INAUGURAL – DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich – Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht – Karls – Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Diplom–Physiker Markus Heß
aus Osterburken

Tag der mündlichen Prüfung: 6. Mai 1998

Untersuchung der Struktur
von Luftschauern
und
Suche nach
TeV–Gamma–Strahlung
von Supernova-Überresten

Gutachter: Prof. Dr. Werner Hofmann
Prof. Dr. Franz Eisele

Die abbildende Čerenkov-Technik stellt eine der leistungsfähigsten Ansätze zum Nachweis hochenergetischer ($\approx$ 1TeV) kosmischer γ-Strahlung dar. Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau des ersten stereoskopischen Systems von abbildenden Čerenkov-Teleskopen und stellt Ergebnisse der Analyse von Beobachtungsdaten dar. Die Beobachtung von Luftschauern mit mehreren Teleskopen gewährleistet die räumliche Rekonstruktion der Schauerachse und damit der Richtung des Primärteilchens. Dies eröffnet erstmals die Möglichkeit einer systematischen Untersuchung der Struktur der Bilder von Luftschauern als Funktion der Schauergeometrie.
Supernova-Überreste gelten als die wichtigsten Quellen der geladenen kosmischen Strahlung. Von diesen Objekten wird ebenfalls die Emission von TeV-γ-Strahlung erwartet, die durch Wechselwirkung der beschleunigten hadronischen Strahlung mit dem umgebenden Medium entsteht. Daher wurden die Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 mit dem Teleskopsystem beobachtet. Die Winkelauflösung von $<0.1^\circ$, einer der Vorteile der Stereoskopie, konnte bei der Suche nach Strukturen innerhalb dieser Objekte voll ausgeschöpft werden. Beide Objekte wurden sowohl als ausgedehnte Quellen behandelt, als auch nach Punktquellen abgesucht. In beiden Fällen konnte kein signifikanter Fluß von γ-Quanten nachgewiesen werden. Daher wurden obere Grenzen für den integralen Fluß oberhalb von 0.8 TeV berechnet. Unter der Annahme einer ausgedehnten Quelle ergeben sich Einschränkungen der Parameter, die den erwarteten Fluß mitbestimmen. Die Flußgrenzen unter der Annahme von Punktquellen geben Hinweise auf die Natur der von dem satellitengebundenen Detektor EGRET im Energiebereich von 30 MeV bis 1 GeV detektierten Quellen im Inneren der Supernova-Überreste.

The imaging atmospheric cherenkov technique is one of the most powerful tools to explore the cosmic γ-rays in the energy range of around 1 TeV. This work describes the first stereoscopic system of imaging cherenkov telescopes and presents first results. The observation of air showers with several telescopes allows the fully reconstruction of the shower axis and thus the direction of the incident particle. This opens up the possibility to investigate the structure of the images of air showers as a function of the shower geometry.
Supernova-Remnants (SNRs) are expected to be the main sources of the cosmic rays. The emission of TeV-γ-rays is caused by the interaction of the accelerated particles with the ambient matter. The SNRs G78.2+2.1 und IC 443 were observed for extended periods with the telescope system. The angular resolution of $<0.1^\circ$, one of the advantages of the stereoscopic approach, could fully be exploited by investigating the inner structure of these objects. Both SNRs were treated as extended sources as well as scanned for point sources. In both cases no significant flux of γ-rays could be detected. Therefore upper limits on the integral flux above 0.8 TeV were calculated. The upper limits on the SNRs as extended sources place constraints on parameters which determine the expected flux of these objects. The upper limits on the point sources give hints on the nature of the sources detected by the satellite experiment EGRET in the energy range between 30 MeV and 1 GeV within the SNRs G78.2+2.1 and IC 443 .

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **V**

1 Die kosmische Strahlung **1**

1.1 Quellen kosmischer Strahlung 1

1.1.1 Das Spektrum der kosmischen Strahlung 1

1.1.2 Energetische Anforderungen an eine Quelle kosmischer Strahlung 2

1.2 Supernova-Überreste als Teilchenbeschleuniger 4

1.2.1 Teilchenbeschleunigung an Schockfronten 4

1.2.2 Teilchenbeschleunigung in Supernova-Überresten 6

1.2.3 γ-Strahlung von Supernova-Überresten 8

2 Nachweis von Luftschauern mit Čerenkov-Teleskopen **11**

2.1 Entwicklung von Luftschauern 11

2.1.1 Elektromagnetische Schauer 11

2.1.2 Hadronische Schauer 12

2.2 Čerenkov-Licht von Luftschauern 15

2.2.1 Der Čerenkov-Effekt 15

2.2.2 Atmosphärisches Čerenkov-Licht 16

2.2.3 Absorption und Streuung von Čerenkov-Licht 17

2.3 Die abbildende Čerenkov-Technik 19

2.3.1 Bildentstehung in der Kamera 19

2.3.2 Stereoskopische Rekonstruktion 21

2.4 Das Nachthimmelslicht 22

3 Das HEGRA-Čerenkov-Teleskopsystem **25**

3.1 Anordnung und Inbetriebnahme der Teleskope 25

3.2 Die Teleskopmechanik 27

3.3 Die hochauflösende Kamera 27

3.3.1 Kameramechanik 27

3.3.2 Kamerapixel 29

3.4 Der Trigger 31

3.4.1 Lokale Triggerlogik 31
3.4.2 Zentrale Triggerlogik 34
3.5 Die Signaldigitalisierung 35

4 Analyse und Kalibration der Flash-ADC Daten **37**
4.1 Selektion der Flash-ADC Daten während der Datennahme 37
4.1.1 Lage des Auslesefensters 37
4.1.2 Signalselektion 38
4.2 Grundlegende Behandlung der Einzelpulse 39
4.2.1 Subtraktion der Nullinie 39
4.2.2 Digitale Rückfaltung 40
4.3 Bestimmung der Ankunftszeit im Einzelpixel 42
4.3.1 Ankunftszeit im Flash-ADC 42
4.3.2 Korrektur der Verzögerungszeit 43
4.3.3 Zeitauflösung im Einzelpixel 46
4.4 Die Bestimmung der mittleren Ankunftszeit in der Kamera 50
4.5 Die Bestimmung der Signalamplitude im Einzelpixel 51
4.5.1 Vernachlässigung der Zeitstruktur im Bild 51
4.5.2 Toleranz einer intrinsischen Zeitstruktur 53
4.6 Das Sättigungsverhalten des Flash-ADCs 54
4.6.1 Impulsantwort eines Kanals 54
4.6.2 Flash-ADC Sättigungskennlinie 55
4.7 Amplitudenkalibration 58
4.7.1 Absolute Kalibration 58
4.7.2 Langzeitstabilität der Verstärkung 61

5 Das Zeit- und Intensitätsprofil von Čerenkov-Bildern **63**
5.1 Die Bestimmung des Zeit- und Intensitätsprofils 63
5.1.1 Definition des Koordinatensystem 64
5.1.2 Die Überlagerung von Čerenkov-Bildern 64
5.1.3 Extraktion des Profils von γ-Schauern 66
5.2 Gemessene Zeit- und Intensitätsprofile 67
5.2.1 Die Selektion der Bilder 68
5.2.2 Zweidimensionales Profil von Čerenkov-Bildern 70
5.2.3 Longitudinales Profil von Čerenkov-Bildern 71
5.2.4 Transversales Profil von Čerenkov-Bildern 75
5.2.5 Einfluß der Vernachlässigung der Zeitstruktur auf die Gesamtlichtmenge . 77
5.3 Modell zur Berechnung des Zeitprofils 79
5.3.1 Beschreibung des Modells 80
5.3.2 Vergleich mit den Messungen 82
5.4 γ/Hadron-Separation aufgrund der Zeitstruktur 85

6 Suche nach TeV-γ-Strahlung von Supernova-Überresten **89**
6.1 Die Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 89
6.1.1 G78.2+2.1 90
6.1.2 IC 443 93
6.1.3 Erwarteter Fluß von γ-Strahlung 95
6.2 Die Datensätze 96
6.2.1 G78.2+2.1 -Datensatz 96
6.2.2 IC 443 -Datensatz 98
6.3 Verarbeitung der Daten 99
6.3.1 Analyse der Čerenkov-Bilder 99
6.3.2 Rekonstruktion der Schauerachse 103
6.4 Kalibration mit Monte Carlo Daten 103
6.4.1 Der Monte Carlo Datensatz 104
6.4.2 Verarbeitung der Monte Carlo Daten 104
6.4.3 Die Normierung der Bildparameter 106
6.4.4 Vergleich der Bildparameter von hadronischen Schauern 107
6.4.5 Vergleich der Bildparameter von γ-Schauern 110
6.4.6 γ-Hadron-Separation 112
6.5 Die Bestimmung des integralen Flusses 117
6.5.1 Die Bestimmung der Energieschwelle 117
6.5.2 Flußbestimmung 118
6.6 Resultate 119
6.6.1 Der Fluß des Krebsnebels 119
6.6.2 G78.2+2.1 und IC 443 als ausgedehnte Quellen 121
6.6.3 Punktquellen innerhalb von G78.2+2.1 und IC 443 124
6.7 Diskussion der Meßergebnisse 127
6.7.1 Vergleich : Theorie – Experiment 127

Zusammenfassung **133**

Literaturverzeichnis **137**

Einleitung

Als Viktor Hess 1912 die kosmische Strahlung entdeckte, konnte er nicht die weitreichenden Konsequenzen erahnen, die seine Entdeckung nach sich ziehen würde. Es entwickelte sich ein neuer Forschungszweig, welcher mit den unterschiedlichsten Ansätzen die Natur und den Ursprung der kosmischen Strahlung zu ergründen versucht. So weiß man heute, daß die kosmische Strahlung zum größten Teil aus Hadronen (Protonen, α-Teilchen und schweren Kernen) besteht, deren Energiespektrum sich bis zu Energien von mehr als 10^{20} eV erstreckt [Allkofer 75].
Die ersten Jahrzehnte nach der Entdeckung der kosmischen Strahlung waren von teilchenphysikalischen Aspekten geprägt. So wurde zum Beispiel das Myon als Teil der Höhenstrahlung im Jahre 1937 von Anderson und Neddermeyer in Blasenkammeraufnahmen entdeckt. Die Entwicklung von Teilchenquellen und Teilchenbeschleunigern auf der Erde drängte die Bedeutung der kosmischen Strahlung hinsichtlich der Untersuchung neuer Teilchen wieder in den Hintergrund, da diese nun unter reproduzierbaren experimentellen Bedingungen effizienter erforscht werden konnten. Von großem Interesse blieb jedoch weiter die Frage nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung. Mit dieser bis heute nicht eindeutig beantworteten Frage, beschäftigen sich viele Forschungsgruppen auf der ganzen Welt. Schon 1934 kamen erste Vermutungen auf, welche Supernova-Überreste als die Quellen der kosmischen Strahlung in Betracht zogen [Baade 34]. Diese Annahme erhärtete sich und blieb bis in die heutige Zeit erhalten. Die theoretischen Argumente fußen im wesentlichen auf einem energetischen Argument, nachdem Supernova-Explosionen die einzigen bekannten Abläufe in der Milchstraße sind, bei denen eine ausreichende Energiemenge frei wird, um den Luminositätsverlust der geladenen hadronischen kosmischen Strahlung durch deren Entweichen aus der Milchstraße auszugleichen. Des weiteren wurde ein schlüssiges theoretisches Konzept zur Beschleunigung der geladenen kosmischen Strahlung in Supernova-Überresten entwickelt, dessen Ursprünge auf eine Idee von Fermi im Jahre 1949 zurückgehen [Fermi 49]. Ein direkter experimenteller Beweis dieser Annahme steht immer noch aus.
Eine experimentelle Schwierigkeit besteht in der Ablenkung der geladenen Komponente der kosmischen Strahlung durch die irregulären Magnetfelder innerhalb der Milchstraße. Die Messung der Richtung eines geladenen Teilchens auf der Erde läßt damit keine Rückschlüsse auf dessen Ursprungsort zu. Die elektrisch neutrale Komponente macht nur einen geringen Anteil am gesamten Fluß der kosmischen Strahlung aus. Es handelt sich dabei um Neutrinos und γ-Quanten, bei denen angenommen wird, daß sie zum Teil in den gleichen Quellen produziert werden, wie die geladene Komponente der kosmischen Strahlung. Sie entstehen dabei gewissermaßen als Neben-

produkt durch Wechselwirkung der beschleunigten geladenen Teilchen mit den Atomkernen oder Feldern des umgebenden Mediums. Da sich die elektrisch neutralen Teilchen unbeeinflußt von den Magnetfeldern ausbreiten, können sie als Meßsonden herangezogen werden, um die Quellen der kosmischen Strahlung zu identifizieren.
Der Nachweis von Neutrinos erweist sich aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts mit Materie als aufwendig. Um eine ausreichende Zählrate zu erhalten ist ein großes Nachweisvolumen notwendig. Es sind sogenannte Neutrino-Teleskope im Aufbau, die im Eis der Antarktis oder in großen Gewässern eingebettet sind, und ein geometrisches Volumen in der Größenordnung von einem Kubikkilometer abdecken [Resvanis 96].
γ-Quanten können ebenfalls als Meßsonden bei der Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung eingesetzt werden. Dabei tritt ein im Vergleich zu Neutrinos konträres Problem auf : Die Atmosphäre ist für γ-Quanten praktisch undurchlässig. Daher wurden ballon- und satellitengebundene Detektoren entwickelt, welche die γ-Strahlung in den oberen Atmosphärenschichten oder über denselben nachweisen. Ein Beispiel für ein solches Experiment ist der EGRET Detektor [Dingus 95] auf dem Compton-Observatorium, welcher seit 1991 in Betrieb ist [Schönfelder 92]. Die Nachweisfläche von Satellitenexperimenten ist aus technischen und finanziellen Gründen beschränkt. Da der Fluß der Strahlung mit zunehmender Energie stark abnimmt, ist der Energiebereich, innerhalb dessen γ-Quanten mit ausreichender Statistik nachgewiesen werden können, eingeschränkt. Der EGRET Detektor ist bis zu einer Energie von einigen GeV ausgelegt. Darüber hinaus ist mit den gegenwärtig in Betrieb befindlichen satellitengebundenen Experimenten keine signifikante Messung möglich.
Bei sehr hohen Energien macht man sich stattdessen die Wechselwirkung des primären Quants mit der Atmosphäre zunutze. Ein hochenergetisches Teilchen löst einen Luftschauer aus, dessen Sekundärprodukte auf der Erdoberfläche mit Teilchenzählern nachgewiesen werden. Die effektive Nachweisfläche ist dabei durch die räumliche Verteilung der Sekundärteilchen auf dem Erdboden bestimmt, die im Bereich mehrerer hundert Meter Durchmesser liegt. Diese Nachweistechnik ist nur für Energien oberhalb von etwa 20 TeV praktikabel, da bei geringerer Energie zu wenig Sekundärteilchen die Erdoberfläche erreichen. Eine γ-Quelle konnte mit dieser Technik bisher jedoch nicht detektiert werden.
Um die Energielücke zwischen den Satellitenexperimenten und den Teilchenarrays zu verkleinern, wurde in den letzten Jahren die γ-Astronomie mit abbildenden Čerenkov-Teleskopen vorangetrieben, einem jungen Teilbereich der γ-Astronomie. Dabei wird das Čerenkov-Licht nachgewiesen, dessen Emission von relativistischen Elektronen und Positronen innerhalb des Luftschauers angeregt wurde. Das Čerenkov-Licht erreicht die Erdoberfläche auch wenn die Sekundärteilchen selbst nicht bis dorthin durchdringen. Sowohl Teilchenarrays als auch Čerenkov-Teleskope haben mit dem großen hadronischen Untergrund zu kämpfen, der den größten Anteil der kosmischen Strahlung ausmacht. Mit gegenwärtig im Betrieb befindlichen Čerenkov-Teleskopen erreicht man eine Energieschwelle von einigen Hundert GeV, so daß die Energielücke zwischen den Satelliten und den Teilchenarrays noch nicht vollständig abgedeckt ist. Mit für die Zukunft geplanten Satellitenexperimenten [GLAST], Čerenkov-Teleskopsystemen [HESS] und [VERITAS], Einzelteleskopen [MAGIC] und anderen bodengebundenen Experimenten zum Nachweis von Čerenkov-Licht [CELESTE] und [STACEE] wird die Energielücke vollständig geschlossen. Mit

der abbildenden Čerenkov-Technik konnten bisher sowohl galaktische Quellen, wie der Krebsnebel [Weekes 89] als auch extragalaktische Quellen wie die aktiven Galaktischen Kerne Mkn 421 [Punch 92] und Mkn 501 [Kerrick 95] nachgewiesen werden.
Die HEGRA-Kollaboration (**H**igh-**E**nergy-**G**amma-**R**ay-**A**stronomy) betreibt seit mehreren Jahren auf der kanarischen Insel La Palma einen Detektorkomplex zum Nachweis hochenergetischer Luftschauer. Innerhalb der letzten drei Jahren ist es gelungen das erste stereoskopische System von abbildenden Čerenkov-Teleskopen in der Welt aufzubauen und in Betrieb zu setzen. Dies erlaubt die gleichzeitige Beobachtung eines Luftschauers mit mehreren Teleskopen und damit die eindeutige dreidimensionale Rekonstruktion der Schauerachse. Fast die komplette mehrstufige Triggerlogik und die komplette Ausleseelektronik, deren Herzstück das 120 MHz Flash-ADC System darstellt, wurde im Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg entwickelt und gebaut. Das System von abbildenden Čerenkov-Teleskopen bietet den Vorteil einer eindeutigen Richtungsbestimmung des primären Quants mit einer Genauigkeit $<0.1^\circ$, einer Energieauflösung von $<20\%$ und einer effizienten Diskriminierung des Typs des Primärteilchens [Daum 97]. Aufgrund des großen Gesichtsfeldes von 4.6° ist es zur Beobachtung von ausgedehnten Quellen wie Supernova-Überresten ausgelegt.
Aus der Aufbauphase und der ersten Betriebsphase des Teleskopsystems ergab sich der Inhalt der vorliegenden Arbeit, die sich in zwei Teilbereiche gliedert : Ein Schwerpunkt liegt auf dem technischen Aufbau des Teleskopsystems und der Analyse der Daten in technischer Hinsicht. Der zweite Schwerpunkt gründet sich auf der Analyse der Daten, die bei der stereoskopischen Beobachtung von Supernova-Überresten genommen wurden.
Im ersten Kapitel wird eine Einführung in die kosmische Strahlung und eine Beschreibung von Supernova-Überresten gegeben. In Kapitel II werden die Grundlagen der Schauerphysik und die Funktionsweise von abbildenden Čerenkov-Teleskopen beschrieben, bevor in Kapitel III der Aufbau des HEGRA-Čerenkov-Teleskopsystems dargelegt wird. Kapitel IV beschreibt den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Algorithmus zur Analyse der Flash-ADC Daten, der die weitere Analyse der Kamerabilder hinsichtlich ihrer Amplituden- und Zeitinformation ermöglicht. Dadurch ergibt sich zusammen mit der stereoskopischen Rekonstruktion erstmalig die Möglichkeit der systematischen Untersuchung des Intensitäts- und Zeitprofils von Čerenkov-Bildern als Funktion der Schauergeometrie anhand experimenteller Daten. Diese Untersuchungen bilden den Inhalt von Kapitel V. Die Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 konnten zum ersten Mal mit einem stereoskopischen System von Čerenkov-Teleskopen beobachtet werden, um der Frage nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung nachzugehen. Die Analyse dieser Daten und der Vergleich der Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen wird in Kapitel VI behandelt.

Kapitel 1

Die kosmische Strahlung

Das Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung ist bis zu Energien von mehr als 10^{20} eV bestimmt worden. Der Ursprung der Teilchen derart hoher Energie ist jedoch immer noch ungeklärt, obschon sich seit Jahrzehnten ein ganzer Forschungszweig mit dieser Frage beschäftigt. Aufgrund sehr plausibler Theorien und indirekter Messungen sind Supernova-Überreste mittlerweile als eine mögliche Produktionsstätte dieser hochenergetischen Teilchen allgemein anerkannt. Ein direkter Nachweis dieser Annahme steht noch aus. Dieses Kapitel legt die Gründe für die Favorisierung von Supernova-Überresten als Teilchenbeschleuniger dar und gibt einen Einblick in die Teilchenbeschleunigung in Supernova-Überresten (Kap. 1.1.1-1.2.2). Schließlich werden die Möglichkeiten eines direkten experimentellen Nachweises dieser Hypothese vorgestellt (Kap. 1.2.3).

1.1 Quellen kosmischer Strahlung

1.1.1 Das Spektrum der kosmischen Strahlung

Abbildung 1.1 zeigt das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung im hochenergetischen Bereich von 10^8 eV bis 10^{20} eV [Auger 96]. Bei einer Energie von etwa 1 TeV pro Kern besteht die hadronische kosmische Strahlung aus $\approx 43\%$ Protonen, 26% α-Teilchen und aus 31% schweren Kernen [Wiebel 94]. Das differentielle Energiespektrum läßt sich bis zu einer Energie von etwa $3{\cdot}10^{15}$ eV mit einem Potenzgesetz der Form $E^{-2.7}$ beschreiben, wobei der Exponent je nach Typ des Hadrons leicht variiert. Darüber hinaus - oberhalb des sogenannten Knies der kosmischen Strahlung - wird das Spektrum steiler. Der Grund für dieses Abknicken des Spektrums ist noch unklar. Man nimmt jedoch an, daß sich der Produktionsmechanismus der Teilchen bzw. sich die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ändert. Im weiteren sollen die in Frage kommenden Quellen der Teilchen unterhalb des Knies untersucht werden. Es wird vermutet, daß sie überwiegend galaktischen Ursprungs sind.

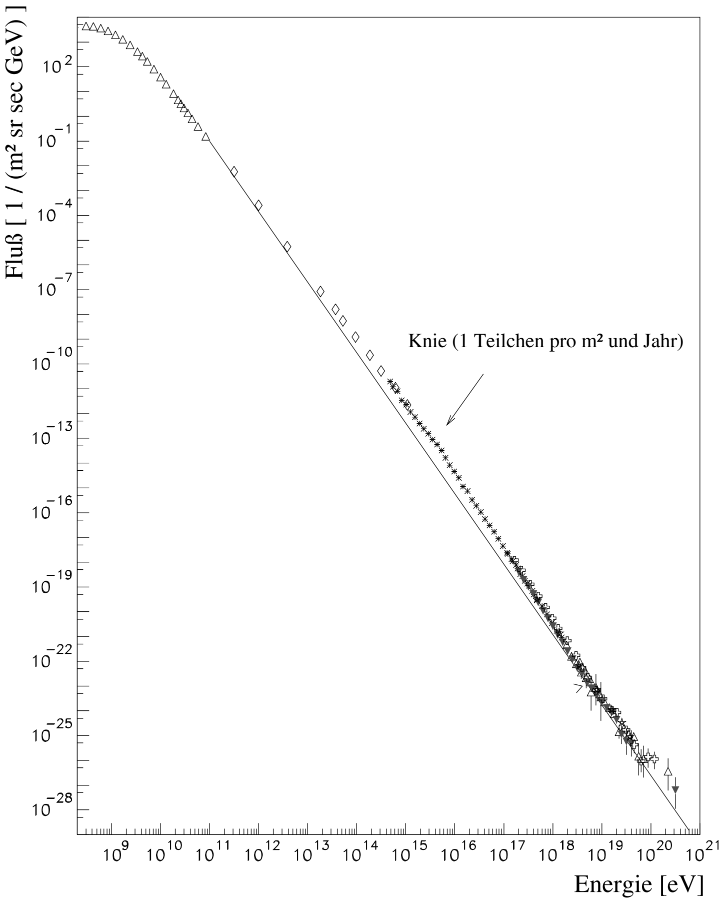

Abbildung 1.1: *Differentielles Energiespektrum der hadronischen geladenen kosmischen Strahlung [Auger 96].*

1.1.2 Energetische Anforderungen an eine Quelle kosmischer Strahlung

Die Energiedichte der kosmischen Strahlung in der Milchstraße wird, abgesehen von der direkten Umgebung der Quellen selbst, als räumlich konstant angenommen. Diese Annahme ist zumindest im Energiebereich von EGRET (10 MeV - 10 GeV) experimentell bestätigt worden z.B.[Hunter 97]. Zusammen mit der Verweildauer der Teilchen innerhalb unserer Galaxie folgt damit eine Anforderung an den Energieausstoß der Teilchenbeschleuniger. Dies grenzt die in Frage kommenden galaktischen Objekte weitgehend ein. Ausgehend von der Energiedichte der kosmischen Strahlung E_c, des Volumens unserer Galaxie V und der Masse des interstellaren Gases M ergibt sich die Energieverlustrate $\dot{E}_{CR}$ der kosmischen Strahlung durch deren Verlassen unserer Galaxie :

$$\dot{E}_{CR} = \frac{E_c \cdot V}{t} = \frac{E_c \cdot M \cdot c}{x} \quad \text{mit} \quad M = \rho \cdot V \quad \text{und} \quad x = \rho \cdot t \cdot c \tag{1.1}$$

Dabei bezeichnet t die mittlere Verweildauer der Teilchen in der Galaxie und x die effektive Flächendichte, die ein Teilchen der kosmischen Strahlung während seines Aufenthalts in der Galaxie durchläuft. Die mittlere Verweildauer t und damit die effektive Flächendichte x sind energieabhängig. Sowohl aus Messungen der Energieabhängigkeit des Verhältnisses der primären und der sekundären Teilchen der kosmischen Strahlung[1] [Swordy 90] als auch aus einer Theorie zur Ausbreitung der kosmischen Strahlung [Ptuskin 97] folgt ein Abnehmen der effektiven Flächendichte x mit zunehmender Energie E :

$$x = 6.9 \cdot \left(\frac{R}{20\ GeV}\right)^{-0.6} \frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2} \quad \text{mit} \quad R = \frac{E}{Z \cdot e} \tag{1.2}$$

Dabei bezeichnet R die magnetische Steifigkeit eines Teilchens, welche mit zunehmender Energie E und abnehmender Ladung Z ansteigt. Das Quellenspektrum der kosmischen Strahlung muß demnach härter sein als es im Sonnensystem gemessen wird. Berechnungen zeigen, daß das differentielle Quellenspektrum proportional zu $E^{-2.7+\delta}$ ist, wenn das beobachtete Spektrum proportional zu $E^{-2.7}$ ist, mit $\delta \approx 0.6$ [Ptuskin 97].
Mit Gleichung 1.1 und Abhängigkeit 1.2 ergibt sich die Energieverlustrate $\dot{E}_{CR}$ der kosmischen Strahlung damit zu :

$$\dot{E}_{CR} \approx 1.5 \cdot 10^{41}\ \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{sec}} = 1.5 \cdot 10^{34}\ \mathrm{Watt} \tag{1.3}$$

Es gilt nun galaktische Objekte zu identifizieren, welche aufgrund ihres Energieausstoßes und ihrer Häufigkeit in unserer Galaxie in der Lage sind eine solche Energiemenge im Mittel nachzuführen. Es stellt sich heraus, daß die einzigen in Frage kommenden bekannten Objekte Supernova-Überreste sind. Eine Supernova-Explosion setzt im Mittel eine mechanische Energie E_{sn} von 10^{51} erg frei. Diese resultiert aus der kinetischen Energie von ein bis mehreren Sonnenmassen, die bei der Explosion mit einer Geschwindigkeit v_0 von etwa $10^4 \frac{km}{sec}$ ausgeworfen werden. Aus Beobachtungen gleichartiger Galaxien ergibt sich eine Supernova-Explosionsrate ν_{sn} von etwa $\frac{1}{30}\mathrm{y}^{-1}$ in der Milchstraße. Der mittlere Energieausstoß $\dot{E}_{sn}$ der Supernova-Explosionen beläuft sich damit auf :

$$\dot{E}_{sn} \approx 10^{42}\ \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{sec}} = 10^{35}\ \mathrm{Watt} \tag{1.4}$$

Wird bei diesen Explosionen die freiwerdende mechanische Energie mit einer Effizienz Θ zwischen 10% und 20% zur Beschleunigung von Teilchen verwendet, könnte damit die Energieverlustrate $\dot{E}_{CR}$ durch das Verlassen der kosmischen Strahlung unserer Galaxie wieder aufgefüllt werden. Andere bekannte galaktische Objekte und Effekte wie Pulsare und galaktische Winde führen bei genauer Betrachtung zu Energieausstößen, die um mindestens eine Größenordnung unter der Verlustrate $\dot{E}_{CR}$ der kosmischen Strahlung liegen. Diese scheiden damit als wichtigste Quellen kosmischer Strahlung aus.
Die bisherige Argumentation beruhte ausschließlich auf rein energetischen Aspekten. Die Umsetzung der mechanischen Energie der ausgeworfenen Materie in die Energie einzelner geladener Teilchen erfolgt durch die sogenannte Schockbeschleunigung, die im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

[1] Primäre Teilchen sind in diesem Zusammenhang Teilchen, welche innerhalb der Quelle produziert wurden, während sekundäre Teilchen während der Ausbreitung der primären Teilchen in der Milchstraße durch Spallation mit dem interstellaren Medium entstanden sind.

1.2 Supernova-Überreste als Teilchenbeschleuniger

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Theorie zur Beschleunigung kosmischer Strahlung in Supernova-Überresten gegeben. Vertiefende Einblicke in diese Theorie finden sich u.a. in [Bogdan 83], [Drury 89] und [Dorfi 90].

1.2.1 Teilchenbeschleunigung an Schockfronten

E. Fermi schlug schon 1949 ein Modell vor, das die Beschleunigung von geladenen Teilchen an Plasmawolken beschreibt, welches den Grundstein für die weiter entwickelten und verfeinerten Modelle legte [Fermi 49]. Eine Weiterentwicklung des von Fermi ursprünglich vorgeschlagenen Modells beschreibt die Beschleunigung von Teilchen an einer sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegenden ebenen Plasmafront (Schockfront). Dieses Modell wird aus Gründen, die später ersichtlich werden, als Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung bezeichnet, während das ursprünglich von Fermi eingeführte Modell als Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung bezeichnet wird. Es werden hier die Grundzüge und die Folgerungen des Modells der Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung vorgestellt, die sich im wesentlichen an den Ausführungen von [Gaisser 90] orientieren. Detaillierte Literatur zu diesem Thema findet sich u.a. in [Axford 81], [Drury 83] und [Blandford 87].
Eine Schockwelle beschreibt die Abbremsung, Kompression und Aufheizung eines Gases, das sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegt. Handelt es sich dabei um Plasma, so wird das 'eingefrorene' Magnetfeld ebenfalls komprimiert. Die folgenden Betrachtungen werden zum einen im Laborsystem (ohne ' versehene Größen) und im Ruhesystem des Gases hinter der Schockfront (mit ' versehene Größen) durchgeführt (Abbildung 1.2). Im Laborsystem bewege sich die Schockfront mit der Geschwindigkeit u_1 nach links. Das von der Schockwelle überlaufene Gas bewegt sich mit der Geschwindigkeit $\vec{u}_2$ relativ zur Schockfront von derselben weg. Im Laborsystem bewegt sich das Gas damit mit der Geschwindigkeit $v = -u_1 + u_2$ nach links. Ein geladenes Teilchen der Energie E_1 soll unter dem Winkel Θ_1 relativ zum Normalenvektor der Schockfront hinter die Schockfront einfallen. Im Ruhesystem des Gases hinter der Schockfront hat das Teilchen dann die Energie E_1' :

$$E_1' = \gamma \cdot E_1 \cdot (1 - \beta \cdot \cos\Theta_1) \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{1.5}$$

Das Teilchen wird elastisch an Inhomogenitäten des Magnetfelds gestreut und kann dabei nach genügend vielen Streuungen wieder vor die Schockfront treten. Da alle Streuungen am Magnetfeld im Ruhesystem des Gases hinter der Schockfront elastisch sind, ist dabei $E_2' = E_1'$. Für die Energie E_2 im Laborsystem gilt dabei :

$$E_2 = \gamma \cdot E_2' \cdot (1 + \beta \cdot \cos\Theta_2') \tag{1.6}$$

Durch Zusammenfassen von Gleichung 1.5 und 1.6 ergibt sich der relative Energiegewinn ζ eines Teilchens durch Streuung hinter und wieder vor die Schockfront - im Folgenden als Beschleunigungszyklus bezeichnet, welcher von den Eintrittswinkeln Θ_1 und Θ_2' abhängt :

$$\zeta = \frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cdot \cos\Theta_1 + \beta \cdot \cos\Theta_2' - \beta^2 \cdot \cos\Theta_1 \cdot \cos\Theta_2'}{1-\beta^2} - 1 \tag{1.7}$$

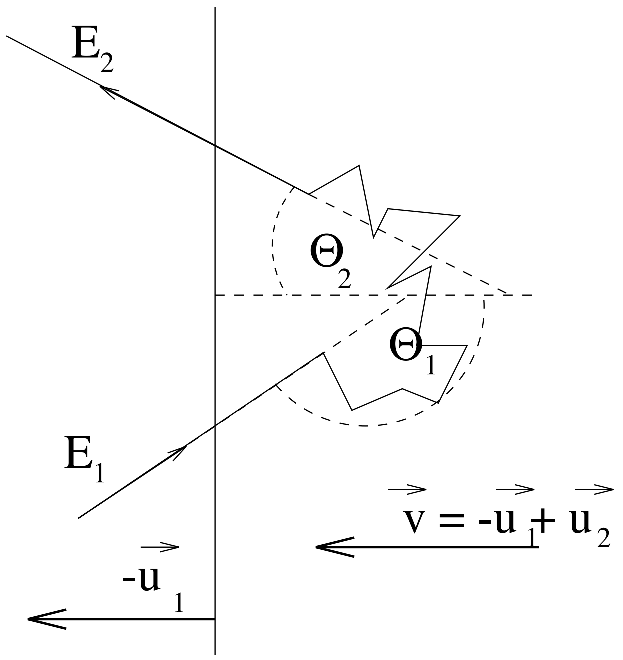

Abbildung 1.2: *Schematische Darstellung der Streuung eines geladenen Teilchens an einer Schockwelle im Laborsystem.*

Es zeigt sich, daß sich für alle Winkel Θ_1 und Θ_2' ein Energiegewinn ergibt ($\zeta > 0$). Durch Mittelung über alle Winkel Θ_1 und Θ_2' erhält man den mittleren Energiegewinn eines Teilchens während eines Bechleunigungszyklus :

$$\zeta = \frac{1 + \frac{4}{3} \cdot \beta + \frac{4}{9} \cdot \beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3} \cdot \beta \tag{1.8}$$

Dabei wird die Schockfront als unendlich groß angenommen. Da der mittlere Energiegewinn linear in β ist, nennt man dieses Modell Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung.[1]
Das Energiespektrum der beschleunigten Teilchen läßt sich ebenfalls herleiten : Durchläuft ein Teilchen der Anfangsenergie E_0 den Beschleunigungszyklus n-mal, so wird es danach die Energie E_n haben :

$$E_n = E_0 \cdot (1 + \zeta)^n \tag{1.9}$$

Die Anzahl der notwendigen Beschleunigungszyklen, um die Energie E zu erreichen, beläuft sich damit auf :

$$n = \frac{\ln \frac{E}{E_0}}{\ln (1 + \zeta)} \tag{1.10}$$

[1]In dem von Fermi ursprünglich vorgeschlagenen Modell ergibt sich eine Abhängigkeit des mittleren Energiegewinns ζ von β^2, weshalb es die Bezeichnung Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung trägt.

Wenn p die Wahrscheinlich ist, den Bereich der Schockfront zwischen zwei Beschleunigungszyklen zu verlassen, ergibt sich der Anteil der Teilchen oberhalb der Energie E durch :

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1-p)^m = \frac{(1-p)^n}{p} = \frac{1}{p} \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \tag{1.11}$$
$$\text{mit} \quad \gamma = \frac{\ln \frac{1}{1-p}}{\ln 1+\zeta} \approx \frac{p}{\zeta} = \frac{1}{\zeta} \cdot \frac{t_z}{t_{esc}}$$

Dabei gibt t_z die typische Zeitdauer eines Beschleunigungszyklus und t_{esc} die Zeitdauer für das Entweichen eines Teilchens aus der Nähe der Schockfront an. Der beschriebene Fermi-Mechanismus produziert also ein Energiespektrum der beschleunigten Teilchen, welches einem Potenzgesetz folgt. Für den Fall der Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung folgt für den spektralen Index des integralen Energiespektrums [Gaisser 90] :

$$\gamma \approx 1 + \frac{4}{M^2} \quad \text{mit} \quad M = \frac{u_1}{c_1} \gg 1 \tag{1.12}$$

Dabei bezeichnet c_1 die Schallgeschwindigkeit und damit M die Mach'sche Zahl. Der integrale spektrale Index γ ergibt sich damit auf natürliche Weise sehr nahe dem Wert von 1.1, den man aufgrund der Messungen (Abb. 1.1) und der energieabhängigen Ausbreitung der kosmischen Strahlung in der Galaxie (Gl. 1.2) erwarten würde.
Da die Teilchen hoher Energie sehr viele Beschleunigungszyklen durchlaufen müssen, existiert eine Maximalenergie E_{max}, welche durch t_z und die Lebensdauer t_l des Teilchensbeschleunigers - hier die Bewegung der Schockfront - gegeben ist :

$$E_{max} = E_0 \cdot (1+\zeta)^{\frac{t_l}{t_z}} \tag{1.13}$$

Um das gemessene Spektrum der kosmischen Strahlung zu erklären, muß E_{max} in dem Bereich des Knies der kosmischen Strahlung liegen.

1.2.2 Teilchenbeschleunigung in Supernova-Überresten

Abbildung 1.3 zeigt eine schematische Darstellung der Entwicklungsstufen einer Supernova-Explosion [Kirk 94]. Bei einer Supernova-Explosion wird eine Materiemenge von mehreren Sonnenmassen ausgehend von der Position des Vorgängersterns mit einer Geschwindigkeit von mehreren Tausend Kilometern pro Sekunde in das ursprünglich ungestörte umgebende interstellare Medium hinein radial ausgeworfen. Die vorderste Front dieser ausgeworfenen Materie drückt die umgebende Materie weg und beschleunigt diese auf Überschallgeschwindigkeit. Dadurch bildet sich eine Schockfront aus, die das Plasma erhitzt und beschleunigt. Durch den Rückstoß auf die ausgeworfene Materie bildet sich eine rückwärtslaufende Schockwelle aus, welche die nach außen laufende Auswurfmasse weiter erhitzt und abbremst. Bis die äußere Schockwelle eine Materiemenge überlaufen hat, die etwa der ursprünglich ausgeworfenen Masse entspricht, bewegt sich die Schockwelle mit konstanter Geschwindigkeit. Diese Phase der freien Ausdehnung der Schockwelle wird in der Literatur als *Sweep-up* Phase bezeichnet. Nach Beendigung dieser Phase, was typischerweise nach einigen Hundert Jahren der Fall ist, tritt eine signifikante Abbremsung der äußeren Schockfront ein. Damit beginnt die sogenannte *adiabatische* oder *Sedov* Phase, die typischerweise viele Tausend Jahre andauert. Die Bezeichnung rührt zum einen daher, daß die Explosionsenergie nicht nach außen abgegeben wird und in dem heißen Gas verbleibt, und zum anderen geht sie auf Sedov zurück, der eine Beschreibung der dynamischen Entwicklung während dieser Phase vorschlug [Sedov 59] und [Taylor 50]. Während dieser Phase wächst die radiale Ausdehnung des Supernova-Überrests nur noch proportional zu $t^{2/5}$. Das Ende der *Sedov* Phase und

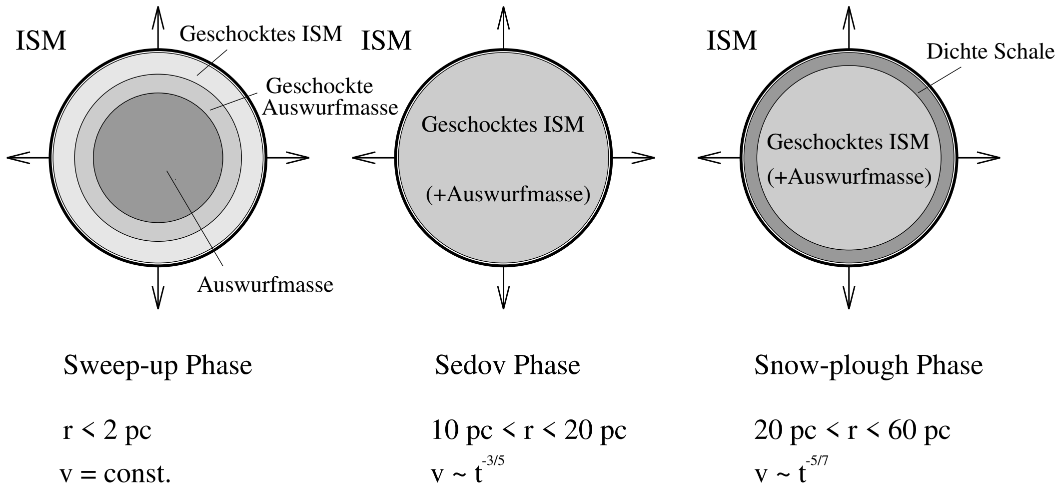

Abbildung 1.3: *Schematische Darstellung der drei wichtigsten Entwicklungsphasen eines Supernova-Überrests [Kirk 94].*

damit der Beginn der *Snow-plough* Phase tritt ein, wenn der Druck im Innern des Supernova-Überrests etwa auf den Druck der umgebenden Materie abgefallen ist. Der Supernova-Überrest dehnt sich dann nur noch proportional zu $t^{2/7}$ aus. Schließlich wird die Bewegung der Schockwelle praktisch vernachlässigbar, wenn die Expansionsgeschwindigkeit unter die Schallgeschwindigkeit der umgebenden Materie sinkt : Die Supernova-Explosion ist dann abgeschlossen.
Hinsichtlich der Beschleunigung von Teilchen ist die *Sweep-up* und die *Sedov* Phase von größter Bedeutung, da während dieser Phasen die höchste Energiedichte in der Nähe der Schockfront vorliegt. Die Anwendung des Modells der Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung auf diese Phasen kann auf verschiedene Weisen erfolgen. Das einfachste Modell ist das sogenannte Testteilchenmodell, das Wechselwirkungen der beschleunigten Teilchen untereinander und Rückkopplungen auf die Eigenschaften des Plasmas nahe der Schockfront vernachlässigt. Die Testteilchen sind dabei in eine sich zeitlich ändernde Umgebung eingebettet. Die Zeitabhängigkeit folgt aus den hydrodynamischen Gesetzen, angewendet auf die Dynamik der Explosion der Supernova. In diesem Modell ergibt sich eine obere Grenzenergie E_{max} von etwa 100 TeV [Cesarsky 81], [Ginzburg 81] und [Lagage 83].
In verfeinerten Modellen wird der Einfluß der beschleunigten Teilchen auf die Dynamik der Schockfront berücksichtigt [Axford 77], [Axford 82] und [Drury 81]. Für die Effizienz Θ der Umwandlung der mechanischen Energie in die Energie der beschleunigten Teilchen, ergeben sich

durchweg Werte von bis zu 20 oder gar 30%, bei guter Übereinstimmung mit der getroffenen Abschätzung in den Gleichungen 1.3 und 1.4.
Die Freisetzung der beschleunigten Teilchen findet erst statt, wenn die Geschwindigkeit der Schockfront unter die Alfvén-Geschwindigkeit $v_A \approx$ 30-100$\frac{km}{sec}$ des umgebenden Mediums fällt. Die Teilchen sind also im Mittel für eine Zeitdauer von mehreren 1000 Jahren innerhalb des Supernova-Überrests gefangen, ehe sie entweichen und sich in der Galaxie ausbreiten können.

1.2.3 γ-Strahlung von Supernova-Überresten

Geladene Hadronen, die in Supernova-Überresten beschleunigt wurden, können nicht zum Nachweis der Quelle herangezogen werden, da sie nach ihrem Entweichen aus dem Supernova-Überrest durch die galaktischen Magnetfelder in undefinierbarer Weise abgelenkt werden, und somit bei ihrem Eintreffen auf der Erde nicht auf ihre Quelle zurückweisen. Während der Expansion der Supernova herrscht im Inneren eine erhöhte Dichte kosmischer Strahlung. Diese kann durch Wechselwirkungen mit den Atomkernen des umgebenden Gases neutrale Pionen erzeugen, die wiederum fast ausschließlich in hochenergetische γ-Quanten zerfallen, welche sich geradlinig durch die Galaxie ausbreiten und somit auf deren Ursprungsort zurückweisen. Detaillierte Literatur zur Bestimmung der γ-Leuchtkraft von Supernova-Überresten findet sich u.a. in [Dorfi 91], [DAV 94], [Naito 94] und [Berezhko 97]. An dieser Stelle werden die wichtigsten Schlußfolgerungen zusammengestellt, die aus [DAV 94] folgen :
Die Energie der emittierten γ-Quanten folgt einem Potenzspektrum, dessen integraler spektraler Index im wesentlichen dem, der im Supernova-Überrest beschleunigten geladenen Teilchen folgt, und damit zwischen 1.1 und 1.3 liegt. Der integrale spektrale Index der diffusen galaktischen γ-Strahlung - hervorgerufen durch die Wechselwirkungen des Sees kosmischer Strahlung mit Molekülwolken - liegt entsprechend dem mittleren Spektrum in der Milchstraße bei 1.7 und fällt damit steiler ab, als das Quellenspektrum. Daher sollte eine Detektion eines Supernova-Überrests im γ-Licht im TeV-Bereich mit Čerenkov-Teleskopen einfacher sein, als im Energiebereich von 100 MeV bis 1 GeV mit einem Satellitenexperiment wie z.B. EGRET. Der Fluß von γ-Quanten in TeV-Bereich berechnet sich durch [DAV 94] :

$$F_\gamma(>E) = f_\alpha \cdot 10^{-10} \cdot \left(\frac{E}{1\ \mathrm{TeV}}\right)^{-\alpha+1} \cdot A \quad \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{s}^{-1} \tag{1.14}$$

$$\text{mit} \quad f_\alpha \approx 0.9, 0.43, 0.19 \quad \text{für} \quad \alpha = 2.1, 2.2, 2.3$$

Der kritische Faktor ist dabei der dimensionslose Fakor A :

$$A = \Theta \cdot \left(\frac{E_{sn}}{10^{51}\mathrm{erg}}\right) \cdot \left(\frac{d}{1\ \mathrm{kpc}}\right)^{-2} \cdot \left(\frac{n}{1\ \mathrm{cm}^{-3}}\right) \tag{1.15}$$

Dabei bezeichnet E_{sn} die freigewordene mechanische Energie bei der Explosion der Supernova, Θ den Bruchteil der mechanischen Energie, welcher in die Beschleunigung kosmischer Strahlung konvertiert wurde, d den Abstand des Supernova-Überrests von der Erde und n die Dichte des umgebenden Gases, das als Target zur Produktion der γ-Strahlung dient. Für einen typischen

Supernova-Überrest mit $\Theta \cdot E_{sn} = 10^{50}$ erg, einer Entfernung d von 1 kpc und einer Umgebungsdichte n von 0.1 cm^{-3} erwartet man folgenden Fluß der γ-Strahlung oberhalb der Energie von einem TeV :

$$F_\gamma(> 1 \text{ TeV}) = f_\alpha \cdot 10^{-12} \frac{Photonen}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}} \tag{1.16}$$

Der Fluß eines Supernova-Überrests ist aufgrund der Expansion der Schockfront über einen Bereich von typischerweise 1° Durchmesser am Himmel verteilt. Zum Vergleich sei der Fluß des Krebsnebels erwähnt, welcher, obschon im Verhältnis zu Supernova-Überresten mit vernachlässigbarer Ausdehnung, mehr als eine Größenordnung stärker ist, als der abgeschätzte Fluß eines typischen Supernova-Überrests. Eine Detektion eines typischen Supernova-Überrests stellt sich daher als schwierig heraus. Einzelne Kandidaten lassen jedoch aufgrund günstiger Randbedingungen, etwa einer erhöhten Umgebungsdichte n, einen weitaus höheren Fluß erwarten.
Das HEGRA-Teleskopsystem ist mit seinem großen Gesichtsfeld, der Möglichkeit der eindeutigen Richtungsbestimmung jedes einzelnen Teilchens und der erhöhten Sensitivität besonders geeignet eine Beobachtung eines solchen Supernova-Überrests durchzuführen. Da eine Detektion eines Supernova-Überrests im TeV-Bereich einen großen Beitrag zum Verständnis des Ursprungs der kosmischen Strahlung darstellen würde, wurden mit dem HEGRA-Teleskopsystem direkt nach Aufnahme des Meßbetriebs zwei Supernova-Überreste über einen längeren Zeitraum hinweg beobachtet. Die Wahl fiel dabei auf die Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 , bei denen andere Messungen auf eine Expansion in eine erhöhte Umgebungsdichte n hindeuten, und damit aufgrund der größeren Targetdichte einen erhöhten Fluß von γ-Strahlung erwarten lassen [ADV 94]. Die Analyse der dabei aufgenommenen Daten, die in Kapitel 6 dargestellt wird, bildet einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit.
Eine Detektion eines Supernova-Überrests im TeV-Bereich ist noch kein eindeutiger Beweis zur Beschleunigung der hadronischen kosmischen Strahlung, da noch andere Prozesse zur Erzeugung von γ-Quanten im TeV-Bereich beitragen können. Neueste Messungen deuten auf ein hartes Röntgenspektrum einiger Supernova-Überreste hin [Keohane 97] und [Allen 97], das nichtthermischen Ursprungs ist. Es wird angenommen, daß Elektronen bis zu Energien von 100 TeV vorliegen, die Synchrotronstrahlung emittieren. Weiche Photonen können durch Wechselwirkung mit den hochenergetischen Elektronen mittels des inversen Compton-Effekts γ-Strahlung im TeV-Bereich erzeugen, die nicht nukleonischen Ursprungs ist. Genauere Rechnungen zeigen, daß der Fluß der γ-Strahlung aus dem π^0-Zerfall und aus dem inversen Compton-Effekt in der gleichen Größenordnung liegen [Mastichiadis 96]. Die hochenergetischen Elektronen werden entweder an der Schockfront beschleunigt oder stammen von einem Pulsar, der sich im Inneren des Supernova-Überrests befindet. Würden die Elektronen an der Schockfront beschleunigt, so gäbe es keinen Grund anzunehmen, warum nicht auch die Hadronen dort beschleunigt werden könnten. Kritisch ist also nur die Existenz eines Pulsars im Inneren, der bei der Explosion zurückgeblieben sein könnte.
Für einen eindeutigen Beweis der Beschleunigung hadronischer Teilchen in Supernova-Überresten sind also noch Informationen aus anderen Wellenlängenbereichen notwendig. Ein zweifelsfreier Nachweis wäre die Beobachtung von γ-Quanten im TeV-Bereich und eines thermisch dominierten Röntgenspektrums, welches nicht auf hochenergetische Elektronen hindeutet.

Kapitel 2

Nachweis von Luftschauern mit Čerenkov-Teleskopen

Trifft ein hochenergetisches γ-Quant oder geladenes Teilchen auf die Atmosphäre, so wird durch eine Folge von Wechselwirkungen eine Lawine hochenergetischer Teilchen erzeugt. Eine solche Kaskade wird Luftschauer genannt. Ist die Energie des Primärteilchens hoch genug, so können die Sekundärteilchen am Erdboden mittels Teilchenzähler nachgewiesen werden. Bei kleineren Energien ist die Zahl der Sekundärteilchen, die den Erdboden erreichen, gering. Das innerhalb des Luftschauers emittierte Čerenkov-Licht liefert jedoch Informationen über die Eigenschaften des primären Teilchens. Dieses wird mittels einem abbildenden Čerenkov-Teleskopsystem registriert. Die Nachweistechnik von hochenergetischen Quanten mittels Čerenkov-Teleskopen ist Thema dieses Kapitels. Dazu wird zunächst in Kapitel 2.1 die Entwicklung von Luftschauern erklärt, welche von Hadronen oder γ-Quanten erzeugt werden. Die Produktion, Ausbreitung und Abschwächung des Čerenkov-Lichts wird in Kapitel 2.2 dargestellt. In Abschnitt 2.3 wird die Nachweistechnik mit abbildenden Čerenkov-Teleskopen behandelt. Das Nachthimmelslicht, welches einen entscheidenden Rauschuntergrund für Čerenkov-Teleskope darstellt, wird schließlich in Kapitel 2.4 eingeführt.

2.1 Entwicklung von Luftschauern

Die Entwicklung eines Luftschauers wird getrennt für elektromagnetische und hadronische Schauer dargestellt. Es sollen dabei die prinzipiellen Unterschiede zwischen den beiden Schauertypen herausgestellt werden, die bei der Datenanalyse zur Erkennung des Typs des Primärteilchens beitragen können.

2.1.1 Elektromagnetische Schauer

Tritt ein hochenergetisches Photon der Energie E_p in die obere Atmosphäre ein, so wird es im Mittel nach Durchlaufen einer Konversionslänge X_K in der Nähe eines Atomkerns in ein e^+e^--Paar zerstrahlen und dabei seine Energie im wesentlichen auf das e^+e^--Paar übertragen. Die

Energie des Elektrons und des Positrons fällt mit Durchlaufen der Schichtdicke x proportional zu e^{-x/X_0} ab. Die Strahlungslänge X_0 beträgt dabei $37.1 \frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}$ und ist damit etwas kleiner als die Konversionslänge ($X_0 = 7/9 \cdot X_K$).
Schon 1944 hat Heitler ein vereinfachtes Modell zur Beschreibung der longitudinalen Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade vorgeschlagen [Heitler 44]. Dabei wird angenommen, daß sich die Energie eines Sekundärteilchens bei einer Wechselwirkung nach jeweils genau einer Wechselwirkungslänge in gleichen Teilen auf die Reaktionsprodukte aufteilt (Abbildung 2.1). Die Konversionslänge und die Strahlungslänge werden dabei als gleich angenähert ($X_0 \approx X_K$).

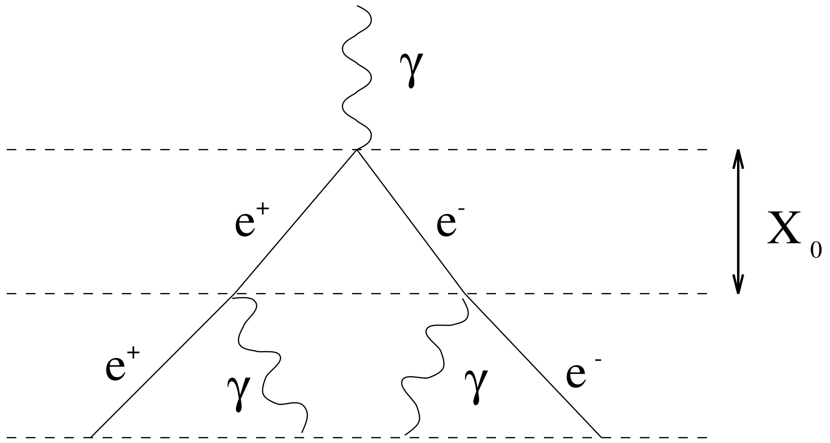

Abbildung 2.1: *In einem vereinfachten Modell teilt sich nach genau einer Wechselwirkungslänge X_0 die Energie in gleichen Teilen auf die Sekundärprodukte auf [Heitler 44].*

Die Anzahl N der Sekundärteilchen nimmt damit in dem selben Maße mit der durchlaufenen Schichtdicke X zu, wie die Energie der Teilchen abnimmt.

$$E(X) = \frac{E_p}{N(X)} \quad \text{mit} \quad N(X) = 2^{\frac{X}{X_0}} \tag{2.1}$$

Diese Kettenreaktion dauert an, bis die Energie der Elektronen und Positronen die kritische Energie E_c unterschreiten, unterhalb derer der Energieverlust durch Ionisation gegenüber dem Bremsstrahlungsprozeß dominierend ist, und damit der Luftschauer nach Erreichen des Schauermaximums langsam ausstirbt. In Luft beträgt die kritische Energie E_c etwa 84 MeV. Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum N_{max} wächst linear mit der Energie des primären Quants, während die atmosphärische Tiefe des Schauermaximums X_{max} logarithmisch anwächst.

$$N_{max} = \frac{E_p}{E_c} \quad \text{und} \quad X_{max} = X_0 \cdot \frac{\ln\left(E_p/E_c\right)}{\ln 2} \tag{2.2}$$

2.1.2 Hadronische Schauer

Hochenergetische Hadronen lösen ebenfalls Luftschauer aus. Da die Protonen in der kosmischen Strahlung am stärksten vertreten sind, und sich alle auftretenden Effekte anhand derer exemplarisch darstellen lassen, wird im Folgenden die Entwicklung eines durch ein Proton ausgelösten

Luftschauers verfolgt.
Ein hochenergetisches Proton erleidet im Mittel nach einer hadronischen Wechselwirkungslänge λ_N einen Stoß mit einem Atomkern der Atmosphäre. Die Wechselwirkungslänge λ_N liegt dabei zwischen 83 und 86 $\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}$ im Energiebereich zwischen 0.1 und 1 TeV [Gaisser 90] und ist damit mehr als doppelt so groß als die Strahlungslänge X_0 eines elektromagnetischen Schauers (37.1 $\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}$). Da die Beobachtungshöhe bei einer atmosphärischen Tiefe von etwa 800 $\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}$ liegt, erfährt ein Proton bis zum Erreichen derselben im Mittel 9-10 Stöße. Bei jedem dieser Stöße verliert es im Mittel 50% seiner Energie, welche bei der Produktion von Sekundärteilchen verbraucht wird. Diese bestehen vor allem aus leichten Mesonen, wie Pionen und Kaonen, sowie Hyperonen und Nukleonen. Während die instabilen Teilchen zerfallen, tragen die stabilen Nukleonen zur weiteren Ausbreitung des hadronischen Schauers bei. Die wichtigsten instabilen Teilchen sind die Pionen, die folgendermaßen zerfallen :

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \overset{(-)}{\nu}_{\mu} \quad \tau_{\pi^{\pm}} = 2.6 \cdot 10^{-8}\mathrm{sec} \quad \text{und} \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad \tau_{\pi^0} = 0.9 \cdot 10^{-16}\mathrm{sec} \tag{2.3}$$

Die geladenen Pionen tragen zur Produktion von Myonen innerhalb des Schauers bei, die aufgrund ihrer Lebensdauer von 2.2 μs und der Zeitdilatation zum großen Teil die Erdoberfläche erreichen. Die neutralen Pionen zerfallen praktisch am Ort ihrer Entstehung in Photonen und sorgen damit für die Bildung von elektromagnetischen Subkaskaden innerhalb des hadronischen Schauers. Dabei werden bei jeder Wechselwirkung etwa 30% der Energie auf die elektromagnetische Komponente übertragen [Gaisser 90]. Aufgrund der kürzeren elektromagnetischen Wechselwirkungslänge entwickeln sich elektromagnetische Schauer schneller als hadronische, so daß der Großteil der Teilchen im Gesamtschauer in den elektromagnetischen Subschauern enthalten ist.
Schon anhand der Unterschiede in der Schauerentwicklung lassen sich die prinzipiellen Unterscheidungskriterien zwischen hadronischen Schauern und γ-Schauern festmachen :

- In hadronischen Schauern wird ein Großteil der Energie zur Bildung von Myonen, Neutrinos und Hadronen verbraucht, so daß etwa die dreifache Primärenergie notwendig ist, um die gleiche Anzahl von Elektronen und Positronen wie in einem rein elektromagnetischen Schauer zu generieren (Abbildung 2.2).

- Aufgrund der unterschiedlichen Strahlungslängen dringen hadronische Schauer bei gleicher Primärenergie tiefer in die Atmosphäre ein als elektromagnetische Schauer.

- Während bei elektromagnetischen Schauern die laterale Ausdehnung durch die Streuung der Elektonen gegeben ist, tragen bei hadronischen Schauern die Transversalimpulse der hadronischen Sekundärteilchen und der neutralen Pionen zusätzlich zu einer signifikanten Verbreiterung bei, so daß hadronische Schauer eine stärker ausgeprägte Transversalstruktur aufweisen als elektromagnetische (Abbildung 2.3).

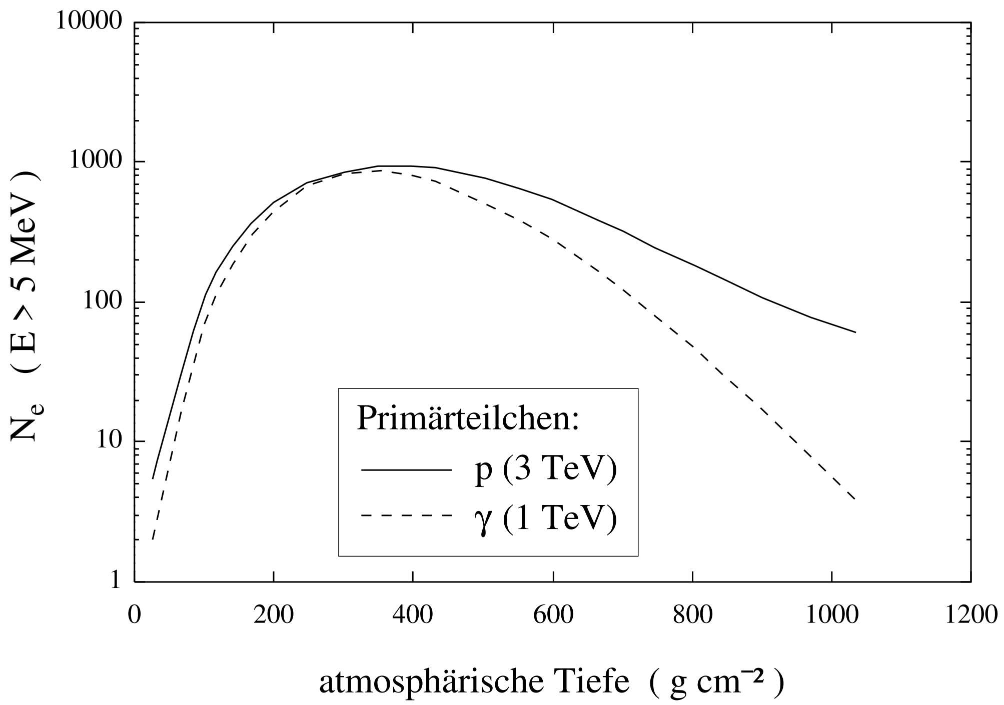

Abbildung 2.2: *Dargestellt ist die longitudinale Entwicklung der Anzahl der Elektronen und Positronen im Schauer für einen 1 TeV γ-Schauer und einen 3 TeV Proton-Schauer [Bernlöhr 94].*

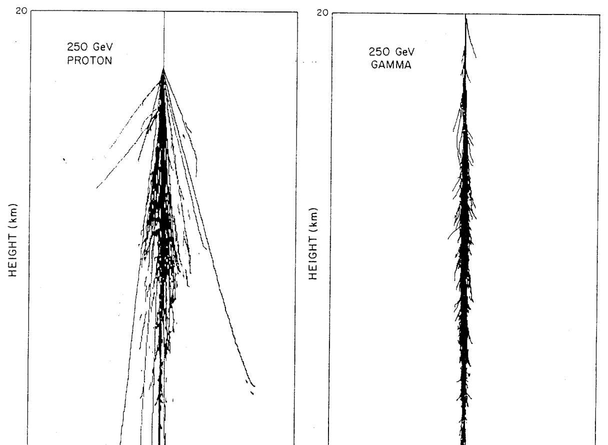

Abbildung 2.3: *Simulierter Proton- und γ-Schauer gleicher Energie [Weekes 92]. Die schwarzen Linien markieren die Bahnen der Elektronen und Positronen.*

2.2 Čerenkov-Licht von Luftschauern

Ein Čerenkov-Teleskop ist zum Nachweis von Čerenkov-Licht konzipiert, dessen Emission von relativistischen Elektronen und Positronen innerhalb eines Luftschauers verursacht wird. Zum Verständnis der Funktionsweise eines solchen Teleskops ist daher ein Einblick in die Produktion, Ausbreitung und Absorption von Čerenkov-Licht von grundlegender Bedeutung.

2.2.1 Der Čerenkov-Effekt

Es sollen an dieser Stelle die wichtigsten Zusammenhänge zusammengestellt werden, die im weiteren von Bedeutung sind. Eine genaue Darstellung des Čerenkov-Effekts findet sich z.B. in [Jelley 58]. Der Čerenkov-Effekt tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen sich mit einer Geschwindigkeit v durch ein Medium mit Brechungsindex n bewegt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium ist.

$$v > \frac{c}{n} \tag{2.4}$$

Dabei bezeichnet c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Das durchquerte Medium wird zur Emission von Čerenkov-Licht angeregt, dessen Emission unter einem bestimmten Winkel θ_c relativ zur Teilchenbahn erfolgt, der durch die Geschwindigkeit v und den Brechungsindex n des Mediums gegeben ist.

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n \cdot \beta} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v}{c} \tag{2.5}$$

Für eine Teilchen der Masse m, welches sich in einem Medium mit Brechungsindex n bewegt, ergibt sich eine Mindestenergie E_{min} oberhalb derer Čerenkov-Licht emittiert wird.

$$E_{min} = \frac{m \cdot c^2}{\sqrt{1-\beta_{min}^2}} \quad \text{mit} \quad \beta_{min} = \frac{1}{n} \tag{2.6}$$

In diesem Grenzfall wird das Čerenkov-Licht unter θ_c=0° in Vorwärtsrichtung abgestrahlt. Für ultrarelativistische Teilchen mit β=1 ergibt sich der maximale Abstrahlwinkel θ_{max} :

$$\theta_{max} = \arccos\frac{1}{n} \tag{2.7}$$

Auf Meereshöhe beträgt θ_{max} etwa 1.4°. Die Anzahl dN der pro Wegelement dx emittierten Čerenkov-Photonen berechnet sich nach [Jackson 82].

$$\frac{dN}{dx} = \frac{4\pi^2 \cdot e^2 \cdot Z^2}{h \cdot \nu} \int_{\beta n(\lambda)} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n(\lambda)^2}\right) \lambda^{-2} d\lambda \tag{2.8}$$

Das differentielle Emissionsspektrum des Čerenkov-Lichts fällt proportional zu λ^{-2} ab (Integrand in Gleichung 2.8). Čerenkov-Licht wird damit hauptsächlich im ultravioletten Spektralbereich emittiert. Setzt man für $n(\lambda)$ den Wert von 1.00029 ein, welcher der Atmosphäre auf Meereshöhe entspricht, so erwartet man eine Lichtemission eines Elektrons mit β=1 von etwa 22 Photonen pro einem Meter Wegstrecke im Spektralbereich zwischen 300 und 600 nm.

2.2.2 Atmosphärisches Čerenkov-Licht

Innerhalb eines Luftschauers wird eine große Anzahl von relativistischen Elektronen und Positronen erzeugt (Abb. 2.2), welche sich mit einer Geschwindigkeit fortbewegen, die die Lichtgeschwindigkeit in der Atmosphäre übersteigt. Diese sind für die Emission von Čerenkov-Licht innerhalb des Luftschauers verantwortlich. Die Dichte und damit der Brechungsindex der Atmosphäre hängen jedoch von der Meereshöhe ab. Unter der Annahme einer isothermen Atmosphäre läßt sich die Abhängigkeit des Brechungsindex n von der Meereshöhe h aus der barometrischen Höhenformel herleiten [Roedel 92].

$$n(h) = 1 + \eta_0 \cdot e^{-\frac{h}{h_0}} \tag{2.9}$$

Dabei bezeichnet h_0 die Skalierungshöhe von 8.4 km und η_0 die Abweichung des Brechungsindex von Eins auf Meereshöhe, welche 0.00029 beträgt. In Abbildung 2.4 ist $n(h)$-1 unter der

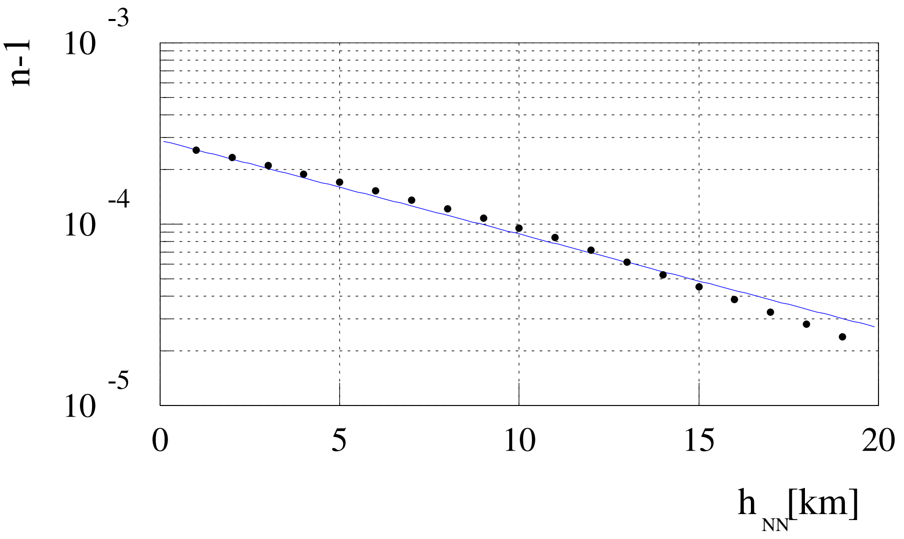

Abbildung 2.4: *Vergleich des Brechungsindex unter der Annahme einer isothermen Atmosphäre (durchgezogene Linie) und unter Zuhilfenahme der US-Standardatmosphäre (gefüllte Punkte).*

Annahme einer isothermen Atmosphäre als Funktion der Meereshöhe h dargestellt (durchgezogene Linie). Zum Vergleich ist $n_{US}(h)$-1 dargestellt (gefüllte Punkte), welches sich aus der US-Standardatmosphäre bei einer Wellenlänge von 400 nm ergibt. Die US-Standardatmosphäre berücksichtigt sowohl die Abkühlung der Luft mit zunehmender Höhe als auch die Änderung der chemischen Zusammensetzung der Luft. Man sieht, daß die Annahme einer isothermen Atmosphäre zwar eine gute Näherung darstellt, für exakte Berechnungen jedoch nicht ausreichend ist.

Die Zunahme des Brechungsindex mit abnehmender Meereshöhe bewirkt eine Fokussierung des Čerenkov-Lichts am Erdboden (Abbildung 2.5). Ein Elektron, welches sich von A nach B bewegt, bewirkt die Emission von Licht, welches einen Kreisring am Erdboden ausleuchtet. Der

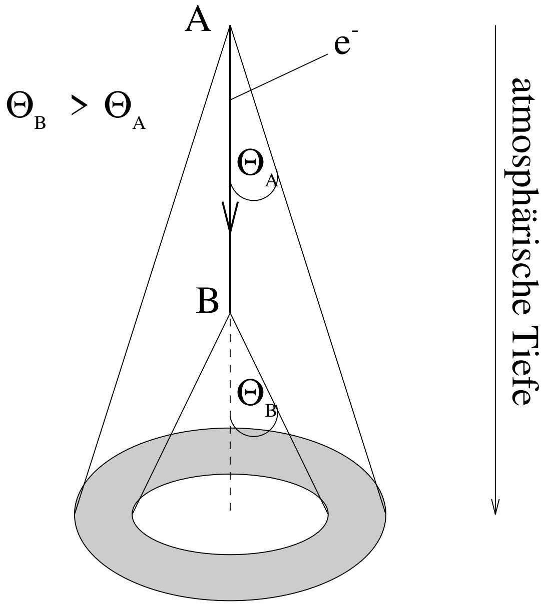

Abbildung 2.5: *Der Čerenkov-Winkel nimmt mit abnehmender Meereshöhe zu, was zu einer Fokussierung des auftreffenden Čerenkov-Lichts führt.*

Radius des Kreisrings liegt dabei in der Größenordnung von 100 m, wie sich anhand eines Zahlenbeispiels zeigen läßt : Čerenkov-Licht, welches in 8 km über dem Erdboden emittiert wird, wird unter einem Winkel von etwa $0.8°$ abgestrahlt (Gl. 2.5 und 2.9), so daß sich ein Lichtradius von 112 m auf dem Erdboden ergibt.
Ein Luftschauer enthält eine große Anzahl von Elektronen und Positronen, die einen leichten Transversalimpuls mit sich tragen. Auf dem Erdboden ergibt sich damit eine Überlagerung vieler Čerenkov-Lichtringe, die gegeneinander verschoben sind und damit zu einer Verschmierung der ausgeleuchteten Fläche führen. Abbildung 2.6 zeigt die radiale Abhängigkeit des Photonenflusses für γ-Schauer und hadronische Schauer verschiedener Energie. Bei rein elektromagnetischen Schauern ist bei einem radialen Abstand von etwa 120 m ein deutlicher Einbruch der Photonendichte zu erkennen. Bei hadronischen Schauern ist dieser Abbruch aufgrund der ausgeprägten Transversalstruktur durch die elektromagnetischen Subkaskaden weitgehend ausgeschmiert.

2.2.3 Absorption und Streuung von Čerenkov-Licht

Der Spektralbereich, der von einem Čerenkov-Teleskop abzudecken ist, ist nicht nur vom Emissionspektrum des Čerenkov-Lichts bestimmt, welches mit λ^{-2} abfällt (Gl. 2.8). Die Absorption der Atmosphäre hängt von der Wellenlänge ab und beeinflußt damit das beobachtbare Spektrum nachhaltig. Die wesentlichen Prozesse sind dabei die Rayleigh-Streuung, die Mie-Streuung sowie die Absorption an Ozon-Molekülen.

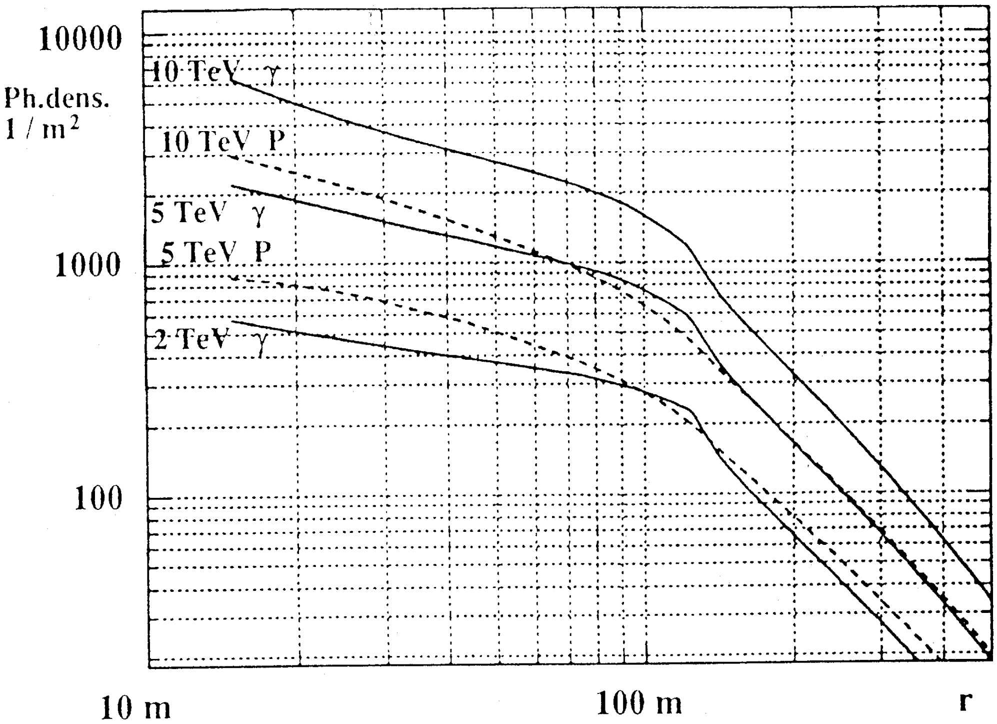

Abbildung 2.6: *Lateraler Photonenfluß von hadronischen Schauern und γ-Schauern verschiedener Energie.*

- Die Rayleigh-Streuung beschreibt die Streuung des Lichts an polarisierbaren Teilchen, deren Ausdehnung klein gegenüber der Wellenlänge des Lichts ist. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß fällt mit der vierten Potenz der Wellenlänge λ ab [Jackson 82], d.h. kurzwelliges Licht wird stärker gestreut als langwelliges.

- Streuung an Teilchen, deren Ausdehnung größer oder gleich der Wellenlänge des Lichts ist, wird als Mie-Streuung bezeichnet. Es handelt sich dabei um Aerosole, d.h. feste oder flüssige Bestandteile der Luft mit einer Ausdehnung von einigen Nanometern bis in den Bereich von Mikrometern. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu λ^{-1} bis $\lambda^{-1.5}$ [Roedel 92], so daß auch hier bevorzugt kurzwelliges Licht gestreut wird. Da die Konzentration von Aerosolen in niedrigen Atmosphärenschichten stärker ist, ist die Mie-Streuung in geringer Höhe über dem Erdboden von größerer Bedeutung.

- Licht kann von den Molekülen der Luft vollständig absorbiert werden. Die Energie $h\nu$ des Lichtquants wird dabei zur Spaltung eines Moleküls verbraucht. Der häufigste Prozeß ist dabei die Spaltung des Ozon-Moleküls O_3 :

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O \tag{2.10}$$

Von diesem Prozeß sind hauptsächlich Lichtquanten im Bereich zwischen 200 und 320 nm betroffen.

Insgesamt bewirken die Absorptions- und Streuprozesse eine Abflachung des beobachtbaren Spektrums gegenüber dem Emissionsspektrum. Insbesondere bricht das Spektrum unterhalb von 300 nm stark ab (Abb. 2.7).

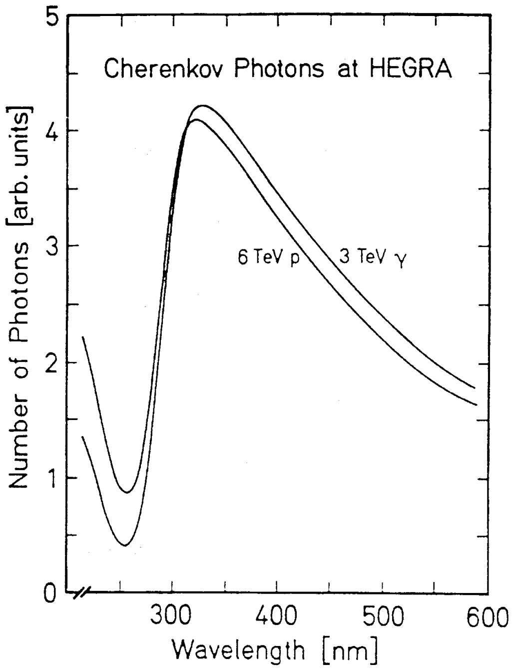

Abbildung 2.7: *Berechnetes Spektrum von Čerenkov-Licht für eine Beobachtungshöhe von 2200 m [Mirzoyan 94].*

2.3 Die abbildende Čerenkov-Technik

Ein Čerenkov-Teleskop besteht aus einem fokussierendem Spiegel und einer segmentierten Kamera zum Nachweis der Čerenkov-Photonen. Die Eigenschaft der Winkelabbildung wird dabei ausgenutzt, um Luftschauer zu fotografieren.

2.3.1 Bildentstehung in der Kamera

Das Teleskop bildet das Licht winkeltreu ab : Licht, das parallel auf die Spiegelfläche trifft, wird auf einen Punkt in der Fokalebene abgebildet. Abbildung 2.8 stellt die Entstehung der Abbil-

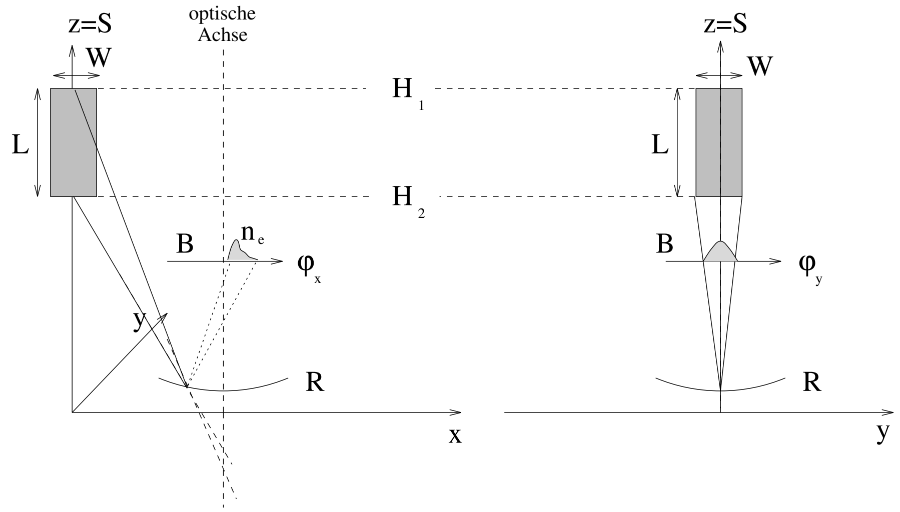

Abbildung 2.8: *Schematische Darstellung der Abbildung eines Luftschauers in die Kameraebene B des Teleskops. Der Bereich der Čerenkov-Lichtemission ist dunkelgau schattiert.*

dung eines Luftschauers in der Kameraebene dar. Es soll hier der Fall eines vertikalen Schauers betrachtet werden. Ein kartesisches Koordinatensystem wird so gewählt, daß die Schauerachse S mit der z-Achse zusammenfällt. Die optische Achse des Teleskops sei parallel zur z-Achse und befinde sich in der x-z-Ebene. Die Kamera wird mit den Winkelkoordinaten φ_x, φ_y überzogen, wobei $x \parallel \varphi_x$ und $y \parallel \varphi_y$. Es soll das Čerenkov-Licht betrachtet werden, welches innerhalb des grau schattierten Bereichs emittiert wird. Der Einfachheit halber sei angenommen, daß das Licht innerhalb dieses Bereichs isotrop emittiert werde. Licht, das aus der Höhe H_1 emittiert wird, wird vom Teleskop unter dem Winkel φ_1 relativ zur optischen Achse gesehen und damit auf einen anderen Punkt in der Kameraebene abgebildet als Licht, das in der Höhe H_2 abgestrahlt wird. Die Lichtverteilung entlang von φ_x spiegelt damit die Longitudinalentwicklung (die Anzahl der Elektronen und Positronen) des Schauers wider (Abb. 2.8 links). Abhängig von der Art des Primärteilchens besitzt des Schauer eine mehr oder weniger ausgeprägte Transversalstruktur, die in der Kameraebene entlang von φ_y abgebildet wird (Abb. 2.8 rechts).
Ein Luftschauer entwirft damit insgesamt ein zweidimensionales Bild in der Kameraebene, welches die longitudinale und transversale Entwicklung des Schauers nachzeichnet. Die Lichtverteilung läßt sich in erster Näherung durch eine Ellipse und einen Satz von Parametern beschreiben, der von Hillas vorgeschlagen wurde [Hillas 85] (Abb. 2.9). Es sollen hier lediglich diejenigen Parameter genannt werden, welche die Form der Lichtverteilung beschreiben und damit mögliche Unterscheidungskriterien zwischen hadronischen und γ-Schauern bieten.

width : Standardabweichung der Lichtverteilung entlang der kleinen Halbachse der Ellipse.

length : Standardabweichung der Lichtverteilung entlang der großen Halbachse.

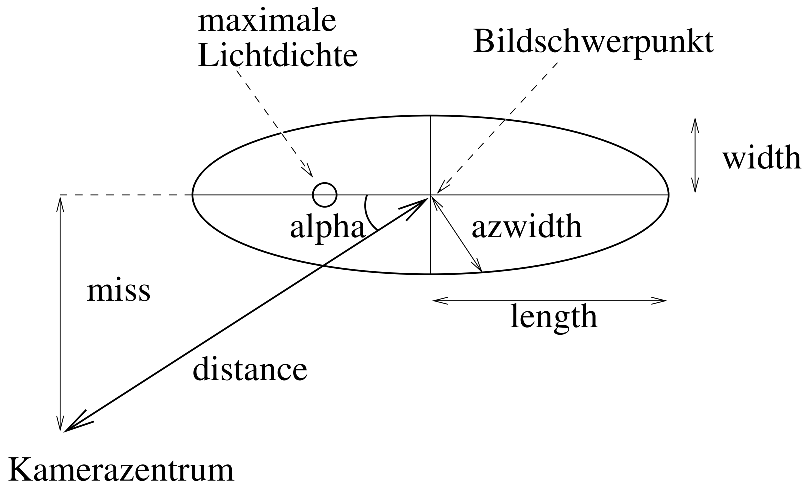

Abbildung 2.9: *Definition der Parameter, welche in erster Näherung die Lichtverteilung in der Kamera beschreiben. Die Lichtverteilung wird dabei durch eine Ellipse approximiert.*

concentration : Verhältnis der Lichtmenge in den zwei hellsten Pixeln zur gesamten Lichtmenge in der Kamera.

Abgesehen von der Form der Lichtverteilung, die Auskunft über die Art des Primärteilchens gibt, liefert die Lage der angepaßten Ellipse eine Information über die Richtung des Primärteilchens, ohne sie jedoch eindeutig zu bestimmen. Es ist nur eine Ebene im Raum festgelegt innerhalb derer die Schauerachse liegt (die Neigung der Schauerachse S in der x-z-Ebene würde die Orientierung der Ellipse in der Kamera nicht verändern). Unter Ausnutzung der inneren Struktur des Bildes in Verbindung mit Monte-Carlo Daten ist es dennoch möglich die Schauerrichtung anhand eines Bildes zu bestimmen [Ulrich 96], [Ulrich 97]. Ein neuer Ansatz zur Bestimmung der Schauerrichtung liegt in der Beobachtung eines Luftschauers mit mehreren Čerenkov-Teleskopen aus verschiedenen Blickwinkeln.

2.3.2 Stereoskopische Rekonstruktion

Die Orientierung der an ein Bild angepaßten Ellipse definiert nicht eindeutig die Richtung des Primärteilchens. Sie legt lediglich eine Ebene im Raum fest, welche die Schauerachse beinhaltet. Da die Richtung des Primärteilchens in der Verlängerung der Schauerachse ins Unendliche liegt, befindet sie sich im Kamerakoordinatensystem irgendwo auf der Längsachse der angepaßten Ellipse. Durch die Beobachtung eines Luftschauers mit mehreren Čerenkov-Teleskopen aus verschiedenen Blickwinkeln wird diese Mehrdeutigkeit aufgehoben [Kohnle 95], [Ulrich 96]. Die Kamerabilder werden in einem gemeinsamen Winkelkoordinatensystem zur Überlagerung gebracht. Der Schnittpunkt der Längsachsen der angepaßten Ellipsen gibt dann die Schauerrichtung an (Abb. 2.10 links). Der Schauerauftreffpunkt auf die Fokalebene des jeweiligen Teleskops

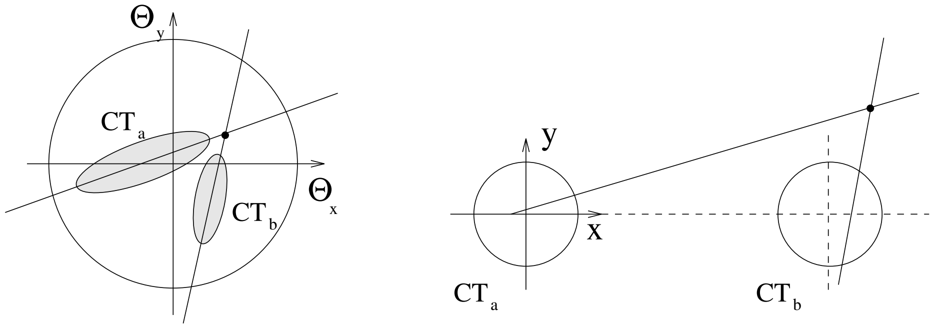

Abbildung 2.10: *Schematische Darstellung der Rekonstruktion der Schauerrichtung (links) und des Schauerauftreffpunktes (rechts).*

läßt sich in ähnlicher Weise bestimmen. Fallen die Fokalebenen der Teleskope zusammen, ergibt sich der Schauerauftreffpunkt durch Schneiden der Längsachsen der Ellipsen, wobei die Koordinaten der Teleskope eingerechnet werden müssen (Abb. 2.10 rechts). Fallen die Ebenen nicht zusammen, so ist deren Abstand und die Schauerneigung in die Berechnung einzubeziehen.
Die Kenntnis des Schauerauftreffpunkts ist zur Bestimmung der Energie und des Typs des primären Teilchens von entscheidender Bedeutung, da sowohl die Gesamthelligkeit des Bildes als auch dessen Form vom Abstand zum Schauerzentrum abhängen. Mit Hilfe der stereoskopischen Rekonstruktion erreicht man eine Winkelauflösung von $<0.1°$ und eine Energieauflösung von $<20\%$ auf der Basis einzelner Ereignisse und eine effektive Erkennung des Typs des Primärteilchens auf statistischer Basis [Daum 97].

2.4 Das Nachthimmelslicht

Aufgrund des geringen Flusses von Čerenkov-Photonen am Erdboden (Abb. 2.6) hebt sich dieser nur schwach vom Lichthintergrund des Nachthimmels ab. Daher ist eine Beobachtung nur in klaren, mondlosen Nächten möglich. Der Lichthintergrund ist in zweierlei Hinsicht störend :

- Er ist dem Čerenkov-Licht überlagert und führt damit zu einem zusätzlichem Rauschen in den aufgenommenen Čerenkov-Bildern. Daher ist eine an die Länge des Čerenkov-Lichtblitzes ($\approx$ 5 ns) angepaßte Belichtungszeit wüschenswert. Dies wird im Falle der HEGRA-Čerenkov-Teleskope durch die Signalauslese mit einem schnellen Flash-ADC System realisiert (Kap. 3.5).

- Er kann in den Kameras zufällige Koinzidenzen erzeugen, die die erreichbare Energieschwelle limitieren. Durch einen mehrstufigen Trigger kann dieses Problem gelöst werden (Kap. 3.4).

Das Nachthimmelslicht setzt sich aus einer isotrop einfallenden diffusen Komponente und einem direkten Beitrag des Sternenlichts zusammen. Da das Teleskop winkelabbildend arbeitet, fällt direktes Sternenlicht nur in diskrete Bereiche der Kamera. Die diffuse Komponente besteht aus mehreren Beiträgen :

- Fluoreszenzlicht angeregter Moleküle in der Atmosphäre.
- Indirektes, an interstellaren Gaswolken gestreutes Sternenlicht.
- Zodiakallicht : Sonnenlicht, welches an interplanetarem Staub gestreut wurde.
- In der Atmosphäre gestreutes Licht von terristischen Lichtquellen.

Eine Messung des Nachthimmelslichts auf La Palma ergibt den über den Wellenlängenbereich von 300-600 nm gemittelten Photonenfluß Φ_{NSB} [Lorenz 94] :

$$\Phi_{NSB} = (1.75 \pm 0.4) \cdot 10^{12} \frac{Photonen}{m^2 \cdot sec \cdot sr} \tag{2.11}$$

Dabei zeigt das Spektrum zwischen 350 und 550 nm einen glatten Verlauf bei einem leichten Anstieg zu größeren Wellenlängen [Mirzoyan 94].
Aus der Größe des Gesichtsfelds eines Pixels und der Spiegelfläche von 8.5 m^2 ergibt sich damit die Rate der Photonen des Nachthimmels in einem Pixel zu $(2.2 \pm 0.5) \cdot 10^8$ Hz. Dabei ist die Reflektivität der Spiegel und die Transmission der Lichtsammelplatte als 100% angenommen. Bei einer Integrationszeit von $\approx$ 10ns verbleiben damit im Mittel zwei bis drei Photonen. Abhängig von der Energie des Schauers und der Position des Pixels treffen in der selben Zeit $>$ 20 Čerenkov-Photonen auf. Durch Anwendung einer kurzen Belichtungszeit von $\approx$ 10ns wird also der Einfluß des Nachthimmelslichts deutlich eingeschränkt.

Kapitel 3

Das HEGRA-Čerenkov-Teleskopsystem

Ein Schwerpunkt der durchgeführten Arbeit bestand in dem Test und den Aufbau der verschiedenen Komponenten des Čerenkov-Teleskopsystems. In diesem Kapitel wird ein Überblick über den technischen Aufbau des Teleskopsystems gegeben. Dazu wird zunächst die Anordnung (Kap. 3.1) und der mechanische Aufbau (Kap. 3.2) der Teleskope beschrieben. Schließlich werden die Komponenten der hochauflösenden Kamera (Kap. 3.3), der mehrstufigen Triggerlogik (Kap. 3.4) und des digitalen Signalerfassungssystems (Kap. 3.5) detailliert vorgestellt.

3.1 Anordnung und Inbetriebnahme der Teleskope

Die HEGRA-Kollaboration betreibt seit 1988 auf der kanarischen Insel La Palma [Koch 95] einen Detektorkomplex zur Erforschung der kosmischen Strahlung. Der Standort bietet aufgrund seiner Meereshöhe von 2200 m und der großen Anzahl klarer Nächte bei sehr guten atmosphärischen Bedingungen optimale Voraussetzungen für Beobachtungen mit Čerenkov-Teleskopen. Des weiteren erleichtert die vorhandene Infrastruktur die Arbeit vor Ort. Neben verschiedenen anderen Detektorelementen zur Erfoschung der kosmischen Strahlung sind seit 1992 und 1993 zwei Prototyp-Teleskope in Betrieb, die unabhängig voneinander Daten nehmen. Das erste dieser Teleskope (CT1) [Mirzoyan 94] wurde im Laufe der Jahre mehrmals modernisiert, so daß es im Moment (Januar 1998) mit einer 127-Pixel Kamera mit einem Gesichtsfeld von 3.25° und einer Spiegelfläche von 10 m^2 ausgestattet ist. Das zweite Prototyp-Teleskop (CT2) hat eine ähnliche mechanische Montierung wie die Systemteleskope, ist aber mit einer 61-Pixel Kamera mit grober Pixelauflösung (0.43°) sowie einer anderen Ausleseelektronik ausgerüstet. Eine Umrüstung dieses Teleskops ist geplant, um zusammen mit den Systemteleskopen den Meßbetrieb fortsetzen zu können.
Im Sommer 1995 wurde das erste der Systemteleskope (CT3) aufgebaut und im Oktober 1995 in den routinemäßigen Meßbetrieb einbezogen [Hermann 96]. Weitere Teleskope (CT4 und CT5) wurden im Sommer 1996 in Betrieb genommen. Seit im November 1996 das bisher letzte Tele-

skop (CT6) in Betrieb ging, werden mit einem Vier-Teleskopsystem Daten genommen. Es fehlt damit nur noch die Umrüstung von CT2 zur Komplettierung des Fünf-Teleskopsystems. Tabelle 3.1 stellt den zeitlichen Ablauf des Aufbaus der Teleskope noch einmal übersichtlich zusammen. Dabei sind ebenfalls die Zeitpunkte des Einbaus des 120 MHz Flash-ADC Systems angegeben, das aufgrund von Lieferschwierigkeiten nicht von Anfang an verfügbar war, so daß auf das schon vorhandene 40 MHz Flash-ADC System zurückgegriffen werden mußte.

	CT3	CT4	CT5	CT6
Inbetriebnahme	10/95	08/96	09/96	12/96
Flash-ADC	100 MHz	40 MHz	40 MHz	120 MHz
120 MHz Flash-ADC	11/96	02/97	12/96	–

Tabelle 3.1: *Zeitlicher Ablauf der Inbetriebnahme der Systemteleskope.*

Die Teleskope sind so aufgestellt, daß sie die Ecken eines Quadrates einer Kantenlänge von etwa 100 m bilden (Abb. 3.1). Das Teleskop (CT3) befindet sich in der Mitte des Quadrats. Die Abstände liegen in der Größenordnung des Čerenkov-Lichtradius am Erdboden (Abb. 2.6).

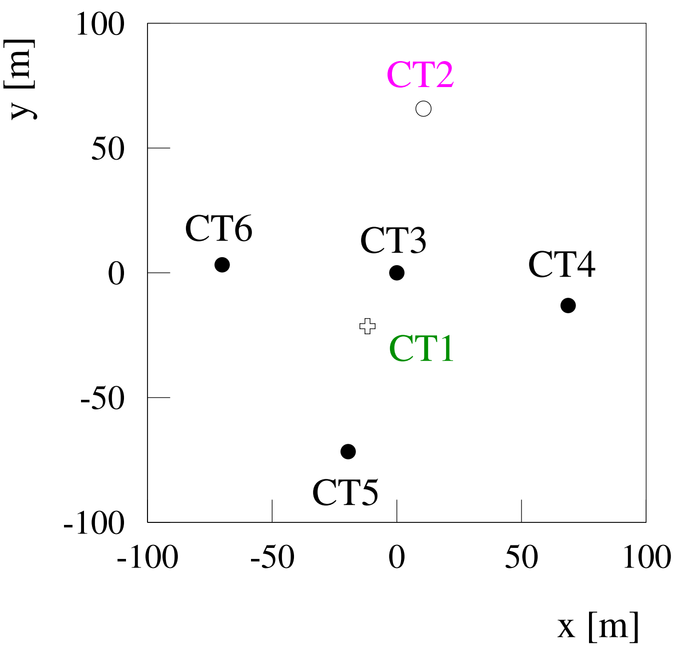

Abbildung 3.1: *Geometrische Anordnung der Teleskope in La Palma. Die Positionen der Systemteleskope sind mit ausgefüllten Punkten gekennzeichnet.*

Dadurch ist gewährleistet, daß ein Schauer mit mehreren Teleskopen beobachtet werden kann. An jedem Teleskop befindet sich eine Elektronik-Hütte, in der sich die lokale Steuer-, Trigger-und Ausleseelektronik befindet. In der Mitte des Teleskoparrays befindet sich die Zentralstation, in der sich die System-Triggerlogik befindet. Hier laufen die Teleskop-Triggersignale zusammen und im Falle einer Koinzidenz wird ein System-Trigger an alle Teleskope verschickt (Kap. 3.4).

3.2 Die Teleskopmechanik

Abbildung 3.2 zeigt eine Fotografie eines der Systemteleskope. Links ist die Elektronik-Hütte zu sehen, in der die lokale Elektronik untergebracht ist. Der Reflektor hat eine Gesamtfläche von 8.5 m^2 bei einer Brennweite von 4.92 m. Er ist aus 30 einzelnen sphärisch geschliffenen Spiegeln zusammengesetzt. Die Spiegel sind mit einer 0.6 μm dicken Aluminiumschicht bedampft, die durch eine 1 μm dicke Quarzschicht geschützt wird. Im Bereich zwischen 300 und 600 nm liegt die Reflektivität der Spiegel zwischen 85% und 89% [Mirzoyan 94]. Die Spiegel sind gemäß dem *Davis Cotton Prinzip* auf einer sphärischen Trägerkonstruktion befestigt, deren Krümmungsradius der Brennweite der Spiegel entspricht [Davis 57]. Die an vier Masten befestigte Kamera befindet sich in der Fokalebene der Reflektorfläche. Die Masten dienen ebenfalls zur Führung der Kabelbäume, welche die Kamera und die Elektronikhütte verbinden.
Die Teleskope sind um die Azimut- und die Höhenachse drehbar und können so einem Objekt am Himmel nachgeführt werden. Die Stellung der Achsen wird über Winkelgeber mit einer Auflösung von 0.02° kontrolliert. Durchbiegungen der Masten und des Spiegelträgers sind reproduzierbar und können daher nachträglich korrigiert werden [Pühlhofer 96]. Die dabei erreichte Genauigkeit für die Bestimmung der wahren Teleskopausrichtung liegt bei 0.01° [Pühlhofer 97a].

3.3 Die hochauflösende Kamera

3.3.1 Kameramechanik

Abbildung 3.3 zeigt eine Fotografie der Kamera eines der System-Teleskope. Die Kamera besteht aus einer hexagonalen Anordnung von 271 Pixeln. Ein Pixel ist aus einem lichtempfindlichen Photomultiplier und einem Vorverstärker aufgebaut. Das Gesichtsfeld der Kamera beträgt 4.6°, bei einer Pixelgranularität von 0.25°. Die Struktur eines typischen Čerenkov-Bildes kann damit aufgelöst werden. Durch die Größe des Gesichtsfeldes wird die Beobachtung von Quellen mit einer Ausdehnung von bis zu einem Grad ermöglicht. Als Schutz vor Staub- und Schmutzpartikeln ist vor der Kamera eine 1 mm dicke, UV-durchlässige Plexiglasplatte angebracht. Da die lichtempfindliche Fläche der Pixel kreisförmig ist, entstehen zwischen den Pixeln lichtunempfindliche Bereiche. Um diese zu minimieren, wurde vor die runden photosensitiven Flächen eine Lichttrichterplatte montiert. Vor jedem Pixel befindet sich damit ein sechseckiger, offener Lichttrichter, welcher das Licht auf die photosensitive Fläche reflektiert. Die Reflektivität der mit Mylar-Folie ausgekleideten Lichttrichter liegt bei 85%. Die Geometrie der Lichttrichter ist so gewählt, daß Licht, welches von der Spiegelfläche kommt, auf die photosensitive Fläche reflektiert wird, während seitlich einfallendes Streulicht wieder nach außen zurückgestrahlt wird [Hermann 96]. Durch den Einbau der Lichtleiterplatte erhöht sich die lichtempfindliche Fläche

Abbildung 3.2: *Fotografie eines der System-Teleskope.*

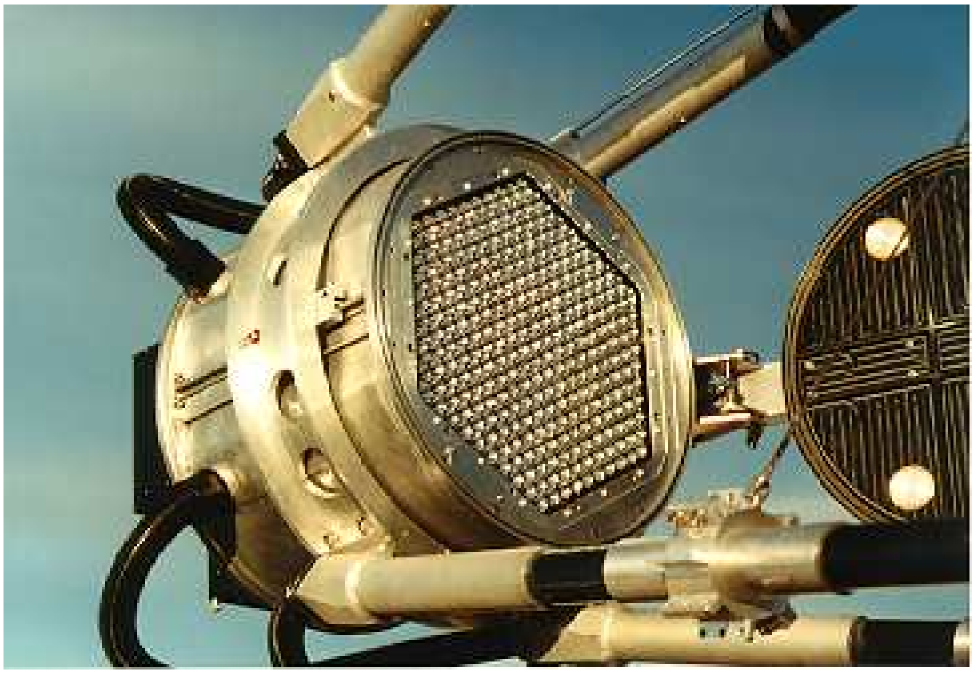

Abbildung 3.3: *Fotografie der Kamera eines der System-Teleskope.*

von 47% auf 91%. An der Rückseite der Kamera sind Ventilatoren für die Wärmeabfuhr angebracht.

3.3.2 Kamerapixel

Ein Pixel einer Čerenkov-Kamera muß geringe Lichtmengen detektieren, die sich wenig vom Lichthintergrund abheben. Daher muß es eine schnelle Impulsantwort haben, damit eine der Länge des Čerenkov-Lichtblitzes angepaßte Integrationszeit ermöglicht wird. Weiterhin soll die Kamera im selbstgetriggerten Modus betrieben werden, d.h. die elektrischen Signale der lichtempfindlichen Elemente selbst werden zur Formierung des Triggers herangezogen. Um hinreichend große elektrische Signale zu erzeugen, muß ein Pixel eine Verstärkung von etwa 10^5 aufweisen. Gegenwärtig werden diese Forderungen nur von Photomultipliern erfüllt. Es werden Photomultiplier der Firma Thorn EMI des Typs 9083 KAFL benutzt, welche folgende Eigenschaften haben (Datenblatt) :

- Das Eintrittsfenster besteht aus Boro-Silikat Glas und hat einen Durchmesser von 19 mm.
- Die durch eine kontrollierte Explosion innerhalb des Photomultipliers aufgedampfte Bialkaliphotokathode hat einen Durchmesser von 15 mm und deckt damit nicht das komplette Eintrittsfenster ab.
- Die Photokathode ist im Bereich zwischen 300 und 600 nm sensitiv, wobei die mittlere Quanteneffizienz 14% beträgt (Abb. 3.4).

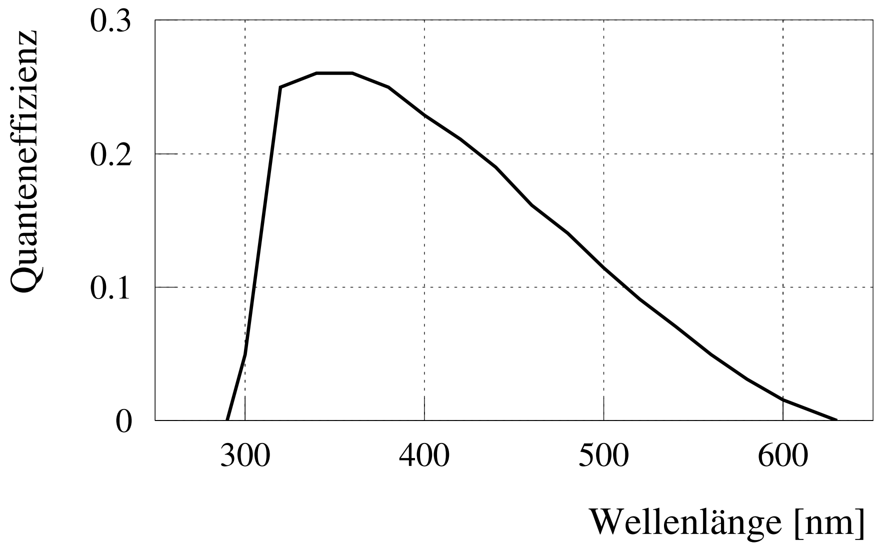

Abbildung 3.4: *Quanteneffizienz als Funktion der Wellenlänge.*

- Zehn BeCu-Dynoden können zur Verstärkung der ausgelösten Photoelektronen benutzt werden.

- Die Signalanstiegszeit beträgt etwa 2 ns. Die Durchlaufzeit liegt bei 20 ns bei einem Jitter von 2.5 ns. Die genaue Durchlaufzeit hängt jedoch von der angelegten Hochspannung ab (Kap. 4.3.2).

Für den zuverlässigen Betrieb eines Photomultipliers ist dessen Beschaltung von grundlegender Bedeutung [Philips 94]. So sollte die Spannung zwischen der Photokathode und der ersten Dynode hoch genug sein, um eine effiziente Sammlung der ausgelösten Photoelektronen zu gewährleisten. Vom Hersteller wurde eine ausreichende Spannung von 150 Volt empfohlen. Ein höheres Feld würde die Zahl und die Amplitude von Nachpulsen drastisch erhöhen [Hermann 95]. Abbildung 3.5 zeigt die gewählte Beschaltung. Die Widerstandskette R_1:R_2:R_3:... ist durch

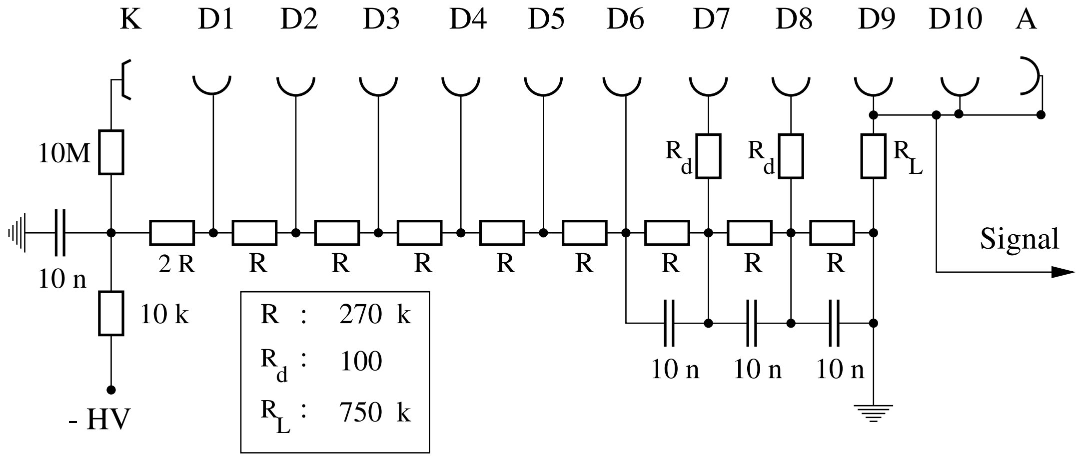

Abbildung 3.5: *Beschaltung der Photomultiplier.*

2R:R:R:... mit R = 270k realisiert, wobei das Signal an der 9. Dynode abgegriffen wird. Damit ist die Verstärkung dem dynamischen Bereich der gesamten elektronischen Verstärkungskette angepaßt. Dies gewährleistet die Auflösung einzelner Photoelektronen. Die lichtempfindliche Photokathode liegt auf negativer Hochspannung, so daß sich die Elektronenlawine in Richtung des Erdpotentials an der 9. Dynode ausbreitet. Die Pixel, die für die Teleskope CT5,6,(2) gefertigt wurden, sind mit dem Basiswiderstand R = 470k bestückt worden, um die Wärmeentwicklung in der Kamera zu reduzieren. Direkt im Anschluß an den Photomultiplier befindet sich der Vorverstärker mit einer der Pulslänge angepaßten Bandbreite von 200 MHz. Der AC-Anteil wird um einen Faktor 16 verstärkt. Der DC-Anteil, der durch das Nachthimmelslicht hervorgerufen wird, wird durch einen Strom-Spannungswandler in eine Gleichspannung transformiert. Jedes Pixel ist in eine 200 μm dicke μ-Metall Hülse eingebracht, die auf einem mittleren Kathodenpotential liegt. Dies gewährleistet einen zuverlässigen Schutz vor elektrischen und magnetischen Störfeldern. Ein Pixel ist über zwei Leitungen (RG 178 Koaxialkabel) mit der Elektronikhütte verbunden. Eine Leitung dient der Hochspannungsversorgung, die jedem Pixel individuell angepaßt ist. Die andere Leitung überträgt den Ausgang des Vorverstärkers in die Elektronikhütte. Dort wird der AC-Anteil zur Formierung des Teleskoptriggers und zur Signaldiditalisierung benutzt, mit Hilfe des DC-Anteils wird die Stärke des Hintergrundlichts kontrolliert.

3.4 Der Trigger

Die Triggerlogik ist für den Betrieb des Čerenkov-Teleskopsystems von entscheidender Bedeutung. Aufgrund der physikalischen Zielsetzung und den gegebenen Randbedingungen ergeben sich folgende Anforderungen an die Triggerlogik :

- Unterdrückung von Zufallskoinzidenzen, welche vom Nachthimmelslicht verursacht werden.
- Die Bildinformation über einen Luftschauer soll von allen Teleskopen vorliegen, damit die Schauerachse stereoskopisch rekonstruiert werden kann.
- Niedrige Energieschwelle.
- Hohe Flexibilität, um auf Veränderungen schnell reagieren zu können. So bewegen sich z.B. Sterne während der Datennahme durch das Gesichtsfeld der Kamera und beeinträchtigen damit nacheinander verschiedene Pixel.
- Die Triggerlogik sollte mit hoher Effizienz auf γ-Schauer und mit schlechter Effizienz auf hadronische Schauer ansprechen. Dadurch wird schon auf der Triggerebene eine γ-Hadron Separation ermöglicht.

Diese Anforderungen werden durch eine mehrstufige Triggerlogik erfüllt. Die erste Stufe stellt eine Anforderung an die Lichtverteilung innerhalb einer Kamera dar (Abschnitt 3.4.1). Ist diese Bedingung erfüllt, wird ein Teleskoptrigger an die Zentralstation verschickt. Dort wird in der zweiten Stufe eine Koinzidenz von mindestens zwei Teleskopen gefordert (Abschnitt 3.4.2) [Bulian 97].

3.4.1 Lokale Triggerlogik

Die lokale Triggerlogik stellt eine Mindestanforderung an die Lichtverteilung in der Kamera eines Teleskops : Es werden mindestens zwei benachbarte Pixel gefordert, die innerhalb der Koinzidenzzeit von 12 ns eine vorgegebene Mindestlichtmenge detektierten. Wahlweise kann die Forderung nach benachbarten Pixeln außer Acht gelassen werden.
Abbildung 3.6 zeigt den Schaltplan der lokalen Triggerlogik, die über einen VME Bus kontrolliert wird. Die Signalkabel der Photomultiplier sind zu Gruppen zu je acht Leitungen zusammengefaßt. Zwei solcher Gruppen werden jeweils an einer Diskriminatorkarte (DMC) abgegriffen und auf die Eingänge eines Flash-ADC Moduls geführt (Kapitel 3.5). In der Diskriminatorkarte wird zunächst der Gleichspannungsanteil jedes Kanals, der in den Vorverstärkern durch Umwandlung des DC-Stromes der Photomultiplier entstand, ausgekoppelt. Dieser wird durch einen 8-Bit-ADC digitalisiert, der per VME-Zugriff ausgelesen werden kann. Der dynamische Bereich ist so angepaßt, daß der durch das Hintergrundlicht verursachte DC-Strom im Bereich zwischen 0 und 56 μA bei einer Auflösung von 0.22 μA gemessen werden kann. Der AC-Anteil wird an einem Komparator mit einer Referenzspannung verglichen. Die Referenzspannung ist ein Maß für die geforderte Lichtmenge im Einzelpixel und kann zwischen -2 und -60 mV für jeden Kanal separat mit Hilfe eines 8-Bit DACs per VME-Zugriff justiert werden. Wird die Referenzspannung

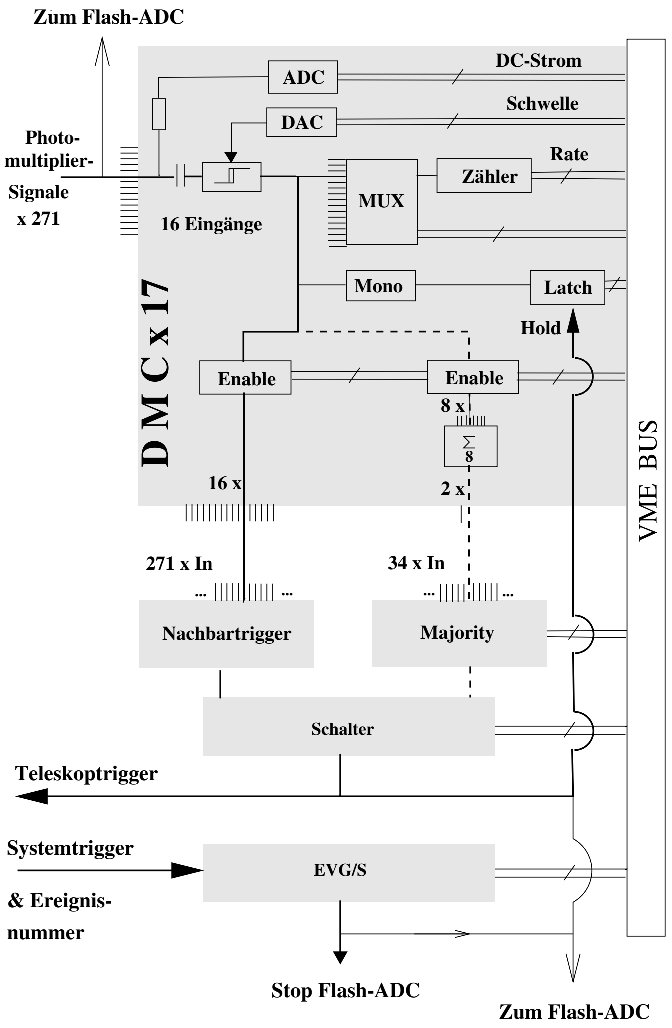

Abbildung 3.6: *Schaltplan der lokalen Triggerlogik.*

überschritten, wird ein Normpuls mit einer Länge von 15 ns ausgelöst, der mehrere Funktionen erfüllt :

- Der Normpuls wird zur Bestimmung der Triggerrate in den einzelnen Pixeln benutzt. Über einen Multiplexer wird durch einen VME-Zugriff einer der 16 Kanäle auf einer Karte ausgewählt, dessen Rate gemessen werden soll. Der Zählerstand kann dann ebenfalls per VME-Zugriff ausgelesen werden.

- Der Normpuls löst an einem Mono-Flop einen Puls der Länge von 90 ns aus, der an einem Latch-Register anliegt. Wird während dieser Zeit ein Teleskoptrigger ausgelöst (s.u.), wird zusätzlich ein Hold-Signal angelegt und damit das Latch-Register beschrieben. Die Information, welche Pixel diesen Teleskoptrigger formierten, kann dadurch per VME-Zugriff ausgelesen werden.

- Die Normpulse der Pixel werden benutzt, um den Teleskoptrigger zu formieren. Jedes Pixel kann separat davon ausgenommen werden. So werden Pixel, deren DC-Strom die Schwelle von 9 μA übersteigen, automatisch vom Datennahmeprogramm per VME-Zugriff vom aktiven Trigger ausgeschlossen (dynamischer Trigger). Dies betrifft Pixel, die von direktem Sternenlicht betroffen sind. Diese haben eine sehr hohe Einzeltriggerrate und würden damit eine erhöhte Zufallstriggerrate in der Kamera verursachen. Zur Formation eines Teleskoptriggers stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung :

  - Es wird jeweils die analoge Summe der Diskriminatorausgänge einer Achter-Gruppe gebildet, welche wiederum in dem Majority-Modul analog aufsummiert werden. Dort wird das Summensignal mit einer Referenzspannung verglichen, die ebenfalls per VME-Zugriff eingestellt werden kann. Die Referenzspannung ist hier ein Maß für die Anzahl der Pixel, welche innerhalb der Koinzidenzzeit gezündet haben müssen. Eine bestimmte topologische Anordnung der Pixel wird dabei nicht gefordert. Die effektive Koinzidenzzeit ergibt sich aus der Länge der Diskriminatorsignale und den Bandbreiten der Elektronikbausteine zu etwa 12 ns. Ist diese Bedingung erfüllt wird ein Triggersignal erzeugt.

  - Die 16 digitalen Signale auf jeder der 17 Diskriminatorkarten werden per Flachbandkabel zum Nachbartrigger-Modul übertragen. Der Nachbartrigger ist ein fest verdrahtetes NIM-Modul, welches einen Trigger produziert, wenn mindestens zwei in der Kamera benachbarte Pixel innerhalb der Koinzidenzzeit gezündet haben. Die Teleskope wurden im Laufe des Jahres 1997 mit dem Nachbartrigger ausgerüstet.

Welcher der beiden Trigger (Nachbartrigger oder Majority) als Teleskoptrigger benutzt wird, kann durch einen Schalter per VME-Zugriff eingestellt werden. Durch den Betrieb mit dem Nachbartrigger werden die Zufallskoinzidenzen um den Faktor 50 unterdrückt, während die Triggereffizienz für γ-Schauer praktisch gleich bleibt und die der hadronischen Schauer leicht abnimmt [Köhler 96]. Die Unterdrückung der Zufallskoinzidenzen erlaubt eine Absenkung der Triggerschwelle der einzelnen Pixel und damit der Energieschwelle. Daher wird in der Praxis der Nachbartrigger als Teleskoptrigger benutzt. Dieser ist auf eine Länge von 3 μs eingestellt und wird über RG58 Koaxialkabel in die Zentralstation verschickt. Diese verschickt wiederum im Falle einer Koinzidenz von mindestens zwei Teleskopen einen Systemtrigger zusammen mit einer Ereignisnummer. Diese wird vom Eventgrader-Slave (EVG/S) empfangen und zur Synchronisation der Daten der verschiedenen Teleskope verwendet. Der EVG/S schickt ein Stop-Signal an den Flash-ADC Master, so daß die Datenauslese gestartet wird. Sowohl die Teleskoptrigger als auch die Systemtrigger werden in einem separaten Flash-ADC Kanal aufgezeichnet, so daß deren Zeitinformation für die weitere Analyse zur Verfügung steht.

3.4.2 Zentrale Triggerlogik

Die zentrale Triggerlogik stellt die zweite Stufe dar. Hier wird eine Koinzidenz von mindestens zwei Teleskopen innerhalb von 60 ns gefordert. Ist diese Bedingung erfüllt, so wird zusammen

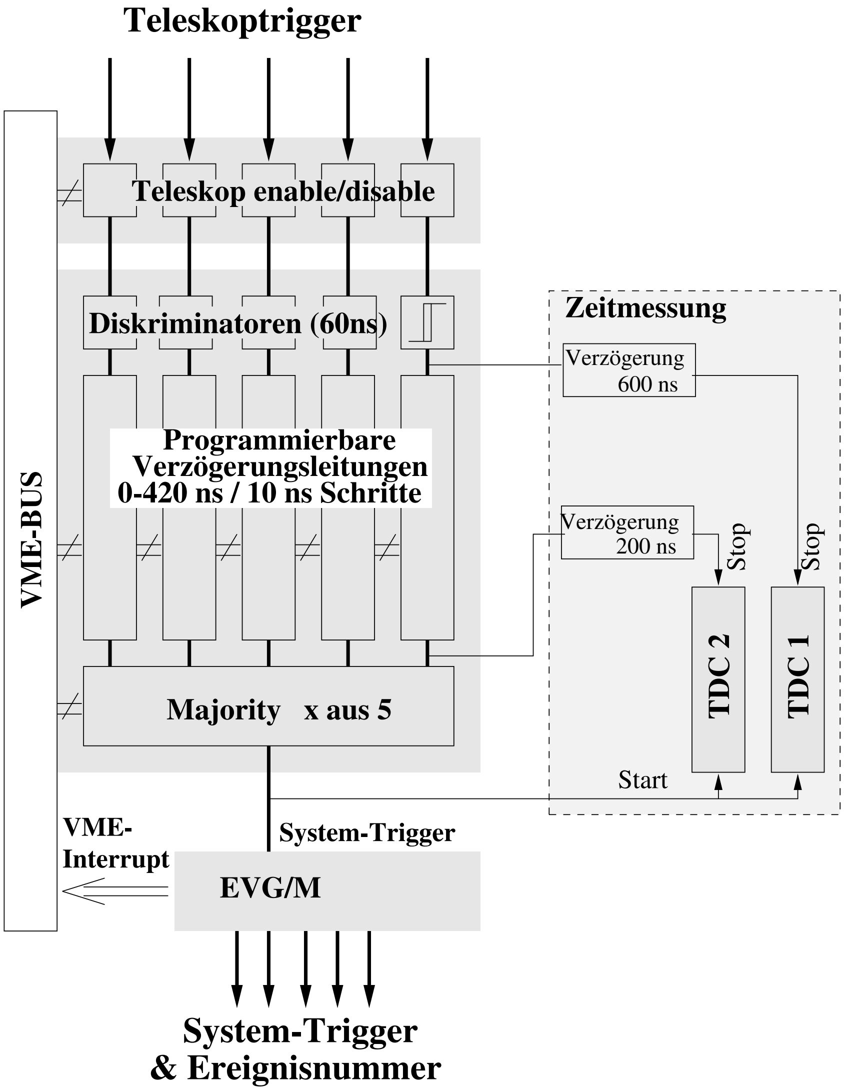

Abbildung 3.7: *Schaltplan der Triggerlogik in der Zentralstation.*

mit dem Systemtrigger eine Ereignisnummer an jedes Teleskop verschickt, auch an diejenigen Teleskope, welche nicht selbst einen Teleskoptrigger geschickt hatten. Dadurch wird sichergestellt, daß die Bilder eines Luftschauers von allen Teleskopen zur Verfügung stehen. Die Forderung nach der Koinzidenz mindestens zweier Teleskope vermindert weiter die Zufallstriggerrate, ausgelöst durch das Nachthimmelslicht in den einzelen Teleskopen. Dies erlaubt eine weitere Absenkung der Triggerschwelle der einzelnen Pixel und damit der Energieschwelle des Gesamtsystems. Bei

einer Forderung nach Koinzidenz zwischen den Teleskopen haben hadronische Schauer aufgrund deren diffuser Struktur eine weitaus niedrigere Triggereffizienz als γ-Schauer. Dies ermöglicht schon auf der Triggerebene eine Unterdrückung von hadronischen Schauern [Aharonian 93] und [Bulian 97]. Abbildung 3.7 zeigt einen Schaltplan der zentralen Triggerlogik, die ebenfalls auf VME Basis aufgebaut ist. Jeder der eintreffenden Teleskoptrigger erzeugt an einem Diskriminator einen Normpuls. Dessen Länge von 60 ns bestimmt die Koinzidenzzeit zwischen den Teleskopen. Um die Laufzeitunterschiede der Čerenkov-Lichtfront zwischen den Teleskopen auszugleichen wird jeder Normpuls entsprechend der Ausrichtung der Teleskope verzögert. Aufgrund der Nachführung der Teleskopausrichtung während der Datennahme, wird die Verzögerungszeit per VME-Zugriff nachgeregelt. Dies erlaubt die Reduzierung der Koinzidenzzeit, die auf den konservativen Wert von 60 ns eingestellt ist. Nach den Verzögerungsleitungen, werden die Diskriminatorsignale in der zentralen Majority analog aufsummiert und an einem Komparator mit einer einstellbaren Referenzspannung verglichen. Die Referenzspannung gibt die Triggermultiplizität an, die in der Praxis auf mindestens zwei Teleskope eingestellt ist. Ist diese Bedingung erfüllt, wird ein Systemtrigger an den Eventgrader-Master (EVG/M) verschickt, der diesen zusammen mit einer Ereignisnummer an alle Teleskope weiterverschickt.
Parallel dazu werden die relativen Ankunftszeiten der Teleskoptrigger mittels CAMAC-TDCs gemessen. Diese können mit der Zeitinformation der an den Teleskopen im Flash-ADC aufgezeichneten Triggersignalen und der aus der stereoskopischen Rekonstruktion erwarteten Ankunftszeit verglichen werden [Lampeitl 97]. Der EVG/M löst den VME-Interrupt aus, der die Auslese der Daten der Zentralstation einleitet. Sowohl die Zentralstation als auch die Teleskope schicken Datenpakete zu einem Datenserver, welcher die Daten anhand der Ereignisnummer synchronisiert und auf Platte schreibt.

3.5 Die Signaldigitalisierung

Die Digitalisierung der Signale der Photomultiplier erfolgt mit einem Flash-ADC System, welches die Pulsform mit einer Rate von 120 MHz abtastet. Das Flash-ADC System ist als Master/Slave System aufgebaut. Der Master startet den Betrieb der Flash-ADC Module, welche die Signale digitalisieren. Er enthält einen 60 MHz-Quarz zur Erzeugung des Taktsignals, welches die Digitalisierung auf den Modulen steuert. Außerdem wird durch einen Adreßzähler ein kontrollierter Zugriff auf die aufgezeichneten Signale gewährleistet. Abbildung 3.8 zeigt einen schematischen Schaltplan des Flash-ADC Systems, welches ebenfalls auf VME Basis aufgebaut ist. Die Signale werden mit einem Pulsformer der Abtastzeit des Flash-ADCs angepaßt. Der Pulsformer besteht aus einer doppelten Integrationsstufe, dessen Impulsantwort proportional zu $t \cdot e^{t/\tau}$ mit $\tau \approx 12$ ns ist. Die Signaldigitalisierung erfolgt in jedem Kanal mit zwei 60 MHz Flash-ADCs, die phasenverschoben das Signal mit einer Auflösung von 8 Bit abtasten. Die effektive Abtastrate liegt damit bei 120 MHz. Jeder dieser Flash-ADCs legt die digitalisierten Werte in einem 2k großen Ringspeicher ab, so daß die effektive Speichergröße eines Kanals 4k beträgt. Bei der gegebenen Abtastrate entspricht dies einer Speichertiefe von etwa 34 μs. Diese Speichertiefe deckt die Zeitdauer einer Systemtriggerentscheidung ab, die sich im wesentlichen aus den Kabellauf-

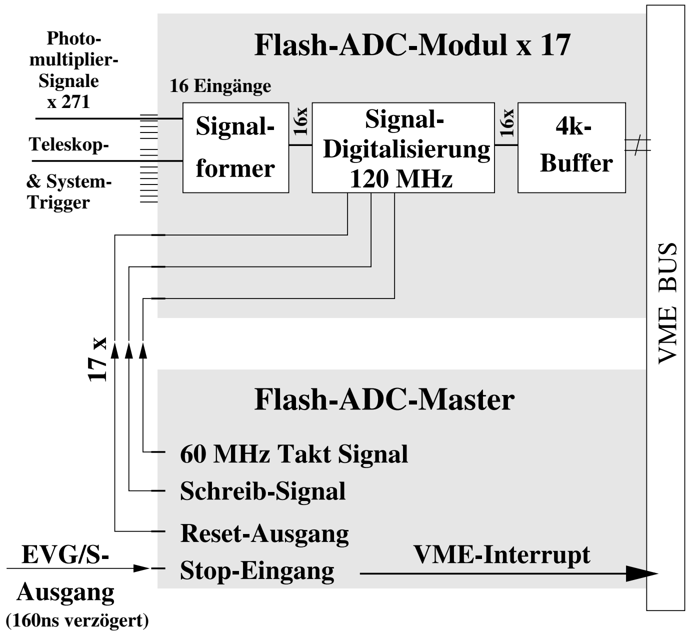

Abbildung 3.8: *Schematischer Schaltplan des Flash-ADC's.*

zeiten zwischen dem Teleskop und der Zentralstation zu 2-3 μs ergibt. Der Flash-ADC-Master verteilt Steuersignale an die Flash-ADC Module : Die Verteilung des 60 MHz Taktes über ein Verteilermodul (welches in Abb. 3.8 nicht eingezeichnet ist) gewährleistet eine gleichphasige Digitalisierung aller Signale[1]. Der Master erhält vom EVG/S ein um 160 ns verzögertes Stop-Signal[2]. Der Flash-ADC Master legt die zuletzt beschriebene Adresse in einem Register ab und löst einen VME-Interrupt aus. Das Datennahmeprogramm liest die zuletzt beschriebene Adresse aus und beginnt dann mit der Auslese der aufgezeichneten Triggersignale und berechnet daraus die Position der Photomultipliersignale im Speicher des Flash-ADCs (Kap. 4.1.1). Schließlich werden diese ausgelesen und stehen damit der weiteren Verarbeitung zur Verfügung.

[1]In der ersten Betriebsphase von CT3 wurde das Taktsignal von Modul zu Modul weitergeleitet, so daß sich aufgrund der Kabellängen eine Phasenverschiebung ergab.

[2]Dadurch wird der Systemtrigger über eine ausreichende Zeitdauer aufgezeichnet.

Kapitel 4

Analyse und Kalibration der Flash-ADC Daten

Das Čerenkov-Licht löst in den Pixeln elektrische Signale aus, die von Flash-ADCs digitalisiert werden (Kap. 3.5). In der Analyse der digitalisierten Signale gilt es für die einzelnen Pixel ein Maß für die aufgetroffene Lichtmenge und dessen Ankunftszeit, bei optimaler Unterdrückung des durch das Hintergrundlicht verursachten Rauschens, zu bestimmen. Der zu diesem Zweck entwickelte Algorithmus wandelt die Rohdaten in ein Format um, das für den weiteren Benutzer keine Kenntnis der Signaldigitalisierung voraussetzt. Der Algorithmus wird im Folgenden für den 120 MHz Flash-ADC exemplarisch dargestellt. Die Verarbeitung der digitalisierten Signale der zwischenzeitlich im Meßbetrieb befindlichen 100 und 40 MHz Flash-ADCs erfolgt prinzipiell mit der gleichen Methode.
Zunächst soll eine kurze Übersicht über die Auslese und Selektion der Flash-ADC Daten während der Datennahme gegeben werden (Kap. 4.1). Danach wird der im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Algorithmus zur Analyse der Flash-ADC Daten, im Folgenden als Pulsformanalyse bezeichnet, detailliert dargestellt (Kap. 4.2 bis 4.6). Schließlich wird eine Methode zur Kalibration der Flash-ADC Daten diskutiert (Kap. 4.7).

4.1 Selektion der Flash-ADC Daten während der Datennahme

Die Selektion der Flash-ADC Daten während der Datennahme stellt die Grundlage für eine erfolgreiche Weiterverarbeitung der digitalisierten Signale dar. Besondere Bedeutung kommt dabei der Lage des Signalauslesefensters und einer Signalselektion zur Reduktion der Datenmenge zu.

4.1.1 Lage des Auslesefensters

Die Position des Zeitfensters innerhalb dessen die Flash-ADC Signale ausgelesen werden (im Folgenden als Auslesefenster bezeichnet), wird ausgehend von den in einem separaten Flash-ADC Kanal aufgezeichneten Triggersignalen bestimmt (Kap. 3.4.1). Wird ein Systemtrigger am Teleskop ausgelöst, so wird zunächst dieser Flash-ADC Kanal ausgelesen und die Position des

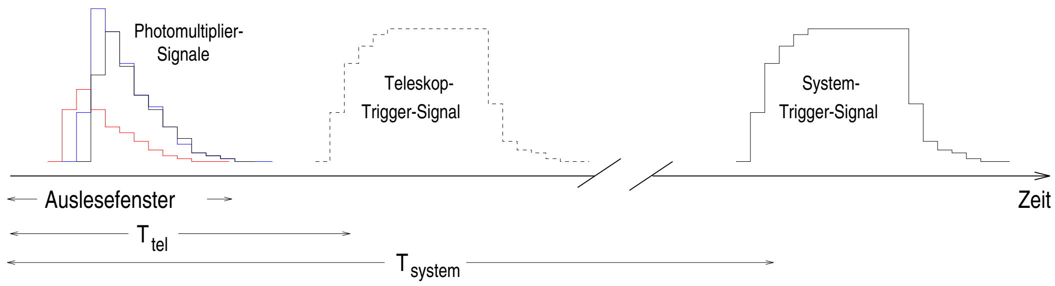

Abbildung 4.1: *Die Lage des Auslesefensters wird ausgehend von den aufgezeichneten Triggersignalen bestimmt. Im Falle eines Teleskops, das einen Teleskoptrigger formiert hatte, wird dieser als Marke benutzt, im anderen Fall muß der ebenfalls aufgezeichnete Systemtrigger als Marke benutzt werden.*

System- und (falls vorhanden) des Teleskoptriggersignals bestimmt. Die relative zeitliche Lage der verschiedenen Signale ist in Abbildung 4.1 graphisch dargestellt. Die Zeitdifferenz zwischen den Signalen der Photomultiplier und dem Teleskoptrigger ist bis auf Unsicherheiten im Bereich weniger Nanosekunden konstant. Im Falle eines vorhandenen Teleskoptriggers ergibt sich demnach der Startpunkt des Auslesefensters direkt aus der Position des lokalen Triggers durch Subtraktion eines konstanten Zeitoffsets T_{tel}. Im anderen Falle ergibt sich der Startpunkt des Auslesefensters durch Subtraktion des Zeitoffsets T_{system} von der ermittelten Position des Systemtriggers. Dabei hängt T_{system} allerdings von der Teleskopausrichtung und den in der Zentralstation eingestellten Signal-Verzögerungen ab und muß daher für jedes Ereignis neu berechnet werden. Von dem so bestimmten Startwert ausgehend wird eine Folge von 16 Zeitbins ausgelesen. Der Startwert ist so gewählt, daß die ersten drei bis vier Zeitbins nicht vom eigentlichen Signal beeinflußt sind, so daß diese später zu einer Kontrolle der Lage der Nullinie herangezogen werden können. Des weiteren erlaubt es die digitale Rückfaltung der aufgezeichneten Signale (Kap. 4.2.2). Die Länge des Auslesefensters ist so gewählt, daß auch der abfallende Teil des typischerweise acht bis zehn Zeitbins langen Signals der weiteren Verarbeitung zur Verfügung steht. Dies ermöglicht eine adäquate Behandlung derjenigen Signale, die den dynamischen Bereich des Flash-ADCs übersteigen (Kap 4.6). Diese Signale werden im Folgenden als Overflow-Signale bezeichnet.

4.1.2 Signalselektion

Der von einem Flash-ADC Kanal ausgelesene Bereich wird zur weiteren Verarbeitung in das Rohdatenfile geschrieben, falls mindestens ein Zeitbin innerhalb eines Zeitfensters die nominelle Nullinie des jeweiligen Kanals um mindestens eine digitale Einheit überschreitet. Das Zeitfenster ist so gewählt, daß ein vorhandenes Signal sein Maximum innerhalb desselben erreichen würde. Durch diese lockere Selektion (im weiteren Text als Nullunterdrückung bezeichnet) wird bereits während der Datennahme eine signifikante Reduktion der Datenmenge erreicht. Zu Kontrollzwecken wird jedes zwanzigste Ereignis ohne Anwendung der Nullunterdrückung in das Datenfile geschrieben. In der ersten Betriebsphase des Teleskopsystems (bis Dezember 1996) wurde lediglich zu Beginn eines Datenruns die Position der Nullinie bestimmt und zur Nullunterdrückung herangezogen. Seit Dezember 1996 wird während der Datennahme die Lage der Nulline im Abstand von zwei Minuten bestimmt.

4.2 Grundlegende Behandlung der Einzelpulse

4.2.1 Subtraktion der Nullinie

Der erste Schritt der Pulsformanalyse besteht in der Subtraktion der Nullinie. Dieses erfolgt getrennt für die geraden und die ungeraden Zeitbins (Kap. 3.5). Der Einfluß der Subtraktion der Nullinie auf das Signal ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Zur Subtraktion wird entweder die

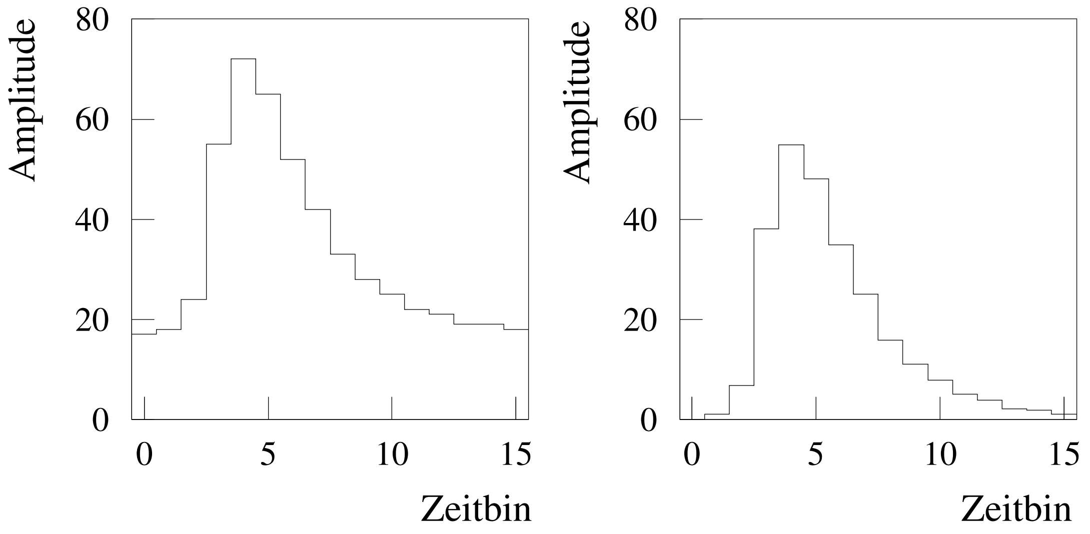

Abbildung 4.2: *Dargestellt ist ein vom 120 MHz Flash-ADC aufgezeichnetes Signal, vor (links) und nach (rechts) Subtraktion der Nullinie.*

während der Datennahme bestimmte Nullinie (Daten ab Dezember 1996) oder die nachträglich korrigierte Nullinie (Daten bis Dezember 1996) benutzt. Die aktuelle Position der Nullinie wird nachträglich bestimmt, indem jeweils über die Lage der beiden ersten aufgezeichneten Zeitbins, die nicht vom eigentlichen Signal beeinflußt sind, über 50 Ereignisse gemittelt wird. Dazu werden nur diejenigen Ereignisse herangezogen, die nicht der Nullunterdrückung unterworfen wurden. Dies ist bei jedem zwanzigsten Ereignis der Fall (Kap. 4.1.2). Bei einer Datenrate von 10 Hz bedeutet dies, daß die Nullinie in Zeitintervallen von 100 Sekunden neu bestimmt wird.

4.2.2 Digitale Rückfaltung

Bevor die schnellen Photomultipliersignale vom Flash-ADC digitalisiert werden, wird deren Länge durch einen Signalformer der Abtastzeit des Flash-ADCs angepaßt (Kap. 3.5). Dies ist notwendig, da der Flash-ADC Frequenzen oberhalb der Nyquist-Frequenz, die gerade der halben Abtastfrequenz entspricht, nicht eindeutig erkennen kann [Bose 85]. Der Signalformer besteht aus einer doppelten Integrationsstufe, dessen Impulsantwort $v(t)$ durch folgende Gleichung gegeben ist :

$$v(t) = \frac{e \cdot t}{\tau} \cdot e^{\frac{-t}{\tau}} \tag{4.1}$$

Dabei entspricht τ der Integrationszeit einer Integrationsstufe. Der nach dem Signalformer digitalisierte Puls wird, falls es es sich nicht um ein Overflow-Signal handelt, digital zurückgefaltet. Overflow-Signale werden gesondert behandelt (Kap. 4.6). Der ursprünglich etwa 10 Zeitbins lange Puls ist nach der Rückfaltung im wesentlichen in 2 Zeitbins konzentriert (Abbildung 4.3). Die digitale Rückfaltung rekonstruiert die Signalform vor dem Pulsformer unter Vernachlässi-

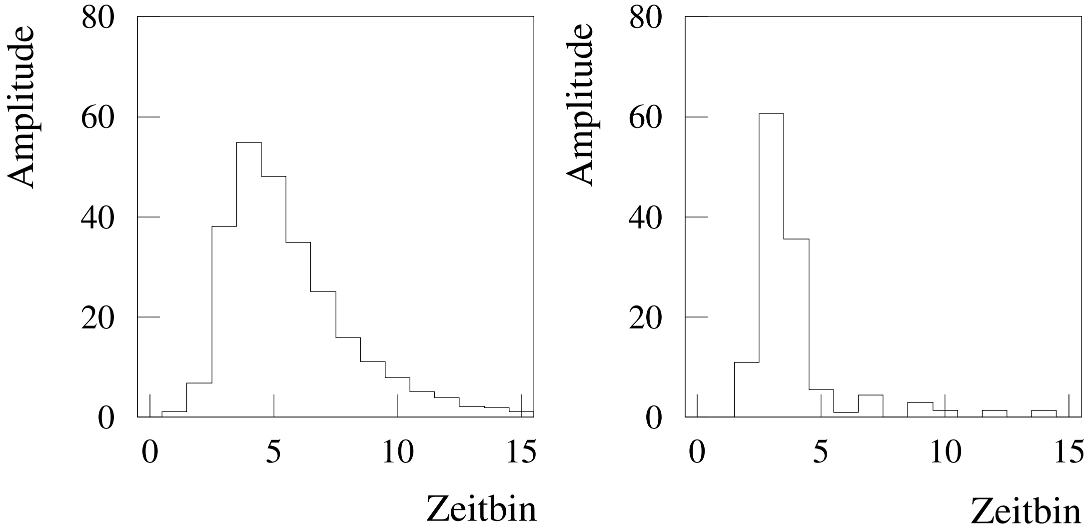

Abbildung 4.3: *Dargestellt ist ein vom 120 MHz Flash-ADC aufgezeichnetes Signal, vor (links) und nach (rechts) Anwendung der digitalen Rückfaltung.*

gung derjenigen Frequenzen im Fourierspektrum des Signals, die oberhalb der Nyquist-Frequenz liegen. Daher kann der rückgefaltete Puls nicht kürzer als zwei Zeitbins sein. Die Amplitude im k-ten Zeitbin des rückgefalteten Signals berechnet sich einfach als Linearkombination dreier aufeinanderfolgender Zeitbins des digitalisierten Signals [Gadomski 92] :

$$s_k = c_1 \cdot v_k + c_2 \cdot v_{k-1} + c_3 \cdot v_{k-2} \tag{4.2}$$

Im Falle der doppelten Integrationsstufe hängen die Koeffizienten c_i lediglich von der Abtastzeit Δ und der Integrationszeit τ ab :

$$c_1 = \frac{e^{x-1}}{x} \qquad c_2 = \frac{-2 \cdot e^{-1}}{x} \qquad c_3 = \frac{e^{-x-1}}{x} \qquad \text{mit} \quad x = \frac{\Delta}{\tau} \tag{4.3}$$

Im vorliegenden Fall beträgt die Abtastzeit Δ = 8.33 ns und die Integrationszeit τ = 12 ns. Zur praktischen Anwendung werden die Koeffizienten c_i mit einer Konstanten k_c multipliziert, so daß die Summe über die beiden größten Amplitudenbins vor und nach der Rückfaltung im Mittel die gleiche ist. Die Bestimmung der Konstanten k_c wird in Kapitel 4.6.1 dargestellt. Durch Anwendung der digitalen Rückfaltung wird der Beitrag des Hintergrundlichtes des Nachthimmels zum Rauschen reduziert. Allerdings erhöht sich im Gegenzug ein anderer Rauschbeitrag : Jeder ursprünglich digitalisierte Wert ist mit einem Digitalisierungsfehler behaftet. Durch Bildung

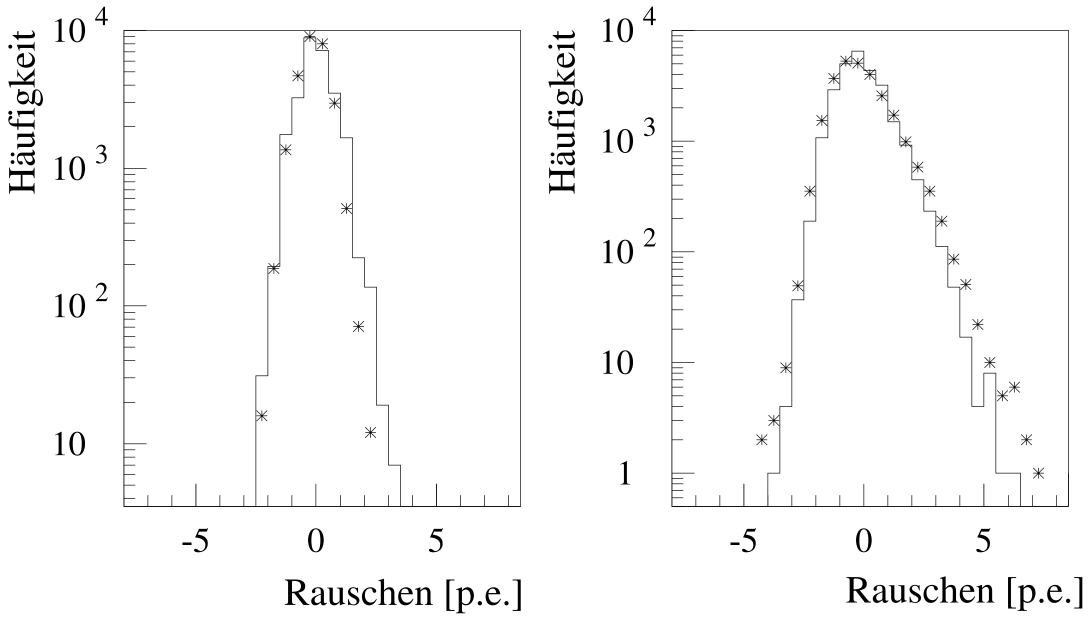

Abbildung 4.4: *Dargestellt ist das Rauschen der Nullinie mit (durchgezogene Linie) und ohne (Sterne) Rückfaltung. Links ohne Hintergrundbeleuchtung und rechts mit einer typischen Hintergrundbeleuchtung durch das Nachthimmelslicht.*

einer Linearkombination dreier dieser Werte erhöht sich damit das Digitalisierungsrauschen des rückgefalteten Zeitbins. Ob man durch die Unterdrückung des Hintergrundlichtes mehr gewinnt, als man durch das Anwachsen des Digitalisierungsrauschens verliert, hängt von der Stärke des Hintergrundlichtes ab. Untersuchungen im Vorfeld des Aufbaus des Teleskopsystems zeigten schon, daß sich beide Effekte etwa die Waage halten [Heß 95]. Dies hat sich auch während des Betriebs bestätigt, wie man anhand von Abbildung 4.4 erkennen kann : Dargestellt ist jeweils eine typische Verteilung der Nullinie geeicht in Einheiten von Photoelektronen (die Eichung der Flash-ADC Werte in Photoelektronen ist Gegenstand von Kap. 4.7.1). Die durchgezogene Linie stellt das Rauschen mit Rückfaltung, die Sterne ohne Rückfaltung dar. Links ohne das

Hintergrundlicht des Nachthimmels (mit geschlossener Kamera) und rechts mit einer typischen Hintergrundlichtstärke aufgenommen. Wie erwartet wird das Gesamtrauschen durch Anwendung der Rückfaltung höher, wenn kein Hintergrundlicht vorhanden ist. Im für die Praxis relevanten Fall einer typischen Hintergrundbeleuchtung drehen sich die Verhältnisse allerdings um. Der durch die Anwendung der Rückfaltung erzielte Gewinn beträgt etwa fünf bis zehn Prozent. Bei durch Sterne bedingtem erhöhten Hintergrundlicht ist der Gewinn deutlich höher.

4.3 Bestimmung der Ankunftszeit im Einzelpixel

Die Bestimmung der Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts erfolgt in zwei Stufen. In der ersten Stufe, die in diesem Abschnitt dargestellt wird, wird eine zeitliche Korrelation der Pixel untereinander weitgehend ignoriert. Die zweite Stufe, die eine engere zeitliche Korrelation annimmt, wird in Kap. 4.5.2 behandelt. Bei der Bestimmung der Ankunftszeit in einem Pixel ist zu beachten, daß die Differenz zwischen der Ankunftszeit im Flash-ADC und der Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts am Photomultiplier von Kanal zu Kanal variieren kann. Der Auslöser dieses Effekts sowie dessen Korrekur in Verbindung mit der damit erreichten Zeitauflösung für ein einzelnes digitalisiertes Signal sollen in den folgenden Abschnitten diskutiert werden.

4.3.1 Ankunftszeit im Flash-ADC

In jedem einzelnen Pixel wird innerhalb eines fest vorgegeben Suchfensteres das größte Amplitudenbin A_{Max} des rückgefalteten Signals gesucht. Die Größe des Suchfensters beträgt 5 Zeitbins ($\equiv 41.7$ ns) und ist gegeben durch die Tatsache, daß die Phase innerhalb zweier Zeitbins gegeben ist, und man noch Fluktuationen der Lichtankunftszeiten am Photomultiplier, kanalabhängige Verzögerungszeiten (Kap. 4.3.2) und leichte Variationen der Durchlaufzeit der Trigger-Einheit (Kap. 3.4.1) beachten muß. Das Suchfenster wird nicht größer gewählt, da sonst die Wahrscheinlichkeit steigen würde vom Rauschen ausgelöste Signale zu finden. Mit Hilfe des größten Amplitudenbins $A_{i,Max}$ und dessen größtem Nachbarbins $A_{i,Nachbar}$ wird der Pulsschwerpunkt COG_i im i-ten Kanal bestimmt.

$$COG_i = \frac{k_{i,Max} \cdot A_{i,Max} + k_{i,Nachbar} \cdot A_{i,Nachbar}}{A_{i,Max} + A_{i,Nachbar}} \tag{4.4}$$

Dabei ist $k_{i,Max(Nachbar)}$ die Nummer des zu $A_{i,Max(Nachbar)}$ gehörigen Amplitudenbins. Der Pulsschwerpunkt COG_i wird mit Hilfe einer Umrechnungskurve in eine Ankunftszeit in Einheiten von Nanosekunden umgerechnet. Der Zeitnullpunkt ist dabei durch den Beginn des Auslesefensters gegeben. Die aus den Daten gewonnene Umrechnungskurve (Abbildung 4.5) ergibt sich aus der Häufigkeitsverteilung $C(cog)$ der Nachkommastelle der Pulsschwerpunkte cog anhand folgender Gleichung.

$$t(cog) = \Delta \cdot \frac{\int_0^{cog} C(cog') \cdot dcog'}{\int_0^{1} C(cog') \cdot dcog'} \tag{4.5}$$

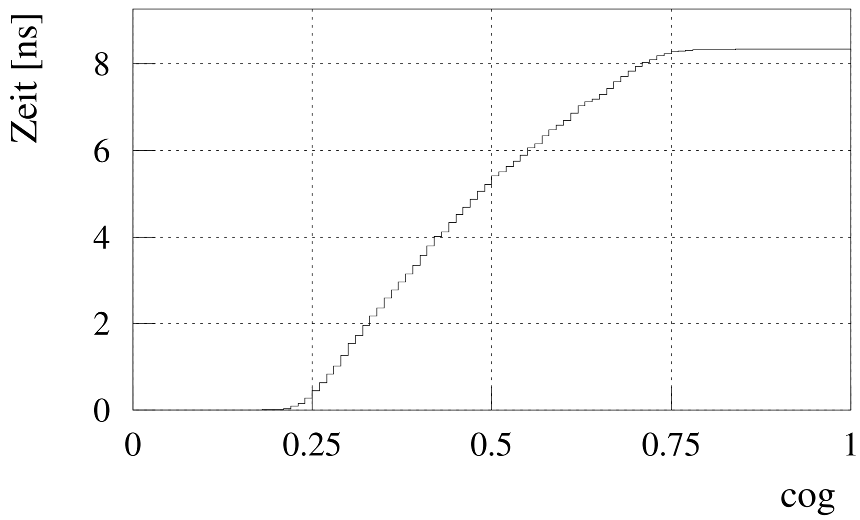

Abbildung 4.5: *Dargestellt ist die Umrechnungskurve, mit deren Hilfe die Nachkommastelle cog des Schwerpunkts des digital rückgefalteten Signals in die Ankunftszeit in Einheiten von ns umrechnet wird.*

Hier steht Δ für die Abtastzeit des Flash-ADCs. Dabei wird angenommen, daß die Ankunftszeiten nicht korreliert mit dem Flash-ADC Takt sind und damit gleichverteilt sein müssen. Zur Bildung der Häufigkeitsverteilung $C(cog)$ werden alle Kanäle herangezogen, so daß eine über alle Kanäle gemittelte Umrechnungskurve $t(cog)$ entsteht. Eine Variation von Kanal zu Kanal, die von unterschiedlichen Pulsformen herrühren könnte, wird dabei vernachlässigt. Um die korrekte Ankunftszeit im Flash-ADC $t_{i,FADC}$ zu bestimmen, muß noch die Vorkommastelle $I(COG)$ des Pulsschwerpunkts einberechnet werden.

$$t_{i,FADC} = \Delta \cdot I(COG) + t(cog) \tag{4.6}$$

Die so bestimmte Zeit $t_{i,FADC}$ stellt die Ankunftszeit im Flash-ADC dar. Die Umrechnung in die Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts am Photomultiplier wird im nächsten Abschnitt dargelegt. Die beschriebene Prozedur kann nicht auf Overflow-Signale angewendet werden. In diesem Falle wird für den betreffenden Kanal keine Ankunftszeit bestimmt.

4.3.2 Korrektur der Verzögerungszeit

Die physikalisch relevante Ankunftszeit stellt nicht die direkt im Flash-ADC gemessene Zeit dar, sondern die Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts am Photomultiplier. Um diese zu bestimmen, müssen kanalabhängige Verzögerungszeiten $t_{i,offset}$ subtrahiert werden.
Diese lassen sich durch Analyse der Laserdaten bestimmen : In der Mitte des Spiegelträgers befindet sich ein Szintillator. Dieser wird durch einen Laserpuls, der von einem in der Elektro-

nikhütte installierten Laser über einen Lichtleiter zum Teleskop übertragen wird, zur Emission eines kurzen Lichtpulses angeregt. Das Emissionsspektrum des Szintillators ähnelt dabei dem Spektrum des auf dem Erdboden beobachteten Čerenkov-Lichts. Da ein Laser-Schuß die Kamera homogen beleuchtet, werden mit Hilfe dieser Anordnung sogenannte 'Laser-Runs' zur Kontrolle der Homogenität der Kamera durchgeführt. Ein Laserschuß trifft alle Photomultiplier praktisch gleichzeitig. Der Laufzeitunterschied vom Diffusor in der Mitte des Spiegelträgers zum zentralen Pixel und zu einem der Randpixel beträgt lediglich 0.02 ns und kann damit vernachlässigt werden. Mit der in Kap. 4.3.1 beschriebenen Methode wird für jedes Pixel und jeden Laserschuß die Ankunftszeit im Flash-ADC bestimmt. Dabei wird für jeden Laserschuß der Zeitnullpunkt als die mittlere Ankunftszeit $\langle t \rangle$ der Signale im Flash-ADC definiert.

$$\langle t \rangle = \frac{\sum\limits_{i=1}^{271} t_{i,FADC}}{271} \tag{4.7}$$

Die Differenz zwischen $t_{i,FADC}$ und $\langle t \rangle$ ergibt die Verzögerungszeit des i-ten Kanals im Vergleich zum Mittelwert. Durch Mittelung über viele Laserschüsse ergibt sich für jeden Kanal eine Gaußverteilung, deren Mittelwert sehr genau die Verzögerungszeit des jeweiligen Kanals ergibt. Die Breite der Verteilung ist ein Maß für die Zeitauflösung, die im nächsten Kapitel behandelt werden soll. Es stellt sich heraus, daß die Verzögerungszeiten $t_{i,offset}$ in einem Bereich von mehreren Nanosekunden varieren. Durch genauere Analyse der Laserdaten lassen sich die Gründe hierfür feststellen.

Variation der Phase des 60 MHz Taktes

In der ersten Phase des Betriebs des Teleskopsystems wurde der 60 MHz Takt von einem Flash-ADC Modul zum nächsten mittels kurzer Lemo-Kabel weitergeleitet, was entsprechend der Kabellänge zu einer unterschiedlichen Phase an den verschiedenen Flash-ADC Modulen führte. Dies wurde durch den Einbau eines Verteiler-Moduls behoben, das den 60 MHz Takt mit Kabeln gleicher Länge sternförmig auf die einzelnen Flash-ADC Module verteilt. Die Ausgänge des Verteiler-Moduls zeigen zwar ebenfalls eine leichte Variation in ihrem zeitlichen Verhalten, dieser Effekt ist jedoch wesentlich geringer als der ursprüngliche. Dies läßt sich mittels Abbildung 4.6 verifizieren :
Rechts sind die Verzögerungszeiten am Beispiel des Teleskops Nr.3 als Funktion der Pixelnummer, oben vor und unten nach Einbau des Verteilermoduls, aufgetragen. Die systematische Abhängigkeit der Verzögerungszeit von der Pixelnummer - und damit von dem Flash-ADC Modul - verschwindet praktisch vollständig nach Einbau des Verteilermoduls. Der wahre Grund für die scheinbaren kanalabhängigen Verzögerungszeiten liegt in diesem Fall also darin, daß die Signale phasenverschoben digitalisiert werden. Es verbleibt aber dennoch eine Variation, die allerdings nicht mehr systematisch von der Pixelnummer abhängt.

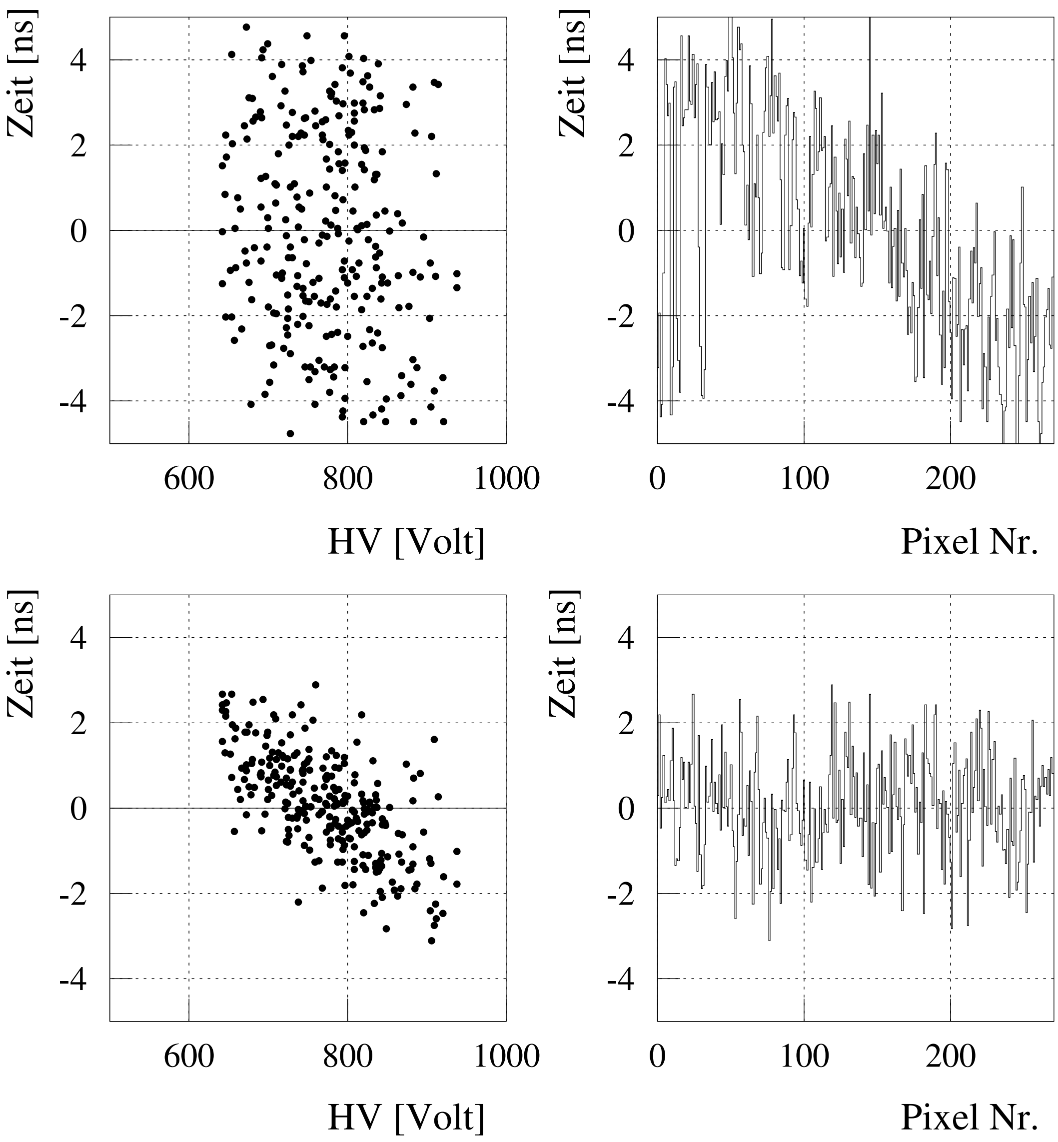

Abbildung 4.6: *Dargestellt ist der Einfluß der Hochspannung auf die Signallaufzeit innerhalb des Photomultipliers und der Einfluß der Flash-ADC Phase auf die gemessene Verzögerungszeit* $t_{i,offset}$ *am Beispiel des Teleskops Nr.3. Oben ist vor Einbau des Verteilermoduls die Verzögerungszeit* $t_{i,offset}$ *als Funktion der angelegten Hochspannung und der Pixelnummer aufgetragen, unten nach Einbau des Verteilermoduls, das eine zeitgleiche Verteilung des Taktsignals auf alle Flash-ADC Module ermöglicht.*

Variation der Signallaufzeit im Photomultiplier

Jedes Pixel einer Kamera wird mit der individuell angepaßten Hochspannung versorgt. Dies ist notwendig, um eine insgesamt homogen verstärkende Kamera betreiben zu können. Andererseits hängt die Signallaufzeit innerhalb eines Photomultipliers von der angelegten Hochspannung ab, wie man in Abbildung 4.6 erkennen kann :
Links ist die Verzögerungszeit aller 271 Pixel als Funktion der jeweils angelegten Hochspannung zu sehen. Während vor dem Einbau des Verteilermoduls des 60 MHz Taktes der Effekt nur schwach erkennbar ist (oben), ist nach dessen Einbau (unten) die Tendenz klar zu sehen. Eine Spannungserhöhung um 100 Volt verringert die Durchlaufzeit im Mittel um etwa 1.5 ns.

Es zeigt sich, daß die individuellen Verzögerungszeiten $t_{i,offset}$ reproduzierbar sind. Auf einer Zeitskala von Monaten variieren sie lediglich im Bereich weniger Zehntel ns. Daher wird für jedes Teleskop eine Datenbank erstellt, die für einen Zeitraum von mehreren Monaten für jeden Kanal die Verzögerungszeit $t_{i,offset}$ enthält. Diese wird beim Konvertieren der Rohdaten eingelesen und zur Berechnung der Ankunftszeit t_i des Čerenkov-Lichts am Photomultiplier benutzt.

$$t_i = t_{i,FADC} - t_{i,offset} \tag{4.8}$$

Der Zeitnullpunkt bleibt weiterhin durch den Beginn des Auslesefensters definiert. Die Variationen der Verzögerungszeiten $t_{i,offset}$ von Kanal zu Kanal stellen also kein prinzipielles Problem dar solange sie sich im Bereich weniger Nanosekunden bewegen und damit klein gegenüber der Größe des Auslesefensters sind. Sie sind reproduzierbar und damit zu korrigieren. Die Genauigkeit mit der die Ankunftszeit t_i bestimmt werden kann, ist Thema des nächsten Kapitels.

4.3.3 Zeitauflösung im Einzelpixel

Die Genauigkeit mit der sich die Ankunftszeit t_i für ein einzelnes Signal bestimmen läßt, ergibt sich ebenfalls aus der Analyse von Laserdaten. Δt_i sei die Differenz zwischen der gemessen Ankunftszeit t_i eines Laserschusses im i-ten Pixel zur mittleren gemessenen Ankunftszeit T_{Laser} des Laserschusses in der Kamera.

$$\Delta t_i = t_i - T_{Laser} \quad \text{mit} \quad T_{Laser} = \frac{\sum\limits_{n=1}^{271} t_n}{271} \tag{4.9}$$

t_i ist dabei gemäß Gleichung 4.8 definiert. Durch Akkumulation vieler Laserschüsse ergibt sich für jedes Pixel eine Verteilung der Δt_i, die um Null zentriert ist, da die Verzögerungszeiten schon korrigiert sind. Die Breite der Verteilung spiegelt praktisch die Zeitauflösung für ein einzelnes digitalisiertes Signal wider, da der Fehler auf die mittlere gemessene Ankunftszeit T_{Laser} um einen Faktor $\sqrt{271} \approx 16.5$ kleiner ist als der Fehler auf t_i. In Abbildung 4.7 ist der Mittelwert und das RMS der Verteilungen gegen die Kanalnummer aufgetragen. Es gehen dabei die Daten von 23 Laserruns ein, die innerhalb von 2 Wochen aufgenommen wurden. Dies entspricht insgesamt 2300 Laserschüssen. Es ist zu erkennen, daß die Mittelwerte aller Kanäle nahe bei Null

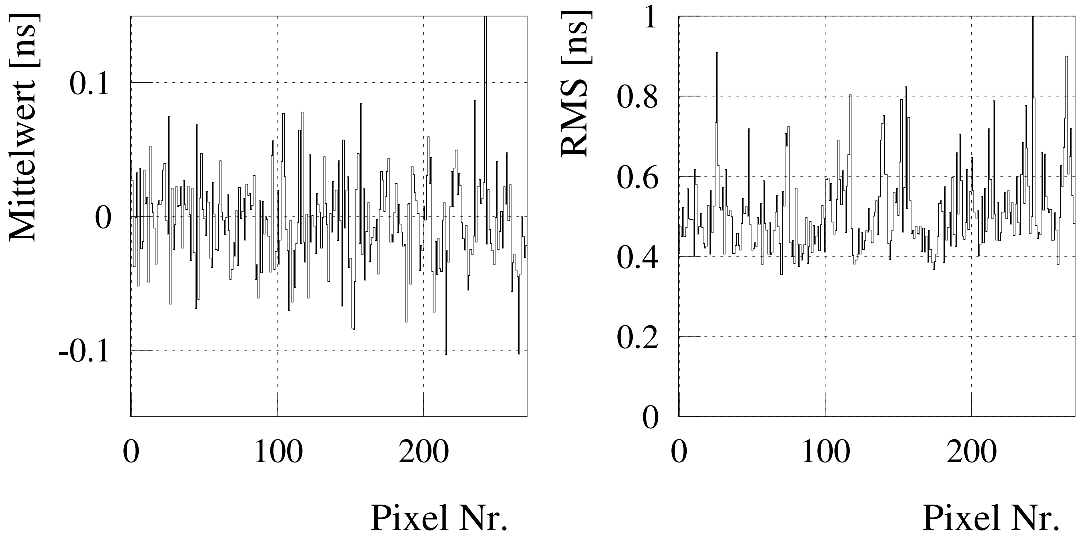

Abbildung 4.7: *Dargestellt ist für eine Kamera der Mittelwert und das RMS der Verteilung der Δt_i gegen die Kanalnummer. Es sind Daten von insgesamt 23 Laserruns eingeschlossen, die über einen Zeitraum von 2 Wochen durchgeführt wurden.*

liegen. Dabei ist zu bedenken, daß die in diesem Fall benutzten Werte $t_{i,offset}$ zur Korrektur der Verzögerungszeiten aus Laserdaten der vorangegangenen Meßperiode gewonnen wurden. Dies stellt die Stabilität der Verzögerungszeiten $t_{i,offset}$ unter Beweis. Das RMS der Verteilungen ist jedoch kanalabhängig. Das ist zum einen auf die unterschiedlichen Hintergrundhelligkeiten in den einzelnen Pixeln zurückzuführen, da ein erhöhtes Rauschen die Zeitauflösung verschlechtert. Zum anderen rührt es auch daher, daß zur Umrechnung des Signalschwerpunktes COG eine gemittelte Kennlinie benutzt wird. Da die Pulsform nicht für jeden Kanal identisch ist, variiert auch die Umrechnungskurve. Gründe hierfür sind möglicherweise Toleranzen der Elektronikbausteine in der Verstärkungskette. Da die dadurch hervorgerufene Verschlechterung der Zeitauflösung noch tolerierbar ist, wird dieser Effekt der Einfachheit halber vernachlässigt. In der Folge soll die Überlagerung der Verteilungen der Δt_i aller Kanäle betrachtet werden. Ausgeschlossen werden lediglich diejenigen Kanäle, die von stark erhöhtem Hintergrundlicht, ausgelöst von einem im sichtbaren Licht leuchtenden Stern, betroffen sind. Dadurch wird sichergestellt, daß nicht einzelne Kanäle die Gesamtverteilung verfälschen. Die Breite dieser Verteilung stellt das Maß für die mittlere Zeitauflösung dar. In Abbildung 4.8 ist dies für die schon erwähnten 23 Laserruns durchgeführt. Abgesehen von Abweichungen zu größeren Werten von Δt_i hin, läßt sich die Verteilung durch eine gaußförmige Verteilung beschreiben, deren Standardabweichung σ_t die mittlere Zeitauflösung ist. Diese beträgt in diesem Falle 0.5 ns bei einer Laseramplitude von etwa 100 digitalen Einheiten im Flash-ADC.
Da im Laufe des Betriebs des Teleskopsystems Laserdaten über einen weiten Bereich der Ampli-

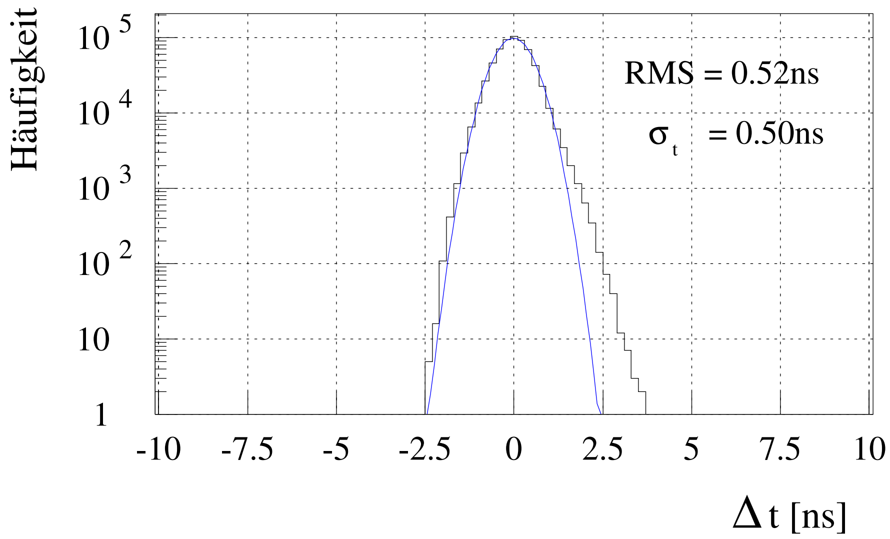

Abbildung 4.8: *Dargestellt ist die Verteilung von Δt_i. Dabei sind die Verteilungen aller Pixel einer Kamera überlagert. Es sind Daten von insgesamt 23 Laserruns eingeschlossen, die über einen Zeitraum von 2 Wochen durchgeführt wurden.*

tude genommen wurden, kann die Zeitauflösung systematisch als Funktion der Signalamplitude untersucht werden. Die Signalamplitude wird dazu in Bins mit einer Breite von 10 digitalen Einheiten in der Signalamplitude eingeteilt. Jeder Laserrun jedes Teleskops wird entsprechend der über die gesamte Kamera und den gesamten Laserrun gemittelten Amplitude in eines der Amplitudenbins eingeordnet. Die Zeitauflösung in einem Amplitudenbin ergibt sich damit als Mittelwert über alle diesem Amplitudenbin zugeordneten Laserruns. Das Resultat ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Wie zu erwarten, wird die Zeitauflösung mit zunehmender Signalamplitude A besser. Die gezeigte Kurve stellt die effektive Zeitauflösung für ein einzelnes digitalisiertes Signal dar, die von verschiedenen Effekten beeinflußt wird :

- Jitter der Signallaufzeit innerhalb des Photomultipliers. Vom Hersteller wird ein Jitter von 2.5 ns (FWHM) angegeben, wobei sich diese Angabe auf ein Photoelektron bezieht. Insgesamt trägt dieser Effekt damit proportianal zu $1/\sqrt{A}$ zur Zeitauflösung bei.

- Das Hintergrundlicht des Nachthimmels. Das dadurch erhöhte Rauschen der Nullinie (Abbildung 4.4) überträgt sich direkt auf die Genauigkeit der Messung des Signalschwerpunktes COG und damit auf die Zeitmessung.

- Das Quantisierungsrauschen bewirkt ebenfalls eine Ungenauigkeit in der Bestimmung des Signalschwerpunktes und damit der Ankunftszeit.

- Bei der Umrechnung des Signalschwerpunktes in die Ankunftszeit wird eine über alle

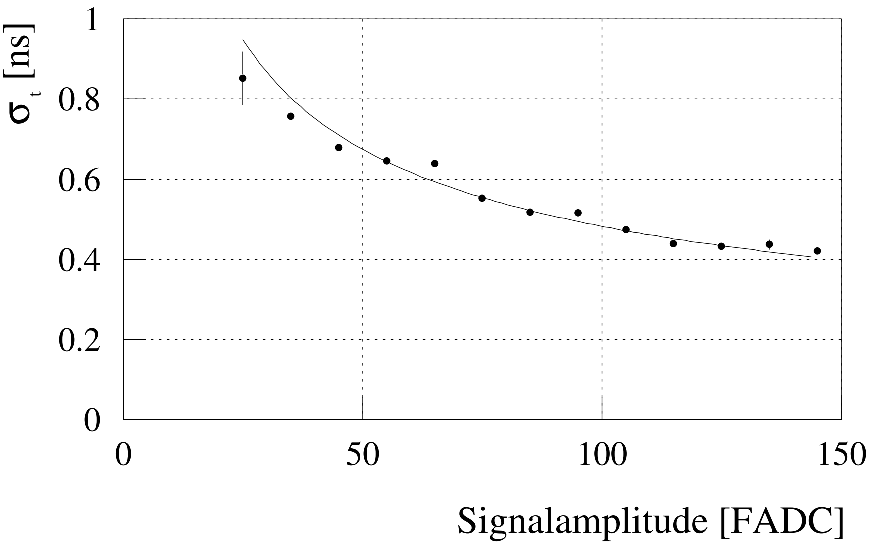

Abbildung 4.9: *Dargestellt ist die Zeitauflösung eines einzelnen digitalisierten Signals als Funktion der Signalamplitude. Die Meßpunkte ergeben sich aus der Analyse vieler Laserruns, die einen weiten Bereich in der Signalamplitude abdecken. Die durchgezogene dient zur besseren Orientierung.*

Kanäle gemittelte Umrechnungskurve benutzt. Einzelne Kanäle können von dieser mittleren Signalform abweichen, was zu einer schlechteren Zeitauflösung dieser Kanäle führt (Abbildung 4.7).

- Qualität der benutzten Verzögerungszeiten $t_{i,offset}$. Wie man ebenfalls Abbildung 4.7 entnehmen kann, liefert dieser Effekt nur einen kleinen Beitrag zur Zeitauflösung.

Im Vorfeld des Aufbaus der Teleskope wurden Labormessungen zur erwarteten Zeitauflösung durchgeführt, deren Resultate eine um 50% bessere Zeitauflösung erwarten ließen [Heß 95]. Da diese Messungen mit einem Testpulser durchgeführt wurden, konnte damit der Einfluß des Jitters der Signallaufzeit im Photomultiplier nicht erfaßt werden. Somit ergaben diese Resultate eine untere Grenze für die erwartete Zeitauflösung.
Abgesehen von den Overflow-Signalen wird mit der in den letzten Abschnitten beschriebenen Methode für jeden Kanal die Ankunftszeit innerhalb der durch Abbildung 4.9 gegebenen Genauigkeit des innerhalb des Suchfensters gefundenen Pulses bestimmt. Abgesehen von der Größe des Suchfensters wird jedoch keine zeitliche Korrelation der Kanäle untereinander vorausgesetzt. Würde man die so gefundenen Signale nun zur Bestimmung der Signalamplitude heranziehen, könnte man in Kanälen, die in Wirklichkeit nicht vom Čerenkov-Licht des Luftschauers getroffen wurden, zufällig eine positive Signalamplitude berechnen, die lediglich vom Rauschen herrührt. Dies würde die Bildanalyse unnötig erschweren. Daher wird im nächsten Schritt unter Zuhilfenahme der größten gefunden Signale eine mittlere Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts berechnet,

um die Position der wahren Signale im Auslesefenster weiter einzugrenzen.

4.4 Die Bestimmung der mittleren Ankunftszeit in der Kamera

Um die mittlere Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts in der Kamera zu bestimmen, werden nur bestimmte Signale selektiert. Die Selektionskriterien lauten wie folgt :

- Pixel, in denen der durch das Hintergrundlicht hervorgerufene Strom eine Schwelle von 5 μA übersteigt, werden zunächst ausgeschlossen.

- Kanäle, die einen technischen Defekt aufweisen, werden ebenfalls ausgeschlossen. Es existiert zu jeder Beobachtungsperiode eine Datenbank, die die Nummern der defekten Kanäle enthalt. Diese wird ebenfalls bei der Konvertierung der Daten eingelesen und an dieser Stelle verwendet.

- Für Overflow-Signale wurde keine Ankunftszeit berechnet. Daher müssen diese an dieser Stelle ebenfalls ausgeschlossen werden. Das hat keine weiteren negativen Konsequenzen, da in einem Ereignis, in dem es ein oder mehrere Overflow-Signale gibt, es im allgemeinen eine große Zahl weiterer Kanäle gibt, die zur Bestimmung der mittleren Ankunftszeit herangezogen werden können.

Die weiteren Selektionskriterien hängen davon ab, ob das betreffende Teleskop aktiv den Systemtrigger mitformiert hat oder nicht.

Selektion der Signale für ein Teleskop mit lokalem Trigger

- Das Pixel muß aktiv zum Teleskoptrigger beigetragen haben und die Amplitude A_{Max} des Signals muß eine Mindestamplitude haben, die leicht unterhalb der Hardwareschwelle liegt. Die zusätzliche Amplitudenabfrage ist notwendig, da jedes Pixel, das 90 ns vor und 15 ns nach dem ausgelösten lokalen Trigger die Triggerschwelle für das Einzelpixel überschritten hat, einen Eintrag im Trigger-Pattern-Register hat (Kap. 3.4.1).

- Falls das Pixel nicht aktiv den lokalen Trigger formiert hat, muß es eine Mindestamplitude haben, die oberhalb der Hardwareschwelle liegt. Dies ist freilich nur relevant für Kanäle, die während der Datennahme vom aktiven Trigger ausgeschlossen sind. Dies trifft in folgenden Fällen zu :

  - Für Daten, die bis Januar 1997 genommen wurden, trifft dies für die im äußeren Ring der Kamera befindlichen Pixel zu. Ab Januar 1997 wurden auch diese Pixel in den Trigger aktiven einbezogen, so daß dieser Fall seither nicht mehr auftreten kann.
  - Diejenigen Pixel, die während der Datennahme ein erhöhtes Hintergrundlicht sehen, werden automatisch vom Trigger ausgeschlossen (Kap. 3.4.1). Diese Pixel werden aber ohnehin zunächst bei der Berechnung der mittleren Ankunftszeit ausgeschlossen (s.o.).

Selektion der Signale für ein Teleskop ohne lokalem Trigger

- Das Pixel muß eine Mindestamplitude überschreiten, die knapp unterhalb der Hardwareschwelle liegt.

Es werden innerhalb einer Kamera mindestens zwei Pixel verlangt, um die mittlere Ankunftszeit zu bestimmen. Wenn notwendig werden noch diejenigen Pixel hinzugenommen, die aufgrund ihres erhöhten Hintergrundstromes zunächst ausgeschlossen wurden. Die Information über die Anzahl der Pixel N_{pix}, die zur Berechnung der mittleren Ankunftszeit verwendet wurden, wird in den konvertierten Daten abgelegt. Ebenso ob es notwendig war, die Pixel mit erhöhtem Hintergrundlicht miteinzubeziehen.
Die mittlere Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts $\langle t \rangle$ berechnet sich damit zu :

$$\langle t \rangle = \frac{\sum\limits_{i=1}^{N_{pix}} t_i}{N_{pix}} \tag{4.10}$$

4.5 Die Bestimmung der Signalamplitude im Einzelpixel

Die mittlere Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts kann benutzt werden, um die Signalamplitude jedes Pixels an der relevanten Stelle im Flash-ADC Auslesefenster auszuwerten. Dies wird einmal unter Vernachlässigung einer intrinsischen Zeitstruktur des Čerenkov-Lichtes getan und einmal unter Toleranz derselben. Die in diesem Abschnitt beschriebene Bestimmung der Signalamplitude ist nicht auf Overflow-Signale anwendbar. Deren Behandlung wird in Kapitel 4.6 gesondert dargestellt.

4.5.1 Vernachlässigung der Zeitstruktur im Bild

Unter Vernachlässigung von Variationen der Ankunftszeit von Pixel zu Pixel wird die Amplitude $A_{i,\langle t \rangle}$ jedes Pixels zur Zeit $\langle t \rangle_i$ ausgewertet :

$$\langle t \rangle_i = \langle t \rangle + t_{i,offset} \tag{4.11}$$

An dieser Stelle muß wieder der kanalabhängigen Verzögerungszeit $t_{i,offset}$ Rechnung getragen werden. Die Amplitude $A_{i,\langle t \rangle}$ wird durch Aufsummation der beiden Amplitudenbins berechnet, die der Zeit $\langle t \rangle_i$ am nächsten sind. Die Summe der beiden Bins wird der Anschaulichkeit halber zusätzlich mit einer Konstanten k_A multipliziert, so daß $A_{i,\langle t \rangle}$ die Signalamplitude in Flash-ADC-Einheiten des nicht rückgefalteten Pulses darstellt.

$$A_{i,\langle t \rangle} = k_A \cdot \sum_{n=1}^{2} A_n \tag{4.12}$$

Die Bestimmung der Konstanten k_A wird in Kapitel 4.6.1 ausgeführt. Bei dieser Methode der Amplitudenbestimmung wird angenommen, daß das Čerenkov-Licht gleichzeitig auf die Kamera auftrifft. Diese Annahme ist gerechtfertigt, solange eine etwaige Zeitstruktur kleiner als die

Binbreite des Flash-ADCs ist. Man erhält dadurch eine optimale Unterdrückung des Hintergrundrauschens, da man weniger sensitiv auf zufällige Fluktuationen innerhalb des Einzelpixels ist. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung 4.10 verdeutlicht. Dargestellt ist dort die Amplitu-

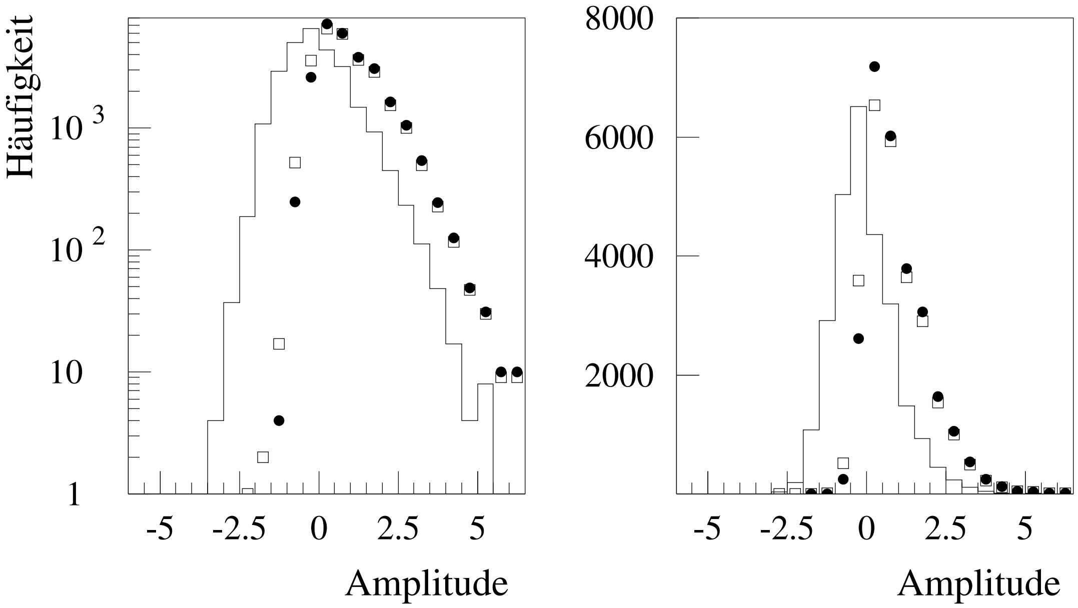

Abbildung 4.10: *Dargestellt ist die Amplitudenverteilung der Nullinie in linearer (links) und logarithmischer Darstellung (rechts). Für den Fall daß zwei zufällig herausgegriffene benachbarte Amplitudenbins zur Bestimmung der Signalamplitude herangezogen wurden (durchgezogene Linie), und für den Fall, daß das größte innerhalb des Suchfensters gefundene Amplitudenbin zusammen mit dessen größten Nachbarbin benutzt wurde (gefüllte Punkte). Weiterhin ist die Verteilung der Nullinie für ein verkleinertes Suchfenster dargestellt (offene Punkte), das in Kapitel 4.5.2 definiert wird.*

denverteilung der Nullinie. Zur Analyse wurden Daten herangezogen, bei denen der Trigger künstlich erzeugt wurde (Pedestalrun). Damit ist sichergestellt, daß mit hoher Wahrscheinlichkeit keine Luftschauerereignisse innerhalb des Auslesefensters aufgezeichnet wurden. Einmal wurden jeweils zwei zufällig herausgegriffene Nachbarbins als Maß für die Amplitude herangezogen (durchgezogene Linie). Dies entspricht der Amplitudenverteilung von Pixeln, die nicht von Čerenkov-Licht getroffen wurden, deren Amplitude aber entsprechend der mittleren Ankunftszeit in den anderen Pixeln ausgewertet wurde. Zum anderen wurde das größte Amplitudenbin innerhalb des Suchfensters und dessen größtes Nachbarbin benutzt (gefüllte Punkte). Die Größe des Suchfensters ist dabei identisch zu dem bei echten Daten. Dies entspricht damit der Amplitudenverteilung von Pixeln, die nicht von Čerenkov-Licht getroffen wurden, und deren Amplitude bestimmt wurde ohne eine zeitliche Korrelation zu anderen Pixeln anzunehmen. Der Unterschied zwischen den beiden Verteilungen ist offensichtlich. Ohne Annahme der zeitlichen Korrelation würde man innerhalb des Suchfensters praktisch immer eine positive Amplitude finden. Die Bil-

der in der Kamera würden dann stark verrauscht sein, was wiederum die Bildanalyse erschweren würde.
Es zeigt sich, daß die Annahme der Gleichzeitigkeit für den größten Teil der aufgezeichneten Ereignisse gerechtfertigt ist. Es gibt jedoch eine Klasse von Ereignissen bei denen diese Annahme nicht erfüllt ist. Abbildung 4.11 zeigt die Überlagerung aller rohen Flash-ADC Signale für zwei Ereignisse. Die Nullinie ist dabei jeweils subtrahiert. Während im linken Bild alle Signale

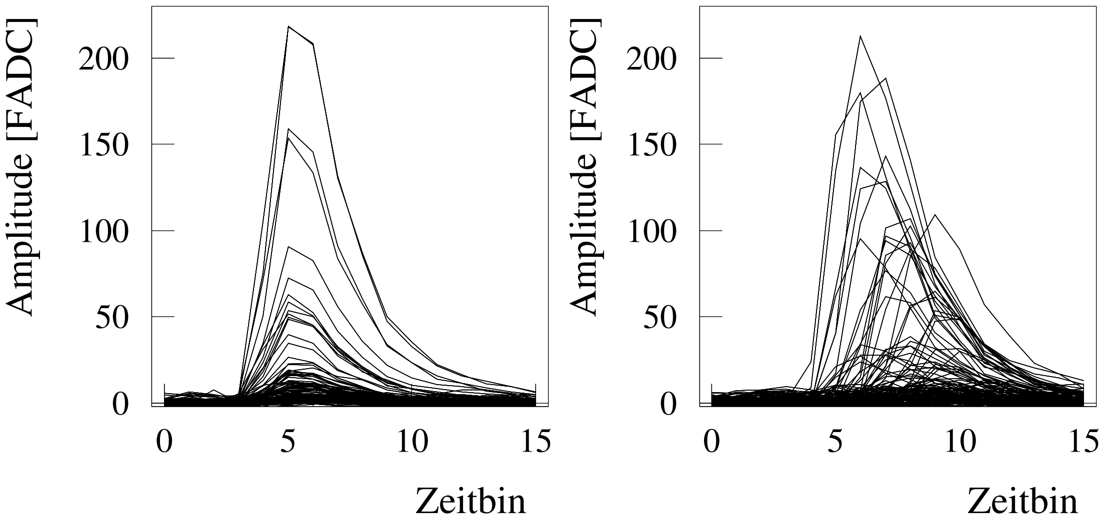

Abbildung 4.11: *Dargestellt ist die Überlagerung aller rohen Flash-ADC Signale. Dabei ist jeweils die Nullinie subtrahiert. Links für ein Ereignis, bei dem alle Pulse innerhalb eines engen Zeitfensters eintreffen, rechts für ein Ereignis mit einer deutlichen Zeitstruktur.*

innerhalb eines engen Zeitfensters auftreffen, weisen die Signale im rechten Bild eine deutliche Zeitstruktur auf. Mithilfe der stereoskopischen Rekonstruktion zeigt sich, daß es sich dabei um Ereignisse handelt, die einen großen Schauerabstand bzw. eine starke Neigung zur Teleskopachse aufweisen. In diesem Fall würde die Annahme der Gleichzeitigkeit die Amplitudenmessung und damit das Kamerabild als ganzes verfälschen. Eine eingehende Diskussion dieses Sachverhalts ist Gegenstand von Kapitel 5.

4.5.2 Toleranz einer intrinsischen Zeitstruktur

Um einer etwaigen Zeitstruktur innerhalb des Bildes Rechnung zu tragen, wird eine Verschmierung der mittleren Ankunftszeit $\langle t \rangle$ zugelassen. Zu diesem Zweck wird in jedem Pixel ausgehend von der mittleren Ankunftszeit ein neues Suchfenster gesetzt, innerhalb dessen wieder das Bin mit der maximalen Amplitude gesucht wird.

$$(\langle t \rangle + t_{i,offset})^{+20ns}_{-8ns} \tag{4.13}$$

Dieses Suchfenster ist kleiner als das ursprüngliche und führt daher zu etwas weniger Rauschen im Einzelpixel. Dies ist ebenfalls in Abbildung 4.10 dargestellt. Zusätzlich zu den schon be-

kannten Verteilungen (Kap. 4.5.1) ist noch die Verteilung der Nullinie unter Benutzung des verkleinerten Suchfensters dargestellt (offene Punkte). Diese Verteilung ist der Verteilung, die dem ursprünglichen Suchfenster entspricht (gefüllte Punkte) sehr ähnlich, ist aber etwas weniger stark zu positiven Werten verschoben : Je größer das Suchfenster ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit zufällig eine positive Amplitude zu detektieren.
Die dem neuen Maximumbin zugeordnete Zeit wird gemäß der in Kapitel 4.3 vorgestellten Methode in die Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts am Photomultiplier t_i umgerechnet und in den konvertierten Daten abgelegt. Die dieser Methode entsprechende Amplitude $A_{i,max}$ berechnet sich aus dem Maximumbin und dessen größten Nachbarbin analog zu Gleichung 4.12 :

$$A_{i,max} = k_A \cdot (A_{i,Max} + A_{i,Nachbar}) \tag{4.14}$$

Die Amplitude $A_{i,max}$ liefert somit in jedem Fall die vollständige Bildinformation. Dies geht jedoch im Vergleich zu den Amplituden $A_{i,\langle t\rangle}$ auf Kosten eines erhöhten Rauschens. Eine quantitative Diskussion dieses Sachverhalts findet sich in Kapitel 5.2.5.
Konnte keine mittlere Ankunftszeit bestimmt werden, können folglich auch die Amplitudenwerte $A_{i,\langle t\rangle}$ unter Annahme der Gleichzeitigkeit nicht berechnet werden. Die Werte für $A_{i,max}$ und t_i werden in diesem Fall aus den Berechnungen mit dem ursprünglichen Suchfenster übernommen.

4.6 Das Sättigungsverhalten des Flash-ADCs

Bei der Bestimmung der Amplitude von Overflow-Signalen wird nicht auf eine zeitliche Korrelation zu den anderen Kanälen geachtet, da es praktisch ausgeschlossen ist, daß das Rauschen ein Overflow-Signal produzieren kann. Overflow-Signale sollen so analysiert werden, daß auch deren Amplitude in den gleichen Einheiten wie die der anderen Signale zur Verfügung steht. Um dies zu erreichen, können nicht einfach die zwei größten Bins aufsummiert werden. In diesem Fall wird vielmehr die gesamte Pulsfläche berechnet, die in einem nicht-linearen Zusammenhang mit der Amplitude steht. Diesen funktionalen Zusammenhang gilt es zu bestimmen. Der erste Schritt der vorgestellten Methode besteht in der Bestimmung der Impulsantwort eines Kanals.

4.6.1 Impulsantwort eines Kanals

Die mittlere Impulsantwort eines Kanals auf einen Čerenkov-Lichtblitz kann folgendermaßen aus den Daten extrahiert werden.

- Selektion aufgezeichneter Signale ausreichender Amplitude ($100 < A_{i,max} < 200$). Dies gewährleistet eine genaue Rekonstruktion der Phase des Pulses relativ zum Abtastzyklus des Flash-ADCs (Abbildung 4.9).

- die Amplitude in den einzelnen Zeitbins wird auf die Pulsfläche normiert. Dadurch wird sichergestellt, daß alle Signale nach der Normierung die gleiche Amplitude haben.

- Die selektierten Signale werden entsprechend ihrer gemessenen Phase gegeneinander verschoben und in ein Histogramm H_{Amp} mit feiner Bingröße ($\frac{1}{3}$ ns) eingefüllt. Des weiteren

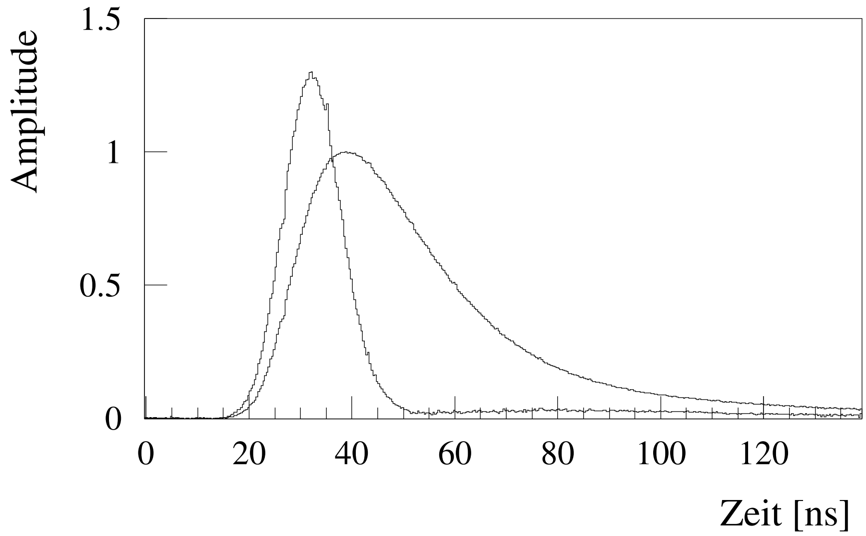

Abbildung 4.12: *Mittlere Impulsantwort eines Kanals auf einen Čerenkov-Lichtblitz. Die Amplitude ist dabei auf Eins normiert. Das digital rückgefaltete Signal ist ebenfalls eingezeichnet. Dies wird so normiert, daß die Summe der beiden größten Bins für das Rohsignal und das rückgefaltete Signal im Mittel identisch ist.*

wird ein Histogramm H_N gefüllt, das die Anzahl der Einträge in den Bins des Histogramms H_{Amp} zählt.

- Nach Anhäufung ausreichend großer Statistik erhält man schließlich durch Division der Histogramme H_{Amp} und H_N die mittlere Impulsantwort in feinen Zeitbins.

In Abbildung 4.12 wird die so erhaltene Impulsantwort zusammen mit dem digital rückgefalteten Signal (Kap. 4.2.2) gezeigt. Diese Signalform stellt nicht exakt die Antwort auf ein Photoelektron dar, sondern die Antwort auf mehrere Photoelektronen (entsprechend der Amplitudenselektion), die innerhalb eines engen Zeitfensters aufgetroffen sind.

4.6.2 Flash-ADC Sättigungskennlinie

Mit Hilfe der mittleren Impulsantwort eines Kanals läßt sich durch die Simulation der Digitalisierung des Flash-ADCs die Sättigungskennlinie bestimmen. Die Sättigungskennlinie beschreibt den Zusammenhang zwischen der gemessenen Pulsfläche A_F und der Pulsamplitude A. Man macht dabei die Annahme, daß die Pulsform unabhängig von der Pulsamplitude ist. Signale, die den dynamischen Bereich überschreiten, lassen sich durch Abschneiden der Peakregion simulieren (Abb. 4.13 links). Die eingezeichneten vollen Punkte stellen die Abtastpunkte des Flash-ADCs dar. Diese sind für eine Phase Φ_{FADC} des Signals relativ zum Abtastzyklus eingezeichnet. Die

Pulsfläche A_F berechnet sich aus der Summe aller 16 Zeitbins.

$$A_F = \langle\sum_{i=1}^{16} a_i\rangle_{\Phi_{FADC}} \tag{4.15}$$

Dabei wird über alle möglichen Phasen Φ_{FADC} gemittelt. Die Pulsamplitude A ist durch das größte Zeitbin gegeben, das man gemessen hätte, wäre es kein Overflow-Signal gewesen (leere Punkte in Abb. 4.13 links).

$$A = \langle A_{max}\rangle_{\Phi_{FADC}} \tag{4.16}$$

Auch hier wird über alle Phasen Φ_{FADC} gemittelt. Variiert man die Größe des zu digitalisierenden Pulses über einen großen Bereich, so erhält man die Sättigungskennlinie (Abb. 4.13 rechts). In der Simulation wird angenommen, daß die Nullinie genau auf den Wert Null eingestellt ist.

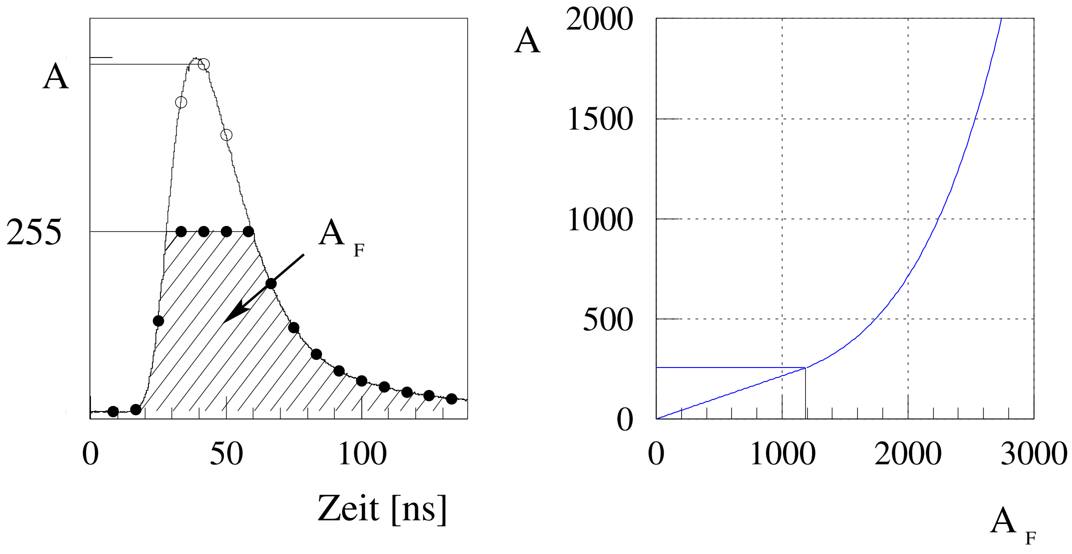

Abbildung 4.13: *Durch Simulation der Digitalisierung des Flash-ADCs der mittleren Signalform (links) erhält man die Sättigungskennlinie, die den Zusammenhang zwischen der gemessenen Pulsfläche A_F und der eigentlichen Pulsamplitude A darstellt (rechts).*

Die Kurve wird daher bei einer Amplitude von 255 nicht-linear. Es stellt sich heraus, daß sich der nicht-lineare Teil der Kennlinie folgendermaßen parametrisieren läßt :

$$f(x) = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot e^{a_3 \cdot x} \tag{4.17}$$

Dabei ist die Stelle, an der die Kurve nicht-linear wird, als $x = 0$ angenommen. In der Praxis muß man die Lage der Nullinie beachten, die von Kanal zu Kanal variieren kann. Die Sättigung würde dann entsprechend früher bzw. später einsetzen. Die Amplitude A eines Overflow-Signals der Fläche A_F und der Position der Nullinie bei B berechnet sich damit durch :

$$A = A_0 + f(A_F - A_{F0}) \quad \text{mit} \quad A_0 = 255 - B \quad \text{und} \quad A_{F0} = k_s \cdot (255 - B) \tag{4.18}$$

Dabei beschreibt k_s die Steigung der Kurve im linearen Bereich. Die Fitparameter a_i und die Steigung k_s ergeben sich zu :

$$\begin{aligned} a_0 &= -340.4 \\ a_1 &= -0.166 \\ a_2 &= \ \ 339.9 \\ a_3 &= 0.00124 \\ k_s &= \ \ 4.65 \end{aligned}$$

Durch die Simulation der Digitalisierung des Flash-ADCs können sämtliche Konstanten $k_{x/y}$ bestimmt werden, mit deren Hilfe man die durch die Methode M_x der Signalanalyse bestimmte Amplitude A_x , in die mit einer anderen Methode M_y bestimmte Amplitude A_y umrechnen kann. Zumindest im linearen Bereich kann man diese direkt mit den Daten vergleichen, indem man dieselben Methoden $M_{x,y}$ auf die Daten anwendet. Man erhält dabei durchweg Konstanten $k_{x/y}$, die mit den Daten innerhalb von 1- 2% übereinstimmen. Diese Tatsache belegt, daß die Simulation der Digitalisierung des Flash-ADCs ein zuverlässiges Verfahren ist und die damit bestimmte Sättigungskennlinie korrekt ist.
Die auf diese Art und Weise bestimmten Konstanten $k_{x/y}$ wurden auch benutzt, um die Rückfaltungskoeffizienten so zu normieren, daß die Summe der beiden größten Bins für den ursprünglichen und den digital rückgefalteten Puls im Mittel die gleiche ist (k_c in Kap. 4.2.2). Ebenso wird so die Konstante bestimmt, um die Summe der beiden größten Bins in die anschaulichere Signalamplitude im Flash-ADC umzurechnen (k_A in Kap. 4.5.1). Ein weiterer Test der Sätti-

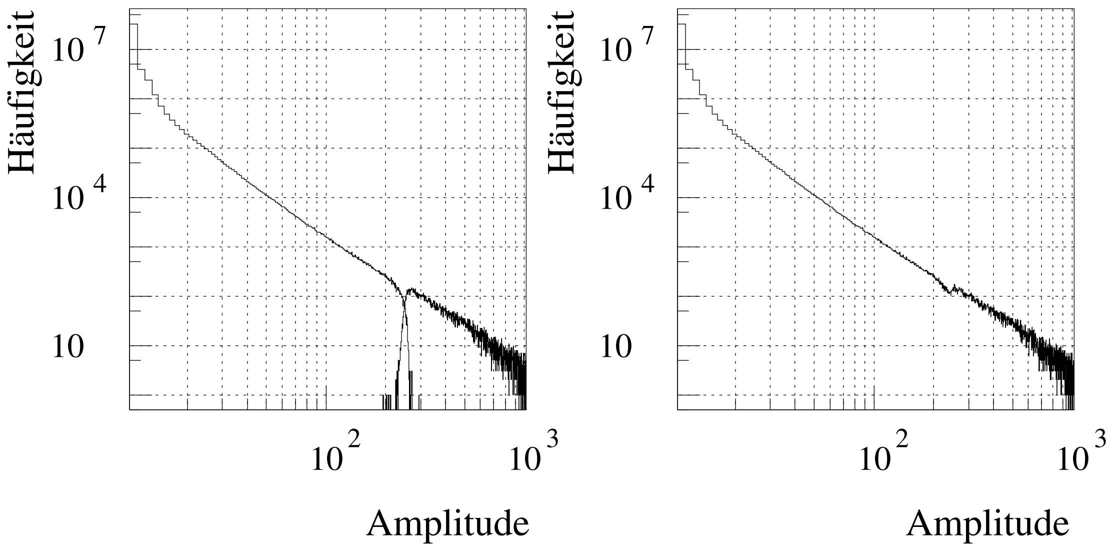

Abbildung 4.14: *Dargestellt ist die Überlagerung der Amplitudenspektren aller Kanäle eines Teleskops. In die Spektren gehen die Daten von 9.3 Stunden Beobachtungszeit ein. Links sind die Spektren der Overflow-Signale und der kleineren Signale getrennt gezeigt.*

gungskennlinie liegt in dem Vergleich der Amplitudenspektren der Overflow-Signale und den kleineren Signalen. Dies ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Es geht dabei die Summe der Amplitudenspektren aller Kanäle eines Teleskops in die gezeigten Spektren ein. Links sind die Spektren getrennt für die Overflow-Signale und die kleineren Signale gezeigt. Rechts ist die Summe der beiden Spektren dargestellt. Interessant ist der Übergangsbereich zwischen den rekonstruierten Amplituden der Overflow-Signale und den direkt gemessenen Amplituden der kleineren Signale. Dieser liegt bei einer Amplitude von etwa 235, da die Nullinie in jedem Kanal bei etwa 20 digitalen Einheiten eingestellt ist. Der Überlappbereich wird künstlich verbreitert, da die Nullinie von Kanal zu Kanal um maximal 5 Einheiten variiert. Man erkennt an dieser Stelle eine kleine Ausbuchtung im Gesamtspektrum, die erkennen läßt, daß die Behandlung der Overflow-Signale nicht perfekt ist. Dieser Effekt ist jedoch vernachlässigbar, so daß die vorgestellte Methode der Behandlung der Overflow-Signale erfolgreich ist. Die Bestimmung der Sättigungskennlinie ermöglicht eine Erweiterung des linearen dynamischen Bereichs der Amplitudenbestimmung im Einzelpixel um etwa einen Faktor vier. Darüber hinaus verschlechtert sich entsprechend der Steigung der Kennlinie die Auflösung drastisch. Des weiteren spielen in diesem Amplitudenbereich Nichtlinearitäten der Photomultiplier und der elektronischen Verstärkungskette eine dominierende Rolle (Kap. 3.3.2), die in die reine Behandlung der Flash-ADC Daten nicht eingehen.

4.7 Amplitudenkalibration

Ein grundlegendes Problem der Čerenkov-Technik ist die absolute Kalibration des Detektors, d.h. die Umrechnung von digitalen Einheiten (Flash-ADC Amplitude) in die Anzahl der aufgetroffenen Čerenkov-Photonen in der Spiegelebene. Im Folgenden wird eine Methode vorgestellt, die digitalen Einheiten in die Anzahl der an der Photokathode ausgelösten Photoelektronen umzurechnen. Eine Methode zur Absoluteichung des Gesamtdetektors wird in [Fraß 97a][Fraß 97b] diskutiert.

4.7.1 Absolute Kalibration

Die Laserdaten werden primär dazu benutzt, die relative Verstärkung der einzelnen Kanäle untereinander abzugleichen, um eine homogen empfindliche Kamera betreiben zu können. Des weiteren sind Laserdaten von Bedeutung, um die Verzögerungszeiten der einzelnen Kanäle zu überwachen (Kap. 4.3.2). Sie können aber auch herangezogen werden, um die Verstärkungskette der Kamera in Einheiten von Photoelektronen an der Photokathode zu kalibrieren. Man macht dabei die Annahme, daß die Breite des Amplitudenspektrums eines Kanals im wesentlichen durch die Photoelektronenstatistik bestimmt ist [Wright 81]. Werden im Mittel durch einen Laserschuß $N_{p.e.}$ Photoelektronen ausgelöst, so ist die Schwankung dieses Mittelwertes gegeben durch $\sqrt{N_{p.e.}}$. Dabei sind allerdings noch weitere Effekte zu korrigieren, die ebenfalls zur Breite des Amplitudenspektrums beitragen :

- Schwankungen der Stabilität des Laser σ_{Laser} können korrigiert werden. Die gesamte durch einen Laserschuß hervorgerufene Amplitude A_L ist ein gutes Maß für die Intensität des

Laserschusses.

$$A_L = \sum_{i=1}^{271} A_i \tag{4.19}$$

Dabei ist A_i die durch die Pulsformanalyse bestimmte Amplitude. Der relative Fehler der Messung der gesamten Lichtmenge A_L ist dabei kleiner als ein Prozent. Zunächst wird die mittlere Intensität $A_{L,mittel}$ des Lasers während eines Laserruns bestimmt.

$$\langle A_L \rangle = \sum_{n=1}^{100} A_{L,n} \tag{4.20}$$

Dabei ist $A_{L,n}$ die Intensität des Lasers im n-ten Schuß. Ein Laserrun besteht typischerweise aus 100 Laserschüssen. Danach wird bei jedem Laserschuß die gemessene Lichtmenge A_i in jedem Kanal entsprechend der Laserintensität dieses Schusses korrigiert.

$$A_{i,korr.} = k_L \cdot A_i \quad \text{mit} \quad k_L = \frac{\langle A_L \rangle}{A_{L,n}} \tag{4.21}$$

Die Amplitudenverteilung der $A_{i,korr.}$ enthält damit keine Laserschwankungen mehr.

- Der Phasenfehler σ_{Phase} des Flash-ADCs trägt ebenfalls zu der Breite der Amplitudenverteilung bei. Der Phasenfehler ist ein Maß für die Variation der gemessenen Amplitude in Abhängigkeit von der Phase des Signals relativ zum Abtastzyklus des Flash-ADCs.

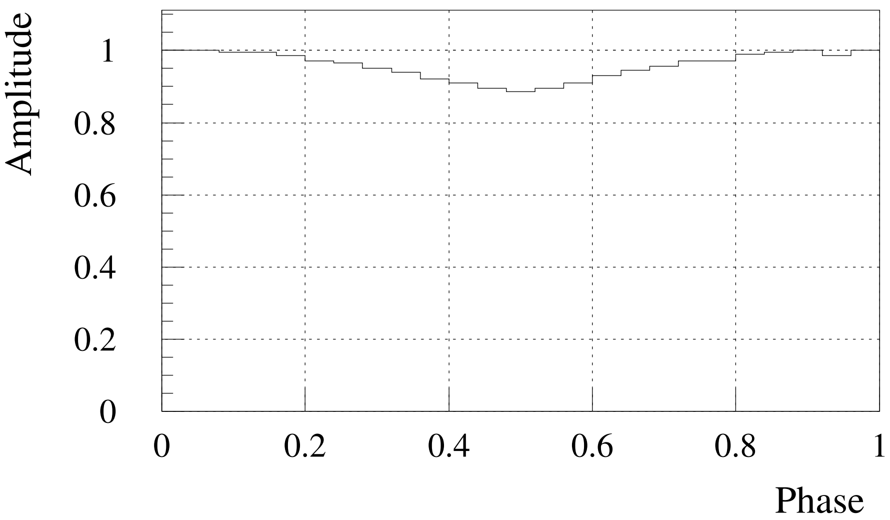

Abbildung 4.15: *Dargestellt ist die Abhängigkeit der gemessenen Signalamplitude von der Phase des Signals relativ zum Abtastzyklus des Flash-ADCs. Die maximal meßbare Amplitude ist dabei auf Eins normiert.*

Durch die Simulation der Digitalisierung kann eine Abschätzung des Phasenfehlers gegeben werden. Die Phasenabhängigkeit der mittels der in den letzten Kapiteln beschriebenen Pulsformanalyse gemessenen Signalamplitude ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Die maximal meßbare Amplitude ist dabei auf Eins normiert. Man sieht, daß man im ungünstigsten Fall nur noch 90 Prozent der maximalen Amplitude mißt. Das RMS aller meßbaren Amplituden ergibt den Phasenfehler σ_{Phase}, der sich auf 3.9 % beläuft.

- Die Breite des von einzelnen Photoelektronen erzeugten Amplitudenspektrums. Durch statistische Schwankungen des Verstärkungsvorgangs innerhalb des Photomultipliers erzeugt nicht jedes ausgelöste Photoelektron die gleiche Ausgangsamplitude. Aus Labormessungen ergibt sich die relative Breite σ_{spe} zu 0.45 bei einem Fehler von 30%.

Die mittlere Anzahl der ausgelösten Photoelektronen $N_{p.e.}$ steht in folgender Beziehung zu den oben angegebenen Beiträgen zur Breite des Amplitudenspektrums.

$$\sigma_{gA}^2 = \frac{1}{N_{p.e.}} + \frac{\sigma_{spe}^2}{N_{p.e.}} + \sigma_{Phase}^2 + \sigma_{Laser}^2 \tag{4.22}$$

Dabei ist σ_{gA} die gemessene relative Breite der Amplitudenverteilung. Da die Schwankung des Lasers σ_{Laser} durch die oben beschriebene Vorgehensweise korrigiert wird, ergibt sich $N_{p.e.}$ zu :

$$N_{p.e.} = \frac{1 + \sigma_{spe}^2}{\sigma_{gA}^2 - \sigma_{Phase}^2} \tag{4.23}$$

Der Konversionsfaktor K_i des i-ten Kanals zur Umrechnung der durch die Pulsformanalyse bestimmten Amplitude A in Einheiten von Photoelektronen ergibt sich damit zu :

$$K_i = \frac{N_{p.e.}}{\langle A_i \rangle} \tag{4.24}$$

$\langle A_i \rangle$ bezeichnet dabei die mittlere gemessene Amplitude im i-ten Kanal. Die Verteilung der Konversionsfaktoren K_i aller Kanäle des Teleskops Nr. 3 ist in Abbildung 4.16 zu sehen. Es gehen die Daten von 3 Laserruns ein, die im November 1997 genommen wurden.
Im Folgenden soll immer der über die ganze Kamera gemittelte Konversionsfaktor K benutzt werden.

$$K = \frac{\sum_{i=1}^{271} K_i}{271} \tag{4.25}$$

Der mittlere Konversionsfaktor K ist ein Maß für die Verstärkung der Kamera inklusive der elektronischen Verstärkungskette. Die optische Qualität der Spiegel, die Transmission der Plexiglasplatte, die Reflektivität der Lichtsammelelemente und die Quanteneffizienz der Photokathode ist darin jedoch nicht enthalten. Die zeitliche Stabilität von K ist damit ein Maß für die Stabilität der Verstärkung der Photomultiplier und der Elektronik. Dies wird im folgenden Abschnitt untersucht.

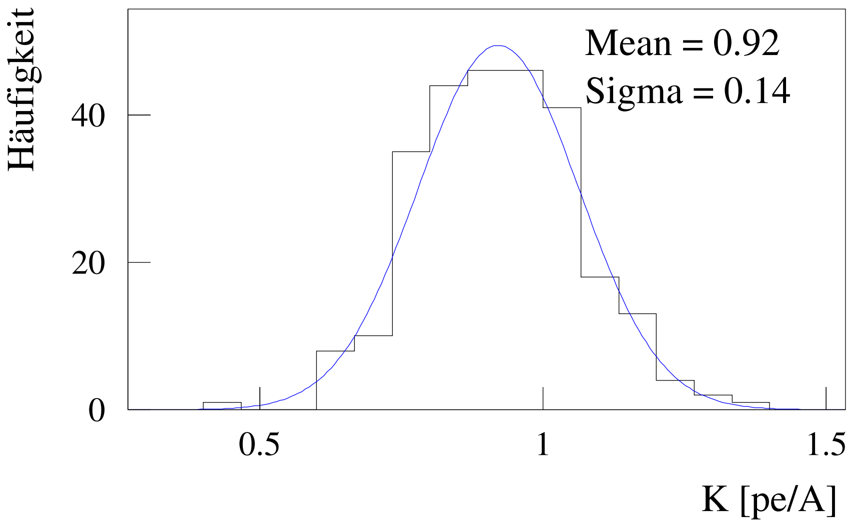

Abbildung 4.16: *Verteilung der Konversionsfaktoren aller Kanäle des Teleskops Nr. 3. Ausgewertet wurden 3 Laserruns, die im November 1997 genommen wurden.*

4.7.2 Langzeitstabilität der Verstärkung

Um die Langzeitstabilität der Verstärkung und damit die Stabilität des Konversionsfaktor K zu untersuchen, werden alle Laserdaten einer Beobachtungsperiode, die üblicherweise 3 Wochen andauert, zusammengefaßt. Zu jedem Teleskop wird jeweils zu jeder Beobachtungsperiode der über alle Laserruns gemittelte Konversionsfaktor K bestimmt. Pro Meßperiode wurden zwischen 20 und 60 Laserruns durchgeführt, die alle in die Analyse eingehen. Die Konversionsfaktoren der Teleskope wurden über einen Zeitraum von mehr als einem Jahr, von September 1996 bis November 1997 untersucht. In diesem Zeitraum wurden insgesamt mehr als 500 Laserruns aufgenommen.
Das Ergebnis ist für jedes Teleskop in Abbildung 4.17 dargestellt. Dabei ist jeweils der Zeitpunkt markiert, an dem das betreffende Teleskop mit dem 120 MHz Flash-ADC System ausgerüstet wurde. Davor war entweder das 100 MHz Flash-ADC System (CT3) oder das 40 MHz Flash-ADC System (CT4+5) in Betrieb. Es ist die allgemeine Tendenz zu erkennen, daß die Konversionsfaktoren mit der Zeit leicht ansteigen. Dies bedeutet, daß die Verstärkungskette die ausgelösten Photoelektronen weniger stark verstärkt, wofür verschiedene Ursachen in Frage kommen :

- Alterung der Photomultiplier.

- Instabilitäten der Hochspannungsversorgung.

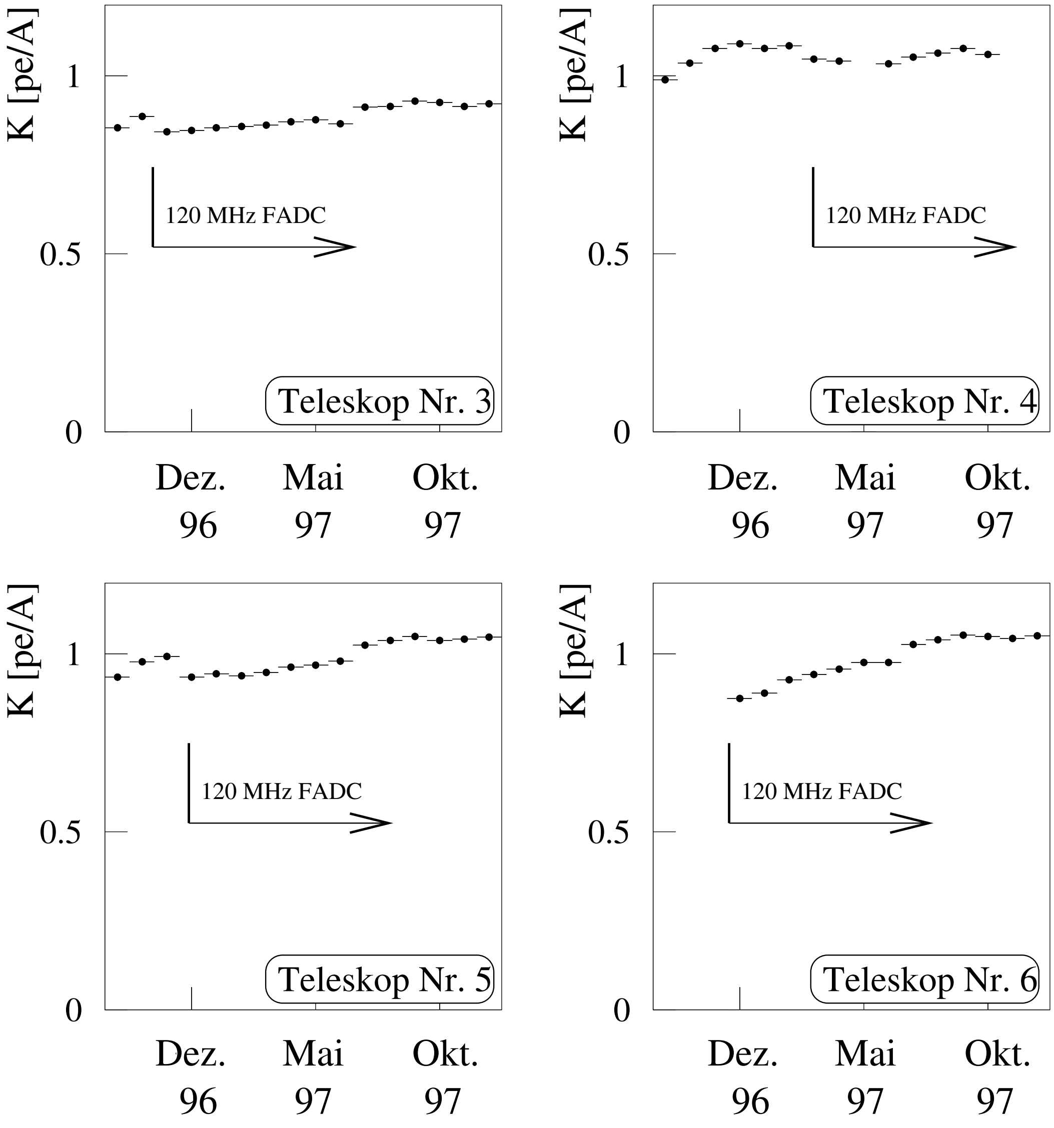

Abbildung 4.17: *Dargestellt ist der über die ganze Kamera gemittelte Konversionsfaktor K über einen Zeitraum von mehr als einem Jahr für alle bisher im Betrieb befindlichen Teleskope. Ein Meßpunkt ist jeweils gemittelt über alle Laserruns einer Meßperiode von 3 Wochen.*

Kapitel 5

Das Zeit- und Intensitätsprofil von Čerenkov-Bildern

Die stereoskopische Beobachtung von Luftschauern mit dem Čerenkov-Teleskopsystem ermöglicht die vollständige und eindeutige Rekonstruktion der Schauerachse (Kap. 2.3.2). Damit verbindet sich die Möglichkeit, die von Luftschauern in der Kamera eines Teleskops erzeugten Bilder systematisch als Funktion des Schauerabstandes und der Schauerneigung relativ zur optischen Achse zu untersuchen. Der Einsatz eines Flash-ADC System erlaubt es, die Bilder nicht nur hinsichtlich ihrer Intensitätsverteilung, sondern auch auf ihre Zeitstruktur hin zu untersuchen.
In [Ulrich 96] wurden Monte Carlo Daten von simulierten γ-Schauern verwendet, um das longitudinale und transversale Intensitätsprofil der Čerenkov-Bilder als Funktion des Schauerabstandes zu bestimmen. Auch die experimentellen Daten bieten die Möglichkeit, das Intensitäts- und zusätzlich das Zeitprofil von γ-Schauern zu untersuchen. Der starke Ausbruch des aktiven galaktischen Kerns Mkn 501 [Aharonian 97] im Jahre 1997 führte zu einer hohen Statistik von γ-Ereignissen in den experimentellen Daten. Diese ist ausreichend, um die von γ-Schauern ausgelösten Bilder zu extrahieren, um Unterschiede zu den von hadronischen Schauern produzierten Bildern festzumachen.
Die Extraktion des Zeit- und Intensitätsprofils eines typischen Čerenkov-Bildes in der Kamera wird in Kapitel 5.1 eingeführt. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5.2 dargestellt und in Kapitel 5.3 die gemessenen longitudinalen Zeitprofile mit einem geometrischen Modell verglichen. Schließlich werden in Kapitel 5.4 die Möglichkeiten einer γ-Hadron Trennung aufgrund des Zeitprofils der Čerenkov-Bilder diskutiert.

5.1 Die Bestimmung des Zeit- und Intensitätsprofils

Um die Eigenschaften von Čerenkov-Bildern zu untersuchen, sollen hier nicht Verteilungen der Bildparameter (Kap. 2.3.1) betrachtet werden. Stattdessen werden die Čerenkov-Bilder überlagert, um das mittlere Intensitäts- und Zeitprofil zu extrahieren. Daher wird zunächst ein gemeinsames Koordinatensystem definiert, in das alle Čerenkov-Bilder transformiert werden.

5.1.1 Definition des Koordinatensystem

Das Koordinatensystem ist durch die Schauerrichtung S und den Bildschwerpunkt COG bestimmt (Abbildung 5.1). Die Schauerrichtung wird durch die stereoskopische Rekonstruktion unter Benutzung der Bilder in mehreren Teleskopen bestimmt. Die x-Achse zeigt von der Schauerrichtung in Richtung des jeweiligen Bildschwerpunktes COG. Die y-Achse verläuft senkrecht dazu. Θ_x und Θ_y werden in Einheiten von Grad gemessen und beschreiben den Winkel des

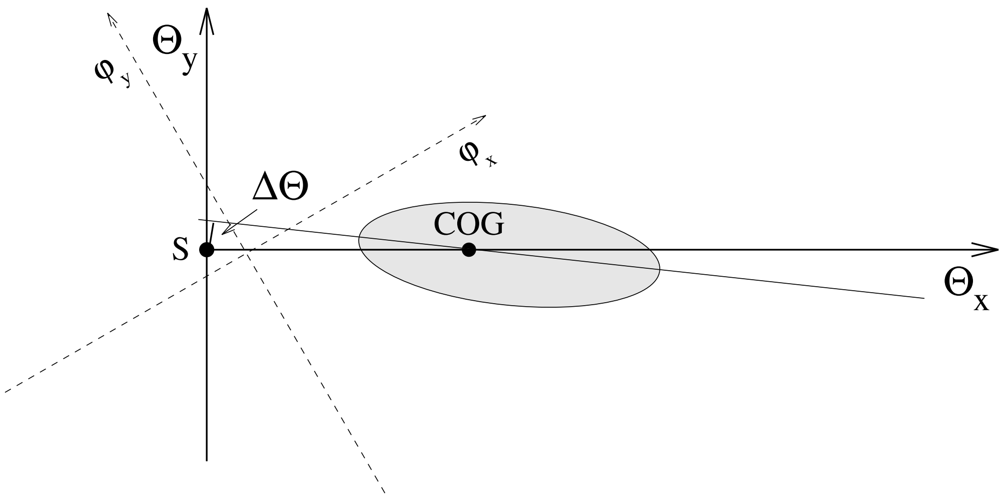

Abbildung 5.1: *Der Ursprung des Koordinatensystems liegt in der Schauerrichtung S, die x-Achse zeigt in Richtung des Bildschwerpunktes COG. Die y-Achse ist senkrecht dazu. Das Kamerakoordinatensystem (φ_x, φ_y) ist gestrichelt eingezeichnet.*

detektierten Čerenkov-Lichts relativ zu der Richtung der Schauerachse. Ein gemessenes Profil entlang von Θ_x spiegelt damit die Longitudinalentwicklung des Schauers, entlang von Θ_y die Transversalentwicklung wider. Ein Maß für die Güte der Rekonstruktion der Schauerrichtung ist $\Delta\Theta$, welches den Abstand zwischen der gemessenen Schauerrichtung und der Längsachse der angepaßten Ellipse mißt.

5.1.2 Die Überlagerung von Čerenkov-Bildern

Alle Pixel, deren Amplitude die obere Bildschwelle übersteigt oder lediglich die untere Bildschwelle, wobei ein benachbartes Pixel die obere übersteigt, werden als Teil des Čerenkov-Bildes betrachtet. Die obere Bildschwelle liegt bei 6 Photoelektronen, die untere bei 3 Photoelektronen. Diese Pixel, im folgenden als Bildpixel bezeichnet, werden zur Überlagerung der Bilder herangezogen. Dazu wird das Koordinatensystem in ein Raster eingeteilt, dessen Binbreite feiner gewählt wird als die Granularität eines Pixels (0.25°). Die Binbreite wird auf 0.1° festgelegt, so daß die mittleren Profile in einer um einen Faktor 2.5 besseren Auflösung vorliegen, als im Falle eines einzelnen Ereignisses. Ein Bildpixel wird entsprechend seiner transformierten Pixelkoordinaten

(Θ_x,Θ_y) einem Rasterelement zugeordnet :

$$\begin{pmatrix}\Theta_x\\ \Theta_y\end{pmatrix} = T_{rot}\begin{pmatrix}p_x - S_x\\ p_y - S_y\end{pmatrix} \tag{5.1}$$

Dabei ist (S_x, S_y) die in das Kamerakoordinatensystem transformierte Schauerrichtung und (p_x, p_y) sind die ursprünglichen Pixelkoordinaten im Kamerakoordinatensystem. Die Drehung T_{rot} transformiert die Koordinaten in das in Abbildung 5.1 definierte Koordinatensystem. Zur Bestimmung des Intensitäts- und des Zeitprofils wird jeweils die Amplitude A und die relative Ankunftszeit t in den Bildpixeln herangezogen. Beide Werte ergeben sich aus der Pulsformanalyse (Kap. 4). Die relative Ankunftszeit t ist dabei die Differenz der gemessen Ankunftszeit t_g zur mittleren Ankunftszeit $\langle t\rangle$ des Čerenkov-Lichts in den Bildpixeln.

$$t = t_g - \langle t\rangle \quad \text{mit} \quad \langle t\rangle = \frac{\sum\limits_{n=1}^{N_B} t_n}{N_B} \tag{5.2}$$

N_B steht für die Anzahl der Bildpixel mit Ausnahme der Pixel mit Overflow-Signalen, da hierfür keine Ankunftszeit berechnet wurde.
Aus den überlagerten Bildern lassen sich die mittlere Ankunftszeit und die mittlere Intensität in jedem Winkelelement bestimmen. Die mittlere Ankunftszeit $\bar{t}_\theta$ in dem Winkelelement θ ergibt sich zu :

$$\bar{t}_\theta = \frac{\sum\limits_k t_k \cdot n_{k,\theta}}{N_\theta} \quad \text{mit} \quad N_\theta = \sum_k n_{k,\theta} \tag{5.3}$$

Dabei bezeichnet $n_{k,\theta}$ die Häufigkeit des Meßwertes t_k im Winkelelement θ. Der Fehler $\Delta\ \bar{t}_\theta$ der mittleren Ankunftszeit $\bar{t}_\theta$ berechnet sich aus der Standardabweichung σ_θ^t der gemessenen Ankunftszeiten :

$$\Delta\ \bar{t}_\theta = \frac{\sigma_\theta^t}{\sqrt{N_\theta}} = \frac{1}{N_\theta} \cdot \sqrt{\sum_k (t_k - \bar{t}_\theta)^2 \cdot n_{k,\theta}} \tag{5.4}$$

Zur Bestimmung des mittleren Intensitätsprofil wird die Anzahl N_{total} der überlagerten Čerenkov-Bilder zur Normierung herangezogen. Die mittlere Intensität $\bar{A}_\theta$ im Winkelelement θ berechnet sich damit gemäß :

$$\bar{A}_\theta = \frac{\sum\limits_k A_k \cdot m_{k,\theta}}{N_{total}} \tag{5.5}$$

Dabei bezeichnet $m_{k,\theta}$ die Häufigkeit des Meßwerts A_k im Winkelelement θ. Der Fehler $\Delta\ \bar{A}_\theta$ ergibt sich dabei aus der Standardabweichung σ_θ^A der gemessenen Intensitäten.

$$\Delta\ \bar{A}_\theta = \frac{\sigma_\theta^A}{\sqrt{N_\theta}} \cdot \frac{N_\theta}{N_{total}} = \frac{1}{N_{total}} \cdot \sqrt{\sum_k (A_k - \bar{A}_\theta)^2 \cdot m_{k,\theta}} \tag{5.6}$$

Mit der beschriebenen Vorgehensweise ist es möglich, direkt das Zeit- und Intensitätsprofil von hadronischen Schauern zu bestimmen. Von ebenso großer Bedeutung ist die Bestimmung der

Profile von γ-Schauern. Diese lassen sich jedoch zunächst nicht in reiner Form bestimmen, da der Untergrund der hadronischen Schauer dominierend ist. Eine starke γ-Quelle in Verbindung mit der stereoskopischen Richtungsrekonstruktion erlaubt es dennoch die Profile von γ-Schauern zu separieren.

5.1.3 Extraktion des Profils von γ-Schauern

Es werden Daten herangezogen, die bei der Beobachtung des aktiven galaktischen Kerns Mkn 501 gewonnen wurden. Diese Quelle zeigte im Laufe des Jahres 1997 eine γ-Emission, die zeitweise um ein vielfaches höher war, als der bisher als stärkste TeV-γ-Quelle bekannte Krebsnebel [Aharonian 97]. Die dadurch angereicherte Statistik von γ-Ereignissen erlaubt es, die Eigenschaften von γ- Schauern anhand von experimentellen Daten zu untersuchen.
Mkn 501 wurde im sogenannten Wobble-Modus beobachtet. Die Teleskope zeigen dabei im Deklinationswinkel um $\Delta\delta = \pm 0.5°$ neben die nominelle Quellenposition δ_Q (Abbildung 5.2). Das

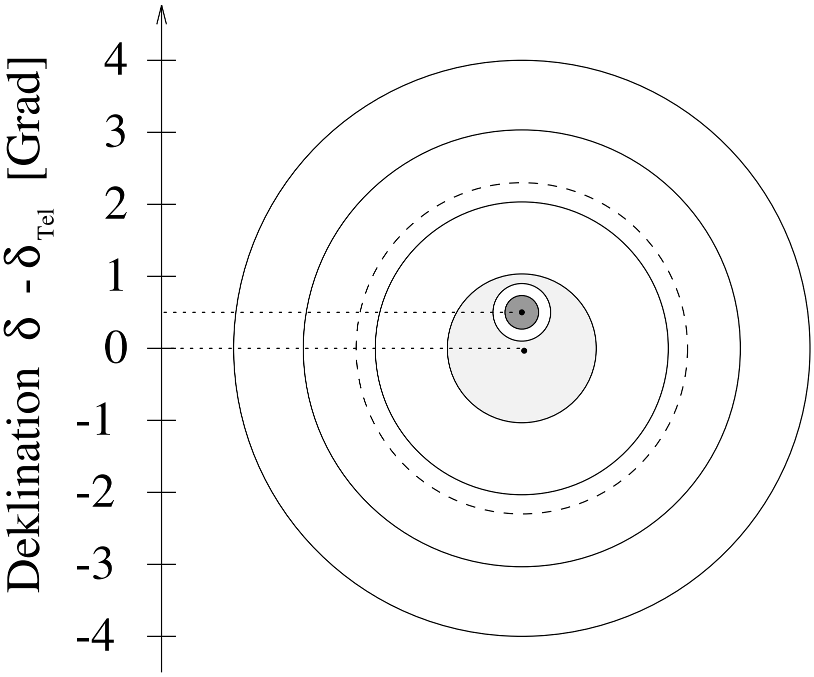

Abbildung 5.2: *Dargestellt ist die Lage der γ-Quelle und der Untergrundregion in der Kamera. Der dunkelgrau unterlegte Bereich markiert die Quellenregion, der hellgrau unterlegte Bereich die Referenzregion. Die Bereiche der Neigungswinkel φ zur Untersuchung der hadronischen Bilder als Funktion von φ sind in Form von Kreisen angedeutet. Das Gesichtsfeld der Kamera ist gestrichelt eingezeichnet.*

Vorzeichen von $\Delta\delta$ wird im Abstand von 20 Minuten gewechselt, um systematische Effekte auszuschließen. Die stereoskopische Rekonstruktion der Richtung des Primärteilchens erlaubt es, den Anteil der hadronischen Schauer weiter zu reduzieren, indem Ereignisse selektiert werden, die aus Richtung der Quelle kommen (dunkelgrau unterlegter Bereich in Abbildung 5.2). Zum Vergleich werden noch Ereignisse selektiert, die aus Richtung der Referenzregion kommen (hellgrau unterlegter Bereich). Für den Radius R_q der Quellenregion ist für die folgenden Untersuchungen der konservative Wert von $0.2°$ gewählt worden. Die Referenzregion wird um ein Vielfaches größer gewählt, um den statistischen Fehler auf die Profile der hadronischen Schauer der Referenzregion und damit die Fehler der Profile der zu extrahierenden γ-Schauer zu reduzieren. Diese wird durch einen Neigungswinkel φ von weniger als $1°$ und einen Mindestabstand von $0.4°$ zur Quellenposition definiert. Die mittlere Ankunftszeit von γ-Schauern $\bar{t}_{\gamma,\theta}$ im Winkelelement θ ergibt sich aus dem Mittelwert der normierten Differenzverteilung der Quellen- und der Referenzregion.

$$\bar{t}_{\gamma,\theta} = \frac{\sum_k t_k \cdot (n^q_{k,\theta} - f_n \cdot n^r_{k,\theta})}{N^q_\theta - f_n \cdot N^r_\theta} \quad \text{mit} \quad N^q_\theta = \sum_k n^q_\theta \quad \text{und} \quad N^r_\theta = \sum_k n^r_\theta \tag{5.7}$$

Dabei sind $n^q_{k,\theta}$, bzw. $n^r_{k,\theta}$ die Häufigkeit des Meßwertes t_k im Winkelelement θ in der Quellenregion, bzw. der Referenzregion. Der Normierungsfaktor f_n berechnet sich aus den Flächen der Quellenregion F_q und der Referenzregion F_r.

$$f_n = \frac{F_q}{F_r} = \frac{\pi \cdot 0.2^2}{\pi \cdot (1.0^2 - 0.4^2)} = \frac{1}{21} \tag{5.8}$$

Der Fehler der Ankunftszeit von γ-Schauern $\Delta\,\bar{t}_{\gamma,\theta}$ berechnet sich dabei durch :

$$\Delta\,\bar{t}_{\gamma,\theta} = \frac{1}{N^q_\theta - f_n \cdot N^r_\theta} \cdot \sqrt{\sum_k (t_k - \bar{t}_{\gamma,\theta})^2 \cdot (n^q_{k,\theta} + f_n^2 \cdot n^r_{k,\theta})} \tag{5.9}$$

Zur Bestimmung des mittleren Intensitätsprofils von γ-Schauern werden die absolute Anzahl N^q_{total} und N^r_{total} der überlagerten Bilder in der Quellen- bzw. der Referenzregion zur Normierung herangezogen. Die mittlere von γ-Schauern erzeugte Intensität $\bar{A}_{\gamma,\theta}$ im Winkelelement θ ergibt sich somit zu :

$$\bar{A}_{\gamma,\theta} = \frac{\sum_k A_k \cdot (m^q_{k,\theta} - f_n \cdot m^r_{k,\theta})}{N^q_{total} - f_n \cdot N^r_{total}} \tag{5.10}$$

Wobei der Fehler gegeben ist durch :

$$\Delta\,\bar{A}_{\gamma,\theta} = \frac{N^q_\theta - f_n \cdot N^r_\theta}{N^q_{total} - f_n \cdot N^r_{total}} \cdot \sqrt{\sum_k (A_k - \bar{A}_{\gamma,\theta})^2 \cdot (m^q_{k,\theta} + f_n^2 \cdot m^r_{k,\theta})} \tag{5.11}$$

5.2 Gemessene Zeit- und Intensitätsprofile

Mit der in Kapitel 5.1 eingeführten Methode lassen sich die Intensitäts- und Zeitprofile sowohl von hadronischen als auch von γ-Schauern bestimmen. Zunächst werden die an die Čerenkov-Bilder gestellten Selektionskriterien aufgelistet (Kap. 5.2.1) und danach die Ergebnisse dargestellt. Zur Bestimmung des Intensitätsprofils werden zunächst die Amplituden $A_{i,\langle t\rangle}$ herangezogen, welche unter Vernachlässigung einer Zeitstruktur des auftreffenden Čerenkov-Lichts bestimmt wurden (Kap. 5.2.2-5.2.4). Schließlich wird in Kapitel 5.2.5 ein Vergleich zu den Intensitätsprofilen unter Benutzung von $A_{i,max}$ angestellt.

5.2.1 Die Selektion der Bilder

Die an die Čerenkov-Bilder gestellten Anforderungen sind so gewählt, daß zum einen eine gute Schauerrekonstruktion gewährleistet ist und zum anderen das Čerenkov-Bild selbst gut ausgeprägt ist. Dadurch wird sichergestellt, daß die Bilder in das korrekte Koordinatensystem transformiert werden können.

- Für die vorgestellte Analyse wurden nur Teleskope zur Rekonstruktion herangezogen, die den Systemtrigger aktiv formiert haben. Es werden Ereignisse selektiert bei denen mindestens drei Teleskope zur stereoskopischen Rekonstruktion beitragen. So ist eine zuverlässige Rekonstruktion der Schauerrichtung gewährleistet.

- Zur Extraktion der Profile von γ-Schauern werden Ereignisse selektiert, deren Herkunftsrichtung im Umkreis von 0.2° um die Quellenposition bzw. innerhalb der Referenzposition liegt (Kap. 5.1.3). Um die Eigenschaften von hadronischen Bildern näher zu untersuchen, wird eine Region mit einem Radius von 0.4° um die Quellenposition ausgeblendet.

- Es werden Bilder selektiert, deren Gesamtamplitude zwischen 100 und 400 Photoelektronen liegen. Die Gesamtamplitude ist dabei durch die Summe der Amplituden der Bildpixel gegeben.

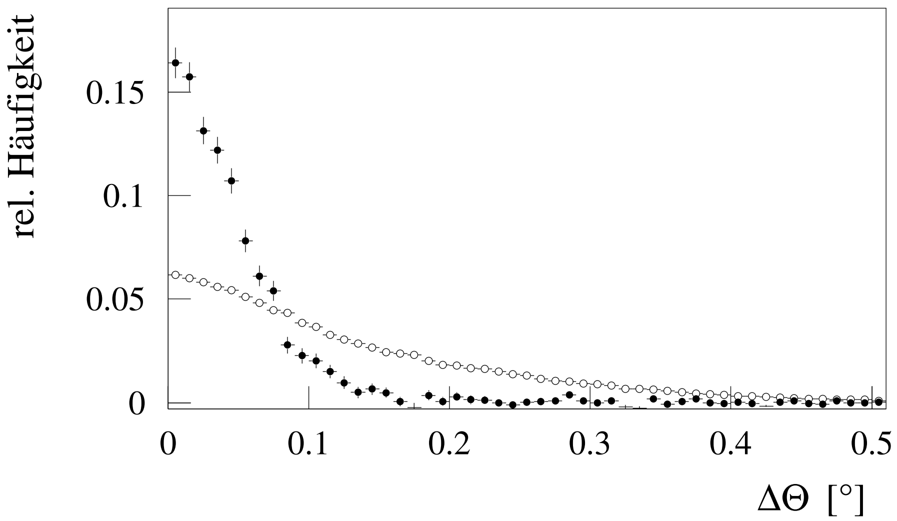

Abbildung 5.3: *Dargestellt sind die auf die Fläche normierten Verteilungen von $\Delta\Theta$ für γ-Schauer (gefüllte Punkte) und für hadronische Schauer (offene Punkte) nach den angegebenen Selektionen. Die Verteilung der γ-Schauer ist aus den Mkn 501 Daten extrahiert.*

- Die Größe $\Delta\Theta$ beschreibt den Abstand zwischen der Schauerrichtung und der langen Achse der an das Bild angepaßten Ellipse (Abbildung 5.1). Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung von $\Delta\Theta$ für hadronische Schauer und γ-Schauer nach den angegebenen Selektionen am Beispiel des Teleskops Nr. 3. Die Verteilungen sind dabei auf die Fläche normiert. Für die Überlagerung werden Bilder mit $\Delta\Theta < 0.1°$ selektiert. Anhand der Abbildung erkennt man, daß dadurch 90% der von γ-Schauern erzeugten Bilder erhalten bleiben, während 50% der von hadronischen Schauern erzeugten Bilder verworfen werden.

Für die Analyse werden Daten benutzt, die unter einem Zenitwinkel kleiner als 30° genommen wurden. Das Intensitäts- und Zeitprofil wird als Funktion des Schauerabstandes d zum betreffenden Teleskop und der Schauerneigung φ relativ zur Teleskopachse untersucht. Der Schauerabstand d ist dabei als der Abstand des Durchstoßpunktes der Schauerachse durch die Spiegelebene zu der Mitte des Spiegelträgers definiert. Lediglich die von γ-Schauern erzeugten Bilder können nicht als Funktion der Neigung untersucht werden, da die beobachtete γ-Quelle immer den festen Abstand von 0.5° zur Kameramitte hat. Der Schauerabstand wird bis 300 m betrachtet, wobei die Binbreite 20 m beträgt. Die Schauerneigung wird für die hadronischen Schauer bis 5° untersucht, bei einer Binbreite von 1°. Abbildung 5.4 zeigt die Anzahl der selektierten Bilder

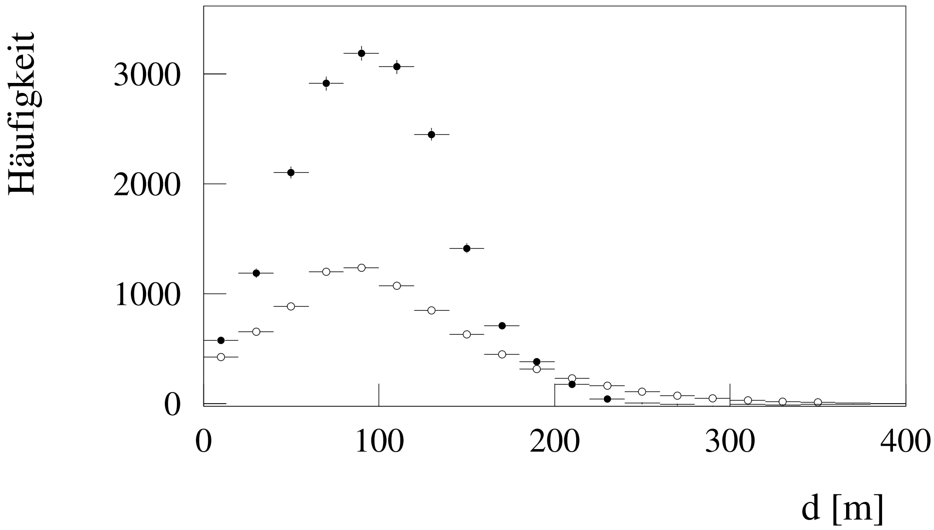

Abbildung 5.4: *Dargestellt ist die Anzahl der selektierten Bilder von hadronischen Schauern (offene Punkte) und von γ-Schauern (gefüllte Punkte) als Funktion des Schauerabstandes d. Die Häufigkeitsverteilung der hadronischen Schauer ist dabei auf die Größe der Quellenregion normiert.*

von γ-Schauern (gefüllte Punkte) und hadronischen Schauern (offene Punkte) als Funktion des Schauerabstandes d. Die Verteilung der selektierten hadronischen Schauer der Referenzregion ist dabei mit dem Normierungsfaktor f_n multipliziert (Gl. 5.8). Insgesamt liegt damit eine Statistik von mehr als 18000 aufgenommenen Bildern von γ-Schauern vor, die bis zu einem Schauerabstand von 200 m ausreichend ist, um die Eigenschaften von γ-Schauern zu untersuchen.

5.2.2 Zweidimensionales Profil von Čerenkov-Bildern

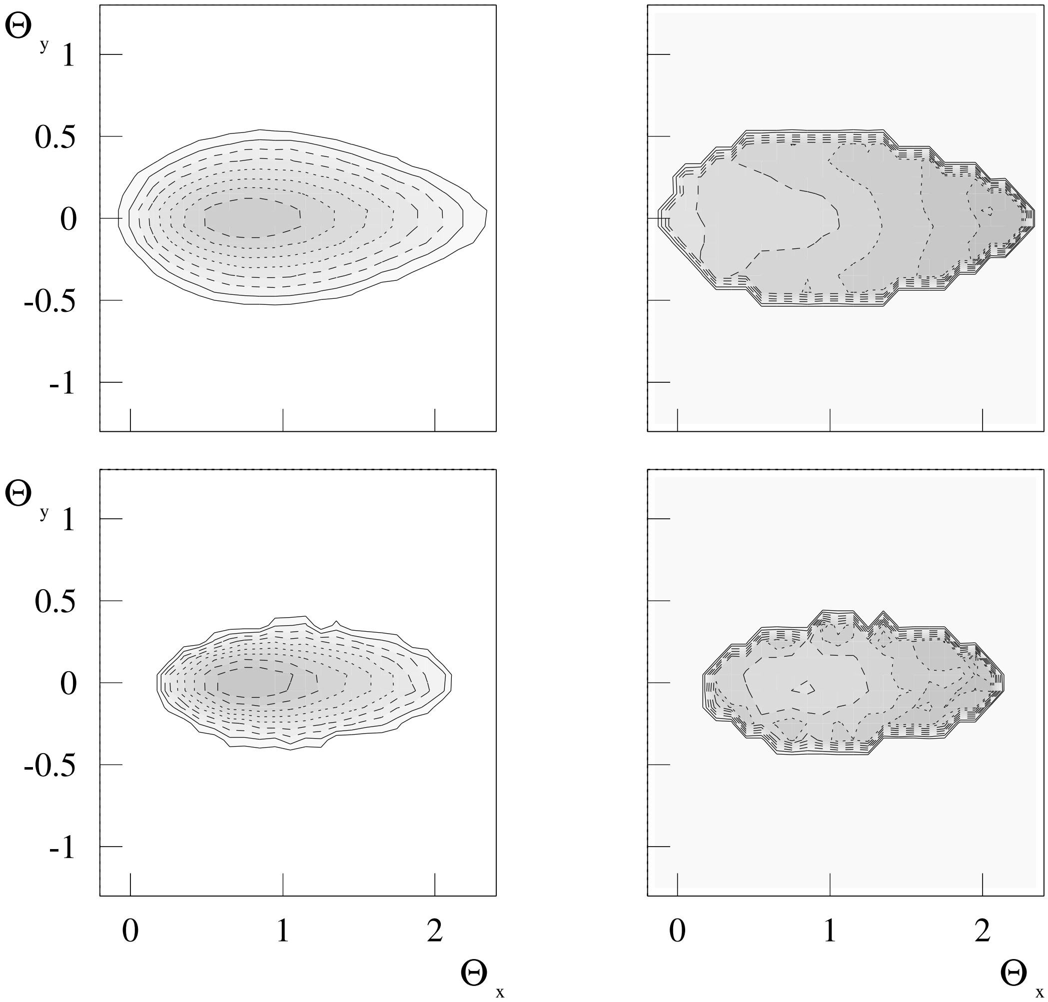

Abbildung 5.5: *Dargestellt sind die zweidimensionalen Intensitätsprofile (links) und Zeitprofile (rechts) von hadronischen Schauern (oben) und γ-Schauern (unten). Der Schauerabstand beträgt zwischen 100 und 120 m. Die Graustufen und die Höhenlinien markieren Gebiete gleicher Intensität bzw. Ankunftszeit.*

Abbildung 5.5 zeigt das mittlere Intensitäts- und Zeitprofil von hadronischen Schauern (oben) und γ-Schauern (unten). Der Schauerabstand beträgt zwischen 100 und 120 m. Die Schauerneigung φ der hadronischen Schauer liegt zwischen 0° und 1° und die der γ-Schauer gemäß der Lage der γ-Quelle in der Kamera bei 0.5°. Schon anhand einer zweidimensionalen Darstellung lassen sich eine klare Zeitstruktur und typische Unterschiede in der Intensitätsverteilung zwischen hadronischen und γ-Schauern feststellen : Die Zeitverteilung läßt eine deutliche Struktur im Longitudinalprofil erkennen. Auch in transversaler Richtung zeigt sich eine kleine, aber doch erkennbare Struktur. Um eine quantitative Analyse durchführen zu können, sollen im folgenden der longitudinale und der transversale Anteil getrennt untersucht werden. Dazu werden Schnitte entlang von Θ_x und Θ_y an der Stelle maximaler Lichtintensität betrachtet. Die Größe dieser Schnitte beträgt mit 0.2° die doppelte Breite eines Rasterbins. Im Folgenden ist jeweils der Mittelwert der beiden benutzten Rasterbins dargestellt.

5.2.3 Longitudinales Profil von Čerenkov-Bildern

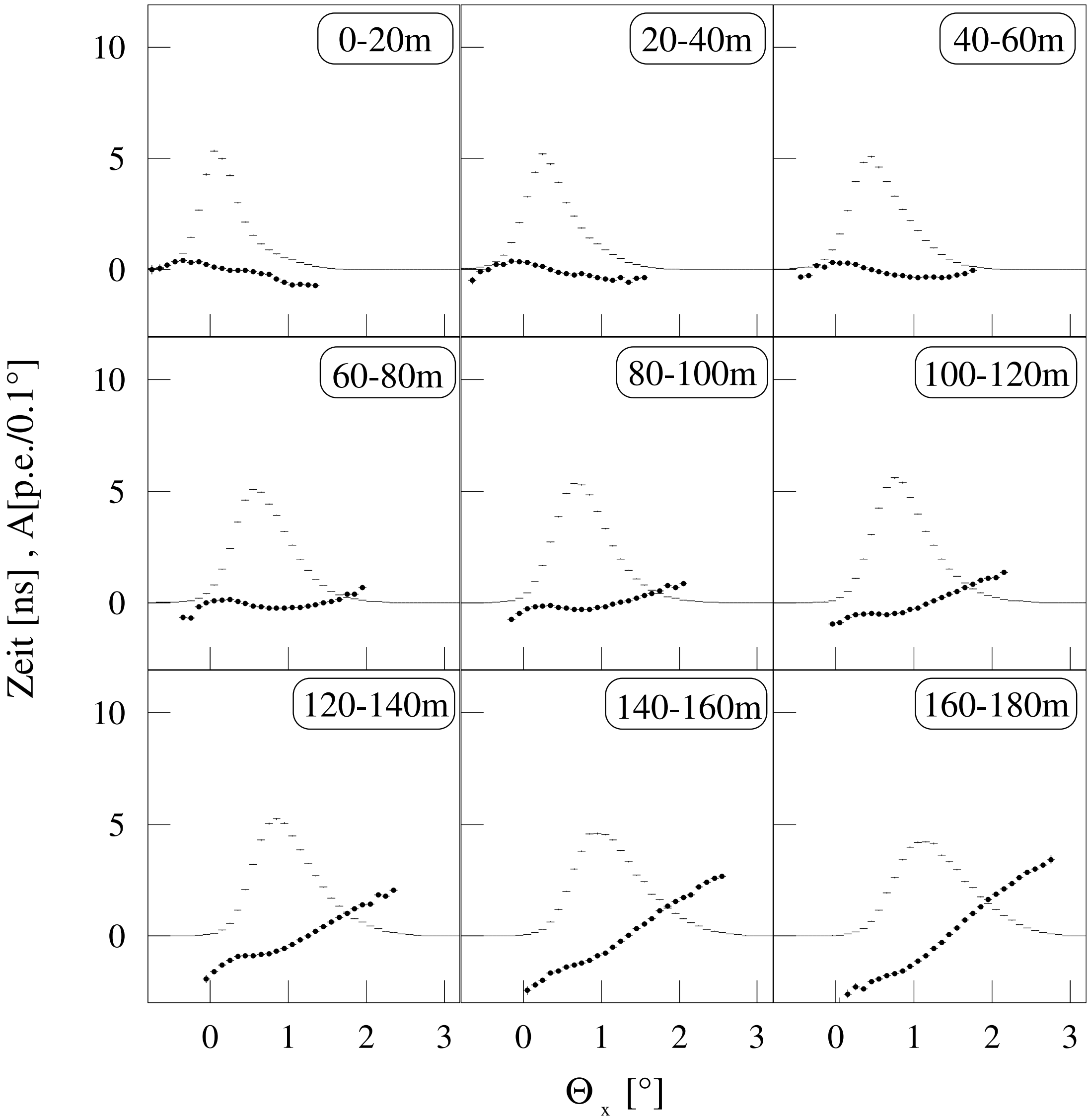

Abbildung 5.6: *Dargestellt sind die longitudinalen Intensitätsprofile (Linien) und Zeitprofile (gefüllte Punkte) von hadronischen Schauern für verschiedene Schauerabstände. Die Schauerneigung bezüglich der optischen Achse beträgt dabei 0° bis 1°.*

Der Intensitäts- und der Zeitverlauf längs Θ_x spiegelt das Longitudinalprofil wider. Das Longitudinalprofil von hadronischen Schauern ist in Abbildung 5.6, das von γ-Schauern in Ab-

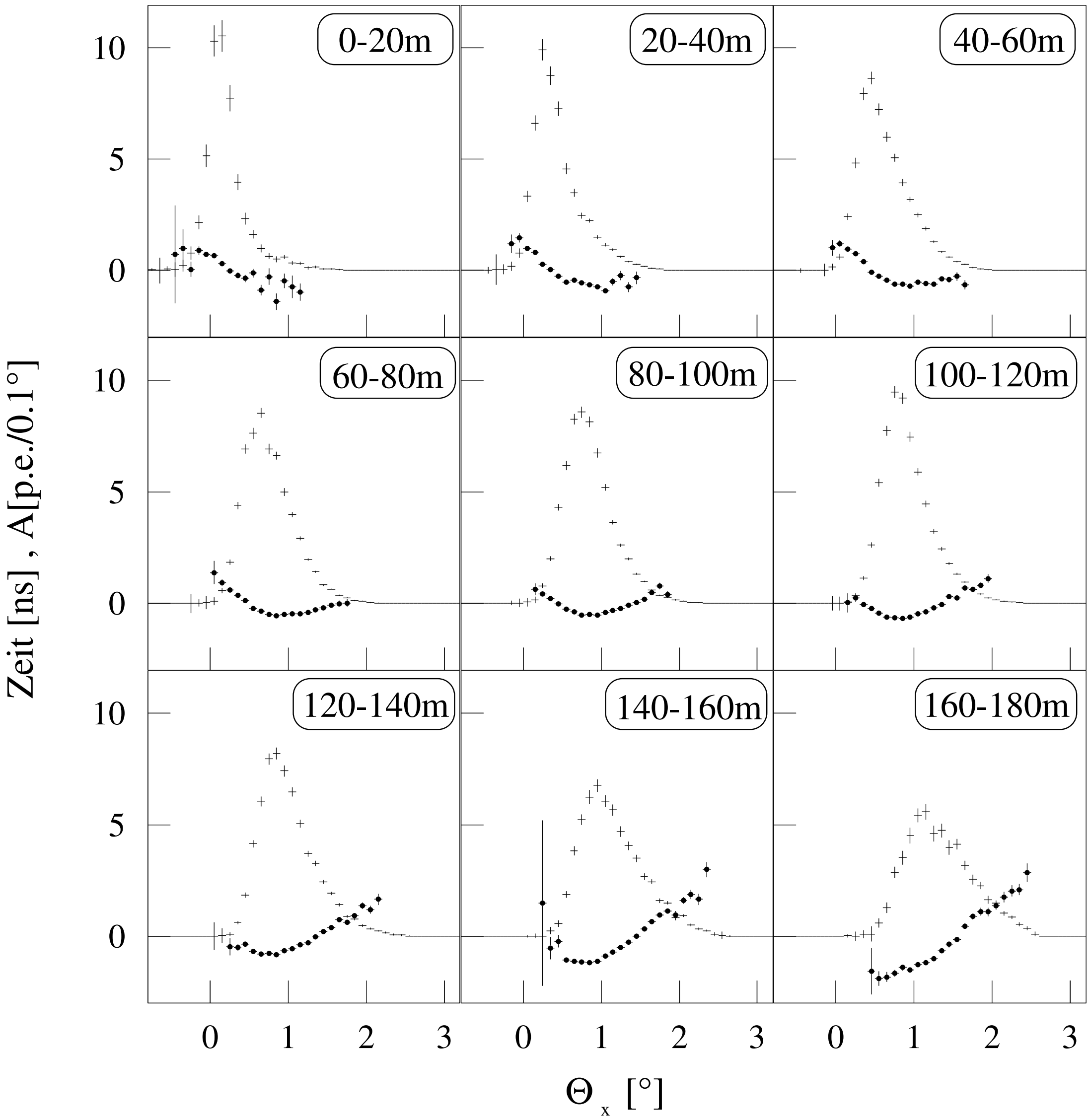

Abbildung 5.7: *Dargestellt sind die longitudinalen Intensitätsprofile (Linien) und Zeitprofile (gefüllte Punkte) von γ-Schauern für verschiedene Schauerabstände. Die Schauerneigung bezüglich der optischen Achse beträgt dabei 0.5°.*

bildung 5.7 bei verschiedenen Schauerabständen d dargestellt. Die Schauerneigung φ der hadronischen Schauer liegt dabei zwischen 0° und 1°, die der γ-Schauer bei 0.5°. Das Intensitätsprofil (Linien) und das Zeitprofil (gefüllte Punkte) sind jeweils in einem Schaubild dargestellt. Das Intensitätsprofil zeigt folgende Eigenschaften :

- Aus Geometriegründen werden weiter entfernte Schauer unter größeren Winkeln beobachtet (Kap. 2.3.1). Daher verschiebt sich das Intensitätsprofil mit wachsendem Schauerabstand zu größeren Werten von Θ_x.

- Die Ausdehnung des Intensitätsprofils ändert sich mit dem Schauerabstand. Diese Abhängigkeit ist eine Überlagerung von zwei Effekten :
  - Aus Geometriegründen wird das Bild mit wachsendem Abstand größer.
  - Die Gesamthelligkeit des Bildes nimmt bei fester Energie mit zunehmenden Schauerabstand ab (Abb. 2.6 in Kap. 2.2.2). Die Eindringtiefe und damit die Länge des Schauers ist energieabhängig, was zu einer longitudinalen Ausdehnung der Bilder mit wachsendem Schauerabstand führt.
- Das Intensitätsprofil von γ-Schauern ist kompakter. Dies stellt eine der gängigen Unterscheidungskriterien von hadronischen und elektromagnetischen Schauern dar.

Das longitudinale Zeitprofil hingegen läßt sich folgendermaßen charakterisieren :

- Das longitudinale Zeitprofil von hadronischen Schauern läßt sich in erster Näherung durch eine Gerade annähern, deren Steigung den longitudinalen zeitlichen Gradient des Bildes widergibt. Diese Steigung, zusammen mit dem Nulldurchgang der Gerade, ist in Abbildung 5.8 als Funktion des Schauerabstandes dargestellt. Der Nulldurchgang gibt den Winkel des detektierten Čerenkov-Lichts an, welcher der mittleren Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts entspricht. Der Zeitgradient nimmt mit zunehmendem Abstand zu und stellt damit

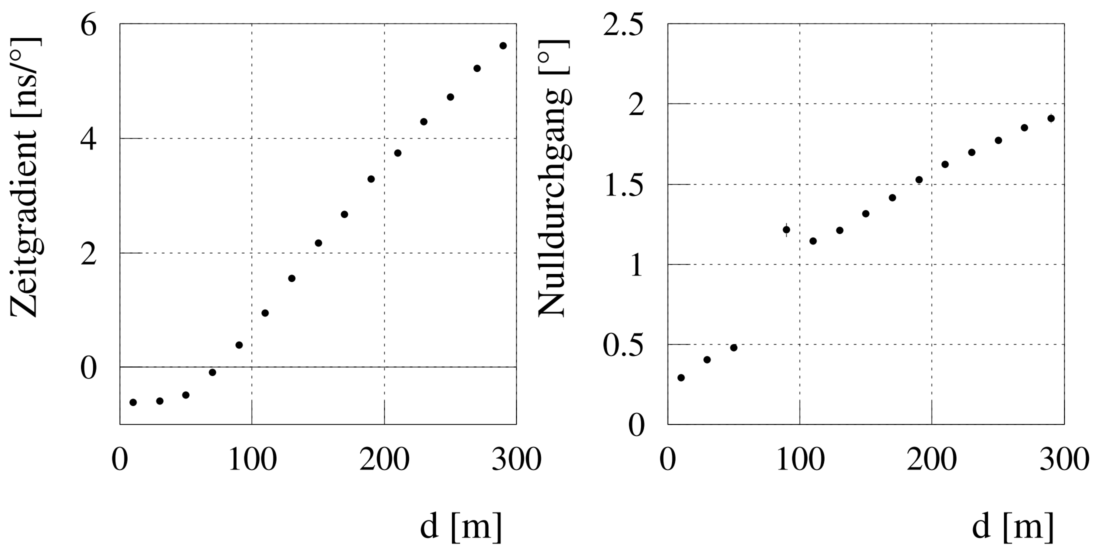

Abbildung 5.8: *Dargestellt ist der Gradient und der Nulldurchgang des Zeitprofils von hadronischen Schauern als Funktion des Schauerabstandes d.*

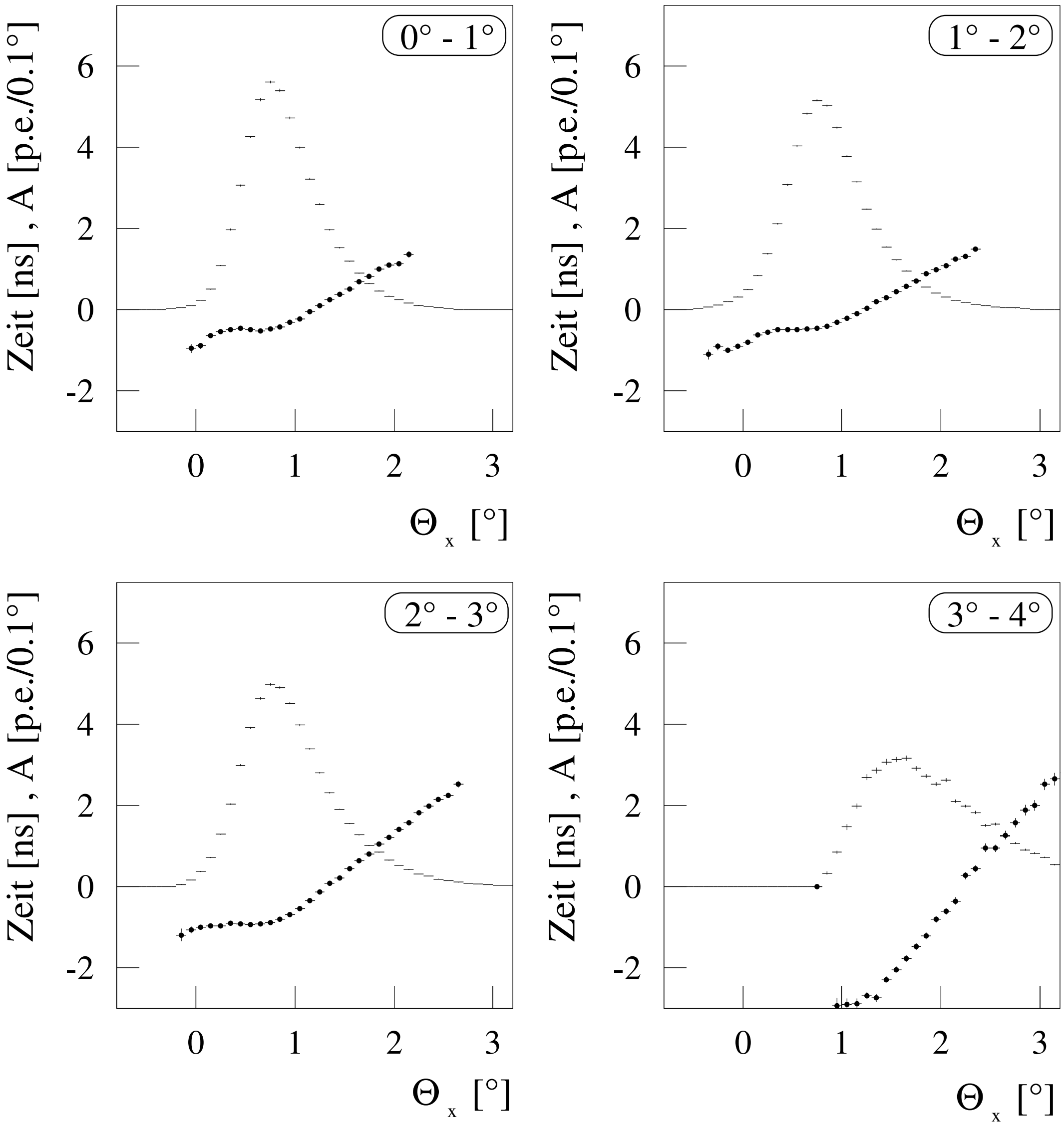

Abbildung 5.9: *Dargestellt sind die longitudinalen Intensitätsprofile (Linien) und Zeitprofile (gefüllte Punkte) bei verschiedenen Schauerneigungen. Der Schauerabstand beträgt dabei 100-120 m.*

die Bestimmung der Signalamplitude unter Vernachlässigung der Zeitstruktur bei großen Schauerabständen in Frage. Dieser Punkt wird in Kapitel 5.2.5 genauer diskutiert. Der Nulldurchgang verschiebt sich mit zunehmendem Abstand zu größeren Werten von Θ_x. Dies geht einher mit der Verschiebung des Maximums der Intensitätsverteilung (s.o.).

- Im Gegensatz zu dem Zeitprofil von hadronischen Schauern, läßt sich das Zeitprofil von

γ-Schauern nicht durch eine Gerade annähern. Die Ursache dieses unterschiedlichen Verhaltens ist Thema von Kapitel 5.3. Die Möglichkeiten einer daraus resultierenden γ-Hadron-Trennung werden in Kapitel 5.4 erläutert.

Das Intensitäts- und Zeitprofil von hadronischen Schauern kann zusätzlich als Funktion der Schauerneigung φ relativ zur optischen Achse des Teleskops betrachtet werden. Abbildung 5.9 zeigt die Profile von hadronischen Schauern bei verschiedenen Schauerneigungen bei einem Schauerabstand von 100-120 m. Liegt die Schauerrichtung innerhalb des Gesichtsfeldes der Kamera, so sind die Profile weitgehend unabhängig von der Schauerneigung. Liegt die Schauerrichtung jedoch außhalb des Gesichtsfeldes der Kamera ($\varphi > 2.3°$), ist ein Teil des Bildes abgeschnitten. Die unvollständigen Bilder werden nach der gleichen Gesamhelligkeit selektiert, wie die vollständig aufgezeichneten Bilder. Daher müssen diese Schauer im Mittel eine höhere Energie mitbringen. In Abbildung 5.10 ist die Steigung und der Nulldurchgang einer angepaßten Gerade als Funktion der Schauerneigung dargestellt. Je weiter die Schauerrichtung außerhalb der Kamera liegt, desto steiler wird das Zeitprofil. Dies ist nicht allein durch den größeren Neigungswinkel als solches zu erklären, sondern muß auf die stark ansteigende Energie der selektierten Schauer zurückzuführen sein.

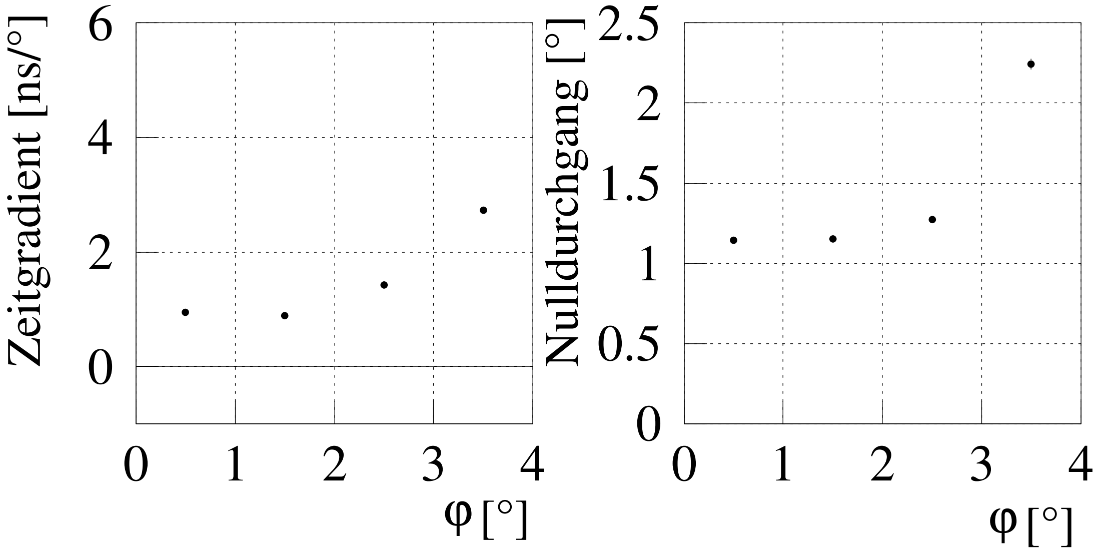

Abbildung 5.10: *Dargestellt ist der Gradient und der Nulldurchgang des Zeitprofils von hadronischen Schauern als Funktion der Schauerneigung φ bei einem Schauerabstand von 100-120 m.*

5.2.4 Transversales Profil von Čerenkov-Bildern

Anhand des 2-dimensionalen Profils (Abb. 5.5) wird schon ersichtlich, daß die transversalen Profile weitaus schmäler als die longitudinalen sind. Dies bestätigen die transversalen Schnitte, die in Abbildung 5.11 gezeigt sind. Die transversale Ausdehnung des Intensitätsprofils ist wesentlich geringer als die longitudinale. Dennoch zeigt sich gerade hier ein deutlicher Unterschied zwischen

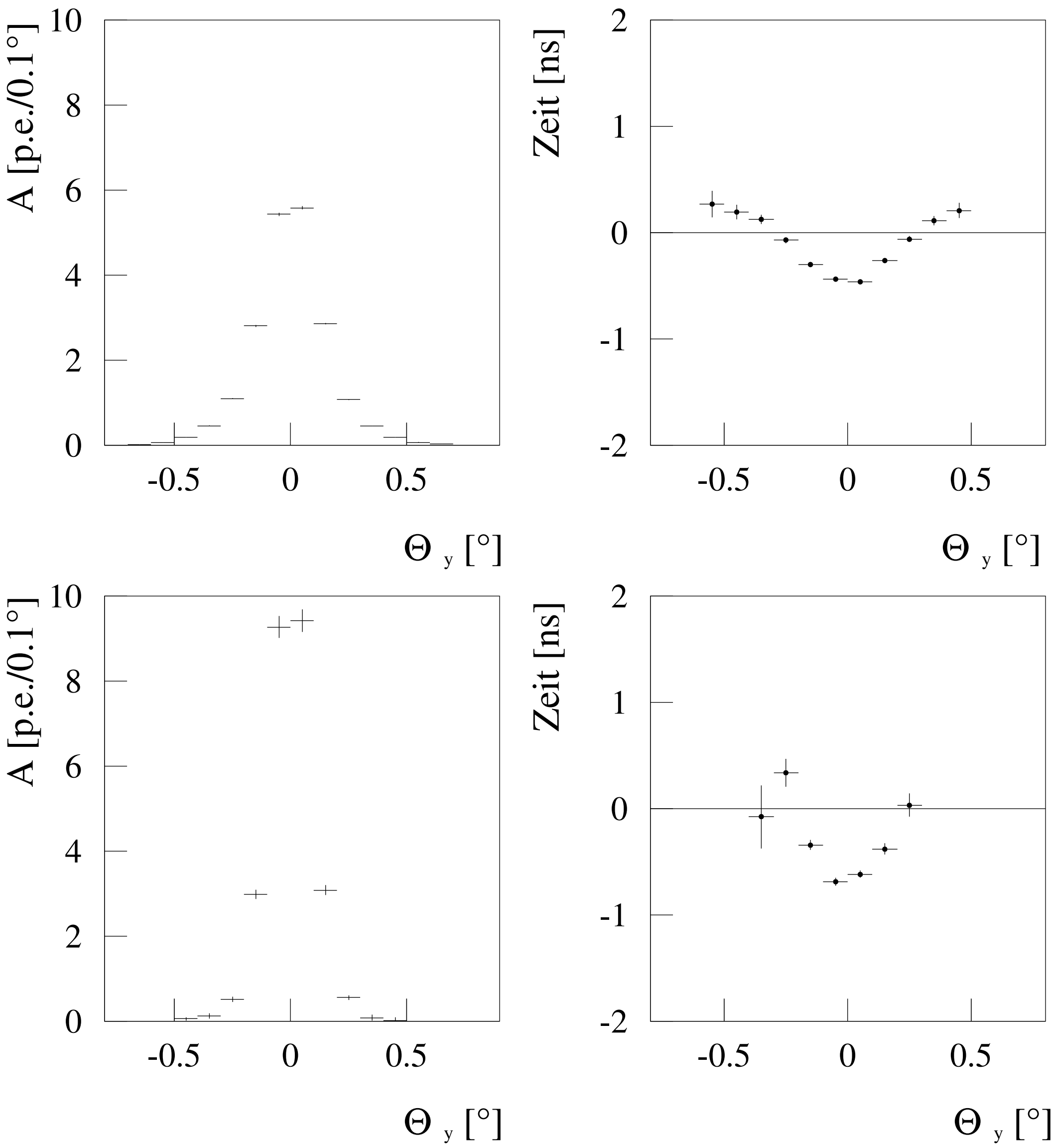

Abbildung 5.11: *Dargestellt sind die transversalen Intensitätsprofile (links) und Zeitprofile (rechts) von hadronischen Schauern (oben) und von γ-Schauern (unten). Der Schauerabstand beträgt 100-120 m.*

hadronischen Schauern und γ-Schauern. Die laterale Ausdehnung der Bilder von γ-Schauern ist kompakter als die der hadronischen Schauer. Das Maximum des Intensitätsprofils weist eine um fast 50% höhere Amplitude auf, obwohl auf beide Schauertypen die Selektion der Bilder nach der gleichen Gesamtlichtmenge angewendet wurde. Dieser Unterschied ist einer der wichtigsten Kriterien zur Unterscheidung zwischen hadronischen Schauern und γ-Schauern aufgrund der

Bildform.
Die zeitliche Variation in transversaler Richtung bewegt sich innerhalb einer Nanosekunde. Das Čerenkov-Licht, das direkt von der Schauerachse emittiert wird, trifft vor dem Čerenkov-Licht auf, welches weiter entfernt von der Schauerachse abgestrahlt wird :

- Die Abstrahlung von Čerenkov-Licht in einiger Entfernung von der eigentlichen Schauerachse wird von Elektronen bewirkt, die einen längeren Weg zurücklegen mußten, als Elektronen, welche sich entlang der Schauerachse fortbewegten.

- Das Čerenkov-Licht, welches weiter entfernt von der Schauerachse emittiert wird, muß ebenfalls eine längere Strecke zurücklegen, als direkt von der Schauerachse emittiertes Licht.

Eine quantitative Abschätzung dieser Effekte zeigt, daß das Transversalprofil in guter Näherung durch eine Parabel beschrieben wird, deren Krümmung mit dem gemessenen Profil größenordnungsmäßig übereinstimmt.
Da die transversale Zeitstruktur wesentlich geringer ist als die longitudinale und die hadronischen Schauer und die γ-Schauer in ähnlicher Weise davon beeinflußt werden, soll die transversale Struktur im folgenden nicht weiter betrachtet werden.

5.2.5 Einfluß der Vernachlässigung der Zeitstruktur auf die Gesamtlichtmenge

Die Untersuchung des longitudinalen Zeitprofils zeigt ein Anwachsen des zeitlichen Gradienten des Bildes mit zunehmendem Schauerabstand bei hadronischen Schauern (Abb. 5.8). Auch die Bilder von γ-Schauern zeigen eine deutliche Zunahme der Zeitstruktur bei zunehmendem Schauerabstand (Abb. 5.7), obschon sich deren Zeitprofil nicht durch eine Gerade beschreiben läßt. Dieser Sachverhalt stellt die Bestimmung der Signalamplitude unter Vernachlässigung der Zeitstruktur bei großen Schauerabständen in Frage. Um dieser Frage nachzugehen, werden im folgenden die Intensitätsprofile bei Verwendung der im Rahmen der Pulsformanalyse bestimmten Amplitude unter Vernachlässigung einer Zeitstruktur $A_{i,\langle t\rangle}$ (Kap. 4.5.1) und unter Toleranz einer Zeitstruktur $A_{i,max}$ (Kap. 4.5.2) verglichen. Da das transversale Zeitprofil vernachlässigbar gegenüber dem longitudinalen ist, werden nur die Unterschiede innerhalb der Schnitte längs der longitudinalen Achse des Bildes diskutiert.
Um systematische Unterschiede bei der Selektion der Bilder zu vermeiden (Kap. 5.2.1), wird sowohl die Richtungsrekonstruktion als auch die Selektion der Bilder in beiden Fällen unter Benutzung der Amplituden $A_{i,\langle t\rangle}$ durchgeführt. Abbildung 5.12 links zeigt die Differenz des longitudinalen Intensitätsprofils unter Benutzung der Amplitudenwerte $A_{i,\langle t\rangle}$ und $A_{i,max}$ von hadronischen Schauern bei einem Schauerabstand zwischen 100 und 120 m. Im rechten Teil der Abbildung ist die Differenz normiert auf die maximal meßbare Amplitude zu sehen. Dies gibt damit den Bruchteil der Lichtmenge an, welche bei Benutzung von $A_{i,\langle t\rangle}$ verloren ging. Es ist zu erkennen, daß jeweils am Anfang und Ende des Longitudinalprofils, also die Bereiche der Bilder, deren Ankunftszeiten die größte Differenz aufweisen, der relative Lichtverlust am größten ist.

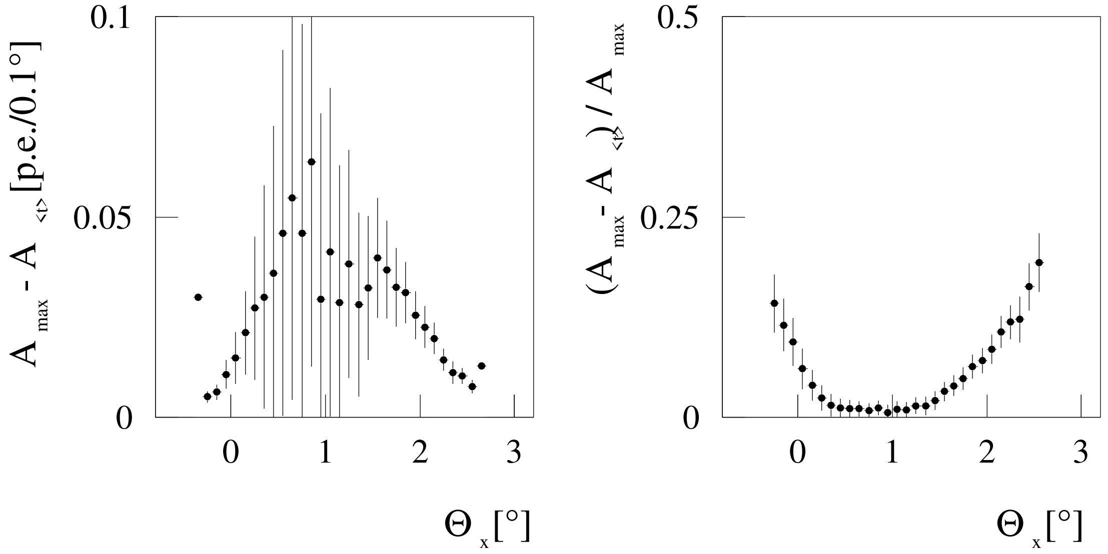

Abbildung 5.12: *Dargestellt ist die Differenz der longitudinalen Intensitätsprofile unter Benutzung der Amplituden $A_{i,\langle t\rangle}$ und $A_{i,max}$ (links), sowie die auf $A_{i,max}$ normierte Differenz (rechts) von hadronischen Schauern. Der Schauerabstand beträgt dabei 100-120 m.*

Allerdings ist der Verlust der absoluten Lichtmenge an diesen Stellen klein gegenüber der Gesamtlichtmenge. Um den relativen Verlust der Gesamtlichtmenge quantifizieren zu können, wird im weiteren die Differenz der Gesamtamplitude längs des Longitudinalprofils normiert auf die maximal meßbare Amplitude im Longitudinalprofil betrachtet. In Abbildung 5.13 ist diese Größe als Funktion des Schauerabstandes von hadronischen Schauern (offene Punkte) und γ-Schauern (gefüllte) Punkte zu sehen. Der relative Gesamtlichtverlust bei hadronischen Schauern nimmt bis zu einem Schauerabstand von 80 m leicht ab und nimmt dann wieder zu. Dies ist konsistent mit dem Verhalten des longitudinalen Zeitgradienten als Funktion des Schauerabstandes (Abb. 5.8). Eine flache Zeitstruktur liefert den geringsten Lichtverlust. Der relative Lichtverlust von γ-Schauern ist geringer als der von hadronischen Schauern. Dies ist durch das den γ-Schauern eigene Zeitprofil zu erklären : Das Zeitprofil von γ-Schauern zeigt im Gegensatz zu dem von hadronischen Schauern kein monotones Verhalten, was zu kleineren Zeitdifferenzen innerhalb des Longitudinalprofils führt.

Es fällt auf, daß auch bei einem sehr schwach ausgeprägten Zeitprofil ein Unterschied von 1-2% in den gemessenen Amplitudenprofilen auftritt. Dies ist auf folgende Ursachen zurückzuführen :

- Die endliche Zeitauflösung führt zu einem Fehler in der Bestimmung der mittleren Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts in der Kamera (Kap. 4.4). Liegt die wahre mittlere Ankunftszeit gerade am Beginn oder Ende des Taktzyklus des Flash-ADCs, so kann dies zu einer inkorrekten Bestimmung derjenigen Zeitbins im Flash-ADC führen, die zur Bestimmung von $A_{i,\langle t\rangle}$ herangezogen werden (Gl. 4.12).

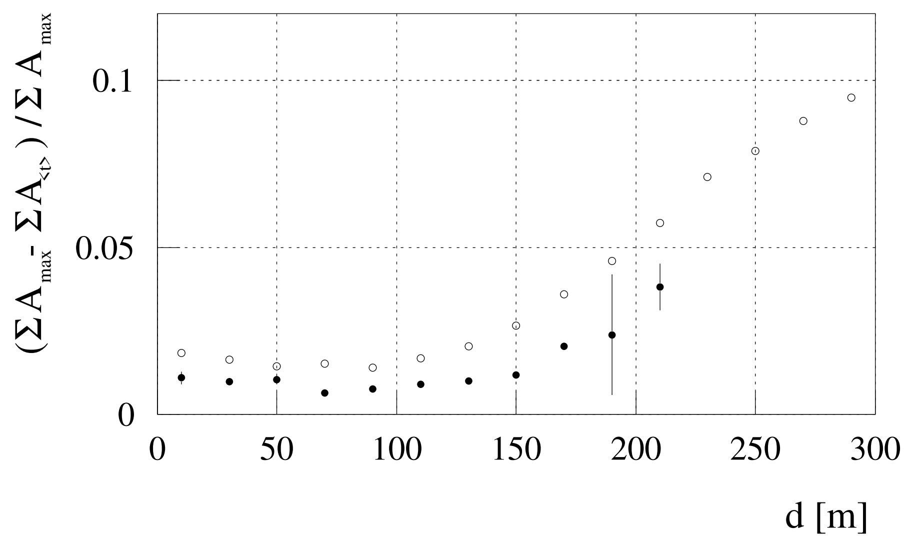

Abbildung 5.13: *Dargestellt ist die Differenz der gemessenen Lichtmenge entlang der longitudinalen Achse zwischen $A_{i,\langle t \rangle}$ und $A_{i,max}$ normiert auf die gemessene Lichtmenge unter Verwendung von $A_{i,max}$ als Funktion des Schauerabstandes d von hadronischen Schauern (offene Punkte) und γ-Schauern (gefüllte Punkte).*

- Die unter Vernachlässigung der Zeitstruktur bestimmten Amplituden $A_{i,max}$ sind auch in Pixeln, die nicht von Čerenkov-Licht getroffen wurden, tendentiell höher als die Amplituden $A_{i,\langle t \rangle}$ (Abbildung 4.10 in Kapitel 4.5.1). Übersteigt ein solches Pixel die untere Bildschwelle von 3 Photoelektronen und befindet sich in der Nachbarschaft eines Pixels, welches die obere Bildschwelle übersteigt, so wird dessen Amplitude fälschlicherweise für die Analyse des Bildes benutzt. Dies kann zu einer künstlichen Vergrößerung des Bildes und der Gesamtamplitude führen, was sich als scheinbarer Lichtverlust in Abbildung 5.13 niederschlagen würde.

Der Verlust der Gesamtlichtmenge ist vernachlässigbar, während durch die Benutzung der Amplitudenwerte $A_{i,\langle t \rangle}$ eine optimale Unterdrückung des Hintergrundrauschens erzielt wird (Kap. 4.5.1). Darüber hinaus ist eine Monte Carlo Simulation in der Fertigstellung [Hemberger 98], welche die komplette Detektorsimulation inklusive der Digitalisierung durch den Flash-ADC und die nachfolgende Pulsformanalyse einschließt, so daß dieser Effekt ebenfalls in den simulierten Daten berücksichtigt wird.

5.3 Modell zur Berechnung des Zeitprofils

Die in den vorhergehenden Kapiteln vorgestellten Meßergebnisse zeigten eine deutliche Abhängigkeit des longitudinalen Zeitprofils vom Schauerabstand und der Art des Primärteilchens. In diesem Abschnitt sollen diese Abhängigkeiten anhand eines einfachen geometrischen Modells nachgezeichnet werden.

5.3.1 Beschreibung des Modells

Das geometrische Modell soll das longitudinale Zeitprofil beschreiben. Da die transversale Struktur vernachlässigbar ist, wird die Bewegung aller Teilchen entlang der Schauerachse angenommen. Die longitudinale Entwicklung der Anzahl der Teilchen im Schauer wird nicht berücksichtigt. Es wird vielmehr angenommen, daß das Čerenkov-Licht entlang der gesamten Schauerachse emittiert wird. Das Modell liefert damit nicht das Intensitätsprofil, sondern lediglich die Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts unter der Annahme, daß unter dem betreffenden Winkel Θ relativ zur Schauerrichtung überhaupt Čerenkov-Licht emittiert wurde.

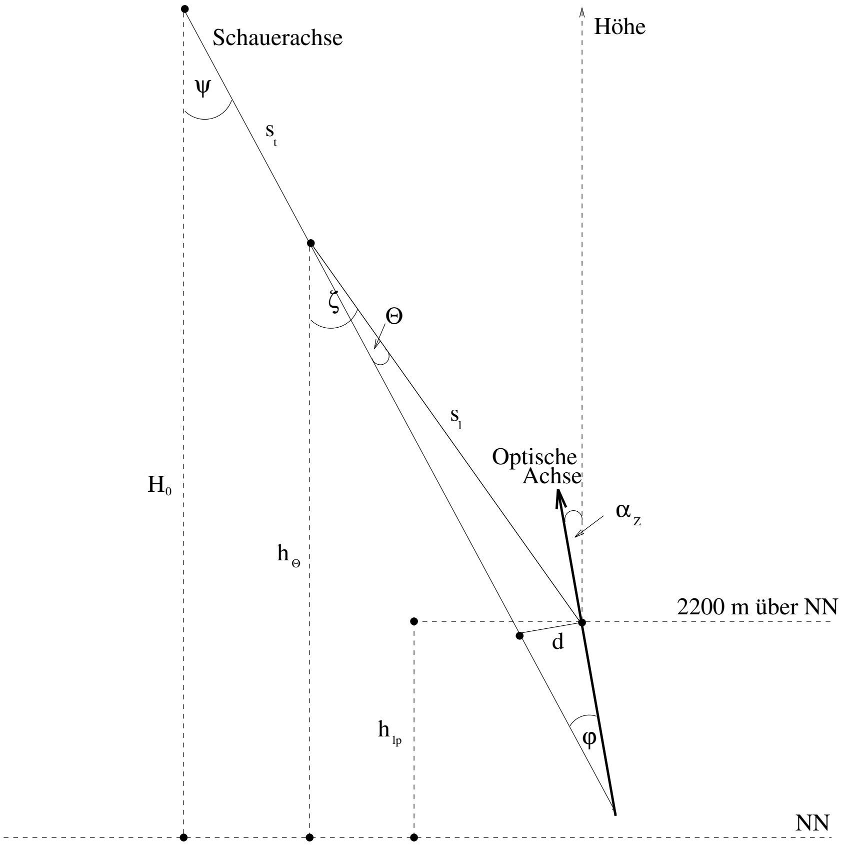

Abbildung 5.14: *Die Lage der Schauerachse ist durch den Schauerabstand d, die Neigung φ relativ zur optischen Achse und die Ausrichtung des Teleskops α_z relativ zum Zenit festgelegt. Die Beobachtung findet in der Höhe h_{lp}=2.2 km über dem Meeresspiegel statt. Čerenkov-Licht, welches vom Teleskop unter einem Winkel Θ relativ zur Schauerrichtung nachgewiesen wird, wurde in der Höhe h_Θ über dem Meeresspiegel emittiert.*

Die Schauerachse ist durch den Schauerabstand d, die Schauerneigung φ relativ zur optischen Achse des Teleskops und den Zenitwinkel α_z des Teleskops bestimmt (Abbildung 5.14). Der Zeitnullpunkt sei durch das Erreichen der Höhe H_0 über dem Meeresspiegel gegeben. Teilchen, die ausgehend von der Höhe H_0 die Strecke s_t entlang der Schauerachse zurückgelegt haben, verursachen die Emission von Čerenkov-Licht in einer Höhe h_Θ, welches nach Zurücklegen der Strecke s_l vom Teleskop, das sich in der Höhe h_{lp} über dem Meeresspiegel befindet, unter dem Winkel Θ relativ zur Schauerrichtung gesehen wird. Unter Benutzung der geometrischen Zusammenhänge erhält man folgende Beziehungen zwischen den relevanten Größen :

$$s_l = d \cdot \tfrac{\cos\varphi}{\sin\Theta} \quad , \quad h_\Theta = h_{lp} + s_l \cdot \cos\zeta \quad , \quad s_t = \tfrac{H_0 - h_\Theta}{\cos\psi} \qquad (5.12)$$
$$\text{mit} \quad \psi = \varphi + \alpha_z \quad \text{und} \quad \zeta = \varphi + \alpha_z + \Theta$$

Die mit den experimentellen Daten zu vergleichende Größe ist die Ankunftszeit t_Θ des Čerenkov-Lichts als Funktion des Winkels Θ, die durch die Laufzeit t_t der Teilchen entlang der Strecke s_t und der Laufzeit t_l des Čerenkov-Lichtes entlang der Strecke s_l gegeben ist :

$$t_\Theta = t_t + t_l \qquad (5.13)$$

Die Energie E_t und die damit die Geschwindigkeit v_t der Teilchen innerhalb des Schauers wird dabei als konstant angenommen.

$$v_t = c \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E_t}\right)^2} \qquad (5.14)$$

Dabei ist E_0 die Ruheenergie derjenigen Teilchen, welche die dominierende Rolle bei der Bewegung der Schauerfront spielen. Im Falle der γ-Schauer sind dies Elektronen, im Falle der hadronischen Schauer Protonen. Aufgrund der geringen Masse der Elektronen hängt in dem Energiebereich oberhalb von 50 GeV deren Geschwindigkeit praktisch nicht von der Energie E_t ab. Daher wurde im Falle der γ-Schauer die Teilchengeschwindigkeit v_t gleich der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c gesetzt. Im Falle der Protonen hängt die Teilchengeschwindigkeit v_t signifikant von deren Energie E_t ab. In das Modell wurden typische Werte der Energie E_t von von 100 GeV bzw. 300 GeV eingesetzt.
Der Brechungsindex n und damit die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts v_l hängen von der Meereshöhe ab. Die Laufzeit des Lichtes ergibt sich daher durch Integration über die vom Čerenkov-Licht durchlaufenen Luftschichten.

$$t_l = \int \frac{1}{v_l(h)} ds_l = \frac{1}{\cos\zeta} \cdot \int_{h_\Theta}^{h_{lp}} \frac{1}{v_l(h)} dh = \frac{1}{c \cdot \cos\zeta} \cdot \int_{h_\Theta}^{h_{lp}} n(h) dh \qquad (5.15)$$

Für die Berechnungen wurde der Brechungsindex n als Funktion der Meereshöhe der US-Standardatmosphäre bei einer Wellenlänge von 400 nm entnommen. Der Brechungsindex liegt dabei in tabellierter Form vor, so daß die obige Integration numerisch durchgeführt wird.
Die experimentellen Daten wurden bis zu einem maximalen Zenitwinkel von 30° betrachtet. Der

mittlere Zenitwinkel der benutzten Daten liegt bei dem Wert von 17°, welcher in das Modell für α_z eingesetzt wird. Um der Pixelgröße der Kameras Rechnung zu tragen, wird die zu dem Winkel Θ gehörige effektive Ankunftszeit durch Mittelung über die Ankunftszeiten innerhalb des Pixelradius von 0.125° bestimmt.

5.3.2 Vergleich mit den Messungen

Der Vergleich der berechneten Zeitprofile mit den gemessenen Profilen erfolgt separat für die verschiedenen Bereiche des Schauerabstandes. Dazu wird in die Rechnung jeweils derjenige Schauerabstand d eingesetzt, welcher dem Mittelwert der Häufigkeitsverteilung des zu vergleichenden Abstandsintervalls $[d_1, d_2]$ entspricht :

$$d = \frac{\int_{d_1}^{d_2} 2\pi r \cdot r dr}{\int_{d_1}^{d_2} 2\pi r dr} = \frac{2}{3} \cdot \frac{d_2^3 - d_1^3}{d_2^2 - d_1^2} \tag{5.16}$$

Es sollen lediglich die gemessenen Zeitprofile bei einer Schauerneigung relativ zur optischen Achse des Teleskops von 0° bis 1° bei Hadronen und 0.5° im Falle der γ-Schauer mit dem Modell verglichen werden. Da das Zeitprofil in diesem Bereich nur sehr wenig von der Schauerneigung abhängt (Abb. 5.10), wird in das Modell ein fester Neigungswinkel φ von 0.5° eingesetzt.
Das Modell nimmt die Emission von Čerenkov-Licht entlang der Schauerachse von der Höhe H_0 bis zum Erdboden an, so daß sich das resultierende Zeitprofil über einen größeren Bereich von Θ erstreckt, als dies in den gemessenen Profilen der Fall ist. Der Übersichtlichkeit halber werden die berechneten Zeitprofile im gleichen Bereich von Θ eingezeichnet, wie dieses in den Daten bestimmt werden konnte.
Der Zeitnullpunkt ist in den gemessenen und den berechneten Profilen auf unterschiedliche Weise willkürlich gewählt. Während dieser in den gemessenen Profilen durch die mittlere Ankunftszeit des Čerenkov-Lichts in der Kamera gegeben ist, ist er in den berechneten Profilen durch das Erreichen der Höhe H_0 über dem Meeresspiegel gegeben. Zum besseren Vergleich wird zu den berechneten Ankunftszeiten eine Konstante addiert, so daß die Profile einen ähnlichen Bereich der Ankunftszeit abdecken.
Der Vergleich der gemessenen Zeitprofile (gefüllte Punkte) und der berechneten Zeitprofile (offene Symbole) ist in Abbildung 5.15 für γ-Schauer und in Abbildung 5.16 für hadronische Schauer bei verschiedenen Schauerabständen zu sehen. Die berechneten Profile von γ-Schauern stimmen abgesehen von kleinen Schauerabständen sehr gut mit den gemessenen überein. Auch bei hadronischen Schauern läßt sich durch Variation der Teilchenenergie E_t im wesentlichen eine Übereinstimmung erzielen. Die verbleibenden Diskrepanzen lassen sich auf folgende Ursachen zurückführen.

- Die Behandlung eines hadronischen Schauers als ein Paket von Hadronen ist nicht ausreichend. Vielmehr entsteht im Mittel nach einer Wechselwirkungslänge ein elektromagnetischer Subschauer, welcher sich, entsprechend der geringeren Ruhemasse der Elektronen

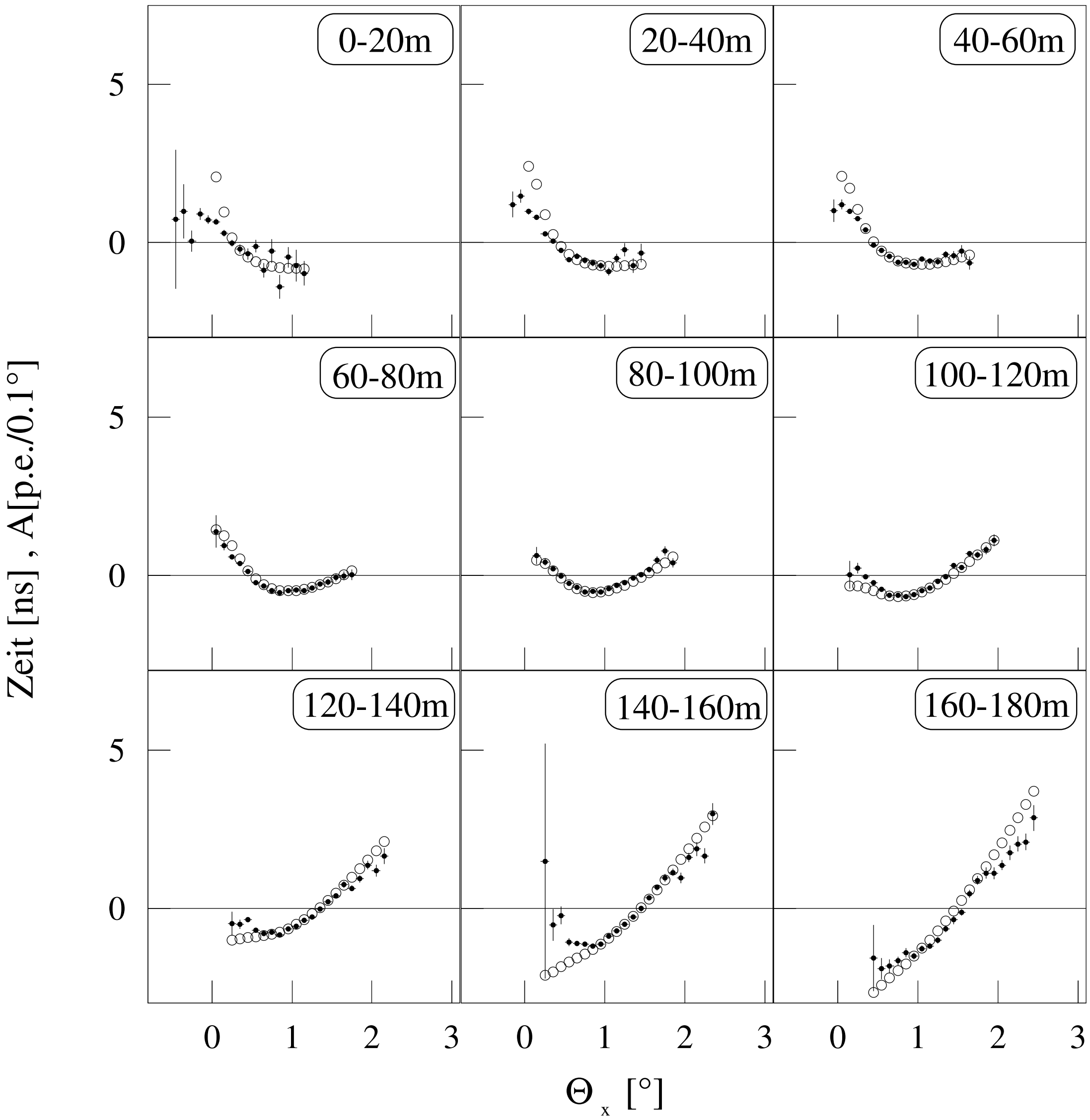

Abbildung 5.15: *Dargestellt sind die gemessenen Zeitprofile (gefüllte Punkte) und die berechneten Zeitprofile (offene Punkte) von γ-Schauern für verschiedene Schauerabstände bei einer Schauerneigung von 0.5°.*

und Positronen, mit größerer Geschwindigkeit bewegt, als die hadronische Komponente des Schauers, die alleine für die Zeitpunkte und die Höhe der Entstehung der elektromagnetischen Subschauer verantwortlich ist.

- Hadronische Schauer zeigen im Vergleich zu γ-Schauern eine größere Lateralstruktur, wel-

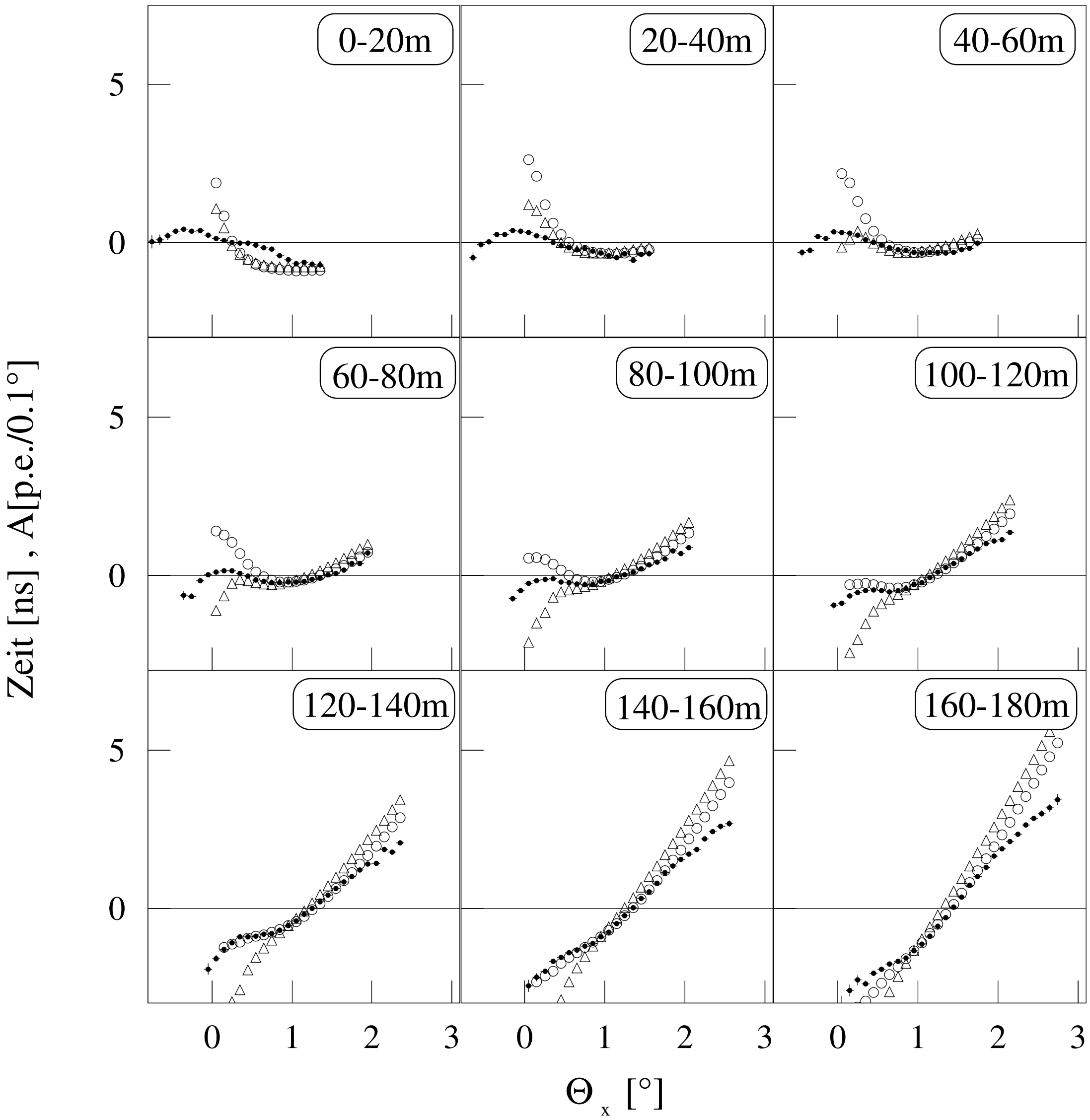

Abbildung 5.16: *Dargestellt sind die gemessenen Zeitprofile (gefüllte Punkte) und die berechneten Zeitprofile bei einer Teilchenenergie von 100 GeV (offene Dreiecke) bzw. 300 GeV (offene Punkte) von hadronischen Schauern für verschiedene Schauerabstände bei einer Schauerneigung von 0° bis 1°.*

che in dem vorgestellten Modell vernachlässigt wird. Čerenkov-Licht, welches vom Teleskop unter einem bestimmten Winkel Θ relativ zur Schauerrichtung gesehen wird, kommt dadurch nicht aus einer fest definierten Höhe, sondern entsprechend der lateralen Ausdehnung aus verschiedenen Höhen.

- In der Praxis auftretende Fluktuationen werden nicht berücksichtigt. Aufgrund der größeren Zahl der verschiedenartigen Wechselwirkungen bei hadronischen Schauern und der größeren Wechselwirkungslänge sind die Fluktuationen in hadronischen Schauern stärker als bei γ-Schauern.

Die erstmals experimentell gemessenen mittleren Zeitprofile von Čerenkov-Bildern lassen sich von dem eingeführten Modell im Falle der γ-Schauer sehr gut beschreiben, während die Profile der hadronischen Schauer sich durch Variation der Energie E_t qualitativ erklären lassen. Die mittleren Zeitprofile tragen zum Verständnis der Entwicklung von Luftschauern bei und können als ein weiterer Test der neuen Generation von Monte Carlo Daten herangezogen werden. Des weiteren können Rückschlüsse zur Analyse einzelner Čerenkov-Bilder gezogen werden.

5.4 γ/Hadron-Separation aufgrund der Zeitstruktur

Die Zeitstruktur von Čerenkov-Bildern galt als ein mögliches Unterscheidungskriterium zwischen γ-Schauern und hadronischen Schauern. Außerdem erwartete man Rückschlüsse auf die Orientierung des Bildes und damit auf die Schauerrichtung ziehen zu können. Die in diesem Kapitel vorgestellte Analyse erlaubt es, diese Erwartungen quantitativ zu überprüfen.
Wie die Messungen ergaben, zeigen gerade die für dieses Experiment interessanten γ-Schauer keinen klaren Gradienten längs des longitudinalen Zeitprofils. Die eindeutige Bestimmung der Orientierung der Ellipse wird somit erschwert. Die Zeitauflösung in den einzelnen Pixeln ist damit der entscheidende Faktor. Für eine erfolgreiche Anwendung sollte sie zumindest kleiner als die zu bestimmende Struktur sein. Als Beispiel sind in Abbildung 5.17 das mittlere longitudinale Intensitäts- und Zeitprofil von hadronischen Schauern (links) und γ-Schauern (rechts) bei einem Schauerabstand von 100 bis 120 m dargestellt. Die in das Zeitprofil eingezeichneten Fehlerbalken sind hier jedoch nicht der Fehler des Mittelwertes, sondern das RMS der Verteilung, welches den Meßfehler einer Einzelmessung widerspiegelt. Zum Vergleich der Fehlerbalken mit der aus Laserruns abgeleiteten Zeitauflösung des Detektors (Abb. 4.9) ist die Skala des Intensitätsprofils in Abbildung 5.17 zu beachten, welche die Intensität innerhalb eines Quadrates mit $0.1°$ Kantenlänge angibt. Um diese Amplitude mit derjenigen in Abbildung 4.9 zu vergleichen, ist sie mit einem Faktor von ≈ 4.9 zu skalieren, welcher das Verhältnis von Pixelfläche zu Bingröße angibt. Ein Vergleich, der hier nicht im Detail durchgeführt werden soll, zeigt, daß die Fehlerbalken um etwa 50% größer sind, als es anhand von Abbildung 4.9 und der zugehörigen mittleren Intensität zu erwarten wäre. Gründe hierfür sind zum einen Schauerfluktuationen, zum anderen resultiert die mittlere Intensität aus einem breiten, nach einem Potenzgesetz abfallenden, Spektrum. Schauerfluktuationen liefern also einen signifikanten Beitrag zur Zeitauflösung, der auch durch Verbesserung der Detektorauflösung nicht vermindert wird.
Der Meßfehler in einem Pixel ist, abgesehen von großen Schauerabständen, jeweils größer als die zu bestimmende Zeitstruktur. Des weiteren ist zu bedenken, daß ein einzelnes Bild lediglich mit der einer Pixelgröße entsprechenden Granularität von $0.25°$ aufgezeichnet wird. Diese Sachlage gestaltet die Messung des Zeitprofils eines einzelnen Bildes sehr schwierig. Als einfacher Ansatz wird das RMS der Ankunftszeiten in den Bildpixeln betrachtet, welches in Abbildung 5.18

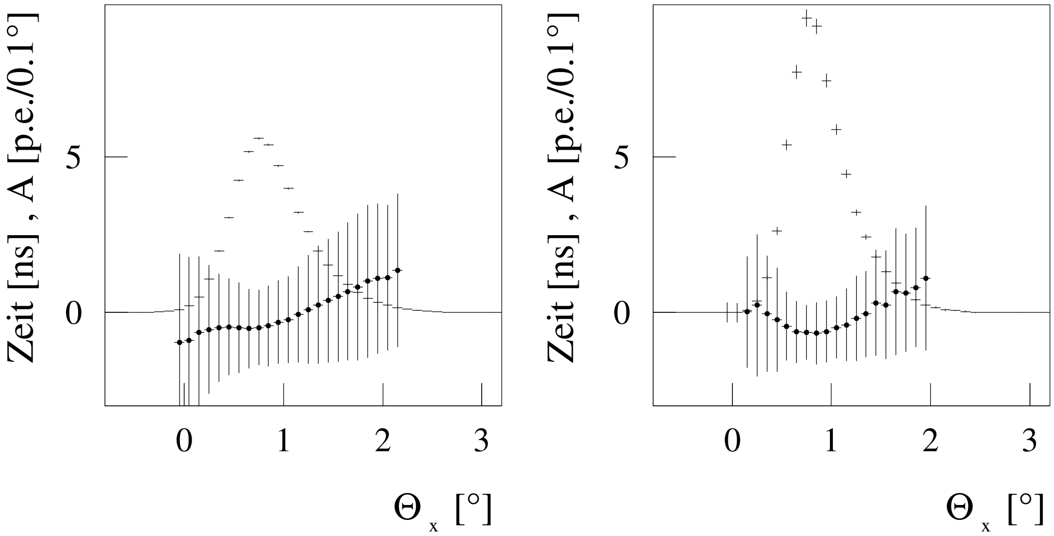

Abbildung 5.17: *Dargestellt sind die longitudinalen Zeitprofile (gefüllte Punkte) und Intensitätsprofile von hadronischen Schauern (links) und γ-Schauern (rechts) bei einem Schauerabstand von 100 bis 120 m. Die Fehlerbalken der Zeitstruktur entsprechen dabei dem RMS der Verteilung, welche jedem Meßpunkt zugeordnet ist.*

(links) von hadronischen Schauern (gefüllte Punkte) und γ-Schauern (offene Punkte) dargestellt ist. Die Verteilung der γ-Schauer ist gegenüber derjenigen der hadronischen Schauer zu kleineren Werten hin verschoben, was auf das weniger stark ausgeprägte Zeitprofil der γ-Schauer zurückzuführen ist. Dennoch ist der Unterschied der Verteilungen nicht klar genug, um die Hadronen und die γ's effektiv trennen zu können. Als eine Erweiterung dieses Ansatzes wird das RMS der Ankunftszeiten unter der Hypothese, daß es sich um ein von einem γ-Schauer produzierten Bild handelt, bestimmt. Es wird also das RMS der Differenz der gemessenen Ankunftszeit zur von einem γ-Schauer erwarteten Ankunftszeit gebildet. Die erwartete Ankunftszeit ist dabei die aus dem in Kapitel 5.3 vorgestellten Modell für γ-Schauer entnommen. Dazu werden, entsprechend der in Kapitel 5.2.1 eingeführten Selektion, Ereignisse ausgesucht, bei denen mindestens drei Teleskope zur stereoskopischen Rekonstruktion beitragen. Da das Modell bei kleinen Schauerabständen nicht in optimaler Übereinstimmung mit den Messungen ist, werden Teleskope mit einem Schauerabstand zwischen 40 und 160 m selektiert. Dieselben Selektionskriterien gehen auch in die Berechnung des rohen RMS der Ankunftszeiten ein. Die sich ergebenden Verteilungen sind im rechten Teil von Abbildung 5.18 dargestellt. Man sieht keine wesentliche Verbesserung der Trennung der Verteilung der Hadronen von den γ's. Dies ist zum einen auf die im Verhältnis zur Zeitstruktur schlechte Zeitauflösung zurückzuführen, zum anderen auf die Tatsache, daß sich die Zeitprofile von γ-Schauern und hadronischen Schauern im wesentlichen nur für Θ_x <1.0° unterscheiden.

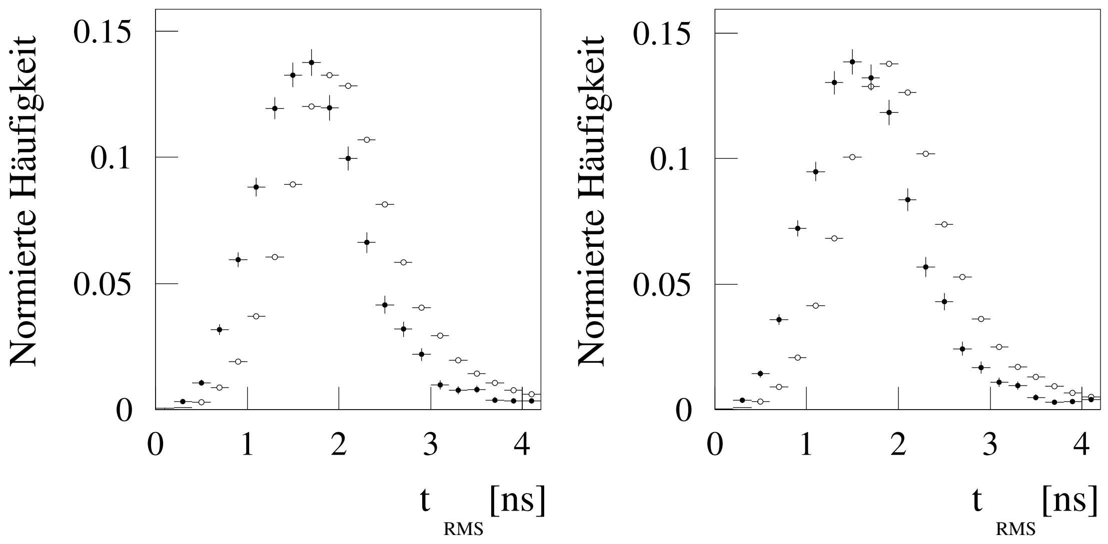

Abbildung 5.18: *Dargestellt ist das rohe RMS der Ankunftszeiten der Bildpixel (links) und das RMS der Ankunftszeiten unter der Annahme eines Zeitprofils eines γ-Schauers (rechts) für hadronische Schauer (offene Punkte) und γ-Schauer (gefüllte Punkte). Dabei wurden Bilder mit einem Schauerabstand zwischen 40 und 160 m zum betreffenden Teleskop selektiert.*

Insgesamt ist eine effektive Unterscheidung zwischen γ-Schauern und hadronischen Schauern aufgrund der Zeitstruktur nicht möglich. Dies liegt hauptsächlich an der im Verhältnis zur Zeitstruktur zu schlechten Zeitauflösung, die zu etwa 50% von Schauerfluktuationen bestimmt ist, und somit durch eine Erhöhung der Detektorauflösung nur in begrenztem Maße verbessert werden kann.

Kapitel 6

Suche nach TeV-γ-Strahlung von Supernova-Überresten

Es gibt bisher nur indirekte Hinweise, die auf Supernova-Überreste als die Quellen der kosmischen Strahlung hindeuten (Kap. 1). Ein direkter experimenteller Nachweis konnte noch nicht erbracht werden. Abschätzungen der γ-Leuchtkraft von Supernova-Überresten zeigen, daß ein Nachweis mit abbildenden Čerenkov-Teleskopen zwar schwierig, aber unter günstigen Randbedingungen möglich sein sollte (Kap. 1.2.3). Nach Inbetriebnahme des HEGRA-Čerenkov-Teleskopsystems im Spätsommer 1996 wurden daher die Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 über einen längeren Zeitraum hinweg beobachtet. Bei diesen Objekten erwartet man einen überdurchschnittlichen Fluß von γ-Strahlung, was wiederum die Detektion dieser Objekte erleichtern würde. Dieses Kapitel stellt zunächst die aus anderen Wellenlängenbereichen bekannten Eigenschaften der beobachteten Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 zusammen (Kap. 6.1) und gibt einen Überblick der aufgenommenen Meßdaten (Kap. 6.2). Die Verarbeitung der Daten wird in Kapitel 6.3 behandelt. Zur Bestimmung der Effektivität bestimmter Schnitte und damit des absoluten Flusses von γ-Quanten ist eine Eichung mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen notwendig (Kapitel 6.4). Der Krebsnebel gilt aufgrund seines konstanten, hohen Flusses als die Standardkerze im TeV-Bereich. Dieser wurde in den gleichen Meßperioden wie G78.2+2.1 und IC 443 beobachtet. Daher werden die Daten des Krebs-Nebels analysiert, um die Wirkung der anhand der Monte Carlo Daten entwickelten Schnitte zu überprüfen. In Kapitel 6.6 werden die Schnitte auf die Daten von G78.2+2.1 und IC 443 angewendet und die erhaltenen Ergebnisse dargestellt. Schließlich werden die Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen verglichen (Kap. 6.7).

6.1 Die Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443

Die Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 gehören in einem großen Wellenlängenbereich zu den am besten untersuchten Objekten ihrer Klasse. Beide sind in eine komplexe Umgebungsstruktur eingebettet und waren daher oft das Ziel von Beobachtungen. Die aus diesen

Beobachtungen gewonnenen Erkenntnisse, die wichtig für die Interpretation der Messungen im TeV-Bereich sind, werden zunächst zusammengestellt (Abschnitt 6.1.1 und 6.1.2) und schließlich eine Abschätzung des von diesen Objekten erwarteten Flusses von γ-Quanten im TeV-Bereich gegeben (Abschnitt 6.1.3).

6.1.1 G78.2+2.1

Der Supernova-Überrest G78.2+2.1 befindet sich in unserem lokalen Arm der Milchstraße nahe der galaktischen Scheibe in der Cygnus[1]-Konstellation. Abbildung 6.1 zeigt Aufnahmen des Supernova-Überrests G78.2+2.1 in einem Format von $1.5° \times 1.5°$. Links ist die Himmelsregion

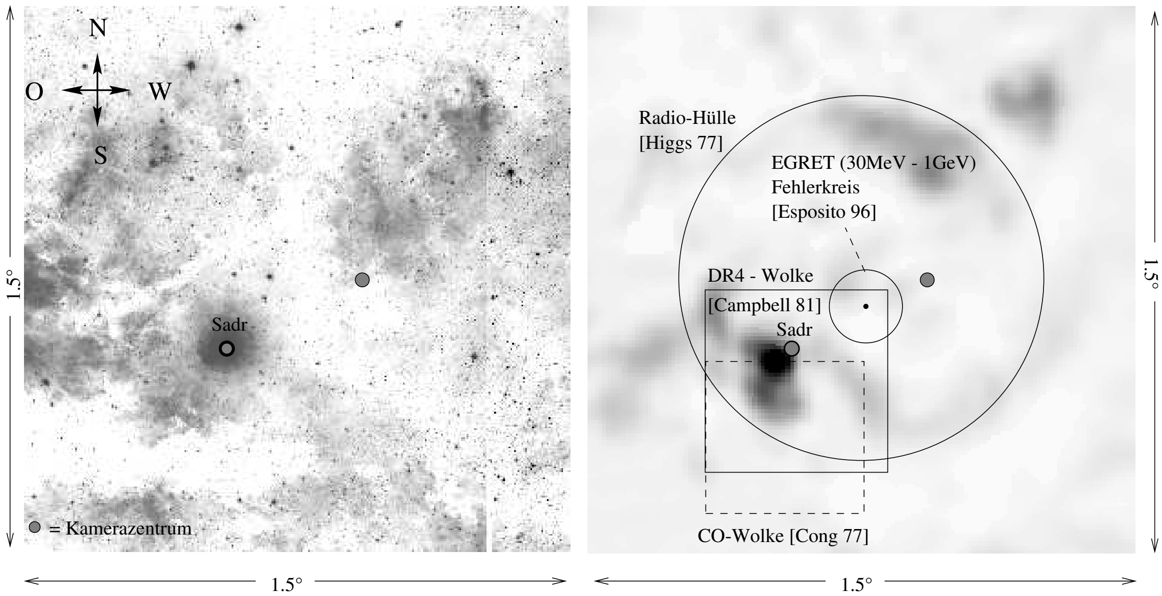

Abbildung 6.1: *$1.5° \times 1.5°$ Aufnahmen der Region um den Supernova-Überrest G78.2+2.1 , im optischen Bereich (links)[Lasker 90] und im Radiobereich bei einer Frequenz von 4850 MHz (rechts) [Condon 95]. Eine höhere Intensität entspricht dabei einem dunkleren Grauton. Dem Radiobild ist die aus Radiomessungen bestimmte Ausdehnung von G78.2+2.1 [Higgs 77], sowie Congs Cloud [Cong 77], die DR4-Wolke [Campbell 81] und der von EGRET angegebene Fehlerkreis [Esposito 96] überlagert. In beiden Bildern sind die Position des hellen Sterns Sadr und die beiden Koordinaten zur Nachführung der Teleskope (hellgrau gefüllte Punkte) eingezeichnet.*

um G78.2+2.1 im optischen Bereich, rechts im Radio-Bereich dargestellt. Während im Radio-Bereich die Hülle der Supernova zu erkennen ist, sieht man im optischen Bereich nur schwache Filamente. Es wird angenommen, daß der Supernova-Überrest im südöstlichen Bereich mit einer dichten Molekülwolke kollidiert, was zu einer erhöhten Radioemission aus dieser Region führt. Die Position dieser Wolke und anderer interessante Bereiche, deren Detektion und Eigenschaften im Folgenden beschrieben werden, sind ebenfalls in Abbildung 6.1 eingezeichnet. Aufgrund der

[1]deutsch : Schwan

Lage von G78.2+2.1 im lokalen Arm der Milchstraße befinden sich entlang der Sichtlinie überdurchschnittlich viele andere Objekte. Dabei handelt es sich unter anderem um Molekülwolken, deren Abstandsbestimmung mit großen Unsicherheiten behaftet ist. Eine Wechselwirkung dieser Wolken mit dem Supernova-Überrest ist damit unter Umständen nur schwer nachzuweisen oder auszuschließen. Im südöstlichen Bereich des Supernova-Überrests befindet sich der im optischen Bereich helle Vordergrundstern Sadr[2], auch γ-Cygni genannt. Dieser steht in der Entfernung von 150 pc zur Erde nicht in direkter Wechselwirkung mit dem Supernova-Überrest. Der Stern Sadr zusammen mit einer Vielzahl anderer weniger heller Sterne in der nahen Umgebung von G78.2+2.1 trägt zu einem erhöhten Lichthintergrund bei, welcher zu einem erhöhten Rauschen in den Kameras der Čerenkov-Teleskope führt. Dieser Sachverhalt ist bei der Datenanalyse besonders zu beachten.

Beobachtungen eines Gebiets der Größe $2^\circ \times 2^\circ$ um G78.2+2.1 im Radiobereich bei einer Frequenz von 1.4 GHz zeigen ein Emissionsgebiet, das vielfältige Strukturen aufweist, und sich über den ganzen beobachteten Bereich erstreckt [Higgs 77]. Die Trennung der Radiostrahlung in thermische und nicht-thermische Anteile macht jedoch die Schalenstruktur des Objekts deutlich, die im nicht-thermischen Licht der Radiostrahlung leuchtet. Die stärkste Emission findet man dabei in Strukturen, die sich am südöstlichen Bereich des Supernova-Überrests befinden. Dieser Bereich, aus historischen Gründen mit 'DR4' bezeichnet [Downes 66][3] , umgibt am Himmel den Vordergrundstern Sadr, der jedoch nur zufällig entlang des Sichtbereichs steht. Aus einem Teilbereich dieser Region wird auch eine erhöhte thermische Emission der Radiostrahlung gemessen, was auf eine dichte heiße Gaswolke schließen läßt[4]. Die Koinzidenz von stark erhöhter thermischer und nicht-thermischer Radio-Strahlung legt die Vermutung nahe, daß die Gaswolke von der Schockfront der Supernova überlaufen wurde [Blandford 82]. Während im Nordwesten ebenfalls eine erhöhte nicht-thermische Radiostrahlung gemessen wird, ist sie im Nordosten und im Südwesten weniger stark ausgeprägt. Vor den beschriebenen detaillierten Messungen im Radiobereich [Higgs 77] hielt man die radiohelle Region im Südosten für einen kleineren eigenständigen Supernova-Überrest. Diese Beobachtungen zeigten eindeutig, daß es sich bei dieser Region nur um den hellsten Teil der Hülle eines viel größeren Supernova-Überrests handelt. Die genaue Analyse der Radiohülle ergab einen Durchmesser von 1.02° zentriert auf die galaktischen Koordinaten l=78.2° und b=2.1° [5].

Parallel zu den Beobachtungen des Radiokontinuums wurden Messungen auf der Frequenz der 21 cm Linie von Wasserstoff durchgeführt, um Informationen über die Dichte von Wasserstoff in dieser Region zu extrahieren [Landecker 80]. Es zeigte sich das Vorhandensein sehr schneller Wasserstoffwolken, die möglicherweise durch Wechselwirkung mit der Schockwelle beschleunigt wurden. Diese befinden sich durchweg im südöstlichen Bereich des Überrests, aus dem auch erhöhte nicht-thermische Radio-Strahlung beobachtet wurde. Ein breites Band erhöhter Dichte

[2] deutsch : Die Brust (des Schwans)

[3] Der Begriff 'DR4' ergibt sich aus den Namen der Autoren **D**ownes und **R**inehart sowie deren Nummerierung der detektierten Hot-spots im Mikrowellenbereich.

[4] In der Literatur auch als γ Cygni Nebel zu finden.

[5] Der Begriff 'G78.2+2.1 ' gibt also die galaktischen Koordinaten des Objekts an, die aus der beschriebenen Messung resultieren.

von Wasserstoff, das jedoch abgesehen von den eben erwähnten Stellen keine Anzeichen einer Wechselwirkung mit dem Supernova-Überrest zeigt, erstreckt sich von Südosten nach Nordwesten mit einer größeren Ausdehnung als der Überrest selbst. Die Supernova ist also möglicherweise in der Nähe einer dicken Scheibe einer erhöhten Dichte von Wasserstoff entstanden. Die Dichte wird dabei im Bereich von 10 cm^{-3} bis 300 cm^{-3} im Bereich der DR4-Wolke angegeben. Da die Abstandsbestimmung von Gaswolken mit großen Fehlern behaftet ist, ist jedoch eine zufällige Koinzidenz entlang der Sichtlinie nicht auszuschließen.
Die Suche nach Kohlenmonoxid-Wolken in dieser Region war ebenfalls erfolgreich [Cong 77]. Die beobachtete Anhäufung von CO befindet sich in der Nähe der DR4-Wolke und wird nach dessen Entdecker als *Congs Cloud* benannt. Beobachtungen mit erhöhter Auflösung und verbesserter Sensitivität erbrachten jedoch keinen Hinweis auf CO-Wolken, die mit dem Supernova-Überrest in Wechselwirkung stehen [Higgs 82]. Es wurden lediglich CO-Wolken aufgefunden, die nicht von der Schockwelle beschleunigt wurden. Dieser experimentelle Befund kann dreierlei bedeuten : Die von der Schockwelle überlaufenen Wolken enthielten kein Kohlenmonoxid oder es wurde durch den Schock durch chemische Dissoziation zerstört. Als dritte Möglichkeit bleibt, daß die Wolken ohnehin nur zufällig entlang des Sichtbereichs zur Supernova stehen, physikalisch aber nicht mit ihr verbunden sind.
Eine Durchmusterung der Region um G78.2+2.1 im Infraroten bei einer Wellenlänge von 90 μm ergab eine deutliche Korrelation zu den Radiomessungen [Campbell 81]. Auch hier wurde eine erhöhte Strahlung aus Richtung der DR4-Wolke nachgewiesen, die auf aufgeheiztes Gas hinweist, was wiederum auf eine Kollision der Gaswolke mit der Supernova hindeutet.
Der Abstand des Überrests wird mit 1.5 kpc bei einem Fehler von 30% angegeben, was auf einen Durchmesser des Objekts von 25 bis 30 pc schließen läßt [Landecker 80]. Im Falle einer Kollision mit der Molekülwolke *Congs Cloud* bzw. DR4, würde die mittere Dichte innerhalb des Supernova-Überrests G78.2+2.1 etwa 15 cm^{-3} betragen. Im anderen Falle läge die mittlere Dichte nur bei 1.1 cm^{-3} [Esposito 96] und [Bertsch 93].
Mit Hilfe der bisher angegebenen Beobachtungen konnten die Lage, Größe und die Eigenschaften der Umgebung von G78.2+2.1 bestimmt werden. Aufgrund der Hinweise auf eine Expansion des Supernova-Überrests in eine überdurchschnittlich hohe Umgebungsdichte n, erwartet man einen erhöhten Fluß von γ-Strahlung, die durch Wechselwirkung der in der Nähe der Schockfront beschleunigten geladenen Teilchen mit der umgebenden Materie entsteht (Kap. 1.2.3).
Dahingehende Beobachtungen wurden zunächst durch den Beginn der Satelliten-Ära ermöglicht : Mit Hilfe der Satellitenexperimente wurde eine Durchmusterung des Himmels bei größeren Energien der γ-Quanten ermöglicht. Aufgrund der Beobachtungen von COS-B in den achziger Jahren ergaben sich erste Hinweise auf die Emission von γ-Quanten aus Richtung von G78.2+2.1 oberhalb einer Energie von 300 MeV [Pollock 85a] und [Pollock 85b]. Aufgrund der Winkelauflösung von 1-2° war damit jedoch nicht zweifelsfrei nachgewiesen, ob es sich bei der detektierten Quelle um G78.2+2.1 handelt. In den neunziger Jahren konnte das satellitengebundene Experiment EGRET mit verbesserter Winkelauflösung im Energiebereich zwischen 30 MeV und einigen GeV diese Hinweise bestätigen [Sturner 95]. Eine Analyse dieser Daten ergab ein differentielles Energiespektrum, welches mit $E^{-2.07\pm0.05}$ einem Potenzspektrum folgt [Esposito 96]. Die Extrapolation des durch EGRET gemessenen Flusses in den TeV-Bereich läßt dabei eine Detektion

mit Čerenkov-Teleskopen erwarten. Der Fehler von 0.1° auf die Quellenposition, welche innerhalb der Radiohülle des Überrests liegt (Abb. 6.1), ist klein relativ zur Ausdehnung von G78.2+2.1 . Das deutet nicht auf den Supernova-Überrest als eine detektierte Quelle hin, sondern auf einen Teilbereich oder ein kleineres Objekt, welches möglicherweise unabhängig von G78.2+2.1 ist.

6.1.2 IC 443

Der Supernova-Überrest IC 443 befindet sich im Sternbild der Zwillinge in einem Bereich der Milchstraße, in dem sich deutlich weniger Objekte entlang des Sichtbereichs befinden, als dies bei G78.2+2.1 der Fall ist. Eine Zuordnung der in der Nähe stehenden Molekülwolken fällt daher leichter. Abbildung 6.2 zeigt die Struktur von IC 443 im optischen Bereich (links) und im Radiobereich bei einer Frequenz von 4850 MHz (rechts) in einem Format von 1.5°×1.5°. Die im

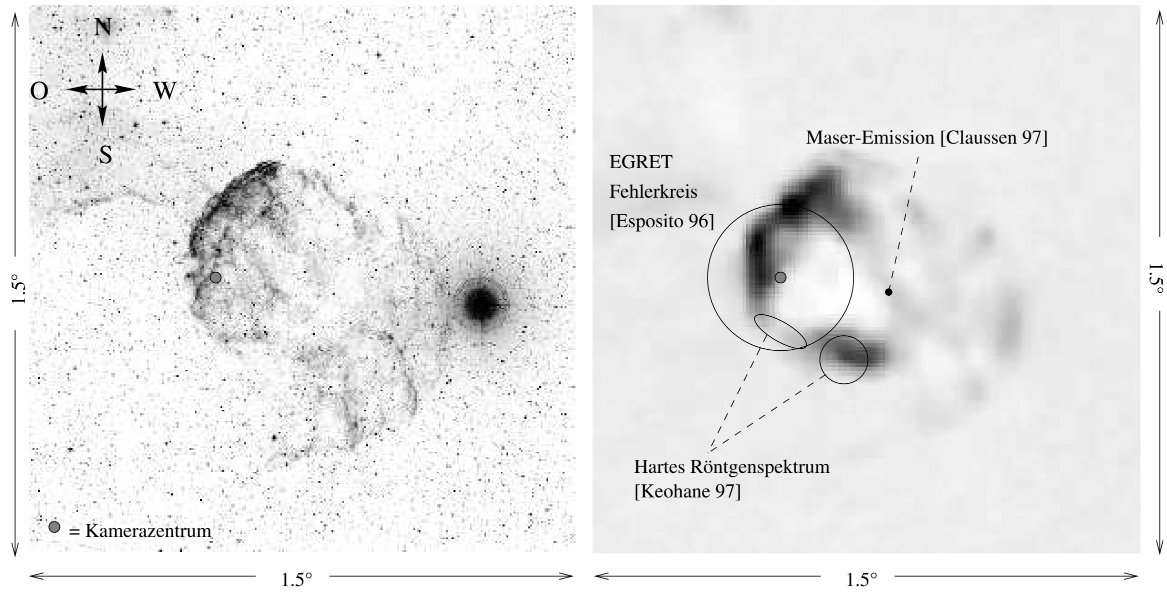

Abbildung 6.2: *1.5°×1.5° Aufnahmen der Region um den Supernova-Überrest IC 443 , im optischen Bereich (links) [Lasker 90] und im Radiobereich bei einer Frequenz von 4850 MHz (rechts) [Condon 95]. Eine höhere Intensität entspricht dabei einem dunkleren Grauton. Dem Radiobild ist der von EGRET angegebene Fehlerkreis [Esposito 96] sowie die Regionen nicht-thermischer Röntgenemission [Keohane 97] und die Koordinaten der detektierten Maser-Emission [Claussen 97] überlagert. In beiden Bildern ist die zur Nachführung der Teleskope benutzte Position eingezeichnet (hellgrau gefüllter Punkt).*

optischen und im Radio-Bereich sichtbaren Strukturen sind, bis auf Unterschiede in der relativen Intensität, stark korreliert. Die Radio-Strahlung ist dabei größtenteils nicht-thermischen Ursprungs. Besonders ausgeprägt ist das Emissionsgebiet im Nordosten sowie die Radio-Emission im Süden des Objekts, während der westliche Teil wesentlich schwächer sichtbar ist. Die Position und der Fehlerkreis der von EGRET detektierten Quelle [Esposito 96] sind ebenso eingezeichnet,

wie die Bereiche nicht-thermischer Röntgenemission [Keohane 97] und die Position der detektierten Maser-Emission [Claussen 97]. Eine detaillierte Zusammenstellung von Beobachtungen des Supernova-Überrests IC 443 im Radio-Bereich, Infraroten, Optischen, Ultravioletten und Röntgenbereich findet sich in [Mufson 86]. Hier sollen nur die für das Folgende wichtigen Eigenschaften von IC 443 kurz zusammengefaßt werden. Der Supernova-Überrest zeigt eine deutliche Abweichung von der sphärischen Symmetrie, die durch eine Expansion in ein stark inhomogenes Medium hervorgerufen wird : Während sich im Nordosten eine große Anzahl von Molekülwolken befindet, ist im Südwesten deren Häufigkeit wesentlich geringer, so daß der Supernova-Überrest dort schneller expandieren kann. Wesentliche Schritte bei der Entdeckung und Zuordnung der mit dem Überrest in Verbindung stehenden Molekülwolken wurden Ende der Siebziger Jahre geleistet. Binnen kurzer Zeit wurden vom Supernova-Überrest IC 443 geschockte Wolken von Wasserstoff [DeNoyer 77], OH-Molekülen [DeNoyer 79a], Kohlenmonoxid [DeNoyer 79b] und komplexeren Molekülen wie SiO, SO, H_2CO usw. [DeNoyer 81] gefunden, die jeweils untereinander in Verbindung stehen. Die Kinematik der Molekülwolken ist dabei konsistent mit einer Expansion des Supernova-Überrests in ein interstellares Medium, in welchem die Molekülwolken inhomogen verteilt sind. Weitere Beobachtungen bestätigten und vervollständigten dieses Bild. So konnte die O_I Emissionslinie von Sauerstoff[6], die auf geschocktes Gas hindeutet, aus einem Bereich nachgewiesen werden, in dem auch die Dichte von molekularem Wasserstoff erhöht ist [Burton 90]. Neuentdeckte geklumpte Strukturen von CO und HCO bilden mit den schon vorher bekannten Strukturen eine Einheit, und deuten auf eine Kollektivbewegung der Klumpen auf einer Sphäre hin, was ein weiteres Indiz für eine Kollision des Supernova-Überrests mit den Molekülwolken bildet [Dickman 92] und [Dishoeck 93]. Im zentralen Bereich des Objekts konnte die 1720 MHz OH-Maser Linie nachgewiesen werden, die als ein eindeutiges Indiz für die Wechselwirkung der Gaswolke mit der Schockwelle gilt [Claussen 97][7] (Abb. 6.2).
Der Abstand d von IC 443 zur Erde beträgt (1.5±0.5) kpc [Fesen 84]. Die mittlere Dichte n innerhalb des Supernova-Überrests IC 443 wird mit 3-26 cm^{-3} angegeben [Petre 88]. Die ursprüngliche Explosionsenergie E_{sn} von IC 443 ist ebenfalls nicht genau bekannt. In [Mufson 86] wird ein Wert von $0.2 \cdot 10^{51}$ erg bestimmt, während in [Petre 88] ein Bereich von $(0.5 - 4.0) \cdot 10^{51}$ erg angegeben wird. Die mittlerweile erreichte Ausdehnung des Überrests beträgt etwa 0.375° bzw. 10 pc im Radius [Mufson 86].
Neueste Messungen im Röntgenbereich ließen in IC 443 zwei Bereiche nicht-thermischer Emission erkennen, die sich in Regionen erhöhter Radio-Emission befinden [Keohane 97] (Abb. 6.2). Ein ausgedehntes Emissionsgebiet befindet sich entlang der südöstlichen Kante des Überrests, ein punktförmiges Emissionsgebiet, das ein sehr hartes Röntgenspektrum zeigt, ist im südlichen Bereich erhöhter Radioemission eingebettet. Die nicht-thermische Röntgenstrahlung wird als Synchrotronstrahlung hochenergetischer Elektronen interpretiert, die an der Schockfront beschleunigt wurden. Man erwartet dadurch ebenfalls die Erzeugung von γ-Quanten im TeV-Bereich, die durch den inversen Compton-Effekt von Photonen an den hochenergetischen Elektronen entstehen.

[6] Feinstrukturübergang $^3P_1 \rightarrow {}^3P_2$ bei einer Wellenlänge von 63.18 μm.
[7] Im Falle von G78.2+2.1 konnte dieser Nachweis nicht erbracht werden.

Im Falle von IC 443 ergibt sich insgesamt ein in sich schlüssiges Bild, welches die Expansion von IC 443 in ein interstellares Medium mit inhomogen verteilten Molekülwolken, die sich aus den verschiedesten Arten von Molekülen zusammensetzen, beschreibt. Man erwartet also einen Fluß von γ-Strahlung im TeV-Bereich, der durch Wechselwirkung der beschleunigten Teilchen der kosmischen Strahlung mit der umgebenden Materie entsteht. γ-Strahlung im Energiebereich zwischen 30 MeV und einigen GeV konnte durch den satellitengebundenen Detektor EGRET aus Richtung von IC 443 nachgewiesen werden [Esposito 96]. Wie im Falle von G78.2+2.1 folgt auch hier das differentielle Energiespektrum einem Potenzgesetz der Form $E^{-1.97\pm0.07}$, wobei der in den TeV-Bereich extrapolierte Fluß ebenfalls eine Detektion mit dem HEGRA-Čerenkov-Teleskopsystem erwarten läßt. Der Fehler auf die detektierte Quellenposition, die sich im östlichen Teil befindet, ist mit 0.2° ebenfalls kleiner als die eigentliche Ausdehnung von IC 443 , so daß auch hier die Strahlung nur von einem Teil des Überrests oder einem davon unabhängigen kleineren Objekt emittiert (Abb. 6.2).

6.1.3 Erwarteter Fluß von γ-Strahlung

Die Expansion der Supernova-Überreste in eine Umgebung erhöhter Dichte, die im Falle von IC 443 gesichert, im Falle von G78.2+2.1 noch unklar erscheint, läßt einen erhöhten Strahlungsfluß im TeV-Energiebereich oder darüber erwarten. Beobachtungen bei sehr hohen Energien mit bodengebundenen Teilchenarrays (> 100 TeV) [Allen 95] und [Borione 95] und dem HEGRA-AIROBICC Detektor (> 20 TeV) [Prosch 96] und [Prosch 97] ergaben jeweils obere Grenzen für den Fluß von γ-Strahlung, die auf einen Abbruch des Energiespektrums der γ-Quanten unterhalb der jeweiligen Energieschwelle hindeuten.
Eine Beobachtung der Objekte G78.2+2.1 und IC 443 im TeV-Bereich ist damit von großem Interesse. Zum einen gibt es Aufschluß über die Fortsetzung des von EGRET gemessenen Energiespektrums, welchen Ursprungs die von EGRET detektierte Strahlung auch immer hat, und zum anderen grenzt es die von Teilchenarrays und AIROBICC gegebene Position des Abbruchs des Energiespektrums weiter ein. Des weiteren sollten die Supernovae im TeV-Licht leichter zu detektieren sein, als im Energiebereich von EGRET (Kap. 1.2.3). Erste Beobachtungen von G78.2+2.1 mit CT1, dem HEGRA-Prototyp-Teleskop, wurden in den Jahren 1993 bis 1995 durchgeführt. Die Analyse der Daten erwies sich jedoch u.a. aufgrund des kleinen Gesichtsfelds der Kamera und der groben Granularität der Pixel dieses Teleskops als schwierig [Mattheus 95] und [Heusler 96], so daß keine endgültige Aussage getroffen werden konnte. Das Čerenkov-Teleskopsystem ist dagegen geeignet, eine Beobachtung dieser Objekte durchzuführen, da es im Falle einer genügend starken γ-Emission aufgrund der eindeutigen Richtungsbestimmung des Primärteilchens mit einer Genauigkeit von < 0.1° in der Lage ist, die Struktur von G78.2+2.1 und IC 443 aufzulösen.
Der erwartete Fluß von γ-Quanten oberhalb der Energie E von G78.2+2.1 und IC 443 berechnet sich anhand der in Kapitel 1.2.3 eingeführten Zusammenhänge, die hier der besseren Übersicht wegen nochmals zusammengestellt werden :

$$F_\gamma(>E) = f_\alpha \cdot 10^{-10} \cdot \left(\frac{E}{1\ \mathrm{TeV}}\right)^{-\alpha+1} \cdot A \quad \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{s}^{-1}$$

$$\text{mit} \quad f_\alpha \approx 0.9, 0.43, 0.19 \quad \text{für} \quad \alpha = 2.1, 2.2, 2.3$$

$$A = \Theta \cdot \left(\frac{E_{sn}}{10^{51}\text{erg}}\right) \cdot \left(\frac{d}{1\ \text{kpc}}\right)^{-2} \cdot \left(\frac{n}{1\ \text{cm}^{-3}}\right) \tag{6.1}$$

Der dimensionslose Faktor A wird von der Dichte n, der Explosionsenergie E_{sn} und dem Abstand d bestimmt, deren Werte den in Kapitel 6.1 beschriebenen Messungen entnommen werden. Θ ist der Bruchteil der ursprünglichen Explosionsenergie, die in die Beschleunigung der kosmischen Strahlung umgewandelt wurde. Für den spektralen Index α der beschleunigten Teilchen wird der erwartete Wert von 2.1 eingesetzt (Kap. 1.1.1). Tabelle 6.1 gibt einen Überblick der Parameter, welche den Skalierungsfaktor A bestimmen. Zusätzlich ist der erwartete Fluß oberhalb einer Energie von 0.8 TeV angegeben. Da der dimensionslose Faktor A in beiden Fällen mit einem

	n [cm^{-3}]	E_{sn} [10^{51}erg]	d [kpc]	Θ	A
G78.2+2.1	1.1-15	0.5-1.5	1.5±0.5	0.1	0.014-2.25
IC 443	3-26	0.2-4.0	1.5±0.5	0.1	0.015-10.4

	α	f_α	$F_\gamma(> 0.8\text{TeV})$ [$\frac{\gamma}{cm^2 \cdot s}$]	r_{sn} [$\circ$]
G78.2+2.1	2.1	0.9	(0.16 - 26)$\cdot 10^{-11}$	0.51
IC 443	2.1	0.9	(0.17 - 120)$\cdot 10^{-11}$	0.375

Tabelle 6.1: *Übersicht der Parameter, die den erwarteten Fluß $F_\gamma(> 0.8\ TeV)$ von γ-Quanten oberhalb von einem TeV bestimmen.*

großen Fehler behaftet ist, variiert der erwartete Fluß von γ-Quanten über mehrere Größenordnungen. Daher würden sich im Falle einer ausbleibenden Detektion von γ-Quanten zunächst starke Einschränkungen für die Parameter n, E_{sn} und d ergeben und erst im Extremfall würde das Modell der Beschleunigung kosmischer Strahlung in Supernova-Überresten selbst in Frage gestellt werden.

6.2 Die Datensätze

6.2.1 G78.2+2.1 -Datensatz

Der Supernova-Überrest G78.2+2.1 wurde parallel zur Fertigstellung des Teleskopsystems beobachtet. Daher konnte G78.2+2.1 im August 1996 nur mit einem System von zwei Teleskopen (CT3 und CT4) beobachtet werden. Anfang September ging das dritte Systemteleskop (CT5) in Betrieb, so daß die Beobachtungen von G78.2+2.1 , die bis Anfang November 1996 andauerten, mit einem System von drei Teleskopen fortgesetzt werden konnten. Zur Analyse wurden nur die Daten herangezogen, welche mit drei Teleskopen genommen wurden, also von Anfang September bis November 1996. Zwei Drittel der Beobachtungszeit wurden auf die Beobachtung der G78.2+2.1 -Region verwendet. Das restliche Drittel wurde zur Beobachtung einer OFF-Region verwendet, um den Untergrund der hadronischen Schauer zu bestimmen. Die Zeitdauer einer Beobachtung - im Folgenden als Run bezeichnet - liegt bei 32 Minuten. Die Hälfte der ON-Runs

G78.2+2.1	ON-Runs	OFF-Runs
Beobachtet	123 Runs $\simeq$ 65.6h	58 Runs $\simeq$ 30.9h
Analysiert	89 Runs $\simeq$ 47.5h	47 Runs $\simeq$ 25.1h

α_z	0°-20°	20°-35°	35°-50°
ON	19.8h	17.2h	10.8h
OFF	12.0h	9.1h	4.2h

Tabelle 6.2: *Übersicht der zur Verfügung stehenden G78.2+2.1 -Daten, die mit dem Drei-Teleskopsystem genommen wurden. Unten ist die Verteilung der analysierten Daten auf drei Zenitwinkelbereiche α_z aufgeschlüsselt.*

hat einen zugeordneten OFF-Run, der direkt im Anschluß unter gleichen atmosphärischen Bedingungen und gleichem Zenitwinkelbereich genommen wurde. Zur Beobachtung von G78.2+2.1

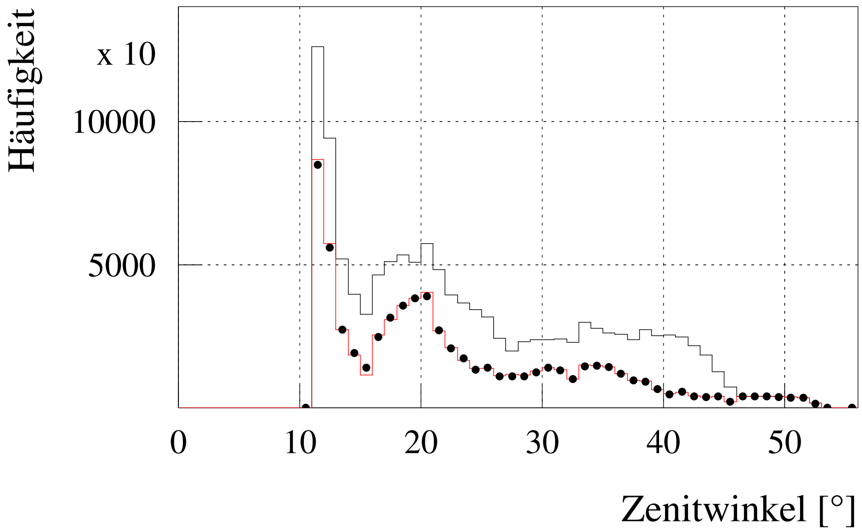

Abbildung 6.3: *G78.2+2.1 : Zenitwinkelverteilung der aufgenommenen Ereignisse. Durchgezogen ist die Verteilung aller ON-Daten und derjenigen ON-Daten mit direkt zugeordneten OFF-Daten dargestellt, die gefüllten Punkte stellen die Verteilung der OFF-Daten dar.*

wurden zwei leicht unterschiedliche Koordinaten zur Nachführung der Teleskope verwendet. Die eine befindet sich nahe dem Stern Sadr (RA 20 22 12 , DEC 40 15 00), und die andere im zentralen Bereich des Supernova-Überrests (RA 20 20 34 , DEC 40 26 24)[1] (Abb. 6.1). Tabelle 6.2 gibt einen Überblick über die bei der Beobachtung von G78.2+2.1 mit drei Teleskopen genommenen

[1]Die in dieser Arbeit angegebenen RA-DEC-Koordinaten beziehen sich jeweils auf das Jahr 2000.

bzw. analysierten Runs. Jeder Run wurde auf seine Qualität hin untersucht. Die entscheidenden Kriterien waren dabei die Wetterverhältnisse und die Stabilität der einzelnen Komponenten des Teleskopsystems. Nach der Run-Selektion stehen 89 ON-Runs ($\approx$ 47.5h) und 47 OFF-Runs ($\approx$ 25.1h) der weiteren Analyse zur Verfügung. Die Zenitwinkelverteilung der aufgezeichneten Ereignisse der selektierten Runs ist in Tabelle 6.2 (unten) und Abbildung 6.3 zu sehen. Dort sind die Verteilungen aller ON-Daten und derjenigen ON-Daten mit direkt zugeordneten OFF-Daten dargestellt (durchgezogene Linien). Die gefüllten Punkte stellen die Verteilung der OFF-Daten dar. Der minimale Zenitwinkel von etwa 12° ist durch die geographische Breite des Beobachtungsstandorts und den Deklinationswinkel des Objekts gegeben. Die Beobachtungen wurden im wesentlichen bis zu einem maximalen Zenitwinkel von etwa 45° durchgeführt.
Der äußere Ring der Kameras war jeweils vom aktiven Trigger ausgenommen. Aufgrund von Lieferschwierigkeiten konnten die Teleskope nicht von Anfang an mit dem 120 MHz Flash-ADC System ausgerüstet werden (Tab. 3.1). Daher waren CT4 und CT5 während der gesamten Beobachtungsperiode von G78.2+2.1 mit dem 40 MHz Flash-ADC System ausgerüstet.

6.2.2 IC 443 -Datensatz

Nach Inbetriebnahme des bisher letzten Systemteleskops (CT6) im Dezember 1996 wurde mit der Beobachtung des Supernova-Überrests IC 443 begonnen. Die Beobachtungen wurden daher mit einem System von vier Teleskopen bis zum April 1997 durchgeführt[2]. Die Beobachtungszeit wurde zu gleichen Teilen auf ON- und OFF-Runs bei einer Run-Dauer von 20 Minuten aufgeteilt. Während der ON-Beobachtung wurden die Teleskope dem zentralen Bereich des Supernova-Überrests nachgeführt (RA 06 18 00, DEC 22 35 00)(Abb. 6.2). Tabelle 6.3 enthält die zur Verfügung stehenden IC 443 -Daten, die mit vier Teleskopen genommen wurden. Nach Kon-

IC 443	ON-Runs	OFF-Runs
Beobachtet	47 Runs $\simeq$ 15.7h	43 Runs $\simeq$ 14.3h
Analysiert	32.5 Runs $\simeq$ 10.8h	32.5 Runs $\simeq$ 10.8

α_z	0°-20°	20°-35°	35°-50°
ON	3.0h	4.2h	3.7h
OFF	3.0h	4.2h	3.7h

Tabelle 6.3: *Übersicht der zur Verfügung stehenden IC 443 -Daten, die mit dem Vier-Teleskopsystem genommen wurden. Unten ist die Verteilung der analysierten Daten auf drei Zenitwinkelbereiche α_z aufgeschlüsselt.*

trolle der einzelnen Runs auf deren wetterbedingte und technische Qualität verbeiben 32.5 ON- bzw. OFF-Runs ($\approx$ 10.8h) zur weiteren Analyse. Die Zenitwinkelverteilung der Ereignisse der selektierten Runs ist in Tabelle 6.3 (unten) und Abbildung 6.4 zu sehen. Diese erstreckt sich von etwa 7° bis zu einem maximalen Zenitwinkel von etwa 45°. Bei der Beobachtung von IC 443

[2] 10 Runs wurden aufgrund von Umbauarbeiten mit drei Teleskopen durchgeführt.

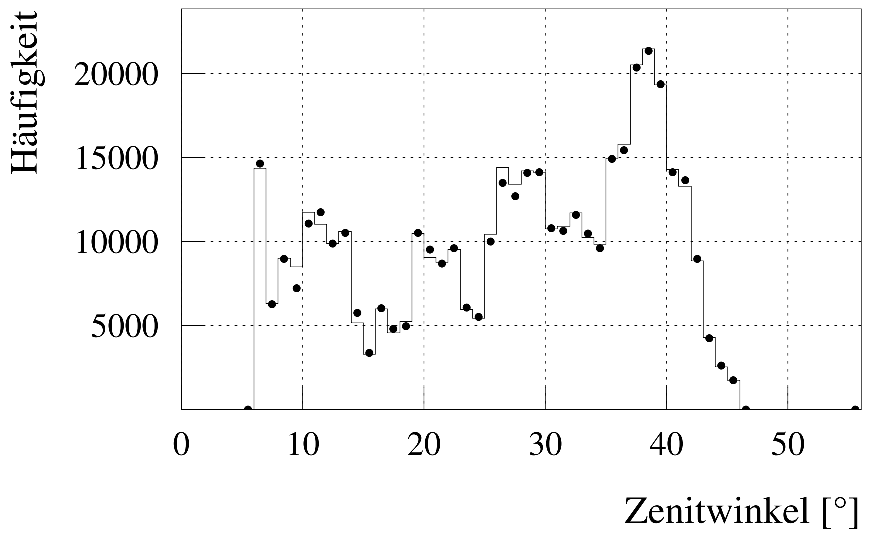

Abbildung 6.4: *IC 443 : Zenitwinkelverteilung der aufgenommenen Ereignisse. Durchgezogen ist die Verteilung der ON-Daten dargestellt, die gefüllten Punkte stellen die Verteilung der OFF-Daten dar.*

war auch der äußere Ring der Kameras in den aktiven Trigger einbezogen. Während der Beobachtungsperiode von IC 443 wurde die Signalauslese vollständig auf das 120 MHz Flash-ADC System umgestellt. Während CT3,5,6 von Beginn der Beobachtungsperiode mit dem 120 MHz Flash-ADC ausgerüstet waren, war bei CT4 bis Ende Februar noch das 40 MHz Flash-ADC System in Betrieb.

6.3 Verarbeitung der Daten

Erstes Ziel der Analyse ist es, zu jedem aufgezeichneten Ereignis die Čerenkov-Bilder zu analysieren und mit deren Hilfe die geometrische Lage der Schauerachse zu bestimmen.

6.3.1 Analyse der Čerenkov-Bilder

Als Ausgangspunkt für die Analyse der Čerenkov-Bilder werden die im Rahmen der Pulsformanalyse (Kap. 4) bestimmten Signalamplituden herangezogen. Dazu werden die Amplituden $A_{i,\langle t\rangle}$ benutzt, die unter Vernachlässigung der Zeitstruktur eines Čerenkov-Bildes bestimmt wurden. Dies ist gerechtfertigt, da der dabei auftretende mittlere Lichtverlust nur im Bereich weniger Prozent liegt (Kap. 5.2.5), während der Einfluß des Hintergrundlichtes effektiv unterdrückt wird (Kap. 4.5.1). Konnten die Amplituden $A_{i,\langle t\rangle}$ nicht bestimmt werden (Kap. 4.4) werden die Am-

plituden $A_{i,max}$ zur Analyse herangezogen[1].
Zunächst werden die Amplituden auf Inhomogenitäten der Empfindlichkeit der Kamera korrigiert. Die Amplitude A_i des i-ten Pixels wird auf dessen relative Empfindlichkeit ϵ_i korrigiert, die aus Laserruns extrahiert wird :

$$A_i \rightarrow \epsilon_i \cdot A_i \quad \text{mit} \quad \epsilon_i = \frac{\langle A_l \rangle}{A_{i,l}} \tag{6.2}$$

Dabei bezeichnet $A_{i,l}$ die mittlere Amplitude des i-ten Pixels in den betrachteten Laserdaten und $\langle A_l \rangle$ die über die Kamera gemittelte Amplitude in den Laserdaten. Da jedes Pixel mit einer individuell angepaßten Hochspannung versorgt wird, weichen die ϵ_i lediglich um wenige Prozent von Eins ab. Zu jeder Beobachtungsperiode existiert eine Datenbank, welche die defekten Pixel enthält. Diese werden sowohl zur Bestimmung von $\langle A_l \rangle$ als auch für die weitere Analyse der Čerenkov- Bilder ausgeschlossen.
Helle Sterne, die sich im Gesichtsfeld der Teleskope befinden, erzeugen in den betroffenen Pixeln einen erhöhten Lichthintergrund und damit ein stärkeres Rauschen. Dies wirkt sich störend auf die Bildanalyse und demzufolge auf die Bildparameter aus. Daher werden Pixel, deren DC-

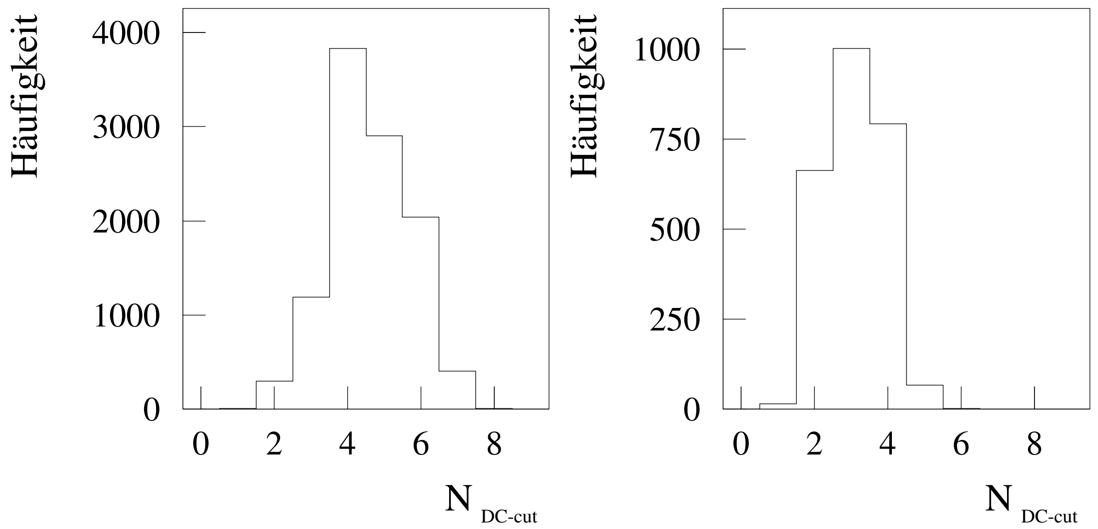

Abbildung 6.5: *Verteilung der Anzahl der Pixel, welche aufgrund des erhöhten DC-Stromes bei der Bildanalyse der G78.2+2.1 -Daten (links) und IC 443 -Daten (rechts) ignoriert werden.*

Strom die Schwelle von 3 μA übersteigt, von der Bildanalyse ausgeschlossen. Pixel, die nur vom isotropen Hintergrundlicht, nicht aber von direktem Sternenlicht betroffen sind, zeigen einen DC-Strom von etwa 0.5-1.5 μA, so daß diese von dieser Selektion nicht betroffen sind. Aufgrund der Bildfeldrotation bewegen sich die Sterne während eines Runs durch das Gesichtsfeld der Teleskope. Die Liste derjenigen Pixel, welche aufgrund ihres DC-Stromes von der Analyse ausgeschlossen werden, wird daher in dem gleichen Abstand von 16 Sekunden erneuert, in welchem

[1]In diesem Falle erfüllen die Čerenkov-Bilder die weiteren Selektionskriterien jedoch nicht.

auch der DC-Strom der Pixel während der Datennahme gemessen wird.
Von großer Wichtigkeit ist die identische Behandlung der ON- und OFF-Daten, da letztlich nach Anwendung bestimmter Schnitte durch Differenzbildung dieser Daten nach einem Überschuß gesucht wird. Daher müssen systematische Unterschiede in den Datensätzen ausgeglichen werden, um sicherzustellen, daß ein etwaiger Überschuß auf die Emission von γ-Quanten in der ON-Region zurückzuführen ist. Da die ON- und die OFF-Region im allgemeinen von unterschiedlich vielen Sternen beeinflußt wird, muß in dieser Hinsicht künstlich für eine gleich starke Beeinträchtigung der Daten gesorgt werden. Daher werden innerhalb eines 16-Sekunden-Intervalls alle Pixel von der Bildanalyse ausgeschlossen, die entweder in den ON- oder den OFF-Daten im entsprechenden Zeitintervall einen DC-Strom oberhalb von 3 μA zeigen. Im Falle der G78.2+2.1 -Daten gibt es ON-Daten, zu denen keine direkt zugeordneten OFF-Daten aufgenommen wurden. Diese bekommen einen OFF-Datensatz zugeordnet, der etwa den gleichen Zenitwinkelbereich abdeckt, um die Liste der zu ignorierenden Pixel zu erstellen. Abbildung 6.5 zeigt die Verteilung der Anzahl dieser Pixel aller 16-Sekunden-Intervalle der analysierten G78.2+2.1 -Daten (links) und IC 443 -Daten (rechts) am Beispiel des Teleskops Nr. 3. Es wird deutlich, daß bei den G78.2+2.1 -Daten im Mittel ein bis zwei Pixel mehr von der Analyse ausgeschlossen sind, als bei den IC 443 -Daten. Dies ist vor allem auf Sterne in der G78.2+2.1 -ON-Region zurückzuführen.
Durch die beschriebene Prozedur werden die ON- und die OFF-Region hinsichtlich der ursprünglich ungleichen Beeinträchtigung durch helle Sterne einander angeglichen : die betroffenen Pixel werden einfach von der Bildanalyse ausgeschlossen. Hinzu kommen typischerweise ein bis zwei Pixel, die aufgrund eines technischen Defekts während des ganzen Runs von der Analyse ausgeschlossen werden.
Unterschiede der Hintergrundhelligkeiten unterhalb des Schnittes von 3 μA sind dadurch jedoch nicht berücksichtigt. Es zeigt sich, daß bei G78.2+2.1 in dieser Hinsicht markante Unterschiede zwischen der ON- und der OFF-Region vorliegen, während bei IC 443 beide Regionen die gleichen Eigenschaften aufweisen. Tabelle 6.4 enthält für ein typisches ON-OFF Paar von G78.2+2.1 die Anzahl der Pixel mit einem DC-Strom oberhalb verschiedener Grenzen. Der größte Unter-

G78.2+2.1	$N_{pix} > 3\mu A$	$N_{pix} > 2\mu A$	$N_{pix} > 1.5\mu A$	$N_{pix} > 1\mu A$
ON-Region	3-4	5-8	25-35	130-150
OFF-Region	1-3	2-5	8-12	50-70

Tabelle 6.4: *Zusammenstellung der Anzahl der Pixel einer Kamera, die einen bestimmten DC-Strom übersteigen.*

schied macht sich in der Anzahl der Pixel mit einem DC-Strom zwischen 1 und 2 μA bemerkbar. Dies erfordert eine besondere Behandlung der G78.2+2.1 -Daten, da die Amplituden in den einzelnen Pixeln von unterschiedlich starkem Rauschen betroffen sind. Ein weiteres Absenken der Schwelle von 3 μA kommt nicht in Frage, da sonst zu viele Pixel von der Bildanalyse ausgeschlossen wären. Daher wird das unterschiedliche Rauschen in den einzelnen Pixeln in der ON- und OFF-Region durch künstliche Addition von Rauschen angeglichen :
Parallel zur Pulsformanalyse wird das Rauschen der Nullinie jedes Pixels über zwei Minuten

gemittelt und in das konvertierte Datenfile geschrieben. Als Maß für das Rauschen wird aus den ersten beiden ausgelesenen Zeitbins des Flash-ADCs, die nicht vom eigentlichen Signal beeinflußt sind, das RMS berechnet[2]. Damit steht für die Analyse das Rauschen der Nullinie eines Pixels in der ON-Region σ_{on} und der OFF-Region σ_{off} im Abstand von zwei Minuten zur Verfügung. Durch quadratische Subtraktion der beiden Werte ergibt sich das Rauschen $\sigma_{pad,on(off)}$, das zu den Amplituden dieses Pixels in der dunkleren der beiden Regionen im entsprechenden Zweiminuten-Intervall zu addieren ist :

$$\begin{aligned} \sigma_{pad,off} &= k \cdot \sqrt{\sigma_{on}^2 - \sigma_{off}^2} \quad \text{und} \quad \sigma_{pad,on} = 0 \quad \text{, falls} \quad \sigma_{on} > \sigma_{off} \\ \sigma_{pad,on} &= k \cdot \sqrt{\sigma_{off}^2 - \sigma_{on}^2} \quad \text{und} \quad \sigma_{pad,off} = 0 \quad \text{, falls} \quad \sigma_{off} > \sigma_{on} \end{aligned} \tag{6.3}$$

Dabei ist k ein Normierungsfaktor, der die unterschiedlichen Amplituden berücksichtigt. Mit Hilfe eines Zufallsgenerators wird zu jeder Amplitude entsprechend einer Gaußverteilung der Breite $\sigma_{pad,on(off)}$ eine Zahl addiert.
Die Verstärkung der einzelnen Pixel einer Kamera variiert um einige Prozent. Auch die am Diskriminator eingestellte Schwelle zeigt eine leichte temperaturabhängige Drift. Daher ist die während der Datennahme für die einzelnen Pixel eingestellte Triggerschwelle in Einheiten von Photoelektronen nicht scharf. Das Amplitudenspektrum der Pixel, die den Teleskoptrigger auslösen, hat einen steilen Anstieg zwischen 7 und 11 Photoelktronen und fällt danach entsprechend dem Spektrum der kosmischen Strahlung wieder langsam ab[3]. Um den Vergleich mit Monte Carlo Daten zu erleichtern, wird daher nachträglich eine scharfe Triggerbedingung an die Lichtverteilung in einer Kamera gestellt : Es werden mindestens 2 Pixel oberhalb einer Schwelle von 11 Photoelektronen verlangt. Dabei wird der Konversionsfaktor zur Umrechnung der digitalen Einheiten in Photoelektronen gleich Eins angenommen. Abweichungen davon (Abb. 4.17), müssen daher bei der Verarbeitung der Monte Carlo Daten berücksichtigt werden.
Um die Form und die Lage des Bildes in der Kamera zu bestimmen, werden nur Pixel verwendet, die eine bestimmte topologische Anordnung bzw. eine Mindestlichtmenge aufweisen. Dazu

untere/obere Bildschwelle	CT3	CT4	CT5	CT6
G78.2+2.1	4/7	8/10	8/10	–
IC 443	5/8	5/8	3/6	3/6

Tabelle 6.5: *Zusammenstellung der unteren und oberen Bildschwelle, die zur Bildanalyse benutzt wurden.*

wird eine obere und eine untere Bildschwelle eingeführt : Als Teil des Čerenkov-Bildes werden Pixel akzeptiert, die entweder die obere Bildschwelle übersteigen oder lediglich die untere, wobei mindestens ein Nachbarpixel die obere übersteigt. Dadurch werden die Čerenkov-Bilder, die zusammenhängende Gebiete darstellen, extrahiert, während einzelne Pixel, die eine Fluktuation

[2]Seit Dezember 1996 wird schon während der Datennahme im Abstand von zwei Minuten das RMS des Amplitudenspektrums **eines** Zeitbins bestimmt und in das Rohdatenfile geschrieben.

[3]Nach Einbau des Nachbar-Triggers wurde die Triggerschwelle weiter abgesenkt, so daß der Übergang zwischen 5 und 9 Photoelektronen liegt.

zeigen, effektiv unterdrückt werden. Tabelle 6.5 enthält die für die Datenanalyse benutzten Bildschwellen. Bei der Analyse der G78.2+2.1 -Daten waren für CT4 und CT5 aufgrund von Instabilitäten der Nullinie höhere Bildschwellen notwendig. Während der IC 443 -Beobachtungsperiode waren bei den Teleskopen CT3 und CT4 zwei bzw. fünf der 30 Spiegel dejustiert, was zu einer Beeinträchtigung der optischen Abbildungsqualität dieser Teleskope führte. Daher sind die Bildschwellen dieser Teleskope höher angesetzt, als die der Teleskope CT5 und CT6. Aus der Lichtverteilung werden die Orientierung und die Formparameter des extrahierten Čerenkov-Bildes bestimmt (Kap. 2.3.1, Abb. 2.9). Während die Formparameter zur Identifikation des Typs des Primärteilchens dienen, wird die Orientierung der Lichtverteilung zur Bestimmung der Schauerachse verwendet.

6.3.2 Rekonstruktion der Schauerachse

Unter Benutzung der Čerenkov-Bilder in mindestens zwei Teleskopen ist die Lage der Schauerachse eindeutig bestimmt (Kap. 2.3.2). Für die stereoskopische Rekonstruktion der Schauerachse in den G78.2+2.1 und IC 443 -Daten werden Teleskope benutzt, deren aufgezeichnetes Čerenkov-Bild der im vorhergehenden Abschnitt eingeführten Triggerbedingung genügt (mindestens zwei Pixel oberhalb von 11 Photoelektronen) und darüber hinaus mindestens ein drittes Bildpixel vorhanden ist. Dadurch wird eine gute Bestimmung der Orientierung des Bildes und damit der Schauerachse sichergestellt. Das Ereignis wird verworfen, wenn nicht mindestens die Bilder zweier Teleskope diese Bedingung erfüllen.
Jedes Teleskop weist mechanische Deformationen, wie Verbiegungen der Masten und des Spiegelträgers auf, die von der Ausrichtung des Teleskops abhängen. Um diese (reproduzierbaren) Effekte auszugleichen, wird zusätzlich die Lage jedes Bildes in einer Kamera korrigiert. Dazu wird eine Korrekturfunktion verwendet, die das mechanische Verhalten der Teleskope als Funktion der Ausrichtung beschreibt [Pühlhofer 96]. Die Schauerrichtung wird durch Schnitt der Längsachsen der selektierten Bilder in einem gemeinsamen Koordinatensystem bestimmt (Kap. 2.3.2). Die steroskopische Rekonstruktion liefert die Richtung des Primärteilchens sowie den Auftreffpunkt der Schauerachse auf der Erdoberfläche.

6.4 Kalibration mit Monte Carlo Daten

Da zur Eichung des Detektors kein Teststrahl von γ-Quanten aus dem Weltall zur Verfügung steht, ist man zur Kalibration der Teleskope auf Monte Carlo Simulationen angewiesen. Im ersten Schritt werden dazu Monte Carlo Simulationen von hadronischen Schauern herangezogen, da diese den Großteil der aufgezeichneten Ereignisse ausmachen und damit deren Eigenschaften mit einem geringen statistischen Fehler bestimmt werden können. Da der Fluß der hadronischen Strahlung oberhalb von einem TeV bis auf Unsicherheiten von etwa 20% bekannt ist, können die erwartete Rate und die erwarteten Verteilungen der Bildparameter im Rahmen dieser Genauigkeit bestimmt werden. Diese werden dann mit den gemessenen Raten und Verteilungen verglichen und damit die Konsistenz der Monte Carlo Simulationen (inklusive der Detektoreigenschaften) und der Realität überprüft.

6.4.1 Der Monte Carlo Datensatz

Die Monte Carlo Datenbank enthält Informationen simulierter Luftschauer von hadronischen Primärteilchen und γ-Quanten (Tabelle 6.6). Die Datenbank der hadronischen Primärteilchen teilt sich in verschiedene Primärkerne auf, die in der Simulation vertikal auf die Atmosphäre treffen. Dies sind zum einen Protonen und α-Teilchen, die den größten Teil der geladenen hadronischen Strahlung ausmachen. Zum anderen Sauerstoff-, Silizium- und Eisenkerne, die stellvertretend für die mittelschweren, schweren und sehr schweren Kerne stehen. Die Monte Carlo Datenbank der γ-Schauer enthält vertikal einfallende Schauer und welche, die unter einem Zenitwinkel von 30° und 45° einfallen. Die hadronischen wie auch die γ-Schauer wurden innerhalb verschiedener Energieintervalle simuliert, die insgesamt einen Bereich von 50 GeV bis 30 TeV abdecken. Innerhalb eines Energieintervalls ist die Anzahl der simulierten Schauer gleichverteilt. Eine detaillierte Beschreibung der Programme zur Simulation der Luftschauer findet sich in [Plyasch. 88] und [Konopelko 92].

α_z	γ	p	He	O	Si	Fe
0°	26000	$1.7{\cdot}10^6$	60000	82000	46000	10000
30°	10300	-	-	-	-	-
45°	9200	-	-	-	-	-

Tabelle 6.6: *Zusammenstellung der Monte Carlo Daten.*

Die in die Simulation eingebetteten Čerenkov-Teleskope bilden ein Quadrat mit einem Teleskop im Zentrum, wobei der Abstand des zentralen Teleskops zu einem der anderen Teleskope 85 m beträgt. Die Schauerauftreffpunkte sind, abhängig vom Energieintervall, im Umkreis von 200 m bzw. 250 m um das zentrale Teleskop gleichverteilt gewürfelt. Die simulierten γ-Schauer fallen parallel zur optischen Achse ein, während der Neigungswinkel relativ zur optischen Achse der hadronischen Schauer bis 3° gleichverteilt gewürfelt wurde.

Für die weitere Verarbeitung der Monte Carlo Daten stehen die Informationen über die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen in den einzelnen Pixeln zur Verfügung. Dabei wurde das Nachthimmelslicht durch Addition von Rauschen entsprechend einer Poisson-Verteilung bei einem Mittelwert von einem Photoelektron berücksichtigt. Eine Simulation der Abbildungsoptik und der elektronischen Auslesekette ist dabei nicht enthalten. Die neue Generation von Monte Carlo Daten, die eine detaillierte Detektorsimulation enthält, befindet sich gerade in der Fertigstellung und konnte daher nicht in die vorliegende Arbeit eingearbeitet werden [Hemberger 98].

6.4.2 Verarbeitung der Monte Carlo Daten

Die zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung stehenden Pixelamplituden werden Operationen unterworfen, welche die Eigenschaften des Detektors berücksichtigen :

Durch die AC-Kopplung des Flash-ADCs trägt das Nachthimmelslicht nicht zu einer mittleren Amplitude von einem Photoelektron pro Integrationszeit bei, sondern zu einem Rauschen bei einem Mittelwert von Null. Daher wird von jeder Pixelamplitude der Mittelwert von einem

Photoelektron des zugewürfelten Poisson-Rauschens subtrahiert.
Eine Lichtquelle im Unendlichen entwirft in der Fokalebene des Reflektors eine Lichtverteilung, die in erster Näherung durch eine zweidimensionale Gaußverteilung beschrieben wird. Die Breite der Gaußverteilung σ_{psf} nimmt dabei mit zunehmenden Neigungswinkel relativ zur optischen Achse quadratisch zu [Pühlhofer 97b] :

$$\sigma_{psf} = \sigma_{psf,0} + \sigma_{psf,2} \cdot r^2 \tag{6.4}$$

Dabei mißt r die Neigung des Lichtstrahls bzw. den Abstand des getroffenen Pixels zum Kamerazentrum in Einheiten von Grad. Dieses Abbildungsverhalten beeinflußt ebenfalls die Form der Čerenkov-Bilder und muß daher in der Simulation berücksichtigt werden. Für eine detaillierte Simulation wäre die Information über den genauen Auftreffpunkt jedes einzelnen Čerenkov-Photons in einem Pixel notwendig. Da in den Monte Carlo Daten nur die Anzahl der Photoelektronen in einem Pixel vorliegen, wird als Näherung entsprechend der Pixelgröße, dem Abstand des Pixels zum Kamerazentrum und der Breite σ_{psf} ein Teil dieser Photoelektronen gleichmäßig auf die Nachbarpixel verteilt.
In der Simulation wird eine Effizienz zur Umwandlung eines Čerenkov-Photons in ein Photoelektron von 14% angenommen. Dabei geht die Reflektivität der Spiegel, die Transmision der Plexiglasplatte und der Lichttrichter sowie die Quanteneffizienz der Photomultiplier ein. Da diese Effizienz mit einem Fehler von 20% behaftet ist [Fraß 97b] und die Umrechnung von digitalen Einheiten in Photoelektronen nicht für jedes Teleskop identisch ist (Abb. 4.17), wird ein Skalierungsfaktor k_{mc} eingeführt, mit dem die Pixelamplituden multipliziert werden.

	CT3	CT4	CT5	CT6
G78.2+2.1				
k_{mc}	1.25	1.20	1.15	-
$\sigma_{psf,0}$ [°]	0.065	0.055	0.055	-
$\sigma_{psf,2}$ [°]	0.003	0.003	0.003	-
IC 443				
k_{mc}	1.15	1.15	1.10	1.10
$\sigma_{psf,0}$ [°]	0.075	0.075	0.065	0.065
$\sigma_{psf,2}$ [°]	0.003	0.003	0.003	0.003

Tabelle 6.7: *Zusammenstellung der Parameter, die zur Verarbeitung der Monte Carlo Daten benutzt wurden.*

Tabelle 6.7 enthält die Parameter zur Beschreibung der optischen Abbildungsqualität $\sigma_{psf,0}$ und $\sigma_{psf,2}$ sowie den Skalierungsfaktor k_{mc}, die zum Vergleich mit den G78.2+2.1 und IC 443 Daten benutzt wurden. Die Werte ergaben sich durch Optimierung der Übereinstimmung der Triggerraten und den Bildparameterverteilungen, die in den nächsten Abschnitten gezeigt werden. Unterschiedliche Werte von $\sigma_{psf,0}$ und $\sigma_{psf,2}$ sind auf Veränderungen der optischen Qualität auf einer Skala von Monaten nach der Spiegeljustierung zurückzuführen. Variationen von k_{mc} gehen auf unterschiedliches Verhalten der Teleskope zurück (Abb. 4.17). Die weitere Verarbeitung der

Monte Carlo Daten erfolgt in identischer Weise wie die Beobachtungsdaten : Als Triggerbedingung werden mindestens zwei Pixel oberhalb von 11 Photoelektronen gefordert, die Bildschwellen sind entsprechend Tabelle 6.5 eingestellt. Zur stereoskopischen Rekonstruktion werden mindestens zwei Teleskope gefordert, die die Triggerbedingung erfüllen und mindestens ein drittes Bildpixel aufweisen.
Um die Triggerrate und die Verteilungen der Bildparameter vergleichen zu können, wird jedes simulierte Ereignis mit einem geeigneten statistischen Gewicht versehen, so daß ein Energiespektrum der folgenden Form generiert wird :

$$\frac{d\Phi}{dE} = \Phi_0 \cdot E^{-\alpha} \tag{6.5}$$

Dabei werden für den differentiellen Fluß Φ_0 und den differentiellen spektralen Index α der fünf hadronischen Primärteilchen die Werte eingesetzt, welche aus Messungen der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung folgen [Wiebel 94] (Tabelle 6.8).

	p	He	O	Si	Fe
Φ_0 [m^{2}s sr TeV]$^{-1}$	$10.91{\cdot}10^{-2}$	$6.60{\cdot}10^{-2}$	$2.86{\cdot}10^{-2}$	$2.36{\cdot}10^{-2}$	$2.52{\cdot}10^{-2}$
α	2.75	2.62	2.67	2.62	2.60

Tabelle 6.8: *Zusammenstellung der spektralen Parameter der verschiedenen Komponenten der hadronischen kosmischen Strahlung. Die Elemente Sauerstoff, Silizium und Eisen stehen dabei stellvertretend für die mittelschweren, schweren und sehr schweren Kerne.*

Das Energiespektrum aller bisher bekannten γ-Quellen folgt ebenso wie das von Supernova-Überresten erwartete Energiespektrum im TeV-Bereich einem Potenzspektrum. Daher wird für die γ-Quanten ebenfalls ein solches Spektrum generiert, wobei der differentielle spektrale Index von 2.0 bis 3.0 variiert wird.

6.4.3 Die Normierung der Bildparameter

Die Bildparameter, wie z.B. *Width* w, *Length* l und *Concentration* c (Abb. 2.9), sind korreliert und hängen außerdem von der Gesamthelligkeit des Bildes A, dem Abstand zum Schauer d und dem Zenitwinkel α_z ab. Daher werden skalierte Größen m_s eingefürt, die diesen Korrelationen Rechnung tragen und damit effiziente Schnitte zur Trennung der hadronischen Schauer und der γ-Schauer ermöglichen. Dazu werden die Bildparameter m auf den von einem γ-Schauer erwarteten Wert $m_\gamma(A, d, \alpha_z)$ normiert :

$$m_s = \frac{m}{m_\gamma(A, d, \alpha_z)} \tag{6.6}$$

Dabei steht der Parameter m stellvertretend für die Bildparameter *Width* w, *Length* l und *Concentration* c (Abb. 2.9). Die erwarteten Werte $m_\gamma(A, d, \alpha_z)$ werden anhand der Monte Carlo Daten von γ-Schauern bei einem Zenitwinkel von 0°, 30° und 45° bestimmt. Die Verteilungen der skalierten Bildparameter m_s von γ-Schauern sind damit um den Wert von Eins zentriert, während die skalierten Werte von hadronischen Schauern davon abweichen. Um die Anzahl der freien Parameter zur Anwendung von Ereignisselektionen weiter einzuschränken und gleichzeitig deren Effizienz weiter zu verbessern, werden die mittleren skalierten Größen m_m eingeführt. Diese ergeben sich aus den skalierten Bildparametern m_s durch Mittelung über alle Bilder eines Ereignisses mit einer Gesamthelligkeit von mindestens 40 Photoelektronen :

$$m_m = \frac{\sum\limits_{N_{tel>40p.e.}} m_s}{N_{tel>40p.e.}} \tag{6.7}$$

6.4.4 Vergleich der Bildparameter von hadronischen Schauern

Da die hadronischen Schauer den Großteil der nachgewiesenen Schauer ausmachen, können deren Rate und Verteilungen der Bildparameter mit geringen statistischen Fehlern bestimmt werden. Ein Vergleich dieser Parameter mit den Monte Carlo Simulationen zeigt daher die Qualität der Beschreibung der realen Vorgänge durch die Simulation. Zum Vergleich der Triggerrate und der Verteilungen der Bildparameter werden Ereignisse selektiert, deren rekonstruierte Schauerrichtung weniger als 1.7° relativ zur optischen Achse geneigt ist. Da Monte Carlo Daten von hadronischen Schauern nur bei einem Zenitwinkel von 0° vorliegen, werden zum Vergleich Daten der OFF-Region bis zu einem maximalen Zenitwinkel von 20° herangezogen. Der Vergleich der Raten der akzeptierten Ereignisse ist in Tabelle 6.9 zusammengefaßt. Die angegebenen Fehler

	Datenrate [Hz]	Monte Carlo Rate [Hz]
G78.2+2.1	3.16±0.01	3.35±0.03
IC 443	3.76±0.02	3.82±0.03

Tabelle 6.9: *Vergleich der gemessenen Rate und der vom Monte Carlo erwarteten Rate.*

sind dabei die statistischen Fehler. Die Diskrepanz zwischen gemessener und erwarteter Rate ist vernachlässigbar gegenüber der Unsicherheit von 20% des integralen Flusses der kosmischen Strahlung oberhalb von einem TeV. Abbildung 6.6 zeigt die Verteilung der Gesamtlichtmenge einer Kamera am Beispiel des Teleskops CT3 der G78.2+2.1 -Daten (links) und der IC 443 -Daten (rechts). Die Verteilungen geben die gemessene und die erwartete Rate pro Bin an. Bis auf kleine Werte der Gesamtlichtmenge ist die gemessene Verteilung (gefüllte Punkte) mit der erwarteten Verteilung (Kreuze) konsistent. Abbildung 6.7 bis 6.9 zeigt den Vergleich zwischen den experimentell bestimmten und den erwarteten Verteilungen der mittleren skalierten Bildparameter w_m, l_m und c_m der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts). Grundsätzlich zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den erwarteten und den gemessenen Verteilungen. Lediglich im Falle der mittleren skalierten *Length* l_m zeigen sich in den Daten der G78.2+2.1 -Periode signifikante Unterschiede, die auch durch leichte Variation der in Tabelle 6.7 zusammengestellten Parameter zur Behandlung der Monte Carlo Daten nicht zu beheben sind. Von größerer Bedeutung ist jedoch die Übereinstimmung der Verteilungen von γ-Schauern, um den systematischen Fehler auf den gemessenen Fluß einer γ-Quelle nach Anwen-

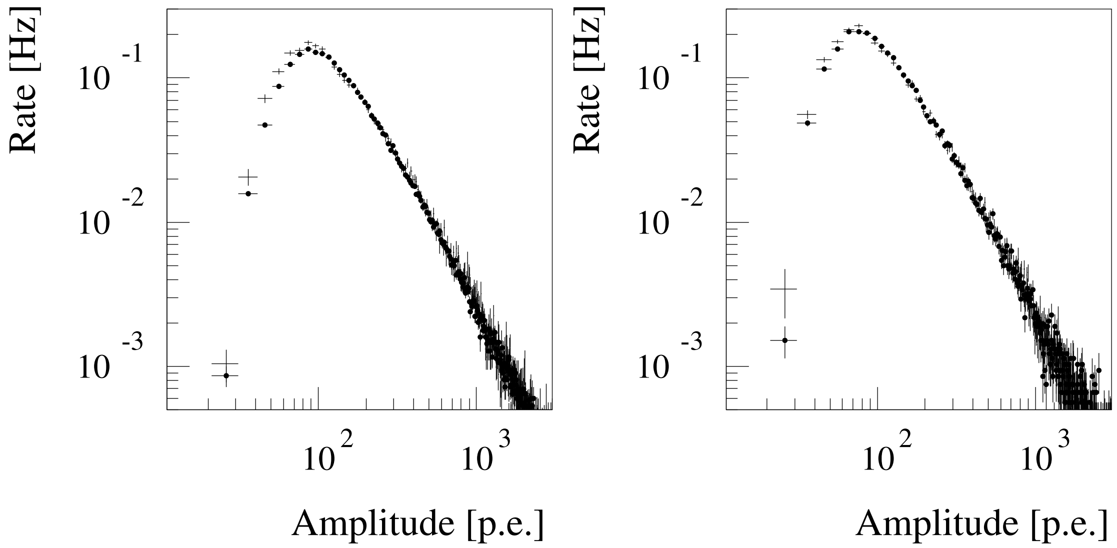

Abbildung 6.6: *Verteilung der Gesamtlichtmenge im Teleskop CT3 der G78.2+2.1 -Daten (links) und der IC 443 -Daten (rechts). Die gefüllten Punkte repräsentieren die echten Daten, die Kreuze die Monte Carlo Daten.*

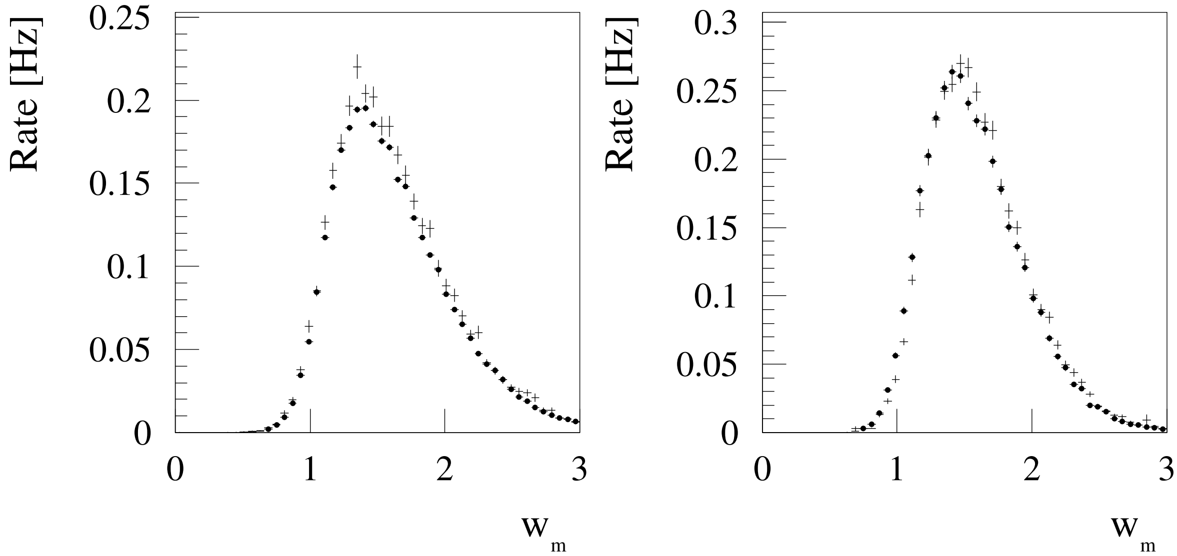

Abbildung 6.7: *Verteilung der mittleren skalierten 'Width' der G78.2+2.1 -Daten (links) und der IC 443 -Daten (rechts). Die gefüllten Punkte repräsentieren die echten Daten, die Kreuze die Monte Carlo Daten.*

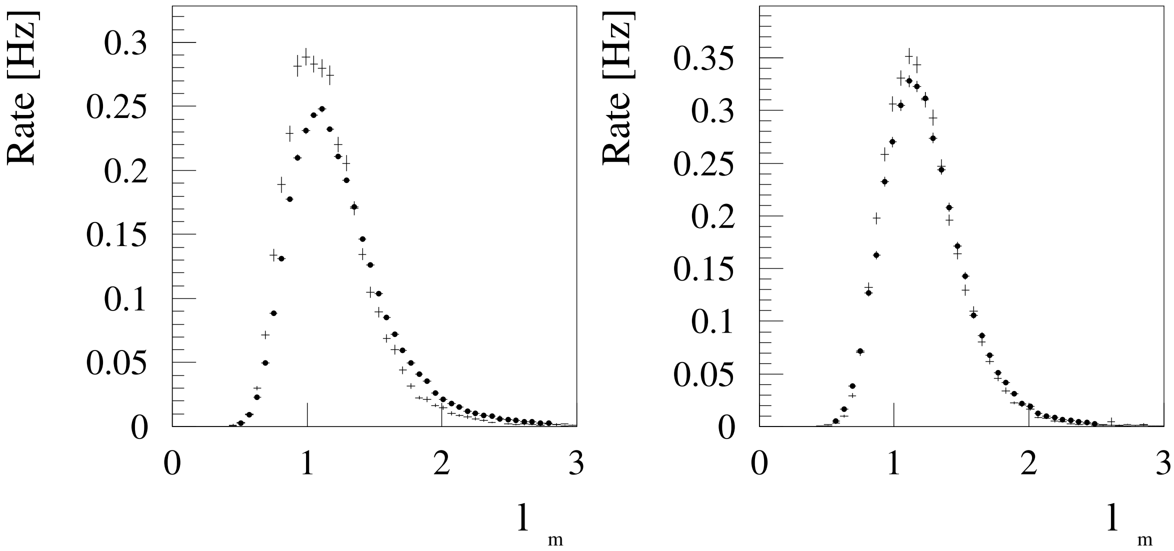

Abbildung 6.8: *Verteilung der mittleren skalierten 'Length' der G78.2+2.1 -Daten (links) und der IC 443 -Daten (rechts). Die gefüllten Punkte repräsentieren die echten Daten, die Kreuze die Monte Carlo Daten.*

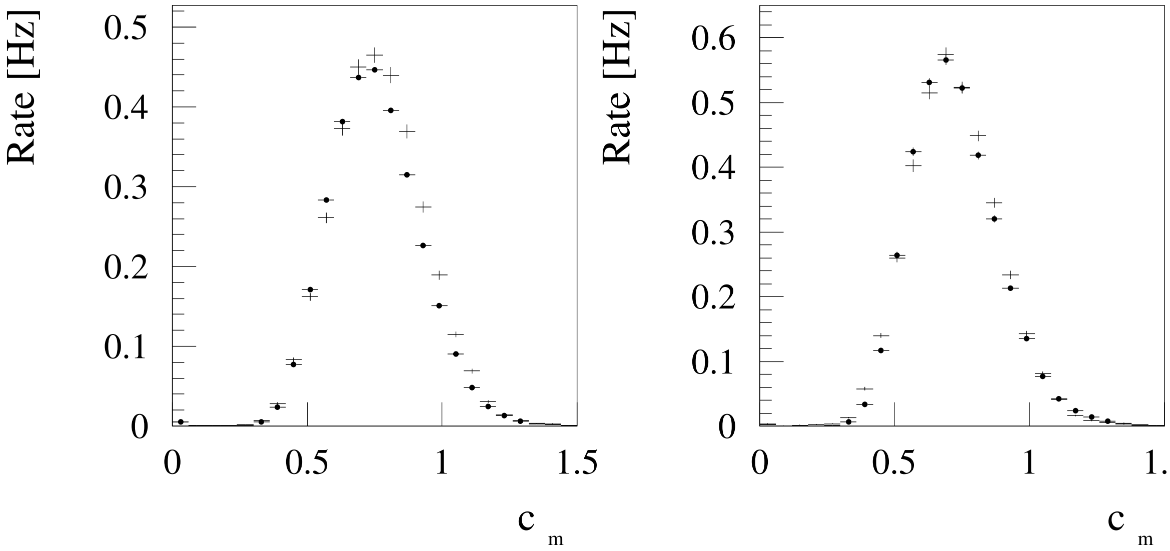

Abbildung 6.9: *Verteilung der mittleren skalierten 'Concentration' der G78.2+2.1 -Daten (links) und der IC 443 -Daten (rechts). Die gefüllten Punkte repräsentieren die echten Daten, die Kreuze die Monte Carlo Daten.*

dung bestimmter Schnitte zu minimieren. Dazu werden Daten des Krebsnebels herangezogen, der zu den gleichen Beobachtungsperioden wie G78.2+2.1 und IC 443 beobachtet wurde.

6.4.5 Vergleich der Bildparameter von γ-Schauern

Der Krebsnebel gilt seit seiner Entdeckung im TeV-Bereich [Weekes 89] aufgrund seines konstanten, hohen Flusses als eine wichtige Referenzquelle der TeV-γ-Astronomie. Aus den Daten des Krebsnebels werden die Verteilungen der Bildparameter von γ-Schauern extrahiert, die mit den Verteilungen der simulierten γ-Schauer verglichen werden. Die Daten des Krebsnebels werden entsprechend der Beobachtungsperiode behandelt (Kap. 6.3) und in drei Zenitwinkelbereiche eingeteilt, die mit den simulierten γ-Schauern bei einem Zenitwinkel von 0°, 30° und 45° verglichen werden. Die Zenitwinkelbereiche sind zusammen mit der Beobachtungszeit der Region des Krebsnebels in den beiden Beobachtungszeiträumen in Tabelle 6.10 zusammengefaßt. Die relative

Monte Carlo α_z	0°	30°	45°
Daten α_z	0°-20°	20°-35°	35°-50°
Krebsnebel (G78.2+2.1 -Periode)	2.1 h	4.4 h	2.3 h
Krebsnebel (IC 443 -Periode)	8.9 h	5.7 h	2.4 h

Tabelle 6.10: *Übersicht der Zenitwinkelbereiche und der Beobachtungszeit der Region des Krebsnebels während der beiden Beobachtungsperioden, die mit den simulierten γ-Schauern bei entsprechendem Zenitwinkel α_z verglichen werden.*

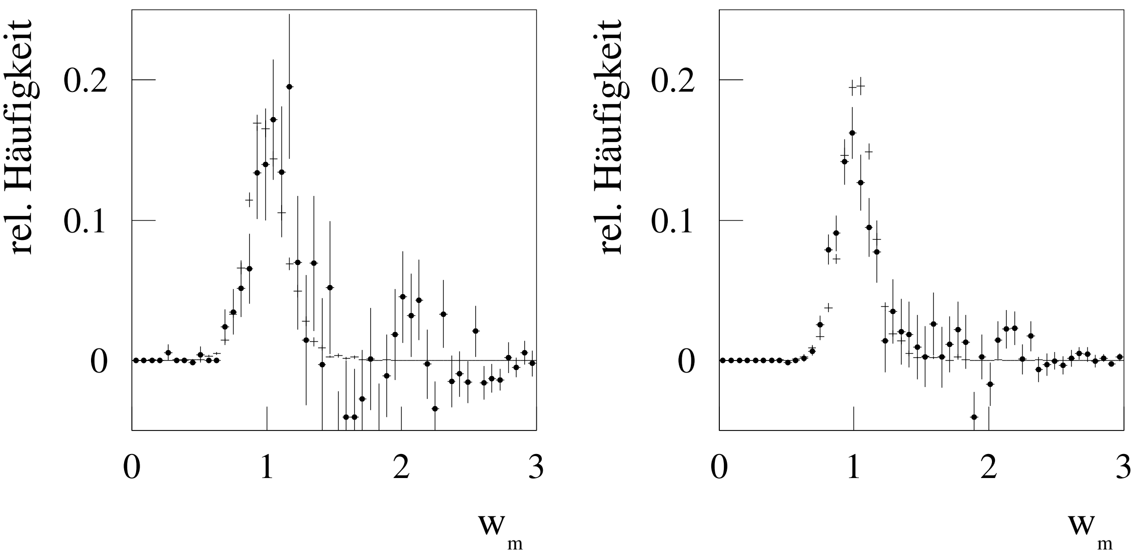

Abbildung 6.10: *Auf die Fläche normierte Verteilung der mittleren skalierten 'Width' von γ-Quanten vom Krebsnebel während der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts) im Zenitwinkelbereich von 0° bis 20°. Die gefüllten Punkte repräsentieren die echten Daten, die Kreuze die Monte Carlo Daten.*

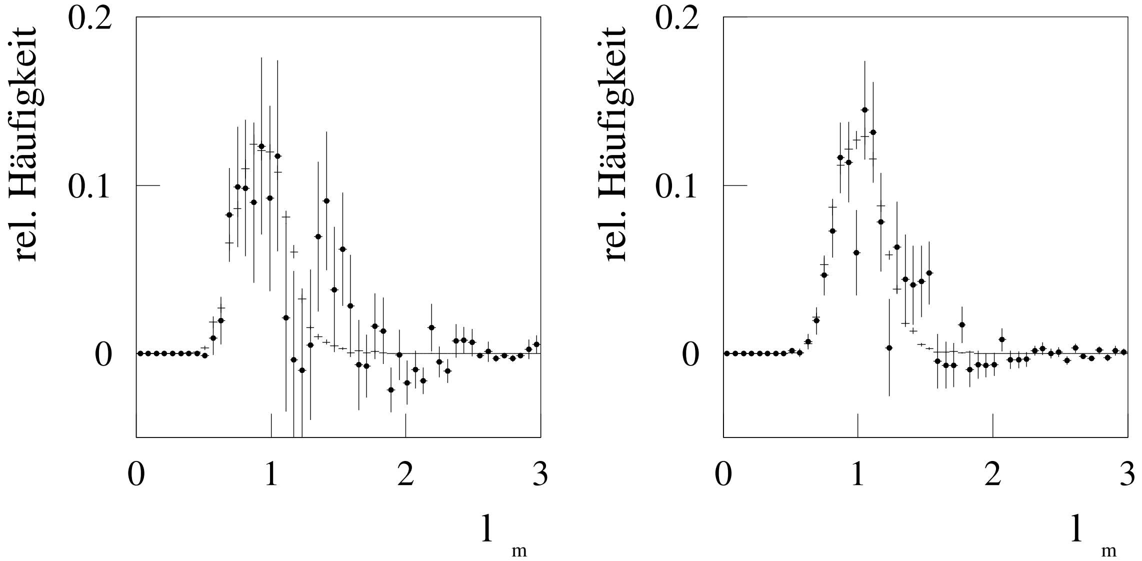

Abbildung 6.11: *Auf die Fläche normierte Verteilung der mittleren skalierten 'Length' von γ-Quanten vom Krebsnebel während der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts) im Zenitwinkelbereich von 0° bis 20°. Die gefüllten Punkte repräsentieren die echten Daten, die Kreuze die Monte Carlo Daten.*

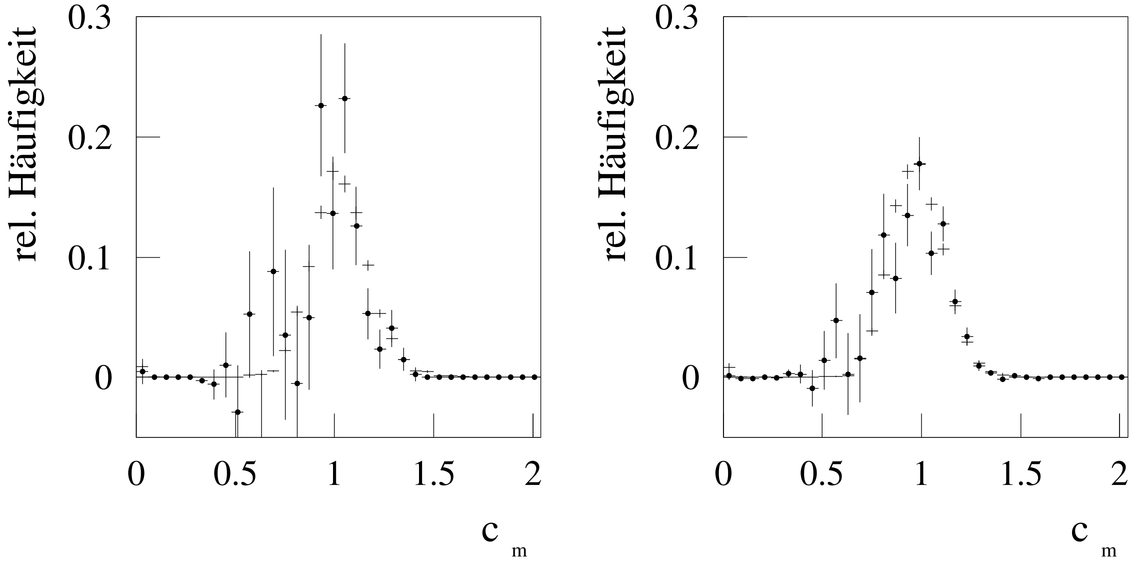

Abbildung 6.12: *Auf die Fläche normierte Verteilung der mittleren skalierten 'Concentration' von γ-Quanten vom Krebnebel während der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts) im Zenitwinkelbereich von 0° bis 20°. Die gefüllten Punkte repräsentieren die echten Daten, die Kreuze die Monte Carlo Daten.*

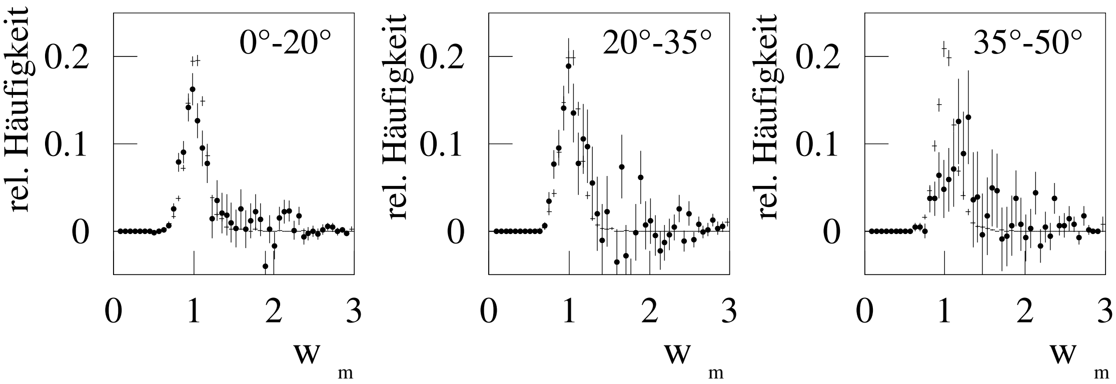

Abbildung 6.13: *Auf die Fläche normierte Verteilungen der mittleren skalierten 'Width' von γ-Quanten vom Krebsnebel der IC 443 -Periode der drei verschiedenen Zenitwinkelbereiche. Die gefüllten Punkte repräsentieren die echten Daten, die Kreuze die Monte Carlo Daten.*

Häufigkeit der γ-Schauer in einer Verteilung wird durch Selektion von Ereignissen aus Richtung des Krebsnebels angereichert, dessen radiale Ausdehnung vernachlässigbar ist. Durch Subtraktion der Verteilung einer Referenzregion ergibt sich die Verteilung der γ-Schauer. Abbildung 6.10 bis 6.12 zeigt den Vergleich der gemessenen und den erwarteten normierten Verteilungen der mittleren skalierten Bildparameter *Width*, *Length* und *Concentration* im Zenitwinkelbereich zwischen 0° und 20°. Dabei wurde zum Vergleich ein γ-Spektrum mit einem differentiellen spektralen Index α von 2.5 generiert. Für beide Beobachtungsperioden stimmen die Verteilungen in diesem Zenitwinkelbereich innerhalb der statistischen Fehler überein.
Abbildung 6.13 zeigt den Vergleich der Verteilungen der mittleren skalierten *Width* von γ-Schauern der IC 443 -Periode der drei verschiedenen Zenitwinkelbereiche. Bei großen Zenitwinkeln werden die Daten durch die Simulation nur mäßig beschrieben. Detaillierte Studien des Verhaltens bei großen Zenitwinkeln anhand verbesserter Monte Carlo Simulationen [Hemberger 98] sind im Gange, die abschließenden Ergebnisse liegen jedoch noch nicht vor. Um systematische Fehler zu vermeiden, werden daher für die Flußbestimmung in beiden Beobachtungsperioden (Kap. 6.5.2 und 6.6) die Daten oberhalb eines Zenitwinkels von 35° nicht herangezogen.

6.4.6 γ-Hadron-Separation

γ-Hadron-Separation aufgrund der Richtung der Primärteilchen

Die stereoskopische Rekonstruktion erlaubt eine effiziente Ereignisselektion, um den Untergrund der hadronischen Schauer zu unterdrücken. Bei der Suche nach Quellen werden die Ereignisse nach deren Herkunftsrichtung selektiert. Abbildung 6.14 zeigt die Anzahl der Ereignisse als Funktion des Winkelabstandsquadrats Θ^2 zur Position des Krebsnebels (gefüllte Punkte) und einer Referenzregion (Kreuze) der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts) im Zenitwinkelbereich von 0° bis 20°. Die in Abbildung 6.14 eingezeichneten kleinen Diagramme zeigen den Vergleich der radialen Abhängigkeit der rekonstruierten γ-Schauer (ON-OFF) mit

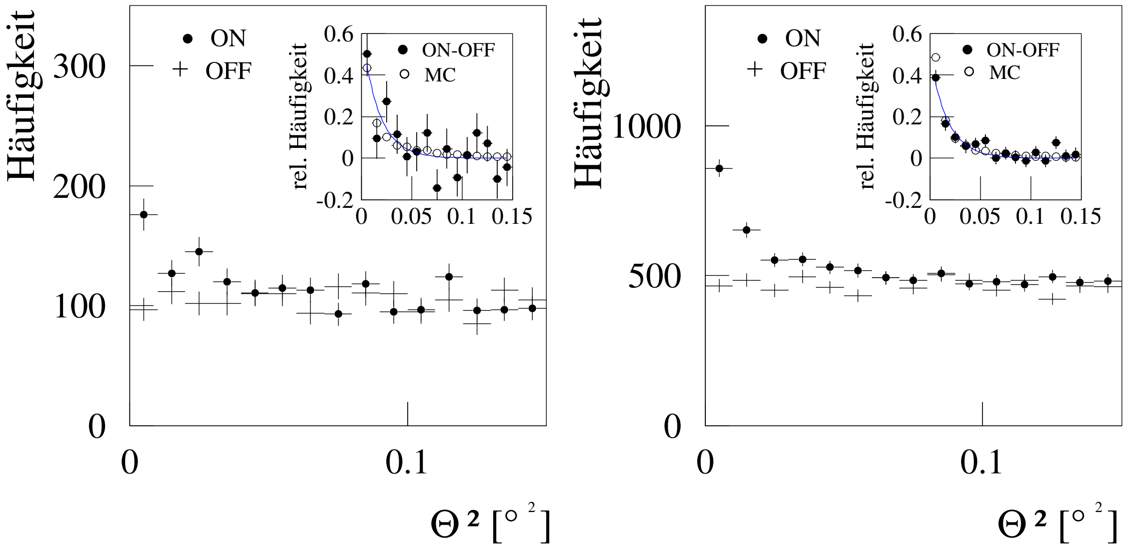

Abbildung 6.14: *Anzahl der Ereignisse als Funktion des Winkelabstandquadrats Θ^2 zur Position des Krebsnebels (gefüllte Punkte) und einer Referenzposition (Kreuze) der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts) ohne Anwendung von Selektionen aufgrund der Bildparameter im Zenitwinkelbereich zwischen 0° und 20°. Die kleinen Diagramme zeigen den Vergleich der gemessenen Überschußverteilung (gefüllte Punkte) mit der vom Monte Carlo erwarteten Abhängigkeit (offene Punkte).*

Monte Carlo Daten. Die Monte Carlo Kurve (offene Punkte) und die Daten (gefüllte Punkte) sind dabei auf die gleiche Fläche normiert. Die durchgezogene Kurve stellt die an den gemessenen Verlauf angepaßte Funktion $f(\Theta)$ der folgenden Form dar :

$$f(\Theta) = k \cdot e^{-\frac{\Theta^2}{2\cdot\sigma^2}} \tag{6.8}$$

Daraus ergibt sich die Richtungsauflösung σ für ein einzelnes Ereignis zu $< 0.1°$.
Bei der Suche nach Punktquellen werden folgende Selektionen auf die Richtung des Primärteilchens relativ zur angenommenen Quellenposition und einer Referenzposition durchgeführt :

$$\Theta^2_{on} < 0.03^{\circ 2} \quad \text{bzw.} \quad \Theta_{on} < 0.173° \quad \text{und} \quad \Theta^2_{off} < 0.15^{\circ 2} \quad \text{bzw.} \quad \Theta_{off} < 0.387° \tag{6.9}$$

Die Untergrundregion wird größer als die Signalregion gewählt, um den statistischen Fehler auf die Anzahl der Überschußereignisse zu verringern. Die Effizienz dieses Richtungsschnittes wird bei der Flußbestimmung berücksichtigt.

γ-Hadron-Separation aufgrund der Form der Bilder

Der Krebsnebel zeigt aufgrund der stereoskopischen Richtungsrekonstruktion ein signifikantes Signal ohne eine zusätzliche Ereignisselektion aufgrund der Form der Bilder. Um die Sensitivität auf schwächere γ-Quellen zu erhöhen, sind Schnitte auf die Form der Bilder anzuwenden, welche die statistische Signifikanz einer Messung erhöhen. Die Signifikanz einer Messung s ist durch die Anzahl der Überschußereignisse N_γ und die Anzahl der Untergrundereignisse N_{bg} gegeben :

$$s = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_\gamma + k \cdot N_{bg}}} \quad \text{mit} \quad k = 1.0 - 2.0 \tag{6.10}$$

Der Faktor k geht in den Fehler der Anzahl der Untergrundereignisse N_{bg} ein und nimmt je nach Verhältnis der Größe der Quellenregion zur OFF-Region Werte zwischen 1.0 und 2.0 an. Unter der Annahme einer schwachen Quelle gilt $N_{bg} \gg N_\gamma$ und damit für die Signifikanz s :

$$s \approx \frac{N_\gamma}{\sqrt{k \cdot N_{bg}}} \tag{6.11}$$

Es sollen nun Ereignisselektionen aufgrund der Bildparameter angewendet werden, welche die Effizienzen κ_γ und κ_{cr} bezüglich γ-Schauern und hadronischen Schauern aufweisen.

$$\kappa_\gamma = \frac{N_{\gamma,s}}{N_{\gamma,r}} \quad \text{und} \quad \kappa_{cr} = \frac{N_{cr,s}}{N_{cr,r}} \tag{6.12}$$

Hier bezeichnet $N_{\gamma(cr),r}$ und $N_{\gamma(cr),s}$ die Anzahl der γ-(hadronischen)-Schauer vor und nach der Selektion. Die Signifikanz des Signals s' nach Anwendung dieser Ereignisselektionen ist dann gegeben durch :

$$s' = \frac{\kappa_\gamma \cdot N_\gamma}{\sqrt{k \cdot \kappa_{cr} \cdot N_{bg}}} = q \cdot s \quad \text{mit} \quad q = \frac{\kappa_\gamma}{\sqrt{\kappa_{cr}}} \tag{6.13}$$

Um die Sensitivität auf schwache γ-Quellen zu erhöhen, sind daher Schnitte auf die Bildform anzuwenden, die den Qualitätsfaktor q erhöhen.
Entsprechend der Definition der skalierten Bildparameter (Gl. 6.6 und 6.7) sind die Verteilungen von γ-Schauern im Gegensatz zu denen der hadronischen Schauer um Eins zentriert. Dies ermöglicht die Unterdrückung von hadronischen Schauern durch Schnitte auf die mittleren skalierten Bildparameter : Im Falle der Parameter *Width* und *Length* durch Selektion von Ereignissen mit einem kleineren Wert von w_m bzw. l_m als ein vorgegebener Schnittwert, im Falle des Parameters *Concentration* durch Selektion von Ereignissen mit einem größerem Wert von c_m als der vorgegebene Schnittwert. Abbildung 6.15 zeigt als Beispiel den Qualitätsfaktor q als Funktion eines einfachen Schnittes auf die mittlere skalierte *Width* der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts). Dazu wurden die Monte Carlo Daten von γ-Schauern und hadronischen Schauer bei einem Zenitwinkel von 0° benutzt.
Zur Anwendung auf die Daten werden kombinierte Schnitte auf die mittlere skalierte *Width* w_m und *Concentration* c_m in Betracht gezogen. Die Wahl der Schnitte richtet sich nach folgenden Gesichtspunkten :

- Maximierung des Qualitätsfaktor q.

- Minimierung des systematischen Fehlers von κ_γ, der aus den Daten des Krebsnebels extrahiert wird.

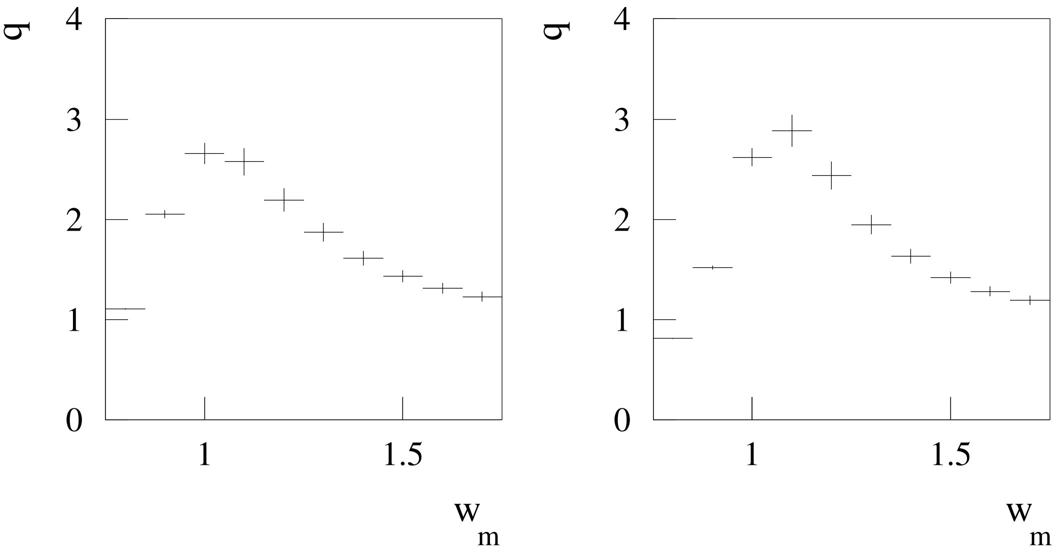

Abbildung 6.15: *Qualitätsfaktor q als Funktion des Schnittes auf die mittlere skalierte Width bei einem Zenitwinkel von 0° der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts).*

Es werden folgende Schnitte gewählt, die auf die Daten angewendet werden :

$$\begin{aligned} \text{G78.2+2.1 -Periode}: &\quad w_m < 1.2 \quad \text{und} \quad c_m > 1.0 \\ \text{IC 443 -Periode}: &\quad w_m < 1.1 \quad \text{und} \quad c_m > 0.8 \end{aligned} \tag{6.14}$$

Die erwarteten und gemessenen Effizienzen κ_γ und κ_{cr} sind in Tabelle 6.11 und 6.12 zusammengestellt. Zur Bestimmung der Effizienzen aus den Daten wurde im Falle der hadronischen Schauer keine Vorselektion der Richtung des Primärteilchens durchgeführt während zur Bestimmung von κ_γ Ereignisse aus Richtung des Krebsnebels und einer Referenzregion selektiert wurden. Die erwarteten Effizienzen wurden sowohl für die hadronischen als auch für die γ-Schauer ohne eine Vorselektion auf die Richtung durchgeführt. Abgesehen von den Daten, die in der IC 443 -Periode unter großen Zenitwinkeln genommen wurden stimmen in beiden Beobachtungsperi-

G78.2+2.1		Monte Carlo			Daten		
$w_m < 1.2$, $c_m > 1.0$		$\kappa_{\gamma,mc}$[%]	$\kappa_{cr,mc}$[%]	q_{mc}	$\kappa_{\gamma,d}$[%]	$\kappa_{cr,d}$[%]	q_d
0°	(0°-20°)	50.8	4.94	2.29	53±14	4.58±0.06	2.2±0.5
30°	(20°-35°)	50.5	–	–	44±11	3.88±0.06	2.2±0.6
45°	(35°-50°)	49.3	–	–	43±20	3.35±0.08	2.3±1.0

Tabelle 6.11: *Übersicht der erwarteten und der gemessenen Effizienzen κ_γ und κ_{cr} der G78.2+2.1 -Periode.*

IC 443		Monte Carlo			Daten		
$w_m < 1.1$, $c_m > 0.8$		$\kappa_{\gamma,mc}[\%]$	$\kappa_{cr,mc}[\%]$	q_{mc}	$\kappa_{\gamma,d}[\%]$	$\kappa_{cr,d}[\%]$	q_d
0°	(0°-20°)	67.2	5.2	2.95	60±7	6.44±0.08	2.4±0.3
30°	(20°-35°)	71.2	–	–	73±15	7.13±0.08	2.7±0.6
45°	(35°-50°)	71.7	–	–	32±10	7.51±0.08	1.2±0.4

Tabelle 6.12: *Übersicht der erwarteten und der gemessenen Effizienzen κ_γ und κ_{cr} der IC 443 -Periode.*

oden die Effizienzen $\kappa_{\gamma,d}$ und $\kappa_{\gamma,mc}$ innerhalb der statistischen Fehler überein. Die Diskrepanzen bei großen Zenitwinkeln spiegeln die im vorigen Abschnitt dargelegten Unterschiede der Verteilungen der Bildparameter von γ-Schauern in diesem Zenitwinkelbereich wider. Diese Schnitte werden daher zur Flußbestimmung des Krebsnebels und zur Suche nach TeV-γ-Strahlung aus Richtung der Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 mit Hilfe der Daten bei einem Zenitwinkel $\alpha_z < 35°$ eingesetzt. Abbildung 6.16 zeigt in gleicher Weise wie Abbildung 6.14 die Anzahl der Ereignisse gegen das Winkelabstandsquadrat Θ^2 zur Richtung des Krebsnebels und

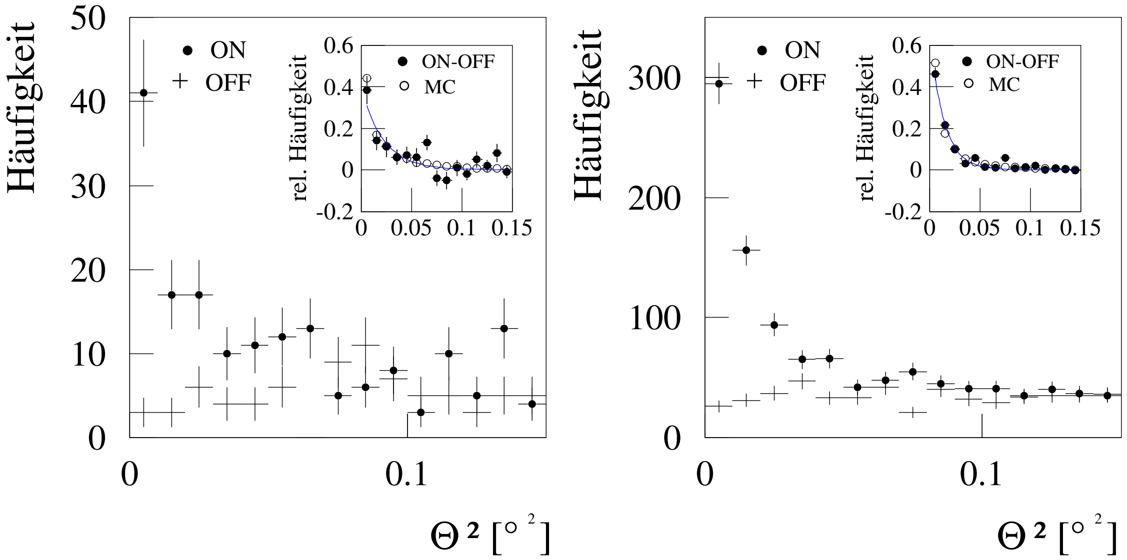

Abbildung 6.16: *Anzahl der Ereignisse als Funktion des Winkelabstandquadrats Θ^2 zur Position des Krebsnebels (gefüllte Punkte) und einer Referenzposition (Kreuze) der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts) nach Anwendung der Selektionen aufgrund der Bildparameter im Zenitwinkelbereich zwischen 0° und 20°. Die kleinen Diagramme zeigen den Vergleich der gemessenen Überschußverteilung (gefüllte Punkte) mit der vom Monte Carlo erwarteten Abhängigkeit (offene Punkte).*

einer Referenzposition nach Anwendung der Selektionen aufgrund der Bildparameter. Man sieht deutlich den Unterschied zu Abbildung 6.14 : Der Untergrund der hadronischen Schauer ist stark unterdrückt, während der Überschuß mit der Effizienz κ_γ erhalten bleibt. Damit erhöht sich die statistische Signifikanz des Signals und die Sensitivität bei der Suche nach schwachen γ-Quellen.

6.5 Die Bestimmung des integralen Flusses

6.5.1 Die Bestimmung der Energieschwelle

Zur Bestimmung der Energieschwelle wird die durch γ-Schauer ausgelöste differentielle Triggerrate als Funktion der Energie betrachtet (Abb. 6.17). Dazu werden die Monte Carlo Daten der γ-Schauer bei 0° (gefüllte Punkte) und 30° (offene Punkte) herangezogen und entsprechend der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts) verarbeitet. Die Simulationen bei 45° werden nicht weiter betrachtet, da die Daten in diesem Zenitwinkelbereich für die Flußbestimmung ohnehin nicht benutzt werden. Für den differentiellen spektralen Index α des

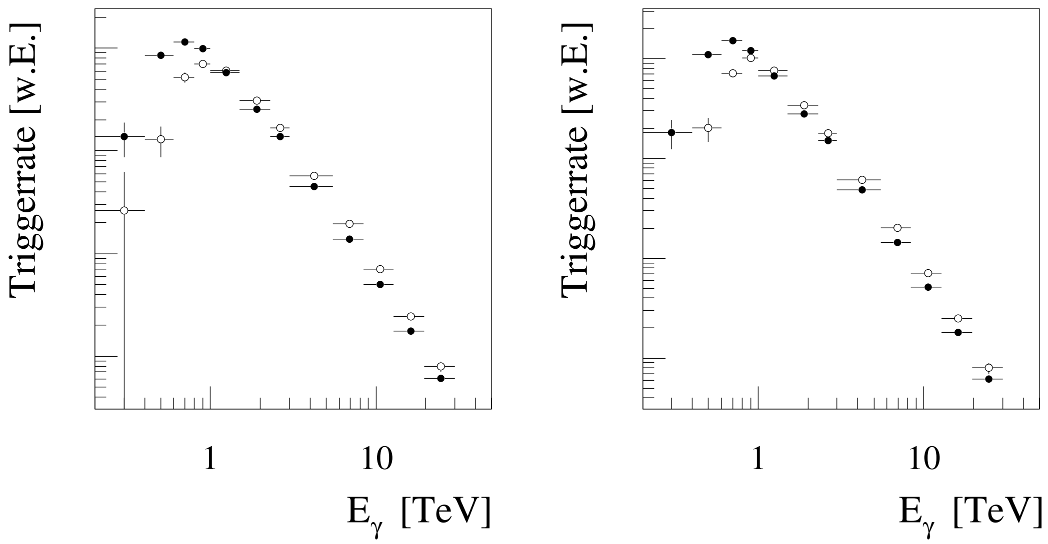

Abbildung 6.17: *Differentielle Triggerrate als Funktion der Energie des primären γ-Quants der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts) bei einem Zenitwinkel von 0° (gefüllte Punkte) und 30° (offene Punkte).*

generierten Energiespektrums wird dabei der Wert 2.5 eingesetzt. Das Maximum der differentiellen Triggerrate definiert die Energieschwelle E_t. Mit wachsendem Zenitwinkel nimmt die vom Luftschauer und vom Čerenkov-Licht durchlaufene atmosphärische Tiefe und damit die Energieschwelle zu. Zusätzlich ist die Energieschwelle durch die Forderung nach mindestens zwei Pixel oberhalb einer Schwelle von 11 Photoelektronen in mindestens zwei Teleskopen gegeben. Der Übergang vom 3-Teleskopsystem (G78.2+2.1 -Periode) zum 4-Teleskopsystem (IC 443 -Periode) bringt daher keine Absenkung der Energieschwelle, wohl aber eine Erhöhung der effektiven Nachweisfläche und damit der Triggerrate. Tabelle 6.13 faßt die Triggerschwellen der verschiedenen Zenitwinkel α_z zusammen. Da die beiden Datensätze beide Zenitwinkelbereiche abdecken, ergibt

α_z	0°	30°
E_t [TeV]	0.6	1.0

Tabelle 6.13: *Zusammenstellung der Triggerschwellen E_t der beiden Beobachtungsperioden bei den verschiedenen Zenitwinkeln α_z.*

sich die effektive Energieschwelle aus der Überlagerung der Kurven in Abbildung 6.17, wobei die Verteilung der Beobachtungszeit als Gewicht eingeht.

6.5.2 Flußbestimmung

Unter Benutzung des Zenitwinkelbereichs bis 35° liegt die effektive Energieschwelle eines kompletten Datensatzes bei etwa 0.8 TeV (Abb. 6.17). Daher werden die Flüsse im Folgenden jeweils oberhalb dieser Energie bestimmt, so daß diese praktisch unabhängig vom angenommenen spektralen Index α der Quelle sind. Die Daten werden in zwei Zenitwinkelbereiche α_z (0°-20° und 20°-35°) eingeteilt und zur Flußbestimmung mit den Monte Carlo Simulationen bei 0° und 30° verglichen. In die Berechnung des Flusses einer Quelle geht die Anzahl der nachgewiesenen γ-Quanten N_γ ein, die durch Differenzbildung der detektierten Ereignisse in der Quellen- und der Referenzregion bestimmt wird :

$$N_\gamma = N_{on} - N_{off} \quad \text{mit} \quad N_{on} = \sum_{\alpha_z} N_{on,\alpha_z} \quad \text{und} \quad N_{off} = \sum_{\alpha_z} n_\Theta \cdot N_{off,\alpha_z} \cdot (n_{t,\alpha_z})$$
$$\text{wobei} \quad n_\Theta = \frac{\Theta_{on}^2}{\Theta_{off}^2} \quad \text{und - für G78.2+2.1 -} \quad n_{t,\alpha_z} = \left(\frac{N_{on,norm}}{N_{off,norm}}\right)_{\alpha_z} \tag{6.15}$$

Dabei ist n_Θ ein Normierungsfaktor, welcher der unterschiedlichen Ausdehnung der Quellen- und der Referenzposition Rechnung trägt. Die Referenzregion in den OFF-Daten wird so gewählt, daß sie sich relativ zum Kamerazentrum an der gleichen Stelle wie die angenommene Quelle in der ON-Region befindet. Der Krebsnebel wurde in der IC 443 -Periode größtenteils im sogenannten Wobble-Modus beobachtet (Kap. 5.1.3). Die Position der Quelle befindet sich dabei um 0.5° relativ zur optischen Achse geneigt. In diesem Fall ist die Referenzregion durch die am Kamerazentrum gespiegelte Lage der Quelle gegeben. Der Faktor n_{t,α_z} berücksichtigt die unterschiedliche Beobachtungszeit der ON- und der OFF-Region im Falle der G78.2+2.1 -Daten. Dieser berechnet sich aus dem Verhältnis der Anzahl von Ereignissen nach der Selektion aufgrund der Bildform in einer Normierungsregion, die durch einen Mindestabstand von 0.8° zum Zentrum des Supernova-Überrests und einen Maximalabstand von 1.5° zum Zentrum der Kamera gegeben ist. Im Falle von IC 443 und des Krebsnebels ist dieser Faktor gleich Eins gesetzt. Die statistische Signifikanz s eines Signals ist durch die Anzahl der Überschußereignisse N_γ und deren Standardabweichung ΔN_γ gegeben, die sich aus den Zusammenhängen 6.15 errechnet :

$$s = \frac{N_\gamma}{\Delta N_\gamma} \tag{6.16}$$

Ein Signal wird dann als eine positive Detektion bezeichnet werden, wenn die Signifikanz der Messung fünf Standardabweichungen übersteigt. Trifft dies nicht zu, so wird eine obere Grenze $N_{\gamma,L}$ für die Anzahl der Überschußereignisse bestimmt. Dabei gehen die Größen N_{on} und N_{off} sowie deren Fehler und das geforderte Vertrauensniveau η ein [Helene 83]. In der vorliegenden Arbeit wird eine Vertrauensniveau von 3 Standardabweichungen, d.h. η=99.865%, gefordert.
Die Anzahl der Überschußereignisse N_γ bzw. deren obere Grenze $N_{\gamma,L}$ wird durch Vergleich mit der vom Monte Carlo erwarteten Anzahl von Überschußereignissen $N_{\gamma,mc}$ unter Annahme verschiedener integraler spektraler Indezes α in einen integralen Fluß $\Phi(E>0.8$ TeV) bzw. eine obere Flußgrenze $\Phi_L(E>0.8$ TeV) umgerechnet. Dazu wird vom Monte Carlo ein Energiespektrum mit einem integralen Fluß $\Phi_{mc}(E>0.8$ TeV)$=10^{-11}\frac{\gamma}{cm^2\cdot s}$ und einem differentiellen spektralen Index zwischen 2.0 und 3.0 generiert. Der experimentell bestimmte Fluß einer Quelle $\Phi_{(L)}(E>0.8$ TeV) ergibt sich dann zu :

$$\Phi_{(L)}(E > 0.8 \text{ TeV}) = \frac{N_{\gamma,(L)}}{N_{\gamma,mc}} \cdot 10^{-11} \frac{\gamma}{cm^2 \cdot s} \tag{6.17}$$

Die erwartete Anzahl von γ-Quanten $N_{\gamma,mc}$ ist dabei gegeben durch :

$$N_{\gamma,mc} = \sum_{\alpha_z} R_{mc,\alpha_z} \cdot T_{on,\alpha_z} \tag{6.18}$$

Dabei ist T_{on} die Beobachtungszeit und R_{mc} die vom Monte Carlo erwartete Rate nach Anwendung der Ereignisselektionen.

6.6 Resultate

Zur Flußbestimmung werden nur Daten herangezogen, welche unter einem Zenitwinkel $\alpha_z < 35°$ genommen wurden. Zunächst wird der Fluß der Krebsnebels bestimmt und mit den Ergebnissen anderer Messungen und Publikationen verglichen. Dies ist ein weiterer Test der Ereignisselektionen sowie der Methode der Flußbestimmung.

6.6.1 Der Fluß des Krebsnebels

Die radiale Ausdehnung des Krebsnebels ist vernachlässigbar. Daher wird das Objekt wie eine Punktquelle behandelt und die Ereignisse gemäß Bedingung 6.14 *und* 6.9 selektiert. Abbildung 6.18 zeigt den integralen Fluß Φ_{crab}(E>0.8 TeV) nach Anwendung der Selektionen als Funktion des angenommenen spektralen Index α für verschiedene Zenitwinkelbereiche der G78.2+2.1 -Periode (links) und der IC 443 -Periode (rechts). Die unterschiedliche Abhängigkeit des Flusses vom angenommenen spektralen Index ist auf die verschiedenen Energieschwellen der beiden Zenitwinkelbereiche zurückzuführen (Abb. 6.17). Der rekonstruierte Fluß ist nur dann unabhängig

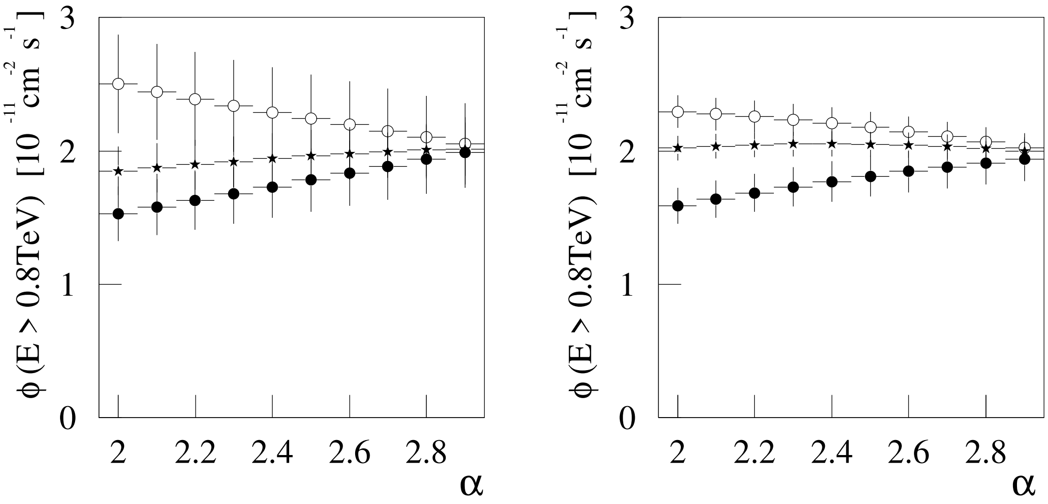

Abbildung 6.18: *Gemessener integraler Fluß des Krebsnebels Φ_{crab}(E>0.8 TeV) unter der Annahme verschiedener spektraler Indezes α in der G78.2+2.1 -Periode (links) und IC 443 -Periode (rechts). Die Kurven entsprechen den verschiedenen Zenitwinkelbereichen 0°-20° (offene Punkte) und 20°-35° (gefüllte Punkte) sowie dem kompletten Zenitwinkelbereich (Sterne).*

vom spektralen Index, wenn die effektive Energieschwelle E_t gerade derjenigen Energie entspricht, oberhalb derer der Fluß angegeben wird. Ist die Beobachtungszeit auf die beiden Zenitwinkelbereiche etwa gleich verteilt, so ist dies bei E_t=0.8TeV in der Summe der Zenitwinkelbereiche (Sterne) der Fall. Der Schnittpunkt der Kurven entspricht daher dem spektralen Index des Energiespektrums des Krebsnebels. Eine detaillierte Bestimmung des Energiespektrums ergibt für den differentiellen spektralen Index α des Energiespektrums des Krebsnebels den Wert 2.7 [Aharonian 97]. Der in dieser Arbeit bestimmte integrale Fluß des Krebsnebels Φ_{crab}(E>0.8 TeV) ergibt sich damit zu :

$$\begin{aligned}
\text{G78.2+2.1 -Periode}: \quad & \Phi_{crab}(E > 0.8\text{TeV}) = (2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-11} \frac{\gamma}{cm^2 \cdot s} \\
\text{IC 443 -Periode}: \quad & \Phi_{crab}(E > 0.8\text{TeV}) = (2.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-11} \frac{\gamma}{cm^2 \cdot s} \qquad (6.19)
\end{aligned}$$

Der angegebene Fehler ist dabei der statistische Fehler. Der systematische Fehler ergibt sich aus der Unsicherheit von 20% des integralen Flusses der kosmischen Strahlung, die zur Kalibration benutzt wurde. Der bestimmte Fluß ist innerhalb der Fehler in Übereinstimmung mit anderen Messungen und Veröffentlichungen, wie man anhand von Tabelle 6.14 erkennen kann. Zum besseren Vergleich ist dort der Fluß in einen integralen Fluß oberhalb von einem TeV umgerechnet. Die Beobachtung des Krebsnebels wurde sowohl im ON-OFF Modus (G78.2+2.1 -Periode) als auch im sogenannten Wobble-Modus (größter Teil der IC 443 -Periode) durchgeführt (Kap. 5.1.3). Während im ersteren Falle die γ-Strahlung während des ON-Runs achsenparallel einfällt, ist sie im zweiten Fall um 0.5° relativ zur optischen Achse geneigt. Zur Flußbestimmung wurden

Experiment	Publikation	$\Phi_{crab}(E > 1\text{TeV})$ $[10^{-11} \frac{\gamma}{cm^2 \cdot s}]$		
WHIPPLE	[Lewis 93]	0.88	± 0.05	± 0.24
HEGRA	[Konopelko 96]	0.8	± 0.1	± 0.24
HEGRA	[Petry 96]	1.5	± 0.2	(+1.0-0.5)
HEGRA	[Aharonian 97]	1.0	± 0.1	± 0.45
WHIPPLE	[Carter 97]	2.3	± 0.2	± 0.5
Diese Arbeit		1.37	±0.14	±0.3
		1.37	±0.07	±0.3

Tabelle 6.14: *Vergleich des bestimmten integralen Flusses des Krebsnebels $\Phi_{crab}(E > 1TeV)$ mit anderen Messungen und Veröffentlichungen.*

jeweils Monte Carlo Daten von achsenparallelen γ-Schauern benutzt. Da sich in beiden Fällen innerhalb der statistischen Fehler der gleiche rekonstruierte Fluß ergibt, bleibt die Sensitivität des Teleskopsystems bezüglich γ-Strahlung bis zu einem Neigungswinkel von mindestens $0.5°$ konstant. Dies belegt auch die Verteilung der rekonstruierten Richtung der hadronischen Schauer, die sogar bis zu einem Winkel von $\approx 1°$ konstant ist. Damit können die Monte Carlo Daten der achsenparallelen γ-Schauer ohne eine Korrektur der erwarteten Rate R_{mc} auf die Daten der Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 angewendet werden, deren radiale Ausdehnung $0.51°$ bzw. $0.375°$ beträgt.

6.6.2 G78.2+2.1 und IC 443 als ausgedehnte Quellen

Bei der Behandlung der Objekte als ausgedehnte Quellen muß die für Punktquellen eingeführte Selektion der Richtung des Primärteilchens (Bedingung 6.9) modifiziert werden. Dabei werden Annahmen über die innere Struktur der Quelle gemacht : In einem Fall wird der Supernova-Überrest als eine homogen strahlende Kugel - eine Volumenquelle - betrachtet, im anderen Fall eine gleichmäßig strahlende Kugeloberfläche - eine Oberflächenquelle - angenommen. Abbildung 6.19 zeigt die Intensität der beiden Quellenmodelle als Funktion des Abstandsquadrats Θ^2 zum Zentrum des Objekts bei einem dem Objekt IC 443 entsprechenden Radius von $0.375°$. Die durchgezogene Linie stellt dabei das reine Quellenprofil $p(\Theta)$ dar, die gestrichelte Linie dessen Faltung $p_{mc}(\Theta)$ mit der vom Monte Carlo gegebenen Auflösungsfunktion für eine Punktquelle (Abb. 6.16). Das Profil $p_{mc}(\Theta)$ wird herangezogen, um die Effizienz eines Schnittes auf die Richtung des Primärteilchens relativ zum angenommenen Quellenzentrum festzulegen.
Die Position und Größe der angenommenen ausgedehnten Quellen ist in Tabelle 6.15 zusammengestellt. Beide Objekte werden unter Benutzung ihrer Ausdehung im Radiobereich als Volumen- und als Oberflächenquelle behandelt. Zusätzlich wird *Congs Cloud*, welche Teil des Supernova-Überrests G78.2+2.1 ist, als eine Volumenquelle angesehen. Nach Selektion der Ereignisse nach deren Bildform (Bedingung 6.14) wird die statistische Signifikanz s als Funktion des Richtungsschnittes bestimmt. Abbildung 6.20 zeigt diese Abhängigkeit exemplarisch für die Hypothese

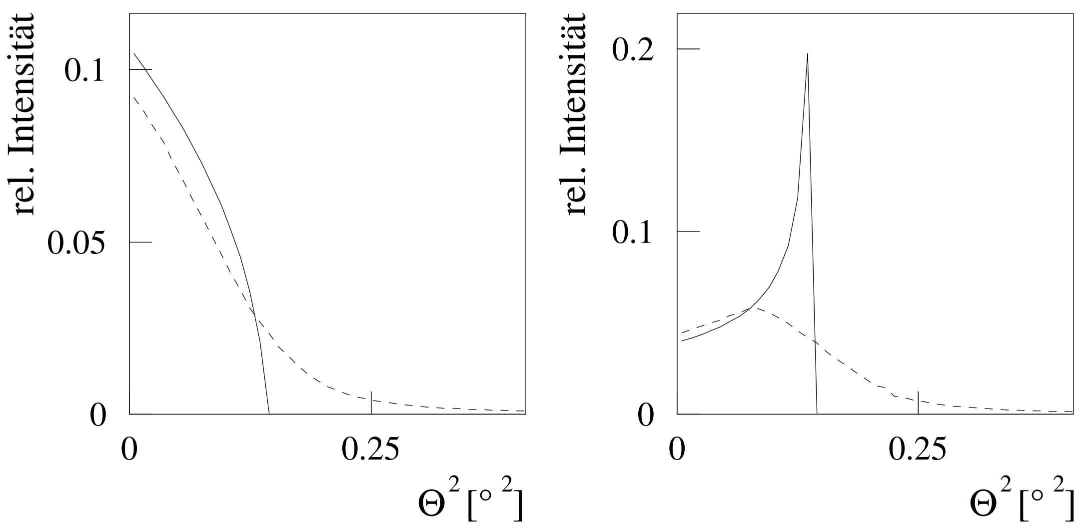

Abbildung 6.19: *Relative Intensität einer Volumenquelle (links) und einer Oberflächenquelle (rechts) als Funktion des Abstandquadrats* Θ^2 *zum Quellenzentrum (durchgezogene Linie) bei einem Quellenradius von 0.375°. Die gestrichelte Linie stellt das mit der Auflösungsfunktion für eine Punktquelle gefaltete Profil dar.*

Objekt	RA_{J2000}	DEC_{J2000}	r_s
G78.2+2.1	20 21 12	40 26 36	0.51°
Congs Cloud in G78.2+2.1	20 22 18	40 00 22	0.2°
IC 443	06 17 00	22 35 00	0.375°

Tabelle 6.15: *Zusammenstellung der angenommenen ausgedehnten Quellen in G78.2+2.1 und IC 443 .*

einer Volumenquelle. Dabei zeigt sich kein signifikantes Signal, das auf die Detektion eines der Objekte als eine ausgedehnte γ-Quelle hindeutet. Daher werden obere Grenzen für den Fluß der γ-Strahlung berechnet.

Abbildung 6.21 zeigt die obere Flußgrenze Φ_L(E>0.8 TeV) als Funktion des Richtungsschnittes auf Θ^2. Dabei ist eine Oberflächenquelle (offene Punkte), Volumenquelle (gefüllte Punkte) und eine Punktquelle (offene Dreiecke) als Quellenprofil angenommen. Wird über einen genügend großen Winkelbereich integriert, so ist die obere Grenze unabhängig vom Quellenprofil, während für kleine Integrationsbereiche Unterschiede bestehen. Abhängig vom angenommenen Quellenprofil ergeben sich für beide Objekte als obere Flußgrenze Werte zwischen 5· und $7{\cdot}10^{-12}\frac{\gamma}{cm^2\cdot s}$

Für *Congs Cloud* - die dichte Molekülwolke, die mit G78.2+2.1 zu kollidieren scheint (Kap. 6.1.1) - wird eine Volumenquelle angenommen . Auch in diesem Fall ergibt sich kein signifikantes Si-

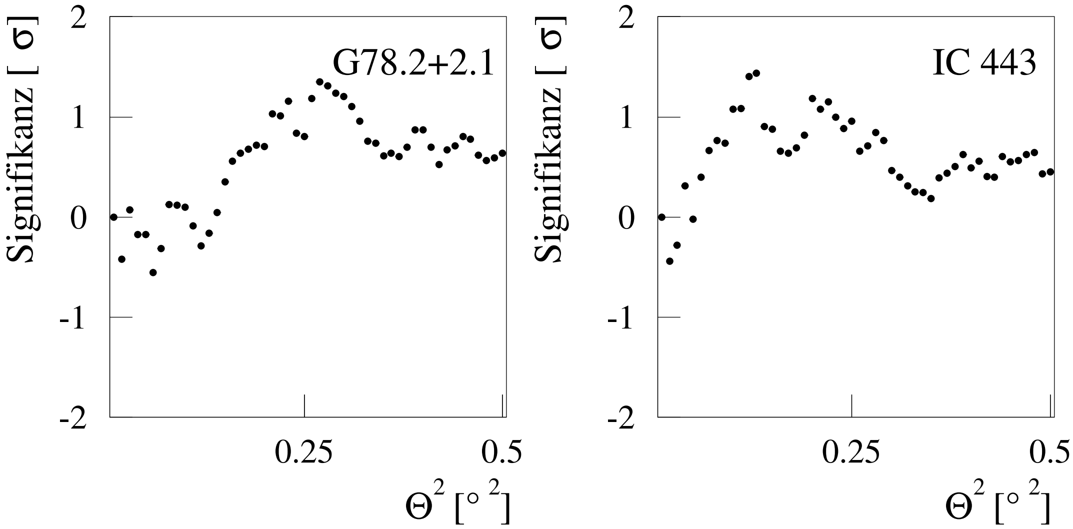

Abbildung 6.20: *Signifikanz des Überschusses N_γ unter Annahme einer Volumenquelle als Funktion des Schnittes auf die Richtung der Teilchen relativ zum Zentrum des Supernova-Überrests G78.2+2.1 (links) und IC 443 (rechts).*

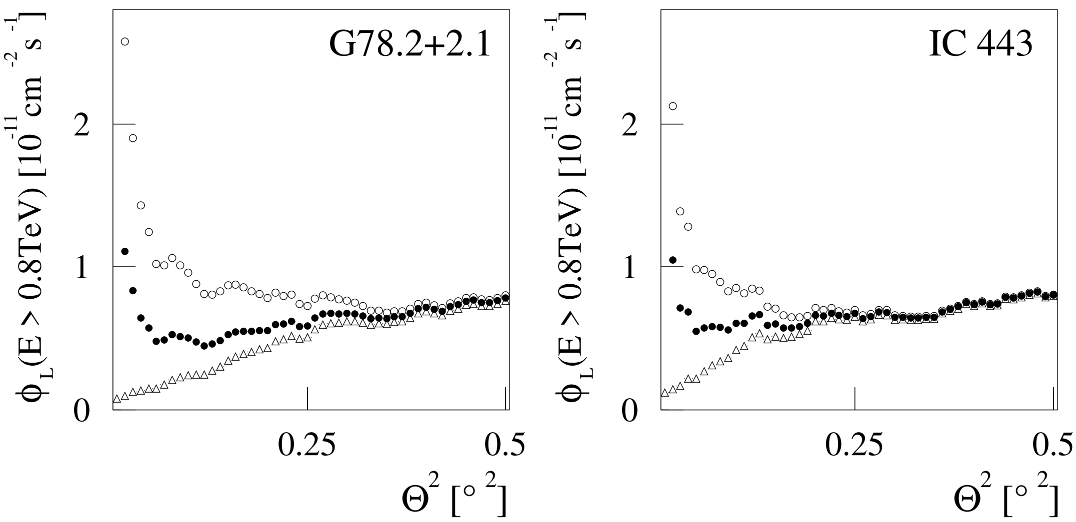

Abbildung 6.21: *Obere Flußgrenze Φ_L unter Annahme einer Volumenquelle (gefüllte Punkte), Oberflächenquelle (offene Punkte) und einer Punktquelle (offene Dreiecke) als Funktion des Schnittes auf die Richtung der Teilchen relativ zum Zentrum des Supernova-Überrests G78.2+2.1 (links) und IC 443 (rechts).*

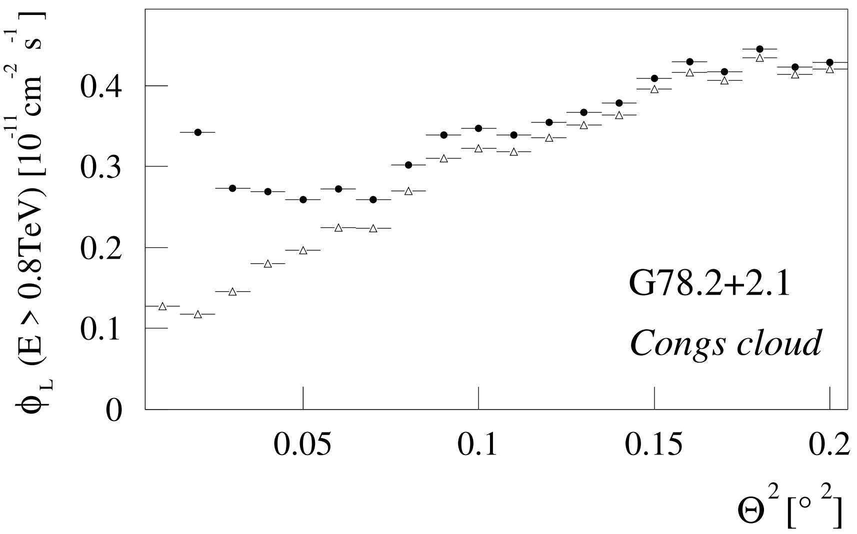

Abbildung 6.22: *Obere Flußgrenze Φ_L unter Annahme einer Volumenquelle mit einem Radius von 0.2° (gefüllte Punkte) und einer Punktquelle (offene Dreiecke) als Funktion des Schnittes auf die Richtung der Teilchen relativ zum Zentrum von Congs Cloud.*

gnal. Die obere Flußgrenze liegt in diesem Fall bei $2.6{\cdot}10^{-12}\frac{\gamma}{cm^2 \cdot s}$ (Abb. 6.22). Die Behandlung von G78.2+2.1 und IC 443 als ausgedehnte Quellen führt zu keiner positiven Detektion. Da die Dichteverteilung n innerhalb der Supernova-Überreste nicht homogen ist, stellt die Annahme einer homogenen Volumen- bzw. Oberflächenquelle eine idealisierte Vorstellung dar. Von einzelnen Stellen innerhalb der Objekte ist möglicherweise dennoch eine erhöhte Strahlung zu erwarten. Daher ist es lohnenswert die Objekte nach Punktquellen abzusuchen.

6.6.3 Punktquellen innerhalb von G78.2+2.1 und IC 443

Zur Suche nach Punktquellen wird der beobachtete Bereich mit einem Raster der Breite von 0.01° überzogen. Jeder dieser Rasterpunkte wird als angenommene Punktquelle behandelt : Entsprechend der Bedingung 6.9 und 6.14 werden die Ereignisse selektiert und gemäß Gleichung 6.16 die statistische Signifikanz dieser Annahme bestimmt. Die Abbildungen 6.23 und 6.24 zeigen zeigen einen 1.5°×1.5° Ausschnitt der Himmelsregion um G78.2+2.1 bzw. IC 443 . Die Graustufen bzw. die Höhenlinien markieren Bereiche gleicher statitischer Signifikanz, deren Skala von +3 bis -3 Standardabweichungen reicht. Die durchgezogenen Kreise markieren die Größe des Supernova-Überrests und den Fehlerkreis der von EGRET detektierten Quelle [Esposito 96]. Der gestrichelte Kreis ist zum Größenvergleich eingezeichnet und entspricht dem Integrationsbereich um eine angenommene Punktquelle (Bedingung 6.9 , Θ <0.137°). Die Signifikanz zweier angenommener Punktquellen, deren Abstand kleiner ist als die Größe des Integrationsfensters ist daher korreliert. Da sich in beiden Objekten die Signifikanz zwischen +3 und -3 Standardab-

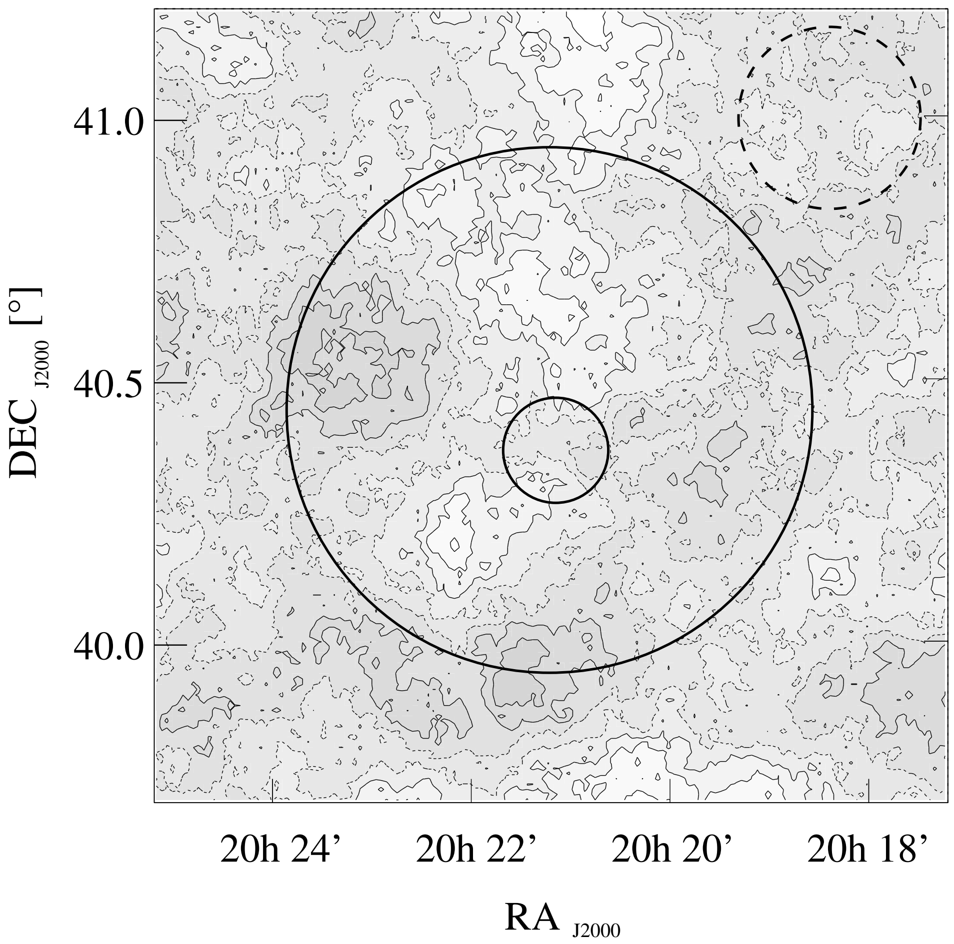

Abbildung 6.23: *1.5°×1.5° Himmelsausschnitt der Region um den Supernova-Überrest G78.2+2.1 . Die Graustufen und die Höhenlinien entsprechen gleicher Signifikanz unter der Annahme einer Punktquelle. Die Skala reicht von -3 bis +3 Standardabweichungen. Die durchgezogenen Kreise stellen die Ausdehnung von G78.2+2.1 und des von EGRET angegebenen Fehlerkreises dar. Der gestrichelte Kreis zeigt zum Größenvergleich die Ausdehnung des Integrationsfensters zur Suche nach Punktquellen in der Quellenregion.*

weichungen bewegt, konnte also keine Punktquelle innerhalb und in der nahen Umgebung der Objekte detektiert werden. Auch innerhalb des von EGRET angegebenen Fehlerkreises findet sich keine Punktquelle im TeV-Bereich.

Jeder angenommenen Punktquelle wird daher eine obere Flußgrenze Φ_L(E>0.8 TeV) zugeordnet, deren Verteilung in Abbildung 6.25 gezeigt ist. Die durchgezogene Linie entspricht dabei den oberen Flußgrenzen aller angenommenen Punktquellen innerhalb eines Kreises mit einem Radius von 0.6° (G78.2+2.1) bzw. 0.4° (IC 443) um das Zentrum des Supernova-Überrests. Die Regio-

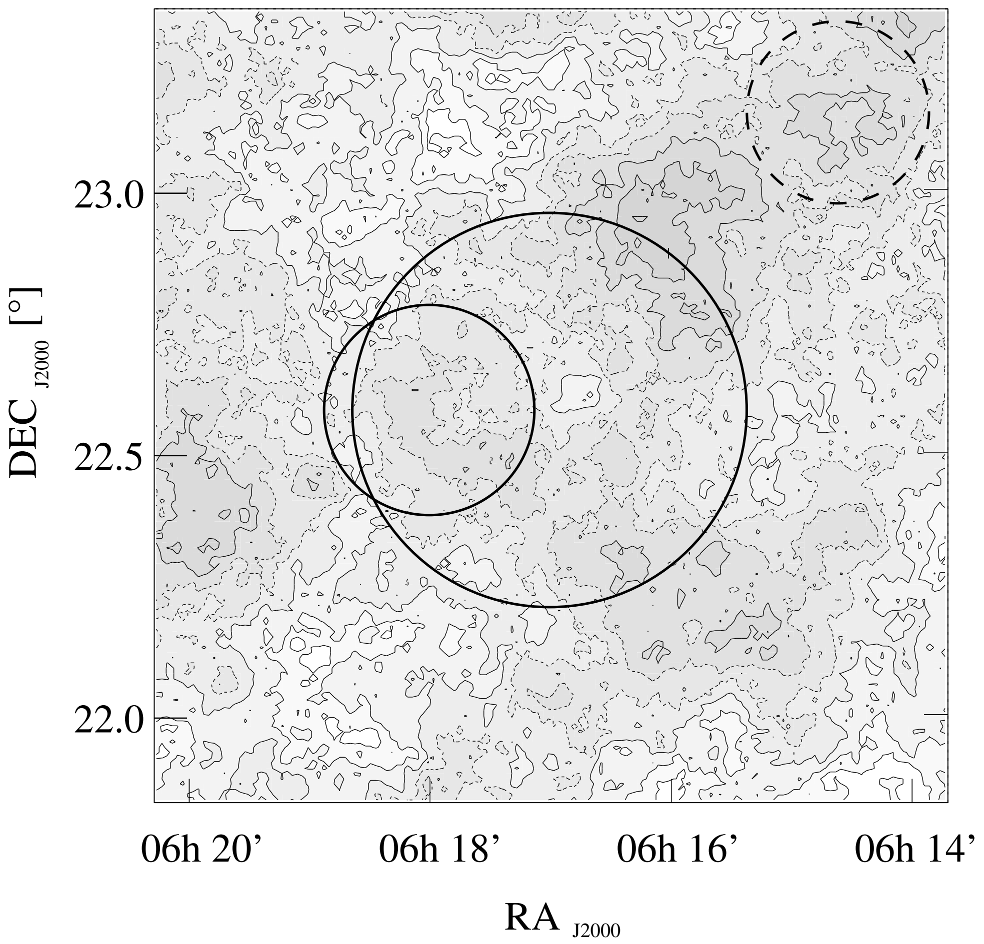

Abbildung 6.24: *1.5°×1.5° Himmelsausschnitt der Region um den Supernova-Überrest IC 443 . Die Graustufen und die Höhenlinien entsprechen gleicher Signifikanz unter der Annahme einer Punktquelle. Die Skala reicht von -3 bis +3 Standardabweichungen. Die durchgezogenen Kreise stellen die Ausdehnung von IC 443 und des von EGRET angegebenen Fehlerkreises dar. Der gestrichelte Kreis zeigt zum Größenvergleich die Ausdehnung des Integrationsfensters zur Suche nach Punktquellen in der Quellenregion.*

nen sind damit etwas größer als die eigentliche Ausdehnung der Objekte gewählt. Die gestrichelt eingezeichneten Verteilungen entsprechen den oberen Flußgrenzen der angenommenen Punktquellen innerhalb des von EGRET angebenen Fehlerkreises. Innerhalb des Vertrauensniveaus η von 99.865% läst sich damit die Existenz einer Punktquelle innerhalb von G78.2+2.1 bzw. IC 443 ausschließen, deren Fluß oberhalb von 0.8 TeV den Wert von $2.4{\cdot}10^{-12}$ bzw. $4.0{\cdot}10^{-12}\frac{\gamma}{\mathrm{cm^2 \cdot s}}$ übersteigt.

Insgesamt konnte keine TeV-γ-Strahlung aus Richtung der Supernova-Überreste G78.2+2.1 und

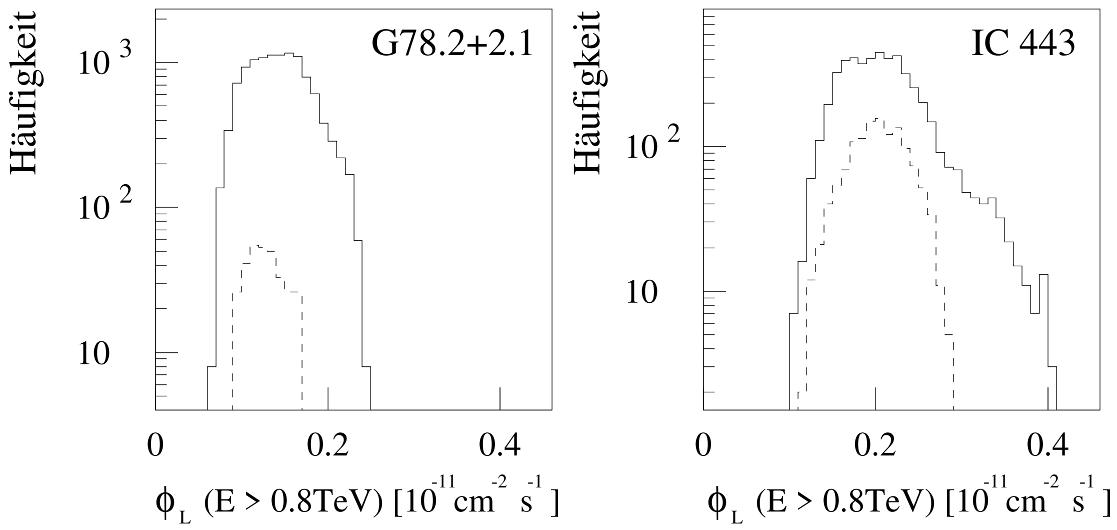

Abbildung 6.25: *Verteilung der oberen Flußgrenzen innerhalb eines Bereichs von 0.6° um das Zentrum von G78.2+2.1 bzw. von 0.4° um das Zentrum von IC 443 (durchgezogene Linien). Die gestrichelten Linien zeigen die Verteilungen der oberen Flußgrenzen innerhalb der von EGRET angegebenen Fehlerkreise.*

IC 443 nachgewiesen werden, obschon die theoretischen Abschätzungen und die von EGRET detektierten Flüsse vielversprechend sind. Ein detaillierter Vergleich der oberen Flußgrenzen mit den theoretischen Vorhersagen ist damit von großer Bedeutung.

6.7 Diskussion der Meßergebnisse

6.7.1 Vergleich : Theorie – Experiment

Tabelle 6.16 faßt die oberen Flußgrenzen unter der Annahme einer über das ganze Objekt ausgedehnten Quelle Φ_L^{vol}(E>0.8 TeV), einer Punktquelle im Inneren des Objekts Φ_L^{p}(E>0.8 TeV) und innerhalb des von EGRET angegebenen Fehlerkreises $\Phi_L^{p,egret}$(E>0.8 TeV) zusammen. Dabei ist für die obere Grenze der angenommenen Punktquellen der größte Wert der Verteilungen in Abbildung 6.25 herangezogen worden. Zusätzlich ist noch die obere Flußgrenze für *Congs Cloud* als eine Volumenquelle angegeben. Die Abbildungen 6.26 und 6.27 zeigen den Vergleich zwischen den bestimmten oberen Flußgrenzen und den theoretischen Erwartungen. Dort sind die in dieser Arbeit bestimmten Flußgrenzen unter der Annahme einer ausgedehnten Quelle (gefüllter Punkt) und einer Punktquelle innerhalb des von EGRET angegebenen Fehlerkreises (offener Punkt) zusammen mit dem theoretisch erwarteten integralen Fluß (durchgezogene Linien) dargestellt. Die beiden Linien entsprechen dem minimalen und dem maximalen Faktor A, in den die Dichte n, die Explosionsenergie E_{sn} und der Abstand d eingehen (Tab. 6.1). Oberhalb

$[\frac{\gamma}{\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s}}]$	Φ_L^{vol}(E>0.8 TeV)	Φ_L^{p}(E>0.8 TeV)	$\Phi_L^{p,egret}$(E>0.8 TeV)
G78.2+2.1	$5 \cdot 10^{-12}$	$2.4 \cdot 10^{-12}$	$1.7 \cdot 10^{-12}$
IC 443	$6 \cdot 10^{-12}$	$4.0 \cdot 10^{-12}$	$2.9 \cdot 10^{-12}$
Congs Cloud in G78.2+2.1	$2.6 \cdot 10^{-12}$	-	-

Tabelle 6.16: *Zusammenstellung der oberen Flußgrenzen Φ_L(E>0.8 TeV) der Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 .*

von etwa 5 TeV sind die theoretische Kurven gepunktet angedeutet, da die obere Grenzenergie für die γ-Strahlung nicht klar vorhergesagt wird. Die Meßpunkte von EGRET [Esposito 96] sind ebenso eingezeichnet, wie obere Flußgrenzen von WHIPPLE bei 300 GeV [Lessard 97] und, bei sehr hohen Energien, von den Experimenten AIROBICC [Prosch 97], CASA-MIA [Borione 95] und CYGNUS [Allen 95][1].

Die Fehlerkreise der von EGRET detektierten γ-Strahlung sind kleiner als die Ausdehnung von G78.2+2.1 bzw. IC 443 . Daher werden diese Quellen als punktförmige Objekte innerhalb von G78.2+2.1 und IC 443 angesehen, deren Produktionsmechanismus nicht auf die Beschleunigung kosmischer Strahlung zurück geht. Es handelt sich dabei möglicherweise um Pulsare, die bei der Explosion des Vorgängersterns zurückgeblieben sind. Die Meßpunkte von EGRET werden daher mit den oberen Flußgrenzen der angenommenen Punktquellen innerhalb des von EGRET angegebenen Fehlerkreises verglichen (offener Punkt in Abbildung 6.26 und 6.27) : Die Extrapolation der Meßpunkte von EGRET (gestrichelte Linie) steht in klarem Widerspruch zu den in dieser Arbeit bestimmten oberen Flußgrenzen. Der extrapolierte Fluß liegt im Falle von G78.2+2.1 um einen Faktor 50, im Falle von IC 443 um einen Faktor 28 über der oberen Flußgrenze. Die gepunktete Linie verbindet den Meßpunkt von EGRET bei einem GeV mit der oberen Flußgrenze bei 0.8 TeV. Der integrale spektrale Index dieser Kurve ist in Tabelle 6.17 mit dem von EGRET zwischen 30 MeV und einem GeV bestimmten spektralen Index verglichen. Das Energiespektrum dieser Quellen muß demnach zwischen einem GeV und 0.8 TeV deutlich steiler werden, als in dem Energiebereich, welcher von EGRET abgedeckt wird. Möglicherweise bricht das Energiespektrum in diesem Bereich vollständig ab.

Im Folgenden werden die oberen Flußgrenzen in Verbindung mit Supernova-Überresten als die Quellen der kosmischen Strahlung betrachtet. Die in dieser Arbeit gemessene Flußgrenze unter der Annahme einer ausgedehnten Quelle grenzt den möglichen Wertebereich des Faktors A stark ein. Im Falle von G78.2+2.1 ergibt sich als maximaler Wert, der mit der oberen Flußgrenze kom-

[1] Die oberen Grenzen der letzten drei genannten Experimente sind mit einem Vertrauensniveau von η=90% berechnet. Die in dieser Arbeit bestimmten oberen Grenzen würden bei Benutzung dieses Vertrauensniveaus um 30 bis 40% absinken.

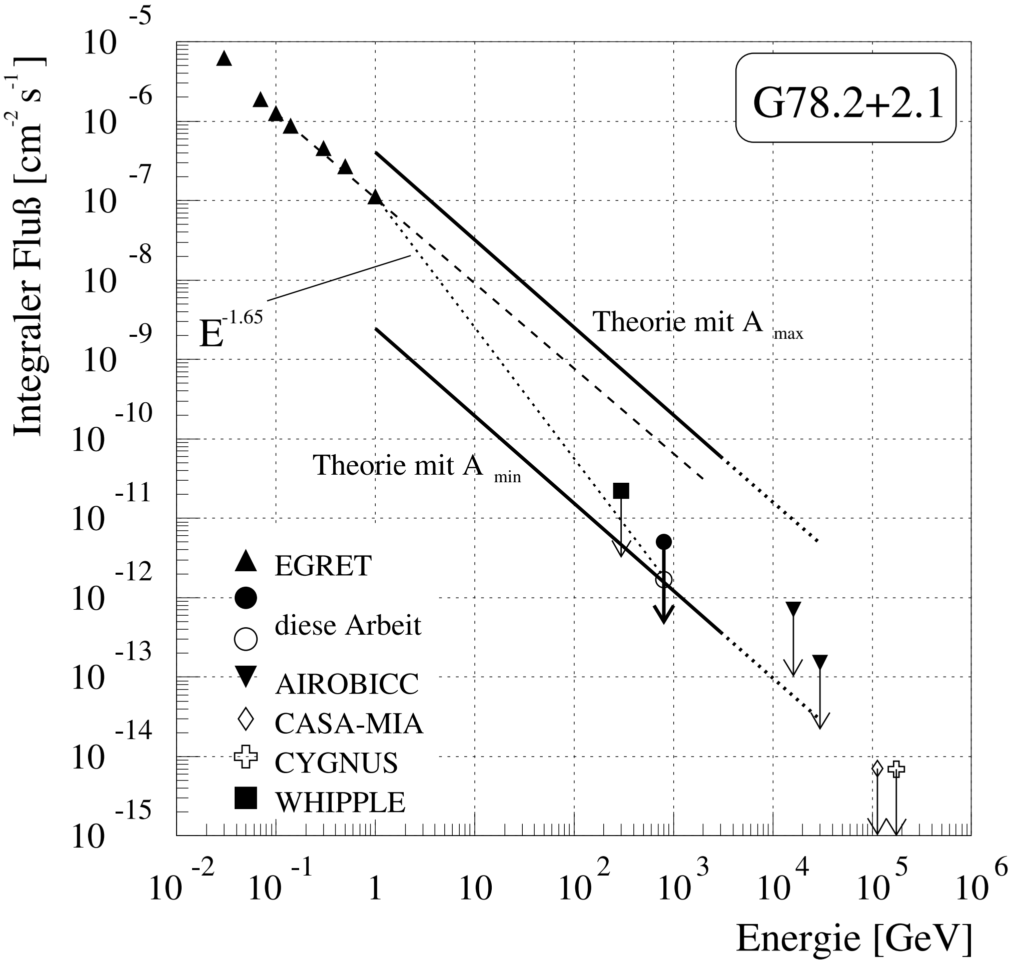

Abbildung 6.26: *Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten oberen Flußgrenze von G78.2+2.1 unter der Annahme einer ausgedehnten Quelle (gefüllter Punkt) mit der theoretischen Vorhersage des Flusses der ausgedehnten Quelle (durchgezogene Linien). Die beiden Linien entsprechen dem minimalen bzw. maximalen Wert des Faktors A (Tab. 6.1). Obere Flußgrenzen von WHIPPLE bei 300 GeV [Lessard 97] und, bei sehr hohen Energien, von den Experimenten AIROBICC [Prosch 97], CASA-MIA [Borione 95] und CYGNUS [Allen 95] sind ebenfalls eingezeichnet. Die obere Flußgrenze einer Punktquelle innerhalb des von EGRET angegebenen Fehlerkreis (offener Punkt) ist mit den Meßpunkten von EGRET [Esposito 96] verglichen. Die gestrichelte Linie zeigt die Extrapolation der Meßpunkte von EGRET bis zu einer Energie von 2 TeV. Die gepunktete Linie repräsentiert das flachste Spektrum ($\propto E^{-1.65}$), das mit dem Meßpunkt bei einem GeV und der oberen Flußgrenze bei 0.8 TeV kompatibel ist.*

patibel ist 0.043, im Falle von IC 443 gilt A <0.053. Die Theorie der Beschleunigung kosmischer Strahlung in Supernova-Überresten und der damit verbundenen Erzeugung von γ-Strahlung im

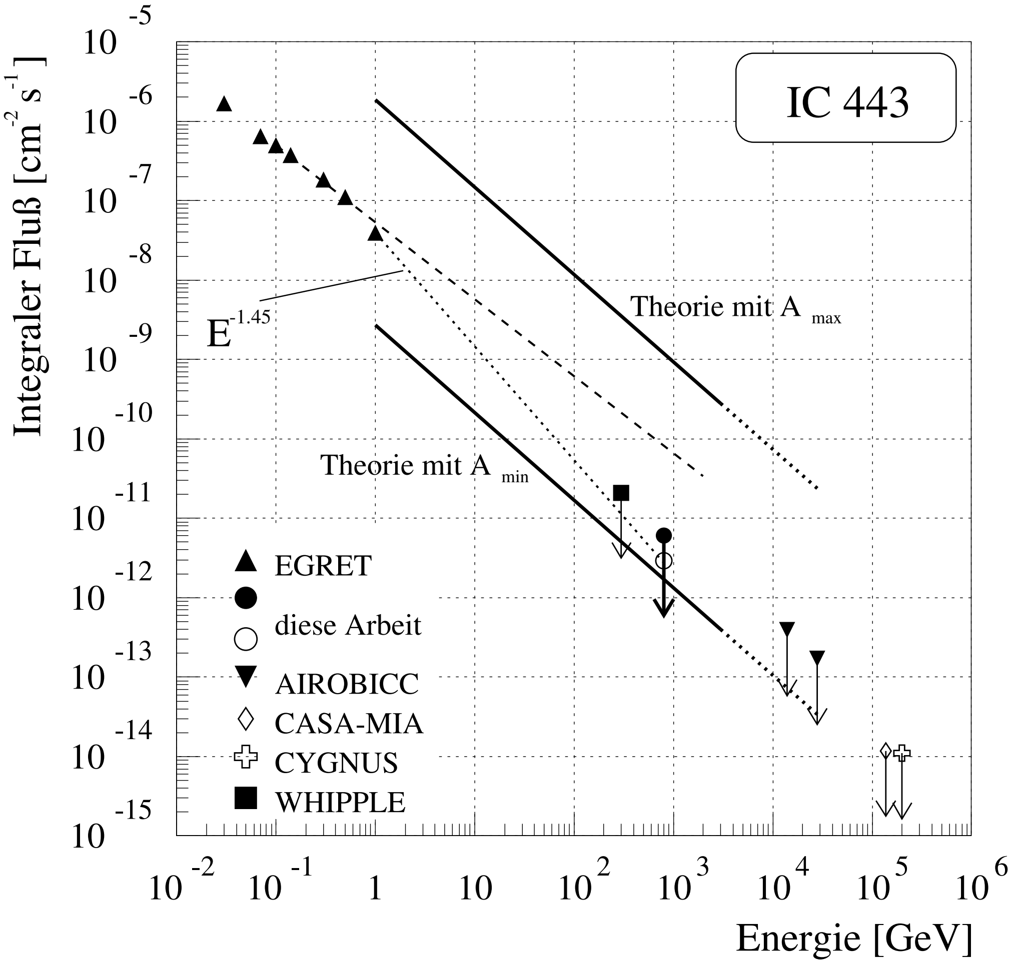

Abbildung 6.27: *Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten oberen Flußgrenze von IC 443 unter der Annahme einer ausgedehnten Quelle (gefüllter Punkt) mit der theoretischen Vorhersage des Flusses der ausgedehnten Quelle (durchgezogene Linien). Die beiden Linien entsprechen dem minimalen bzw. maximalen Wert des Faktors A (Tab. 6.1). Obere Flußgrenzen von WHIPPLE bei 300 GeV [Lessard 97] und, bei sehr hohen Energien, von den Experimenten AIROBICC [Prosch 97], CASA-MIA [Borione 95] und CYGNUS [Allen 95] sind ebenfalls eingezeichnet. Die obere Flußgrenze einer Punktquelle innerhalb des von EGRET angegebenen Fehlerkreis (offener Punkt) ist mit den Meßpunkten von EGRET [Esposito 96] verglichen. Die gestrichelte Linie zeigt die Extrapolation der Meßpunkte von EGRET bis zu einer Energie von 2 TeV. Die gepunktete Linie repräsentiert das flachste Spektrum ($\propto E^{-1.45}$), das mit dem Meßpunkt bei einem GeV und der oberen Flußgrenze bei 0.8 TeV kompatibel ist.*

TeV-Bereich ist damit nicht widerlegt. Genauere Messungen des Faktors A mit Hilfe anderer Meßmethoden würden einen großen Beitrag zur Interpretation der in dieser Arbeit bestimmten

Integraler Index α	G78.2+2.1	IC 443
EGRET (30 MeV-1GeV)	-1.07±0.05	-0.97±0.07
Diese Arbeit (1GeV-0.8TeV)	< -1.65	< -1.45

Tabelle 6.17: *Vergleich des von EGRET zwischen 30 MeV und einem GeV bestimmten integralen spektralen Index [Esposito 96] mit der in dieser Arbeit bestimmten unteren Grenze des spektralen Index zwischen einem GeV und 0.8 TeV.*

oberen Flußgrenzen leisten.
Es gibt Hinweise auf eine Kollision des Supernova-Überrests G78.2+2.1 mit einer Molekülwolke hoher Dichte (Kap. 6.1.1). Eine eindeutige experimentelle Bestätigung dieser Vermutung steht noch aus. Die Molekülwolke - genannt *Congs Cloud* - hat eine Ausdehnung von r_w=0.2° und eine Dichte von 100-300 cm^{-3} [Pollock 85b]. Wenn die Wolke tatsächlich mit dem Supernova-Überrest kollidiert, so ist eine Fluß von γ-Strahlung zu erwarten, dessen Stärke gemäß Gleichung 1.14 und einem modifizierten Skalierungsfaktor A' berechnet wird :

$$A' = k_v \cdot A \quad \text{mit} \quad k_v = \left(\frac{r_w}{r_{sn}}\right)^3 \approx 0.06 \tag{6.20}$$

Dabei beschreibt k_v das Verhältnis des Volumens der Wolke zum Gesamtvolumen von G78.2+2.1 und damit den Bruchteil der Explosionsenergie E_{sn}, der in der Wolke gespeichert ist. Selbst bei ungünstigster Wahl der Parameter d und E_{sn} liegt der damit erwartete Fluß Φ_w bei (0.9-2.6)$\cdot 10^{-11} \frac{\gamma}{cm^2 \cdot s}$ um einen Faktor 3.4 bis 10 höher als die bestimmte obere Flußgrenze (Tab. 6.16). Unter der Annahme der Richtigkeit der Theorie zur Beschleunigung geladener Teilchen in Supernova-Überresten und der damit verbundenen Produktion von TeV-γ-Strahlung, ist eine Kollision von G78.2+2.1 mit der Molekülwolke *Congs Cloud* auszuschließen. Eine eindeutige Klärung der Situation mit Hilfe anderer Meßmethoden ist daher wüschenswert. Würde die Kollision der Molekülwolke mit G78.2+2.1 eindeutig nachgewiesen werden, so hätte dies weitreichende Konsequenzen für die in den letzten zwei Jahrzehnten entwickelten Theorien zur Beschleunigung geladener Strahlung in Supernova-Überresten.
Die oberen Flußgrenzen für Punktquellen innerhalb des Supernova-Überreste werden ebenfalls im Hinblick auf die Beschleunigung kosmischer Strahlung und Produktion von γ-Strahlung in Supernova-Überresten betrachtet : Eine Punktquelle bei der gegebenen Winkelauflösung ist eine Struktur mit einem Radius $r_{p,max}$ <0.05°. Dies entspricht im Falle von G78.2+2.1 und IC 443 Strukturen einer maximalen Größe von $\approx$ 1pc. Die Flußgrenze wird mittels Gleichung 1.14 und dem modifizierten Skalierungsfaktor A^* in eine obere Grenze für die Dichte n_L als Funktion der

Ausdehnung r_{str} der Struktur bestimmt.

$$n_L = \frac{\Phi_L^p}{f_\alpha \cdot A^*} \cdot \left(\frac{r_{str}}{r_{sn}}\right)^3 \cdot 10^{10} cm^{-3} \quad \text{mit} \quad A^* = \Theta \cdot \left(\frac{E_{sn}}{10^{51}\text{erg}}\right) \cdot \left(\frac{d}{1\text{kpc}}\right)^{-2} \tag{6.21}$$

Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 6.28 bis zum maximal zugelassenen Radius $r_{p,max}$ eingezeichnet. Die Kurven entsprechen dabei dem gemäß Tabelle 6.1 minimalen bzw. maximalen

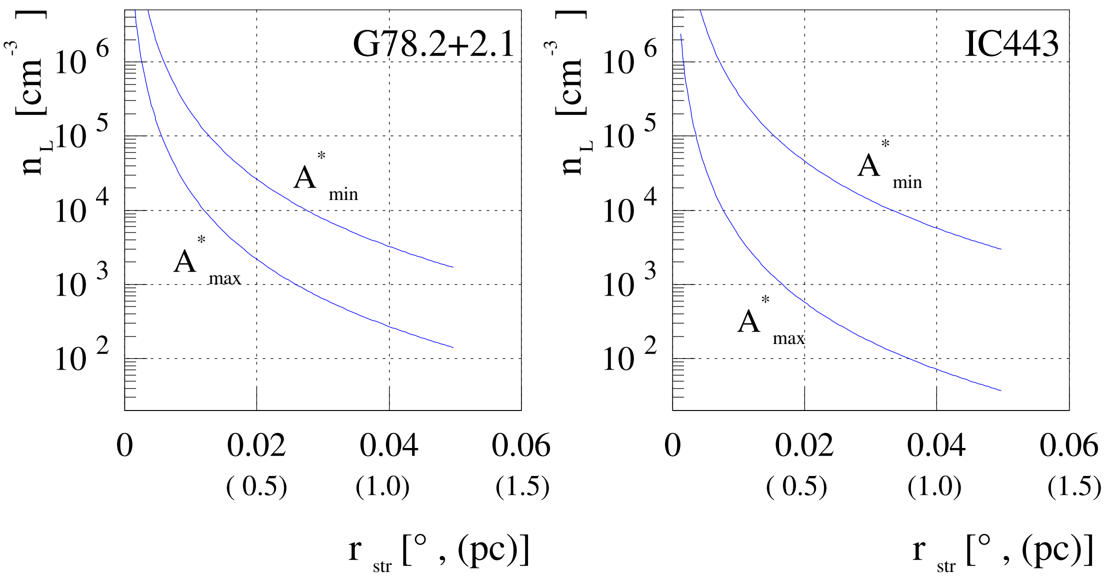

Abbildung 6.28: *Obere Grenze n_L für die Dichte in einer Struktur als Funktion deren radiale Ausdehnung r_{str}. In Klammern ist die Größe einer Struktur in pc angegeben, wobei ein Abstand d = 1.5kpc eingesetzt ist.*

Wert von A*. Es ergeben sich damit Einschränkungen auf die Größe und Dichte von Strukturen innerhalb von G78.2+2.1 und IC 443 . Beispielsweise ist innerhalb des Vertrauensniveaus η ausgeschlossen, daß sich in IC 443 eine Struktur einer Größe von 1 pc befindet, deren Dichte den Wert von 70 bis 6000 cm^{-3} übersteigt. Gäbe es eine solche Struktur, wäre sie als Punktquelle identifiziert worden.
Insgesamt brachte die Beobachtung der Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 mit dem ersten stereoskopischen System von abbildenden Čerenkov-Teleskopen wichtige Ergebnisse. Es ergeben sich starke Einschränkungen der Eigenschaften der beiden Objekte und der Natur der von EGRET detektierten γ-Quellen. Weitere Beobachtungen dieser und anderer Supernova-Überreste sind geplant bzw. wurden schon durchgeführt. Zusammen mit verbesserten Messungen der Parameter von Supernova-Überresten, werden sich dann weitere Einblicke in die Eigenschaften dieser Objekte ergeben. Es steht dann zu hoffen, daß sich die Frage nach der Natur der Quellen der kosmischen Strahlung endgültig lösen läßt.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau des ersten stereoskopischen Systems von abbildenden Čerenkov-Teleskopen und stellt Ergebnisse der Analyse von Beobachtungsdaten dar. Die Beobachtung von Luftschauern mit mehreren Teleskopen gewährleistet die räumliche Rekonstruktion der Schauerachse und damit der Richtung des Primärteilchens. Dies eröffnet erstmals die Möglichkeit einer systematischen Untersuchung der Struktur der Bilder von Luftschauern als Funktion der Schauergeometrie. Diese Untersuchungen stellen einen Schwerpunkt dieser Arbeit dar.
Supernova-Überreste gelten als die wichtigsten Quellen der kosmischen Strahlung. Ein direkter experimenteller Nachweis dieser Annahme konnte noch nicht erbracht werden. Nach Inbetriebnahme des Teleskopsystems wurde die Beobachtung der Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 aufgenommen. Die erstmalig durchgeführte stereoskopische Analyse der Daten von Supernova-Überresten im TeV-Bereich bildet einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit.
Das System von Čerenkov-Teleskopen wurde in der ersten Phase der durchgeführten Arbeit aufgebaut und in Betrieb genommen. Dazu wurden im Vorfeld vielfältige Untersuchungen zur Zuverlässigkeit und Funktionalität der einzelnen Komponenten durchgeführt. Ein Teleskop besteht aus einer Spiegelfläche von 8.5 m^2 und einer neu entwickelten hochauflösenden Kamera, die sich aus 271 lichtempfindlichen Elementen zusammensetzt. Mit dem großen Gesichtsfeld von 4.6° ist die Kamera für die Beobachtung ausgedehnter Objekte, wie z.B. Supernova-Überreste, optimiert. Der Trigger ist aus zwei Stufen aufgebaut : In jedem Teleskop wird zunächst eine Mindestanforderung an die Lichtverteilung in der Kamera gestellt, in der zweiten Stufe eine Koinzidenz von mindestens zwei Teleskopen gefordert. Ein neu entwickeltes 120 MHz Flash-ADC System dient der Digitalisierung der Signale.
Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Algorithmus entwickelt, der aus den Flash-ADC Daten für jedes Pixel die detektierte Lichtmenge und dessen Ankunftszeit extrahiert. In Verbindung mit der Kenntnis der Lage der Schauerachse wird damit die mittlere Struktur von Čerenkov-Bildern systematisch als Funktion des Schauerabstands und der Schauerneigung relativ zur optischen Achse untersucht. Sowohl das mittlere Intensitätsprofil als auch das mittlere Zeitprofil werden erstmals experimentell bestimmt. Die starke Emission von γ-Quanten des Aktiven Galaktischen Kerns Mkn 501 ermöglicht zusätzlich eine Untersuchung der Eigenschaften von γ-Schauern. Zur Beschreibung des Zeitprofils wurde ein geometrisches Modell entwickelt. Die gemessenen Zeitprofile der γ-Schauer werden damit sehr gut beschrieben, während die der hadronischen Schauer nur qualitativ übereinstimmen.

Die Supernova-Überreste G78.2+2.1 und IC 443 wurden mit dem Čerenkov-Teleskopsystem beobachtet, um der Frage nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung nachzugehen. Von diesen Objekten wird die Emission von TeV-γ-Strahlung erwartet, die als Sekundärprodukt durch Wechselwirkung der beschleunigten hadronischen Strahlung mit dem umgebenden Medium durch π_0-Produktion entsteht. Der satellitengebundene Detektor EGRET konnte γ-Quanten im Energiebereich von 30 MeV bis 1 GeV aus Richtung beider Supernova-Überreste nachweisen. Aufgrund einer hohen Umgebungsdichte n wird von diesen Objekten ein überdurchschnittlich hoher Fluß im TeV-Bereich erwartet. Eine Detektion mit dem Čerenkov-Teleskopsystem im TeV-Bereich erschien daher als wahrscheinlich. Diese Objekte weisen eine Ausdehnung von $\approx 1°$ auf. Die Vorteile der Stereoskopie, wie z.B. eine Winkelauflösung von $<0.1°$, können daher bei der Analyse der Beobachtungsdaten voll ausgeschöpft werden. Die Objekte wurden bei der Datenanalyse zum einen als ausgedehnte Quellen behandelt, zum anderen wurden sie nach Punktquellen in deren Inneren untersucht.
Um die Sensitivität auf schwache γ-Quellen zu erhöhen, wurden Schnitte aufgrund der Form der Bilder und der Richtung des Primärteilchens durchgeführt. Die Schnitte wurden anhand von Monte Carlo Simulationen optimiert. Mit Hilfe von Beobachtungsdaten des Krebsnebels, der als die Standardkerze im TeV-Bereich gilt, wurden die Effektivität der Schnitte an Meßdaten verifiziert. Innerhalb der statistischen Fehler ergab sich dabei eine sehr gute Übereinstimmung.
Die Anwendung der Schnitte auf die Beobachtungsdaten von G78.2+2.1 und IC 443 führte zu keiner signifikanten Detektion von TeV-γ-Quanten aus Richtung dieser Objekte. Daher wurden obere Grenzen für den integralen Fluß oberhalb von 0.8 TeV berechnet. Dazu wurden die Objekte als ausgedehnte Quellen Φ_L^{vol}(E>0.8 TeV) behandelt, und nach Punktquellen im gesamten Supernova-Überrest Φ_L^{p}(E>0.8 TeV) bzw. innerhalb des von EGRET angegebenen Fehlerkreises $\Phi_L^{p,egret}$(E>0.8 TeV) abgesucht. Darüberhinaus wurde im Falle von G78.2+2.1 eine obere Fluß-

$[\frac{\gamma}{\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s}}]$	Φ_L^{vol}(E>0.8 TeV)	Φ_L^{p}(E>0.8 TeV)	$\Phi_L^{p,egret}$(E>0.8 TeV)
G78.2+2.1	$5 \cdot 10^{-12}$	$2.4 \cdot 10^{-12}$	$1.7 \cdot 10^{-12}$
IC 443	$6 \cdot 10^{-12}$	$4.0 \cdot 10^{-12}$	$2.9 \cdot 10^{-12}$
Congs Cloud in G78.2+2.1	$2.6 \cdot 10^{-12}$	-	-

grenze aus Richtung von *Congs Cloud* bestimmt. Dabei handelt es sich um eine Molekülwolke hoher Dichte und einer radialen Ausdehnung von $\approx 0.2°$. Die Wechselwirkung dieser Wolke mit dem Supernova-Überrest wird zwar vermutet, ist aber nicht zweifelsfrei nachgewiesen.
Der erwartete Fluß ist u.a. von äußeren Parametern abhängig, die nicht direkt in die Theorie der Beschleunigung kosmischer Strahlung in Supernova-Überresten eingehen. Dabei handelt es sich um die Dichte des umgebenden Mediums n, den Abstand d des Objekts und die Explosionsenergie E_{sn}. Alle diese Parameter sind aus anderen Messungen nur innerhalb einer Unsicherheit von mindestens einem Faktor zwei bekannt. Die oberen Flußgrenzen liefern daher

starke Einschränkungen dieser Parameter, stehen aber nicht im Widerspruch zur Theorie der Beschleunigung kosmischer Strahlung in Supernova-Überresten selbst. Genauere Messungen dieser Parameter könnten daher einen wichtigen Beitrag zur Interpretation der erhaltenen Ergebnisse leisten.
Aus Richtung der Molekülwolke *Congs Cloud* würde man im Falle einer Kollision mit dem Supernova-Überrest G78.2+2.1 einen Fluß erwarten, der auch bei ungünstiger Wahl der Parameter um einen Faktor 3.4 bis 10 höher ist, als die berechnete obere Flußgrenze. Unter der Annahme der Gültigkeit der Theorie ist daher eine Kollision praktisch auszuschließen.
Die obere Flußgrenze einer Punktquelle innerhalb des von EGRET angegebenen Fehlerkreises $\Phi_L^{p,egret}$(E>0.8 TeV) liegt deutlich unter der Extrapolation des Energiespektrums von einem GeV zu 0.8 TeV. Daher muß sich das Energiespektrum dieser Quelle in diesem Bereich wesentlich steiler fortsetzen, als dies im Energiebereich von EGRET der Fall ist.
Die erstmalige stereoskopische Beobachtung von Luftschauern mit einem System von abbildenden Čerenkov-Teleskopen brachte eine entscheidende Erweiterung der experimentellen Möglichkeiten zur Beobachtung von hochenergetischen γ-Quanten. Weitere etablierte Arbeitsgruppen, ließen sich von dieser Idee inspirieren. Mittlerweile sind mehrere Projekte vorgeschlagen, die ebenfalls den Bau eines stereoskopischen Systems von Čerenkov-Teleskopen anstreben. Dies ist Beweis genug für den entscheidenden Durchbruch der Stereoskopie als die zukunftsweisende Technik zur Erforschung des nicht-thermischen Universums.

Literaturverzeichnis

[ADV 94] **F.A. Aharonian, L.O'C. Drury, H.J. Völk**
GeV/TeV gamma-ray emission from dense molecular clouds overtaken by supernova shells
Astronomy & Astrophysics, 285, 645 (1994)

[Aharonian 93] **F.A. Aharonian**
Procs. 'Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector II', Calgary (1993)

[Aharonian 97] **F.A. Aharonian et al.**
Measurement of the flux, spectrum, and variability of TeV γ-rays from Mkn 501 during a state of high activity
Astronomy & Astrophysics, 327, 5 (1997)

[Allkofer 75] **O. C. Allkofer**
Introduction to Cosmic Radiation
Verlag Karl Thiemig, München (1975)

[Allen 95] **G.E. Allen et al.**
A Search for Ultra-High-Energy Gamma-Ray Emission from Five Supernova-Remnants
ApJ 448, L25 1995

[Allen 97] **G.E. Allen et al.**
Evidence of X-ray Synchrotron Emission from Electrons Accelerated to 40 TeV in the Supernova Remnant Cassiopeia A
ApJ 487,L97 1997

[Auger 96] **Auger Collaboration**
Pierre Auger Project Design Report
Auger Collaboration (1995)

[Axford 77] **W.I. Axford**
Proc. 15th ICRC Plovdiv,11, 132 (1981)

[Axford 81] **W.I. Axford**
Proc. 17th ICRC Paris (1981)

[Axford 82] **W.I. Axford**
The Structure of Cosmic Ray Shocks
Astronomy & Astrophysics, 111, 317 (1982)

[Baade 34] **W. Baade, F. Zwicky**
Phys. Rev. 45, 138

[Berezhko 97] **E.G Berezhko, H.J. Völk**
Kinetic theory of cosmic rays and gamma rays in supernova remnants. I. Uniform interstellar medium
Astroparticle Physics 7, 183 (1997)

[Bertsch 93] **D.L. Bertsch et al.**
Diffuse Gamma-Ray Emission in the Galactic Plane from Cosmic-Ray, Matter, and Photon Interactions
ApJ 416, 587 (1993)

[Bernlöhr 94] **K. Bernlöhr**
Private Mitteilung

[Blandford 82] **R. Blandford, L.L. Cowie**
Radio Emission from Supernova Remnants in a cloudy Interstellar Medium
ApJ 260, 625 (1982)

[Blandford 87] **R. Blandford, D. Eichler**
Particle acceleration at astrophysical shocks : A theory of cosmic ray oigin
Physics Reports 154, 1 (1987)

[Bogdan 83] **T.J. Bogdan, H.J. Völk**
Onion-shell model of cosmic ray acceleration in supernova remnants
Astronomy & Astrophysics, 122, 129 (1983)

[Borione 95] **A. Borione et al.**
Search for Ultra High Energy Gamma Rays from Supernova Remnants
Proc. 24th ICRC Rome, 2, 439 (1995)

[Bose 85] **N.K. Bose**
Digital Filters : Theory and Applications
North-Holland (1985)

[Bulian 97] **N. Bulian et al.**
Characteristics of the Multi-Telescope Coincidence Trigger of the HEGRA IACT System
Eingereicht bei Astroparticle Physics (1997)

[Burton 90] **M.G. Burton et al.**
Shocked [O I] Micron Line Emission from the Supernova Remnant IC 443
ApJ, 355, 197, (1990)

[Campbell 81] **M.F. Campbell et al.**
An Extended Far-Infrared Emission Complex at IC 1318b and IC 1318c
ApJ, 247, 530 (1981)

[Carter 97] **D.A. Carter-Lewis et al.**
Spectrum of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula
Proc. 25th ICRC Durban, 3, 161 (1997)

[CELESTE] **CELESTE**
Čerenkov Low Energy Sampling & Timing Experiment
CELESTE experimental proposal (1996)

[Cesarsky 81] **C.J. Cesarsky, P.O. Lagage**
Proc. 17th ICRC Paris, 2, 335 (1981)

[Claussen 97] **M.J. Claussen, D.A. Frail, W.M. Goss**
High Angular Resolution Polarization Observations of the 1720 MHz OH Line toward the Three Supernova Remnants W 28, W 44, and IC 443
ApJ, 489, 143 (1997)

[Condon 95] **J.J. Condon et al.**
A 4.85 GHz Sky Survay. III. Epoch 1986 and Combined (1986 + 1987) Maps Covering $0° < \delta < 75°$
The Astronomical Journal, 107, 1829 (1995)

[Cong 77] **H.I. Cong**
Ph.D. thesis
Colombia University (1977)

[Daum 97] **A. Daum et al.**
First Results on the Performance of the HEGRA IACT Array
Astroparticle Physics(8), 1-2, 1 (1997)

[DAV 94] **L.O'C. Drury, F.A. Aharonian, H.J. Völk**
The gamma-ray visibility of supernova remnants, A test of cosmic ray origin
Astronomy & Astrophysics, 287, 959 (1994)

[Davis 57] **J.M. Davis, E.S. Cotton**
Journal of Solar Energy, 1, No. 2 and 3, 16-22 (1957)

[DeNoyer 77] **L.K. DeNoyer**
Neutral Hydrogen associated with Supernova Remnants
ApJ, 212, 416, (1977)

[DeNoyer 79a] **L.K. DeNoyer**
Shocked OH within a Supernova Remnnant
ApJ, 228, L41, (1979)

[DeNoyer 79b] **L.K. DeNoyer**
Discovery of Shocked CO within a Supernova Remnant
ApJ, 232, L165, (1979)

[DeNoyer 81] **L.K. DeNoyer, M.A. Frerking**
Some new Results on Shock Chemistry in IC 443
ApJ, 246, L37, (1981)

[Dickman 92] **R.L. Dickman et al.**
Structure and Kinematics of Dense Gas Associated with the Supernova Remnant IC 443
ApJ, 400, 203, (1992)

[Dingus 95] **B.L. Dingus**
The GeV Sky: Observations of EGRET on the Compton Gamma Ray Observatory
Procs. 'Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV', Padova (1995)

[Dishoeck 93] **E.F. van Dishoeck, D.J. Jansen, T.G. Philips**
Submillimeter observations of the shocked molecular gas associated with the supernova remnant IC 443
Astronomy & Astrophysics, 279, 541, (1993)

[Dorfi 90] **E.A. Dorfi**
Evolution of supernova remnants including particle acceleration
Astronomy & Astrophysics, 234, 419 (1990)

[Dorfi 91] **E.A. Dorfi**
Gamma rays and cosmic rays in supernova remnants with radiative cooling
Astronomy & Astrophysics, 251, 597 (1991)

[Downes 66] **D. Downes, R. Rinehart**
Microwave Observations of the Cygnus X Region
ApJ, 144, 937, (1966)

[Drury 81] **L.O'C. Drury, H.J. Völk**
Hydromagnetic shock structure in the presence of cosmic rays
ApJ, 248, 344 (1981)

[Drury 83] **L.O'C. Drury**
An introduction to the theory of diffuse shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas
Rep. Prog. Phys. 46, 973 (1983)

[Drury 89] **L.O'C. Drury, W. Markiewicz, H.J. Völk**
Simplified models for the evolution of supernova remnants including particle acceleration
Astronomy & Astrophysics, 225, 179 (1989)

[Esposito 96] **J.A. Esposito et al.**
EGRET observations of radio-bright supernova remnants
ApJ, 461, 820 (1996)

[Fermi 49] **E. Fermi**
On the Origin of the Cosmic Radiation
Physical Review 75, 8 (1949)

[Fesen 84] **R.A. Fesen**
The Nature of the Filaments Northeast of the Supernova Remnant IC 443
ApJ, 281, 658, (1984)

[Fraß 97a] **A. Fraß**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1997)

[Fraß 97b] **A. Fraß et al.**
Calibration of the Sensitivity of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes using a reference light source
Astroparticle Physics(8), 1-2, 91 (1997)

[Gadomski 92] **S. Gadomski et al.**
The deconvolution method of fast pulse shaping at hadron colliders
Nuclear Instruments and Methods, 320, 217 (1992)

[Gaisser 90] **T.K. Gaisser**
Cosmic Rays and Particle Physics
Cambridge University press, (1990)

[Ginzburg 81] **V.L. Ginzburg, V.S. Ptuskin**
Proc. 17th ICRC Paris, 2, 336 (1981)

[GLAST] **GLAST Facility Science Team**
Gamma-ray Large Area Space Telescope : Quest for the Ultimate Sources of Energy in the Universe
GLAST Brochure, NASA/Goddard Space Flight Center (1998)

[Heitler 44] **W. Heitler**
Quantum Theory of Radiation
Oxford, (1944)

[Helene 83] **O. Helene**
Upper limit on peak area
Nuclear Instruments and Methods, 212, 319 (1983)

[Hemberger 98] **M. Hemberger**
Dissertation in Arbeit am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg (1998)

[Hermann 95] **G. Hermann**
Preprint MPI H-V36-1995 Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (1995)

[Hermann 96] **G. Hermann**
Dissertation am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg (1996)

[HESS] **F.A. Aharonian et al.**
HESS (High Energy Stereoscopic System)
Letter of Intend (1997)

[Heß 95] **M. Heß**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1995)

[Heß 97] **M. Heß for the HEGRA collaboration**
Search for TeV gamma-ray emission from supernova remnants
Proc. 25th ICRC Durban, 3, 229 (1997)

[Heusler 96] **A. Heusler, C.A. Wiedner**
Early Observations of the SNR region G78.2+2.1 with the HEGRA CT's in 1993-1995
Internes Memo, MPI-Kernphysik, Heidelberg (1996)

[Higgs 77] **L.A. Higgs, T.L. Landecker, R.S. Roger**
The true extent of the γ Cygni supernova remnant
The Astronomical Journal, 82, 718 (1977)

[Higgs 82] **L.A. Higgs, T.L. Landecker, R.S. Roger**
CO Observations of the Supernova Remnant G78.2+2.1
The Astronomical Journal, 88, 97 (1982)

[Hillas 85] **A. M. Hillas**
Proc. 19th ICRC La Jolla, 3, 445 (1985)

[Hunter 97] **S.D. Hunter et al.**
EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic

Plane
ApJ, 481, 205 (1997)

[Jackson 82] **J.D. Jackson**
Klassische Elektrodynamik
Berlin; New York: deGruyter (1982)

[Jelley 58] **J.V. Jelley**
ČerenkovRadiation
Pergamon Press, London, New York, Paris, Los Angeles (1958)

[Keohane 97] **J.W Keohane et al.**
A Possible Site of Cosmic Ray Acceleration in the Supernova Remnant IC 443
ApJ, 484, 350 (1997)

[Kerrick 95] **A.D. Kerrick et al.**
Upper Limits on TeV Gamma-Ray Emission from Active Galactic Nuclei
ApJ, 452, 588 (1995)

[Kirk 94] **J.G. Kirk**
Particle Acceleration
Lecture notes, Les Diablerets (1994)

[Koch 95] **H.P. Koch, I. Börjes**
La Palma
Michael Müller Verlag, 2. Auflage (1995)

[Köhler 96] **C. Köhler et al.**
Trigger conditions and effective areas of air Cherenkov telescopes
Astroparticle Physics 6,77 (1996)

[Kohnle 95] **A. Kohnle**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1995)

[Kohnle 96] **A. Kohnle et al.**
Stereoscopic imaging of air showers with the first two HEGRA Cherenkov telescopes
Astroparticle Physics, 5, 119 (1996)

[Konopelko 92] **A. Konopelko et al.**
Preprint FIAN N 6 (1992)

[Konopelko 96] **A. Konopelko et al.**
Detection of γ-Rays above 1 TeV from the Crab Nebula
Astroparticle Physics, 4, 199 (1996)

[Lagage 83] **P.O. Lagage, C.J. Cesarsky**
The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks
Astronomy & Astrophysics, 125, 249 (1983)

[Lampeitl 97] **H. Lampeitl**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1997)

[Landecker 80] **T.L. Landecker, R.S. Roger, L.A. Higgs**
Atomic hydrogen in a field in Cygnus X containing the supernova remnant G78.2+2.1
Astronomy & Astrophysics Supp., 39, 133 (1980)

[Lasker 90] **B.M. Lasker et al.**
The Guide Star Catalog. I. Astronomical Foundations and Image Processing
The Astronomical Journal, 99, 2019 (1990)

[Lessard 97] **R.W. Lessard et al.**
Constraints on cosmic-ray origin theories from TeV gamma-ray observations
Proc. 25th ICRC Durban, 3, 233 (1997)

[Lewis 93] **D. Lewis et al.**
Energy Spectra from Cherenkov Telescopes : Application to the Crab Nebula
Proc. 23th ICRC Calgary (1993)

[Lorenz 94] **E. Lorenz, R. Mirzoyan**
Preprint MPI-PhE/94-35 , MPI für Physik, München (1994)

[MAGIC] **E. Lorenz et al.**
The MAGIC Telescope Project
Max Planck Institut für Physik, München (1997)

[Mastichiadis 96] **A. Mastichiadis**
On the high energy non-thermal emission from shell-type supernova remnants
Astronomy & Astrophysics, 305, L53 (1996)

[Mattheus 95] **R. Mattheus**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1995)

[Mirzoyan 94] **R. Mirzoyan et al.**
The First Telescope of the HEGRA Air Cherenkov Imaging Telescope Array
Nuclear Instruments and Methods, 351, 513 (1994)

[Mufson 86] **S.L. Mufson et al.**
A Multiwavelength Investigation of the Supernova Remnant IC 443
The Astronomical Journal, 92, 6, (1986)

[Naito 94] **T. Naito, F. Takahara**
High energy gamma-ray emission from supernova remnants
J. Phys. G: Nuclear and Particle Physics, 20, 477 (1994)

[Petre 88] **R. Petre et al.**
A Comprehensive Study of the X-Ray Structure and Spectrum of IC 443
ApJ, 335, 215, (1988)

[Petry 96] **D. Petry et al.**
Detection of VHE γ-Rays from Mkn 421 with HEGRA Cherenkov Telescopes
Astronomy & Astrophysics, 311, L13, (1996)

[Philips 94] **Philips**
Photomultiplier tubes - principles & applications
Philips (1994)

[Plyasch. 88] **A. Plyascheschnikow et al.**
Preprint FIAN N 92 (1988)

[Pollock 85a] **A.M.T. Pollock et al.**
COS-B gamma-ray sources and interstellar gas in the first galactic quadrant
Astronomy & Astrophysics, 146, 352 (1985)

[Pollock 85b] **A.M.T. Pollock**
The probable identification of two COS-B γ-ray sources with molecular clouds compressed by supernova remnants
Astronomy & Astrophysics, 150, 339 (1985)

[Prosch 96] **C. Prosch et al.**
A search for gamma-rays from potential galactic sources for energies above 20 TeV with the HEGRA scintillator and Airobicc arrays
Astronomy & Astrophysics, 314, 275 (1996)

[Prosch 97] **J. Prahl, C. Prosch for the HEGRA collaboration**
A search for gamma-rays from potential galactic sources for energies above 20 TeV with the HEGRA scintillator and Airobicc arrays
Proc. 25th ICRC Durban, 3, 217 (1997)

[Ptuskin 97] **V.S. Ptuskin et al.**
Transport of relativistic nucleons in a galactic wind driven by cosmic rays
Astronomy & Astrophysics, 321, 434 (1997)

[Pühlhofer 96] **G. Pühlhofer**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1996)

[Pühlhofer 97a] **G. Pühlhofer et al.**
Locating TeV Gamma-Ray Sources with Sub-Arcminute Precision: the Pointing Calibration of the HEGRA System of Imaging Cherenkov Telescopes
Astroparticle Physics(8), 1-2, 101 (1997)

[Pühlhofer 97b] **G. Pühlhofer**
Private Mitteilung

[Punch 92] **M. Punch et al**
Detection of TeV photons from the active galaxy Markarian 421
Nature, 358, 477 (1992)

[Resvanis 96] **L.K. Resvanis**
High Energy Neutrino Telescopes
Nuclear Physics B, Proc. Supp., 425 (1996)

[Roedel 92] **W. Rödel**
Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre
Springer Verlag (1992)

[Schönfelder 92] **V. Schönfelder**
Spektakuläre erste Ergebnisse des Compton-Observatoriums GRO
Physikalische Blätter, 11, 919 (1992)

[Sedov 59] **L.I. Sedov**
Similarity and Dimensional Methods in Mechanics
Academic Press, New York (1959)

[STACEE] **R.A. Ong, C.E. Covault**
The STACEE Project
Procs. 'Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector II', South Africa (1997)

[Sturner 95] **S.J. Sturner, C.D. Dermer**
Association of unidentified, low latitude sources with supernova remnants
Astronomy & Astrophysics, 293, L17 (1995)

[Swordy 90] **S.P. Swordy et al**
Relative abundances of secondary and primary cosmic rays at high energies
ApJ, 349, 625 (1990)

[Taylor 50] **G.I. Taylor**
Proc. Roy. Soc. A201, 159

[Ulrich 96] **M. Ulrich**
Dissertation am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg (1996)

[Ulrich 97] **M. Ulrich et al.**
An improved technique of image analysis for IACTs and IACT Systems
Eingeeicht bei Astroparticle Physics (1997)

[VERITAS] **T.C. Weekes et al.**
VERITAS Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System
Letter of Intend (1997)

[Völk 97] **H. J. Völk**
Particle Acceleration and Gamma-Ray Production in Shell Remnants
Procs. 'Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector II', South Africa (1997)

[Weekes 89] **T.C. Weekes et al.**
Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cherenkov Imaging Technique
ApJ, 342, 379 (1989)

[Weekes 92] **T.C. Weekes**
TeV Radiation from Galactic Sources
Space Science Review, 59, 315 (1992)

[Wiebel 94] **B. Wiebel**
Chemical composition in high energy cosmic rays
Fachbereich Physik BUGH, (1994)

[Wright 81] **A.G. Wright**
Determination of the multiplier gain of a photomultiplier
J. Phys. E, 14, 851 (1981)

Danke !!

An erster Stelle möchte ich meinen Eltern danken, ohne deren uneingeschränkte Unterstützung das Studium und die Doktorarbeit nicht möglich gewesen wäre.

Dem Direktorium des Max–Planck–Instituts für Kernphysik gilt mein Dank dafür, daß ich meine Arbeit an diesem Institut durchführen konnte.

Herrn Prof. Dr. W. Hofmann danke ich für die interessante Aufgabenstellung und seine Betreuung während der Durchführung der Arbeit.

Allen Mitgliedern der CT–Gruppe gilt mein Dank für die gute Arbeitsatmosphäre, Zusammenarbeit und Hilfsbereitschaft während der letzten Jahre.

Den Mitarbeitern der mechanischen Werkstätten, vor allem H. Fuchs, B. Braun, G. Kober und W. Korgel danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Entwicklung und dem Aufbau der Teleskope auf La Palma.

N. Bulian und M. Stein danke ich für deren motiviertem Einsatz bei der Entwicklung der kompletten Auslese- und Triggerelektronik. Außerdem speziell Herrn Bulian für die konsequent freigehaltenen Sonntage auf La Palma (ein bißchen Urlaub muß schon sein ...).

Frau J. Suppanz danke ich für ihre stets vorhandene Hilfsbereitschaft, sowie Herrn A. Schwan für seine Unterstützung bei technischen Problemen.

Den Mitarbeitern des Labors, der Bibliothek und der Werkstätten danke ich für ihre Unterstützung.

Nicht zuletzt möchte ich Imke und meiner kleiner Tochter Annika für ihre Rücksichtnahme in der Endphase meiner Arbeit danken. Ganz besonders Annika für die unerwartet ruhigen Nächte.