diese fallen jedoch nicht mit den HEGRA-Beobachtungszeiträumen zusammen. Der Beginn der gleichzeitigen Beobachtung des Objektes mit HEGRA und RXTE liegt in einem Bereich mit niedriger ASM-Zählrate und endet in einem Bereich mit mittlerer Zählrate, verglichen mit dem mittleren Flussniveau des Sommers 2000.

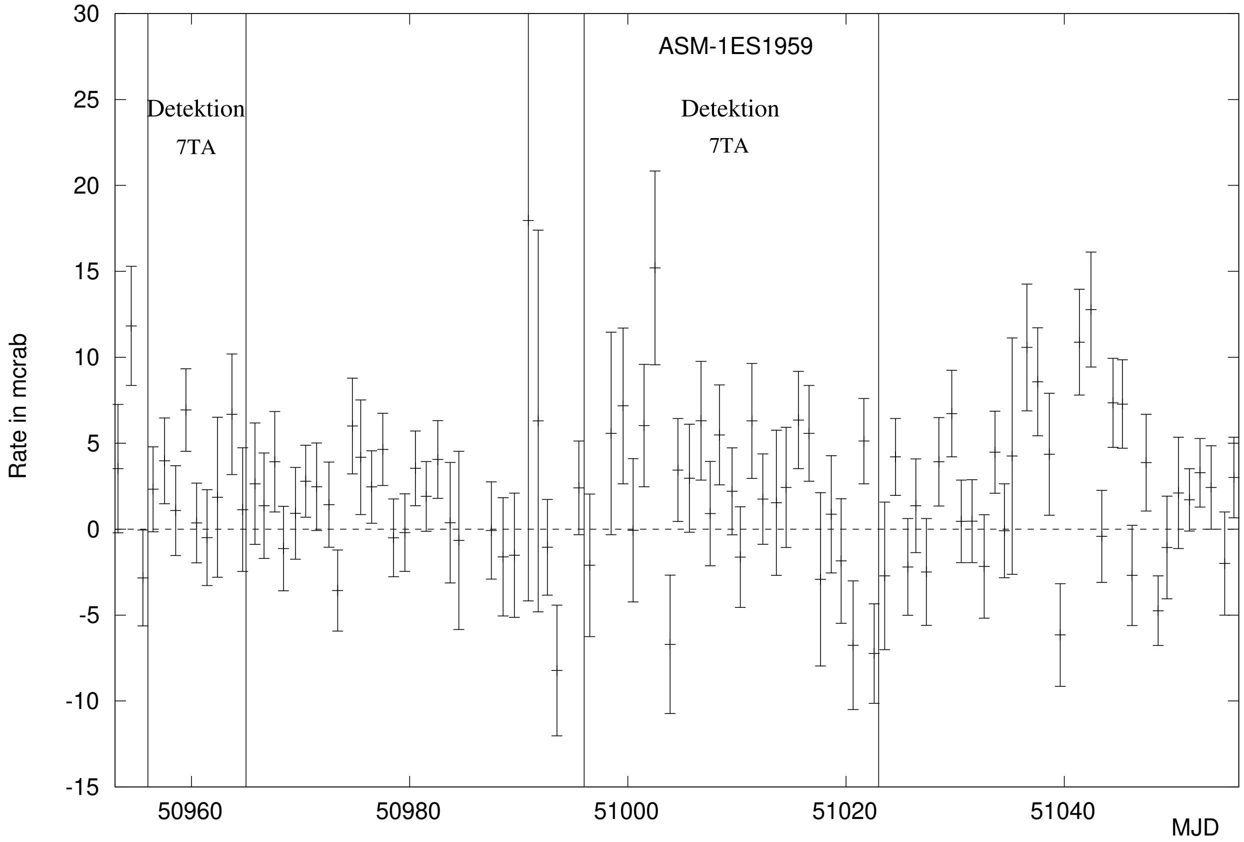

Abbildung 8.2: *Die ASM-Lichtkurve von 1ES1959 im Sommer 1998. Der dargestellte Zeitbereich von etwa 100 Tagen reicht vom 18.5. bis zum 30.8.1998 und umfasst den gesamten Beobachtungszeitraum des 7TA. Die Teilbereiche, in denen ein Nachweis des Objektes 1ES1959 mit dem 7TA erfolgte, sind durch vertikale Linien gekennzeichnet.*

Bei Gegenüberstellung der Beobachtungen von 1ES1959 im TeV-Bereich in den Jahren 1998 mit dem 7TA und 2000 mit HEGRA zeigen sich einige Gemeinsamkeiten und auch deutliche Unterschiede im Verhalten des beobachteten Objektes. Vorweg zu bemerken ist, dass der Datensatz des 7TA (57 h) im Vergleich zu dem von HEGRA (15 h) etwa das vierfache an Beobachtungszeit beinhaltet. Das 7TA hat in 38 Nächten über einen Zeitraum von 100 Tagen Beobachtungen durchgeführt, dagegen wurde das Objekt mit HEGRA nur in 12 Nächten innerhalb eines Zeitraumes von 40 Tagen beobachtet. Die Sensitivität des HEGRA IACT-Systems ist allerdings wesentlich höher als die des 7TA. Die Messungen mit dem 7TA ergaben einen Ereignisüberschuss mit einer Signifikanz von 3.9 Standardabweichungen in allen Daten des Jahres 1998. Die erreichte Signifikanz ist vergleichbar mit der Signifikanz der HEGRA-Beobachtungen, die einen Überschuss von 3.2 Standardabweichungen in den Daten der Beobachtungen des Jahres 2000 ergeben. Beide Experimente haben bei ihren Beobachtungen einen Ereignisüberschuss aus der Richtung von 1ES1959 beobachtet. Der Ereignisüberschuss wurde jeweils nicht kontinuierlich im Verlauf der Beobachtungen aufgesam-

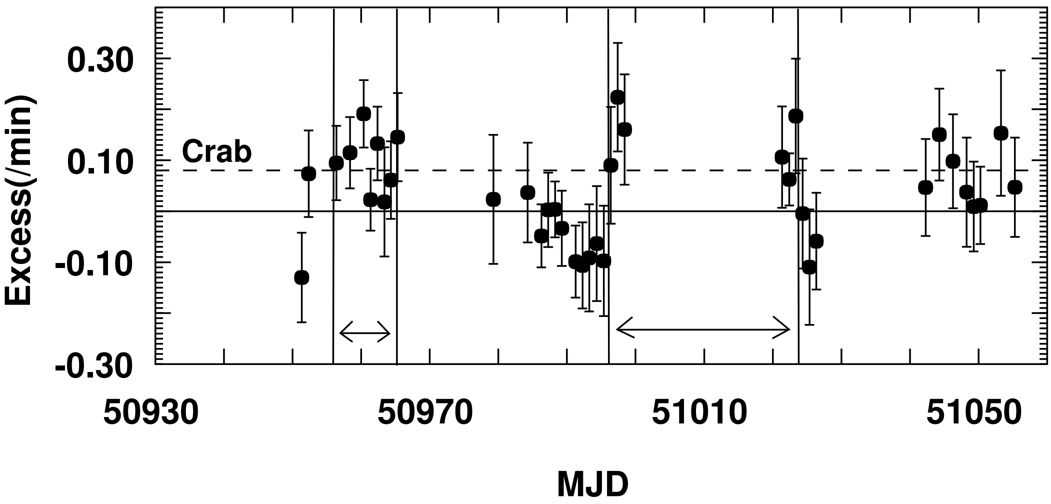

Abbildung 8.3: *Die Messpunkte der Beobachtung von 1ES1959 mit dem 7TA [Nis99]. Eingezeichnet und durch Pfeile markiert sind die Bereiche, in denen ein Nachweis des Objektes mit einer Signifikanz von fünf Sigma erfolgte.*

melt, sondern ein positiver Überschuss wurde nur in bestimmten Zeitbereichen gemessen. In beiden Jahren war das Objekt im TeV-Bereich für einige Zeit nicht sichtbar und zeigte dann Ausbrüche mit mehr oder weniger starken Flusssteigerungen. Die HEGRA-Beobachtungen überdecken nur sehr kurze Zeitbereiche, so dass Aussagen über das langzeitliche Verhalten des Objektes im TeV-Bereich anhand dieser Daten kaum möglich sind. In beiden HEGRA-Beobachtungsperioden wurde auf der Zeitskala von einigen Tagen ein variables Flussniveau beobachtet, welches sich mit Bereichen der Nichtsichtbarkeit abwechselte. Ein solches Verhalten wurde auch 1998 mit dem 7TA beobachtet. Bereichen der Nichtsichtbarkeit folgten Ausbrüche im TeV-Bereich. Es wurden sowohl schnelle, heftige Ausbrüche, als auch längere aktive Phasen, in denen das Objekt ein erhöhtes und variables Flussniveau besitzt, beobachtet. Das in diesen aktiven Zuständen erreichte Flussniveau übertrifft die Maximalwerte während der HEGRA-Beobachtungen um das achtfache.

Die 5 σ-Detektionen des 7TA erfolgten durch Selektion von Daten aus Zeitbereichen mit erhöhtem TeV-Fluss (siehe Abb. 8.3). Die Wahl der Zeitfenster orientierte sich hierbei vermutlich an dem gemessenen Flussniveau, wobei während der zweiten Detektion eine zeitliche Lücke von etwa zwanzig Tagen zwischen den verwendeten Daten liegt. Die in diesen Zeitbereichen gemessenen tagesgemittelten Flüsse erreichen Werte bis zu 2.7 ± 1.0 Crab und liegen deutlich über den Flüssen, die im Jahre 2000 mit HEGRA gemessen wurden. Der maximale tagesgemittelte Fluss während der HEGRA-Beobachtungen liegt bei 0.34 ± 0.08 Crab. Es scheinen sich also Zeitbereiche starker TeV-Emission mit Phasen, in denen das Objekt im TeV-Bereich nicht sichtbar ist, abzuwechseln.

Die tagesgemittelten Messpunkte des 7TA weisen etwa zehnmal so große Fehler wie die HEGRA-Messungen auf und auch die vorkommenden Negativexzesse sind bei den Messungen des 7TA etwa zehn bis fünfzehnmal größer. So liegt der niedrigste tagesgemittelte Messpunkt des 7TA bei einem Exzess von -1.5±1.0 Crab, die niedrigste HEGRA-Messung ergibt einen

Wert von -0.11±0.14. Inwiefern diese großen Ungenauigkeiten bei den Ergebnissen des 7TA auf Schwierigkeiten bei der Kalibration der Messergebnisse oder Schwankungen der Einzelmessungen zurückzuführen sind ist nicht bekannt, weshalb Spekulationen über eventuelle Auswirkungen auf die Aussagekraft der beobachteten Variabilität und die gemessenen Flüsse bei der Beobachtung von 1ES1959 mit dem 7TA hier unterbleiben.

Neben den Beobachtungen des Objektes 1ES1959 mit HEGRA und 7TA gab es noch eine weitere Beobachtung im TeV-Bereich mit dem Whipple-Cherenkovteleskop. Im Jahre 1996 wurde das Objekt 3.7 Stunden mit dem Whipple-Teleskop oberhalb einer Energieschwelle von 350 GeV beobachtet. Es wurde bei diesen Messungen ebenfalls kein signifikanter Fluss festgestellt [Cat97]. Die mit dem Whipple-Teleskop aufgenommenen Messdaten erreichten eine Signifikanz von 0.3 Standardabweichungen mit einem Tagesmaximum von 1.2 Standardabweichungen. Die hieraus berechnete obere Flussgrenze wird mit 0.128 Crab angegeben, dies entspricht einem integralen Fluss von $1.1 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{Photonen\,cm^{-2}\,s^{-1}}$ oberhalb einer Energie von 350 GeV. Die obere Flussgrenze in Einheiten des Crab-Flusses entspricht etwa dem in dieser Arbeit berechneten Wert von 0.13 Crab, wobei die aus den HEGRA-Daten bestimmte obere Flussgrenze bei einer wesentlich höheren Energie (1.5 TeV) liegt.

8.2 Suche nach Korrelationen zwischen Röntgen- und TeV-Fluss

Eine Bestätigung des Nachweises von 1ES1959 im TeV-Bereich steht auch nach den HEGRA-Beobachtungen des Jahres 2000 noch aus. Die Ergebnisse der bisherigen Beobachtungen lassen jedoch vermuten, dass von 1ES1959 mit den bestehenden Cherenkov-Teleskopen nur im aktiven Zustand ein Ereignisüberschuss zu erwarten ist.

Ein Vergleich der Messungen im Röntgen- und TeV-Bereich kann daher in zwei wichtigen Punkten nützliche Informationen liefern. Zum einen ist es für das Verständnis der Emissionsprozesse in Blazaren wichtig, das Spektrum solcher Objekte in einem möglichst großen Energiebereich und auch in den verschiedenen Aktivitätszuständen zu kennen. Da unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Röntgendatenauswertung (siehe Kapitel 6) zu vermuten ist, dass die spektrale Energieverteilung von der momentanen Aktivität des Objektes abhängt, sind wiederholte, zeitgleiche Messungen in verschiedenen Energiebereichen am besten geeignet, um solche Informationen zu liefern. Zum anderen ist es für zukünftige Beobachtungen von 1ES1959 und ähnlichen Objekten im TeV-Bereich interessant, ob der im Röntgenbereich gemessenen Fluss ein Indiz für die Stärke der TeV-Emission liefert, so dass das Röntgenflussniveau als Trigger für zukünftige TeV-Beobachtungen verwendet werden kann. Hierfür kann der täglich mit dem ASM-Detektor gemessene Röntgenfluss verwendet werden, weshalb auch die ASM-Daten bei dieser Betrachtung berücksichtigt werden.

In Abbildung 8.4 ist ein Vergleich der aus der gleichzeitigen Beobachtung resultierenden Flusskurven mit HEGRA bei Energien oberhalb von 1.5 TeV und RXTE bei Energien von 2-10 keV dargestellt. Aufgetragen ist hier der tagesgemittelte Fluss in willkürlichen Einheiten. Die Flusskurven wurden direkt aus den Messdaten der Experimente gewonnen, wobei die Datenanalyse den in den Kapiteln 6 bzw. 7 beschriebenen Methoden folgt. Zu der TeV-Flusskurve ist anzumerken, dass die Beobachtungsbedingungen in der fünften Nacht (MJD=51792) durch Wolken beeinträchtigt waren. Für die letzte Nacht liegen keine verwertbaren PCA-Daten vor, weshalb die Röntgenflusskurve des PCA einen Tag früher endet. Ein Ansteigen des Flussniveaus während der Beobachtungskampagne ist am deutlichsten in der Flusskurve des PCA sichtbar, doch auch in den HEGRA-Daten zeigen sich Anzeichen einer Steigerung des Flusses im Verlauf der Beobachtungen. Lediglich die Messung in der fünften Nacht der HEGRA-Beobachtungen ergibt einen nullverträglichen Wert für den TeV-Fluss von 1ES1959 nach Beginn der beobachteten Aktivitätssteigerung, die von der zweiten auf die dritte Nacht erfolgte. Ebenso wie in den PCA-Messungen ist der gemessene Fluss in der letzten Beobachtungsnacht mit HEGRA am höchsten und liegt deutlich über dem Wert zu Begin der Messungen. Diese Tendenz wurde auch mit dem ASM gemessen, doch sind die Fehler hier recht groß und selbst ein konstanter Fluss wäre im Bereich der Fehler möglich.

Die ausgewerteten Beobachtungen deuten zumindest teilweise auf eine Korrelation der Flüsse im Röntgen- und TeV-Bereich zur Zeit dieser Beobachtungen hin, doch sind umfassendere Datensätze gleichzeitiger Beobachtungen, die längere Zeitspannen und verschiedene Aktivitätszustände überdecken, für ein detaillierteres Verständnis der Korrelationen und der zugrundeliegenden Emissionsprozesse nötig.

Um die mögliche Rolle des ASM als Trigger für zukünftige TeV-Beobachtungen von 1ES1959 und ähnlichen Objekten zu studieren, wurde eine Untersuchung der Flusskorrelationen auch für die Beobachtung aus dem Jahre 1998 mit dem 7TA und den HEGRA-Daten aus der Beobachtungsperiode 100 durchgeführt. Zwischen den HEGRA-Daten aus der Beobachtungsperiode 100 und den entsprechenden ASM-Daten wurde kein konkretes Anzeichen einer Korrelation der Flüsse gefunden. Allerdings zeigt der tagesgemittelte Fluss des ASM einen Tag nach Messung des größten Ereignisüberschusses während der HEGRA-Beobachtungen einen deutlich angestiegenen Fluss. Der Vergleich der ASM-Rate mit den Messungen des 7TA zeigt ebenfalls nur teilweise eine Korrelation zwischen den gemessenen Flüssen im Röntgen- und TeV-Bereich (siehe Abb. 8.2 und Abb. 8.3). Im Bereich der ersten Detektion im TeV-Bereich mit dem 7TA befindet sich das Objekt im Röntgenbereich auf einem niedrigen bis mittleren Flussniveau. Das zu dieser Zeit mit dem ASM gemessenen Flussniveau im Röntgenbereich lässt in diesem Fall also nicht auf den gemessenen, hohen Fluss im TeV-Bereich schließen. Anders verhält es sich mit dem niedrigen Flussniveau vor dem Flussanstieg und dem Flussanstieg selbst, der den Beginn des zweiten ausgewählten Zeitbereiches einer Detektion im TeV-Bereich mit dem 7TA markiert. Hier sind die beiden Aktivitätszustände auch im Röntgenbereich beobachtet worden. Während der am Ende dieses Zeitbereiches der zweiten Detektion liegenden Tage mit starkem TeV-Fluss wurde dagegen kein erhöhter Röntgenfluss gemessen. Außerhalb der selektierten Zeitbereiche, in denen eine Detektion im TeV-Bereich erfolgte, sind insbesondere am Ende der Beobachtungen mit dem 7TA Zeitbereiche zu erkennen, in denen wiederum eine Korrelation zwischen den Flüssen im Röntgen- und TeV-Bereich vorzuliegen scheint. Aus den Messungen vom 7TA und dem ASM kann man folgern, dass sich das Objekt 1ES1959 in einem aktiven Zustand mit starker TeV-Emission befinden kann und gleichzeitig im Röntgenbereich von 2-10 keV ein unscheinbares Flussniveau mit niedrigen bis mittleren Zählraten besitzt. Die Stärke der Emission im Bereich von TeV-Energien scheint hierbei also nicht so sehr von der Helligkeit des Objektes im Röntgenbereich abzuhängen. Ein wichtigeres Kriterium könnte die Lage der Synchrotronpeakfrequenz sein. Verschiebt sich diese zu höheren Energien, verschiebt sich auch die IC-Peakfrequenz zu höheren Energien und das Objekt emittiert hochenergetische Photonen bis in den TeV-Bereich. Ein ähnliches Verhalten, also eine deutliche Verschiebung der Synchrotronpeakfrequenz ohne starke

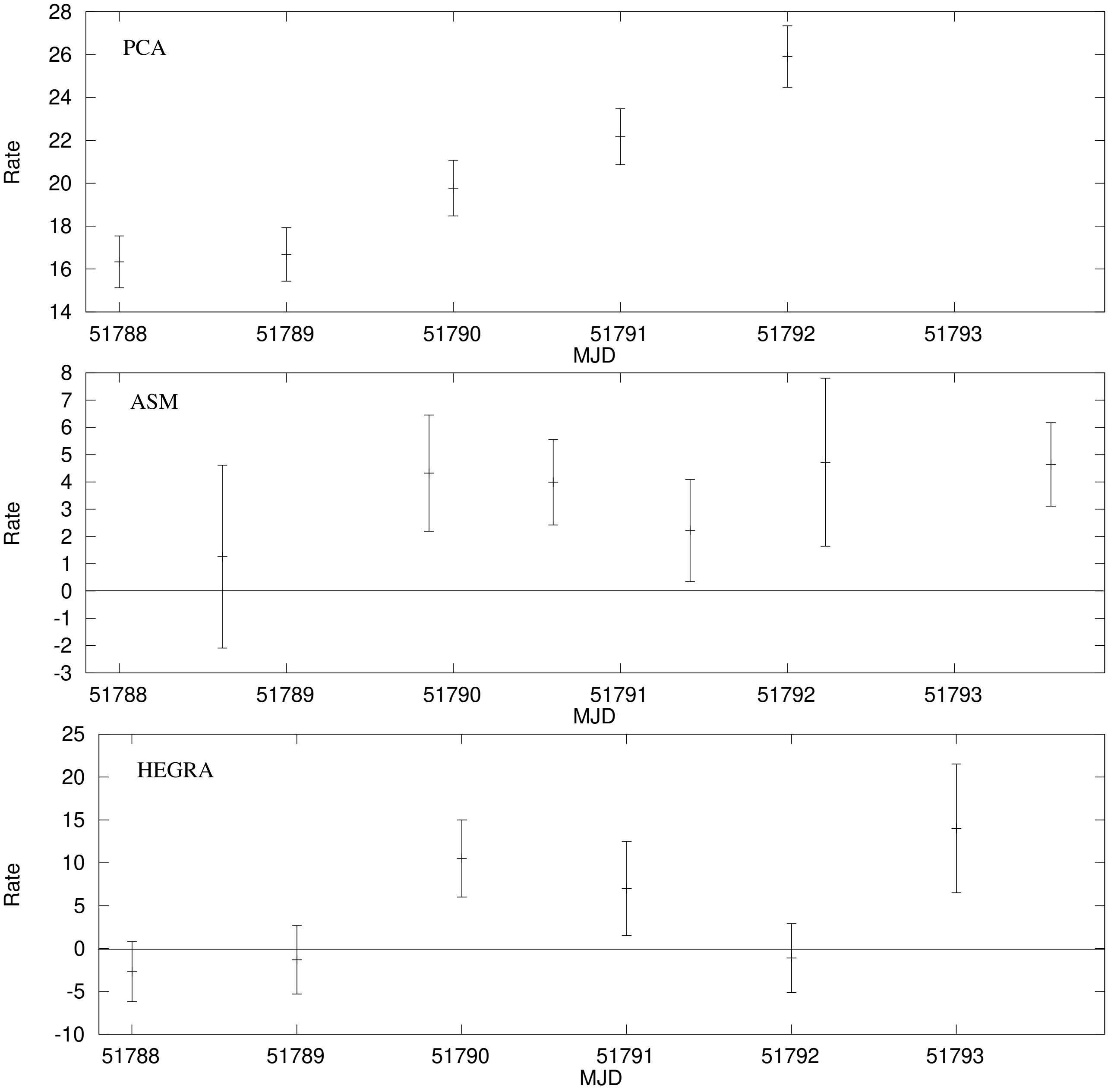

Abbildung 8.4: *Lichtkurven von 1ES1959 im Röntgenbereich; PCA (2-10 keV), ASM (2-10 keV) und TeV-Bereich; HEGRA* ($\geq$ *1.5 TeV) während der gleichzeitigen Beobachtung mit HEGRA und RXTE. Aufgetragen ist die Überschussereignisrate des jeweiligen Detektors in willkürlichen Einheiten.*

Erhöhung des Flussniveaus im Röntgenbereich bei Energien von 2-10 keV, wurde mit dem BeppoSAX-Satelliten auch von dem Blazar 1ES1426+428 beobachtet [Cos01].

Allgemein ist jedoch zu bemerken, dass die ASM-Messungen recht große Fehlerintervalle aufweisen, so dass dieses Instrument zur genaueren Vermessung der Korrelationen ungeeignet erscheint. Als Trigger für zukünftige TeV-Beobachtungen des Objektes 1ES1959, wie sie etwa mit den HEGRA-Cherenkovteleskopen für das Jahr 2001 geplant sind, ist der ASM bedingt geeignet. Ein mit dem ASM gemessenes Flussniveau von etwa 8-10 mCrab scheint eine angemessene Schwelle fur eine Beobachtung mit Cherenkov-Teleskopen im TeV-Bereich zu sein. Dies entspricht tagesgemittelten Zählraten mit dem ASM von 0.6-0.8 Counts/s.

8.3 Das Röntgenspektrum von 1ES1959 im Vergleich mit Mrk 501

Der als HBL klassifizierte Blazar 1ES1959 befand sich vermutlich zur Zeit der HEGRA-Beobachtungen in einem ruhigen oder nur schwach aktivem Zustand. Er unterscheidet sich in einigen Eigenschaften von anderen bekannten TeV-Blazaren, auch als extreme HBLs bezeichnet, wie z.B. dem 1998 zeitgleich mit HEGRA und RXTE beobachten Blazar Mrk 501, von dem auch starke Ausbrüche im TeV-Bereich beobachtet wurden [Sa00b].

Das Spektrum von 1ES1959 im Bereich von 3-20 keV kann nicht gut durch ein einfaches Potenzgesetz beschrieben werden, ein abknickendes Potenzgesetz mit einem Abknickpunkt bei etwa 10 keV beschreibt das Spektrum wesentlich besser. In diesem Energiebereich scheint zur Zeit der Beobachtungen also schon der Übergang von der Synchrotron- zur IC-Komponente zu erfolgen. Diese Vermutung wird ebenfalls durch den sehr steilen Verlauf des Spektrums vor dem Abknickpunkt gestützt. Die Synchrotronpeakenergie von 1ES1959 zur Zeit der Beobachtungen liegt wahrscheinlich bei Energien deutlich unter 1 keV. Mit zunehmendem Fluss wird das Spektrum im Energiebereich bis 10 keV flacher, woraus eine Verschiebung des Synchrotronpeaks zu höheren Energien abgeleitet werden kann. Im Gegensatz dazu ist das Spektrum von Mrk 501 in diesem Energiebereich gut durch ein einfaches Potenzgesetz zu beschreiben. Das Spektrum von Mrk 501 ist selbst im nichtaktiven Zustand flacher als das von 1ES1959 während des aktivsten Zustands im Verlauf dieser Beobachtungskampagne. Die gemessenen Flusssteigerungen von Mrk 501 sind ebenfalls mit einer Abflachung des Spektrums im Vergleich zum ruhigen Zustand verbunden. Während der Tage mit den höchsten Flüssen ist der Spektralindex kleiner als zwei, woraus Synchrotronpeakenergien für Mrk 501 im aktiven Zustand im Bereich 50-100 keV abgeleitet wurden. Der Synchrotronpeak von 1ES1959 liegt also, wenn sich die Objekte in einem vergleichbarem Aktivitätszustand befinden, bei kleineren Energien.

Ein ähnliches Bild ergibt sich aus der Betrachtung der Spektralindizes und der absoluten Flüsse. Die berechneten Flüsse von 1ES1959 in diesem Energiebereich sind etwa doppelt so hoch wie die von Mrk 501 im ruhigen Zustand und liegen nur wenig unter den Flüssen von Mrk 501 im aktiven Zustand. Der Verlauf des Spektrums von 1ES1959 ist jedoch im Bereich von 3-10 keV wesentlich steiler, so dass der Synchrotronpeak bei kleineren Energien als bei Mrk 501 liegen muss. 1ES1959 scheint also ein insgesamt helleres Objekt als Mrk 501 zu sein und dürfte daher unter Berücksichtigung des gängigen Emissionsmodells auch kleinere Synchrotron- bzw. IC-Peakfrequenzen besitzen. Die beobachtete Abflachung des spektralen Verlaufs mit zunehmenden Fluss im Röntgenbereich deutet auf eine höhere Synchrotron-Peakfrequenz von 1ES1959 während aktiver Phasen hin. Die zumindest zeitweise Erscheinung als TeV-Objekt ist dann durch Verschiebung der Peakfrequenzen der Synchrotron- und IC-Komponente im aktiven Zustand zu erklären.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Der Blazar 1ES1959+650 wurde im Jahre 1998 vom Utah Seven Telescope Array während einer dreimonatigen Beobachtungskampagne in ausgewählten Zeitbereichen mit einer Signifikanz von fünf Standardabweichungen nachgewiesen. Daher wurde das Objekt im Jahre 2000 mit dem sensitiveren stereoskopischen HEGRA IACT-System beobachtet. Zeitgleich mit den HEGRA-Beobachtungen wurde 1ES1959 im Verlauf einer gemeinsamen Beobachtungskampagne für einige Tage ebenfalls mit dem RXTE-Röntgensatellitenexperiment beobachtet.

Die Beobachtungen des Blazares 1ES1959+650 im Sommer 2000 mit dem HEGRA IACT-System oberhalb einer Energieschwelle von 1.5 TeV ergeben einen Ereignisüberschuss mit einer Signifikanz von 3.2 Standardabweichungen. Hieraus ergibt sich eine obere Flussgrenze in Einheiten des als „Standardkerze“ verwendeten Krebs-Nebels von 13 % des Krebs-Nebel-Flusses. Im Verlauf der zeitgleichen Beobachtung mit HEGRA und RXTE wurde im Röntgenbereich von 2-10 keV ein Anstieg des Flusses beobachtet, der mit einer Abflachung des spektralen Verlaufs in diesem Energiebereich einhergeht. Die beobachtete Variabilität im Röntgenbereich und die aus der Änderung des spektralen Verlaufs abgeleitete Verschiebung des Emissionsspektrums zu höheren Energien lassen zusammen mit dem beobachteten Ereignisüberschuss eine zumindest zeitweise Erscheinung von 1ES1959+650 im aktiven Zustand als TeV-Objekt möglich erscheinen.

Aufgrund des beobachteten Ereignisüberschusses aus Richtung des Objektes 1ES1959+650 wird dieses auch im Jahr 2001 mit HEGRA beobachtet, so dass weitere interessante Ergebnisse für die Zukunft zu erwarten sind. Diese zusätzlichen Beobachtungen von 1ES1959+650 sind notwendig, um eventuell eine Bestätigung des Objektes als TeV-Emitter zu erhalten. Wichtig ist jedoch auch das intensive Studium von 1ES1959+650 und anderen Blazaren über einen längeren Zeitraum und in verschiedenen Energiebereichen, um die physikalischen Bedingungen in diesen Objekten und die Erzeugungsmechanismen der hochenergetischen Strahlung tiefgehender zu untersuchen. Mit der hier vorgestellten Analyse gleichzeitig durchgeführter Beobachtungen im Röntgen- und TeV-Bereich wurde die Bedeutung solcher Beobachtungskampagnen gezeigt und ein weiterer Schritt zu einem umfassenden physikalischen Verständnis der Vorgänge in Blazaren gemacht.

Im Verlauf der bisherigen Beobachtungen von aktiven Galaxienkernen in verschiedenen Energiebereichen wurde eine große Anzahl von Objekten entdeckt und anhand ihrer Erscheinung für den jeweiligen Beobachter in verschiedene Klassen unterteilt. Intensivere Untersuchungen zeigten die Zusammengehörigkeit dieser unterschiedlichen Objektklassen zu einer einzigen, heute als AGN bezeichneten Gruppe und in den letzten Jahren gelangen wichtige Schritte zu einer einheitlichen Beschreibung der physikalischen Vorgänge in diesen Objekten. Viele Details sind jedoch bisher noch völlig ungeklärt und die Beobachtungen im TeV-Bereich stehen mit zwei bestätigt detektierten Objekten dieser Art erst am Anfang.

Zukünftige Experimente mit verbesserter Sensitivität, wie etwa das sich im Aufbau befindlindliche H.E.S.S.-Experiment (High Energy Stereoscopic System) [Hof99] in Namibia, das MAGIC-Teleskop [Lor99] auf La Palma sowie weitere abbildende Cherenkov-Teleskope oder der für 2005 geplante Start des Satelliten GLAST [Kni99], die zusammengenommen den Bereich der γ-Energien von einigen 10 MeV bis zu einigen 10 TeV lückenlos überdecken, werden die Beobachtungsmöglichkeiten des Universums in diesem Energiebereich deutlich erweitern.

Die nächste Generation von Cherenkov-Teleskopen und γ-Satelliten dürfte daher neue interessante Entdeckungen auf dem Gebiet der Hochenergie-Astrophysik hervorbringen und unser Bild von aktiven Galaxienkernen noch detaillierter und vielfältiger gestalten.

Literaturverzeichnis

[Aha99] Aharonian et al.
The temporal characteristics of the TeV gamma radiation from Mkn 501 in 1997
Astronomy and Astrophysics, 342,69, 1999

[Aha00] Aharonian et al.
The Energy Spectrum of TeV Gamma-Rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of IACTs
The Astrophysical Journal, 539,317, 2000

[Cat97] Catanese et al.
First Results from a Search for TeV Emission from BL Lacs out to z=0.2
Proc.25th international Cosmic Ray Conference, Durban, 3,277, 1997

[Cat99] M. Catanese, T.C. Weekes
Very High Energy Gamma-Ray Astronomy
Publications of the Astronomical Society of the Pacific Vol.111,1193, 1999

[Ca99a] M. Catanese et al.
Hour-Scale Multiwavelength Variability in Markarian 421
Proc.26th international Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, OG.2.1.03, 1999

[Cos01] Costamante et al.
Extreme Synchrotron BL Lac Objects
Astronomy and Astrophysics-Preprint astro-ph/0103343

[Dau97] Daum et al.
First results on the performance of the HEGRA IACT array
Astroparticle Physics, 8,1, 1997

[Dav57] J.M. Davies und E.S. Cotton
Journal of Solar Energy, 1,16, 1957

[Dic90] Dickey und Lockman
HI in the Galaxy
Annual Review of Astronomy and Astrophysics Vol.28,215, 1990

[Fan74] B.L. Fanaroff, J.M. Riley
The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 167,31, 1974

[Fer49] E. Fermi
On the Origin of Cosmic Radiation
Physical Review 75,8, 1949

[Fos98] Fossati et al.
A Unifying View of the Spectral Energy Distributions of Blazars
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 299,433, 1998

[Geo00] M. Georganopoulos
Blue Quasars and Blazar Unification Schemes
Astrophysical Journal Letters, 543,L15, 2000

[Ghi98] Ghisellini et al.
A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 301,451, 1998

[Har99] Hartman et al.
The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources
Astrophysical Journal Supplement, 123,79, 1999

[Hei54] W. Heitler
Quantum Theory of Radiation
Oxford, 1954

[Hel83] O. Helene
Upper Limit of Peak Area
Nuclear Instruments and Methods A, 212,319, 1983

[Hes98] M. Heß
Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma Strahlung in Supernova-Überresten
Dissertation, Universität Heidelberg, 1998

[Hil85] A.M. Hillas
Proc. 19th ICRC, La Jolla, 3,445, 1985

[Hof99] W. Hofmann
The High Energy Stereoscopic System (HESS) Project
Proc. GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics, Snowbird, 1999

[Hor00] D. Horns
Suche nach nach TeV-Photonen aus intergalaktischen Kaskaden und nach Bose-Einstein-Kondensaten in TeV-Photonen
dissertation.de, Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, 2000

[Kni99] D.A. Kniffen et al.
The Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST)
Proc. GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics, Snowbird, 1999

[Koe98] K. Koehler
Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Energie kosmischer TeV-Gamma-Quanten mit den Cherenkov-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration - Das Energiespektrum der aktiven Galaxie Markarian 501
Dissertation, Universität Heidelberg, 1998

[Kon99] Konopelko et al.
Performance of the stereoscopic system of the HEGRA imaging air Cherenkov telescopes: Monte Carlo simulations and observation.
Astroparticle Physics 10,275, 1999

[Lau99] Laurent-Muehleisen et al.
The RGB Sample of Intermediate BL Lacertae Objects
Astrophysical Journal, 525,127, 1999

[LiM83] T. Li und Y. Ma
Analysis methods for results in gamma-ray astronomy
Astrophysical Journal, 272,317, 1983

[Lon92] M.S. Longair
High Energy Astrophysics Vol.1
Cambridge U.P., second edition 1992

[Lon94] M.S. Longair
High Energy Astrophysics Vol.2
Cambridge U.P., second edition 1994

[Lor99] E. Lorenz
The MAGIC Telescope Project
Proc. GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics, Snowbird, 1999

[Nis99] Nishiyama et al.
Detection of a new TeV gamma-ray source of BL Lac object 1ES 1959+650
Proc.26th international Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, OG.2.1.21, 1999

[Pad00] P. Padovani
Deep Blazar Surveys
ASP Conf. Series, Blazar Demographics and Physics, Baltimore, 2000

[Per98] Perlman et al.
The Deep X-Ray Radio Blazar Survey (DXRBS)
The Astronomical Journal, 115,1253, 1998

[Per00] Perlman et al.
Surveys and the Blazar Parameter Space
ASP Conf. Series, Blazar Demographics and Physics, Baltimore, 2000

[Pro00] R.J. Protheroe, H. Meyer
An infrared background–TeV gamma-ray crisis?
Physics Letters B,493, 2000

[Pue97] Pühlhofer et al.
Locating TeV gamma-ray sources with sub-arcminute precision: the pointing calibration of the HEGRA system of imaging atmospheric Cherenkov telescopes.
Astroparticle Physics 8,101, 1997

[Pun92] Punch et al.
Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421
Nature Vol.358,477, 1992

[Qui96] Quinn et al.
Detection of Gamma Rays with $E > 300$ GeV from Markarian 501
Astrophysical Journal Letters, 456,L83, 1996

[Rac99] J.P. Rachen
Hadronic blazar models and correlated X-ray/TeV flares
Proc. GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics, Snowbird, 1999

[Roe00] A. Röhring
Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im Energiebereich von $3 * 10^{14}$ eV bis 10^{16} eV aus der Messung der elektromagnetischen Komponente ausgedehnter Luftschauer mit dem HEGRA-Experiment
dissertation.de, Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, 2000

[RXTE1] HEASARC / RXTE
High Energy Science Archive Research Center-Homepage

`http://heasarc.gsfc.nasa.gov`
`http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/xtegof.html (RXTE)`

[RXTE2] MIT / RXTE
All-Sky Monitor team-Homepage at Center of Space Research at MIT

`http://i((((((o(d((((o(((((`

[Sa00b] Sambruna et al.
Correlated Intense X-Ray and TeV Activity of Markarian 501 in 1998 June
The Astrophysical Journal, 538,127, 2000

[Sch93] Schachter et al.
Ten new Bl Lacertea Objects discoverd by an efficient X-ray/Radio/Optical Technique
The Astrophysical Journal, 412,541, 1993

[Urr95] C. M. Urry, P. Padovani
Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei
Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 107,803, 1995

[Wee89] Weekes et al.
Observations of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using Atmospheric Cherenkov Imaging Technique
The Astrophysical Journal, 342,379, 1989

[Wee00] T. C. Weekes
Status of VHE Astronomy c.2000
Proc. Int. Symp. on High Energy Gamma-Ray Astronomy, Heidelberg, 2000

[Wie98] Wiebel-Sooth, Biermann
Cosmic Rays
Landolt-Bornstein; New Series, Vol. VI 3C, 1998

Danksagung

An dieser Stelle danke ich Prof. Dr. Götz Heinzelmann für die ausgezeichnete Betreuung und die sehr interessante Aufgabenstellung, die die Entstehung dieser Arbeit möglich gemacht haben.

Weiterhin danke ich Niels Götting, Dieter Horns und Martin Tluczykont für wertvolle Diskussionen bezüglich des Themas der Hochenergie-Astrophysik sowie Ronald A. Remillard vom Center of Space Research des MIT für die Zurverfügungstellung der Röntgendaten von 1ES1959+650.

Für die hervorragende Unterstützung und die nette Arbeitsatmosphäre danke ich der HEGRA-Gruppe in Hamburg: Matthias Beilicke, Réne Cornils, Niels Götting, Dieter Horns, Joachim Ripken, André Röhring und Martin Tluczykont.

Erklärung:
Ich versichere, daß ich die Arbeit selbständig verfaßt und keine weiteren als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Hamburg, den Jan Robrade