I N A U G U R A L - D I S S E R T A T I O N
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Hubert Lampeitl
aus Stuttgart-Bad-Cannstatt

Tag der mündlichen Prüfung: 27.7.2000

Untersuchung der ausgedehnten galaktischen Region im Längenbereich zwischen 37^o und 43^o auf diffuse γ-Strahlung und Punktquellen im Energiebereich oberhalb 1 TeV mit dem HEGRA-Tscherenkov-Teleskopsystem

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann

Priv. Doz. Dr. Stefan Wagner

Untersuchung der ausgedehnten galaktischen Region im Längenbereich zwischen 37° und 43° auf diffuse γ-Strahlung und Punktquellen im Energiebereich oberhalb 1 TeV mit dem HEGRA-Tscherenkov-Teleskopsystem

Mit dem von der HEGRA-Kollaboration betriebenem stereoskopischen Tscherenkov-Teleskop-System auf der Kanarischen Insel La Palma wurde im Sommer 1999 eine Durchmusterung der galaktischen Region zwischen $l = [37°,43°]$ und $b = [-11°,6°]$ bei einer Energieschwelle von 1 TeV durchgeführt. Ziel war hierbei die Suche nach diffuser Emission von γ-Strahlung aus der galaktischen Scheibe, und die Suche nach γ-Emission von Punktquellen.

Dargestellt werden die Beobachtungskampagne, die Methoden der Analyse und detaillierte Monte-Carlo-Simulationen zum Verständnis der Akzeptanz für elektromagnetische Schauer über das Gesichtsfeld des Teleskopsystems.

Es wurde keine Emission aus der galaktischen Scheibe nachgewiesen und keine Punktquelle in der beobachteten Region entdeckt. Die abgeleiteten oberen Grenzen für die Punktquellen sind in der Größenordnung 1/10 des Flußes vom Krebsnebel. Die obere Grenze mit einem Vertrauensintervall von 99% auf die diffuse Emission aus der galaktischen Scheibe wird zu $\Phi(E > 1 \text{ TeV}) < 3.8 \cdot 10^{-9}$ ph cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} abgeleitet.

Investigation of the extended galactic region in the longitude range between 37° and 43° for diffuse emission and pointsources in the energy range above 1 TeV with the HEGRA-Tschernkov-Telescope-System

A survey of the galactic region between $l = [37°,43°]$ and $b = [-11°,6°]$ with an energy threshold of 1 TeV has been carried out in summer 1999 with the stereoscopic HEGRA Cherenkov telscope system located at La Palma, Canary Islands. The aim of the survey was to search for diffuse emission of γ-radiation from the Galactic plane and to search for emission from point sources.

A description of the measurement campaign, the analysis methods and detailed Monte Carlo simulations for the acceptance of electromagnetic showers over the field of view are presented.

No emission is detected from the Galactic plane and no point source is discovered in the observed region. The derived upper limits for any point source are of the order of 1/10 of the flux of the Crab nebula. The 99% confidence level upper limit derived for the diffuse emission from the Galactic plane is $\Phi(E > 1 \text{ TeV}) < 3.8 \cdot 10^{-9}$ ph cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Band der Milchstraße ist die großräumigste Struktur am Himmel, die für das menschliche Auge sichtbar ist. Diese Erscheinung war daher schon für Kant Anlaß, über die Stellung der Erde und über den Aufbau der Milchstraße nachzudenken und die Idee der Weltinseln zu äußern, d.h. die Milchstraße nicht mehr als Universum, sondern als eine unter vielen ähnlichen Galaxien zu betrachten [Kan55]. Eine Bestätigung dieser Idee nach heutigem wissenschaftlichen Verständnis kam erst 1922 durch E. Hubble, indem es ihm gelang, einzelne Sterne in der Andromeda-Galaxie aufzulösen und deren Entfernung zu bestimmen [Hub22]. Seither befindet sich die Astronomie in der Lage, Galaxien durch zwei unterschiedliche Ansätze zu erforschen. Zum einen bietet das Studium anderer Galaxien die Möglichkeit, eine große Anzahl von Objekten zu studieren und hieraus Rückschlüße auf unser eigenes Milchstraßensystem und dessen Entwicklung zu ziehen, andererseits bietet die Lage der Sonne innerhalb der Milchstraße die Chance, Vorgänge innerhalb dieser aus geringer Entfernung zu studieren und diese Erkenntnisse dann auf andere Systeme zu übertragen. Eine Beobachtung der Milchstraße ist in der modernen Astronomie in nahezu allen Wellenlängenbereichen des elektromagnetischen Spektrums möglich, in denen diese transparent ist. In den meisten Bereichen erscheint die Milchstraße hierbei als diffuses, d.h. als nicht klar begrenztes Band, das die Himmelskugel umschließt. Während im sichtbaren Licht die Verteilung der Sterne und des Staubes das Erscheinungsbild dominieren, werden in anderen Bereichen das interstellare Medium, also die Materie und Energieformen zwischen den Sternen, sichtbar. Während sich die Verteilung der interstellaren Materie gut im Radiobereich vermessen läßt, z.B. durch die 21-cm-Linie des atomaren Wasserstoffs, bietet der hochenergetische Bereich der γ-Strahlung die Möglichkeit, die Verteilung der kosmischen Strahlung, deren Erzeugungsprozeße und Ausbreitung innerhalb der Galaxie zu untersuchen.

Der erste Nachweis der diffusen Emission der Milchstraße im γ-Bereich gelang zuerst durch Ballonexperimente [Fich72] und den OSO-3-Satelliten [Kra72]. Mit den Satelliten SAS 2 [Fich75] und COS-B [May82] gelang es, die ersten detaillierten Karten der Milchstraße im γ-Licht zu erstellen. Mit dem EGRET-Instrument an Bord des Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), wurde es möglich, bei besserer Winkelauflösung und höherer Sensitivität, die diffuse Emission bis zu Energien von 30 GeV zu vermessen, und diese detailliert zu modellieren [Hun97]. Die Messungen zeigen im Bereich oberhalb einiger GeV einen signifikanten Überschuß über die Modellvorhersagen. Es ist deshalb von allgemeinem Interesse den der Messung zugänglichen Bereich bis in den TeV-Bereich hinein zu erweitern.

In der vorliegenden Arbeit wird der Versuch unternommen, die Milchstraße in dem Energiebereich von ca. 1 TeV mit den abbildenden Tscherenkov-Teleskopen der

HEGRA-Kollaboration zu detektieren. Hierzu wurde ein ausgedehnter Bereich der Milchstraße bei einer galaktischen Länge von $l = 40{,}5^o$ in einer Durchmusterung beobachtet. Neben der Suche nach diffuser Emission aus dem Band der Milchstraße bietet dieser Datensatz die Möglichkeit, nach bislang unentdeckten TeV-γ-Quellen zu suchen, und eine Reihe von bekannten Objekten in diesem Spektralbereich näher zu analysieren.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst wird eine Übersicht über die Milchstrasse, deren Aufbau und die hochenergetische Komponente des interstellaren Mediums gegeben. Anschließend erfolgt eine Darstellung des Instruments und der Prinzipien der abbildenden Tscherenkovtechnik. In den beiden folgenden Kapiteln wird der Datensatz vom Krebsnebel, der Standardquelle für die TeV-γ-Astronomie, vorgestellt und die durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen zum Verständnis des Gesichtsfeldes erläutert. In Kapitel 6 wird die Meßkampagne und die zugrunde liegenden Vorüberlegungen dargestellt. Kapitel 7 beschreibt die Analyse der bekannten und die Suche nach potentiellen Punktquellen innerhalb der untersuchten Region, gefolgt von der Analyse der diffusen Emission. Die Resultate dieser Analyse werden abschließend im Kontext der Resultate anderer Autoren diskutiert.

1 Die Milchstraße

In diesem Kapitel wird zunächst eine Übersicht über die großräumige Struktur der Milchstraße gegeben. Anschließend erfolgt eine Darstellung des interstellaren Mediums (ISM) und der darin enthaltenen hochenergetischen Komponente der kosmischen Strahlung.

1.1 Übersicht

Bei der Milchstraße, oder Galaxis, handelt es sich um eine Spiralgalaxie, die entsprechend der Hubble-Sandage-Klassifizierung als Sbc eingeordnet wird (siehe auch Abb. 1). Sie ist neben der Andromeda-Galaxie und M33 eines der dominierenden Mitglieder der sogenannten lokalen Gruppe. Aufgrund unterschiedlicher Objektpopulationen und unterschiedlicher dynamischer Eigenschaften kann die Milchstraße grob in vier Bereiche unterteilt werden (vgl. Fig. 2) - in den Kernbereich, auch 'Bulge' genannt, die Scheibe, den Halo und die Korona- wobei die Masse des Systems (ohne die Korona-Objekte) auf ca. $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ geschätzt wird [Uns99]. Im folgenden wird eine kurze Beschreibung der einzelnen Teilsysteme gegeben:

- Der Kernbereich:

Der innere Bereich der Milchstraße wird als Galaxienkern, Bauch oder im Englischen auch als Bulge bezeichnet. Dieser Bereich ist der optischen Astronomie aufgrund interstellarer Staubwolken nur schwer zugänglich, jedoch ist eine Beobachtungen im Infraroten möglich.
Charakteristische Objekte im Bulge sind rote Riesensterne und planetarische Nebel, wobei die Sterndichte zum Zentrum hin rasch zunimmt. Im Gegensatz zur Scheibe ist der Kernbereich arm an interstellarer Materie.
Der Bulge rotiert gleichsinnig wie die Scheibe, jedoch mit einer kleineren Kreisfrequenz. Ob sich im zentralen Bereich der Milchstraße ein Balken befindet, ist bisher noch nicht eindeutig geklärt, jedoch scheinen Beobachtungen des COBE-Satelliten darauf hinzudeuten [Eng99].
Der innerste Bereich des Kerns enthält die Radioquelle Sagittarius A*. Untersuchungen der Sterndynamik in diesem Bereich legen eine zentrale Punktmasse von ca $2.6 \cdot 10^{6} M_{\odot}$ nahe. Hierbei handelt es sich mit größter Wahrscheinlichkeit um ein schwarzes Loch [Gen97]. Eine ausgedehnte Akkretionsscheibe, wie sie bei sogenannten aktiven galaktischen Kernen beobachtet wird, ist nicht vorhanden. Bei der Milchstraße handelt es sich somit nicht um eine in diesem Sinne aktive Galaxie.

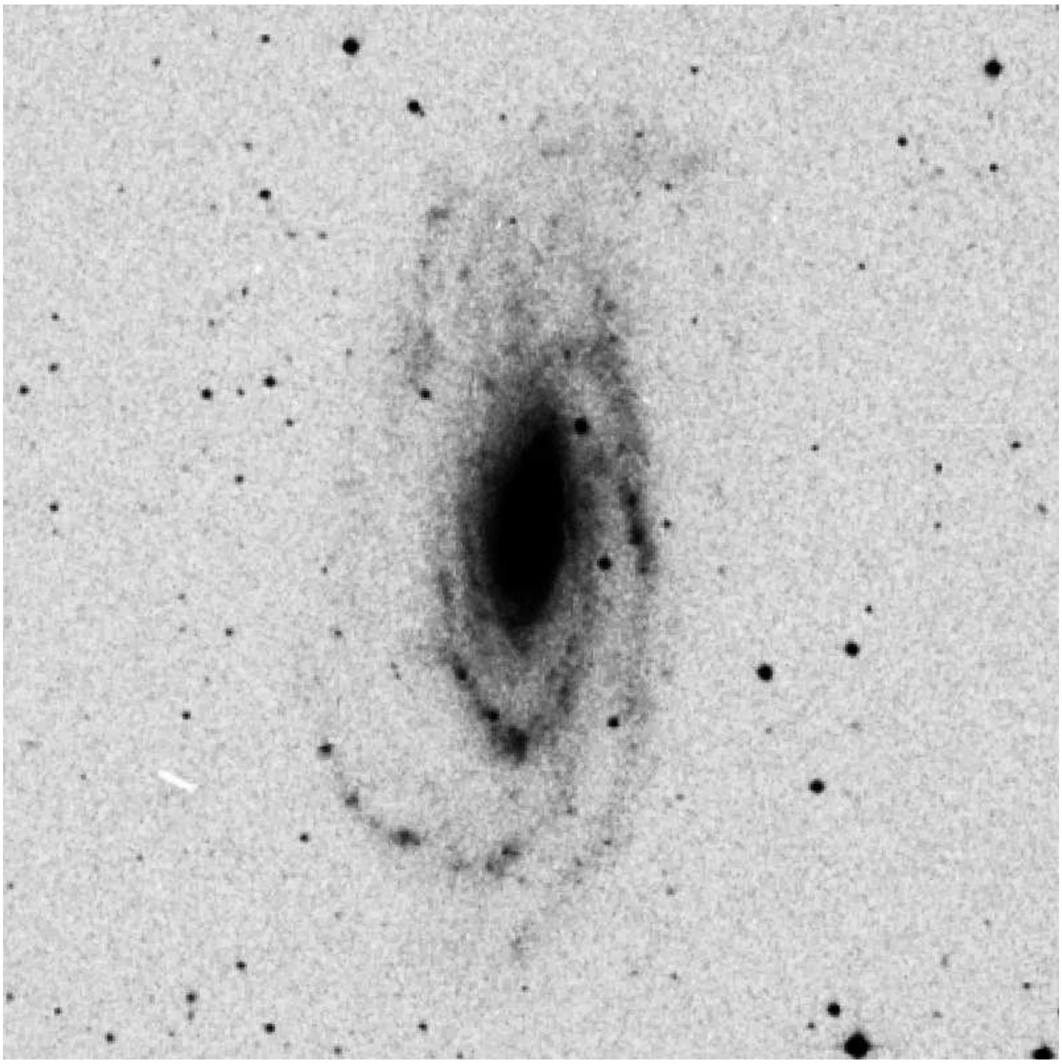

Abbildung 1: *Bild der Sbc-Galaxie NGC5033. Diese Galaxie ähnelt der Milchstraße in den photometrischen Parametern der Scheibe, des Kerns, der Scheibenfarbe, Rotationsgeschwindigkeit und des Verhältnisses HI zu optischer Luminosität [Gil97]. Bild aus [DSS]*

- Die Scheibe

In etwa in der Mitte der Scheibe befindet sich, bei einem Abstand $R_0 \approx 8.5$ kpc zum Zentrum der Milchstraße, das Sonnensystem. Aufgrund dieser Lage ist eine Beobachtung des Gesamtsystems der Scheibe problematisch. Eine Zusammenfassung unterschiedlicher Beobachtungen und ein Vergleich mit anderen Spiralgalaxien legt jedoch folgende Struktur der Scheibe nahe: Die Scheibe wird von vier Spiralarmen

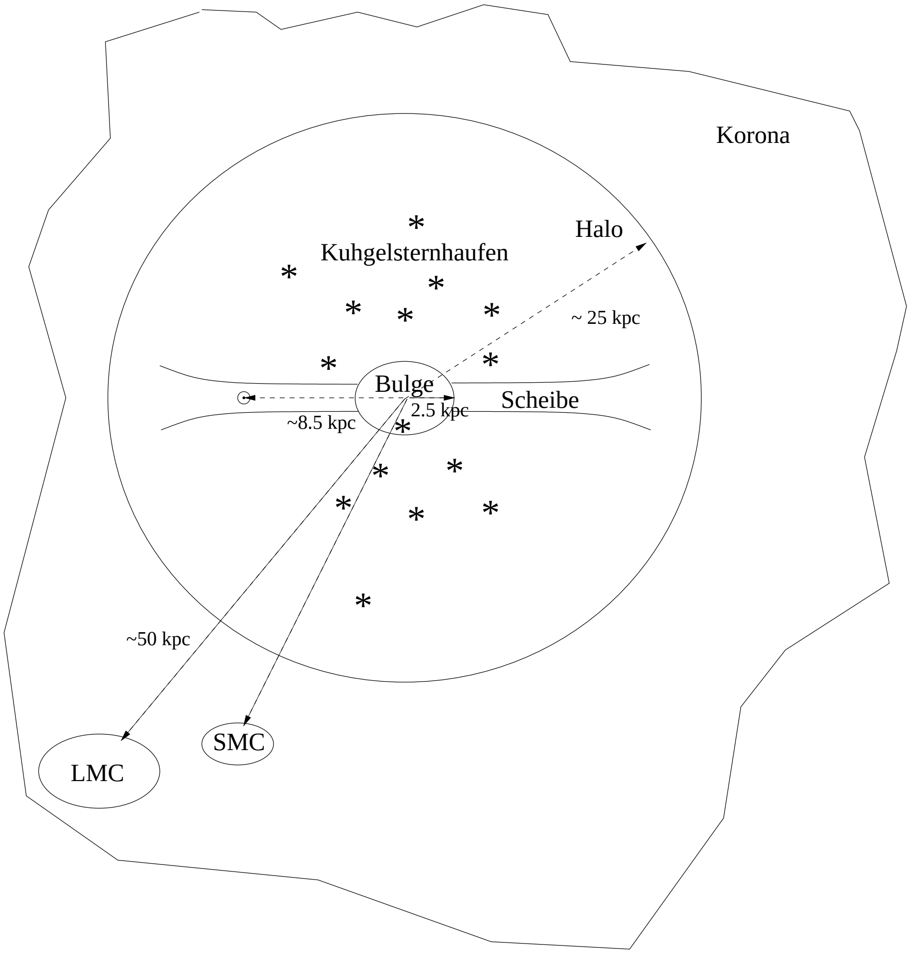

Abbildung 2: *Schematische Darstellung der großräumigen Struktur der Milchstraße, bestehend aus dem Kern oder Bulge, der Scheibe, dem Halo und der Korona. LMC und SMC bezeichnen die große und die kleine Magellansche Wolke.*

strukturiert, die mit einem Anstellwinkel von ca. 12^o nach innen laufen und sich gut in Form einer logarithmischen Spirale beschreiben lassen [Val95]. Die Sternpopulation der Scheibe - auch als Population I bezeichnet - setzt sich zum einen aus jungen, leuchtkräftigen, blauen OB-Sternen in den Spiralarmen, und außerhalb der Arme aus Sternen ähnlich der Sonnenumgebung zusammen.
Die Massendichte in der Scheibe nimmt radial nach außen hin exponentiell ab ($\propto exp(-R/R_d)$ mit $R_d \approx 5.0 \pm 0.5$ kpc) [Gil97], wobei die Skalenhöhe der Sternscheibe ca. 300 pc beträgt.
Die Dynamik der Scheibe ist durch die sogenannte differentielle Rotation gekennzeichnet, d.h. die Winkelgeschwindigkeit ist abhängig vom Abstand R zum galakti-

schen Zentrum und nimmt mit zunehmendem Abstand ab. Die Sterne laufen hierbei auf nahezu kreisförmigen Bahnen um das Zentrum der Milchstraße. Für die Sonne ergibt sich eine Umlaufgeschwindigkeit von ca. 220 km s^{-1}, was zu einer Umlaufdauer von ca. $2.8 \cdot 10^8 a$ führt. Betrachtet man die Bahngeschwindigkeit als Funktion des galaktischen Abstands R, so zeigt sich, daß die Geschwindigkeit im inneren Bereich mit zunehmendem R zunimmt und außerhalb R_0 recht flach verläuft.
Neben dieser sogenannten dünnen Scheibe existiert eine Population an Sternen, die sich in ähnlicher radialer Ausdehnung, wie in der dünnen Scheibe befinden, jedoch mit einer Skalenhöhe von ca. 1 kpc und einer etwas langsameren Rotation. Die Dichte dieser sogenannten dicken Scheibe beträgt am galaktischen Äquator etwa 1/10 derjenigen der dünnen Scheibe [Uns99].
Im Gegensatz zum Kern ist die Scheibe der Milchstraße reich an interstellarem Gas und Staub. Abschätzungen für den Masseanteil der interstellaren Materie deuten auf etwa 10% der Sternmasse hin (vgl Kap. 1.2).

- Der Halo

Der äußere, nahezu sphärisch symmetrische Bereich der Milchstraße, der sich bis zu einer Entfernung von ca. 25 kpc erstreckt, wird als Halo bezeichnet. Neben den Kugelsternhaufen befinden sich in diesem Bereich Feldsterne, die ähnlich den Kugelsternhaufen, das galaktische Zentrum auf elliptischen Bahnen, mit nahezu gleichverteilten Inklinationswinkeln umlaufen.
Aus der Rotationskurve der Scheibe und einem Vergleich mit den Rotationskurven anderer Galaxien ergibt sich, daß der Halo einen wesentlichen Anteil der Masse des Milchstraßensystems tragen muß, der weit über den in Form von Sternen sichtbaren Anteil hinausgeht [Bin87]. Aufgrund dieser Überlegungen wird in diesem Zusammenhang von dunkler Materie (DM) gesprochen. Über die Zusammensetzung dieser Materie ist bislang wenig bekannt. Hier können z.B. nicht selbst leuchtende, massive Objekte mit Massen kleiner als $0.08 M_\odot$ - sogenannte braune Zwerge - oder auch stellare schwärze Löcher eine Rolle spielen. Neben diesen Materieformen wird auch ein Beitrag von exotischen Teilchen, wie WIMPs (weakly interacting massive particles) oder Axionen, diskutiert [Kla97].

- Die Korona

Der Bereich außerhalb des galaktischen Halos, der den Übergang in das Medium der lokalen Gruppe markiert, wird in Anlehnung an die Sonnenkorona als galaktische Korona bezeichnet, da hier ein heißes, abströmendes Gas vermutet wird. In diesem Bereich befinden sich die Begleitgalaxien der Milchstraße, die Große und Kleine Magellansche Wolke. Hierbei handelt es sich um irreguläre Zwerggalaxien mit einem Abstand von etwa 50-70 kpc zum galaktischen Zentrum.

1.2 Das interstellare Medium

Die Leuchtkraft der Galaxie im hochenergetischen γ-Bereich ist eng verknüpft mit der Verteilung der interstellaren Materie innerhalb der Galaxie, da dieses als Target für die kosmische Strahlung dient. Des weiteren beeinflussen Magnetfelder die Ausbreitung der kosmischen Strahlung in der Milchstraße. Im Folgenden wird zunächst die Verteilung des ionisierten, des neutralen (HI) und des molekularen Wasserstoffs (H_2) in der Milchstrasse dargestellt. Zu beachten ist, daß das interstellare Medium eine sehr heterogene Struktur aufweist, und die einzelnen Komponenten ineinander eingebettet vorliegen können.
Anschließend erfolgt eine Diskussion der interstellaren Magnetfelder.
Auf eine Diskussion des interstellaren Staubes wird hier verzichtet, da dieser von seinem Massenanteil nur eine untergeordnete Rolle für die γ-Astronomie spielt.
Für eine Übersicht der Milchstraße in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen sei auf Abb. 3 verwiesen.

1.2.1 Verteilung der Materie

- Neutraler Wasserstoff (HI)
Die Verteilung des neutralen Wasserstoffs (HI) ist aus radioastronomischen Messungen des Hyperfeinstrukturübergangs des Wasserstoffatoms bei 1420 MHz, bzw. 21.1 cm gut bekannt. Es ergibt sich folgendes Bild für die Verteilung des neutralen Wasserstoffs: Außerhalb des galaktischen Kerns ($R > 4$ kpc), und bis zu einem Abstand von ca. 14 kpc, bildet der Wasserstoff eine dünne Scheibe mit einer Skalenhöhe von ca. 120 pc. Die Rotation des Wasserstoffs erfolgt auf nahezu kreisförmigen Bahnen um das galaktische Zentrum. Zu größeren galaktischen Abständen hin scheint sich die Scheibe aufzuweiten.
Die mittlere Teilchendichte des HI wird in der Scheibe mit ca 0.4 Teilchen/cm^3 angegeben, wobei diese Dichte nach innen und nach außen abfällt. Die Gesamtmasse des interstellaren HI wird auf ca. $2.5 \cdot 10^9 M_\odot$ geschätzt.
Beim neutralen Wasserstoff sind zwei Phasen zu unterscheiden. Eine Komponente befindet sich in sogenannten diffusen Wolken bei einer Temperatur von ca. 80 K. Die andere, deutlich wärmere Komponente, mit einer Temperatur von ca. 6000 K, füllt den Raum zwischen den Wolken aus, und der Wasserstoff liegt hier zu ca. 10-20% ionisiert vor [Uns99].

- Molekularer Wasserstoff (H_2)
Die Bestimmung der Verteilung des molekularen Wasserstoffs innerhalb der Milchstraße wird durch das Fehlen einer charakteristischen Emission dieses Moleküls erschwert. Bei der Beobachtung ist man hier auf sogenannte Tracer wie Kohlenmon-

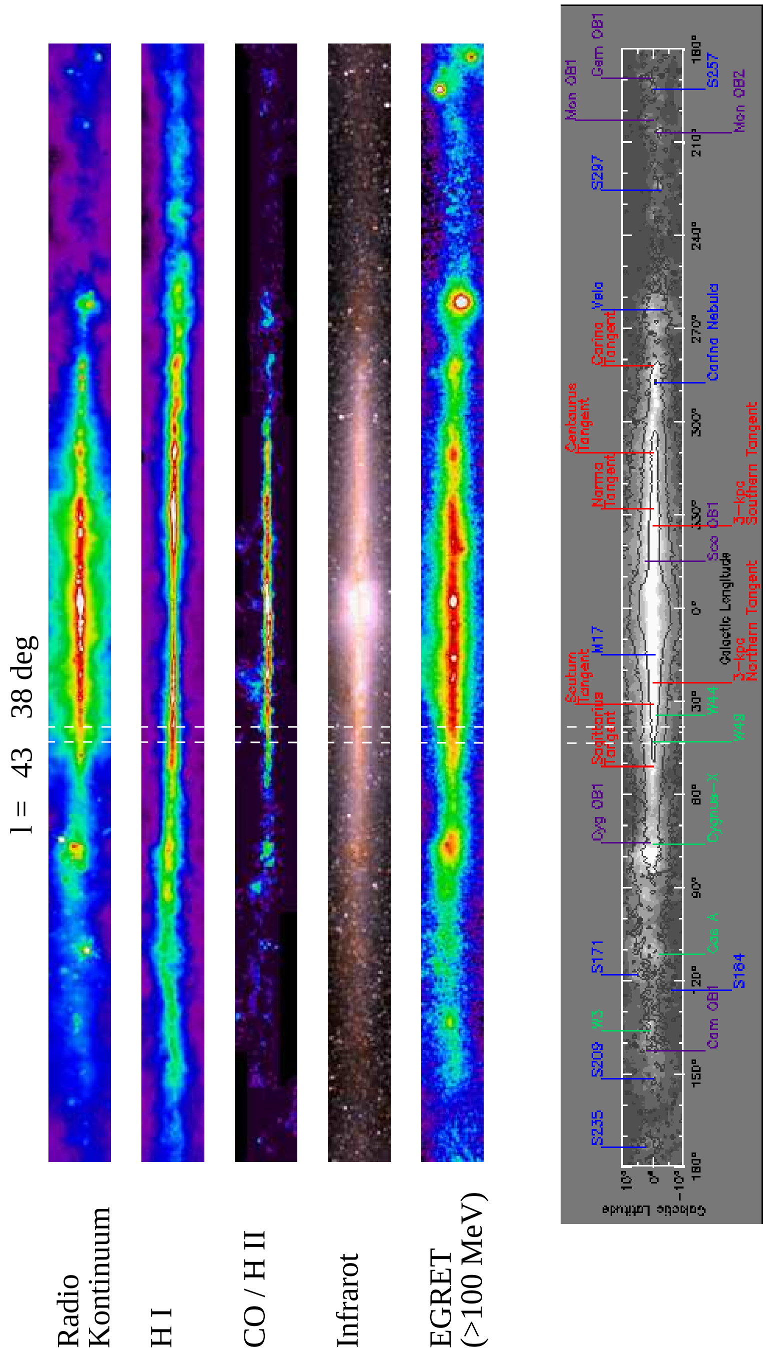

Abbildung 3: *Emission der Milchstraße bei unterschiedlichen Wellenlängen. In Radiokontinuum (408 MHz) werden die Verteilung der Elektronen und der Magnetfelder sichtbar. Die Verteilung des atomaren Wasserstoffs (HI) erschließt sich aus der 21-cm-Linie des Wasserstoffs. Auf die Verteilung des molekularen Wasserstoffs (H_2) wird aus der Emission des Kohlenmonoxids bei 2.6 mm geschloßen. Die γ-Emission bei $E>100$ MeV läßt Rückschlüße auf die Verteilung der Materie und der kosmischen Strahlung zu. Die unterbrochenen Linien markieren die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Region. Bilder aus [Mwm]*

oxid (CO) angewiesen und schließt aus deren Häufigkeit auf die Verteilung des H_2. Hierdurch entstehen jedoch erhebliche Unsicherheiten.
Aus Messungen des Rotationsübergangs des CO (J=1 $\rightarrow$ J=0) bei $\lambda = 2.6$ mm ergibt sich eine Verteilung in Form eines flachen Rings zwischen 4 und 8 kpc. Dieser Ring ist mit einer Skalenhöhe von ca. 50 pc deutlich flacher als die Scheibe des atomaren Wasserstoffs. Die Masse des molekularen Wasserstoffs wird auf ca. $2 \cdot 10^9 M_\odot$ geschätzt und ist somit in der selben Größenordnung wie die des HI. Ein Großteil des molekularen Wasserstoffs befindet sich in sogenannten 'Giant Molecular Clouds' bei einer Temperatur von ca. 10-30 K.

- Ionisierter Wasserstoff (H^+)
Die heiße Komponente des interstellaren Mediums wird bei einer Temperatur von ca. 10^6 K von ionisiertem Wasserstoff gebildet. Der Nachweis dieser Komponente erfolgt über Messungen im weichen Röntgenbereich zwischen 0.1 und 2 keV. Die Verteilung des ionisierten Wasserstoffs erstreckt sich vermutlich bis zu einigen kpc über die galaktische Scheibe. Der Massenanteil wird auf ca. $2 \cdot 10^8 M_\odot$ Sonnenmassen geschätzt und ist somit deutlich geringer als der des neutralen Anteils.
Die heiße Komponente des ionisierten Wasserstoffs wird vermutlich von jungen Sternen und Supernovaexplosionen geheizt. Auch ein Beitrag durch Wechselwirkung mit kosmischer Strahlung ist denkbar.
Eine besondere Rolle spielt der ionisierte Wasserstoff in Verbindung mit Magnetfeldern für die kosmische Strahlung. Durch die Plasmaeigenschaften des heißen Gases führt dies zu einer wechselseitigen Kopplung von Magnetfeldern und ionisiertem Wasserstoff. Zum anderen spielen Plasmaeffekte bei der Ausbreitung der kosmischen Strahlung innerhalb der Galaxie eine wichtige Rolle.

1.2.2 Magnetfelder

Die Existenz eines galaktischen Magnetfeldes ist aus Polarisationsmessungen von Sternlicht, der Zeemannaufspaltung der 21-cm-Linie und aus der Synchrotron-Kontinuums-Emission hochenergetischer Elektronen bekannt. Das galaktische Magnetfeld scheint sich großräumig parallel zu den Spiralarmen in der Scheibe zu orientieren, und die Stärke beträgt im Mittel ca. $2 \cdot 10^{-10}$ T bzw. ca. $2 \cdot 10^{-6}$ Gauß. Dieser geordneten Struktur ist ein ungeordnetes Feld mit ähnlichen Feldstärken und einer Skalenlänge in der Größenordnung von 50 pc überlagert [Uns99].
Die Anwesenheit einer nichtthermischen Radioemission zu großen galaktischen Breiten läßt auf ein Magnetfeld im Halo der Galaxie schließen [Ruz88].

2 Galaktische kosmische Strahlung

In diesem Kapitel wird zunächst das lokal am Ort der Erde beobachtete Spektrum der kosmischen Strahlung dargestellt. Anschließend werden die möglichen Quellen und Beschleunigungsmechanismen erläutert. Die Ausbreitung und die Wechselwirkung mit dem interstellaren Medium werden anschließend, für die hadronische und dann für die elektronische Komponente, erläutert. Der letzte Teil dieses Kapitels befaßt sich mit der durch Wechselwirkung zwischen kosmischer Strahlung und interstellarem Medium entstehenden γ-Strahlung und deren Ausbreitung. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion der Modelle der diffusen γ-Emission der Milchstraße.

2.1 Lokal Beobachtetes Spektrum

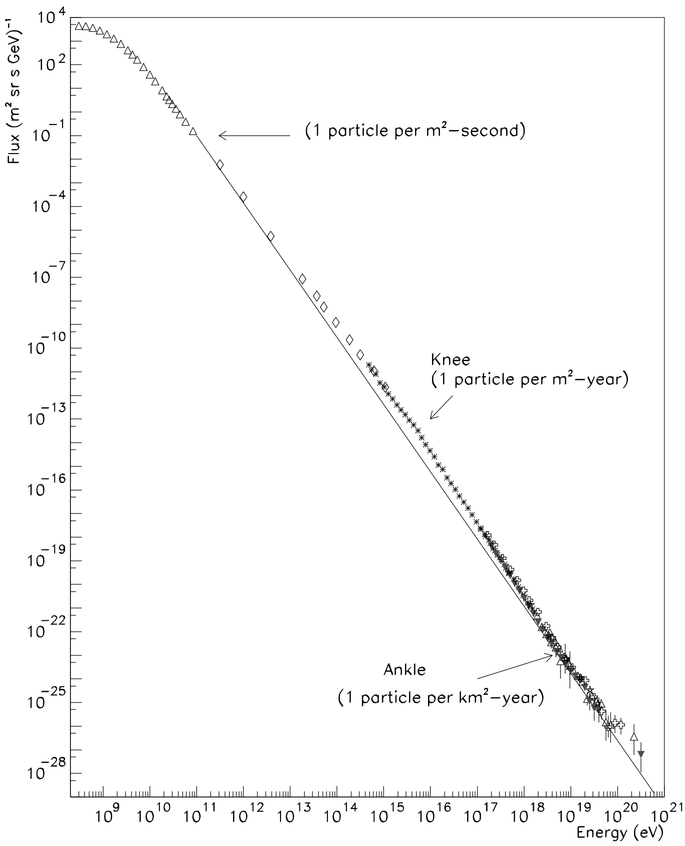

Abbildung 4: *Spektrum der hadronischen kosmischen Strahlung. Aus [Aug96].*

Das am Ort der Erde gemessene Spektrum der hadronischen Komponente der galaktischen kosmischen Strahlung erstreckt sich über einen weiten Energiebereich von ca. 10^9 eV bis zu ca. 10^{20} eV (vgl. Abb. 4). Dieses Spektrum läßt sich in dem Bereich von ca. 10^{10} eV bis zu 10^{15} eV, dem sogenannten Knie, gut durch ein differentielles Potenzgesetz der Form

$$\frac{d\Phi}{dEd\Omega} = KE^{-\gamma} \tag{1}$$

beschreiben. Für den Vorfaktor ergibt sich ein Wert von $K = 2{,}5 \cdot 10^{-5}$ Teilchen s^{-1} cm^{-2} sr^{-1} TeV^{-1} bei einer Energie von 1 TeV und $\gamma = 2.67 \pm 0.02$ [Wie98].
Unterhalb von ca. 10 GeV spielen Modulationen durch die Sonne eine wesentliche Rolle. Oberhalb von ca. 10^{15} eV wird das Spektrum steiler und kann hier durch einen Exponenten von $\gamma = 3.2$ beschrieben werden. Ab 10^{18} eV, dem sogenannten Knöchel, scheint das Spektrum wiederum flacher zu werden.
Als Ursache für das Knie wird die Möglichkeit diskutiert, daß in diesem Bereich der Beschleunigungsmechanismus in Supernovaüberresten weniger effizient wird, und somit zu einem Abknicken des Spektrums führt.
Die chemische Zusammensetzung des hadronischen Spektrums ist der solaren Zusammensetzung sehr ähnlich. Es zeigt sich jedoch ein deutlicher Überschuß bei den leichten Elementen Li, Be und B. Ursache hierfür sind Spallationsprozeße bei der Ausbreitung der kosmischen Strahlung durch das interstellare Medium.

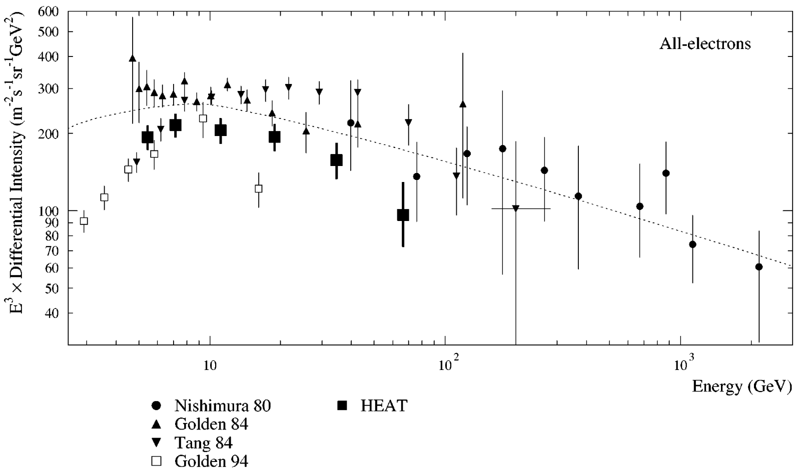

Abbildung 5: *Spektrum der elektronischen Komponente der kosmischen Strahlung. Aus [Bar98].*

Das lokal gemessenen Elektronenspektrum ist in Abb. 5 dargestellt. Dieses Spektrum zeigt ebenfalls einen Verlauf entsprechend einem Potenzgesetz, jedoch mit einem deutlich größeren Exponenten, im Vergleich zu dem hadronischen Spektrum, von $\gamma = 3.09 \pm 0.08$ für Elektronen und $\gamma = 3.3 \pm 0.2$ für Positronen [Bar98]. Das Verhältnis von Elektronen zu Positronen beträgt etwa 10:1.

2.2 Quellen und Beschleunigungsmechanismen

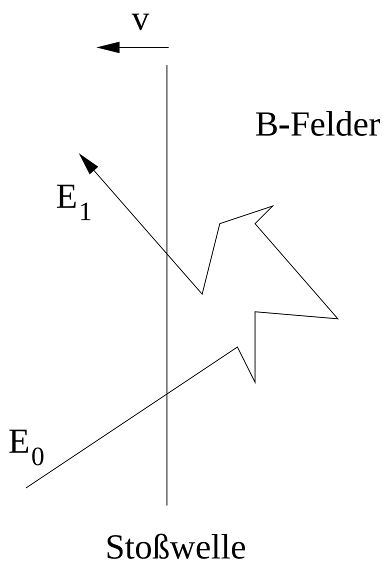

Abbildung 6: *Ein Teilchen gewinnt bei Überqueren einer Stoßwelle Energie durch Kopplung an das im Plasma eingefrorene Magnetfeld und somit an die Strömung des Plasmas hinter bzw. vor der Schockfront. Dieser Mechanismus ist symmetrisch und liefert einen Energiegewinn, sowohl wenn das Teilchen die Schockfront von vorne, als auch von hinten passiert (vgl. [Gai90]).*

Als wesentlicher Mechanismus, für die Beschleunigung der Teilchen der kosmischen Strahlung, wird der Fermimechanismus 1. Ordnung an starken Schockfronten diskutiert [Axf77] [Kry77] [Bel78] [Bla78]. Durchquert eine magnetisierte Schockwelle das interstellare Medium, so können Teilchen oberhalb einer bestimmten Energie, beim Passieren dieser Front Energie gewinnen. Durch mehrmaliges Überqueren der selben Front können hierbei erhebliche Energien auf ein einziges Teilchen übertragen werden. Ursache des Energiegewinns ist eine Übertragung kinetischer Energie der Schockwelle auf die Teilchenpopulation durch die Streuung an unregelmäßigen Magnetfeldern (vgl. Fig. 6), und der hierbei entstehenden Kopplung des Teilchens

an die Strömung des Plasmas.
Verfeinerte Modelle dieses Mechanismuses sagen einen spektralen Index von $\gamma \approx 2$ für das Quellspektrum der kosmischen Strahlung vorher [Lon92II] [Gai90].
Aus energetischen Überlegungen, die auf Ginzburg zurückgehen, kommen als Beschleuniger der kosmischen Strahlung bis zu ca. 10^{18} eV in der Galaxie im Wesentlichen nur Supernovaüberreste in Frage, da diese die einzige bekannte Energiequelle sind, die bei moderater Effizienz den Energieverlust durch Entweichen der Teilchen der kosmischen Strahlung aus der Galaxis ausgleichen können. Die gemessene TeV-Emission der SN1006 [Tan98] und die mögliche Detektion des Supernovaüberrests Cassiopeia A [Püh99] stützen diese Hypothese.
Bei etwas niedrigeren Energien ist ein Beitrag durch Pulsare oder binäre Systeme denkbar. Daß in der Magnetosphäre von Pulsaren Teilchenbeschleunigung stattfindet, ist durch die Emission von TeV-γ-Quanten vom Krebsnebel [Wee89] und durch dessen Synchrotronemission bis in den Röntgenbereich hinreichend belegt. Auch ist eine Teilchenbeschleunigung in kompakten binären Systemen, die harte Röntgenstrahlung emittieren wie z.B. Cyg-X3, oder SS-433 denkbar.

2.3 Hadronische Komponente

Aufgrund der Anreicherung der leichten Isotope in der kosmischen Strahlung durch Spallationsprozeße kann die Materiemenge abgeschätzt werden, die die hadronische kosmische Strahlung während ihrer Verweildauer in der Milchstraße durchquert [Lon92II]. Es ergibt sich hier ein Wert von ca. 5 g/cm^2, und umgerechnet auf die mittlere interstellare Materie Dichte von $2 \cdot 10^{-24}$ g/cm^3 ergibt dies eine zurückgelegte Strecke in der Größenordnung 1 Mpc innerhalb der Milchstraße. Aus Messungen der relativen Häufigkeiten von radioaktiven Isotopen in der Milchstraße kann die Verweildauer eines Teilchens der kosmischen Strahlung auf etwa 10^7 Jahre abgeschätzt werden. Die Konstanz der kosmischen Strahlung über die letzten 10^8 Jahre innerhalb 20% [Mül81] legt die ständige Nachlieferung von Teilchen der kosmischen Strahlung nahe. Detailliertere Modelle legen hierbei ein Einschlußvolumen der kosmischen Strahlung nahe, das größer ist als das Volumen der Scheibe, woraus eine Ausdehnung der Population der kosmischen Strahlung bis in den Halo der Milchstraße folgt.
Die lange Verweildauer innerhalb der Milchstraße zeigt jedoch auch die starke Kopplung der kosmischen Strahlung an die Magnetfelder innerhalb der Milchstraße. Hierbei spielen Streuprozeße an Unregelmäßigkeiten der Magnetfelder, bei denen die geladenen Teilchen ihrerseits Wellen im Plasma anregen und hierdurch an das Plasma gekoppelt werden, eine wichtige Rolle. Diese Effekte führen neben der Speicherung

der kosmischen Strahlung innerhalb der Milchstraße auch zu deren Isotropisierung. Des weiteren gibt dieses Modell Anlaß zu der Vermutung, daß das Spektrum der kosmischen Strahlung über weite Bereiche der Milchstraße den selben spektralen Index aufweist, da sich die kosmische Strahlung innerhalb dieser in einem dynamischen Gleichgewicht befindet [Ber90].
Aus theoretischen Überlegungen, die den Druck der kosmischen Strahlung, der interstellaren Materie und der magnetischen Felder in ein dynamisches Gleichgewicht mit dem gravitativen Druck des interstellaren Gases setzen, folgt eine Kopplung der Dichte der kosmischen Strahlung an die Dichte der interstellaren Materie in der Größenordnung von 1.5 bis 2 kpc [Hun97].

2.4 Elektronische Komponente

Bei der elektronischen Komponente der kosmischen Strahlung ist die Situation aufgrund der Energieverluste dieser Teilchen durch Synchrotronstrahlung, inverse Compton-Stöße, Bremsstrahlung und Ionisation weniger übersichtlich. Diese Energieverluste schließen jedoch einen extragalaktischen Ursprung der Elektronenkomponente eindeutig aus.
Nimmt man für das Quellspektrum der Elektronen ebenfalls ein Potenzgesetz mit spektralem Index $\gamma_e \approx 2$ an, so variiert das lokale Elektronenspektrum in Abhängigkeit von der Verteilung der Quellen, der zeitlichen Entwicklung der Quellen und der Lage des Beobachters in Bezug auf diese [Poh98], und es ist durchaus wahrscheinlich, daß das lokal auf der Erde gemessene Elektronenspektrum nicht die mittlere Verteilung innerhalb der Milchstraße wiedergibt. Diese Überlegungen spielen im Hinblick auf das Spektrum der diffusen Emission eine wichtige Rolle.

2.5 γ-Strahlung

In diesem Kapitel werden die Erzeugungsprozeße für hochenergetische γ-Strahlung diskutiert. Anschließend wird der Einfluß von Absorptionsvorgängen auf die Transparenz der Milchstraße im TeV-Bereich untersucht. Im letzten Abschnitt werden die Messungen des EGRET-Instrumentes und deren Modellierung diskutiert.

2.5.1 Erzeugungsprozeße

Zur Erzeugung hochenergetischer γ-Strahlung kommt es über Kern-Kern-Stöße, der Wechselwirkung von Elektronen mit dem interstellaren Strahlungsfeld und Bremsstrahlung. Diese Prozeße werden im folgenden im Hinblick auf die diffuse Emission erläutert:

• π^0-Zerfall

Stößt ein hochenergetischer Kern mit einem anderen, so entstehen hierbei geladene und neutrale Pionen entsprechend der Reaktion

$$p_{CR} + p_{ISM} \longrightarrow \pi^{0/+/-} + X, \tag{2}$$

wobei X die möglichen witeren Produkte, d.h. in der Kollision entstehende Teilchen, darstellt. Der Zerfall der geladenen Pionen in Myonen und deren anschließender Zerfall in Elektronen, liefert einen Beitrag zu der sekundären Komponente des Elektronenspektrums.
Der Zerfall des π^0 gemäß

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma \tag{3}$$

führt zur Erzeugung hochenergetischer γ-Strahlung. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Pionen in Proton-Proton-Stößen beträgt ca. $2.5 \cdot 10^{-30}$ m^2 und entspricht in etwa dem geometrischen Querschnitt des Kerns. Dieser Wirkungsquerschnitt ist leicht von der Energie abhängig und zeigt eine geringe Zunahme zu hohen Energien [Cas98]. Aufgrund der Ruhemasse des π^0 von 134.98 MeV entstehen beim Zerfall in Ruhe zwei γ-Quanten mit einer Energie von jeweils 67.5 MeV. Dies ist zugleich die untere Grenze für γ-Strahlung aus π^0-Zerfall. Aus kinematischen Überlegungen folgt eine Schwellenenergie für die π^0-Produktion von ca. 280 MeV.

• Inverser Compton-Effekt (IC)

Bei dem inversen Compton-Effekt (IC) handelt es sich um einen Stoß eines hochenergetischen Elektrons mit einem niederenergetischen Photon. Hierbei sind zwei Regime zu unterscheiden: Ist die Energie des Photons im Ruhesystem des Elektrons klein gegenüber der Ruhemasse des Elektrons ($\gamma\hbar\omega \ll m_e c^2$), so spricht man vom Thomsonregime, andernfalls vom Klein-Nishina-Regime. Im ersten Fall ist der Wirkungsquerschnitt durch den Thomson-Streuquerschnitt σ_T gegeben:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.653 \cdot 10^{-29} m^2, \tag{4}$$

wobei r_e der klassische Elektronenradius ist. Die mittlere Energie des gestreuten Photons E_γ ergibt sich in diesem Fall zu:

$$E_\gamma = \frac{4}{3}\gamma^2 E_0 \tag{5}$$

γ ist der Lorentzfaktor des Elektrons und E_0 die Energie des ungestreuten Photons. Im hochrelativistischen Grenzfall (also $\gamma\hbar\omega > 2.5mc^2$), im sogenannten Klein-Nishina-Regime, ist der Wirkungsquerschnitt stark veringert. Es gilt hier:

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{\epsilon} \left(\ln 2\epsilon + \frac{1}{2} \right) < \sigma_T \tag{6}$$

mit $\epsilon = \hbar\omega/mc^2$. Mit zunehmendem Lorentzfaktor γ verschiebt sich in diesem Fall die Verteilung der Energie des gestreuten Quanten immer mehr zur Energie des Elektrons, d.h das Elektron überträgt im Mittel den größten Teil seiner Energie auf das Photon [Blu70].
Übertragen auf die Situation in der Milchstraße im TeV-Bereich ergibt sich folgendes Bild: Für die Photonen der Hintergrundstrahlung mit typischerweise einer Energie von 1 meV liegt bis zu einer Elektronenenergie von ca. 10^{14} eV der Thomsonsche Fall vor. Für optischen Photonen von etwa 1 eV wird dessen Grenze bei 10^{11} eV erreicht. Ein Photon der Hintergrundstrahlung, gestoßen von einem Elektron mit 10 TeV, wird hierbei entsprechend Gl. 5 auf eine Energie von einigen GeV gebracht, ein optisches Photon auf TeV-Energie.
Eine detaillierte Rechnung für die Emissivität der Milchstraße durch den IC-Effekt setzt hierbei eine Integration des angenommenen Elektronenspektrums mit der Dichte der unterschiedlichen Photonenfelder entlang der Sichtlinie voraus.

- Bremsstrahlung

Ein Elektron, das im Feld eines Atomkerns abgelenkt wird, erzeugt sogenannte Bremsstrahlung. Dieser Prozeß leistet einen deutlichen Beitrag bei γ-Energien um 1 GeV, spielt jedoch für Emission im TeV-Bereich nur eine unwesentliche Rolle und soll hier nicht näher diskutiert werden.

- Synchrotronstrahlung

Sychrotronstrahlung, oder auch Magnetobremsstrahlung, leistet im hochenergetischen Bereich aufgrund der geringen magnetischen Feldstärken keinen Beitrag zur Emission der Milchstraße. Jedoch sei sie hier, wegen der Einschränkungen die aus der Synchrotronemission auf die Modelle der diffusen Emission folgen, erwähnt. Weiterhin stellt die Synchrotronemission einen wesentlichen Mechanismus für den Energieverlust von Elektronen dar.
Bei der Synchrotronstrahlung handelt es sich um Emission von Photonen durch die Spiralbewegung von Elektronen in einem Magnetfeld. Für eine Elektronenverteilung die einem Potenzgesetz mit Index γ folgt, ergibt sich hierbei folgende Relation für

das Frequenzspektrum:

$$J(\nu) \propto B^{(\gamma+1)/2}\nu^{-(\gamma-1)/2} \tag{7}$$

Aus der spektralen Energieverteilung der Synchrotronstrahlung im Radiobereich ergibt sich hieraus eine Einschränkung auf das mögliche Spektrum der Elektronen innerhalb der Milchstraße, und daher auf die Modellierung der diffusen Emission (siehe auch [Str00]).

2.5.2 Absorption

Absorption von γ-Strahlung im TeV-Energiebereich findet über Paarbildungsprozeße

$$\gamma + A \longrightarrow e^- + e^+ \tag{8}$$

an einem externen elektrischen oder magnetischen Feld A statt. Von besonderem Interesse sind hier die Felder von Atomkernen, bzw. das Feld der 3K-Hintergrundstrahlung.
Im ersten Fall, bei der Paarbildung im Feld eines Atomkerns, ist der Wirkungsquerschnitt im ultrarelativistischen Regime durch

$$\sigma_{pair} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9}\ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\right) - \frac{2}{27}\right] \mathrm{m}^2\ \mathrm{Atom}^{-1} \tag{9}$$

gegeben [Lon92I]. Unter der Annahme einer mittleren Materiedichte von 10^6 Atomen/m^3 und einer Kernladung von $Z = 1$ folgt hieraus eine Strahlungslänge von 35 Mpc. Dieser Wert ist um 3 Größenordnungen größer als die Ausdehnung der Milchstraße. Paarbildung an interstellarem Gas spielt daher keine Rolle für die Transparenz der Milchstraße.
Ähnlich ist die Situation bei der Photon-Photon-Streuung. Im TeV-Bereich wird die mittlere freie Weglänge mit 10^{27} cm gegenüber dem extragalaktischen Strahlungsfeld und der 3^o Hintergrundstrahlung angegeben [Wdo72]. Dies ergibt eine mittlere freie Weglänge von ca. 300 Mpc für ein TeV-γ-Quant im extragalaktischen Raum. Selbst im Fall eines um mehrere Größenordnungen höheren Dichte der Photonenfelder in der Scheibe, ist dieser Effekt innerhalb der Galaxie zu vernachlässigen.
Die Milchstraße ist daher im hochenergetischen Energiebereich transparent für γ-Strahlung.

2.5.3 Diffuse Emission der Milchstraße

Im Bereich bis zu einigen GeV konnte das Spektrum und die Verteilung der diffusen Emission mit dem EGRET-Instrument detailliert vermessen werden [Hun97]. Hierin

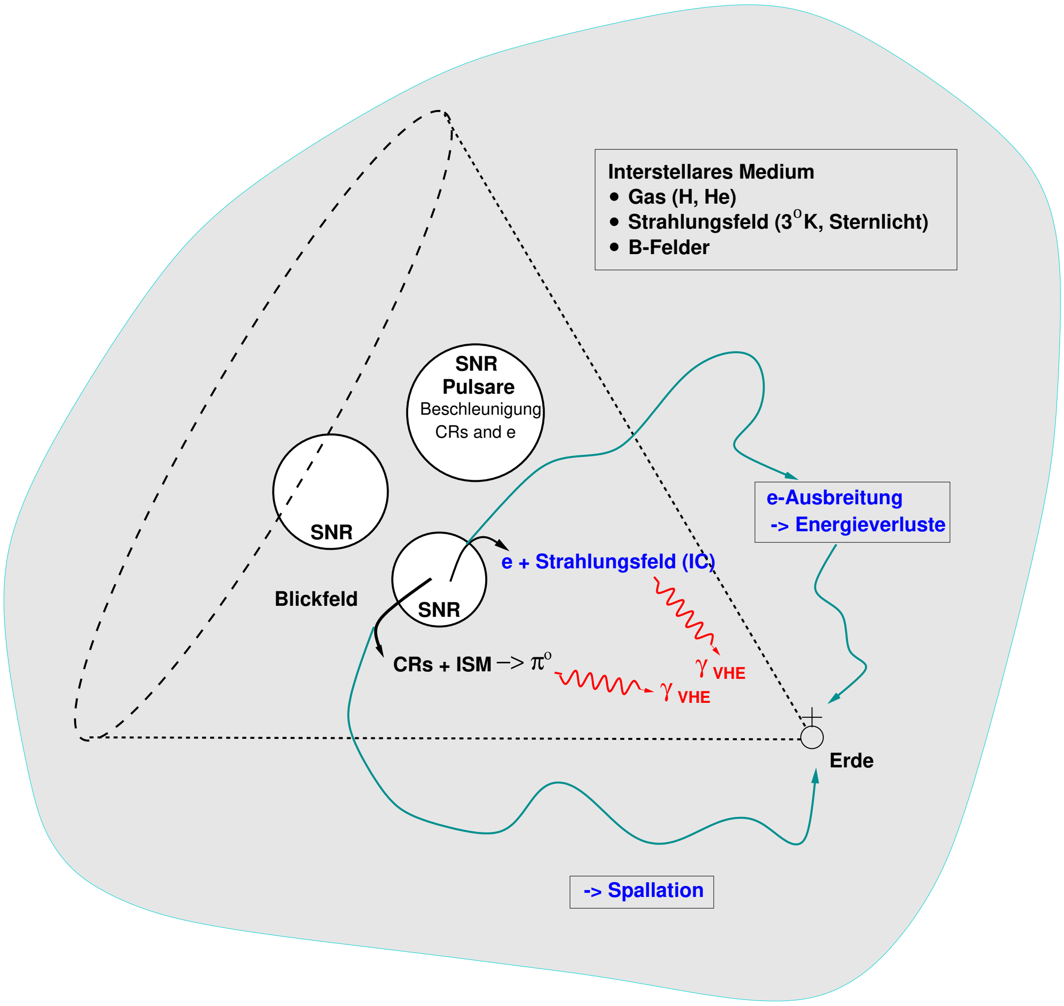

Abbildung 7: *Schematische Darstellung der Prozeße, die im interstellaren Medium zur Emission von TeV-γ-Quanten führen. Die Beschleunigung der kosmischen Strahlung findet vermutlich überwiegend in Supernovaüberresten (SNR) und zu einem geringen Teil in Pulsaren statt. Bei der Ausbreitung der hadronischen Komponente kommt es über Kern-Kern-Stöße zur Erzeugung von γ-Strahlung, wohingegen die Elektronen bevorzugt über der IC-Effekt TeV-γ-Strahlung erzeugen.*
Zusätzlich ist zu berücksichtigen, daß besonders bei der Ausbreitung der Elektronen im ISM diese Energie über den IC-Effekt, Bremsstrahlung und Synchrotronstrahlung verlieren, und daher das Quellspektrum nicht mit dem lokal auf der Erde beobachteten Spektrum übereinstimmen muß.

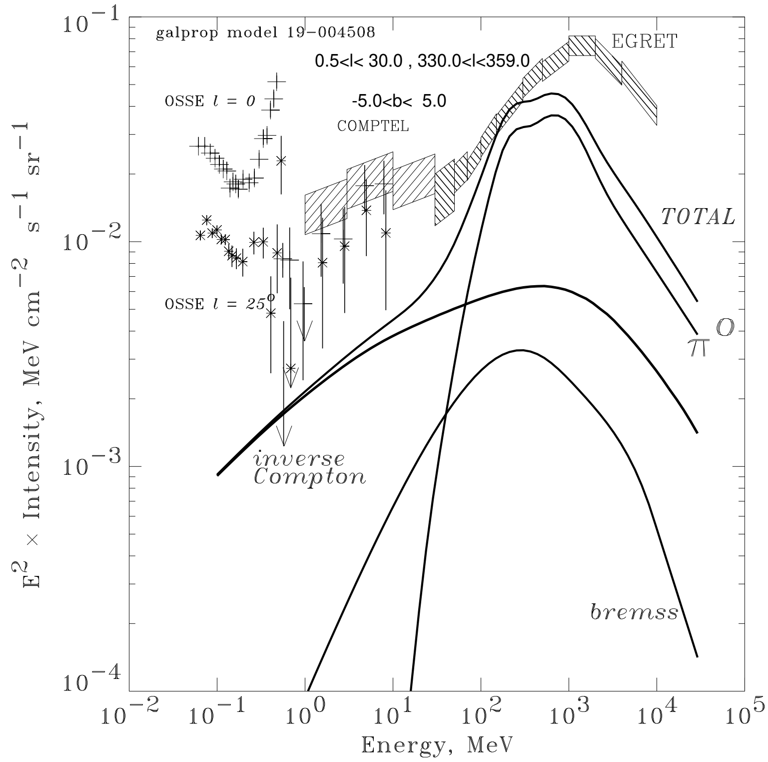

Abbildung 8: *Vergleich der gemessenen diffusen Emission der Milchstraße mit einer Modellvorhersage, das von dem lokal gemessene Spektrum der kosmischen Strahlung ausgeht. Es ist deutlich der Überschuß des gemessenen Wertes über den modellierten bei Energien oberhalb 1 GeV zu erkennen. Bild aus [Str00]*

ist auch eine Modellierung der Emission gegeben. Es zeigt sich, daß dieses Modell den gemessenen Fluß zu hohen Energien hin um ca. 60% unterschätzt (siehe auch [Ber93]). Modelliert werden hier die interstellare Materieverteilung, die Verteilung der kosmischen Strahlung, die Verteilung der Elektronen und deren hadronische und elektromagnetische Wechselwirkung über π^0-Produktion, Bremsstrahlung und Invers-Compton-Stöße. Die Emission der Milchstraße ergibt sich aus dem Integral dieser Verteilungen entlang der Sichtlinie und dem entsprechenden Wirkungsquerschnitten. Unsicherheiten bei diesem Modell entstehen durch die Kopplung der kosmischen Strahlung an die Materieverteilung und durch das Verhältniß der Elektronen zu den Hadronen der kosmischen Strahlung. Im Energiebereich um 1 GeV ist dieses Spektrum dominiert durch die Wechselwirkung der hadronischen Komponente der kosmischen Strahlung mit der interstellaren Materie (siehe Abb. 8).
Dies führt zu theoretischen Überlegungen, die der elektronischen Komponente und

dem IC-Effekt bei höheren Energien einen größeren Anteil bei der diffusen Emission beimessen [Por97]. Im Fall der Elektronen ist jedoch die Annahme einer homogenen Verteilung über die Galaxie, wegen der Energieverluste durch Bremsstrahlung und Synchrotronstrahlung, problematisch. Wie in [Poh98] gezeigt, ist in diesem Fall das lokal beobachtete Elektronenspektrum stark mit der Verteilung der Quellen und deren zeitlicher Entwicklung korreliert. Dies läßt es als durchaus wahrscheinlich erscheinen, daß das auf der Erde beobachtete weiche Spektrum nicht repräsentativ für die Galaxie ist. Ebenso scheinen neuere Modellierungen [Str00] einen härteres Elektronenspektrum zu bevorzugen.
Weiterhin ist der durch den IC-Effekt erzeugte Fluß an γ-Strahlung nicht an die Materieverteilung innerhalb der Milchstraße gekoppelt, sondern an die Elektronenverteilung und die Strahlungsfelder innerhalb der Milchstraße. Da diese jedoch deutlich größere Skalenhöhen als die Materieverteilungen aufweisen, ist es möglich, daß dieser Beitrag eine deutlich größere Breite als der π^o-Beitrag aufweist.
Alternative Überlegungen messen einem vom EGRET-Instrument nicht aufgelösten Anteil an Punktquellen, wie Pulsaren [Poh97], einen größeren Beitrag bei, oder ein größeres Gewicht wird auf das Quellspektrum der hadronischen Komponente der kosmischen Strahlung [Bere00] gelegt.
Ein Nachweis der diffusen Emission oberhalb von 20 GeV liegt bisher nicht vor. Obere Grenzen im TeV-Bereich sind bisher von [Rey93] und [Leb00] auf einem Niveau von ca. 10^{-3} des Flusses der hadronischen kosmischen Strahlung angegeben worden. Bei noch höheren Energien ($\approx$ 180 TeV) liegt eine sehr einschränkende Grenze des CASA-MIA-Experimentes von $4 \cdot 10^{-5}$ vor [Bor98].
Von experimentellen Standpunkt aus ist es daher wünschenswert, das gemessene Spektrum in den TeV Bereich zu erweitern. In dem Energiebereich um 1 TeV bietet die abbildende Tscherenkovtechnik derzeit die besten Möglichkeiten.

3 γ-Astronomie mit abbildenden Tscherenkovteleskopen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen und das Meßprinzip der abbildenden Tscherenkovtechnik dargestellt. Anschließend wird das HEGRA-Tscherenkovteleskopsystem beschrieben und die wesentlichen Methoden der Datenanalyse erläutert.

3.1 Luftschauer

Trifft ein hochenergetisches Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Erdatmosphäre, so kommt es zur Entwicklung eines sogenannten Luftschauers. Hierbei spielen elementare Wechselwirkungsprozeße der Hochenergiephysik eine entscheidende Rolle. Handelt es sich bei dem primären Teilchen um ein Elektron oder γ-Quant, so bestimmen Paarbildung und Bremsstrahlung die Schauerentwicklung. Ist das primäre Teilchen hadronischer Natur, also ein Atomkern, so treten neben der elektromagnetischen Wechselwirkung auch die starke und schwache Wechselwirkung in Erscheinung (vgl. Abb. 9). Bevorzugt durch die hochenergetischen Elektronen, aber auch Myonen, kommt es in beiden Schauertypen über den sogenannten Tscherenkoveffekt zur Emission von Lichtquanten. Diese lassen sich in einem geeigneten Detektor auf der Erdoberfläche nachweisen.
Durch die verschiedenartigen Wechselwirkungsmechanismen in den beiden Schauertypen kommt es zu unterschiedlichen Erscheinungsformen. Dies ermöglicht es in der abbildenden Tscherenkovtechnik auf einer statistischen Basis auf das primäre Teilchen zurück zu schließen, und somit den hadronischen Untergrund zu reduzieren.
Im Folgenden wird eine kurze Beschreibung der beiden Schauertypen und des Tscherenkoveffekts gegeben. Für eine vertiefende Darstellung der Schauerentwicklung in der Atmosphäre sei auf Lehrbücher der Hochenergieastrophysik, wie z.B. [Lon92I] oder [Gai90] verwiesen.

3.1.1 Elektromagnetische Kaskade

Durchläuft ein hochenergetisches Elektron Materie, so wird es durch die elektrischen Felder der Atomkerne von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt. Hierbei kommt es entsprechend der Maxwellschen Theorie zur Emission sogenannter Bremsstrahlung in Form von Röntgen- oder γ-Quanten. Ein hochenergetisches γ-Quant (E_γ >1.022 MeV) wiederum, kann im Feld eines Atomkerns in ein e^-/e^+-Paar konvertieren. Die Strahlungslänge X_0, also die Länge nach der die Energie des Elektrons auf $1/e$ des ursprünglichen Wertes abgefallen ist, beträgt in Luft 37,1 g/cm^2. Für die Kon-

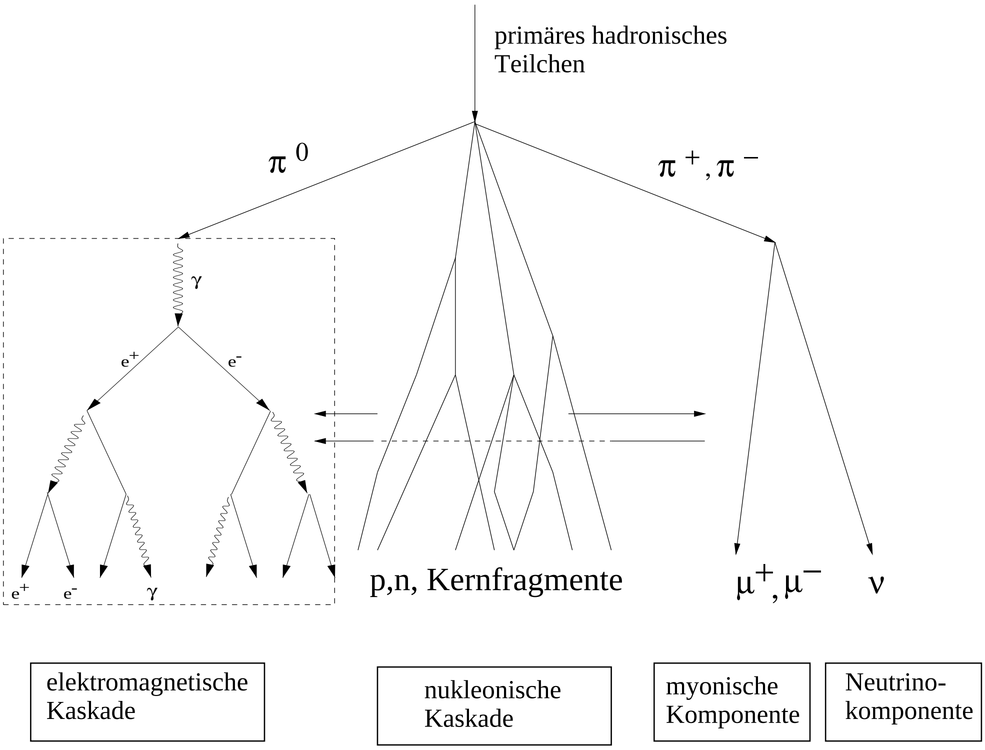

Abbildung 9: *Schematische Darstellung der Entwicklung eines hadronischen Luftschauers. Im Fall eines primären γ-Quants oder Elektrons spielen nur die Prozesse der elektromagnetischen Kaskade eine Rolle. Die vertikalen Pfeile deuten Austauschprozeße zwischen den einzelnen Subkaskaden an.*

versionslänge eines hochenergetischen γ-Quants ergibt sich ein Wert von $9/7\ X_0$. Beide Prozesse führen zu einem kaskadenartigen Anwachsen der Teilchenzahl im Luftschauer. Hierbei wird die Energie des primären Teilchens auf die zunehmende Anzahl von Teilchen im Schauer verteilt. Unterschreitet die Energie eines Teilchens die kritische Energie von Luft (81 MeV), so dominieren Energieverluste durch Ionisation bei die Schauerentwicklung, und der Schauer stirbt aus.

In einem einfachen Modell, das auf Heitler [Hei44] zurückgeht, wird angenommen, daß sich die Energie zu jeweils gleichen Teilen auf die Sekundärteilchen überträgt, und die Wechselwirkung jeweils nach einer Strahlungslänge stattfindet. Hieraus können folgende Eigenschaften der Schauerentwicklung abgeleitet werden:

- Die Anzahl der Teilchen im Schauer verdoppelt sich nach Durchlaufen einer Strahlungslänge.
- Die Tiefe des Schauermaximums t_{max} ist proportional zu $\ln(E_0/E_c)$.
- Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum ergibt sich zu E_0/E_c.

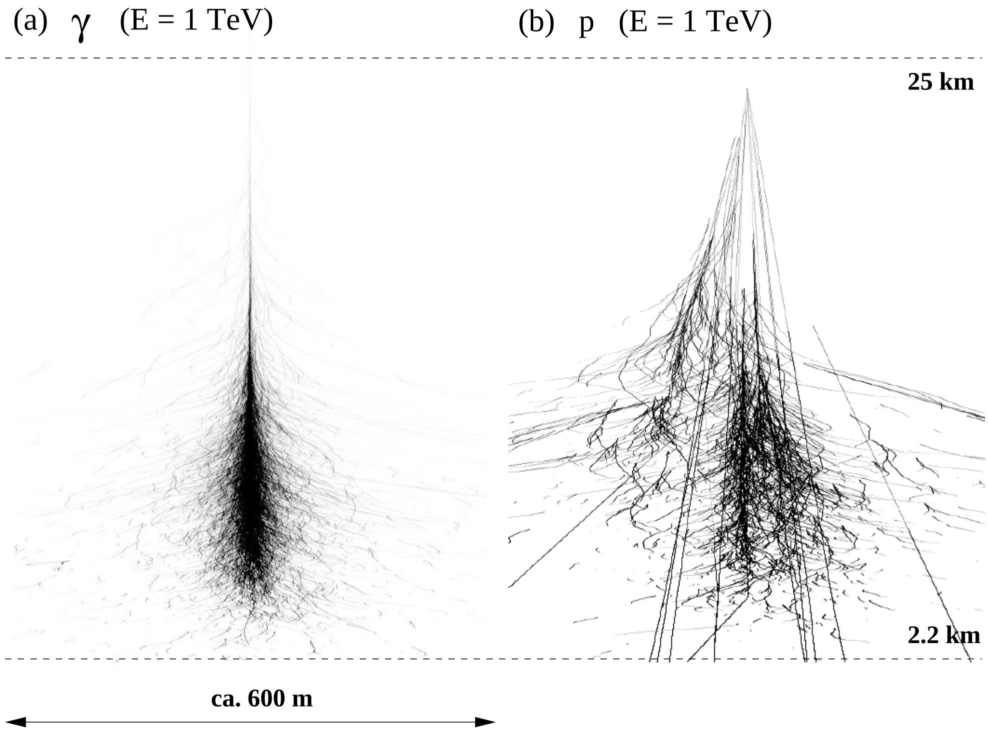

Abbildung 10: *Monte-Carlo-Simulation der Tscherenkovlichtemission entlang von Teilchenspuren in einem (a) elektromagnetischen und (b) hadronischen Schauer bei einer Energie von jeweils 1 TeV. Der hadronische Schauer zeigt eine deutlich größere Lateralverteilung. Bilder aus [Ber].*

Aus diesem Modell ist sofort ersichtlich, daß Schauer, deren Primärteilchen ein Elektron ist, sich nur geringfügig von Schauern unterscheiden, bei deren Primärteilchen es sich um ein γ-Quant handelt. Lediglich aufgrund der etwas längeren Konversionslänge für ein γ-Quant, erscheint das Schauermaximum für diese im Mittel etwas tiefer zu liegen. Der Fluß der Elektronen in der kosmischen Strahlung stellt somit einen nur sehr schwer zu trennenden Untergrund dar.
Eine vollständige Behandlung der Kaskade erfordert die detaillierte Berechnung des Schauers durch sogenannte Monte-Carlo-Simulationen in denen die Wirkungsquerschnitte, Streuungen und Ionisationsprozeße detailliert berücksichtigt sind.

3.1.2 Hadronische Kaskade

Handelt es sich bei dem primären Teilchen um einen Atomkern, so entstehen durch inelastische Stöße mit Atomen und Molekülen der Atmosphäre neutrale und geladene Pionen und Kernfragmente (siehe auch Kapitel 2.5.1). Der Zerfall des π^0 in zwei

γ-Quanten führt zur Ausbildung elektromagnetischer Subschauer. Im Mittel wird durch diesen Prozeß etwas mehr als 30% der Schauerenergie in die elektromagnetische Subkaskade transferiert [Gai90]. Der Zerfall der $\pi^{+/-}$ in Myonen und Neutrinos führt zur Bildung der myonischen und Neutrino-Komponente innerhalb eines hadronischen Schauers. Zusätzlich enthält der Schauer Kernfragmente, die sogenannte nukleonische Kaskade.
Die mittlere freie Weglänge eines hochenergetischen Protons in der Atmosphäre beträgt in etwa 80 g/cm^2, und ist somit etwa doppelt so groß wie die Strahlungslänge für ein e^-. Der Schauer entwickelt sich daher, im Vergleich zum elektromagnetischen Schauer, tiefer in der Atmosphäre. Des weiteren ist durch die größeren transversalen Impulse in der starken Wechselwirkung die Schauerentwicklung in der hadronischen Kaskade breiter.

3.1.3 Der Tscherenkoveffekt

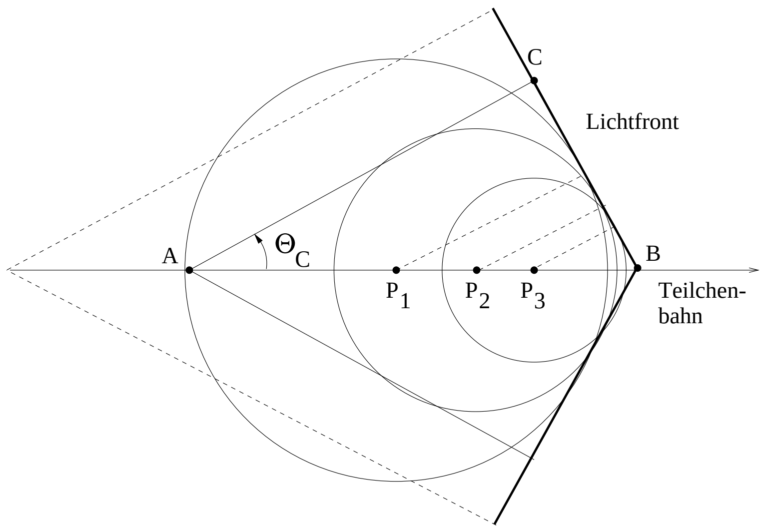

Abbildung 11: *Schematische Darstellung des Tscherenkoveffektes.*

Durchquert ein geladenes Teilchen, dessen Geschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n ist, ein polarisierbares Medium, so führt dies zu einem Energieverlust des Teilchens über die Emission von Lichtquanten, wobei n der Brechungsindex des Mediums ist. Dieser Effekt wurde 1934 von dem russischen Physiker Tscherenkov untersucht und ist nach ihm benannt. Eine Beschreibung des Effekts entsprechend der Maxwellschen Theorie wurde 1937 von Frank und Tamm vorgestellt, eine Beschreibung entsprechend der Quantenmechanik 1940 von Ginzburg abgeleitet [Jel58].

An dieser Stelle sei jedoch nur ein qualitatives Modell vorgestellt:
Beim Durchqueren des Mediums polarisiert das geladene Teilchen dieses entlang seiner Bahn. Schwingt das Medium in die Ruhelage zurück, wird hierbei eine elektromagnetische Welle emittiert. Ist die Geschwindigkeit des Teilchens kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Medium so kommt es an jeder Stelle des Raums zu destruktiver Interferenz. Ist die Teilchengeschwindigkeit jedoch größer als c/n, breitet sich von jeder Stelle der Teilchenbahn entsprechend dem Huygensschen Prinzip eine Kugelwelle mit der Phasengeschwindigkeit c/n aus (vgl. Fig. 11). Es kommt auch hier wieder zu destruktiver Interferenz, außer auf einem Konus mit dem Öffnungswinkel Θ_C, wobei sich das Teilchen an der Spitze des Konus befindet. Für den Konus gilt die Tscherenkovrelation:

$$\cos \Theta_C = \frac{c}{n \cdot v} \tag{10}$$

Aus diesem Modell sind folgende Eigenschaften der Tscherenkovemission sofort ersichtlich:
• Tscherenkovemission erfolgt nur, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens größer als die Phasengeschwindigkeit des umgebenden Mediums ist ($v \geq c/n$).
• Der maximale Emissionswinkel ist durch $\cos \Theta_{max} = 1/n$ gegeben.
• Nur geladene Teilchen deren Energie größer als die Mindestenergie von

$$E_{min} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - 1/n^2}} \tag{11}$$

emittieren Tscherenkovlicht.
• Die vollständige Rechnung für die Anzahl der Tscherenkovphotonen (vgl. zB. [Jac83]) pro Wellenlängenintervall ergibt: $dN/d\lambda \propto \lambda^{-2}$. Dies bedeutet daß die Tscherenkovemission bevorzugt im blauen Spektralbereich erfolgt.

3.1.4 Tscherenkovlicht von Luftschauern

Aus dem Tscherenkoveffekt und der Entwicklung der Luftschauer ergibt sich folgendes Bild für die Verteilung der Tscherenkovphotonen auf Beobachtungsniveau (siehe Abb. 12 und 13). Ein elektromagnetischer Luftschauer leuchtet einen Kreis von ca. 120 m Radius aus. Außerhalb dieses Radius fällt die Photonendichte schnell ab. Der innere Teil des Kreises wird durch vielfach gestreute, niederenergetische Teilchen der Kaskade ausgeleuchtet. Bei hadronischen Schauern ergibt sich ein weniger homogenes Bild. In diesem Fall ist die Photonendichte deutlich inhomogener und dominiert von den einzelnen Subkaskaden. Zusätzlich erzeugen hier Myonen lokal Tscherenkovlicht.
Bei der Beobachtung von Tscherenkovlicht aus Luftschauern spielt die Transparenz

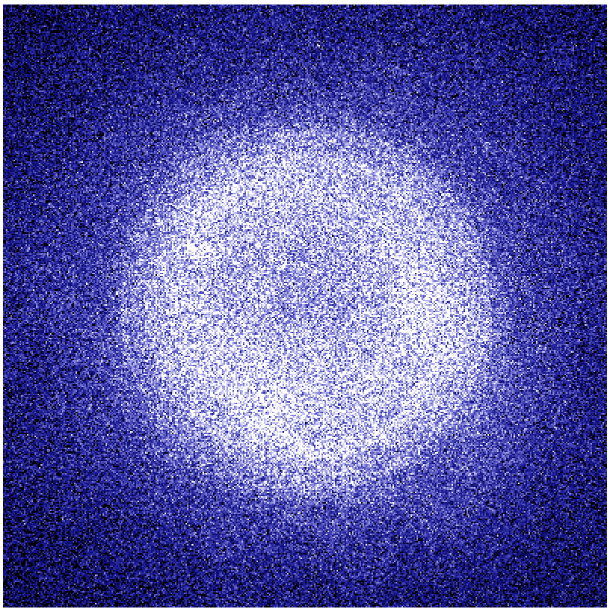

Abbildung 12: *Monte-Carlo-Simulation der Tscherenkovlichtverteilung eines 300 GeV γ-Schauers in 2200 m über Meereshöhe. Die Seitenlänge des Bildes beträgt 400 m.*

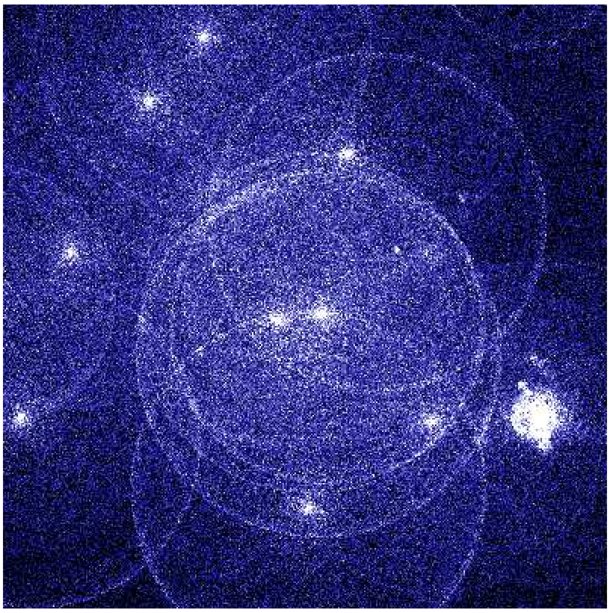

Abbildung 13: *Wie Abb. 12 jedoch für ein primäres Proton von 1 TeV. Bilder aus [Ber].*

der Atmosphäre eine entscheidende Rolle. Hierbei sind Rayleigh-Streuung an Molekülen, Mie-Streuung an Aerosolen und die molekulare Absorption an Ozon die entscheidenden Prozesse. Eine detaillierte Untersuchung über den Einfluß unterschiedlicher atmosphärischer Profile auf die Verteilung der Tscherenkovphotonen auf Beobachtungsniveau findet sich in [Ber00].
Bei der Auswahl eines geeigneten Standortes für ein Tscherenkovlichtexperiment sind daher die atmosphärischen Gegebenheiten von besonderer Relevanz. Bevorzugt sind solche Standorte in denen sich das Instrument bereits über einem Teil der dichten Atmosphäre befindet.

3.2 Das HEGRA-Tscherenkovteleskopsystem

Das HEGRA[1]-Tscherenkovteleskopsystem ist ein zur stereoskopischen Beobachtung von Luftschauern konzipierter Detektor. Der Standort befindet sich auf der Kanarischen Insel La Palma auf dem Berg 'Roque de los Muchachos'. Messungen mit einem GPS-Empfänger (General Positioning System) ergeben für die geographische Lage $28^o45{,}703'$ nördlicher Breite und $17^o53{,}452'$ westlicher Länge. Die Höhe über dem Meeresspiegel beträgt 2200 m. Dieser Standort bietet aufgrund der atmosphärischen Bedingungen hervorragende astronomische Beobachtungsmöglichkeiten und ist Standort mehrerer optischer Großteleskope.
Dieses Kapitel gibt eine technische Beschreibung der Einzelteleskope und deren Vernetzung zu einem System.

3.2.1 Die Einzelteleskope

Das HEGRA-Tscherenkov-Teleskopsystem ist aus fünf nahezu identischen Teleskopen (CT2-CT6) und einer Zentralstation aufgebaut. Die äußeren Teleskope befinden sich an den Ecken eines Quadrates mit einer Seitenlänge von ca. 100 m, und das zentrale Teleskop am Schnittpunkt der Diagonalen. Die genaue Lage der Teleskope und die Zeitpunkte der Integration in das System sind in Tab. 1 angegeben.
Die abbildende Optik eines Teleskopes ist ein segmentierter Hohlspiegel, bestehend aus 30 runden, sphärisch geschliffenen Glasspiegeln mit einer Aluminiumbedampfung und Quarzschutzschicht. Diese Spiegel ergeben eine Gesamtfläche von 8.5 m^2 mit einer nominellen Brennweite von 5 m. Hieraus berechnet sich ein Öffnungsverhältnis von $f \approx 1{,}1$. Die Spiegel sind im sogenannten Davies-Cotton-Design [Dav57] angeordnet, wodurch eine ausreichende Qualität der Abbildung, in Bezug

[1]HEGRA steht für 'High Energy Gamma Ray Astronomy'. Die deutsch-spanisch-armenische Kollaboration besteht aus Arbeitsgruppen der Universität Hamburg, dem Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg, der Universität Kiel, dem Max-Planck-Institut für Physik München, der Universität Madrid, der Universität Wuppertal und dem Physikalischen Institut Yerevan.

Abbildung 14: *Bild des HEGRA-Systemteleskops CT6. Aufnahme von [Her97]*

auf die Pixelgröße der Kamera, erreicht wird. Desweiteren befindet sich ein Szintillator, der über eine Glasfaser mit einem Laser verbunden ist, in der Mitte des Spiegelträgers. Dies ermöglicht eine gleichmäßige Beleuchtung der Kamera mit kurzen Lichtpulsen und dient der Kalibration der Kamera.
Im Fokus des Hohlspiegels befindet sich die Kamera. Diese ist aus 271 Photoelekronenverfielfacherröhren (engl. Photomultiplier, kurz PM) auf einem hexagonalen Gitter aufgebaut. In Verbindung mit dem Spiegel überschaut jede Röhre einen Winkel von 0.25^o am Himmel. Das Gesichtsfeld der Kamera beträgt $\approx 2.2^o$ Radius [2]. Vor den PM befinden sich Lichttrichter, die die runden Photokathoden in eine hexagona-

[2]gerechnet für einen Kreis mit der selben Fläche wie die Kamera.

Teleskop	Integration	x [m]	y [m]	z [m]
CT2	5/99	13.8	69.4	-3.1
CT3	10/95	0.0	0.0	0.0
CT4	6/96	72.9	-11.3	-5.8
CT5	9/96	-20.8	-72.2	4.2
CT6	11/96	-70.4	3.8	7.1

Tabelle 1: *Zeitpunkt der Integration der einzelnen Teleskope in das System und deren Koordinaten in Bezug auf CT3 in einem Nord-Süd-System. Das Prototyp-Teleskop CT1 ist nicht in das System integriert.*

le Struktur überführen, und hierdurch den Lichtverlust minimieren. Die maximale Empfindlichkeit der PM liegt bei ca. 350 nm im blauen Spektralbereich und ist daher gut an das Spektrum des Tscherenkovlichtes von Luftschauern angepaßt.
Ein an der Photokathode auftreffendes Lichtquant erzeugt dort über den Photoeffekt ein Elektron, das anschließend über die an die Röhre angelegte Hochspannung beschleunigt wird und an den Dynoden der Röhre zu einer Kaskade an Elektronen führt. Dies ermöglicht den Nachweis einzelner Photonen durch die Röhre. Das in der Röhre erzeugte Signal durchläuft zunächst einen Vorverstärker und wird anschließend über einen ca. 17 m langen Kabelbaum zur Elektronikhütte des Teleskops geführt.
Der Spiegelträger und die Kamera sind Altitude-Azimut montiert und werden über Schrittmotoren auf die zu beobachtende Stelle am Himmel nachgeführt. Die momentane Ausrichtung der Altitude- und Azimutachse wird aus Winkelgebern ermittelt und bei der Datennahme mit aufgezeichnet.
Standardmäßig werden die Achsen der Teleskope parallel orientiert. Wegen des endlichen Abstandes der Luftschauer bietet ein Beobachtungsmodus, indem die Teleskope gegeneinander geneigt sind und den selben Bereich in der Atmosphäre überschauen, Vorteile. Aufgrund der Datenkompatibilität wurde für diese Arbeit der Standardmodus verwendet. Für eine Studie den konvergenten Beobachtungsmodus betreffend, sei auf den Anhang A und auf [Lam99a] verwiesen.
Jedes der Teleskope ist mit einem eigenen Rechner zur Datenauslese und Teleskopsteuerung ausgestattet. Eine ausführliche Beschreibung der Einzelteleskope und der Kameras ist in [Her96] gegeben.

3.2.2 Signalaufzeichnung und Triggerelektronik

Das durch die PMs erzeugte und verstärkte Signal wird in der Elektronikhütte in sogenannten FADCs (Blitz-Analog-Digital-Wandler) fortlaufend abgetastet und mit

einer Amplitudenauflösung von 8 Bit und einer Zeitauflösung von 8,3 ns digitalisiert (120 MHZ). Der so erzeugte Wert wird in einem Ringspeicher mit einer Speichertiefe von 4 kB bzw. 34 μs abgelegt und steht dort der Auslese zur Verfügung. Um eine möglichst effiziente Unterdrückung von Rausch- und Zufallsereignissen zu erreichen, erfolgt die Auslese des FADC-Systems nur, wenn ein mehrstufige Logik zur Ereigniserkennung erfüllt ist. Dies gewährleistet eine geringe Totzeiten des Systems und erlaubt einen moderaten Datendurchsatz.
Die Entscheidungslogik (engl. Triggerlogik) gliedert sich in zwei Ebenen, der Kameratrigger und der Systemtrigger. Auf Kameraebene wird gefordert, daß das Signal eines Pixels eine Mindestschwelle übersteigt. Ist diese Bedingung erfüllt, wird in einer in Hardware ausgeführten Logik - der topologische Trigger - überprüft, ob innerhalb eines kurzen Zeitfensters von 17 ns eines der sechs benachbartes Pixel ebenfalls über der Schwelle lag. Ist auch diese Bedingung erfüllt, wird ein Teleskoptrigger ausgelöst. Dieses Signal wird von jedem Teleskop über Kabel zur Zentralstation nahe CT3 geführt. In dieser wird überprüft, ob innerhalb eines Zeitfensters von 70 ns - korrigiert auf Lichtlaufzeitdifferenzen verursacht durch die Orientierung der Teleskope - ein weiteres der Systemteleskope einen Trigger ausgelöst hat. Ist dies der Fall, wird ein Systemtrigger erzeugt, und an die Teleskope versendet. Dieses Signal startet die Auslese der in den FADCs abgelegten Signale, welche anschließend dem zentralen Rechner übermittelt werden. Dieser erstellt aus den Daten aller Systemkomponenten den sogenannte Rohdatensatz, welcher anschließend der Analyse zugänglich ist. Dieses mehrstufige Triggerschema führt sowohl auf Kamera, als auch auf Systemniveau zu einer effizienten Unterdrückung von Zufalls- und Rauschereignissen und ermöglicht einen nahezu untergrundfreien Nachweis von Luftschauern. Hierdurch kann das Teleskopsystem bei einer niedrigeren Pixelschwelle im Vergleich zu einem Einzelteleskop betrieben werden. Der Systemtrigger ermöglicht somit eine niedrigere Energieschwelle. Eine detaillierte Beschreibung der Triggerlogik und der Triggercharakteristik ist in [Bul98] gegeben.

3.2.3 Der Meßbetrieb

Standardmäßig wird an dem HEGRA-Tscherenkov-Teleskopsystem in klaren Nächten während mondloser Stunden Beobachtungen durchgeführt. Die gewonnenen Daten werden am nächsten Tag auf Band geschrieben und am Ende einer Meßperiode nach Heidelberg gebracht.
Für die hier vorliegende Arbeit wurde von dieser Prozedur abgewichen, um Wartezeiten zu vermeiden. Hierzu wurden die Rohdatensätze am auf die Messung folgenden Tag über das Internet nach Heidelberg transferiert.

3.3 Methoden der Datenanalyse

3.3.1 Kalibration

Neben den Daten von Luftschauern werden regelmäßig Daten zur Kallibration der Kameras aufgenommen. Bei diesen wird die Kamera gleichmäßig von einem Laser ausgeleuchtet. Aus der Photonenstatistik, gemittelt über die gesamte Kamera und in einem einzelnen Pixel, werden entsprechend der in [Hes98] angegebenen Methode die relative Verstärkung der einzelnen Pixel und die Gesamtverstärkung der Kamera errechnet. In der Analyse werden diese Werte verwendet um die Meßwerte der einzelnen Pixel zu korrigieren.
Aus den Laserruns und einer täglich durchgeführten Analyse des Hardwarestatus werden zusätzlich defekte bzw. nicht einwandfrei arbeitende Pixel ermittelt, und diese später von der Analyse ausgeschlossen.
Eine weitere Korrektur ist für die Ausrichtung der Teleskope notwendig, da sich die aus den Winkelgebern ermittelte Blickrichtung der Teleskope durch Verbiegung der Masten, und durch nicht exakt ausgerichtete Achsen von der wahren Blickrichtung unterscheidet. Hierzu werden in mehrmonatigem Abstand sogenannte Pointruns durchgeführt und hieraus eine Korrekturfunktion für die Teleskopausrichtung errechnet [Püh97].

3.3.2 Kamerabilder

Aus dem Verlauf, des in den einzelnen FADCs aufgezeichneten Signals, wird durch Pulsformanalyse und mittels Kalibrationswerten der Signalwert in den einzelnen Pixeln in Photoelektronen (ph.e.) ermittelt [Hes98]. Aus diesen Amplituden und der Lage der Pixel innerhalb der Kamera ergibt sich ein Abbild des aufgezeichneten Luftschauers (siehe Abb. 16).
Um zwischen dem Schauerbild und dem Hintergrund zu unterscheiden, werden bei der Bildanalyse sogenannte 'Tail-Cuts' verwendet. Bei diesen wird gefordert, daß die Amplitude des Pixels über einer Mindestschwelle von 6 ph.e. liegt, oder, daß bei einer Amplitude von größer als 3 ph.e. mindestens ein benachbartes Pixel über 6 ph.e. liegt. Nach der Segmentierung und dem Entfernen defekter Pixel, werden aus den verbleibenden Pixeln die sogenannten Hillas-Parameter ermittelt. Hierbei handelt es sich um eine Parametrisierung des Bildes durch seiner Lage und den Momenten der Lichtverteilung (siehe Abb. 15). Für die exakte Definition der Hillas-Parameter sei auf [Feg97] verwiesen.
Die Breite der Bilder spiegelt hierbei die laterale Schauerentwicklung wieder und ist deshalb aufgrund der in Kapitel 3.1 diskutierten Unterschiede zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern besonders zur Klassifizierung eines Ereignis-

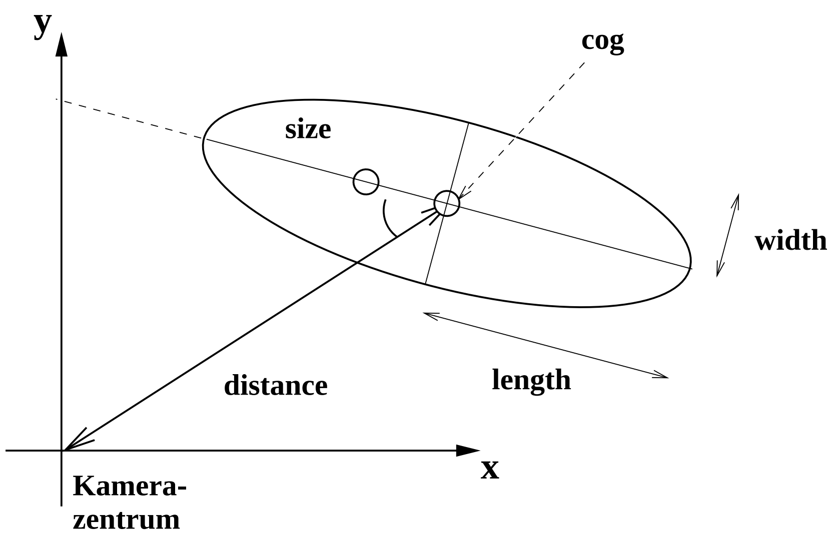

Abbildung 15: *Schematische Darstellung eines Schauerbildes innerhalb der Kamera. Ein Schauerbild läßt sich durch die Momente der Lichtverteilung (Hillasparameter) 'length' und 'width', und durch die Lage innerhalb der Kamera charakterisieren. Zusätzlich ist die Gesamtamplitude 'size' des Bildes eine wichtige Meßgröße.*

ses geeignet.

3.3.3 Stereoskopie

Eine der besonderen Eigenschaften des HEGRA-Tscherenkov-Teleskopsystems ist, durch die koinzidenten Beobachtung des gleichen Luftschauers, die Möglichkeit der stereoskopischen Rekonstruktion der Schauerrichtung, und hierdurch ein zweidimensionales Abbild des beobachteten Himmelsauschnittes zu erstellen. Die Rekonstruktion basiert hierbau auf folgender geometrischer Vorstellung (vgl. Abb. 17): Durch die Lage der großen Halbachse (*length*) des Schauerbildes in der Kamera, und durch das Abbildungszentrum der Spiegeloptik, ist eine Ebene im Raum definiert, innerhalb der die Schauerachse liegen muß. Aus den Bildern eines Schauers in mehreren Kameras, ergibt sich die Schauerrichtung durch den Schnitt dieser Ebenen. In der Praxis wird diese Rechnung im Kamerakoordinatensystem ausgeführt, wobei sich hier die Schauerrichtung aus der Lage des Schnittpunktes der großen Halbachsen der Schauerbilder folgt. Zusätzlich wird durch eine Gewichtung mit dem Sinus des Schnittwinkels die unterschiedliche Qualität verschiedener Ansichten bei einer Multiteleskoprekonstruktion berücksichtigt. Die Richtungsrekonstruktion ermöglicht bei punktförmigen Quellen eine effiziente Unterdrückung des Untergrundes, da in die-

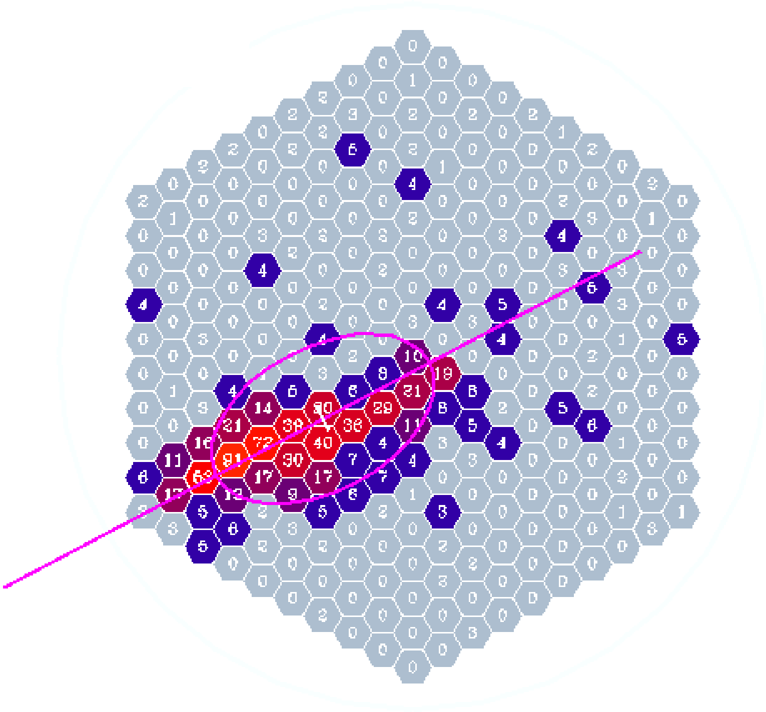

Abbildung 16: *Bild eines typischen Luftschauers in einer Kamera. Die eingezeichnete Ellipse ist entsprechend der Hillasparametrisierung berechnet.*

sem Fall die Signalregion erheblich eingeschränkt werden kann.
Neben der Rekonstruktion der Schauerrichtung ermöglicht die Stereoskopie auch die Bestimmung des Auftreffpunktes der Schauerachse in Bezug auf die Teleskope. Dies ermöglicht sowohl bei der Energierekonstruktion, als auch bei der Berechnung der skalierten Breite, Korrekturen entsprechend des Schauerabstandes von den einzelnen Teleskopen anzubringen.
Eine ausführliche Beschreibung der zur stereoskopischen Rekonstruktion verwendeten Verfahren ist in [Ulr96] [Koh96] gegeben.

3.3.4 γ-Hadron-Separation

Unterschiedliche Verfahren der γ/Hadron-Separation in der abbildenden Tscherenkovtechnik sind bisher diskutiert worden. Neben dem bereits erwähnten Schnitt auf die Breite der Bilder, wurden Verfahren zur Klassifizierung durch neuronale Netzwerke [Lam99b] oder durch die Berechnung der sogenannten multifraktalen Momente der Lichtverteilung erprobt [Sch00]. Keines der Verfahren zeigt jedoch am HEGRA-

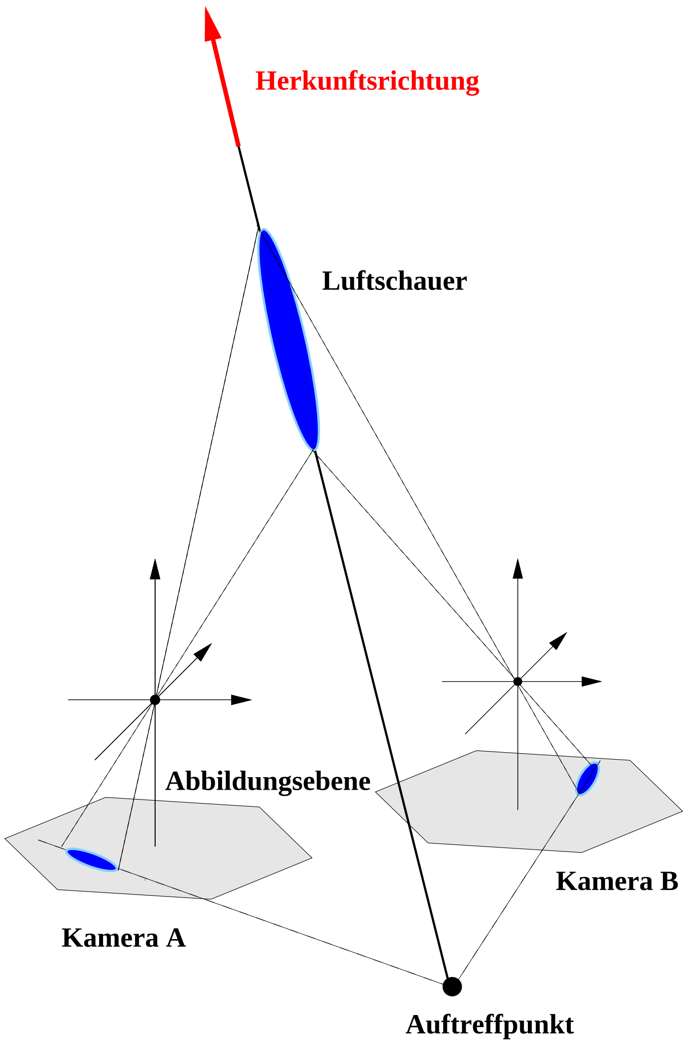

Abbildung 17: *Schematische Darstellung des Prinzips der stereoskopischen Rekonstruktion. Die Abbildung durch den Hohlspiegel ist durch eine Punktabbildung ersetzt.*

Tscherenkovteleskopsystem erhebliche Vorteile gegenüber der Standardmethode. In dieser Arbeit wird daher das Standardverfahren verwendet.
Dieses beruht auf der Berechnung der mittleren skalierten Bildbreite (engl. 'Mean Scaled Width'). Hierbei wird ausgehend von der Breite des Bildes, entsprechend der Hillas-Parametrisierung, der Amplitude des Bildes und dem Abstand des Teleskops vom Schauerauftreffpunkt eine auf den Monte-Carlo-Erwartungswert für γ-Schauer skalierte Breite berechnet. Dieser Wert wird anschließend über die zur Analyse verwendeten Teleskope gemittelt, und es ergibt sich die sogenannte 'Mean

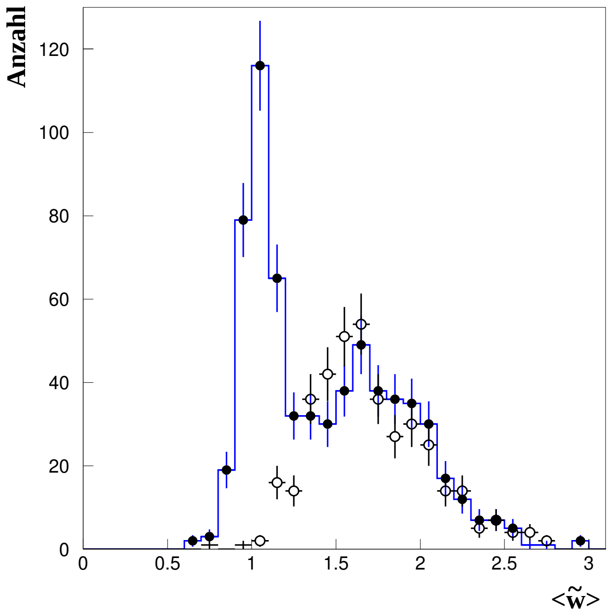

Abbildung 18: *Die $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilung am Beispiel von 17 h Krebsdaten. (•) Signalregion, (◦) Kontrollregion. Es ist deutlich der Überschuß, bei einer $\langle\tilde{w}\rangle$ von 1 zu erkenne.*

Scaled Width', im folgenden auch mit $\langle\tilde{w}\rangle$ abgekürzt [Dau97]. Für elektromagnetische Schauer ist die $\langle\tilde{w}\rangle$ um 1 mit einer Breite in der Größenordnung < 0.2 verteilt. Zur Illustration ist in Abb. 18 die aus dem Krebsdatensatz ermittelte $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilung für die Signal und die Untergrundregion dargestellt. In Kapitel 7.1.2 werden die Separationseigenschaften quantitativ untersucht und der optimale Wert für den $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnitt abgeleitet.

3.3.5 Energierekonstruktion

Eine Bestimmung der Energie des primären Teilchens ist auf Ereignisbasis durch folgendes Verfahren möglich: In erster Näherung kann die Amplitude des Bildes als Näherung für die Energie des primären Teilchens gewertet werden. Durch die Struktur des Lichtpools sind jedoch Korrekturen abgeleitet aus dem Abstand des Schauerauftreffpunktes und Monte-Carlo-Simulationen auf diesen Wert anzubringen. Durch dieses Verfahren wird eine Energieauflösung besser $\Delta E/E < 20\%$ erreicht. Dies erlaubt es Spektren der beobachteten Objekte zu erstellen. Als Beispiel sei hier das gemessene Spektrum der Bl-Lac-Objekts Mkn 501 angeführt [Aha99].
Ein verbessertes Verfahren zur Energierekonstruktion ist in [Hof00] beschrieben.

4 Der Krebsnebel als Standardquelle

Als Standardquelle für die TeV-γ-Astronomie dient auf der Nordhalbkugel der Krebsnebel. Der Fluß und der spektrale Index wurde von mehreren Arbeitsgruppen bestimmt und wird von der HEGRA-Kollaboration mit

$$\Phi_{Krebs} = (2{,}7 \pm 0.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-11} E^{-2.59 \pm 0.06 \pm 0.1} \text{ Photonen cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (12)$$

angegeben [Kon98]. Die erste Fehlerangabe bezieht sich hier auf den statistischen Fehler, die zweite auf den systematischen Fehler. Diese Angabe ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Whipple [Hil98] und der CAT-Kollaboration [Iac98].
Für die Analyse der Krebsdaten wird das gleiche Verfahren, wie in Kapitel 7.3 beschrieben verwendet. Da die Ergebnisse im folgenden Kapitel zum Vergleich mit den Monte-Carlo-Resultaten verwendet werden, wird der Datensatz bereits hier vorgestellt.

4.1 Der Datensatz

Für die Analyse wird der archivierte Datensatz der Winterperioden 97/98 ,98/99 und 99/00 verwendet. Der Datensatz wurde im Standardmodus zur Beobachtung von Punktquellen, dem sogenannten 'Wobble-Modus' genommen, d.h. die Teleskopausrichtung wurde abwechselnd um $\pm 0.5^o$ in Deklination gegenüber der Position des Krebsnebels variiert.
Als Kriterium für die Auswahl guter Datensätze wird die 4/4-Teleskoprate des Systems (ohne CT2) verwendet. 4/4 bedeutet, daß vier Teleskope am Ereignis beteiligt sind, und das System aus 4 Teleskopen besteht. Diese Rate ist ein empfindliches Maß für die Stabilität des Systems und die Qualität der Atmosphäre. In Abb. 19 ist die Rate gegenüber dem modifizierten Julianischen Datum dargestellt. Für die weitere Analyse werden die in den mit (A), (B) und (C) gekennzeichneten Bereichen verwendet. Aufgrund instabiler Wetterbedingungen Ende Winter 98 werden diese Datensätze nicht in die Analyse aufgenommen. Die eingezeichneten Linien geben die Schnitte auf die Rate zum Entfernen problematischer Datensätze an. Der leichte Abfall der Raten zwischen Winter 97/98 und Winter 98/99 ist auf Alterungserscheinungen der Photomultiplier, und auf eine veränderte Spiegelreflektivität zurückzuführen.
Die Datensätze in den Bereichen (A) und (B) wurden in der Systemkonfiguration CT3-CT6 genommen, die in dem Bereich (C) mit dem vollständigen System CT2-CT6. Für die weitere Analyse werden die Datensätze in (A) und (B) in die

Zenitwinkelbereiche $[18^o - 22^o]$ und $[28^o - 32^o]$ unterteilt, um die so gewonnenen Raten mit den Resultaten der MC-Simulation zu vergleichen. Zwischen 18^o und 20^o stehen 12.1 h und zwischen 28^o und 32^o 9.06 h von 37.6 h des gesamten Datensatzes zur Verfügung.
Die Daten im Bereich (C) werden verwendet, um die Extrapolation der Monte-Carlo-Resultate auf das 5-Teleskopsystem zu überprüfen. Wegen der geringen Statistik von 4.06 h in diesem Bereich, ist es nicht möglich, diesen Datensatz in unterschiedliche Zenitwinkelintervalle zu unterteilen. Ebenso ist es problematisch verläßliche Resultate für die Winkelauflösung und die $\langle \tilde{w} \rangle$-Verteilung für das 5-Teleskopsystem abzuleiten. Diese Werte werden daher für das 5-Teleskopsystem aus den Monte-Carlo-Simulationen abgeleitet.

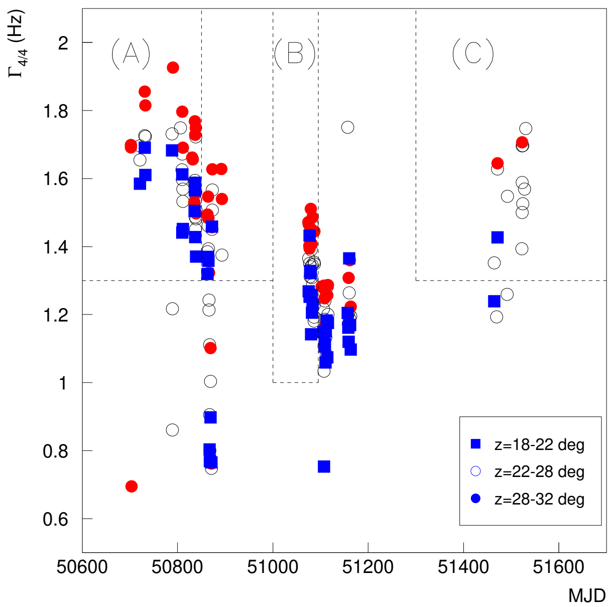

Abbildung 19: *4/4-Teleskop-Ereignisrate des Krebsdatensatzes. Die gestrichelten Linien zeigen die Schnitte zur Selektion der einzelnen Datensätze an. Für die weitere Analyse werden nur die Datensätze in den mit (A),(B) und (C) gekennzeichneten Bereichen verwendet, wobei (A) und (B) in der Systemkonfiguration CT3-CT6 und (C) in der Konfiguration CT2-CT6 genommen wurden.*

z	T $[h]$	System	N_{ON}	N_{OFF}	Δ	Γ $[h^{-1}]$	$\Delta\vartheta$ $[^o]$
$[18^o - 22^o]$	12.1	4/4	275	159	222 ± 17.1	18.3 ± 1.4	0.100
		3/4	378	367	256 ± 20.5	21.2 ± 1.7	0.138
		2/4	521	860	234 ± 24.8	19.3 ± 2.0	0.160
$[28^o - 32^o]$	9.06	4/4	205	136	160 ± 17.7	14.8 ± 2.0	0.094
		3/4	266	252	182 ± 17.1	20.1 ± 1.9	0.176
		2/4	369	612	165 ± 23.9	18.2 ± 2.6	0.22

Tabelle 2: *Ereignisraten des Krebsnebels für die Datensätze (A) und (B). Zur Bestimmung des Untergrundes wird eine im Vergleich zur Signalregion 3-fach größere Region verwendet. Zur Bestimmung der Überschußereignisse Δ ist daher die Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion N_{OFF} mit einem Faktor 1/3 zu multipllizieren.*

z	T $[h]$	System	N_{ON}	N_{OFF}	Δ	Γ $[h^{-1}]$	$\Delta\vartheta$ $[^o]$
$[18^o - 32^o]$	4.09	4/4	95	47	79.3 ± 10.0	19.4 ± 2.4	-
		3/4	117	119	77.3 ± 11.4	18.9 ± 2.8	-
		2/4	146	237	67.0 ± 13.1	16.4 ± 3.2	-
$[18^o - 32^o]$	4.09	5/5	76	31	65.7 ± 8.9	16.1 ± 2.2	-
		4/5	62	43	47.7 ± 8.2	11.7 ± 2.0	-
		3/5	100	119	60.3 ± 10.6	14.7 ± 2.6	-
		2/5	114	200	47.3 ± 11.7	11.6 ± 2.9	-

Tabelle 3: *Ereignisraten des Krebsnebels für den Datensatz (C), rekonstruiert in der 4-Teleskopkonfiguration CT3-CT6 und in der 5-Teleskopkonfiguration CT2-CT6. Aufgrund der geringen Ereignisstatistik ist hier keine Winkelauflösung angegeben.*

4.1.1 Gemessene γ-Raten

In Tab. 2 ist die aus dem Datensätzen (A) und (B) ermittelte Ereignisstatistik nach einem Schnitt auf den quadratischen Abstand der rekonstruierten Schauerrichtung von der Quelposition $\vartheta^2 < 0.1$ (vgl. Kap. 7.3 und Abb. 20) und die sich hieraus ergebende Ereignisraten Γ für den Fluß des Krebsnebels angegeben. Der Datensatz ist entsprechend der Teleskopkonfiguration und für die Zenitwinkelintervalle $[18^o - 22^o]$ und $[28^o - 32^o]$ unterteilt.
Tab. 3 zeigt die Ereignisstatistik für den Datensatz (C). Dieser wurde sowohl in der 4-Teleskop als auch in der 5-Teleskopkonfiguration rekonstruiert. Hierbei wurde über den Zenitwinkelbereich zwischen 58^o und 72^o gemittelt. Diese Raten werden in Kapitel 5.4.4 mit den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulation verglichen.

4.1.2 Winkelauflösung

Die Winkelauflösung für die Krebsdaten wird analog zu dem im Zusammenhang mit den MC-Simulationen beschriebenen Verfahren bestimmt (vgl. Kap. 5.4.2). In Abb. 20 ist als Beispiel die ermittelte Kurve für die 4/4-Teleskopereignisse und einem Zenitwinkel von 20^o dargestellt. Die ermittelten Werte für die Winkelauflösung $\Delta\vartheta$ sind in der letzten Spalte von Tab. 2 angegeben.

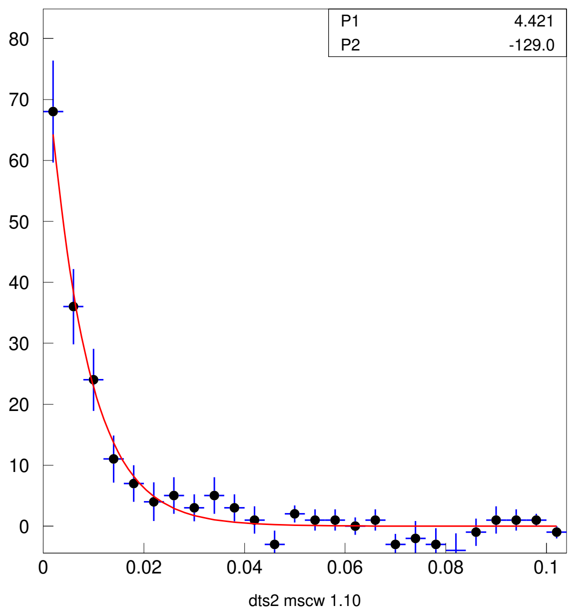

Abbildung 20: *ϑ^2-Diagramm der 4/4-Teleskopereignisse des Krebsnebels nach Abzug des Untergrundes. Die durchgezogene Linie ist eine an die Datenpunkte angepaßte Exponentialfunktion zur Ermittlung der Winkelauflösung.*

5 Monte Carlo Simulation

Aufgrund der geringen Anzahl an bekannten Quellen und der geringen Nachweisraten der momentanen Generation an Tscherenkovteleskopen kann eine Bestimmung des Antwortverhaltens des Detektors über einen weiten Bereich des Parameterraumes nur aus Simulationen abgeleitet werden. Hierzu werden sogenannte Monte-Carlo(MC)-Simulationen verwendet - eine statistische Methode zur Berechnung der relevanten Größen. Von besonderem Interesse für die Suche nach diffuser γ-Strahlung ist hierbei das Antwortverhalten des Teleskopsystems in Abhängigkeit von der Schauerinklination zur optischen Achse, und Abhängigkeiten vom Zenitwinkel.
In diesem Kapitel wird zunächst ein Überblick, über die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen, gegeben. Anschließend wird der erzeugte Datensatz und dessen Analyse beschrieben. Um die Verläßlichkeit der Simulation zu verifizieren, werden die gewonnenen Resultate mit den gemessenen Werten des Krebs-Nebels verglichen.

5.1 Formulierung der Problemstellung

Die Rate, mit welcher der Detektor Ereignisse registriert, ist gegeben durch [Koe96]:

$$\Gamma = \int_0^\infty \frac{d\Phi}{dE} S_{\text{eff}}(E)dE \tag{13}$$

wobei hier $d\Phi/dE$ das differentielle Quellspektrum und S_{eff} die effektive Fläche des Detektors ist. Für Punktquellen ist diese durch

$$S_{\text{eff}}(E) = 2\pi \int_0^\infty p(E,r,z,c) r dr \tag{14}$$

gegeben. Die Funktion p beschreibt die Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der Energie E, dem Abstand r des Schauerauftreffpunktes vom zentralen Detektor, in der Ebene senkrecht zur optischen Achse des Detektors, dem Zenitwinkel z und von den gewählten Schnitten c bei der Analyse.
Bei der Berechnung von S_{eff} für isotrope Strahlung ist zusätzlich der Raumwinkel Ω zu berücksichtigen (vgl Fig. 21). In diesem Fall ist in Gl. 13 der Fluß $d\Phi/dE$ zusätzlich vom Raumwinkel abhängig und durch $d^2\Phi/dEd\Omega$ zu ersetzen. Unter Annahme eines radialsymmetrischen Antwortverhalten des Detektors ergib sich in diesem Fall:

$$S_{\text{eff}}(E) = 2\pi \int_0^{2\pi} \int_0^\infty p(E,r,\vartheta,z,c) r dr d\Omega \tag{15}$$

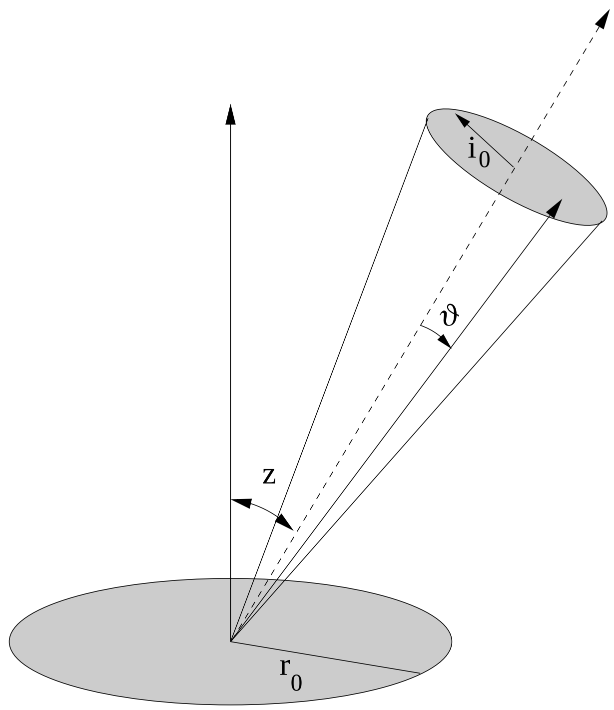

Abbildung 21: *Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse in der MC-Simulation. z bezeichnet den Zenitwinkel, ϑ die Inklination in Bezug auf die optische Achse des Systems, r_0 den maximalen Radius innerhalb dessen die Schauerauftreffpunkte simuliert werden und i_0 den Öffnungswinkel des Kegels innerhalb dessen die Schauer simuliert werden.*

ϑ ist hier der Winkel zur optischen Achse des Teleskopsystems und mit Ω über die Beziehung

$$d\Omega = 2\pi \sin\vartheta d\vartheta \tag{16}$$

verknüpft [3]. Ziel der hier vorgestellten MC-Simulation ist es, die Wahrscheinlichkeit p in Gl. 15 als Funktion der Parameter, die für die Suche nach diffuser Strahlung relevant sind - im besonderen ϑ und z -, zu bestimmen, und somit die Integration der Gleichung 13 zu ermöglichen.

[3] Für nicht isotrope Strahlung ist zusätzlich in Gl. 15 die Quellfunktion zu berücksichtigen und die Integration über die polaren Koordinaten auszuführen. Der Einfachheit halber wird hier von isotroper Strahlung ausgegangen und die Quellfunktion erst im Zusammenhang mit der Analyse diskutiert.

5.2 Prinzip der Simulation

Zur MC-Simulation diffuser γ-Schauer wurde ein speziell zur schnellen Simulation elektromagnetischer Luftschauer entwickeltes Programm verwendet [Kon99]. Die komplette Simulation beinhaltet hierbei zwei Schritte. Zunächst die Simulation des Luftschauers - dessen Entwicklung in der Atmosphäre und die Emission von Tscherenkovphotonen - und anschließend das Antwortverhalten des Detektors auf die Photonenverteilung am Beobachtungsort, inklusive atmosphärischer Absorptionsvorgänge.

5.2.1 Schauersimulation

Für die Schauersimulation wird der sogenannte ALTAI-Monte-Carlo-Code verwendet [Kon98]. In diesem Programm werden die Streuung und der Transport der Elektronen und Positronen durch analytische Wahrscheinlichkeitsfunktionen beschrieben und erlaubt somit eine schnelle Berechnung der elektromagnetischen Kaskade. Eine Darstellung der elektromagnetischen Kaskade ist in Kapitel 3.1.1 gegeben. Hierbei spielen die Eigenschaften der Atmosphäre, im besonderen die Dichte $\rho(h)$, der Brechungsindex $n(h)$ und die Transmission, eine entscheidende Rolle. Die ersten beiden Größen werden bei der Schauersimulation berücksichtigt, letztere bei der Detektorsimulation. Die in der Simulation verwendeten Werte stammen aus [Elt68] [Val81] und zeigen im dem für die Schauerentwicklung besonders relevanten Bereich, unterhalb 10 km Höhe, eine gute Übereinstimmung mit dem über Teneriffa gemessenen Atmosphärenprofil [Hem98].
Die Berechnung der Tscherenkovphotonen erfolgt auf dem Einzelphotonenniveau. Als Resultat der Schauersimulation wird eine Datei geschrieben, die die räumlichen Koordinaten, die Richtungskoordinaten und Ankunftszeiten aller Photonen enthält, die auf den Spiegelträger eines Tscherenkovteleskops treffen. Hierbei werden die aktuellen Positionen der Teleskope auf La Palma verwendet. Für die Schauersimulation wird der relevante Energiebereich zwischen 400 GeV und 30 TeV in 11 Intervalle unterteilt, und die Schauer in jedem Energieintervall gleichverteilt simuliert (vgl. Tab. 4). Die Simulation der Schauerauftreffpunkte erfolgt ebenfalls gleichverteilt, in einem Kreis mit Radius r_0 um das zentrale Teleskop.

5.2.2 Detektorsimulation

Die Detektorsimulation beinhaltet die Simulation der Absorptionsvorgänge innerhalb der Atmosphäre und jene beim Durchgang durch die Optik eines Teleskops. Im weiteren schließt sich die Simulation der Auslesekette des HEGRA-Tscherenkov-

Teleskopsystems an. Hierbei wird die Auflösung der Spiegeloptik, die Spiegelreflektivität, die Quanteneffizienz der Photomultiplier, die Digitalisierung durch das FADC-System und das Rauschen des Nachthimmels berücksichtigt [Hem98].
Die größte Unsicherheite bei der Detektorsimulation entsteht durch den Konversionsfaktor zwischen einfallenden Photonen und dem aufgezeichneten Signal. Hierbei spielt die Spiegelreflektivität und Alterungseffekte bei den Photomultipliern eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Durch das Tscherenkovlicht lokaler Myonen ist es möglich den Konversionsfaktor zu bestimmen [Bol99]. Wie sich gezeigt hat, hat sich der Konversionsfaktor während des Betriebs des HEGRA-Teleskopsystems um ca. 20% verringert. Diesem Verhalten wurde in der Detektorsimulation durch eine Reduzierung der Spiegelreflektivität von 90% auf 70% Rechnung getragen.
Für das Studium isotroper Emission wird in der Detektorsimulation die Ankunftsrichtung der einzelnen Schauer über ein Gesichtsfeld mit dem Radius i_0 zufällig verteilt. Um die Rechenzeit für die Schauersimulation möglichst effizient auszunutzen wird hierbei jeder Schauer zehn mal verwendet.

5.3 Der MC-Datensatz

EB [TeV]	N_S	N_0	r_0 [m]	$i_0[^o]$	N_S	N_0	r_0 [m]	$i_0[^o]$
	$z = 20^o$				$z = 30^o$			
0.4 - 0.5	10	27501	250	3.5	10	27501	250	3.5
0.5 - 0.7	10	10000	250	3.6	10	10000	250	3.6
0.7 - 1.0	10	5501	275	3.8	10	5501	275	3.8
1.0 - 2.0	10	4501	300	4.1	10	4501	300	4.1
2.0 - 3.0	10	4000	325	4.3	10	4000	325	4.3
3.0 - 5.0	10	4000	350	4.5	10	4000	350	4.5
5.0 - 7.0	10	4000	375	4.6	10	4000	375	4.6
7.0 -10.0	10	4000	400	4.7	10	4000	400	4.7
10.0 -15.0	10	4000	400	4.9	10	4000	425	4.9
15.0 -20.0	10	4000	400	5.0	10	4000	450	5.0
20.0 -30.0	10	4000	400	5.1	10	2370	500	5.1

Tabelle 4: *Übersicht der simulierten Schauerstatistik nach der Detektorsimulation für einen Zenitwinkel von $z = 20^o$ und $z = 30^o$. N_S bezeichnet die Anzahl, wie oft ein simulierter Schauer in der Detektorsimulation verwendet wird, N_0 die Anzahl der simulierten Ereignisse, r_0 den maximalen Radius der simulierten Schauer und i_0 die maximale Inklination der simulierten Ereignisse im jeweiligen Energieintervall.*

Eine Übersicht des simulierten MC-Datensatzes ist in Tab. 4 gegeben. Zum Studium von Zenitwinkelabhängigkeiten ist in etwa die gleiche Statistik für $z = 20^o$ und $z = 30^o$ akkumuliert worden. Um Effekte an der Schwelle des Detektors mit ausreichender Genauigkeit zu verstehen wurde die Statistik in den Intervallen bei kleiner Energie deutlich größer gewählt als bei mittleren und hohen Energien. Zu hohen Energien hin ist die Statistik limitiert durch die benötigte Rechenzeit bei der Schauersimulation. Die benötigte Statistik, der maximale Radius r_0 und das maximale Gesichtsfeld wurde aus vorhandenen MC-Simulationen für achsenparallele Schauer abgeschätzt und so gewählt, daß Randeffekte keine Rolle spielen [Kon99].

5.4 Analyse

Für die Analyse der MC-Daten wird ein Analyseprogramm, analog zur Analyse der experimentellen Daten, verwendet. Hierbei werden die selben Standardschnitte, wie in der in Kap. 7.1.1 beschrieben, verwendet.
Die in Gl. 15 auftretenden Integrale reduzieren sich auf eine einfache Summation und die effektive Fläche in dem i-ten Energieintervall $S_{eff,i}$ berechnet sich aus:

$$S_{eff,i} = \frac{\Delta N}{N_0}\ \Omega_0 S_0 \cos z \tag{17}$$

N_0 bezeichnet hier die Anzahl der simulierten Ereignisse, ΔN die Anzahl der registrierten Ereignisse, Ω_0 den simulierten Raumwinkelbereich und S_0 die Fläche auf der die Schauer simuliert werden, jeweils im i-ten Energieintervall. Zusätzlich ist hier ein Term $\cos z$ zu berücksichtigen, da die Schauerauftreffpunkte in der Ebene senkrecht zum Zenit simuliert werden, die effektive Fläche jedoch in einer Ebene senkrecht zur optischen Achse der Teleskope berechnet wird.
Bei der Integration über die einzelnen Energieintervalle $dE = E_{i+1} - E_i$, ist zu berücksichtigen, daß hier die Schauer innerhalb eines Energieintervalls gleichverteilt simuliert werden. Unter der Annahme eines Potenzgesetzes für den differentiellen Fluß wird im folgenden die Näherung

$$\int_0^\infty \frac{d\Phi}{dE} S_{\text{eff}}(E)dE \approx \sum_i \frac{k}{\gamma+1} \frac{E_{i+1}^{\gamma+1} - E_i^{\gamma+1}}{E_{i+i} - E_i}\ S_{eff,i}\ (E_{i+1} - E_i) \tag{18}$$

für die Integration über die Energie benutzt. mit E_i als untere und E_{i+1} als obere Grenze des i-ten Energieintervalls. Für k und γ werden für die folgenden Berechnungen die Werte $k = 2.7\ 10^{-7}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$ und $\gamma = -2.6$ des Krebsspektrums benutzt (vgl. 12).

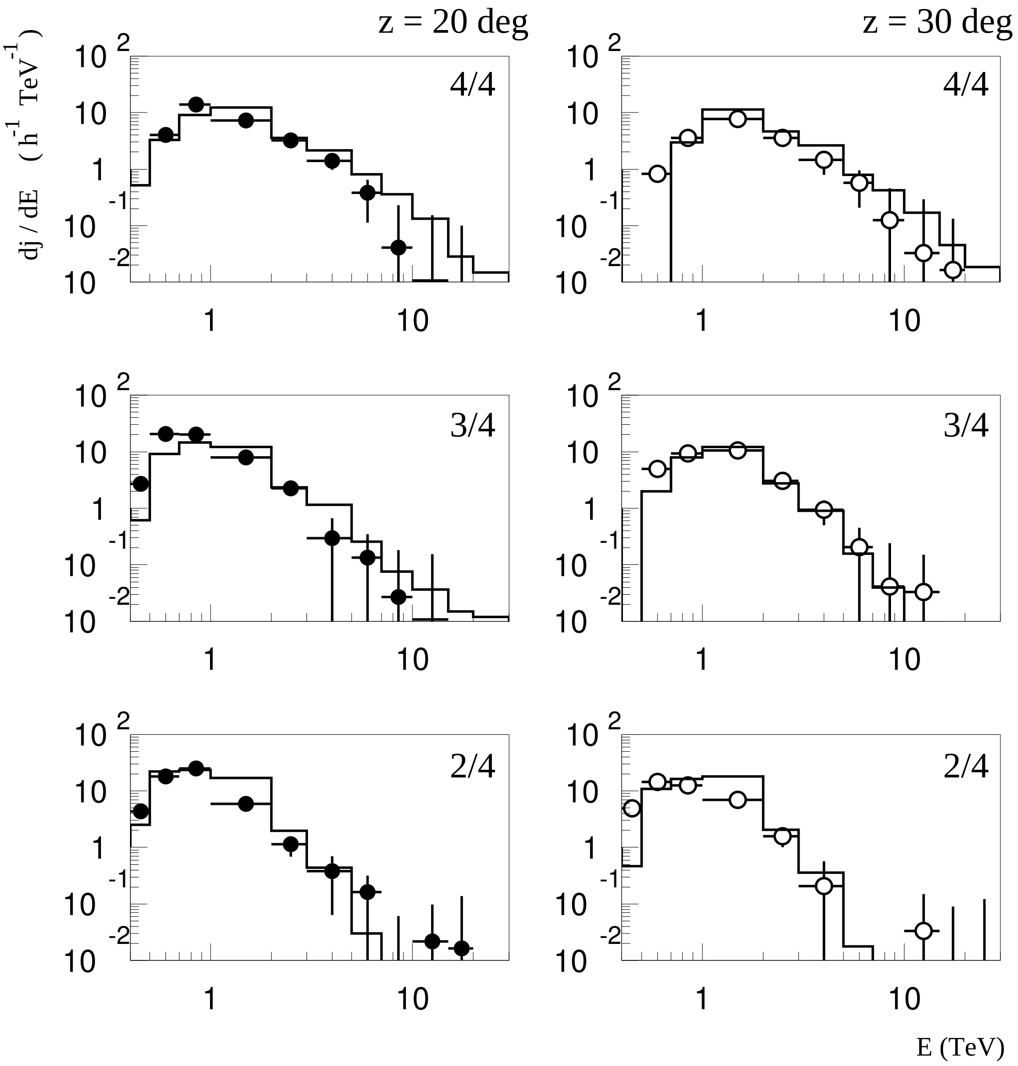

Abbildung 22: *Vergleich der differentiellen Detektionsraten ermittelt aus den MC-Simulation mit den gemessenen Raten des Krebs-Nebels unterteilt nach Zenitwinkel (links $z = 20^o$, rechts $z = 30^o$) und exklusiver Teleskopmultiplizität als Funktion der rekonstruierten Energie des Schauers. Die Symbole $\bullet$ und $\circ$ markieren die Daten des Krebsnebels, die durchgezogenen Linien die Monte Carlo Resultate. Auf die Krebs- und die MC-Daten wurde jeweils ein Schnitt auf $\langle\tilde{w}\rangle < 1.1$ angewendet. Für die MC-Daten wurde das Gesichtsfeld auf $i_0 < 1^o$ limitiert.*

5.4.1 Differentielle Detektionsrate und Energieschwelle

Die differentielle Detektionsrate in der Energie, stellt im Vergleich zu den gemessenen Werten des Krebsnebels, einen empfindlichen Test für die Zuverlässigkeit des verwendeten Analyseprograms dar. In Abb. 22 ist die Vorhersage der MC-Simulation mit den gemessenen Werten des Krebsnebels für das 4-Teleskopsystem dargestellt. Es zeigt sich hier eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten, sowohl für die unterschiedlichen Zenitwinkel als auch für die unterschiedlichen Teleskopmultiplizitäten. Definiert man die Energieschwelle des Systems als den Wert, bei dem die differentielle Detektionsrate maximal ist, so ergibt sich für das 4-Teleskopsystem eine Schwellenenergie von ca. 1 TeV. Bei kleinen Zenitwinkeln ensteht der Eindruck, daß die Energieschwelle im MC etwas höher als in den Daten ist. Dieser Effekt ist vermutlich auf die geänderte Spiegelreflektivität zurückzuführen.

5.4.2 Winkelauflösung

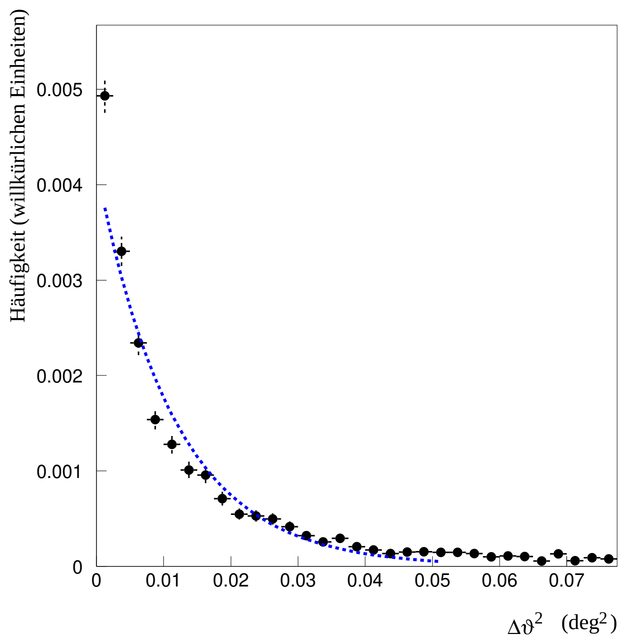

Abbildung 23: *Ableitung der Winkelauflösung. Aufgetragen ist die Häufigkeit als Funktion von $\Delta\vartheta^2$ für die 4/4-Teleskopereignisse und $z = 20^o$. Die unterbrochene Linie gibt einen Exponentialfit an die Verteilung an.*

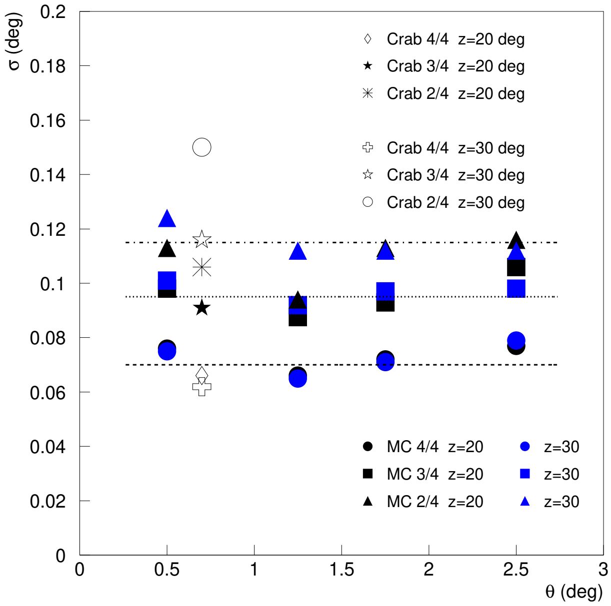

Abbildung 24: *Winkelauflösung des 4-Teleskopsystems abgeleitet aus der MC-Simulation als Funktion der Schauerneigung nach einem Schnitt von* $\langle\tilde{w}\rangle < 1.1$. *Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Analyse der Krebsdaten eingezeichnet. Der Übersicht halber sind die Werte des Krebsdatensatzes bei* 0.7^o *anstatt* 0.5^o *angegeben. Die unterbrochenen Linien dienen der Orientierung.*

Für die Bestimmung der Winkelauflösung wird folgendermaßen verfahren: In den MC-Daten wird der quadratische Abstand $\Delta\vartheta^2$ zwischen der simulierten und der rekonstruierten Schauerrichtung berechnet und anschließend in ein Histogramm gefüllt (vgl. Fig. 23). An diese Verteilung wird eine Exponentialfunktion der Form

$$e^{-\frac{\Delta\vartheta^2}{2\sigma^2}} \tag{19}$$

angepaßt. Aus dem Fitparameter wird nun die Auflösung σ bestimmt [4]. Die so erhaltenen Werte sind in Abb. 24 für das 4 Teleskopsystem und in Abb. 25 für das 5-Teleskopsystem dargestellt. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Winkelauflösung von der Schauerinklination ϑ, ist das Gesichtsfeld in vier Bereiche - $\vartheta = [0^o; 1^o]$, $[1^o; 1{,}5^o]$, $[1{,}5^o; 2^o]$ und $[2^o; 3^o]$ - unterteilt, welche jeweils getrennt behandelt werden.
Für die Daten des Krebsnebels wird analog mit der bekannten Position des Nebels

[4] Hierbei ergibt sich die Breite einer 1-dimensionalen Gaußverteilung.

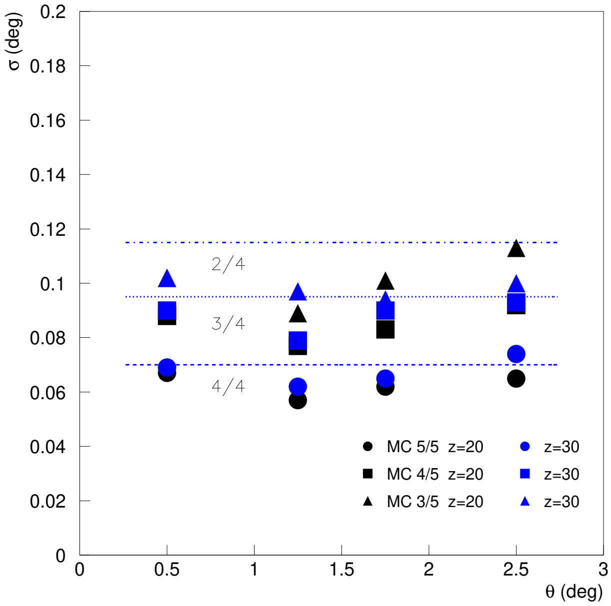

Abbildung 25: *Wie Abb. 24, jedoch für das 5-Teleskopsystem. Zum Vergleich sind die Linien für das 4-Teleskopsystem eingezeichnet.*

ϑ	$[0.0^o - 1.0^o]$				$[1.0^o - 1.5^o]$		$[1.5^o - 2.0^o]$		$[2.0^o - 3.0^o]$	
z (^{o})	20		30		20	30	20	30	20	30
Sys.	Krebs	MC	Krebs	MC	MC					
4/4	0.066	0.076	0.062	0.075	0.066	0.065	0.072	0.071	0.077	0.079
3/4	0.091	0.098	0.116	0.101	0.088	0.092	0.093	0.097	0.106	0.098
2/4	0.106	0.113	0.150	0.124	0.094	0.112	0.113	0.112	0.116	0.112
5/5	-	0.067	-	0.069	0.057	0.062	0.062	0.065	0.065	0.074
4/5	-	0.088	-	0.090	0.077	0.079	0.083	0.090	0.092	0.093
3/5	-	0.102	-	0.102	0.089	0.097	0.101	0.094	0.113	0.100

Tabelle 5: *Winkelauflösung abgeleitet aus den MC-Simulationen für unterschiedliche Schauerinklinationen. Zum Vergleich sind für den Bereich zwische* $[0.0^o - 1.0^o]$ *die abgeleiteten Werte für den Krebsnebel und das 4-Teleskopsystem angegeben (vgl. Abb.24 und Abb. 25).*

verfahren. Es stehen hier allerdings nur Daten bei einer Inklination von 0,5^0 zur

Verfügung. Der Übersicht halber sind diese jedoch bei 0.7^o in Abb. 24 eingezeichnet. Ein Vergleich der Krebsdaten mit den MC-Daten ergibt für das 4-Teleskopsystem eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Datensätzen. Der Datensatz bei $z = 30^o$ zeigt jedoch deutliche Abweichungen bei niedrigen Teleskopmultiplizitäten. Aus den MC-Daten ist zunächst eine geringfügige Verbesserung der Winkelauflösung zwischen 0.5^o und 1.25^o zu erkennen. Bei größen Inklinationen wird die Winkelauflösung wiederum schlechter.
Beim Übergang zu einem 5-Teleskopsystem verbessert sich die Winkelauflösung geringfügig. Zum Vergleich sind in Abb. 25 die Linien aus Abb. 24 eingezeichnet. Auch hier besteht die nahezu gleiche radiale Abhängigkeit.

5.4.3 Die $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilung

N	z (^{0})	Krebs (N/4)	MC (N/4)	MC (N/5)
5	20	-	-	1.045 ± 0.098
	30	-	-	1.049 ± 0.097
4	20	1.047 ± 0.113	1.043 ± 0.109	1.048 ± 0.122
	30	1.050 ± 0.123	1.049 ± 0.107	1.057 ± 0.124
3	20	1.031 ± 0.132	1.048 ± 0.138	1.040 ± 0.137
	30	1.048 ± 0.145	1.055 ± 0.148	1.055 ± 0.149
2	20	1.094 ± 0.208	1.035 ± 0.174	1.019 ± 0.179
	30	$(0.963 \pm 0.106)^*$	1.058 ± 0.186	1.046 ± 0.191

Tabelle 6: *Mittelwert und 1σ-Breite der $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilung ermittelt aus einem Gaußfit. Es zeigt sich eine schwache Abhängigkeit vom Zenitwinkel. Bei der mit * gekennzeichneten Verteilung zeigt der Fit aufgrund geringer Statistik kein stabiles Verhalten (vgl. hierzu Abb. 26).*

Als kritisch für die Datenanalyse erweist sich die $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilung, da in dieser die γ/h-Separation erfolgt. In Abb. 26 ist die $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilung für das 4-Teleskopsystem ermittelt aus den Daten des Krebs-Nebels getrennt nach Zenitwinkel und Teleskopmultiplizität dargestellt. Die Ergebnisse der MC-Simulation sind mit der entsprechenden Meßzeit des Krebsdatensatzes skaliert. Es zeigt sich hier eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Simulationen. Die aus einem Gaußfit an die $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilung ermittelten Werte sind in Tab. 6 für die Krebsdaten, das 4-Teleskopsystem und das 5-Teleskopsystem zusammengefaßt. Es zeigt sich hier, wie bei der Winkelauflösung eine Verschlechterung, mit abnehmender Teleskopmultiplizität. Der Übergang zum 5-Teleskopsystem zeigt auch hier eine Verbesserung.

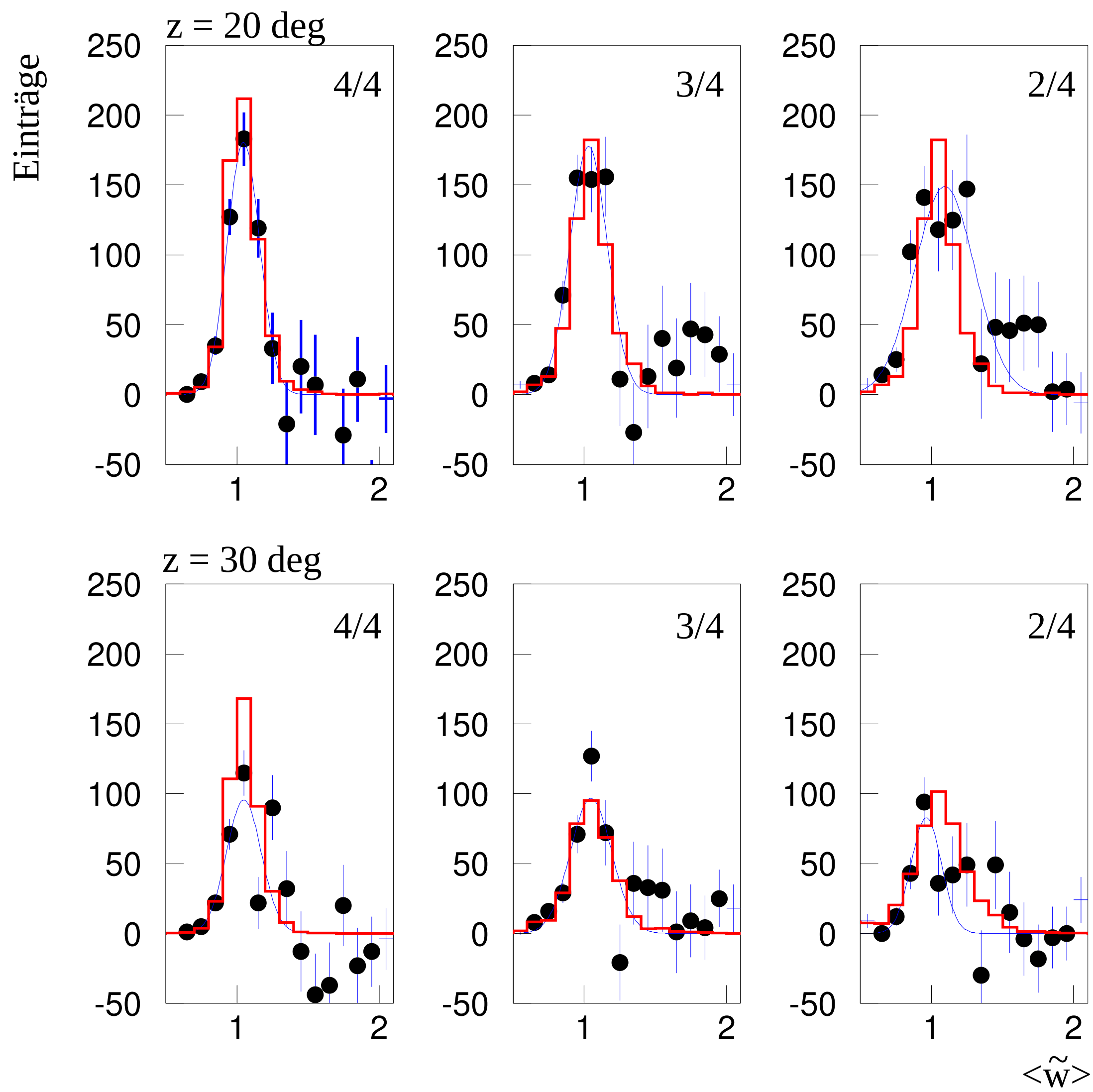

Abbildung 26: *Vergleich der aus den Krebsdaten ermittelten, und der vorhergesagten $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilungen für 4/4-, 3/4- und 2/4-Teleskopereignisse und Zenitwinkel von 20^o und 30^o. Die MC-Vorhersage ist mit der Meßzeit für den Krebsdatensatz skaliert. Zusätzlich ist ein Gaußfit an die Verteilung der Krebsdaten eingezeichnet.*

5.4.4 Nachweisraten als Funktion der Schauerneigung

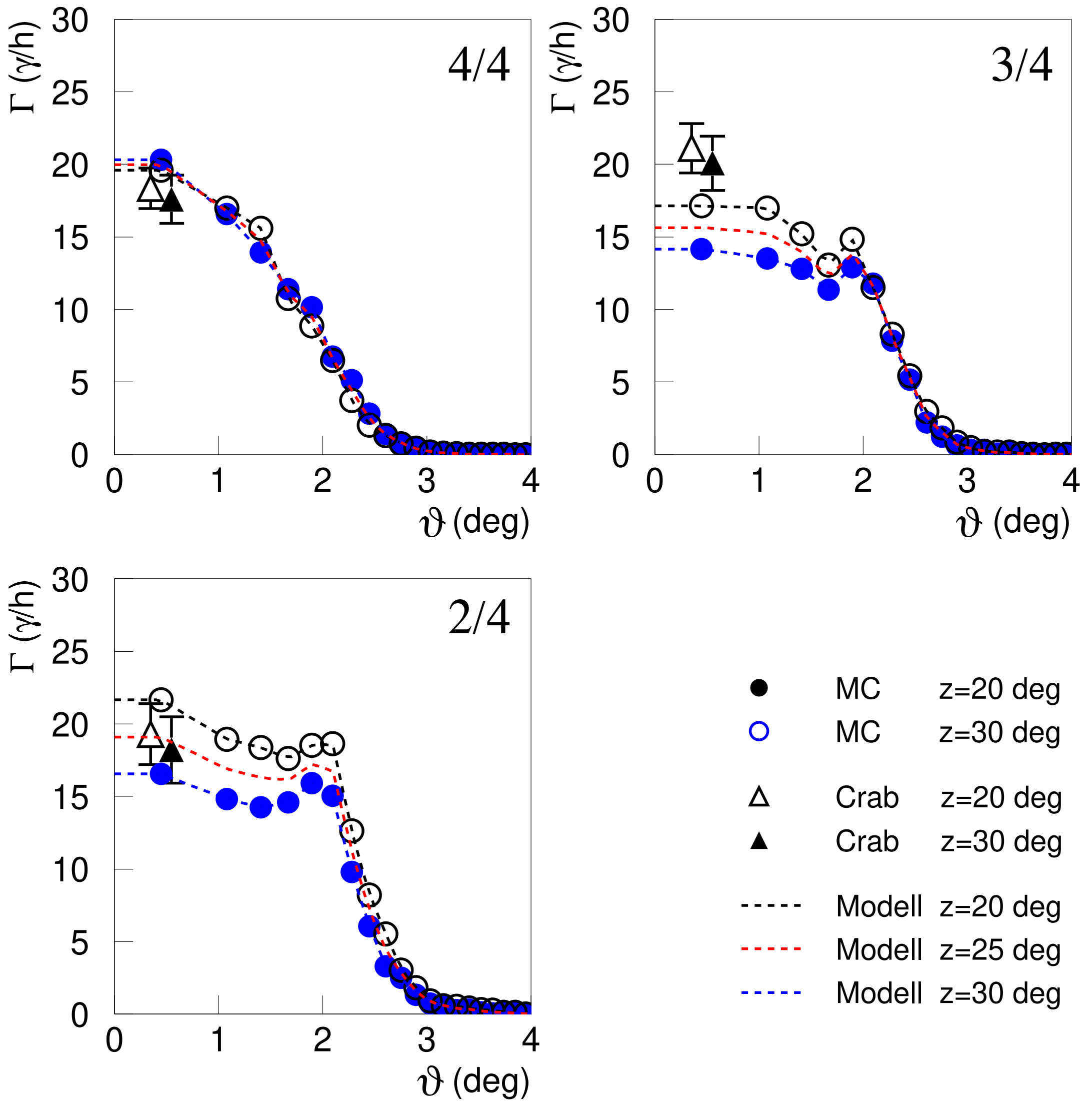

Abbildung 27: *Nachweisraten für eine Punktquelle mit der Stärke des Krebsnebels als Funktion des Inklination der Quelle ϑ zur optischen Achse für das 4-Teleskopsystem nach einem $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnitt < 1.1. Zum Vergleich sind für den inneren Bereich die gemessenen Raten des Krebsnebels eingezeichnet.*

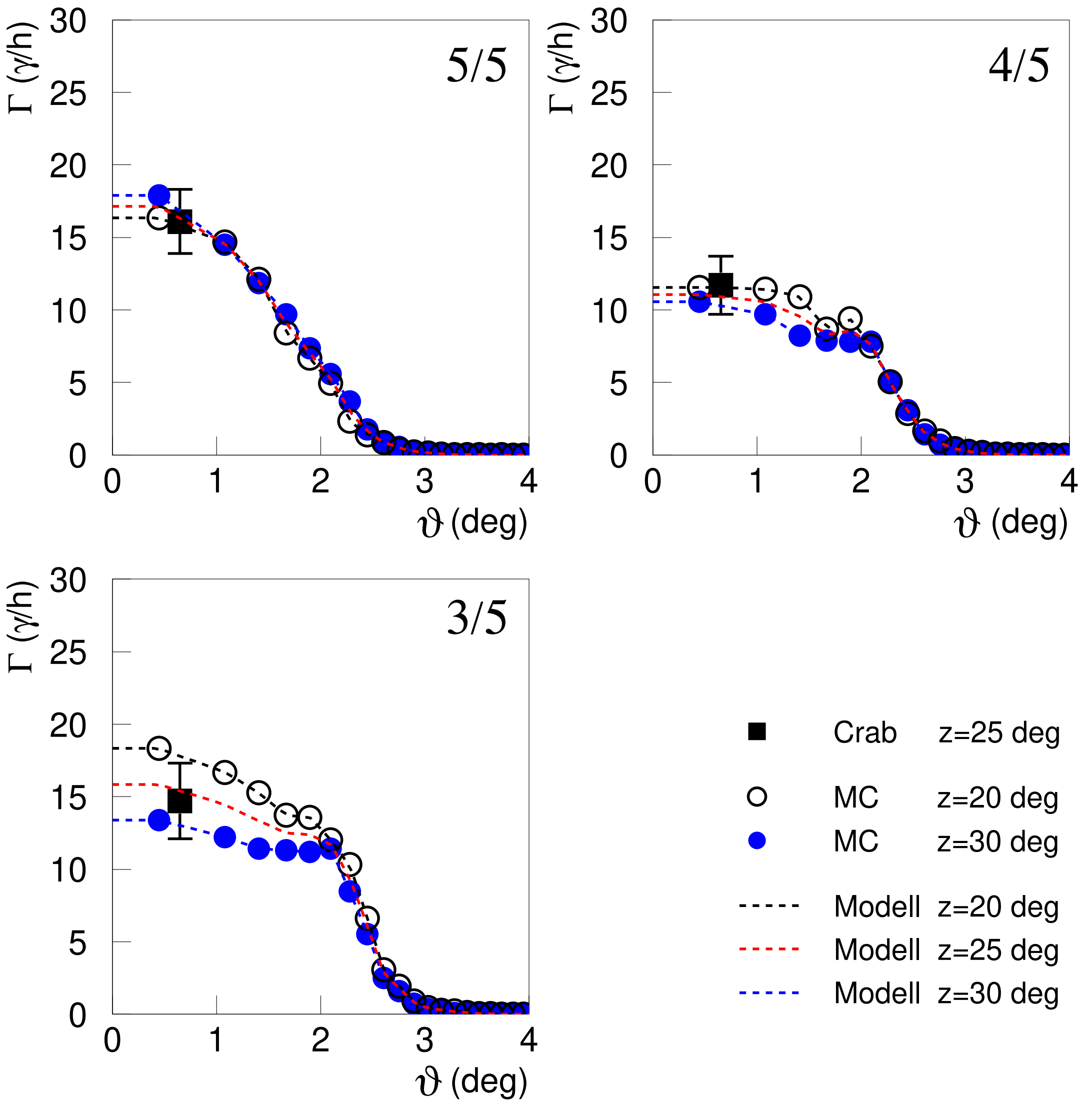

Abbildung 28: *Nachweisraten analog zu Abb. 27 für das 5-Teleskopsystem nach einem* $\langle \tilde{w} \rangle$*-Schnitt* < 1.1*. Zum Vergleich ist die aus den Krebsdaten ermittelte Rate für das 5-Teleskopsystem bei einem mittleren Zenitwinkel von* 25^o *eingezeichnet.*

In Abb. 27 und 28 sind die aus der MC-Simulation ermittelten Ereignisraten als Funktion der Inklination der Quelle zur optischen Achse dargestellt. Hierzu wurde das Gesichtfeld in 20 radiale Intervalle mit gleicher Fläche unterteilt, und hieraus

S_{eff} für das entsprechende Intervall berechnet. Für das 4-Telskopsystem zeigt sich im inneren Bereich des Gesichtsfeldes eine gute Übereinstimmung zwischen den aus den Simulationen berechneten Werten, und der gemessenen Rate des Krebsnebels. Die 3/4-Teleskoprate wird jedoch deutlich unterschätzt.
Die 4/4-Teleskopraten zeigen einen deutich schnelleren Abfall zum Rand des Gesichtsfeldes hin als die 3/4 und 2/4-Teleskopraten. Dieser Verlauf ist qualitativ durch die deutlich eingeschränktere Geometrie für den Schauernachweis bei hohen Teleskopmultiplizitäten zu verstehen. Als dominierende Struktur bei den 3/4 und 2/4-Raten tritt der steile Abfall bei einer Inklination von größer als 2^o-Gesichtsfeld auf. Ursache hierfür ist das begrenzte Gesichtsfeld der einzelnen Teleskope. Die Raten des 5-Teleskopsystems zeigen qualitativ den selben Verlauf, wie die des 4-Teleskopsystems. Zusätzlich sind in Abb. 28 die über das Zenitwinkelintervall $[18^o - 32^o]$ gemittelten Raten des 5-Teleskopsystems eingezeichnet (vgl. Kap. 4.1.1).

5.5 Schlußfolgerungen

Die MC-Simulationen und der Vergleich mit den Daten des Krebsnebels erlauben folgende Schlußfolgerungen für die weitere Analyse:

- Die Winkelauflösung, die $\langle \tilde{w} \rangle$-Verteilung und die Raten für das 4-Teleskopsystem stimmen im inneren Bereich gut mit den gemessenen Werten für den Krebsdatensatz überein. Die 3/4 Teleskoprate scheint jedoch um ca. 20% unterschätzt zu werden.
- Für das 5-Teleskopsystem ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der MC-Vorhersage und den gemessenen Raten.
- Das Gesichtsfeld des Teleskopsystems ist in einem Bereich bis 1.7^o Radius für elektromagnetische Schauer untersucht und kann für die Analyse von Punktquellen und für die Suche nach diffuser Emission verwendet werden. Für die 4/4-, bzw. 5/5-Teleskopereignisse ist bei diesem Wert die Nachweisrate auf 50% in Bezug auf die Kameramitte abgefallen.
- Die Energieschwelle des Systems liegt bei den verwendeten Schnitten bei ca. 1 TeV.
- Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen den Resultaten der MC-Simulation und den gemessenen Raten des Krebsnebels für das 4-Teleskopsystem, und der guten Übereinstimmung der vorhergesagten und der gemessenen Raten für das 5-Teleskopsystem, erscheint die Verwendung des 5-Teleskopsystems für die weitere Analyse als verläßlich.

6 Beobachtungsregion

In diesem Kapitel werden die Auswahlkriterien für die Beobachtungsregion, eine Beschreibung der Region und der für die TeV-γ-Astronomie interessanten Objekte gegeben. Anschließend erfolgt die Darstellung der Meßkampagne.

6.1 Auswahlkriterien

Für die Suche nach diffuser Emission wurde eine Region bei einer galaktischen Länge von $l = 40.5^o$ und galaktischen Breite von $b = 0.0^o$ mit einer Ausdehnung von ca. 7^o in Länge und ca. 12^o in Breite ausgewählt. Hierbei waren folgende astrophysikalische als auch meßtechnische Vorüberlegungen ausschlaggebend:

• Es wird erwartet, daß die diffuse Emission am stärksten aus der Äquatorregion der galaktischen Scheibe ist. Deshalb sollte diese sowohl zu negativen als auch positiven Breiten hin bei der Beobachtung überdeckt werden.
• Aufgrund der erhöhten Säulendichte an interstellarer Materie in Richtung des Zentrums der Milchstraße ist ein möglichst geringer Abstand hierzu, bzw. äquivalent eine möglichst kleine galaktische Länge, bei der Beobachtung wünschenswert.
• Der Zenitwinkel sollte klein ($z < 30^o$) sein und in einem engen Bereich liegen, um sowohl eine niedrige Energieschwelle zu erzielen, als auch systematische Effekte im Zusammenhang mit dem Zenitwinkel zu minimieren.
• Die mögliche Beobachtungszeit von La Palma aus soll in der Größenordnung von 100 Stunden liegen, um eine ausreichende Sensitivität zu erreichen..
• Die Beobachtungsregion sollte im sichtbaren Licht möglichst dunkel sein, um störende Einflüsse auf die Bilder der Luftschauer zu vermeiden.
• Um eine klare Signatur für die diffuse Emission zu erhalten, sollte die Breite der erwarteten Emissionsgebietes gering sein.

Alle aufgeführten Kriterien werden von der ausgewählten Region zentriert auf $l = 40.5^o$ und $b = 0.0^o$ erfüllt.
Als Alternative wurde der 'lokale Arm' in der Cygnus Region in Betracht gezogen. Als Nachteil erweist sich hier jedoch die größere Helligkeit, der größere Abstand zum Zentrum der Milchstraße und die vom EGRET-Instrument beobachtete größere Breite der diffusen Emission im HE-Band.

6.2 Beschreibung

Die Beobachtungsregion befindet sich zum größten Teil im Sternbild Adler bzw. Aquila. Abb. 29 zeigt ein Bild der Region im sichtbaren Licht. Eine Darstellung der

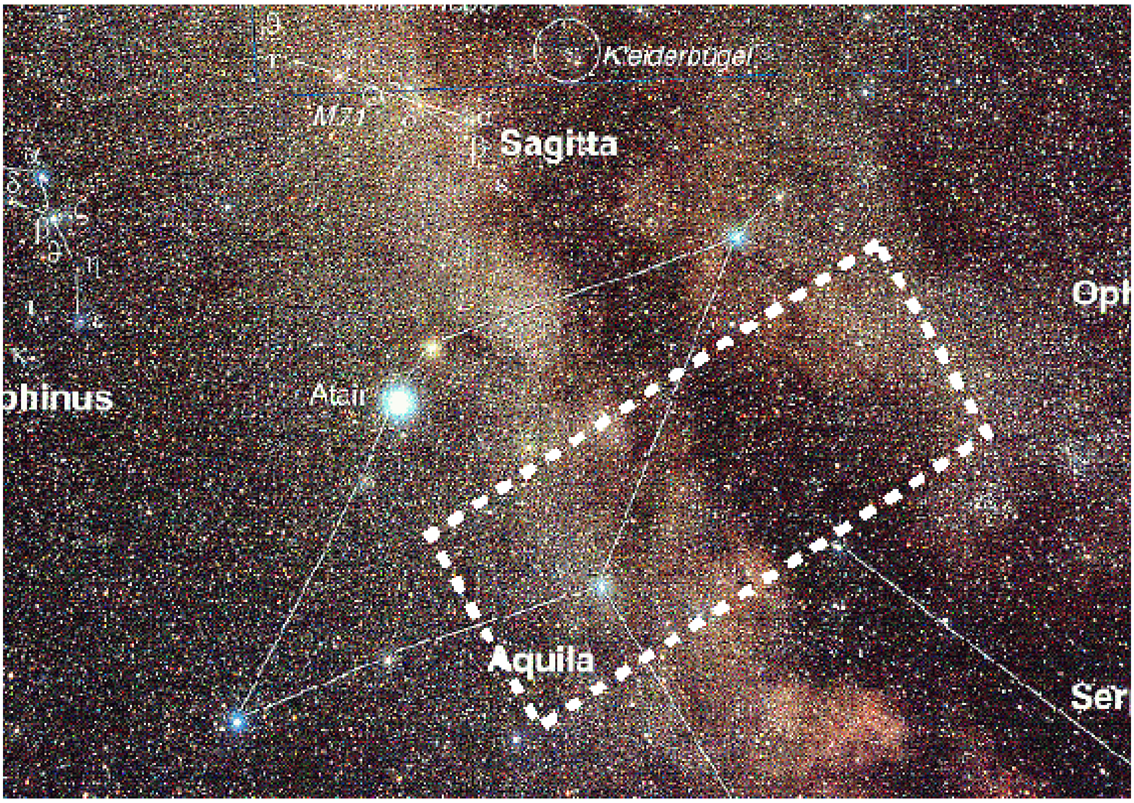

Abbildung 29: *Optisches Bild der beobachteten Region markiert durch die unterbrochene Linie. Als markante Struktur erscheint die Dunkelwolke aus interstellarem Staub, die zu einer Rötung des Sternenlichtes führt. Bild aus [Sla98]*

Spiralstruktur abgeleitet aus der Verteilung des ionisierten Wasserstoffs ist in Abb. 30 gegeben. Zusätzlich ist die Sichtline der Beobachtung als graue Fläche eingezeichnet. Die Sichtlinie berührt einen der Spiralarme der Galaxie, den sogenannten 'Sagittarius Arm'. Der zentrale Bereich, der sogenannte 'Bulge' wird nicht berührt. Die auffälligste Erscheinung im sichtbaren Licht ist eine Dunkelwolke aus interstellarem Staub, die das Band der Milchstraße in zwei Teile unterteilt. Durch diese Wolke erscheint die Region recht dunkel und rot, was eine Beobachtung mit Tscherenkovteleskopen vereinfacht, da die PMTs bevorzugt im blauen Spektralbereich empfindlich sind. Eine Liste von Sternen heller als 6^{mag} ist in Tab. 7 aufgeführt. In Kapitel 7.2 werden diese Sterne benutzt, um die Ausrichtung der Teleskope zu verifizieren.
Eine Abschätzung der Säulendichte von HI, und somit des Targetmaterials für kosmische Strahlung in der Galaxie, kann aus radioastronomischen Beobachtungen gewonnen werden. Die Emission in der 21 cm Linie des atomaren Wasserstoffs ist in

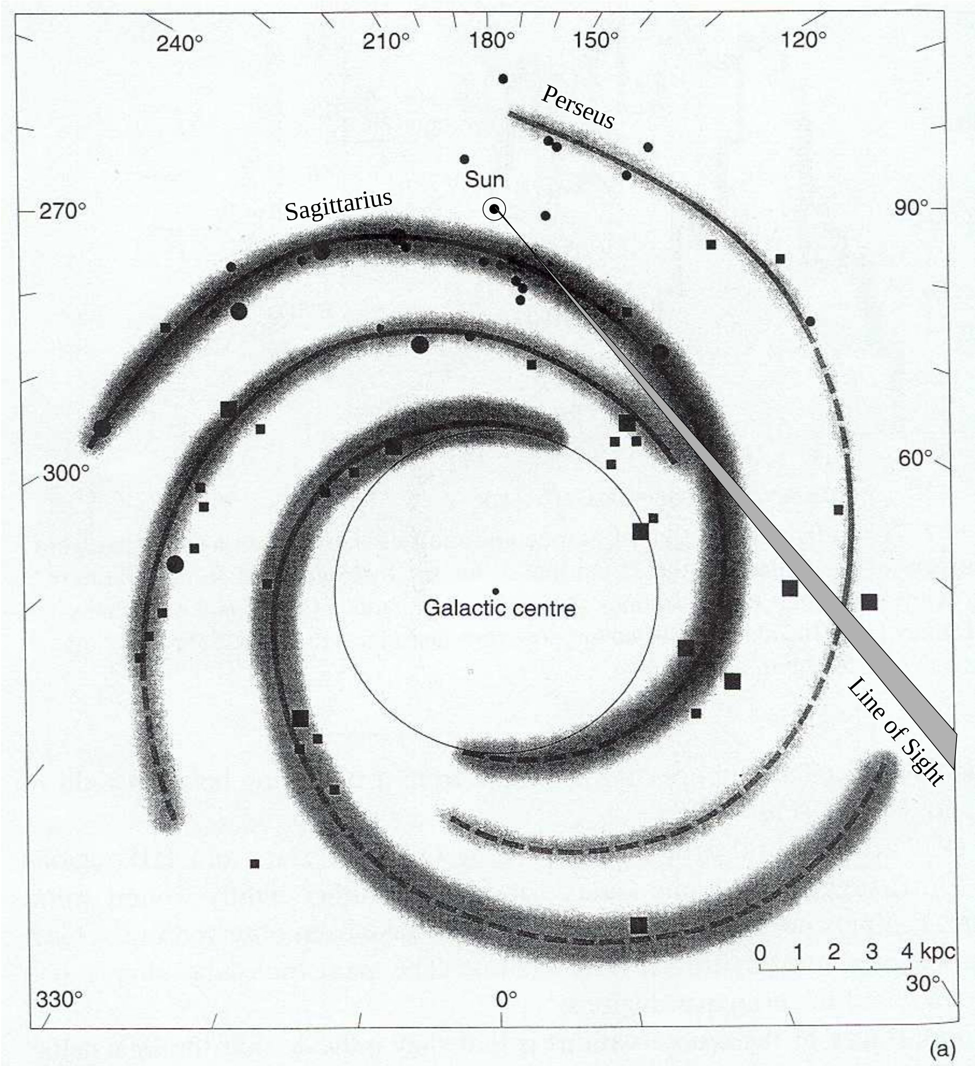

Abbildung 30: *Darstellung der Spiralstruktur der Milchstraße abgeleitet aus Beobachtungen des ionisierten Wasserstoffs im (•) optischen und (■) Radiobereich [Geo88]. Die Sichtlinie der Beobachtung ist durch den grauen Bereich markiert.*

Abb. 31 dargestellt. Dieses Bild zeigen deutlich die erhöhte Dichte des neutralen Wasserstoffs in der galaktischen Scheibe.
Neben dieser großräumigen Struktur enthält die Region einige für die TeV-γ-Astronomie interessante punktförmige und ausgedehnte Objekte. Die Lage dieser Objekte in Abb. 32 schematisch dargestellt.

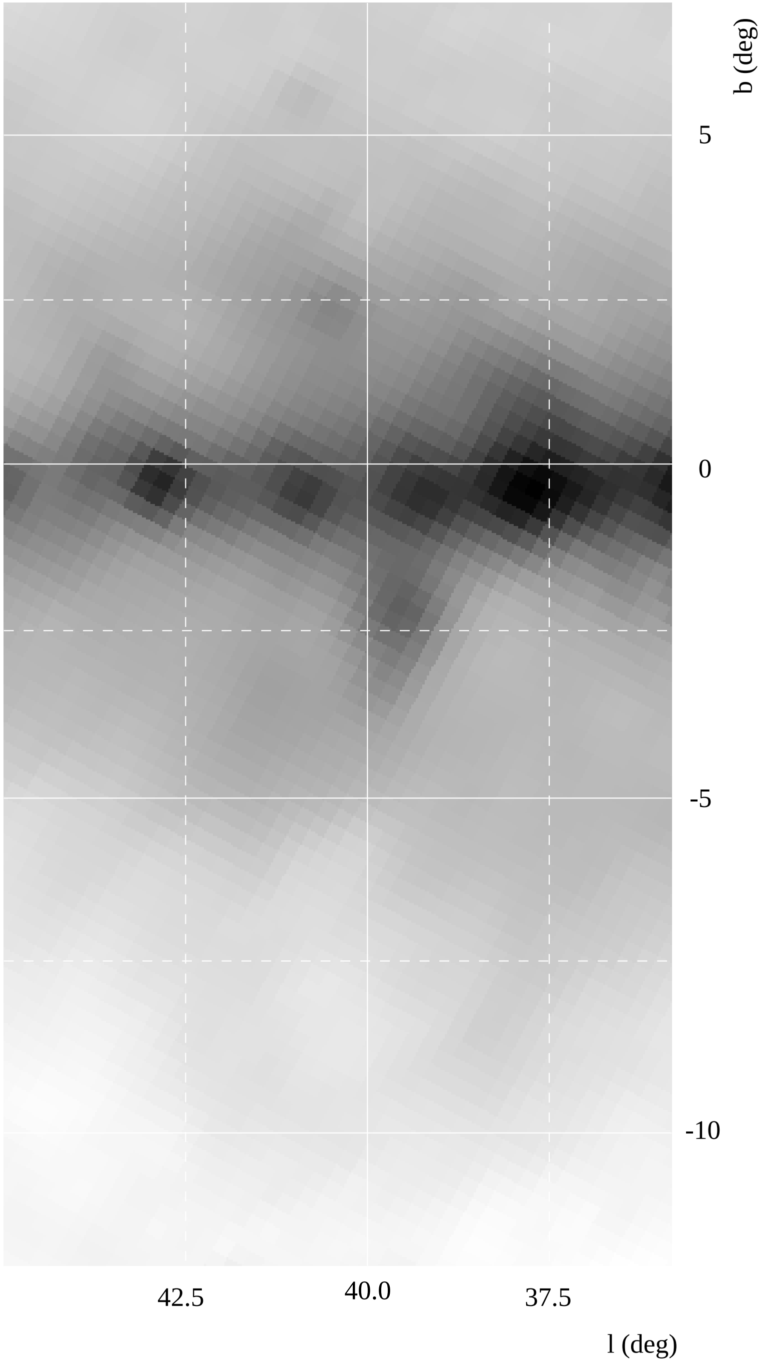

Abbildung 31: *Emission des neutralen Wasserstoffs bei 1420 MHz in der beobachteten Region. Bild aus [DSS]*

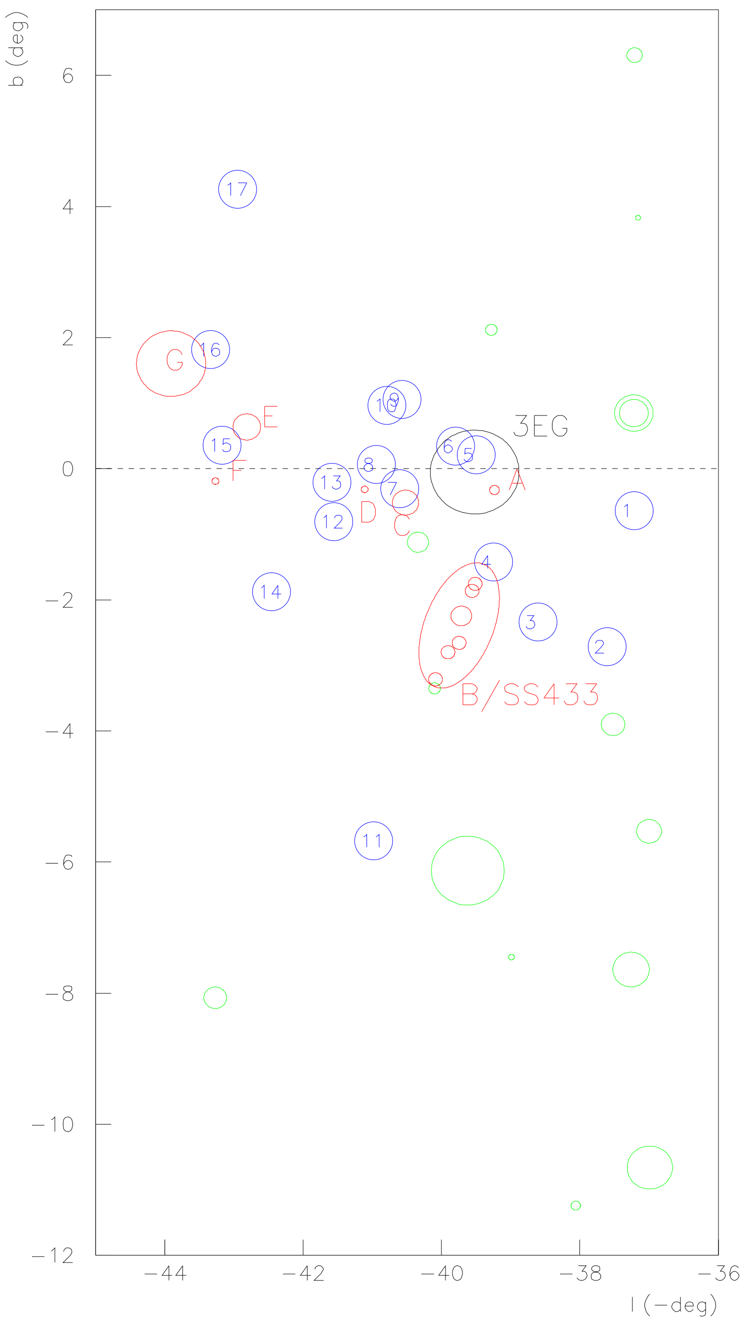

Abbildung 32: *Schemazeichnung der möglichen TeV-γ-Quellen in der Beobachtungsregion. Pulsare sind durch Kreise mit arabischen Ziffern gekennzeichnet (vgl. Tab. 10). SNR durch offene Kreise mit Großbuchstaben (vgl. Tab. 8). Die 3EG-Quelle durch einen schwarzen Kreis (vgl. Tab. 9). Zusätzlich sind die Positionen von Sternen heller als 6^{mag} durch helle offene Kreise markiert, wobei die Größe des Kreises mit der Helligkeit skaliert (vgl. Tab. 7).*

l	b	HD	Vmag	B-V	Sp
(^{0})	(^{0})		mag	mag	
36.99	-10.66	184930	4.360	-0.084	B5
37.00	-05.53	180972	5.100	1.143	K0
37.16	+03.83	173495	5.820	0.041	A0
37.22	+00.85	175638	4.610	0.167	A5
37.22	+00.85	175639	4.960	0.211	A5
37.26	-07.64	182835	4.680	0.561	F0
37.52	-03.90	179761	5.150	-0.074	B8
38.99	-07.45	183324	5.790	0.083	A0
39.28	+02.12	175515	5.580	1.037	G5
39.62	-06.13	182640	3.370	0.323	F0
40.10	-03.35	180482	5.580	0.082	A2
40.34	-01.12	178596	5.230	0.355	F2
43.27	-08.07	185507	5.180	-0.005	B3

Tabelle 7: *Position der Sterne heller als* 6^{mag}*. Daten aus [Sky2000].*

	Name		l [^{o}]	b [^{o}]	$\emptyset$[^{o}]	Type
A	3C396		39.2	-0.3	$\sim$ 0.13	S
B	W50		39.7	-2.0	$\sim 2 \times 1$	?
		SS-433	39.71	-2.25		
		e1	39.75	-2.66		
		e2	39.91	-2.80		
		e3	40.09	-3.21		
		w2	39.51	-1.76		
		X	39.56	-1.86		
C	-		40.5	-0.5	$\sim$ 0.4	S
D	3C397		41.1	-0.3	$<$ 0.1	S
E	-		42.8	+0.6	0.4	S
F	W49B		43.3	-0.2	$<$ 0.1	S
G	-		43.9	+1.6	1?	S?

Tabelle 8: *Liste der bekannten SNRs in der beobachteten Region. Schalentyp-SNR sind durch ein S gekennzeichnet, ein ? bedeutet eine unklare Situation [Gre98]. Für W50/SS-433 sind zusätzlich die aus dem Röntgenbereich bekannten Stellen starker Emission angegeben [Saf97].*

	Name	l [^{o}]	b [^{o}]	θ_{95}	σ
3EG	3EG J1903+0550	39.52	-0.05	0.64^o	7.3

Tabelle 9: *Position der 3EG-Quelle. Daten aus [Har99]. In [Stu95] wird vorgeschlagen diese Quelle möglicherweise mit den SNRs G40.5-0.5 oder G41.1-0.3 zu assoziieren.*

	Name PSR J(2000)	l [^{o}]	b [^{o}]	P [s]	P' [$10^{-15}s$]	DM [$cm^{-3}pc$]
1	1901+0331	37.2	-0.6	0.6554451	7.4874	402.9
2	1909+0254	37.6	-2.7	0.9898277	5.5287	172.1
3	1910+0358	38.6	-2.3	2.3302605	4.53	78.8
4	1908+04	39.2	-1.4	0.29103	-	217
5	1902+0556	39.5	+0.2	0.7465697	12.896	179.7
6	1902+06	39.8	+0.3	0.673501	-	530
7	1906+0641	40.6	-0.3	0.2672745	2.1352	473
8	1905+0709	40.9	+0.1	0.6480390	4.92	269
9	1901+0716	40.6	+1.1	0.6439984	2.40	253
10	1902+07	40.8	+1.0	0.48781	-	90
11	1926+0431	41.0	-5.7	1.0740771	2.465	101.8
12	1910+07	41.6	-0.8	2.71199	-	115
13	1908+07	41.6	-0.2	0.21235	-	10
14	1915+07	42.5	-1.9	1.54270	-	50
15	1908+0916	43.2	+0.4	0.8302700	0.098	250
16	1904+10	43.3	+1.8	1.85657	-	140
17	1854+10	42.9	+4.3	0.572341		250

Tabelle 10: *Liste der bekannten Pulsare in der beobachteten Region. Daten aus [Tay93]. Keiner der aufgeführten Pulsare ist in der Liste von [Aha97]*

- Pulsare:

Eine Liste von 17 bekannten Pulsaren ist in Tab. 10 gegeben. Eine quasi lineare Abschätzung der Entfernung kann aus dem sogenannten 'Dispersionsmaß (DM)', unter der Annahme einer homogenen thermischen Elektronenverteilung in der Galaxie, gewonnen werden, wobei die Elektronendichte innerhalb des interstellaren Mediums in etwa zwischen 0.01 und 0.1 cm^{-3} liegt. Die interessantesten Pulsare für die TeV-γ-Astronomie sind hiebei diejenigen mit dem geringsten Abstand zur Erde, dem größten Energieverlust und der größten Rotationsenergie. Unter diesem Aspekt sind die Pulsare PSR1908+04, PSR1902+07 und PSR1908+07 die interessantesten

Objekte. Jedoch ist keiner der Pulsare in [Aha97] aufgeführt.

- Supernovaüberreste (SNRs): Die Region enthält 7 bekannte SNRs (Tab. 8), wovon 5 als sogenannte 'Shell Type-SNRs' klassifiziert sind. Als besonders interessant erweisen sich hier die Objekte 3C397 und SS-433.

- 3C397

Das Alter des 'Shell Type' Supernovaüberrests 3C397 ist vermutlich in der Größenordnung von 1000 Jahren, also ein relativ junger Überrest. Beobachtungen mit dem Röntgensatellit ROSAT zeigen eine helle Röntgenquelle, jedoch keine Pulsation. Im Radiobereich zeichnet sich an dieser Stelle keine erhöhte Emission oder Polarisation ab. Ein plerionischer Charakter, d.h. mit einem Pulsar als Energiequelle, des SNR wird daher ausgeschlossen [Dye99]. Bei 3C396 handelt es sich um ein ähnliches Objekt, jedoch mit einem geringeren Flüß im Radiobereich [Gre98].

- SS433/W50

Bei dem Objekt SS433/W50 handelt es sich vermutlich um ein binäres System, bestehend aus zwei kompakten Objekten, einer Jetstruktur und der Schale des SNR [Zea80]. SS433 bezeichnet hierbei das kompakte Objekt im Zentrum und W50 die Schale des SNR. Der Jet wird vermutlich durch Akkretion auf das kompakte Objekt, dessen Masse in der Größenordnung von 12 $M_{\odot}$ abgeschätzt wird, gespeist.
Beobachtungen mit den Röntgensatelliten ROSAT und ASCA zeigen eine knotige Struktur der Jets, deren Spektrum sowohl durch ein thermisches Bremsstrahlungsspektrum, als auch durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann [Saf97]. Hierbei zeigt der östliche Jet eine deutlich höhere Intensität. Für die weitere Analyse werden die Knoten des östlichen Jets mit e1, e2 und e3, der des westlichen Jets mit w2 bezeichnet (vgl. Abb. 33). e3 fällt hierbei mit dem sogenannten 'Radioohr' des östlichen Jets zusammen. Zusätzlich befindet sich in der westlichen Region eine unidentifizierte Röntgenquelle, die im folgenden mit X bezeichnet wird und vermutlich nicht mit W50/SS433 assoziiert ist.

- EGRET-Quellen

Neben diesen klassifizierten Objekten befindet sich die Quelle 3EG J1903+0550 aus dem 3. EGRET-Katalog ([Har99]) in der beobachteten Region. Vom EGRET-Instrument wurde diese Quelle mit einer Signifikanz von von 7.3σ gemessen und die Quellposition mit einem Fehler von 1σ auf 0.64^o genau bestimmt (vgl. Tab. 9). Diese

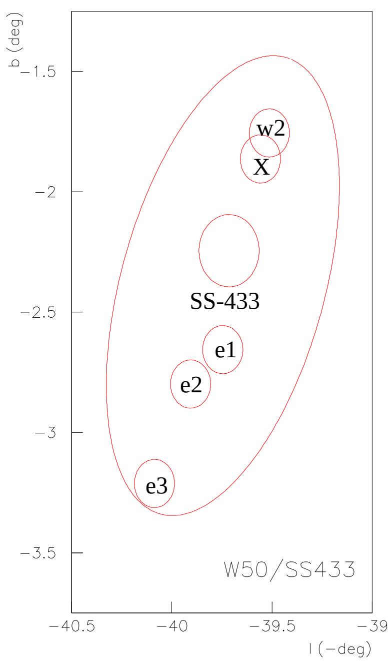

Abbildung 33: *Das Objekt W50/SS-433 (Vgl. Tab. 8). Nähere Erläutrungen siehe Text.*

Quelle kann möglicherweise mit den SNRs G40.5-0.5 oder G41.1-0.3 assoziiert sein (vgl. [Stu95]).

6.3 Beobachtungskampagne

Die Beobachtungskampagne wurde im Juni, Juli und August 1999 an 37 Tagen ausgeführt. Als Modus für die Beobachtung wurde eine Durchmusterung, oder auch Scan gewählt, d.h. die Region wurde während der Beobachtung nahezu vollständig überdeckt (vgl. Fig. 34). Um mögliche systematische Effekte, wie sich verändernde Wetterbedingungen oder große Streuungen im Zenitwinkel zu minimieren, wurde hierbei folgendermaßen vorgegangen: Die gesamte Region wurde in drei Spalten bei den galaktischen Längen G39.0, G40.5 und G42.0 unterteilt. Bei einem angenommenen Gesichtsfeld von 1^o entsteht hierbei ein geringer Überlapp zwischen den einzelnen Spalten. In b wurde ein Abstand von jeweils 1^o zwischen den Beobachtungspunkten gewählt.

Während einer Nacht wurde jeweils eine der Spalten beobachtet, was innerhalb ei-

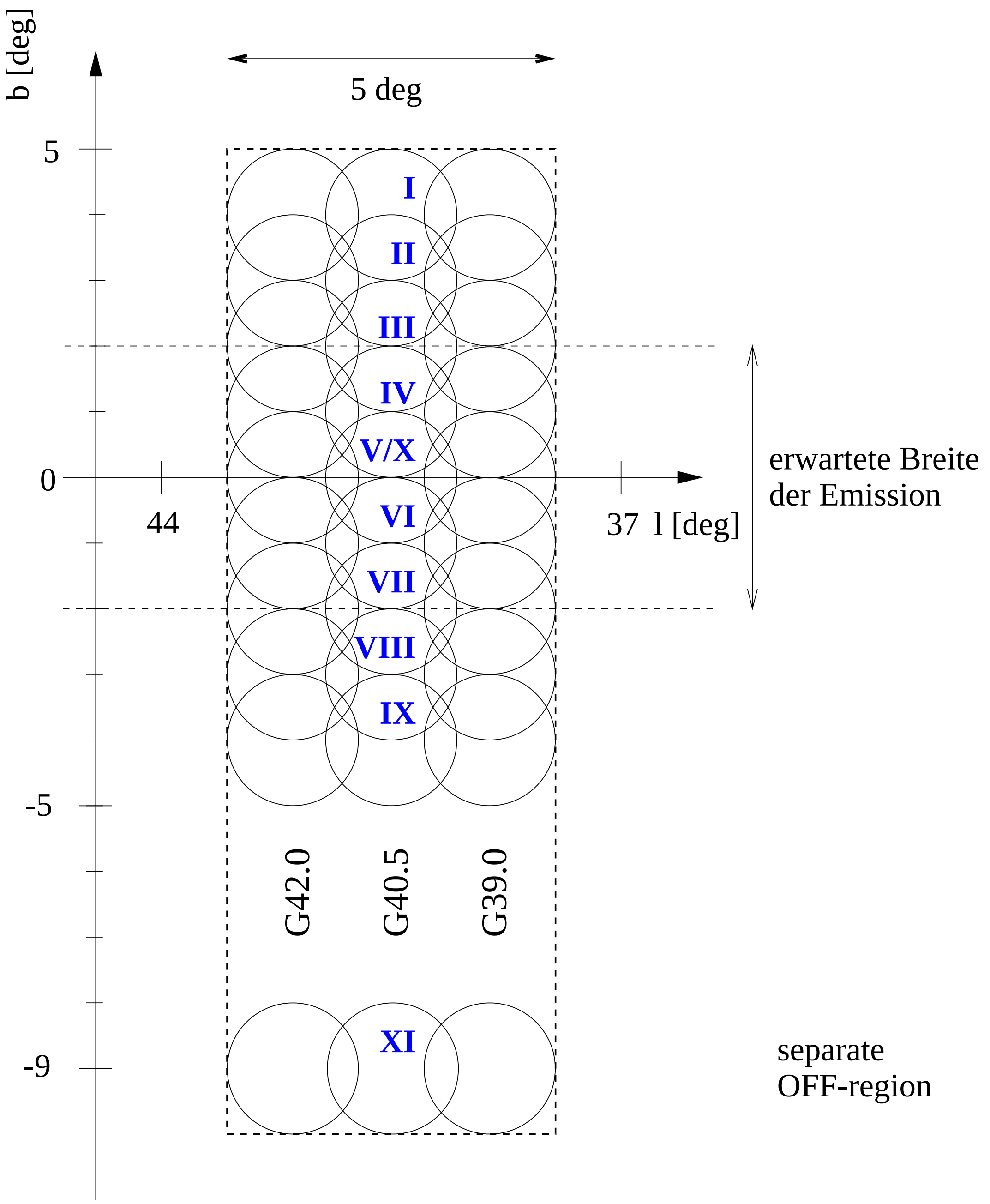

Abbildung 34: *Schematische Darstellung des Beobachtungsmusters. Die Kreise geben ein Gesichtsfeld von* 1^o *Radius an, die römischen Ziffern bezeichnen die Reihenfolge der Beobachtung der einzelnen Punkte.*

ner Scanreihe möglichst konstante Wetterbedingungen gewährleistet. Zur Optimierung auf den Zenitwinkel hin, wurde in der Regel folgendermaßen verfahren: Die während einer Nacht zur Verfügung stehende Beobachtungszeit von etwa 2 h wurde gleichmäßig auf die einzelnen Runs verteilt. Die Beobachtung wurde bei $b = +4.0^o$ begonnen und anschließend jeweils der Abstand zum galaktischen Äquator hin um 1^o vermindert, bis $b = 0.0^o$ erreicht wurde. Danach wurde die Region von $b = -4.0^o$ wiederum hin zum galaktischen Äquator beobachtet. Das letzte Meßintervall wurde auf die getrennte OFF-Region bei $b = -9.0^o$ verwendet. Dieses Schema führt zu einer doppelten Beobachtungsdauer der Äquatorregion, verglichen mit den restlichen Scanpunkten.

7 Analyse der Punktquellen

Im folgenden Kapitel wird die Analyse der potentiellen Objekte und die Suche nach unbekannten Punktquellen vorgestellt. Um hierbei die optimale Sensitivität zu erreichen, werden zunächst die Abhängigkeit der Sensitivität von den einzelnen Schnittparametern untersucht. Anschließend wird die Analyse der Punktquellen dargestellt. Hierbei ist zu unterscheiden, ob nach einer bekannten Quelle in der beobachteten Region gesucht wird, oder ob nach bisher unbekannten Objekt gesucht wird.
Ist die Quellposition genau bekannt, so bietet sich eine abgewandelte Version der Standardprozedur zur Datenanalyse wie in [Dau97] beschrieben an. Dieses Verfahren wird in Kapitel 7.3 beschrieben.
Im zweiten Fall, wenn die Quellposition nicht bekannt ist, bietet sich folgendes Vorgehen an: Zunächst wird eine Karte der Region erstellt, die als Einträge die beobachtete Signifikanz des entsprechenden Himmelsauschnittes enthält. Zeigt sich hier ein Überschuß, so kann die betreffende Stelle genauer untersucht werden. Ist dies nicht der Fall, wird eine Karte mit oberen Grenzen auf den Fluß erstellt. Dieses Verfahren wird in Kapitel 7.4 erläutert.

7.1 Optimierung der Schnittparameter

In diesem Kapitel werden die Schnitte auf die Daten vorgestellt und ermittelt, welche Schnitte die maximale Sensitivität des Instrumentes erzielen. Hierbei ist zu unterscheiden zwischen Schnitten auf die Bildparameter und Schnitte auf die rekonstruierte Richtung des primären Teilchens. Erstere können unabhängig von der Quellregion angewendet werden. Letztere erfordern eine Kenntnis oder Modell der Quellregion und sind somit nur für die Punktquellensuche bzw. für moderat ausgedehnte Quellen nicht jedoch für die in Kapitel 8 vorgestellte Suche nach diffuser Emission geeignet.

7.1.1 Allgemeine Schnitte

Für die Analyse werden folgende allgemeine Schnitte auf die Daten verwendet, um eine ausreichende Qualität der rekonstruierten Ereignisse sicherzustellen:

• Der rekonstruierte Abstand des Schauerauftreffpunktes soll innerhalb eines Kreises mit Radius 300 m um das zentrale Teleskop liegen. Hierdurch werden schlecht rekonstruierte, oder weit vom Detektor entfernt liegende und somit problematische Ereignisse verworfen.
• Die Amplitude eines Bildes (*size*) soll mindestens 40 ph.e. und höchstens 2500 ph.e. betragen. Andernfalls wird das Teleskop nicht in der Analyse verwendet. Durch diesen Schnitt wird erreicht, daß die Schauerbilder gut definiert sind, und durch einen

Schnitt auf die Breite (*width*) eines Bildes, eine gute γ/Hadron-Separation möglich ist.
• Das Gesichtsfeld einer Kamera wird auf 1,7^o limitiert durch die Forderung daß der Abstand des Schwerpunktes der Schauerbilder (*distance*) kleiner als dieser Wert ist. Hierdurch wird vermieden, daß abgeschnittene Bilder am Rand der Kamera die Rekonstruktion verfälschen. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, wird das Teleskop nicht in der Analyse verwendet.

Diese Schnitte werden in jeder der hier vorgestellten Analysen verwendet, und wurden ebenso bereits in der Analyse der MC-Daten und Krebsdaten angewendet.

7.1.2 Der $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnitt

Die Unterdrückung des hadronischen Untergrundes erfolgt durch einen Schnitt auf die $\langle\tilde{w}\rangle$ eines Ereignisses. Der optimale Wert für den Schnitt wird hier aus den Krebsdaten abgeleitet, wobei das Verhältnis $Q = \epsilon_\gamma/\sqrt{\epsilon_{CR}}$ optimiert werden soll. $\epsilon = N_C/N_0$ sei das Verhältnis der Ereignisse nach Schnitt zur Anzahl der Ereignisse vor Schnitt. In Abb. 35 ist die Ableitung des Q-Faktors links für die 3/4 und rechts für die 4/4-Teleskopereignisse dargestellt. Die erste Zeile zeigt die aus dem Krebsdatensatz resultierende $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilung nach Abzug des Untergrundes. Hieran ist eine Gaußkurve angepaßt. Die zweite Zeile zeigt ϵ_γ und ϵ_{CR} als Funktion der $\langle\tilde{w}\rangle$. Die unteren Diagramme zeigen den hieraus resultierenden Q-Faktor. Es zeigt sich, daß sowohl für die 3/4 als auch 4/4-Teleskopereignisse ein Schnitt von $\langle\tilde{w}\rangle< 1.1$ das beste $S/\sqrt{B}$-Verhältnis ergibt. Im weiteren wird dieser Schnitt auch für das 5-Teleskopsystem verwendet. In Tab. 11 sind ϵ_{CR} ermittelt aus dem Datensatz des galaktischen Scans, ϵ_γ ermittelt aus der MC-Simulation und der resultierend Q-Faktor für einen $\langle\tilde{w}\rangle< 1.1$-Schnitt für die unterschiedlichen Teleskopkonfigurationen aufgeführt.

7.1.3 Optimierung des Richtungsschnittes für Punktquellen

Die Anwendung des Richtungsschnittes bei bekannter oder angenommener Quellposition ermöglicht es, das $S/\sqrt{N}$-Verhältnis zu optimieren. Um den optimalen Schnitt in ϑ^2 zu erhalten, wird folgende Abschätzung ausgeführt:
Die Anzahl der Untergrundereignisse N_B ist proportional zu ϑ^2. Die Anzahl der Signalereignisse N_S hängt von der Form der Signalregion und der Winkelauflösung des Instrumentes ab. Unter der Annahme einer rotationsymmetrischen Gaußverteilung für die Winkelauflösung, und einer punktförmigen Quelle ergibt sich folgende Relation

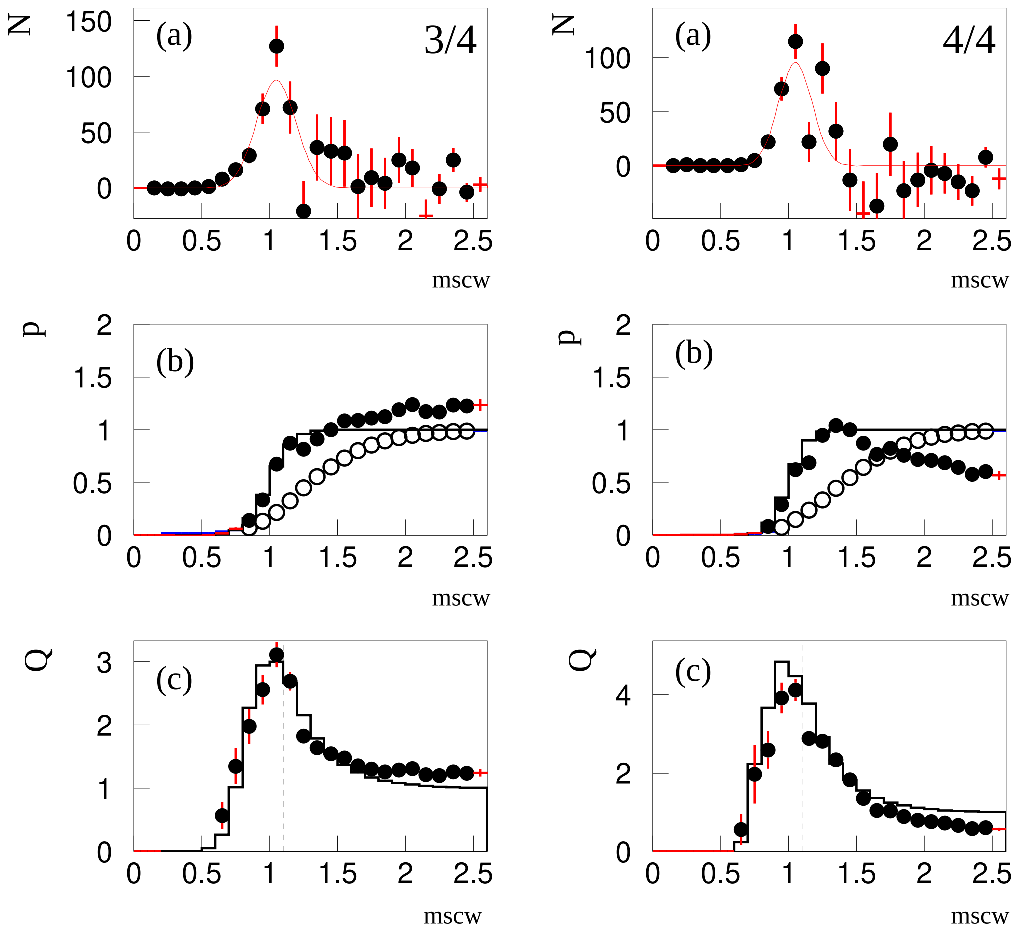

Abbildung 35: *Ableitung des optimalen Schnittes zur γ/Hadron-Trennung aus Daten des Krebsnebels. Links für die 3/4 und rechts für die 4/4-Teleskopereignisse. (a) zeigt die $\langle\tilde{w}\rangle$-Verteilung nach Abzug des Untergrundes, (b) das resultierende ϵ für ($\bullet$) γs und ($\circ$) für Untergrundereignisse und (c) den resultierenden Q-Faktor jeweils als Funktion der $\langle\tilde{w}\rangle$. Die durchgezogenen Linien ergeben sich aus Integration der in (a) eingezeichneten Gaußkurve. Es zeigt sich, daß ein Schnitt auf $\langle\tilde{w}\rangle < 1.1$ sowohl für 3/4 als auch 4/4-Teleskopereignisse das $S/\sqrt{B}$-Verhältnis optimiert.*

System	ϵ_{CR} (Daten)	ϵ_γ (MC)	Q
4/4	0,022	0,67	4,5
3/4	0,051	0,63	2,8
2/4	0,1	0,61	1,9
5/5	0,014	0,69	5,8
4/5	0,030	0,66	3,8
3/5	0,056	0,63	2,7
2/5	0,093	0,60	2.0

Tabelle 11: *Unterdrückungsfaktoren des $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnittes$<$ 1,1 ermittelt aus den Daten des galaktischen Scans (ϵ_{CR}) und den MC-Simulationen (ϵ_γ) und der resultierende Q-Faktor.*

$$\frac{N_S}{\sqrt{N_B}} \propto \frac{\int_0^\vartheta f(\vartheta')\vartheta' d\vartheta'}{\vartheta}, \tag{20}$$

wobei für die Winkelauflösung f eine gaußförmige Verteilung der Form

$$f(\vartheta) \propto e^{-\frac{\vartheta^2}{2\sigma^2}} \tag{21}$$

angenommen wird. Numerische Integration von Gl. 20 ergibt folgenden Verlauf:

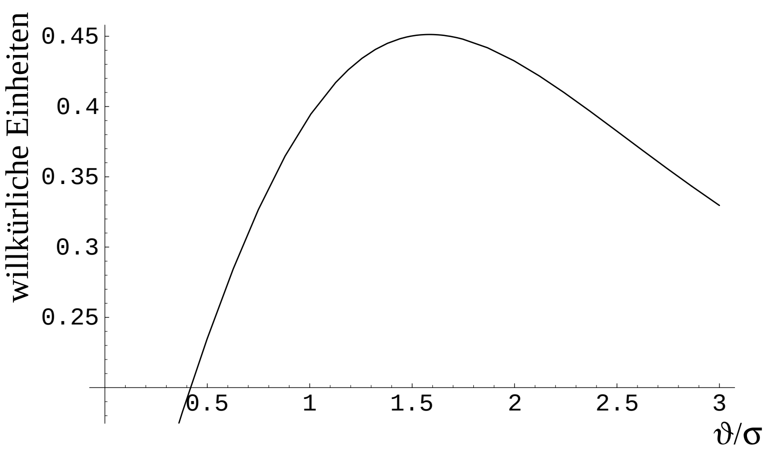

Abbildung 36: *$S/\sqrt{N}$-Verhältnis als Funktion von ϑ/σ in willkürlichen Einheiten.*

Das Maximum der Kurve liegt bei etwa 1,6σ. Hieraus, und aus der Winkelauflösung (vgl. 11) ergeben sich die in Tab. 12 aufgeführten Werte für eine Punktquelle. Integration des Nenners von Gl. 21 führt auf einen Signalverlust von 28% durch diesen Schnitt.

	$\sigma(deg)$	Punktquelle $\vartheta^2_P(^{o\times o})$	ausgedehnte Quelle $(\o = 0.4^o)$ ϑ^2_{ES} $(^{o\times o})$
4/4 (MC)	0.070	0.013	0.115
3/4 (MC)	0.095	0.023	0.125
2/4 (MC)	0.113	0.032	0.135
5/5 (MC)	0.065	0.011	0.113
4/5 (MC)	0.090	0.021	0.123
3/5 (MC)	0.100	0.026	0.128
2/5 (MC)	0.114	0.044	0.136

Tabelle 12: *Winkelauflösung σ des HEGRA-Teleskopsystems und der sich hieraus ergebende ϑ^2-Schnitt zur Optimierung des $S/\sqrt{N}$-Verhältnisses für Punktquellen und für um 0,4^o im Durchmesser ausgedehnte Quellen.*

Für moderat ausgedehnte Quellen - d.h in der Größenordnung der Winkelauflösung - ist der Winkelschnitt zu erweitern. Eine vollständige Behandlung erfordert hier die Faltung der Auflösungsfunktion mit der Verteilung der Quellfunktion. Auf eine detaillierte Behandlung wird jedoch hier verzichtet, und als einfachste Annahme davon ausgegangen, daß sich der Radius r_S der Quelle und die Winkelauflösung σ quadratisch addieren:

$$\vartheta^2 = 1.6^2(r_S^2 + \sigma^2) \tag{22}$$

Für die beiden ausgedehnten SNRs im Gesichtsfeld - G40.5-0.5 und G42.8+0.6 - die jeweils mit einem Durchmesser von 0,4^o angegeben werden, ergeben sich aus Gl. 22 die in der rechten Spalte von Tabelle 12 angegebenen Werte für den ϑ^2-Schnitt.

7.1.4 Anzahl der verwendeten Teleskope im System

Aus den bisher abgeleiteten Größen für die Schnitteffizienz des $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnittes $< 1{,}1$ und des Richtungsschnittes kann für die weitere Analyse abgeschätzt werden, welche Teleskopkonfiguration das $S/\sqrt{B}$ optimiert. Hierzu wird von den in Tabelle 11 aufgeführten Effizienzen für die Untergrundunterdrückung und von den in Tab. 12 aufgeführten Werte für den Richtungsschnitt ausgegangen. Die Anzahl der erwarteten Signalereignisse kann in erster Näherung als unabhängig von der Teleskopkonfiguration betrachtet werden (vgl. Abb. 27 und Abb. 28) und wächst somit linear mit der

System	F_γ	F_{CR,ϑ^2}	$F_{CR,\langle\tilde{w}\rangle}$	$Q_{\vartheta^2,\langle\tilde{w}\rangle}$	$Q_{\langle\tilde{w}\rangle}$
4/4	1	1	1	1	1
3/4	1	2,0 (1.09)	2,3		
2/4	1	2,5 (1.17)	4,5		
34/4				0,85	1,1
234/4				0.73	1.07
5/5	1	1	1	1	1
4/5	1	2,0 (1.09)	2		
3/5	1	2,4 (1.13)	4		
2/5	1	4,0 (1.20)	6,6		
45/5				0.89	1.15
345/5				0.78	1.13
2345/5				0.62	1.08

Tabelle 13: *$Q = S/\sqrt{B}$-Verhältnis in Abhängigkeit von der Systemkonfiguration unter Berücksichtigung des $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnittes$<$ 1.1 und des optimalen Winkelschnittes für Punktquellen. F_{CR,ϑ^2} bezeichnet den Faktor um den der Untergrund unter Anwendung des Richtungsschnittes anwächst, und $F_{CR,\langle\tilde{w}\rangle}$ den Faktor aus dem $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnitt, jeweils auf das 4/4 bzw. 5/5-Teleskopsystem normiert. $Q_{\langle\tilde{w}\rangle}$ bezieht sich auf den Fall der diffusen Emission, in dem nur ein Schnitt auf die Bildparameter, aber kein Richtungsschnitt möglich ist.*

Anzahl der verwendeten Untergruppen im System. Die Anzahl der Untergrundereignisse ist für eine Punktquelle abhängig von der Wahl des Richtungsschnittes und dem Unterdrückungsfaktor des $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnittes. Bei der Suche nach diffuser Emission ist nur letzterer relevant, da hier kein Richtungsschnitt angewendet werden kann (siehe Kapitel 8).
In Tabelle 13 sind zunächst die aus Tabelle 11 und 12 abgeleiteten Faktoren für den Zuwachs des Untergrundes durch den Winkelschnitt und den $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnitt angegeben. Die Werte sind hierbei auf das 4/4 bzw 5/5-Teleskopsystem normiert. Im zweiten Teil der Tabelle ist das erwartete $Q = S/\sqrt{B}$-Verhältnis für die unterschiedlichen Untergruppen angegeben, das entsprechend der Formel

$$Q = \frac{\sum_{T\in Sys} F_{\gamma,T}}{\sum_{T\in Sys} F_{CR,T}} \tag{23}$$

berechnet wird. Sys bezichnet hier die verwendeten Untergruppen. $F_{CR,T}$ berechnet sich für die Punktquellensuche aus dem Produkt der Faktoren für den Richtungsschnitt und dem $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnitt. Für die Suche nach diffuser Emission ist $F_{CR,T}$ gleich dem Faktor für den $\langle\tilde{w}\rangle$-Schnitt.

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß es für die Punktquellenanalyse von Vorteil ist, im Fall eines 4-Teleskopsystems, nur die 4/4-Ereignisse und im Fall des 5-Teleskopsystems nur die 5/5-Teleskopereignisse zu verwenden.
Im Fall der diffusen Emission, also ohne Richtungsschnitt, ist die Konfiguration 34/4, d.h. es werden sowohl die 4/4 als auch die 3/4-Teleskopereignisse verwendet, etwas besser, als nur die 4/4-Konfiguration. Im Fall des 5-Teleskopsystems ist die maximale Sensitivität in der Konfiguration 45/5 gegeben.
Für die beiden ausgedehnten Quellen unterscheidet sich die Situation nur geringfügig im Vergleich zur diffusen Emission. Deshalb wird in diesem Fall ebenfalls die Konfiguration 34/4 bzw 45/5 gewählt.

7.2 Der Datensatz

Für die Analyse werden aus dem gesamten Datensatz von 88 h zunächst jene Datensätze ausgewählt, bei denen die atmosphärischen Bedingungen stabil sind. Hierzu werden Daten aus Nächten mit niedrigen Raten verworfen (vgl. Abb. 37). Ursache für die niedrigen Raten war in den meisten Nächten eine Trübung der Atmosphäre durch Staub aus der Sahara, der sogenannte Kalima. Des weiteren werden Datensätze, bei denen sich technische Probleme zeigten, von der Analyse ausgeschlossen. In Abb. 38 ist die 4/4-Ereignisrate für den verbleibende Datensatz von 41.7 Stunden gezeigt. Diese Meßdauer verteilt sich in dem verbleibenden Datensatz zu 18,6 Sunden Stunden auf die Reihe G39.0, zu 14,6 Stunden auf G40,5 und 8,5 Stunden auf G42.0.
Um die Ausrichtung der Teleskope und den Einfluß von Hintergrundlicht der Milchstraße auf die Daten zu überprüfen ist in Abb. 39 exemplarisch für CT4 ein Bild der beobachteten Region im 'sichtbaren Licht' gezeigt. Dargestellt ist das Rauschen der Grundlinie in den einzelnen Pixeln, zurückprojeziert an den Himmel in galaktischen Koordinaten. Sternlicht, das zu einem Rauschen in den Photomultipliern und somit in den FADCs führt, erzeugt eine Schwärzung an der betreffenden Stelle. Die Sterne heller als 6^{mag} sind durch Kreise markiert (vgl Tab. 7), und es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Teleskopausrichtung und den erwarteten Sternpositionen.
Weiterhin ist zu erkennen, daß das Rauschen über die Region nahezu konstant ist. Die in optischen Aufnahmen sichtbare Dunkelwolke (vgl. Abb. 29) tritt hier nicht in Erscheinung. Vermutliche Ursache ist die deutliche Rötung des Sternlichtes durch die Staubwolke, und die geringe spektrale Empfindlichkeit der PM in diesem Bereich. Artefakte, verursacht von Hintergrundlicht, sollten daher in der Bildanalyse nur eine untergeordnete Rolle spielen.

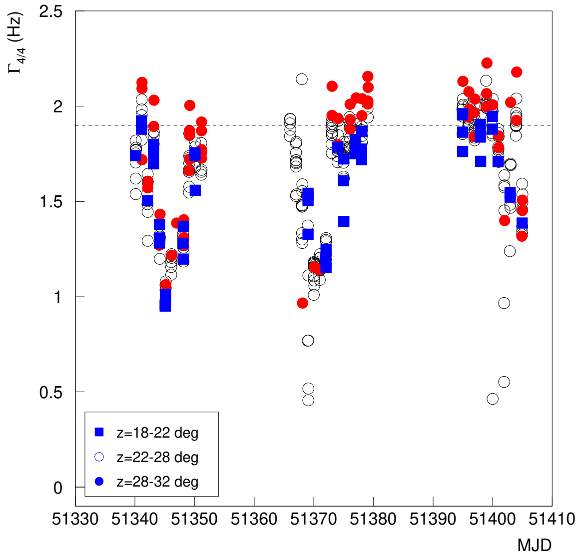

Abbildung 37: *4/4-Ereignisrate in Abhängigkeit vom modifizierten Julianischen Datum. Tage mit niedriger Rate zeigen schlechte Wetterbedingungen an.*

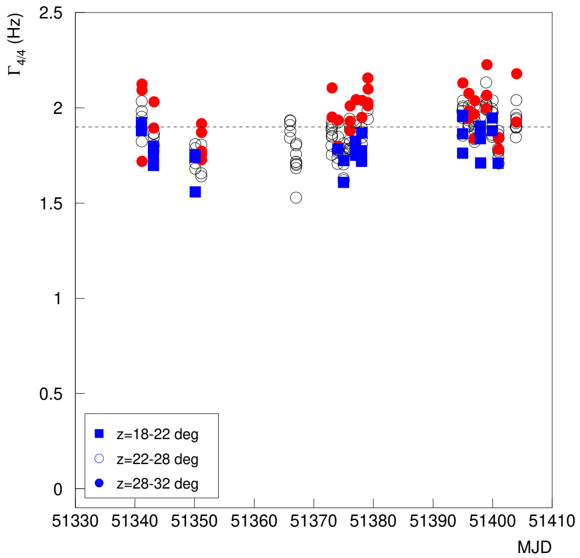

Abbildung 38: *Wie Abb. 37 für die zur Analyse ausgewählten Datensätze. Nach der Datenreduktion verbleiben 41.7 h zur weiteren Analyse.*

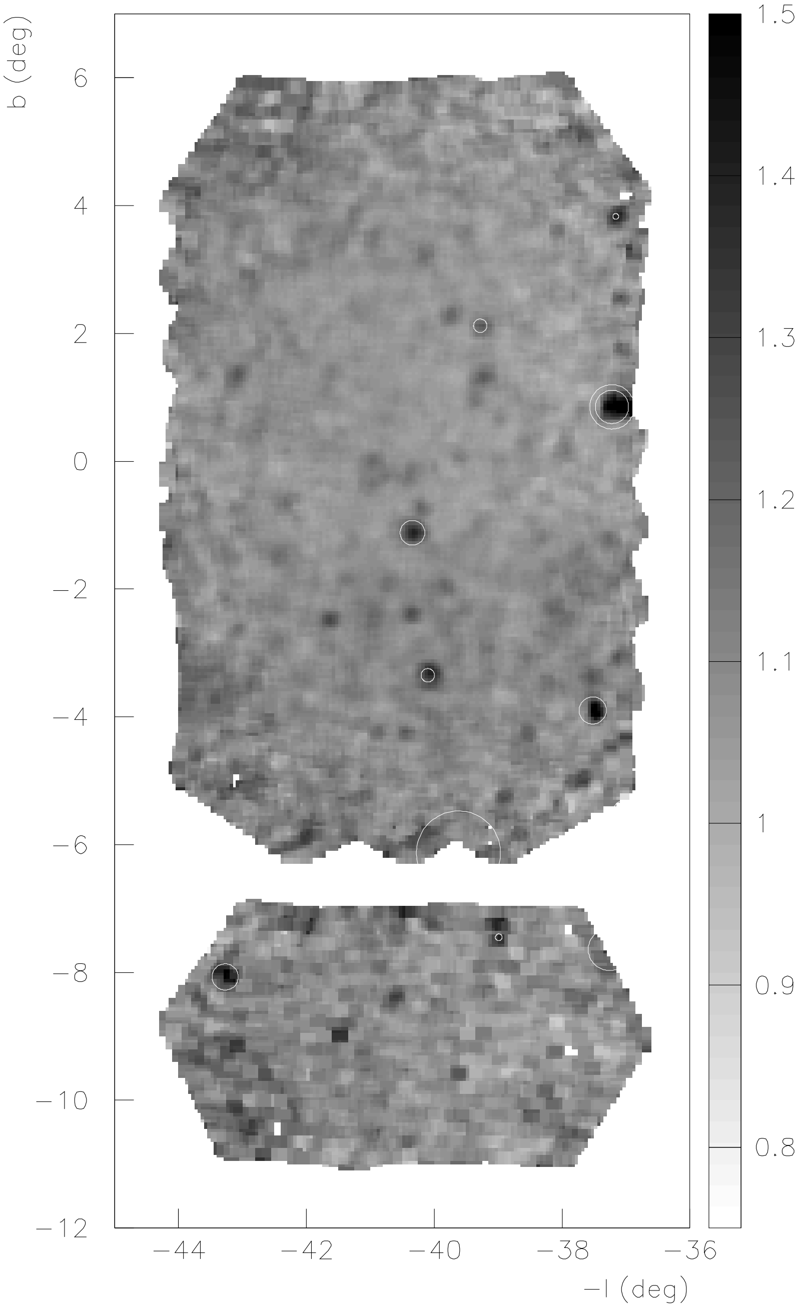

Abbildung 39: *Karte der beobachteten Region im 'blauen Licht' exemplarisch für das Teleskop CT4. Aufgetragen ist das RMS der Grundlinie der FADCs. Zum Vergleich sind die Positionen der Sterne heller als* 6^{mag} *(vgl. Tab. 7) durch Kreise markiert.*

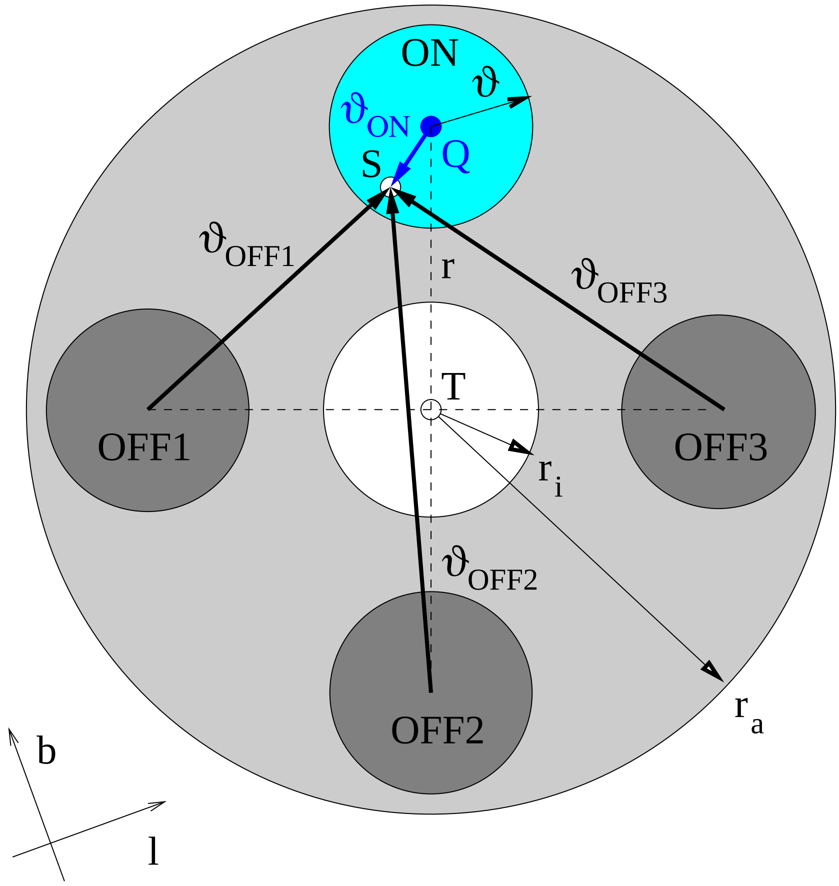

Abbildung 40: *Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse bei der Analyse bekannter Punktquellen in Himmelskoordinaten. Q bezeichnet die Quellposition, S die Schauerrichtung und T die Blickrichtung der Teleskope. Der Erwartungswert für den Untergrund N_B ergibt sich aus der Anzahl der Ereignisse in den OFF-Regionen, der Meßwert für das Signal N_Q aus der Anzahl der Ereignisse in der ON-Region. Die drei OFF-Regionen befinden sich jeweils um 90^0 gedreht gegenüber Q und bei gleichem Abstand r wie diese. Um einen Überlapp der ON und OFF-Regionen zu verhindern werden für die Analyse nur Datensätze verwendet, bei denen die Bedingung $r_i < r_Q < r_a$ erfüllt ist. Weitere Erläuterungen siehe nebenstehenden Text.*

7.3 Analyse der potentiellen Objekte

Ist die Position des Objektes bekannt, wird folgendes Verfahren angewandt (vgl. Fig. 40): Nach der Bildanalyse und der Schauerrekonstruktion eines Ereignisses ist dessen Herkunftsrichtung innerhalb der Fehler bekannt. Es kann nun die Neigung der Schauerachse ϑ_{ON} in Bezug auf die Quellposition Q und der Untergrundregion

OFF berechnet werden. Um den Fehler auf den Untergrunderwartungswert zu minimieren wird dieser aus drei, um jeweils 90^o gegenüber der Quellposition gedrehten OFF-Regionen, bestimmt. Der Radius ϑ der Signal und Kontrollregionen wird entsprechend der in Kapitel 7.1.3 abgeleiteten Werte gewählt. Der innere Bereich mit $r_Q < 0{,}3^o$ wird von der Analyse ausgeschlossen um einen Überlapp der ON- und OFF-Regionen zu vermeiden. Nach außen wird der Abstand r_Q auf auf 1.7^o limitiert um in dem inneren Bereich des Gesichtsfeldes zu verbleiben.
Der Meßwerte für das Signal und für den Untergrund ergibt sich jeweils aus der Anzahl der Einträge in der betreffenden Region. Aus dem Meßwert der Quellregion N_Q und dem Erwartungswert für den Untergrund N_B berechnet sich die Signifikanz σ des Signals entsprechend der Wahrscheinlichkeitsanalyse von [LiMa83]:

$$\sigma = \sqrt{2}\left\{N_Q \ln\left[\frac{1+\alpha}{\alpha}\left(\frac{N_Q}{N_Q+N_B}\right)\right] + N_B \ln\left[(1+\alpha)\left(\frac{N_B}{N_Q+N_B}\right)\right]\right\}^{1/2} \tag{24}$$

α ist das Verhältnis aus den Flächen der Signalregion und der Untergrundregion, hier also $\alpha = 1/3$ und $N_B = \sum_{i=1}^{3} N_{OFF,i}$.
Ergibt sich aus dieser Analyse kein signifikantes Signal ($\sigma > 3$), so wird im nächsten Schritt, entsprechend der Poissonstatistik, aus der Wahrscheinlichkeitsdichte für den Signalbereich, der Wahrscheinlichkeitsdichte für den Untergrundbereich und einer Wahrscheinlichkeitsvorgabe eine obere Grenze auf das Signal berechnet [Hel83].
Die Umrechnung dieser oberen Grenze in einen Fluß in Einheiten des Krebsflusses erfolgt durch die in Kapitel 5 dargestellten Monte Carlo Simulationen. Hierzu wird, entsprechend der Meßzeit und der in Abb. 27 und Abb. 28 dargestellten Kurven, der Erwartungswert für eine Quelle mit der Quellstärke des Krebses und mit Abstand r_Q vom Kamerazentrum berechnet. Zusätzlich wird eine Korrektur entsprechend des in Kapitel 7.1.3 abgeleiteten Signalverlustes von 28% auf den MC-Erwartungswert angebracht.
Die berechneten Werte sind für die in der beobachtete Region bekannten potentiellen Punktquellen in Tab. 14 für den mit dem 4-Teleskopsystem rekonstruierten Datensatz und in Tab. 15 für den gleichen Datensatz, jedoch mit fünf Teleskopen rekonstruiert, zusammengefaßt. In Tab. 16 und 17 sind die Resultate für die ausgedehnten Quellen aufgeführt.
Der Übergang vom 4 zum 5-Teleskopsystem zeigt nur eine geringfügige Verbesserung der oberen Grenzen. Ursache hierfür ist die etwas geringere Detektionsrate für 5/5-Ereignisse im Gegensatz zu den 4/4-Teleskopereignissen. Da die MC-Vorhersage für das 5-Teleskopsystem ein konsistentes Ergebnis mit den Raten des Krebsnebels zeigt, sollen im weiteren die Resultate für das 5-Teleskopsystem verwendet werden.

Name	T	T_{eff}	N_{ON}	N_{OFF}	ΔN	σ	$N_{max}^{99\%}$	$[CU_{99}]$
PSR-J1909+0254	3.87	2.59	0	6	-2.00	-1.86	4.600	0.123
PSR-J1910+0358	6.93	5.51	2	14	-2.67	-1.24	6.200	0.078
PSR-J1908+04	10.75	8.24	3	18	-3.00	-1.20	6.600	0.055
PSR-J1902+0556	11.94	10.16	7	15	2.00	0.72	11.400	0.078
PSR-J1902+06	11.94	10.05	6	20	-0.67	-0.23	9.400	0.065
PSR-J1906+0641	12.46	9.43	6	9	3.00	1.27	11.800	0.087
PSR-J1905+0709	8.78	7.68	5	14	0.33	0.13	9.400	0.085
PSR-J1901+0716	7.06	5.46	4	9	1.00	0.47	9.000	0.115
PSR-J1902+07	8.97	7.34	4	11	0.33	0.15	8.600	0.082
PSR-J1910+07	8.40	6.58	1	8	-1.67	-1.05	5.800	0.061
PSR-J1908+07	8.78	7.05	3	9	0.00	0.00	7.800	0.077
PSR-J1915+07	1.99	1.76	1	3	0.00	0.00	5.800	0.230
PSR-J1908+0916	2.71	2.13	1	1	0.67	0.76	6.200	0.203
PSR-J1904+10	1.56	1.08	2	1	1.67	1.52	7.800	0.506
PSR-J1854+10	1.80	1.35	0	1	-0.33	-0.76	4.600	0.239
SNR-3C396	12.32	9.83	4	16	-1.33	-0.53	7.800	0.055
SNR-3C397	8.78	7.37	6	14	1.33	0.51	10.600	0.100
SNR-W49B	2.16	1.63	1	1	0.67	0.76	6.200	0.264
SS433	8.57	7.10	6	14	1.33	0.51	10.600	0.103
SS433-e1	10.00	7.91	5	14	0.33	0.13	9.400	0.082
SS433-e2	10.00	7.98	5	13	0.67	0.27	9.400	0.082
SS433-e3	10.00	7.77	4	10	0.67	0.30	9.000	0.080
SS433-w2	8.57	7.02	5	10	1.67	0.72	10.200	0.101
SS433-X	8.57	7.12	7	13	2.67	0.99	11.800	0.115
3EG-J1903+0550	11.94	10.20	7	20	0.33	0.11	10.600	0.072

Tabelle 14: *99% obere Grenzen in Einheiten des Krebsflußes (CU) berechnet aus 4/4-Teleskopereignissen unter der Annahme eines spektralen Index von* $\gamma = -2.6$*. Auf die Quellposition ist ein Schnitt von* $\vartheta^2 < 0.013^{o \times o}$ *angebracht. Die Flußobergrenze ist wegen des Signalverlustes um 28% nach oben korrigiert.*

Name	T	T_{eff}	N_{ON}	N_{OFF}	ΔN	σ	$N_{max}^{99\%}$	$[CU_{99}]$
PSR-J1909+0254	3.87	2.46	0	2	-0.67	-1.07	4.600	0.150
PSR-J1910+0358	6.93	5.42	1	6	-1.00	-0.70	5.800	0.086
PSR-J1908+04	10.75	8.00	0	10	-3.33	-2.40	4.600	0.046
PSR-J1902+0556	11.94	10.12	2	4	0.67	0.46	7.400	0.059
PSR-J1902+06	11.94	10.07	3	11	-0.67	-0.31	7.400	0.060
PSR-J1906+0641	12.46	9.18	1	5	-0.67	-0.49	5.800	0.051
PSR-J1905+0709	8.78	7.67	2	7	-0.33	-0.19	7.000	0.074
PSR-J1901+0716	7.06	5.40	2	5	0.33	0.21	7.000	0.106
PSR-J1902+07	8.97	7.30	2	3	1.00	0.74	7.400	0.083
PSR-J1910+07	8.40	6.47	2	6	0.00	0.00	7.000	0.087
PSR-J1908+07	8.78	6.96	1	6	-1.00	-0.70	5.800	0.068
PSR-J1915+07	1.99	1.76	0	2	-0.67	-1.07	4.600	0.214
PSR-J1908+0916	2.70	2.08	2	0	2.00	2.35	8.200	0.321
PSR-J1904+10	1.55	1.02	0	0	0.00	0.00	6.600	0.533
PSR-J1854+10	1.80	1.33	0	1	-0.33	-0.76	4.600	0.285
SNR-3C396	12.31	9.59	4	6	2.00	1.04	9.800	0.082
SNR-3C397	8.78	7.30	3	4	1.67	1.03	8.600	0.096
SNR-W49B	2.16	1.58	1	0	1.00	1.67	6.600	0.337
SS433	8.57	7.06	1	5	-0.67	-0.49	5.800	0.066
SS433-e1	10.00	7.83	3	8	0.33	0.17	7.800	0.080
SS433-e2	10.00	7.87	3	7	0.67	0.36	8.200	0.084
SS433-e3	10.00	7.64	0	3	-1.00	-1.31	4.600	0.048
SS433-w2	8.57	6.93	1	3	0.00	0.00	5.800	0.067
SS433-X	8.57	7.04	2	6	0.00	0.00	7.000	0.080
3EG-J1903+0550	11.94	10.11	1	9	-2.00	-1.20	5.400	0.043

Tabelle 15: *99% obere Grenzen in Einheiten des Krebsflußes (CU) berechnet aus 5/5-Teleskopereignissen unter der Annahme eines spektralen Index von $\gamma = -2.6$. Auf die Quellposition ist ein Schnitt von $\vartheta^2_{5/5} < 0.011^{o \times o}$ angebracht. Ein Signalverlust von 28% ist berücksichtigt.*

Name	T	T_{eff}	N_{ON}	N_{OFF}	ΔN	σ	$N_{max}^{99\%}$	$[CU_{99}]$
SNR-G40.5-05	13.35	10.81	177	505	8.67	0.57	46.200	0.169
SNR-G42.8+06	3.36	2.96	49	175	-9.33	-1.10	15.400	0.204
3EG-J1903+0550	11.94	10.80	200	528	24.00	1.52	61.800	0.225

Tabelle 16: *Kombinierte obere Grenzen (99%) berechnet aus 3/4 und 4/4 Teleskopereignissen in Einheiten des Krebsflusses und einem spektralen Index von* $\gamma = -2.6$. *Für die 3/4-Teleskopereignisse wurde ein* $\vartheta^2 < 0.125^{o\times o}$*-Schnitt verwendet, für die 4/4-Teleskopereignisse* $\vartheta^2 < 0.115^{o\times o}$. *Ein Signalverlust von 28% durch diesen Schnitt ist durch eine entsprechende Skalierung der MC-Erwartungswerte berücksichtigt.*

Name	T	T_{eff}	N_{ON}	N_{OFF}	ΔN	σ	$N_{max}^{99\%}$	$[CU_{99}]$
SNR-G40.5-05	13.35	10.52	78	234	0.00	-0.00	26.200	0.125
SNR-G42.8+06	3.35	2.93	26	75	1.00	0.17	18.200	0.310
3EG-J1903+0550	11.94	10.68	79	227	3.33	0.33	29.000	0.135

Tabelle 17: *Kombinierte obere Grenzen (99%) berechnet aus 4/5 und 5/5 Teleskopereignissen in Einheiten des Krebsflusses und einem spektralen Index von* $\gamma = -2.6$. *Für die 4/5-Teleskopereignisse wurde ein* $\vartheta^2 < 0.123^{o\times o}$*-Schnitt verwendet, für die 5/5-Teleskopereignisse* $\vartheta^2 < 0.113^{o\times o}$. *Ein Signalverlust von 28% durch diesen Schnitt ist durch eine entsprechende Skalierung der MC-Erwartungswerte berücksichtigt.*

7.4 Suche nach Punktquellen

Bei der Suche nach unbekannten Punktquellen wird im Prinzip dieselbe Analysemethode, wie in Kapitel 7.3 für die bekannten Punktquellen beschrieben, verwendet. Als mögliche Positionen für die Quellen wird das gesamte Gebiet auf einem Gitter mit einem Abstand der Gitterpunkte in l und b von jeweils 0.0625^o abgetastet. Die Gitterpunkte werden hierbei als mögliche Quellpositionen angenommen. Dieser Wert für den Abstand der Gitterpunkte ist so gewählt, daß er in etwa halb so groß wie die maximale Winkelauflösung des HEGRA-Tscherenkovteleskopsystems ist, und die Suchregion bei dem minimalen ϑ^2 etwa zweimal überabgetastet ist. Hierdurch ist sichergestellt, daß keine mögliche Quelle durch eine ungünstige Lage zwischen zwei Gitterpunkten 'übersehen' wird. Entsprechend der Gl. 24 wird für jeden Gitterpunkt die Signifikanz berechnet. Dies ist in Abb. 41 für das 4-Teleskopsystem dargestellt. Eine Verteilung der Signifikanzen ist in Abb. 42 gegeben. Es ist jedoch zu beachten, daß die Signifikanzen aufgrund des Überlapps der Suchregionen in diesem Fall nicht unabhängig sind, was zu einer Überschätzung der Signifikanz führen kann. Die Verteilung folgt jedoch sehr gut einer Gaußverteilung mit Breite Eins, und es ist keine Stelle mit einer Signifikanz deutlich größer als 3σ zu erkennen.

Für die gesamte Region wird daher eine Karte mit oberen Grenzen auf den Fluß in Einheiten des Krebsnebels erstellt (vgl. Abb. 44). Hierzu wird die für die einzelnen Gitterpunkte berechnete obere Grenze durch den in Abb. 43 dargestellten Erwartungswert für eine Quelle der Intensität des Krebsnebels dividiert. Eine Korrektur auf den Signalverlust durch den Winkelschnitt von 28% ist angebracht.

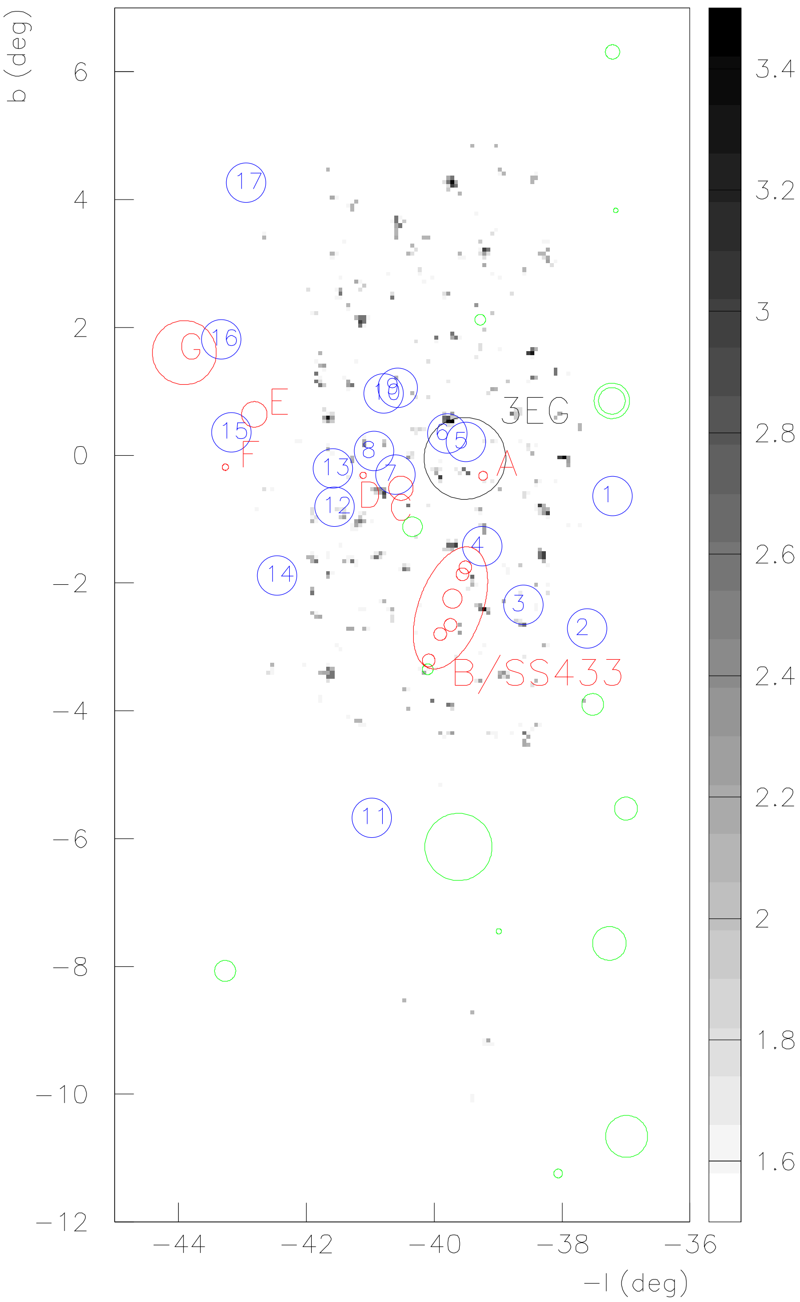

Abbildung 41: *Karte der berechneten Signifikanzen oberhalb* 1.5σ *für die 5/5-Teleskopereignisse. Die Verteilung der Signifikanzen ist in Abb. 42 dargestellt.*

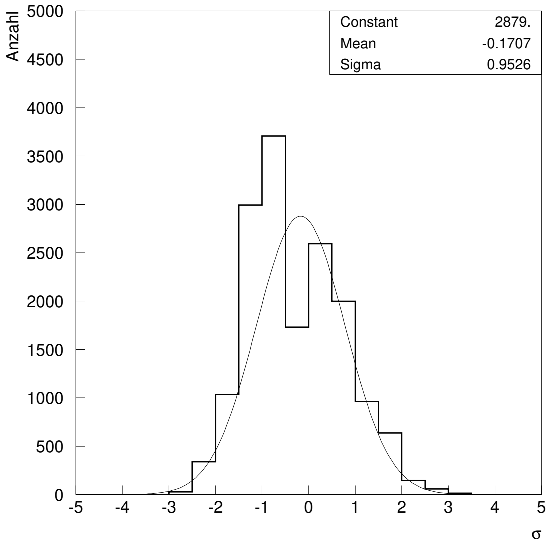

Abbildung 42: *Verteilung der Signifikanzen berechnet aus den Werten für die einzelnen Gitterpunkte (vgl. Abb. 41). Es ist zu beachten, daß die Werte für die einzelnen Gitterpunkte aufgrund des Überlapps der Gesichtsfelder nicht statistisch unabhängig sind. Dies kann einer Überschätzung der Signifikanz führen. Dennoch ist die Verteilung gut mit einer Gaußverteilung der Breite Eins verträglich, und es wird kein Punkt mit einer Signifikanz deutlich größer als Drei gefunden.*

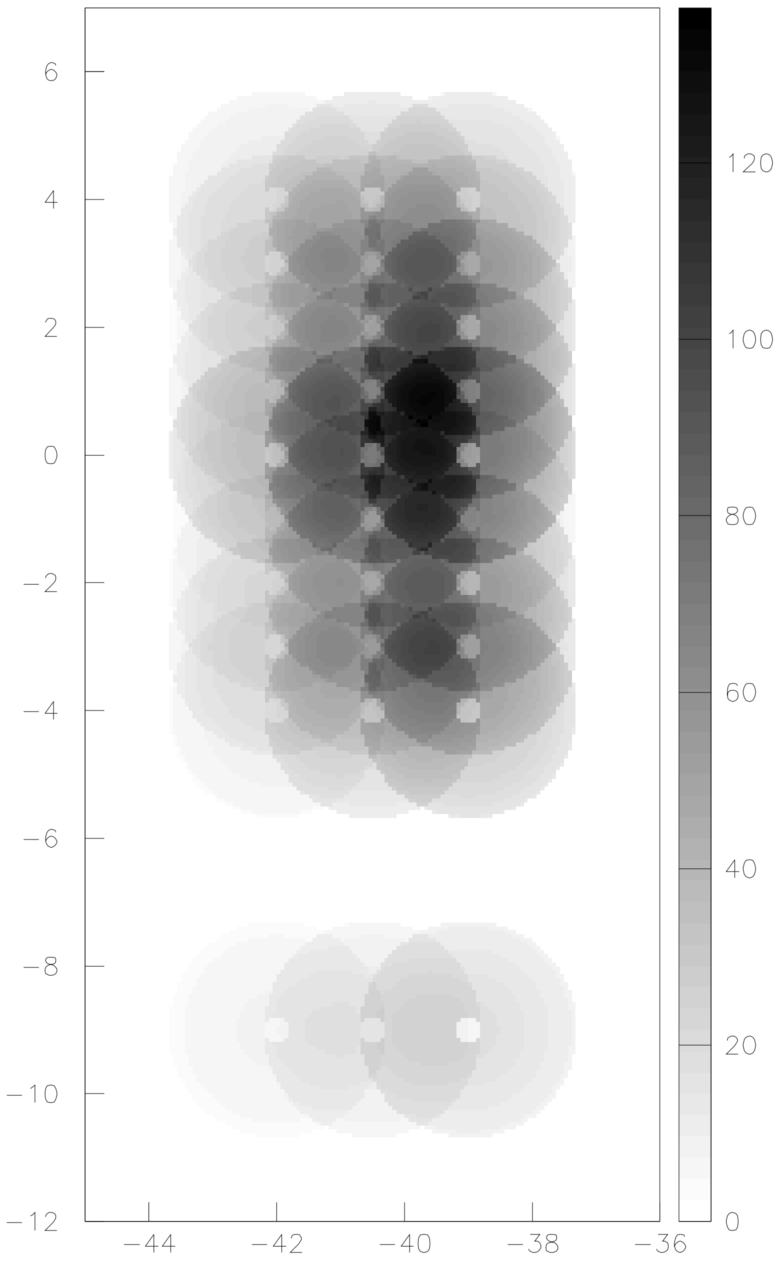

Abbildung 43: *Monte-Carlo-Erwartungswert für die einzelnen Gitterpunkte für eine Quellstärke von 1 Krebseinheit berechnet für das 5/5-Teleskopsystem. Ein Signalverlust von 28% durch den Winkelschnitt ist berücksichtigt.*

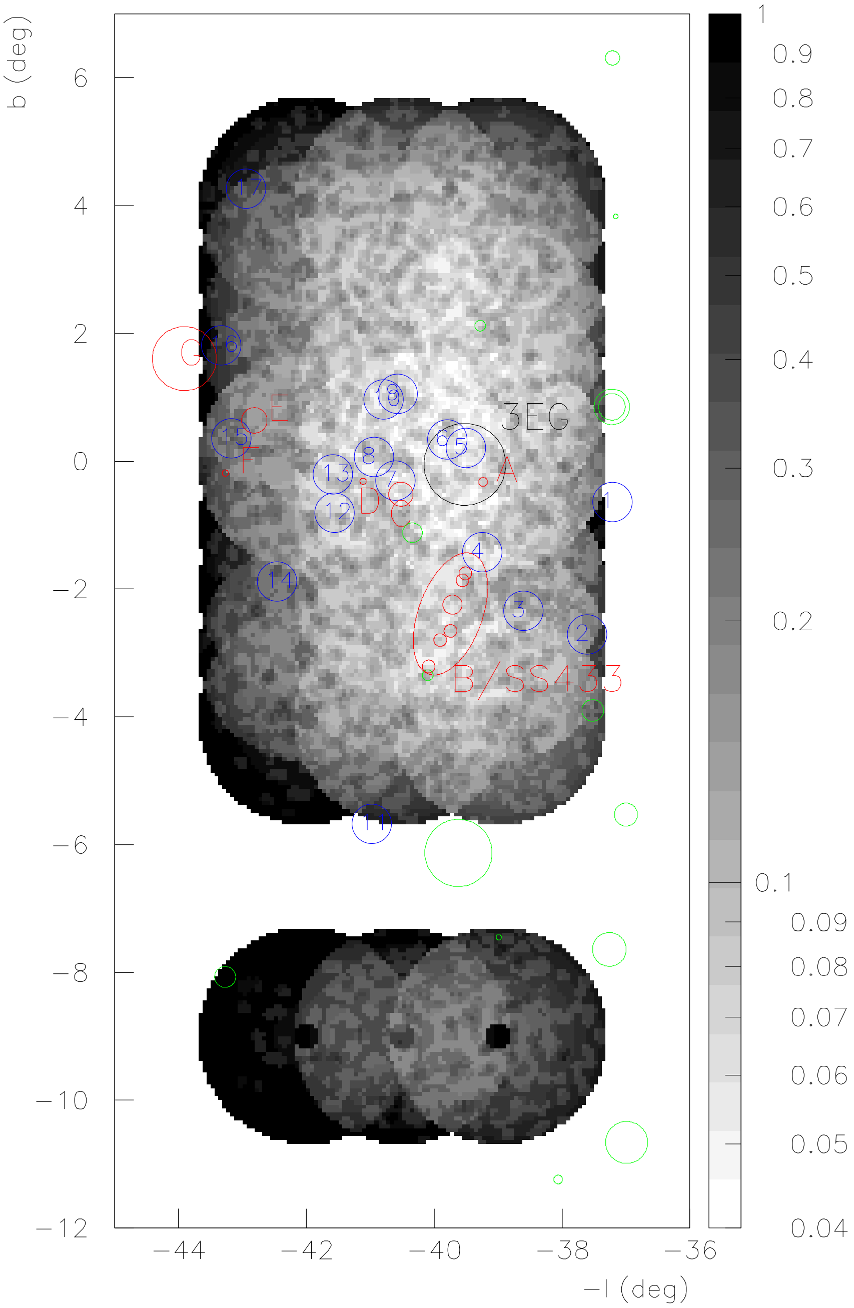

Abbildung 44: *Karte der oberen Grenze mit einem Vertraueninterval von 99%, berechnet aus 5/5-Teleskopereignissen in Einheiten des Krebsflußes und einem spektralen Index von $\gamma = -2.6$.*

8 Suche nach diffuser Emission

Als naheliegende Methode für die Suche nach diffuser Emission bietet sich, in Anlehnung an Verfahren der abbildenden Astronomie, folgendes Vorgehen an: Zunächst wird aus einer Kalibrationsaufnahme, einem sogenannten "Flatfield", ein Korrekturbild für die nachfolgende Aufnahme ermittelt, welche anschließend anhand diesem korrigiert wird. Hierdurch werden Unregelmäßigkeiten des Aufnahmegerätes und der abbildenden Optik ausgeglichen (siehe zB. [Mar97]).
Diese Methode erweist sich bei der Anwendung auf die abbildende Tscherenkovtechnik als problematisch, da zur Ermittlung der Kalibrationsaufnahme ein erheblicher Teil der Meßzeit notwendig ist. Eine Alternative besteht in der Verwendung archivierter Daten. Da der zur Verfügung stehende Datensatz jedoch über mehrere Jahre unter wechselnden atmosphärischen Bedingungen, als auch unter veränderten Systemparametern gewonnen wurde, ergeben sich hier erhebliche systematische Unsicherheiten.
Für die Suche nach diffuser Emission wird daher ein selbstkonsistentes Verfahren gewählt, in dem der Erwartungswert auf den Untergrund aus dem zu analysierenden Datensatz ermittelt wird.
In diesem Kapitel erfolgt zunächst die Darstellung der Methode und notwendiger Korrekturen. Anschließend werden die erzielten Resultate dargestellt und mit Ergebnissen anderer Experimente verglichen.

8.1 Methode

Im Gegensatz zur Punktquellenanalyse ist es bei der Suche nach diffuser Emission problematisch den Untergrunderwartungswert in geeigneter Weise innerhalb einer Aufnahme zu ermitteln. Ursache hierfür ist die erheblich größere Ausdehnung der Signalregion im Vergleich zum Gesichtsfeld des Instruments. Das gewählte Beobachtungsverfahren bietet jedoch folgende natürliche Unterteilung des Datensatzes an: Aufgrund der Breite der erwarteten Emissionsregion in der Größenordnung von $1-2^o$ in galaktischer Breite erfolgt eine Unterteilung in eine Signalregion (ON-Region) mit $|b| < b_{ON}$ und dem verbleibenden Datensatz als Kontrollregion (OFF-Region). Aus dieser wird der Untergrunderwartungswert ermittelt. Die Zuordnung eines Ereignisses erfolgt entsprechend der rekonstruierten Schauerrichtung in b.
Um Abhängigkeiten der Detektorantwort vom Zenitwinkel und unterschiedlicher atmosphärischer Bedingungen während einzelner Nächte der Kampagne zu korrigieren, erfolgt eine weitere Unterteilung des Datensatzes in unterschiedliche Klassen. Die Unterteilung im Zenitwinkel erfolgt in Intervallen von 4^o, wobei der mittlere Zenitwinkel der Teleskopausrichtung während eines Meßintervalls als Kriterium dient

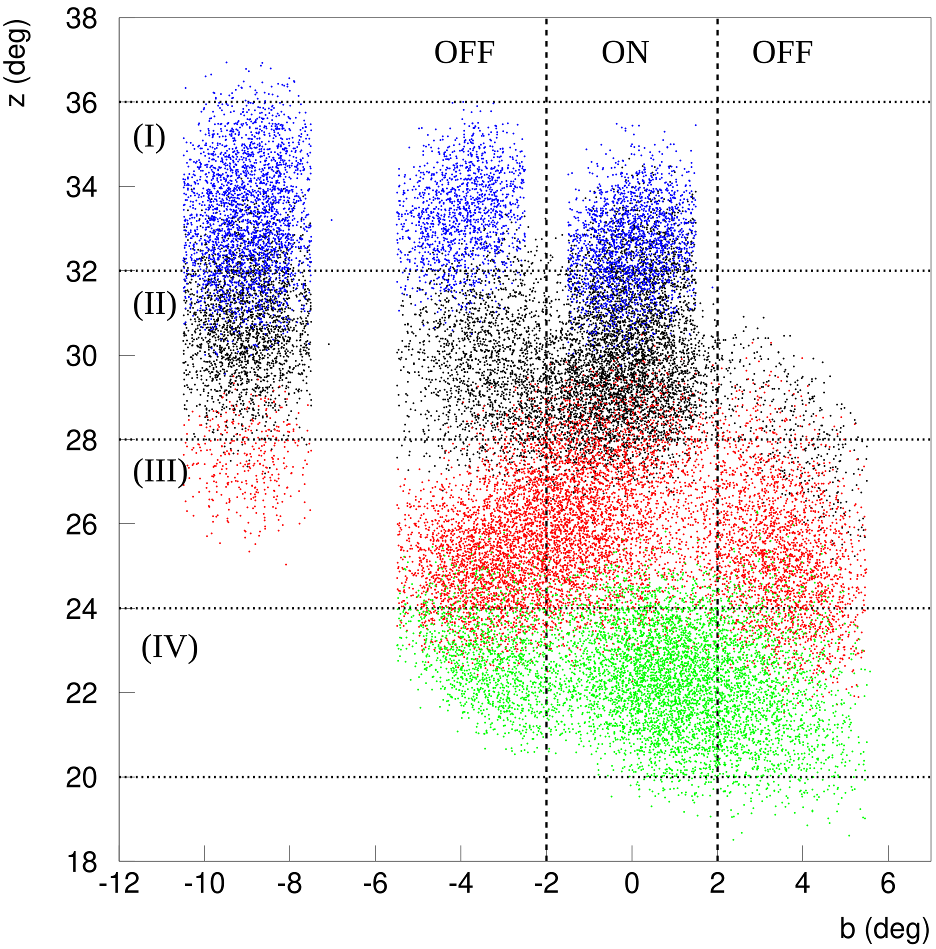

Abbildung 45: *Unterteilung des Datensatzes nach Quell (ON)- und Kontroll (OFF)-Region und nach unterschiedlichen Zenitwinkelintervallen. Dargestellt sind die 4/4-Teleskopereignisse mit* $\langle\tilde{w}\rangle > 1.3$ *summiert über die Scanspalten G39.0, G40.5 und G42.0.*

(vgl. Fig. 45). Eine weitere Unterteilung in die einzelnen Spalten der Durchmusterung minimiert den Einfluß atmosphärischer Veränderungen. Die letzte Unterteilung erfolgt nach der Anzahl der Teleskope die zur Rekonstruktion eines Ereignisses verwendet werden und erlaubt somit eine getrennte Behandlung der unterschiedlichen Teleskopmultiplizitäten.

Hieraus ergeben sich für den vorhandenen Datensatz 4 Unterteilungen im Zenitwin-

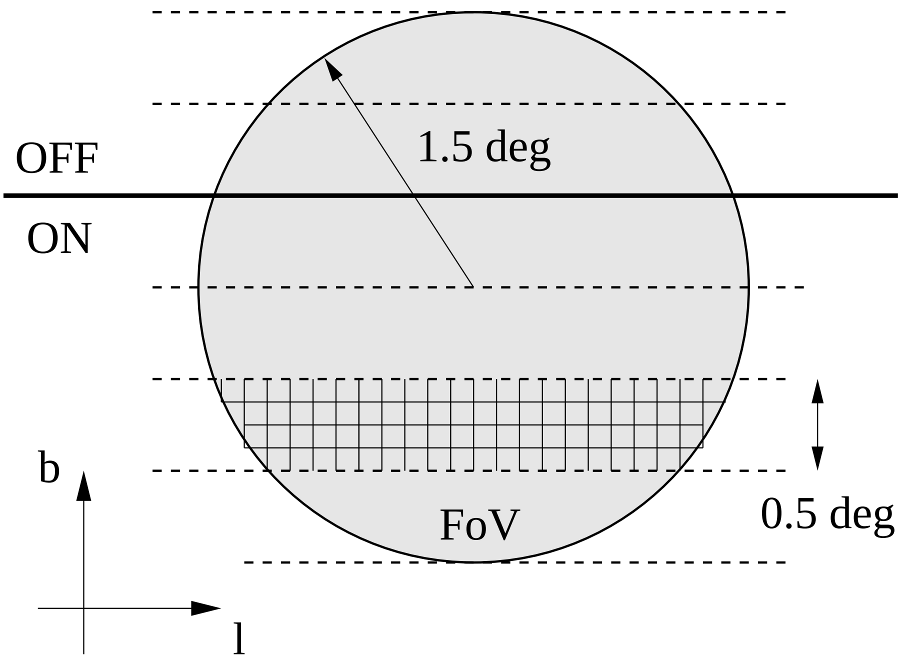

Abbildung 46: *Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse des Gesichtsfeldes, die bei der Suche nach diffuser Emission zugrunde gelegt werden. Das Gesichtsfeld wird hierbei auf* 1.5^o *Radius limitiert und in Bänder von je* 0.5^o *Breite in b unterteilt. Bei der Analyse wird jedes dieser Bänder entweder der Signal oder der Kontrollregion zugeordnet. Das Gitter im unteren Teil der Abbildung deutet die Integration über den Raumwinkel an.*

kel, 3 Unterteilungen für die Spalten der Durchmusterung und, nach Anzahl der verwendeten Teleskope im System, drei Unterteilungen für das 4-Teleskopsystem und vier für das 5 Teleskopsystem.
Im weiteren Vorgehen werden die relevanten Größen - also der Meßwert in der Signalregion, der Erwartungswert für den Untergrund und der Erwartungswert für die Anzahl der registrierten Photonen bei einer angenommenen Quellstärke - für jede Klasse getrennt ermittelt und anschließend auf geeignete Weise addiert.
Für die Analyse wird die in Abb. 46 dargestellte Geometrie verwendet. Das Gesichtsfeld des Teleskopsystems wird hierbei auf $1{,}5^o$ limitiert, um den Einfluß von Randeffekten zu minimieren.

8.1.1 Bestimmung des Signals

Das Signal N_S innerhalb einer Klasse k ergibt sich aus der Differenz der Anzahl der Ereignisse in der Signalregion $N_{ON,k}$ mit $|b| < b_{ON}$ und der Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion $N_{OFF,k}$, wobei $N_{OFF,k}$ entsprechend dem Verhältniss α der Überdeckung der Signal und Kontrollregion zu skalieren ist:

$$N_{S,k} = N_{ON,k} - \alpha_k N_{OFF,k} \tag{25}$$

Summiert über die einzelnen Klassen folgt für das Signal:

$$N_S = \sum_k N_{S,k} \tag{26}$$

Der Parameters α ergibt sich innerhalb der einzelnen Klassen aus dem Verhältnis

$$\alpha_k = \frac{T_{ON} \int_{ON} f(\vartheta) d\Omega}{T_{OFF} \int_{OFF} f(\vartheta) d\Omega} \tag{27}$$

wobei T_{ON} und T_{OFF} die jeweiligen Meßzeiten in dem entsprechenden Meßintervall, $f(\vartheta)$ die Untergrundsensitivität als Funktion des Inklinationswinkels ϑ und Ω der Raumwinkel ist. Die hier notwendigen Integrationen werden folgendermaßen ausgeführt: Der gesamte Datensatz wird in Bänder von 0.5^o, in Bezug auf die Mitte des Gesichtsfeldes wie in Abb. 46 dargestellt, unterteilt. Die sich in den einzelnen Bänder ergebende Statistik wird anschließend auf die Gesamtzahl der Ereignisse normiert. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abb. 47 dargestellt. Es zeigen sich hier leichte Asymmetrien in b. Für die weitere Analyse wird daher diese Verteilung symmetrisiert, indem über die Bänder mit gleichem $|b|$ gemittelt wird.. Der ermittelte Wert wird mit der Meßzeit in dem entsprechenden Meßintervall multipliziert und entsprechend der Zuordnung des Bandes in Signal oder Kontrollregion dort addiert.

8.1.2 Berechnung der Signifikanz

Die Berechnung der Signifikanz σ des Signals erfolgt entsprechend der in [LiMa83] angegebenen Formel. In dem hier vorliegenden Fall, mit ausreichender Statistik und geringer Anzahl an Signalereignissen, kann die Signifikanz innerhalb einer einzelnen Klasse entsprechend

$$\sigma_k = \frac{N_{ON,k} - \alpha_k N_{OFF,k}}{\sqrt{\alpha_k (N_{ON,k} + N_{OFF,k})}} \tag{28}$$

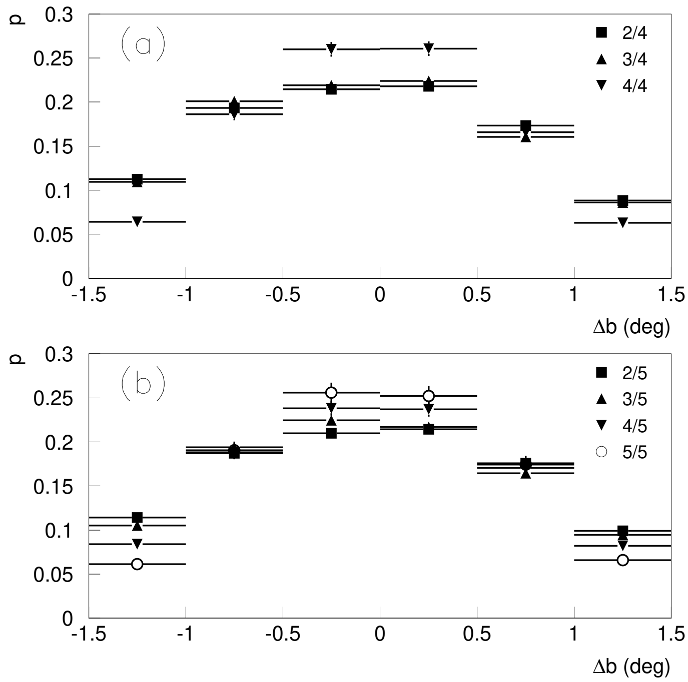

Abbildung 47: *Relative Wahrscheinlichkeit ein Ereignis in einem Band zu finden, normiert auf die Gesammtanzahl. (a) für das 4-Teleskopsystem, (b) für das 5-Teleskopsystem. Es zeigen sich hier leichte asymmetrien in b. Daher wird diese Verteilung für die weitere Analyse symmetrisiert.*

berechnet werden [5]. Summiert über die einzelnen Klassen ergibt sich die Signifikanz σ entsprechend der Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma = \frac{\sum_k N_{ON,k} - \sum_k \alpha_k N_{OFF,k}}{\sqrt{\sum_k \alpha_k (N_{ON,k} + N_{OFF,k})}} \tag{29}$$

8.1.3 Berechnung der oberen Grenzen

Ergibt sich aus Gl. 29 kein deutliches Signal ($\sigma > 3$), so wird eine obere Grenze auf das Signal berechnet. Die Berechnung erfolgt bei ausreichender Statistik in der

[5] Diese Formel entspricht dem Fall, daß kein Signal angenommen wird, die sogenannte "Nullhypothese" und somit Signal und Kontrollregion zur Bestimmung des Erwartungswertes benutzt werden können. Wie in [LiMa83] gezeigt, zeigt die errechnete Signifikanz die Tendenz die wahre Signifikanz zu überschätzen.

Signal- und Kontrollregion entsprechend dem in [Hel83] gegebenen Ansatz. Unter der Annahme, daß vor der Messung jeder Wert a für das Signal gleich wahrscheinlich ist, ergibt sich nach der Messung für die Wahrscheinlichkeitsdichte $g(a)$:

$$g(a) \cong N \frac{e^{-(a-\bar{a})/2\sigma^2}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \tag{30}$$

N ist in dieser Gleichung die Normierung, so daß das $\int_0^\infty g(a)\ da = 1$ gilt. $\bar{a} = S - B$ entspricht hier dem in Gl. 25 gegebenem $N_{S,k}$. σ berechnet sich hier aus dem kombinierten Fehler auf den Meßwert N_{ON} und den Erwartungswert für den Untergrund $\alpha_k N_{OFF,k}$. Da bei dieser Berechnung nicht von der Nullhypothese ausgegangen wird ist σ^2 hier durch:

$$\sigma^2 = \sigma_S^2 + \sigma_B^2 = N_{ON,k} + \alpha_k^2 N_{OFF,k} \tag{31}$$

gegeben.
Die obere Grenze G_β auf das Signal berechnet sich durch die Forderung eines Vertrauensintervalls β, so daß gilt:

$$\beta = \int_0^{G_\beta} g(a)\ da \tag{32}$$

Bei der Berechnung der oberen Grenze auf die Summe aus den einzelnen Klassen sind - um der Fehlerfortpflanzung zu genügen - $\bar{a}$ und σ in Gl. 30 entsprechend

$$\sigma^2 = \sum_k N_{ON,k} + \sum_k \alpha_k^2 N_{OFF,k} \tag{33}$$

$$\bar{a} = \sum_k N_{ON,k} - \sum_k \alpha_k N_{OFF,k} \tag{34}$$

zu wählen. Aus diesen beiden Gleichungen kann, der einfacheren Interpretation halber, ein effektives $\tilde{\alpha}$ und ein effektives $\tilde{N}_{OFF}$ durch Auflösen der Gleichungen

$$\tilde{\alpha}\tilde{N}_{OFF} = \sum_k \alpha_k N_{OFF} \tag{35}$$

$$\tilde{\alpha}^2\tilde{N}_{OFF} = \sum_k \alpha_k^2 N_{OFF} \tag{36}$$

berechnet werden.

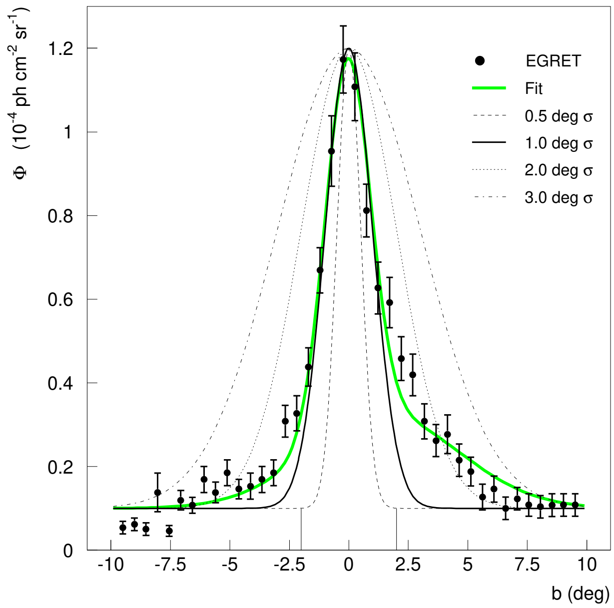

Abbildung 48: *(•) Das vom EGRET-Instrument gemessene Profil der diffusen galaktischen Emission ($E > 1$GeV,$l = [30^o,50^o]$). Daten aus [Hun97]. Die dicke durchgezogene Linie ist ein Fit aus zwei Gaußkurven an die gemessenen Datenpunkte. Zusätzlich sind 3 Gaußkurven mit einem σ von 0.5^o, 1.0^o, 2.0^o und 3.0^o als einfache Modelle eingezeichnet.*

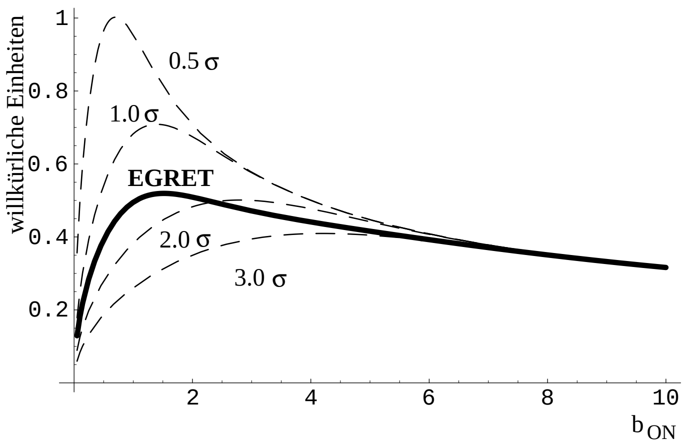

Abbildung 49: *Berechnete optimale Schnitte in b zur Maximierung des $S/\sqrt{B}$-Verhältnisses. Modelle wie in Fig. 48. Nähere Erläuterungen siehe Text.*

8.1.4 Berechnung der Flußobergrenzen

Die Normierung auf den MC-Erwartungswert erfolgt bei einer angenommenen Quellstärke durch Integration der aus der MC-Simulationen ermittelten radialen Abhängigkeit (vgl. Abb. 27 und Abb. 28) über das verwendete Gesichtsfeld (vgl. Fig.46). Das Gesichtsfeld wird hierzu in Segmente der Größe $0.0625^o \times 0.0625^o$ unterteilt und angenommen, daß sich eine Quelle der Stärke des Krebs-Nebels (vgl. Gl. 12) innerhalb dieses Segments befindet. Die angenommene Quellstärke ist somit:

$$\Phi_0^{MC} = 0{,}84045 \cdot 10^6 \; \frac{\Phi_{Krebs}}{sr}, \tag{37}$$

Entsprechend dem radialen Abstand des Segments zum Zentrum der Kamera wird der Erwartungswert aus der MC-Simulation eingefüllt und anschließend über alle Segmente eines Bandes mit der Breite von 0.5^o, ausgehend von der Kameramitte, summiert.

8.2 Wahl der Signalregion

Bei der Auswahl der Signalregion, sind drei Sachverhalte zu berücksichtigen. Zum einen ist das Signal zu Rausch-Verhältnis $S/\sqrt{B}$ zu optimieren, zum anderen ist durch das zusammenhängende Beobachtungsgebiet bei einem engen Schnitt in b_{ON} zur Trennung zwischen Signal- und Kontrollregion mit einer Kontamination der Kontrollregion mit Signalereignissen zu rechnen. Weiterhin ergibt sich durch die Wahl von b_{ON} ein mehr oder weniger günstiges Verhältnis zwischen der Beobachtungszeit auf der Signal und der Kontrollregion.
Aufgrund der Unterteilung des Datensatzes in unterschiedliche Klassen und den unterschiedlichen Meßzeiten für Signal- und Kontrollregion ist es problematisch eine geschlossene Lösung anzugeben. Deshalb soll hier nur eine Abschätzung gegeben werden. Hierzu wird ein Modell der Emissionsregion benötigt. Naheliegend ist es, das vom EGRET-Instrument gemessene Emissionsprofil in der betreffenden Region bis zu 1 TeV zu extrapolieren (vgl. Abb. 48). Das Profil der Emission läßt sich gut durch zwei Gaußkurven mit den Mittelwerten -0.05^o und 1.5^o und einer Breite von 0.95^o und 3.16^o beschreiben, wobei das Amplitudenverhältnis 4:1 beträgt. Neben diesem Modell sind in der Figur vier weitere Gaußkurven mit einer Breite von $0{,}5^o$, 1.0^o, 2.0^o und 3.0^o als Modelle für die erwartete Emissionsregion eingezeichnet.
Analog zu der in Kapitel 7.1.3 vorgestellten Optimierung des Winkelschnittes für Punktquellen, wird die Signalregion in b optimiert. Der wesentliche Unterschied ist jedoch, daß hier der Untergrund nur linear mit b anwächst und nicht quadratisch wie bei einer Punktquelle. Das Ergebnis der Rechnung ist in Fig. 49 dargestellt. Es zeigt sich, daß ein Schnitt in b von 2.0^o nahezu optimal für das EGRET-Profil und

einer Emissionsbreite von ca 1^o ist. Für eine schmäleres Emissionsprofil von 0.5^o kann auf 1.0^o geschnitten werden. Für ein breiteres Emissionsprofil von 2.0^o wäre ein Schnitt von ca. 3.0^o optimal. In dem zur Verfügung stehenden Datensatz ist eine Untersuchung hin auf noch breitere Emissionsregionen hin problematisch, da dann der zur Verfügung stehende Kontrolldatensatz zu klein wird.

8.2.1 Kontamination der Kontrollregion

Aufgrund der möglichen Kontamination des Kontrolldatensatzes mit Signalereignissen ist eine Korrektur, entsprechend dem angenommenen Emissionprofil, zu berechnen. Hierbei wird für jedes Ereignis als Funktion von b die Wahrscheinlichkeit, aus dem jeweiligen Emissionsprofil berechnet, ein Signalereignis an dieser Stelle zu finden. Entsprechend der Zuordnung des Ereignisses in die Signal- oder Kontrollregion, werden diese Wahrscheinlichkeiten summiert und anschließend der prozentuale Anteil an möglichen Signalereignissen in der Signalregion p_{ON} und in der Kontrollregion p_{OFF} berechnet.
Der Korrekturwert innerhalb einer Klasse ergibt sich entsprechend der Gleichung:

$$K = \frac{p_{ON}}{p_{ON} - p_{OFF}} \tag{38}$$

Bei der Summation über die einzelnen Klassen werden die Korrekturwerte, gewichtet mit der Anzahl der Ereignisse in der betreffenden Signalregion, summiert und auf die Gesamtzahl der Ereignisse in der Signalregion normiert.
Anschließend wird die berechnete obere Grenze mit diesem Wert skaliert. Abb. 50 zeigt den errechneten Korrekturwert als Funktion der Breite des angenommenen Emissionsprofils. Das EGRET-Profil ist bei einer Breite von 1,5σ eingezeichnet.

8.3 Resultate

Die entsprechend der in den vorhergehenden Kapiteln besprochenen Analyse gewonnenen Resultate für die einzelnen Klassen sind in Tab. 18 für den mit 4 Teleskopen rekonstruierten und in Tabelle 19 für den mit 5 Teleskopen rekonstruierten Datensatz aufgeführt. Als Signalregion ist der Bereich $|b| < 2^o$ gewählt. Die Verteilung der Signifikanzen der einzelnen Klassen ist in Abb. 51 dargestellt. Sowohl für das 4- als auch das 5-Teleskopsystem ergibt sich ein mit einer Gaußverteilung mit Mittelwert Null und Breite Eins gut verträgliche Verteilung.
Die anschließende Summation über die einzelnen Klassen führt auf die in Tab. 20 aufgeführten Werte. In Tab. 21 und Tab. 22 sind die resultierenden Werte für eine Signalregion $|b_{ON}| < 1^o$ und $|b_{ON}| < 3^o$ angegeben.
Abb. 52 zeigt die Differenzverteilung der $\langle\tilde{w}\rangle$ für eine Signalregion von $|b_{ON}| < 2^o$

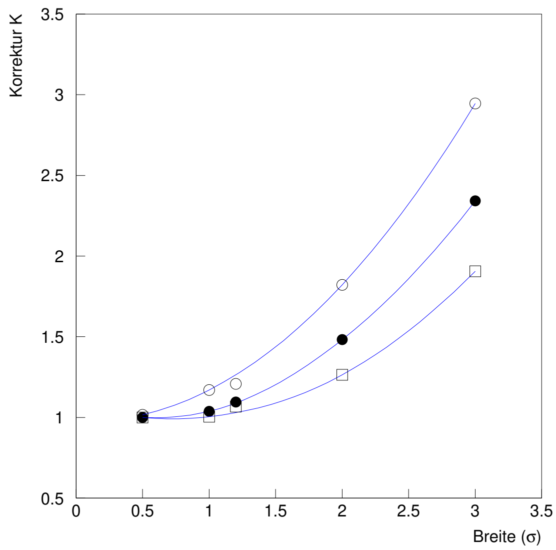

Abbildung 50: *Der entsprechend Kapitel 8.2.1 berechnete Korrekturwert auf die obere Grenze als Funktion der Breite des Emissionsprofils und in Abhängigkeit der Breite der gewählten Signalregion.* (○) $|b_{ON}| < 1.0^o$, (•) $|b_{ON}| < 2.0^o$ *und* (□) $|b_{ON}| < 3.0^o$. *Die Korrekturwerte für das EGRET-Profil sind bei* $1.25^o\sigma$ *eingetragen. Die Linien dienen der Orientierung.*

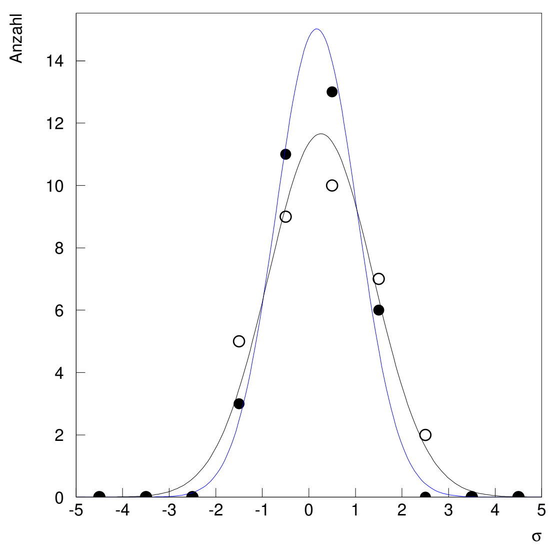

Abbildung 51: *Verteilung der Signifikanzen* σ *aus Tab.18 und Tab. 19. Für das 4-Teleskopsystem (•) ergibt sich eine Breite der Verteilung von 0.89*σ *und ein Mittelwert von 0.17, für das 5-Teleskopsystem (○) von 1.13*σ *und ein Mittelwert von 0.26. Beide Verteilungen sind somit mit einem Untergrunddominierten Datensatz verträglich.*

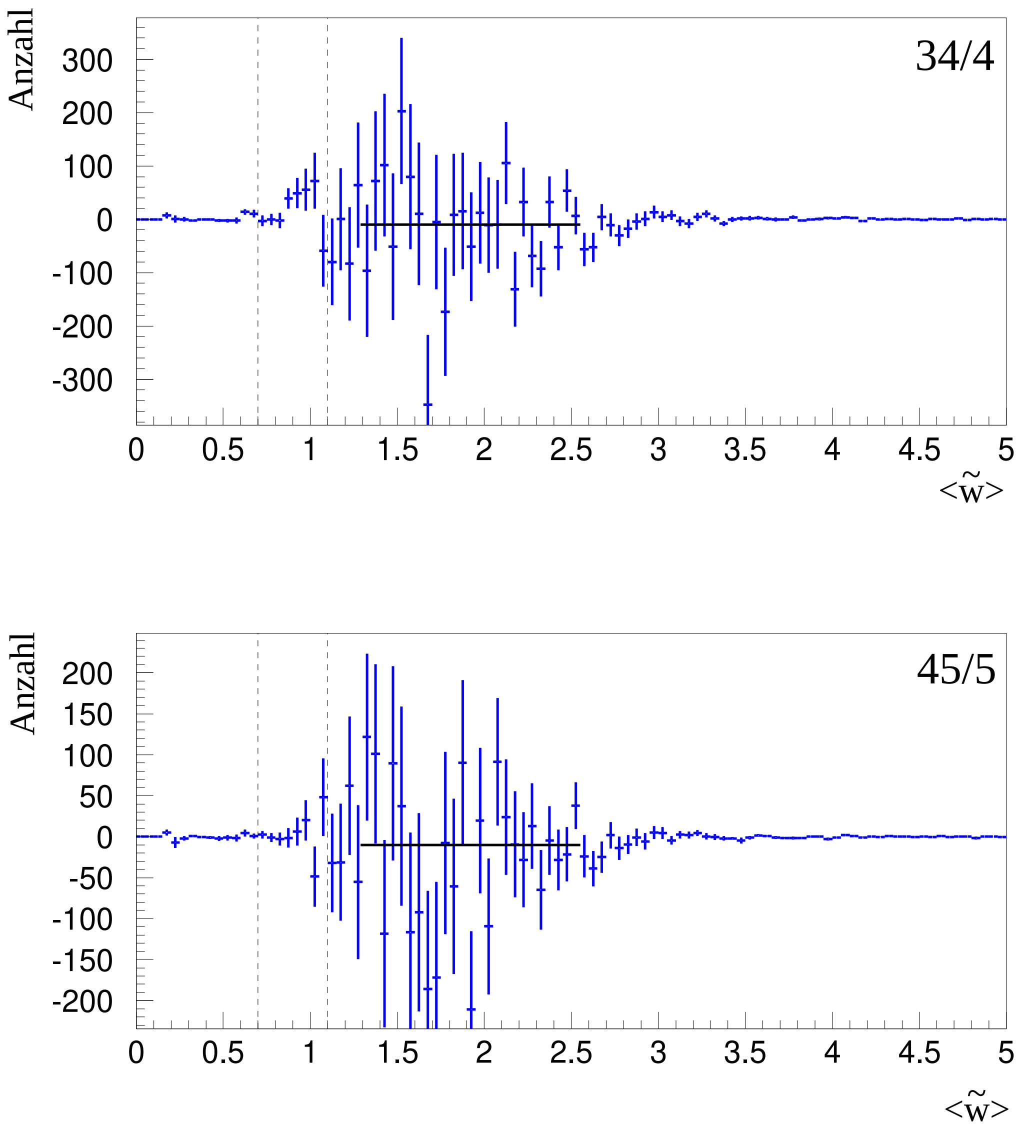

Abbildung 52: *Differenzverteilung der $\langle\tilde{w}\rangle$ für das 4-Teleskopsystem und das 5-Teleskopsystem. In Bild (a) zeigt sich ein nicht signifikanter Überschuß in dem durch die unterbrochenen Linien gekennzeichneten Bereich, in dem das Signal erwartet wird. Dieser Überschuß verschwindet jedoch bei einer Rekonstruktion des Datensatzes mit 5 Teleskopen. Die horizontale durchgezogene Linie im Bereich zwischen 1.3 und 2.5 ist ist ein Geradenfit mit Steigung Null an die Verteilung. Nähere Erläuterungen siehe Text.*

Tel	Spalte	$<z>$	T_{eff}	N_{ON}	N_{OFF}	α	ΔN	σ	N_{MC}
4	G39.0	22^o	4.0	351	208	1.70	-3.43	-0.11	1.237e+05
3	G39.0	22^o	4.0	863	474	1.67	73.35	1.56	1.144e+05
4	G39.0	26^o	3.1	275	514	0.55	-8.79	-0.42	9.625e+04
3	G39.0	26^o	3.2	635	1131	0.56	2.54	0.08	8.344e+04
4	G39.0	30^o	0.9	80	110	0.74	-1.65	-0.14	2.896e+04
3	G39.0	30^o	1.0	179	257	0.76	-17.15	-0.94	2.337e+04
4	G39.0	34^o	0.2	21	93	0.19	3.42	0.72	5.631e+03
3	G39.0	34^o	0.2	36	180	0.19	1.96	0.31	4.168e+03
4	G40.5	22^o	3.9	374	323	1.03	42.87	1.60	1.186e+05
3	G40.5	22^o	3.8	777	726	1.02	35.83	0.91	1.098e+05
4	G40.5	26^o	2.0	182	194	0.91	5.98	0.32	6.005e+04
3	G40.5	26^o	2.0	370	423	0.90	-9.32	-0.35	5.191e+04
4	G40.5	30^o	1.0	96	122	0.69	11.91	0.97	2.923e+04
3	G40.5	30^o	1.0	149	252	0.68	-21.52	-1.31	2.341e+04
4	G40.5	34^o	0.2	10	13	0.99	-2.91	-0.61	6.113e+03
3	G40.5	34^o	0.2	34	23	0.99	11.15	1.49	4.524e+03
4	G42.0	22^o	2.3	223	186	1.15	8.86	0.41	7.158e+04
3	G42.0	22^o	2.3	458	368	1.15	33.50	1.09	6.631e+04
4	G42.0	26^o	0.8	62	139	0.39	7.26	0.81	2.396e+04
3	G42.0	26^o	0.8	145	374	0.41	-8.35	-0.57	2.086e+04
4	G42.0	30^o(*)	0.5	35	3	22.97	-33.91	-1.03	1.543e+04
3	G42.0	30^o(*)	0.5	82	9	14.56	-49.02	-1.25	1.232e+04
4	G42.0	34^o	0.2	6	21	0.50	-4.50	-1.27	5.084e+03
3	G42.0	34^o	0.2	20	48	0.50	-4.00	-0.69	3.763e+03

Tabelle 18: *Resultate der Analyse des 4-Teleskopsystems für die einzelnen Klassen. Aufgrund des ungünstigen α-Parameters werden die mit (*) gekennzeichneten Klassen von der weiteren Analyse ausgeschlossen.*

in (a) mit dem mit 4 Teleskopen rekonstruierten Datensatz und in (b) für die Rekonstruktion mit 5 Teleskopen. Es ist in beiden Fällen kein signifikantes Signal in dem durch die unterbrochenen Linie gekennzeichneten Bereich bei einer $\langle\tilde{w}\rangle < 1.1$ zu erkennen.

Als Test für die Stabilität der durchgeführten Skalierungen entsprechend Gl. 27 ist in der Abbildung eine angepaßte Gerade mit Steigung Null im Bereich zwischen $\langle\tilde{w}\rangle > 1.3$ und $\langle\tilde{w}\rangle < 2.5$ eingezeichnet. Aus der Statistik in diesem Bereich ergibt sich für das Verhältnis zwischen Signal und skalierten Kontrollereignissen

Tel	Spalte	$< z >$	T_{eff}	N_{ON}	N_{OFF}	α	ΔN	σ	N_{MC}
5	G39.0	22^o	4.04	161	110	1.70	-26.29	-1.22	1.037e+05
4	G39.0	22^o	4.03	336	209	1.68	-15.33	-0.51	7.877e+04
5	G39.0	26^o	3.13	154	303	0.55	-13.19	-0.83	8.215e+04
4	G39.0	26^o	3.14	248	471	0.56	-13.77	-0.69	5.802e+04
5	G39.0	30^o	0.94	40	56	0.74	-1.58	-0.19	2.520e+04
4	G39.0	30^o	0.95	81	95	0.75	9.35	0.81	1.643e+04
5	G39.0	34^o	0.19	5	58	0.19	-5.97	-1.88	4.999e+03
4	G39.0	34^o	0.19	19	70	0.19	5.76	1.35	2.982e+03
5	G40.5	22^o	3.85	199	167	1.03	27.82	1.44	9.943e+04
4	G40.5	22^o	3.85	325	311	1.02	6.97	0.27	7.562e+04
5	G40.5	26^o	1.98	98	101	0.91	6.30	0.47	5.132e+04
4	G40.5	26^o	1.97	157	174	0.90	0.08	0.00	3.614e+04
5	G40.5	30^o	0.98	42	66	0.69	-3.58	-0.42	2.547e+04
4	G40.5	30^o	0.97	95	109	0.68	20.51	1.73	1.653e+04
5	G40.5	34^o	0.20	3	10	1.00	-6.97	-1.99	5.426e+03
4	G40.5	34^o	0.20	17	6	1.00	11.02	2.35	3.236e+03
5	G42.0	22^o	2.32	103	101	1.15	-13.14	-0.86	5.993e+04
4	G42.0	22^o	2.32	193	140	1.15	31.83	1.63	4.561e+04
5	G42.0	26^o	0.76	32	78	0.39	1.23	0.19	2.047e+04
4	G42.0	26^o	0.78	61	136	0.40	6.12	0.68	1.452e+04
5	G42.0	30^o(*)	0.52	22	1	22.92	-0.92	-0.04	1.345e+04
4	G42.0	30^o(*)	0.52	25	3	17.33	-26.99	-1.09	8.714e+03
5	G42.0	34^o	0.17	5	7	0.50	1.50	0.60	4.513e+03
4	G42.0	34^o	0.17	13	17	0.50	4.50	1.14	2.692e+03

Tabelle 19: *Resultate der Analyse des 5-Teleskopsystems für die einzelnen Klassen. Aufgrund des ungünstigen α-Parameters werden die mit (*) gekennzeichneten Klassen von der weiteren Analyse ausgeschlossen.*

System	N_{ON}	N_{OFF}	$\tilde{B}$	$\tilde{\alpha}$	Δ	σ	$N_{upl}^{99\%}$	Φ $[ph\ s^{-1}cm^{-2}sr^{-1}]$
4/4	1680	1923	1575.4	1.029	59.0	1.02	197.4	4.897e-09
34/4	5346	6179	5087.4	1.020	157.0	1.52	399.4	5.245e-09
234/4	13974	16115	13348.2	1.025	294.3	1.76	686.2	5.825e-09
5/5	842	1057	860.3	1.018	-33.9	-0.82	85.4	2.498e-09
45/5	2387	2795	2289.6	1.028	33.2	0.48	204.2	3.460e-09
345/5	6474	7466	6145.3	1.016	228.6	2.01	493.0	5.249e-09
2345/5	14703	16857	13975.6	1.021	433.8	2.53	832.2	8.323e-09

Tabelle 20: *Ergebnis der Summation über die einzelnen Klassen und die hieraus abgeleitete obere Grenze (99%) für eine Signalregion $|b_{ON}| < 2^o$. Eine Kontamination der Kontrollregion mit Signalereignissen ist nicht berücksichtigt.*

System	N_{ON}	N_{OFF}	$\tilde{B}$	$\tilde{\alpha}$	Δ	σ	$N_{upl}^{99\%}$	Φ $[ph\ s^{-1}cm^{-2}sr^{-1}]$
4/4	1008	2633	2101.7	0.445	72.7	1.96	161.0	6.971e-09
34/4	3124	8530	6894.6	0.431	150.1	2.29	304.6	7.018e-09
234/4	8074	22369	18286.4	0.427	268.4	2.53	517.0	7.719e-09
5/5	497	1425	1135.4	0.438	0.1	0.01	69.0	3.513e-09
45/5	1401	3832	3101.2	0.433	59.7	1.36	165.0	4.889e-09
345/5	3749	10344	8422.8	0.426	157.3	2.19	326.6	6.107e-09
2345/5	8382	23537	19334.8	0.422	225.0	2.08	478.6	8.407e-09

Tabelle 21: *Wie Tab. 20, jedoch für eine Signalregion $|b_{ON}| < 1^o$.*

System	N_{ON}	N_{OFF}	$\tilde{B}$	$\tilde{\alpha}$	Δ	σ	$N_{upl}^{99\%}$	Φ $[ph\ s^{-1}cm^{-2}sr^{-1}]$
4/4	1895	1149	909.8	1.999	76.4	1.02	253.8	5.592e-09
34/4	5877	3752	3009.5	1.978	-76.4	-0.57	291.4	3.414e-09
234/4	15461	9684	7803.4	1.987	-46.2	-0.21	521.8	3.964e-09
5/5	1009	619	483.8	2.010	36.3	0.66	168.6	4.369e-09
45/5	2698	1668	1334.4	1.977	60.5	0.68	277.0	4.177e-09
345/5	7127	4542	3641.9	1.978	-75.4	-0.52	325.8	3.103e-09
2345/5	16342	10070	8144.9	1.987	154.9	0.70	689.8	6.168e-09

Tabelle 22: *Wie Tab. 20, jedoch für eine Signalregion $|b_{ON}| < 3^o$.*

$\Phi_0^{99\%}$	σ	$\lvert b_{ON}\rvert$	0.5	1.0	EGRET	2.0	3.0
34/4-Teleskopereignisse							
7.02	2.29	1^0	7.14	8.21	8.47	12.78	20.71
5.25	1.52	2^o	5.25	5.44	5.72	7.77	12.28
3.41	-0.57	3^o	3.41	3.42	3.65	4.30	6.51
45/5-Teleskopereignisse							
4.97	1.36	1^o	4.97	5.71	5.89	8.95	14.2
3.46	0.48	2^o	3.46	3.59	3.79	5.05	7.96
4.18	0.68	3^o	4.18	4.20	4.46	5.31	8.03

Tabelle 23: *Obere Grenzen nach Korrektur auf die Kontamination der Kontrollregion für die unterschiedlich breiten Kontrollregionen und die unterschiedlichen Emissionsmodelle. Alle Grenzen in $10^{-9} \cdot$ ph cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}. Der obere Teil der Tabelle bezieht sich auf das 4-Teleskopsystem, der untere auf das 5-Teleskopsystem. Die erste Spalte gibt die obere Grenze ohne Korrektur an. In der zweiten ist die Signifikanz angegeben.*

von 0.9978 ± 0.0039 für das 4-Teleskopsystem und von 0.9935 ± 0.0042 für das 5-Teleskopsystem. Die sich ergebenden Abweichungen von Eins sind innerhalb der statistischen Fehler mit diesem Wert verträglich.
Aus der vorgestellten Analyse ist kein signifikantes Signal zu erkennen. Im folgenden wird daher eine obere Grenze auf die diffuse Emission angegeben.

8.3.1 Obere Grenze auf die diffuse Emission

Nach Anbringen der in Abb. 50 angegebenen Korrekturen, für die unterschiedlichen Emissionsprofile und die unterschiedlichen Signalregionen, ergeben sich die in Tab. 23 aufgeführten oberen Grenzen. Es zeigt sich, daß der Schnitt auf $|b_{ON}| < 2^o$ nach Korrekturen für das 5-Teleskopsystem die niedrigsten oberen Grenzen liefert. Dies ist auf das ausgewogene Verhältnis der Beobachtungszeiten in der Signal- und Kontrollregion zurückzuführen. Für das 4-Teleskopsystem sind die niedrigeren oberen Grenzen bei einem Schnitt auf $|b_{ON}| < 3^o$ auf die negative Signifikanz bei dieser Analyse zurückzuführen. Für die folgende Diskussion werden die 45/5-Teleskopdaten und eine Signalregion von $|b_{ON}| < 2.0^o$ verwendet.
Die integrale obere Grenze mit einem Vertrauensintervall von 99% auf die mittlere diffuse Emission der Milchstraße bei $l = 40.5^o$ in einem Intervall von $|b| < 2^o$ ergibt sich somit unter Annahme des EGRET-Profils für die Emission und in einem Energieintervall von 0.4 bis 30 TeV zu:

$$\Phi^{99\%}(E > 1\ TeV) < 3.8 \cdot 10^{-9} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (39)$$

Die Wahl der Energieschwelle von 1 TeV ist zunächst willkürlich und wird hier entsprechend dem Maximum der differentiellen Detektionsrate gemäß Abb. 22 bei 1 TeV gewählt. Unter der Annahme eines spektralen Index von -2.6, entsprechend dem in den MC-Simulationen angenommenen Index, führt dies zu einem differentiellen Fluß bei 1 TeV von

$$\frac{d\Phi}{dE}^{99\%}(E = 1\ TeV) < 6.1 \cdot 10^{-15} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1} \quad (40)$$

Dieser Wert kann direkt mit dem von dem EGRET-Instrument gemessenen mittleren Fluß im Bereich $l = [30^o,50^o]$ und $|b| < 2^o$ verglichen werden (vgl. Abb. 53). Zusätzlich ist die, von der Whipple-Kollaboration angegebene obere Grenze, eingezeichnet. Als unterbrochene Linien sind Extrapolationen der oberen Grenze zu niederen Energien hin für unterschiedliche spektrale Indizes eingezeichnet. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß eine Extrapolation der EGRET-Daten mit einem spektralen Index $\gamma \leq -2.6$ ausgeschloßen werden kann. Wird der EGRET-Meßpunkt bei 16.5 GeV nicht berücksichtigt, so kann ein erheblich härteres Spektrum ausgeschloßen werden (siehe hierzu auch [Leb00]). In Abb. 54 ist ein Vergleich von aktuellen oberen Grenzen bei unterschiedlichen Energien dargestellt.
Für ein breiteres Emissionsprofil, wie es in Modellen, die den inversen Compton-Effekt im TeV-Bereich als den Produktionsmechanismus der diffusen Strahlung favorisieren, vorhergesagt wird, ergeben sich folgende integralen oberen Grenzen:

$$\Phi^{99\%}_{2^o}(E > 1\ TeV) < 5.1 \cdot 10^{-9} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (41)$$

für eine Emissionsprofil mit $2^o\sigma$ Breite und

$$\Phi^{99\%}_{3^o}(E > 1\ TeV) < 8.0 \cdot 10^{-9} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (42)$$

für eine Emissionsprofil mit $3^o\sigma$ Breite.

8.3.2 Systematische Unsicherheiten

Die hier angegebenen Grenzen sind mit systematische Unsicherheiten behaftet. Die wesentliche Ursache hierfür ist eine mangelnde Kalibrationsquelle, in Form einer TeV-Linie, mit bekannter Energie. Zur Kalibration ist man daher auf die Zuverläßligkeit der MC-Simulationen angewiesen. Die in dieser Arbeit verwendeten Simulationen und deren gute Übereinstimmung mit den Raten des Krebsnebels erlaubt es, die systematische Unsicherheit der Angaben auf die Größenordnung der systematischen

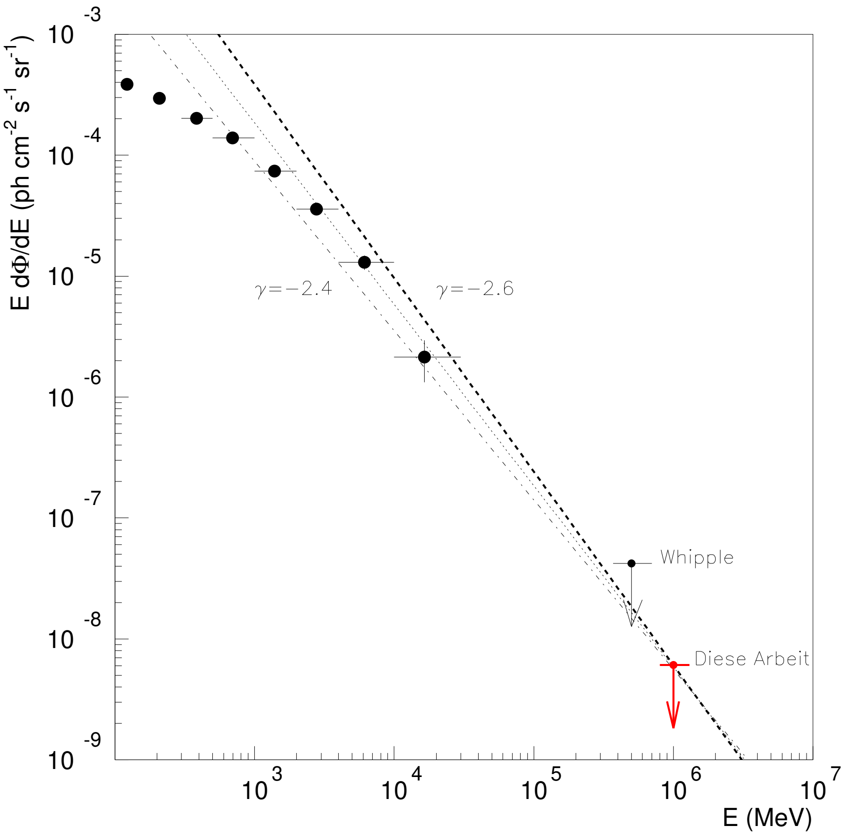

Abbildung 53: *Vergleich der oberen Grenze mit dem von EGRET gemessenen Spektrum und der von der Whipple-Kollaboration angegebenen oberen Grenze. Die Linien geben Extrapolationen der oberen Grenze mit einem spektralen Index von* $\gamma = -2.6, -2.5$ *und* -2.4 *an.*

Unsicherheit des Krebsflußes abzuschätzen. Diese liegen in der Größenordnung von ca. 30% (vgl. Gl. 12).
Weitere Unsicherheiten entstehen bei der Umrechnung der integralen oberen Grenze in eine differentielle obere Grenze. Unter Verwendung des Exponenten der Simulation und bei der hier gewählten Definition der Schwelle im Maximum der differentiellen Detektionsrate (vgl. Abb. 22) ist dieser Einfluß jedoch vermutlich gering, und sicherlich innerhalb der bereits erwähnten systematischen Unsicherheiten. Der Übergang zu einem anderen Exponenten erfordert jedoch ein genaueres Verständnis der effektiven Flächen und setzt eine weitergehende Analyse der Monte-Carlo-Simulationen voraus. Aus diesen kann möglicherweise eine weitere Einschränkung auf den spek-

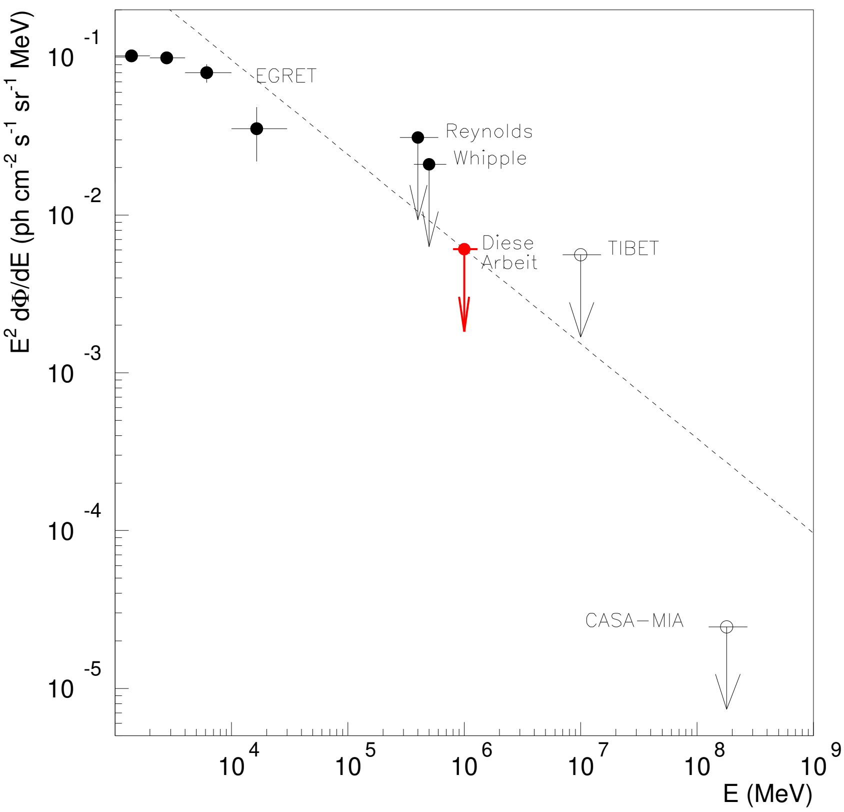

Abbildung 54: *Vergleich der von unterschiedlichen Experimenten ermittelten oberen Grenzen (vgl. Tab. 24). Die unterbrochene Linie gibt eine Extrapolation der oberen Grenze mit spektralem Index* $\gamma = -2.6$ *an.*

tralen Index der Extrapolation der EGRET-Daten abgeleitet werden. Die in Abb. 53 eingezeichneten Extrapolationen für $\gamma = -2.5$ und -2.4 sind aufgrund dieser Unsicherheiten möglicherweise problematisch.
Eine weitere Quelle von Unsicherheiten entsteht in der Extrapolation auf das gesamte Gesichtsfeld und durch die Annahme einer radialsymmetrischen Empfindlichkeit über das Gesichtsfeld. Hierin ist möglicherweise die Abweichung der MC-Vorhersage für die 3/4-Teleskoprate im Vergleich zu den gemessenen Raten zu sehen.
Des weiteren entstehen durch die etwas unterschiedlichen 4/4-Teleskopraten zwischen dem Krebsdatensatz (vgl. Abb. 19) und dem Datensatz der galaktischen Durchmusterung (vgl. Abb. 38) Unsicherheiten. Letztere erscheinen um ca. 20% höher zu liegen. Ursache hierfür ist eine Anpassung der Verstärkung der äußeren

Experiment	Refernz	Typ	$\|b_{max}\|$	E_T [TeV]	Index γ	Limit	$\frac{d\Phi}{dE}(E_T)$
HEGRA	-	IACT	2^o	1	-2.6	99%	$6.1 \cdot 10^{-15}$
Whipple	[Leb00]	IACT	2^o	0.5	-2.4	99%	$8.4 \cdot 10^{-14}$
	[Rey93]	IACT	5^o	0.4	-2.4	-	$1.3 \cdot 10^{-13}$
Tibet	[Ame97]	Array	5^o	10	-2.4	90%	$5.6 \cdot 10^{-17}$
CASA-MIA	[Bor98]	Array	2^o	180	-2.4	90%	$7.6 \cdot 10^{-22}$

Tabelle 24: *Liste der in Abb. 54 angegebenen oberen Grenzen. $d\Phi/dE$ in Einheiten von [ph $cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}MeV^{-1}$].*

Teleskope an das zentrale Teleskop CT3 im Mai 1999. Durch diesen Effekt ist es möglich daß die oberen Grenzen systematisch um ca. 20% überschätzt werden und somit tendenziell zu hoch angegeben werden. Unter diesem Aspekt erscheint es angebracht, die angegebenen oberen Grenzen als konservativ zu betrachten.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit ist gezeigt worden, daß es mit einem System abbildender Tscherenkovteleskope, trotz des begrenzten Gesichtsfeldes von ca. 1.7^o Radius möglich ist, einen ausgedehnten Bereich des Himmels auf Emission von TeV-γ-Strahlung zu untersuchen. Dies ermöglicht einerseits die Suche nach Punktquellen in diesem Himmelsausschnitt, andererseits ist es hierdurch möglich Strukturen, die in der Größenordnung des Gesichtsfeldes oder noch größer sind, zu untersuchen. Eine der Hauptschwierigkeiten bei dieser Art der Beobachtung besteht in der Kontrolle systematischer Einflüsse während der Messung. Weiterhin ist eine Kenntnis der Akzeptanz des Detektors über das Gesichtsfeld notwendig. Für die Bestimmung des Untergrundes sind je nach Größe der Quellregion unterschiedliche Strategien notwendig.
In dieser Arbeit wurde exemplarisch eine Region bei einer galaktischen Länge von $l = 40.5^o$ und einer Breite $b = 0^o$ mit einer Ausdehnung von ca. 16^o in Länge und ca. 6^o in Breite untersucht. Vorrangiges Ziel war hierbei die Suche nach diffuser Emission aus der galaktischen Scheibe. Des weiteren konnten im Rahmen dieser Beobachtung bekannte Objekte in dieser Region untersucht, und nach bisher unbekannten Objekten gesucht werden. Die für die Analyse notwendige Kenntnis der Akzeptanz für elektromagnetische Schauer wird aus detaillierten Monte-Carlo-Simulationen abgeleitet.
Keines der bekannten Objekte in der beobachteten Region konnte als Emitter von TeV-γ-Strahlung nachgewiesen werden, und keine bisher unbekannte Quelle entdeckt werden. Für 15 bekannte Pulsare wird eine obere Grenze in der Größenordnung 1/10 des Krebsflußes ermittelt (vgl. Tab. 15), des weiteren wird für 5 Supernovaüberreste eine obere Grenze in derselben Größenordnung ermittelt (vgl. Tab 15 und Tab. 17). Für den ausgedehnten Supernovaüberrest W50 werden obere Grenzen für die aus dem Röntgenbereich bekannten Emissionsgebiete, wiederum in derselben Größenordnung von 1/10 des Krebsflußes, ermittelt (vgl. Tab. 15).
Eine detaillierte Untersuchung des Datensatzes auf diffuse Emission aus der galaktischen Scheibe ergibt keinen Hinweis auf ein Signal aus dieser Region. Die ermittelte obere Grenze von $\Phi(> 1TeV) < 3.8 \cdot 10^{-9}$ ph cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} (vgl. Gl. 39), unter Annahme des vom EGRET-Instrument gemessenen Profils der Emission, ist momentan der beste Wert im Energiebereich von 1 TeV und begrenzt hierdurch Modelle der galaktischen Emission im hochenergetischen γ-Bereich. Eine Extrapolation dieser oberen Grenze in den bisher durch das EGRET-Instrument vermessenen Bereich um 1 GeV ist konsistent mit einem spektralen Index von $\gamma \leq -2.6$. Ein härteres Spektrum kann daher ausgeschlossen werden. Für ein breiteres Emissionsprofil, wie es Modelle, die im IC-Effekt einen wesentlichen Beitrag zur Emission im TeV-Bereich

sehen, vorhergesagt wird, sind entsprechend nach oben korrigierte obere Grenzen angegeben (vgl. Gl. 41 und Gl. 42).
Als wesentliches Resultat dieser Arbeit kann im Hinblick auf zukünftige Experimente, wie HESS [Koh99] oder VERITAS [Bra99], die sich durch eine deutlich geringere Energieschwelle und eine um einen Faktor 10 verbesserte Sensitivität gegenüber dem HEGRA-Teleskopsystem auszeichnen, folgender Schluß gezogen werden: Die Durchmusterungen ausgedehnter Bereiche stellt eine geeignete Methode der Beobachtung für ein stereoskopisches System abbildender Tscherenkovteleskope dar. Dies ist von besonderem Interesse für die Beobachtung reichstrukturierter, großräumiger Himmelsauschnitte, d.h. für Beobachtungen innerhalb der galaktischen Scheibe und am Südhimmel, bei der Beobachtung der Großen und der Kleinen Magellanschen Wolke. Der durch diese Methode entstehende größere Aufwand, während der Messung und bei der Datenanalyse, wird durch die großflächige Erfassung der Region kompensiert. Dies ermöglicht es, die in der Region enthaltenen potentiellen γ-Emitter zu untersuchen, und die gesamte Region auf ausgedehnte Emission hin zu untersuchen.

A: Der Konvergente Beobachachtungsmodus

Dieser Anhang gibt eine Studie zum konvergenten Beobachtungsmodus bei einem System abbildender Tscherenkovteleskope wieder, wie sie im Rahmen dieser Arbeit 1998 am HEGRA-Tscherenkovteleskopsystem ausgeführt wurde. Die Ergebnisse wurden in einem internen Memorandum zusammengefaßt, das im folgenden reproduziert ist, und unter anderem auf Konferenz vorgestellt worden ist [Lam99a]. Das Ergebnis dieser Studie läßt Vorteile dieses Beobachtungsmodus für ausgedehnte und diffuse Quellen gegenüber dem normalen Beobachtungsmodus, bei dem die optischen Achsen der Teleskope parallel orientiert sind, erkennen. Für die Durchmusterung der galaktischen Ebene wurde jedoch aus Gründen der Datenkompatibilität auf den konvergenten Beobachtungsmodus verzichtet.
Für die nächste Generation an Tscherenkovteleskopen bietet dieser Beobachtungsmodus jedoch Vorteile und sollte daher verwendet werden.

Convergent Observations with the stereoscopic HEGRA-IACT-System

H. Lampeitl
MPI-K Heidelberg

19th June 1998

Abstract

Observations of air showers with a stereoscopic system of imaging air cerenkov telescopes (IACTs) can by carried out in two different ways. One possibility is to orientate the optical axis of the telescopes in parallel and the other is to orientate the optical axis in such a way, that they will intersect at the typical height of the shower maximum. The second possibility seems to be advantages in that way, that the field of view of each camera is used in a optimal way. In principal this could increase the quality of the data. For further investigation of this question in October 1997 and Februry 1998 about 3 hours of Crab data where taken with the stereoscopic HEGRA-IACT-system in convergent observation mode. A comparison between these data and data taken in parallel observation mode is presented in this memo.

Introduction

The HEGRA-Collaboration is operating in the moment a system of four IACT in stereoscopic mode for the observation of UHE cosmic γ-rays. A detailed descripton of the experiment can be found in [Daum97]. To trigger such a stereoscopic IACT system, two requirements must be fulfilled according to the system coincidence condition [Koehl96] [Lam97]:

- at least two telescopes must be located in the light pool of the air shower

and

2

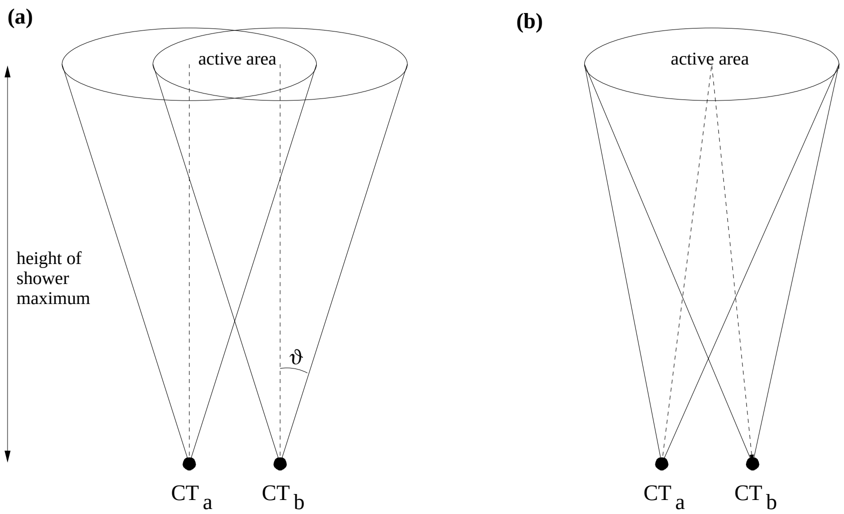

Figure 1: *Schematic view of the parallel (a) and convergent (b) observation mode for two telescopes. In the convergent observation mode the optical axis of the telescopes intersect at the height of the shower maximum. The intersection area in the athmosphere is called the active area. ϑ denotes the aperture angel of the camera.*

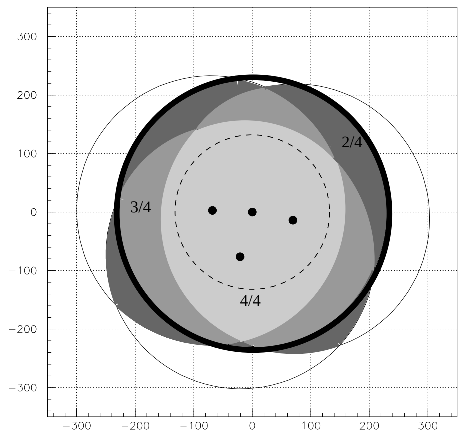

Figure 2: *Comparison between the active area for the HEGRA-4-telescope system in parallel and convergent observation mode. The grey shaded areas indicate the different triggermanifolds for parallel observation. The dark circle indicates the active area for convergent observation. It is obvious, that the active area for the different observation modis differs only slightly. The dashed line indicates the normalisation area.*

- the shower maximum must be in the field of view of at least two telescopes.

The first condition is given by the geometry of the system layout, and therfore not changeable. The second condition - the common field of view or the so called active area - depends on the relative orientation of the optical axes of the telescopes (see Fig. 1). If the optical axis of all telescopes are choosen in that way, that they will intersect at the expected height of the shower maximum, all telescopes overview the same area in the sky. This is the so called convergent observation modus. Until now the HEGRA-IACT-system is operated for simplicity in the parallel obeservation mode. In this memo first a numerical approach to calculate the expected sensitivity will be described. The online implimentatio and offline reconstruction routines are described in the next chapters. In the main part both observation modes are compared. In the first part the signal of the Crab-Nebula is compared for both observation modi. In the second part charged CRs are used as a probe for the sensitivety in both observation modi over the field of view.

Numerical Calculations

Numerical calculations have been carried out to simulate the effective area in both observation modes. To keep the calculations simpel the following modell has been appplied:
• All telescopes are looking to the zenith and the telescopes are located on the grid as the telescopes in La Palma.
• The lightpool of an airshower is described by an homogenious disk. The radius of the disk is given by the emission angel ϑ_E an the height of the shower maximum of 6000 m above the observation level.
• The active area for the individual telescopes in 6000 m above observation level is calculated in parallel observation mode by the opening angel ϑ_o of the telescopes and the telescope location. For parallel observation mode a common active area with the opening angel ϑ_o for all telescopes is assumed (see Fig. 2).
• The calculations were carried out on a grid with 1 m spacing with a range between -400 and +400 m in x and y. The inclination angel Θ of the showeraxis has been varried in the range between 0.0 and 4.0 deg with a resolution of 0.2 deg.
• To account for assymetries of the HEGRA-4-telescope system all values were calculated for 8 azimuth values and afterwards averaged.
• A telescope is counted as triggered if the intersection point of the shower axis in 6000 m height is in the FOV of the corresponding telescope and the distance between telescope and shower impact point is less than the radius of the lightpool.

4

As result of these calculations the effective area $S^{\gamma}_{eff}(\Theta)$ for the different trigger multiplicities for parallael showers are obtained. Fig. 3 shows the results for $\vartheta_E = 1.3deg$ and $\vartheta_o = 2.2deg$.

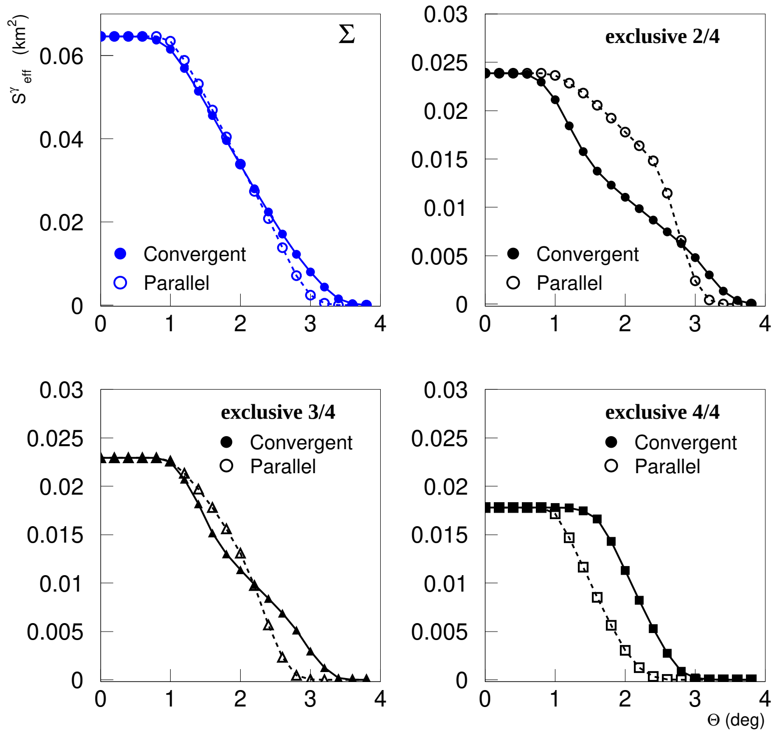

Figure 3: *S^{γ}_{eff} as a function of the inclination angel Θ obtained by a numerical integration. For details of the calculation see the text. Out of this calculation one can expect an improvement in the triggermultiplicity for the convergent observation modus.*

Under the assumption of a comparable lightpool for γ-induced showers and CR showers the effective area for isotropically arriving charged CRs can be calcullated by the formula:

$$S^{p}_{eff} \approx 2\pi \int_0^{2\pi} S^{\gamma}_{eff}(\Theta)\Theta d\Theta \qquad (1)$$

This relation will be used later to calculate the sensitivity for γ-induced showers out of the CR-rate.

Calculation of telescope orientation

For convergent tracking the altitude and azimuth coordinates for the pointing of each telescope have been calculated online in the follwing way: CT3 as the central telescope looks to the nominal direction. Out of this direction and the assumed height of the shower maximum in 6000 m height above the HEGRA-array the intersection point for the optical axis has to be calculated. In the next step the intersection point and the coordinates of each telescope were used to calculete the modified altitude and azimuth coordinates for the different telescopes. Corrections due to bending are not applied online.

Event reconstruction

For the reconstruction of the shower direction and the shower core two things have to be taken into account. First, all images in the outer cameras are shifted in respect to their position in parallel observation. And second, there is an additional rotation of the field of view, caused by the altitude-azimuth-mount of the telescopes. For data analysis the geometrical reconstruction routines developed by Kohnle and Ulrich [Kohn96] [Ulr96] for parallel observation mode have been modified. In the first step all image parameters are calculated in the usual way. In the next step, due to the diffrent pointing of each telescope, the center of gravity $\vec{g}$ and the angel θ between the image main axis and the x-axis of the camera are transformed to the CT3 camera coordinate system. From now on, the situation is the same as for parallel observation, and the established stereoscopic reconstruction routines can be used.

Comparison between parallel and convergent observation modus

The datasample

For the following analysis two datasamples of the Crab-Nebula were used. One was taken in convergent and the other in parallel observation mode. In Tab. 1 the

6

characteristics of both samples are summarized. Both samples were taken in the so called wobbel mode, which means that the Crab-Nebula were tracked either $+0.5^0$ or -0.5^0 in declination to the nominal position. To obtain comparable data samples only small zenith angel (ZA) data were used.

Run	Date	Time (UTC)	Duration [min]	$< Rate >$ $[Hz]$	$< ZA >$ $[deg]$
Convergent					
8007 + 0.5	10/10/97	4:52	30	15.4	10.0
8008 - 0.5	10/10/97	5:22	30	15.2	7.3
9278 + 0.5	24/2/98	20:32	30	9.3	5.7
9279 - 0.5	24/2/98	21:03	30	9.0	10.3
9309 + 0.5	25/2/98	20:32	30	11.2	6.5
9310 - 0.5	25/2/98	21:03	30	11.2	11.5
Paralell					
7992 - 0.5	9/10/97	4:23	20	15.6	16.9
7993 + 0.5	9/10/97	4:44	20	15.2	12.1
7994 - 0.5	9/10/97	5:06	20	15.7	8.4
7995 + 0.5	9/10/97	5:28	20	15.6	6.3
9282 + 0.5	24/2/98	21:49	20	8.4	19.3
9283 - 0.5	24/2/98	22:10	20	8.6	24.2

Table 1: *Main characteristics of the analysed data set.*

Normalisation

As it can be seen from Tab. 1 the analysed data samples differ in observation time and mean trigger rate. Therefore it is necessary to normalize the data sets. This has been done in the following way: For the analyse only pictures with a distance smaller than 1.2 deg to the image of the nominell intersection point of optical axis were accepted for analysis. This results in the same FOV for convergent and parallel observation mode. For convergent observation mode a simple *dis* - cut is sufficient. In parallel observation mode the distance in respect to the image of the intersection point has to be calculated. The resulting active area is indicated in Fig. 2 by the dashed line. In Fig. 4 the resulting differential number of CR events normalized to the differential solid angel $dN/2\pi\Theta d\Theta$ is plotted versus the inclination angel Θ. The mean quotient for the different bins up to 3 deg results in a scaling value of 1.243 ± 0.11. The open circle indicate the scaled parallel values. The solid line shows

7

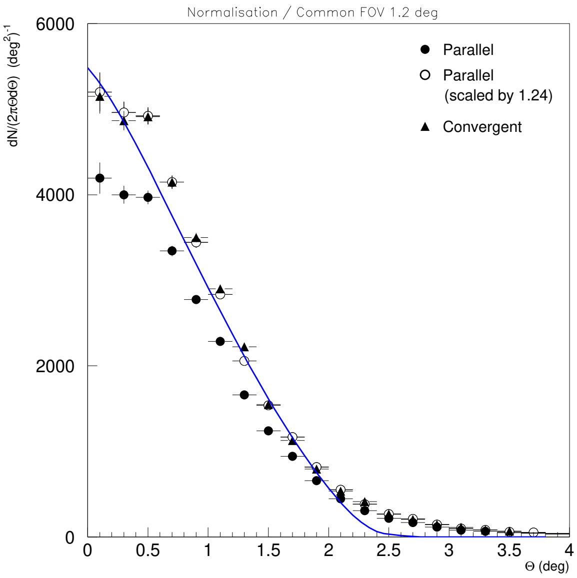

Figure 4: *Differential number of events normalized to the solid angel $dN/2\pi\Theta d\Theta$ versus the inclination angel Θ. The open circle indicate the detected number scaled by a factor of 1.243 ± 0.011. After scaling both observation modes are in good agreement. The solid line indicates the result of the numerical integration for $\vartheta_E = 1.3deg$ and $\vartheta_o = 1.2deg$ arbitrary normalized.*

the result of the numerical integration for $\vartheta_E = 1.3deg$ and $\vartheta_o = 1.2deg$ arbitrary normalized. After scaling convergent and parallel observation show good agreement and reasonable agreement between observation and numerical simulation.

Center of gravity distribution

One feature of the convergent observation mode is, that points in the intersection plane in 6000 m height are imaged to the same radial distance in different cameras. After compensating for the field of view rotation the center of gravity of coincident images in different cameras should coincide. This aspect is illustrated in Fig. 5. For the generation of this histograms the camera coordinate systems of a pair of telescopes were rotated around the optical axis z in a way that the xz-plane of both systems coincides. In the next step the difference of the x and y coordinates of the

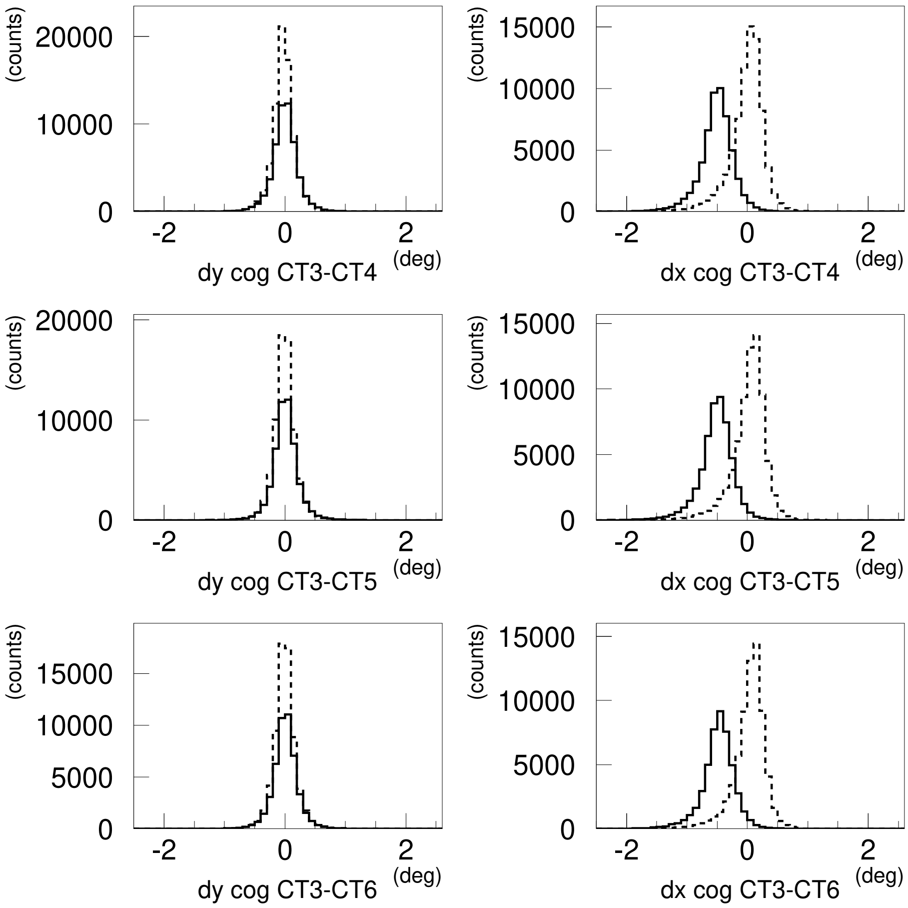

Figure 5: *Shift of the center of gravity for convergent (solid line) and parallel (dashed line) observation mode. The left column shows the relative shift perpendicular to the connection line of two telescopes and the right column in direction of the connection line. In the left column the width of the distributions is a measure for the quality of the center of gravity reconstruction. In the right column the assymetric distributions are caused by showers with their maximum above or lower then the height of the intersection point.*

COG are calculated:

$$\vec{d} = \vec{g'}_a - \vec{g'}_b \tag{2}$$

The ' denotes the rotated coordinate systems and the index the corresponding telescope.
As expected there is no shift perpendicular to the x-axis for both observation modes. In direction of the x-axis and therefore the direction of inclination of the optical axis the center of gravity were shifted by the angel between the optical axises. If the assumption about the height of the shower maximum are correct this difference should vanish as seen in the right diagrams of Fig. 5.

The Crab signal

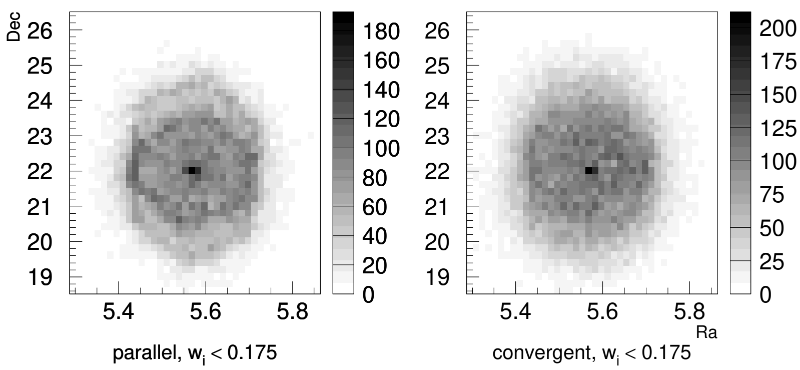

Figure 6: *The signal of the Crab-Nebula after a $w_{i \in TRG} < 0.175^0$-cut. for parallel observation and convergent observation. In parallel observation mode one could see clearly the edges of the camera. In convergent observation the edges are smeared out.*

As a crosscheck, if the reconstruction routines are correct and the convergent observation mode do not affect the sensitivity for point like γ-ray emitters an ON-OFF analysis of the Crab-Nebula signal was carried out. In Tab. 2 for all runs the number of events in a circle with radius 0.15$\circ$ around the nominal Crab-Nebula position and around a 1^0 shifted OFF-position are given. Two analysis have been performed. In the first one no cuts were applied to the data sampels. In the secend one a event was rejected if the width of a triggered telescope was broader than 0.175 deg (short: $w_{i \in TRG} < 0.175^0$). In Tab. 2 the calculated numbers are given. After scaling the

10

RUN	No Cuts			$w_{i\in TRG} < 0.175^0$		
	ON	OFF	Δ	ON	OFF	Δ
Parallel						
7992	109	87	22	65	47	18
7993	101	73	28	64	26	38
7994	121	72	49	65	32	33
7995	94	68	26	63	32	31
9282	51	43	8	30	20	10
9283	57	40	17	37	18	19
Σ_p	533	383	150± 30.3	324	175	149±22.3
$\Sigma_{ps} = 1.243 \cdot \Sigma_p$			186± 38			185±28
Convergent						
9278	83	56	27	50	29	21
9279	77	63	14	50	30	20
9309	99	69	30	50	26	24
9310	95	77	18	52	29	23
8007	137	92	45	79	35	44
8008	129	104	25	76	41	35
Σ_c	620	461	159 ± 32.9	357	190	167 ± 23.4
Σ_{ps}/Σ_c			1.17 ± 0.34			1.11 ± 0.23

Table 2: *Number of events and excess events for the Crab-Nebula analyse.*

values of the excess rates Γ_{ps} and Γ_c are within 1σ consistent for both analysis. Fig. 6 shows the corresponding RA-DEC plots for the parallel and convergent analysis with the $w_{i\in TRG} < 0.175^0$-cut applied. For both datasampels the reconstructed Crab-Nebula position coincides in the same bin and is in agreement with the nominal coordinates of $RA = 5,575^h$ and $DEC = 22,01^0$ (A2000) of the Crab-Nebula.

Efficency over the field of view

Out off Equ. 1 it is possible to use CR events as a probe for the sensitivity over the field of view. One has to be aware of the fact that the lightpool of CRs differ from the lightpool of γ-induced showers. Nevertheless the main characteristics of the different observation modi will be revealed. One problem in determing the effective area out of real data arises from truncated images at the border of the cameras. These events tend to be reconstructed in the direction of the border of the camera. To get rid of this events one can reject images in the reconstruction with a COG

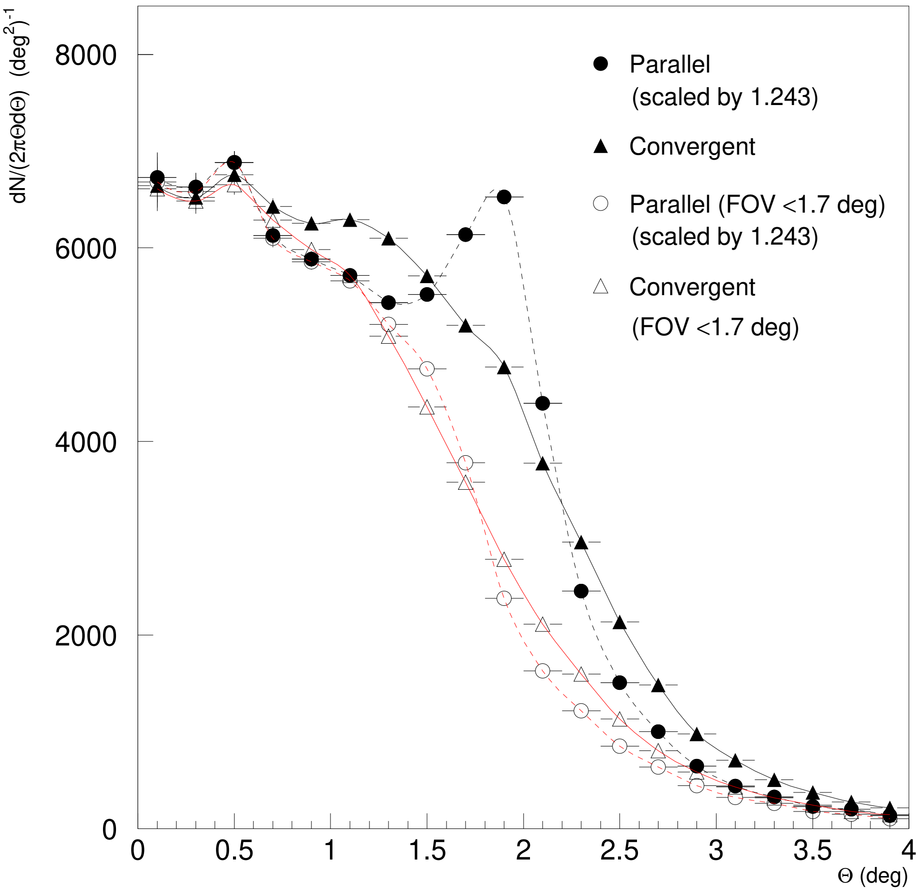

Figure 7: *Differential number of detected events $dN/(2\pi\Theta d\Theta)$ as a function of the angel Θ between the nominal pointing of CT3 and the reconstructed shower direction for all events (filled symbols). The open symbols represent the obtained events after limiting the FOV in each camera to 1.7 deg.*

near the camera edge.
In Fig. 7 the obtained differential number of events per square degree is plotted in

12

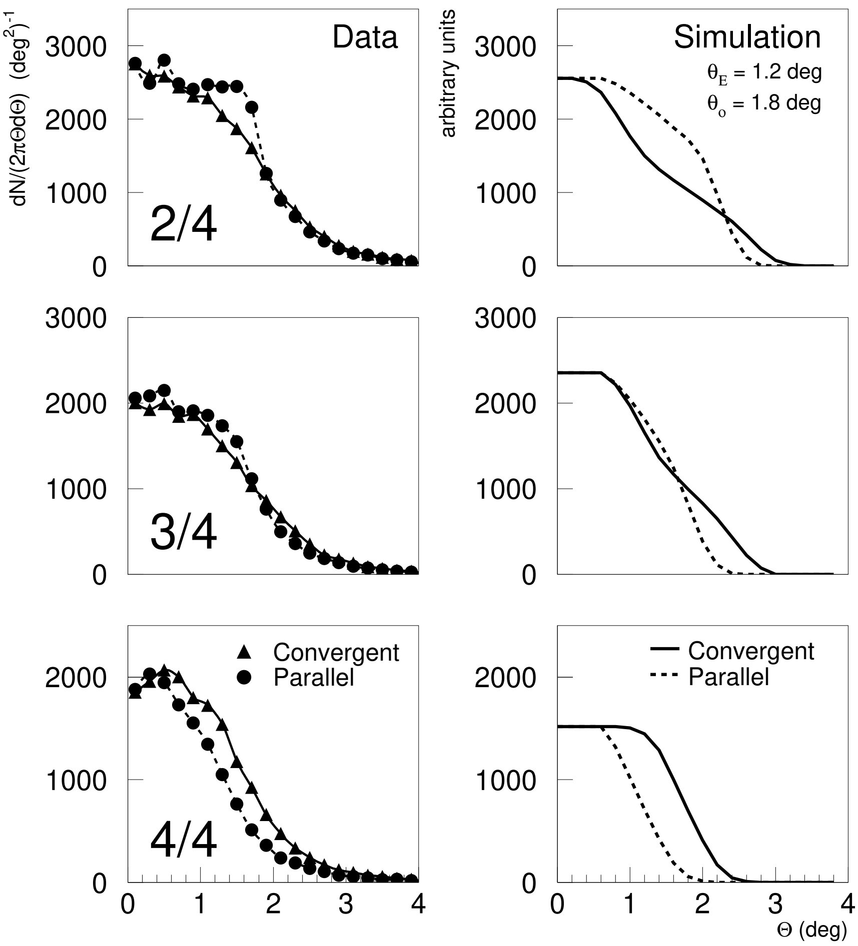

Figure 8: *Differential number of events $dN/(2\pi\Theta d\Theta)$ as a function of the angel Θ between the nominal pointing of CT3 and the reconstructed shower direction for the different trigger multiplicities. The left column show the measured curves, the right the simulated ones arbitrary normalized. The main feature of the measured curves are reproduced qualitatively by the simulation.*

dependency of the inclination angel Θ in respect to the optical axis of the central telescope. The filled symbols show the obtained results without any cuts. The open symbols represent the curves after limiting the distance of the COG in each camera to 1.7 deg. The Crab-signal can be seen clearly at $\Theta = 0.5deg$. In parallel observation mode without limiting the FOV there is strong increase of detected events at 2.1 deg by truncated edge images. This effect could not be seen clearly in the convergent observation mode. In this case all images in an event will be truncated or fully containd in the camera. Therefore miss reconstructed events are smeared out and these events could not be localised clearly in the diagramm.
After limiting the FOV to 1.75 deg for each individual the situation is within errors the same for convergent and parallel observation up to 1.2 deg. Between 1.2 and 1.7 there seems to be slightly more events in parallel observation mode and above 1.7 deg more in convergent observation mode. This behaviour is also qualitatively reproduced in the numerical modell (see for eg Fig. 3).

	Simulation		Data	
Multiplicity	Parallel	Convergent	Parallel	Convergent
2/4	46.9	38.3	45.0	41.5
3/4	35.4	36.8	31.4	30.0
4/4	17.7	24.9	23.5	28.4
P/C	0.937		0.979	

Table 3: *Relative numbers of the trigger multiplicity in respect to to the total number (data) and area (simulation) for each dataset. The last line gives the ratio for both data samples. Data and simulation are in reasonable agreement. The errors on the data is small and for all numbers below* 1%.

It is also interesting to split the the distribution up according to the system trigger multiplicity. In Fig. 8 the corresponding plots for a limited FOV of 1.75 deg are shown. Qualitatively the measured values are reproduced well by the numerical simulation. One can see clearly that in parallel mode the efficency is higher for $\Theta < 1.8deg$ and a 2/4 and 3/4 coincidence compared to the convergent mode. For $\Theta > 0.8deg$ in convergent mode the 4/4 coincidence is favoured. To make this more quantitatively in Tab. 3 the relative numbers in respect to the total number of events in each dataset are given. The same trend could be seen there. In convergent observation mode the number of 4/4-telescope events is increased on a level of about 5%. At the same time the 2/4 coincidence is reduced by nearly the same amount. The 3/3 coincidence is only marginal affected by the observation mode.

14

Summary and Conclusions

A stereoscopic system of IACTs can be operated in two alternative ways, in the parallel or the convergent observation modus. For convinience the parallel observation modus for the HEGRA-IACT-system has been applied until now. Nevertheless the convergent observation mode bears some advantages. These are mainly the higher trigger multiplicity of the recorded data and in connection with this a reduced number of truncated images at the edge of the camera. A significant difference in the efficency for a pointlike γ-ray source close to the center of the camera could not be seen. The signal seen from the Crab-Nebula was slightly lower in convergent observation mode but within 1σ fully consistent with the parallel one. For the observation of pointlike sources with well known source position both observation modes are equal. The convergent observation mode could be of same advantage for the observation of extended sources and for the search of new sources.

References

[Daum97] Daum A. et al., Astroparticle Physics 8 (1997) 1.

[Koehl96] Köhler C. et al., Astroparticle Physics 6 (1996) 77.

[Kohn96] Kohnle A. et al., Astroparticle Physics 5 (1996) 119.

[Lam97] H. Lampeitl, Diplomarbeit, MPI für Kernphysik, 1997

[Ulr96] M. Ulrich, Dissertation, MPI für Kernphysik, 1996

Literatur

[Aha97] F. Aharonian et al., MNRAS, 291, 162-176, 1997

[Aha99] F. Aharonian et al., Astronomy and Astrophysics, 349, 11-28, 1999

[Ame97] M. Amenomori et al.,
Proceedings of the 25th International Cosmic Ray Conference
Durban, 3, 117, 1997

[Aug96] Auger Collaboration,
Pierre Auger Project Design Report, Auger Collaboration, S.8, 1996

[Axf77] W.I. Axford,
Proc. 15th International Cosmic Ray Conference, 132, 11, 1977

[Bar98] S.W. Barwick et al., ApJ, 779-789, 498, 1998

[Bel78] A.R. Bell, MNRAS, 147, 182, 1978

[Bere00] E.G. Berezhko and H.J. Völk, im Druck, astro-ph/0004353

[Ber90] V.S. Berezinskii et al., Astrophysics of cosmic rays, Elsevier Science Publishing Company, 1990

[Ber00] K. Bernlöhr, Astroparticle Physics, 12, 255-268, 2000

[Ber] K. Bernlöhr, private Mitteilung,
URL: http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/ChLight/ChLat.html

[Ber93] D.L. Bertsch et al., ApJ, S.587, 416, 1993

[Bin87] J. Binney, S. Tremaine, Galactic Dynamics, Princeton Univ. Press, 1987

[Bla78] R.D. Blandford et al., ApJ, L29, 221, 1978

[Blu70] G.R. Blumenthal and R.J. Gould, Reviews of Modern Physics, 237-270, 42, 1970

[Bol99] O. Bolz, Diplomarbeit, MPI für Kernphysik, 1999

[Bor98] A. Borrione et al., ApJ, 175-179, 493, 1998

[Bra99] S.M. Bradbury et al., Proc. of the 26th International Cosmic Ray Conference
Salt Lake City, 5, 280, 1999

[Bul98] N. Bulian, Astroparticle Physics, 8, 223, 1998

[Dau97] Daum, A., et al., Astroparticle Physics, 1, 1-11, 1997

[Dav57] J.M. Davies and E.S. Cotten, Journal of Solar Energy 1, 1957

[Dye99] K.K. Dyer and S.P. Reynolds, ApJ, 526, 365-384, 1999

[DSS] Digitized Sky Survey,
Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., 1994
URL: http://skyview.gsfc.nasa.gov/

[Elt68] L. Eltermann,
Air Force Cambridge Res. Lab. Ref. 40. AFC RL-68-153, 1968

[Eng99] P. Engelmaier, O. Lehrhard, MNRS 304, 512-534, 1999

[Feg97] D.J. Fegan, J. Phys G: Nucl. Part. Phys, 23, 1013-1060, 1997

[Fich72] Fichtel et al., ApJ, 171, 31, 1972

[Fich75] Fichtel et al., ApJ, 198, 163, 1975

[Gai90] T.K. Gaisser,
Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press, 1990

[Gen97] R. Genzel et al., MNRAS 291, 219-234, 1997

[Geo88] Y.M. Georgelin and Y.P. Georgelin,
The Cambridge Atlas of Astronomy, 308, Ed. J. Audouze and G. Israel
Cambridge University Press, 1988

[Gil97] G. Gilmore, I.R. King, P. van der Kruit, The Milkyway as a Galaxy, University Science Books, 1990

[Gre98] D.A. Green, A Catalogue of Galactic Supernova Remanents,
Mullard Radio Astronomy Observatory, Cambride UK, 1998
URL: http://www.mrao/cam.uk/surveys/snrs/

[Har99] R.C. Hartman et al., ApJSS, 123, 79-202, 1999

[Hei44] W. Heitler, Quantum Theorie of Radiation, Oxford University Press, 2nd edition, 1944

[Hel83] O. Helene, NIM 212, 319-322, 1983

[Hem98] M. Hemberger, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1998

[Her96] G. Hermann, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1996

[Her97] G. Hermann, private Mitteilung

[Hes98] M. Hess, Dissertation, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1998

[Hil98] M. Hillas et al. ApJ, S. 744, 503, 1998

[Hof00] W.Hofmann et al., Astroparticle Physics, 12, 207, 2000

[Hub22] E.P. Hubble, ApJ, 162, 56

[Hun97] Hunter et al., ApJ 481, 205-240, 1997

[Iac98] L. Iacouci et al, Proc. 16th ECRS, Alcala Spain, Ed. Jose Medina, 363

[Jac83] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, Berlin, deGruyter, 1983

[Jel58] J. Jelly, Chernkov Radiation and its Application, Pergamon Press, 1958

[Kan55] I. Kant, Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels, [Nachdr. der Ausg.] Königsberg und Leipzig, Petersen, 1755 hrsg. von A. J. v. Oettinger, Verlag Harri Deutsch, 1999

[Kla97] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber, Teilchenastrophysik, Teubner Studienbücher, 1997

[Koe96] C. Köhler et al., Astroparticle Physics, 6, 423, 1996

[Koh96] A. Kohnle et al., Astroparticle Physics, 5, 119-131, 1996

[Koh99] A. Kohnle et al., Proc. of the 26th International Cosmic Ray Conference Salt Lake City, 5, 239, 1999

[Kon98] Konopelko et al., Proc. 16th ECRS, Alcala, Spain, Ed. Jose Medina, 523, 1998

[Kon99] A. Konopelko et al., Astroparticle Physics, 10, 275-289, 1999

[Kon98] A. Konopelko, A. Plyasheshnikov in preparation, 1998

[Kon99] A. Konopelko, private Mitteilung

[Kra72] W. Kraushaar et al., ApJ, 177, 341-363, 1972

[Kry77] G.F. Krymsky, Dok. Acad. Nauk. USSR, 1306, 234

[Lam99a] H. Lampeitl and W. Hofmann,
Convergent Observations with the stereoscopic HEGRA CT system,
Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector VI,
Snowbird, Utah, USA, 1999, astro-ph/9910461

[Lam99b] H.Lampeitl et al.,
Proc. of the 26th International Cosmic Ray Conference
Salt Lake City, 4, 81, 1999

[Leb00] S. LeBohec et al., astro-ph/0003265

[LiMa83] T. Li, Y. Ma, ApJ, 272, 317-324, 1983

[Lon92I] M.S. Longair,
High Energy Astrophysics, Cambride University Press, Vol. 1, 1992

[Lon92II] M.S. Longair,
High Energy Astrophysics, Cambride University Press, Vol. 2, 1992

[Mar97] P. Martinez and A. Klotz, A Practical Guide to CCD Astronomy,
Cambridge University Press, 1998

[May82] Mayer-Hasselwander et al., A&A, 105, 164-175, 1982

[Mül81] O. Muller et al., Geochimica et Cosmochimica Acta,447-460, 45, 1981

[Mwm] Astrophysics Data Facility, NASA/GSFC,
URL: http://adc.gsfc.nasa.gov/mw/milkyway.html

[Poh97] M. Pohl et al., ApJ, S.159, 491, 1997

[Poh98] M. Pohl and J.A. Esposito, ApJ, 327-338, 507

[Püh97] G. Pühlhofer, Astroparticle Physics, 8, 101-108, 1997

[Püh99] G. Pühlhofer,
Proc. of the 26th International Cosmic Ray Conference,
Salt Lake City, 3, 492, 1999

[Por97] T.A. Porter, R.J. Protheroe, J. Phys. G, 1765, 23

[Rey93] P.T. Reynolds et al., ApJ, 206-218, 404, 1993

[Ruz88] A.A. Ruzmaikin, A.M. Shukurov, D.D. Sokoloff,
Magnetic Fields of Galaxies, Kluwer Academic Publishers, 1988

[Saf97] S. Safi-Harb and H. Ögelmann, ApJ,483, 868-881, 1997

[Sch00] B. Schäfer, Diplomarbeit (in Vorbereitung), Universität Heidelberg, 2000

[Sla98] E. Slawick, U. Reichert,
Atlas der Sternbilder, Spektrum Akademischer Verlag, 140, 1998

[Sky2000] Warren, et al.,
American Astronomical Society Meeting, 191, S. 12812, 1997
URL: http://vizier.u-strasbg.fr

[Stu95] S.J. Sturner, C.D. Dermer, A&A, 293L, L17-L20, 1995

[Str00] A.W. Strong, et al. astro-ph/9811296, im Druck, ApJ, 537

[Cas98] C. Caso et al., The European Physical Journal, C3, 1, 1998
URL: http://pdg.lbl.gov/

[Tan98] T. Tanimori et al., ApJ L25, 497, 1998

[Tay93] J.H. Tayler et al., APJSS, 88, 529-568, 1993

[Ulr96] M. Ulrich Dissertation, MPI für Kernphysik, 1996

[Uns99] A. Unsöld, B. Baschek, Der neue Kosmos,
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1999

[Val95] J.P. Vallée, ApJ, 454, 119-124, 1995

[Val81] S.L. Valley, Handbook of Geophysics and Space Environments,
McGraw-Hill Book Company, 1965

[Wdo72] J. Wdowczyk et al., J. Phys, A5, 1419, 1972

[Wee89] T.C. Weeks et al., ApJ, 379-395, 342, 1989

[Wie98] B. Wiebel, Dissertation, WUB-DIS 98-9, BUGH Wuppertal, 1998

[Zea80] W.J. Zealey et al., MNRAS, 192, 731-743, 1980

Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei allen, die mir diese Arbeit ermöglichten und mich in den letzten Jahren auf unteschiedlichste Art unterstützten.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die Möglichkeit diese Arbeit durchzuführen, für die Freiheit bei der Bearbeitung, und besonders für die wertvollen Anregungen und Diskussionen während der Durchführung.

Herrn Prof. Dr. Völk und Prof. Dr. F. Aharonian möchte ich für die Unterstützung bei der Wahl des Themas danken.

Herrn Dr. K. Bernlöhr möchte ich für viele Einsichten in die Astrophysik, die Geheimnisse der Monte-Carlo-Simulationen und für seine hervorragenden Seminare und Vorlesungen danken.
Herrn Dr. S. Konopelko danke ich für den Einsatz bei der Durchführung der Monte Carlo Simulationen.
Herrn N. Bulian, Herrn H. Fuchs, R. Kankanian und M. 'Steini' Stein gilt mein Dank für ihren unermüdlichen Einsatz bei der Beseitigung aller Hardwareprobleme und für die gute Atmosphäre während zahlreicher La Palma Aufenthalte.
Dem Schichtpersonal während der Beobachtungskampagne H. Bohjar, H-G. Börst, J. Kettler, A. Konopelko, A. Heusler, A. Ibarra., I. de la Calle und F. Lucarelli danke ich für die gute Kooperation während der Beobachtungskampagne.
Herrn Dr. T. Kihm für das schnelle und unkomplizierte Lösen diverser Schwierigkeiten auf dem Rechnercluster.
Bei allen Mitgliedern der Heidelberger Tscherenkovgruppe O. Bolz, J. Dost, Dr. A. Heusler, Dr. G. Hermann, T. Hirsch, I. Jung, A. Katona, J. Kettler, Dr. A. Kohnle, Dr. H. Krawczynski, Dr. M. Panter, C. Peters, S. Preuß, G. Pühlhofer, B. Schäfer, T. Scholl, und Dr. C.A. Wiedner möchte ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken.
Den ehemaligen Mitgliedern der Heidelberger CT-Gruppe, Dr. M. Hess, Dr. A. Daum, Dr. C. Köhler, Dr. M. Ulrich, und Dr. M. Hemberger gilt mein Dank für die Einführung in das weite Feld der abbildenden Tscherenkovtechnik.
Weiterhin möchte ich mich bei Frau J. Suppanz für Ihren unermüdlichen Einsatz bei allen organisatorischen Fragen und Problemen bedanken.

Und nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern für deren Unterstützung auf diesem Weg bedanken.