Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Antje Kohnle
aus Ludwigshafen

Mai 1995

Rekonstruktion von Luftschauern aus Simultanbeobachtungen mit den zwei HEGRA-Cherenkovteleskopen

Die Diplomarbeit wurde von Antje Kohnle ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg

unter der Betreuung von
Herrn Prof. W. Hofmann

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Die kosmische Strahlung **2**

2.1 Das Spektrum der kosmischen Strahlung 2

2.2 Zusammensetzung der kosmischen Strahlung 3

2.3 Quellen der kosmischen Strahlung 4

2.3.1 Bisher nachgewiesene Quellen hochenergetischer Gammaquanten 5

2.3.2 Erzeugungsmechanismen für hochenergetische Gammastrahlung 6

2.3.3 Veränderung des Quellenspektrums der Gammaquanten bei der Propagation 7

3 Wechselwirkung der kosmischer Strahlung mit der Erdatmosphäre, Nachweistechniken der Hochenergieastronomie **9**

3.1 Luftschauer 9

3.1.1 Die elektromagnetische Kaskade 10

3.1.2 Simulation von Luftschauern 12

3.1.3 Ergebnisse der Luftschauersimulationen 13

3.2 Kurzer Überblick über die verschiedenen Nachweistechniken der Hochenergieastronomie 14

4 Die abbildende Cherenkovtechnik **16**

4.1 Eigenschaften des Cherenkovlichtes 16

4.2 Entstehung des Cherenkovlichtbildes in der Kamera 18

4.3 Beschreibung des Lichtbildes durch die Hillas Parameter 21

4.4 Korrelation zwischen Schauerentwicklung und Ellipsenparametern, Möglichkeit der Gamma-Hadron-Unterscheidung mit Hilfe der Bildparameter 24

4.5 3-dimensionale Schauerrekonstruktion 26

5 Das HEGRA Experiment **29**

5.1 Die HEGRA-Cherenkovteleskope 29

5.2 Vorteile eines Systems von Cherenkovteleskopen 31

6 Vorarbeiten für eine Zwei-Teleskop-Analyse **33**

6.1 Aufsuchen der koinzidenten Ereignisse 33

6.2 Definition der Koordinatensysteme für die Schauerrekonstruktion 33

6.3 Ermittelung der Ausrichtungsfehler der Teleskope 35

7 Ereignisauswahl und Bestimmung der Bildparameter **37**

7.1 Die ON-OFF Methode 37

7.2 Bildfilterung: Pedestalabzug und Verstärkungsausgleich 39

7.3 Unterdrückung des Rauschens 41

7.4 Vergleich der Bildparameterverteilungen beider Teleskope 42

7.5 Kriterien für gutrekonstruierte Bild- und Schauerparameter 43

7.5.1 Auswirkungen des Kamerarandes auf die Bestimmung der Bildparameter 45

8 Stereoskopische Analyse von koinzidenten Ereignissen **46**

8.1 Informationen, die in den Bildschwerpunkten enthalten sind 46

8.2 Verwendung der Schwerpunkts- und der Richtungsinformation 51

8.2.1 Schauerneigung 51

8.2.2 Schauerauftreffpunkte 53

8.2.3 Korrelationen zwischen Bild- und Schauerparameter 55

8.3 Zeitinformation 58

8.3.1 Bestimmung der Schauerneigung mit der TDC Information 58

8.3.2 Vergleich der TDC-Information mit der aus der Bildinformation rekonstruierten Schauerneigungen 60

8.4 Auflösung der Bild- und Schauerparameter 61

8.4.1 Auflösung der Bildschwerpunkte aus den Daten 64

8.4.2 Auflösung ausgehend von Monte Carlo Schauersimulationen 66

9 Analyse der Krebsnebeldaten von 1994 **67**

9.1 Der Krebsnebel 67

9.2 Analysemethodik und Ergebnisse 68

10 Zusammenfassung **79**

1 Einleitung

Die Hochenergieastrophysik beschäftigt sich mit der sogenannten kosmischen Strahlung, ein Fluß extraterrestrischer Teilchen, die mit Energien ab einigen MeV bis zu höchsten gemessenen Energien von 10^{20} eV von allen Richtungen des Weltalls kommend auf die Erde treffen. Die Gammaastronomie untersucht speziell die Photonenkomponente dieser Strahlung. Die Photonen behalten im Gegensatz zu den geladenen Teilchen, die durch die irregulären Magnetfelder des interstellaren Mediums abgelenkt werden, ihre Richtungsinformation bei und zeigen somit auf den Ort ihrer Entstehung. Dies ist wichtig zur Identifikation der Quellen der hochenergetischen Gammaquanten, hängt also eng zusammen mit der Frage nach den Entstehungsorten der kosmischen Strahlung und den Mechanismen, die Teilchen auf hohe Energien beschleunigen können.

Da die Atmosphäre für hochenergetische Gammaquanten undurchlässig ist, weist man diese entweder direkt mit Ballon- bzw. Satellitenexperimenten oberhalb der Erdatmosphäre nach, oder man untersucht die Sekundärteilchen, die bei der Wechselwirkung mit der Atmosphäre entstehen. Da der Gammafluß mit steigender Gammaenergie sehr stark abfällt, ist der direkte Nachweis bislang nur bis etwa 30 GeV gelungen (das Experiment EGRET auf dem CGRO-Satelliten). Im Bereich um 1 TeV hat sich die abbildende atmosphärische Cherenkovtechnik in den letzten Jahren als sehr erfolgreiche Methode für die Suche nach Quellen der Gammaemission hervorgetan.

Das HEGRA (High Energy Gamma Ray Astronomy) Experiment auf dem Roque de los Muchachos auf der kanarischen Insel La Palma in 2200 m Höhe besteht aus einer Vielzahl verschiedener Detektoren zur Messung von Luftschauern. Momentan befindet sich ein System von fünf abbildenden Cherenkovteleskopen im Aufbau, 1994 waren zwei Teleskope in Betrieb. Im Rahmen dieser Arbeit werden Luftschauer untersucht, dessen Cherenkovlicht koinzident, d.h. simultan mit diesen zwei HEGRA Cherenkovteleskopen gesehen wurden. Es werden Vorarbeiten für eine Zwei-Teleskop-Analyse beschrieben und die Information untersucht, die durch die dreidimensionale Schauerrekonstruktion gewonnen wird. Erst mit zwei Teleskopen ist diese vollständige Schauerrekonstruktion möglich. Für diese technischen Untersuchungen wurden Daten aus dem Jahre 1994 verwendet, bei denen beide Teleskope auf den Krebsnebel bzw. die aktiven Galaxie Mrk 421 ausgerichtet waren. Abschließend werden koinzidente Daten auf einen Gammafluß hingehend untersucht und es wird gezeigt, daß die rekonstruierte Schauerrichtung als Unterscheidungskriterium zwischen Gamma- und Hadronschauer dienen kann.

Diese Arbeit ist folgerdermaßen gegliedert: Zunächst wird in Kapitel 2 eine kurze Einleitung in die kosmische Strahlung gegeben. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Entwicklung von Luftschauern in der Atmosphäre. Es werden verschiedene Nachweistechniken der Hochenergieastronomie beschrieben. In Kapitel 4 wird speziell auf die abbildende atmosphärische Cherenkovtechnik eingegangen. Es wird beschrieben, wie das Bild ensteht, wie mit mehreren Teleskopen eine dreidimensionale Schauerrekonstruktion möglich ist und wie man aufgrund der Bildinformation zwischen Gammaquanten und Hadronen unterscheiden kann. Anschließend wird in Kapitel 5 das HEGRA-Experiment beschrieben, insbesondere die beiden Cherenkovteleskope, wie sie

1994 in Betrieb waren. Es werden die Vorteile eines Systems von Teleskopen gegenüber einem Einzelteleskop aufgelistet. In Kapitel 6 wird untersucht, welche Vorarbeiten für eine Mehrteleskopanalyse notwendig sind und es werden die im Folgenden verwendeten Koordinatensysteme eingeführt. In Kapitel 7 wird die Bildfilterung beschrieben, bei der das Rauschen weggeschnitten wird und unterschiedliche Verstärkungsfaktoren ausgeglichen werden. Die Einzelbildverteilungen der beiden Teleskope werden verglichen und Kriterien für gutrekonstruierte Bilder angegeben. In Kapitel 8 werden die koinzidenten (d.h. mit 2 Teleskopen gleichzeitig erfaßten) Luftschauerdaten untersucht. Aus der Korrelation zweier Bilder lassen sich Schauerhöhen ermitteln. Die Schauerrichtungs- und Auftreffpunktsverteilungen und Korrelationen zwischen diesen Größen werden diskutiert. Außerdem wird eine hauptsächlich aus Simulationen gewonne Fehlerabschätzung zu den rekonstruierten Größen angegeben. Anschließend wird in Kapitel 9 ausgehend von der rekonstruierten Schauerrichtung nach einem möglichen Überschuß an Luftschauern aus der Richtung des Krebsnebels gesucht.

2 Die kosmische Strahlung

Daß die stets vorhandene Ionisation der Luft nicht nur von irdischer Radioaktivität stammt, sondern von Teilchen, die von außen in die Erdatmosphäre eindringen, wurde 1912 von Viktor Hess [1] bei einer Ballonfahrt entdeckt. Er stellte fest, daß sich Elektroskope in einer Höhe von 15000 Fuß viermal schneller entladen als am Erdboden. Die kosmische Strahlung wurde in der Folgezeit durch eine Vielzahl von Experimenten untersucht, die Koinzidenzen von Geiger-Müller Zählrohren, photographische Emulsionen bzw. Blasenkammern zusammen mit verschiedenen Absorbermaterialien verwendeten. Zusammen mit der Entdeckung neuer Teilchen wie dem Positron, den Müonen, Pionen, Kaonen und Hyperonen wie Λ und Σ wurden auch die relevanten Wechselwirkungsprozesse wie Paarerzeugung, Bremsstrahlung (Theorie von Bethe und Heitler), aber auch die Unterscheidung zwischen stark und schwach wechselwirkenden Teilchen, untersucht. Durch Ballonexperimente wurden Teilchenhäufigkeiten in Abhängigkeit von der Höhe über dem Erdboden bestimmt. Dadurch wurde klar, daß keine Primärteilchen am Erdboden ankommen, sondern nur Sekundärteilchen, die bei Wechselwirkungsprozessen mit der Erdatmosphäre erzeugt werden. Die meisten Primärteilchen sind Protonen, es gibt einen geringen Anteil schwererer Kerne.

2.1 Das Spektrum der kosmischen Strahlung

Abb. 1 zeigt den über alle Teilchen integrierten Fluß der kosmischen Strahlung in Abhängigkeit von der Energie E (aus [2]). Der Teilchenfluß ist mit $E^{2.75}$ multipliziert, die Auftragung ist doppeltlogarithmisch.

Man sieht, daß der Bereich von 10^{11} bis 10^{14} eV recht gut durch ein Potenzgesetz der Form $N(E)dE = AE^{-\Gamma}dE$ mit differentiellem spektralem Index $\Gamma = 2.67 \pm 0.02$ beschrieben wird. Von 10^{16} bis 10^{19} eV ist das Spektrum wiederum durch ein Potenzgesetz beschreibbar, aber mit $\Gamma = 3.2$. Der Bereich zwischen 10^{15} und 10^{16} eV, wo evtl. ein Überschuß gegenüber den

Abbildung 1: Das über alle Teilchen aufsummierte Spektrum der kosmischen Strahlung.

extrapolierten Potenzgesetzen zu sehen ist, wird häufig als Knie bezeichnet. Bei den höchsten Energien oberhalb 10^{19} eV vermutet man ein Abflachen des Spektrums, dies ist aber bislang wegen geringer Statistik nicht signifikant. Oberhalb von 10^{20} eV wurden bislang 3 Ereignisse veröffentlicht. Das steile Potenzgesetz äußert sich in den zu erwartenden Raten: Während bei 1 TeV der Fluß noch 0.25 $s^{-1}m^{-2}str^{-1}$ beträgt, ist er bei 1 EeV (10^{15} eV) bereits auf $0.2 \cdot 10^{-8}$ $s^{-1}m^{-2}str^{-1}$ gesunken.

2.2 Zusammensetzung der kosmischen Strahlung

Die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung liefert wichtige Hinweise auf ihre Enstehungsorte und auf die Ausbreitung im interstellarem Medium (ISM). Im GeV bis TeV Bereich ist die Zusammensetzung direkt (d.h. durch Messung des Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ und der kinetischen Energie E_{kin}) mit Satellitenexperimenten gemessen worden: grob besteht die kosmische Strahlung zu 98% aus Nukleonen und zu 2% aus Elektronen, wobei die Nukleonen zu 87% aus Protonen und zu 12% aus Helium bestehen. Messungen von JACEE im Bereich von 1-1000 TeV belegen, daß die schweren Komponenten mit steigender Energie häufiger werden

[3]. Die Gammakomponente macht nur 1 Promille der gesamten Strahlung aus. Das Elektronenspektrum ist wesentlich steiler als das Gesamtspektrum ($\Gamma = 3.3$), was damit zusammenhängt, daß Elektronen durch Wechselwirkungsprozeße wie Bremsstrahlung, Synchrotronstrahlung und inverse Comptonstreuung sehr effektiv ihre Energie verlieren.

Die Elementenhäufigkeiten ähneln stark den solaren Häufigkeiten, bis auf einen Überschuß von Lithium, Beryllium, Bor und den Elementen unterhalb von Eisen. Dies kann jedoch sehr gut durch die Spallation der häufigen Kerne wie Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff und Eisen bei der Propagation im ISM erklärt werden. Dabei kommt es zu einer Anreicherung der Elemente, die im Periodensystem direkt unterhalb von Kohlenstoff bzw. Eisen stehen. Ein Überschuß von Wasserstoff und Helium ist hingegen noch nicht geklärt. Wenn man die Dichte des interstellaren Mediums und die Wirkungsquerschnitte für Proton-Kern Stösse zugrundelegt, kann man eine mittlere freie Weglänge der kosmischen Strahlung ausrechnen, die für Energien um 1 TeV im Bereich von 1000 kpc liegt. Die kosmische Strahlung ist in diesem Energiebereich also galaktischen Ursprungs. Die Teilchenflüsse der Spallationsprodukte fallen schneller mit der Energie ab als die anderer Kerne, dies deutet darauf hin, daß höherenergetische Teilchen schneller aus der Galaxis herausdiffundieren. Bei den höchsten Energien sind die Teilchen vermutlich extragalaktischen Ursprungs, da die Gyroradien dieser Teilchen im galaktischen Magnetfeld vergleichbar mit der Größe der Galaxis sind.

2.3 Quellen der kosmischen Strahlung

Geladene Teilchen werden durch galaktische und intergalaktische Magnetfelder abgelenkt, so daß ihre ursprüngliche Richtungsinformation verloren geht. Deshalb ist es notwendig, neutrale Teilchen für die Suche nach Quellen der kosmischen Strahlung zu verwenden. Grundsätzlich kommen hier Neutronen, Gammaquanten und Neutrinos in Frage.

Neutronen sind instabil mit der Halbwertszeit 886 s. Um die Scheibe unserer Galaxis ohne zu zerfallen durchqueren zu können, benötigen sie eine Energie

$$E = \frac{L}{v\tau} m_n c^2 \approx 3.5 \cdot 10^{18} eV$$

mit L als Durchmesser der Galaxis (30 kpc), τ als Halbwertszeit (888.6 s), v als Geschwindigkeit ($v \approx c$) und $m_n c^2$ als Ruheenergie des Neutrons (0.94 GeV). Aufgrund der mit wachsender Energie stark abfallenden Teilchenflüsse wäre der Nachweis von Neutronen mit diesen hohen Energien mühsam. Hinzu kommt, daß der Anteil der Neutronen an der kosmischen Strahlung gering ist.

Aufgrund ihrer schwachen Wechselwirkung mit Materie können Neutrinos den Ort ihrer Entstehung ohne Absorption verlassen und ohne Wechselwirkung mit dem ISM zur Erde gelangen. Die Neutrinoastronomie machte in den letzten Jahren große Fortschritte, bislang wurden Neutrinos von der Sonne und der Supernova 1987A nachgewiesen. Momentan sind große Unterwasserdetektoren im Bau, deren Ziel der Nachweis extragalaktischer hochenergetischer Neutrinos (z.B. von aktiven galaktischen Kernen, AGNs) ist.

Die Gammaastronomie untersucht die Photonenkomponente der kosmischen Strahlung, die nur grob 0.1% der Gesamtstrahlung ausmacht. Mit Satellitenexperimenten wurden eine Vielzahl von Objekten gefunden, die Gammastrahlung im GeV-Bereich emittieren. Mit der abbildenden atmosphärischen Cherenkovtechnik hat man in den letzten Jahren etliche Quellen im TeV-Bereich entdeckt (s. Abschnitt 2.3.1).

Bei den höchsten bisher nachgewiesenen Energien um 10^{20} eV ist es vielleicht möglich, auch mit geladenen Teilchen nach Quellen zu suchen. Die Ablenkung α eines Teilchens mit Ladung q und Impuls p, welches sich in einem Magnetfeld mit senkrechter Komponente $B_\perp$ bewegt ist

$$\alpha = \frac{q \int B_\perp dl}{p}$$

wobei über die Bahn des Teilchens integriert wird. Wenn das intergalaktische Magnetfeld nun genügend schwach ist, werden so hochenergetische geladene Teilchen nur wenig abgelenkt, ihre Richtungsinformation bleibt also erhalten. Um ein Gefühl für die Größenordungen zu bekommen, wäre für ein 10^{20} eV Teilchen, welches von einer Entfernung von $L = 50$ Mpc auf die Erde trifft, $\alpha = 2^0$ für $B = \frac{\alpha p}{qL} = 2.2\ \mu G$ und $\alpha = 1^0$ für $B = 0.1\ \mu G$. Typische Werte für das Magnetfeld in unserer Galaxis sind einige μG, für das intergalaktische Magnetfeld gibt es derzeit nur Obergrenzen, die im Bereich von 10^{-9} G liegen. Eine genauere Bestimmung von α muß berücksichtigen, daß die Propagation eines Teilchens im Magnetfeld ein diffusiver Prozeß ist, da die Kohärenzlänge des Magnetfeldes klein ist. Aufgrund der Wechselwirkung mit dem 2.7 K Photonenfeld ist die mittlere freie Weglänge für Protonen um 10^{20} eV auf 20-30 MPc begrenzt, so daß nur Quellen im Bereich unseres Superhaufens gesehen werden könnten.

2.3.1 Bisher nachgewiesene Quellen hochenergetischer Gammaquanten

Im Bereich um 1 GeV hat das Experiment EGRET auf dem Satelliten CGRO bislang eine Fülle von Quellen gefunden, die erst zum Teil mit bekannten Objekten identifiziert werden konnten. Der 1. EGRET-Katalog [13] umfaßt 5 Pulsare, über 35 aktive Galaxien (AGNs), die Große Magellansche Wolke, 1 Gamma Ray Burst und die Sonne bei solaren Flares. Der "hellste" Pulsar ist Vela mit einem Fluß von $7.8 \pm 1 \cdot 10^{-6}\ cm^{-2} s^{-1}$ oberhalb von 100 MeV. Die aktiven Galaxien gehören alle zur Gruppe der Blasare, die in dem einfachsten vereinheitlichtem Modell von aktiven Galaxien solche Objekte sind, deren Jets einen kleinen Winkel mit der Beobachtungsrichtung bilden.

Im TeV-Bereich wurden mit Hilfe der abbildenden Cherenkovtechnik in den letzten Jahren mehrere Gammaquellen am Himmel identifiziert und ihr Fluß bestimmt. Die bisher entdeckten Quellen sind Pulsare, AGNs, evtl. auch Röntgendoppelsterne. Der Krebsnebel wurde von der Whipple-Kollaboration als erste Gammaquelle am Himmel mit hoher Signifikanz gesehen [18] [19]. Die Beobachtungen wurden anschließend von mehreren Gruppen bestätigt. Der integrale Fluß, in [44] angegeben, liegt bei $8.8 \cdot 10^{-8}\ m^{-2} s^{-1}$ oberhalb von 1 TeV (s. auch Abschnitt 9.1). Die CANGAROO Gruppe berichtet von einem ungepulsten Signal der Signifikanz von 12

Standardabweichungen vom 102 ms Pulsar PSR1706-44 [7]. Der integrale Fluß oberhalb 1 TeV liegt bei $1 \cdot 10^{-7}\ m^{-2} s^{-1}$. Die kataklysmische Veränderliche AE Aquarii (ein Binärsystem aus einem weißen Zwerg und einem K-Stern) ist auf der Rotationsfrequenz des weißen Zwerges von 33s mit hoher Signifikanz gesehen worden [9] [10] [11].

Als erste extragalaktische Quelle wurde das BL Lac Objekt Mrk 421 von der Whipple-Kollaboration gesehen [6]. Der beobachtete integrale Fluß oberhalb 0.5 TeV lag bei 0.3 des Krebsnebelflusses. Im Mai 1994 wurde ein einige Wochen andauernder Flußanstieg beobachtet [8], der integrale Fluß im Maximum war vergleichbar mit dem des Krebsnebels.

2.3.2 Erzeugungsmechanismen für hochenergetische Gammastrahlung

Innerhalb einer Quelle werden Gammaquanten hoher Energie ($\geq 10^{12}$ eV) erzeugt. Folgende Mechanismen können dabei von Bedeutung sein:

- ausgehend von hochenergetischen Elektronen
  - Bremsstrahlung
  - inverse Comptonstreuung
  - Synchrotronstrahlung
- ausgehend von hochenergetischen Protonen
  - π^0-Produktion bei Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen
  - π^0-Produktion bei Nukleon-Photon Wechselwirkungen

Die Prozesse werden im Folgenden jeweils kurz behandelt.
Bremsstrahlung: Im Coulombfeld eines Kerns kann ein Elektron ein Photon emittieren. Das Spektrum der erzeugten Photonen ist proportional $\frac{1}{E_\gamma}$, d.h.niedrige Energien sind bevorzugt. Notwendig für die Wirksamkeit dieses Prozesses sind hohe Nukleonendichten.
Inverse Comptonstreuung: Ein Photon der Energie ϵ bewegt sich mit Energie $\gamma\epsilon$ im Ruhesytem eines relativistischen Elektrons mit Lorentzfaktor γ. In diesem Sytem ist die gestreute Energie des Photons maximal $\gamma\epsilon$, im Laborsytem ist die Energie des Photons maximal $\gamma^2\epsilon$. Das Photon erhält am meisten Energie, wenn $\gamma\epsilon \ll m_e c^2$ und der Streuwinkel 180^0 beträgt. Wenn man von einem Elektronenspektrum der Form $N(E_e) \propto E^{-\Gamma}$ ausgeht, fällt das resultierende Photonenspektrum mit $N(E_\gamma) \propto E^{-(\Gamma+1)/2}$ mit wachsender Energie weniger schnell ab. Notwendig für diesen Prozeß sind hohe Photonendichten.
Synchrotronstrahlung Wenn sich ein Elektron in einem Gebiet mit transversaler Magnetfeldkomponente bewegt, emittiert es ein Spektrum an Photonen mit maximaler Emission bei der Energie

$$E_{\gamma,max} = 5 \cdot 10^{-9} H_\perp \left(\frac{E_e}{m_e c^2}\right)^2$$

wobei $H_\perp$ das transversale Magnetfeld in Gauss bedeutet. Für die TeV-Beschleunigung sind hohe Magnetfelder, wie sie z.B. bei Neutronensternen (bis zu 10^{12} G) vorkommen, notwendig. Das resultierende Photonenspektrum ist wiederum flacher als das Elektronenspektrum, mit demselben differentiellem Index wie bei der inversen Comptonstreuung.
Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung Bei Proton-Proton-Kollisionen können π^0-Mesonen entstehen, wenn die Schwerpunktsenergie zweimal die Protonmasse und die π^0-Masse von 135 MeV überschreitet, d.h. $E^* \geq (2m_p + m_{\pi^0})c^2$ gilt. Diese zerfallen zu 99% elektromagnetisch mit Halbwertszeit $8 \cdot 10^{-17}$ s in 2 Gammas: $\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$
Nukleon-Photon-Wechselwirkung Bei ultrarelativistischen Protonen kann bei der Wechselwirkung mit Photonen des 2.7 K Hintergrundes Pionproduktion stattfinden. Dieser Prozeß ist nur bei den höchsten Protonenergien um 10^{20} eV wichtig. Aufgrund der hohen Anzahldichte des 2.7 K Hintergrundes ($\approx 500\ cm^{-3}$) und des hohen Wirkungsquerschnittes für Photopionproduktion von einigen $10^{-4}\ b$ bewirkt dieser Prozeß, daß die Reichweite dieser Protonen auf wenige Mpc beschränkt ist, so daß ein Abschneiden des Spektrums bei 10^{20} eV zu erwarten ist [12].

Welcher Beschleunigungsprozeß in einer Quelle am wirksamsten ist, liegt an äußeren Parametern wie Magnetfeld (Synchrotronstrahlung) oder Dichte des Photonenfeldes in der Quelle (inverser Compotoneffekt).

Es sind verschiedene Modelle zur Erzeugung hochenergetischer Gammaquanten vorgeschlagen worden. Supernovaüberreste (SNRs) in der Sedovphase [15], insbesondere solche, die dichte Molekülwolken überspülen [16], als auch junge Radio-SNRs in der "sweep-up"-Phase [17] könnten Gammaquanten durch den Prozeß der diffusiven Schockbeschleunigung bis zu $E_\gamma \leq 10^{15}$ eV beschleunigen. Die erwarteten Flüsse liegen zum Teil im Bereich der Sensitivität heutiger Instrumente. Beim Krebsnebel wird ein "Synchrotron-Self-Compton" Modell diskutiert, bei denen Photonen durch inverse Comptonstrahlung an relativistischen Elektronen, die das Photonenfeld erzeugen, auf hohe Energien beschleunigt werden. Die Gammaemission bei AGNs wird meist mit den Jets in Zusammenhang gebracht. Dies wird von den EGRET-Beobachtungen unterstützt, bei denen nur Blasare beobachtet wurden und außerdem beim Quasar 3C279 eine rasche Variabilität festgestellt wurde. Bei AGNs wird sowohl γ-Produktion durch "leptonische" Prozesse, z.B. inverse Comptonstreuung von Photonen beim Durchqueren der Jets [21], als auch "hadronische" Prozesse, d.h. Gammaproduktion durch π^0-Zerfall [22] [23], diskutiert. Eine Übersicht ist in [24] gegeben.

2.3.3 Veränderung des Quellenspektrums der Gammaquanten bei der Propagation

Das in einer Quelle erzeugte Gammaspektrum wird durch folgende Prozesse verändert:

- Gravitationsrotverschiebung: Dies spielt z.B. eine Rolle, wenn ein Gammaquant in der Nähe eines kompakten Objektes (Neutronenstern, schwarzes Loch) entsteht und beim Verlassen der Quelle das Gravitationspotential dieses Objektes überwinden muß.

- Kosmologische Rotverschiebung: Dieser Effekt wird bei sehr entfernten Quellen wie z.B. aktiven Galaxien wichtig. Es gilt $\frac{R(t)}{R_0} = 1 + z$ mit R als Skalenfaktor und $z = \frac{\Delta\nu}{\nu}$ als Rotverschiebung (ν ist die Frequenz).

- Wechselwirkung mit Photonenfeldern, z.B. mit Photonen des 2.7 K-Hintergrundes. Wenn ein Gammaquant der Energie ϵ_1 mit einem Photon der Energie ϵ_2 wechselwirkt, so ist die Produktion eines Elektron-Positronpaares möglich ab einer Schwellenenergie

  $$\epsilon_{1,thr} = \frac{2m_e^2c^4}{\epsilon_2(1-\cos\theta)}$$

  wobei θ der Winkel zwischen den Photonentrajektorien bedeutet. Der Wirkungsquerschnitt für Paarerzeugung ist maximal nahe der Schwellenenergie [5]. Für 2.7 K-Photonen ist $\epsilon_{1,thr} \approx 4 \cdot 10^{14}$ eV, für optische Photonen (2 eV) ist $\epsilon_{1,thr} \approx 4 \cdot 10^{11}$ eV.

  Man sieht, daß die Dichte des extragalaktischen Infrarotphotonenfeldes entscheidend für die Absorption von Photonen bei einigen TeV ist (also in dem Bereich, der für Cherenkovteleskope wichtig ist), bei Energien $\geq$100 TeV wird das 2.7 K-Photonenfeld wichtig. Wenn man Modellannahmen über die Anzahldichte verschiedener Photonenfelder im Universum macht, ist es möglich, die Transparenz des Universums für verschiedene Gammaenergien abzuschätzen (Abbildung 2).

Abbildung 2: mittlere freie Weglänge λ_{int} für Gammastrahlen der Energie E_γ für verschiedene Photonenfelder. BB ist der 2.7K Hintergrund. Einige wichtige Entfernungen sind rechts angegeben, z.B. bedeuteu VIRGO die Entfernung zum Virgohaufen. Das Bild stammt von [20].

Bei der Beobachtung der aktiven Galaxie Mrk 421 (z=0.031) wurde bereits ein Hinweis auf das Abschneiden des Gammaspektrums aufgrund der Infrarotwechselwirkung gesehen [4].

3 Wechselwirkung der kosmischer Strahlung mit der Erdatmosphäre, Nachweistechniken der Hochenergieastronomie

3.1 Luftschauer

Auf der Höhe von La Palma ist die Atmosphäre für Protonen um 1 TeV 9 Absorptionslängen dick, für elektromagnetische Teilchen (γ, e^+, e^-) sind es 21 Strahlungslängen. Somit kommen bei ausreichender Energie des Primärteilchens am Erdboden Sekundärteilchen an, die bei Wechselwirkungsprozessen entstehen. Ein in die Erdatmosphäre eindringendes Proton wird bei einer inelastischen Kern-Proton Wechselwirkung ein Teil seiner Energie verlieren. Dabei können hochenergetische Protonen, Neutronen, Pionen, und Kaonen entstehen, die aufgrund des Lorentzboostes im Wesentlichen die Richtung des Primärteilchens haben. Diese Teilchen erzeugen ihrerseits weitere Teilchen, bis die Energie des Primärteilchens verbraucht ist. Die geladenen Pionen zerfallen schwach mit $\tau = 2.6 \cdot 10^{-8} s$ in Müonen, die wiederum in Elektronen zerfallen.

$$
\begin{aligned}
\pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\
\pi^- &\longrightarrow \mu^- + \overline{\nu_\mu} \\
\mu^+ &\longrightarrow e^+ + \overline{\nu}_\mu + \nu_e \\
\mu^- &\longrightarrow e^- + \nu_\mu + \overline{\nu}_e
\end{aligned}
$$

Allerdings erreichen die meisten Müonen aufgrund ihrer langen Lebensdauer ($\tau = 2.2 \cdot 10^{-6} s$) und geringen Energieverlust den Erdboden, und bilden den durchdringenden ("harten") Anteil der Strahlung. Die geladenen Kaonen zerfallen in Müonen oder Pionen:

$$
\begin{aligned}
K^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad (63\%) \\
K^+ &\longrightarrow \pi^+ + \pi^0 \qquad (21\%)
\end{aligned}
$$

Die neutralen Pionen hingegen zerfallen quasi instantan elekrtromagnetisch in 2 γ's ($\tau = 8.4 \cdot 10^{-17} s$).

$$
\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma
$$

Die hochenergetischen Gammas lösen eine elektromagnetische Kaskade aus, die weiter unten genauer beschrieben wird. Dabei entstehen durch die Prozesse der Bremsstrahlung und Paarerzeugung eine Vielzahl von Gammas, Elektronen und Positronen. Die relativistischen Teilchen, deren Geschwindigkeit schneller als die lokale Lichtgeschwindigkeit ist, senden Cherenkovlicht aus. Da die Anzahl der Elektronen und Positronen im Schauer wesentlich größer als die aller anderen Komponenten ist, stammt das Cherenkovlicht fast ausschließlich vom elektromagnetischen Teil des Schauers. Bei Hadronenschauern kommt es im Laufe der Schauerentwicklung immer wieder zur Emission von neutralen Pionen, die elektromagnetische Kaskaden auslösen.

Ungefähr die Hälfte der Primärenergie wird in elektromagnetischen Kaskaden verbraucht. Bei Gammaschauern (oder Elektronenschauern, die von Gammaschauern ununterscheidbar sind) entsteht hingegen eine einzige elektromagnetische Kaskade.

Bei der Schauerentwicklung entsteht außerdem Fluoreszenzlicht, welches von angeregten Luftmolekülen, vor allem N_2 und N_2^+, isotrop emittiert wird.

Zusammenfassend kommen also je nach Energie und Art des Primärteilchens am Erdboden einige oder alle der folgenden Komponenten an:

- Hadronen
- Müonen
- elektromagnetische Teilchen, d.h. γ, e^+, e^-
- Cherenkovphotonen
- Fluoreszenzlicht
- Neutrinos aus Pion- und Kaonzerfall

3.1.1 Die elektromagnetische Kaskade

Ein elektromagnetischer Schauer entsteht, wenn ein hochenergetisches Gammaquant oder Elektron in die Atmosphäre eindringt bzw. dort erzeugt wird. Dabei sind die Prozesse der Paarbildung ($\gamma + Kern \longrightarrow e^+ + e^- + Kern$) bei Photonen und Bremsstrahlung ($e^\pm + Kern \longrightarrow e^\pm + \gamma + Kern$) bei Elektronen und Positronen entscheidend. Oberhalb einiger MeV sind die Wirkungsquerschnitte für Comptonstreuung und Photoeffekt bei Gammaquanten im Vergleich zur Paarerzeugung vernachlässigbar, für Elektronen liegt die kritische Energie, bei der Energieverluste von Ionisation und Bremsstrahlung gleich werden, bei 83 MeV.

Wie eine elektromagnetische Kaskade entsteht, läßt sich anhand eines einfachen Schauermodells veranschaulichen [25].

Dabei nimmt man an, daß die mittlere freie Weglänge l_0 für Leptonen und Gammaquanten gleich ist, und daß immer genau nach Durchlaufen von l_0 eine Wechselwirkung stattfindet. Das Elektron soll dabei die Hälfte seiner Energie an ein Gammaquant abgeben, Elektron und Positron bekommen jeweils die Hälfte der Photonenenergie bei der Paarerzeugung.

Wenn man von einem Gammaquant als Primärteilchen ausgeht, entstehen nach einer Strahlungslänge l_0 durch Paarerzeugung ein Positron und ein Elektron. Nach 2 Strahlungslängen emittieren sowohl das Elektron als auch das Positron ein Bremsstrahlungsquant, so daß dann 2 Leptonen und 2 Gammaquanten existieren. Nach 3 Strahlungslängen existieren 6 Leptonen und 2 Gammaquanten usw. (Abbildung 3).

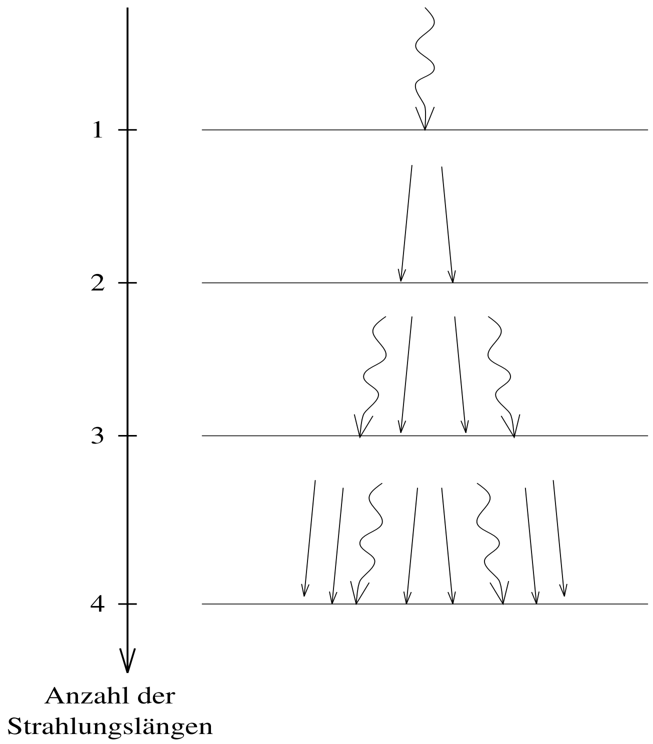


Abbildung 3: Die Schauerentwicklung in einem einfachen Modell. Die welligen Linien sollen dabei Gammaquanten bedeuten, die geraden Linien symbolisieren Elektronen und Positronen

Wenn man die Variable t einführt, die bei N Strahlungslängen gerade $N \ln 2$ betragen soll, so gibt es nach N Strahlungslängen $2^N = e^t$ Teilchen und Photonen, deren Energie $\frac{E_0}{e^t}$ beträgt, wobei E_0 die Primärenergie des Gammaquantes bedeutet. Der Schauer entwickelt sich solange weiter, bis einerseits die Energie der Teilchen so klein wird, daß Ionisationsverluste wichtig werden, die die Teilchen schließlich zum Stillstand bringen, und andererseits die Photonenenergie nicht mehr zur Paarerzeugung ausreicht. Die Energie, bei der die Teilchenzahl nicht weiter zunimmt und der Schauer somit anfängt auszusterben, liegt in der Größenordnung der kritischen Energie E_{crit}, bei der Ionisationsverluste und Bremsstrahlungsverluste gleich sind. Mit κ als Zahl der Größenordnung eins gilt also für die Tiefe t_{max} des Schauermaximums in der Atmosphäre

$$t_{max} = \ln\left(\frac{E_0}{\kappa E_{crit}}\right).$$

Die Anzahl der Teilchen N_{max} im Schauermaximum ist

$$N_{max} = \frac{E_0}{\kappa E_{crit}}$$

wobei ungefähr 1/3 davon Photonen sind.

Man sieht anhand dieses Modells schon einige wichtige Eigenschaften der Schauerentwicklung:

- die Teilchenzahl steigt am Anfang der Schauerentwicklung exponentiell an.
- die Tiefe des Schauermaximums steigt nur logarithmisch mit der Energie an.
- die Schauerentwicklung ist unabhängig vom Material, wenn man die Tiefe in Einheiten von Strahlungslängen mißt.

Dieses Modell beschreibt qualitativ richtig die Anfangsphase des Schauers, macht aber keine Aussage über die Entwicklung ab $E \approx E_{crit}$.

3.1.2 Simulation von Luftschauern

Um den Schauerverlauf detailliert zu beschreiben, kann man von analytischen Methoden oder von Monte-Carlo Simulationen von Einzelschauern ausgehen.

Um das longitudinale Schauerprofil (d.h. die Teilchenzahl in Abhängigkeit der atmosphärischen Tiefe) analytisch zu berechnen, muß man gekoppelte Differentialgleichungen lösen. Es gilt [31]

$$\frac{dN_i(E,t)}{dt} = -\left(\frac{1}{\lambda_i}\right) N_i(E,t) + \sum_j \int \frac{F_{ji}(E_i, E_j)}{E_i} \frac{N_j}{\lambda_j} dE_j$$

mit t als atmosphärische Tiefe und $N_i(E,t)dE$ als Anzahl der Teilchen der i-ten Sorte bei der Tiefe t, die Energien zwischen E und $E + dE$ haben. Der Term $-\left(\frac{1}{\lambda_i}\right) N_i(E,t)$ enthält den Verlust an Teilchen aufgrund von Wechselwirkungsprozessen, der 2. Term enthält den Zuwachs, wobei $F_{ji}(E_i, E_j)$ die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein Teilchen der Sorte j mit Energie E_j durch Wechselwirkung mit einem Luftnukleon ein Teilchen der i-ten Sorte mit Energie E_i erzeugt.

Bei der elektromagnetischen Kaskade enthalten die Funktionen $F_{ji}(E_i, E_j)$ die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte für Bremsstrahlung, Paarerzeugung, evtl. auch für Comptonstreuung, Photoeffekt und Ionisationsverluste. Diese sind mit Hilfe der QED sehr genau ausrechenbar.

Bei Hadronenschauern hat man ähnliche Differentialgleichungen zu lösen, allerdings gehen dabei Wirkungsquerschnitte von Prozessen der starken Wechselwirkung ein, die nicht vollständig bekannt sind und deren Berechnung schwierig ist. Der Zerfall instabiler Teilchen muß ebenfalls berücksichtigt werden.

Die Lösung der obigen Differentialgleichungen bestimmt nur das mittlere longitudinale Schauerprofil, macht aber keine Aussagen über Fluktuationen. Wenn man zusätzlich noch die Lateralverteilung der Teilchen bestimmen will, wird das Problem ungleich schwerer.

Monte-Carlo Methoden hingegen simulieren einzelne Schauer, ausgehend von Pseudozufallszahlen, die gemäß der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der einzelnen Wechselwirkungsprozesse verteilt sind. Fluktuationen in der Schauerentwicklung werden somit automatisch erfaßt. Um die Verteilung des Cherenkovlichtes am Erdboden zu ermitteln, werden entlang der Bahn von geladenen Teilchen Cherenkovphotonen generiert, deren Anzahl, Richtungs- und Wellenlängenverteilung durch die Energie und Richtung des geladenen Teilchens bestimmt sind.

3.1.3 Ergebnisse der Luftschauersimulationen

Das longitudinale Schauerprofil, d.h. die Anzahl der Schauerteilchen als Funktion der atmosphärischen Tiefe t, hat ein ausgeprägtes Maximum, das sogenannte Schauermaximum. Das Profil ist unsymmetrisch, das "Aussterben" des Schauers geschieht über einen größeren t-Bereich als der Anstieg bis zum Schauermaximum. Die Tiefe des Schauermaximums wächst mit steigender Energie des Primärteilchens. Die longitudinale Verteilung der Müonen fällt wesentlich schwächer mit der Tiefe t ab als die der Elektronen, da die Müonen nur schwach wechselwirken und durch die Zeitdilatation meist den Erdboden ohne zu zerfallen erreichen können. Im Allgemeinen ist die Anzahl der am Erdboden ankommenden Müonen wesentlich geringer als die Anzahl der Elektronen und Positronen.

Die laterale Verteilung der Elektronen und Positronen, d.h. die Dichte ρ dieser Teilchen am Erdboden in Abhängigkeit von der Entfernung zum Schauerschwerpunkt r, kann durch die NKG-Formel (Nishimura, Kamata, Greisen) beschrieben werden [31]:

$$\rho(r) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} N_e \frac{1}{r_M^2} \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1\right)^{s-4.5}$$

Dabei ist r_M der Moliére-Radius, der ein Maß für die Vielfachstreuung darstellt und von der Beobachtungstiefe abhängt. s, das Schaueralter, nimmt monoton mit der Schauerentwicklung zu, im Schauermaximum gilt $s = 1$. Die Gesamtzahl der im Schauer enthaltenen Elektronen und Positronen ist durch N_e gegeben. Typische Werte von N_e sind $N_e = 10^4$ für einen Schauer mit 10^{14} eV Primärenergie, $N_e = 10^6$ für 10^{16} eV. Die NKG-Formel ist gültig im Bereich $1 \leq s \leq 1.4$.

Da die meisten am Erdboden ankommenden Müonen aus großer Höhe stammen, sind sie über einen größeren Radius verteilt als die Elektronen. Die laterale Verteilung des Cherenkovlichtes wird in Kapitel 4 besprochen.

Aus Simulationen ergeben sich folgende Unterscheidungsmerkmale zwischen Hadronen- und Gammaschauer:

- Da die Absorptionslänge für Kern-Proton-Kollisionen größer als die Strahlungslänge der Elektronen ist, entwickeln sich Hadronenschauer langsamer, das Schauermaximum wird in größerer Tiefe x erreicht.

- Es werden bei Hadronenschauer durch Pionzerfälle wesentlich mehr Müonen erzeugt als bei Gammaschauer, bei denen Müonen aus dem vergleichsweise seltenen Prozeß $\gamma + Kern \longrightarrow \mu^+ + \mu^- + Kern$ stammen.

- Der mittlere Transversalimpuls $\overline{p_T}$ der Teilchen ist bei Hadronenschauern größer als bei Gammaschauern, da bei inelastischen Kern-Kern-Kollisionen Teilchen mit großem p_T erzeugt werden können. Dies führt zu ausgedehnteren, diffuseren und stärker fluktuierenden Teilchenverteilungen am Erdboden.

- Die Fluktuationen in der Schauerentwicklung sind bei Hadronenschauern größer.

3.2 Kurzer Überblick über die verschiedenen Nachweistechniken der Hochenergieastronomie

Die Nachweismethoden werden in der Reihenfolge steigender Energie besprochen.

Für Gammaquanten im Bereich einiger MeV bis zu $\approx$ 30 GeV waren bislang Satellitenexperimente sehr erfolgreich. Diese weisen Gammaquanten direkt mit in der Hochenergiephysik bewährten Detektoren wie Cherenkovdetektoren, Szintillatorkalorimeter und Funkenkammern nach. Das Experiment EGRET auf dem CGRO Satelliten besteht aus 28 Funkenkammern mit Konversionsfolien, 6 Funkenkammern mit größerem Abstand, einer Flugzeitkoinzidenz, die als Trigger für die Funkenkammer dient, und einem NaJ(Tl)-Kristall zur Energiemessung. Die gesamte Anordung ist mit einem Antikoinzidenzschild aus Plastikszintillator zur Unterdrückung geladener Teilchen ausgerüstet. Vorteile des direkten Nachweises sind eine gute Energieauflösung und ein geringer Untergrund.

Bei höhere Energien werden Satellitenexperimente aufgrund der immer geringer werdenden Flüsse und der damit notwendig werdenden großen Detektorflächen und langen Integrationszeiten ungeeignet.

Deshalb untersucht man bei höheren Energien nicht mehr direkt die Primärteilchen, sondern die verschiedenen Schauerkomponenten.

Ab $\approx$100 GeV bis $\approx$50 TeV ist die abbildende atmosphärische Cherenkovtechnik möglich. Hier wird das Cherenkovlicht, welches hauptsächlich von elektromagnetischen Kaskaden stammt, von einem Spiegel am Erdboden auf die Photokathode eines Sekundärelektronenvervielfachers (PMTs) abgebildet, der das Licht in ein elektronisches Signal umwandelt. Es werden zwischen 320 und 500 nm ca. $8 \cdot 10^3$ Cherenkovphotonen pro Strahlungslänge pro hochrelativistischem Elektron bzw. Positron emittiert [30]. Bei einem 1 TeV Schauer kommen typischerweise 10^6 Photonen in einem Zeitraum von 3-5 ns an, die innerhalb eines Kreises mit ca. hundert Meter Radius verstreut sind. Um Luftschauer registrieren zu können, muß sich das Signal (die Cherenkovphotonen) über dem Hintergrundlicht von Sternen, atmosphärischem Streulicht usw. hervorheben. Ein typischer Hintergrundfluß ist $\phi_{nsb} = 10^{12}\ cm^{-2}s^{-1}str^{-1}$ im Bereich von 320-500 nm. Für einen PMT des Cherenkovteleskops ist die Fluktuation des Hintergrundlichtes während der Zeit t gegeben durch $\sqrt{n}$ mit $n = \phi_{nsb}\Omega_{pixel}AtQ$ wobei Ω_{pixel} der von einem Pixel gesehene Raumwinkel, A die Spiegelfläche und Q die Verluste durch Spiegelreflektivität und Quanteneffizienz der PMTs bedeutet. Für das Cherenkovlichtsignal S gilt $S \propto AQ\Omega_{pixel}$ im Falle $\Omega_{pixel} < \Omega_{schauer}$ mit $\Omega_{schauer}$ als Schauerbreite. Man erhält dann für das Signal-zu-Rausch Verhältnis

$$\frac{S}{N} \propto \sqrt{\frac{A\Omega_{pixel}Q}{t}}.$$

Da die Cherenkovphotonendichte am Erdboden mit der Energie wächst, ist die Energieschwelle eines Cherenkovteleskopes umso kleiner, je größer das Gesichtsfeld eines PMTs (dies gilt nur für $\Omega_{pixel} < \Omega_{schauer}$), je kürzer die Integrationszeit des Lichtes und je größer die Spiegelfläche, Spiegelreflektivität und Quanteneffizienz der PMTs ist. Die abbildenden atmosphärischen

Cherenkovtechnik ermöglicht eine gute Unterscheidbarkeit von hadron- gegenüber gammainduzierten Schauern. Es kann jedoch nur bei klarem, mondlosen Himmel beobachtet werden, das Gesichtsfeld von typischerweise einigen Grad bewirkt bei den heutigen Sensitivitäten, daß nur eine Gammaquelle auf einmal beobachtet werden kann.

Ab $\approx$50 TeV kommen noch viele Sekundärteilchen am Erdboden an, im Wesentlichen e^+ und e^-, die dann direkt mit einer Matrix von Szintillationszählern am Erdboden nachgewiesen werden können. Die Teilchen sind je nach Energie über einen Kreis mit einigen Metern Radius bis zu vielen Kilometern verstreut, die Größe der Detektormatrix ist diesen Dimension angepaßt. Aus der Teilchendichte am Erdboden kann auf die Energie des Primärteilchens geschlossen werden, durch die Ankunftszeit auf die Schauerrichtung (Abbildung 4).

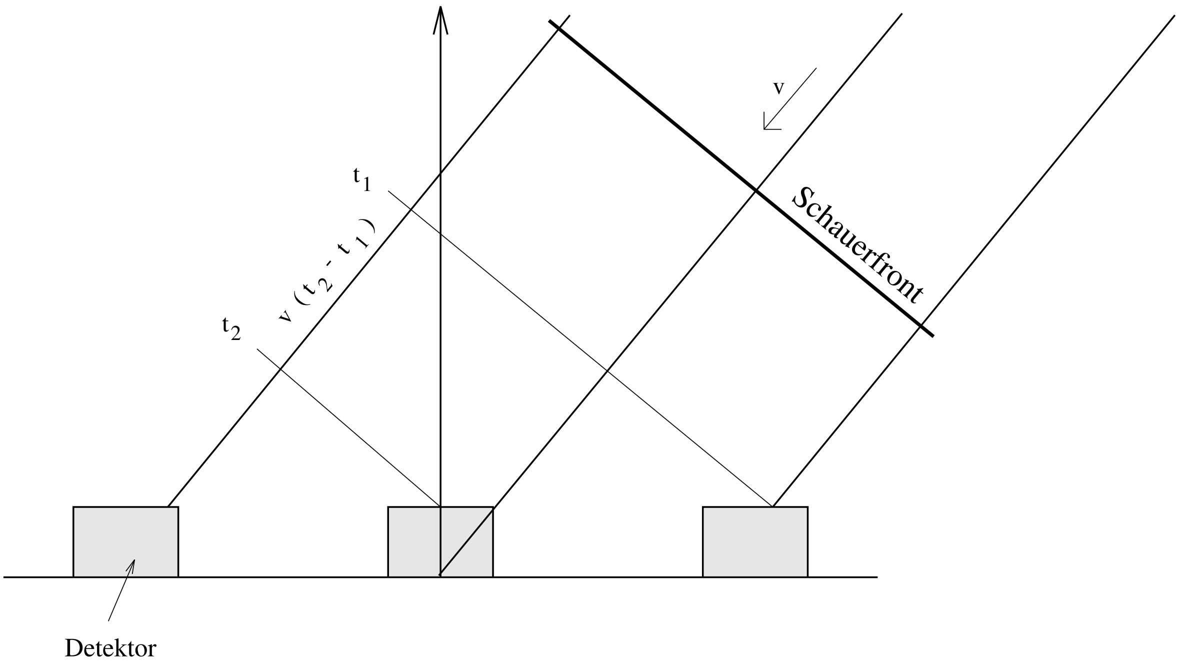


Abbildung 4: Aus der unterschiedlichen Ankunftszeit der Schauerfront an den einzelnen Detektoren kann auf die Richtung des Primarteilchens geschlossen werden. Die Geschwindigkeit der ankommenden Schauerfront ist ungefähr gleich der Lichtgeschwindigkeit: v$\approx$c.

Elektronen, Positronen und Müonen können ebenfalls durch Wassercherenkovdetektoren nachgewiesen werden. Dabei wird das von diesen Teilchen im Wasser ausgesandte Cherenkovlicht von PMTs ausgelesen. Um Fremdlicht zu vermeiden, muß der Detektor lichtundurchlässig sein. Das MILAGRO-Experiment [33] plant einen künstlichen See mit 5000 m^2 Wasserfläche.

Es kommen nicht nur Elektronen und Positronen am Erdboden an, sondern auch Hadronen und Müonen. Die Müonen werden meist durch Szintillationszähler nachgewiesen, die unter einer Abschirmung stehen, die für die Elektronen viele Strahlungslängen dick ist. Anstatt Szintillationszählern werden auch Driftkammern zum Teilchennachweis verwendet. In jüngster Zeit gibt es Bemühungen, auch die Hadronkomponente der Schauer, die sehr stark kollimiert ist und innerhalb eines Kreises von einigen Metern Durchmesser am Erdboden ankommt, zu messen. Das KASCADE-Experiment [32] wird dafür Ionisationskammern verwenden, die zwischen Eisen-Absorberschichten liegen.

Es ist außerdem möglich, bei Schauern ab einigen TeV Primärenergie die Cherenkovlichtdichte am Erdboden durch eine Vielzahl von Cherenkovzählern mit großem Gesichtsfeld zu bestimmen. Hier wird das Licht durch eine nichtabbildende Optik auf einen PMT fokussiert, man mißt die ortsabhängig Lichintensität. Wiederum schließt man durch die Ankunftszeitinformation auf die Schauerrichtung und durch die Signalamplituden auf die Primärenergie.

Bei Schauern ab 10^{16} eV Energie ist es möglich, das Fluoreszenzlicht von N_2 und N_2^+ Molekülen nachzuweisen, die durch die Schauerelektronen angeregt worden sind. Dazu verwendet man eine Vielzahl von Detektoren, die aus einem sphärischem Spiegel und einer Matrix von PMTs in der Fokalebene bestehen, wobei jeder Detektor auf einen anderen Himmelsbereich schaut. Aus der Ankunftszeitverteilung und Stärke des Signals ist sowohl die Rekonstruktion der Schauerachse als auch eine Bestimmung des longitudinalen Schauerprofils, d.h. die Teilchenanzahl als Funktion der atmosphärischen Tiefe, möglich.

Zur Veranschaulichung wird in Tabelle 1 für verschiedene Nachweistechniken jeweils ein Experiment und sein Aufbau genannt.

4 Die abbildende Cherenkovtechnik

4.1 Eigenschaften des Cherenkovlichtes

Teilchen, die sich in einem Medium des Brechungsindexes n bewegen und eine Geschwindigkeit v mit $v > \frac{c}{n}$ haben, senden bei ihrer Propagation Licht aus. Der Winkel, unter dem das Licht ausgesandt wird, der sogenannte Cherenkovwinkel, ergibt sich aus der Huygensschen Konstruktion (Abb. 5).

Die Kugelwelle, welche bei A ausgesandt wird, erreicht C während das Teilchen bis B weiterfliegt. Somit gilt für den Cherenkovwinkel θ:

$$\theta = \arccos \frac{\overline{AC}}{\overline{AB}} = \arccos \frac{c}{nv}$$

Bei der Energieschwelle für Cherenkovemission haben Teilchen einen Lorentzfaktor von

$$\gamma_{thr} = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Der Energieverlust pro Längeneinheit ist gegeben durch [36]

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e^2}{c^2} \int_{vn(\omega)>c} d\omega \quad \omega \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)$$

nachgewiesene Schauerkomponente	**Energiebereich**	**Aufbau des Experimentes**
e^+, e^-, γ, μ	$\geq 10^{18}$ eV	AGASA ([26]) 111 Detektoren auf 100 km^2 Fläche jeder Detektor besteht aus 2.2 m^2 Plastikszintillator Auslese durch PMTs 27 Müonendetektoren: Szintillator unter einer Fe-Platte
Cherenkov-Photonen	≥ 1 TeV	CANGAROO ([27]) Spiegel mit 3.8 m Durchmesser in der Fokalebene 220 PMTs Gesichtsfeld eines PMTs: 0.12^0
Cherenkov-Photonen	≥ 30 TeV	AIROBICC ([28]) 49 Detektoren, bestehend aus Lichtkollektor und einem PMT mit 20 cm Durchmesser Gesichtsfeld jedes Detektors: ca. 1 str Abstand der Detektoren: 30 m
Fluoreszenzlicht	$\geq 10^{16}$ eV	FLY'S EYE ([29]) 67 Detektoren bestehend aus 62-inch Spiegel mit 12-14 PMTs in der Fokalebene in 3.3 km Entfernung weitere 8 Detektoren

Tabelle 1: Kurzbeschreibung einiger Experimente der Hochenergieastronomie

mit $\beta = \frac{v}{c}$ und erfolgt bei allen Frequenzen mit $vn(\omega) > c$. Da $\frac{dE}{dx} \propto \frac{d\lambda}{\lambda^3}$, wird das Cherenkovlicht unter Vernachlässigung der Dispersion bevorzugt im kurzwelligen Bereich emittiert.

Wenn man die Cherenkovemission in der Atmosphäre betrachtet, so ist die Kenntnis der Höhenabhängigkeit und Frequenzabhängigkeit des Brechungsindexes, d.h. $n(h)$ und $n(\omega)$, notwendig. Im Bereich von 2000 Å bis 10000 Å ist Luft normaldispergierend, der Brechungsindex nimmt ab von $n = 1.000325$ bei 2000 Å auf $n = 1.000274$ bei 10000 Å (alle Angaben für 293 K und 1013 mbar)[37]. Dies bedeutet, daß in Luft das Cherenkovlicht bevorzugt im Blauen und Ultravioletten emittiert wird. Der Energieverlust in Luft beträgt ca. 0.01 $\frac{MeVcm^2}{g}$, dies ist nur 1% des minimalen Energieverlustes durch Ionisation.

Wenn man vereinfachend von einer isothermen Atmosphäre ausgeht, ist die Dichte der Luft durch $\rho(h) = \rho_0 e^{-\frac{h}{h_0}}$ gegeben. Der Brechungsindex ist der Dichte proportional und kann durch $n(h) = 1 + n_0 \exp^{-\frac{h}{h_0}}$ mit $n_0 = 0.0003$ und $h_0 = 8.4km$ beschrieben werden.

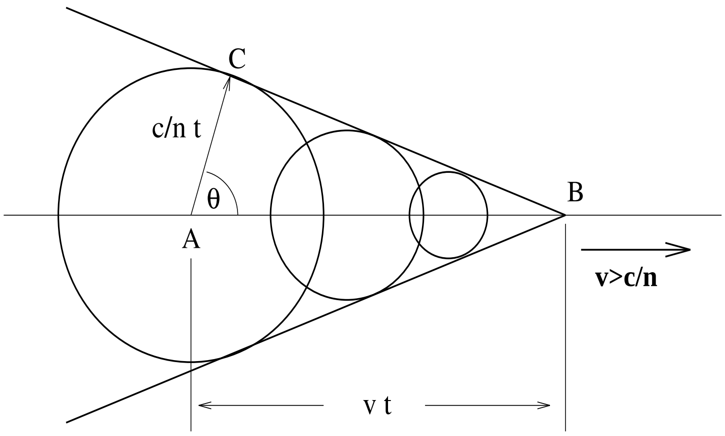


Abbildung 5: Die Huygenssche Konstruktion, um die Austrahlungsrichtung θ des Cherenkovlichtes zu ermitteln.

Der Cherenkovwinkel

$$\theta(h) = \arccos\left(\frac{1}{\beta n(h)}\right) \approx \arccos\left(\frac{1}{1 + n_0 \exp^{-\frac{h}{h_0}}}\right) \quad \text{für} \quad \beta \approx 1$$

in Abhängigkeit von der Höhe h über dem Erdboden ist links in Abb.6 zu sehen. Im rechten Bild der Abb.6 ist die höhenabhängige Energieschwelle, durch den Lorentzfaktor γ_{thr} ausgedrückt, aufgetragen.

Der Cherenkovwinkel ist immer kleiner als 1.5^0, am Erdboden ist $\gamma_{thr} = 40$, d.h. für Elektronen liegt die Emissionsschwelle bei 20 MeV.

Ein Cherenkovphoton, welches in der Höhe h von einem Schauerteilchen erzeugt wird, trifft bei $R = \theta(h) \cdot h$ auf den Erdboden. Die Funktion $R(h)$ ist in Abbildung 7 gezeigt. Wenn man also die Vielfachstreuung und die Lichtabsorption vernachlässigt, erzeugt ein Schauer am Erdboden in der Ebene senkrecht zur Schauerachse Licht innerhalb eines Kreises von ca.250 m Durchmesser.

Die laterale Verteilung des Cherenkovlichtes, aus Schauersimulationen gewonnen, ist in Abb. 8 gezeigt (aus [38]). Man sieht, daß die Dichte bei Abständen $R > 130$ m von der Schauerachse tatsächlich stark abfällt. Das Cherenkovlicht stammt zum größten Teil aus dem Bereich des Schauermaximums, welches für 1 TeV γ's bei 10 km, für 1 TeV Protonen bei 8 km üNN liegt.

4.2 Entstehung des Cherenkovlichtbildes in der Kamera

Ein Cherenkovteleskop bildet die Cherenkovphotonen durch einen sphärischen Spiegel auf eine Matrix von PMTs in der Fokalebene ab. Da ein sphärischer Spiegel mit Radius R die Eigenschaft hat, alle Photonen einer bestimmten Richtung bis auf Aberrationsfehler auf einen Punkt in der

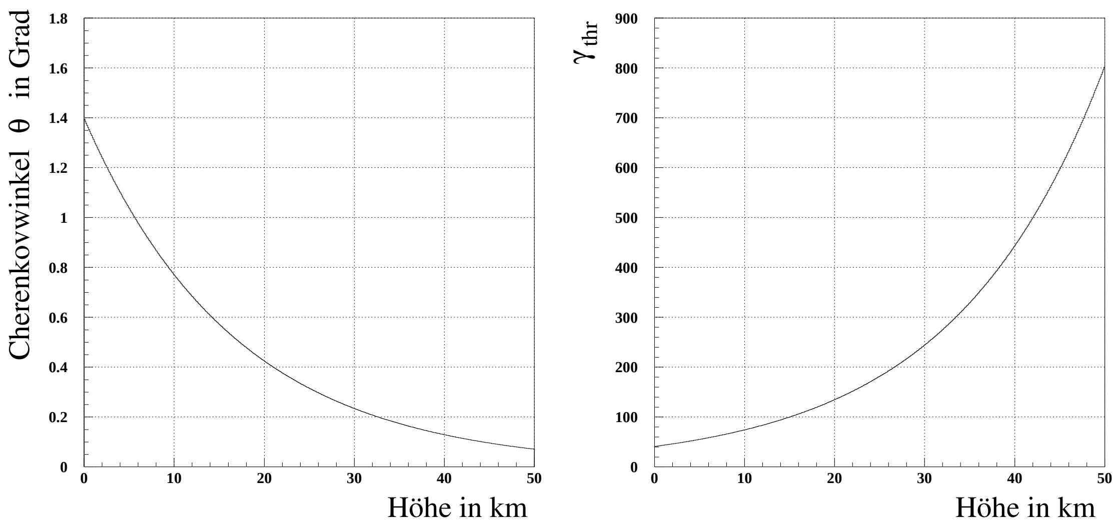


Abbildung 6: links: Der Cherenkovwinkel als Funktion der Höhe für ultrarelativistische Teilchen ($\beta \approx 1$). rechts: Die Emissionsschwelle als Funktion der Höhe in Einheiten des Lorentzfaktors. Beide Bilder sind für die vereinfachte Annahme einer isothermen Atmosphäre.

Brennebene abzubilden (bei $\frac{R}{2}$), sieht jeder PMT der Kamera einen gewissen Winkelbereich in Bezug auf die Teleskopausrichtung (s. Abbildung 9).

Deshalb ist es üblich, die Fokalebene nicht in Zentimeter, sondern in Grad einzuteilen. Es gilt $\alpha = \frac{d}{f \cdot \frac{\pi}{180}}$. Das Kamerabild mißt also die Richtungsverteilung der Photonen, die den Spiegel treffen.

Abbildung 10 zeigt das Kamerabild eines simulierten Gamma- und Hadronenschauers.

Jedes Schauerteilchen mit $vn(\omega) > c$ sendet Cherenkovlicht aus. Auf einem kurzen Stück der Teilchenbahn verlaufen die Bahnen des hier erzeugten Cherenkovlichtes entlang eines Kegelmantels mit Öffnungswinkel $\theta(h, \beta)$. Am Erdboden entsteht ein Lichtring (bzw. Ellipse, je nach Orientierung). Das Bild im Cherenkovteleskop setzt sich zusammen aus der Überlagerung vieler Ringsegmente, deren Verteilung Orientierung und Größe das longitudinale und laterale Schauerprofil widerspiegeln.

Die Bildentstehung soll im Folgenden anhand eines stark vereinfachten Schauermodells dargelegt werden. Um die Orientierung des Kamerabildes zu ermitteln, kann man zunächst annehmen, daß Cherenkovlicht isotrop entlang der gesamten Schauerachse emittiert wird. Es wird nun folgendes Koordinatensystem eingeführt: die z-Achse zeigt in Richtung des Teleskopausrichtung, die x-y-Ebene ist parallel zur Kameraebene, der Koordinatenursprung befindet sich in der Mitte des Spiegels des Teleskops (Abbildung 11). Das Licht aus der Höhe h wird auf einen Punkt $\binom{x_{cam}}{y_{cam}}$

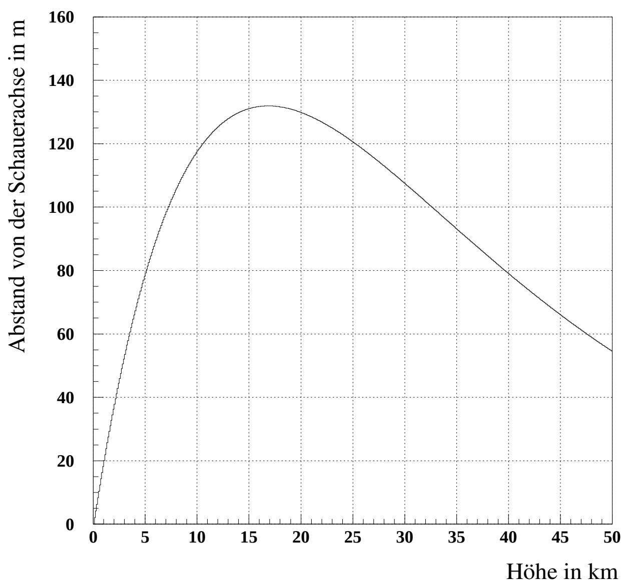


Abbildung 7: Abstand R von der Schauerachse, bei der Cherenkovlicht aus der Höhe h bei Vernachlässigung der Vielfachstreuung am Erdboden bei 2200 m ü.NN, der Höhe des HEGRA-Experimentes, auftreffen würde.

in der Kamera abgebildet. Aus der Geometrie der Abbildung 11 erhält man die Gerade

$$\begin{pmatrix} x_{cam} \\ y_{cam} \end{pmatrix} = -\frac{l}{h}\begin{pmatrix} X_{core} \\ Y_{core} \end{pmatrix} - l\begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_y \end{pmatrix}$$

als Abbildung der Schauerachse in der Kameraebene. Dabei ist $\binom{X_{core}}{Y_{core}}$ der Schauerauftreffpunkt in der x-y-Ebene und $\binom{\theta_x}{\theta_y}$ die Schauerneigung, die als Winkel zwischen Teleskopausrichtung und Schauerrichtung definiert ist. Licht aus unendlich großer Höhe würde also auf den Punkt $-l\binom{\theta_x}{\theta_y}$ abgebildet werden, Licht am Erdboden hingegen auf einen unendlich entfernten Punkt, dessen Richtung durch die Verbindungslinie Schauerauftreffpunkt/Kameramittelpunkt bestimmt ist. Das Bild entsteht als Faltung dieser Geraden mit der Lichtintensität entlang des Schauers und der Vielfachstreuung der Schauerteilchen, und kann in etwa durch eine Ellipse beschrieben werden.

Die Form des Bildes läßt sich etwas genauer erläutern, wenn man die Schauerbreite und das longitudinale Schauerprofil berücksichtigt. Simulationen ergeben, daß ein Großteil des Cherenkovlichtes aus einem Bereich um das Schauermaximum herum erzeugt wird. Für ein 1 TeV Gammaquant stammt der Großteil des Cherenkovlichtes aus einem Höhe von 6-10 km ü.NN, durch die Vielfachstreuung ist die Breite W der Schauerfront, d.h. der Bereich, in dem sich 50% der Teilchen befinden, bei dieser Höhe ca. 40 m. In Abb. 12 wird ein Schauer betrachtet, der parallel zur Teleskopausrichtung einfällt und dessen Schauerauftreffpunkt bei $\binom{X_{core}}{0}$ liegt. In

Abbildung 8: gemittelte Radialverteilungen für γ- und Protonschauer verschiedener Energie. Die Radialverteilungen gelten für 2200 m ü.NN, der Höhe des HEGRA-Experimentes.

der x-z-Ebene sieht das Teleskop das leuchtende Volumen unter dem Winkel $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$, mit obigen Werten und der Annahme $X_{core} = 100$ m ergibt sich $\Delta\phi = 0.7^0$. Die Länge des Bildes in der in Grad geeichten Kameraebene wäre also nach diesem Modell $\Delta\phi$. In der y-z-Ebene sieht das Teleskop denselben Bereich unter dem Winkel $\Delta\psi = \frac{W}{h}$ mit W als Breite und h als Höhe. Mit obigen Werten ergibt sich $\Delta\psi = 0.35^0$, dies entspricht der Bildbreite. In Wirklichkeit trägt Licht vom gesamten Schauerverlauf zum Bild bei, dies bewirkt eine von der Schauerneigung und vom Schauerauftreffpunkt abhängigen Aufweitung sowohl in der Länge als auch in der Breite des Bildes.

4.3 Beschreibung des Lichtbildes durch die Hillas Parameter

Die Lichtverteilung in der Kamera kann grob durch eine Ellipse angenähert werden. Die Berechnung der Ellipsengröße, Exzentrizität, und Orientierung wird bei [34] beschrieben. Die dort eingeführten Ellipsenparameter sind unter dem Namen Hillas-Parameter bekannt, sie sind in Abb. 13 gezeigt.

Um die Hillas-Parameter zu berechnen, definiert man in der Kamera ein x-y-Koordinatensystem,

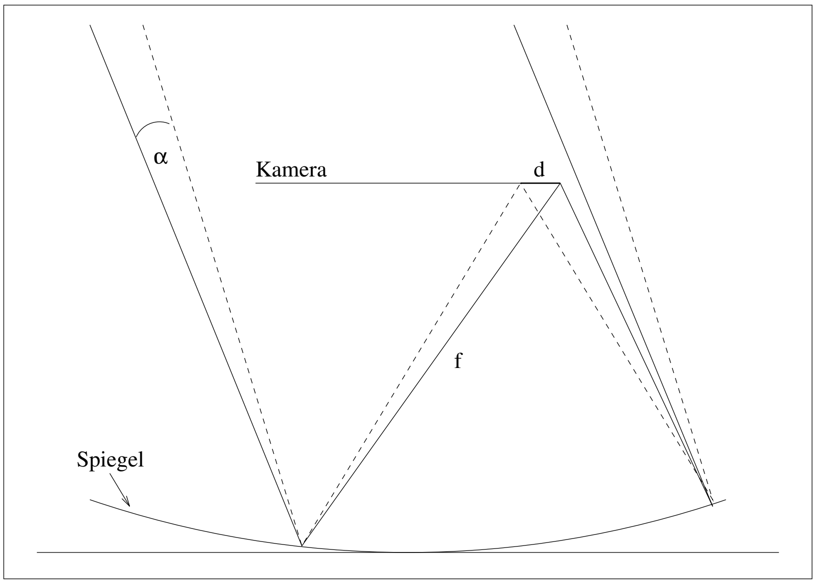


Abbildung 9: Das Cherenkovteleskop bildet das auf den Spiegel auftreffende Licht auf eine Matrix von PMTs in der Fokalebene, die Kamera, ab. Parallel einfallendes Licht wird angenähert auf einen Punkt in der Fokalebene des sphärischen Spiegels fokussiert. Lichtstrahlen, die einen Winkel α zueinander bilden, haben die Entfernung $d = f\alpha$ in der Fokalebene.

bei dem die Kameramitte im Zentrum liegt. Man geht von der Lichtverteilung in der Kamera aus und berechnet den Trägheitstensor $M = \sum_i s_i(r_i - \overline{r})^T(r_i - \overline{r})$, $\overline{r}$ der Bildschwerpunkt, $r_i = \binom{x_i}{y_i}$ die Kamerakoordinaten, und s_i die Stärke des Signals des i-ten Pixels ist. Durch Diagonalisieren von M wird eine Ellipse bestimmt, deren Mittelpunkt durch den Schwerpunkt der Lichtverteilung in x und y gegeben ist. Die Länge und Breite, *length* und *width*, sind durch das mittlere Schwankungsquadrat entlang den Haupachsen gegeben. Die Ellipsenorientierung wird durch *alpha*, den Winkel zwischen der Verbindungslinie Kameramittelpunkt/ Bildschwerpunkt und der großen Halbachse, angegeben. Das Bild wird außerdem noch durch *azwidth* und *azlength* (Länge und Breite entlang der Richtung Kameramittelpunkt/Bildschwerpunkt) charakterisiert, ferner durch *distance* (der Abstand des Bildschwerpunktes vom Kameramittelpunkt) und *miss*. Um die Kompaktheit des Bildes zu charakterisieren wird der Parameter *concentration* verwendet, der durch die Summe der 2 größten vorkommenden Lichtintensitäten geteilt durch die Gesamtlichtmenge des Ereignisses gegeben ist.

Abbildung 10: Das Kamerabild eines simulierten Gammaschauers mit 2.67 TeV Primärenergie (oben) und eines simulierten Protonschauers mit 6.56 TeV Primärenergie (unten). Die Zahlenangaben entsprechen Photoelektronen in den entsprechenden PMTs. Alle Signale < 3 Photoelektronen wurden unterdrückt (schwarz gezeichnete Flächen). Die Anordnung der 61 PMTs entspricht der Kamera des 2. HEGRA Cherenkovteleskopes.

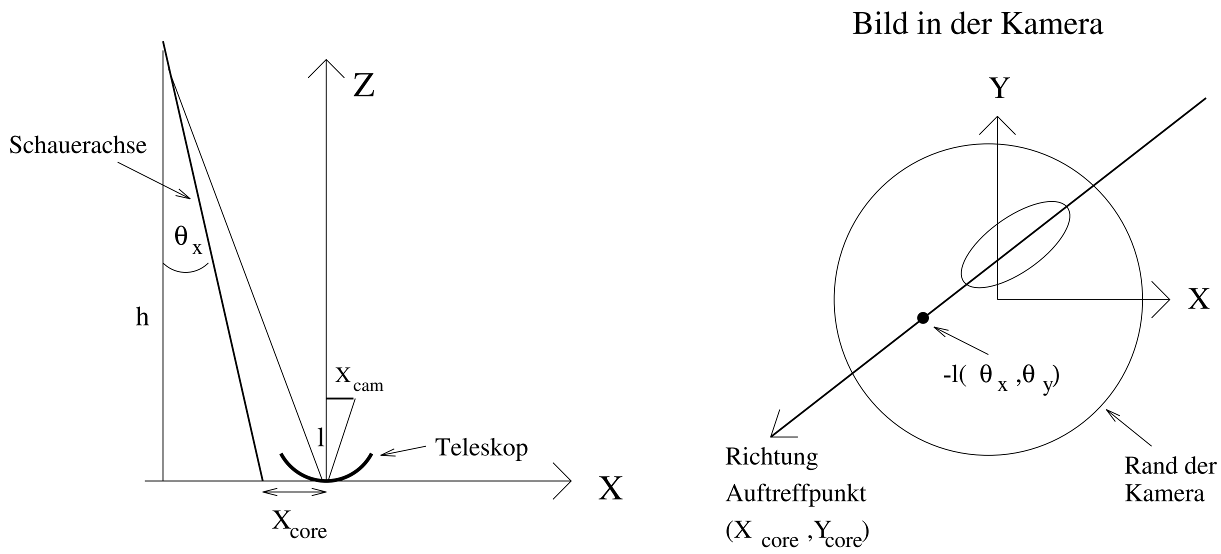


Abbildung 11: Die Entstehung des Kamerabildes anhand eines einfachen Modells. links: Licht aus der Höhe h wird auf einen Punkt x_{cam} in der Kamera abgebildet. rechts: Das Abbild der Schauerachse in der Kameraebene ist die eingezeichnete Gerade. Die Richtung der Geraden ist durch den Schauerauftreffpunkt bestimmt.

4.4 Korrelation zwischen Schauerentwicklung und Ellipsenparametern, Möglichkeit der Gamma-Hadron-Unterscheidung mit Hilfe der Bildparameter

Man kann die verschiedenen Ellipsenparameter mit der Schauerentwicklung in Beziehung setzen.

Der Parameter *length* hängt mit der longitudinalen Schauerentwicklung zusammen. Durch die Vielfachstreuung gibt es zwar keinen eindeutigen Zusammenhang $\theta(h)$ mehr, trotzdem kommt im Allgemeinen bei einem parallel zur Teleskopausrichtung einfallenden Schauer das Licht nahe der Kameramitte aus größerer Höhe als das Licht am Rand. Bei parallel zur Teleskopachse einfallende Schauer ist *length* abhängig vom Schauerabstand und wird im Mittel umso größer, je weiter entfernt der Schauerauftreffpunkt ist. Dies sieht man anhand des einfachen Modells der Abbildung 12: mit wachsendem Schauerabstand wird auch die Differenz $\phi_2 - \phi_1$ größer.

Der Parameter *width* ist wesentlich durch die Vielfachstreuung bestimmt. Bei parallel zur Teleskopachse einfallende Schauer wird *width* im Mittel mit wachsendem Schauerabstand größer.

Der Parameter *alpha*, der die Orientierung der Ellipse beschreibt, hängt mit der Schauerneigung zusammen. Die Bilder von parallel zur Teleskopausrichtung einfallenden Schauern zeigen zum Kamerazentrum, haben also kleines *alpha*. Dies erkennt man auch am Kamerabild der Abbildung 11. Im Falle $\theta_x = \theta_y = 0$ ist das Abbild der Schauerachse in der Kameraebene eine Ursprungsgerade. *alpha* wird mit wachsender Schauerneigung größer.

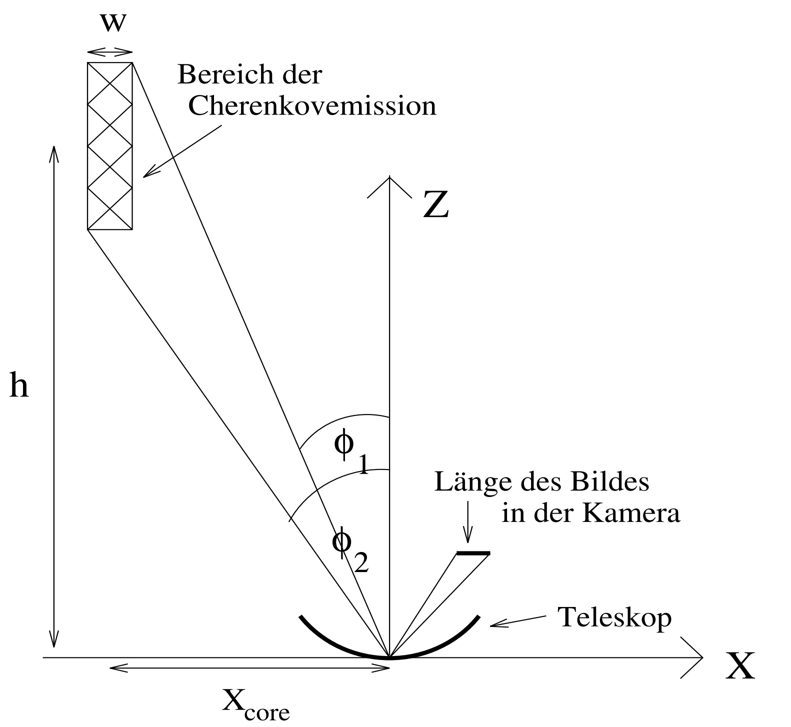


Abbildung 12: Die Entstehung der Bildform: Licht aus dem leuchtenden Volumen mit Durchmesser W und Höhe h erzeugt in der Kameraebene ein Bild mit einer Länge, die durch die Differenz $\phi_2 - \phi_1$ bestimmt wird.

Der Parameter *distance* hängt bei parallel zur Teleskopausrichtung einfallenden Schauern von der Schauerentfernung ab. *distance* ist umso kleiner, je kleiner der Schauerauftreffpunkt ist, da dann bevorzugt Photonen mit kleinen Winkeln bezüglich der Schauerachse die Kamera treffen. In der Abbildung 12 erkennt man, wie mit wachsendem Schauerabstand die mittlere Entfernung des Bildes vom Kamerazentrum, also der *distance*-Parameter, ebenfalls wächst.

Da die Ellipsenparameter Information über die Schauerentwicklung enthalten und die Schauerentwicklung von Gamma- und Hadronschauern unterschiedlich ist, ist eine Unterscheidung von gamma- und hadroninduzierten Schauern mit Hilfe der Bildparameter möglich. Aufgrund von Flukuationen in der Schauerentwicklung ist diese Unterscheidung jedoch nur auf statistischem Wege möglich.

Bei Hadronschauer kommt es während der Schauerentwicklung durch π^0-Zerfall zu mehreren elektromagnetischen Subkaskaden. Durch den transversalen Impuls der Pionen ist das Cherenkovlicht, welches am Erdboden ankommt, nicht so stark bzgl. der Richtung des Primärteilchens kollimiert wie bei Gammaschauern.

Im Mittel weisen somit die Hadronenschauer größere *length*, *width* und kleinere *concentration* als Gammaschauer auf. Wenn das Teleskop auf eine Gammaquelle ausgerichtet ist, kommen

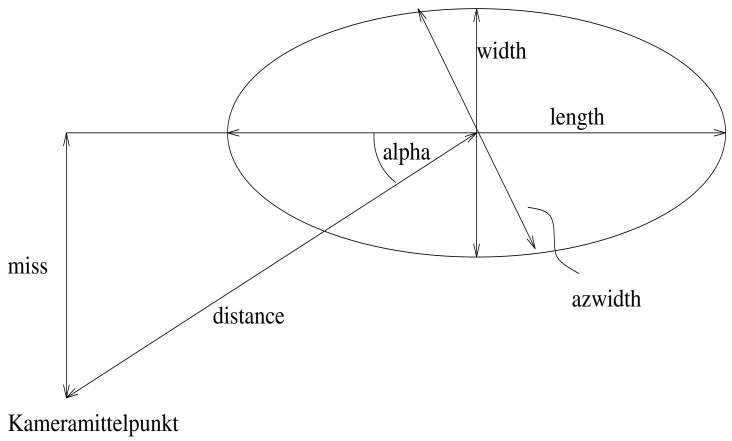


Abbildung 13: Die das Cherenkovlichtbild charakteriserenden Ellipsenparameter

alle Gammaquanten von der Quelle, sollten also kleines *alpha* haben. Beim isotrop verteilten Hintergrund der kosmischen Strahlung kommen hingegen alle Werte von *alpha* gleich häufig vor. Da Gammaschauer im Mittel sowohl kleinere *width* als auch kleineres *alpha* als Hadronenschauer aufweisen, ist der Parameter *azwidth*, als Kombination von *width* und *alpha*, besonders gut geeignet zur Unterscheidung von gamma- und hadroninduzierten Schauern.

4.5 3-dimensionale Schauerrekonstruktion

Die Richtung der großen Halbachse eines Bildes reicht nicht aus, um die beiden Unbekannten Schauerneigung und Schauerauftreffpunkt zu bestimmen. Bei 2 Teleskopen können beide Größen eindeutig bestimmt werden, ab 3 Teleskopen ist die Schauerachse überbestimmt und man kann einen Fit an die Schauerachse machen.

Die Schauerneigung wird bestimmt, indem die einzelnen Kamerabilder übereinandergelegt werden und der Schnittpunkt der großen Halbachsen bestimmt wird (Abb. 14). Wenn man die Fokalebene in Grad eicht, gibt der gespiegelte Schnittpunkt die Schauerneigung direkt an.

Die Rekonstruktion des Schauerauftreffpunktes ist etwas komplizierter. Im einfachsten Fall, in dem beide Teleskope keine Höhendifferenz aufweisen und in den Zenit schauen, ist der Auftreffpunkt bestimmt durch den Schnittpunkt der Ellipsenhauptachsen, die vom jeweiligen Ort des Teleskopes ausgehen (Abb. 15, oberes Bild). Im allgemeinen Fall muß man zunächst die Schauerneigung bestimmen und dann durch ein lineares Gleichungssystem die Schauerachse im Raum rekonstruieren (Abb. 15, unteres Bild). Mit

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{1,core} \\ Y_{1,core} \\ 0 \end{pmatrix} + t \begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_y \\ 1 \end{pmatrix}$$

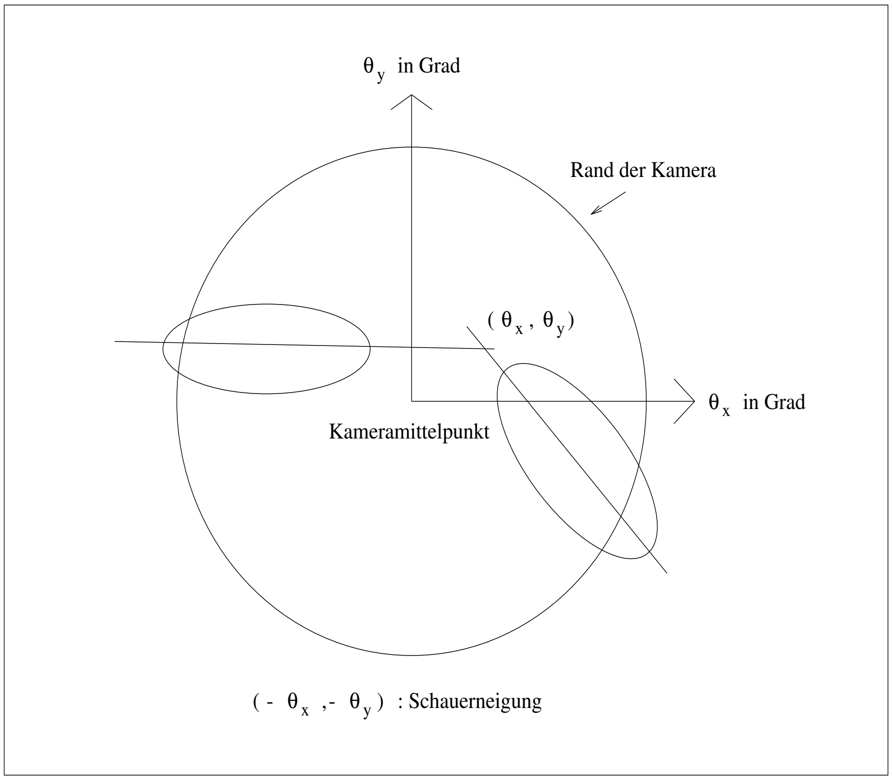


Abbildung 14: Die 3-dimensionale Schauerrekonstruktion. Um die Schauerneigung zu bestimmen, überlagert man die Kamerabilder der beiden Teleskope. Dabei eicht man die Kameraebene in Grad anstatt in Zentimeter.Die Spiegelung des Schnittpunktes am Kamerazentrum ergibt die Schauerneigung.

als Schauerachse werden die zwei Unbekannten $\binom{X_{1,core}}{Y_{1,core}}$, die x- und y-Komponenten des Auftreffpunktes in dem Koordinatensystem der Abb 15, bestimmt durch den Schnittpunkt der beiden Ellipsenhauptachsen mit der Schauerachse. Bei $z = 0$ (Ebene des 1. Teleskopes) gilt:

$$\begin{aligned} y_0 &= a_1 x_0 + b_1 \qquad \text{(Ellipsenhauptachse des 1. Teleskops)} \\ X_{1,core} &= x_0 \\ Y_{1,core} &= y_0 \end{aligned}$$

bei $z = h_{12}$ (Ebene des 2. Teleskopes) hingegen:

$$\begin{aligned} y_0' &= a_2(x_0' - L_{mom}) + b_2 \qquad \text{(Ellipsenhauptachse des 2. Teleskops)} \\ x_0' &= x_0 + h_{12}\theta x \\ y_0' &= y_0 + h_{12}\theta y \end{aligned}$$

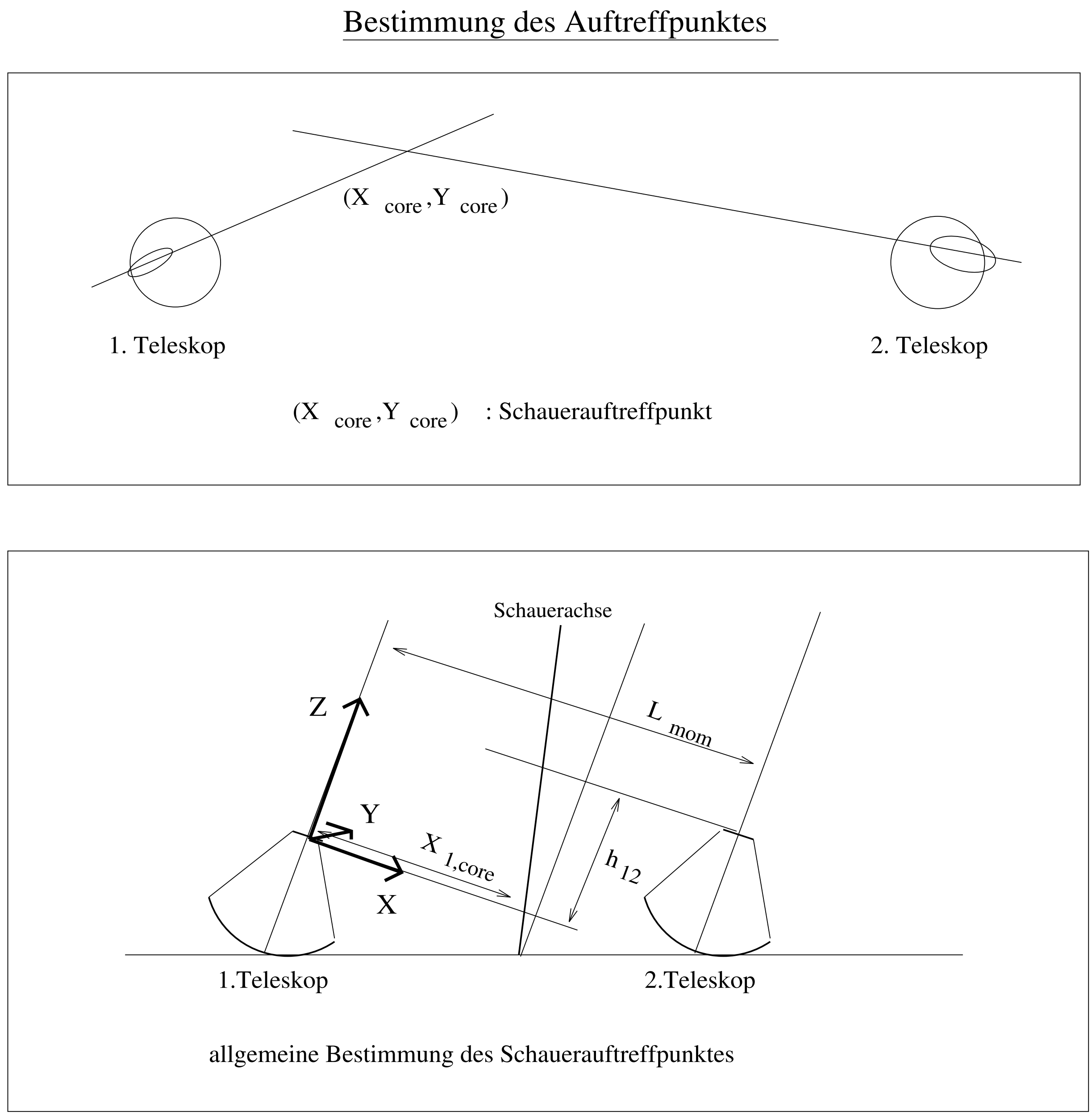


Abbildung 15: Die 3-dimensionale Schauerrekonstruktion. oben: Um den Schauerauftreffpunkt zu bestimmen, werden die Hauptachsengeraden überlagert, ausgehend von der Teleskopposition am Erdboden. unten: Die genaue Bestimmung des Auftreffpunktes. Das verwendet Koordinatensystem ist eingezeichnet und wird in Kapitel 6.2 genauer beschrieben. $X_{1,core}$ ist der Auftreffpunkt entlang der x-Achse bzgl des 1. Teleskops.

Es gibt also sechs Gleichungen für die sechs Unbekannten $X_{1,core}, Y_{1,core}, x_0, y_0, x'_0, y'_0$. L_{mom} ist dabei der auf die X-Achse projizierte Teleskopabastand, h_{12} ist die Höhendifferenz zwischen den Kameraebenen der beiden Teleskope. Es gilt

$$\begin{aligned}
L_{mom} &= \sqrt{x_{mom}^2 + y_{mom}^2} \qquad \text{mit} \\
x_{mom} &= L \quad (cos(a)cos(b) + sin(b)sin(a)) \\
y_{mom} &= L \quad (sin(a)cos(z)cos(b) - sin(b)cos(a)cos(z)) \\
h_{12} &= -L \quad (sin(a)sin(z)cos(b) - sin(b)cos(a)sin(z)) - H
\end{aligned}$$

mit a als Azimutalwinkel der momentanen Teleskoplage, z als Zenitwinkel, L als Teleskopabstand entlang der Vertikalen, H als absolute Höhendifferenz zwischen den Teleskopen und b als Winkel der Verbindungslinie der Telekope mit der Ost-West-Richtung. Azimut wird dabei von Norden über Osten gezählt. Für die zwei HEGRA Cherenkovteleskope gilt $L = 92.5$ m, $H = 4$ m, $b = 12.5^0$.

5 Das HEGRA Experiment

Das HEGRA (High Energy Gamma Ray Astronomy) Experiment auf dem Roque de las Muchachos auf der kanarischen Insel La Palma (28.76^0 n.B., 17.88^0 w.L., 2200 m ü.NN) besteht aus einer Matrix von 271 Szintillationszählern, die eine Fläche von 180x180 m überdecken, aus einer Matrix von 49 offenen Cherenkovdetektoren mit $\approx$1 str Gesichtsfeld (AIROBICC), aus 17 Müonzählern und momentan zwei Cherenkovteleskopen. Das erste Teleskop war als Prototyp gedacht, das zweite Teleskop ist das erste von einem System von fünf Teleskopen, welches momentan aufgebaut wird.

5.1 Die HEGRA-Cherenkovteleskope

Das erste Teleskop (CT1), ist seit Sommer 1992 in Betrieb, das zweite (CT2) seit Ende 1993. Das erste Teleskop ist detailliert beschrieben worden [39]. Eigenschaften der beiden Teleskope sind in Tabelle 2 aufgelistet. Die Beschreibung der Teleskope bezieht sich auf den Zeitraum 1994, von dem die verwendeten Daten stammen. Im Dezember 1994 wurde die Kamera von CT1 modifiziert.

CT1 ist äquatorial montiert und hat 5 m^2 Spiegelfläche, die sich aus 18 runden Einzelspiegeln mit 60 cm Durchmesser und 492 ± 4 cm Fokallänge zusammensetzt. Das zweite, größere Teleskop ist azimutal montiert und hat 8.5 m^2 Spiegelfläche bestehend aus 30 Einzelspiegeln. Die Kamera von CT2 besteht aus 61 12-stufigen FEU-130 Sekundärelektronenvervielfacher (PMTs) in einer hexagonalen Anordnung. Die Kamera von CT1 besteht aus 37 PMTs desselben Typs.

Um Lichtverluste zwischen den PMTs zu vermeiden, befinden sich UV-durchlässige, aus Plexiglas bestehende Lichtkonzentrierer vor den PMTs. Diese haben eine hexagonale Vorderseite und eine runde Rückseite, die mit der Photokathode des PMTs in optischen Kontakt steht. Die Lichtkonzentrierer bilden eine kontinuierliche lichtempfindliche Kamerafläche. Die Einheit aus Lichtkonzentrierer, PMT, und Ausleseelektronik für diesen PMT wird im Folgenden als Pixel bezeichnet.

CT2 ist außerdem zur Identifikation lokaler Müonen mit einem Antikoinzidenzschild ausgerüstet. Dieses besteht aus einem Zylinder sowie einer Scheibe aus 20mm dickem NE 104 Plastikszintillatormaterial, die die Kamera umgeben und von 5 PMTs ausgelesen werden. Eine Photographie des 2. Teleskopes ist in Abb. 16 gezeigt.

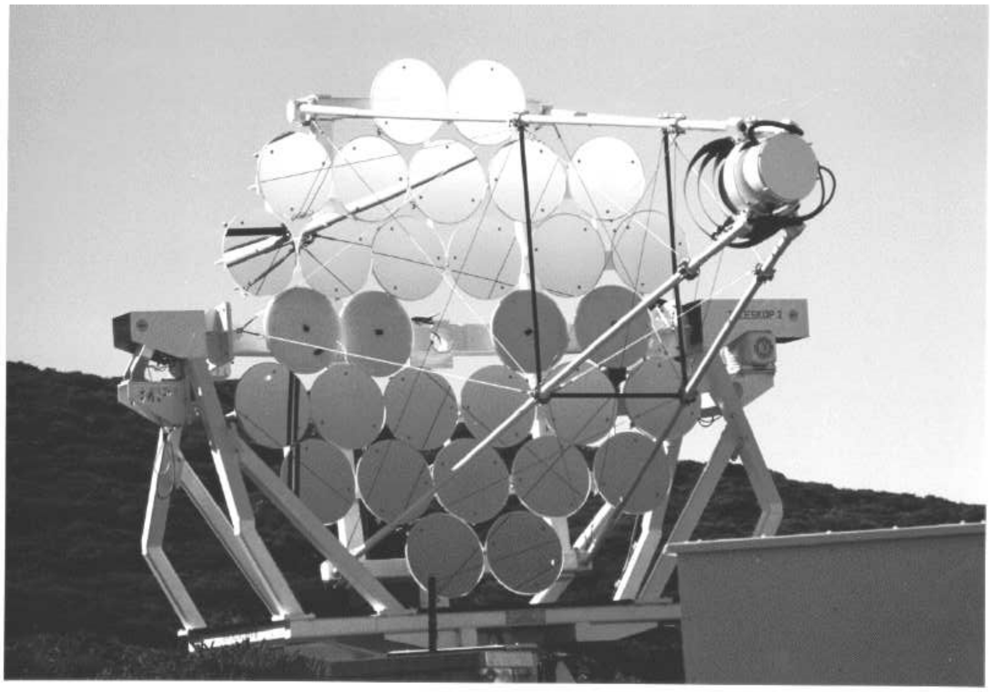


Abbildung 16: Photographie des 2. Teleskopes

Die Teleskope werden durch Schrittmotoren und einem Getriebe mit einer Schrittweite von 10^{-3} Grad bewegt, die Steuerung erfolgt über Frequenzsynthesizer. Die momentane Position einer Achse wird durch einen 14-bit auflösenden, graykodierten Drehgeber bestimmt.

Die Auslesesysteme beider Teleskope sind ähnlich und verwenden standardmäßige NIM und CAMAC Module zusammen mit eigens entwickelten Modulen. Die Auslese und Steuerung erfolgt mit einem Macintosh II Rechner pro Teleskop; die Teleskope werden unabhängig voneinander betrieben.

Der AC-Anteil des Signals von jedem PMT wird 10-fach verstärkt, wobei die Vorverstärker von CT2 in der Kamera integriert sind. Bei CT1 sind die Vorverstärker zusammen mit der restlichen

Elektronik, die Signale durchlaufen zunächst ca. 80 m RG 58 Kabel. Das Signal wird bei beiden Teleskopen anschließend geteilt und einerseits auf Diskriminatoren mit einer Schwelle von 30 mV (dies entspricht ungefähr 20 Photoelektronen), andererseits über eine Verzögerungsleitung auf ladungsintegrierende ADCs (LeCroy 2249A) gegeben. Bei CT1 werden LeCroy LC 623 B Leading Edge Diskriminatoren verwendet, bei CT2 hingegen Constant Fraction Diskriminatoren, die vom MPI München stammen. Bei beiden Teleskopen werden die Diskriminatorausgänge einerseits auf Logikeinheiten gegeben, die ein Triggersignal erzeugen, wenn 2 Pixel innerhalb von 7 ns (CT1) bzw. 8 ns (CT2) über der Diskriminatorschwelle liegen, andererseits auf Scaler, die die Einzeltriggerraten jedes Pixels zählen. Das Triggersignal bildet einerseits das 30 ns breite Gate für die ADCs, bewirkt andererseits die Auslese verschiedener Inputregister, die Zeitinformation und Drehgeberinformation enthalten.

Um Zeitinformation im Bereich von Mikrosekunden zu haben, die notwendig ist, um nach der Datennahme die koinzidenten Ereignisse zu extrahieren, wird ein 5 MHz Signal von einer Rb-Uhr auf einen Zähler gegeben, der mit 1 Hz Signalen, die ebenfalls von der Rb-Uhr stammen, zurückgesetzt wird. Das Triggersignal bewirkt, daß der momentane Zählerwert an einem Inputregister anliegt.

Der DC-Strom jedes PMTs wird über I-U-Wandler auf einen ADC gegeben. Alle zwei Minuten werden diese Werte gelesen und zusammen mit den Einzeltriggerraten gespeichert.

Die Teleskope sind 92.5 m voneinander entfernt, CT1 liegt in der Vertikalen 4.25 Meter höher als CT2, wenn beide Teleskope in den Zenit schauen. Die Koordinaten der Teleskope im HEGRA-Koordinatensystem sind (-11.28 m, -18.41 m) für CT1 und (-69.99 m, 53.54 m) für CT2.

Die Spiegelfläche, das Gesichtsfeld der Kamera und die Triggerbedingung bestimmen wesentlich die Rate, mit der die Teleskope Luftschauer registrieren. Die Einzelraten der Teleskope lagen 1994 bei 1.2 Hz (CT1) bzw. 2.2 Hz (CT2). Die Raten sind zenitwinkel- und extinktionsabhängig. Die Entfernung der Teleskope ermöglicht das gemeinsame Registrieren von Luftschauern: $\approx 70\%$ der Ereignisse von CT1 und $\approx 30\%$ der Ereignisse von CT2 wurden koinzident in beiden Teleskopen gesehen.

1994 wurden ca. 700 Stunden lang Daten simultan mit beiden Teleskopen aufgenommen. Dabei wurde ca. 40% der Zeit das BL Lac Objekt Mrk421, ca. 15% der Zeit der Krebsnebel, ca. 10% der Zeit der Supernovaüberrest G78.2+2.1 und ca. 10% der Zeit das Binärsystem AE Aquarii beobachtet. Dies ergibt einem Gesamtdatensatz von ca.$2.5 \cdot 10^7$ Ereignissen für CT1 und ca.$6 \cdot 10^7$ für CT2.

5.2 Vorteile eines Systems von Cherenkovteleskopen

Um den Gammafluß schwacher Quellen nachzuweisen und das Energiespektrum gut rekonstruieren zu können, ist eine niedrige Energieschwelle, eine gute Gamma-Hadron-Unterdrückung sowie eine gute Energierekonstruktion einzelner Ereignisse notwendig. Dies alles wird von einem System von Cherenkovteleskopen erfüllt.

	CT1	CT2
Montierung		
Art	äquatorial	azimutal
Spiegel		
Form	18 runde Einzelspiegel sphärisch gekrümmt	30 runde Einzelspiegel sphärisch gekrümmt
Durchmesser	60 cm	60 cm
Fokallänge	492 ± 4 cm	492 ± 4 cm
Reflektivität	84%	84%
Gesamtspiegelfläche	5 m^2	8.5 m^2
Kamera		
PMTs	FEU-130	FEU-130
Quanteneffizienz bei 375 nm	19%	19%
Pixelgröße	36 mm	36 mm
Anzahl Pixel	37	61
Durchmesser der Kamera in der Fokalebene	3^0	4^0

Tabelle 2: Charakteristika der Cherenkovteleskope

Die Energieschwelle eines Teleskops wird unter anderem durch die Triggerbedingung bestimmt, die so gewählt ist, daß die zufällige Triggerrate im Vergleich zur Rate der registrierten Luftschauer klein ist. Beim zukünftigen Teleskopsystem wird es möglich sein, nur auf Koinzidenzen von mehreren Teleskopen zu triggern, so daß die Triggerschwelle des Einzelteleskops gesenkt werden kann, ohne die zufällige Triggerrate zu erhöhen. Dadurch wird eine niedrigere Energieschwelle als beim Einzelteleskop möglich.

Durch die 3-dimensionale Schauerrekonstruktion, die ab zwei Teleskopen möglich wird, ist eine wesentlich effektivere Gamma-Hadron-Unterdrückung möglich. Bei Quellen mit einer Ausdehnung, die sehr viel kleiner als 1 Grad ist, kann die Richtung der Schauerachse zusätzlich als Unterscheidungskriterium verwendet werden.

Bei einem einzigen Teleskop ist die Energiebestimmung schwierig, da die Gesamtlichtmenge, die zur Energiebestimmung verwendet wird, vom Schauerabstand abhängt. Bei mehreren Teleskopen kann jedoch sowohl die Höhe des Schauermaximums als auch der Schauerabstand bestimmt werden. Diese Informationen zusammen mit der Gesamtlichtmenge in den Kameras lassen eine wesentlich genauere Energiebestimmung zu.

Aus Simulationen erwartet man für das Gesamtsystem aus fünf Teleskopen eine Auflösung der Schauerrichtung von 0.1^0 und eine Energieauflösung von 25% [40].

Bei koinzidenten Ereignissen ist außerdem der Hintergrund von lokalen Müonen, die beim Durchgang durch die Kamera Cherenkovlicht emittieren, vollständig unterdrückt. Kurzzeitig stark erhöhte Triggerraten, die durch Fremdlicht (z.B. Taschenlampe) bzw. elektronisches Rauschen erzeugt werden können, kommen bei koinzidenten Ereignissen nicht mehr vor.

6 Vorarbeiten für eine Zwei-Teleskop-Analyse

6.1 Aufsuchen der koinzidenten Ereignisse

Die zwei HEGRA-Cherenkovteleskope waren zwar gemeinsam auf eine Quelle ausgerichtet, nahmen jedoch getrennt Daten. Die μs-Zeitinformation der Rubidium-Uhr zusammen mit weiterer Zeitinformation wie Julianisches Datum und Uhrzeit in Stunden, Minuten und Sekunden wurde bei jedem Ereignis weggeschrieben, dadurch wird das nachträgliche Aufsuchen der Koinzidenzen möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst ein Programm geschrieben, welches aus den Einzelteleskopdaten die koinzidenten Ereignisse extrahiert. Alle in dieser Arbeit diskutierten Verteilungen gehen von koinzidenten Ereignissen aus.

Es wird gefordert, daß die Zeit der Koinzidenzen bis auf ± 20 ns übereinstimmt. Die zufällige Koinzidenzrate $N_{ac} = 2\tau \dot{N}_1 \dot{N}_2 \approx 2 \cdot 10^{-7}\ s^{-1}$ mit τ als Koinzidenzauflösezeit und $\dot{N}_i$ als Einzelrate des i-ten Teleskops ist dann völlig vernachlässigbar. Die Koinzidenzrate liegt bei ca. 0.8 Hz, zu größeren Zenitwinkeln z fällt sie ab, bei $z = 45^0$ sind es noch ca. 0.6 Hz.

6.2 Definition der Koordinatensysteme für die Schauerrekonstruktion

Um die Kamerabilder überlagern zu können und damit Schauerneigung und Schauerauftreffpunkt rekonstruieren zu können, müssen zunächst die jeweiligen kamerafesten Koordinatensysteme in ein gemeinsames System transformiert werden. Korrekturen aufgrund fehlerhafter Ausrichtung der Teleskope (z.B. aufgrund des Durchhängens der Kamera bei großen Zenitwinkeln) müssen ebenfalls berücksichtigt werden.

Um die Transformation vom kamerafestem in ein gemeinsames Koordinatensystem durchführen zu können, muß sowohl die Orientierung der Kameras für eine beliebige, aber bekannte Lage der Teleskope gemessern werden als auch die Reihenfolge, in der die ADC-Werte der einzelnen PMTs in den Daten gespeichert werden, bekannt sein.

In Abbildung 17 ist die Kameraorientierung und die Pixelnumerierung für die Ausrichtung der Teleskope zum Nordhorizont gezeigt. Dabei ist die Blickrichtung von der Kamera auf den Spiegel. Beim azimutalmontierten CT2 ist die Lage des Teleskopes nicht eindeutig, da ein Punkt auf zwei Weisen erreicht werden kann (mit den Koordinaten (az, h) und $(az + 180^0, 180^0 - h)$ mit az als Azimut und h als Höhe). In der Abbildung 17 ist die Lage für h <90 Grad gezeigt. Bei h >90 Grad wäre die Lage der Kamera bzgl. der Waagerechten gespiegelt. Da CT2 azimutalmontiert, CT1 jedoch äquatorial montiert ist, gibt es eine Bildfelddrehung bei CT2, nicht aber bei CT1.

Für die Bestimmung der Schauerneigung θ werden die kamerafesten Koordinatensysteme in die Systeme der Abb. 18 rotiert, und dann superponiert. Der Koordinatenursprung hat seinen Ursprung im Mittelpunkt der Kamera, die Projektion der x-Achse auf den Erdboden zeigt entlang der Verbindungslinie zwischen den Teleskopen (von CT1 in Richtung CT2), die xy-Ebene ist die Kameraebene. Die z-Achse zeigt in Richtung der Teleskopachse, x, y und z bilden ein Rechtssystem.

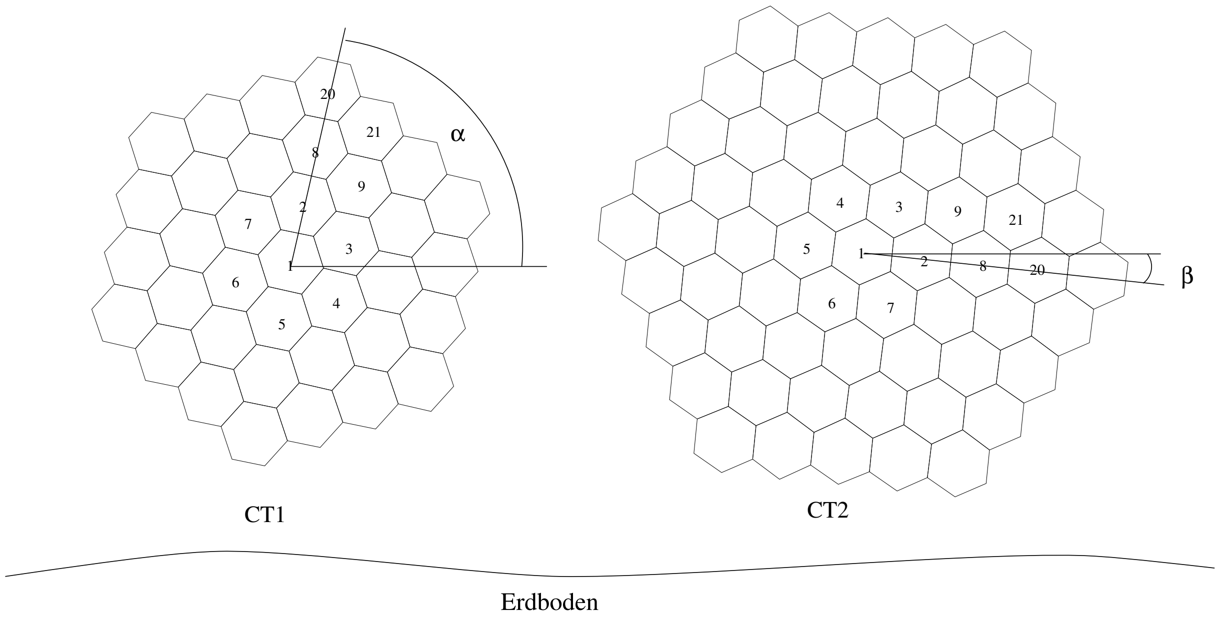


Abbildung 17: Die Lage der Pixel in der Kamera, wie sie bei der Datenaufnahme verwendet werden. Der Winkel α beträgt 82 ± 2^0, β ist 6 ± 2^0

Für die Bestimmung des Schauerauftreffpunktes muß man die einzelnen Teleskopsysteme in ein einziges System transformieren. Dieses Sytem ist in Abb.15 im unteren Bild gezeigt. Der Ursprung des verwendeten Systems liegt in der Kameramitte von CT1, die Projektion der x-Achse auf den Erdboden zeigt wiederum entlang der Verbindungslinie zwischen den Teleskopen (von CT1 in Richtung CT2), die xy-Ebene ist wiederum die Kameraebene. Die z-Achse zeigt in Richtung der Teleskopachse. Die Projektion des Teleskopabstandes auf die x-Achse ist L_{mom}, die Höhendifferenz der Teleskope entlang der z-Achse ist h_{12}. Der Schauerauftreffpunkt wird in der x-y-Ebene angegeben, da nur der Schauerabstand in dieser Ebene den radialen Intensitätsverlauf des Cherenkovlichtes widerspiegelt. L_{mom} ändert sich mit dem Zenitwinkel, dadurch wandert der Ort des 2. Teleskops entlang der x-Achse. Um dies zu vermeiden, kann man sich auf kleine Zenitwinkelbereiche beschränken oder die Auftreffpunkte auf ein festes L_{mom} normieren.

Der Schauerauftreffpunkt des 2. Teleskops ist bzgl. des angegebenen Koordinatensystems in der $z = h_{12}$ Ebene. Mit $\binom{X_{1,core}}{Y_{1,core}}$ als Auftreffpunkt bzgl. des 1. Teleskops, ist

$$\begin{pmatrix} X_{2,core} \\ Y_{2,core} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{1,core} \\ Y_{1,core} \end{pmatrix} - h_{12} \begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_y \end{pmatrix}$$

der Schauerauftreffpunkt bzgl. des 2. Teleskops. $\binom{\theta_x}{\theta_y}$ ist dabei die Schauerneigung. Der Schauerabstand vom 2. Teleskop ist dann $\sqrt{(L_{mom} - X_{2,core})^2 + Y_{2,core}^2}$.

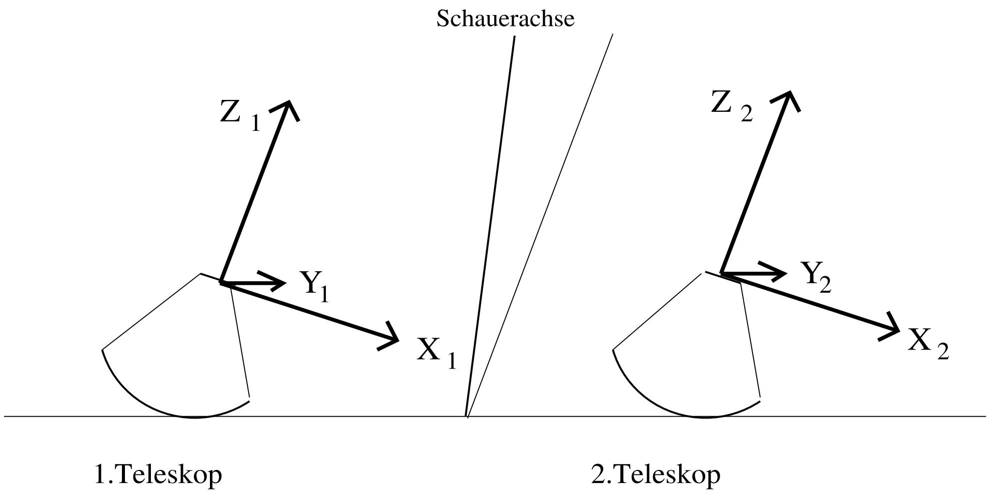


Abbildung 18: Die für die Bestimmung der Schauerneigung verwendeten Koordinatensysteme.

6.3 Ermittelung der Ausrichtungsfehler der Teleskope

Die Ausrichtungskorrekturen beider Teleskope können durch sogenannte Pointruns ermittelt werden. Wenn (ra,δ) Rektaszension und Deklination eines hellen Sternes sind, wird das Teleskop auf ein Gitter von Punkten ,welches durch

$$\left(ra \pm s\frac{x}{n_x}, \quad \frac{\delta \pm s\frac{y}{n_y}}{cos\delta} \right) \qquad 0 \leq x \leq n_x \quad 0 \leq y \leq n_y$$

definiert ist, ausgerichtet und jeweils die DC-Ströme der PMTs ausgelesen. Die Größe des Gitters wird durch s (der Winkelbereich, der durchfahren wird), die Punktdichte durch n_x und n_y festgelegt. Werte für einen typischen Pointrun sind s=0.43^0 ,$n_x = n_y = 11$.

Die Sterne sind so ausgewählt, daß der DC-Strom eines Pixels um einen Faktor 20 (typische Werte sind von 2 μA auf 40 μA) zunimmt, wenn der Stern zentral im Pixel steht. Somit läßt sich über die Aufteilung des Sternenlichtes auf mehrere Pixel recht gut der Ort des Sterns rekonstruieren.

Da das Gitter parallel zu Rektaszension und Deklination ist, dreht sich die Kamera von CT2 unter dem Gitter hinweg. Dieser Effekt ist für kurze Pointruns weit weg von der oberen Kulmination klein: für einen 20-minütigen Pointrun und einer typischen Bildfeldrotationsgeschwindigkeit von $10''/s$ ist die Gesamtdrehung 3 Grad.

Aus der Pointruninformation lassen sich Konturbilder der Kamera erstellen, die Information über Abbildungsgüte, Ausrichtungsfehler und Orientierung enthalten (Abb. 19).

Es werden für die Deklination der Objekte, die mit den Teleskopen beobachtet werden, für verschiedene Stundenwinkel Pointruns mit beiden Teleskopen mit geeigneten Sternen durchgeführt.

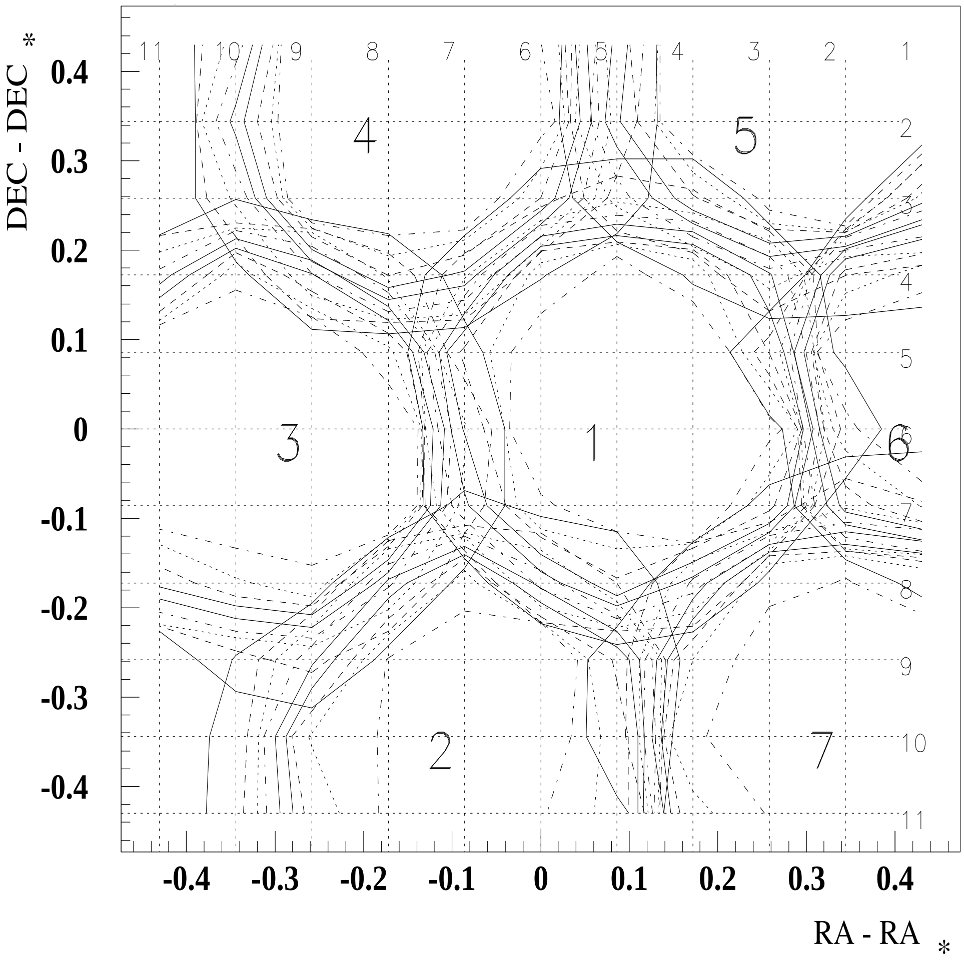


Abbildung 19: Ein Konturplot, mit Hilfe der Pointruninformation erstellt. Die x- und y-Achse entsprechen Rektaszension und Deklination in Bezug auf die Sternkoordinaten. Die Konturlinien sind äquidistant von 10% auf 90% des maximalen Stroms des zentralen Pixels. Die Pixel sind numeriert, wie sie in der Kamera liegen. Die Abweichung des Mittelpunktes des zentralen Pixels von (0,0) ist gerade der Ausrichtungsfehler. Die Breite der Konturen von 10% auf 90% sind ein Maß für die Abbildungsgüte.

Daraus kann eine Ausrichtungskorrekturkurve in Abhängigkeit des Stundenwinkels für jede Deklination erstellt werden. Für das 1. Teleskop sind die Korrekturkurven für vier Deklinationen in Abbildung 20 gezeigt. Die Korrekturkurven sind bzgl. Stundenwinkel 0 Grad ungefähr spiegelsymmetrisch in Deklination und punktsymmetrisch in Rektaszension, wie man es bei einer Äquatorialmontierung erwartet. Die Ausrichtungsfehler sind bei CT1 und CT2 im Allgemeinen kleiner als 0.2 Grad, dies impliziert eine Verschiebung des Kamerazentrums um weniger als 1.5 cm.

Mit Hilfe der Pointruns kann außerdem die Abbildungsqualität überprüft werden. Der Bereich, in dem die DC-Stromstärke, die durch den hellen Stern verursacht wird, von 90% auf 10% abnimmt, beträgt bei CT2 0.13^o (1/3 der Pixelgröße), bei CT1 0.08^o (1/5 der Pixelgröße).

Mit Pointruns läßt sich außerdem die Orientierung der Kamera überprüfen, allerdings nur mit einer Genauigkeit von einigen Grad.

7 Ereignisauswahl und Bestimmung der Bildparameter

7.1 Die ON-OFF Methode

Aufgrund von Schauerfluktuationen ist es nicht möglich, durch das Cherenkovlichtbild eindeutig das Primärteilchen zu identifizieren. Eine potentielle Gammaquelle wird deshalb im sogenannten ON-OFF-Modus beobachtet, d.h. für eine bestimmte Zeit t wird die Gammaquelle beobachtet, anschließend wird derselbe Bereich in Deklination und Stundenwinkel durchfahren, wobei sich dann im Gesichtsfeld der Kamera (vermutlich) keine Gammaquelle befindet. Typische Werte von t sind 20 Minuten bis 1 Stunde. Man weist dann die Gammaquanten auf statistischem Wege als Überschuß von Ereignissen in der ON-Region im Vergleich zur OFF-Region nach.

Die Fluktuationen in der Anzahl der Ereignisse der Quellenregion N_{on} ist gerade $\sigma_{on}^2 = N_{on}$, entprechend gilt $\sigma_{off}^2 = N_{off}$ für die Hintergrundsregion. Da diese Fluktuationen statistisch unabhängig sind, ist die Gesamtfluktuation $\sigma_{on+off}^2 = N_{on} + N_{off}$. Das Signal ist gegeben durch $N_{on} - N_{off}$, so daß das Gammasignal S in Einheiten der Standardabweichung σ gerade

$$S = \frac{N_{on} - N_{off}}{\sqrt{N_{on} + N_{off}}}$$

ist.

Da das Signal zu Untergrundsverhältnis bei 1:500 liegt, werden üblicherweise die unterschiedlichen Bildparameterverteilungen für Hadronen und Gammaquanten verwendet, um die Gammaereignisse im Datensatz anzureichern. Da sowohl die Ereignisrate als auch die Bildparameterverteilungen zenitwinkelabhängig sind, wird die OFF-Region im selben Zenitwinkelbereich beobachtet.

Diese ON-OFF-Methode berücksichtigt Änderungen der Extinktion der Atmosphäre und Änderungen der Teleskopparameter (z.B. Änderungen der Hochspannung), ist aber problematisch,

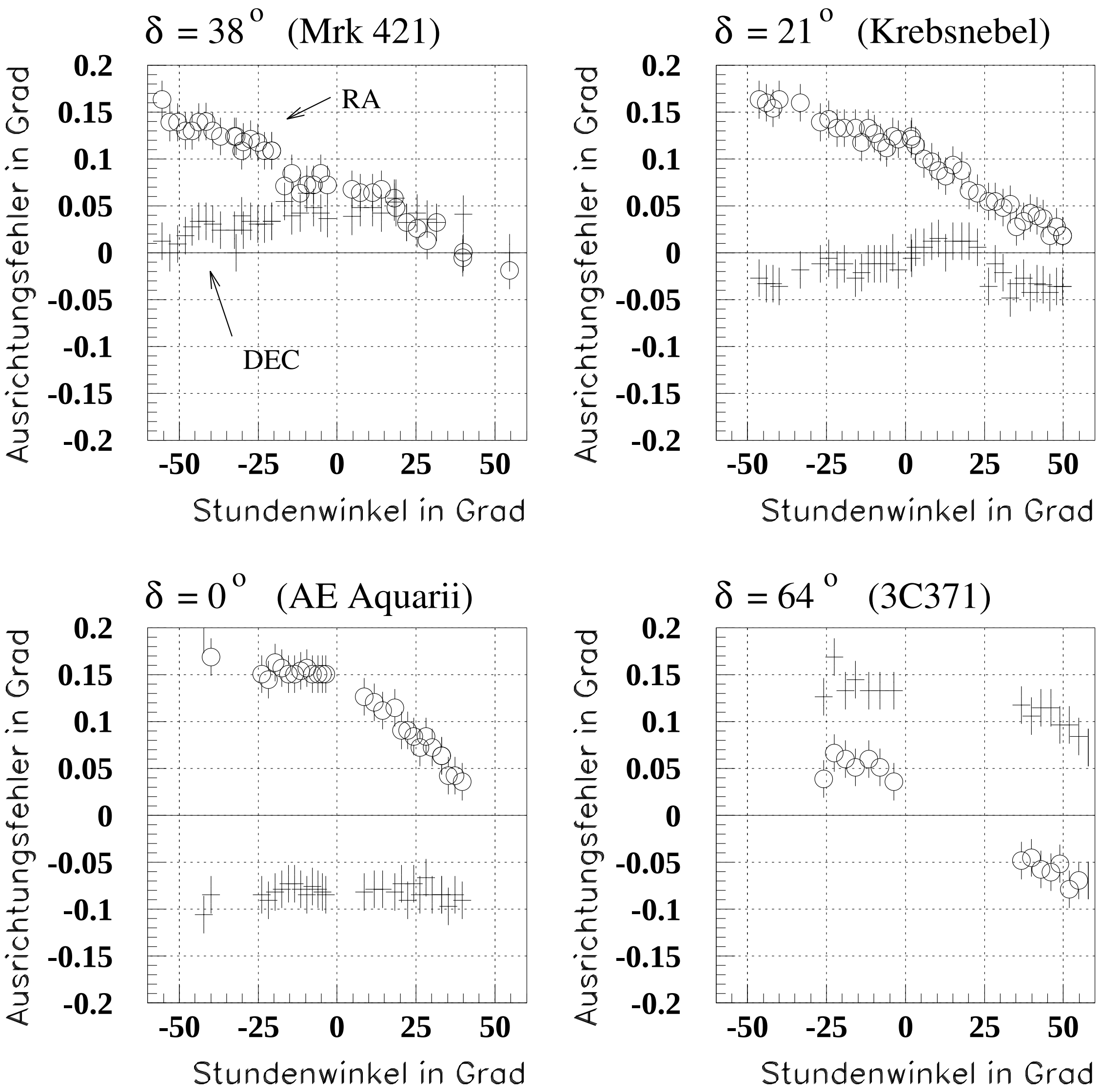


Abbildung 20: Korrekturkurven, die die Ausrichtungsfehler des 1. Teleskops in Deklination (Kreuze) und Rektaszension (offene Kreise) als Funktion des Stundenwinkels wiedergeben. Jedes Bild ist für eine feste Deklination gemacht. Die Deklination des verwendeten Sternes und ein Beobachtungsobjekt mit ähnlicher Deklination ($\pm 3^0$) sind jeweils angegeben.

wenn Quellen- und Hintergrundsregion unterschiedlich dunkel sind (z.B. aufgrund der Milchstraße) bzw. helle Sterne enthalten. Außerdem kann die Gammaquelle nur die Hälfte der möglichen Zeit beobachtet werden. Bei der Suche nach periodischen oder veränderlichen Gammaquellen genügt es, nur ON-Beobachtungen zu machen.

Um einen Gammafluß von einem Objekt nachzuweisen, sind viele Stunden Meßzeit, die über einen Zeitraum von typischerweise einigen Monaten gewonnen werden, nötig. Für die Analyse werden nur Runpaare verwendet, deren ON- und OFF-Teil direkt hintereinander gemacht wurden und deren Rohsignal nicht signifikant von Null abweicht. Dabei muß der zeitliche Verlauf der Rate berücksichtigt werden, da große Rohsignale häufig durch ein kurzzeitiges starkes Anwachsen der Rate (z.B. durch ein vorbeifahrendes Auto) zustande kommen.

7.2 Bildfilterung: Pedestalabzug und Verstärkungsausgleich

Der ADC-Wert eines Pixels, der den AC-Anteil des Lichtes mißt, setzt sich aus den Photonen des Cherenkovlichtes und den Fluktuationen des Hintergrundlichtes (Sternenlicht, Fluoreszenzlicht angeregter Luftmoleküle, terrestrisches Streulicht usw.) zusammen. Da das Hintergrundlicht, das während der Gatezeit des ADC's die Photokathode eines PMTs trifft, poissonverteilt ist, ist die Fluktuation dieses Lichtes durch die Quadratwurzel des mittleren Beitrages gegeben. Der mittlere Beitrag s_{nsb} dieses Hintergrundlichtes in Photoelektronen ist

$$s_{nsb} = \phi_{nsb} \Omega_{pixel} A R t_{gate} Q$$

wobei ϕ_{nsb} der Fluß des Hintergrundlichtes, Ω_{pixel} der von einem Pixel gesehene Raumwinkel, A die Spiegelfläche, R die Spiegelreflektivität (≈ 0.85), t_{gate} die Gatezeit des ADCs (30ns) und Q die Quanteneffizienz der PMTs ($Q \approx 0.2$) bedeutet.

Für den auf La Palma gemessenen Hintergrundfluß [41] ergibt sich als mittlerer Beitrag während der ADC Gatezeit von 30ns 1.0 Photoelektronen für CT2, 0.7 Photoelektronen für CT1. Dieser Beitrag ändert sich stark mit der Extinktion, der Himmelsregion und mit dem Zenitwinkel.

Um elektronische Instabilitäten, sich ändernde Extinktion und Temperatureffekte zu berücksichtigen, werden mit den Teleskopen sogenannte Pedestalruns durchgeführt. Dabei wird die ADC-Auslese 500 mal ereignisunabhängig getriggert, die ADC Werte für jedes Pixel und jeden Trigger werden gespeichert. Abbildung 21 zeigt 2 Pedestalspektren desselben Pixels für CT2, einmal mit dem hellen Stern ζ Tauri, einmal ohne Stern im Gesichtsfeld des PMTs. Da nur der AC-Anteil als Pulshöhe registriert wird, erwartet man in beiden Fällen eine Poissonverteilung, dessen Schwerpunkt gleich dem festeingestellten ADC-Pedestal ist. Da in Anwesenheit des Sterns wesentlich größere Pulshöhen vorkommen, ist der wahrscheinlichste Wert kleiner.

Wenn man die Konversionsfaktoren 2.4 (CT2) und 1.5 (CT1) von ADC Kanälen zu Photoelektronen (*phe*) zugrundelegt, kann man das mittlere Schwankungsquadrat $\lambda = \sqrt{< s^2 > - < s >^2}$ der Pedestalverteilung in Photoelektronen ausrechnen und mit dem mittleren Hintergrundbeitrag vergleichen. Für CT2 ist $\lambda \approx 1.1$ *phe* (Hintergrundbeitrag 1.0 *phe*) , für CT1 ist $\lambda \approx 1.7$ *phe*

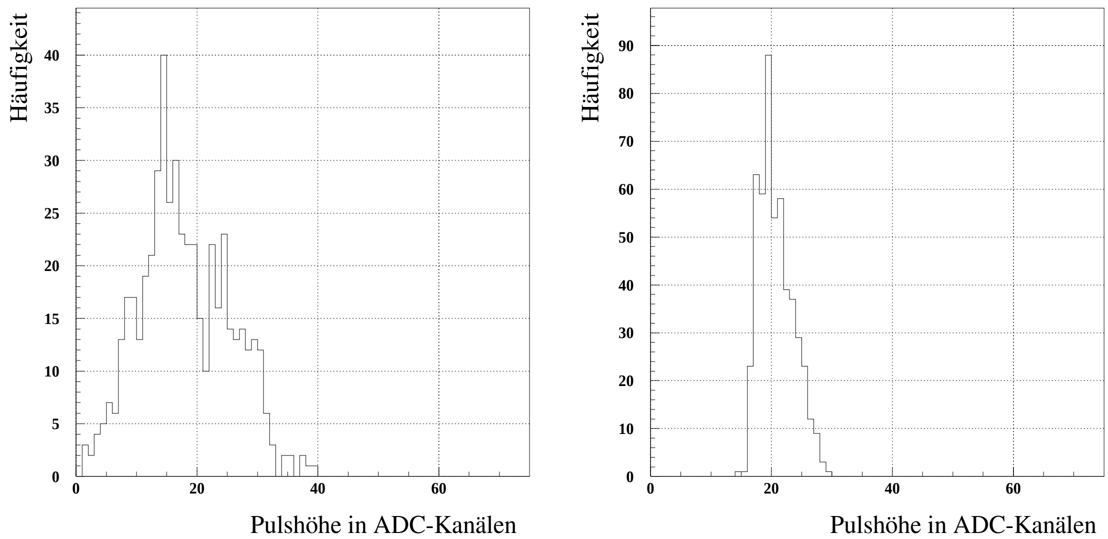


Abbildung 21: Pedestalspektren mit (links) und ohne (rechts) Stern im Gesichtsfeld des PMTs.

(Hintergrundbeitrag 0.7 phe). Die Pedestalfluktuation enthält ebenfalls den Beitrag des elektronischen Rauschens, der bei CT1 größer ist, da sich die Vorverstärker, die bei CT2 in der Kamera integriert sind, bei CT1 zusammen mit der restlichen Elektronik nach ca. 80 m Kabel befinden. Der helle Stern ζ Tauri erhöht die Fluktuationen bei CT2 um ca. $2phe$.

Außerdem muß die unterschiedliche Verstärkung der PMTs berücksichtigt werden. Die Hochspannung jedes PMTs ist in einem Bereich von 300 V über DACs (Digital zu Analog Wandler) einstellbar, und wird so eingestellt, daß die Verstärkung aller PMTs ähnlich ist. Um die Verstärkung genauer zu ermitteln, werden Laserruns durchgeführt. Dabei wird mit einem N_2-Laser, dessen Licht durch eine Quarzfiber in die Mitte des Spiegels auf eine Diffusorscheibe und einen Blaufilter geleitet wird, die Kamera homogen beleuchtet. Die ADC-Werte jedes Pixels werden für 100 Laserpulse gespeichert.

Wenn man die Abweichung der Einzelwerte eines PMTs von dem Mittelwert aller PMTs für jeden Laserpuls bestimmt, bekommt man Verteilungen, wie sie die Abbildung 22 zeigt. Dort sind für zwei verschiedene Pixel von CT2 die Abweichung von der mittleren Verstärkung

$$\frac{s_i - \frac{1}{n_{pix}} \sum_j s_j}{\frac{1}{n_{pix}} \sum_j s_j}$$

mit s_i als Pulshöhe des i-ten Pixels, n_{pix} als Pixelanzahl und j als Summation über alle Pixel für einen Laserrun aufgetragen. Die Schwankungen liegen hauptsächlich an den Fluktuationen in der Sekundärelektronenproduktion an der 1. Dynode.

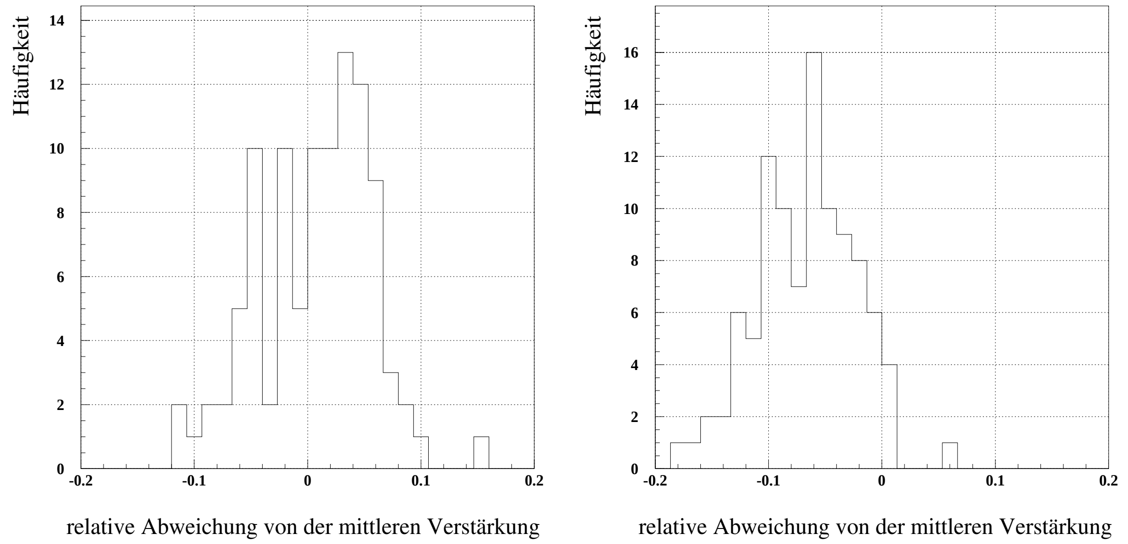


Abbildung 22: Für zwei PMTs der 2. Kamera sind die relativen Verstärkungen , d.h. die Einzelverstärkung im Vergleich zur mittleren Verstärkung aller PMTs gezeigt. Die Daten stammen von einem Laserrun, dessen Durchführung im Text erläutert wird.

Wenn man diese Spektren mittelt, bekommt man für jeden PMT die relative Verstärkung im Vergleich zur mittleren Verstärkung aller PMTs. Diese relativen Verstärkungen sind in Abb. 23 aufgetragen. Sie liegen für die meisten PMTs innerhalb $\pm 5\%$

Nach Pedestalabzug und Verstärkungsausgleich erhält man für das ADC-Signal s_i eines Pixels

$$s_i = (s_{i,raw} - p_i)\,\frac{\overline{G}}{G_i}$$

wobei $s_{i,raw}$ das Rohsignal, p_i das Pedestal des ADCs, $\overline{G}$ die über alle Pixel gemittelte Verstärkung und G_i die Verstärkung des i-ten Pixels bedeuten. Der Verstärkungsausgleich wurde bei den folgenden Untersuchungen nicht berücksichtigt.

7.3 Unterdrückung des Rauschens

Es ist nicht sinnvoll, alle Pixel zur Bildberechnung zu verwenden, da aufgrund von Fluktuationen des Hintergrundlichtes auch Pixel ohne Cherenkovlicht einen von Null verschiedenen Wert haben. Die einfachste Möglichkeit besteht darin, nur Pixel zu verwenden, die über einem Schwellenwert

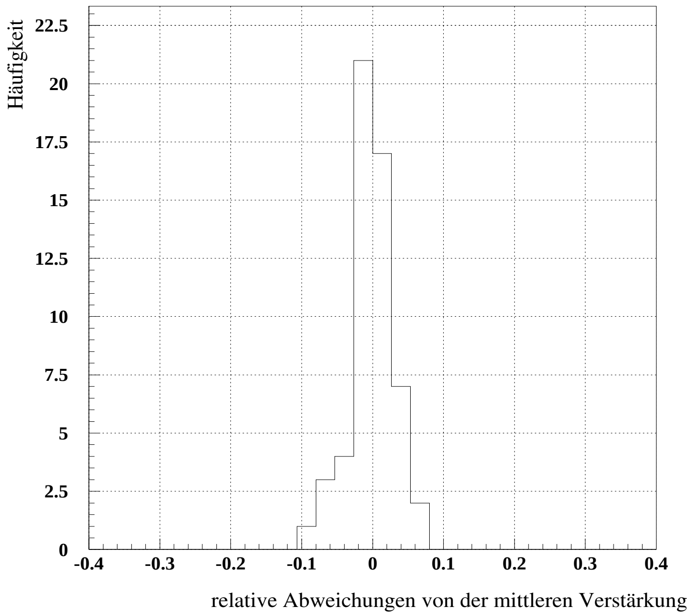


Abbildung 23: Für alle PMTs der 2. Kamera sind die relativen Verstärkungen, d.h. die Einzelverstärkungen im Vergleich zur mittleren Verstärkung aller PMTs gezeigt. Die meisten PMTs liegen im Bereich $\pm 5\%$

liegen. Der Wert dieser Schwelle kann aus Monte Carlo Simulationen und aus den Pedestalfluktuationswerten grob festgelegt werden. Bei den hier beschriebenen Untersuchungen wurde ein Verfahren ähnlich wie es in [42] beschrieben ist, verwendet. Dabei werden die Pedestalfluktuationen σ_i der einzelnen Pixel verwendet. Man geht vom Pixel mit dem maximalen ADC Wert aus und untersucht sukzessive immer weiter von diesem Pixel entfernte Pixel, ob sie noch zum Bild gehören. Dabei wird ein Pixel i zur Bildberechnung verwendet falls das Signal größer als 5 σ_i ist, oder falls es größer 3 σ_i ist und ein benachbartes Pixel bereits zum Bild gehört. Dieses Verfahren ist bei CT2 mit seiner Azimutalmontierung problematisch, wenn hellere Sterne im Gesichtsfeld der Kamera liegen,da die Pedestalfluktuationen einzelner Pixel groß werden, wenn der Stern gerade durch das Pixel wandert. Insbesondere im Bereich der oberen Kulmination, wo die Bildfeldrotationsgeschwindigkeit maximal ist, ist ein häufiges Ermitteln der Pedestalwerte nötig.

7.4 Vergleich der Bildparameterverteilungen beider Teleskope

Nachdem von den ADC-Werten die Pedestal abgezogen und die ADC-Werte aller Pixel, die nicht zum Bild gehören, auf null gesetzt worden sind, werden die Bildparameter für jedes Ereignis berechnet, wobei die Pixelkoordinaten bzgl. des auf die Ausrichtungsfehler korrigierten Kameramittelpunktes bezogen werden.

Die Bildparameterverteilungen der koinzidenten Ereignisse zeigen bei CT1 und CT2 Unterschiede (Abb. 24).

Die Unterschiede sind auf die kleinere Spiegelfläche und Kamera von CT1 und die Tatsache, daß die Pixelauswahl unter Verwendung der Pedestalfluktuationen aufgrund des höheren Rauschens bei CT1 eine höhere Schwelle für die Bildzugehörigkeit bedeutet, zurückzuführen.

Die kleinere Spiegelfläche von CT1 führt dazu,daß jedes Pixel weniger Licht sieht und daß weniger Pixel in die Bildberechnung eingehen. Dies führt im Mittel zu kleineren Werten von *width*, *length*, *azwidth* und *azlength* und größeren Werten von *concentration* als bei CT2. Bei CT1 sieht man Ereignisse, bei denen nur 2 Pixel zur Bildberechnung verwendet werden, bei der *width* 0. Bei kleinen Bildern, also solchen aus wenigen Pixeln, gibt es eine Tendenz zur Richtungsdigitalisierung, da sie bevorzugt entlang der Symmetrieebenen der hexagonalen Pixelanordnung zeigen. Bei CT1 führt dies zu Oszillationen in der *miss*-Verteilung mit relativen Maxima bei $0.43^0 cos(30^0) N$ mit N entweder 0, 1 oder 2 und 0.43^0 als Pixelgröße in Grad. Kleine Bilder verursachen ebenfalls eine Überhöhung der *alpha*- und *azwidth*-Verteilungen bei kleinen Werten, welche wiederum nur bei CT1 gesehen wird. Das kleinere Gesichtsfeld der Kamera von CT1 verursacht einen Abfall der *length* ,*distance* ,*miss* ,*azwidth* und *azlength*-Verteilungen bei kleineren Werten als bei CT2.

7.5 Kriterien für gutrekonstruierte Bild- und Schauerparameter

Wenn die Bildparameter in einem der beiden Teleskope schlecht rekonstruiert werden, so werden auch die durch Überlagerung der Einzelbilder gewonnenen Schauerparameter (d.h. Schauerneigung und Schauerauftreffpunkt) stark vom wahren Wert abweichen. Deshalb ist es notwendig, Kriterien zu finden, die in Zusammenhang mit der Rekonstruktionsgüte gebracht werden können.

Bei der 2-Teleskopanalyse kommt hinzu, daß selbst 2 gutrekonstruierte Einzelbilder nicht notwendigerweise gutrekonstruierte Schauerparameter zur Folge haben (z.B. der Fall, daß beide Bilder mehr oder weniger entlang der Verbindungslinie zwischen den Teleskopen orientiert sind). Dies wird in Kapitel 6 behandelt.

Man erwartet intuitiv, daß die Bildparameterberechnung problematisch wird, wenn

- ein Großteil des Bildes aufgrund des Kamerarandes verloren geht.
- sehr wenige bzw. sehr viele Pixel in die Bildberechnung eingehen (bei sehr wenigen Pixeln dominiert der Effekt der Pixelgröße, bei sehr vielen Pixeln der Effekt des Kamerarandes).
- die Gesamtlichtmenge klein ist, da dann die Fluktuationen des Himmelslichtes wichtig werden.

Außerdem werden speziell die richtungsabhängigen Parameter umso schlechter rekonstruiert sein, je größer das Verhältnis *width*/*length* ist.

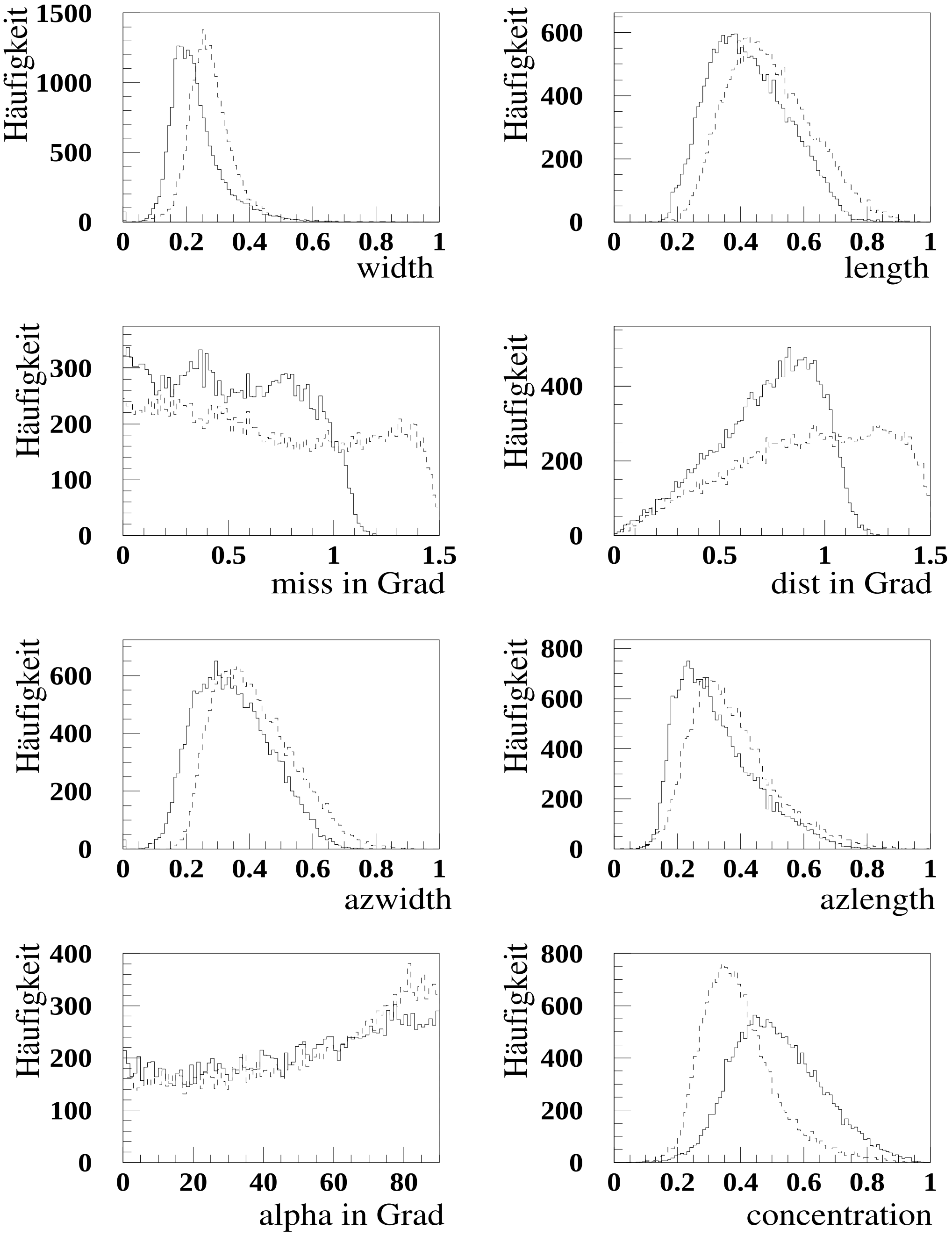


Abbildung 24: Vergleich der Bildparameterverteilungen der beiden Teleskope bei koinzidenten Ereignissen. Die durchgezogene Linie gilt für CT1, die gestrichelte Linie für CT2.

7.5.1 Auswirkungen des Kamerarandes auf die Bestimmung der Bildparameter

Ein Maß dafür, wieviel Licht aufgrund des Kamerarandes verloren geht, ist die Entfernung des Ellipsenmittelpunktes vom Kamerazentrum, also der *distance*-Parameter. In 25 ist gezeigt, wie sich die *alpha*-Verteilung in Abhängigkeit von *distance* verändert. Ereignisse mit großem *distance* sind fast nur noch entlang des Kamerarandes orientiert, haben also ein *alpha* nahe bei 90 Grad. Der Effekt wird ab einer *distance* von 0.8 Grad bei CT1 und bei 1.1 Grad bei CT2 problematisch.

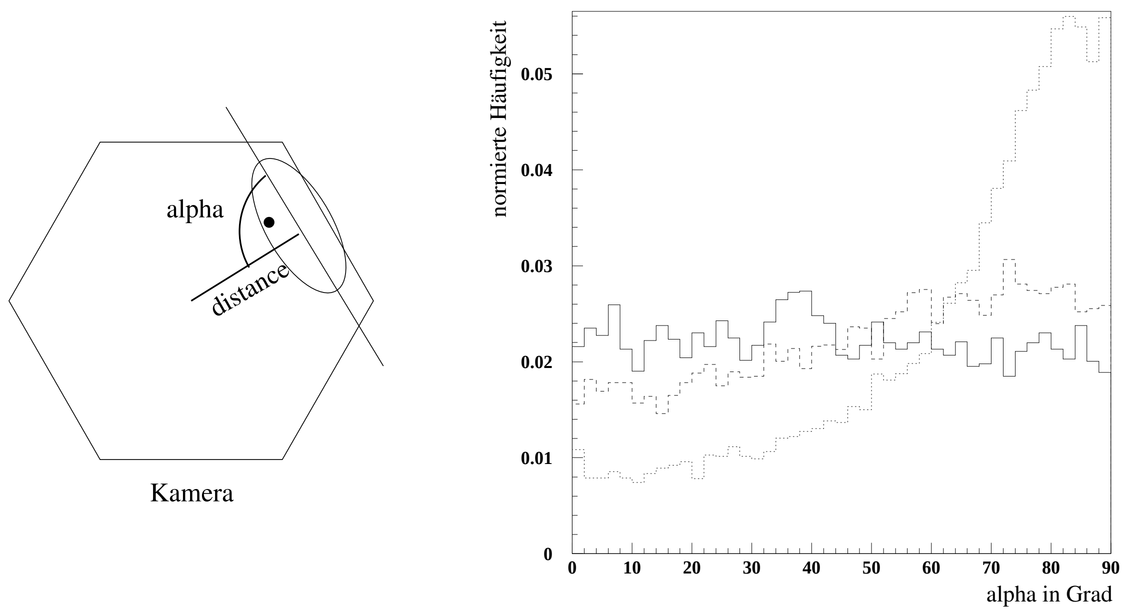


Abbildung 25: *alpha* Verteilungen für verschiedene Abstände des Bildschwerpunktes vom Kamerazentrum (*distance*). Die durchgezogene Linie gilt für $0.6^0 <$*distance*$< 0.7^0$, die gestrichelte Linie für $1.1^0 <$*distance*$< 1.2^0$, und die gepunktete Linie für *distance* $> 1.2^0$. Die Kurven sind auf gleiche Fläche normiert.

Außerdem nehmen die mittlere *length* und *width* der Bilder ab einem gewissem Wert von *distance*, d_{crit}, stark ab (Abb. 26), da dann viel Licht nicht mehr die Kamera trifft und somit immer weniger Pixel in die Bildberechnung eingehen. Die Werte von d_{crit}, bei denen die mittlere *length* und *width* auf 90% des Mittelwertes bei kleinem *distance* abgefallen sind, sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

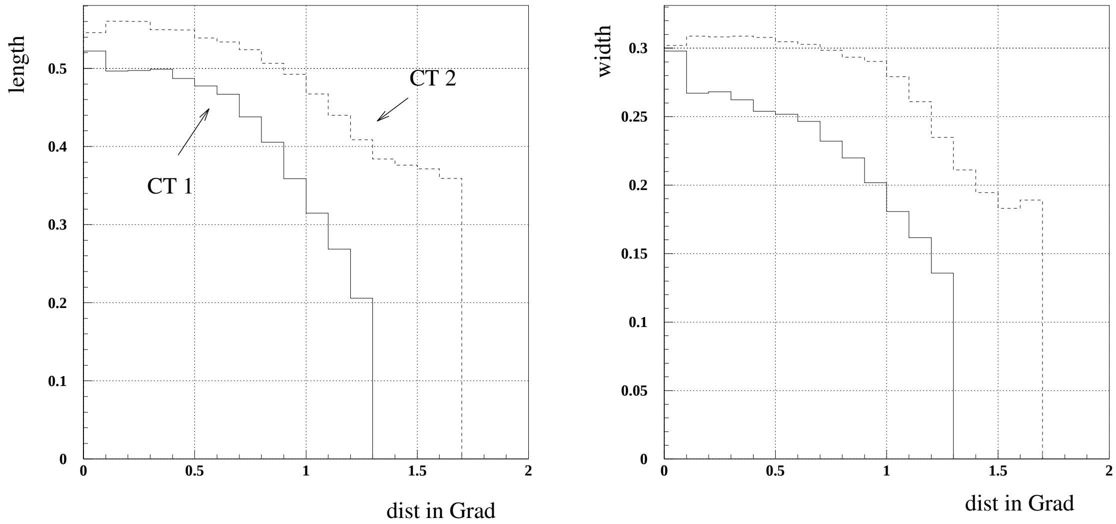


Abbildung 26: Gemittelte Breite (*width*) und Länge (*length*) des Bildes als Funktion des Bildschwerpunktes vom Kamerazentrum (*distance*), für beide Teleskope betrachtet. Die durchgezogene Linie gilt für CT1, die gestrichelte Linie für CT2.

	length	*width*	*alpha*	Kameragröße
CT1	0.75^o	0.75^o	0.8^o	1.5^o
CT1	1.05^o	1.15^o	1.1^o	1.95^o

Tabelle 3: Die Werte des *distance*-Parameters, bei denen die Berechnung einiger Bildparameter aufgrund des Kamerarandes problematisch wird. Das Gesichtsfeld der Kameras ist nochmals zum Vergleich angegeben.

8 Stereoskopische Analyse von koinzidenten Ereignissen

8.1 Informationen, die in den Bildschwerpunkten enthalten sind

In diesem Abschnitt werden die in 6.2 definierten Koordinatensysteme verwendet.

Wenn man die Bilder in die Koordinatensysteme für die Bestimmung der Schauerneigung transformiert, sieht man eine starke Korrelation der x- und y- Projektionen der Ellipsenmittelpunkte (Abbildung 27). Im Mittel sind die y-Komponenten gleich, während die x-Komponenten bis auf eine mit wachsendem Zenitwinkel z kleiner werdende Konstante gleich sind. Außerdem werden die Fluktuationen mit größer werdenden Zenitwinkel kleiner, und die Fluktuationen in der x-Projektion sind stets größer als in y.

Man kann diese Korrelationen in einem stark vereinfachtem Modell der Cherenkovemission verstehen (Abb. 28). Da die Ellipsenmittelpunkte gleich den Bildschwerpunkten sind, kann man

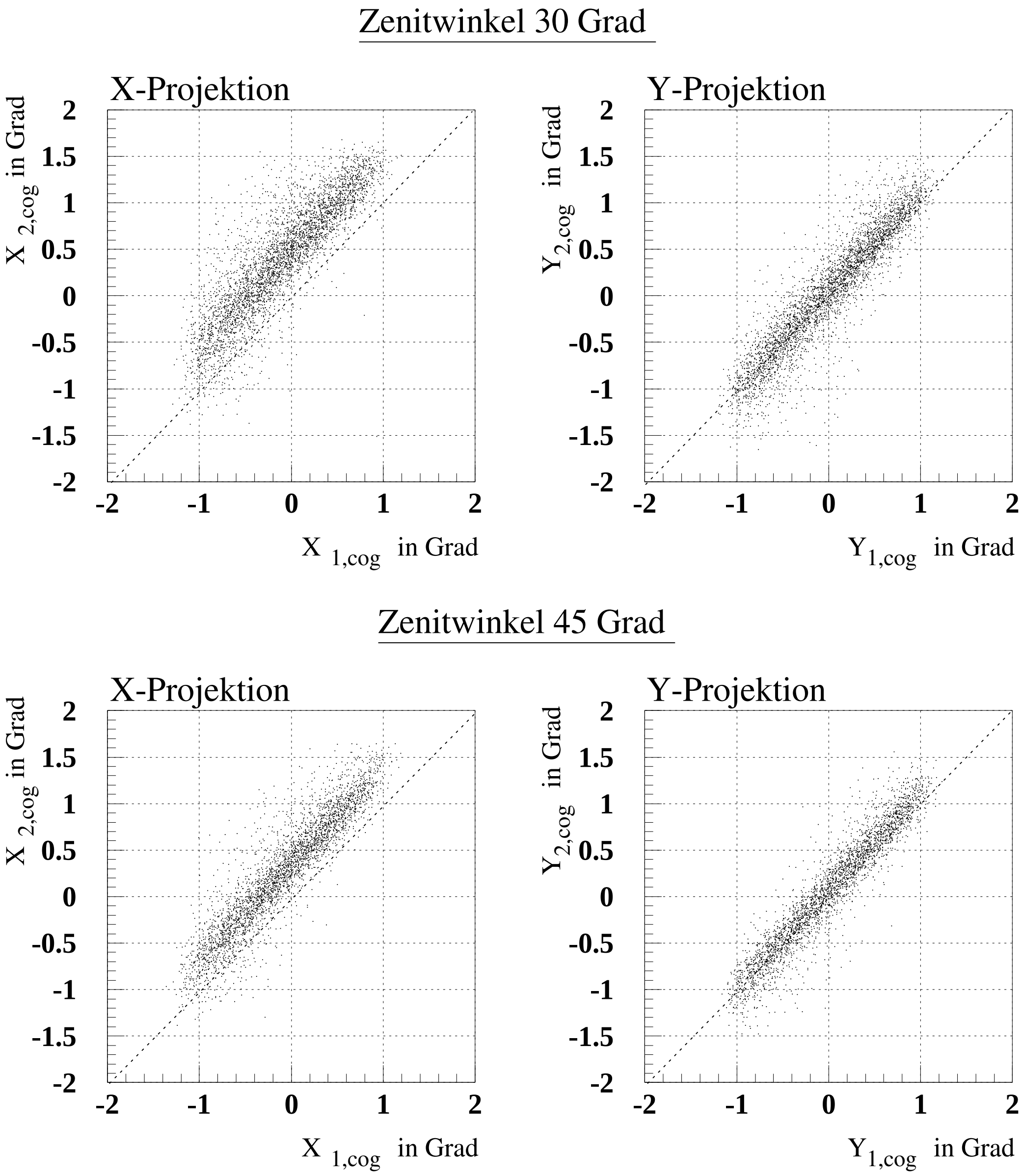


Abbildung 27: Für zwei verschiedene Zenitwinkel sind die x- und y-Projektionen der Bildschwerpunkte des 1. Teleskopes gegen die des 2. Teleskopes aufgetragen. $x_{1,cog}$ bedeutet die x-Projektion des Bildschwerpunktes des 1. Teleskopes usw.

annehmen, daß hauptsächlich Licht vom Schauermaximum den Ort des Ellipsenmittelpunktes bestimmt. Deshalb kann man annehmen, daß das Licht, welches für den Schwerpunkt des Kamerabildes verantwortlich ist, bei beiden Teleskopen aus der Entfernung h des Schauermaximums stammt.

Im oberen Teil der Abbildung 28 sind nochmals die Bildschwerpunkte in den einzelnen Kameras gezeigt (x-y–Ebene). Das mittlere Bild zeigt den Schauer in der y-z-Projektion, dabei ist der Ort der Teleskope in y derselbe, in z unterscheidet er sich um eine Höhendifferenz der Teleskope h_{12}. h_{12} hängt von der Lage der Teleskope ab, ist aber immer sehr klein im Vergleich zu h (typische Werte sind h_{12}=20 m und h=6 km). Es gilt nun

$$\frac{y_{1,cog}}{l} = -\frac{Y_\perp}{h} \qquad \frac{y_{2,cog}}{l} = -\frac{Y_\perp}{h+h_{12}}$$

Dabei ist $Y_\perp = Y_{1,core} + (h\theta_y) = Y_{2,core} + ((h+h_{12})\theta_y)$ mit $Y_{i,core}$ als Schauerentfernung in der Y-Projektion vom i-ten Teleskop und θ_y als y-Projektion der Schauerneigung. l ist die Fokallänge des Teleskops.

Somit folgt

$$y_{2,cog} - y_{1,cog} = -Y_\perp l \frac{h12}{h(h+h_{12})} \approx 0$$

Die y-Projektion der Schwerpunkte ist also bis auf eine Korrektur von der Größenordnung 10^{-3} gleich. Im unteren Bild der Abbildung 28 sieht man den Schauer in der x-z-Projektion. Hier haben die Teleskope den Abstand L_{mom}, der wiederum von der momentanen Ausrichtung abhängt, und das Licht aus der Entfernung h bildet unterschiedliche Winkel ϕ_1 und ϕ_2 mit den Teleskopachsen. Es gilt nun

$$\frac{x_{1,cog}}{l} = -\frac{X_1}{h} \qquad \frac{x_{2,cog}}{l} = -\frac{X_2}{h+h12}$$

Es ist $X_1 = X_{1,core} + (h\theta_x)$ und $X_2 = X_{2,core} + ((h+h_{12})\theta_x)$ mit $X_{i,core}$ als Schauerentfernung in der X-Projektion vom i-ten Teleskop und θ_x als x-Projektion der Schauerneigung.

Umgeschrieben ergibt sich

$$x_{2,cog} - x_{1,cog} = \frac{l}{h(h+h_{12})}(hL_{mom} + X_1 h_{12}) \approx \frac{lL_{mom}}{h}$$

wobei im letzten Schritt wiederum $h_{12} \ll h$ verwendet wurde.

Wenn man nun dieses einfache Modell zugrunde legt, kann man aus der Schwerpunktskorrelation die Entfernung h in Abhängigkeit des Zenitwinkels z bestimmen (Abb. 29). Dazu wurden die Daten in Zenitwinkelbereiche mit Breite fünf Grad geteilt und ein Gaußfit an die $(x_{2,cog} - x_{1,cog})$-Verteilungen gemacht. Dessen Mittelwert entspricht $\frac{lL_{mom}}{\overline{h}}$ mit $\overline{h}$ als mittlere Entfernung des Schauermaximums, mit Kenntnis von L_{mom} läßt sich dann $\overline{h}$ bestimmen.

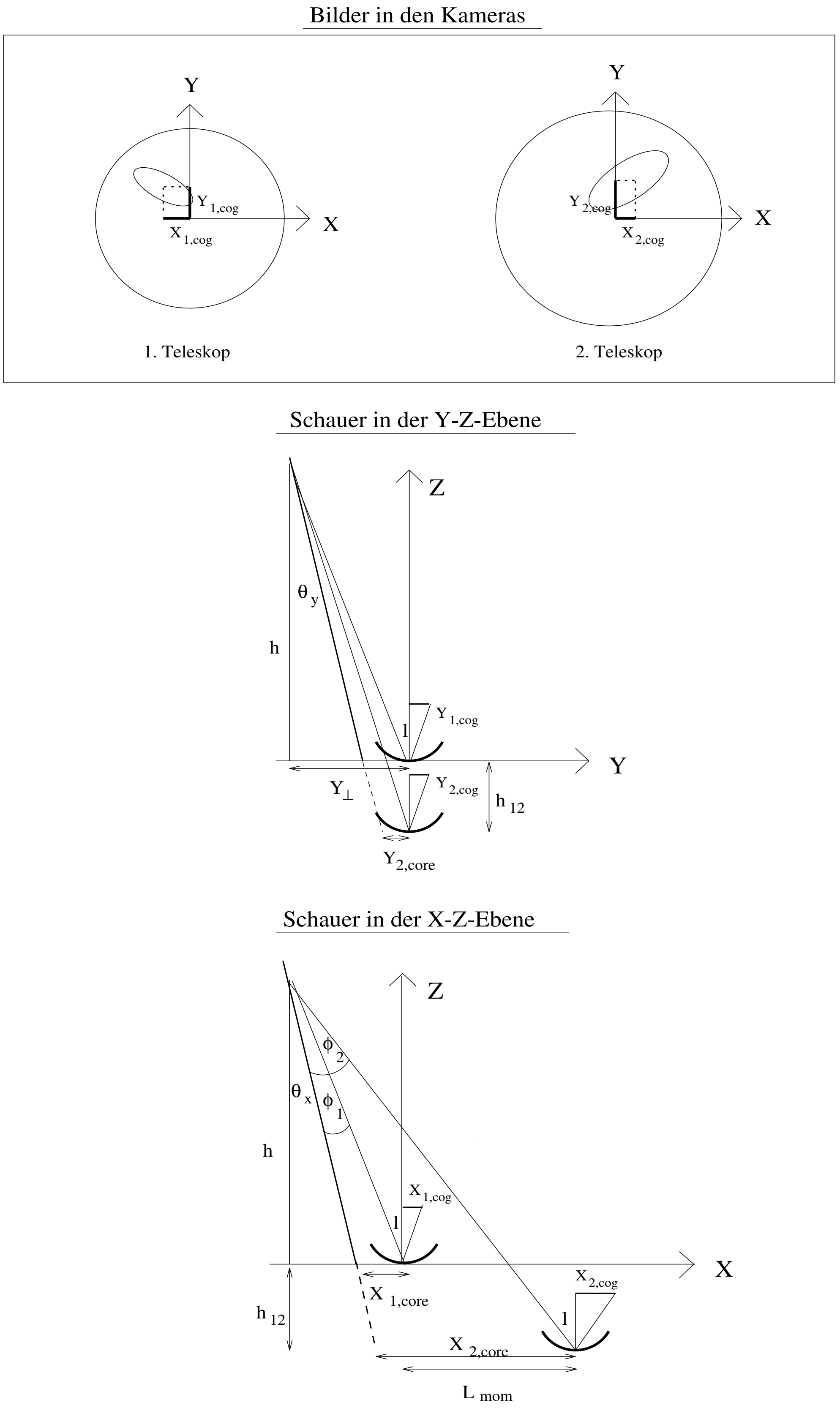


Abbildung 28: Ein einfaches Modell zur Interpretation der Bildschwerpunktskorrelationen

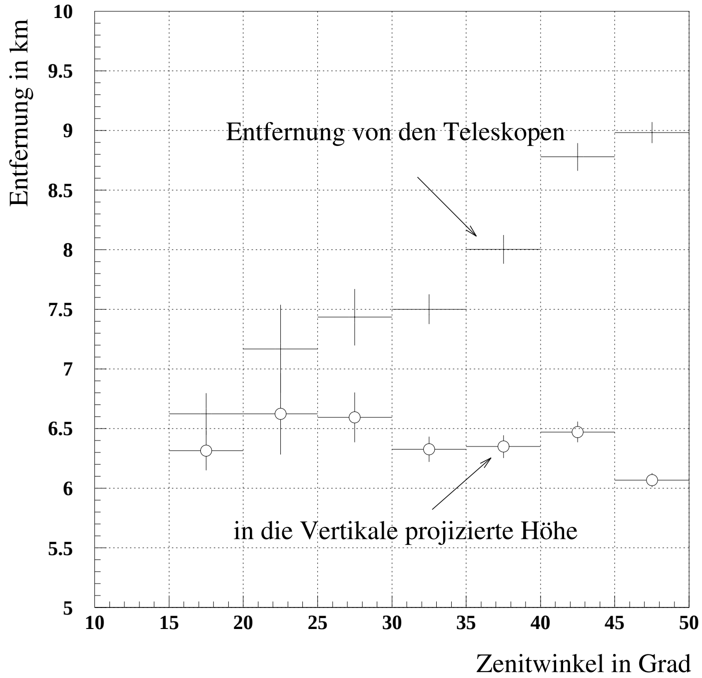


Abbildung 29: Die aus der Schwerpunktskorrelation ermittelte Entfernung des Schauermaximums in Abhängigkeit des Zenitwinkels. Aufgetragen ist sowohl die Entfernung von den Teleskopen als auch die in die Vertikale projizierte Höhe. Die Angaben beziehen sich auf Kilometer über La Palma (2200 m üNN).

$\overline{h}$ entspricht allerdings nicht genau der mittleren Entfernung des Schauermaximums, da die longitudinale Lichtverteilung (d.h. entlang der großen Halbachse) in der Kamera unsymmetrisch ist und somit Schwerpunkt und Intensitätsmaximum nicht zusammenfallen.

Man sieht jedoch, daß h mit wachsendem Zenitwinkel z anwächst, wobei die vertikale Höhe $h_{\perp} = h \cos z$ im Rahmen der Fehler unabhängig von z ist. Die $h(z)$-Verteilung wird durch 2 Faktoren bestimmt: einerseits ist bei wachsendem z der Weg durch die Atmosphäre länger, d.h. das Schauermaximum wird in größerer Entfernung vom Teleskop erreicht, andererseits steigt durch die stärkere Absorption des Cherenkovlichtes die Energieschwelle der Teleskope, und höherenergetische Schauer dringen tiefer in die Atmosphäre ein.

Die aus Simulationen ermittelten Höhen des Schauermaximums liegen für Protonen von 1 TeV bei 6-6.5 km, für γ's von 1 TeV bei 8 km. Alle Angaben sind Höhen über dem HEGRA Gelände.

Wenn man sich die Verteilung der Schwerpunkte innerhalb einer Kamera bei CT1 und CT2 getrennt anschaut (Abbildung 30), so fällt auf, daß sie bei CT1 mehr oder weniger gleichverteilt sind, bei CT2 jedoch stark auf der Seite der Kamera, die CT1 abgewandt ist, konzentriert sind.

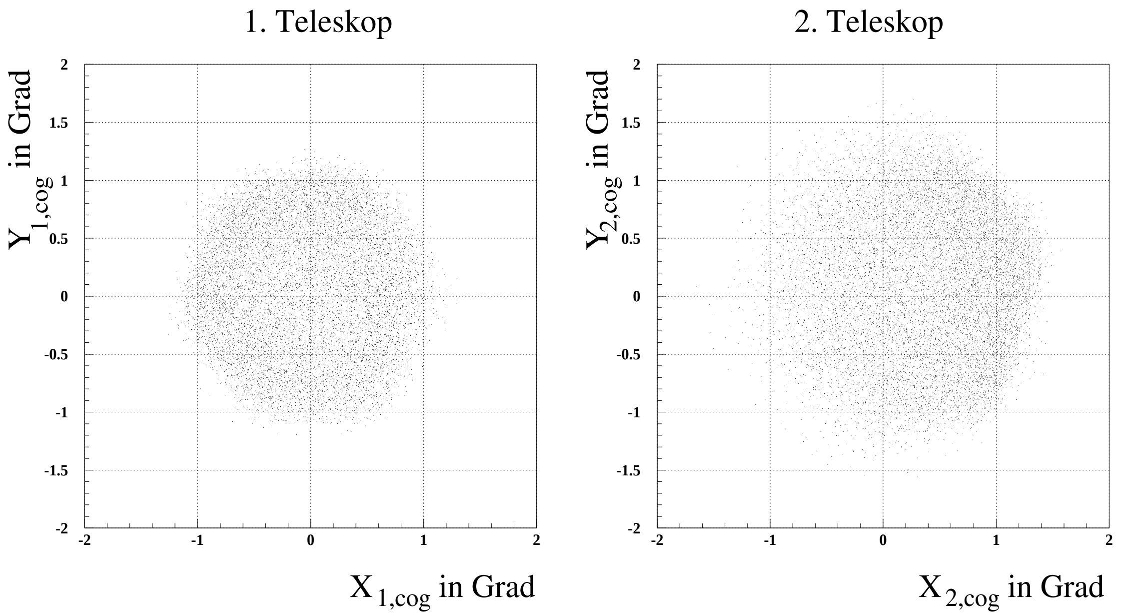


Abbildung 30: Die Verteilung der Bildschwerpunkte für die 1. und 2. Kamera separat aufgetragen. $X_{1,cog}$ bedeutet die x-Projektion des Bildschwerpunktes des 1. Teleskopes usw.

Man kann die hexagonale Struktur der Kameras sehen, wenn man sich auf Ereignisse in einem kleinen Zenitwinkelbereich beschränkt. Die Ursache der asymmetrischen Schwerpunktsverteilung wird bei der Diskussion der Schauerneigungen erläutert (Kapitel 8.2).

8.2 Verwendung der Schwerpunkts- und der Richtungsinformation

Mit Schwerpunkts- und Richtungsinformation lassen sich Schauerrichtung und Schauerauftreffpunkt rekonstruieren.

8.2.1 Schauerneigung

Die hier definierte Schauerneigung θ ist der Winkel zwischen der momentane Ausrichtung der Teleskope und der Schauerachse, x- und y-Projektion der Schauerneigung beziehen sich auf die Koordinatensysteme, die in 6.2 definiert wurden. Ein Schauer, der genau in Richtung der Teleskopachse verläuft, hat $\theta_x = \theta_y = 0$.

Für eine homogene und isotrope Schauerverteilung gilt $dN(\theta) \propto 2\pi\theta d\theta$ für die Anzahl der Ereignisse $dN(\theta)$ mit Schauerneigungen zwischen θ und $\theta + d\theta$. Wenn man die Schauerneigungsverteilung normalisiert, indem man $N(\theta)/\theta d\theta$ betrachtet, so ist die resultierende Verteilung unabhängig von θ zwischen 0 Grad und 1.1 Grad und fällt dann rasch ab (Abbildung 31).

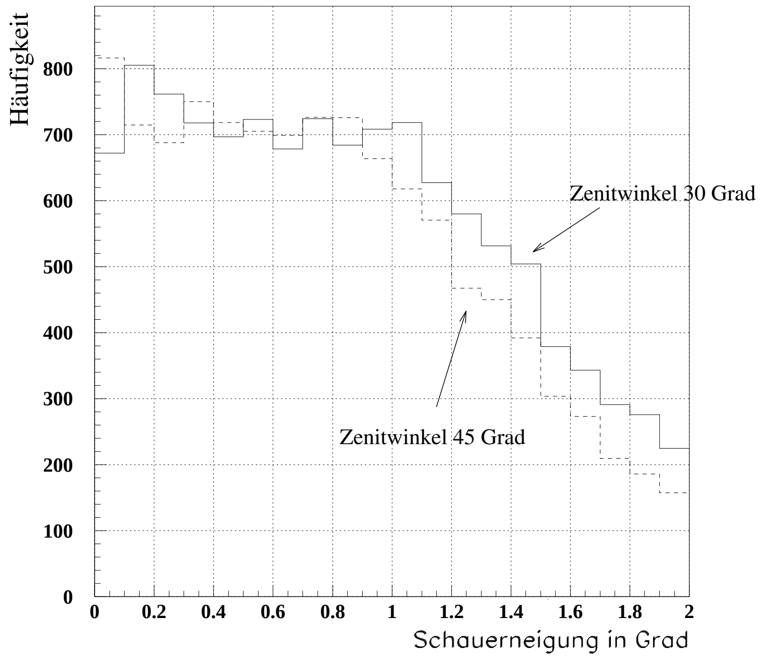


Abbildung 31: Die auf gleiche Fläche normalisierte Schauerneigungsverteilung für zwei verschiedene Zenitwinkelbereiche.

Die Form der Verteilung ist schwach zenitwinkelabhängig. Das Gesichtsfeld des 1. Teleskopes beträgt 1.5 Grad, allerdings nimmt die Anzahl der rekonstruierten Schauer ab Schauerneigungen von 1.1 Grad ab. Dies liegt dadran, daß Schauer ab ca. 1 Grad die Kamera von CT1 nicht mehr so häufig triggern, da ein Großteil des Lichtes nicht mehr die Kamera trifft. Hinzu kommt, daß die Bildparameter von diesen Ereignissen schlecht rekonstruiert werden (s.Abschnitt 7.5).

Wenn man die Projektionen der Schauerneigungsverteilung betrachtet, so fällt auf, daß die y-Verteilung der Schauerneigungen symmetrisch um 0 ist während die x-Verteilung leicht zu positiven Werten hin verschoben ist (Abbildung 32). Die unsymmetrische x-Projektion der Schauerneigungsverteilung als auch die Asymmetrie in der Bildschwerpunktsverteilung (s.Abschnitt 8.1) läßt sich folgendermaßen verstehen: Damit ein Schauer von einem Teleskop erfaßt wird, muß sich erstens das Teleskop innerhalb des Cherenkovlichtradiuses am Erdboden befinden als auch zweitens das Schauermaximum im Gesichtsfeld der Kamera liegen. Bei koinzidenten Ereignissen müssen diese Bedingungen für beide Teleskope erfüllt sein (s. Abb. 33). Da die Photonenintensität innerhalb des Cherenkovlichtradiuses nur schwach abhängig vom Abstand zur Schauerachse ist (s. Abb. 8), erwartet man nach dem ersten Kriterium eine bezüglich beider Teleskope etwa symmetrische Schauerauftreffpunktsverteilung. Mit einem typischen Wert für den Cheren-

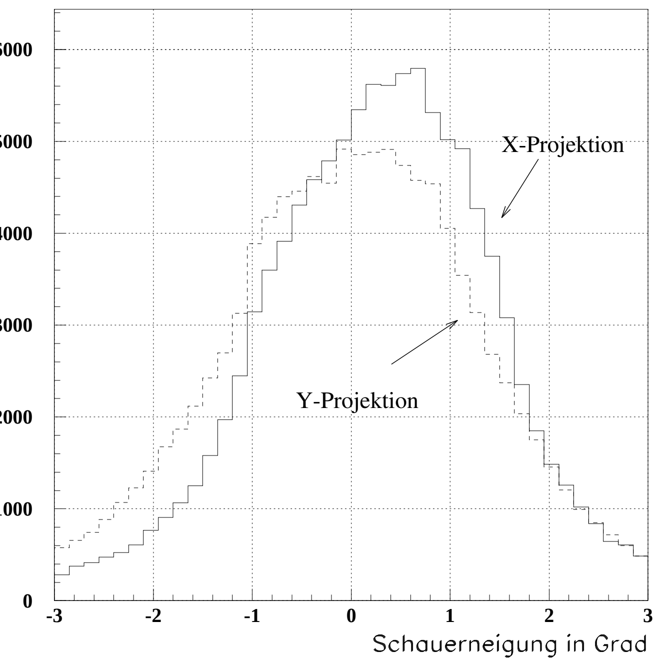


Abbildung 32: Die x- und y-Projektion der Schauerneigungen.

kovlichtradius von 130 m sieht man, daß die meisten Auftreffpunkte zwischen den Teleskopen erwartet werden. Das zweite Kriterium bewirkt durch das kleinere Gesichtsfeld des ersten Teleskopes, daß die Schauermaxima bevorzugt über dem Ort dieses Teleskopes liegen. Die beiden Kriterien zusammengenommen bewirken, daß Schauer entlang der x-Achse bevorzugt von CT1 weggeneigt sind.

8.2.2 Schauerauftreffpunkte

Es wird das in Abschnitt 6.2 definierte Koordinatensytem verwendet.

Aufgrund der Schauerneigung gibt es geringfügige Unterschiede in den Verteilungen der Auftreffpunkte, je nachdem, ob sie in der Ebene von CT1 oder CT2 angegeben werden.

Die Schauerauftreffpunktsverteilung ist nicht homogen: es gibt eine starke Anhäufung um den Ort der beiden Teleskope und entlang der x-Achse zwischen den Teleskopen, entlang der x-Achse jenseits beider Teleskope gibt es fast keine Auftreffpunkte (Abb. 34). Diese Auftreffpunktsverteilung entspricht nicht der wahren Verteilung, sondern ist eine Folge des Rekonstruktionsverfahrens und der Richtungsfehler der einzelnen Bilder.

Dies kann man durch eine einfache Simulation nachweisen: Dazu werden für zwei Teleskope mit 92.5 m Abstand gleichverteilt Punkte gewürfelt, die von beiden Teleskopen nicht mehr als 250 m

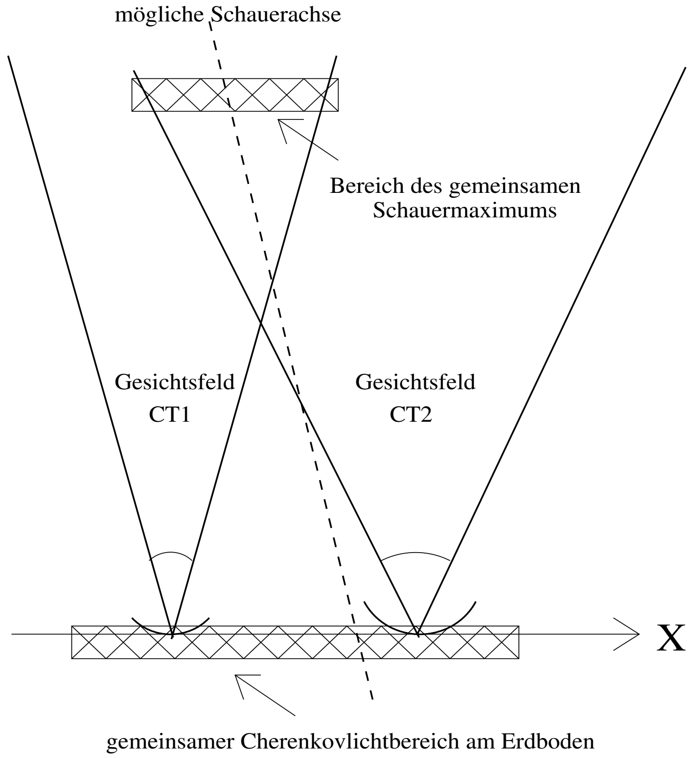


Abbildung 33: Schematische Zeichnung für die Erklärung der asymmetrischen Schauerneigungs- und Bildschwerpunktsverteilung. Beide Teleskope liegen auf der X-Achse. Der Überlappbereich der Cherenkovlichtradien der Einzelteleskope am Erdboden ist eingezeichnet. Ebenfalls dargestellt ist das Gesichtsfeld beider Teleskope und der Überlappbereich des Schauermaximums. Koinzidente Ereignisse haben Schauerachsen, die beide Überlappbereiche durchqueren, eine mögliche Schauerachse ist eingezeichnet.

entfernt sind. Man errechnet dann die Richtungen ϕ_1, ϕ_2 der beiden sich schneidenden Geraden und bestimmt nun neue Richtungen ψ_1, ψ_2 , indem man die ϕ_1, ϕ_2 mit einem gaußverteilten Fehler verschmiert (Abb. 35). Der Schnittpunkt wird nun erneut unter Verwendung von ψ_1, ψ_2 berechnet, die resultierende Auftreffpunktsverteilung ist rechts in der Abb. 34 zu sehen.

Aus einer ursprünglich homogenen Auftreffpunktsverteilung kann man also die globalen Charakteristika der aus den Daten gewonnen Verteilung reproduzieren. Unterschiede sind auf den künstlichen scharfen Rand der Auftreffpunktsverteilung in der Simulation und auf eine ortsabhängige Triggereffizienz zurückzuführen.

Mit dieser Simulation kann man ebenfalls ermitteln, wie sich die Rekonstruktionsgüte des Schauerauftreffpunktes mit dem Winkel $\Delta\phi$, den die beiden sich schneidenden Geraden bei der Rekonstruktion bilden, ändert. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abb.36 unter der Annahme einer gaußverteilten Richtungsauflösung mit Breite 5^0 bzw. 10^0 gezeigt. Man sieht, daß bei Winkeln

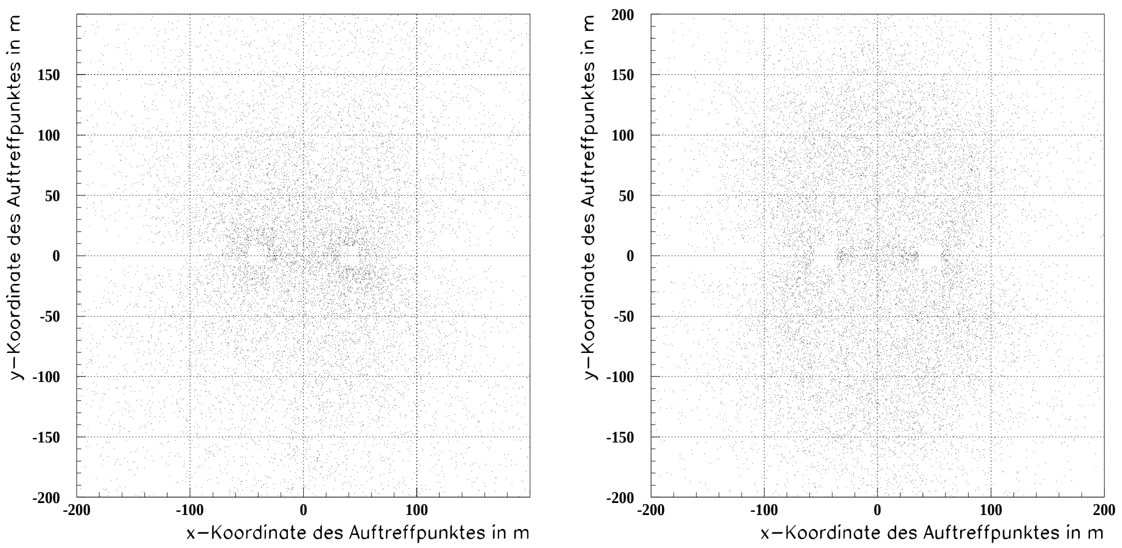


Abbildung 34: Die Verteilung der Schauerauftreffpunkte in der Ebene parallel zur Kameraebene von CT1. Die Teleskope stehen bei (-46.25,0) m und (46.25,0) m. Da es eine starke Anhäufung der Auftreffpunkte an den Orten der Teleskope gibt, wurden die Schauerauftreffpunkte in einem Quadrat mit 20m Seitenlänge um die Teleskope herum nicht aufgetragen. Links ist die Verteilung der Auftreffpunkte aus den Daten aufgetragen, rechts ist das Ergebnis einer einfachen Simulation, die von gleichverteilten Schauerauftreffpunkten und einer Richtungsauflösung des Einzelbildes von 6^0 ausgeht.

$|\Delta\phi| < 20^0$ der mittlere Rekonstruktionsfehler stark zunimmt.

Wenn man die Schauerentfernungen in radialer Richtung auf gleiche Fläche normiert, also $dN(R)/RdR$ mit R als Schauerabstand vom 1. Teleskop betrachtet, sieht man bei den Daten eine Konzentration um den Ort der Teleskope (bei 0 m und, aufgrund der Flächennormierung weniger ausgeprägt bei 80 m) und einen starken Abfall der Verteilung jenseits von 100 m (Abb. 37). Die y-Projektion der Auftreffpunkte, die rechts in der Abb. 37 zu sehen ist, ist wie zu erwarten symmetrisch um y=0 m.

8.2.3 Korrelationen zwischen Bild- und Schauerparameter

Die y-Projektion der Schauerneigung θ_y ist mit der y-Projektion des Auftreffpunktes Y_{core} korreliert (Abbildung 38).

Für ein bestimmtes Y_{core} liegen fast alle θ_y im Bereich

$$\left(-1.2 - \frac{Y_{core}}{110}\right)^0 \quad \leq \theta_y \quad \leq \left(1.2 - \frac{Y_{core}}{110}\right)^0$$

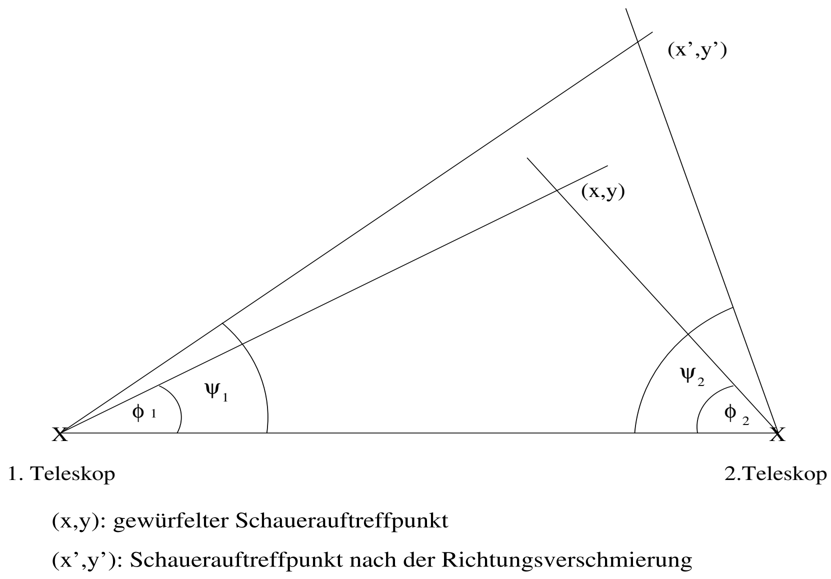


Abbildung 35: Geometrie für die Simulation der Schauerauftreffpunkte

Wenn man die x-Komponenten θ_x gegen X_{core} aufträgt, sieht man ein ähnliches Verhalten. Je weiter entfernt der Auftreffpunkt von einem Teleskop ist, desto stärker geneigt ist im Mittel der Schauer. Dies versteht man mit Hilfe der Abb. 39, die Argumentation ist ähnlich wie bei der Diskussion der asymmetrischen Schauerneigungsverteilung. Entlang der Y-Achse ist der Ort der Teleskope identisch (Höhenunterschiede der Teleskope werden vernachlässigt). Ein Luftschauer wird von beiden Teleskopen erfaßt, wenn das Schauermaximum im Gesichtsfeld der Kameras liegt und die Teleskope sich im Cherenkovlichtradius am Erdboden befinden. Ein Schauer mit Auftreffpunkt Y_{core} erfüllt gemäß der Abbildung beide Triggerkriterien, wenn die Schauerneigung zwischen ψ_1 und ψ_2 liegt, d.h.

$$\tan\left(\frac{Y_{core} - \tan(1.5^0)h}{h}\right) \leq \theta_y \leq \tan\left(\frac{Y_{core} + \tan(1.5^0)h}{h}\right)$$

mit h als Entfernung des Schauermaximums und 1.5^0 als Gesichtsfeld des kleineren Teleskopes. Für typische Schauerhöhen von 6 km über La Palma stimmt dies mit den Daten überein, wenn man wiederum Randeffekte der Kamera berücksichtigt.

Man sieht weiter eine gute Korrelation zwischen dem Schauerabstand R von einem Teleskop und der Größe $d = \sqrt{(\theta_x - x_{cog})^2 + (\theta_y - y_{cog})^2}$, dem Abstand zwischen Schauerneigung (θ_x, θ_y) und Ellipsenmittelpunkt (x_{cog}, y_{cog}) diese Teleskopes (Abb. 40).

Die mittlere Steigung $\overline{d}$(R) ändert sich mit dem Zenitwinkel, und die Fluktuationen werden mit wachsendem Zenitwinkel kleiner. Diese Korrelation ist mit der Schwerpunktskorrelation

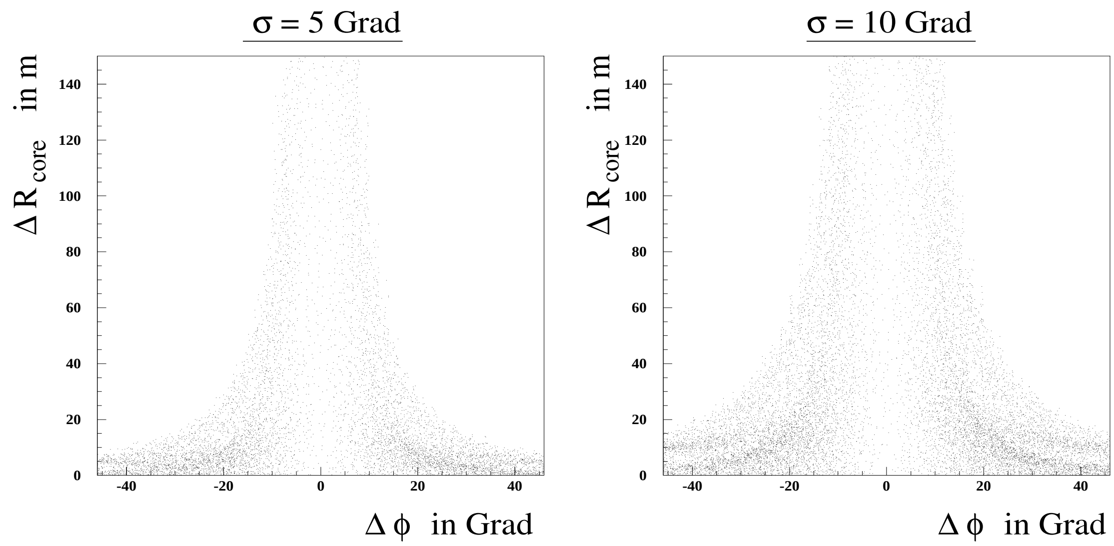


Abbildung 36: Die aus einer Simulation gewonnenen Auftreffpunktsfehler ΔR_{core} in Abhängigkeit des Winkels $\Delta\phi$, den die beiden sich schneidenden Geraden bilden, die den Auftreffpunkt rekonstruieren. Dabei wird von gaußverteilten Fehlern der Einzelbilder ausgegangen, die Standardabweichung σ soll bei beiden Teleskopen gleich sein. Das linke Bild ist für $\sigma = 5^0$, das rechte für $\sigma = 10^0$

verwandt. Dort galt

$$\frac{x_{cog}}{l} = -\frac{X_{core} + h\theta_x}{h} \qquad \frac{y_{cog}}{l} = -\frac{Y_{core} + h\theta_y}{h}$$

Somit gilt

$$\begin{pmatrix} x_{cog} \\ y_{cog} \end{pmatrix} = -\frac{l}{h}\begin{pmatrix} X_{core} \\ Y_{core} \end{pmatrix} - l\begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_y \end{pmatrix}$$

für den Schwerpunkt in einer Kamera.

(Hier wurde $\tan(\theta) = \theta$ gesetzt.) Daraus folgt

$$d = \sqrt{(\theta_x + x_{cog})^2 + (\theta_y + y_{cog})^2} = R\frac{l}{h}$$

mit R als Schauerabstand, l als Fokallänge und h als Entfernung des Schauermaximums. Somit kann man aus dieser Korrelation wiederum h als Funktion des Zenitwinkels bestimmen. Die Fluktuationen von h bei festem Zenitwinkel sind immer größer als bei den aus den Schwerpunktskorrelationen gewonnenen Entfernungen. Dies ist aber auch zu erwarten, da die Fehler von R, θ_x, θ_y die quadratisch addierten Fehler beider Bilder enthalten, die Schwerpunktskorrelation jedoch nur die Fehler der Einzelbilder enthält.

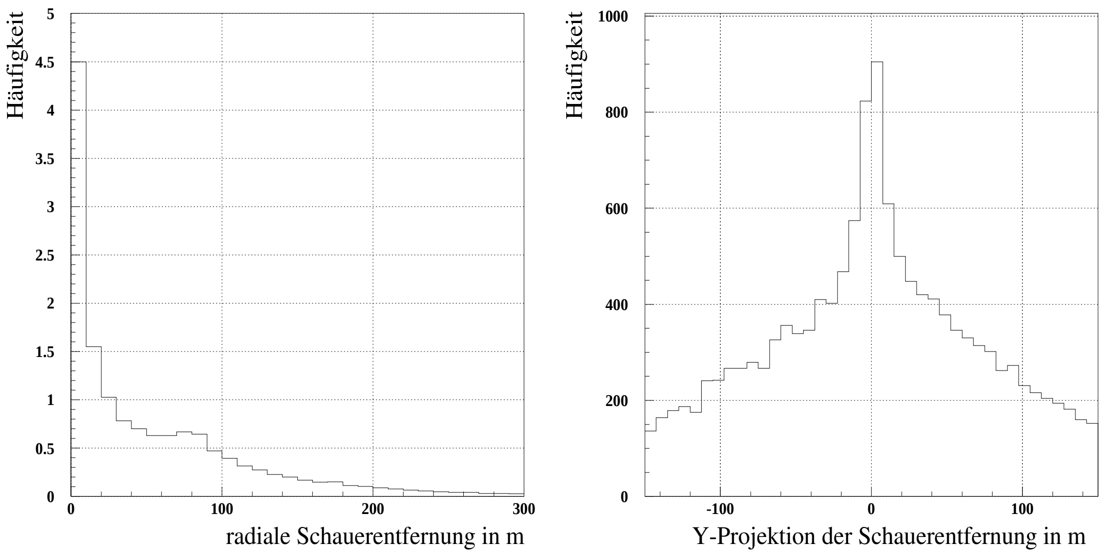


Abbildung 37: Die Schauerentfernungen vom 1. Teleskop (links) und die y-Projektion der Schauerauftreffpunkte (rechts)

8.3 Zeitinformation

8.3.1 Bestimmung der Schauerneigung mit der TDC Information

Zwei 12-bit, 250ps/Kanal auflösende LeCroy 2228 TDCs (Zeit-zu-Digital-Wandler) werden verwendet, um die Ankunftszeitdifferenzen der koinzident gesehenen Ereignisse zu registrieren. Die Zeitdifferenz Δt innerhalb derer die Cherenkovlichtfront die beiden Teleskope erreicht, hängt im Wesentlichen von der Teleskopausrichtung, aber auch von der Schauerneigung entlang der Verbindungslinie zwischen den Teleskopen θ_x ab. Es gilt (s. Abbildung 41)

$$\Delta t = \frac{L\sin(\theta_x + z)}{c} + \frac{h_{12}(z, \theta_x)}{c}$$

mit L als Teleskopabstand, z als der in die Kameraebene projizierte Zenitwinkel und c als Lichtgeschwindigkeit . Der Term $h_{12}(z)$ ist die in die X-Z-Ebene projizierte Höhendifferenz H der Teleskope. H ist leicht von z abhängig, da die Höhe des Spiegels über dem Erdboden von CT1 durch die Äquatorialmontierung mit z variiert (ca.1 m zwischen $z = 0^0$ und $z = 45^0$).

In der Abbildung 41 ist ebenfalls die Verkabelung der TDCs schematisch gezeigt. Das Triggersignal von einem Teleskop ergibt das Startsignal für dieses Teleskop, das Stopsignal wird vom verzögerten Triggersignal des anderen Teleskops erzeugt. Der TDC-Wert ist dann bis auf eine Konstante gleich der Zeitdifferenz zwischen der Ankunft des Cherenkovlichtes an den beiden Teleskopen.

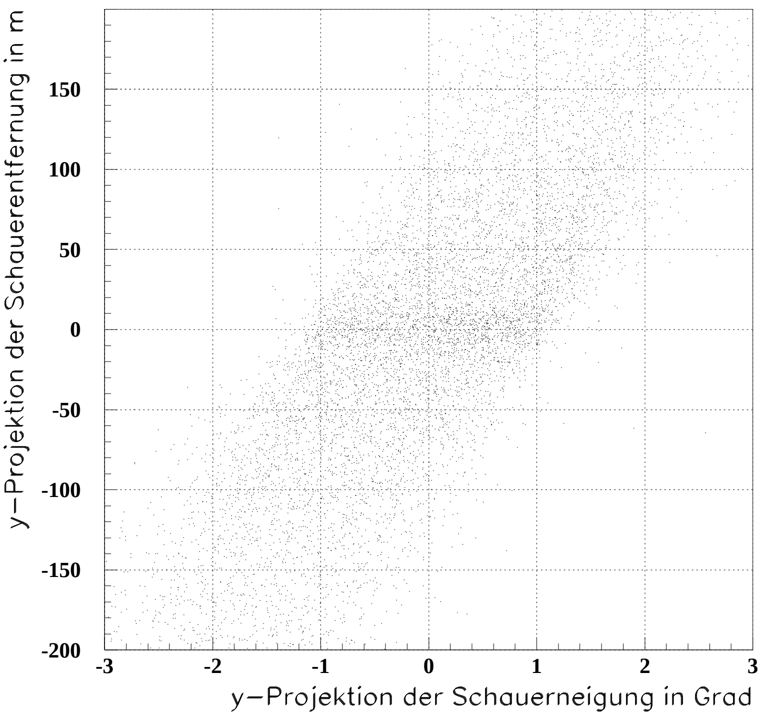


Abbildung 38: Die y-Projektion des Schauerabstandes ist gegen die y-Projektion der Schauerneigung aufgetragen.

Die Zeitdifferenz τ zwischen einem entlang der x-Achse mit θ_x geneigtem Schauer und einem Schauer parallel zur Teleskopausrichtung ist

$$\tau = \frac{L}{c}\left(\sin(\theta_x + z) - \sin(z)\right) \approx \frac{L_{mom}\sin\theta_x}{c}$$

mit L_{mom} als der in die Kameraebene projizierter Teleskopabstand. Für $\theta_x = 1.5^0$ ist $\tau = 8.1$ ns bei $z = 0^0$, $\tau = 5.7$ ns bei $z = 45^0$, dies entspricht 32 bzw. 23 Kanälen. Da die Zeitauflösung nur in der x-z-Ebene erfolgt, können die TDCs lediglich helfen, Ereignisse mit kleiner Schauerneigung auszuwählen. Mit 3 oder mehr Teleskopen, die jeweils mit einem TDC ausgerüstet sind, kann die Schauerrichtung mit der TDC Information vollständig rekonstruiert werden.

Um die TDC Information zu verwenden, werden zunächst die TDC-Werte aller koinzidenter Ereignisse, bei denen die Summe der beider TDC Werte in einem schmalen Bereich (± 10 Kanäle) liegt, als Funktion des Zenitwinkels aufgetragen und ein Polynom an die Punkte gefittet. Um Zweideutigkeiten zu vermeiden, wird dies separat für Ereignisse vor und nach der oberen Kulmination gemacht. Diese Kurve entspricht dann in guter Näherung den TDC Werten für Schauer

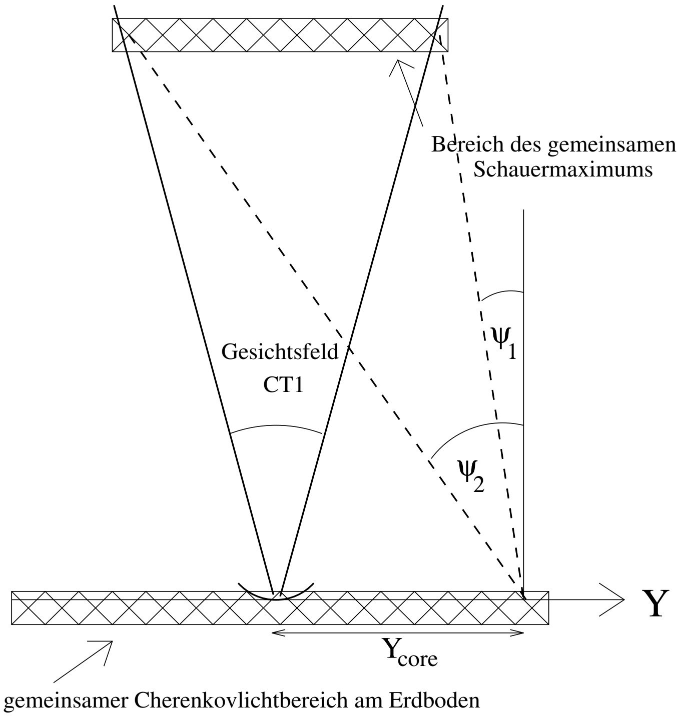


Abbildung 39: Geometrie für die Erklärung der Abhängigkeit von Schauerneigung und Schauerabstand.

mit $\theta_x = 0^0$. Abweichungen von dieser Kurve sind gerade das oben definierte τ, sind also der Schauerneigung θ_x proportional.

8.3.2 Vergleich der TDC-Information mit der aus der Bildinformation rekonstruierten Schauerneigungen

Wenn man die aus τ bestimmten Schauerneigungen mit denen aus der Bildrekonstruktion vergleicht, sieht man eine deutliche Korrelation in der x-Projektion, nicht aber in der y-Projektion (Abbildung 42).

Die Breite der Verteilung der x-Projektion von 8 Kanälen entspricht 0.4^0 in Schauerneigung, die Steigung paßt recht gut zum erwarteten Wert von $\frac{\tau}{\theta_x} = 0.238 L_{mom}$ mit $L_{mom} = 85$ m. Es gibt keine Korrelation zwischen τ und der y-Projektion der rekonstruierten Schauerneigung. Die Breite dieser Verteilung von 15 Kanälen (0.75^0) entspricht dem Gesichtsfeld der Kamera. Die TDC Zeit wird nicht wie die geometrische Rekonstruktion durch Effekte des Kamerarandes beeinflußt, ist also bei stark geneigten Schauern ein besseres Maß für die Schauerneigung. Beim TDC spielen Fluktuationen in der Ankunftszeit des 1. Teilchens, welches den Trigger auslöst, und Temperatureffekte eine Rolle.

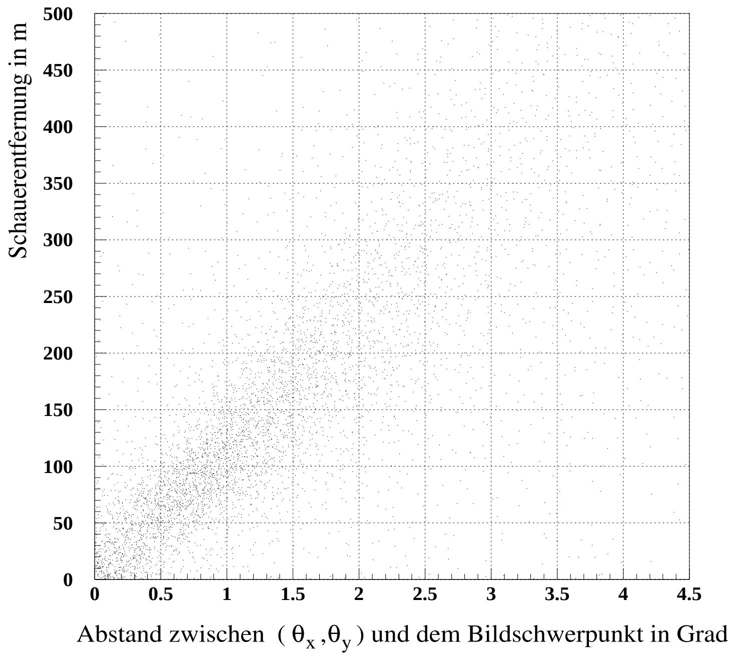


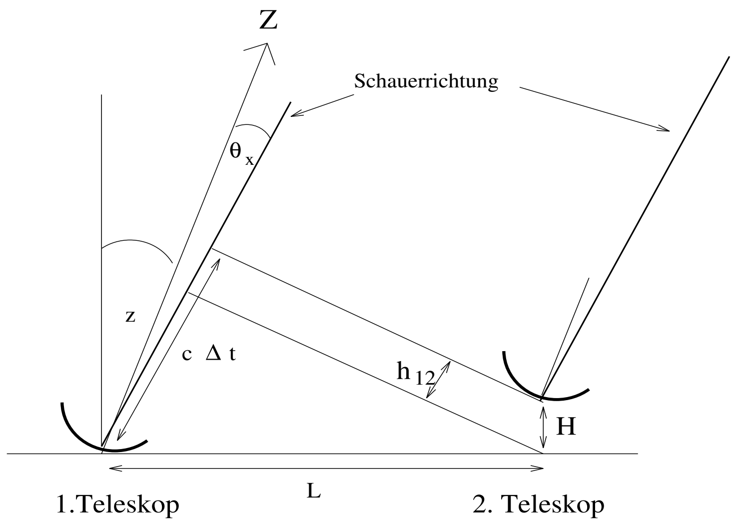
Abbildung 40: Der radiale Schauerabstand in m aufgetragen gegen den Abstand zwischen Schauerneigung und Bildschwerpunkt in Grad.

Die Auflösung der TDC Werte und die Genauigkeit des mittleren TDC Wertes können bestimmt werden, indem man die Zeitdifferenzen τ_1, τ_2 beider TDCs vergleicht, die idealerweise entgegengesetzt gleich sein sollten. Die $\tau_1 + \tau_2$- Verteilung hat eine Breite von 2 Kanälen, so daß man eine obere Abschätzung des Fehlers der mit den Bildern rekonstruierten Schauerneigung von 0.55^0 erhält.

8.4 Auflösung der Bild- und Schauerparameter

Eine Fehlerabschätzung auf Bild- und Schauerparameter ist z.B. wichtig, um zu entscheiden, ob eine rekonstruierte Schauerneigung noch mit dem Ort der (potentiellen) Gammaquelle verträglich ist. Die Richtung des Primärteilchens definiert die Schauerrichtung und den Schauerauftreffpunkt. Die Bildparameter hingegen sind Größen, die von der Schauerentwicklung abhängen, und haben somit aufgrund der Fluktuationen in der Schauerentwicklung intrinsische Breiten. Als Beispiel fluktuiert der Bildschwerpunkt bei einem 1 TeV Gammaschauer mit festem Auftreffpunkt um 0.1^0 in der Kameraebene, entsprechend der Fluktuation des Schauermaximums um ca. 1 Strahlungslänge in der Atmosphäre [43]. Wie weiter unten gezeigt wird, dominiert der Fehler der Teleskopauflösung. Folgende Faktoren beeinflußen die Auflösung der Bildparameter:

- Pixelgröße



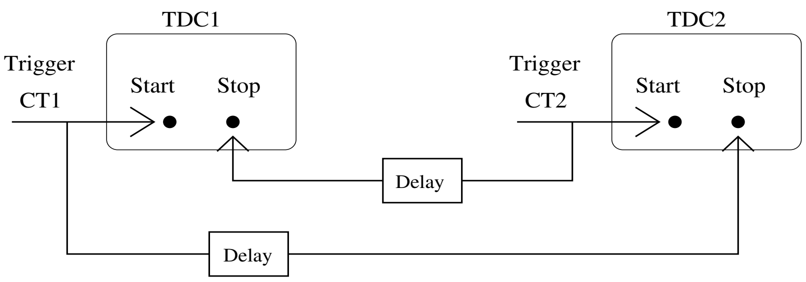


Abbildung 41: oben: Die Schauerfront erreicht zuerst das 2. Teleskop, nach der Zeit Δt das 2. Teleskop. z ist der Zenitwinkel, θ_x die x-Projektion der Schauerneigung.
unten: Die Funktionsweise der TDCs: Das Triggersignal eines Teleskops bildet das Start-Signal für dieses Teleskop. Das Stop-Signal ist das verzögerte Triggersignal des anderen Teleskops.

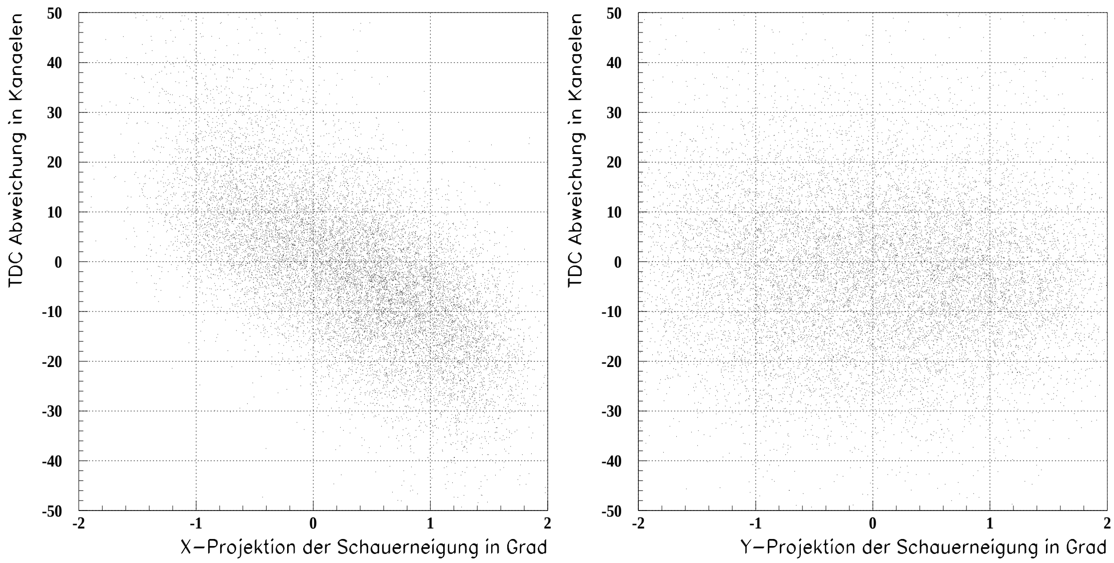


Abbildung 42: Die mit der Bildinformation rekonstruierte Schauerneigung verglichen mit der Abweichung des TDC Wertes vom Mittelwert für die momentane Teleskoplage. Die TDC Abweichung ist in Kanälen angegeben, wobei 1 Kanal 250 ps entspricht.

- Spiegelfläche
- Kameragröße
- Triggerbedingung
- Pixelselektion und Art der Bildparameterberechnung
- elektronisches Rauschen
- Spiegeljustierung
- fehlerhafte Teleskopausrichtung

Grundsätzlich läßt sich die Auflösung mit Hilfe von simulierten Schauern bestimmen, die jedoch die oben aufgelisteten Punkte enthalten müssen. Es ist jedoch auch möglich, direkt aus den Daten Auflösungsinformation zu erhalten.

8.4.1 Auflösung der Bildschwerpunkte aus den Daten

Um die Auflösung der Bildschwerpunkte zu bestimmen, geht man von der Fluktuation um die erwartete Schwerpunktskorrelation

$$x_{2,cog} - x_{1,cog} = \frac{lL_{mom}}{h} \qquad y_{2,cog} - y_{1,cog} = 0$$

aus.

Die Daten wurden in Zenitwinkelbereiche mit Breite 5 Grad eingeteilt und für jeden Bereich ein Gaußfit an die $x_{2,cog} - x_{1,cog}$ bzw. $y_{2,cog} - y_{1,cog}$ Verteilung gemacht. Wenn man die so erhaltene Standardabweichungen als Maß für die Fluktuation in Abhängigkeit des Zenitwinkels aufträgt, bekommt man die Kurven der Abb. 43.

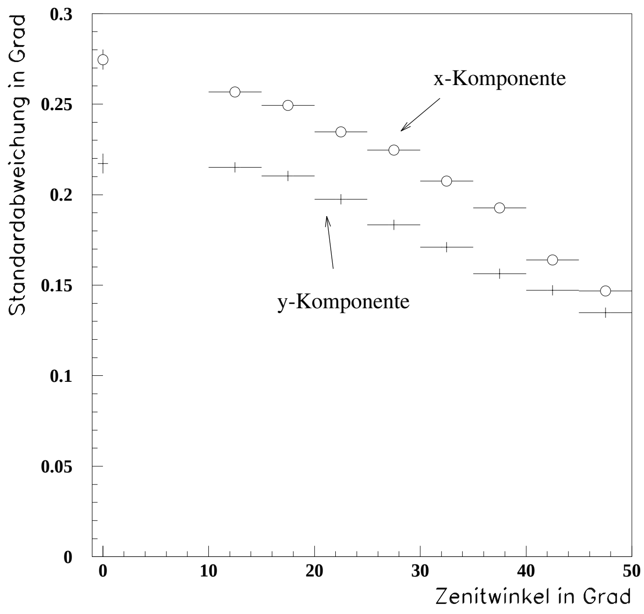


Abbildung 43: Fluktuationen der Schwerpunktskorrelationen um die erwarteten Werte, getrennt für die x- und y-Komponente der Schwerpunkte aufgetragen. Die Punkte beim Zenitwinkel 0 Grad stammen von simulierten Protonschauern, die gemäß dem kosmischen Spektrum verteilt sind und bei denen dieselbe Analyse wie bei den Daten angewendet wurde. Die Triggerbedingung wurde ebenfalls simuliert.

Die Fluktuationen in x sind immer größer als in y, da die Entfernung des Schauermaximums h von der Energie und der Art des Primärteilchens und von Schauerfluktuationen abhängt. Die Fluktuationen nehmen mit dem Zenitwinkel ab, da die Bilder aufgrund der größerwerdenen Absorption in der Atmosphäre kleiner werden und somit der Bildschwerpunkt besser definiert ist.

Die Fluktuationen in y bei kleinem Zenitwinkel stammen jedoch nur von der Kameraauflösung, wenn man wiederum von dem Modell für die Schwerpunktskorrelation ausgeht (s. Abschnitt 8.1). Wenn man annimmt, daß die gesamte Fluktuation nur durch die Kameraauflösung verursacht wird, und daß sie für beide Teleskope gleich ist, erhält man $\sigma^2 = \sigma^2_{y_{2,cog}-y_{1,cog}}/2$ als Auflösung des Schwerpunktes für ein Teleskop.

Wenn man getrennt solche Ellipsen betrachtet, die in beiden Teleskopen entlang der x- bzw. entlang der y-Achse orientiert sind, erhält man die Auflösung entlang der großen (σ^2_{major}) und kleinen (σ^2_{minor}) Halbachse (Abb. 44).

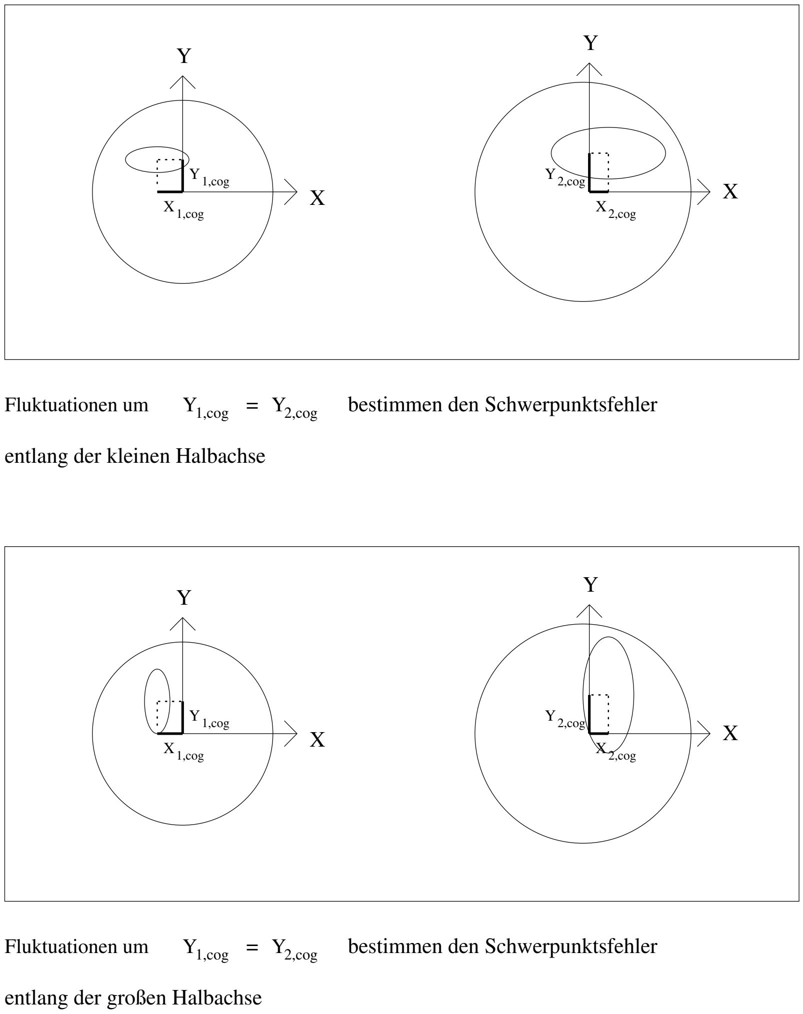


Abbildung 44: Bestimmung des Bildschwerpunktsfehlers aus der Schwerpunktskorrelation.

Um genügend Statistik zu haben, wurden für diese Untersuchung Ellipsen mit $\alpha \leq 5^{\circ}$ bzw. $\alpha \geq 85^{\circ}$ verwendet. Wie zu erwarten, gilt $\sigma^2_{major} > \sigma^2_{minor}$. Die über alle Zenitwinkel gemittelten

Fehler sind in Tabelle 4 zusammengefaßt.

σ_{major} in Grad	0.13
σ_{major} in Einheiten der Pixelgröße	0.3
σ_{minor} in Grad	0.06
σ_{minor} in Einheiten der Pixelgröße	0.13

Tabelle 4: Die Auflösung der Bildschwerpunkte entlang der großen (σ_{major}) und der kleinen (σ_{major}) Ellipsenhalbachse

8.4.2 Auflösung ausgehend von Monte Carlo Schauersimulationen

Wenn man von Protonen- bzw. Gammasimulationen ausgeht und dasselbe Rekonstruktionsverfahren wie bei der Datenanalyse anwendet, kann man die Fehler der Richtungsauflösung des Einzelbildes und der Schauerparameter bestimmen. Die Simulationen wurden mit einem Programm von A. Plyasheshnikov erzeugt. Das Simulationsprogramm enthält die Reflexion der Photonen am Spiegel, die Quanteneffizienz der PMTs, die Gatezeit der ADCs und ein poissonverteiltes Hintergrundlicht. Der Teleskopabstand ist 85 m, die Spiegelfläche, Fokallänge, Pixelgröße und Pixelanzahl entsprechen den zwei HEGRA-Cherenkovteleskopen. Hier wurde zusätzlich das Spektrum der kosmischen Strahlung, die Spiegeldejustierung, Konversionsfaktoren von Photoelektronen zu ADC Kanälen, die Triggerbedingung and alle bei den Daten verwendete Software Schnitte berücksichtigt. Es wurde außerdem überprüft, daß Daten und Protonsimulationen ähnliche Verteilungen zeigen. Dies wird genauer in Kap.9.2 beschrieben. Die Gammasimulationen gehen von zwei Teleskopen mit 61 Pixeln und 8.5 m^2 Spiegelfläche aus.

Tabelle 5 faßt die Ergebnisse aus den Simulationen zusammen. Dort sind die Richtungsfehler des Einzelbildes und die Fehler der rekontruierten Schauerneigungen und Auftreffpunkte für Protonen und Gammas zweier verschiedener Energiebereiche aufgelistet. Die Richtungsauflösung des Einzelbildes ist dabei definiert als der Winkel zwischen der Richtung, die durch Kameramitte und Schauerauftreffpunkt und der Richtung, die durch die Ellipsenorientierung bestimmt wird. Die Fehler sind Standardabweichungen unter der Annahme einer Fitfunktion $P_1 + P_2 \exp(\frac{x^2}{2\sigma_x^2})$ an die Meßwerte x, d.h. eines gaußverteilten Fehlers zusammen mit einem isotropen Anteil (Abb. 45). Der isotrope Anteil stammt bei der Richtungsauflösung des Einzelbildes von Ereignissen mit wenig Licht, Licht nahe am Kamerarand usw. Bei der Auftreffpunkts- und Neigungsauflösung stammt der isotrope Anteil außerdem von Ereignissen, bei denen die sich schneidenden Geraden kleine Winkel $\Delta\phi$ zueinander bilden. Wenn man bei den simulierten Protonschauern nur Ereignisse mit $|\Delta\phi| > 25^0$ betrachtet, wird der isotrope Anteil der Auftreffpunktsverteilung um einen Faktor 3 gesenkt, die Breite der Gaußverteilung bleibt unverändert.

Da die Bilder von γ's im Vergleich zu Protonen derselben Energie kompakter sind und ca.2 mal so viel Licht enthalten, sind die Fehler bei Gammas wesentlich kleiner. Der isotrope Anteil ist bei Gammas durchwegs kleiner als bei den Protonen. Der mittlere Rekonstruktionsfehler der Schauerneigung ist für Protonen $\approx 0.5^0$, für Gammas $\approx 0.25^0$. Der Fehler für Gammas ist entscheidend bei der Gammaquellensuche ausgehend von der rekonstruierten Schauerneigung.

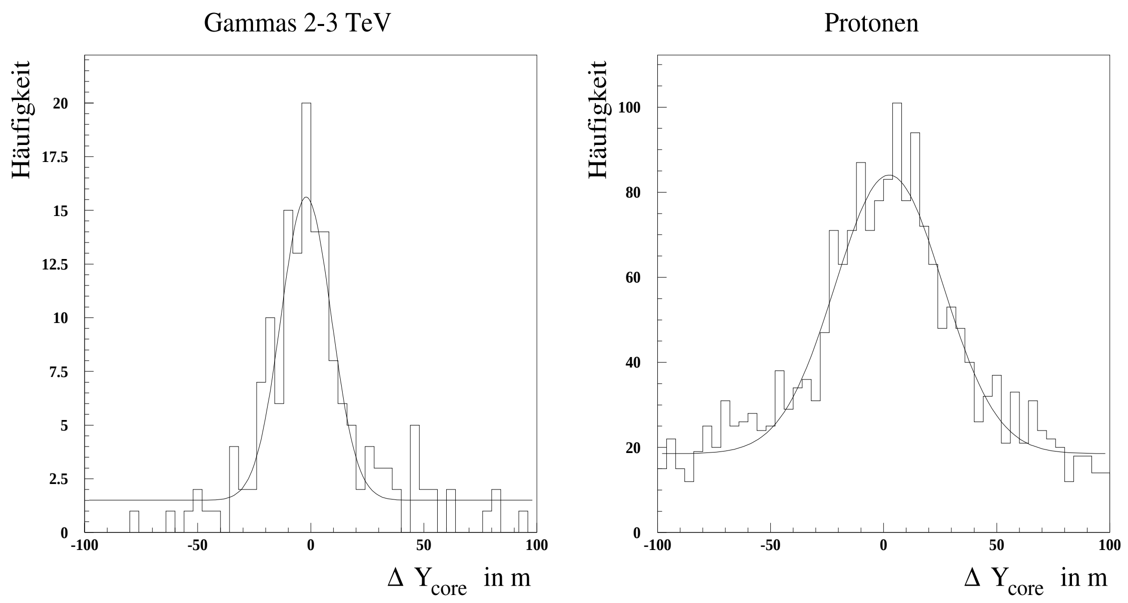


Abbildung 45: Die Abweichung der y-Komponente des rekonstruierten Auftreffpunkts vom wahren Wert ΔR_{core} für Protonen, die dem Spektrum der kosmischen Strahlung folgen, und für Gammas eines Energieintervalls. Die gefittet Funktion ist $P_1 + P_2 \exp(\frac{x^2}{2\sigma_x^2})$.

9 Analyse der Krebsnebeldaten von 1994

9.1 Der Krebsnebel

Der Krebsnebel, das Messier Objekt M1, ist ein Supernovaüberrest aus dem Jahre 1054 n.Ch.. Die Entfernung beträgt ≈2kpc, wie man z.B. aus der sichtbaren Expansion des Nebels zusammen mit der gemessenen Radialgeschwindigkeit bestimmen kann. In der Mitte des Nebels befindet sich der Pulsar 0531+21 mit der Pulsationsfreqenz P=33.2ms, der bei der Supernovaexplosion durch gravitative Implosion des Reststerns entstand. Die Abnahme der Pulsationsfrequenz ist eine der größten bekannten: $\frac{\dot{P}}{P} = 5.5 \cdot 10^{-12}$. Die Pulsationsfrequenz und Phase sind vom Radiobereich bis in den weichen Gammabereich gemessen worden und stimmen gut überein. Außer dem Hauptpuls bei der Phase $\phi = 0$ gibt es einen schwächeren Sekundärpuls bei $\phi = 0.4$. Der Krebsnebel wurde von EGRET auf dem CGRO-Satelliten als dritthellster Pulsar gesehen: der gepulste Fluß oberhalb von 100MeV beträgt $1.8 \cdot 10^{-6} cm^{-2} s^{-1}$ [13]. Der Krebsnebel wurde

	p	γ **2-3TeV**	γ **7-10TeV**
$\Delta\phi_1$	$11.4 \pm 0.7^0(3.4)$	$5.3 \pm 0.9^0(8.7)$	4.8 ± 0.5^0 (13.5)
$\Delta\phi_2$	$14.3 \pm 1.1^0(3.2)$		
ΔX_{core}	$20.2 \pm 1.4m(3.2)$	$11.6 \pm 1.7m(10.2)$	$7.2 \pm 1.0m(12.6)$
ΔY_{core}	$23.8 \pm 1.5m(3.5)$	$11.1 \pm 1.5m(9.4)$	$6.2 \pm 1.3m(8.7)$
$\Delta\theta_x$	$0.35 \pm 0.01^0(19.6)$	$0.17 \pm 0.01^0(62.4)$	$0.15 \pm 0.01^0(45.2)$
$\Delta\theta_y$	$0.33 \pm 0.01^0(31.4)$	$0.20 \pm 0.02^0(42.6)$	$0.22 \pm 0.02^0(30.2)$

Tabelle 5: Auflösung der Richtung des Einzelbildes und der Schauerparamter, ausgehend von simulierten Proton- und Gammaschauer. $\Delta\phi_1$ ist der Richtungsfehler des Einzelbildes, ΔX_{core} die x-Komponente des Auftreffpunktfehlers und $\Delta\theta_x$ die x-Komponente des Neigungsfehlers. Die Zahlen in Klammern geben das Verhältnis $\frac{P_2}{P_1}$ bei der gefitteten Funktion $P_1 + P_2 \exp(\frac{x^2}{2\sigma_x^2})$ an.

ebenfalls im TeV-Bereich gesehen, allerdings gibt es hier keine Hinweise auf gepulste Emission. Die Whipple-Kollaboration gibt den Fluß zwischen 0.4 und 10 TeV mit

$$\frac{dN(E)}{dE} = 1.48 \pm 0.09 \pm 0.41 \cdot 10^{-7} \left(\frac{E}{1TeV}\right)^{-2.69\pm0.09\pm0.3} m^{-2}s^{-1}TeV^{-1}$$

an, wobei die Fehler 1σ statistische Fehler bzw. systematische Fehler sind. [44].

Es wird angenommen, daß der Pulsar die Energiequelle der beobachteten Gammastrahlung ist. Durch das extrem starke ($\approx 10^8$ T) rotierende Magnetfeld des Pulsars entstehen elektrische Felder, die Elektronen auf sehr hohe Energien beschleunigen können. Daß es so eine Population von Elektronen im Nebel gibt, ist durch die Synchrotronnatur des Spektrums gesichert. Sowohl die Polarisation der Strahlung als auch das gemäß eines Potenzgesetzes abfallende Spektrum sind Hinweise auf Synchrotronstrahlung. Außerdem nimmt die Größe des Nebels mit abnehmender Wellenlänge ab, wie man auch erwartet, da die Lebensdauer der Elektronen mit steigender mittlerer Synchrotronfrequenz abnimmt. Die meisten Modelle gehen von einem "Synchrotron-Self-Compton" Modell aus, um den beobachtetn Gammafluß zu erklären [46], [45]. Dabei gewinnen die Synchrotronphotonen durch inverse Comptonstreuung an den Elektronen im Nebel zusätzlich Energie.

9.2 Analysemethodik und Ergebnisse

Für die folgende Analyse wurden Daten aus dem Zeitraum September bis Dezember 1994 verwendet, bei denen beide Teleskope auf den Krebsnebel ausgerichtet waren. Da die Kamera des 1. Teleskopes im Dezember 1994 umgerüstet wurde, wurden nur Daten bis zu diesem Datum verwendet.

Die Beobachtungsmethode der ON- und OFF-Paare wurde in Kapitel 7.1 beschrieben. Zunächst wurden ON- und OFF-Paare ausgewählt, die folgenden Kriterien genügen:

- die Beobachtung erfolgte bei klarem Himmel und innerhalb der astronomischen Dämmerung. Entscheidungskriterien waren hier die Koinzidenzrate im Vergleich zur mittleren Koinzidenzrate (in Abhängigkeit vom Zenitwinkel) und Einträge im Logbuch.
- das Rohsignal der Koinzidenzen muß vom Betrag her kleiner als 3.5 sein:

  $$abs(\frac{N_{on} - Noff}{\sqrt{N_{on} + N_{off}}}) \leq 3.5$$

  Die Einzelraten zeigen aufgrund elektronischer Probleme bzw. Fremdlicht kurzzeitige hohe Raten, die jedoch bei den Koinzidenzraten verschwinden.
- die Teleskope schauten im ON- und OFF-Bereich denselben Zenitwinkelbereich an.
- es gab keine sonstige Probleme, z.B. Elektronikprobleme (hier wurden ebenfalls die Logbucheinträge verwendet).
- Zenitwinkel nicht über 55 Grad.

Außerdem wurden die Einzelspektren überprüft, um tote Kanäle, ADC-Probleme usw. aufzufinden.

In Tabelle 6 ist links nach Monaten unterteilt aufgelistet, wieviele ON- OFF-Paare obige Kriterien erfüllten.

Ohne weitere Datenreduktion bekommt man einen Überschuß von ON-Ereignissen von 2%, dies entspricht einem Rohsignal von 3.41σ. Die Verteilung der Rohsignale aller einzelnen ON- OFF-Paare ist in Abbildung 46 zu sehen. Man sieht, daß der Überschuß nicht von wenigen Paaren verursacht wird.

Der Überschuß ist nicht auf ein Gammasignal zurückzuführen, sondern auf die wesentlich hellere Himmelsregion des Krebsnebels (der sich im Milchstraßenband befindet) im Vergleich zur Hintergrundregion (die außerhalb der Milchstraße liegt). Bei der helleren Region sind die Fluktuationen durch Hintergrundlicht größer, durch das mit wachsender Energie steil abfallende Spektrum werden bei jeder Gesamtlichtmenge in der Kamera anscheinend etwas mehr Schauer gesehen. Dies erkennt man daran, daß das Verhältnis $\frac{N_{on}}{N_{off}}$ unabhängig von der Gesamtlichtmenge in beiden Kameras und von gammaselektiven Größen wie *alpha* ist.

Für die Bildparameterberechnung werden alle Pixel verwendet, deren Signal mehr als 5 mal der mittleren Pedestalfluktuation entspricht. Bei CT1 sind dies 9.3 ADC Kanäle (6 Photoelektronen), bei CT2 10.3 ADC Kanäle (4.3 Photoelektronen). Der helle Stern ζ Tauri befindet sich im Gesichtsfeld beider Kameras. Das Pixel, welches das Sternlicht registriert, wird sowohl bei der ON- als auch bei der OFF-Region nicht verwendet. Dazu wurde für CT2 berechnet, wie der Stern in Abhängigkeit vom Stundenwinkel durch die Kamera wandert.

Monat	**Anzahl ON-OFF-Paare**	**T(min)**	**Rohereignisse**	**gefilterte Ereignisse**
Sept. 1994	7(22)	140 ON	4434 ON	4189 ON
		140 OFF	4369 OFF	4177 OFF
			Δ:56	Δ:12
			σ:0.69	σ:0.13
Okt. 1994	13(19)	260 ON	12473 ON	11755 ON
		260 OFF	12404 OFF	11527 OFF
			Δ:69	Δ:228
			σ:0.44	σ:1.50
Nov. 1994	21(34)	420 ON	17661 ON	14764 ON
		420 OFF	17347 OFF	14286 OFF
			Δ:314	Δ:478
			σ:1.63	σ:2.8
Dez. 1994	31(48)	620 ON	20133 ON	19126 ON
		620 OFF	19459 OFF	18526 OFF
			Δ:674	Δ:600
			σ:3.39	σ:3.03
Sept.-Dez.	71	1440 ON	54701	49834
		1440 ON	53579	48516
			Δ:1122	Δ:1318
			σ:3.41	σ:4.2

Tabelle 6: Zusammenfassung der Krebsnebelbeobachtung, nach Beobachtungsschichten unterteilt: Bei der Anzahl der ON- OFF-Paare ist die Anzahl der verwendeten Paare angegeben, die Gesamtzahl aller Paare steht in Klammern. Die Beobachtungsdauer und Ereignisanzahl sind für die Quellenregion (ON) und die Hintergrundregion (OFF) getrennt aufgelistet. Es ist auch die Differenz der Ereigniszahlen direkt (Δ) und in Einheiten der Standardabweichung (σ) angegeben.

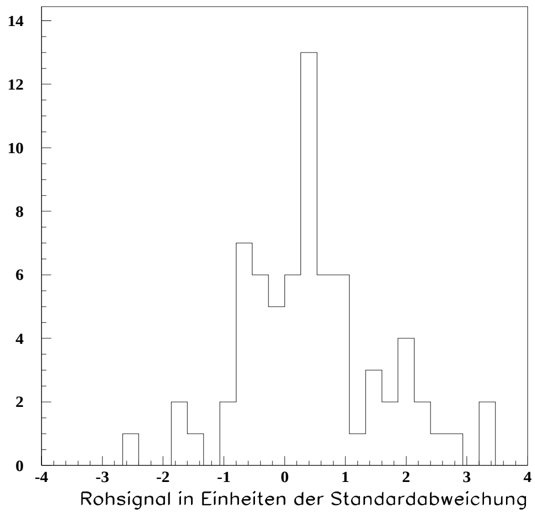


Abbildung 46: Die Verteilung der Rohsignale aller verwendeten ON-OFF-Paare

Die Ereignisse, bei denen in einem Teleskop nur 2 Pixel bzw. mehr als 80% aller Pixel in die Bildberechnung eingehen, werden ebenfalls verworfen. Die übrigbleibenden Ereignisse sind in der Tabelle 6 in der rechten Spalte als "gefilterte Ereignisse" aufgelistet.

Um den weiterhin vorhandenen Überschuß auszugleichen, wird jedes 37. Ereignis der Hintergrundregion doppelt verwendet. Dies berücksichtigt die Zenitwinkelabhängigkeit der Bildparameter. Die Anzahl der Ereignisse stimmt dann innerhalb 0.02 σ überein.

Man kann nun die Daten auf einen Überschuß von Ereignissen mit kleiner Schauerneigung von der ON-Region untersuchen. Aufgrund des hohen Untergrundes ist es jedoch zunächst notwendig, den Hintergrund zu verringern, indem man Ereignisse auswählt, deren Bilder gammaähnlich sind. Im Mittel sind die Bilder von Gammaquanten kompakter, haben also kleinere *width*, *length* und *concentration* als die von Protonen. Mit Hilfe von simulierten Gammaschauern kann man geeignete Abschneidewerte für diese Parameter finden.

Um Vertrauen in die Abschneidewerte aus den simulierten Gammaschauerverteilungen zu bekommen, ist es sinnvoll, die Daten mit simulierten Protonen zu vergleichen. Dazu werden Daten mit Zenitwinkel $z < 11^0$ mit simulierten Protonen mit $z = 0^0$ verglichen. Es werden bei den simulierten Protonen folgende Punkte berücksichtigt:

- das Spektrum der kosmischen Strahlung mit differentiellen Index 2.73 wird grob angenähert, indem die Anzahl der Ereignisse pro 1TeV-Intervall dem spektralem Verlauf entspricht

- die Spiegeljustierung wird grob berücksichtigt, indem 10% des Lichtes von jedem Pixel abgezogen wird und gleichmäßig auf die 6 benachbarten Pixel verteilt wird
- ein Pixel wird jeweils abgeschaltet (dies entspricht dem Pixel mit ζ Tauri)
- das Hintergrundlicht wird poissonverteilt mit mittleren Beitrag 1.05 (CT2) bzw. 0.63(CT1) Photoelektronen (*phe*) zu jedem Pixel addiert
- dieselben Triggerbedingungen, Auswahlkriterien auf die Ereignisse und Schwellen für die Pixelselektion wie bei den Daten werden verwendet

Abbildung 47 zeigt die resultierenden Verteilungen für Simulation und Daten für die Ellipsenparameter *width*, *length* und *concentration* beider Teleskope, Abbildung 48 zeigt die Verteilungen der Gesamtlichtmengen und der Anzahl der für die Bildberechnung verwendeten Pixel.

In den Simulationen werden Triggerschwellen von 16.5 *phe*(CT1) bzw. 18 *phe*(CT2) bei den Triggerbedingungen 2/37(CT1) (d.h. 2 von 37 Pixeln liegen über der Schwelle) und 2/61(CT2) verwendet. Die Triggerbedingung kann bei CT1 im ADC Spektrum eines Einzelkanals als kleine Überhöhung gerade an der Triggerschwelle gesehen werden (Abbildung 49).

Der angenommene Konversionsfaktor von ADC Kanälen zu Photoelektronen beträgt 1.5(CT1) bzw. 2.4(CT2). Der hohe Konversionsfaktor von CT2 äußert sich auch darin, das die Fluktuationen des ADC Nullpunktes 6-8 Kanäle betragen, wenn sich ein Stern wie ζ Tauri in einem Pixel befindet, während bei CT1 die Fluktuationen $\approx$ 1 Kanal beträgt. Bei gleichen Konversionsfaktoren sollten die Fluktuationen mit der Spiegelfläche skalieren. Aus folgenden Gründen erwartet man keine perfekte Übereinstimmung zwischen den Parameterverteilungen von Simulationen und Daten:

- Hadronen mit Kernladungszahl $Z > 1$ werden nicht berücksichtigt
- leicht unterschiedliche Zenitwinkel bei Daten und Simulationen
- die verwendeten simulierten Schauer hatten eine Maximalenergie von 10 TeV, aufgrund der größer werdenden effektiven Fläche der Teleskope ist der Anteil der hochenergetischen Protonen wesentlich größer als dem spektralen Verlauf entsprechend
- nicht ausreichende Detektorsimulation (z.B. Spiegeljustierung, elektronisches Rauschen)

Wenn man nun γ-Simulationen für eine 37- bzw. 61-Pixel Kamera mit denselben Triggerbedingungen, Auswahlkriteren auf die Ereignisse und Schwellen für die Pixelselektion verwendet, bekommt man Abschneidewerte in Abhängigkeit vom Schauerabstand bzw. von *zone* für *width*, *length* und *concentration*. *zone* ist dabei die Entfernung des Pixels mit maximaler Lichtintensität vom Kamerazentrum, *zone*=0 ist das zentrale Pixel, *zone*=1 der Ring von Pixeln um das zentrale Pixel usw.. Die Abschneidewerte sind in Tabelle 7 aufgelistet. Die Werte sind so bestimmt, daß 90% der Gammas einen Wert kleiner (*length*, *width*) bzw. größer (*concentration*)

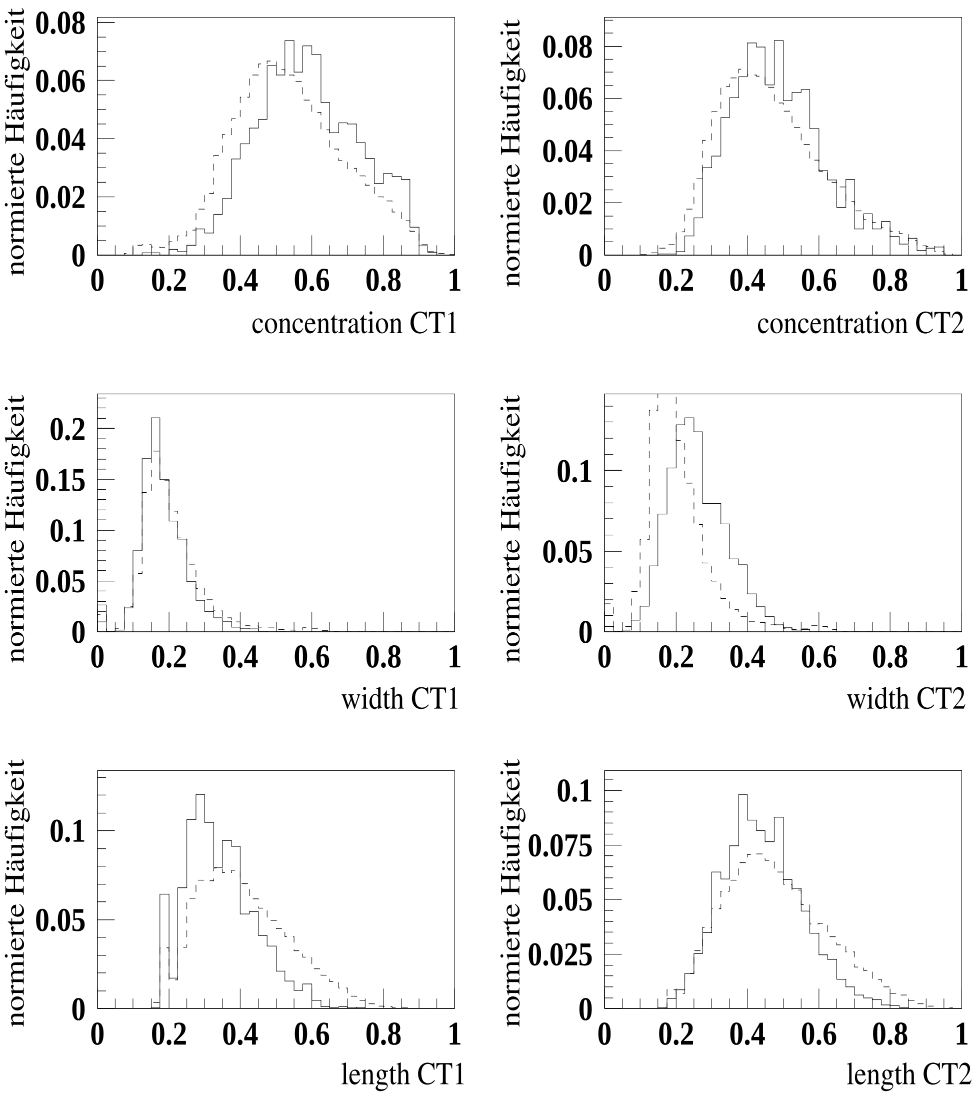


Abbildung 47: Vergleich der Bildparameterverteilungen von simulierten Protonschauern und Daten. Die durchgezogenen Kurven sind Simulationen, die gestrichelten Kurven sind Daten. Die Kurven sind jeweils auf gleiche Fläche normiert.

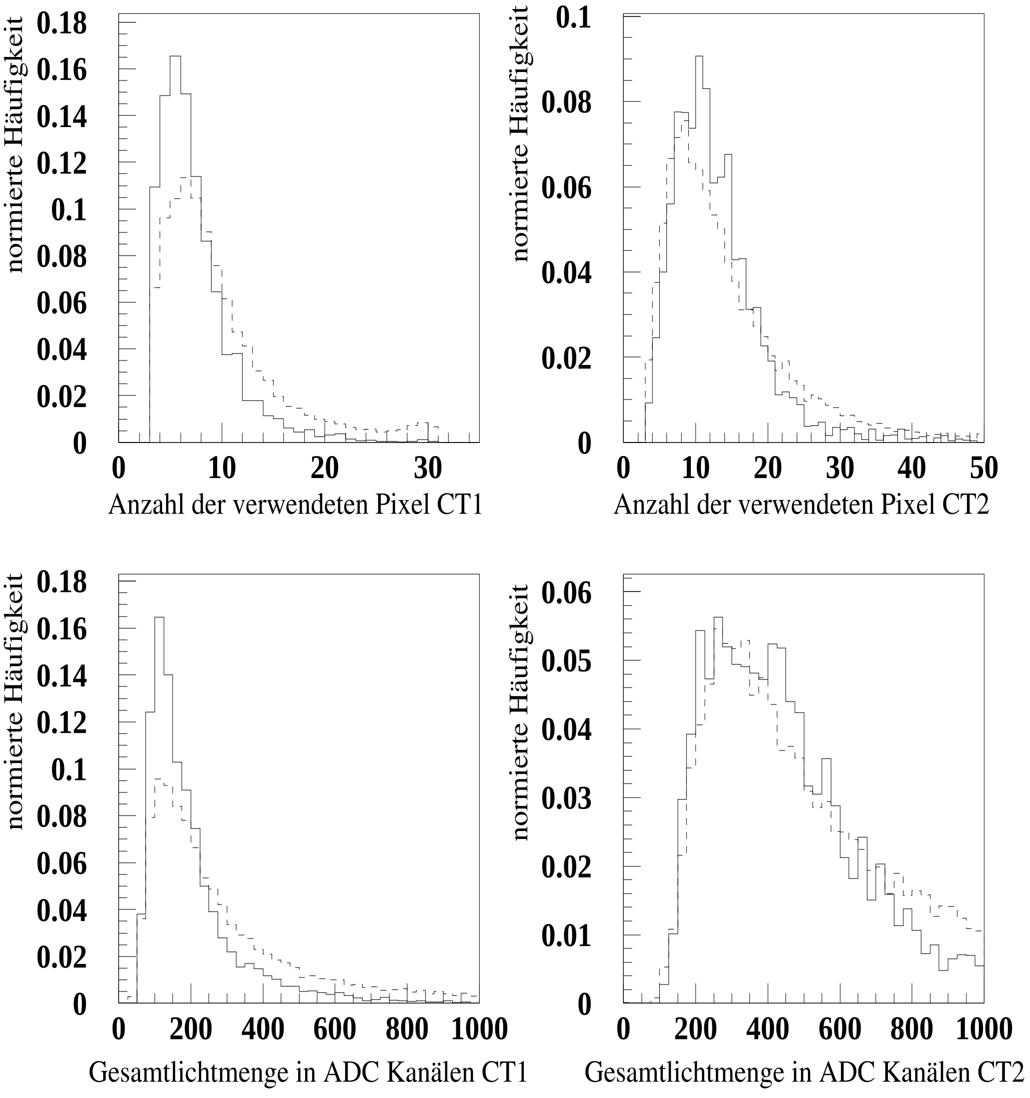


Abbildung 48: Vergleich der Anzahl der verwendeten Pixel und der Gesamtlichtmenge von simulierten Protonschauern und Daten. Die durchgezogenen Kurven sind Simulationen, die gestrichelten Kurven sind Daten. Die Kurven sind jeweils auf gleiche Fläche normiert.

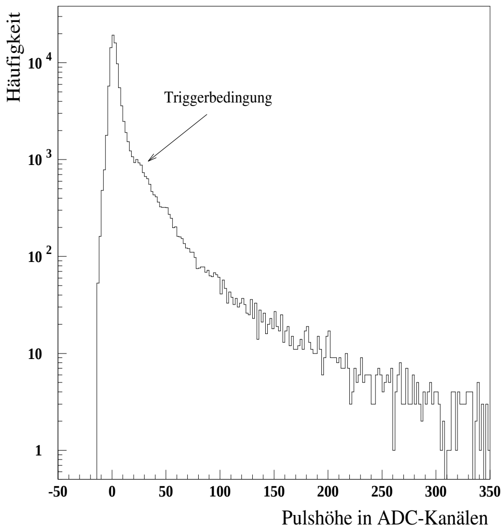


Abbildung 49: Das ADC-Spektrum eines PMTs von CT1. Die Überhöhung bei $\approx$ 22 ADC Kanälen ist auf die Triggerbedingung zurückzuführen.

als den Abschneidewert haben. Mit $P(0)$ als Schnitt beim Zenitwinkel $z = 0^0$ ist die Zenitwinkelabhängigkeit der Schnitte gegeben durch $P(z) = P(0) - k(\sec(z) - 1)$ mit k=0.18 bei *width*, k=0.13 bei *length* und k=1 bei *concentration*. Diese Beziehungen sind aus [19] übernommen. Wenn der Winkel zwischen den sich schneidenden Geraden größer als 25^0 ist, wird der Schnitt für den Auftreffpunkt verwendet, sonst der für *zone*. Es werden alle Ereignisse selektiert, die 5 der 6 Abschneideparameter erfüllen.

Abb. 50 zeigt oben die Schauerneigungsverteilungen des ON- und OFF-Datensatzes, vor und nach der Datenselektion mit Hilfe von *length* ,*width* und *concentration*. In den beiden unteren Abbildungen ist das resultierende Signal in Einheiten der Standardabweichung in Abhängigkeit des Schnittes auf die Schauerneigung aufgetragen, wiederum für die Daten vor und nach der Selektion.

Man sieht, daß man ein Signal von 4.85 σ erhält, wenn man nur Schauer mit Neigungen kleiner als 0.4^0 berücksichtigt. Der Überschuß beim Schnitt von 0.4^0 beträgt 139 Ereignisse, während der Gesamtüberschuß 186 ist. Dies paßt gut zu der Auflösung der Schauerneigung aus Gammasimulationen von 0.25^0. Dieses Signal gilt jedoch für optimierte Schnitte von *length*, *width* und *concentration*. Die Schnitte wurden so optimiert, daß die Differenzverteilung (ON-OFF) des nicht erfüllten Abschneideparameters bei den selektierten Ereignissen unabhängig vom Abschneideparameter ist. Die optimierten Schnitte bewirken Änderungen von *concentration* bei beiden Teleskopen um +0.04, und Änderungen von *length* beider Teleskope um -0.01. Ohne Optimierung hat das Signal eine Signifikanz von 4.35 σ, der Überschuß an ON-Ereignissen mit

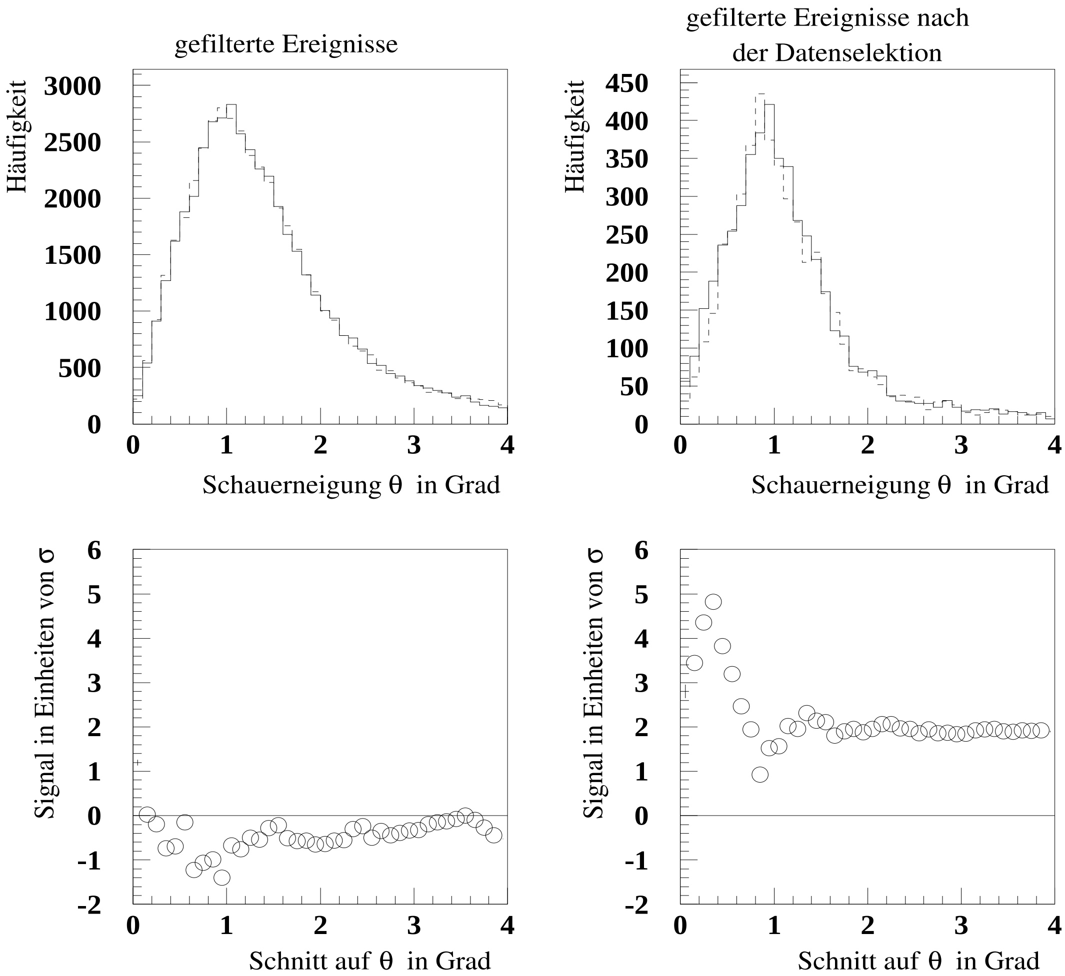


Abbildung 50: Das Gammasignal vom Krebsnebel vor und nach der Datenselektion. Oben ist für die ON- und OFF-Region getrennt die Schauerneigungsverteilung aufgetragen. Die unteren Bilder zeigen den Überschuß in Einheiten der Standardabweichung in Abhängigkeit des Schnittes auf die Schauerneigung. Nach der Datenselektion erhält man bei Ereignissen mit Schauerneigung $\leq 0.4^0$ einen Überschuß von 4.85 σ.

	zone=1	**zone=2**	**zone=3**	**zone=4**
width CT1	0.2	0.18	0.18	
lengthCT1	0.35	0.32	0.30	
conc CT1	0.55	0.6	0.6	
width CT2	0.28	0.23	0.21	0.20
lengthCT2	0.44	0.41	0.44	0.55
conc CT2	0.48	0.54	0.54	0.58
	$\mathbf{R \leq 40m}$	$\mathbf{40m \leq R < 80m}$	$\mathbf{80m \leq R < 120m}$	$\mathbf{R \geq 120m}$
width CT1	0.25	0.18	0.18	0.16
lengthCT1	0.38	0.31	0.29	0.30
conc CT1	0.48	0.6	0.66	0.7
width CT2	0.35	0.25	0.22	0.21
lengthCT2	0.5	0.41	0.41	0.49
conc CT2	0.40	0.50	0.56	0.56

Tabelle 7: Die bei der Analyse verwendeten Schnitte auf *width*, *length* und *concentration* in Abhängigkeit von *zone* bzw. vom Schauerauftreffpunkt R, getrennt für beide Teleskope aufgelistet.

$\theta \leq 0.4^0$ bleibt bei der Optimierung quasi unverändert (138 bzw. 139 Ereignisse). Die optimierten Schnitte unterdrücken also besser den Untergrund, ohne das Gammasignal zu verändern.

Man sieht ebenfalls einen Überschuß bei Ereignissen mit kleinem *azwidth* bzw. kleinem *alpha* in einem Teleskop. Aufgrund der schlechteren Hintergrundunterdrückung ist das Signal jedoch kleiner. Die Ereignisdifferenz zwischen ON- und OFF- ist jedoch in allen Fällen ähnlich. Tabelle 8 faßt die Ergebnisse zusammen.

Da sich Gammaschauer im Mittel schneller in der Atmosphäre entwickeln als Hadronschauer, ist das mittlere Schauermaximum für einen Gammaschauer höher in der Atmosphäre erreicht als für einen Protonschauer derselben Energie. Wenn man die Schauerhöhen der ON- und OFF-Region für die selektierten Ereignisse mit rekonstruierter Neigung $\leq 0.4^0$ vergleicht, sieht man deutlich, daß der Gammaüberschuß in der ON-Region bei größeren Schauerhöhen liegt (Abb. 51).

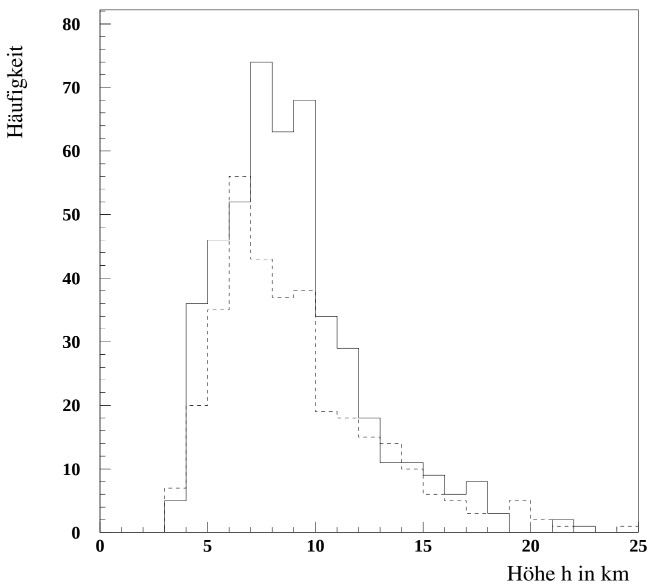


Abbildung 51: Die Schauerhöhen in km der selektierten Ereignisse mit rekonstruierter Neigung $\leq 0.4^0$. Die durchgezogene Linie ist die ON-Verteilung, die gestrichelte Linie gilt für die OFF-Ereignisse.

Parameter	**Schnitt**	**S**	Δ	$\frac{N_{off}}{\Delta}$
Schauerneigung	0.4^0	$4.82\ \sigma$	139	2.5
azwidth CT1	0.15	$3.16\ \sigma$	139	6.4
azwidth CT2	0.2	$3.42\ \sigma$	187	7.5
alpha CT1	22^0	$2.75\ \sigma$	137	8.6
alpha CT2	24^0	$3.76\ \sigma$	205	6.7

Tabelle 8: Der Überschuß an Ereignissen für einige Parameter. Es wird jeweils ein Parameter, der Abschneidewert dieses Parameters, das Signal S in Einheiten der Standardabweichung σ, der Ereignisüberschuß Δ der ON-Ereignisse, die kleiner oder gleich dem Abschneidewert sind, und das Verhältnis Hintergrundereignisse zu Signalereignisse $\frac{N_{off}}{\Delta}$ angegeben.

10 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Luftschauer untersucht, die mit den zwei HEGRA-Cherenkovteleskopen gleichzeitig erfaßt wurden. Es lassen sich folgende Ergebnisse zusammenfassen:

- Für die Schauerrekonstruktion ist wichtig, daß die Ausrichtungsfehler der Teleskope korrigiert werden, da die rekonstruierten Schauerparameter beide Einzelfehler enthalten.
- Die Bildschwerpunkte sind korreliert, aus der Korrelation lassen sich Schauerentfernungen über dem Erdboden bestimmen.
- Das kleinere Gesichtsfeld und die kleinere Spiegelfläche des ersten Teleskopes bewirken eine Asymmetrie in der Schauerneigungs- und Bildschwerpunktsverteilung.
- Die Schauerauftreffpunktsverteilung spiegelt nicht nur die Triggereffizienz, sondern auch die Abhängigkeit der Rekonstruktionsgüte vom Auftreffpunkt wider.
- Es gibt eine Korrelation zwischen Schauerneigung und Schauerauftreffpunkt: je weiter entfernt der Schauer ist, deste größer ist im Mittel die Schauerneigung.
- Die TDC-Information, d.h. die Zeitdifferenz, innerhalb derer die Cherenkovlichtfront die beiden Teleskope erreicht, stimmt innerhalb der Fehler mit der rekonstruierten Schauerrichtung entlang der Verbindungslinie der Teleskope überein.
- Eine 2-Teleskop-Analyse kann die rekonstruierte Schauerrichtung als Unterscheidungskriterium zwischen Gamma- und Hadronschauern verwenden. In 24 Stunden Krebsnebelbeobachtung wurde ein Überschuß von 139 Ereignissen gefunden, dies ergibt ein Signal von 4.82 σ. Das Signal ist maximal, wenn auf Ereignisse mit einer rekonstruierten Schauerneigung $\leq 0.4^0$ geschnitten wird.

Literatur

[1] Hess, Physikalische Zeitschrift **13** (1912) 610

[2] B. Wiebel, Diplomarbeit Wuppertal April 1994

[3] Proc. 23rd ICRC (Calgary) **2** (1993) 25

[4] de Jager et al.,Nature **369** (1994) 294

[5] Gould and Schreder, Ph.Rev.Letters Vol.16,nr6,(1966) 252

[6] Punch et al.,Nature **358** (1992) 477

[7] Kifune et al, submitted to Astrophysical Journal Letters

[8] Kerrick et al.,ApJ **438** (1995) L59-62

[9] Meintjes et al, ApJ **401** (1992) 325

[10] Meintjes et al., ApJ **434** (1994) 292

[11] Bowden et al., 1992, Astroparticle Phys. **1** 47

[12] Greisen, Ph.Rev.Letters Vol.16,nr17,(1966) 748

[13] Fichtel et al., ApJ Supplement **94** (1994) 551

[14] Meisenheimer et al., Astron. Astrophys. **219** (1989) 63

[15] Drury, Aharonian, Völk, Astron. Astrophys. **287** (1994) 959

[16] Aharonian, Drury, Völk, Astron. Astrophys. **285** (1994) 645

[17] Kirk, Duffy, Ball, Astron. Astrophys. **293** (1995) L37

[18] Weekes et al, ApJ **342** (1989) 379

[19] Vacanti et al., ApJ **377** (1991) 467

[20] Wdowczyk, Thackzyk, Wolfendale, J.Phys **A5** (1972) 1419

[21] Dermer, Schlickeiser, ApJ **416** (1993) 458

[22] Mannheim, Astron. Astrophys. **269** (1993) 67

[23] Sikora, Kirk, Begelmann, Schneider **320** (1987) L81

[24] Dermer, Science, **257** (1992) 1642

[25] W. Heitler, Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, 2nd Edition (1944)

[26] Yoshida et al., Astroparticle Physics **3** (1995) 105

[27] Hara et al., NIM **A332** 300

[28] A.Karle, Dissertation München, Juni 1994

[29] Baltrusaitis et al., NIM **240** (1985) 410

[30] Weekes, Phys.Rev **160** (1988) 1-121

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

[32] Kascade collaboration, Proc. “Very High Energy Cosmic Ray Interactions”, Ann Arbor, MI, (1992)

[33] Milagro collaboration, Proc. “Very High Energy Cosmic Ray Interactions”, Ann Arbor, MI, (1992)

[34] Hillas, Proc 19th ICRC (La Jolla) **3** (1985) 445

[35] Weekes et al., ApJ **342** (1989) 379

[36] Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1992,p.34 1992,p.127

[37] Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, 69th Edition, 1989

[38] N. Müller, Diplomarbeit Kiel, Februar 1992

[39] R.Mirzoyan et al., NIM **A351** (1994) 513

[40] F.A.Aharonian, Proc “Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector”, Calgary (1993)

[41] R.Mirzoyan u. E.Lorenz, Measurement of the Night Sky Light Background at La Palma

[42] Reynolds et al., ApJ **404** (1993) 206

[43] M. Ulrich, private Mitteilung

[44] Lewis et al, Proc. 23rd ICRC (Calgary) (1993) **1** p.279

[45] Kwok,Cheng,Lau, ApJ **379** (1991) 653

[46] de Jager, Harding, ApJ **396** (1992) 161

Danksagung

Dem Direktorium des Max-Planck-Institutes für Kernphysik unter der Geschäftsführung von Herrn Prof. Dr. Schwalm gilt mein Dank dafür, daß ich meine Diplomarbeit an diesem Institut durchführen konnte.

Ich danke Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die Betreuung der Arbeit, für sein Interesse am Fortgang der Arbeit und seine hilfreichen Ratschläge und Ideen.

Ich danke Matthias Ulrich, German Hermann, Konrad Bernlöhr, Andreas Daum und Ralf Zink dafür, daß sie immer Zeit hatten, Fragen zu erörtern und Hilfestellung zu leisten. Für die freundschaftliche Atmosphäre und das gute Arbeitsklima danke ich allen Mitgliedern der CT- und der CRT-Gruppe.

Für die Durchsicht der Arbeit danke ich Michael Panter, Matthias Ulrich, Knut Debus und Detlef Irmscher.

Als Letzten und Wichtigsten möchte ich mich bedanken bei meinen Eltern, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 19.Mai 1995 ....

(Unterschrift)