Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Michael Döring
aus Flensburg

2001

Messung des Spektrums und der Polarisation von Tscherenkowlicht mit dem HEGRA Tscherenkow-Teleskop-System

Die Diplomarbeit wurde von Michael Döring ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg

unter der Betreuung von
Herrn Prof. Werner Hofmann

Messung des Spektrums und der Polarisation von Tscherenkowlicht mit dem HEGRA-Tscherenkow-Teleskop-System

Das HEGRA-Tscherenkow-Teleskop-System detektiert in Luftschauern produziertes Tscherenkowlicht. Ein Hauptgebiet der Forschung mit abbildenden Tscherenkow-Teleskopen ist die präzise Messung der Energiespektren von AGNs. Daher ist eine absolute Energiekalibrierung wichtig. Diese kann jedoch nur indirekt vollzogen werden und ist stark abhängig von Monte Carlo- Simulationen. Aufgrund signifikanter Unsicherheiten im Modellieren der Detektoreffizienzen oder der atmosphärischen Extinktion ist es notwendig alle Aspekte der Simulation zu überprüfen. Diese Arbeit beschreibt Messungen des Spektrums des Tscherenkowlichts mit den HEGRA-Teleskopen und deren Analyse. Eine weitere Eigenschaft des Tscherenkowlichts eines Teilchens ist dessen Polarisation. Es ist zu 100% linear polarisiert. Vielfachstreuung im Luftschauer führt zu einer Abnahme der Polarisation auf Detektorhöhe. In dieser Arbeit wird die Messung der Polarisation des Tscherenkowlichts aus Luftschauern beschrieben. Die Analyse ergibt, daß das Licht bis zu 40% polarisiert ist, abhängig von dem Abstand zwischen dem Teleskop und dem Schauerzentrum.

Measurement of the spectrum and polarization of Cherenkov light with the HEGRA-Cherenkov-telescope system

The HEGRA-Cherenkov-telescope system detects Cherenkov light produced by air showers. A key area of reasearch witch IACTs are precism measurements of energy spectra of AGNs. Therefore an absolute energy calibration is important but can only be done in indirect ways, highly depending on Monte Carlo simulations. Because of significant uncertainties in the modeling of detector efficiencies or atmospheric extinction there is a need to test all aspects of the simulations. This works describes measurements of the Cherenkov light spectrum with the HEGRA telescopes and its analysis.

One property of Cherenkov light from one particle is its polarization. It is natuarally 100% linear polarized. Multiple scattering in the shower results in a dilution of the net polarization observed on the ground. In this thesis a measurement of the polarization of Cherenkov light produced in air showers is described. The anlysis shows that the light is polarized up to 40% depending on the distance between telescope and shower core.

Inhalt

Kapitel 1

Einleitung

Seit der Entdeckung der kosmischen Strahlung im Jahre 1912 durch Victor Franz Hess beschäftigen sich Physiker mit diesem Phänomen. Er führte in einem Ballon Messungen der Ionisation in der Atmosphäre durch und stellte ab einer gewissen Höhe eine Zunahme fest. Dies veranlasste ihn, als Ursache eine "durchdringende Strahlung außerirdischer Herkunft" anzunehmen [Hes12]. 1936 erhielt Hess für seine Entdeckung den Nobelpreis. Der Begriff kosmische Strahlung wurde 1925 durch Millikan eingeführt.

Die Strahlung selbst ist detailliert untersucht worden. Es handelt sich zu fast 100% um Teilchen, die sich aus Elektronen, Protonen und Kernen verschiedener Elemente zusammensetzen. Ein geringer Anteil sind Photonen, welche beim Durchqueren des Weltraums nicht durch Magnetfelder abgelenkt werden. Durch den Nachweis dieser γ- Quanten und Bestimmung ihrer Richtung lassen sich Quellen der kosmischen Strahlung lokalisieren. Durch Bestimmung der Energiespektren versucht man die Erzeugungs- und Beschleunigungsprozesse der Teilchen zu verstehen. Neben direkten Nachweismethoden in Satellitenexperimenten weisen erdgebundene Experimente Folgeprodukte der Wechselwirkungen von kosmischer Strahlung und Atmosphäre nach. Durch die Wechselwirkungen entstehen Teilchenkaskaden, die sogenannten Luftschauer. Hierbei werden unter anderem geladene Teilchen erzeugt. Es kommt zur Abstrahlung von Tscherenkowlicht, wenn sich die Teilchen schneller als die Phasengeschwindigkeit des Lichts durch das Medium Luft bewegen.

Abbildende Tscherenkow-Teleskope detektieren Tscherenkowlicht ausgedehnter Luftschauer. Ein System von fünf Tscherenkow-Telekopen wird von der HEGRA-Kollaboration (High Energy Gamma Ray Astronomy) betrieben. Ein wichtiges Aufgabengebiet von abbildenden Tscherenkow-Teleskopen ist die Präzessionsmessung der Energiespektren von aktiven Galaxien. Hierfür ist eine absolute Energiekalibrierung des Detektors äußerst wichtig. Eine entsprechende Eich-Quelle ist

allerdings nicht vorhanden. Man ist in diesem Fall abhängig von Monte Carlo-Simulationen. Diese generieren einen durch ein primäres kosmisches Teilchen induzierten Luftschauer, bestimmen die Anzahl der Tscherenkow-Photonen und propagieren diese durch die Atmosphäre zum Detektor, wo schließlich ein elektronisches Signal erzeugt wird. Um die Ergebnisse zu optimieren, ist eine möglichst gute Kenntnis der Detektoranwort notwendig. Hier ist beispielsweise die Quanteneffizienz der Photomultiplier nicht genau bekannt. Weiterhin ist die Ausbeute an Tscherenkow-Photonen sensitiv auf das zugrunde liegende atmosphärische Profil. Sowohl die Ozonkonzentration als auch die Verteilung von Aerosolen sind ortsabhängig und zeitlich variabel. Durch ein ungünstig gewähltes Atmosphärenmodell können Differenzen in der Lichtausbeute von 5-10% auftreten [Ber99].
Aus diesem Anlass wurden mit den HEGRA-Tscherenkow-Teleskopen zwei Meßkampagnen durchgeführt, mit dem Ziel, das Spektrum experimentell zu ermitteln.

Eine Eigenschaft des Tscherenkowlichts ist seine Polarisation. Das Tscherenkowlicht eines einzelnen Teilchens ist zunächst zu 100% polarisiert. Auf dem Erdboden überlagern sich Polarisationsvektoren von Licht, das in vielen Bereichen des Luftschauers emittiert wurde. Verschiedene experimentelle Versuche im Energiebereich $> 1 \cdot 10^{15} eV$, sowie Simulationen für Energien um $10^{12} eV$ stellen einen signifikanten Polarisationsgrad auf der Erdoberfläche fest. Zudem wird eine unterschiedliche Polarisation für elektromagnetisch und hadronisch induzierte Luftschauer in Simulationen festgestellt. Dies könnte für eine Separation der Primärteilchen herangezogen werden.
In dieser Arbeit wird der Polarisationgrad des Tscherenkow-Lichts aus Luftschauern experimentell mit dem HEGRA-Tscherenkow-Telekopsystem bestimmt.
Zunächst erfolgt in Kapitel 2 eine kurze Vorstellung der kosmischen Strahlung. In Kapitel 3 wird die Entstehung von Luftschauern beschrieben. Kapitel 4 wird das Tscherenkowlicht von Luftschauern, das Spektrum und die Polarisation diskutieren. Es schließt sich eine Erläuterung des Abbildungsprinzips von Tscherenkow-Teleskopen, sowie die Vorstellung des HEGRA-Tscherenkow-Teleskopsystens an.
In Kapitel 7 erfolgt eine Beschreibung der Versuchsdurchführung zur Messung des Spektrums und dessen Analyse. Kapitel 8 beschäftigt sich mit der experimentellen Bestimmung des Polarisationsgrades von Tscherenkowlicht aus Luftschauern.

Kapitel 2

Kosmische Strahlung

Kosmische Strahlung bezeichnet geladene Teilchen und γ-Quanten hoher Energie, deren Ursprung solarer, galaktischer oder extragalaktischer Natur ist. Die chemische Zusammensetzung und die relativen Häufigkeiten der extragalaktischen und galaktischen Strahlung sind denen der solaren ähnlich. Sie besteht zu 98% aus einer hochenergetischen hadronischen Komponente und zu etwa 2% aus Elektronen. γ-Quanten kommen mit einer relativen Häufugkeit von ca. 0,1% vor. Der hadronische Anteil setzt sich zusammen aus Protonen (87%), Heliumkernen (12%) und Kernen schwererer Elemente (ca. 1%) ([Wie94]). Um Quellen und Entstehungsmechanismen der kosmischen Strahlung zu ermitteln, detektiert man die ungeladene Komponente. Nur diese erhält in galaktischen Magnetfeldern ihre Richtungsinformation.

Das Energiespektrum

Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über viele Größenordnungen bis etwa $10^{20}eV$. Es läßt sich durch ein Potenzgesetz beschreiben, welches proportional zu $E^{-\Gamma}$ ist (siehe Abb. 2.1). Bis etwa $3 \cdot 10^{15}eV$, dem sogenannten Knie des Spektrums, beträgt der spektrale Index $\Gamma \approx 2,7$. Für größere Energien nimmt Γ den Wert 3 an. An der Ferse des Spektrums, bei etwa $3 \cdot 10^{18}eV$, schließt sich eine Abflachung an.

Entstehungsmechanismen

Kosmische γ-Quanten sind nichtthermischen Ursprungs. Als mögliche Erzeugungsmechanismen gelten:

- Durch Beschleunigung von geladenen Teilchen im Coulomb-Feld eines Kerns wird Bremsstrahlung emittiert

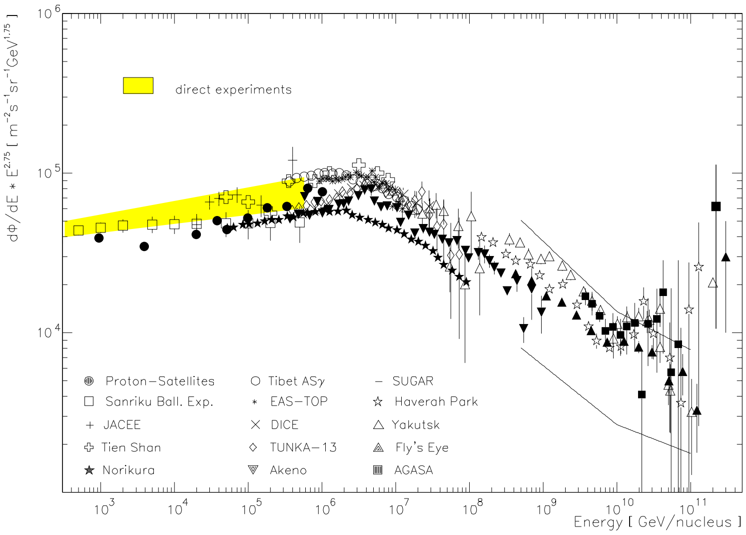


Abbildung 2.1: *Differentieller Gesamtfluß der kosmischen Strahlung, multipliziert mit* $E^{2,75}$

- Durch Ablenkung der Teilchen in starken Magnetfeldern kommt es zur Aussendung von Synchrotronstrahlung
- Inverse Compton-Streuung, hochenergetische Elektronen streuen an niederenergetischen Photonen
- π_0-Zerfall: $\pi_0 \rightarrow 2\gamma$

Quellen

Als mögliche Quellen der kosmischen Strahlung kommen sowohl galaktische als auch extragalaktische Objekte in Betracht. Diskutiert werden:

Supernovaüberreste

Sie gelten als eine Hauptquelle der kosmischen Strahlung innerhalb einer Galaxie. Als Mechanismus zur Erzeugung der geladenen Komponente wird eine Schockbeschleunigung der Teilchen diskutiert (s. [Fer49]), verursacht durch eine Supernovaexplosion.

Pulsare

Diese Objekte besitzen sehr starke magnetische Dipolfelder einhergehend mit starken elektrischen Feldern, in welchen die Teilchen beschleunigt werden.

Aktive Galaxiekerne
Massive schwarze Löcher in den Kernen aktiver Galaxien akkretieren Materie und setzen dadurch Gravitationsenergie frei. Diese wird teilweise in Jets (Plasmastrahlen) emittiert.

Weitere mögliche Quellen sind unter anderem Röntgendoppelsterne oder Mikroquasare.

Kapitel 3

Entwicklung von Luftschauern

Gelangt ein Teilchen der kosmischen Strahlung in die Atmosphäre, so wechselwirkt es nach einer charakteristischen Weglänge mit den Luftmolekülen, vorwiegend N_2 und O_2. Es entstehen dadurch (geladene) Sekundärteilchen, welche Ionisationsverlusten, Vielfachstreuung und Tscherenkowlichtemission unterliegen. Sie können in weiteren Wechselwirkungen neue Teilchen produzieren. dadurch kommt zur Ausbildung einer Teilchenlawine, dem sogenannten Luftschauer. Die Teilchenzahl wächst an, bis die Energie nicht mehr zur Produktion weiterer Teilchen ausreicht. Das Kaskadenmaximum ist damit erreicht, Absorbtion und Energieverluste führen zu einem Aussterben des Schauers.

3.1 Ausbildung einer Teilchenkaskade

Je nach Natur des in die Atmosphäre eintretenden Teilchens entwickelt sich ein Luftschauer unterschiedlich. Eine **elektromagnetische Kaskade** ensteht durch Einfall eines Elektrons oder Positrons bzw. durch ein γ-Quant. Bremsstrahlung und Paarbildung erzeugen Sekundärteilchen, die in weiteren Wechselwirkungen ebenfalls weitere Teilchen produzieren. Auf diese Weise kommt es zur Ausbildung einer Teilchenlawine. Fällt die Energie der Elektronen unter eine kritische Energie (diese beträgt für Elektronen in Luft $E_c \approx 80MeV$), so werden keine weiteren Bremsstrahlungsphotonen mehr emittiert, die Ionisationsverluste überwiegen und der Schauer stirbt aus. Die longitudinale Entwickung einer Teilchenkaskade läßt sich mit einem einfachen Modell von Heitler beschreiben ([Hei54]). Danach erfolgt eine exponentielle Zunahme der Teilchenzahl mit der Schauertiefe bis zum Erreichen des Maximums. Die Tiefe des Maximums ist proportional dem Logarithmus der Energie des Primärteilchens. Weiterhin sagt es aus, daß die gesamte Teilchenzahl proportional zu der Primärenergie ist. Die laterale Entwicklung eines Luftschauers wird bestimmt von den Streuwinkeln der Vielfachstreuung, sowie von den Emissionswinkeln der Bremsstrahlung und der Paarbildung.

Bei **hadron-induzierten Luftschauern** erfolgt eine inelastische Wechselwirkung mit Nukleonen von atmosphärischen Kernen. Es werden dabei Kernfragmente und mehrere Teilchenarten erzeugt, bevorzugt π^0, $\pi^\pm$, aber auch seltsame Teilchen wie Kaonen. Weiterhin kommt es zur Abdampfung von Nukleonen des hochangeregten Kerns. Dieser kann durch Spallation fragmentieren. Die produzierten neutralen Pionen zerfallen zu 98,8% sehr schnell in 2 γ's:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

und lösen so einen elektromagnetischen Subschauer aus. Die geladenen Pionen zerfallen, sofern sie nicht mit einem weiteren Kern kollidieren, gemäß:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Myonen wechselwirken nicht stark. Ihre Lebensdauer beträgt $\tau = 2,2 \cdot 10^{-6} s$. Sie zerfallen gemäß

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

und liefern damit einen Beitrag zu elektromagnetischen Subkaskaden. Durch die relativistische Zeitdilatation erreicht ein Großteil der Myonen den Erdboden. Abb. 3.1 skizziert die Entwicklung eines Luftschauers, ausgelöst durch ein hadronisches Primärteilchen.

Hervorgerufen durch größere Transversalimpulse aus den inelastischen Kern-Kern Wechselwirkungen haben Hadronschauer eine weitere laterale Ausdehnung als γ-induzierte Schauer. Des weiteren besitzen Protonen und Pionen eine größere Wechselwirkungslänge als die Photonen. Dies führt zu einer größeren longitudinalen Ausdehnung. Folglich entstehen in hadronischen Luftschauern die elektromagnetischen Subkaskaden in einem längerem Höhenintervall. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 3.2 Monte Carlo Simulationen der Schauerentwicklung eines 250 GeV Protonschauers und eines 250 GeV γ-induzierten Schauers gezeigt.

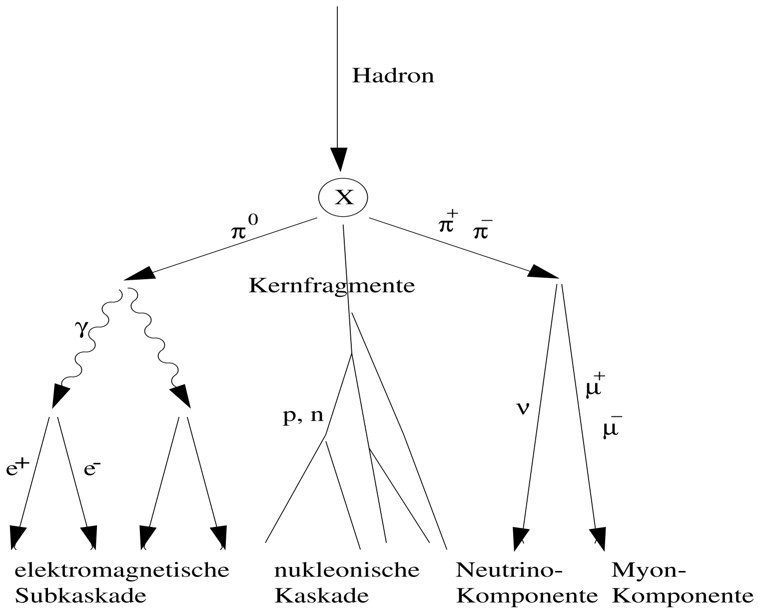


Abbildung 3.1: *Entwicklung eines hadronischen Luftschauers*

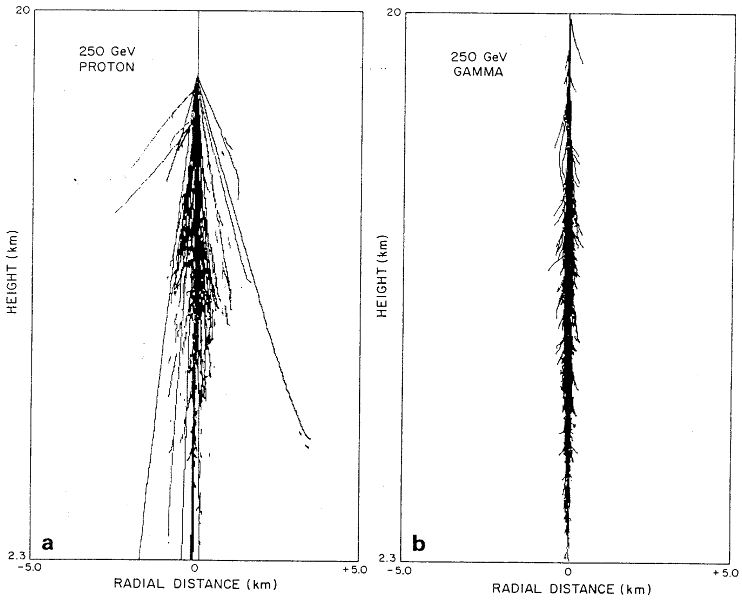


Abbildung 3.2: *Monte-Carlo-Simulation eines hadronischen Luftschauers (links) und eines elektromagnetischen Schauers (rechts), aus [Wee92]*

Kapitel 4

Der Tscherenkow-Effekt

Tscherenkow-Strahlung der Frequenz ω entsteht, wenn sich ein geladenes Teilchen in einem transparenten Medium mit einer Geschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit der elekromagnetischen Felder der gleichen Frequenz bewegt. Die Bedingung zur Abstrahlung von Tscherenkowlicht lautet:

$$v > \frac{c}{\sqrt{\epsilon(\omega)}} = \frac{c}{n(\omega)} \tag{4.1}$$

Dieser Effekt wurde 1934 von Tscherenkow untersucht und nach ihm benannt. 1937 lieferten Frank und Tamm eine theoretische Erklärung des Tscherenkow-Effekts, die ausschließlich auf den Prinzipien der klassischen Elektrodynamik beruht ([Fra37] [Tam37]). Beim Durchqueren eines dielektrischen Mediums polarisiert das geladene Teilchen entlang seiner Bahn die Atmome des Mediums. Diese schwingen zurück in ihre Ruhelage, wodurch es zur Emission von Strahlung kommt. In Analogie zum Machschen Kegel eines mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Körpers, strahlt das Teilchen entlang seiner Bahn Kugelwellen aus, welche sich mit $c/\sqrt{\epsilon(\omega)}$ ausbreiten. Für $v > c/\sqrt{\epsilon(\omega)}$ findet in jedem Punkt destruktive Interferenz statt, außer auf einem Kegel mit dem Öffnungswinkel Θ_T. Es kommt zur Ausbildung einer "Schock"-Welle (vgl. Abb 4.1). Charakteristisch für die Tscherenkow-Strahlung ist der Winkel, unter dem die Photonen emittiert werden. Es gilt:

$$\cos(\Theta_c) = \frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon(\omega)}} \tag{4.2}$$

Wegen der Emissionsbedingung 4.1 ist eine Abstrahlung nur in Bereichen unterhalb der anomalen Dispersion möglich. Sie erfolgt daher in Bändern, wie Abb. 4.2 verdeutlicht.

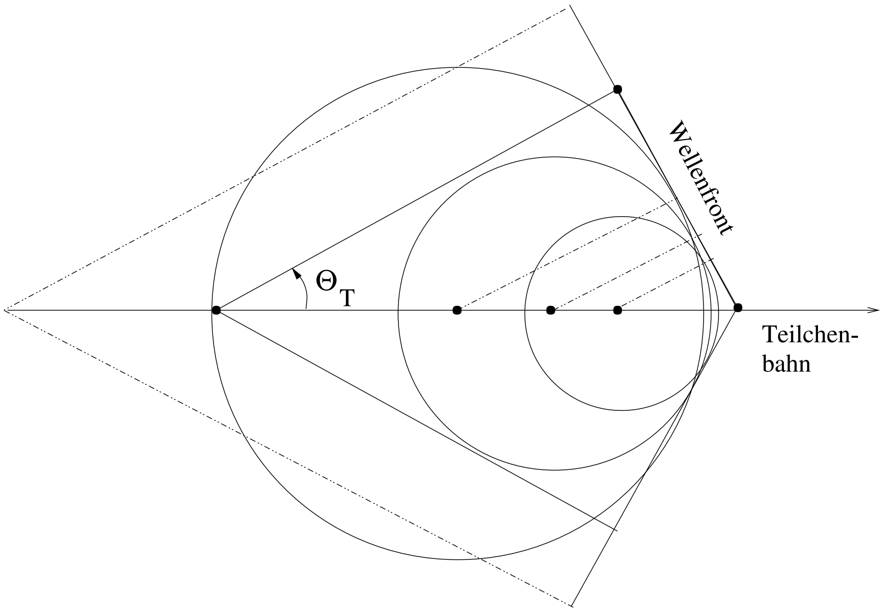


Abbildung 4.1: *Entstehung von Tscherenkowlicht nach der Huygenschen Konstruktion.*

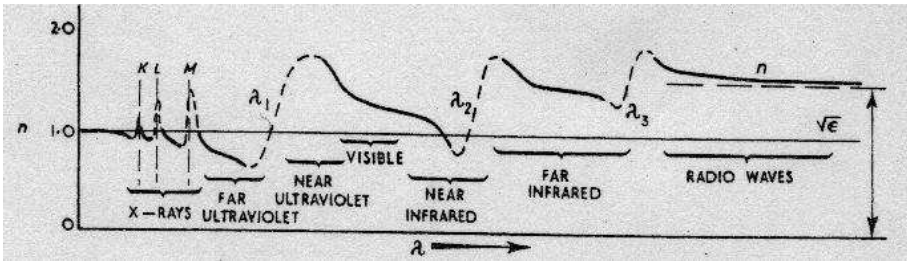


Abbildung 4.2: *Dispersionskurve eines typischen transparenten Mediums (aus [Jelley])*

Die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante führt dazu, daß Licht je nach Wellenlänge unter verschiedenen Winkeln abgestrahlt wird.
Der Energieverlust durch Abstrahlung von Tscherenkowlicht eines Teilchens auf seiner Bahn berechnet sich aus (siehe [Jac82]):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{(Ze)^2}{c^2} \int_{\epsilon(\omega) > \frac{1}{\beta^2}} (1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)}) \omega d\omega \tag{4.3}$$

Division der Gleichung 4.3 durch $h\nu$ ergibt die Anzahl an Tscherenkow-Photonen pro Wegstrecke:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\epsilon(\omega) > \frac{1}{\beta^2}} (1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)}) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \tag{4.4}$$

Hier ist α die Feinstrukturkonstante.
Unter der Annahme eines dispersionsfreien Mediums (im Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 600 nm beträgt die Änderung von $1 - n$ etwa 5%) kann die Wellenlängenabhängigkeit des Tscherenkow-Spektrums berechnet werden. Die Anzahl der pro Wellenlängenintervall $d\lambda$ und Weglänge dx emittierten Photonen ergibt sich aus $dE = \hbar\omega\ dN_{photon}$ und Gleichung 4.3. Es ergibt sich dann die Proportionalität

$$\frac{d^2N(\lambda)}{d\lambda dx} \propto \frac{1}{\lambda^2} \tag{4.5}$$

Atmosphärisches Tscherenkowlicht wird überwiegend im nahen UV und blauen Spektralbereich emittiert.

Weiterhin läßt sich die Schwellenenergie berechnen, ab welcher ein Teilchen der Masse m zur Emission von Tscherenkowlicht anregt. Aus Gleichung 4.1 folgt:

$$E_{min} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \tag{4.6}$$

Photonen werden also vorrangig durch leichtere Teilchen emittiert. In Luftschauern sind es deshalb die elektromagnetischen Subkaskaden, die wesentlich zur Emission des Tscherenkowlichts beitragen.

4.1 Tscherenkowlicht in Luftschauern

Behandelt man atmosphärisches Tscherenkowlicht, ist die Annahme einer Proportionalität zwischen Brechungsindex und Dichte eines Gases zulässig. Man kann die Atmosphäre als isotherm betrachten und sie mit der barometrischen Höhenformel beschreiben ([Roe92])). Der Brechungsindex zeigt dann folgende Höhenabhängigkeit:

$$n(h) = 1 + n_0 \exp^{-\frac{h}{h_0}} \tag{4.7}$$

wobei $n_o = 0.00029$ und $h_0 = 8400\ m$. Dementsprechend muß die Schwellenenergie korrigiert werden. Den resultierenden Verlauf zeigt Abb. 4.3.

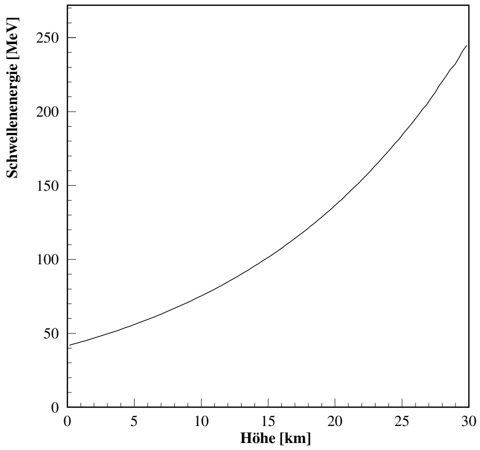


Abbildung 4.3: *Verlauf der Schwellenenergie von Elektronen mit der Höhe*

Der Tscherenkow-Winkel ergibt sich nun aus:

$$\Theta_C(h) = \arccos\left(\frac{1}{(1 + n_0 \exp^{-\frac{h}{h_0}})\beta}\right) \tag{4.8}$$

Die Schwellenenergie nimmt mit der Höhe zu, während der Tscherenkow-Winkel abnimmt (Abb. 4.4).

Befindet sich das relativistische Teilchen auf einer zum Erdboden vertikalen Trajektorie, so ist die Schnittfläche des Lichtkegels und der Detektorebene ein Kreis mit dem Radius

$$r(h) = (h - h_0) \cdot \tan(\Theta_C). \tag{4.9}$$

Dieser Radius ist typischerweise $\leq 130\ m$ (Abb. 4.4). Für größere Abstände nimmt

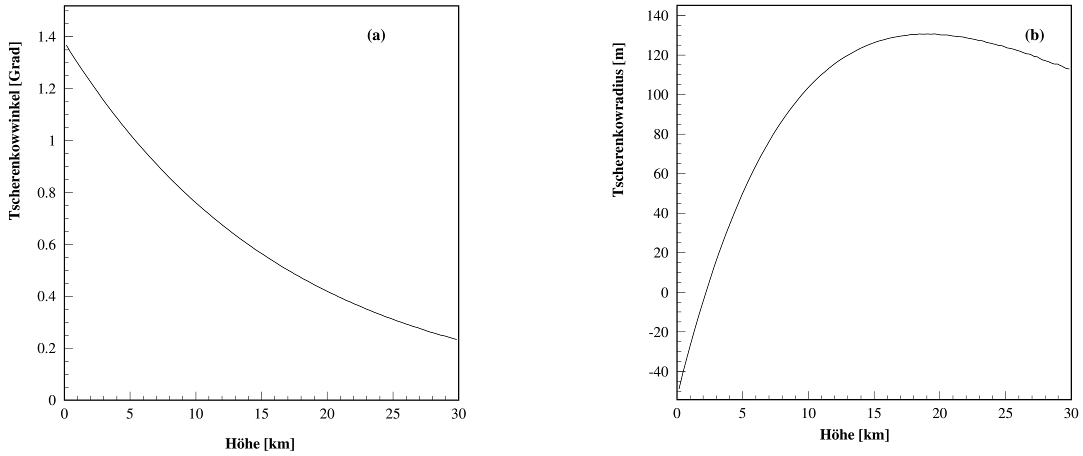


Abbildung 4.4: *Dargestellt sind der Verlauf des Tscherenkowwinkels (a) und des Radius des Lichtkegels (b). Angegeben ist die Höhe über dem Detektor, d.h.* $H_0 = 2200m$.

die Lichtintensität schnell ab, es gelangen dort nur Photonen von gestreuten Elektronen hin.

Abb. 4.7 zeigt, daß die Lichtverteilung eines Protonschauers im Vergleich zu einem γ-Schauer (Abb. 4.6) inhomogener ist und lokale Maxima besitzt. Diese werden durch Myonen erzeugt.

4.2 Lichtschwächung in der Atmosphäre

Tscherenkowlicht eines Luftschauers unterliegt verschiedenen Wechselwirkungen mit Atomen und Molekülen der Atmosphäre. Die Intensität von Licht nach durchqueren einer Schichtdicke dx wird beschrieben durch das Lambert-Beer'sche Gesetz:

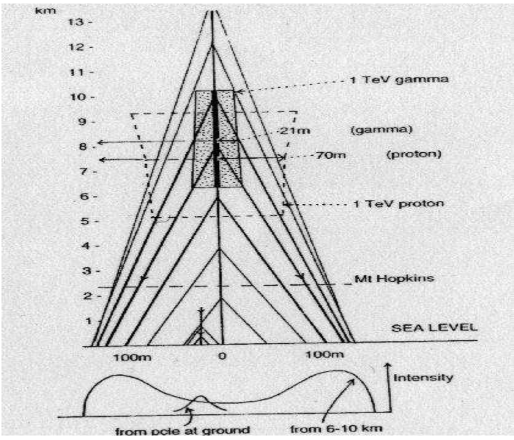


Abbildung 4.5: *Schematische Darstellung der Tscherenkow-Lichtverteilung eines Luftschauers. Der gepunktete Kasten markiert den Bereich eines γ-Schauers, in dem 50% des Lichtes abgestrahlt werden, je 25% werden oberhalb und unterhalb dieses Zylinders emittiert. Gestrichelt ist die äquivalente Region eines primären Protons markiert (aus [Hil96]).*

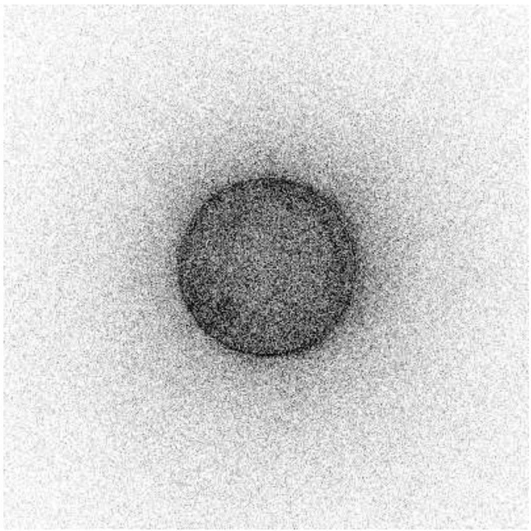


Abbildung 4.6: *Lichtverteilung am Boden für ein 300 GeV γ-Quant (CORSIKA-Simulation von K. Bernlöhr)*

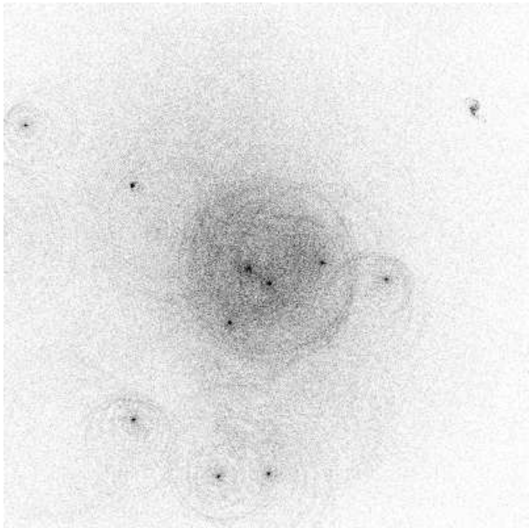


Abbildung 4.7: *Lichtverteilung am Boden für ein 1 TeV Proton (CORSIKA-Simulation von K. Bernlöhr)*

$$dI = -I_0 \ \alpha \ dx$$

α ist hier der Extinktionskoeffizient, welcher die atmosphärischen Einflüsse beinhaltet. Dies ist für Wellenlängen kleiner als 340 nm die Absorption durch Ozon. Es findet Photodissoziation statt:

$$O_3 + h\nu \rightarrow O_2 + O$$

Zu nennen ist hier die Hartley-Bande zwischen 200 nm und 300 nm.
Das Hertzberg-Kontinuum entsteht durch Dissoziieren von O_2 für Wellenlängen kleiner als 242 nm.
Den größten Einfluß auf die Ausbeute an Tscherenkowlicht stellt die Rayleigh-Streuung an Molekülen dar. Dieser Effekt tritt auf, wenn die Wellenlänge des Lichts größer als die Moleküldimensionen ist, d.h $d \ll \lambda$. Der Wirkungsquerschnitt zeigt eine starke λ-Abhängigkeit:

$$\frac{d\sigma_{Ray}}{d\Omega} = \frac{2\pi^2}{\lambda^4 \rho^2}(n-1)(1+\cos^2\phi) \tag{4.10}$$

ρ ist hier die Dichte der Atmosphäre, ϕ der Streuwinkel. Im Allgemeinen ist gestreutes Licht für die Lichtausbeite nicht wichtig, man kann es als absorbiert betrachten. Das gleiche gilt auch für Streuung an kleinsten festen oder flüssigen Teilchen, die in der Atmosphäre schweben, den Aerosolen. Diese Mie-Streuung von Tscherenkow-Photonen erscheint, wenn die Wellenlänge vergleichbar mit mit den Teilchenabmessungen ist, d.h. $d \geq \lambda$. Abbildung 4.8 zeigt mit MODTRAN ([Kne96])errechnete Einflüsse der verschiedenen Absorptions- und Streuprozesse.

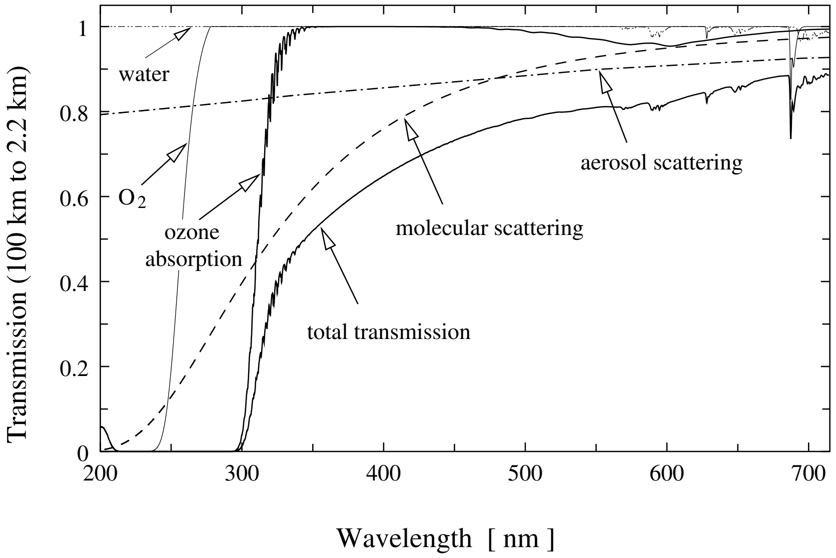


Abbildung 4.8: *Einflüsse der verschiedenen Absorptions- und Streuprozesse, kalkuliert mit MODTRAN ([Kne96]) für Licht, welches vertikal aus 100 km die Höhe 2200 m über dem Meeresspiegel erreicht. (aus [Ber99])*

4.3 Einfluß des Detektors

Ein HEGRA-Tscherenkow-Teleskop besitzt Spiegel,welche einfallendes Tscherenkowlicht auf eine Kamera fokussieren. In dieser Kamera ist eine Vielzahl von Photomultiplier eingesetzt. Das reflektierte Licht gelangt über eine Plexiglasscheibe in einen Lichttrichter, der dieses dann zu einem Photomultiplier leitet. Eine ausführlichere Beschreibung erfolgt in Kapitel 6. Jede dieser Komponenten besitzt einen wellenlängenabhängigen Einfluß auf die Intensität des detektierten Signals. Die Lichtausbeute ist also eine Kombination der atmosphärischen Extinktion sowie der Detektoreffizienzen. Abb. 4.9 zeigt ein typisches Tscherenkow-Spektrum, wobei das Licht in 10 km Höhe emittiert und in 2.2 km über dem Meeresspiegel detektiert wird. Es wurden hier Tabellenwerte des "MODTRAN navy maritime" Atmosphärenprofils verwendet. Ferner ist die wellenlängenabhängige Quanteneffizenz der HEGRA-Photomultiplier eingetragen (Typ 9083KAFL der Firma Thorn Emi). Zur Berechnung der detektierbaren Lichtmenge werden diese Funktionen, sowie die Reflektivität der Spiegel und die Transmission der Plexiglasscheibe gefaltet.

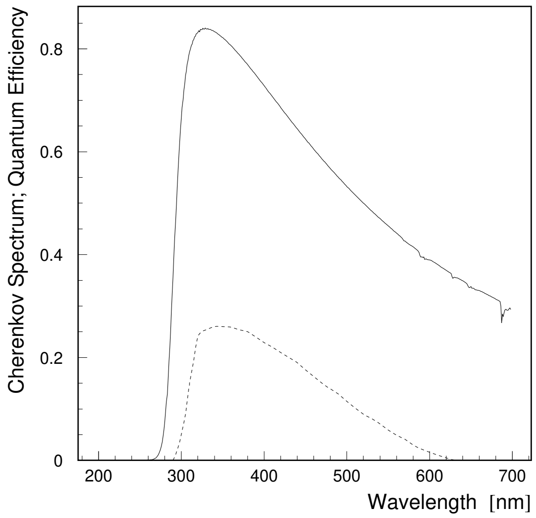


Abbildung 4.9: *Dargestellt ist ein typisches Spektrum (durchgezogene Linie) von Tscherenkowlicht, emittiert in 10 km Höhe und detektiert in 2,2 km über dem Meeresspiegel. Die Quanteneffizienz eines HEGRA Photomultipliers ist gestrichelt aufgetragen.*

4.4 Die Polarisation des Tscherenkowlichts in Luftschauern

Betrachtet man ein einzelnes geladenes Teilchen, welches durch die Atmosphäre propagiert und Emission von Tscherenkowlicht verursacht, so ist dieses Licht vollständig polarisiert [[Jel58]]. Der elektrische Feldvektor befindet sich in der durch Teilchenbahn und Photonbahn aufgespannten Ebene.

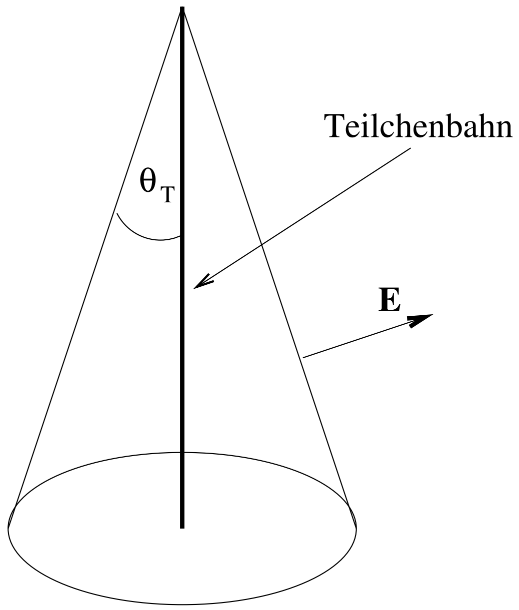


Abbildung 4.10: *Orientierung des Polarisationsvektors. Er befindet sich in der durch Teilchenbahn und Photonbahn aufgespannten Ebene, senkrecht auf der Lichtkegeloberfläche.*

Unter der Annahme, daß die Bahn dieses Teilchens senkrecht zum Erdboden verläuft, verteilen sich die Polarisationsvektoren auf dem Boden konzentrisch um den Schauerauftreffpunkt. In einem ausgedehnten Luftschauer mit vielen Sekundärteilchen, die Streuprozessen unterliegen, ist die Ausrichtung der Vektoren nicht mehr geordnet. Abb. 4.11 zeigt Monte Carlo Simulationen der Verteilung der Polarisationsvektoren eines senkrechten Schauers in drei verschiedenen Abständen zur Schauerachse (aus [Con98]).

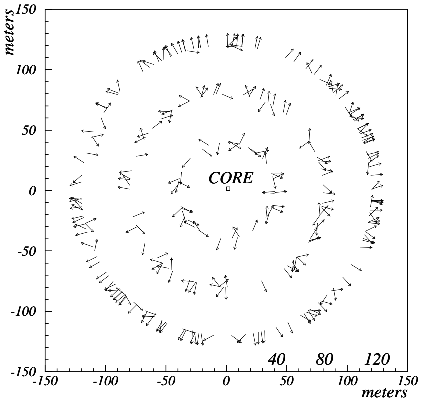


Abbildung 4.11: *Monte Carlo Simulationen der Verteilung der Polarisationsvektoren für ein* 1 *TeV*γ *Primärteilchen in drei verschiedenen Abständen zur Schauerachse (aus [Con98]).*

Betrachtet man die Symmetrie eines Luftschauers, so erwartet man keine effektive Polarisation des Tscherenkowlichts auf der Schauerachse. Entfernt man sich von dieser, so wird die Symmetrie nach und nach aufgehoben bis ein Maximum bei etwa 120 m, dem Lichtkegelradius von hochenergetischen Elektronen und Positronen, auftritt. Die Große der Polarisation ist limitiert durch das Tsecherenkowlicht gestreuter Teilchen. Für Radien größer als 120 m sollte der Polarisationsgrad abnehmen. Diese Bereiche werden durch Licht gestreuter Teilchen ausgeleuchetet.
Simulationen zeigen weiterhin eine unterschiedlich hohe Polarisation für γ und hadron induzierte Luftschauer ([Hil96]). Letztere besitzen eine größere transversale Ausdehnung und sollten daher einen kleineren Polarisationsgrad besitzen. Abb. 4.12 zeigt die Abhängigkeit des Polarisationsgrads von dem Abstand zum Schauerauftreffpunkt für γ und Proton induzierte Luftschauer (aus [Cal01]). Weitere Simulationen im TeV - Energiebereich zeigen ebenfalls eine signifikante Polarisation. Für γ-Schauer beträgt diese im Bereich 60 $m < R <$ 140 m 25-32% und für Protonen

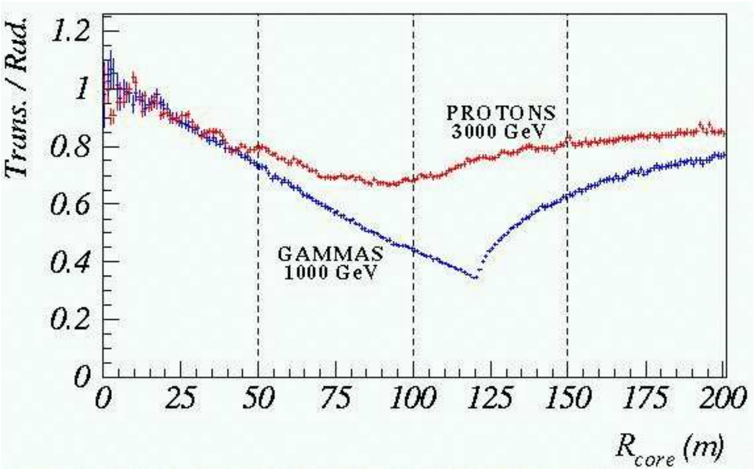


Abbildung 4.12: *Monte Carlo Simulation des Polarisationsgrads als Funktion des Abstands zum Schauerauftreffpunkt [Con98]*

22-26% in einem ähnlichen Abstandsbereich ([Gok01]).
Experimentelle Resultate finden sich in ([Mcc81]). Dort wird der Polarisationsgrad von Luftschauern der Energie $10^{17} eV$ bestimmt. Das Maximum der Polarisation beträgt 30% im Bereich um 125 m. Weiterhin finden sich in [Tic99] experimentelle Werte des Polarisationsgrads von Luftschauern, generiert durch kosmische Strahlung der Energie $> 4 PeV$ an. Sie fanden eine durchschnittliche Polarisation von etwa 40%, wobei die Sensitivität auf den Schauerabstand nicht sehr ausgeprägt wäre.
In dieser Arbeit wird der Polarisationgrad von Luftschauern im TeV Energiebereich bestimmt. Näheres hierzu folgt im Kapitel 8.

Kapitel 5

Prinzip abbildender Tscherenkow-Teleskope

Mit der abbildenden Tscherenkow-Technik wird das Bild eines Luftschauers aufgenommen. Hieraus läßt sich die Art des kosmischen Primärteilchens, dessen Energie und die Herkunftsrichtung ermitteln. Im Folgenden wird das Prinzip der Abbildung eines Telekops beschrieben, anschließend erfolgt eine Erweiterung auf ein Telekopsytem. In Kapitel 6 wird das HEGRA-Tscherenkow-Telekop-System vorgestellt.

5.1 Definition der Koordinatensysteme

Im sogenannten Referenzkoordinatensystem wird die Lage eines Telekops angegeben. Die z-Achse dieses Systems zeigt zum Zenit. Durch Verschiebung dieses Koordinatensystems um die Koordinaten eines Teleskops erhält man das entsprechende Teleskopkoordinatensystem. Hierbei muß die Ausrichtung des Teleskops berücksichtigt werden, was bei einer azimutalen Montierung eine Drehung um die Azimutachse und eine um die Altitudeachse entspricht.
Die Beschreibung der Abbildung eines Luftschauers erfolgt im Kamerakoordinatensystem. Dessen z-Achse ist definert durch die optische Achse des Telekops. Die x_{kam}- und y_{kam}- Achsen spannen die Bildebene auf. Ihre Orientierung ist zunächst frei wählbar.
Abb. 5.1 zeigt die relativen Lagen von Teleskop- und Kamerakoordinatensystem. Der Übergang vom Teleskopkoordinatensystem ins Kamerakoordinatensystem erfolgt durch folgende Transformation:
Das Teleskopkoordinatensystem wird um den Azimutwinkel ϕ um die z_T- Achse gedreht. Anschließend erfolgt eine Drehung um den Zenitwinkel Θ im Uhrzeigersinn

um die y_T- Achse. Das resultierende Koordinatensystem wird nun entlang der z_T-Achse so verschoben, daß die x_T- und y_T- Achse in der Bildebene der Kamera liegen.

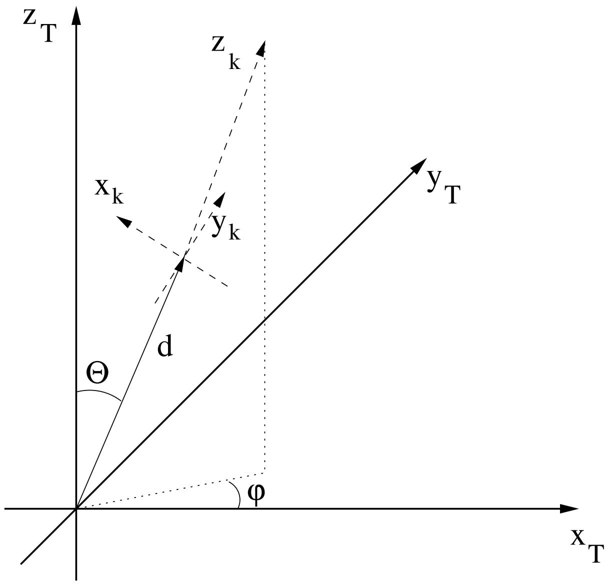


Abbildung 5.1: *Transformation zwischen Teleskopkoordinatensystem (T) und Kamerakoordinatensystem (K). Der Übergang erfolgt durch Drehung um den Azimutwinkel ϕ, um den Zenitwinkel Θ und einer Translation um d.*

5.2 Abbildungsprinzip eines Einzelteleskops

Der Reflektor eines Tscherenkow-Telekops besitzt ein annäherungsweise sphärisches Profil. Für achsennahe Strahlen ist ein solcher Spiegel winkelabbildend. Photonen, die in einem Punkt A des Luftschauers emittiert werden, werden in Punkt A' in der Fokalebene des Teleskops abgebildet. Bei Kenntnis der Fokallänge f_F läßt sich der Winkel α zwischen optischer Achse des Teleskops und Photonenpfad berechnen (vgl. Abb. 5.2):

$$\tan(\alpha) = \frac{d_{A'}}{f_F} \approx \alpha \tag{5.1}$$

Es ist üblich, die Fokalebene nicht in Längeneinheiten, sondern in Grad einzuteilen. Nimmt man an, daß Tscherenkow-Photonen isotrop entlang der Schauerachse

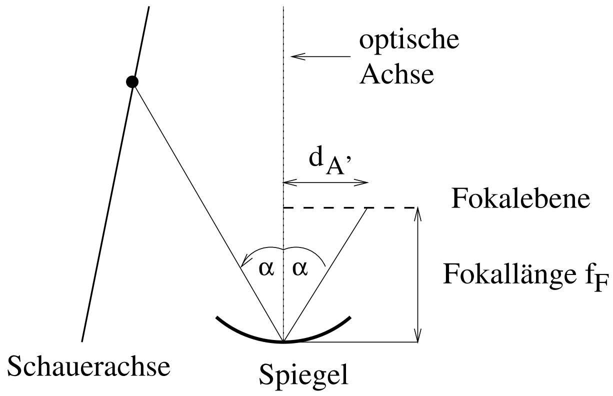


Abbildung 5.2: *Abbildungsprizip eines Tscherenkow-Teleskops*

emittiert werden, so wird jeder Punkt dieser Achse auf einen Punkt in der Fokalebene abgebildet. Das Bild der Schauerachse ist dann eine Gerade, die zum Schauer gerichtet ist. Diese Gerade stellt eine Fläche im Raum dar und jede Schauerachse innerhalb dieser Ebene wird auf dieser Gerade abgebildet.
Die Länge des Bildes in der Fokalebene ist durch den Berech der Tsecherenkow-Lichtemission gegeben (s. Abb 5.3), d.h. sie wird durch die Winkeldifferenz $\Phi_2 - \Phi_1$ bestimmt.

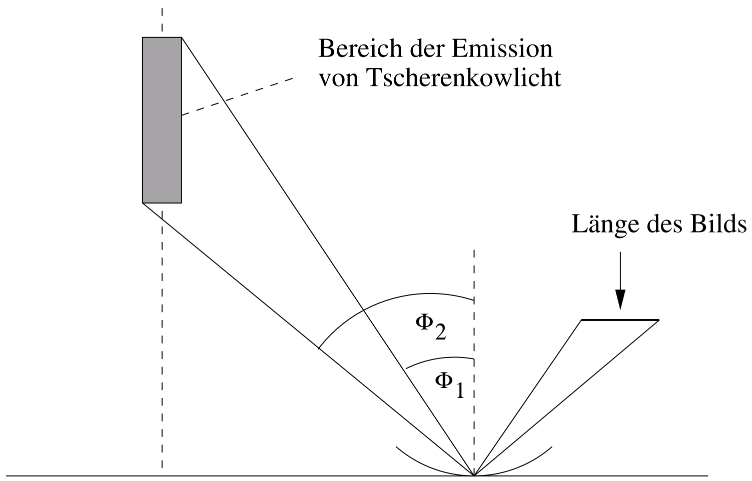


Abbildung 5.3: *Licht aus dem Emissionsvolumen erzeugt in der Kamera ein Bild, dessen Länge durch $\Phi_2 - \Phi_1$ bestimmt ist.*

Berücksichtigt man weiterhin die laterale Ausdehnung eines Luftschauers, so erhält man im allgemeinen eine elliptische Abbildung des Schauers in der Fokalebene. Die Länge des Bildes und somit die Lage des Bildschwerpunkts ist korreliert mit dem Abstand zur Schauerachse. Ist diese weiter entfernt, so wird das Bild länger und der Bildschwerpunkt ist weiter vom Kamerazentrum entfernt.

Parametrisierung der Schauerabbildung
Eine Beschreibung der Schauerabbildung ist durch eine Parametriesierung der Bilder möglich ([Hil85]). Nähert man die Lichtverteilung in der Fokalebene durch eine Ellipse an, so lassen sich die Ellipsengröße, ihre Orientierung und Exzentrizität durch Berechnen der zweiten Momente der Intensitätsverteilung bestimmen (vergleiche Abbildung 5.4).

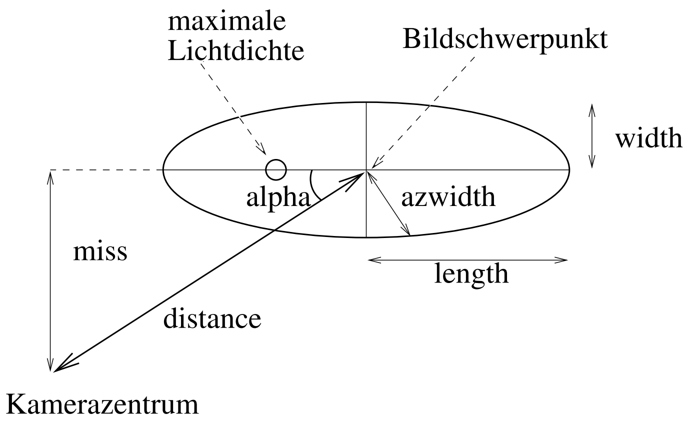


Abbildung 5.4: *Das Bild eines Luftschauers wird durch eine Ellipse angenähert. Eingezeichnet sind die Hillas-Parameter.*

Die Lage der Ellipse im Kamerakoordinatensystem wird durch die Parameter distance, miss und alpha charakterisiert. Length und width beschreiben die longitudinale und laterale Entwicklung des Luftschauers, geben als die Größe der Ellipse an. Ein weiterer Parameter ist concentration, welcher die Intensitätsverteilung innerhalb des Bildes beschreibt.
Die Berechnung der zweiten Momente ist sehr sensitiv gegenüber Pixel, die weit vom eigentlichen Bild entfernt sind und deren Amplitude durch Untergrundrauschen erzeugt wurde. Um diese möglichst aus der Berechnung ausschließen zu können, führt man sogenannte Tailcuts ein, die Pixel in Rand- und Bildpixel unterteilen. Liegen Pixelamplituden unter einer gewissen Schwelle,dem unteren Tailcut, so werden diese auf Null gesetzt. Erst jetzt erfolgt die Berechnung der Hillas-Parameter.

5.3 Stereoskopische Rekonstruktion

Rekonstruktion der Schauerneigung

Wie schon erwähnt, wird die Schauerachse auf einer Geraden im Kamerakoordinatensystem abgebildet. Es wird also durch das Bild eines Teleskops eine Ebene im Raum definiert, in welcher sich die Schauerachse befinden muß. Wurde ein Luftschauer durch zwei oder mehr Telekope abgebildet, so ist die Schauerachse die Schnittgerade der Ebenen.
Die Schauerneigung mit den Koordinaten $(-\Theta_x, -\Theta_y)$ im Kamerakoordinatensystem, erhält man durch Überlagerung der Kamerabilder verschiedener Telekope und anschließender Bestimmung des Schnittpunktes (siehe Abb. 5.5). Das negative Vorzeichen ergibt sich aus der Wahl des Koordinatensystems.

Rekonstruktion des Schauerauftreffpunkts

Die Koordinaten des Schauerauftreffpunkts in der Fokalebene des jeweiligen Telekops können ebenfalls bestimmt werden. Im einfachsten Fall, wenn die alle Telekope parallel ausgerichtet sind und sich in einer Ebene befinden, fallen die Fokalebenen zusammen. Der Schauerauftreffpunkt ist dann durch den Schnittpunkt der Geraden in einem Kamerakoordinatensystem gegeben (vergleiche Abb. 5.5). Im Allgemeinen muß jedoch die relative Teleskopposition und die Schauerneigung berücksichtigt werden. Eine ausführlichere Beschreibung der stereoskopischen Rekonstruktion findet sich in [Ulr96].

Rekonstruktion des Energie

Es besteht eine Korrelation zwischen der Intensität des abgebildeten Tscherenkowlichts und der Energie des Primärteilchens. Durch Vergleich von integrierter Bildintensität und rekonstruierter Schauergeometrie mit Monte Carlo Daten läßt sich die Energie des Primären Teilchens bestimmen. Für γ- Quanten ist dies mit einer Genauigkeit von 10% möglich. Weitere Informationen dazu finden sich in [Köh98].

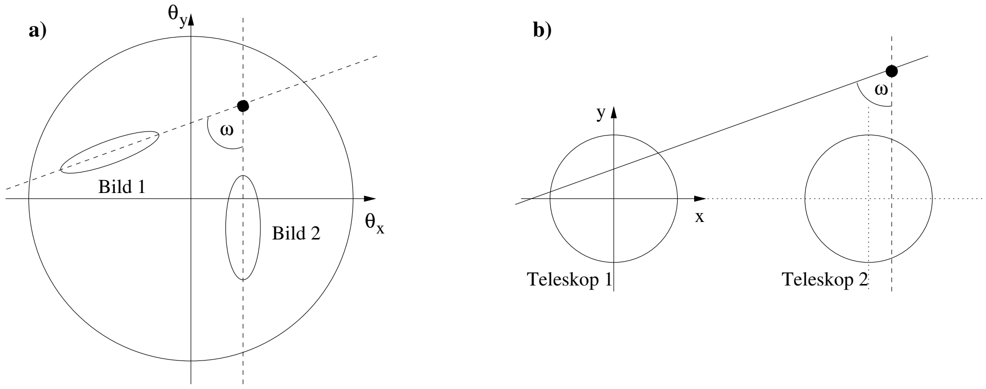


Abbildung 5.5: *Zur stereoskopischen Rekonstruktion: a) zeigt die Bestimmung der Schauerneigung durch Überlagerung verschiedener Kamerabilder in einem gemeinsamen Koordinatensystem. b) stellt die Berechnung des Schauerauftreffpunkts in der Fokalebene dar, für den Fall, daß die Fokalebenen der Teleskope zusammenfallen.*

Kapitel 6

Das HEGRA-Tscherenkow-Telekop-System

Die HEGRA-Kollaboration betreibt auf der kanarischen Insel La Palma ein System von fünf Tscherenkow-Telekopen. Der Standort befindet sich auf dem Roque de los Muchachos in einer Höhe von 2200 m mit den geographischen Koordinaten 28°45' N, 17° 53 W. Das System ist in der Lage, die Schauerneigung mit einer Genauigkeit besser als 0.1° und den Schauerauftreffpunkt besser als 15 m zu bestimmen. Im Referenzkoordinatensystem definiert das Teleskop 3 (CT3) den Ursprung. Die x_{ref}-Achse zeigt in Richtung Norden, die y_{ref}-Achse in Richtung Westen und die z_{ref}-Achse in den Zenit. Die Positionen der vier weiteren Teleskope zeigt Abbildung 6.1. Im Folgenden wird der technische Aufbau eines Teleskops beschrieben (siehe Abb. 6.2).

Montierung und Nachführung
Reflektor und Kamera sind Altitude-Azimut montiert. Schrittmotoren richten die Teleskope auf eine entsprechende Himmelskoordinate und führen diese nach. Die momentane Position wird durch sogenannte Winkelgeber ermittelt. Dies erfolgt mit einer Auflösung von ca. $\pm 0.022°$ [Püh96].

Der Reflektor
Der Reflektor eines HEGRA-Teleskops besteht aus 30 runden Einzelspiegel mit einer Fläche von $8.5 m^2$. Die Spiegel sind sphärisch geschliffen und haben eine Brennweite von 5m. Sie sind nach dem Davies-Cotton-Prinzip angeordnet ([Dav 57]) und auf einem ebenfalls sphärischen Träger angebracht. Dieser hat einen Krümmungsradius von 5m. Die Reflektivität eines Spiegels ist wellenlängenabhängig und im interessanten Bereich von 300nm bis 600nm besser als 80%. Abbildung 6.3 zeigt die Anordnung

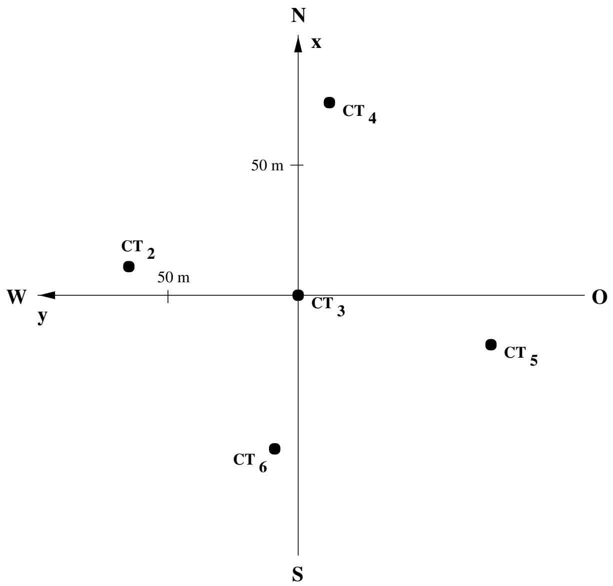


Abbildung 6.1: *Die Anordnung der HEGRA-Teleskope. CT3 definiert den Ursprung des Referenzkoordinatensystems*

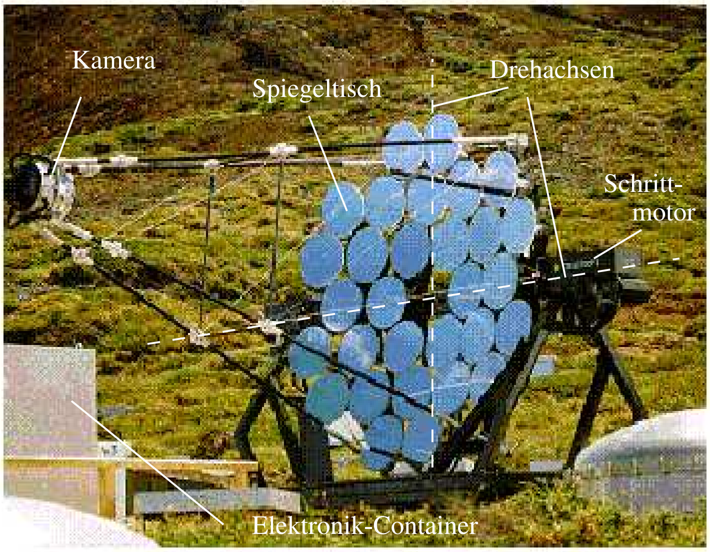


Abbildung 6.2: *Das zentrale HEGRA-Teleskop CT3*

der Spiegel auf dem Träger.

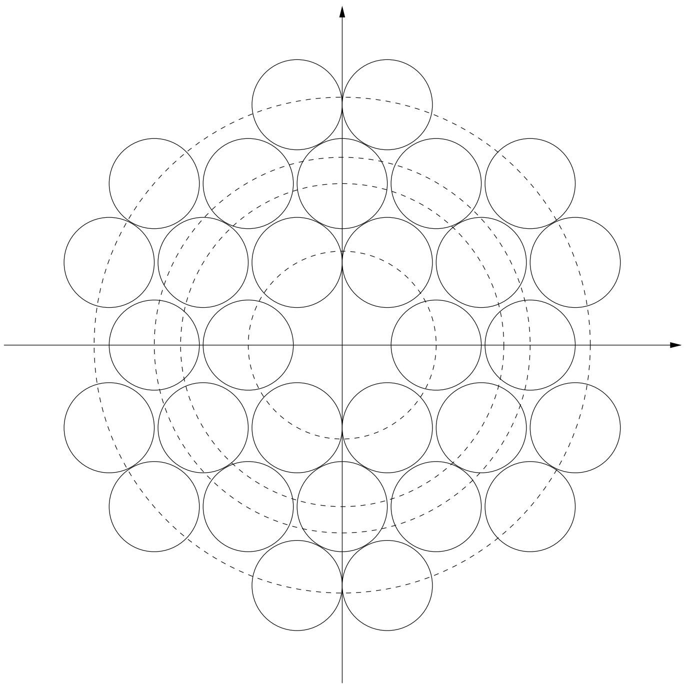


Abbildung 6.3: *Anordnung der Spiegel eines HEGRA-Teleskops*

Die Kamera

Die Kamera besteht aus hexagonalen Matrix von 271 Sekundärelektronenvervielfachern (engl. Photomultiplier, PMT), vergleiche Abb. 6.4. Vor jedem PMT befindet sich ein Lichttrichter. Dieser läuft von einer hexagonalen auf eine runde Form zu. Durch die Lichttrichter wird die gesamte Kamerafläche lichtempfindlich. Es erreicht also eine maximale Lichtmenge das Eintrittsfenster eines PMT. Jeder PMT erfaßt einen anderen Raumwinkel und definiert so ein Bildelement (engl. Pixel). Mit einem Raumwinkel von 0.25° je PMT ergibt sich ein Blickfeld von 4.75°. Eine Plexiglasscheibe ist zum Schutz vor Verunreinigungen während des Meßbetriebs reflektorseitig auf die Kamera montiert. Eine ausführliche Beschreibung der Kamera findet sich in [Her96].

Die Photomultiplier

In einem PMT werden an einer Kathode durch den Photoeffekt Elektronen freigesetzt. Dieser werden auf Dynoden gelenkt, wodurch es zu einer Lawinenbildung kommt. Es entsteht so ein meßbarer Strom. Vor der Kathode befindet sich ein Fen-

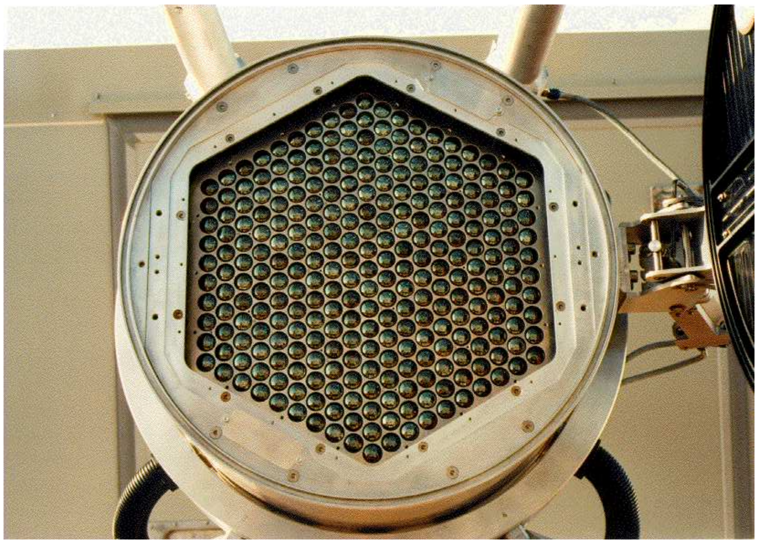


Abbildung 6.4: *Eine Kamera besteht aus einer Matrix von 271 Photomultiplier*

ster, durch welches die Lichtquanten in den PMT eintreten. Das Material des Fensters hat einen Einfluß auf die detektierbaren Wellenlängen. Bei den HEGRA-PMT handelt es sich um Borosilikatglas.
Die Effektivität mit der sich Lichtquanten nachweisen lassen wird angegeben durch die Quanten-Effizienz. Diese ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon gegebener Wellenlänge an der Kathode ein Elektron freisetzt. Abbildung 6.5 zeigt den typischen Verlauf der Quanten-Effizienz eines HEGRA-PMT. Im Maximum bei etwa 340nm beträgt die Q.E. 26%.

Der lokal und der Systemtrigger
Das von den Photomultipliern erzeugt Signal wir ständig von FADC's (Flash-Analog-Digital-Converter) mit einer Frequenz von $120MHz$ digitalisiert. Die Speicherung der Werte erfolgt in einem Ringspeicher mit 4kB Speichertiefe. Eine 2- stufige Triggerelektronik ermöglicht eine effiziente Unterdrückung von Rausch- und Zufallsereignissen.
Zunächst wird gefordert, daß in einer Kamera innerhalb von 17ns 2 benachbarte Pixel über eine gewisse Schwelle liegen. Ist dies der Fall, wird eine Teleskoptrigger ausgelöst. Dieses Signal wir an eine Zentralstation geleitet. Wird dort in einem Zeitfenster von 70ns ein weiterer Teleskoptrigger eines anderen Systemtelekops registriert, so werden die FADC-Werte sämtlicher Teleskope ausgelesen und in einem Rohdatensatz gesammelt.

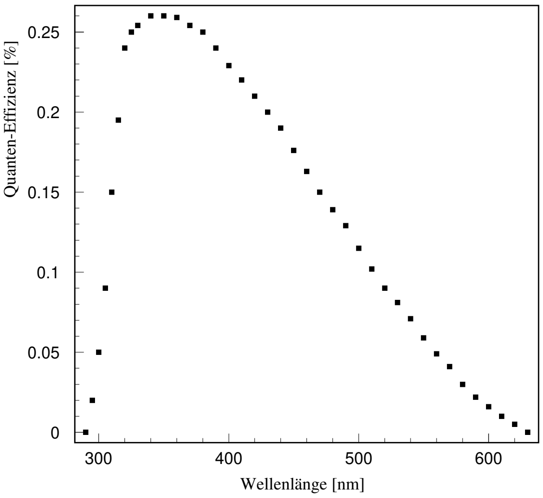


Abbildung 6.5: *Typischer Verlauf der Quanten-Effizienz eines HEGRA-Photmultipliers.*

Durch die Verwendung der Telekop- und Systemtrigger werden niedrigere Pixelschwellen, einhergehend mit einer kleineren Energieschwelle, im Vergleich zu einem Einzelteleskop möglich.

Kallibrierung der Kamera

Zur Kallibrierung der Kamera wird Laserlicht auf einen Szintillator geleitet, der sich in der Mitte des Spiegelträgers befindet. Hierdurch wird die Kamera homogen beleuchtet. Über die Photonenstatistik wird die Verstärkung eines einzelnen Photomultipliers ermittelt (s. [Hes98]). Des weiteren erkennt man durch diese sogenannten Laserruns und einer täglich durchgeführten Hardware-Kontrolle defekte Pixel.
Die wahre Blickrichtung unterscheidet sich von der durch die Winkelgeber ermittelten, durch nicht exakt ausgerichtete Achsen und einer Verbiegung der Masten. Um den Verschiebungsvektor zu bestimmen, werden in größeren zeitlichen Abständen Pointruns durchgeführt. Nähere Informationen finden sich in [Püh96].

Kapitel 7

Bestimmung des Spektrums

In diesem Kapitel werden zunächst das Prinzip und die Durchführung einer experimentellen Bestimmung des Spektrums von Tscherenkowlicht aus Luftschauern beschrieben. Im Rahmen der Analyse werden relative Intensitäten in verschiedenen Wellenlängenbereichen bestimmt, aus denen anschließend ein differentielles Spektrum erstellt wird.

7.1 Prinzip und Durchführung der Messungen

Die Datennahme zur experimentellen Bestimmung des Tscherenkowlicht-Spektrums wurde mit dem HEGRA-IACT-System durchgeführt. Es wurden verschiedene optische Filter vor der Kamera des zentralen Teleskops CT3 angebracht. In der Analyse werden nur Ereignisse ausgewertet, in welchen alle vier äußeren Teleskope getriggert haben. Die Rekonstruktion der Schauergeometrie wurde ausschließlich durch die Bilder der äußeren Teleskope vollzogen.
Aus praktischen Gründen wurden mehrere optische Filter simultan vor der Kamera von CT3 angebracht. Es erfolgte eine Aufteilung der Kamerafläche in vier Quadranten. Vor jeden Quadranten wurden optische Glasfilter montiert, wobei Filter des gleichen Quadranten identische und Filter unterschiedlicher Quadranten verschiedene spektrale Transmissionen aufwiesen. Diese Anordnung ermöglichte unter anderem Messungen mit mehreren Filtertypen unter identischen atmosphärischen Bedingungen. Vor Beginn einer 20-minütigen Datennahme wurden alle fünf Systemteleskope auf eine möglichst dunkle zenithnahe Himmelsregion gerichtet, welche sich 10 Minuten vor der Kulmination befand. Die Nachführung dieser Koordinate ließ einen kontrollierten Verlauf des Zenithwinkels zu. Um Systematiken zu erkennen, wurde die Anordnung der Filter vor der Kamera verändert. Hierzu wurde die Filter-

halterung um 180° gedreht. Um relative Intensitäten bestimmen zu können, wurden Messungen ohne Filter durchgeführt. Die Datennahme fand statt im November 2000 mit einem Satz von Kantenfiltern mit Langpaßcharakter, sowie im April 2001 mit Bandpassfiltern. Die Meßzeit betrug in beiden Fällen etwa 10 Stunden, verteilt auf jeweils 5 Nächte.

7.2 Die verwendeten optischen Filter

Bei den im November 2000 verwendeten Filtern handelt es sich um Langpaßkantenfilter der Firma Schott, welche gekennzeichnet sind durch einen Bereich niedriger Transmission bei kürzeren Wellenlängen, dem sich bei größeren Wellenlängen ein Bereich höherer Transmission anschließt. Eine weitere Eigenschaft ist die Kantenwellenlänge, an welcher der spektrale Reintransmissionsgrad (ohne Reflexionsverluste) zwischen Sperr- und Durchlaßbereich die Hälfte des Maximums beträgt. Vor der Wahl der Filter wurde der relevante Wellenlängenbereich in 5 Intervalle unterteilt. Es wurde gefordert, daß die erwartete Lichtmenge in einem Intervall 20% der gesamten Lichtmenge beträgt. Die Intervallgrenzen wurden aus einem angenommenen differentiellen Spektrum bestimmt. Diese sind: 300nm, 340nm, 376nm, 410nm, 460nm und 600nm, wobei im Intervall von 300-340nm
Bei der Auswahl der Kantenfilter wurde gefordert, daß die Kantenwellenlänge eines Filters mit den Intervallgrenzen möglichst identisch ist.
Demnach detektiert man mit einem Filter, dessen Kantenlänge 340nm beträgt 80% des gesamten Tscherenkowlichts. Im April 2001 wurden Bandpassfilter (ebenfalls der Firma Schott) verwendet. Diese sind gekennzeichnet durch einen Bereich hoher Transmission, dem sich bei kürzeren und längeren Wellenlängen ein Bereich niedriger Transmission anschließen. Die Auswahl der Filter erfolgte mit dem Ziel, vier möglichst unabhängige Bänder zu finden. Das Maximum der Transmissionen sowie die Halbwertsbreite dienten hier als Anhaltspunkte.

7.2.1 Charakterisierung der Filter im Labor

Im Labor wurde mit dem in Abb. 7.1 gezeigten Aufbau der Verlauf der Transmissionen gemessen. Das Licht einer Xenon-Lampe wurde durch einen Monochromator in eine Quarzfaser geleitet und in eine lichtdichte Kiste geführt, in der mit einer Diode die Lichtintensität bestimmt werden konnte. Der Wellenlängenbereich von 300 nm - 600 nm wurde mit und ohne Filter im Strahlengang durchfahren. Die Transmission ergibt sich dann aus

$$\tau(\lambda) = \frac{I_0(\lambda)}{I_{Filter}(\lambda)} \tag{7.1}$$

In den Tabellen 7.1 und 7.2 sind experimentell ermittelte Daten der Filter angegeben. Diese wurden den Transmissionskurven aus Abb. 7.2 entnommen.

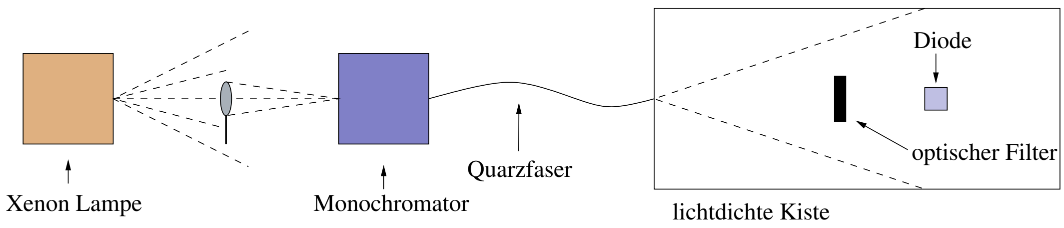


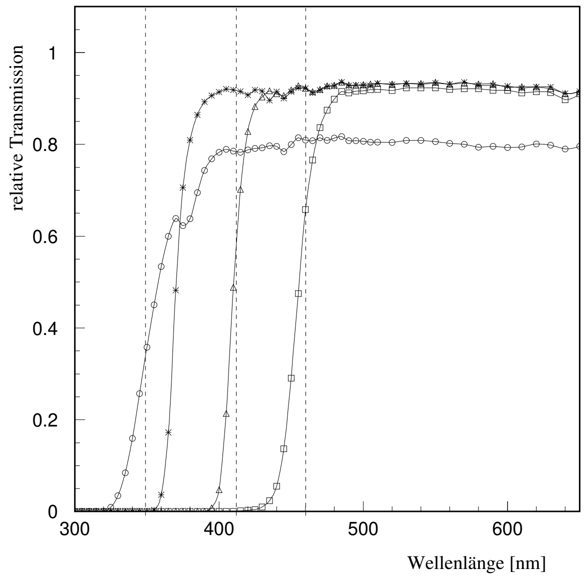
Abbildung 7.1: *Aufbau zur Bestimmung der Filtertransmissionen*

Schott Bezeichnung	Kanten-wellenlänge	maximale Transmission	10-90%
NG 12	350 nm	81%	53 nm
KV 370	370 nm	91%	27 nm
KV 408	408 nm	90%	19 nm
KV 450	450 nm	90%	28 nm

Tabelle 7.1: *Merkmale der verwendeten Kantenfilter. Daten wurden den gemessenen Transmssionskurven entnommen (Abb. 7.2)*

Schott Bezeichnung	zentrale Wellenlänge	maximale Transmission	FWHM
UG 11	327 nm	79%	86 nm
BG 25	391 nm	82%	128 nm
BG 28	450 nm	48%	102 nm
VG 9 0	521 nm	33%	66 nm

Tabelle 7.2: *Daten der verwendeten Bandpassfilter, ebenfalls den im Labor gemessenen Transmissionkurven entnommen (Abb. 7.2).*



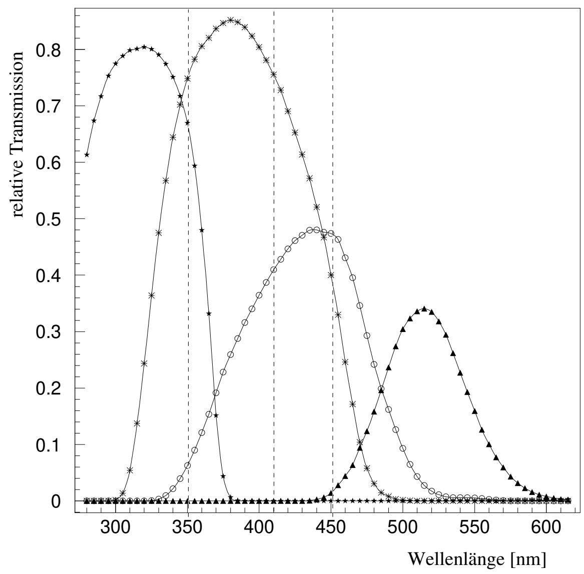


Abbildung 7.2: *Labormessungen der Transmissionen der verwendeten Kantenfilter (oben) und Bandpassfilter (unten) bei senkrechtem Einfall von Licht. Durch die senkrechten Linien werden die Bänder dargestellt, in welchen das Spektrum rekonstruiert wird.*

Die benutzten Filter waren nur mit den Abmessungen $50\times50\times3\ mm^3$ verfügbar. Daher ist es erforderlich, die Reproduzierbarkeit der Transmission verschiedener Filter eines Typs zu untersuchen. Dies wurde mit einem Spektrophotometer durchgeführt. Es handelt sich um den Typ "Cary 400", in welchem das Licht eines Meßtrahls und eines Referenzstrahls mit einem Photomultiplier detektiert wird. Aus den erhalteten Transmissionkurven wird durch Multiplikation mit einem angenommenen Spektrum die entsprechende Lichtausbeute berechnet. Diese unterscheiden sich für verschiedene Filter eines Typs um bis zu 2.5%.
Es wurde weiterhin die Abhängigkeit des Transmissionsgrads vom Einfallswinkel untersucht. Licht, welches an den Spiegeln des Teleskops reflektiert wird, fällt auf die Fokalebene der Kamera im Mittel mit einem Einfallswinkel von 14.6°. Dies führt zu einer größeren geometrischen Weglänge im Glas und dadurch zu einem kleineren Transmissionsgrad als bei senkrechtem Einfall. Dieser Effekt hat unmittelbar einen Einfluß auf die Lichtausbeute der Filter und muß daher berücksichtigt werden. Mit dem Spektrophotometer wurden die Transmissionen der verschiedenen Filtertypen bestimmt. Diese Werte werden in der Analyse verwendet.

7.2.2 Der Filterhalter

Um die Glasfilter vor eine Teleskopkamera anbringen zu können, wurde ein Gitter aus Aluminium konstruiert und angefertigt, in welches die Filter eingesetzt werden konnten. Diese Halterung wurde schließlich auf ein Kameragehäuse montiert (Abb. 7.3). Es wurde darauf verzichtet, möglichst viele Filter pro Quadrant einzusetzen, da Glasränder die Antwort der Photomultiplier beeinträchtigen würden. Stattdessen erfolgte die Positionierung der einzelnen Filter derart, daß je drei Pixel von einem Filter komplett bedeckt wurden. Bei acht Filtern pro Quadranten ergibt sich somit eine Gesamtzahl von 96 nicht beeinträchtigten Pixel. Abbildung 7.4 zeigt eine Zeichnung der Filteranordnung vor der Pixelmatrix.
Die nicht verdeckten Pixel erkennt man deutlich in Abb. 7.5. Diese zeigt die farblich kodierten Intensitäten aller Pixel nach einem Laserrun (siehe Kap. 6), bei dem die leere Filterhalterung auf das Kameragehäuse montiert war.

7.3 Die Analysemethode

In der Analyse werden mittlere Amplituden (in Photoelektronen) bestimmt, deren Werte abhängig sind vom betrachteten Quadranten bzw. der diesen Quadranten zugeordenten optischen Filter. Relative Intensitäten werden berechnet durch Normierung der mittleren Filteramplituden auf eine mittlere Amplitude aus Messungen

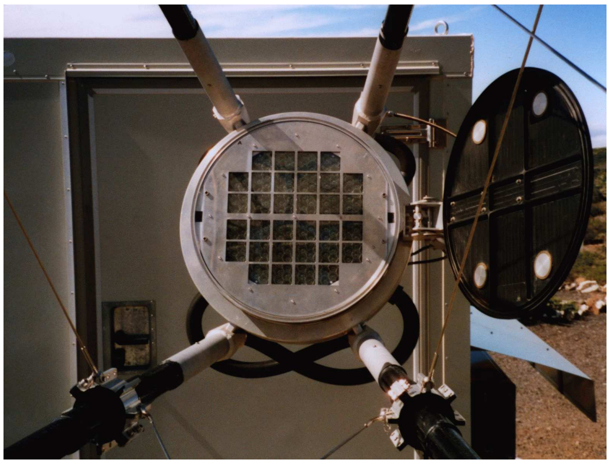


Abbildung 7.3: *Photo des auf das Kameragehäuse montierten Aluminiumgitters. Es sind keine Filter eingesetzt.*

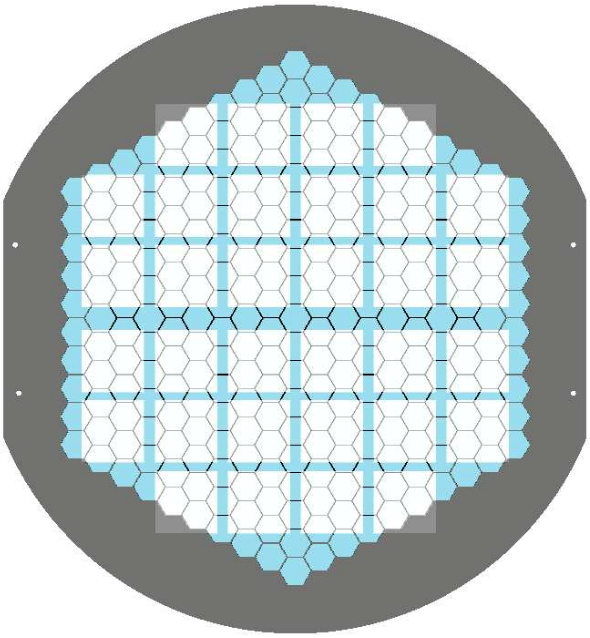


Abbildung 7.4: *Skizze der Anordnung des Filterhalters über der Pixelstruktur. Die hexagonale Struktur ist die Pixelmatrix. Die hellen Flächen über den Pixeln stellen die Anordnung und Dimension der Filter dar. Jeweils drei Pixel werden nicht durch die Filterränder beeinträchtigt.*

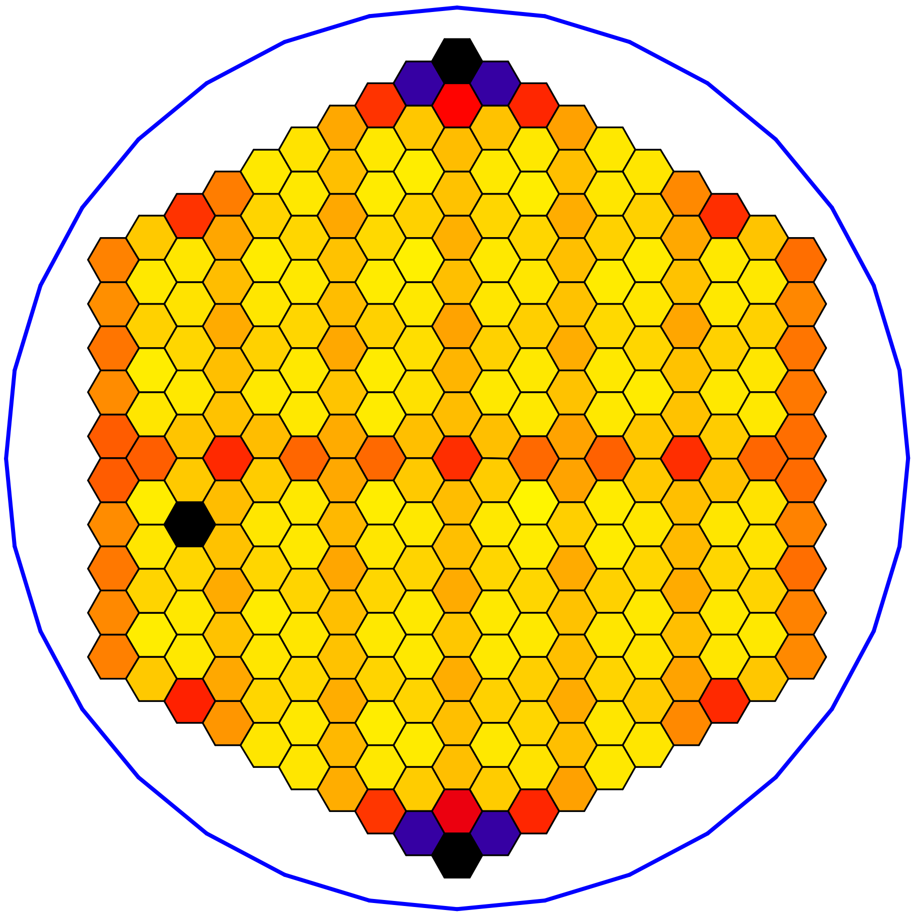


Abbildung 7.5: *Farblich kodierte Pixelintensitäten durch homogene Belichtung der Kamera mit einem Laser und montiertem Filterhalter (ohne Filter). Jeweils drei zusammenhängende Pixel werden nicht durch den Rahmen verdeckt.*

ohne Filter.

7.3.1 Die Vorhersage des Bildschwerpunktes

Durch die starke Segmentierung der Kamerafläche, einhergehend mit einer Reduktion der Pixelanzahl, ist die Bildinformation nicht vollständig. Insbesondere ist die Lage der großen Hauptachse der Ellipse nicht bekannt. Um jedoch die Amplitude eines abgebildeten Schauers bestimmen zu können, muß über alle zum Bild gehörenden Pixelamplituden integriert werden. Dies erfordert eine möglichst gute Kenntnis der Bildposition im Kamerakoordinatensystem. Bei Kenntnis der Schauerneigung, ermittelt durch die vier äußeren Teleskope und Feststellung des Bildschwerpunktes des Kamerabildes von CT3, läßt sich der Verlauf der großen Hauptachse bestimmen. Bei bekannter Höhe des Schauermaximums h_{max}, des Abstands r zwischen Teleskop und Schauerachse ergibt sich die Distanz d zwischen Schauerneigung und Bildschwerpunkt in Grad aus einer Triangulation (vgl Abb. 7.6 und [Hofmann])

$$\frac{1}{h_{max}} = \frac{\pi}{180^\circ}\frac{d}{r} \tag{7.2}$$

Diese Methode ist nur zulässig, wenn der Abstand zwischen CT3 und Schauerauftreffpunkt größer als $60m$ ist. Anderfalls ist die Bestimmung des Schauermaximums zu ungenau (der ermittelte Bildschwerpunkt ist verschoben, liegt aber noch auf der großen Hauptachse). Um die Qualität dieser Vorhersage zu prüfen, wurden die Differenzen der Koordianten des wahren und vorhergesagten Bildschwerpunkts an einem Datensatz ermittelt, der durch keine Filterplatte beeinträchtigt war (Abb. 7.7). Es zeigt sich, daß die Genauigkeit der Vorhersage 0.2° beträgt, also in der Größenordnung eines Pixels.

7.3.2 Bestimmung der mittleren Bildamplitude

Um die mittlere Bildamplitude von jedem Filtertyp bestimmen zu können, ist eine Summierung über alle Pixelamplituden des Bildes erforderlich. Hierfür wird ein neues Koordinatensystem eingeführt, dessen Ursprung durch die Schauerneigung definiert ist, also der Punkt $(-\Theta_x, -\Theta_y)$. Die große Hauptachse definiert zugleich die Abszisse (Abb. 7.8). Die Transformation der Pixelpositionen aus dem Kamerakoordinatensystem in das Analysekoordinatensystem setzt sich zusammen aus einer Translation und einer Rotation. Es gilt:

$$x' = (x_{cam} - \Theta_x)\cos(\omega) + (y_{cam} - \Theta_y)\sin(\omega) \tag{7.3}$$

$$y' = -(x_{cam} - \Theta_x)\sin(\omega) + (y_{cam} - \Theta_y)\cos(\omega) \tag{7.4}$$

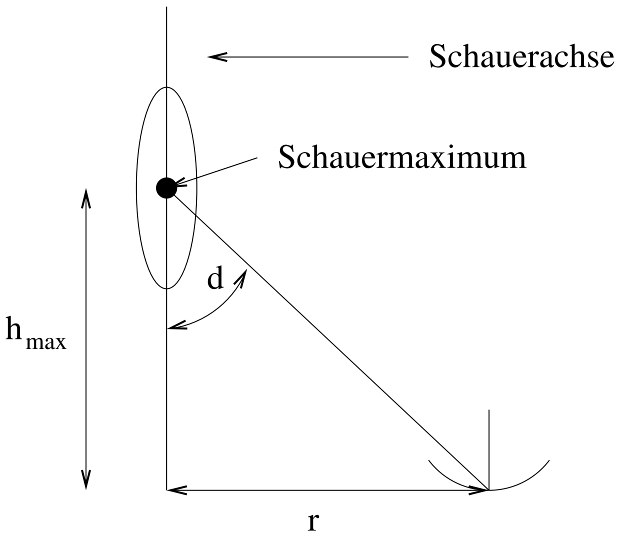


Abbildung 7.6: *Geometrie zur Bestimmung des Bildschwerpunkts*

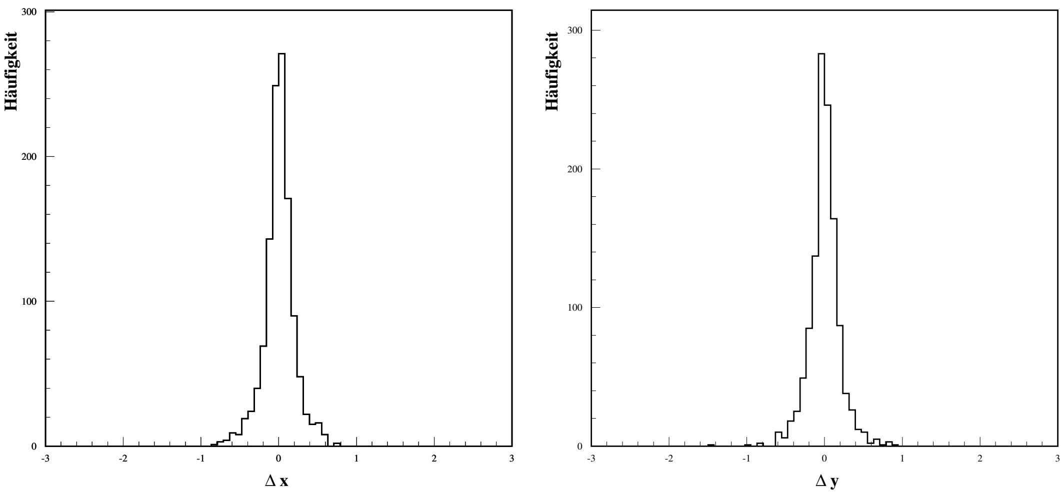


Abbildung 7.7: *Differenz der x- (links) und y-Koordinaten (rechts) des kalkulierten und des wahren Bildschwerpunktes*

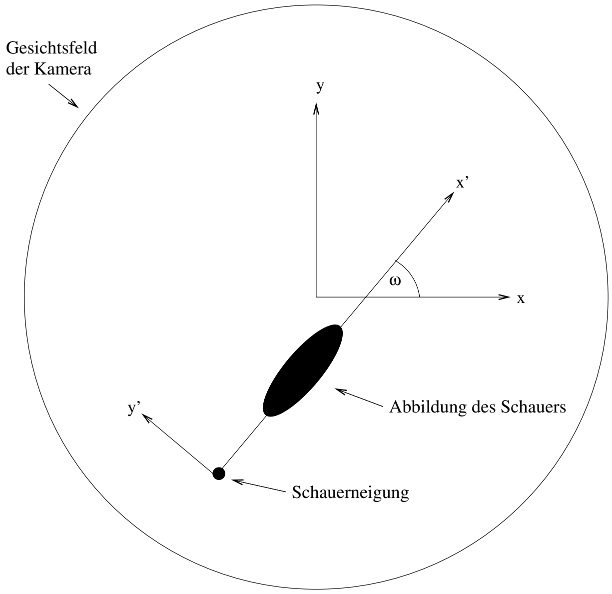


Abbildung 7.8: *Illustration des Analysekoordinatensystems*

Da jedoch die Größe der Ellipse nicht bekannt ist, wird ein Streifen definiert, dessen Mittellinie durch die x'-Achse gegeben ist. Der Streifen sollte breit genug sein, um das gesamte Bild zu enthalten. Nun werden innerhalb dieses Streifens auf Ereignisbasis die Amplituden der unverdeckten Pixel je nach Zugehörigkeit zu einem Quadranten und Pixelkoordinate summiert. Grundsätzlich werden alle Amplituden auf die rekonstruierte Energie des Primärteilchens normiert. Da bei einem Einzelereignis im allgemeinen nur ein Teil des Bildes in einem gegebenen Quadranten (bzw. Filtertyp) liegt, wird aus vielen Ereignissen eine Intensitätsverteilung bestimmt. Die resultierende mittlere Bildamplitude $\bar{A}$ eines Quadranten nach N Ereignissen erhält man mittels Division der koordinatenabhängigen energienormierten Pixelamplituden aller Ereignisse durch die Häufigkeit der vorkommenden Pixelkoordinaten im Analysekoordinatensystem:

$$\bar{A} = \sum_{x',y'} \frac{\sum_N \frac{A_N(x',y')}{E}}{H(x',y')} \tag{7.5}$$

Hier ist $A_N(x', y')$ die Amplitude eines Pixels mit den Koordinaten (x',y') in Ereignis N, E die rekonstruierte Energie des Primärteilchens und H(x',y') die Häufigkeit der vorkommenden Pixelkoordinaten. Abb. 7.9 zeigt ein solches Ereignis. Markiert sind die nicht verdeckten, sowie auch zum Bild gehörende Pixel. Eingezeichnet ist

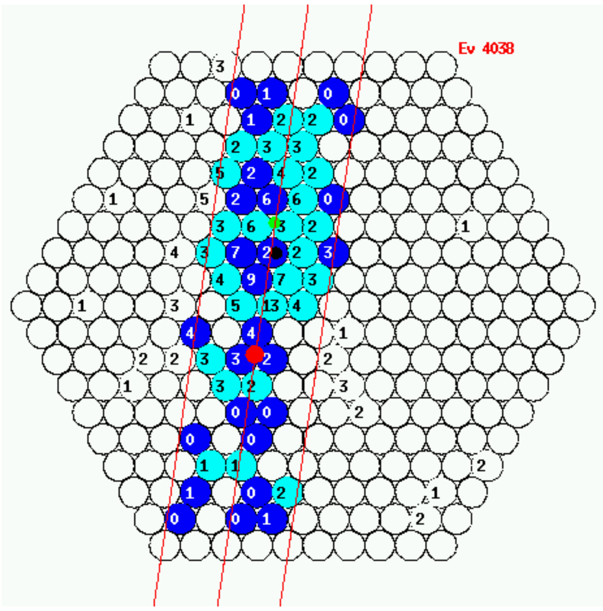


Abbildung 7.9: *Darstellung der Integrationsmethode. Zu sehen ist der Streifen, innerhalb dessen Inhalte von nicht verdeckten Pixeln (hier dunkelblau markiert) summiert werden. Hellblau markiert sind verdeckte Pixel, die eine Amplitude größer als Null aufweisen. Der rote Punkt ist die Position des Schauerneigung, der grüne gibt den ermittlten Bildschwerpunkt an.*

auch der Streifen, in dem die Pixelamplituden summiert werden.

Eine mittlere Intensitätsverteilung $I(x', y')$ zeigt Abb. 7.10.

Die Streifenbreite betrug in der Analyse 1°. Um eine optimale Rekonstruktion der Schauerparameter zu erreichen, wurden nur Ereignisse ausgewertet, bei dem alle vier äußeren Teleskope getriggert haben und ein Bild mit mehr als 40 Photoelektronen besitzen. Weiterhin wird gefordert, daß die Schauerrichtung sowie die Schwerpunkte aller Bilder der äußeren Teleskope vom Ursprung des Kamerakoordinatensystems nicht mehr als 1.7° entfernt sind. Dadurch wird ein Abschneiden des Bildes durch den Kamerarand verhindert. Die Distanz zwischen CT3 und dem Schauerauftreffpunkt wurde beschränkt auf das Intervall 60m $< r <$ 140 m, da für Distanzen $< 60m$ die Vorhersage des Bildschwerpunktes nicht mehr korrekt ist und für $> 140m$ die radiale Lichtverteilung eines Luftschauers stark abhängig vom Abstand ist. Ferner wurden Schnitte auf die Energie des Primärteilchens vollzogen. Hier gilt: $1\ TeV < E < 10\ TeV$, da für zu kleine Energien das Kamerabild zu klein bzw. für große

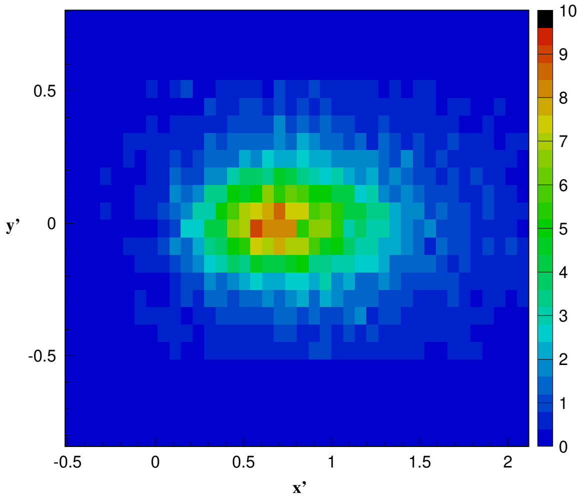


Abbildung 7.10: *Mittlere Intensitätsverteilung $I(x', y')$ des Filtertyps BG25 nach 3631 Ereignissen.*

Energien zu groß wird.

7.3.3 Analyse der Datensätze

Wie schon erwähnt, wurde die Anordnung der Filter vor der Kamera variiert. In etwa der Hälfte der zur Verfügung gestandenen Beobachtungszeit wurde die Filteranordnung um 180° gedreht, um so eventuelle Systematiken erkennen zu können. In Tab. 7.3 und Tab. 7.4 sind die ermittelten mittleren Bildamplituden jedes Filtertyps in Photoelektronen angegeben. Die angegeben Fehler wurden aus der Breite der Verteilung der energienormierten Amplituden aller Ereignisse in jedem Quadranten bestimmt (Abb. 7.11). Fluktuationen in der Lichtverteilung von Luftschauern und Antworten der Photomultiplier sind in dieser Verteilung bereits enthalten und müssen nicht gesondert berechnet werden. Weiterhin wurden Referenzmessungen mit einer leeren Filterplatte genommen. Relative Intensitäten der Filteramplituden erhält man durch Normierung der mittleren Amplituden der Filterdaten auf die mittleren Referenzamplituden. Diese Werte wurden herangezogen, um das Spektrum zu rekonstruieren. Eine Beschreibung dieser Prozedur erfolgt im nächsten Abschnitt.

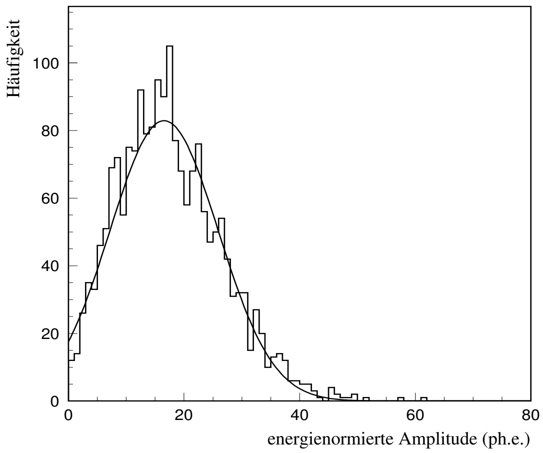


Abbildung 7.11: *Verteilung der auf die Energie des Primärteilchens normierten Bildamplituden in Photoelektronen (ph.e.) für den Filtertyp BG 28. Aus der Breite dieser Verteilung wird der statistische Fehler bestimmt.*

Filter	mittlere Amplitude	mittlere Amplitude Filter gedreht	mittlere Amplitude beide Filterstellungen
NG 12	$63,6 \pm 0,7$	$65,5 \pm 1,3$	$64,6 \pm 0,6$
KV 370	$64,2 \pm 1,0$	$61,8 \pm 0,9$	$63,4 \pm 0,6$
KV 408	$46,6 \pm 0,6$	$45,2 \pm 0,7$	$46,0 \pm 0,5$
KV 450	$27,2 \pm 0,4$	$25,4 \pm 0,4$	$26,7 \pm 0,3$

Tabelle 7.3: *Mittlere Anzahl an Photoelektronen und der statistische Fehler für die verschiedenen Kantenfilter*

Systematische Fehler

Es hat sich gezeigt, daß verschiedene Filter des selben Typs leicht unterschiedliche Transmissonen aufweisen (vgl. 7.1). Dies wirkt sich auf die Lichtausbeute der einzelnen Filter aus. Numerisch wurde die Lichtausbeute dieser Filter berechnet, in dem über das Produkt aus Transmission und einem angenommenen Spektrum (welches auch die Quanten-Effizienz beinhaltet) integriert wurde. Es ergibt sich ein Fehler von 2.5%.

Filter	mittlere Amplitude	mittlere Amplitude Filter gedreht	mittlere Amplitude beide Filterstellungen
UG 11	$30,4 \pm 0,5$	$30,6 \pm 0,7$	$30,5 \pm 0,4$
BG 25	$54,5 \pm 0,8$	$57,8 \pm 1,0$	$56,1 \pm 0,7$
BG 25	$23,3 \pm 0,4$	$26,5 \pm 0,6$	$25,9 \pm 0,3$
VG 9	$5,7 \pm 0,2$	$5,8 \pm 0,2$	$5,7 \pm 0,1$

Tabelle 7.4: *Mittlere Anzahl an Photoelektronen und der statistische Fehler für die verschiedenen Bandfilter.*

Um die Homogenität der einzelnen Kameraquadranten zu überprüfen, wurden einzelne Datensätze getrennt analysiert und die mittleren Amplituden der einzelnen Quadranten bestimmt. Bei der Betrachtung von acht Datensätzen ergibt sich eine Streuung der mittleren Bildamplituden der vier Quadranten um den Mittelwert von 2.0%. Die mittleren Intensitäten innerhalb eines Quadranten streuen um 6.5%
Der Gesamtfehler auf die mittleren Intensitäten eines Filtertyps ergibt sich nun durch die quadratische Addition des statistischen und der systematischen Fehler. Die Auflistung der mittleren Intensitäten für jeden Filtertyp zeigt Tabelle 7.5. Angegeben sind relative Intensitäten, berechnet durch Normierung auf die mittlere Intensität ohne Filterbeeinträchtigung.

Filter	relative Intensität	rel. Gesamtfehler
NG 12	0.571	7.1%
KV 370	0.561	7.2%
KV 408	0.407	7.1%
KV 450	0.236	7.1%
UG 11	0.270	7.0%
BG 25	0.496	7.0%
BG 25	0.229	7.1%
VG 9	0.050	7.2%

Tabelle 7.5: *Gezeigt sind hier die mittleren Amplituden der Filtermessungen relativ zu Messungen ohne Filter und der relative Gesamtfehler.*

7.4 Rekonstruktion des Spektrums

Die relativen Intensitäten sind das Ergebnis des Produkts der Filtertransmissionen $\tau(\lambda)$ mit den Detektorantworten und des Tscherenkowspektrums auf Detektorhöhe, normiert auf die mittlere Amlitude von Messungen ohne Filter:

$$I_{Messung} = \frac{\int_0^\infty \tau(\lambda)\ QE(\lambda)\ R(\lambda)\ I_0(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^\infty\ QE(\lambda)\ R(\lambda)\ I_0(\lambda)\, d\lambda} \tag{7.6}$$

wobei $QE(\lambda)$ die Quanteneffizienz der Photomultiplier ist, $R(\lambda)$ die Reflektivität der Spiegel und Lichttrichter sowie die Transmission der Plexiglasscheibe beinhaltet. I_0 stellt die wellenlängenabhängige Intensität des Tscherenkowlichts auf Detektorhöhe dar (diese ist proportional zur Anzahl an Photoelektronen). Ziel der Analyse ist die Bestimmung von $I_0(\lambda)$. Hierzu wird der Wellenlängenbereich von 300nm - 600nm in 4 Bänder unterteilt. Die normierte Intensität I_{j0} eins Intervalls $[\lambda_j, \lambda_{j+1}]$ bestimmt sich aus

$$I_{j0} = \int_{\lambda_j}^{\lambda_{j+1}}\ I_0(\lambda)\, d\lambda \tag{7.7}$$

Um aus den experimentell ermittelten Werten die mittlere Intensität eines Bandes bestimmen zu können, muß das Gleichungssytem

$$I_{Messung}(k) = \sum_j \bar{\tau}_j(k)\ I_{j0} \tag{7.8}$$

gelöst werden. $\bar{\tau}_j(k)$ ist die mittlere Transmisson des Filters k im Intervall j. Diese Werte wurden numerisch aus den im Labor gemessenen Transmissionskurven berechnet. Hierbei wurde der mittlere Einfallswinkel von 14.6° berücksichtigt. Bei der Festlegung der Intervallgrenzen ist es wichtig, möglichst wenig korrelierte Bänder zu finden. Die Einteilung der Grenzen ist graphisch in Abb. 7.2 dargestellt. Sie orientiert sich an den Kantenwellenlängen der Kantenfilter. Die Intervallgrenzen sind: $\lambda_1 = 300\ nm,\ \lambda_2 = 350\ nm,\ \lambda_3 = 410\ nm,\ \lambda_4 = 600\ nm.$
Das Gleichungssytem läßt sich durch einen Fit, mit den unbekannten Bandintensitäten als Parameter, lösen. Das differentielle Spektrum erhält man mittels Division der gefitteten Intensitäten durch die entsprechende Intervallbreite. Zunächst wurde dies für die einzelnen Filterdatensätze durchgeführt. Das differentielle Spektrum, d.h. $\frac{\Delta N}{\Delta \lambda}$, ermittelt aus dem Kantenfilterdatensatz bzw. aus dem Bandfilterdatensatz zeigt Abb. 7.12.
Berücksichtigt man in dem Fit alle Filtermessungen, so erhält man 8 Werte für die Filterintensitäten bei 4 unbekannten Bandintensitäten. Das Resultat ist dargestellt in Abb. 7.13. Ferner sind in diesen Graphen Vergleichswerte dargestellt. Diese wurden numerisch berechnet aus einem $\frac{1}{\lambda^2}$ Verlauf des Tscherenkow-Spektrums und

tabellarischen Werten der atmosphärischen Extinktion, Quanteneffizienz der Photomultiplier, sowie der Reflektivität der Spiegel und Lichttrichter, durch Bestimmung der relativen Intensität in den 4 Wellenlängenintervallen. Zunächst kann festgestellt werden, daß die aus nur einem Filtersatz bestimmten Spektren innerhalb der Fehler konsistent sind. Dies gilt auch für das aus beiden Datensätzen rekonstruierte differentielle Spektrum im Vergleich zu dem berechneten Spektrum. Es läßt sich in beiden Abbildungen eine signifikante Abweichung im Wellenlängenintervall $460 - 600nm$ feststellen. Der ermittelte Fehler ist sehr klein. Die Ursache ist noch nicht bekannt und erfordert weitere detaillierte Untersuchungen.

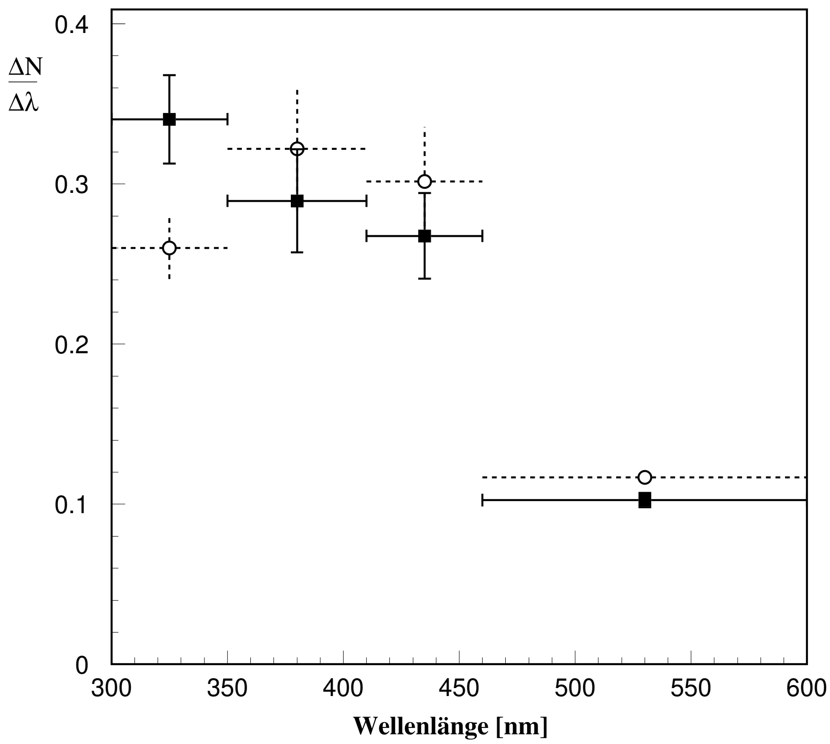


Abbildung 7.12: *Differentielles Spektrum bestimmt durch den Kantenfilterdatensatz (Quadrate) und den Bandfilterdaten (Kreise)*

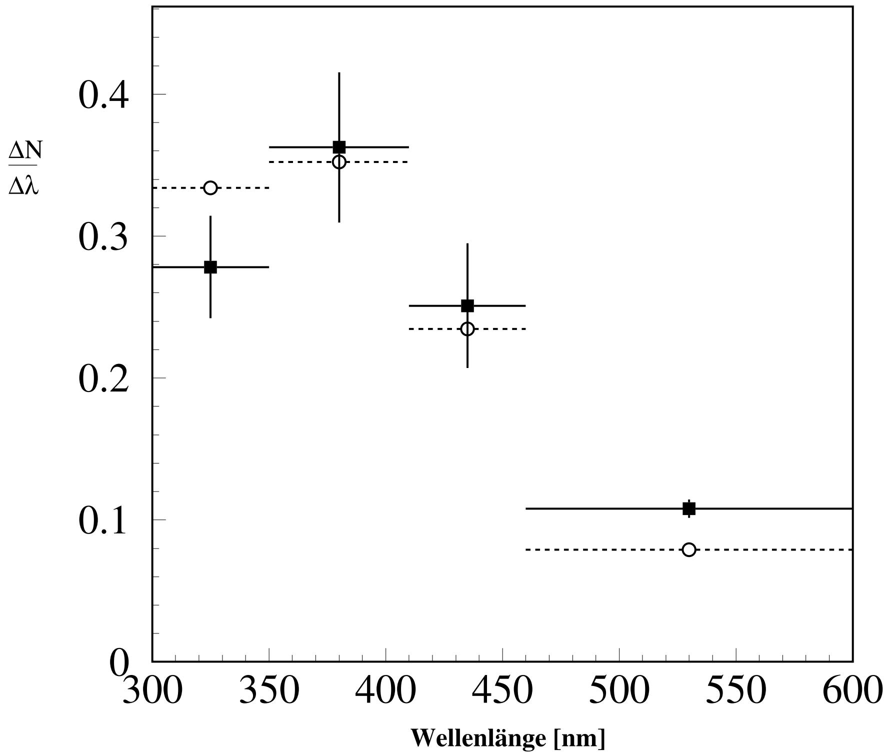


Abbildung 7.13: *Differentielles Spektrum, berechnet aus allen vorhandenen Filterdaten (Quadrate). Zum Vergleich sind Werte angegeben, die aus Tabellen der atmosphärischen Extinktion sowie Detektoreffiezienzen berechnet wurden (Kreise).*

Kapitel 8

Bestimmung des Polarisationsgrads von Tscherenkowlicht aus Luftschauern

Die Versuchsdurchführung zur Messung der Polarisation ähnelt der zur Bestimmung des Spektrums. Es wurde ein Polarisationsfilter vor die Kamera von CT3 montiert. Diese Folie war groß genug, um die gesamte Kamerafläche zu bedecken, so daß Bildinformationen der gesamten Kamerafläche ausgelesen werden konnten. CT3 wurde als Analysator benutzt. Die vier äußeren Teleskope dienten erneut der Rekonstruktion der Schauerparameter, insbesondere der Schauerneigung, der Energie des Primärteilchens und des Abstands vom Teleskop zur Schauerachse. Die Amplitude in der Kamera von CT3 ist abhängig vom Winkel zwischen Transmissionsachse des Filters und der Position des Schauerauftreffpunkts. Die Bestimmung des Polarisationsgrads erfolgt durch Anlegen eines Kosinus an die winkelabhängige mittlere Amplitude. Die Durchführung der Messungen erfolgte im November 2000 und im April 2001 unter kleinem Zenithwinkel. Die Meßzeit betrug jeweils etwa 3 Stunden, aufgeteilt auf zwei Nächte. In diesem Kapitel wird zunächst der Polarisationsfilter charakterisiert. Anschließend wird die Bestimmung des Polarisationsgrads aus der mittleren Bildamplitude vorgestellt. Dieser wird dann für Licht aus unterschiedlichen Schauerregionen in Abhängigkeit zur Entfernung des Schauerauftreffpunkts berechnet.

8.1 Die Polarisationsfilter

Bei der Polarisationsfolie handelt es sich um das Modell LP32 der Firma Schott. Sie wurde mit dem im Kapitel 7.1 skizziertem Aufbau charakterisiert (siehe Abb. 8.1). Es ist wichtig, daß der Polarisationsfilter polarisiertes Licht sehr effizient sperrt, denn anderenfalls wäre eine Korrektur der ermittelten Amplituden notwendig. In Abb. 8.1 ist erkennbar, daß im gekreuzten Zustand von Transmissionachse des Filters und Polarisationsrichtung des Lichts die Absorption im relevanten Wellenlängenbereich besser als 3% ist, und somit eine Korrektur in der Analyse nicht notwendig ist. Die maximale Transmission ist für die Analyse nicht relevant.

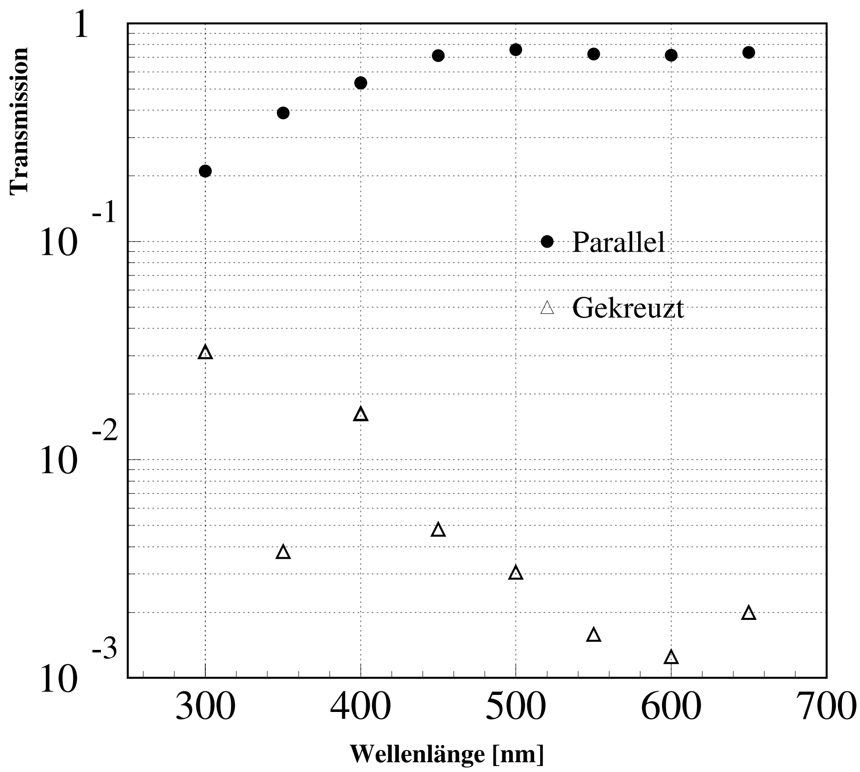


Abbildung 8.1: *Transmissionskurve der Polarisatinsfolie*

8.2 Bestimmung der Bildamplitude

Mit der Annahme einer radialen Polarisation des Tscherenkowlichts ist die Bildamplitude in der von einer Polarisationsfolie bedeckten Kamera von CT3 eine Funktion des Winkels ω zwischen dem Schauerauftreffpunkt bzw. der großen Hauptachse der Bildellipse und der Transmissionsachse des Analysators (s. Abb. 8.2). $\omega = 0°, 180°$ bedeutet Parallelität zwischen der großen Hauptachse und der Transmissionsachse der Folie.

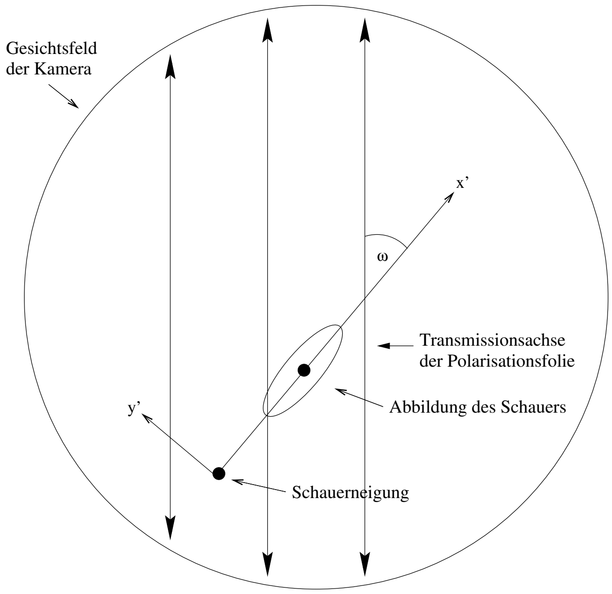


Abbildung 8.2: *Definition des Winkels zwischen Transmissionsachse der Polarisationsfolie und der großen Hauptachse der Bildellipse.*

In Analogie zur Bestimmung der mittleren Bildamplitude in der Analyse des Spektrums wird zunächst längs eines Streifens, dessen Mittellinie definiert ist durch die Abbildung der Schauerachse, die Pixelamplituden summiert und auf die rekonstruierte Energie des Primärteilchens normiert. Es erfolgt ein Zuordnung dieses Wertes mit dem Winkel ω, welcher in 10° breite Intervalle unterteilt ist, um so eine ausreichende Statistik zu gewährleisten. Durch Bildung des Mittelwerts der normierten Amplituden in jedem Winkelintervall erhält man für einen Datensatz ohne Polarisationsfiler den in Abb. 8.3 gezeigten Verlauf der Amplitude mit dem Winkel ω. Befindet sich die Polarisationsfolie vor der Kamera ergibt sich der in Abb. 8.4 dargestellte Verlauf. An diese Datenpunkte ist die Funktion $a + b\cos(2\omega)$ gefittet, aus deren Parameter der Polarisationsgrad bestimmt wird (siehe Abschnitt 8.3). Die eingetragenen Fehler sind die des Mittelwertes. Sie enthalten dadurch die Photonenstatistik sowie Unsicherheiten durch Schauerfluktuationen.

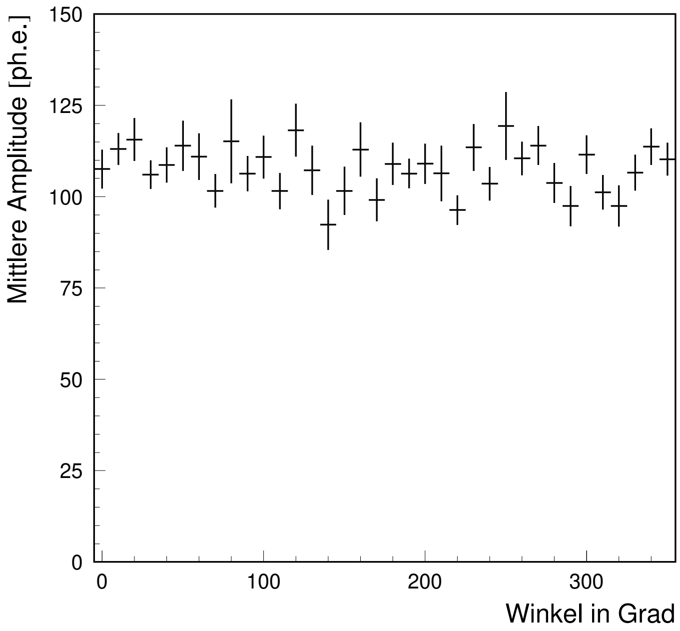


Abbildung 8.3: *Winkelabhängigkeit der mittleren Bildamplitude ohne Polarisationsfilter. Für den Abstand* r *des Teleskops zum Schauerauftreffpunkt gilt:* $90 < r < 110m$

8.3 Bestimmung des Polarisationgrads

Der Polarisationsgrad von linear polarisiertem Licht ist definiert als das Verhältnis zwischen Intensität des polarisierten Lichts und gesamter Lichtintensität. Betrachtet man Abb. 8.4 so berechnet sich der Polarisationsgrad aus:

$$p = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \tag{8.1}$$

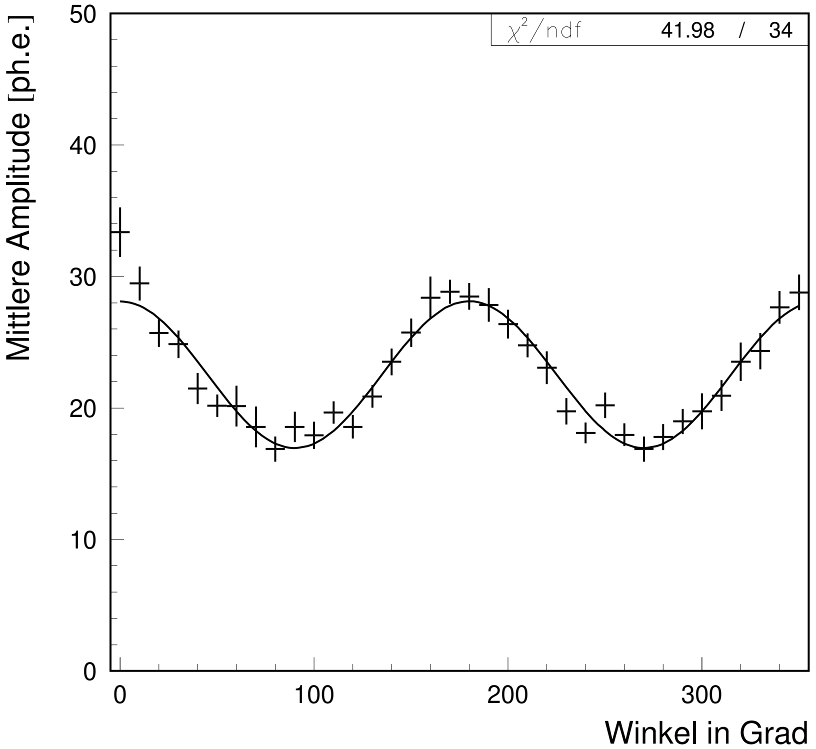


Abbildung 8.4: *Mittlere Amplitude in Abhängigkeit vom Winkel ω für einen Datensatz mit Polarisationsfilter. Es wurde die Funktion $a + b\cos(2\omega)$ an die Datenpunkte gefittet. Es gilt hier ebenfalls $90 < r < 110m$*

I_{max} ist hier die die maximale Amplitude, I_{min} die minimale.
Fitted man an die Datenpunkte die Winkelabhängigkeit mit

$$a + b\cos(2\omega), \tag{8.2}$$

wobei der Parameter a der Offset und b die Amplitude ist, so erhält man aus

$$p = \frac{b}{a}. \tag{8.3}$$

den Polarisationsgrad. Dies gilt natürlich nur, wenn der Polarisationsfilter perfekt sperrt.
Im Folgenden wird der Polarisationsgrad des Tscherenkowlichts immer in Abhängigkeit von dem Abstand r zwischen CT3 und Schauerauftreffpunkt bestimmt. Um eine ausreichende Statistik zu gewährleisten, wird r in 20m beite Intervalle unterteilt. Die angegeben Fehler auf den Polarisationsgrad resultieren aus den Fehlern der Fitparameter.
Zunächst wird der Polarisationsgrad bestimmt, in dem über das komplette Bild integriert wird. Anschließend erfolgt eine Differenzierung nach Emissionsregion und dem Parameter mean scaled width.

Bestimmung des Polarisationsgrad durch Integration über komplette Bilder
Die Streifenbreite beträgt in diesem Fall $\pm 0.5°$, enthält also das komplette Bild. Abb. 8.5 zeigt den Polarisationgrad p als Funktion des Abstands zur Schauerachse. Aus Symmetriegründen gilt p(r=0)=0. Man erkennt einen Anstieg bis zu etwa 120m, dem Lichtkegeldurchmesser hochenergetischer Elektronen. Dort beträgt der Polarisationsgrad etwa 27.5%. Tscherenkowlicht stark gestreuter Teilchen dominiert für $r > 120m$, der Polarisationsgrad wird kleiner.

Polarisationsgrad als Funktion der transversalen Koordinate
Licht, welches von Teilchen, die sich entlang der Schauerachse bewegen, emittiert wird, wird abgebildet auf der großen Hauptachse der Bildellipse. Je breiter der Streifen, innerhalb dessen die Amplituden summiert werden ist, um so mehr Licht von stark gestreuten achsenfernen Teilchen wird detektiert. Der berechnete Polarisationsgrad wird dadurch kleiner. Abb. 8.6 zeigt den Grad der Polarisation für drei verschiedene transversale Koordinatenintervalle: $0 < y' < 0.125$, $0.125 < y' < 0.25$ sowie $0.25 < y' < 0.5$. Es zeigt sich , daß Licht, welches entlang der Schauerachse emittiert wird im Maximum zu $(39,6 \pm 1.5)\%$ polarisiert ist. Tscherenkowlicht aus Emissionsregionen, die weiter von der Schauerachse entfernt sind, ist dagegen kaum

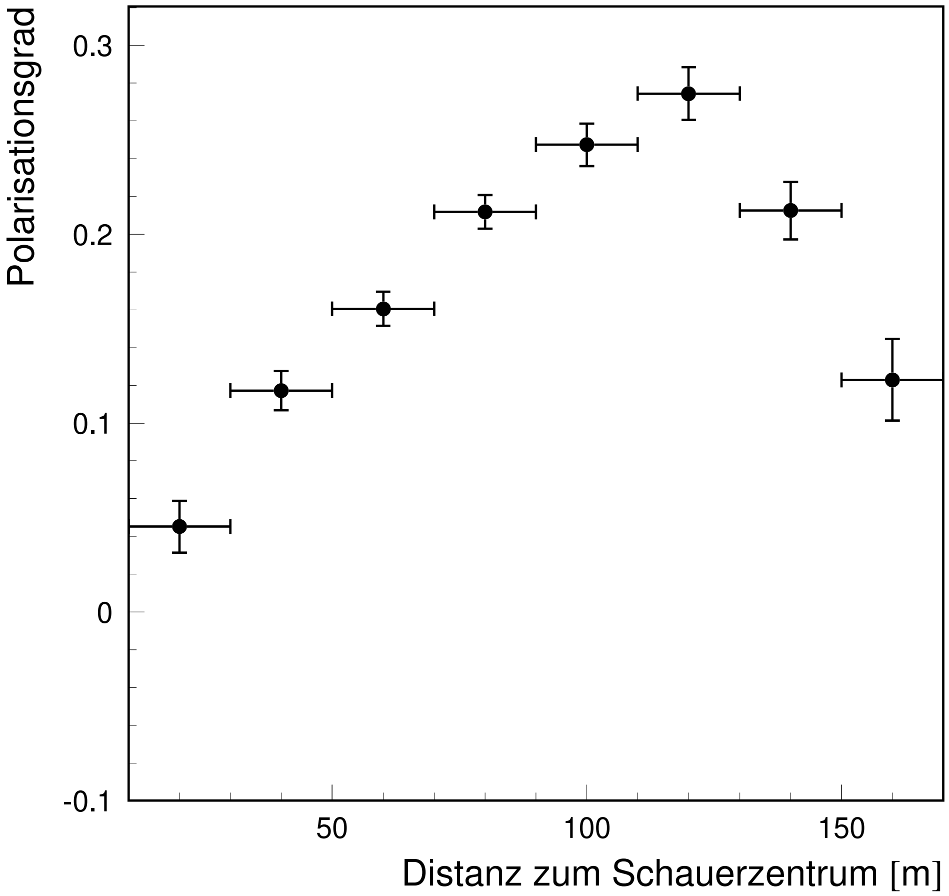


Abbildung 8.5: *Polarisationsgrad als Funktion der Schauerauftreffpunkts für eine Streifenbreite von* $\pm 0.5°$.

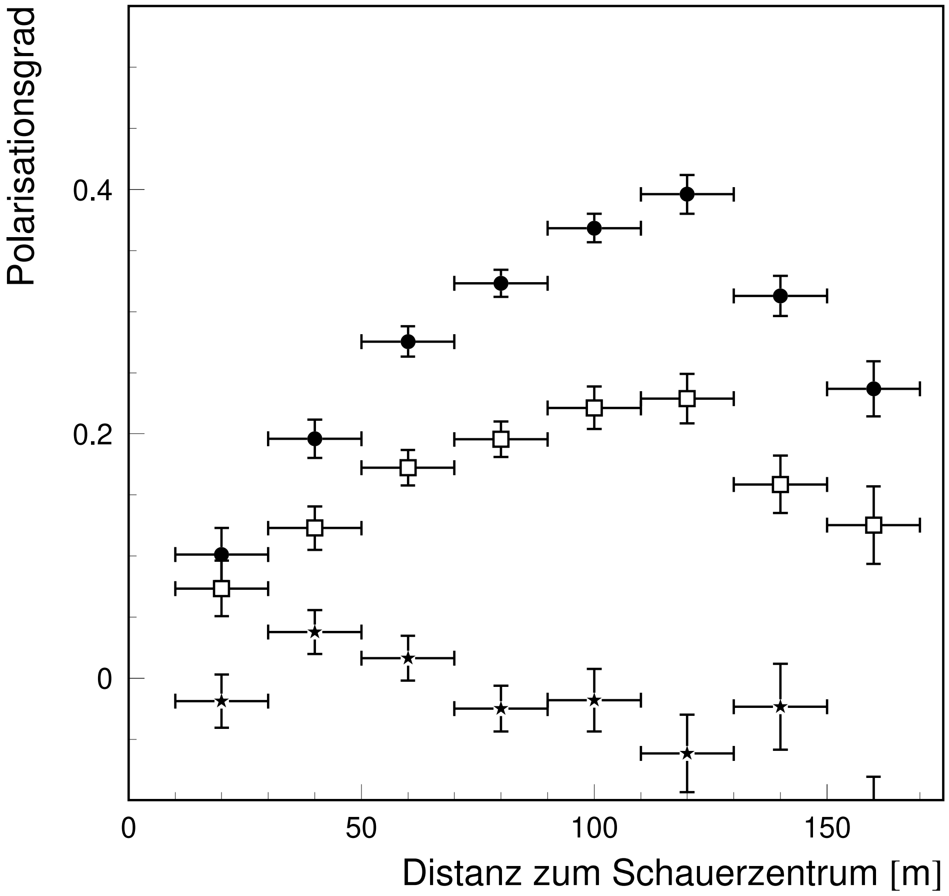


Abbildung 8.6: *Polarisationsgrad als Funktion der Schauerauftreffpunkts für verschiedene transversale Koordinaten.*

polarisiert zu sein.

Abhängigkeit von der longitudinalen Koordinate

Zunächst wird die Abhängigkeit des Polarisationgrads von der Emissionshöhe untersucht, in dem eine Separation der Pixelkoordinaten relativ zum Bildschwerpunkt erfolgt. Betrachtet man nur Licht, welches oberhalb des Schauermaximums emittiert wurde, so ist dessen x'- Koordinate kleiner als die des Bildschwerpunkts. Unterhalb

des Schauermaximums emittiertes Licht hat dagegen eine größere longitudinale Koordinate. Abb. 8.7 zeigt den Verlauf der Polarisation für diese zwei Emissionsgebiete. Bei kleinen Abständen zum Schauerzentrum ist Licht aus geringeren Emissionshöhen stärker polarisiert als oberhalb des Maximums emittiertes Licht. Ferner ist das Maximum weniger stark ausgeprägt und auch bei einem geringeren Abstand erreicht. Dies deutet auf einen signifikanten Anteil an Licht von gestreuten Teilchen hin.
Zur näheren Untersuchung wurde die longitudinale Koordinate in Intervalle von $0.1°$ Breite unterteilt und der entsprechende Polarisationgrad bestimmt. Das Resultat zeigt Abb. 8.8. Aufgetragen ist dort die x'- Koordinate über der Distanz zum Schauerzentrum. Der Grad der Polarisation ist farblich kodiert. Eine Corsika-Simulation mit Protonen der Energie 2TeV liefert das in Abb. 8.9 gezeigte Resultat [Hof01]. Trotz der relativ kleinen Bins in Abb. 8.8 und der damit einhergehenden geringeren Statistik bei kleineren Abständen kann man eine Übereinstimmung feststellen. Abb. 8.9 bestätigt auch den Verlauf des Polarisatinsgrads bei kleinen Abständen in Abb. 8.7.

Schnitte auf die mean scaled width

Der Hillas Parameter mean scaled width (msw) wird dazu benutzt, Luftschauer nach ihrer lateralen Ausdehnung zu trennen. Es wurde die Abhängigkeit des Polarisationsgrads für $msw < 1.5, 1.5 < msw < 2.0$ sowie $msw > 2.0$ analysiert. Es ergibt sich der in Abb. 8.10 gezeigte Verlauf. Zu erkennen ist, daß je kleiner die msw, desto größer der Polarisationsgrad. Für $msw < 1.5$ ist der Anteil an Luftschauern, induziert durch Elektronen, signifikant. Ihre Entwicklung ähnelt der von γ induzierten.

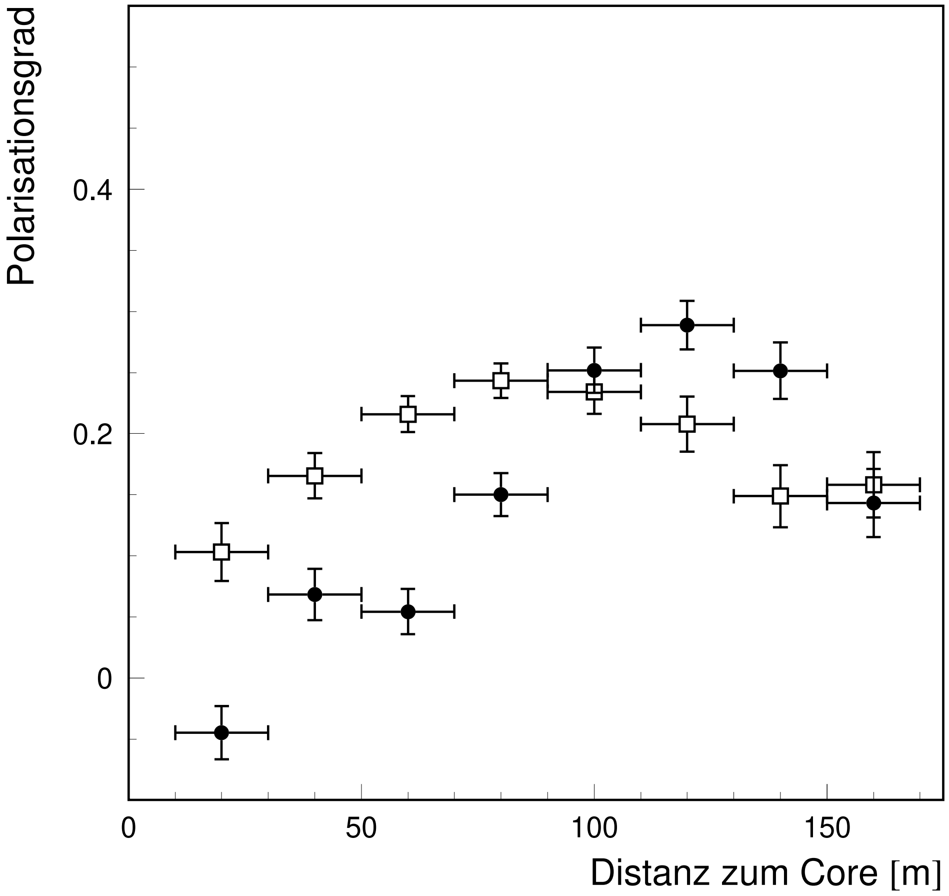


Abbildung 8.7: *Polarisationsgrad für Licht, welches oberhalb des Schauermaximums emittiert wird (Kreise) und für unterhalb des Maximums emittiertes Licht (Quadrate).*

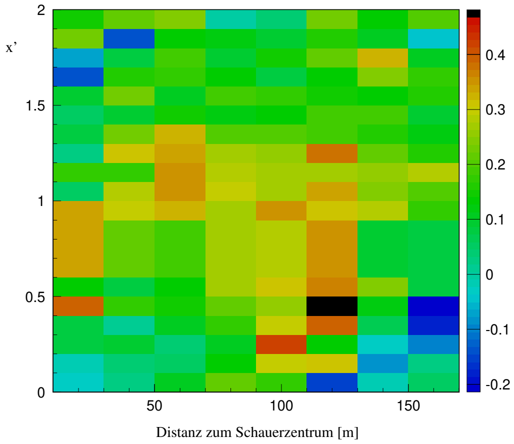


Abbildung 8.8: *Polarisationsgrad als Funktion der longitudinalen Koordinate bestimmt aus den experimentell erlangten Daten. Aufgetragen ist die x'- Koordinate gegen den Abstand zur Schauerachse. Der Polarisationsgrad ist farblich kodiert.*

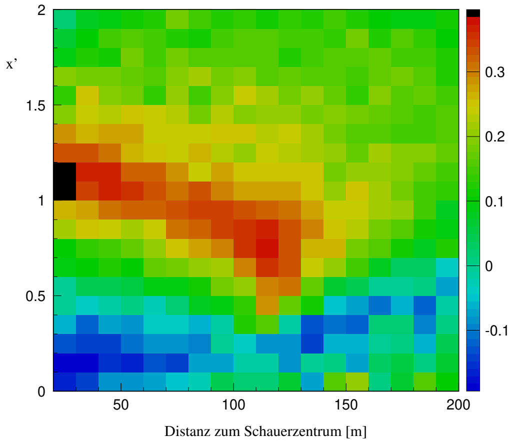


Abbildung 8.9: *Polarisationsgrad als Funktion der longitudinalen Koordinate x'. Es handelt sich hier um das Resultat einer Corsika-Simulation von Protonen mit der Energie von 2TeV [Hof01].*

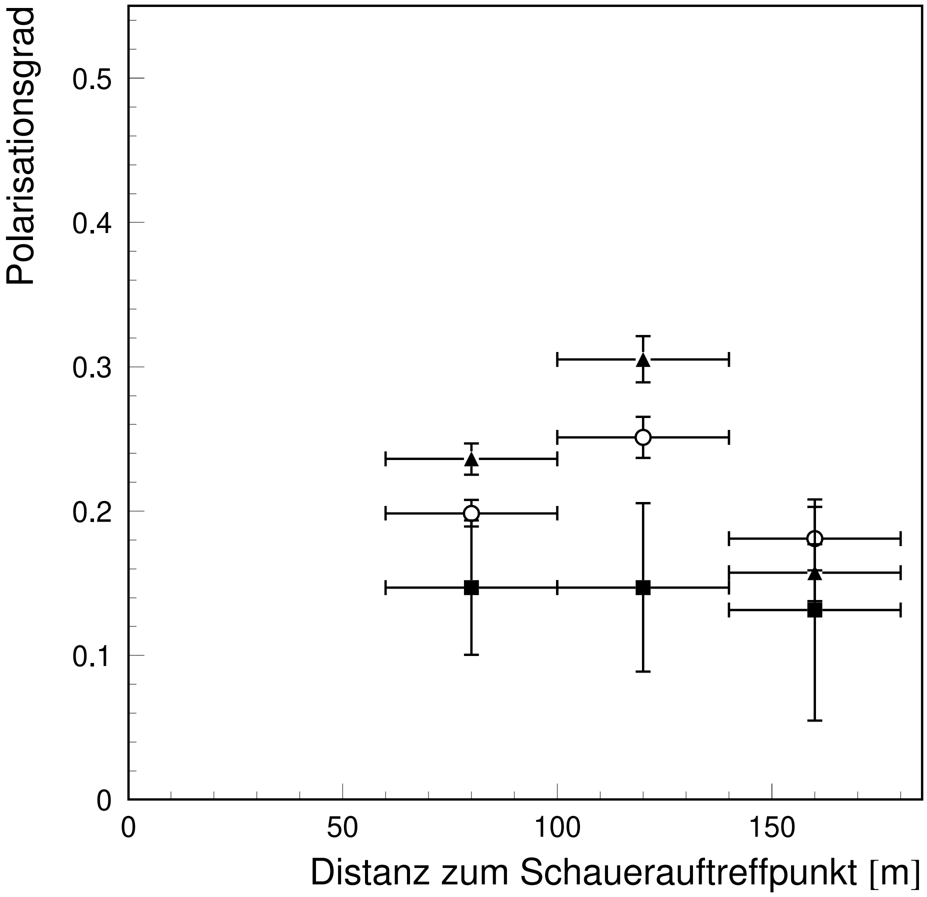


Abbildung 8.10: *Polarisationsgrads in drei Abstandsintervallen. Schauer mit* $msw < 1.5$ *sind durch Dreiecke gekennzeichnet,* $1.5 > msw < 2.0$ *durch Kreise,* $msw > 2.0$ *durch Quadrate*

Kapitel 9

Zusammenfassung

Mit dem HEGRA-Tscherenkow-Teleskop-System werden Energiespektren von γ-Quanten der kosmischen Strahlung ermittelt. Die Bestimmung der Energie der kosmischen Teilchen mit einem Tscherenkowteleskop ist stark abhängig von Monte Carlo-Simulationen. Parameter wie Spektrum auf Detektorhöhe oder wellenlängenabhängige Detektorantwort müssen hierzu möglichst genau bekannt sein.
In dieser Arbeit wurde experimentell mit den HEGRA-Teleskop-System das Spektrum bestimmt. Hierzu wurden vier verschiedene Typen von optischen Glasfiltern vor der Kamera des zentralen Teleskops CT3 angebracht. Die vier äußeren Teleskope dienten zum Auslösen des Ereignistriggers und zur Rekonstruktion der Schauergeometrie. Es wurden filterabhängige Intensitäten bestimmt, aus denen das Spektrum rekonstriert werden konnte. Innerhalb der Fehler bestätigt das experimentell ermittelte Spektrum den Verlauf des bisher angenommenen.
Eine Eigenschaft des Tscherenkowlichts eines einzelnen Teilchens ist die vollständige radiale Polarisation. Eine weiteres Ziel dieser Arbeit war die Bestimmung der Polarisation von Tscherenkowlichts aus ausgedehnten Luftschauern. Ein Polarisationsfilter wurde als Analysator vor das zentrale Teleskop CT3 montiert. Die vier äußeren Teleskope lieferten erneut den Ereignistrigger und dienten zur Rekonstruktion der Schauerparameter. Licht aus unterschiedlichen Emissionsgebieten eines Luftyschauers überlagert sich am Boden. Die Analyse der Daten zeigte, daß der resultierende Polarisationsgrad zum einen abhängig ist vom Abstand zwischen Teleskop und Schauerauftreffpunkt auf Detektorhöhe. Es konnte gezeigt werden, daß der Polarisationsgrad mit steigender mean scaled width abnimmt. Die Polarisation ist am größten für Licht, welches nahe der Schauerachse emittiert wird. Sie beträgt für einen Abstand zwischen Teleskop und Schauerzentrum von 120m etwa 40%.

Literaturverzeichnis

[Ber99] **K. Bernlöhr**
Astroparticle Physics 12, 2000, 255-268

[Cal01] **I. de la Calle et al.**
Astrop Phys. 2001 (?) im Druck
Vorabdruck astro-ph/0107271

[Con98] **J.L. Contreras, I. de la Calle, J.Cortina**
Proceedings of the 16th European Cosmic Ray Symposium
Alcala de Henares, 1998

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

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

[Fra37] **I. Frank, I. Tamm**
Dokl. Akad. Nauk SSSR, **14**(3), 109, 1937

[Gok01] **V.N. Gokhale et al.** High Energy Gamma-Ray Astronomy
International Symposium
Heidelberg, Germany, 2000

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

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

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

[Hes12] **V.F. Hess**
Phys. Zeitschr., 13:1084-1091, 1912

[Hil85] **A. Hillas**
Procs. 19th ICRC, La Jolla 3, 445, 1985

[Hil96] **A.M. Hillas**
Space Science Reviews, **75**, 17, 1996

[Hof01] **W. Hofmann**
private Mitteilung

[Jac82] **J. D. Jackson**
Klassische Elektrodynamik
de Gruyter Berlin, New York, 1982

[Jel58] **J. V. Jelley**
Cerenkov Radiation and its applications
Pergamon Press, 1958

[Kne96] **F.X. Kneizys et al.**
The MODTRAN 2/3 Report and LOWTRAN 7 Model
Philips Laboratory, Hanscom AFB, MA 01731, USA, 1996

[Köh98] **C. Köhler**
Dissertation am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg, 1998

[Mcc81] **T.J.L. McComb et al.**
Procs. 16th ICRC 9, 53, 1981

[Püh96] **G. Pühlhofer**
Diplomarbeit am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg, 1996

[Roe92] **W. Roedel**
Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre
Springer-Verlag, 1992

[Tam37] **I. Tamm**
Zh. fis. SSSR **1**, 439, 1939

[Tic99] **A.K. Tickoo et al.**
Proc. 26th ICRC, 1999

[Ulr96] **M. Ulrich** Dissertation am MPI für Kernphysik
Universität Heidelberg, 1996

[Wee92] **T. C. Weekes**
TeV Radiation from Galactic Sources
Space Science Reviews 59, 1992

[Wie94] **B. Wiebel**
Chemical composition in the high energy cosmic rays
Fachbereich Physik BUGH, 1994

Danke

An dieser Stelle möchte ich mich bei der gesamten Heidelberger CT-Gruppe für ein tolles Jahr bedanken.

Herrn Prof. Dr. W. Hofmann danke ich für die intensive Betreuung und wertvollen Anregungen und Diskussionen.

Herrn Dr. K. Bernlöhr, Herrn Dr. G. Hermann, Frau Dr. A. Kohnle und Herrn Dr. H. Lampeitl danke ich für viele lehrreiche Gespräche und die tatkräftige Unterstützung.

Bei Herrn M. Girma und Dr. H. Lampeitl bedanke ich mich für die großartige und unermüdliche Unterstützung während der La Palma Aufenthalte.

Ferner danke ich Ira Jung, Oliver Bolz und Menkir Girma für ein super Arbeitsklima im Kinderzimmer.

Dank gilt auch Frau Suppanz für ihren unermüdlichen Einsatz bei allen organisatorischen Fragen und Problemen.

Zu guter Letzt möchte ich meiner Familie und meiner Freundin Cathrin Grietje für die Unterstützung während meines Studiums DANKE sagen.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 17. September 2001 ....