2.2.2 System abbildender Luftschauer-Čerenkov-Teleskope

F. A. Aharonian, A. Akhperjanian[a], O. Bachramow[b] A. Daum, A. Clauer, G. Hermann, M. Heß, A. Heusler, W. Hofmann, R. Kankanian, Th. Kihm, C. Köhler, A. Kohnle, A. Konopelko[c], R. Mattheus, M. Panter, A. Plyasheshnikov [c], M. Ulrich, H. J. Völk, C. A. Wiedner, C. Wieland, H. Wirth

[a]Physics Institute, Yerevan, Armenia
[b]DAAD Stipendiat, Taschkent, Uzbekistan
[c]Altai State University, Barnaul, Russia

The MPIK is strongly engaged in the project of the HEGRA Imaging Cherenkov telescope system; this report concentrates on the activities of the Heidelberg group within the overall project.

A 271-pixel high resolution camera with a field of view of $4.75°$ *including the read-out electronics was designed and is under construction. The software packages for the data acquisition and control of the system of telescopes are being developed. The optimal trigger criteria for the high resolution camera were studied (see 2.2.2.1).*

With the help of Monte Carlo simulations the detection characteristics of the system of telescopes are under investigation. This includes the development of new methods to identify Cherenkov images, the reconstruction of showers detected simultaneously by several imaging telescopes and the procedure to derive the primary γ*-ray fluxes (see 2.2.2.2).*

The Heidelberg group participates in the on-going observations of astrophysical objects with the existing two telescopes. Present data analysis emphasizes technical aspects, such as the impact of different background factors on the detected Cherenkov light signals; one example are bright stars in the field of view. Events seen by both telescopes are studied in view of the future system (see 2.2.2.3).

Theoretical models for γ*-ray sources are discussed in section 2.2.4.*

2.2.2.1 Neue Teleskope

Auf dem Gelände am *Roque de los Muchachos* auf der Kanareninsel La Palma betreibt die HEGRA-Kollaboration zur Zeit zwei abbildende Čerenkovteleskope, ein kleineres Teleskop mit Äquatorialmontierung (CT-1) und ein Teleskop mit Alt-Azimutmontierung (CT-2). Beide besitzen Kameras mit $0.43°$ Pixeln. Ein System von fünf Teleskopen ist im Aufbau. Die Arbeitsteilung in der Kollaboration sieht vor, daß die Teleskopständer mit den Spiegelträgern sowie die Steuerung der beiden Teleskopachsen vom MPI für Physik in München verantwortlich gebaut werden. Abgesehen von Detailverbesserungen werden vier weitere, dem CT-2 gleichende Aufbauten gefertigt. Dieses soll dann als letztes Teleskop auf den neuen Standard umgerüstet werden. Unser Institut hat die Verantwortung für den Bau der hochauflösenden Kameras übernommen. Dies beinhaltet den mechanischen Aufbau einschließlich der Halterung am Teleskop, die elektronische Auslese von den Photomultipliern (PMT) bis zur rechnergesteuerten Datenerfassung und die Software zum Betrieb von einem oder mehreren Teleskopen.

Das Jahr 1994 war im wesentlichen von Entwicklungsarbeit geprägt, Ideen zur Lösung vieler Detailprobleme wurden geprüft und gegeneinander abgewogen, Konzepte zur Fertigung und zum Test von Komponenten entworfen und Prototypen gebaut. Im Herbst des Jahres begann die Produktion der Einzelteile für das erste Teleskop, das im Februar 1995 in Heidelberg aufgebaut und dann getestet werden wird.

Für die Teleskopständer wurden Arbeiten zur Unterstützung der Münchner Gruppe durchgeführt, zum einen wurde die Baugruppe „Drehgeber“ an den Achsen, zum andern die Baugruppe „Empfängerträger“ für vier Teleskope gefertigt.

Konzept. Jedes Teleskop soll sowohl als unabhängiger Detektor als auch als Teil des Systems betrieben werden können. Alle fünf Cherenkovteleskope sollten im Aufbau und Betrieb möglichst identisch sein. Der gesamte Meßbetrieb soll nach der Aufbauphase vollständig von *einem* Rechner aus gesteuert werden können. Direktes, menschliches Eingreifen sollte sich nur auf Notfälle wie etwa einen totalen Stromausfall beschränken.

Die Kameras enthalten als wesentliche Komponenten je 271 lichtempfindliche Elemente der Größe $0.25°$, sogenannte Pixel. Neben der Optimierung bezüglich der physikalischen Anforderungen wurde besonderer Wert auf maximale Betriebssicherheit gelegt. Überhaupt sollen Arbeiten an der Kamera auf ein Minimum reduziert werden, d.h. alle elektronischen Elemente, die regelmäßige Wartung oder Justierung benötigen, sind in einer begehbaren Meßhütte direkt beim Teleskop untergebracht. In dieser Hütte befindet sich die Trigger- und Datennahmeelektronik einschließlich eines Rechners, der den gesamten Betrieb des Teleskops regelt und überwacht. Die Elektronik folgt dem VME-Standard. Zur Zentrale, die allen Teleskopen gemeinsam ist, führt nur noch eine Datenleitung, eine Triggerleitung und die Stromversorgung. Die Kabelstränge von der Kamera zu der Meßhütte sind ohne Zwischenstecker ausgeführt, um Kontaktprobleme zu vermeiden.

Die hochauflösende Kamera. Die Kamera ist in einem licht- und wasserdichten Zylinder untergebracht, der am Vorderende mit einem pneumatisch gesteuerten Deckel für den Meßbetrieb geöffnet wird (siehe Abb. 2.1). Auf der Rückseite bietet ein verschraubter Deckel Zugang zu den Pixeln. In diesem Behälter befindet sich ein Myonvetozähler aus 10 mm dickem Plastikszintillatormaterial. Er besteht aus zwei Teilen, einer Kreissscheibe im rückwärtigen Deckel und einem 12-kantigen Zylinder. Die Szintillatoren werden an einer der schmalen Seiten von je 10 Wellenlängenschieberfasern ausgelesen. Die Fasern sind auf Hamamatsu PMT kleinster Bauart (Typ R5600P) gekoppelt. Im Innern des Vetozählers befindet sich die eigentliche Kamera. Die einzelnen Pixel werden in einer Matrix von μ-Metallrohren mit einem Gitterabstand von 21 mm gehaltert. Auf der Vorderseite der Matrix wird eine Struktur aus offenen Lichttrichtern befestigt, die das auf Sechsecke mit Schlüsselmaß 21 mm auftreffende Licht zu den runden Photokathoden vom Durchmesser 15 mm bündeln. Die optimalen Trichterdimensionen wurden ermittelt, indem in einer Rechnersimulation Lichtstrahlen aus der Richtung der Teleskopspiegel vom Lichttrichter auf eine Photokathode mit der gemittelten, gemessenen Empfindlichkeit reflektiert wurden.

Abbildung 2.1: Kamera mit 271 Pixeln

Ein Pixel ist die vormontierte Einheit aus einem PMT mit der zugehörigen Basis und einem Vorverstärker (siehe Abb. 2.2, links oben). Die Wahl des PMT fiel auf den Typ 9083KAFL der Firma THORN EMI. Er ist rund, hat einen Durchmesser von 19 mm und besitzt ein gewölbtes Eintrittsfenster aus Borsilikat. Die zwei runden Leiterplatten, die mit dem PMT verlötet sind, tragen die Widerstände und Kondensatoren des optimierten Spannungsteilers, die darauffolgende Platine die Vorverstärker für das schnelle PMT-Signal und den Anodenstrom. Basis und Vorverstärker sind mit einer Aluminiumhülse abgeschirmt. Die Versorgungsleitungen für die Hochspannung und die Vorverstärker sind wie die Signalleitung am Pixel verlötet, zu einem Kabel mit Stecker zusammengefaßt und werden auf eine große Platine aufgesteckt. Vier solcher Platinen mit je 80 Pixelsteckern befinden sich im Kameragehäuse hinter den Pixeln. Auf ihrer Rückseite sind die Kabelstränge zur Ausleseelektronik festgelötet. Ein defektes Pixel wird also aus der Matrix gezogen und mit einem Stecker von der Kamera gelöst. Ein Ersatzpixel wird dann in eindeutiger Weise eingebaut. Die PMTs der Myonvetozähler sind in dieses System integriert.

Die Eigenschaften der PMTs sind entscheidend für die Qualität der Kamera. Deshalb wurden drei sich gegenseitig ergänzende Prüfvorrichtungen gebaut, die zuerst zum Verstehen der relevanten Parameter der PMTs und zur Optimierung des Spannungsteilers sowie des Vorverstärkers verwendet wurden und jetzt zur Qualitätssicherung bei der Pixelproduktion dienen.

Homogenität, Form und Größe der Photokathode mißt eine Abtasteinrichtung, die den Lichtpunkt eines Oszilloskops über das Eintrittsfenster eines PMT fährt. Diese Prüfung hat bei den ersten PMT-Lieferungen einen Fehler in der Photoelektronenoptik aufgedeckt und nach dessen Behebung zu einer durchgehenden Verbesserung der Homogenität geführt.

Auf einem weiteren Prüfstand beleuchtet eine Deuteriumlampe die Photokathode. Das Spektrum dieser Lampe entspricht dem des Čerenkovlichts. Der Kathodenstrom ist ein Maß für die mit dem Spektrum gefaltete Quantenausbeute, der Anodenstrom liefert die Verstärkung der Dynodenstruktur.

Auf dem dritten Prüfstand werden komplett montierte und verlötete Pixel einem Funktionstest und einer ersten Kalibration unterzogen. Bis zu 19 Pixel können gleichzeitig in einer Matrix, die genau der endgültigen Kamera entspricht, mit der endgültigen Meßelektronik einschließlich realer Kabellängen getestet werden. Eine Anordnung von Leuchtdioden erzeugt ein einstellbares Hintergrundlicht, während ein Stickstofflaser für Lichtpulse definierter Intensität sorgt. Ein identisches Lasersystem wird auch bei den Teleskopen zur Kalibration eingesetzt.

Die Ausleseelektronik. Die elektronische Verschaltung eines Teleskops ist schematisch in Abb. 2.2 dargestellt. Für je ein Teleskop steht ein Hochspannungsnetzgerät zur Verfügung. Von der Universität Kiel entwickelte Elektronikmodule verteilen dessen Spannung und erlauben die Regelung eines einzelnen Kanals innerhalb einer maximalen Abweichung von 300 V. Jedes Pixel erhält also seine individuelle Hochspannung auf einem abgeschirmten Kabel vom Typ RG178.

Der gleiche Kabeltyp wird auch für die Signalleitung benutzt, sodaß vier Kabelstränge mit je 160 Koaxialkabeln in einem wasserdichten und UV-beständigen, flexiblen Rohr zur Kamera führen.

Der Vorverstärker im Pixel verstärkt das Signal direkt an der Quelle, damit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis auch nach der Übertragung zur Auslese der Elektronik die Qualität der Messung nicht einschränkt. Zusätzlich verschiebt er die Nullinie proportional zum Anodenstrom.

Die Signale werden über eine Diskriminatorkarte mit hochohmigem Eingang zu dem Flash-ADC-System durchgeschleift.

Die Diskriminatorkarte verfügt über 16 Kanäle, arrangiert in zwei Achtergruppen. Die Signale werden mit individuell programmierbaren Schwellen verglichen. Sechzehn digitale Ausgangssignale zeigen an, ob die entsprechenden Eingangssignale die Schwelle übersteigen. Zwei weitere Ausgangssignale sind proportional zur Anzahl der Signale einer Achtergruppe, die über der Schwelle liegen. Die Ausgangssignale können auch über VME ausgelesen werden. Zusätzlich erfüllt ein Diskriminatormodul noch Monitorfunktionen. Die Signalrate und der Anodenstrom kann in jedem Kanal bestimmt werden. Aus diesen beiden Größen kann man die korrekte Funktion des Pixels, seinen Beitrag zur zufälligen Triggerrate und das Hintergrundslicht ableiten.

Das Triggermodul verarbeitet die Ausgangssignale mehrerer Diskriminatormodule zu einer die ganze Kamera überdeckenden Triggerentscheidung. Eine einfache Entscheidung wäre z.B., daß 3 Pixel ein Signal vom mehr als 15 Photoelektronen aufweisen. Eine detaillierte Untersuchung zum Triggerproblem wird weiter unten beschrieben.

Im 8-Bit Flash-ADC wird ein Eingangssignal in festen Zeitabständen digitalisiert und in einen internen Ringspeicher geschrieben. Ein Triggersignal stoppt den Schreibvorgang, nun kann man den Speicher auslesen. Die Speichertiefe beträgt 4096 Byte, bei einer Frequenz von 150 MHz kann man also die letzten 27 μsec rücklesen. Diese Speicherung des Signals für einige μsec ist notwendig, wenn man ein System von mehreren bis zu 100 m auseinanderstehenden Teleskopen in Koinzidenz betreiben will. Am Eingang des Moduls befindet sich ein Pulsformer, der das Signal aus der Kamera nochmals verstärkt und mit einer Zeitkonstante von 10 nsec formt. Die Zeitkonstanten dieses Systems sind das Ergebnis einer systematischen Untersuchung zur Digitalisierung von PMT-Signalen bei realistischen Untergrundbedingungen. Inbesondere wurde die Amplituden- und die Zeitauflösung des Systems optimiert.

Ein weiteres VME-Modul überwacht die Betriebsspannungen und Temperaturen aller kritischen Elemente. Es hat sich bereits beim CRT-Experiment bewährt.

Die beiden Teleskopachsen werden mit Schrittmotoren bewegt und mit Winkelgebern kontrolliert. Die Steuerung erfolgt ebenfalls rechnerkontrolliert.

Am Spiegelträger jeden Teleskops ist eine CCD-Kamera befestigt, die mit einem dem Teleskop vergleichbaren Gesichtsfeld in den Himmel schaut. Die Bilder dieser Kamera werden in

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Elektronik zur Versorgung und Auslese der Kamera, symbolisiert durch 3 der 271 Pixel (PM)

den Rechner eingelesen, um anhand von Sternbildern die Bewegung des Teleskops zu kontrollieren oder auch, um Wetterveränderungen wie Wolken im Gesichtsfeld zu erkennen.

Das Datenerfassungssystem. Die Software zum Betrieb eines Systems abbildender Čerenkovteleskope muß neben der Auslese der Elektronik und der Ansteuerung der für die Bewegung der Teleskope zuständigen Motoren eine Reihe weiterer Aufgaben bewältigen.

Jedes Teleskop verfügt hierfür über einen eigenen lokalen Rechner, welcher mit einem leistungsfähigen Serverrechner vernetzt ist. Lokal laufen Prozesse zur Datennahme, zur Überwachung (z.B. Nachthimmelslicht) und zur Teleskopsteuerung. Auf dem Serverrechner läuft ein Prozess zur Synchronisation der Ereignisdaten der einzelnen Teleskope. Ein Prozess zur graphischen Ereignisdarstellung während der Datennahme schließt die Liste der beteiligten Prozesse. Zur Datenübertragung und Prozeßsteuerung ist eine Prozeßkommunikation notwendig.

Der Benutzer hat die Möglichkeit, durch ein auf dem Serverrechner eingerichtetes Fenster, direkt an den einzelnen lokalen Rechnern der verschiedenen Teleskope die Datennahme anhand von Histogrammen und Kontrollmenüs zu überwachen. Ein globales Menü, welches auf dem Serverrechner zur Verfügung steht, soll auch dem unerfahrenen Benutzer mit einfachen Mausaktionen ermöglichen, das komplette System aus vielen Einzelprozessen auf mehreren Rechnern von einem einzigen Bildschirm aus zu beherrschen. Das Graphikprogramm bietet neben der Darstellung der Rohdaten die Möglichkeit zu einfachen Bildanalysen, der Rekonstruktion des Ortes der Schauerkerne und der Darstellung dieser Analysen.

Die hier dargestellte Software, mit Ausnahme der Teleskopsteuerung, wurde während der letzten Monate entwickelt und getestet und hat bisher einen Umfang von ungefähr 25 000 Zeilen Quellcode. Sie ermöglicht die Datenauslese und Datenübertragung eines Teleskopes mit einer Ereignisrate von 100 Hz bei ca. 15% Totzeit. Der gleichzeitige Betrieb von zwei Teleskopen bei 50 Hz Ereignisrate und 3% Totzeit wurde ebenfalls erfolgreich simuliert. Die zu sichernde

Rohdatenmenge beträgt ungefähr 600 Byte pro Ereignis und Teleskop. Dies führt zu einer zu erwartenden Datenmenge von maximal 10 Gbyte pro Beobachtungsnacht und macht eine Datenspeicherung auf Band notwendig.

Ein Trigger mit niedriger Energieschwelle. Die Ausleseelektronik des Teleskops wird gestartet, wenn die Lichtverteilung in der Kamera darauf schließen läßt, daß ein γ-Schauer erfaßt wurde. Bei den bisherigen Teleskopen wurde dazu eine Triggerbedingung $N/M \geq q_0$ gestellt, die fordert, daß $N = 2$ von allen (z. B. $M = 61$) PMTs in der Kamera eine Zahl von Photoelektronen registrieren, die eine gesetzte Triggerschwelle q_0 übersteigt.

Abbildung 2.3 zeigt eine Monte-Carlo Simulation der mit der Bedingung $2/271 \geq q_0$ zu erwartenden Raten für den Nachweis von γ-Schauern und Proton-induzierten Schauern (CR), sowie die experimentell bestimmte Triggerrate durch zufällige Koinzidenzen in der Kamera, als Funktion der Schwelle q_0. Zufallstrigger werden durch das Hintergrundlicht des Nachthimmels verursacht. Es erreicht zwar nur wenig Licht die Kamera, aber aufgrund von Fluktuationen kann die Triggerschwelle durchaus erreicht werden.

Abbildung 2.3: Monte-Carlo simulierte Nachweisraten für γ- und Proton-Schauer, sowie experimentell durch Zufallskoinzidenzen bei einer Triggerbedingung $2/271 \geq q_0$ simulierte Triggerraten in Abhängigkeit von der Triggerschwelle q_0.

Um die Triggerbedingung für den Nachweis von γ-induzierten Schauern zu optimieren, wurden umfangreiche Untersuchungen anhand von Monte-Carlo simulierten Luftschauern angestellt mit dem Ziel, eine maximale Nachweisrate von γ-Schauern bei höchstmöglicher Unterdrückung des Untergrunds, d.h. eine möglichst niedrige Energieschwelle zu erreichen. Dazu senkt man die Triggerschwelle so weit ab, bis Zufallskoinzidenzen beginnen, spürbar zur Rate beizutragen. Die daraus resultierenden Nachweisraten sind für unterschiedliche Triggerkriterien in Tab. 2.1 zusammengefaßt. Für die Berechnung der γ-Rate wurde ein Energiefluß $E^{-\alpha}$ mit dem spektralen Index $\alpha = 2.4$ angesetzt.

Eine Bedingung, die 3 statt 2 Pixel über Schwelle fordert, erlaubt es, bei etwa geichbleibender Proton-Rate eine niedrigere Schwelle q_0 zu verwenden (12 statt 19 Photoelektronen), wodurch sich die γ-Rate gegenüber der Bedingung $2/271 \geq 19$ um 30% erhöht. Allerdings verschlechtert sich aufgrund der Forderung nach 3 Pixeln mit hoher Lichtdichte die Nachweiswahrscheinlichkeit bei Energien unterhalb von 1 TeV gegenüber der Bedingung mit 2 Pixeln über Schwelle deutlich. Die Energieschwelle liegt deshalb trotz der geringeren Triggerschwelle auf Pixelniveau nur wenig niedriger. Eine Absenkung der Energieschwelle um 0.3 TeV wird dagegen durch eine Einschränkung der Ereignistopologie erreicht: mindestens zwei der Pixel über der Schwelle q_0 müssen direkte Nachbarn sein. Bei gegebener Gesamtrate wird durch diese strengere Forderung gegenüber der $2/271 \geq 19$-Bedingung die γ-Rate um 45% gesteigert.

Eine weitere Verminderung der CR-induzierten Schauer lässt sich dadurch erreichen, daß nicht alle Pixel der Kamera für den Trigger herangezogen werden, sondern auf einen oder mehrere der äußeren Ringe verzichtet wird. Ein Verzicht auf die drei äußeren Ringe reduziert das Gesichtsfeld der Kamera um 47% und verringert deshalb die Anzahl der isotrop einfallenden CR-Schauer um ebendiesen Prozentsatz. Die γ-Schauer, die wegen der Ausrichtung des Teleskops auf die Quelle vornehmlich im zentralen Bereich der Kamera registriert werden, verlieren dagegen nur 6% in der Rate.

An der Höhe dieser Verluste für die γ-Rate ändert sich nichts Wesentliches, wenn man zu ausgedehnten Quellen mit Winkeldurchmessern

Tabelle 2.1: Nach Monte-Carlo Simulationen zu erwartende Raten für den Nachweis von γ- und Proton-Schauern, sowie Triggerrate für zufällige Koinzidenzen bei unterschiedlichen Triggerbedingungen. Die effektive Energieschwelle wurde für eine Quelle mit dem spektralen Index $\alpha = 2.4$ und einem Fluß von $10^{-11}/\mathrm{cm}^2$ sec oberhalb 1 TeV berechnet. Die Nachweisraten für die Schauer sind mit einem Fehler $< 10\%$ behaftet, die Rate der Zufallskoinzidenzen ist auf $< 20\%$ genau.

Triggerbedingung	γ-Rate [mHz]	CR-Rate [Hz]	Zufallstrigger [Hz]	Energieschwelle [TeV]
$2/271 \geq 19$	6.49	4.21	0.487	1.15 ± 0.1
$2/271 \geq 12$	8.39	6.33	0.867	1.00 ± 0.1
$2/271 \geq 15 +$ Nachbar	9.44	6.14	0.653	0.83 ± 0.1
$2/271 \geq 15 +$ Nachbar	8.93	3.12	0.300	0.83 ± 0.1

bis zu 1° übergeht. Bei Quellen mit noch größeren Ausdehnungen treten durch die Beschränkung des Gesichtsfelds auch in der γ-Rate Verluste auf, so daß es sinnvoll scheint, für solche Quellen nur den Nachbartrigger ohne weitere Einschränkungen einzusetzen.

2.2.2.2 Monte-Carlo Studien zur Auswertung von Čerenkov-Teleskop-Daten

Mit einem einzelnen Čerenkov-Teleskop ist eine räumliche Rekonstruktion der Schauerparameter nicht oder allenfalls sehr ungenau möglich. Ein System mehrerer Teleskope liefert dagegen stereoskopische Aufnahmen des Schauers und erlaubt damit die Bestimmung von Schauerrichtung und Schauerauftreffpunkt in drei Dimensionen. Die grundlegende Analysetechnik, z.B. zur Ermittlung der Schauerrichtung, ist sehr einfach: die Lichtverteilung eines Schauers in der Kamera hat die Form einer länglichen Ellipse. Das Bild der Quelle (d.h. eines Punktes auf der Schauerachse, in großem Abstand) liegt auf der Achse der Ellipse. Wenn man also die Bilder mehrerer Kameras superponiert, erhält man das Bild der Quelle als Schnittpunkt der Ellipsenachsen (siehe Abb. 2.4).

Bei mehr als zwei Kameras sind die Schauerparameter i.A. überbestimmt, in diesem Fall ist eine Anpassung optimaler Parameter erforderlich, die die jeweiligen Fehler der abgeleiteten Bildparameter und ihre Korrelationen berücksichtigt.

Insbesondere mit hochauflösenden Kameras enthalten die einzelnen Bilder ferner sehr viel mehr Informationen, als nur die Richtung der Bildachsen. Aus der Form der Lichtverteilung kann z.B. unabhängig von der geometrischen Rekonstruktion der Abstand zum Schauerauftreffpunkt bestimmt werden. Die optimale Nutzung aller Information und die bestmögliche Rekonstruktion der Schauerparameter war Kernpunkt detaillierter Monte-Carlo Studien.

Abbildung 2.4: Überlagerung der Čerenkov-Bilder in fünf Kameras. Die großen Halbachsen der Čerenkov-Ellipsen schneiden sich annähernd in einem Punkt (sdir), der die Richtung des Schauers wiedergibt.

Ebenfalls mit Monte-Carlo-Methoden wurden systematische Fehler in der Flußbestimmung für Quellen wie den Crab-Nebel untersucht. Mit einem Einzelteleskop ist die Energieauflösung relativ schlecht, und quantitative Flußmessungen und insbesondere die Bestimmung der Form des Spektrums stellen nicht-triviale Probleme dar.

Entwicklung einer neuen Bildanalyse-Methode. Im Hinblick auf den Betrieb eines Systems von Čerenkov-Teleskopen mit hochauflösenden Kameras wurde eine neue Methode der Bildanalyse entwickelt. Diese Methode basiert auf einem Modell, das die genauen Intensitätsverteilungen des Čerenkov-Lichts in der Kamera in Abhängigkeit von den Schauerparametern (Energie, Schauerrichtung und -abstand) parametrisiert (siehe Abb. 2.5). Das Modell wurde mit Hilfe eines Schauersimulationsprogrammes erstellt [1]. Einzelne Čerenkov-Lichtbilder in der Kamera können somit durch eine χ^2-Minimierung der Schauerparameter an das modellierte Intensitätsprofil angepaßt werden (diese Arbeit wird durch Mittel der Verbundforschung Astronomie/Astrophysik der BMFT unterstützt).

Abbildung 2.5: Intensitätsverteilung längs des Čerenkovbildes für verschiedene Abstände zum Schauerauftreffpunkt, für Monte-Carlo Schauer mit 1 TeV Energie.

Beim koinzidenten Nachweis eines Schauers durch mehrere Teleskope können nun entweder für jedes Teleskop einzeln die Schauerparameter und ihre Fehlermatrizen bestimmt werden, und anschließend kombiniert werden, oder die Anpassung der Parameter an die beobachtete Intensitätsverteilung kann simultan in allen Teleskopen erfolgen.

Die Bilder von Schauern durch die geladenen kosmischen Strahlen (CR) unterscheiden sich von γ-Schauer durch ihre Intensitätsverteilung und die stärkeren Fluktuationen; sie liefern deshalb im Mittel eine schlechtere Anpassung und können effektiv verworfen werden.

Die Grundlagenstudien sind weitgehend abgeschlossen; die Arbeiten konzentrieren sich derzeit auf eine möglichst effiziente Implementierung des Algorithmus. Die Erwartung ist, daß mit Hilfe dieser Bildanalyse-Methoden, die die Leistungsfähigkeit eines Systems hochauflösender Teleskope ausnutzen, Energie und vor allem die Richtung des Primärteilchens genauer bestimmt werden können, wodurch die Identifizierung und die genaue Bestimmung von Energiespektrum und Fluß einer kosmischer Quelle in geringerer Beobachtungszeit möglich ist.

Flußbestimmung. Die mit einem Čerenkov-

Abbildung 2.6: Energieabhängigkeit des Wirkungsgrads κ für die Unterdrückung des Untergrunds durch kosmische Strahlung (CR) nach Anwenden bestimmter Bildparameter [2], [3]

Teleskop über einen Zeitraum t gemessene Anzahl an Schauerereignissen N_S aus der Richtung einer potentiellen Quelle, die sich aus der Differenz zwischen der Anzahl ON-Source N_{ON} und OFF-Source N_{OFF} ergibt, wird durch eine Unterdrückung des CR-Hintergrunds mittels einer geeigneten Analyse in ihrer Signifikanz $\sigma = (N_{\mathrm{ON}} - N_{\mathrm{OFF}})/\sqrt{N_{\mathrm{ON}} + N_{\mathrm{OFF}}}$ erhöht. In der Vergangenheit wurde dabei oft vernachlässigt, daß der Bruchteil $\kappa_\gamma(E)$ bzw. $\kappa_{\mathrm{CR}}(\mathrm{E})$ der nach der Analyse übriggebliebenen γ-Ereignisse bzw. CR-Hintergrund-Ereignisse bei den üblichen Schnitten ebenso wie die effektive Nachweisfläche $S_\gamma(E)$ stark energieabhängig ist (Abb. 2.6); das Spektrum wird durch solche Schnitte also verfälscht.

Zur Bestimmung eines integralen γ-Flusses

$$F_\gamma(E > E_{\mathrm{thr}}) = \int\limits_{E_{\mathrm{thr}}}^{\infty} \frac{dF_\gamma}{dE} dE$$

einer beobachteten Quelle muß man also sowohl die effektive Nachweisfläche $S_\gamma(E)$, die Effizienz $\kappa_\gamma(E)$ und die Form des Spektrums voraussetzen, um die erwartete Nachweisrate

$$R_\gamma = \int\limits_0^{\infty} \frac{dF_\gamma}{dE}\, \kappa_\gamma(E) S_\gamma(E)\, dE$$

als Funktion des integralen Flusses angeben zu können. Ein wesentliches Problem ist ferner, daß die Schwellenenergie E_{thr}, auf die sich der integrale Fluß bezieht, nicht eindeutig definiert ist, da $S_\gamma(E)$ keine scharfe Schwelle aufweist.

Setzt man allerdings ein aus astrophysikalischen Vorhersagen erwartetes differentielles Energiespektrum mit einem spektralen Index α_γ voraus, $dF(E)/dE = F_\gamma^0 E^{-\alpha_\gamma}$, so läßt sich eine optimale „effektive Energieschwelle“ E_{opt} finden, bei der das Verhältnis von Nachweisrate und integralem Fluß nur von den Detektor- und Analyseeigenschaften abhängt, und nicht von α_γ [4]. Der entsprechende Konversionsfaktor kann dann aus Monte-Carlo Simulationen bestimmt werden.

Diese Energieschwelle E_{opt} kann näherungsweise zu $E_{\mathrm{opt}} \approx E_{\mathrm{eff}}^{1/(1-\alpha_\gamma)}$ bestimmt werden, wobei E_{eff} die Energie der Primärteilchen ist, die am wahrscheinlichsten nachgewiesen wird (Abb. 2.7), und für α_γ ein typischer Wert eingesetzt wird. Durch geschickte Wahl von $E_{\mathrm{thr}} = E_{\mathrm{opt}}$ geht also die Unsicherheit im spektralen Index nur unwesentlich auf den Fehler des gemessenen Flusses ein, weshalb der relative Fehler $\delta F/F \approx 1/\sigma$ durch die statistische Signifikanz dominiert wird.

Weitere Arbeiten beschäftigten sich mit der Rekonstruktion der Form des Spektrums, mit dem Ergebnis, daß man bei einem idealen Potenzspektrum zwar α_γ recht genau bestimmen kann, daß man aber das angenommene Spektrums zumindest mit einem einzelnen Teleskop kaum verifizieren kann. Ein scharfes Abschneiden des Spektrums im Bereich von einigen TeV, wie es für weit entfernte Quellen vorhergesagt wird, äußert sich auf Grund der ungenauen Energiebestimmung lediglich in einer Verfälschung des spektralen Index α_γ [4].

Abbildung 2.7: Effektive Nachweisfläche gefaltet mit einen differentiellen Energiespektrum der Form $\frac{dF}{dE}(E) = F_\gamma^0 E^{-\alpha_\gamma}$ für verschiedene spektrale Indizes (1) $\alpha_\gamma = 2.0$, (2) $\alpha_\gamma = 2.4$, (3) $\alpha_\gamma = 2.7$

2.2.2.3 Status der Beobachtungen auf La Palma

Im Verlauf des Jahres 1994 betrieb die HEGRA-Kollaboration zwei abbildende Čerenkov-Teleskope. Die Heidelberger Gruppe hat sowohl bei der Wartung und Verbesserung der Detektoren als auch am regulären Meßbetrieb teilgenommen.

Die Instrumentierung der Teleskope wurde im letzten Jahresbericht bereits im Detail beschrieben [2]. Das erste Teleskop (CT-1) besitzt eine Spiegelfläche von 5 m^2 und war bis gegen Ende des Jahres mit einer Kamera ausgestattet, deren 37 Pixel der Akzeptanz 0.43° ein Gesichtsfeld von 3° ergaben. Die technischen Details und erste Betriebserfahrungen sind publiziert [5]. Im Dezember wurde eine neue, von der Universität Kiel gebaute Kamera mit 127 Pixeln von 0.25° installiert. Sie wird voraussichtlich im Februar 1995 am Meßbetrieb teilnehmen.

Das zweite Teleskop (CT-2) wurde Ende 1993 fertiggestellt und 1994 in Betrieb genommen. Es hat eine Spiegelfläche von 8.5 m^2 und besitzt eine Kamera mit 61 Pixeln der Akzeptanz 0.43°. Das Gesichtsfeld beträgt also 3.8°. Das Licht, das auf diese Kamera trifft, wird mit Plexiglaslichtleitern auf die empfindliche Fläche der Photokathoden konzentriert. Die Heidelberger Gruppe hat für dieses Teleskops einen Myonvetozähler beigesteuert [2].

Myonen erzeugen in den Plexiglas-Lichtleitern der Pixel Čerenkovblitze und damit eine Lichtverteilung, die in der off-line Datenanalyse nur unvollkommen von der Lichtverteilung aus γ-induzierte Schauern unterschieden werden kann. Die Myonenrate wurde inzwischen in La Palma mit folgenden Resultaten gemessen [8]: Die Rate wächst mit zunehmendem Zenitwinkel (θ) des Teleskops und erreicht für $\theta = 45°$ ca. 15% der Rate der hadronischer Schauer. Das CT-2 wird derzeit mit einer Rate von 3 Hz betrieben, d.h. von den $\sim 10^4$ Ereignissen in einer Stunde sind $\sim 10^3$ Myonen. Von diesen werden zwar $\sim 93\%$ durch geeignete Schnitte bei der Bildanalyse identifiziert; die Anzahl der verbleibenden „falschen γ-Schauer“ ist aber größer als die erwartete Zahl echter γ-Schauer (≤ 10/h). Mit dem Myonvetozähler in CT-2 konnten $86 \pm 10\%$ der in der Kamera nachgewiesenen Myonen registriert werden. Wenn zusätzlich (mittels der Zeitinformation) eine Schauerkoinzidenz in beiden Teleskopen gefordert wird, sind die Myonen vollständig unterdrückt. Die Messungen ergaben $< 0.5\%$ der Myonenrate eines einzelnen Teleskops.

Um die astrophysikalischen Ziele des Experiments zu erreichen, ist das technische Verständnis der Detektoren eine entscheidende Voraussetzung. Deshalb wurde bei der Inbetriebnahme von CT-2 großer Wert darauf gelegt, die Geometrie der Teleskope genau kennenzulernen und zu kontrollieren. Für den koinzidenten Betrieb mehrerer Teleskope müssen ihre absoluten Positionen exakt bekannt sein. Das beinhaltet die Justierung der Spiegel, die Genauigkeit der Nachführung, die Bestimmung der Orientierung der Pixel und die Kenntnis aller elastischen Verformungen des Teleskops bei verschiedenen Positionen der Kamera.

Im Jahr 1994 betrug die Netto-Beobachtungszeit potentieller γ-Quellen 43% (für CT-1) und 52% (für CT-2) der astronomisch möglichen Beobachtungszeit; technische Beobachtungen wurden in ca. 8% der möglichen Beobachtungszeit durchgeführt. Von der Netto-Beobachtungszeit waren 59% (für CT-1) und 66% (für CT-2) der Zeit dem Krebsnebel und der aktiven Galaxie Mrk 421 gewidmet. Die restliche Zeit (ca. 30% für CT-1 und 25% für CT-2) bezog sich auf andere Quellen, davon 92 Stunden (=13%) für CT-1 und 96 Stunden (=11%) für CT-2 auf den Supernova-Überrest G78.2+2.1 im Sternbild Schwan.

Die ersten beiden Quellen wurden bereits mit Čerenkovteleskopen nachgewiesen [6], [7]. Man kann also zu erwartende Signale abschätzen und dadurch die Funktion und Qualität der Teleskope und der Auswertemethoden bestimmen. Diese Daten wurden von uns deshalb auch für die technische Bewertung koinzidenter Ereignisse benutzt (s.u.).

Suche nach γ-Emission von Supernova-Überresten. Weitere Untersuchungen [9] betrafen die potentielle γ-Quelle G78.2+2.1, Überrest einer Supernova im Sternbild Schwan, auf den CT-1 aufgrund eines Beobachtungsvorschlags unserer Gruppe bereits im Sommer 1993 gerichtet war. In geringem Abstand von $37'$ von G78.2+2.1 befindet sich der helle ($m_v = 2.2$) Vordergrundstern γ-Cyg (Sadr), der in das Zentrum der Kamera des Teleskops gebracht wurde. Durch die Registrierung weiterer Hintergrundsterne (mit $m_v < 6.5$) konnte dabei die Orientierung der Kamera mit großer Genauigkeit überprüft werden.

Das zentrale Kamerapixel wurde für diese Messungen aus dem Ereignis-Trigger genommen. Eine Analyse der Lichtverteilungen ergab eine erhebliche Beeinflussung der extrahierten Bildparameter durch den Vordergrundstern Sadr. Es wurden in diesem Zusammenhang Beobachtungen durchgeführt, in denen der ebenfalls sehr helle Stern α-Cyg Deneb, ($m_v = 1.2$) in das Kamerazentrum gebracht wurde. Die Auswertungen der Bildverteilungen führten zu Randbedingungen der Bildparameter für „echte“ γ-Schauer. Mit diesen wurden die G78.2+2.1 Beobachtungsdaten ausgewertet; es ergab sich dabei ein signifikanter Überschuß im Gesichtsfeld der Kamera neben der Position von Sadr. Das Maximum des Überschusses liegt bei der Position der Intensitätsmaxima der Radiokarten von G78.2+2.1 und stimmt in der Position mit den Beobachtungen eines γ-Flusses des Satelliten COS-B überein, allerdings ist bei COS-B der angegebene Fehler (1°) groß. Die mit CT-1 ermittelte Quellenposition liegt außerhalb des Fehlerkreises (0.3°) neuester Beobachtungen des γ- Detektors EGRET des Satellitenexperiments GRO.

Eine eindeutige Interpretation dieser Beobachtungen, entweder als Evidenz für echte γ-Emission oder als Artefakt des verbleibenden Einflusses der Sterne im Bildfeld und der durch die Milchstraße erhöhten Hintergrundhelligkeit steht noch aus; zum besseren Verständnis sind auch noch weitere experimentelle Probleme zu klären, wie z.B. der Einfluß des sehr begrenzten Gesichtsfelds von CT-1 und dessen unzureichender Granularität, oder die Effizienz der Unterdrückung von „falschen", durch Myonen erzeugten γ-Schauerbildern. Überdies wurde für die Ermittlung des Untergrundes wesentlich weniger Beobachtungszeit (nur $\sim$5% der Gesamtzeit) aufgewendet. Daher wurden mit beiden CTs im Berichtsjahr weitere Beobachtungen durchgeführt. Es soll untersucht werden, inwieweit das Licht von Hintergrundsternen die Nachweisempfindlichkeit von γ- induzierten Schauern bei den CT's begrenzt.

Analyse von koinzidenten Ereignissen. Mit den im Jahr 1994 gewonnenen Daten konnte ersmals die stereoskopische Rekonstruktion von Luftschauern studiert werden. Die beiden Teleskope sprechen mit einer Rate von ca. 0.7 Hz koinzident an. Da die Datennahme für beide Teleskope getrennt erfolgt, werden koinzidente Ereignisse offline anhand der Zeitinformation (5 MHz Uhr und TDC's) extrahiert. Schauerrichtung und -Auftreffpunkt werden wie oben besprochen bestimmt, indem zuerst für jedes Teleskop die Lichtverteilung durch ihren Schwerpunkt und die Hauptachsen charakterisiert wird, und dann aus diesen Parametern die Schauergeometrie rekonstruiert wird. Dabei müssen geringe Unterschiede in der Ausrichtung der beiden Teleskope berücksichtigt werden.

Die relevante Geometrie für den koinzidenten Nachweis von Schauern ist in Abb. 2.8 skizziert. Damit beide Teleskope ansprechen, muß zum einen der Bereich des Schauermaximums, d.h. der höchsten Lichtemission, im Gesichtsfeld beider Teleskope liegen, und die Teleskope müssen andererseits beide innerhalb der Čerenkov-Lichtkegels liegen. Da das Gesichtsfeld von CT-1 wegen der kleineren Kamera deutlich kleiner ist als das von CT-2, sind die Schauerverteilungen nicht symmetrisch zwischen CT-1 und CT-2; die Schauermaxima liegen bevorzugt über CT-1. Diese Asymmetrie ist deutlich sichtbar in der Verteilung der Winkel zwischen rekonstruierter Schauerrichtung und der Teleskopachse

Abbildung 2.8: Illustration der für koinzidenten Nachweis von Schauern relevanten Geometrie, mit den Gesichtsfeldern θ_1 und θ_2 der beiden Teleskope und dem Öffungswinkel θ_c der Lichtemission im Bereich des Schauermaximums.

(siehe Abb. 2.9); während die Winkelverteilung senkrecht zur Verbindungsachse der Teleskope naturgemäß symmetrisch ist, sind Schauer typischerweise in Richtung der Verbindungsachse von CT-1 weggeneigt. Die Breite der Winkelverteilungen spiegelt primär die Größe des Gesichtsfelds von CT-1 wider.

Interessant ist auch die Korrelation zwischen der Schauerrichtung und dem Schauerauftreffort (siehe Abb. 2.10). Bei nahezu senkrechten Schauern haben fast alle Schauer Entfernungen $\leq$ 130 m, was nach Simulationrechnungen [1] zu erwarten ist. Es werden aber auch Schauer unter größerem Winkel und größerem Abstand akzeptiert, vorausgesetzt, daß Richtung und Auftreffort so korreliert sind, daß das Schauermaximum wieder im Gesichtsfeld primär von CT-1 zu liegen kommt. Dabei handelt es sich meist um höherenergetische Schauer, die auch bei größeren Abständen von der Schauerachse noch eine genügend hohe Photonendichte aufweisen, um ein Teleskop zu triggern.

Der Schwerpunkt der Lichtverteilung im Čerenkovbild entspricht der Richtung, unter der das Schauermaximum beobachtet wird. Wie aus Abb. 2.8 ersichtlich, läßt sich bei stereoskopischer Beobachtung mit zwei Kameras dann auch die Höhe der Region mit maximaler Lichtemission bestimmen (oder genauer gesagt, der Abstand zu den Teleskopen). Abbildung 2.11

Abbildung 2.9: Schauerwinkelverteilung für die Richtung des Schauers entlang der Verbindungslinie der Teleskope (durchgezogene Linie) und für die Richtung senkrecht hierzu (gestrichelte Linie). Die Asymmetrie in der Verteilung entlang der Verbindungslinie der Teleskope (durchgezogene Linie) deutet darauf hin, daß Schauer tendenziell vom kleineren Teleskop weggeneigt sind.

Abbildung 2.10: Korrelation zwischen Schauerwinkel und Schauerauftreffpunkt in der yz Projektion, d.h. in der Ebene senkrecht zur Verbindungslinie der Teleskope.

illustriert, daß die so gewonnenen mittleren Abstände bei senkrechtem Einfall der Schauer in etwa die erwartete Höhe des Schauermaximums widerspiegeln. Mit wachsendem Abstand vom Zenit nimmt der Abstand zwischen der Emissionsregion und den Teleskopen zu, da bei fester Höhe des Maximums über Grund der Abstand wie $1/\cos\theta$ wächst, zum anderen sich bei schrägem Einfall auch das Schauermaximum zu größeren Höhen verschiebt.

Diese Untersuchungen bilden einen ersten Schritt in der Analyse von koinzidenten Ereignissen; sie zeigen, daß die Eigenschaften des Systems qualitativ wie quantitativ verstanden sind und daß die Rekonstruktionsalgorithmen nun auf die Quellensuche angewandt werden können.

[1] A. Plyasheshnikov and G. Bignami, Nuovo Cimento **8C** (1985) 39
[2] Jahresbericht MPIK Heidelberg 1993, S. 161
[3] A.M. Hillas, Proc. 19th ICRC La Jolla **3** (1985) 445
[4] F.A. Aharonian et al., Journal of Physics **G**, in press
[5] R. Mirzoyan et al., Nucl. Instrum. Methods **A351** (1994) 513-526
[6] G. Vacanti et al., Ap. J. **377** (1991) 467
[7] M. Punch et al., Nature **358** (1992) 477
[8] C.A. Wiedner, 3rd International Workshop "Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector", Tokyo, May 25-27, 1994
[9] Diplomarbeit R. Mattheus, MPIK Heidelberg 1994

Abbildung 2.11: Rekonstruierter Abstand des Schauermaximums von den Teleskopen, als Funktion des Zenitwinkels, unter dem die Schauer beobachtet werden.