Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Oliver Bolz
aus Ludwigshafen
1999

Kalibration der

HEGRA Tscherenkow-Teleskope

mit Myon-Ringen

Die Diplomarbeit wurde von Oliver Bolz ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg

unter der Betreuung von
Herrn Prof. W. Hofmann

Ein beständiges Problem bei der Erstellung von γ-Spektren mit abbildenden Tscherenkow-Teleskopen ist die Absoluteichung der Energieskala. Die bislang angewandten Methoden lassen nur eine Kalibration mit 15% Genauigkeit zu. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein alternatives Kalibrationsverfahren für die HEGRA-Tscherenkow-Teleskope implementiert, welches den gesamten Detektor in einem Arbeitsgang erfaßt, und nur minimale Änderungen der Betriebsbedingungen der Teleskope gegenüber der normalen Datennahme erfordert. Die Methode nutzt die charakteristischen ringförmigen Bilder aus, die von Myonen aus der kosmischen Sekundärstrahlung in der Detektorkamera erzeugt werden. Durch Analyse dieser Bilder kann man die Effizienz berechnen, mit der die Tscherenkow-Photonen nachgewiesen werden. Um die Methode auf ihre Verläßlichkeit zu testen, wurde eine Monte Carlo Simulation von Myon-Ereignissen erstellt, und die Methode an Monte Carlo Daten dieser Simulation, sowie an Monte Carlo Daten der Standardsimulation des HEGRA-Systems getestet, und so die Tauglichkeit der Myon-Ring Methode nachgewiesen. Im Verlauf dieser Arbeit wurden Myon Daten mit den HEGRA-Teleskopen aufgezeichnet und die Effizienzen der einzelnen Teleskope mit einem Fehler von unter 2% berechnet. In diesem Rahmen konnte der Alterungsprozeß des Systems nachgewiesen und in seiner Größenordnung abgeschätzt werden.

A persistent problem in the generation of γ-spectra with imaging Cherenkov-telescopes is the absolute calibration of the energy scale. The until now applied methods allow a calibration only with 15% accuracy. In the following thesis, an alternative method has been implemented, which does apply to the whole detector in one operation, and does require only minimal changes in the operational specifications compared to normal data taking. The method makes use of the characteristic ring-shaped images, that muons from the secondary cosmic radiation generate in the detector camera. By analyzing those images, the detector efficiency by which the Cherenkov-Photons are detected, can be calculated. To test the reliability of the method, a Monte Carlo simulation of muon events was implemented, and the method was tested on data from this simulation, as well as on data from the standard simulation of the HEGRA-system, thus proving the viability of the muon-ring method. During this thesis, muon data were taken with the HEGRA-telescopes, and the efficiencies of the single detectors were calculated with an error bellow 2%. Doing that, the aging process of the system could be proven and it's order of magnitude be estimated.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Als Victor Hess im Jahre 1912 mit Ballonexperimenten nachwies, daß die elektrische Leitfähigkeit von Gasen bei Höhen über 1000 m zunimmt, machte er dafür die Anwesenheit einer bis dahin unbekannten durchdringenden Strahlung verantwortlich, die er Höhenstrahlung nannte. Dieser Begriff wurde schnell durch die Bezeichnung kosmische Strahlung ersetzt, da sie ihre Herkunft offensichtlich außerhalb unseres Sonnensystems hatte. Seit dieser Zeit wurde die kosmische Strahlung zwar intensiv erforscht, aber weder über ihre Quellen, noch über die Mechanismen, die dieser Strahlung ihre hohe Energie bis zu 10^{20} eV verleihen, konnte endgültige Klarheit geschaffen werden.
In den letzten Jahren hat die abbildende Tscherenkow-Technik zunehmende Bedeutung in der Untersuchung der kosmischen Strahlung gewonnen, da sie in der Lage ist gezielt nach Punktquellen der γ-Komponente der Strahlung zu suchen, bzw. eine obere Grenze für den Beitrag einzelner Objekte zur kosmischen Strahlung anzugeben, und qualitativ hochwertige, zeitlich aufgelöste γ-Spektren dieser Objekte zu gewinnen. Anhand dieser Spektren und der Charakteristiken der identifizierten Quellen können die verschiedenen Theorien zur kosmischen Strahlung getestet werden. Die abbildende Tscherenkow-Technik liefert außerdem wertvolle Beiträge zum allgemeinen Verständnis kosmischer γ-Quellen hinsichtlich der Physik, die der Energiefreisetzung in diesen Objekten zugrundeliegt.
Grundlage dieser Technik ist die Erzeugung einer Kaskade von Teilchen in der Atmosphäre, wenn ein Teilchen der kosmischen Strahlung in Wechselwirkung mit den Molekülen der Luft tritt. Die Teilchen eines solchen Luftschauers emittieren Tscherenkow-Strahlung, die an der Beobachtungsstätte mit hochempfindlichen Detektoren, den Tscherenkow-Teleskopen nachgewiesen wird. Die HEGRA-Kollaboration untersucht die kosmische γ-Strahlung im Bereich hoher Energien von 0.5 TeV bis 50 TeV mit einem System von 5 abbildenden Tscherenkow-Teleskopen, und führt parallel dazu umfangreiche Monte Carlo Simulationen von Luftschauern und Simulationen des Detektorsystems durch.
Ein beständiges Problem bei der Erstellung von Spektren, die mit abbildenden atmosphärischen Tscherenkow-Teleskopen (engl. Imaging Atmospheric Cherenkov Teles-

copes IACTs) aufgenommen wurden, liegt in der Absolutkalibration der Energieskala. Während die Form des Spektrums mit guter Sicherheit durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann, ist eine absolute Eichung der Energieskala mit großen Unsicherheiten verbunden, was sich gerade in der Bestimmung eines Potenzgesetzes stark negativ bemerkbar macht. Bislang stehen nur Kalibrationsprozeduren zur Verfügung, die entweder auf den Ergebnissen von Monte Carlo Simulationen, oder auf der Erzeugung eines künstlichen Referenzsignals beruhen. Die auf Simulationen aufgebaute Kalibration ist mit einem großen systematischen Fehler behaftet, die Erzeugung und Messung eines Referenzsignals stößt auf große technische Probleme und erfordert umfangreiche Arbeit bei der Durchführung jeder einzelnen Kalibration. In dieser Arbeit wird versucht, für die Teleskope der HEGRA-Kollaboration eine alternative Kalibrationsmethode zu implementieren, die zuerst von Mitarbeitern des Whipple-Observatoriums für das dort in Betrieb befindliche IACT eingesetzt wurde ([Fle91], [Vac94]). Diese Methode nutzt die charakteristischen Ringbilder aus, die von Tscherenkow-Strahlung emittierenden Myonen erzeugt werden, wenn sie den Spiegel des Teleskops treffen. Der große Vorteil der Methode liegt darin, daß nur minimale Änderungen der normalen Betriebsbedingungen der Teleskope zur Messung notwendig sind, und daß der gesamte Detektor, den das Teleskopsystem mit Kamera und elektronischer Auslesekette darstellt, in einem Arbeitsgang erfaßt wird. Um die Methode an unabhängigen Daten zu testen wurde weiterhin eine einfache Monte Carlo Simulation der Myon-Ereignisse erstellt, sowie Daten, die durch die Standard Monte Carlo Simulation der Kollaboration erzeugt wurden, analysiert.

Die Kapitel 1 und 2 geben einen Überblick über das Phänomen der kosmischen Strahlung, die Grundlagen der abbildenden Tscherenkow-Technik und das Teleskopsystem der HEGRA-Kollaboration. In Kapitel 3 werden die Grundlagen der Methode einer Kalibration mit Myon-Ringen dargestellt. Kapitel 4 beschreibt, wie die Kalibration bisher mit anderen Mitteln durchgeführt wurde und stellt dar, wie die Kalibrationsmethode implementiert wurde. Kapitel 5 erläutert die Methoden der Monte Carlo Simulationen von Myon-Ereignissen. In Kapitel 6 wird der Test der Methode an Monte Carlo Daten dargestellt und schließlich in Kapitel 7 die Anwendung der Kalibrationsmethode an realen Daten durchgeführt.

Kapitel 1

Kosmische Strahlung

Abb.1.1 stellt das Gesamtspektrum der kosmischen Strahlung bei Energien über 1 TeV dar. Zur besseren Darstellung wurde das Spektrum mit $E^{2.75}$ multipliziert.

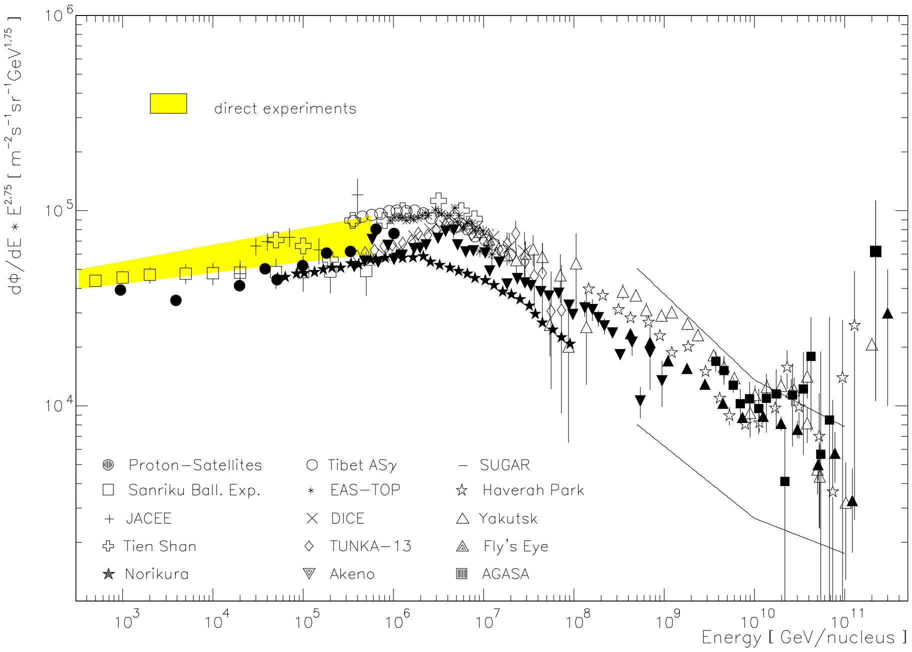

Abbildung 1.1: *Differentielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung bei hohen Energien multipliziert mit $E^{2.75}$, aufgenommen durch verschiedene Experimente. Aus [Wie98]*

Etwa 99% der kosmischen Strahlung wird durch Hadronen (hauptsächlich Protonen) gestellt, der Rest sind Elektronen, bzw. Positronen, und nur 0.1% der kosmischen Strahlung entfällt auf γ-Strahlung. Da die hadronische Komponente der kosmischen Strahlung eine elektrische Ladung besitzt, ist bei ihr jede Richtungsinformation durch die vielfältigen Magnetfelder, die sie auf ihrem Weg durchquert, verloren. Die kosmische Strahlung erscheint daher weitgehend isotrop und zeigt nur eine Variation mit der geographischen Breite aufgrund des Erdmagnetfeldes. Nur die γ-Komponente der kosmischen Strahlung erlaubt eine Zuordnung zu einer Quelle, weshalb große Anstrengungen unternommen werden, diese Komponente zu detektieren.

1.1 Entstehung

Heutige Modelle zur kosmischen Strahlung gehen von einem Zusammenwirken mehrerer Effekte aus, die an verschiedenartige astronomischen Objekte gekoppelt sind. Als grundlegender Mechanismus für die Erzeugung der geladenen Komponente der kosmischen Strahlung bis zur Energie von 10^{14} eV gilt die diffusive Schockbeschleunigung (s.[Fer49]) der geladenen Teilchen durch die sich in das interstellare Medium ausbreitenden Schockwellenfronten von Supernovaexplosionen (s.[Dru94]). Ebenso erwartet man einen signifikanten Beitrag durch extragalaktische Objekte. Zur Entstehung des hochenergetischen Anteils der γ-Komponente der kosmischen Strahlung, der die Grundlage der bodengebundenen γ-Astronomie darstellt, tragen ebenfalls mehrere Prozesse bei. Im einzelnen sind dies

- Bremsstrahlung relativistischer Elektronen
- Zerfall von π^0-Mesonen, die in Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen entstanden sind, über $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$
- Inverse Compton-Streuung von Elektronen an Photonen. Diese Photonen können auch von den Elektronen selbst als Synchrotronstrahlung erzeugt worden sein.

1.2 Quellen

Als Hauptquellen der kosmischen Strahlung vermutet man innerhalb der Galaxis vor allem die verschiedenen Arten von Supernovaüberresten (*Supernova Remnants, SNRs*), sowie die Wechselwirkung der Supernovae mit dem interstellaren Medium selbst. Außerhalb der Galaxis entsteht kosmische Strahlung in aktiven Galaxienkernen und möglicherweise im intergalaktischen Medium in Galaxienclustern. Bislang können lediglich vier Objekte als gesicherte Quellen für TeV-γ-Strahlung gelten. Davon befinden sich zwei innerhalb der Milchstraße (Krebs-Nebel und PSR 1706-44) und zwei außerhalb unserer Galaxis (Mkn 501 und Mkn 421). Die ersteren sind Plerionen, d.h. pulsargetriebene Supernovaüberreste, die beiden anderen sind BL-Lac Objekte, also aktive Galaktische Kerne mit Jets, die auf die Milchstraße gerichtet sind. Deneben gibt es eine Reihe weiterer Objekte, die als γ-Quellen gesehen worden sein sollen, diese wurden aber nur von einer Gruppe, oder nur ein einziges Mal gesehen. Auch die HEGRA-Kollaboration beobachtet eine Reihe von Objekten, die als vielversprechende Kandidaten gelten, deren Signal aber noch nicht als gesichert bezeichnet werden kann (z.B. Cas A und Tycho's SNR).

Supernovaüberreste

Die sogenannten schalenartigen Supernovaüberreste (*Shell-type SNRs*) gelten als Hauptquellen der kosmischen Strahlung innerhalb der Galaxis. Mit diesem Begriff bezeichnet man die expandierende Schale aus Auswurfmaterial einer Supernova, in deren Inneren sich kein kompaktes Objekt, wie ein Neutronenstern, oder ein schwarzes Loch befindet. Die γ-Emission der sich in das interstellare Medium hinein ausbreitende Schockwelle kann jedoch stark von dem Grad der Homogenität des umgebenden interstellare Mediums beeinflußt werden ([Völ97]) z.B. durch die Anwesenheit von Molekülwolken, oder die Expansion in den Sternwind des massiven Progenitors hinein. Als typisches Beispiel für einen Shell-type SNR gilt Tycho's SNR, der sich in ein weitgehend homogenes Medium hinein ausbreitet.
Die Supernovaüberreste, in deren Innern sich ein Pulsar befindet, der Energie in die sich ausbreitenden Schale abgibt, werden als Plerionen bezeichnet. Während für die Shell-Type SNRs die diffusive Schockbeschleunigung der grundlegende Prozeß ist, erzeugen in den Plerionen relativistische Elektronen in Wechselwirkung mit den herrschenden starken Magnetfeldern eine intensive Synchrotronstrahlung, und über inverse Compton-Streuung der Photonen aus der kosmischen Hintergrundstrahlung (oder den Synchrotron-Photonen selbst) γ-Strahlung. Wichtigster Repräsentant dieser Objekte ist der Krebsnebel, der eine wohlbekannte Quelle von kosmischer γ-Strahlung darstellt und dessen Emission aufgrund ihrer zeitlichen Konstanz als inoffizielle Maßeinheit für die Flußrate der γ-Strahlung verwandt wird.

Aktive Galaxien

In der Kernen von aktiven Galaxien, zu denen die Radio- und Seyfert-Galaxien, die BL-Lac Objekte, sowie die Quasare zu rechnen sind, befinden sich nach allgemeiner Darstellung supermassive schwarze Löcher, die Materie akkretieren. Bei diesem Prozeß wird sehr viel Gravitationsenergie freigesetzt, die in der Form von Jets teilweise emittiert wird. Alle oben angesprochenen Effekte sind in der Region um diese Kerne aktiv und tragen zur Emission bei. Für diese Objekte lassen sich auch die höchsten gemessenen Energien der kosmischen Strahlung von 10^{20} eV herleiten, so daß man annimmt, daß dieser höchstenergetische Anteil durch extragalaktische Objekte erzeugt wird.

Weitere Quellen

In theoretischen Modellen werden eine Vielzahl von weiteren Quellen für hochenergetische γ-Strahlung vorgeschlagen, nach denen derzeit intensiv gesucht wird. An dieser Stelle können diese Kandidaten nur kurz erwähnt werden und auf weiterführende Darstellungen verwiesen werden, wie sie z.B. in [Aha97] angegeben werden.
Weitere galaktische Quellen:

- Röntgendoppelsterne
- Mikroquasare

Weitere extragalaktische Quellen:

- Starburst Galaxien
- Galaxiencluster

Quellen diffuser γ-Strahlung

- Galaktische Ebene
- Pair Halos
- Zerfall Topologischer Defekte

Kapitel 2

Abbildende Tscherenkow-Teleskope

Die Methoden der abbildenden Tscherenkow-Technik beruhen auf der Analyse des Tscherenkow-Lichts, welches von Luftschauern emittiert wird, die ihrerseits wiederum von Teilchen der kosmischen Strahlung induziert wurden. Im folgenden soll ein kurzer Überblick über den groben Ablauf der physikalischen Vorgänge, sowie eine Beschreibung des HEGRA-Experiments gegeben werden.

2.1 Entstehung von Luftschauern

Tritt ein Teilchen der kosmischen Strahlung in die Atmosphäre ein, so kommt es zu eine Reihe von Wechselwirkungsprozessen mit den Molekülen der Luft. Es entstehen geladene Sekundärteilchen, die wiederum in Wechselwirkung mit den Luftmolekülen treten und die Erzeugung weiterer Teilchen bedingen. Auf diese Weise entsteht eine Lawine hochenergetischer Teilchen, deren Zahl exponentiell ansteigt, bis die Energie der Schauerteilchen nicht mehr ausreicht, um die Entstehung weiterer Sekundärteilchen zuzulassen. Ab diesem Zeitpunkt nimmt die Anzahl der Schauerteilchen durch Zerfall und Absorption wieder ab. Man unterscheidet elektromagnetische Schauer, bei denen das auslösende Primärteilchen ein γ-Quant oder Elektron[1] war, und hadronische Schauer, die von Kernen aus der kosmischen Strahlung induziert wurden. Unabhängig von der Art der beteiligten Komponenten, treten immer Ionisation und Vielfach-Coulomb-Streuung auf, die Auswirkungen auf die räumliche Entwicklung des Schauers haben. Bei elektromagnetischen Kaskaden spielen für die Schauerentwicklung fast ausschließlich Paarbildung und Bremsstrahlung eine Rolle, bei hadronischen Schauern treten noch die verschiedenen Kernwechselwirkungen

[1] Der Begriff Elektron steht auch als Synonym für Positron

hinzu. Da die Kernwechselwirkungen eine Vielzahl verschiedener Teilchen und angeregter Zustände produzieren, die über verschiedenartige Kanäle zerfallen, können hadronische Schauer elektromagnetische Subschauer beinhalten und sind stärkeren Fluktuationen unterworfen, als rein elektromagnetische Schauer.

Modelle für die Entwicklung von Luftschauern

Nach einem einfachen Schauermodell von Heitler ([Hei54]) legt ein primäres γ-Quant der Energie E_0 eine Strecke l_0, die sogenannte Strahlungslänge, zurück, bevor es in ein e^+e^--Paar zerstrahlt, wobei es seine Energie zu gleichen Teilen verteilt. Nach Zurücklegen der Strecke l_0 strahlt das Elektron/Positron ein Photon als Bremsstrahlung ab, dem es wieder die Hälfte seiner Energie überträgt, solange bis es eine kritische Energie E_c erreicht, unterhalb der keine weitere Bremsstrahlung auftritt, sondern weitere Energieverluste nur durch Ionisation erfolgen. Das ausgesandte Photon kann wieder eine Paarbildung auslösen und es kommt zu einer Kaskade von Teilchen, deren Zahl N nach t Strahlungslängen 2^t beträgt, und die eine Energie $E(t) = E_0\, 2^{-t}$ besitzen. In Luft wird das Schauermaximum erreicht, wenn die Teilchen eine Energie $E_c \sim 85$ MeV erreichen. Für das Schauermaximum gilt also

$$t_{max} \approx \frac{1}{\ln 2}\ \ln \frac{E_0}{E_c} \qquad N_{max} \approx \frac{E_0}{E_c} \tag{2.1}$$

Die Eindringtiefe des Schauers nimmt also nur logarithmisch mit der Energie des Primärteilchens zu, während die Anzahl der Sekundärteilchen linear von der Energie abhängt. Eine wesentlich detailliertere Untersuchung ([Gre60]) liefert Gleichungen die in guter Übereinstimmung zu den Gleichungen 2.1 aus dem einfachen Heitler-Modell stehen, welche die Eindringtiefe des Schauers und die Zahl der Schauerteilchen in eine klare Beziehung zu der Energie des Primärteilchens setzen. Diese beiden Beziehungen stellen daher die Grundlage für die spätere Rekonstruktion der Energie des Primärteilchens dar.

Für Hadron-Schauer ist die Situation wesentlich komplizierter, weshalb in diesem Rahmen auf weiterführende Darstellungen verwiesen werden muß, so z.B. [Sok89], [Gai90], [Hil96]. Der für eine Abgrenzung ausschlaggebende Unterschied ist die verschiedenartige Entwicklung sowohl in longitudinaler als auch vor allem in lateraler Richtung. Die Hadron-Schauer weisen eine größere Eindringtiefe in die Atmosphäre, sowie eine größere laterale Ausdehnung als γ-Schauer gleicher Energie auf. Diese laterale Aufweitung geschieht aufgrund der verhältnismäßig großen Transversalimpulse der Schauerteilchen, die über die starke Wechselwirkung entstehen, gegenüber den Photonen der Bremsstrahlung.

2.2 Tscherenkow-Licht

Durchquert ein geladenes Teilchen ein dielektrisches Medium, so polarisiert es entlang seiner Bahn kurzfristig die Moleküle dieses Mediums. Durch die kurzzeitige Auslenkung aus der Ruhelage und anschließendes zurückschwingen, emittieren diese Moleküle elektromagnetische Elementarwellen, die sich durch konstruktive Interferenz zu einer Wellenfront verstärken, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens größer ist, als die Phasengeschwindigkeit des Lichts in dem Medium. Dieses auftretende Licht wird nach P.A. Tscherenkow, der in den 30er Jahren dieses Phänomen untersuchte, Tscherenkow-Strahlung genannt.

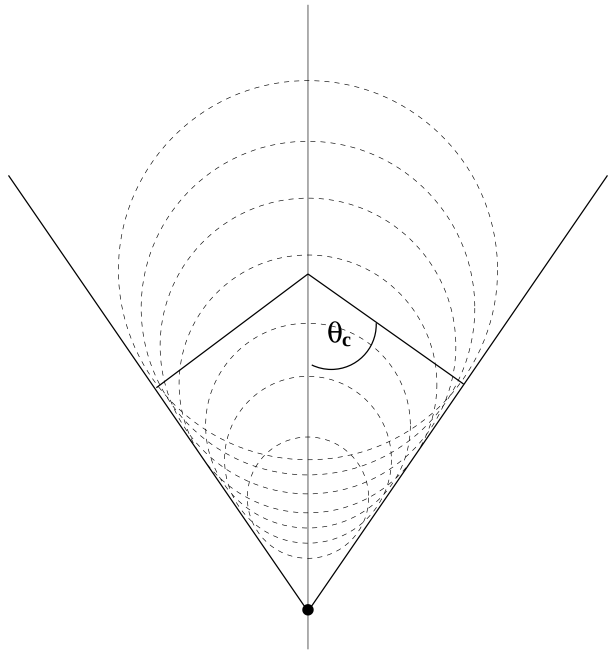

Abbildung 2.1: *Klassische Erklärung des Tscherenkow-Effekts. Elementarwellen überlagern sich konstruktiv zu einer Lichtwellenfront.*

Abb.2.1 gibt die klassische Sichtweise des Phänomens der Tscherenkow-Strahlung wieder. Eine quantenmechanische Analyse des Tscherenkow-Effekts führt zu denselben Ergebnissen wie die Darstellung im Rahmen der klassischen Elektrodynamik. Für den Tscherenkow-Winkel θ_c gilt:

$$\cos\theta_c = \frac{c}{n\,v} = \frac{1}{\beta\,n} \tag{2.2}$$

Hierbei ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n der Brechungsindex des Mediums, in dem sich das emittierende Teilchen bewegt. Der Brechungsindex der Luft liegt unter Normalbedingungen $T_0 = 0°C$, $p_0 = 1013$ mbar bei $n_0 = 1.000293$, er ist jedoch abhängig von der Luftdichte ρ gemäß der Beziehung:

$$n = 1 + (n_0 - 1)\,\frac{\rho}{\rho_0} = 1 + (n_0 - 1)\,\frac{T_0\,p}{T\,p_0} \tag{2.3}$$

Auf dem Beobachtungsniveau auf La Palma liegt im Jahresmittel die Temperatur bei $\langle T\rangle \approx 8° \pm 10°$ C und der Luftdruck bei $\langle p\rangle \approx 770 \pm 5$ mbar ([NOT]), woraus sich ein Brechungsindex von $\langle n\rangle \approx 1.00022 \pm 0.00001$ ergibt. Der asymptotische Tscherenkow-Winkel für $\beta \to 1$ beträgt daher $\theta_c^{max} = 1.20 \pm 0.02$.
Da immer $\cos\theta_c \leq 1$ gilt, kann Tscherenkow-Strahlung nur in Wellenlängenbereichen emittiert werden, in denen der Brechungsindex $n(\lambda) \geq 1$ ist, was in Luft bis zum ultravioletten Spektralbereich erfüllt ist. Die minimale Energie E_{min}, die ein Teilchen aufweisen muß, damit es Tscherenkow-Strahlung emittieren kann, läßt sich aus der Schwellenbedingung $n \cdot \beta_{min} = 1$ berechnen.

$$E_{min} = \frac{m_0\,c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \tag{2.4}$$

Der Tscherenkow-Winkel eines Teilchens der Energie E und der Ruhemasse E_0 beträgt

$$\theta_c = \arccos\frac{1}{n\sqrt{1 - \left(\frac{E_0}{E}\right)^2}} \tag{2.5}$$

Die Tscherenkow-Schwelle liegt am Beobachtungsort für Myonen ($E_0 \sim 105$ MeV) bei $E_{min} \approx 5\,GeV$. Für spätere praktische Zwecke, ist ein Tscherenkow-Winkel von $\theta_c \geq 0.64°$ günstig (s.Kap.3.3.1), was eine Mindestenergie von $E_\mu \sim 6$ GeV bedingt.

Die Zahl der Tscherenkow-Photonen, die ein Teilchens mit der Ordnungszahl z entlang des Wegelements dx in einem Wellenlängenbereich von λ_1 bis λ_2 emittiert ergibt sich zu aus der Energieabstrahlung nach [Jac82]:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\,\alpha\,z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n(\lambda)^2\,\beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2}\,d\lambda \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \tag{2.6}$$

α ist hierbei die Feinstrukturkonstante. Im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm kann man $n(\lambda)$ als konstant ansehen, und man erhält für ein Teilchen mit $z = 1$:

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dx} &= 2\pi\,\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2}\,\left(1 - \cos^2\theta_c\right) d\lambda \\ &= 2\pi\,\alpha\,\sin^2\theta_c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2}\,d\lambda \end{aligned} \tag{2.7}$$

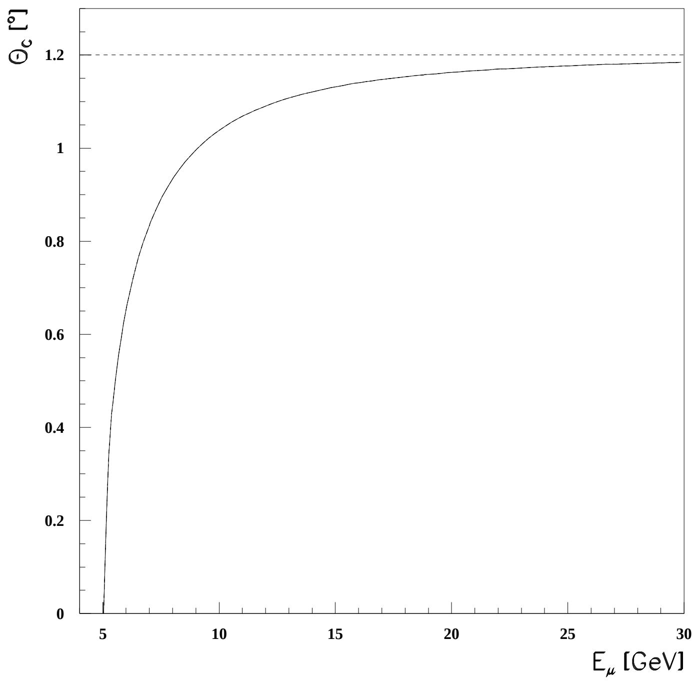

Abbildung 2.2: *Tscherenkow-Winkel gegen Energie E_μ des Myons (s.Gl.2.5). Schon bei einer Energie von $E_\mu \sim 11$ GeV erreicht θ_c 90 % seines Maximalwerts θ_c^{max} von 1.2°.*

Das Spektrum der Tscherenkow-Strahlung ist also kontinuierlich mir einer Intensität $I_c \propto \lambda^{-2}$, hat sein Maximum also im blauen und ultravioletten Bereich. Die Gleichungen 2.1 bis 2.7 kann man nutzen, um aus der Lichtintensität die Energie des Primärteilchens zu berechnen, wenn man berücksichtigt, daß n zwar als konstant über λ gesehen werden kann, aber eine Änderung von n mit der Höhe erfolgt. Ebenso muß die atmosphärische Extinktion durch Rayleigh- bzw. Mie-Streuung, sowie die Absorption durch atmosphärisches Ozon in die Berechnung mit einbezogen werden.

2.3 Das HEGRA Tscherenkow-Teleskopsystem

Das HEGRA[2]-Experiment wurde von einer Kollaboration mehrerer Institute aus Armenien, Deutschland und Spanien ins Leben gerufen, um die kosmische Strahlung mit verschiedenen Methoden zu untersuchen. Auf der kanarischen Insel La Palma

[2]Akronym für High Energy Gamma Ray Astronomy

(geographische Lage 28.8° N, 17.9° W) wurde in einer Höhe von 2200 m üNN ein Detektorkomplex errichtet, der mehrere Experimente zur Erforschung der kosmischen Strahlung umfaßt (nähere Beschreibung in [Kra96], [Kar95], [Roh96]), sowie ein System von 5 baugleichen abbildenden Tscherenkow-Teleskopen, im folgenden als CT2 bis CT6 bezeichnet, sowie das Prototyp-Teleskop CT1, das noch im Einzelbetrieb läuft. Die Teleskope wurden in einem Quadrat mit grob 100 m Kantenlänge angeordnet, mit CT3 als zentralem Teleskop in der Mitte der Anordnung. Jedem Teleskop beigeordnet ist ein Elektronik Container, in dem sich der Steuerungsrechner und die Elektronik für Teleskopnachführung, Kamerakontrolle, lokalen Trigger und Datennahme befindet.

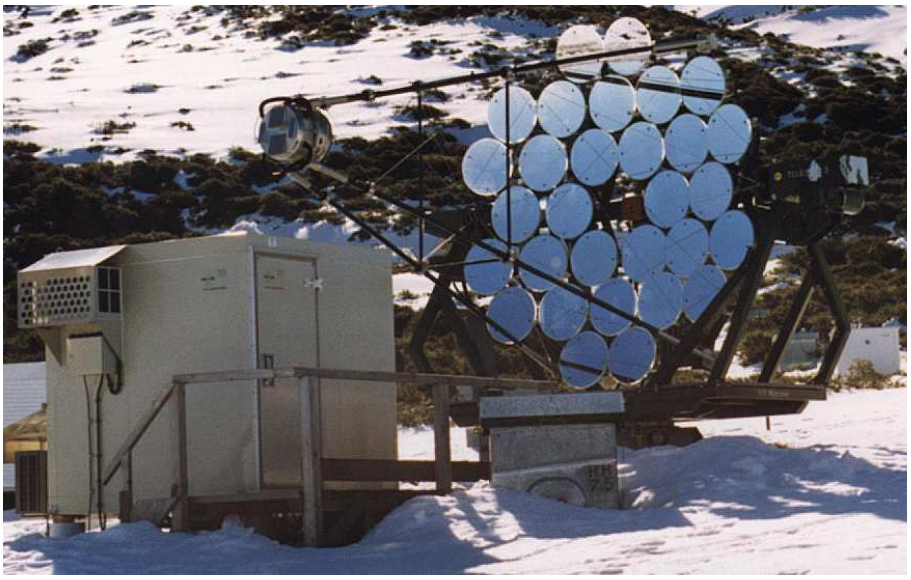

Abbildung 2.3: *Photographie eines HEGRA-Teleskops (CT3) mit Elektronik Container im Vordergrund.*

Abb.2.3 zeigt eines der Teleskope in Parkposition. Die Spiegel der Teleskope wurden nach dem Davies-Cotton-Prinzip angeordnet ([Dav57]), das eine hohe Lichtsammelleistung bei moderater Abbildungsqualität ([Akh98]) und niedrigem Stückpreis gewährleistet. Der sphärisch konstruierte Spiegelträger ist mit 30 Einzelspiegeln mit jeweils 60 cm Durchmesser bestückt, was eine effektive Spiegelfläche von $\approx 8.5\ m^2$ ergibt. Der gemittelte Außenradius der mit Spiegeln belegten Fläche beträgt 1.88 m (s.Abb.2.4), was einer scheinbaren Fläche von 11.1 m^2 entspricht.
Die Teleskopkamera ([Her96]) besteht aus einer Matrix von 271 Sekundärelektronen-Vervielfachern (im folgenden *Photomultiplier* genannt) der Firma Thorn-EMI, bzw.

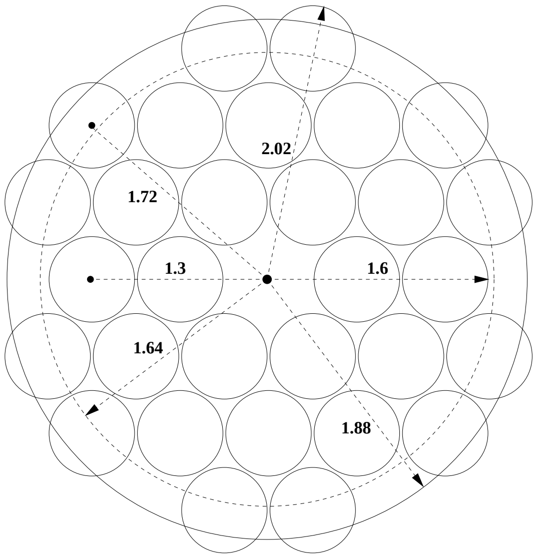

Abbildung 2.4: *Position der Einzelspiegel. Der Außenkreis gibt den gemittelten Außenradius wieder, der gestrichelte Kreis markiert den Radius der sich für einen homogenen Spiegel mit der Fläche von* $8.5\,m^2$ *ergeben würde.*

Electronic Tubes Ltd., wie sie in Abb.2.5 zu sehen ist. Um den Raum zwischen den Eingangsöffnungen der Photomultiplier zu nutzen, und den Blickwinkel der Kamera auf den Bereich des Spiegelträgers zu begrenzen, wird jedem Photomultiplier ein Lichtsammeltrichter (im folgenden als *Funnel* bezeichnet) aufgesetzt, der an die Funnels benachbarter Bildelemente direkt anschließt und die Aufgabe hat, einfallendes Licht mit geringem Verlust auf die Photokathode des Photomultipliers zu fokussieren. Jedes Pixel deckt so ein Gesichtsfeld von $\sim 0.25°$ ab.

Die Kamera wird durch ein dünnes Fenster aus Plexiglas abgedeckt, und wird außerhalb der Beobachtungszeit noch durch einen Deckel geschützt.
Abb.2.6 zeigt eine stark vereinfachte Darstellung der Elektronik für die Datennahme. Ein Signal des Photomultipliers PM durchläuft einen Verstärker V und wird aufgeteilt. Im einen Ast liegt das Signal an einem Diskriminator D an, der ab einer variabel einstellbaren Spannung ein Triggersignal für das einzelne Pixel gibt. Die lokale Triggerelektronik stellt fest, ob eine einstellbare Mindestanzahl von Pixeln koinzident getriggert hat, wobei mindestens zwei Pixel unmittelbar benachbart sein müssen, und sendet gegebenenfalls ein lokales Triggersignal für das Teleskop an die Zentralstation. Im normalen Betrieb verlangt der lokale Trigger mindestens zwei Pixel über 8 mV in einem Zeitraum von 20 ns. Im anderen Ast durchläuft

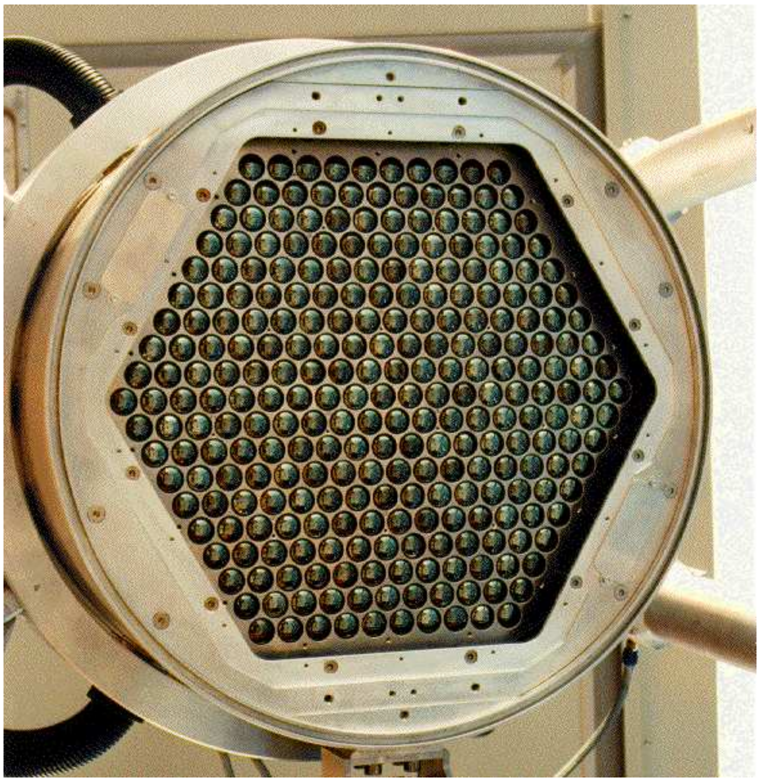

Abbildung 2.5: *Photographie der Kamera des Teleskops, bei demontiertem Schutzglas und Lichtsammeltrichtern.*

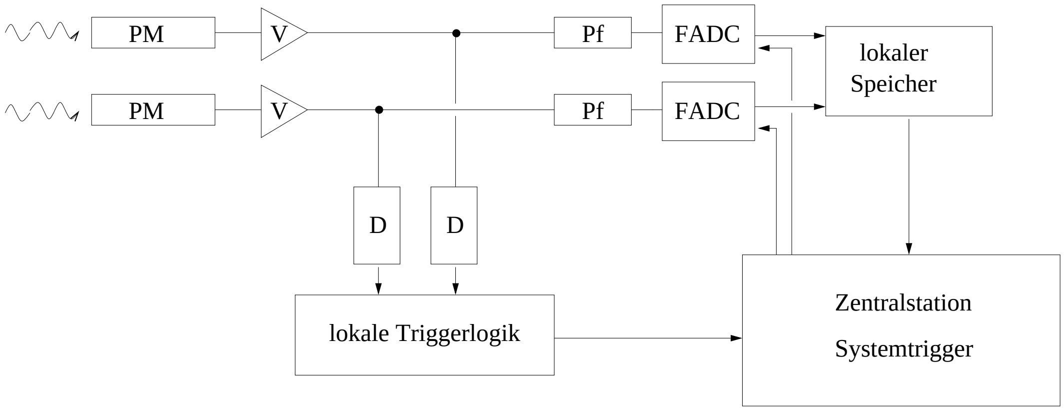

Abbildung 2.6: *Stark vereinfachte schematische Darstellung der Datennahme für zwei beliebige Pixel.*

das Signal einen Pulsformer Pf, der das Signal zeitlich normiert, um eine Digitalisierung zu ermöglichen, und wird anschließend in einem schnellen Analog-Digital-Wandler FADC digitalisiert. Empfängt die Zentralstation mindestens zwei Teleskop-Triggersignale innerhalb von 70 ns, wird ein globaler Trigger für das gesamte System ausgelöst. Nach Auslösen des Systemtriggers werden die FADCs gestoppt, woraufhin ihre Daten in einen lokalen Speicher ausgelesen werden. Von dort werden sie an die Zentralstation gesendet, welche die Daten der einzelnen Teleskope synchronisiert und die aufgezeichneten Daten auf eine Festplatte herausschreibt. Der gesamte Auslesezyklus dauert weniger als 3 ms, danach ist das System zur weiteren Messung bereit.

2.4 HEGRA γ-Spektren

Abbildende Tscherenkow-Technik und Stereoskopie

Das HEGRA-Teleskopsystem stellt einen hochempfindlichen Detektor zum Nachweis von Tscherenkow-Licht dar. Aus der Lichtmenge, die ein Teleskop von einem Luftschauer empfängt, kann man die Gesamtenergie des Luftschauers und damit des Primärteilchens bestimmen. Ausgangspunkt sind die Gleichungen 2.1, die einen in erster Näherung linearen Zusammenhang zwischen der Energie des Primärteilchens und der Zahl der Sekundärteilchen herstellen. Die im Luftschauer emittierte Gesamtlichtmenge hängt wiederum von der Zahl der emittierenden Teilchen ab. Um diese Gesamtlichtmenge bestimmen zu können, muß in erster Linie die Entfernung des Luftschauers vom Teleskop bestimmt werden, da die Lichtmenge von der Entfernung der Lichtquelle vom Detektor, sowie der atmosphärischen Extinktion abhängt. Die Rekonstruktion der Schauertrajektorie kann aufgrund der Tatsache erfolgen, daß mindestens zwei Teleskope den Schauer unter verschiedenen Blickwinkeln registriert haben. Nur durch diese sogenannte *stereoskopische* Beobachtung können genug Informationen gewonnen werden, um die Trajektorie des Schauers mit hinreichender Genauigkeit zu rekonstruieren. Eine ausführliche Darstellung der Rekonstruktionsmethoden der abbildenden Tscherenkow-Technik findet sich in [Koh95],[Ulr96] und [Jun99].
Bei der Beobachtung einer Quelle werden die Teleskope parallel genau auf die Quelle ausgerichtet. Da sich nur die γ-Komponente der kosmischen Strahlung einer Quelle zuordnen läßt, müssen hadronische und γ-Schauer klar voneinander getrennt werden. Dies wird erreicht durch eine von Hillas vorgeschlagene geometrische Parametrisierung der Bilder ([Hil84]), bei der die Lichtverteilung in der Kamera durch eine Ellipse angenähert wird. Das Bild wird durch eine Reihe von sogenannten *Hillas-Parametern* charakterisiert, die nach Bestimmung der Hauptachsen dieser Ellipse

berechnet werden können. Aufgrund des verschiedenen Verhältnisses von lateraler zu longitudinaler Entwicklung bei Hadron- und γ-Schauern haben die Hillas-Parameter verschiedene Werte für Hadron- und γ-induzierte Schauer, die nach erfolgter Parametrisierung separiert werden können.

Ergebnisse der HEGRA-Beobachtungen

Seit der Inbetriebnahme des HEGRA-Teleskopsystems wurden mehrere Objekte auf die Emission von γ-Strahlung untersucht, sowie die bekannten Quellen von γ-Strahlung beobachtet. Für das Erstellen von Spektren ist eine absolute Energiekalibration unerläßlich.

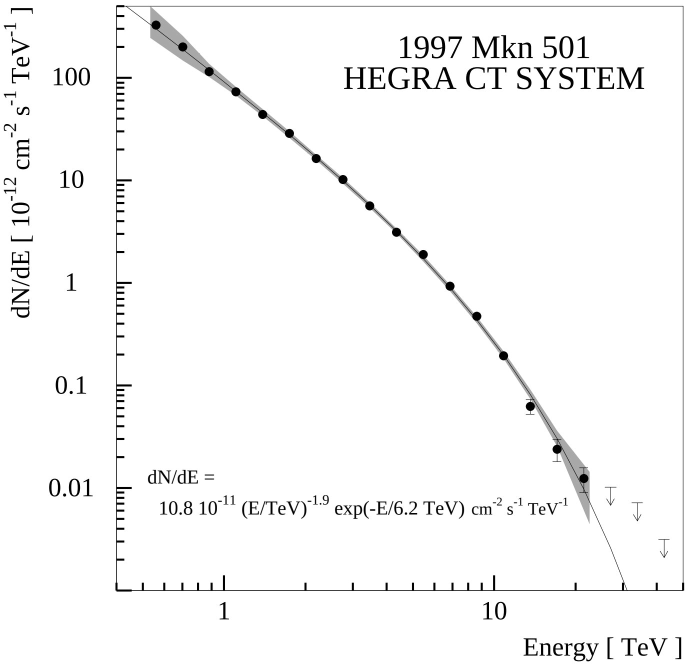

Abbildung 2.7: *Zeitlich gemitteltes γ-Spektrum der aktiven Galaxie Mkn 501, während einer Periode ungewöhnlich hoher Aktivität im Jahr 1997. Der differentielle Spektralindex beträgt $\alpha = 1.92 \pm 0.03_{stat} \pm 0.20_{sys}$ (aus [Aha99]).*

Die Abb.2.7 und 2.8 zeigen zwei typische Spektren, die mit den Daten des HEGRA-Systems erstellt wurden. Für das Testen von theoretischen Modellen zur Erzeugung von hochenergetischer γ-Strahlung spielt der spektrale Index eine entscheidende Rolle. So wird derzeit z.B. intensiv diskutiert, ob das Spektrum von Aktiven Galaxienkernen wie Mkn501 (Abb.2.7) bei hohen Energien stark abfällt, woraus man die intergalaktische Absorption von γ-Strahlung abschätzen kann. Ein kleiner Fehler auf der Energieskala führt zu einem großen Fehler bei dieser Abschätzung. In den Abbildungen 2.7 und 2.8 geben die Fehlerbalken den statistischen Fehler wieder. In Abb.2.7 wurde der abgeschätzte systematische Fehler auf die Form des Spektrums als schraffierte Fläche eingetragen. In beiden Abbildungen sind alle Punkte mit einer zusätzlichen Unsicherheit von 15 % auf der Energieskala behaftet.

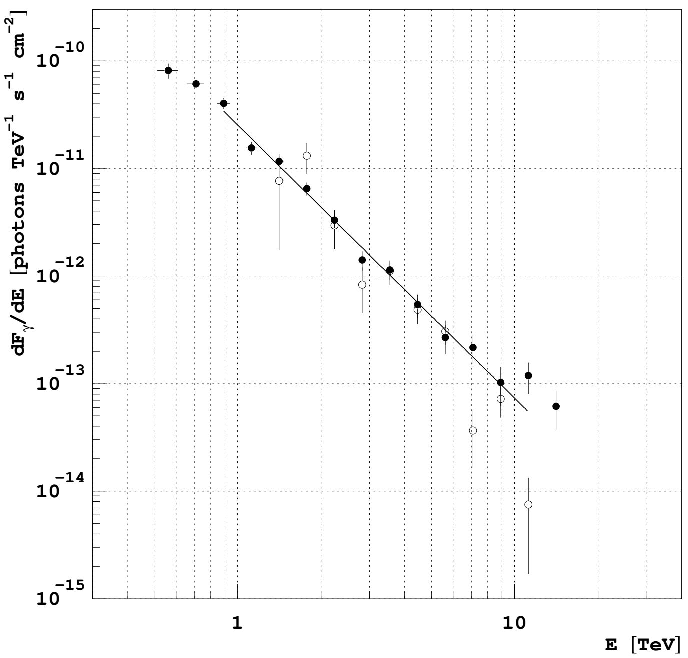

Abbildung 2.8: *Das γ-Energiespektrum des Krebsnebels (vorläufig), gemessen Oktober bis November 1998. Die ausgefüllten Punkte geben Daten bei kleinen Zenitwinkeln wieder, die offenen Punkte Daten bei großen Zenitwinkeln. Der differentielle Spektralindex beträgt* $\alpha = 2.6 \pm 0.05_{stat} \pm 0.05_{sys}$ *(aus [Kon99a]).*

Kapitel 3

Myon-Ringe

Myonen erzeugen in abbildenden Tscherenkow-Teleskopen aufgrund der Abbildungsgeometrie ringförmige Bilder. Im Folgenden soll gezeigt werden, wie diese Bilder entstehen und warum sie für eine Kalibration genutzt werden können.

3.1 Geometrische Situation

Abb.3.1 verdeutlicht die Abbildungsgeometrie eines idealisierten Spiegels. Parallele Strahlen, die unter einem Winkel θ zur optischen Achse einfallen, werden in guter Näherung auf einen Punkt in der Fokalebene, in welcher sich auch die Kamera befindet, abgebildet.

Die einfache Abbildungsvorschrift lautet für einen Winkel θ und die korrespondierende Strecke s in der Kameraebene $s \approx f \cdot \theta$, wobei f die Brennweite des Spiegels ist. Diese Eigenschaft der Winkelabbildung erlaubt es, anstatt einer Strecke in der Kameraebene direkt den dazugehörigen Winkel θ anzugeben und die Kamerakoordinaten in Grad zu wählen. In Abb.3.1 fällt ein Myon parallel zur optischen Achse des Teleskopspiegels ein und trifft den Spiegel, wobei es Tscherenkow-Strahlung unter dem Winkel θ_c emittiert. Die Entfernung ρ des Schauerauftreffpunkts vom Zentrum Z_s des Spiegels, der den Radius R hat, bezeichnet man als *Impact Parameter* des Myons. In der Abbildung wurden zwei Höhen zufällig herausgegriffen, in der die Emission von Photonen erfolgen soll. Photonen, die in der größeren Höhe emittiert werden, können den Spiegel nur treffen, wenn sie in Richtung auf Z_s zu emittiert werden. In der Abbildung wurde gestrichelt eine Situation angedeutet, in der die Trajektorie des Myons um einen Winkel i gegen die optische Achse des Teleskops geneigt ist, was eine Verschiebung des Bildes in der Kameraebene hervorruft. Damit das Bild nicht aus dem Gesichtsfeld der Kamera herausgeschoben wird (s.Abb.3.1 Rechts), dürfen die Inklinationswinkel nur klein sein ($i + \theta \leq 2°$). Aufgrund der

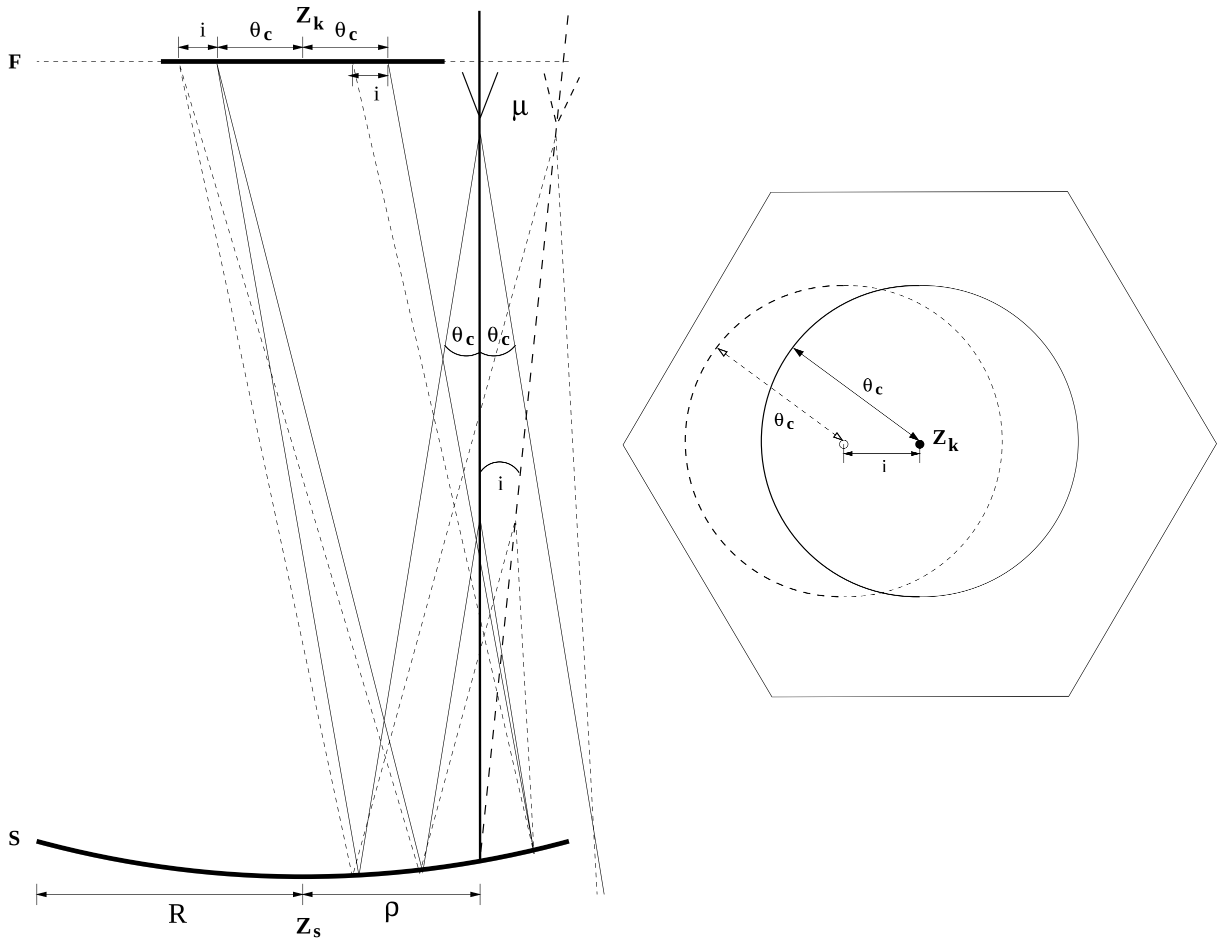

Abbildung 3.1: *Links: Schematische Darstellung der Abbildungsgeometrie eines idealen Spiegels S für ein unter dem Winkel θ_c Strahlung emittierendes Myon. Gestrichelt dargestellt ist die Situation, wenn die Bahn des Myons um den Inklinationswinkel i gegen die optische Achse des Teleskops geneigt wird. Die Kameraebene liegt in der Fokalebene F, und das Zentrum Z_k der Kamera liegt auf der optischen Achse des Spiegels. Zur besseren Darstellung wurde die Kamera stark vergrößert, um den ebenfalls übertrieben groß dargestellten Winkeln i und θ_c gerecht zu werden. In der Realität gilt $i + \theta_c \leq 2°$. Rechts: Idealisierte Bilder der beiden Fälle in der hexagonalen Kamera.*

winkelabbildenden Eigenschaften des Teleskops kann man θ_c aus dem Ringradius ablesen, und man erhält i als die Entfernung des Ringzentrums zum Zentrum der Kamera Z_k.

Aufgrund der Radialsymmetrie des idealisierten Spiegels, kann man für alle Darstellungen den Auftreffpunkt des Myons auf der x-Achse wählen. Greift man die

Strahlen heraus, welche in einer Ebene liegen, die mit der x-Achse den Azimutwinkel ϕ einschließt, ergibt sich die in Abb.3.2 dreidimensional gezeigte Situation, in der der Teleskopspiegel noch weiter idealisiert wurde.

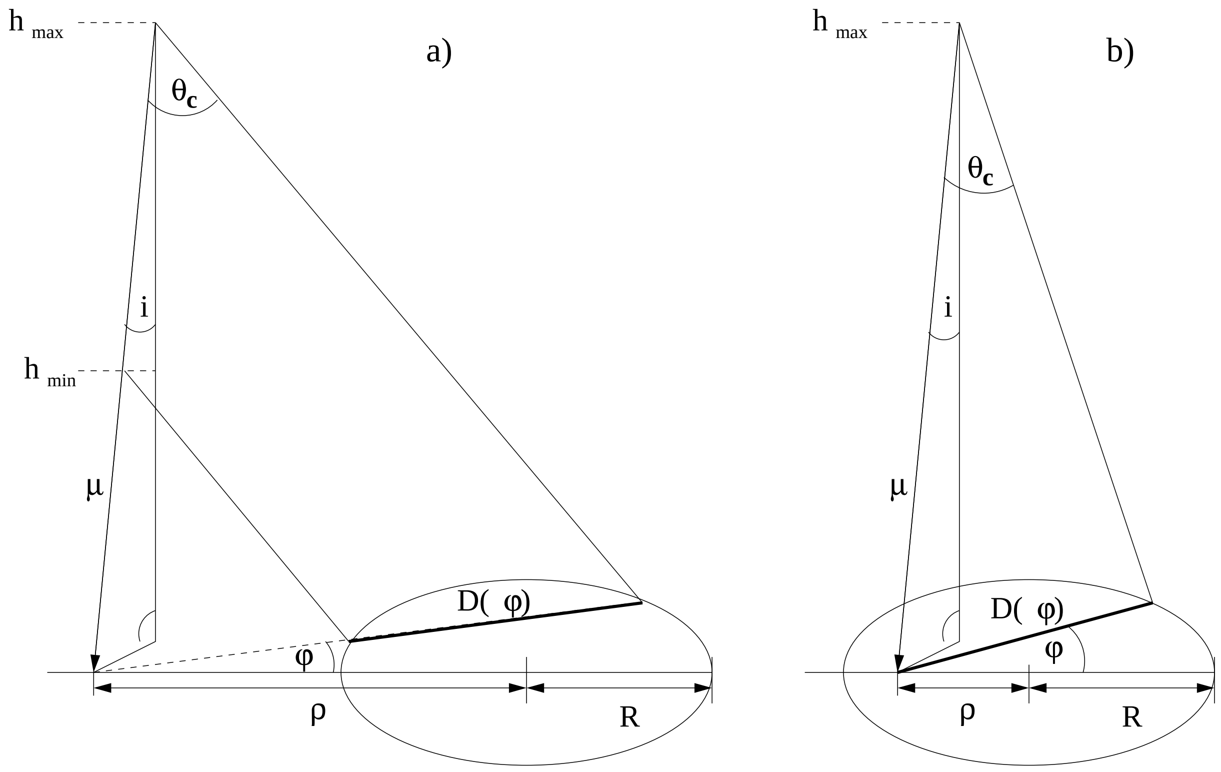

Abbildung 3.2: *Darstellung der beiden geometrischen Möglichkeiten. a) Myon verfehlt den Spiegel ($\rho > R$) und b) Myon trifft den Spiegel ($\rho \leq R$)*

Daraus kann man nun einen Ausdruck für die Intensitätsverteilung im Bild ableiten, wobei man zur Berechnung unterscheiden muß, ob das Myon den Spiegel trifft, oder ihn verfehlt. Die Inklination kann dabei in erster Ordnung vernachlässigt werden, da i klein und $\cos i \approx 1$ ist. Für die maximale Höhe h_{max}, in der das Myon gesehen werden kann, gilt:

$$h_{max} \leq 2\,R\,\cot\theta_c \approx 180\ m$$

Auf dieser kurzen Strecke, über die man das Tscherenkow-Licht des Myons sehen kann, spielen Atmosphäreneffekte keine Rolle, und der Brechungsindex $n(\lambda)$ kann als konstant angesehen werden. Bedingt durch die spektralen Eigenschaften der Photomultiplier, die nur in einem begrenzten Wellenlängenbereich sensitiv sind, liegt der relevante Wellenlängenbereich zwischen λ_1=300 nm und λ_2=600 nm. Im Weiteren werden sich alle Angaben auf diesen Bereich beziehen, sofern nicht ausdrücklich anders angegeben. Die Anzahl der Photonen, die per Weglänge dl und Azimutwinkel $d\phi$ über einen Wellenlängenbereich von λ_1 bis λ_2 emittiert werden, beträgt für n=const (s.Gl.2.7) :

$$\frac{d^2N}{dl\,d\phi} = \alpha I \sin^2\theta_c \qquad I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \tag{3.1}$$

Über den Gesamtweg $L = h_{max} - h_{min}$:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\phi} &= \alpha I \sin^2\theta_c L \\ &= \alpha I \sin^2\theta_c \frac{D(\phi)}{\tan\theta_c} \\ &= \alpha I \sin\theta_c \cos\theta_c D(\phi) \end{aligned}$$

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{1}{2}\alpha I \sin(2\theta_c) D(\phi) \tag{3.2}$$

Für einen Tscherenkow-Winkel von 1.2° ergibt sich ein Wert von $\sim 509 \cdot D(\phi)$ Photonen pro Winkelelement. Man kann leicht den Ausdruck für $D(\phi)$ herleiten:

$$\begin{aligned} \text{Parametrisierung Kreis} &\qquad (x-\rho)^2 + y^2 = R^2 \\ \text{Parametrisierung Gerade} &\qquad x = t\,\cos\phi \quad y = t\sin\phi \\ \text{Schnittpunkte} &\qquad (t\cos\phi - \rho)^2 + (t\sin\phi)^2 = R^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} t_{1/2} &= \frac{2\rho\cos\phi \pm \sqrt{4\rho^2\cos^2\phi - 4(\rho^2 - R^2)}}{2} \\ D_{out} = t_1 - t_2 &= \sqrt{4\rho^2\cos^2\phi - 4(\rho^2 - R^2)} \\ &= 2\,R\sqrt{\left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \cos^2\phi - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 + 1} \\ &= 2R\sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2\phi} \\ D_{in} = t_1 &= \rho\cos\phi + \sqrt{\rho^2\cos^2\phi - \rho^2 + R^2} \\ &= \rho\cos\phi + R\sqrt{\left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \cos^2\phi - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 + 1} \\ &= R\left[\sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2\phi} + \frac{\rho}{R}\cos\phi\right] \end{aligned}$$

Man erhält also zwei Ausdrücke für $D(\phi) = D(\rho, \phi)$:

$$D(\rho,\phi) = \begin{cases} 2R\sqrt{1-\left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2\phi} & : \quad \rho > R \\ R\left[\sqrt{1-\left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2\phi} + \frac{\rho}{R}\cos\phi\right] & : \quad \rho \leq R \end{cases} \tag{3.3}$$

Für $\rho \leq R$ ist der Ausdruck unter der Wurzel immer positiv. Daher sind alle Winkel ϕ erlaubt und man kann einen vollständigen Kreisring beobachten. Verfehlt das Myon den Spiegel, d.h. $\rho > R$, hat ϕ einen Maximalwert ϕ_{max}, der höchstens $\pi/2$ betragen kann. Der Maximale Öffnungswinkel Φ_{max} beträgt dann

$$\Phi_{max} = 2 \cdot \phi_{max} \leq 2 \ \arcsin\frac{R}{\rho} \leq 180^\circ \tag{3.4}$$

Die Zahl der Photonen in einem bestimmten Azimutbereich eines Ringes (θ=const.) wird einzig und allein vom Verhältnis ρ/R bestimmt. Aus dieser *Intensitätsmodulation* $I_{pix} = I(\theta, \rho, \phi)$ *entlang des Ringes* kann man den Impact Parameter ableiten.

3.2 Erwartete Intensitätsverteilung

Schon aus Abb.3.2 ist unmittelbar ersichtlich, daß die Intensität bei $\phi = 0^\circ$ maximal und bei $\phi = 180^\circ$ minimal sein muß. Will man die Intensität für ein einzelnes Pixel mit Öffnungswinkel ω berechnen, so ist

$$d\phi = \frac{\omega}{\theta_c}$$

und nach Gleichung 3.2

$$I_{pix} = I(\theta, \rho, \phi) = \frac{1}{2}\alpha I \frac{\omega}{\theta_c}\sin(2\theta_c) D(\rho, \phi) \tag{3.5}$$

Bei einem Tscherenkow-Radius von 1.2° und einem Spiegelradius von 1.88 m ergibt sich für ein Pixel mit $\omega = 0.244^\circ$ ein Wert von $\sim 52 \cdot D(\phi)$ Photonen. Abb.3.3 zeigt das Intensitätsprofil für verschiedene Impact Parameter. Für $\rho = 0$ ist die Intensität auf dem ganzen Ring konstant bei ~ 97 Photonen, und für $\rho \geq R$ beträgt die Maximalintensität ~ 195 Photonen.

Die Variation des Lichtprofils ist um so ausgeprägter, je weiter entfernt vom Mittelpunkt des Spiegels das Myon auftrifft. Wird ρ größer als R, bleibt die Maximalintensität konstant, und der Winkelbereich, über den man ein Bild sehen kann, wird schnell schmaler.

Die Gesamtzahl der Photonen, die den Spiegel treffen, erhält man durch Integration.

$$N_{ges} = 2\alpha I \sin(2\theta_c) R \int_0^{\tilde{\phi}} \sqrt{1-\left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \sin^2\phi} \quad d\phi \tag{3.6}$$

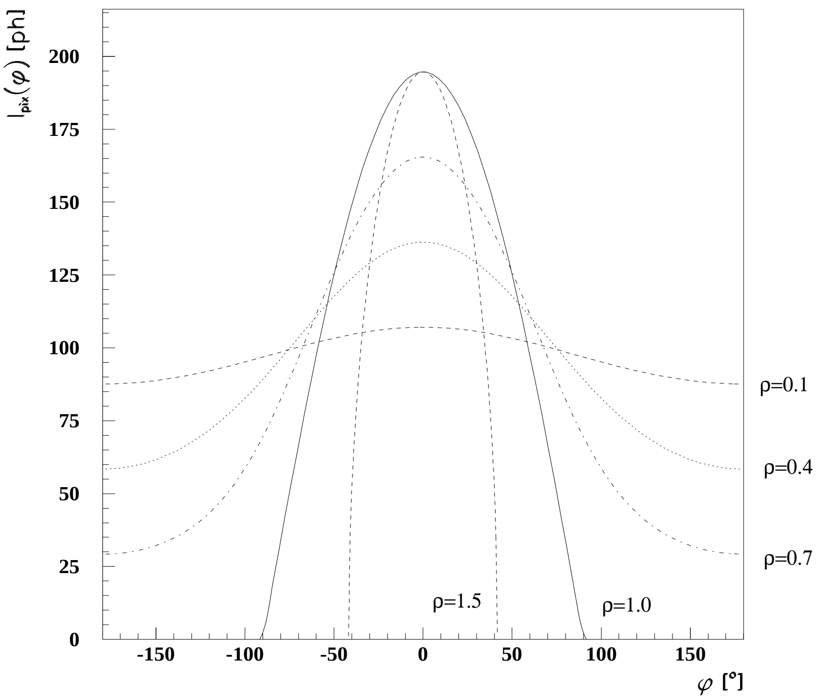

Abbildung 3.3: *Zahl der Photonen pro Pixel in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ für verschiedene Impact Parameter.* ($\theta_c = 1.2°, \omega = 0.244°, R = 1.88m$)

$$\text{mit} \qquad \tilde{\phi} = \begin{cases} \phi_{max} & : \quad \rho > R \\ \pi/2 & : \quad \rho \leq R \end{cases}$$

Das hier auftretende Integral ist die legendresche Form eines elliptischen Integrals zweiter Gattung (vollständig für $\rho \leq R$, unvollständig für $\rho > R$). Diese Integrale sind numerisch zu lösen ([Bro97]) und es existieren Softwaremodule zu ihrer Auswertung ([CER93]). Abb.3.4 zeigt die Abhängigkeit der Gesamtintensität vom Impact Parameter. Die maximale Gesamtintensität liegt bei ~ 3008 Photonen, bei Auftreffen am Rand des Spiegels beträgt die Gesamtintensität noch ~ 1915 Photonen.

3.3 Myonen in der Atmosphäre

Myonen entstehen in hadronischen Luftschauern hauptsächlich in oberen Atmosphärenschichten ($h \sim 15$ km) durch den Zerfall geladener Pionen und Kaonen,

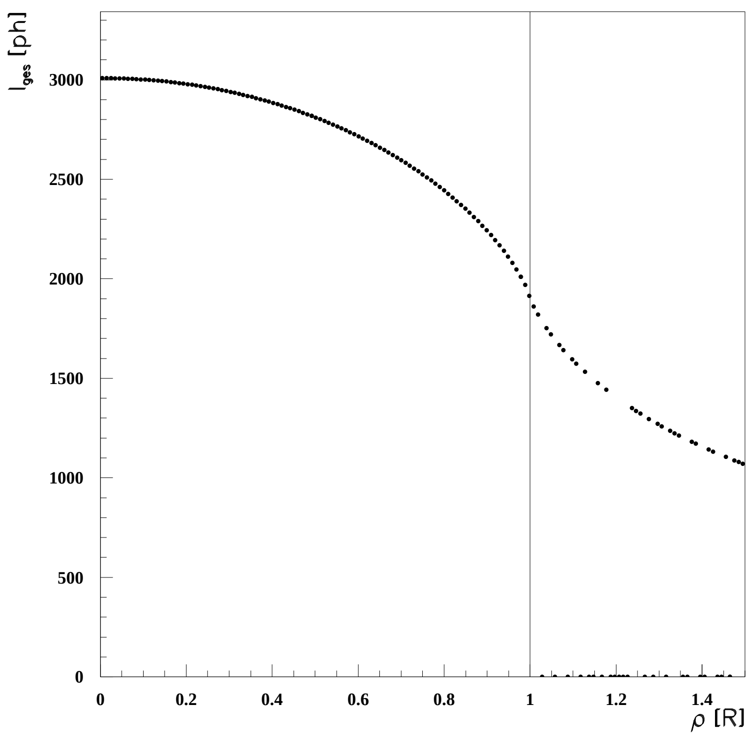

Abbildung 3.4: *Gesamtzahl der Photonen, die den Spiegel treffen, in Abhängigkeit vom Impact Parameter ρ ($\theta_c = 1.2°, R = 1.88m$), berechnet mit Funktionen zur numerischen Berechnung elliptischer Integrale aus [CER93].*

bevor diese Zeit haben, nukleonische Wechselwirkungen einzugehen.

$$\begin{array}{lcll} \pi^{\pm} & \rightarrow & \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu_{\mu}}) & (\sim 100\%) \\ K^{\pm} & \rightarrow & \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu_{\mu}}) & (\sim 63.5\%) \end{array}$$

Die Myonen haben einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt für die verschiedenen Wechselwirkungen und verlieren ihre Energie fast ausschließlich durch Ionisation. Man bezeichnet sie daher als die 'durchdringende' Komponente der kosmischen Strahlung. Einen guten Überblick über die Eigenschaften von Myonen und die Charakteristika von Myonen aus der kosmischen Strahlung gibt [PDG98], aus dem die in dieser Arbeit benutzten Zahlenwerte stammen. Die Ruhemasse eines Myons beträgt 105.66 MeV und seine mittlere Lebensdauer beträgt (im Bezugsrahmen des

Beobachters) $\tau_\mu = \gamma_L\, 2.2 \cdot 10^{-6} s$, d.h. nur die Myonen mit einem Lorentzfaktor $\gamma_L = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \geq 20$ überleben lange genug, um den Erdboden zu erreichen.

3.3.1 Energiespektrum

Das Energiespektrum der Myonen ergibt sich aus dem Energiespektrum der Primärteilchen, Energieverlust durch Ionisation (typischerweise 2 GeV auf dem Weg durch die gesamte Atmosphäre) und Zerfall der Myonen. Das Spektrum der Myonen folgt daher annähernd dem Spektrum der kosmischen Strahlung, wird aber bei Energien unterhalb 10 GeV immer flacher, da die niederenergetischen Myonen zerfallen, bevor sie das Beobachtungsniveau erreichen. Bei Energien über 100 GeV spielen zunehmend starke Wechselwirkungen der Primärteilchen mit Teilchen der Atmosphäre eine Rolle und das Spektrum wird stetig steiler. Bei höchsten Energien ($E_\mu \gg 1$ TeV) ist das Spektrum um eine Größenordnung steiler als das Primärspektrum der kosmischen Strahlung (Abb.3.5).

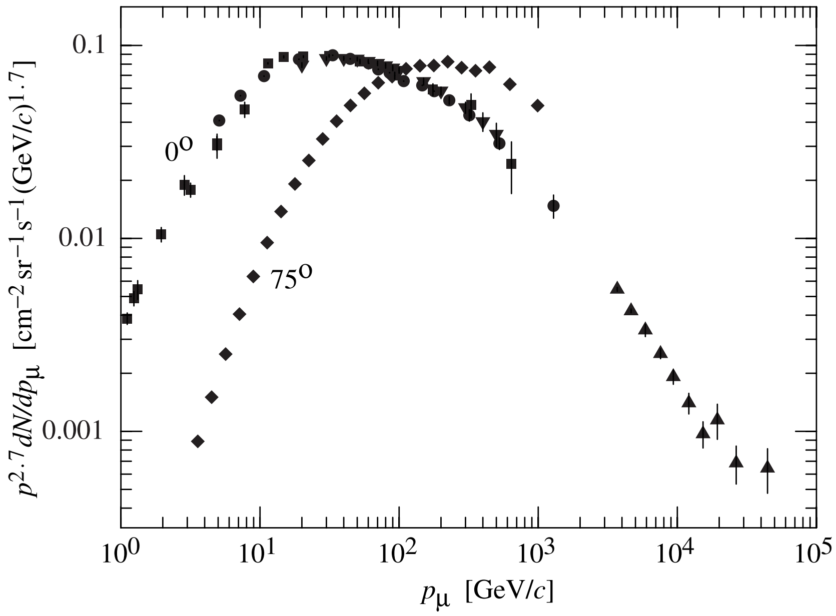

Abbildung 3.5: *Differentielles Energiespektrum von Myonen (auf Meeresniveau), bei den Zenitwinkeln $\zeta = 0°$ und $\zeta = 75°$. Zusammenfassung von Messungen verschiedener Autoren (aus [PDG98]).*

Die Tscherenkow-Schwelle liegt am Beobachtungsort für Myonen bei $E_{min} \approx 5\, GeV$. Für einen verläßlichen Kreisfit, darf der Tscherenkow-Winkel nicht zu klein gegen den Durchmesser der Pixel werden, um zu gewährleisten, daß im Bild eine genügend große Anzahl von Pixeln vorliegt. Bei einer Energie von 6 GeV beträgt $\theta_c \approx 0.64°$ (s.Abb.2.2), was bei einem Öffnungswinkel des Kreisbogens von 180° gewährleistet, daß ein Bild aus 8 Pixeln entstehen kann.

3.3.2 Flußraten

Myonen entstehen als Zerfallsprodukte geladener Mesonen, die ihrerseits in nukleonischen Luftschauern produziert werden. Daher ergibt sich die Flußrate der Myonen letztendlich aus der Flußrate der Nukleonen aus der kosmischen Strahlung, die für Energien über 1 GeV abgeschätzt werden kann durch ([PDG98]):

$$\frac{d\Phi_N(E)}{dA\, d\Omega\, dt} \approx 1.8\, E^{-\alpha} \frac{\text{Nukleonen}}{\text{cm}^2\, s\, \text{sr}\, \text{GeV}} \quad \text{mit } \alpha\, (\equiv \gamma + 1) = 2.7 \tag{3.7}$$

E ist hierbei die Energie pro Nukleon inklusive der Ruhemasse, und α ist der differentielle Spektralindex der kosmischen Strahlung. Abb.3.3.2 gibt die Abschätzung der vertikalen Flußrate für verschiedene Bestandteile der kosmischen Strahlung wieder.

Auf dem Beobachtungsniveau in $\sim$ 2200 m Höhe ($\sim$ 800 g/cm^2) stellen Myonen den weitaus größten Bestandteil der kosmischen Strahlung dar. Die Flußrate von Myonen mit Energien über 1 GeV beträgt dort etwa 140 $m^{-2}sr^{-1}s^{-1}$, während die Flußrate der Hadronen um einen Faktor 10 niedriger liegt. Unter der Annahme eines einfachen Potenzgesetzes für das differentielle Energiespektrum der Myonen kann man die Flußrate von Myonen mit Energien über 6 GeV abschätzen.

$$\frac{dN_\mu}{dE\, dA\, d\Omega\, dt} \sim F_0\, E^{-\gamma} \Rightarrow \frac{d\Phi_\mu}{dA\, d\Omega\, dt}(E \geq E_0) = -F_0\, \frac{1}{1-\gamma}\, E_0^{1-\gamma}$$

Der Spektralindex der Myonen liegt im Energiebereich von 1 bis 100 GeV bei $\gamma \sim 1.9$ (Abb.3.7), woraus sich ein Fluß von $\Phi_\mu \sim 25\, m^{-2}sr^{-1}s^{-1}$ für $E \geq 6$ GeV ergibt. Für eine Spiegelfläche von A=11.1 m^2 und einem Öffnungswinkel 2i $\leq$ 2° kann man eine Rate von $\Phi_\mu \sim 0.08\, s^{-1}$ für $\rho \leq 1$ erwarten.

3.3.3 Vielfach Coulomb Streuung

Wenn ein geladenes Teilchen ein Medium durchquert, erfährt es eine große Zahl von Streuprozessen in den Coulombfeldern der Atomkerne. Diesen Prozeß, dem die Myonen unterworfen sind, bezeichnet man als Vielfach Coulomb Streuung. Da sowohl die Inklination, als auch der Auftreffpunkt der Myon-Trajektorie hierbei verändert

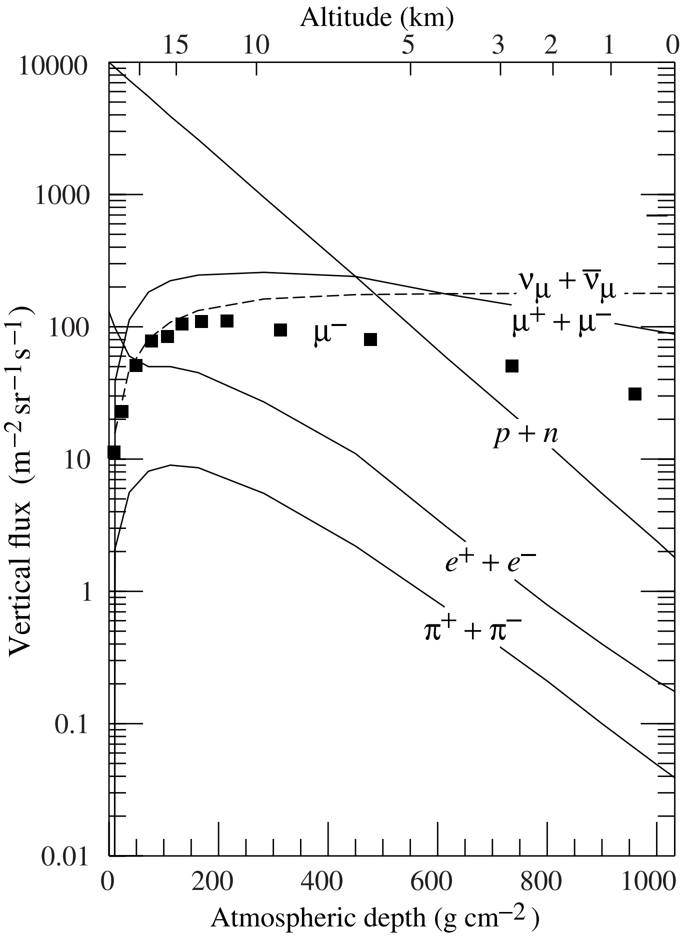

Abbildung 3.6: *Vertikaler Fluß von Teilchen mit $E > 1$ GeV aus der kosmischen Strahlung, abgeschätzt dem Nukleonenfluß aus Gleichung 3.7. Die Punkte geben Messungen der Flußrate negativer Myonen wieder ([Bel96]). (aus [PDG98]).*

werden, muß die Größenordnung dieses Effekts bestimmt werden, um dessen Einfluß auf die Bildparameter angeben zu können.
Die Verteilung der Streuwinkel ϑ_{mcs} nach Durchlaufen einer Wegstrecke x kann für kleine Streuwinkel durch eine Gaußverteilung approximiert werden. Die Breite σ_{mcs} dieser Verteilung um den Mittelwert von $\vartheta^0_{mcs} = 0$ beträgt:

$$\sigma = \frac{13.6\,\mathrm{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right] \tag{3.8}$$

Hierbei ist p der Impuls, βc die Geschwindigkeit, z die Ladungszahl des gestreuten Teilchens und x/X_0 ist die zurückgelegte Strecke in Einheiten von Strahlungslängen

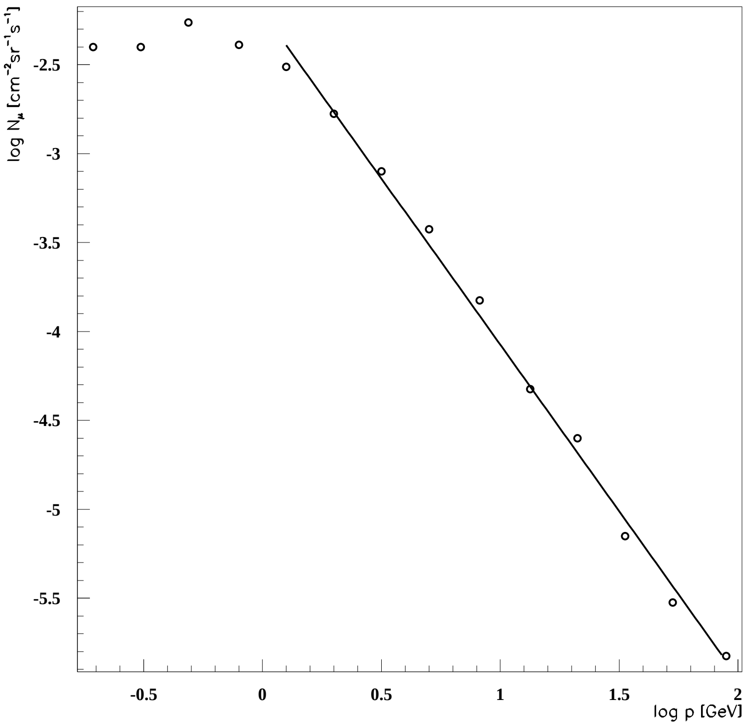

Abbildung 3.7: *Differentielles Spektrum vertikaler Myonen auf 3000 m Höhe, entnommen aus [All84]. Im Bereich von 1 GeV bis 100 GeV ergibt ein Fit einen Spektralindex von* $\gamma = -1.87$.

des streuenden Mediums. Die laterale Verschiebung Δy des Teilchens wird ebenfalls durch eine Gaußfunktion um den Mittelwert $\Delta y = 0$ beschrieben, ihre Breite ergibt sich dabei zu

$$\Delta y = \frac{1}{\sqrt{3}}\, x\, \sigma$$

Für Luft beträgt eine Strahlungslänge unter Normalbedingungen 304 m bzw. 37 g/cm^2 ([PDG98]). Da die Luftdichte an der Beobachtungsstätte auf La Palma im Jahresmittel um den Faktor 0.74 geringer ist, vergrößert sich dieser Wert noch auf 412 m. Für die maximale Strecke von 180 m, über die ein Myon gesehen werden kann reduziert sich der Ausdruck 3.8 auf $\sigma^{\mu}_{mcs} = 8.6$ MeV/βcp und liegt für ein durchschnittliches Myon ($E_\mu = 10$ GeV, $\theta_c = 1°$) bei $\sigma^{\mu}_{mcs} \sim 0.05°$. Die Verteilung der resultierenden Änderung des Impact Parameters hat dabei eine Breite von $\Delta y \sim$ 10 cm.

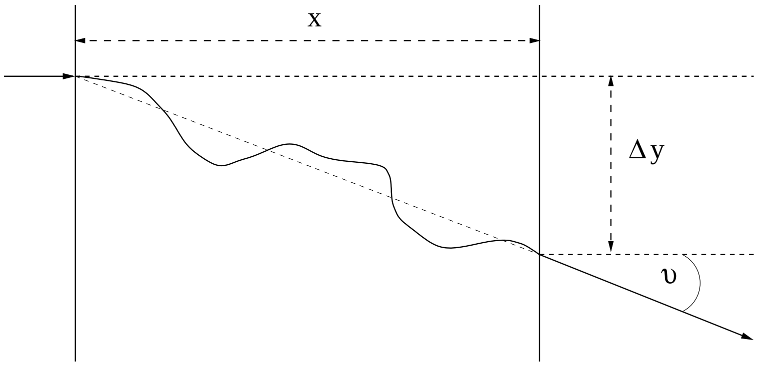

Abbildung 3.8: *Vielfach Coulomb Streuung eines geladenen Teilchens beim Durchgang durch ein streuendes Medium der Dicke x.*

Die Vielfach Coulomb Streuung verursacht eine Verbreiterung des Ringes, die etwa 5% beträgt. Damit trägt sie noch am stärksten zum Fehler bei der Bestimmung von θ_c bei. Weitere Effekte, die eine Unschärfe des Ringes verursachen könnten, sind die Änderung des Brechungsindexes mit der Höhe und der Energieverlust des Myons durch Ionisation. Aufgrund der kurzen Beobachtungsstrecke sind diese Effekte aber ohne Bedeutung. Die Aufteilung des Bildes in einzelne Pixel mit einer bestimmten Größe in der Kamera bezeichnet man als *Digitalisierung* des Bildes. Die Breite eines Pixels einer HEGRA-Kamera beträgt 0.244° und ist damit um den Faktor 4 größer als die Abweichung, welche von den angesprochenen Effekten verursacht wird. Die durch die Digitalisierung verursachte Unschärfe in der Bestimmung des Ringradius θ_c überwiegt hier alle physikalisch bedingten Fehler. Der durch Vielfachstreuung verursachte Fehler bei der Bestimmung des Impact Parameters liegt bei ~ 0.05 Spiegelradien, und wird sich noch am stärksten bei Impact Parametern in der Nähe von 1.0 Spiegelradien auswirken (s.Abb.3.4).

3.3.4 Kontamination durch Elektronen

Elektronen unterscheiden sich von Myonen nur durch ihre geringere Masse von $m_e \sim$ 0.511 MeV. Alle beschriebenen Effekte gelten für Elektronen genauso, wie für Myonen, und so ist es im Prinzip möglich, daß auch Elektronen in der Kamera ringförmige Bilder generieren, die man für Myon-Ringe halten kann. Die Tscherenkow-Energieschwelle liegt für Elektronen auf La Palma bei 24.6 MeV. Um einen Ring mit ausreichend großem Radius zu generieren, brauchen sie eine Mindestenergie von 29 MeV. Eine solche Kontamination der Daten durch Elektron-Ringe wird dann problematisch, wenn die Elektronen durch die Vielfach Coulomb Streuung, von der diese wesentlich stärker betroffen sind als Myonen, vorzeitig aus dem Gesichtsfeld der Kamera gestreut werden. Dann enthält der Ring weniger Photonen als erwartet und die Ergebnisse der Kalibration werden nach unten verfälscht. Die Vielfachstreuung verhindert aber gerade das Erkennen solcher Elektron Ringe, da sie das Bild in der Kamera verschmiert und so quasi ausbleicht. Ein Ringbild wird nicht mehr als solches erkannt, wenn die Verschiebung mehr als 2 Pixelbreiten, also $0.5°$ beträgt. In diesem Fall wird das Ereignis durch den nach jedem Kreisfit ausgeführten χ^2-Test verworfen (s.Tab.4.2). Damit die Abweichung kleiner ist, müssen die Elektronen nach Gl.3.8 eine Mindestenergie von 0.98 GeV aufweisen. Aus Abb.3.3.2 kann man die Flußrate von Elektronen mit Energien über 1 GeV entnehmen, sie beträgt lediglich $\Phi_e \sim 1\ m^{-2}sr^{-1}s^{-1}$, was um einen Faktor 25 kleiner als die Flußrate brauchbarer Myonen ist. Die Kontamination der Daten durch Elektronen beträgt also nur maximal 4% und ist somit zu vernachlässigen.

Kapitel 4

Energiekalibration

Zentrales Anliegen dieser Arbeit ist es, die gemessene Lichtintensität eines Ereignisses in Photoelektronen I_{pe} in direkte Beziehung zur ursprünglichen Lichtintensität des Luftschauers in Photonen I_γ, zu setzen. Diese Intensität ergibt sich zu

$$I_{pe} = \Psi \cdot I_\gamma = \int I_\gamma(\lambda)\, T_{atm}(\lambda)\, A_{eff}\, R_{sp}(\lambda)\, T_{fun}(\lambda)\, \Psi_{pm}(\lambda)\, d\lambda \tag{4.1}$$

Das Tscherenkow-Spektrum $I_\gamma(\lambda)$, sowie die effektive Fläche des Teleskopspiegels A_{eff} sind bekannt und zur Bestimmung der atmosphärische Transmission existieren realitätsnahe Atmosphärenmodelle. Die atmosphärische Transmission $T_{atm}(\lambda)$ bezieht sich hier nur auf die kurze Strecke von ~ 200 m über der Beobachtungsstätte, da die Myonen nur über diese kurze Strecke gesehen weden können. Für das Tscherenkow-Licht von Luftschauern, das aus ~ 8 km Höhe kommt, muß man auf theoretische Modelle für die atmosphärische Transmission zurückgreifen. Die Parameter für einzelnen Komponenten des Detektorsystems, wie die Reflektivität der Teleskopspiegel $R_{sp}(\lambda)$, die Transmission durch die Abdeckplatte der Kameraöffnung und die Lichtsammelleiter (Funnels) $T_{fun}(\lambda)$, sowie die Quanteneffizienz der Photomultiplier $\Psi_{pm}(\lambda)$, können für verschiedene Wellenlängen gemessen werden, solange diese Komponenten noch nicht zu einem vollständigen Detektor montiert wurden. Die im Detektor letztendlich gemessene Größe ist die Signalintensität in ADC-Einheiten I_{ADC}, die sich ergibt zu

$$I_{ADC} = \kappa \cdot \Psi \cdot I_\gamma \quad \text{mit} \quad \kappa = G_{pm}\, \kappa_{el} \tag{4.2}$$

Der Konversionsfaktor κ ist das Produkt aus Verstärkungsfaktor (Gain) der Photomultiplier G_{pm} und elektronischem Konversionsfaktor κ_{el} aus der Digitalisierung durch die FADCs. Dieser Photoelektronen-Konversionsfaktor wird fortlaufend aus Laserruns bestimmt ([Her96], s.Kap.4.1.1). Der so gemessene Faktor $\kappa_L = G_{pm}\kappa_{el}$ wird in der Analyse dazu benutzt, um die ADC-Einheiten wieder in die Zahl der

Photoelektronen umzurechnen, die in den Photomultipliern erzeugt wurden.

$$I'_{pe} = \kappa_L^{-1} I_{ADC} \tag{4.3}$$
$$= \Psi \cdot I_\gamma \Leftrightarrow \frac{\kappa}{\kappa_L} = 1 \tag{4.4}$$

Das System ist Alterungserscheinungen unterworfen, die sich unterschiedlich stark auf die einzelnen Komponenten auswirken. Zudem ist der Ablauf der verschiedenen Alterungsprozesse, wie z.B. durch Witterungseinflüsse bedingtes Erblinden der Spiegel, Verschmutzung der Spiegel und Abnutzung der Photomultiplier-Dynoden nur unvollständig bekannt. Weitere Unsicherheiten entstehen durch zeitlich variable Effekte, welche die Beobachtungsraten und Ergebnisse beeinflussen. Jahreszeitliche Variation der Atmosphärenzusammensetzung und Wolkenbildung, sowie die Anwesenheit von Staubteilchen, die durch den Wind aus der Sahara in die Atmosphäre über der Beobachtungsstätte getragen werden (sogenannter *Calima* Wind), beeinflussen die Ergebnisse unmittelbar. Will man den Einfluß dieser atmosphärischen Effekte abschätzen, muß man sich aber über den genauen Wert der Detektoreffizienz zu jedem Zeitpunkt im klaren sein.

4.1 Bisher benutzte Methoden

Die naheliegende Methode, einen Detektor zu eichen, besteht darin, ein Referenzsignal mit bekannter Charakteristik zu erzeugen und die Detektorantwort auf dieses Signal zu analysieren. Das Signal sollte dabei dieselbe Charakteristik aufweisen, wie die Signale, welche der Detektor im normalen Betrieb aufzeichnen soll. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, alle relevanten Einzelprozesse von Erzeugung, Nachweis und Verarbeitung aller möglichen auftretenden Signale nach bestem Wissen zu simulieren und die so generierten Daten mit den Realdaten zu vergleichen. Beide hier genannten Methoden wurden untersucht und finden derzeit Anwendung.

4.1.1 Laserlicht

Da es keine Möglichkeit gibt, Luftschauer in der Atmosphäre künstlich zu induzieren, bleibt man darauf angewiesen, das Tscherenkow-Licht unter Zuhilfenahme von anderen Lichtquellen nachzuahmen. Kurze Lichtimpulse mit einem Frequenzspektrum, das dem von Luftschauern ausgehenden Tscherenkow-Licht entspricht, sind technisch aber nur schwer zu realisieren. Im Rahmen einer Diplomarbeit wurde eine Kalibrationsmethode entwickelt, die einen Laser zu diesem Zweck verwendet ([Fra97]). Die Methode baut auf dem Prinzip der sogenannten *Laserruns* auf, die routinemäßig durchgeführt werden. Diese Laserruns werden durchgeführt, um die

Verstärkung der einzelnen Photomultiplier durch Nachregeln der Hochspannung anzugleichen, damit ein gleichmäßiger Verstärkungsfaktor über alle Pixel der Kamera erreicht wird. Dazu werden die kurzen Lichtpulse (t $\approx$ 0.5 ns) eines Stickstofflasers auf einen Szintillator (NE 111) in der Mitte des Spiegelträgers geleitet, der das monochromatische ($\lambda = 337nm$) Laserlicht diffus reemittiert und so die Kamera homogen ausleuchtet. Das Spektrum dieses Szintillatorlichts ähnelt dem Spektrum des atmosphärischen Tscherenkow-Lichts. Nach 100 Laserschüssen wird die mittlere ADC Pulsfläche $\langle A_i \rangle$ für jedes Pixel bestimmt und der Mittelwert $\langle A_0 \rangle$ über alle Pixel gebildet. Die gemessenen Werte jedes Pixels werden mit $\langle A_i \rangle / \langle A_0 \rangle$ multipliziert, um die Pulsfläche jedes Pixels auf $\langle A_0 \rangle$ zu normieren. In Abständen von etwa 6 Monaten wird dann die Hochspannung für jedes Pixel individuell so nachgeregelt, daß seine mittlere Pulsfläche $\langle A_0 \rangle$ entspricht. Aus der relativen Breite σ_i des Pulsflächenspektrums des i-ten Pixels kann man die mittlere Anzahl N_i von Photoelektronen im i-ten Pixel berechnen ([Her96]):

$$N_i = \frac{1 + \sigma_{spe}^2}{\sigma_i^2 - p^2} \tag{4.5}$$

Hierbei ist σ_{spe} die relative Breite der Verteilung der Sekundärelektronen im Photomultiplier, die durch Labormessungen zu $\sim$ 0.45 bestimmt wird ([Her96]) und p ein Phasen-Korrekturfaktor, der $\sim$ 0.05 beträgt. Man erhält so das Verhältnis von Photoelektronen zu ADC-Einheiten, es beträgt gemittelt über alle Pixel k=0.56 pe/ADC für die Pulsfläche, bzw. k=1.05 pe/ADC für die Pulsamplitude ([Her96]). Bei der Laser-Kalibrationsmethode wird mit der Laser/Szintillator-Anordnung nicht die Kamera, sondern der gesamte Spiegel ausgeleuchtet. Der Abstand zum Teleskop wird genügend groß gewählt, so daß die Lichtquelle punktförmig erscheint. Um die Zahl der Photonen genau bestimmen zu können, werden durch Interferenzfilter schmale ($\Delta\lambda < 10nm$) Wellenlängenbereiche ausgewählt, bei denen die Messung erfolgt. In der Spiegelebene wird ein vorkalibrierter Photodetektor angebracht, der die Energie der Laserpulse mißt. Bei der Messung mit den weitaus empfindlicheren Photomultipliern der Kamera muß die Lichtintensität allerdings durch einen geeigneten Abschwächer um einen Faktor 1000 herabgesetzt werden. Ein weiteres Problem ergibt sich daraus, daß die als Photodetektor verwendete Diode im DC-Betrieb geeicht wurde, sich aber wärend der Messung im Pulsbetrieb befindet. Die Messung wurde für zwei Wellenlängen durchgeführt und lieferte als Ergebnis eine Energie pro Flächeneinheit und ADC-Amplitude $E_F = 4.1 \cdot 10^{-23} J/cm^2 \pm 7\%$ für $\lambda = 430$ nm und $E_F = 4.9 \cdot 10^{-23} J/cm^2 \pm 7\%$ für $\lambda = 470$ nm. Diese Werte entsprechen einer Photonennachweiseffizienz von $\Psi(430\,\mathrm{nm}) = 0.13 \pm 0.01$ und $\Psi(470\,\mathrm{nm}) = 0.10 \pm 0.01$.

4.1.2 Monte Carlo Daten

Kennt man die chemische Zusammensetzung und Flußrate der kosmischen Strahlung über den Energiebereich des HEGRA-Systems, so kann man Monte Carlo Methoden einsetzten, um die Effizienz des Detektors zu bestimmen. Zur Simulation von Luftschauern und der Antwort des HEGRA-Systems stehen detailierte Monte Carlo (im folgenden kurz MC) Simulationen zur Verfügung, auf die in Kap. 5.2 noch genauer eingegangen wird. Wenn man der MC-Simulation zutraut die Realität korrekt nachzubilden, so kann man die Trigger-Raten von MC-Luftschauern und realen Luftschauern vergleichen, um den globalen Kalibrationsfaktor zu bestimmen, für den die Trigger-Raten sich angleichen ([Hem98]). Die Trigger-Rate R hängt mit der Trigger-Schwelle q_0 über ein einfaches Potenzgesetz zusammen:

$$R \sim q_0^{-\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma \approx 1.8 \tag{4.6}$$

Ist der MC-Kalibrationsfaktor korrekt, so müssen die simulierten und gemessenen Raten für verschiedene Trigger-Schwellen übereinstimmen.

$q_0\,[pe]$	12	15	20	30
$R_{exp}\,[Hz]$	7.7	5.9	3.9	2.2
$R_{mc}\,[Hz]$	7.8	5.9	3.6	2.0

Tabelle 4.1: *Vergleich von gemessenen und simulierten Triggerraten bei unterschiedlichen Triggerschwellen q_0 ([Hem98])*

Tab.4.1.2 gibt die in [Hem98] ermittelten Raten wieder. Aufgrund des Potenzgesetzes 4.6 kann man aus der Übereinstimmung der Triggerraten aus Tab.4.1.2 schlußfolgern, daß der MC-Kalibrationsfaktor um nicht mehr als $\sim 10\%$ vom tatsächlichen Faktor abweicht. Hinzu kommt aber, daß die Flußrate der kosmischen Strahlung nur mit einer Unsicherheit von etwa 10% bekannt ist, und die chemische Zusammensetzung ebenfalls mit einer großen Unsicherheit von bis zu 20% behaftet ist. Sind diese Größen aber nicht korrekt in die MC-Simulation eingebracht, so verursachen ihre Fehler eine Abweichung in der Kalibration. Für die aktuellen Daten der HEGRA-Kollaboration wird ein Fehler von 15% auf der absoluten Energieskala angenommen.

4.2 Energiekalibration durch Myon-Ringe

Myon-Ringe bieten die Möglichkeit, in einem einzigen Kalibrationsprozeß das Spiegelsystem, die Kamera und die Ausleseelektronik als Einheit zu erfassen. Der gesamte

Tscherenkow-Detektor wird so in einem Arbeitsgang kalibriert, ohne daß er auf besondere Weise präpariert werden muß. Gegenüber dem normalen Beobachtungsmodus sind lediglich unkomplizierte Änderungen der Betriebsbedingungen erforderlich, und zwar das Ausschalten des Systemtriggers und leicht veränderte Parameter für die lokalen Teleskoptrigger (s.Kap.7.1). Ersteres ist selbstverständlich, da ein Myon nur einen Spiegel treffen kann. Die zweite Bedingung ergibt sich aus der gegenüber den sonst beobachteten Ereignissen geringen Lichtstärke der Myon-Ereignisse. Diese Bedingung macht es auch erforderlich, die Linearität des Detektorsystems zu untersuchen, wenn man die Kalibration für Daten nutzen will, welche sich auf lichtstarke Ereignisse beziehen. Umfangreiche Untersuchungen zur Linearität der Photomultiplier und der elektronischen Auslesekette zeigen, daß die Linearität des Detektors über einen breiten Bereich von 0 bis zu ~ 1000 Photoelektronen gewährleistet ist [Aye99]. Drei Schritte sind für die Kalibrationsprozedur notwendig:

- Auffinden potentieller Ring-Ereignisse
- Parametrisierung des Bildes und Auswahl von geeigneten Ereignissen für eine Kalibration
- Analyse der Bilder durch eine Minimierungsroutine zur Rekonstruktion des Impact Parameters

Sind diese drei Schritte ausgeführt, hat man Ereignisse ausgewählt, die mit hoher Sicherheit von einem lokalen Myon generiert wurden und für die man den Tscherenkow-Winkel und den Impact Parameter bestimmt hat. Sind diese beiden Größen bekannt, kann man die Zahl der Photonen I_γ^{rec} rekonstruieren, die vom Teleskop hätten registriert werden sollen. Durch Vergleich dieser Lichtintensität mit der Signalamplitude in der Kamera stellt man die Effizienz fest, mit der die Tscherenkow-Photonen als Photoelektronen detektiert werden. Die in den Myon-Runs rekonstruierte Effizienz ist dann (vgl.Gl.4.3)

$$\Psi = \frac{I'_{pe}}{I_\gamma^{rec}} \tag{4.7}$$

4.2.1 Bildbearbeitung

Aufgrund der niedrigen Trigger-Schwelle bei der Myon-Datennahme wird eine große Anzahl von Ereignissen aufgezeichnet, die nicht durch Myonen verursacht wurden. Diese Aufgezeichneten Ereignisse können Luftschauer sein, die von Hadronen oder γ-Quanten verursacht wurden, oder zufällige Fluktuationen der Helligkeit des Nachthimmels. Diese Lichtfluktuationen am Nachthimmels bezeichnet man als *Night-Sky-Background* (NSB). Die charakteristische Signatur der Myonen ist das Erscheinen

eines kreisförmigen Bildes, das es zu erkennen gilt.
Um die Charakteristiken eines Bildes herauszuarbeiten, wird es zuerst von zufälligen Fluktuationen des Nachthimmelslichts 'gereinigt'. Zu diesem Zweck wird ein sogenannter *Tailcut* ausgeführt, d.h. alle Pixel mit Einträgen unter einer unteren Schwelle t_l werden verworfen und ebenso alle Pixel mit Einträgen unter einer oberen Schwelle t_h, sofern sie sich nicht in unmittelbarer Nachbarschaft zu Pixeln mit Einträgen über t_h befinden. Verschiedene Werte für t_l und t_h sind denkbar, es erweist sich aber, daß die Kombination $t_h = 5$ pe und $t_l = 2$ pe sinnvoll ist (s.Kap.7.3.1). Anschließend werden die verbliebenen Pixel gezählt und die mittlere Anzahl der nächsten Nachbarn $\langle \mathrm{NN} \rangle$ bestimmt. Grundsätzlich werden alle Bilder verworfen, in denen sich weniger als $n_{pix} = 10$ Pixel befinden. Die Größe $\langle \mathrm{NN} \rangle$ ist das wichtigste Kriterium zur Identifizierung von ringförmigen Bildern (s.Abb.4.1).
In einem idealen Ring hätte jedes Pixel genau 2 nächste Nachbarn. Dagegen erscheinen beim NSB die einzelnen Pixel isoliert ($\langle \mathrm{NN} \rangle < 2$), und bei Hadron- bzw. γ-induzierten Schauern liegen die Pixel zu Clustern geballt vor ($\langle \mathrm{NN} \rangle > 2$). Da nur lokale Teilchen ringförmige Bilder generieren, stellt die gemittelte Zahl $\langle \mathrm{NN} \rangle$ ein gutes Kriterium für das Erkennen von Myonen dar. Nur Ereignisse, bei denen $\langle \mathrm{NN} \rangle$ in der Nähe von 2 liegt, kommen als Kandidaten für eine weitere Analyse in Betracht.

4.2.2 Auswahl geeigneter Ereignisse

Der nächste Schritt der Analyse ist die Bestimmung der Kreisparameter. Hierzu wird ein schneller Algorithmus für einen Kreisfit auf das Bild angewendet ([Che84]), um den Radius R des Kreises und die Koordinaten des Kreismittelpunkts (a, b) zu suchen. Der Algorithmus leistet eine Minimierung einer χ^2-Funktion L(a,b,R)

$$L(a, b, R) = \sum_{i=1}^{n} \chi_i^2 \quad \text{mit} \quad \chi_i = \sqrt{(x_i - a)^2 + (y_i - b)^2} - R$$

für n Punkte mit den Koordinaten (x_i, y_i). Um ein anschauliches Maß für die Güte des Kreisfits zu erhalten wird L(a,b,R) über die Zahl der Freiheitsgrade gemittelt. Da drei Punkte einen Kreis vollständig festlegen, hat das Bild also n-3 Freiheitsgrade und man erhält $\langle L_f \rangle = L(a, b, R)/(n-3)$. Die Akzeptanzgrenze für $\langle L_f \rangle$ wird niedrig gewählt, um zu verhindern, daß irrtümlich Ereignisse verarbeitet werden, welche nur zufällig eine ungefähre Kreisform aufweisen. Anschließend werden alle Pixel gelöscht, die weiter als eine Pixelbreite vom Kreisrand entfernt liegen. Diese Verfahrensweise wird so lange wiederholt, bis keine Pixel mehr gelöscht werden müssen oder bis die im vorigen Abschnitt beschriebenen Ringkriterien nicht mehr erfüllt sind. Auf diese Weise könnte man natürlich aus jedem beliebigen Bild einen Ring extrahieren und man muß daher den Anteil k der gelöschten Pixel kontrollieren und alle Ereignisse

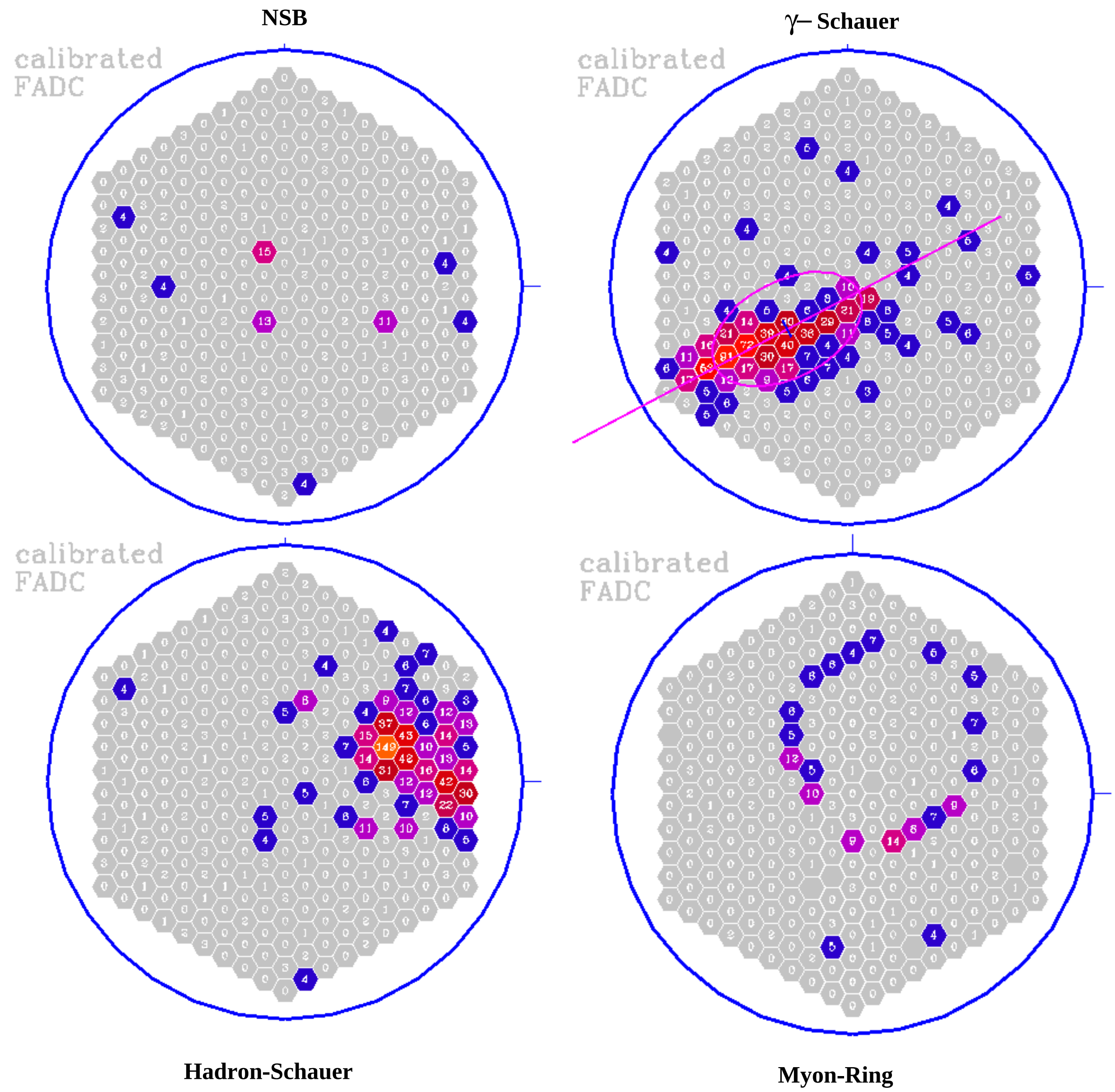

Abbildung 4.1: *Ansicht des Online Displays für verschiedene Arten von Ereignissen. Die Einträge in den einzelnen Pixeln sind kalibrierte Amplituden in Photoelektronen.*

verwerfen, bei denen k zu groß ist. Schließlich sollte man alle Ereignisse verwerfen, deren Radius viel größer als der asymptotische Tscherenkow-Radius für Myonen am Beobachtungsort ($\sim 1.2^\circ$) ist.
Das Verwerfen von Ereignissen, die bestimmten gestellten Kriterien nicht mehr entsprechen, wird im Weiteren als *Schnitt* auf ein bestimmtes Kriterium bezeichnet.

Zwei weitere Schnitte werden noch durchgeführt, um die Qualität des anschließenden Fits zu erhöhen. Zum einen wird der Öffnungswinkel ω des Kreisbogens auf mindestens 180° festgelegt. Auf diese Weise wird sichergestellt, daß nur Myon-Ereignisse verfolgt werden, bei denen das Myon den Spiegel auch wirklich getroffen hat. Grund hierfür ist die problematische Unterscheidung zwischen dem Fall, bei dem das Myon den Spiegel verfehlte, und dem Fall, bei dem das Myon den Spiegel zwar nahe des Randes traf, aber die Intensität auf der schwächeren Seite des Ringes im Untergrund unterging. Ebenso sollte man den Fall ausschließen, bei dem das Ringbild vom Rand der Kamera abgeschnitten wurde. Um zu gewährleisten, daß das Bild vollständig in der Kamera erfaßt wurde, wird die Position desjenigen Punktes überprüft, der am weitesten vom Zentrum der Kamera entfernt liegt. Liegen die Koordinaten dieses Punktes nicht mehr im Koordinatenbereich des äußersten Ringes von Kamerapixeln, so wird das Ereignis verworfen. Will man diese Bedingung verschärfen, um Randeffekte möglichst vollständig auszuschließen, so kann man den Bereich von Pixeln, mit deren Koordinatenbereich verglichen werden soll, auf die inneren Pixelringe der Kamera einengen. De facto führt man hier einen Schnitt auf die Summe von Verschiebung des Ringbildes in der Kamera (=Inklinationswinkel i) und Radius des Kreises ($= \theta_c$) durch. Tabelle 4.2 stellt die verschiedenen Akzeptanz-Kriterien in der Reihenfolge ihrer Anwendung zusammen. Angegeben sind die in der Analyse benutzten Werte, sowie die Größenordnung der Zahl der verworfenen Ereignisse für gemessene Daten.

Kriterium	Bedingung	Verworfene Ereignisse
Anzahl der Pixel nach Tailcut	$n_{pix} \geq 10$	20%
Mittlere Zahl der nächsten Nachbarn	$1.3 \leq \langle \mathrm{NN} \rangle \leq 3.5$	25%
Anteil der gelöschten Pixel	$k \leq 0.3$	6%
χ^2pro Freiheitsgrad	$\langle L_f \rangle \leq 0.1$	15%
Vollständigkeit des Bildes	$i + \theta_c \leq 2.0$	5%
Öffnungswinkel des Kreisbogens	$\omega \geq 180°$	7%
Tscherenkow-Winkel	$0.6 \leq \theta_c \leq 1.5$	7%

Tabelle 4.2: *Akzeptanz-Kriterien für Myon-Ringe*

4.2.3 Rekonstruktion des Impact Parameters

Die in Tab.4.2 angegebenen Schnitte wählen Ereignisse aus, von dem man mit großer Sicherheit annehmen kann, daß sie von einem Myon erzeugt wurden. Anschließend wird versucht, den Impact Parameter aus der vorliegenden Intensitätsverteilung im

Bild zu rekonstruieren.
Die Basis der Rekonstruktion stellt die im vorigen Kapitel angegebene Funktion $I_{pix}(\theta, \rho, \phi)$ aus Gleichung 3.5 dar. Der Intensitätsverlauf im Bild wird mit der Funktion I_{pix} verglichen und deren Parameter so lange angepaßt, bis eine möglichst gute Übereinstimmung erzielt wird. Um die Werte vergleichen zu können, ist es erforderlich, die Zahl der Photonen aus I_{pix} in Photoelektronen umzurechnen. Dazu muß man eine erste Abschätzung für die Detektoreffizienz Ψ, die man im Endeffekt bestimmen will, in I_{pix} einfließen lassen. Als erste Schätzung wird der Wert $\Psi = 0.1$ eingesetzt, der in Rahmen anderer Arbeiten ermittelt wurde ([Fra97],[Hem98]). Die Einträge in den einzelnen Pixeln unterliegen statistischen Schwankungen, da die Elektronenausbeute der Photomultiplier fluktuiert. Ebenso ist die Verteilung von einzelnen Photonen auf nahe beieinanderliegende Pixel ein statistischer Prozeß. Hinzu kommen noch Anteile von Licht, die durch NSB verursacht wurden. Diese Prozesse verzerren den Intensitätsverlauf im Bild beträchtlich, und es ist deshalb notwendig, den Amplitudenverlauf vor einer Anpassung zu glätten. Zu diesem Zweck wird die gemessene Lichtintensität $I_{mess}(\theta, \rho, \phi)$ über einen Bereich $d\Phi$, der 4 Pixeln entspricht, integriert und auf 4 Pixel normiert (Abb.4.4 links).

$$d\Phi = 4\,\tilde{\omega} = 4\,\frac{\omega}{\theta_c}\,\frac{180^\circ}{\pi}$$

Die Integration wird durch eine Addition aller Pixeleinträge in diesem Winkelbereich erreicht. Die theoretische Funktion I_{pix} wird analog behandelt, die Integration wird durch die Summation von 4 Pixeleinträgen approximiert.

$$\begin{aligned} I_i^m(\theta, \rho, \phi_i) &= \frac{1}{4}\int_{\phi_i - 2\tilde{\omega}}^{\phi_i + 2\tilde{\omega}} I_{mess}(\theta, \rho, \phi\prime)d\phi\prime && (4.8) \\ &\approx \frac{1}{4}\sum_{\phi \geq (\phi_i - 2\tilde{\omega})}^{\phi \leq (\phi_i + 2\tilde{\omega})} I_{mess}(\theta, \rho, \phi) \\ I_i^t(\Psi, \theta, \rho, \phi_i^*) &= \frac{1}{4}\Psi \cdot \int_{\phi_i^* - 2\tilde{\omega}}^{\phi_i^* + 2\tilde{\omega}} I_{pix}(\theta, \rho, \phi\prime)d\phi\prime \quad , \quad \phi^* = \phi - \phi_0 && (4.9) \\ &\approx \frac{1}{4}\Psi \cdot \sum_{\phi = (\phi_i^* - 2\tilde{\omega})}^{\phi = (\phi_i^* + 2\tilde{\omega})} I_{pix}(\theta, \rho, \phi) && (4.10) \end{aligned}$$

Die Anpassung erfolgt durch Minimieren einer χ^2-Funktion für n Punkte.

$$\chi^2(\rho, \phi_0) = \sum_{i=1}^{n} \epsilon_i^2 \sigma_i^2 \quad \text{wobei}$$

$$\epsilon_i = I_i^m(\theta, \rho, \phi_i) - I_i^t(\Psi, \theta, \rho, \phi_i - \phi_0)$$

σ_i ist der Fehler auf die Signalamplitude des Pixels I_i^m. Die Phase ϕ_0 gibt die Azimutorientierung des Schauerauftreffpunktes relativ zur x-Achse des Kamerakoordinatensystems an (s.Abb.4.2).

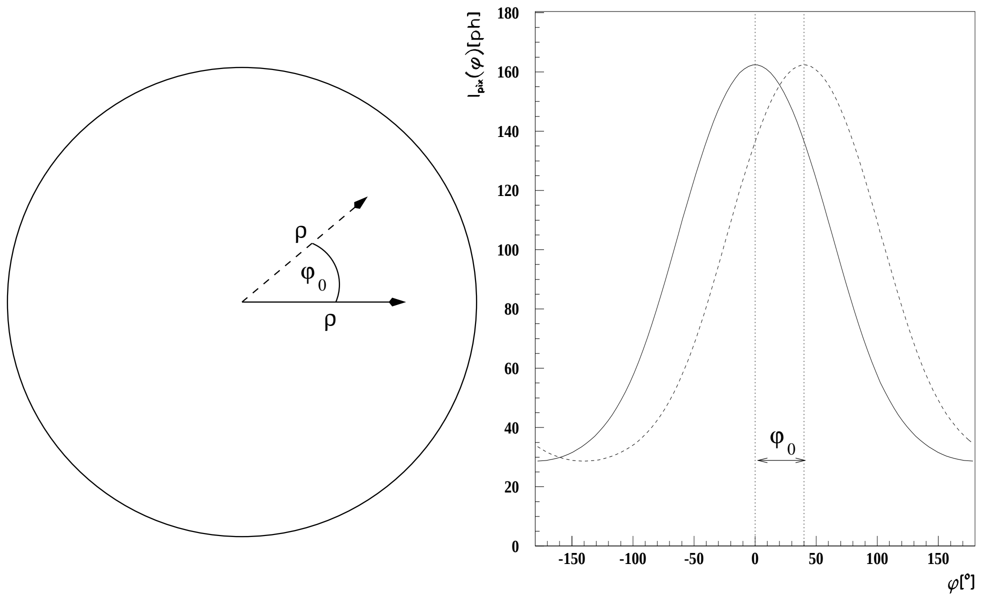

Abbildung 4.2: *Verschiebung des Myon-Auftreffpunkts um einen Winkel ϕ_0 und resultierende Verschiebung der Intensitätskurve*

Die Funktion $\chi^2(\rho, \phi_0)$ wird mit Hilfe eines Algorithmus minimiert, welchem die 'Downhill Simplex Method' von Nelder und Mead zugrundeliegt (siehe [Pre88]). Diese Methode bietet einen stabilen Weg, eine Funktion von n Variablen ausgehend von n+1 n-Tupeln von Startwerten zu minimieren. Als Startwert für ϕ_0 wird die Winkelkoordinate des hellsten Punktes von I_i^m verwendet, der in des Nähe von ϕ_0 liegen muß. Als Startwert für ρ wird 0.3 R eingesetzt. Die beiden noch benötigten Wertepaare werden so gewählt, daß die 3 Paare orthogonal liegen. Nachdem der Minimierungsalgorithmus die beiden optimalen Werte für ρ und ϕ_0 gefunden hat (Abb.4.4 rechts), wird Ψ_f berechnet, indem der Wert von I_i^m im hellsten Sektor mit dem theoretischen Wert I_i^t für $\Psi = 1.0$ verglichen wird. Dieser Wert Ψ_f wird dann als neuer Schätzwert in die Anpassungsroutine eingebracht und der gesamte Algorithmus nochmals durchlaufen. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis sich der Wert Ψ_f nicht mehr wesentlich ändert ($\Delta\psi_f < 10^{-6}$), Ψ_f stellt dann den besten Wert für die Photonen-Nachweiseffizienz der gesamten Detektoranordnung dar, der aus diesem einzelnen Ereignis gewonnen werden kann.

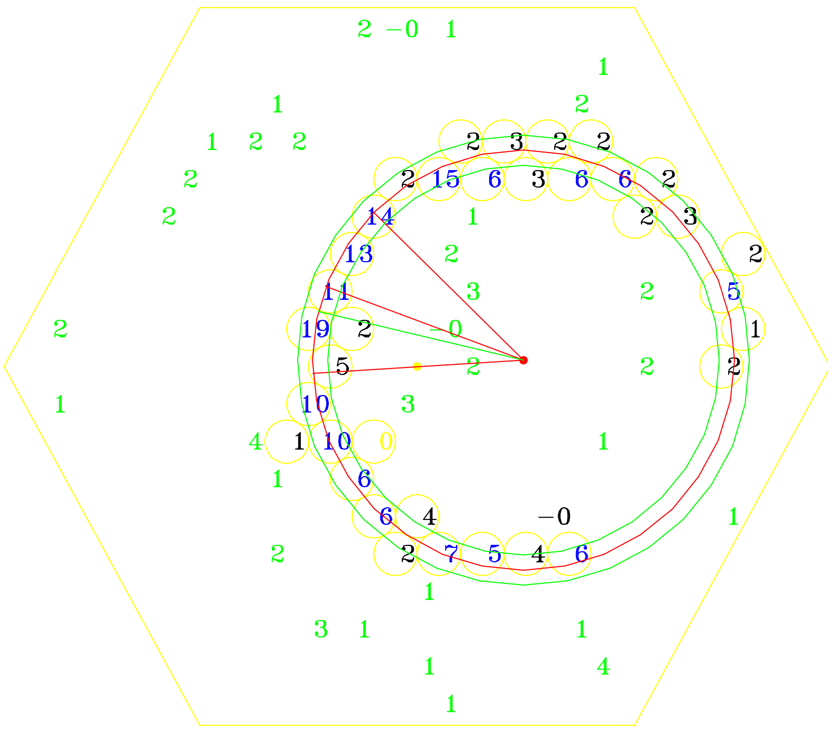

Abbildung 4.3: *Ansicht eines ausgewählten Ringbildes nach dem ersten Teil der Analyse. Weitere Erläuterungen im Text.*

Abb.4.3 zeigt die Ansicht eines zur Analyse geeigneten Ereignisses. Die Einträge geben die Amplitude der Pixel in Photoelektronen wieder. Die grün dargestellten Pixel wurden entweder durch den Tailcut, oder durch den χ^2-Test gelöscht. Rot eingezeichnet ist der Radius R des Rings, sowie der Winkelbereich mit der größten integrierten Intensität. Die grünen Kreise markieren $R \pm L_f$. Ebenfalls grün eingezeichnet ist der Winkel p, den der Minimierungsalgorithmus findet, wie erwartet liegt er nahe bei dem rot eingezeichneten Startwert. Gelb eingezeichnet ist der Umriß der Kamera und ein Pixel mit negativem Wert, das bei der Analyse ignoriert wird.

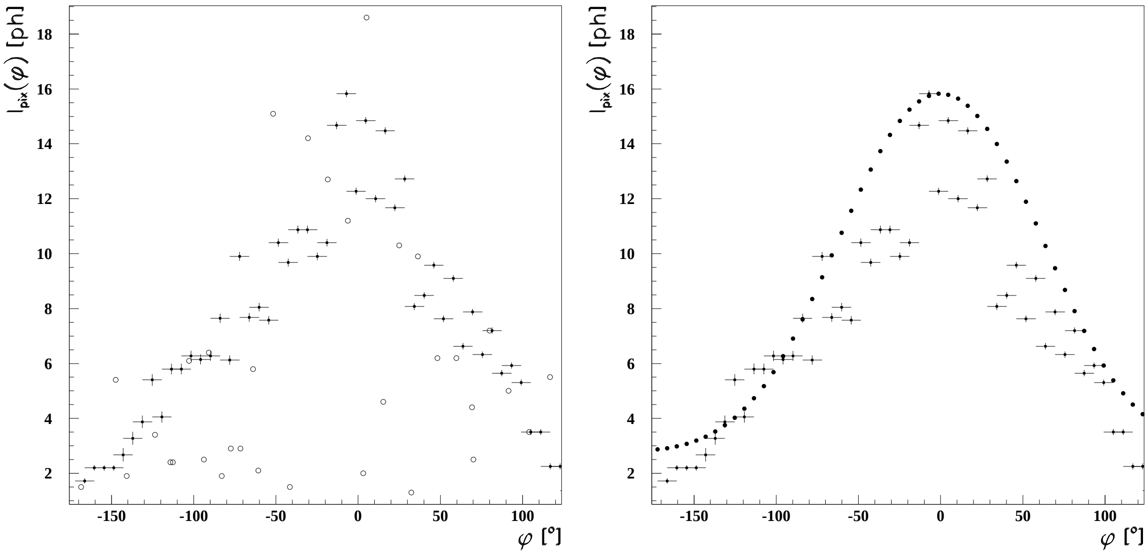

Abbildung 4.4: *Verschiedene Phasen der Bildbearbeitung. Links: Der Intensitätsverlauf entlang des Rings (offene Kreise) wird geglättet (Punkte mit Fehlerbalken). Rechts: An den geglätteten Verlauf wird die theoretische Funktion I_{pix} angepaßt (Punkte ohne Fehlerbalken).*

Kapitel 5

Monte Carlo Simulation von Luftschauern

Im folgenden werden zwei Simulationen von Myon-Ereignissen mit Monte Carlo Methoden beschrieben, die beide dazu geeignet sind, die Zuverlässigkeit und das Verhalten der Myon-Ring-Methode zu testen. Die vereinfachte Simulation, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, hat den Vorteil der Übersichtlichkeit und Flexibilität, berücksichtigt dabei aber keine Effekte höherer Ordnung, wie Vielfachstreuung und Rauschen. In der Standardsimulation des HEGRA-Systems, die zur Simulation von Myon-Ereignissen modifiziert wurde, werden diese Effekte weitestgehend erfaßt, Probleme können aber dadurch entstehen, daß weder die Simulationssoftware für die Luftschauer, noch die eigentliche Detektorsimulation zur Simulation von Myon-Ereignissen konzipiert wurde.

5.1 Vereinfachte Simulation von Myon-Ereignissen

Um die Genauigkeit der Methode bei verschiedenen Effizienzen zu testen, wurde eine vereinfachte Simulation von Myon-Ereignissen erstellt. Als vereinfacht soll diese Simulation bezeichnet werden, weil hier die physikalischen Effekte nur in erster Ordnung erfaßt werden und auf eine Simulation der elektronischen Auslesekette vollständig verzichtet wird.

5.1.1 Relevante Myon-Parameter

In der Simulation müssen nur wenige Parameter zufällig generiert werden, um ein der Realität angenähertes Bild eines Myon-Ereignisses zu erzeugen.

Energiespektrum der Myonen

Um eine realistische Verteilung der Energien der Myonen zu erreichen wurde das Energiespektrum aus Abb.3.5 durch ein Polynom dritten Grades angenährt:

$$\log(E^{2.7}\,\frac{dN}{dE_\mu}) \approx p(x) = 0.0430x^3 - 0.7307x^2 + 2.6858x + 2.0561 \quad \text{mit} \quad x = \log(E_\mu)$$

Unter Verwendung dieses Polynoms wurden Energiewerte im Bereich von 6 GeV bis 53 TeV generiert und damit ein Histogram mit einer Bingröße von 1 Gev gefüllt. Die Funktion HRNDM1, aus dem HBOOK-Programmpaket des CERN ([CER95]), wurde verwendet, um Zufallszahlen aus diesem Histogramm zu erzeugen. HRNDM1 erzeugt Zufallszahlen, die in ihrer Wahrscheinlichkeitsverteilung einem an diese Funktion übergebenen eindimensionalen Histogramm folgen.

Myon-Trajektorie

Um die Orientierung der Myon-Trajektorie relativ zur optischen Achse des Teleskops zu beschreiben sind zwei Winkel notwendig. Zuerst der Inklinationswinkel i, welcher die Neigung des Myons gegen die optische Achse des Teleskops angibt, und der Azimutwinkel α zwischen der x-Achse des Spiegelkoordinatensystems und der Bewegungsebene des Myons. Während die Winkel α zwischen 0° und 360° gleichverteilt sind, ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Winkels i direkt proportional zum Betrag von i, da für das Raumwinkelelement, aus dem die Myonen mit Inklination i kommen, für kleine Winkel i gilt:

$$d\Omega \approx \pi\, i^2 \Rightarrow w(i) \sim \frac{d\Omega}{di} \propto i$$

Auftreffpunkt des Myons

Der Auftreffpunkt des Myons in der Spiegelebene wird durch zweidimensionale Polarkoordinaten beschrieben. Einerseits durch den Impact Parameter ρ und andererseits durch einen Azimutwinkel, der hier mit Bezug auf Abb.4.2 als Phasenwinkel p bezeichnet wird. Aufgrund der Radialsymmetrie des Spiegels, kann p auch ohne weiteres auf 0° gesetzt werden. Für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Größe ρ gilt das gleiche, wie für die Verteilung von i.

Emission von Photonen

Die Zahl der Tscherenkow-Photonen, die ein Myon pro Wegelement dl und Azimutwinkel $d\phi$ emittiert, beträgt (vgl.Gl.3.1):

$$\frac{d^2N}{dl\,d\phi} = \alpha I \sin^2\theta \quad \Rightarrow \quad \frac{dN}{dl} = 2\pi\,\alpha I \sin^2\theta$$

Im Durchschnitt emittiert ein Myon $N_\gamma \sim 764.4 \sin^2\theta$ Photonen pro cm. Diese Zahl wird mit einem Effizienzfaktor Ψ_{mc} skaliert, der die Effizienz des Detektorsystems, welche es später zu rekonstruieren gilt, simulieren soll. Es werden $N = \Psi_{mc} N_\gamma$ Photonen generiert und die Distanz zum nächsten Emissionspunkt jedesmal so berechnet, daß diese Länge um einen mittleren Wert s statistisch schwankt. Die Gesamtzahl der emittierten Photonen weist somit einen Fehler von $\pm\sqrt{N}$ auf. Auf der Flugstrecke μ beträgt die durchschnittliche Emissionslänge $s = \mu \,/\, N$. Die Emission erfolgt unter einem Azimutwinkel φ, der zufällig generiert wird, bei gleicher Wahrscheinlichkeit für alle Winkel von 0 bis 2π.

5.1.2 Simulation des Myon-Ereignisses

Die Geometrie der einfachen MC-Simulation ist in Abb.5.1 dargestellt. Die Simulation beginnt in der maximalen Höhe h_0 in der ein vom Myon ausgehendes Tscherenkow-Photon den Spiegel treffen könnte. Ein Myon μ bewegt sich unter einem Inklinationswinkel i und einem Azimutwinkel α relativ zur optischen Achse des Teleskops. In der Höhe h emittiert es ein Photon γ unter dem Tscherenkow-Winkel θ und dem Azimutwinkel φ. Das Myon trifft schließlich am Boden den Spiegel mit Radius R, in einer Entfernung ρ von dessen Mittelpunkt und unter einem Winkel p relativ zur x-Achse des Spiegelsystems. Die Starthöhe der Simulation beträgt

$$h_0 = (R + \rho)\frac{1}{\tan\theta}\,\frac{1}{\cos i}$$

Will man das Problem vollständig parametrisieren, muß man die Winkel θ und φ aus dem um die Winkel i und α gedrehten Koordinatensystem des Myons in das Koordinatensystem des Spiegels transformieren. Für die transformierten Winkel θ_i und φ_α ergibt sich

$$\begin{aligned}
\varphi_\alpha &= \alpha + \arctan\left(\frac{\tan\theta\sin\phi}{\tan(i+\theta)\cos i\,\cos\phi + \sin i\,(1-\cos\varphi)}\right) \\
\theta_i &= \arctan\left(\sqrt{[(\tan(i+\theta) - \tan i)\cos\varphi + \tan i]^2 + \left(\frac{\tan\theta}{\cos i}\right)^2 \sin^2\varphi}\right)
\end{aligned}$$

Eine vollständige Parametrisierung des Problems mit diesen Winkeln ist

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} \rho_x + h_0\tan i\cos\alpha \\ \rho_y + h_0\tan i\sin\alpha \\ h_0 \end{pmatrix} + \mu\begin{pmatrix} \sin i\cos\alpha \\ \sin i\sin\alpha \\ \cos i \end{pmatrix} + \gamma\begin{pmatrix} \sin\theta_i\cos\varphi_\alpha \\ \sin\theta_i\sin\varphi_\alpha \\ \cos\theta_i \end{pmatrix} \tag{5.1}$$

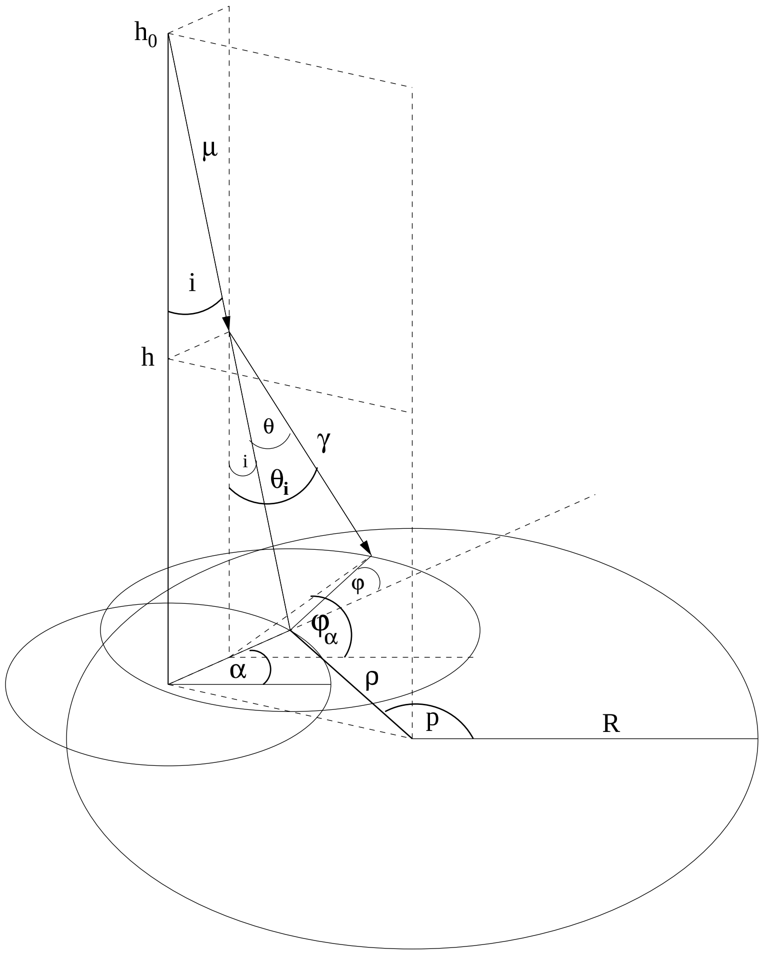

Abbildung 5.1: *Transformation der gedrehten Koordinaten θ und φ in das Koordinatensystems des Spiegels zu θ_i und φ_α.*

Die Wahl der Winkel weicht von der Konvention für sphärische Koordinaten ab. Üblicherweise würde man in sphärischen Koordinaten die Komplementärwinkel zu i und θ verwenden, was im vorliegenden Fall als unpraktisch erscheint. Als Flugstrecke μ des Myons bis zur Emission eines Photons, und die Flugstrecke γ des Photons bis zum Boden ergibt sich:

$$\mu = (h - h_0)\,\frac{1}{\cos i} \quad \text{und} \quad \gamma = -h\,\frac{1}{\cos\theta_i}$$

Aus 5.1 erhält man die Koordinaten des Auftreffpunktes eines in der Höhe h emittierten Photons zu:

$$r_x \quad = \quad \rho_x + h\,(\tan i\,\cos\alpha - \tan\theta_i\,\cos\varphi_\alpha)$$

$$r_y = \rho_y + h\,(\tan i\,\sin\alpha - \tan\theta_i\,\sin\varphi_\alpha)$$

5.1.3 Simulation der Hardware

Nach einer Punktspiegelung geben r_x und r_y die Photon-Koordinaten in der Kameraebene wieder. Das Photon wird demjenigen Pixel zugeordnet, welches diesen Koordinaten am nächsten liegt, sofern die Koordinaten in dem Bereich liegen, der von Kamerapixeln abgedeckt wird. Es werden weder die unvollständige Belegung der Fläche des Spiegelträgers durch Einzelspiegel berücksichtigt, noch die Abdeckung des Spiegels durch die Tragarme der Kamera, oder Verluste in den Funnels. Es werden nur zwei Effekte der Hardware berücksichtigt.

Abbildungsqualität der Spiegel

Um den Fehler in der Abbildung durch das Davies-Cotton-Spiegelsystem zu simulieren, werden die Koordinaten r_x und r_y durch die sogenannte *Point-Spread-Function* PSF verwischt. Die PSF ist eine empirisch ermittelte Funktion, welche die Aufweitung eines Punktes zu einem Lichtfleck beschreibt, die durch Abbildungsfehler verursacht wird. Der Lichtfleck wird beschrieben durch eine Gauß-Verteilung mit einer Breite σ_{psf}, die vom Winkel des Lichteinfalls θ_i zur optischen Achse des Teleskops abhängig ist. Die über alle Teleskope gemittelte Breite in Grad ist

$$\sigma_{psf} = 0.035^\circ + 0.003 \cdot \theta_i^2 \tag{5.2}$$

Fluktuation der Photomultiplier

Aufgrund statistischer Schwankungen des Verstärkungsvorgangs im Photomultiplier erzeugt nicht jedes ausgelöste Photoelektron dieselbe Ausgangsamplitude. Die relative Breite des Amplitudenspektrums σ_{pm} ist Gegenstand von Labormessungen und wird bestimmt zu ≤ 0.5 ([Her96]). Nachdem alle Photonen abgearbeitet sind, werden deshalb die einzelnen Einträge n_i in den Pixeln noch einmal verwischt mit einer Gauß-Funktion mit

$$\sigma_{pm} = 0.5\,\sqrt{n_i}$$

5.2 Die Standard Monte Carlo Simulation

Die Simulation von durch kosmische Strahlung ausgelösten Luftschauern und der Antwort des Detektorsystems darauf ist ein wichtiges Arbeitsgebiet der HEGRA-Gruppe am MPI für Kernphysik in Heidelberg. Zum Test der Myon-Ring Methode wurde ein durch Monte Carlo Methoden erzeugter Datensatz verwendet, dessen Entstehung hier umrissen werden soll. Eine vollständige Beschreibung der Simulationsmethoden findet sich in [Hem98]. Die Simulation gliedert sich in zwei Schritte. Zuerst wird eine Simulation des Schauerereignisses durchgeführt, an deren Ende die Verteilung der einzelnen Photonen in der Beobachtungsebene steht. Anschließend wird eine komplexe Simulation des Detektorsystems durchlaufen, deren Ergebnis ein Datensatz ist, der ein vergleichbares Format wie die Realdaten des HEGRA-Systems auf La Palma aufweist.

5.2.1 Die Simulation von Luftschauern

Die Simulation von Luftschauern wird normalerweise unter Berücksichtigung aller relevanten physikalischen Prozesse vorgenommen. Für geladene Teilchen sind dies Bremsstrahlung, Annihilation, Ionisationsverluste und Coulomb-Streuung. Die Vielfachstreuung wird durch eine semianalytische Methode, basierend auf Theorien von Landau-Vavilov und Moliére ([Ply75]) als Endeffekt dargestellt, ohne einzelne Streuprozesse zu verfolgen. Im hier vorliegenden Fall vereinfacht sich die Situation stark, da der Luftschauer nur aus einem einzigen Teilchen, dem Myon, besteht, für das nur die elektromagnetische Wechselwirkung berücksichtigt werden muß. Zur Erzeugung der Daten wurde eine stark adaptierte Version des als ALTAI-Code bezeichneten Simulationsprogramms verwendet ([Kon]), welche nur die Vielfach Coulomb Streuung des Myons in der Atmosphäre und die Entstehung der Tscherenkow-Photonen nachvollzieht. Eine ausführliche Beschreibung des ALTAI-Codes findet sich in [Kon99b]. Die Flugstrecke der Myonen lag zwischen 700 g/cm^2 und 800 g/cm^2 Beobachtungsniveau und jedes entstandene Tscherenkow-Photon wurde mit der vollständigen Phasenraum-Information abgespeichert.

5.2.2 Die Detektorsimulation

Nachdem die Verteilung der Tscherenkow-Photonen am Boden im Umkreis des Telskopspiegels berechnet ist, werden die Daten von einem Simulationsprogramm eingelesen, welches die einzelnen Komponenten des Detektors detailiert beschreibt. Zuerst wird eine Wellenlänge für das Photon gemäß dem bekannten Tscherenkow-Spektrum zufällig generiert. Die meisten auftretenden Effekte sind wellenlängenabhängig und werden durch Tabellen repräsentiert, in denen empirisch bestimmte Daten abgelegt sind. Für jede Wellenlänge folgt dann der entsprechende Koeffizient aus den Daten durch Interpolation der Stützstellen. An erster Stelle steht die Simulation der atmosphärischen Extinktion aufgrund von Absorption durch Ozon und Rayleigh- bzw. Mie-Streuung. Für die kurze Beobachtungsstrecke der Myonen ist dieser Teil ohne größere Bedeutung. Anschließend wird die Reflektion der Photonen an den Teleskopspiegeln behandelt. Die Reflektivität folgt den Messungen aus [Mir94] und liegt zwischen 84 % und 89%. Die Abbildungsqualität des Spiegelsystems wird durch die schon angesprochene Point-Spread-Funktion 5.2 repräsentiert, alternativ dazu kann eine Ray-Tracing-Routine eingesetzt werden was aber kaum veränderte Ergebnisse bringt. Da in der Simulation ohne Ray-Tracing nicht für jedes Photon nachgeprüft wird, ob es tatsächlich einen der Einzelspiegel, oder einen Zwischenraum getroffen hat, wird die Zahl der Photonen in diesem Fall noch auf die effektive Spiegelfläche von 8.5 m^2 normalisiert, was den Simulationsvorgang für das Spiegelsystem abschließt. Die Transmission der Photonen durch die Plexiglasabdeckung der Kamera und die Lichtsammeltrichter (Funnels) wird als konstant über alle Wellenlängen und bis zu einem Winkel von 20° als konstant für alle Einfallswinkel zu 81 % angenommen. Die Werte für die Quanteneffizienz der Photomultiplier wurde den Herstellerangaben entnommen. Abb.5.2 stellt die Effizienzen der einzelnen Komponenten und die Gesamteffizienz des Detektors über einen Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm zusammen. Die Gesamteffizienz des Detektors liegt über das Tscherenkow-Spektrum gemittelt bei $\sim 12\%$.

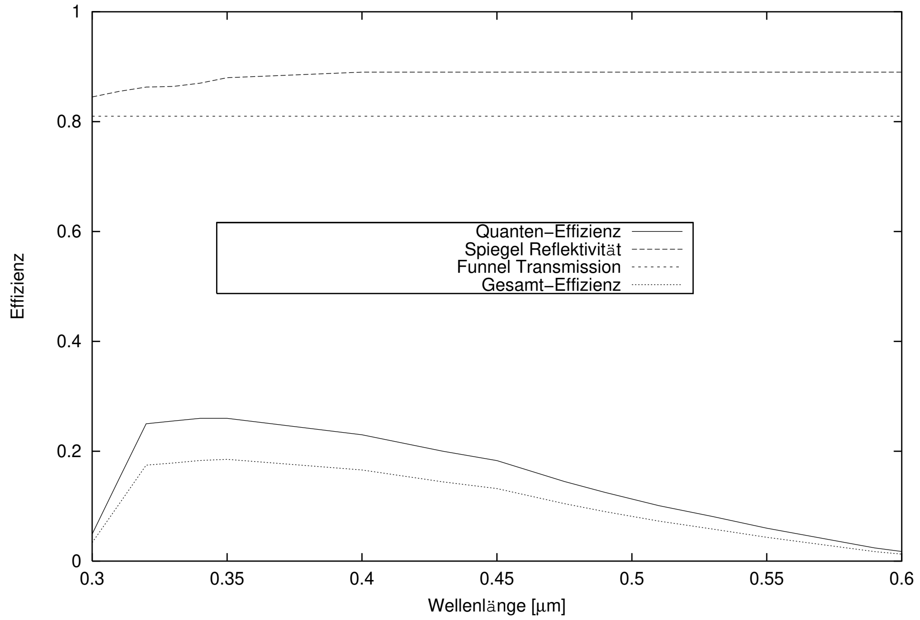

Abbildung 5.2: *Effizienzen der Detektorkomponenten und resultierende Gesamteffizienz im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm ([Hem98]).*

Ein großer Detailaufwand wird in der Simulation betrieben, um die elektronische

Auslesekette des Detektors nachzubilden. Die Simulation geht davon aus, das jedes Photon im Photomultiplier ein normiertes Signal erzeugt, das aus Messungen an Photomultipliern abgeleitet wurde. Es werden zusätzlich zeitlich nicht korrelierte Photonen beigefügt, um das Nachthimmelslicht (NSB) zu simulieren. Diese Photonen werden zusammen mit den Tscherenkow-Photonen abgearbeitet, wobei berücksichtigt wird, daß aufgrund der fehlenden zeitlichen Korrelation zum Trigger, die durch ionisierte Restgas-Atome erzeugten Nachpulse im FADC mit registriert werden können. Eine für NSB-Photonen anders gewählte Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Signalverstärkung trägt diesem Umstand Rechnung. Das aufsummierte Signal wird gemäß der Taktfrequenz der realen FADCs mit einer Schrittweite von ~ 8 ns abgetastet, die mittlere Schwankung der FADC-Nullinie ermittelt und jedem FADC-Kanal noch ein unkorreliertes Rauschen hinzugefügt, welches das Rauschverhalten der einzelnen elektronischen Komponenten nachbildet. In der Simulation wird als Konversionsfaktor von FADC-Einheiten zu Photoelektronen $\kappa = 1$ angenommen, was etwas kleiner als der aus Messungen bekannte Durchschnittswert von $\kappa \approx 1.05$ ist. Schließlich wird auch der Hardware-Trigger des Teleskopsystems detailliert nachvollzogen, wobei ebenfalls die Unschärfe der Triggerschwelle modelliert wird, durch die auch Ereignisse, bei denen kein Pixel über der lokalen Triggerschwelle liegt, einen Teleskoptrigger auslösen können (s.Kap.7.1 und Abb.7.2).

Kapitel 6

Test der Myon-Ring Methode an Monte Carlo Daten

Mit den im vorigen Kapitel beschriebenen Monte Carlo Methoden wurden verschiedene Datensätze erzeugt, um Genauigkeit und Verhalten der Myon-Ring Kalibrationsmethode zu testen. Die vereinfachte Simulation bietet die Möglichkeit, die Methode bei verschiedenen Effizienzen zu testen, während die Standard-Detektorsimulation Daten liefert, die den Realdaten sehr nahe kommen.

6.1 Anwendung auf Daten der vereinfachten Simulation

Wichtigstes Kriterium für die Qualität der Myon-Ring Methode ist die Frage, ob sie in der Lage ist die in die Monte Carlo Simulation eingegangene Detektoreffizienz Ψ_{mc} zu rekonstruieren. Zuerst muß jedoch sichergestellt werden, das die von der vereinfachten Simulation generierten Ereignisse realistisch genug sind, um einen Test zu ermöglichen. Dazu wurden auf La Palma Realdaten aufgezeichnet und diese dann mit den Daten der vereinfachten Simulation verglichen. Auf die Prozedur der Datennahme auf La Palma wird in 7.1 genauer eingegangen werden, hier soll nur die Übereinstimmung von Real- und Monte Carlo-Daten demonstriert werden.

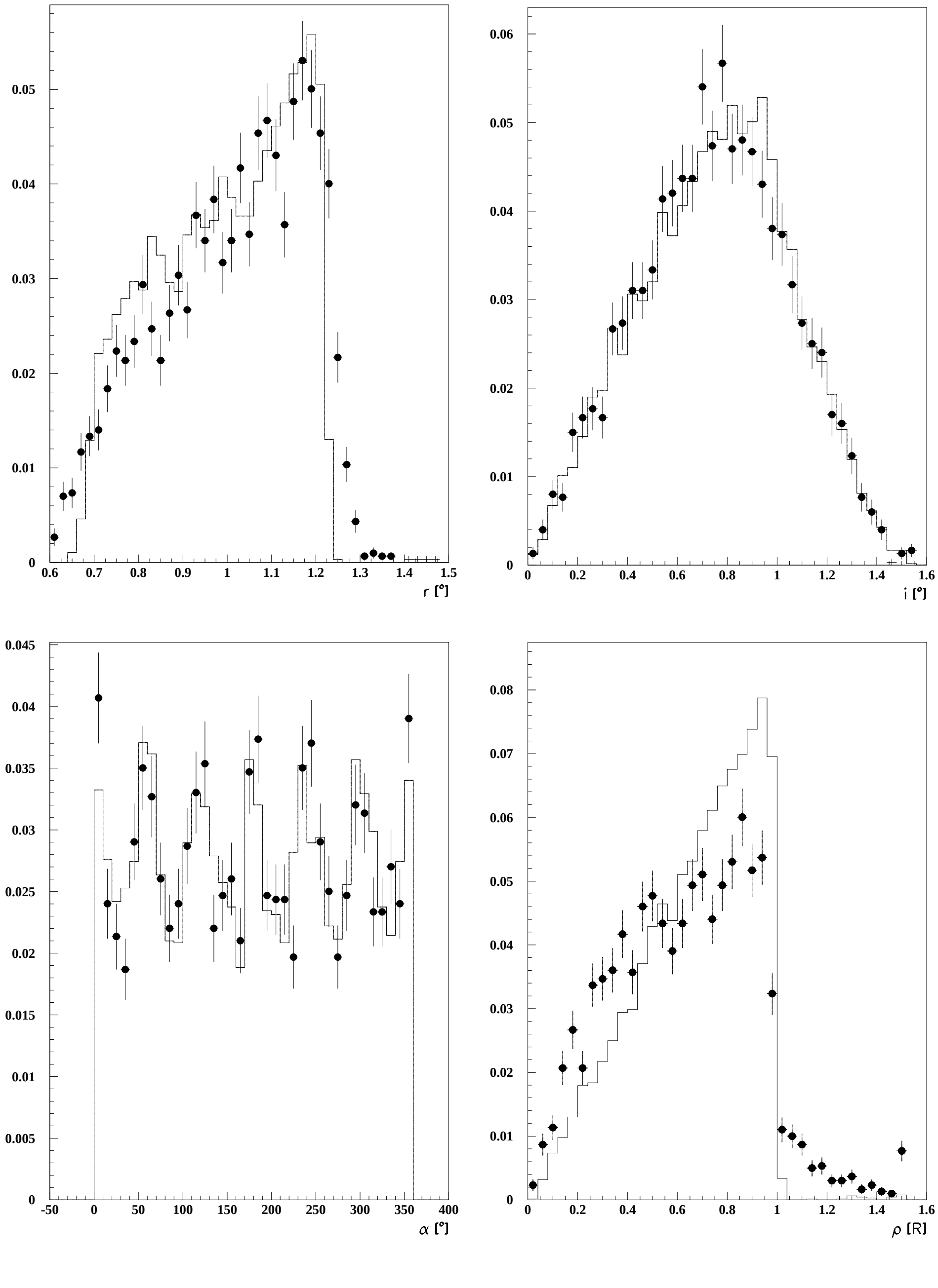

Abbildung 6.1: *Vergleich der normalisierten Verteilungen der relevanten Parameter für Realdaten (Punkte) und Daten der vereinfachten Simulation (Linie). Oben links Radius der Ringe, oben rechts Inklinationswinkel, unten links Azimutwinkel der Inklination und unter rechts Impact Parameter*

Der Datensatz enthält die Daten von allen fünf Teleskopen über einen Beobachtungszeitraum von 70 min. In Abb.6.1 wird die Auswertung dieser Realdaten mit den Ergebnissen einer Monte Carlo Simulation mit einer Detektoreffizienz von $\Psi_{mc} = 0.09$ verglichen. Die Realdaten sind dargestellt als Punkte mit dem statistischen Fehler $\sqrt{N}$ als Fehlerbalken und die MC-Daten als Histogramm. Bei drei der vier relevanten Größen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Real- und MC-Daten. Die Radienverteilung der Ringe entspricht dem erwarteten Verlauf, es finden sich keine Ringe mit einem Radius von unter $0.6°$ und die Verteilung weist eine scharfe Kante beim asymptotischen Radius von $1.2°$ auf. Die leichten Einbrüche im Verlauf der Verteilung werden durch den Digitalisierungseffekt der Kamera verursacht. Die Inklination zeigt zunächst den angesprochenen linearen Anstieg. Bei einem Winkel von $0.8°$ bricht der Anstieg ab, da der Kamerarand, der etwa $2°$ entfernt ist, die Ringe zunehmend abschneidet und unbrauchbar macht. Die Verteilung des Azimutwinkels α zeigt deutlich die $60°$-Symmetrie der Kamera und ist ansonsten gleichverteilt. Die Verteilung der Impact Parameter zeigt eine Differenz von Real- und MC-Daten. In der MC-Simulation steigt die Verteilung linear an, um dann bei $\rho = 1.0\,R$ mit einer scharfen Kante abzubrechen. Dieser Verlauf gibt zwar die reale Verteilung von ρ wider, aber die Realdaten zeigen ab $\rho \sim 0.6\,R$ ein deutliches Abflachen der Verteilung. Dieser Effekt hat seine Ursache im starken Rauschen, das durch Nachthimmelslicht und Fluktuation der Photomultiplier verursacht wird. Myonen mit größeren Impact Parametern generieren Bilder mit deutlich verkürzten Bogenlängen und daher weniger Pixeln, die dann auch störanfälliger sind, und den Schnitten leichter zum Opfer fallen, als Bilder von Vollkreisen. In der vereinfachten Simulation gibt es keinen Untergrund durch Rauschen, weshalb die Ereignisse mit größeren Impact Parametern nicht unterdrückt werden.

Die Genauigkeit der Rekonstruktion des Impact Parameters, der Inklination und der Energie des MC-Myons sind in Abb.6.2 angegeben. Ab einer Detektoreffizienz von 5% wird der Impact Parameter mit einem relativen Fehler unter 15% rekonstruiert. Die Rekonstruktion der Inklination zeigt den geringsten Fehler, da sie auf der Bestimmung des Kreismittelpunktes eines Bildes aus $\sim$ 40 Pixeln beruht, die sehr genau erfolgen kann. Die Rekonstruktion der Energie funktioniert nur verläßlich bis $\sim$ 20 GeV, da oberhalb dieser Energie $d\theta/dE \approx 0$ (vgl.Abb.2.2), was den Fehler der Rekonstruktion beliebig groß macht. Für Energien unterhalb 20 GeV bleibt der relative Fehler unterhalb von 5%.
Um die Lichtmenge zu berechnen, die den Spiegel getroffen hat, braucht man nur den Tscherenkow-Winkel θ und den Impact Parameter. Die Qualität der Rekonstruktion dieser beiden Parameter beeinflußt entscheident das Ergebnis der Kalibration. Die Bestimmung von θ hängt ab von der Vielfachstreuung, der Abbildungsqualität der

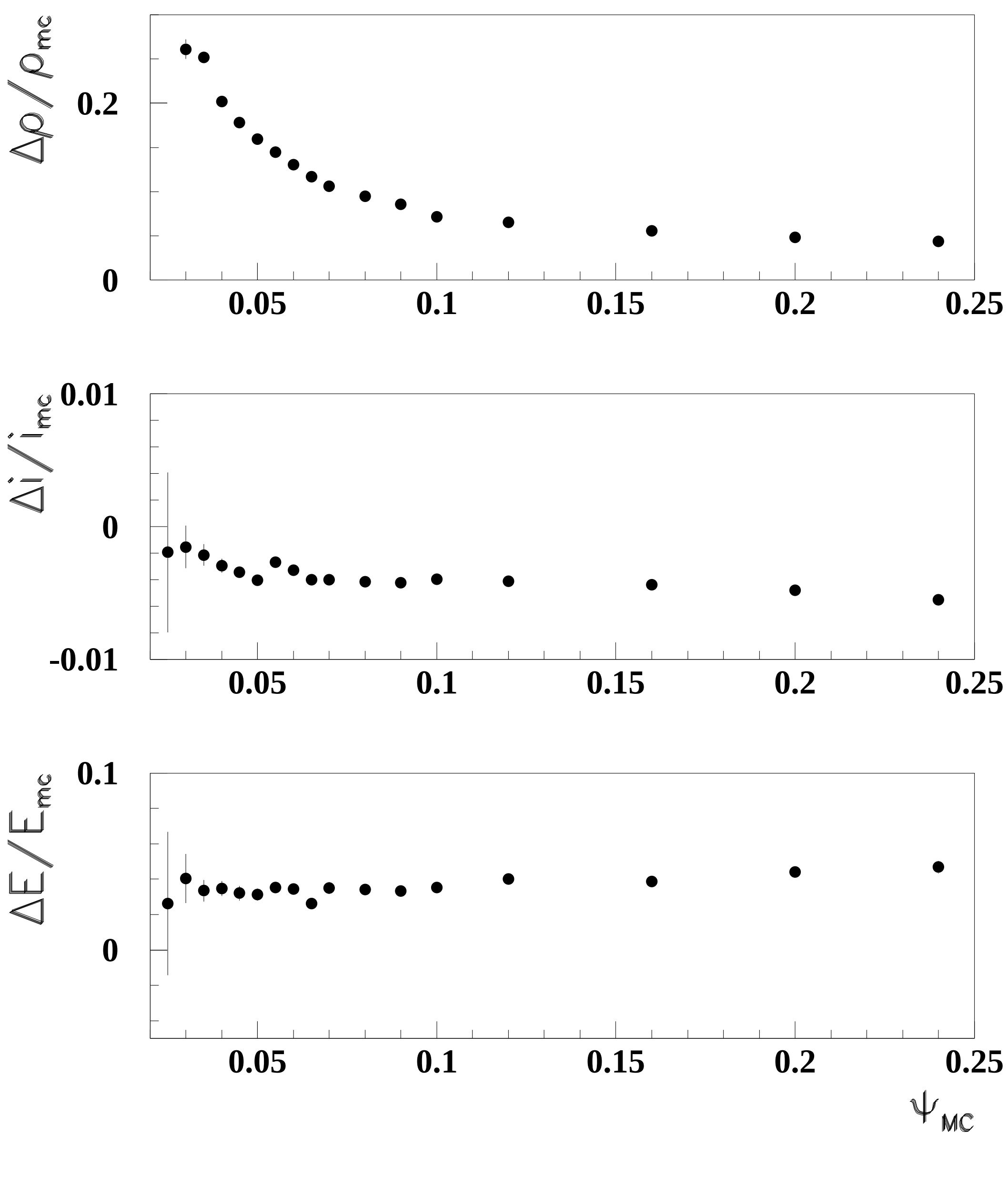

Abbildung 6.2: *Relativer Fehler der Rekonstruktion der relevanten Myon-Parameter ρ, i und E in Abhängigkeit von der MC-Detektoreffizienz Ψ_{mc}. Die Energierekonstruktion bezieht sich hierbei nur auf Energien unter 20 GeV.*

Spiegel und der Größe und Dichte der Kamerapixel. Ein Fehler in der Bestimmung von θ wirkt sich jedoch nur schwach auf das Endergebnis aus, da der Tscherenkow-Winkel nur als $2\sin\theta$ in die theoretische Funktion für die Lichtintensität eingeht. Ein Fehler in der Rekonstruktion des Impact Parameters ρ wird sich dagegen weitaus stärker bemerkbar machen.

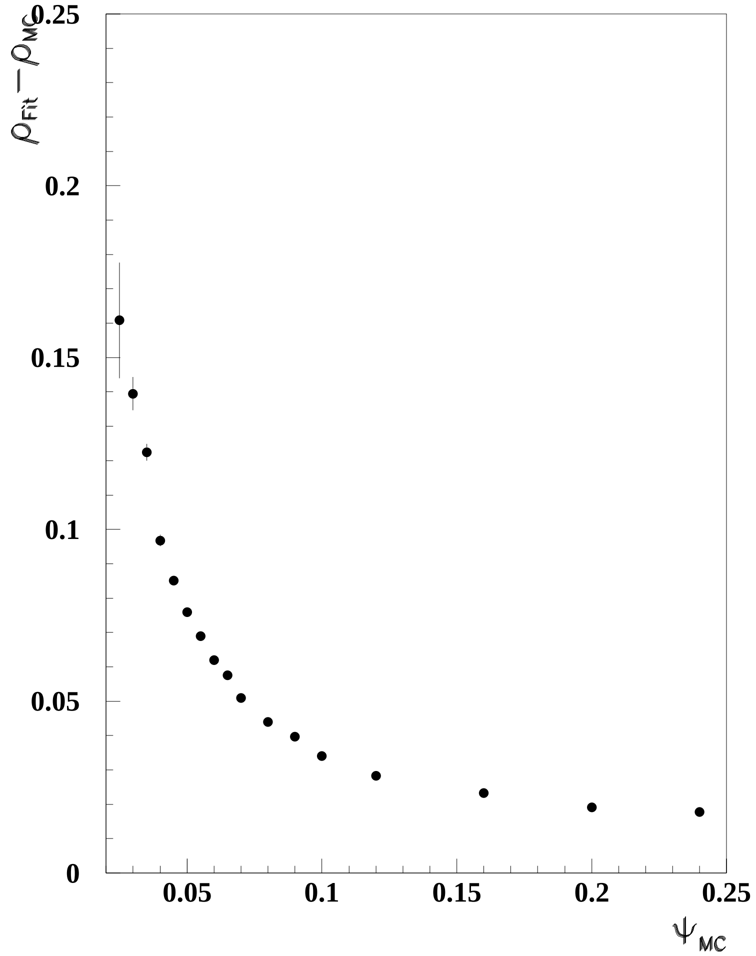

Abbildung 6.3: *Abweichung in der Rekonstruktion des Impact Parameters in Abhängigkeit von der Detektoreffizienz Ψ_{mc}*

Abb.6.3 zeigt die Abweichung $\rho_{fit} - \rho_{mc}$ in Abhängigkeit von der Detektoreffizienz Ψ_{mc}. Der Fit tendiert dazu, systematisch zu große Werte für ρ anzugeben, für

$\Psi_{mc} \geq 0.05$ bleibt die Abweichung aber unter 0.1 Spiegelradien.

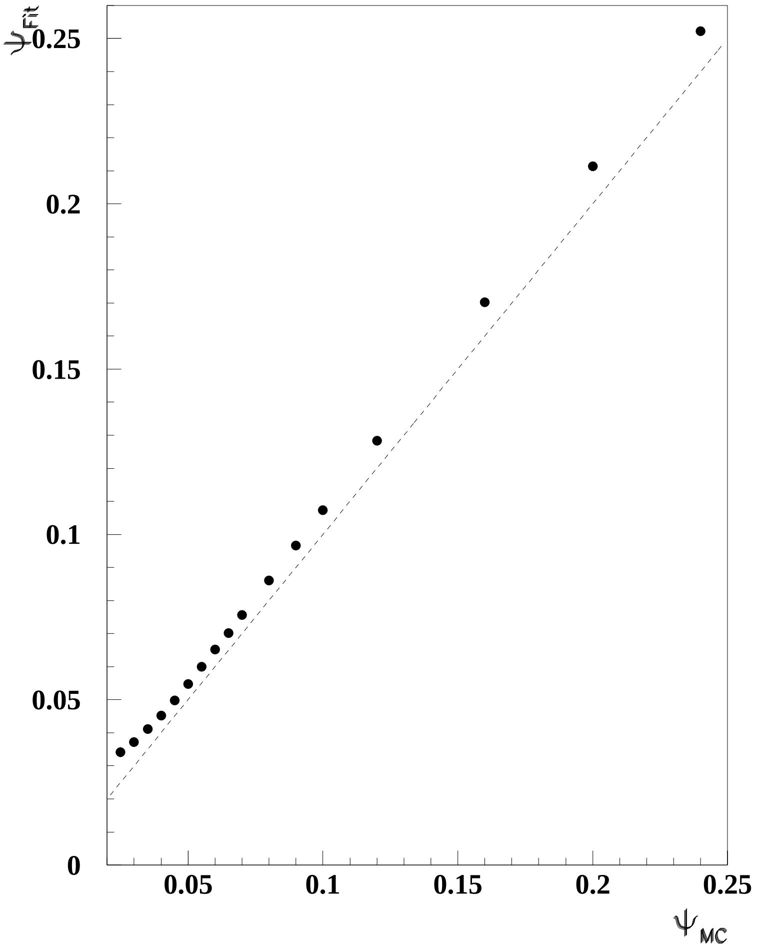

Abbildung 6.4: *Mittelwert der errechneten Detektoreffizienz Ψ_{fit} in Abhängigkeit von der MC-Detektoreffizienz Ψ_{mc}*

Die etwas zu großen Impact Parameter schlagen sich folgerichtig in einer etwas zu großen rekonstruierten Detektoreffizienz nieder. Abb.6.4 zeigt den Mittelwert der berechneten Detektoreffizienz Ψ_{fit} aufgetragen über die in die Simulation eingegangene Detektoreffizienz Ψ_{mc}. Die Rekonstruktion der Detektoreffizienz ist über einen breiten Bereich stabil und die Abweichung kann durch eine einfache Ausgleichsfunktion

F_k gut kompensiert werden.

$$\Psi_{mc} = F_k(\Psi_{fit}) = \frac{\Psi_{fit} - 0.0032}{1.0392} \tag{6.1}$$

6.2 Anwendung auf Daten der Standard-Simulation

Die Realitätsnähe der Standard-MC-Simulation wird in verschiedenen Arbeiten eingehend beschrieben, so z.B. in [Hem98] und [Köh98]. Als Testdatensatz wurden 10000 Myonen in einer Höhe von 700 g/cm^2 erzeugt, mit einer Inklination bis zu 2° und Impact Parametern bis 6 m. Die Flugbahn der Myonen wurden auf deren etwa 1000 m langen Flugstrecke durch Vielfachstreuung beeinflußt. Als integraler Spektralindex der Myonen wurde -2.7 angesetzt.

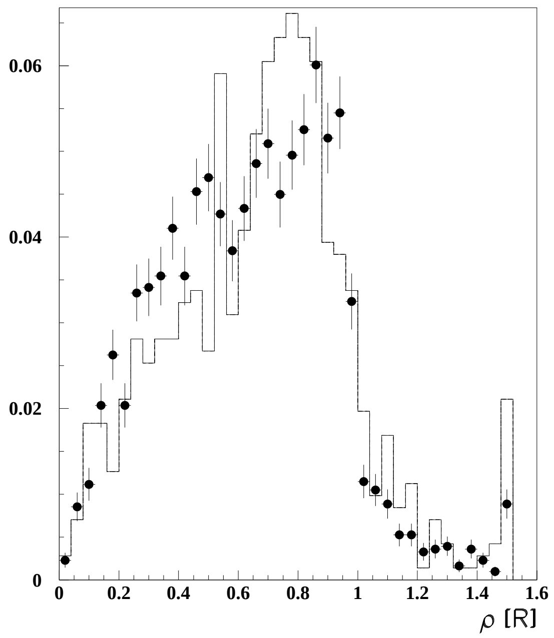

Abbildung 6.5: *Normierte Verteilung des rekonstruierten Impact Parameters ρ von Realdaten (Punkte mit Fehlerbalken) und MC-Datensatz*

Die Verteilung der Parameter entspricht wie bei der vereinfachten Simulation den Erwartungen, als Beispiel ist in Abb.6.5 die Verteilung des Impact Parameters wiedergegeben, die hier wesentlich besser mit den Daten übereinstimmt, als bei der

	Komponente	$\langle P \rangle$	$\sigma_{\langle P \rangle}$	$\langle T \rangle = \langle P_n/P_{n-1} \rangle$	$\sigma_{\langle T \rangle}$
P_1	Eingang Detektorsimulation	767	586		
P_2	atmosphärische Extinktion	761	586	0.987	0.011
P_3	Normalisierung der Spiegelfläche	515	396	0.677	0.024
P_4	Photomultiplier-Effizienz	93	72	0.179	0.024
P_5	Spiegelreflektivität	82	63	0.88	0.046
P_6	Abdeckung-/Funneltransparenz	66	51	0.81	0.060

Tabelle 6.1: *Mittlere Zahl P der Photonen nach Passieren der verschiedenen Komponenten der Detektorsimulation und mittlere Transmission T dieser Komponenten. Die σ-Werte geben die Breiten der Verteilungen an.*

vereinfachten Simulation. Um die zu rekonstruierende MC-Detektoreffizienz zu bestimmen wurden in die Detektorsimulation Zählvariablen implementiert, welche die Zahl der Photonen nach den verschiedenen Simulationsschritten markieren. Die gemittelten Transmissionsraten der verschiedenen MC-Detektorkomponenten sind in Tabelle 6.2 für 7465 Ereignisse angegeben.

Die zu rekonstruierende Effizienz Ψ_{MC} ist das Verhältnis von Photonenzahl Eingangs der Detektorsimulation zu Photonenzahl zum Ende der Simulation (ohne Berücksichtigung der Normalisierung der Spiegelfläche auf $8.5\,m^2$).

$$\Psi_{MC} = \frac{P_6}{P_1}\frac{P_2}{P_3} = 0.1262 \pm 0.0002$$

Von den 7465 aufgezeichneten MC-Ereignissen waren 707 für eine Analyse brauchbar. Anders als bei der vereinfachten Simulation, waren hier einige wenige Werte jenseits der physikalisch möglichen Grenzen, die sich aus den bekannten Maximalwerten der Transmission der einzelnen Detektorkomponenten ergeben, zu beobachten. Bei der Analyse eines realistischen Datensatzes kommt es also zu Fehlrekonstruktionen, die aussortiert werden müssen. Dazu wurde die Verteilung durch eine Gaußfunktion angenährt und anschließend alle Werte jenseits von $3\,\sigma$ als fehlerhaft rekonstruiert verworfen. Nach Aussortieren dieser Ereignisse lag der arithmetische Mittelwert für 701 Ereignisse mit einer Streuung von 0.0171 bei $\langle \Psi_{Fit} \rangle = 0.1222 \pm 0.0006$ (Abb.6.6). Auffällig ist, daß die Abweichung dieses Wertes nach unten erfolgt, und nicht wie Tests an Daten der vereinfachten Simulation erwarten lassen, zu höhere Werten hin (vgl.Abb.6.4). Dieser Effekt kann durch Anwesenheit von Nachthimmelslicht (NSB) und Vielfachstreuung begründet werden, die beide eine Abweichung der rekonstruierten Effizienz zu kleineren Werten hin verursachen können. Ein durch-

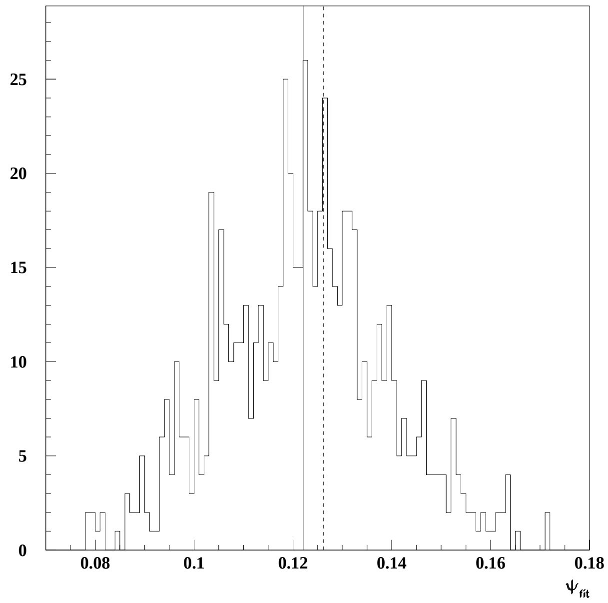

Abbildung 6.6: *Verteilung von Ψ_{Fit} nach Analyse von 697 Ereignissen. Die Linien markieren den Mittelwert der Verteilung (durchgezogene Linie) und Ψ_{MC} (unterbrochene Linie)*

schnittliches 10 GeV Myon wird auf seiner Flugstrecke von 175 m aufgrund der Vielfachstreuung abgelenkt mit einer Abweichung $\sigma = 0.05°$ (s.Kap.3.3.3), was am Boden $\sim 15.3\ cm \approx 0.1\ R$ entspricht. Diese Abweichung ist zwar für das Erkennen dieses Ereignisses unbedeutend, kann aber die Lichtmenge, die den Spiegel trifft verfälschen. Myonen, welche den Spiegel in seiner Randzone getroffen hätten, können durch Vielfachstreuung aus dem Spiegel herausgestreut werden, was ein Ereignis mit kleinerer Detektoreffizienz vorspiegelt. Wesentlich bedeutsamer ist jedoch der Effekt, der aus den Fluktuationen des Nachtimmelslichts NSB resultiert. Zusätzliche Photonen aus dem NSB machen auf der helleren Seite des Ringbildes keinen großen Unterschied aus, tauchen sie jedoch auf der dunkleren Seite auf, kann der durch sie verursachte Eintrag leicht die gleiche Helligkeit erreichen, wie der Eintrag durch die Tscherenkow-Photonen des Myons. Auf diese Weise sorgen sie dafür, daß eine etwas zu flache Intensitätskurve durch die Meßpunkte gelegt wird (s.Abb.3.3 und Abb.4.4 unten rechts). Der rekonstruierte Impact Parameter ist etwas zu klein und damit wird auch wieder die Effizienz unterschätzt. Der Effekt läßt sich überprüfen, indem man untersucht, ob die rekonstruierte Detektoreffizienz mit dem rekonstruierten Impact Parameter korreliert ist.

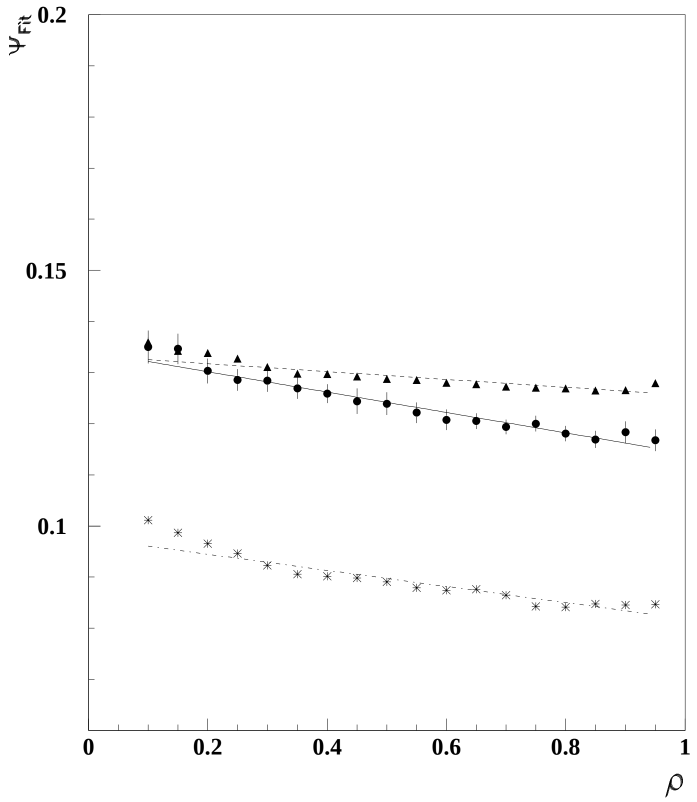

Abbildung 6.7: *Mittelwert von Ψ_{Fit} in einem Intervall $[\rho - 0.1, \rho + 0.1]$. Die Werte für die vereinfachte Simulation (Dreiecke, gestrichelte Gerade) zeigen fast keinen Effekt, während die Werte für Standard-Simulation (Kreise, durchgezogene Gerade) und Realdaten (Sterne) mit steigendem ρ deutlich stärker abfallen.*

Der beschriebene Effekt sollte um so größer werden, je größer der Impact Parameter wird. Um den Effekt zu untersuchen, wurden die Mittelwerte von Ψ_{Fit} über eine ρ-Intervall von 0.2 Spiegelradien gebildet. Wie Abb.6.7 zeigt, fallen für Daten der Standard-Simulation und Realdaten die Werte von Ψ_{Fit} tatsächlich mit steigendem ρ ab. Für Daten der vereinfachten Simulation mit $\Psi_{mc} = 0.12$ ist zwar auch ein leichtes Absinken zu bemerken, aber eine durch die 18 Punkte gelegte Gerade hat nur eine Steigung von -0.007, was auf einen sehr schwachen Effekt des für den Fit verwendeten Algorithmus hinweist. Analysiert man Daten der Standard-Simulation fallen die Werte mit einer Steigung von -0.019 ab, genauso wie für Realdaten, die mit einem Faktor von -0.014 analoges Verhalten zeigen. Vielfachstreuung und Nachthimmelslicht verursachen also eine geringe, aber meßbare Abweichung, die der im vorigen Kapitel beschriebenen Abweichung genau entgegenwirkt und diese teilweise kompensiert. Diese beiden Effekte sind aufgrund ihrer statistischen Natur und ihrer Abhängigkeit von ρ nur schwer durch eine Kompensationsfunktion zu erfassen. Aufgrund der kleinen Abweichung und des beschränkten Bereichs, in dem sich die Detektoreffizienz bewegt, kann jedoch ein durch Vergleich ermittelter Faktor k_{MC} als ausreichende Korrektur angesehen werden.

$$\Psi_{MC} = 1.0327 \cdot \Psi_{Fit} \tag{6.2}$$

Eine bessere Methode der Kompensation ist, den Graphen aus Abb.6.7 zu benutzen, um den Wert von Ψ_{fit} für $\rho \to 0$ zu extrapolieren, und danach die Ausgleichfunktion 6.1 aus diesen Wert anzuwenden. Es ergibt sich ein Wert von $\Psi(\rho \to 0) = 0.1342$, und ein Endresultat von $\Psi^0_{fit} = 0.1261 \pm 0.0006$, der fast exakt den MC-Wert von $\Psi_{MC} = 0.1262 \pm 0.0002$ reproduziert.

6.3 Genauigkeit der Myon-Ring Methode

Abschätzung aus der vereinfachten Simulation

Abb.6.8 zeigt links den relativen Fehler der Rekonstruktion für ein einzelnes Myon-Ereignis in Abhängigkeit von der Detektoreffizienz in der vereinfachten Simulation. Der Fehler bleibt unter 13.5 %, was bedeutet, daß schon die Auswertung von 50 Ereignissen den Fehler auf den Mittelwert auf unter 2 % drückt.
Die Erkennungsrate der Ringe hängt von der angenommenen Effizienz ab, da bei kleinerer Effizienz durch Fluktuationen der Photomultiplier der Verlauf der Intensitätskurve stärker verzerrt wird und Lücken im Ringverlauf leichter entstehen können. Die Auswertung zeigt eine maximale Akzeptanz bei $\Psi_{mc} = 0.16$, die für simulierte Myonen mit $i \leq 1°$ und $\rho/R \leq 1$ bei $\sim 85\%$ liegt. Über diesem Wert nimmt die Zahl der akzeptierten Ereignisse wieder leicht ab, da durch Abbildungsfehler der Spiegel (Point-Spread-Funktion) die mittlere Zahl der nächsten Nachbarn über die kritische Schwelle steigen kann. Rechts gibt Abb.6.8 die Akzeptanzrate für verschiedene Effizienzen wieder. Die Akzeptanzen wurden hierbei auf den Maximalwert für $\Psi_{mc} = 0.16$ normiert. Bei der realen Datennahme ist aufgrund des Rauschens eine geringere Akzeptanz zu erwarten. Bei der in Kapitel 3.3.2 abgeschätzten Myon-Rate von 0.08 Hz und einer Akzeptanz von 50% wird eine Meßzeit von ~ 20 min benötigt, um einen Fehler auf den Mittelwert von Ψ_{fit} von unter 2% zu erreichen.

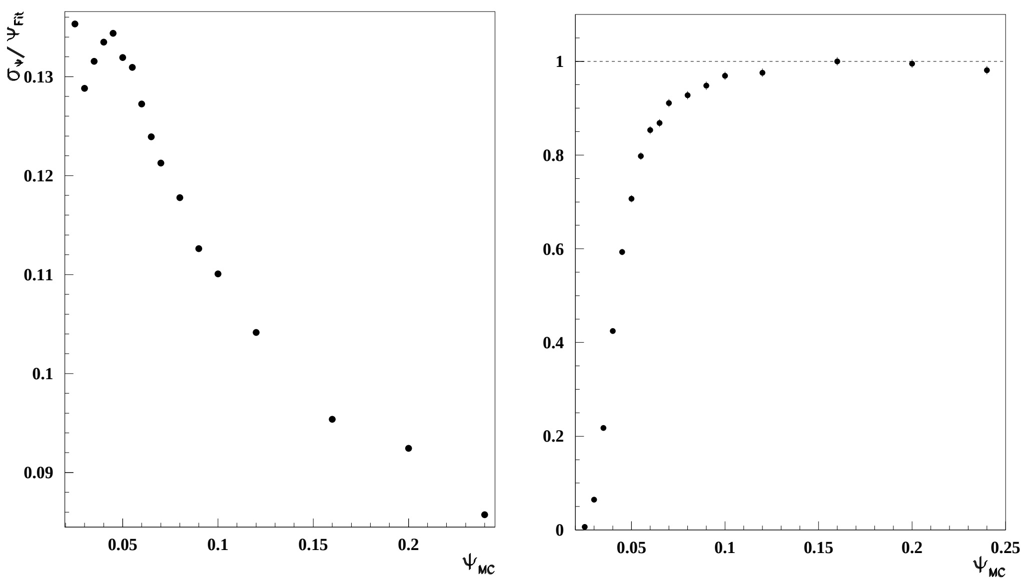

Abbildung 6.8: *Links: Relativer Fehler der Rekonstruktion eines einzelnen Ereignisses* σ_Ψ/Ψ_{fit}*, Rechts: Normierte Akzeptanzrate der Myon-Ereignisse, beide in Abhängigkeit von* Ψ_{mc}

Abschätzung aus der Standard-Simulation

Für den Testdatensatz der Standard-Simulation beträgt die Abweichung $\Delta\Psi = \Psi_{MC} - \langle\Psi_{Fit}\rangle = 0.0018$ nur 1.4 % des MC-Wertes. Im Rahmen ihrer Fehlergrenzen stimmen die beiden Werte schon ohne zusätzliche Korrekturen auf Effekte höherer Ordnung fast überein. Bringt man die oben beschriebenen systematischen Korrekturen an, so stimmen die Werte im Rahmen ihrer Fehler vollständig überein.
Die Myon-Ring Methode kann für durch MC-Methoden erzeugte Datensätze die Detektoreffizienz richtig rekonstruieren und ist somit als taugliche Kalibrationsmethode anzusehen. Nach Durchführung der Korrekturen, die aus dem Vergleich mit MC-Daten gewonnen wurden, kann bei einer Meßzeit von 20 min ein relativer Fehler von $\sim 2\%$ erwartet werden, was um einen Faktor 8 besser ist, als die bislang abgeschätzten Fehler auf die absolute Energieskala von 15%. Die möglichen Quellen für systematische Fehler werden in Abschnitt 7.3 untersucht.

Kapitel 7

Kalibration des HEGRA CT-Systems

Im Zeitraum dieser Arbeit wurden mehrmals auf La Palma sogenannte *Myon-Runs* durchgeführt, d.h. Daten unter den Bedingungen aufgezeichnet, die für das Erfassen von Myon-Ringen günstig sind. Die ersten dieser Runs hatten aber eher den Charakter von Testdurchläufen, um eine erste Datenbasis zu schaffen, ohne schon eine Kalibrierung durchzuführen. Im Juni 1999 wurden dann im Rahmen von Hardware Wartungsarbeiten durch Mitglieder der Heidelberger HEGRA-Gruppe umfangreichere Myon-Runs durchgeführt, um voll analysetaugliche Daten aufzuzeichnen.

7.1 Reale Datennahme

Der zweistufige Multi-Teleskop Trigger des HEGRA-Systems unterdrückt bei Standard Triggerbedingungen die Aufzeichnung von Myon-Ringen, da die zweite Triggerstufe zwei koinzidente Einzel-Teleskoptrigger innerhalb von 70 ns fordert (s.[Bul97]). Dieser Systemtrigger muß zur Myon Datennahme deaktiviert werden. Aufgrund der geringen Lichtmenge der Myon Ereignisse muß ebenfalls die Triggerschwelle für den Einzel-Teleskoptrigger gegenüber der Schwelle bei normalem Betrieb abgesenkt werden. Üblicherweise fordert der Trigger mindestens zwei von 271 Pixeln oberhalb einer Triggerschwelle von 8 mV, wobei zwei der Pixel unmittelbar benachbart sein müssen (sogenannter *next-neighbor trigger* NN). Für Myon-Runs wird diese Bedingung geändert zu 5 von 271 Pixeln oberhalb 6 mV mit NN-Bedingung. Das Heraufsetzen der Mindestanzahl der getriggerten Pixel von 2 auf 5 wird notwendig, da man sich sonst bei der niedrigen Triggerschwelle in einem Bereich befindet, in dem die Trigger-Rate vom Rauschen dominiert ist (s.Abb.7.1). Der Trigger wird in diesem Bereich vorwiegend durch die sogenannten *Nachpulse* ausgelöst, die entstehen wenn

Atome des Restgases im Photomultiplier ionisiert werden, in Richtung der Anode beschleunigt werden und weitere Photoelektronen auslösen.

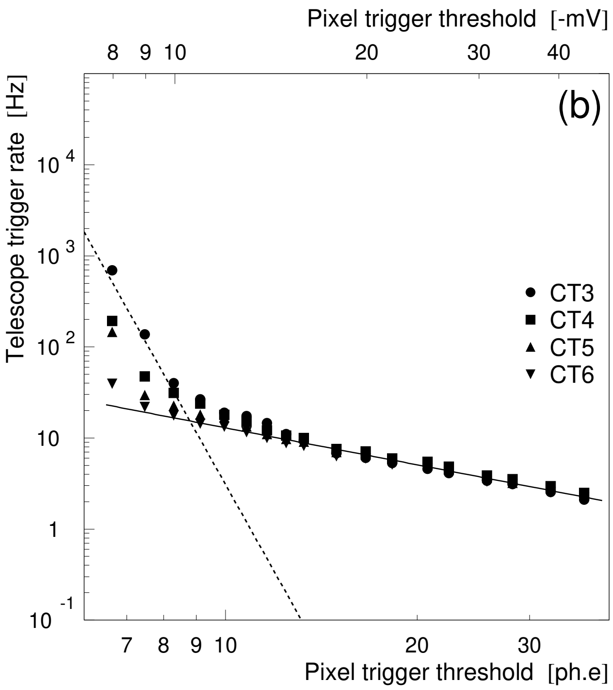

Abbildung 7.1: *Rate der Zwei-Pixel Koinzidenzen mit NN-Bedingung für verschiedene Teleskope in Abhängigkeit von der Triggerschwelle, angegeben in mV (obere Skala) und Photoelektronen (untere Skala). Eingezeichnet ist die Rate der Zufalls-Koinzidenzen für CT3 (gestrichelte Linie) und das bereits erwähnte Potenzgesetz (Gl.4.6) für die Triggerrate der kosmischen Strahlung (durchgezogene Linie). (aus [Bul97])*

Während jeder Beobachtungsnacht werden mehrmals die schon in Abschnitt 4.1.1 angesprochenen Laserruns durchgeführt. Zum einen dienen diese dazu, den Verstärkungsfaktor der einzelnen Photomultiplier durch Normierung der FADC-Pulsfläche so einzustellen, daß der Faktor $T_{fun}(\lambda)\,\Psi_{pm}(\lambda)\,G_{pm}\,\kappa_{el}$ aus Gl.4.2 für alle Photomultiplier den gleichen mittleren Wert hat (sogenanntes *Flatfielding*). Andererseits wird über diese Laserruns der Photoelektronen-Konversionsfaktor κ_L für jedes Teleskop bestimmt. In der Analyse eines Datensatzes wird dann ein gemittelter Konversionsfaktor für die betreffende Beobachtungsperiode eingesetzt, der für den ganzen Datensatz aus dieser Periode gilt. Diese Laser-Daten und weitere Hardware Informationen, die während der Datennahme aufgezeichnet wurden, bilden die Grundlage des sogenannten *Hardware-Checks*, bei dem das Verhalten der Hardware mit dem

Normverhalten verglichen wird. Ergibt dieser Hardware-Check zu große Abweichungen des Verhaltens der Hardware, so werden die betroffenen Daten als unbrauchbar für eine weitere Analyse verworfen. Sind nur einzelne Pixel auffällig, werden diese bei der Analyse ignoriert und ihre Amplitude auf Null gesetzt.

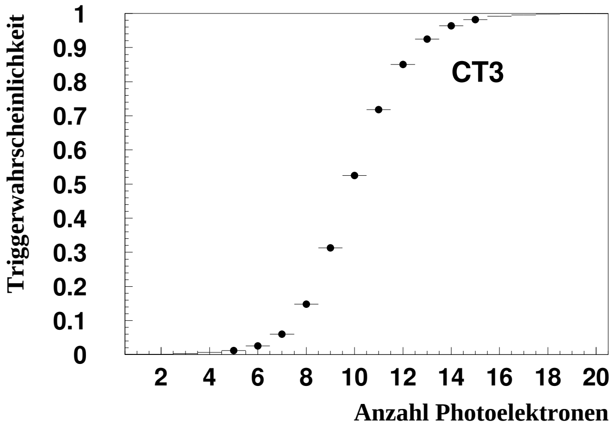

Abbildung 7.2: *Triggerwahrscheinlichkeit eines einzelnen Pixels in Abhängigkeit von der Signalamplitude in Photoelektronen. Die Hardware Triggerschwelle war auf umgerechnet 10 pe eingestellt (aus [Köh98]).*

Für den Einzel-Teleskop-Trigger wird für jeden Kanal die momentane Amplitude des aufsummierten Signalimpulses des Photomultipliers mit einer in der Einheit mV gesetzten Triggerschwelle verglichen. Die Zahl der im Photomultiplier ausgelösten Photoelektronen N_{pe} ist aber nicht konstant, sondern schwankt mit $\sim 0.5\,\sqrt{N_{pe}}$ um diesen Mittelwert ([Her96]). Daraus entsteht eine Unschärfe der Triggerschwelle, wie sie in Abb.7.2 für ein einzelnes Pixel von CT3 exemplarisch dargestellt ist. Der Faktor $G_{pm}\,\kappa_{el}$, der das einzelne Photoelektron Signal bestimmt, ist aber nicht konstant für alle Pixel und sein Mittelwert variiert auch zwischen den einzelnen Teleskopen bis zu 20%. Daraus resultiert zusätzlich eine Variation der Wahrscheinlichkeit eines Teleskop-Triggers zwischen verschiedenen Teleskopen bei gleich eingestellter Triggerschwelle. Um Schwelleneffekte zu vermeiden und die Daten verschiedener Teleskope vergleichbar zu machen, wird oft in der Analyse nachträglich eine Software-Triggerbedingung eingebaut, die auf der durch Laserruns geeichten Einheit Photoelektronen beruht, und nicht auf einer Spannung am Diskriminator. Zur Auswertung der Myon-Ereignisse wurde eine Software-Triggerbedingung implementiert, die 5 Pixel über 7 pe mit NN-Bedingung forderte. Die typischen an den Diskriminatorkarten ankommenden Photomultiplier-Signale haben ein Niveau von 1.2 mV/pe ([Bul97]), also entspricht diese Bedingung einer Hardware-Triggerschwelle ~ 8.4 mV. Da sich diese Schwelle etwa 40% über der eingestellten Hardware-Schwelle befindet, liegt die Triggerwahrscheinlichkeit für ein einzelnes Pixel, das ein ähnliches Photoelektronen-Spektrum wie das Beispielpixel aus Abb.7.2 aufweist schon bei über 90% und die Triggerschwelle ist somit eine scharfe Kante.

7.2 Die Effizienzen der HEGRA-Teleskope

7.2.1 Erwartete Werte

Die Charakteristiken der einzelnen Detektorkomponenten wurden vor Installation eingehend geprüft und für jedes relevante Bauteil die mittlere Effizienz über eine Stichprobe baugleicher Teile bestimmt. Die so ermittelten Werte bilden die Grundlage der vollständigen Detektorsimulation, aus der ein Wert von $\Psi_{MC} = 0.1262$ ermittelt wurde. Da die Triggerrate für die kosmische Strahlung, die auf La Palma gemessen wurde von der Simulation im Rahmen der großen Unsicherheiten reproduziert wird ([Hem98], [Köh98]), gilt dieser Wert als die beste Näherung für die Effizienzen der Teleskope zum Zeitpunkt ihrer Inbetriebnahme. Eine Analyse dieser Unsicherheiten ergibt einen möglichen systematischen Fehler auf diesen Wert von 22% ([Köh98]). Seit der Inbetriebnahme der Teleskope zeigen deren Triggerraten ein stetiges Absinken, was in neueren MC-Analysen durch eine Anpassung des Konversionsfaktors κ_0 kompensiert wird, um die Simulation den Meßergebnissen anzupassen. Die durch eine Laserkalibration 1997 gemessenen Werte von $\Psi(430\,\mathrm{nm}) = 0.13 \pm 0.01$ und $\Psi(470\,\mathrm{nm}) = 0.10 \pm 0.01$ ([Fra97]) waren mit den MC-Effizienzen für diese Wellenlängen noch vereinbar (s.Abb.5.2). Es besteht jedoch Einvernehmen darüber, daß die Detektoreffizienzen seit dem Zeitpunkt der Inbetriebnahme der einzelnen Teleskope aufgrund von Alterungseffekten gesunken sein muß. In den aktuellen Monte Carlo Simulationen wird ein Korrekturfaktor von $\sim 20\%$ ([Kon]) eingesetzt, um die Triggerrate der Simulation der gemessenen Triggerrate der kosmischen Strahlung anzugleichen. Der aktuelle Wert von Ψ_{MC} liegt also bei ~ 0.10.

7.2.2 Durch Myon-Ringe erhaltene Werte

Im Folgenden werden die Ergebnisse der einzelnen Myon-Runs für die verschiedenen Teleskope angegeben. Um die Datenmenge handlicher zu gestalten wurden längere Runs in kleinere Runs von 10 min Dauer aufgeteilt. Unmittelbar aufeinanderfolgende Runs wurden zur Analyse wieder zu Blöcken zusammengefaßt. Die Daten wurden noch nicht auf Effekte höherer Ordnung korrigiert. Die Tabellen 7.1 bis 7.2.2 zeigen die Ergebnisse für die einzelnen Teleskope, Tabelle 7.2.2 die über alle Teleskope gemittelten Ergebnisse für das Gesamtsystem.

CT 2						
Block	Datum	d [min]	R [Hz]	N	Ψ_{fit}	$\sigma_\Psi/\sqrt{N}$
1	04.06.96	28				
2	13.09.98	20	0.074	89	9.34	0.17
3	13.09.98	20	0.056	67	9.27	0.22
4	07.12.98	5	0.090	27	9.89	0.35
5	08.12.98	5				
6	24.12.98	10	0.052	31	9.87	0.22
7	07.06.99	30	0.088	159	9.04	0.10
8	08.06.99	30	0.069	124	9.19	0.13
9	16.06.99	70	0.073	308	9.16	0.08
CT 3						
Block	Datum	d [min]	R [Hz]	N	Ψ_{fit}	$\sigma_\Psi/\sqrt{N}$
1	04.06.96	28	0.081	137	11.49	0.14
2	13.09.98	20				
3	13.09.98	20	0.039	47	9.31	0.31
4	07.12.98	5	0.067	20	8.89	0.29
5	08.12.98	5	0.053	16	9.47	0.42
6	24.12.98	10	0.063	38	9.08	0.17
7	07.06.99	30	0.083	149	9.30	0.13
8	08.06.99	30	0.069	125	9.05	0.13
9	16.06.99	70	0.077	323	9.10	0.07
CT 4						
Block	Datum	d [min]	R [Hz]	N	Ψ_{fit}	$\sigma_\Psi/\sqrt{N}$
1	04.06.96	28				
2	13.09.98	20	0.121	145	10.09	0.11
3	13.09.98	20	0.122	146	10.37	0.15
4	07.12.98	5	0.110	33	9.86	0.25
5	08.12.98	5	0.010	29	10.13	0.29
6	24.12.98	10	0.077	46	10.36	0.23
7	07.06.99	30	0.124	223	10.13	0.12
8	08.06.99	30	0.109	197	10.06	0.10
9	16.06.99	70	0.110	463	10.04	0.07

Tabelle 7.1: *Ergebnisse der Myon-Runs für die Teleskope CT2 bis CT4*

CT 5						
Block	Datum	d [min]	R [Hz]	N	Ψ_{fit}	$\sigma_\Psi/\sqrt{N}$
1	04.06.96	28				
2	13.09.98	20	0.064	77	9.44	0.15
3	13.09.98	20	0.071	85	9.43	0.16
4	07.12.98	5	0.060	18	9.31	0.28
5	08.12.98	5	0.060	18	8.78	0.27
6	24.12.98	10	0.043	26	9.71	0.37
7	07.06.99	30	0.077	139	9.43	0.13
8	08.06.99	30	0.095	172	9.32	0.10
9	16.06.99	70	0.087	364	9.46	0.07
CT 6						
Block	Datum	d [min]	R [Hz]	N	Ψ_{fit}	$\sigma_\Psi/\sqrt{N}$
1	04.06.96	28				
2	13.09.98	20	0.057	68	9.40	0.16
3	13.09.98	20				
4	07.12.98	5	0.067	20	9.19	0.29
5	08.12.98	5	0.067	20	9.83	0.32
6	24.12.98	10	0.035	21	8.98	0.27
7	07.06.99	30	0.050	91	8.96	0.20
8	08.06.99	30	0.048	87	8.72	0.11
9	16.06.99	70	0.051	214	9.03	0.11

Tabelle 7.2: *Ergebnisse der Myon-Runs für die Teleskope CT5 und CT6*

Gesamtsystem						
Block	Datum	d [min]	R [Hz]	N	Ψ_{fit}	$\sigma_\Psi/\sqrt{N}$
1	04.06.96	28	0.081	137	11.49	0.14
2	13.09.98	20	0.079	379	9.66	0.07
3	13.09.98	20	0.072	345	9.87	0.10
4	07.12.98	5	0.079	118	9.52	0.14
5	08.12.98	5	0.069	83	9.64	0.17
6	24.12.98	10	0.054	162	9.68	0.12
7	07.06.99	30	0.084	761	9.47	0.06
8	08.06.99	30	0.078	705	9.38	0.05
9	16.06.99	70	0.080	1672	9.44	0.04

Tabelle 7.3: *Ergebnisse der Myon-Runs gemittelt über alle fünf Teleskope*

Der Run am 04.06.96 wurde nur mit CT3 durchgeführt, und da zu dieser Zeit noch keine Laserruns durchgeführt wurden, wurde der Konversionsfaktor schätzungsweise gleich 1.0 gesetzt. Fehlende Angaben beruhen ansonsten auf Hardware Problemen bei einzelnen Runs. Bei den Daten der Blöcke 2 bis 6 standen auch teilweise keine Laser-Runs zur Verfügung, oder wurde kein Flatfielding ausgeführt, diese Daten sind daher nur eingeschränkt aussagekräftig. Anfang Juni 1999 wurden neue höhere Grundwerte für die Hochspannung an den Photomultipliern gesetzt, um die stark abgesunkenen Triggerraten wieder anzuheben. Diese Veränderung ist durch Neubestimmung der Konversionsfaktoren berücksichtigt.

7.3 Untersuchung systematischer Effekte

Neben dem bereits ausgangs des Abschnitts 6.2 angesprochenen Effekten von Rauschen und Vielfachstreuung, tauchen im Verlauf der Analyse noch weitere Faktoren auf, deren Einfluß auf das Endergebnis untersucht werden muß. Da der letzte Datenblock vom 16.06.1999 aufgrund seines Umfangs die beste Statistik bietet, beziehen sich die folgenden Untersuchungen auf diese Daten. Abb.7.3 zeigt die Verteilungen der wichtigsten Größen für den Datensatz, der zum Vergleich mit den MC-Daten verwendet wurde.

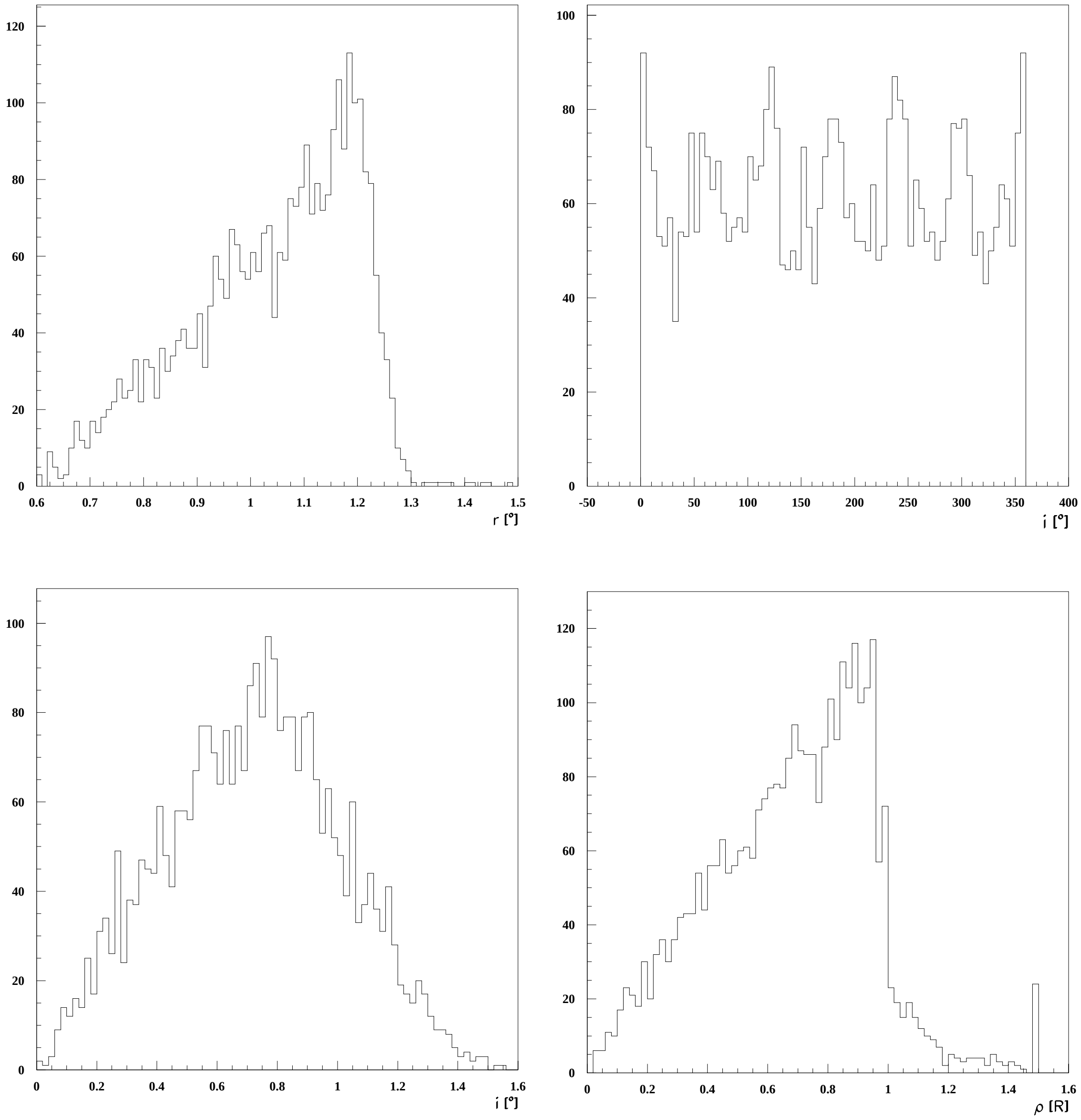

Abbildung 7.3: *Verteilung der Parameter Radius (oben links), Azimutwinkel (oben rechts), Inklination (unten links) und Impact Parameter (unten rechts) der Myon-Ereignisse. Alle Verteilungen haben die erwartete Form.*

7.3.1 Wahl geeigneter Grenzen für den Tailcut

Im Rahmen der Ringerkennung wird zunächst ein Tailcut ausgeführt, um das Bild von verstreuten NSB-Pixeln zu reinigen und die Ringstruktur klar hervortreten zu lassen (s.Kap.4.2.1). Verschiedene Kombinationen für die Schwellenwerte t_h und t_l können gewählt, und die Ergebnisse miteinander verglichen werden.

Einfluß des Tailcuts auf die rekonstruierte Effizienz

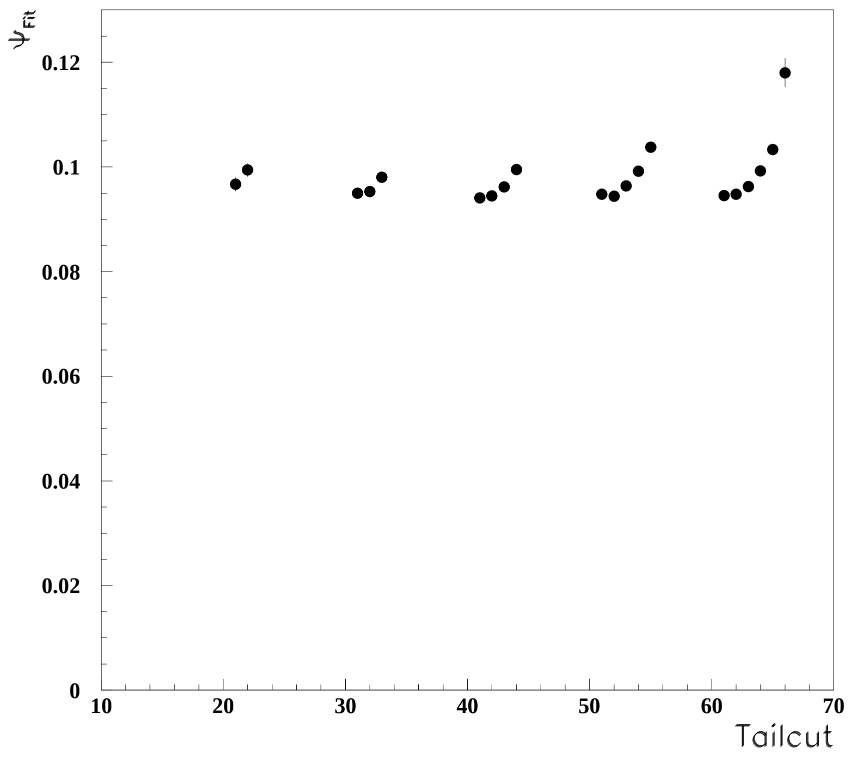

Abbildung 7.4: *Ermittelte Detektoreffizienz in Abhängigkeit von dem benutzten Tailcut. Auf der unteren Skala entspricht die Zehnerstelle t_h und die Einerstelle t_l.*

Die wichtigste Frage ist der Umfang, in dem die Wahl der Schwellenwerte das Ergebnis der Kalibrationsroutine beeinflußt. Abb.7.4 stellt den Einfluß des Tailcuts auf das Ergebnis der Berechnung der Effizienz dar. Rückt man den unteren Schwellenwert t_l näher gegen t_h bewirkt quasi ein Anheben der Triggerschwelle, da der Tailcut alle Pixel mit Amplituden unterhalb t_l löscht und die Bilderkennung mindestens 10

Pixel fordert. Ereignisse bei denen die Effizienz niedrig war werden zunehmend ignoriert, da sie weniger Pixel mit hoher Amplitude haben und der Tailcut zunehmend das Ringbild zerstört. Solange die untere Schwelle gleich bleibt, bewirkt ein anheben von t_h fast gar nichts, da der Software Trigger ohnehin schon 5 Pixel über 7 pe verlangt. Senkt man t_h ab, zeigt sich, daß zunehmend Ereignisse mit berücksichtigt werden, die nur durch zufälliges Rauschen entstanden sind. Die Streuung der Ergebnisse wird sehr groß und die Ringe gehen zunehmend im Rauschen unter. Die Zahl der akzeptierten Ereignisse wird kleiner, da der Schnitt auf $\langle \mathrm{NN} \rangle$ und vor allem der Schnitt auf $\langle L_f \rangle$ zunehmend Ereignisse aussortieren.

Einfluß des Tailcuts auf den Impact Parameter

Für eine Analyse werden nur solche Bilder zugelassen, für die der Öffnungswinkel des Kreisbogens 180° überschreitet (s.Tab.4.2). Diese Bedingung führt zu einer überraschend scharfen Kante in der Verteilung der Impact Parameter. Die untere Schwelle des Tailcuts t_l beeinflußt diese Verteilung. Damit ein Pixel nicht durch den Tailcut gelöscht wird muß für seine Intensität gelten (vgl.Gl.3.5):

$$\begin{aligned} I_{pix} &= \frac{1}{2}\alpha\Psi I\frac{\omega}{\theta_c}\sin(2\,\theta_c)D(\rho,\phi) \geq t_l \\ \frac{D(\rho,\phi)}{R} &\geq \frac{2\,\theta_c t_l}{\alpha\Psi I\omega\sin(2\theta_c)\,R} \equiv A \end{aligned}$$

ρ ist hier in Einheiten von R angegeben. Für den Öffnungswinkel b des Kreisbogens nach Tailcut ergibt sich also

$$b(\rho) = 2\,\phi(\rho) = \begin{cases} 2\ \arccos\left(\frac{A^2+\rho^2-1}{2\,A\rho}\right) & : \quad \rho \leq 1 \\ 2\ \arcsin\left(\sqrt{\frac{1}{\rho^2}\left(1-\left(\frac{A}{2}\right)^2\right)}\right) & : \quad \rho \geq 1 \end{cases} \tag{7.1}$$

Da $\cos\phi \leq 1$ gilt, liegt die Intensität pro Pixel für $\rho_{min} \leq 1 - A$ über der Schwelle t_l. Der Kreisbogen erreicht einen Öffnungswinkel von 180°, wenn $\rho_{max} \geq \sqrt{1-A^2}$, da die Pixel am Ende des Kreisbogens durch den Tailcut gelöscht werden.
Abb.7.5 stellt die Situation für verschiedene Schwellen t_l, einer Detektoreffizienz von $\Psi = 0.1$ und einen Tscherenkow-Winkel von 1.2° dar. Bei einer unteren Schwelle $t_l = 2$ pe liegen ab $\rho \leq 0.794$ alle Pixel über dieser Schwelle, aber schon ab $\rho_{max} = 0.98$ werden die Ereignisse durch den Schnitt auf den Öffnungswinkel des Kreisbogens im ersten Durchlauf verworfen. Für $t_l = 3$ pe tritt dieser Fall ab $\rho_{max} = 0.95$, bei $t_l = 4$ pe schon ab $\rho_{max} = 0.91$ ein. Die untere Schwelle des Tailcuts kann also die Auswahl von Events beeinflussen, da ein Anheben von t_l Ereignisse mit Impact Parametern nahe 1.0 benachteiligt. Der Effekt liegt jedoch im

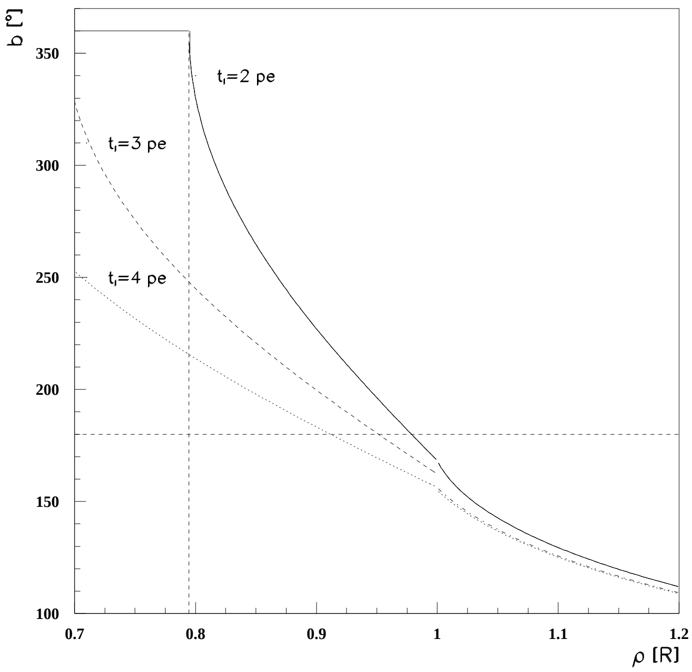

Abbildung 7.5: *Öffnungswinkel b des Kreisbogens nach Tailcut in Abhängigkeit vom Impact Parameter, für verschiedene untere Schwellen t_l, für ein Myon mit $\theta_c = 1.2°$ und einer Detektoreffizienz $\Psi = 0.1$.*

Bereich von $0.9 \leq \rho \leq 1.0$ und ist daher nicht von großer Bedeutung.
Aufgrund oben beschriebenen Untersuchungen erscheint eine Tailcut-Kombination $t_h = 5$ pe und $t_l = 2$ pe als beste Wahl um einerseits Ringe zuverlässig zu erkennen und andererseits keine unerwünschten Schwelleneffekte zu produzieren. Alle angegebenen Ergebnisse wurden mit einem solchen Tailcut errechnet.

7.3.2 Der elektronische Konversionsfaktor

Der Photoelektronen-Konversionsfaktor $\kappa_L = G_{pm}\,\kappa_{el}$, der das Verhältnis von Photoelektronen zu FADC-Einheiten angibt, wird idealerweise für jede Nacht einzeln bestimmt. Meist wird jedoch ein mittlerer Konversionsfaktor für eine Beobachtungsperiode bestimmt (s.Abb.7.11 unten) und in einer Datei abgelegt, von wo aus er dann bei der Analyse eingelesen wird. Innerhalb eines Datensatzes muß immer der gleiche Konversionsfaktor benutzt werden. Das Ergebnis der Kalibration ist diesem Faktor proportional, aber da er mit einem Fehler behaftet ist, wurde untersucht, ob der Faktor das Ergebnis linear skaliert, oder ob eine falsche Bestimmung von κ_0 weitere Effekte hervorruft. Zu diesem Zweck wurde der Faktor variiert und die Daten mit dem veränderten Faktor analysiert.

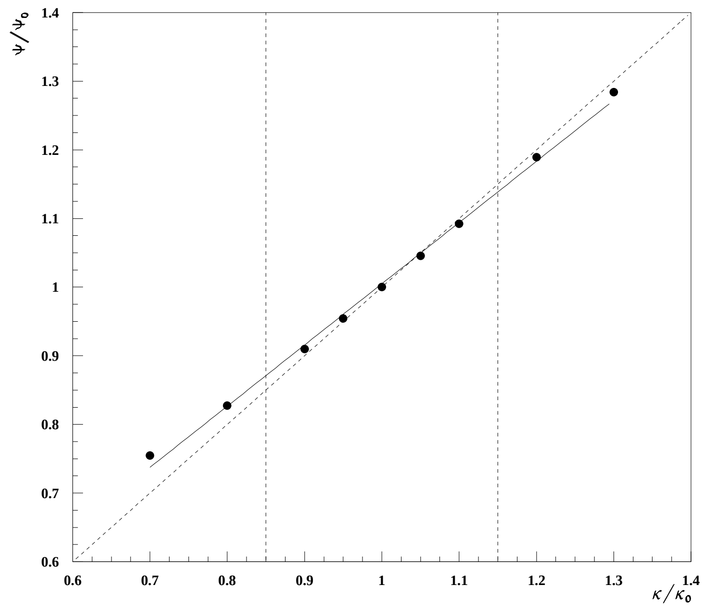

Abbildung 7.6: *Relative Veränderung der berechneten Detektoreffizienz Ψ/Ψ_0 gegen relative Veränderung des Konversionsfaktors κ/κ_L. Die gestrichelten Linien markieren eine Abweichung des Konversionsfaktors um 15%, sowie den Idealfall linearen Verhaltens.*

Wie Abb.7.6 zeigt, folgt die relative Änderung des Ergebnisses der Kalibration, im Bereich der Fehlergrenzen von κ_{el}, der relativen Veränderung dieses Faktors so gut wie linear. Selbst eine Variation von 15% beeinflußt das Ergebnis nur linear. Der Fehler, mit dem der Konversionsfaktor κ_{el} bestimmt werden kann liegt pro Laserrun für ein Teleskop bei unter 15% ([Her96]).

7.4 Vergleich der Ergebnisse mit den Erwartungen

Bei allen Runs lag die Rate der analysetauglichen Myonen im Bereich der in Kap.3.3.2 abgeschätzten Rate von 0.08 Hz. Die ermittelten Effizienzen liegen jedoch deutlich unter dem Wert aus der MC-Simulation und sind auch geringer als die Ergebnisse aus der Laser-Kalibration von 1997. Nur der Wert vom Juni 1996 ist innerhalb der Fehler mit den auf anderen Wegen abgeschätzten Detektoreffizienzen vereinbar. Abb.7.7 stellt die einzelnen Ergebnisse aus den Tabellen 7.1 bis 7.2.2 graphisch dar. Die gemittelten Effizienzen aus Tab.7.2.2 für das Gesamtsystem gibt Abb.7.8 wieder.

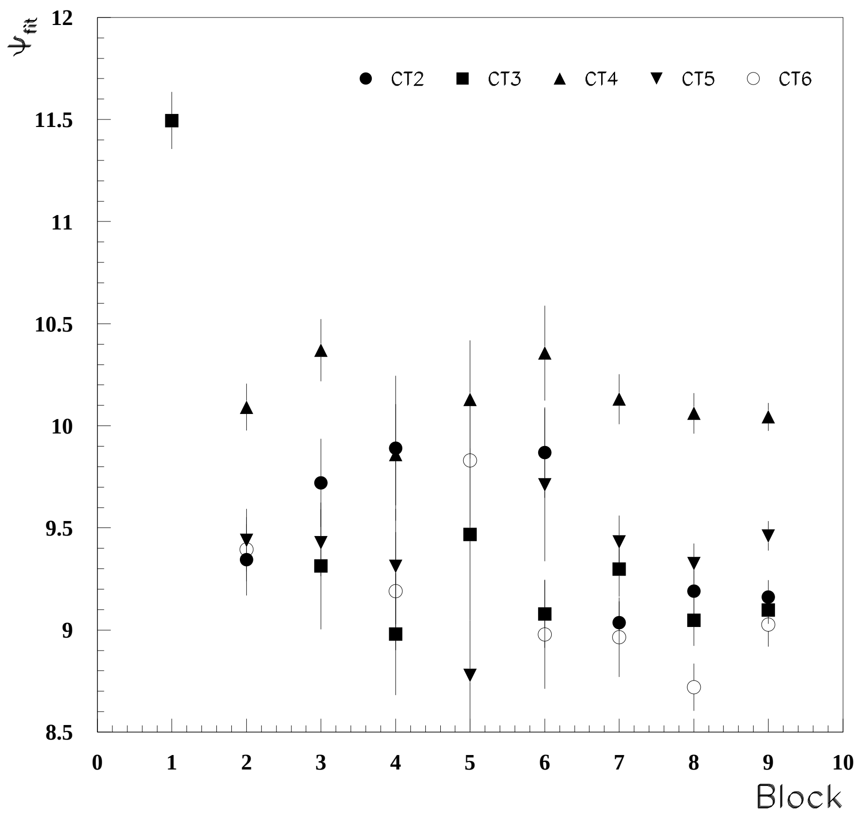

Abbildung 7.7: *Ergebnisse der Myon Runs für die einzelnen Teleskope. Die x-Achse ist zeitlich nicht maßstabsgerecht.*

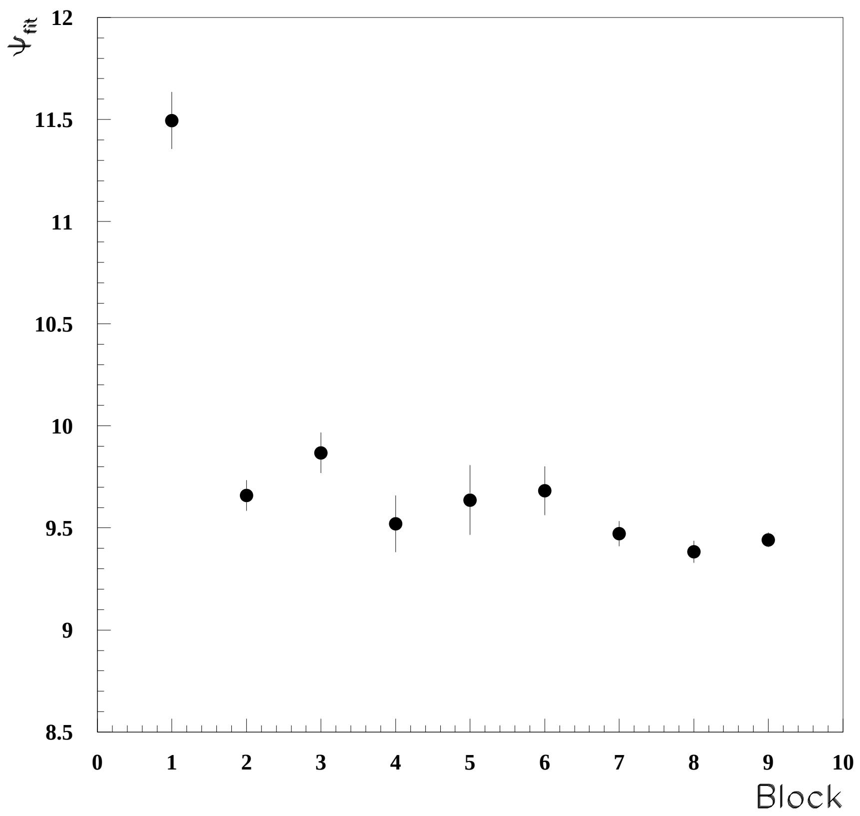

Abbildung 7.8: *Ergebnisse der Myon Runs gemittelt über alle Teleskope. Die x-Achse ist zeitlich nicht maßstabsgerecht.*

Um das Ergebnis aussagekräftiger zu machen, kann man noch auf die Mittelwerte Ψ_{fit} die Korrekturen anwenden, die aus der Analyse von MC-Daten abgeleitet wurden. Nachdem die Verteilung durch eine Gauß-Funktion angenähert und alle Ergebnisse jenseits von 3σ verworfen wurden erhält man zunächst den bereinigten Mittelwert $\langle\Psi_{fit}\rangle$. Man kann nun den MC-Korrekturfaktor aus Gl.6.2 auf diesen Wert anwenden und erhält eine korrigierte Effizienz Ψ'_{fit}, deren Korrektur nur aus dem Vergleich mit den Daten der Standard-Simulation abgeleitet wurde. Unter Berücksichtigung aller Informationen aus Kap.6 ergibt sich die beste Korrektur als zweistufiges Verfahren, angewandt auf die Datenbasis von $\langle\Psi_{fit}\rangle$. Zuerst erfolgt die Extrapolation der Werte auf $\rho \to 0$ wie in Abb.6.7, um systematische Abweichungen durch Rauschen und Vielfachstreuung auszuschalten, und anschließend die Anwendung der Korrekturfunktion aus Gl.6.1, die aus dem Vergleich mit den Daten der

Teleskop	CT2	CT3	CT4	CT5	CT6	Gesamtsystem
Ψ_{fit}	9.16	9.10	10.04	9.46	9.03	9.44
$\langle\Psi_{fit}\rangle$	9.05	9.04	9.98	9.34	8.79	9.33
Ψ'_{fit}	9.35	9.34	10.30	9.65	9.07	9.64
Ψ^0_{fit}	9.62	9.22	10.21	9.73	9.17	9.75
$\sigma_\Psi/\sqrt{N}$	0.08	0.07	0.07	0.07	0.11	0.04

Tabelle 7.4: *Endergebnisse für die Detektoreffizienz in Prozent nach erfolgten Korrekturen. Ψ_{fit} ist der Mittelwert ohne Korrekturen höherer Ordnung, $\langle\Psi_{fit}\rangle$ der bereinigte Mittelwert, Ψ'_{fit} der Wert nach Multiplikation mit einem Korrekturfaktor und Ψ^0_{fit} das Endergebnis nach Anwendung von Extrapolation und Korrekturfunktion.*

vereinfachten Simulation gewonnen wurde, um die Überschätzung des Impact Parameters durch die Minimierungsroutine auszugleichen. Der so ermittelte Wert Ψ^0_{fit} enthält die angezeigten Korrekturen aus den Vergleich mit beiden MC-Simulationen. In Tabelle 7.4 sind die korrigierten Werte für die Daten vom 16.06.99 angegeben.

Die korrigierten Werte sind etwas höher, als die Werte ohne Korrektur, was aber nicht die Diskrepanz zu den älteren Werten beseitigt. Eine mögliche Schlußfolgerung daraus wäre, daß die alten Werte als richtig für den anfänglichen Zustand der Teleskope gelten können, man aber nicht umhinkommt, Alterungseffekte in beträchtlichem Umfang zu berücksichtigen. Auch variiert die Effizienz der einzelnen Teleskope von 9.17% (CT6) bis 10.21% (CT4), was sich ebenfalls in den Triggerraten dieser Teleskope für die kosmische Strahlung niederschlägt. Mit einer durchschnittlichen Effizienz von 9.75% gemittelt über alle Teleskope hat das System etwa 20% gegenüber seiner maximalen Effizienz eingebüßt. Dieses Resultat wird auch durch den aktuellen Korrekturfaktor von $\sim 20\%$ bestätigt, der in die neueren MC-Simulationen eingeht.

7.4.1 Zeitliche Entwicklung der Effizienz

Trägt man die Ergebnisse der Myon-Runs zeitlich maßstabsgerecht auf, kann man bei fast allen Teleskopen einen Abwärtstrend in ihrer Effizienz feststellen. Teleskop CT5 ist das einzige, dessen Daten einen gegenteiligen Trend aufweisen scheinen.

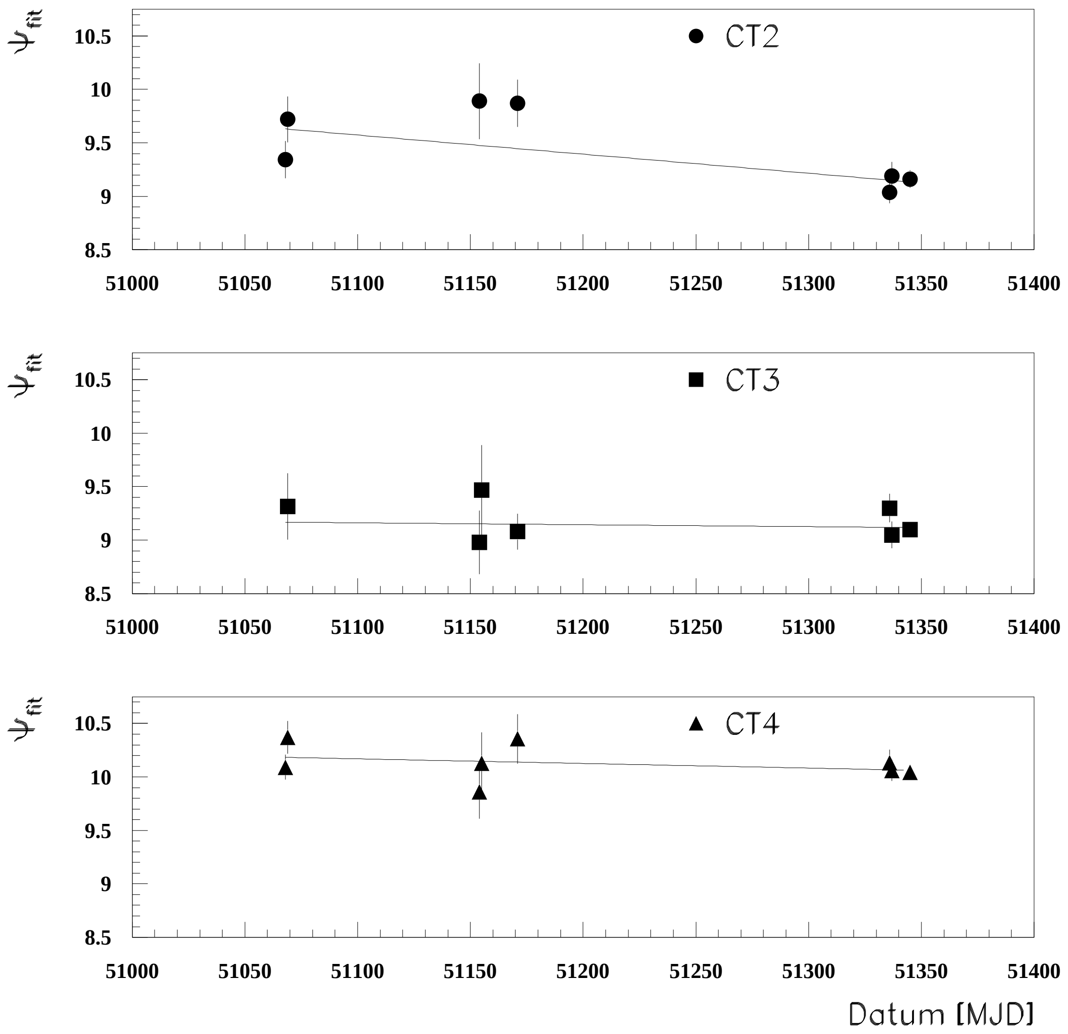

Abbildung 7.9: *Ergebnisse der Myon Runs für die Teleskope CT2 bis CT4 aufgetragen gegen Zeit. Der MJD 50238 nur mit CT3 ausgeführte Run wurde in der Darstellung ausgelassen.*

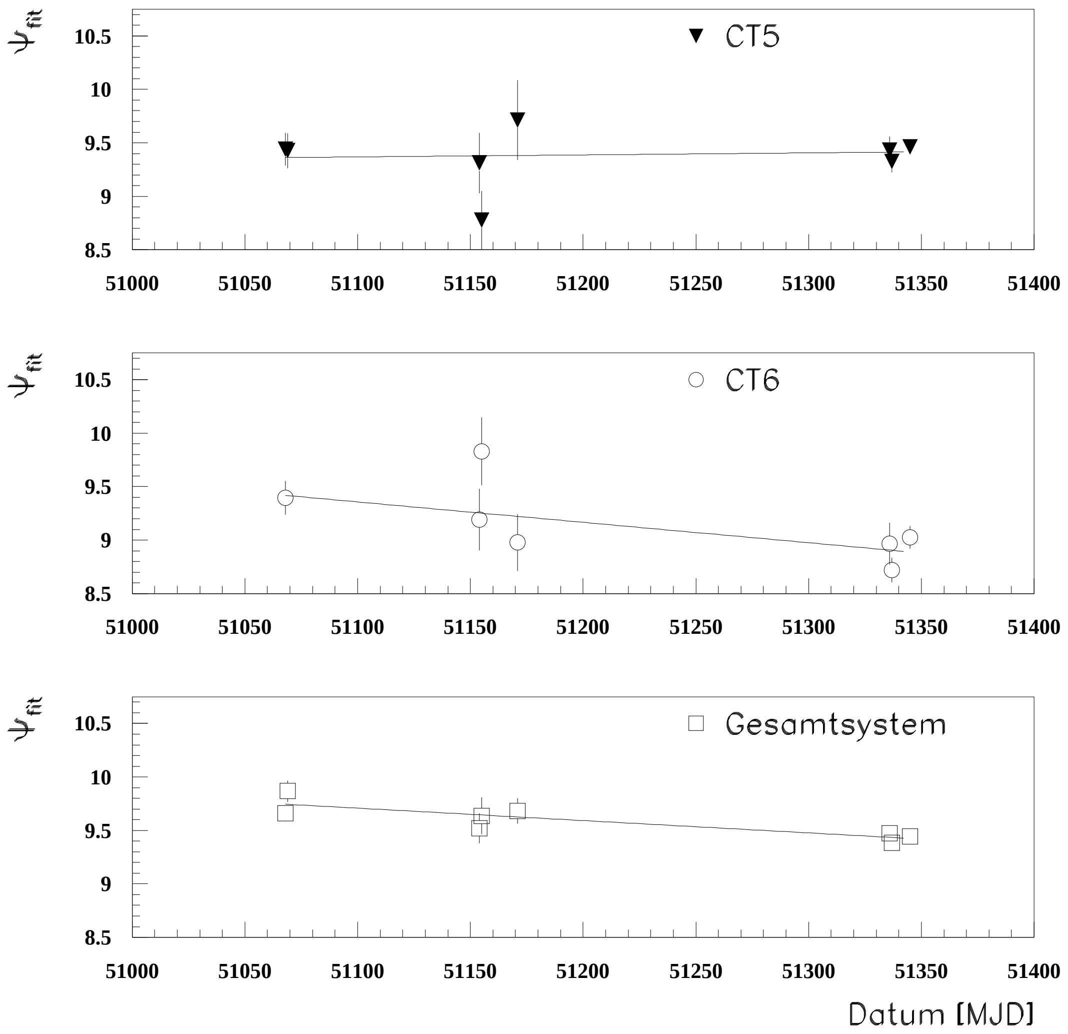

Abbildung 7.10: *Ergebnisse der Myon Runs für die Teleskope CT4 und CT5, sowie die gemittelten Werte für das Gesamtsystem, aufgetragen gegen Zeit.*

Teleskop	CT2	CT3	CT4	CT5	CT6	Gesamtsystem
t_0 [MM.JJ]	10.93*	09.95	07.96	09.96	11.96	01.96
t_0 [MJD]	49270	49940	50270	50330	50390	50040
Ψ_0 [%]	12.8	12.1	10.6	9.3	10.7	11.6

Tabelle 7.5: *Extrapolierte Effizienz Ψ_0 der einzelnen Teleskope zum Zeitpunkt ihrer Inbetriebnahme t_0. (* Bei CT2 wurde 09.98 eine neue Kamera installiert).*

Um festzustellen, ob der MC-Wert von 12.6% tatsächlich einen guten Näherungwert für die Effizienz der Teleskope zum Zeitpunkt ihrer Inbetriebnahme darstellt, kann man versuchen aus den Graphen 7.9 und 7.10 die Effizienz der einzelnen Teleskope zum Zeitpunkt ihrer jeweiligen Inbetriebnahme zu extrapolieren und erhält Tab.7.4.1.

Aufgrund der unzureichenden Datenbasis und dem hohen möglichen systematischen Fehler der Datenblöcke 1 bis 5 kann eine solche Extrapolation nur wenig aussagen. Zudem wurde die Kamera des Teleskops CT2 zwischenzeitlich ausgewechselt. Im Rahmen der Fehlergrenzen liegt das extrapolierte Ergebnis für das Gesamtsystem in dem erwarteten Bereich, legt allerdings die Vermutung nahe, daß der Alterungsprozeß sich mit der Zeit verlangsamt.
Die Änderung der Effizienz mit der Zeit verursacht eine Änderung der Triggerschwelle, die wiederum mit der Triggerrate über Gl.4.6 zusammenhängt. Man kann nun überprüfen, ob die Änderung der Systemtriggerrate mit der Änderung der Effizienz vereinbar ist, wenn man allen Teleskopen die gleiche Effizienz unterstellt.

Abb.7.11 zeigt im oberen Bild die System-Triggerrate aufgetragen gegen die Zeit. Für die eingezeichnete Kurve wurden nur Runs berücksichtigt, bei denen genau 4 Teleskope im System waren. Im unteren Bild sind die zugehörigen Photoelektron-Konversionsfaktoren κ_L^{-1} eingetragen. Für die Triggerschwelle entscheidend ist jedoch das Produkt aus Effizienz und Gain der Photomultiplier $\Psi\ G_{pm} \approx \Psi\ \kappa$, weshalb die durch Myon-Runs ermittelten Effizienzen noch mit den Photoelektron-Konversionsfaktoren verrechnet werden müssen, um einen Ratenvergleich durchzuführen.

$$\frac{R_1}{R_2} \approx \left(\frac{q_1}{q_2}\right)^{1.8} \approx \left(\frac{\Psi_1\,\kappa_{L,2}}{\Psi_2\,\kappa_{L,1}}\right)^{1.8} \tag{7.2}$$

Abb.7.11 zeigt zwei Sprünge in den Triggerraten, die auf Änderungen in den Betriebsbedingungen zurückzuführen sind. Bei MJD$\approx$ 50600 wurde die Triggerbedingung geändert, und bei MJD$\approx$ 51300 wurde die Hochspannung an den Photomulti-

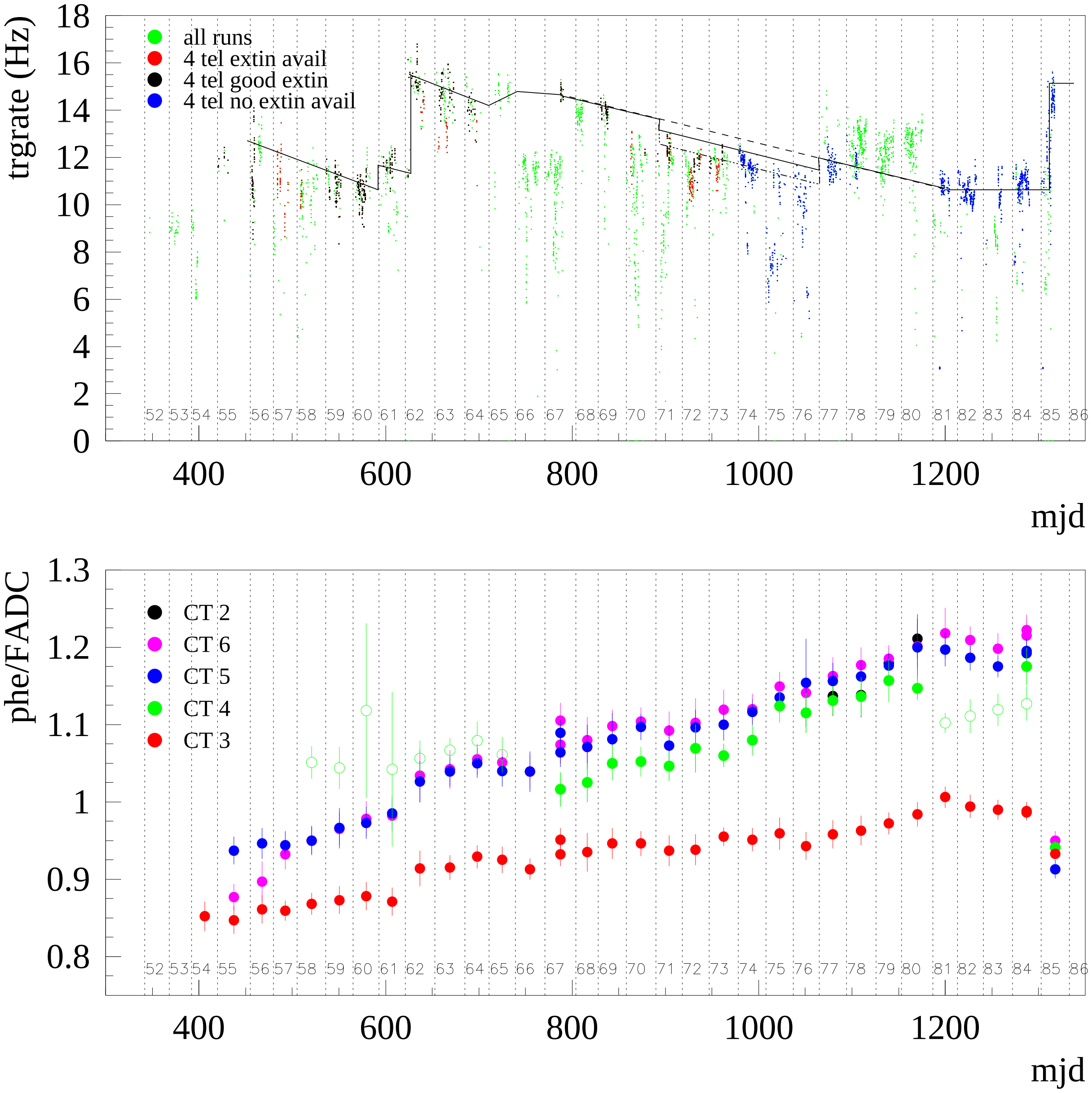

Abbildung 7.11: *Oben: System-Triggerrate aufgetragen gegen Datum (MJD-50000). Die grünen Punkte geben alle verfügbaren Runs wieder, die anderen Farben bezeichnen nur Runs bei denen genau 4 Teleskope eingesetzt waren, aufgeteilt danach wieviel Information über die atmosphärische Extinktion verfügbar war. Unten: Zugehörige Photoelektron-Konversionsfaktoren der verschiedenen Teleskope für die jeweiligen Beobachtungsperioden (kleine Zahlen) ([Püh]).*

pliern verändert. Zwischen diesen beiden Punkten sind die Daten vergleichbar. Die Raten lagen bei $R_1 \sim 15.5 \pm 0.5$ Hz, bzw. bei $R_2 \sim 10.5 \pm 0.5$ Hz, mit den zugehörigen Konversionsfaktoren sind $\kappa_1 \sim 1.05 \pm 0.05$ pe/ADC und $\kappa_2 \sim 1.2 \pm 0.05$ pe/ADC. Aus der Steigung von $d\Psi/dt \approx -0.0011 \pm 0.0003\ d^{-1}$ der Kurve für das Gesamtsystem aus Abb.7.10 kann man die zugehörigen Effizienzen extrapolieren und erhält $\Psi_1 \sim 0.1024 \pm 0.0017$ und $\Psi_2 \sim 0.0975 \pm 0.0004$. Setzt man diese Zahlen in Gl.7.2 ein, so erhält man

$$\frac{R_1}{R_2} \approx 1.47 \pm 0.08 \quad \text{und} \quad \left(\frac{q_1}{q_2}\right)^{1.8} \approx 1.39 \pm 0.02 \tag{7.3}$$

Diese beiden Werte sind im Rahmen ihrer Fehler miteinander vereinbar. Die Myon-Ring-Methode ist dazu geeignet, den Alterungsprozeß der Teleskope zu verfolgen. Weitere Myon-Datennahme wäre jedoch erforderlich, um die Abnahme der Teleskopeffizienzen mit der Zeit zu untersuchen.

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, die Eignung einer alternativen Methode der Absolutkalibration der Energieskala für die abbildenden Tscherenkow-Teleskope der HEGRA-Kollaboration zu untersuchen. Bislang standen nur zwei Kalibrationsverfahren zur Verfügung, die Kalibration über die Messung von Laserlicht, welches das Tscherenkow-Licht imitieren soll, und die Kalibration durch Anpassung von Parametern einer detaillierten Monte Carlo Simulation. Die Laser-Kalibration hat sich bislang als zu aufwendig in der Durchführung und Auswertung erwiesen, um parallel zum normalen Meßbetrieb eingesetzt zu werden. Die Kalibration unter der Zuhilfenahme von Monte Carlo Simulationsmethoden ist mit Unsicherheiten behaftet, die sehr große Fehler im Endresultat verursachen können, da typische Spektren hochenergetischer kosmischer γ-Strahlung die Form von Potenzgesetzen mit Exponenten $\gamma \sim 2.7$ haben. Seit der Inbetriebnahme der ersten System-Teleskope Ende 1995 haben sich außerdem Alterungseffekte bemerkbar gemacht, die nicht im Detail untersucht werden können, und in der Simulation nicht berücksichtigt sind.
Die in dieser Arbeit vorgestellte Alternative nutzt die charakteristischen ringförmigen Bilder lokalen Myonen aus, die den Spiegel des Teleskops treffen, um eine Beziehung herzustellen zwischen der Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen I'_{pe} und der rekonstruierten Zahl der vom Myon emittierten Photonen I_{γ}^{rec}. Die Proportionalitätskonstante Ψ in dieser linearen Beziehung $I_{pe}^{rec} = \Psi \cdot I'_{\gamma}$ ist die Effizienz des Detektors hinsichtlich des Nachweises von Tscherenkow-Photonen. Die Genauigkeit, mit der Ψ bestimmt werden kann ist auch gleichzeitig der Fehler auf der absoluten Energieskala, da die Zahl der Tscherenkow-Photonen eines Luftschauers von der Zahl der Schauerteilchen abhängt, und diese wiederum in erster Näherung linear von der Energie des Primärteilchens abhängt. Die Myon-Ring Methode hat gegenüber den anderen angesprochenen Methoden den Vorteil, daß sie sich nicht auf Arbeiten Dritter verlassen muß wie die Monte Carlo Simulation, die a priori Annahmen über die Flußrate der kosmischen Strahlung benötigt. Weiterhin kann sie jederzeit ohne Vorbereitung zum Einsatz kommen, wenn die Operateure der Teleskope Zeit finden, da die benötigten Veränderungen der Betriebsbedingungen der Teleskope nur minimal sind. Da die Methode nur auf einigen hundert Metern über

der Beobachtungsstätte gute atmosphärische Bedingungen erfordert, und nicht in der gesamten Troposphäre, wie bei normaler Datennahme, kann sie sogar zum Einsatz kommen, wenn andere Beobachtungen aufgrund hochfliegender Wolken keine nützlichen Ergebnisse liefern können. Dieser Vorteil geht einher mit dem Nachteil, daß die atmosphärische Extinktion bei der Kalibration nicht erfasst wird, und weiterhin auf anderem Wege abgeschätzt werden muß. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm erstellt, welches die Daten aus Myon-Beobachtungen analysiert, indem es Ereignisse auswählt, die auf Myonen zurückzuführen sind, und dann die geometrischen Parameter des Myon-Ereignisses rekonstruiert. Sind diese Parameter bekannt, so wird durch Vergleich der theoretischen Lichtintensität in Photonen und der gemessenen Signalintensität in Photoelektronen die Effizienz für jedes einzelne Ereignis ermittelt. Man erhält so mehrere Einzelergebnisse, deren Verteilung um einen Mittelwert herum statistisch schwankt.
Um die Methode zu testen, wurde eine vereinfachte Monte Carlo Simulation von Myon-Ereignissen implementiert, die zwar keine Effekte höherer Ordnung berücksichtigt, aber die Myon-Ereignisse mit hinreichender Genauigkeit simuliert, um das Verhalten der Analysesoftware unter verschiedenen Bedingungen zu testen. Ein Vergleich der Monte Carlo Daten mit den auf La Palma aufgezeichneten Myon Daten bestätigt die gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment. Die Auswertung zeigt, daß die Methode die in die Simulation eingebrachte Effizienz richtig rekonstruiert. Vorhandene kleine Abweichungen von bis zu 13% des Ursprungswertes sind systematisch, und können durch eine Ausgleichsfunktion vollständig neutralisiert werden.
Weiterhin wurde die Standard Monte Carlo Simulation des HEGRA-Systems benutzt, um Testdatensätze zu erstellen. Diese Simulation, welche die einzelnen physikalischen Vorgänge bei der Erzeugung von Tscherenkow-Licht und der Detektion durch ein Teleskop detailliert nachvollzieht, wurde zur Erzeugung von Myon Daten modifiziert. Es zeigt sich, daß Effekte höherer Ordnung, wie Vielfachstreuung und Fluktuation des Nachthimmelslichts einen kleinen Einfluß auf das Ergebnis der Rekonstruktion haben. Beseitigt man diese Effekte durch eine Extrapolation, so wird die MC-Detektoreffizienz von $\Psi_{MC} = 0.1262 \pm 0.0002$ durch den Wert von $\Psi^0_{fit} = 0.1261 \pm 0.0006$ im Rahmen der Fehler reproduziert. Aus den Tests an simulierten Myon-Ereignissen kann man bei einer abgeschätzten Myonen Flußrate von $\Phi_\mu \sim 0.08\,s^{-1}$ (bezogen auf die Myonen, die für eine Analyse genutzt werden können), kann man bei deiner Beobachtungszeit von 20 min eine Fehler von unter 2% erwarten was um einen Faktor 8 besser ist, als die bisher erzielte Genauigkeit der Energiekalibration.
Ein systematischer Fehler entsteht durch eine falsche Bestimmung des Photoelektronen-Konversionsfaktors aus Laserruns, mit aus der Signalintansität in ADC-Einheiten

I_{ADC} die Zahl der Photoelektronen I_{pe} rekonstruiert wird. Der systematische Fehler auf den Konversionsfaktor liegt aber bei deutlich unter 15% und pflanzt sich linear fort.
Nachdem durch diese Monte Carlo Simulationen belegt werden kann, daß die Myon-Ring Methode eine relevante Kalibrationsmethode darstellt, kann man für die einzelnen Teleskope deren Effizienzen angeben. Die korrigierten Werte lauten für den 16.06.1999:

Teleskop	CT2	CT3	CT4	CT5	CT6	Gesamtsystem
Ψ^0_{fit} [%]	9.62	9.22	10.21	9.73	9.17	9.75
σ_{stat} [%]	0.08	0.07	0.07	0.07	0.11	0.04

Diese Werte sind geringer, als die bislang angegebenen Effizienzen und belegen somit auch den Alterungseffekt, der bislang vermutet wurde. Die gesehene Abnahme der Detektoreffizienz ist in guter Übereinstimmung mit der Abnahme der Triggerrate, die bislang beobachtet wurde. Sie ist ebenfalls vereinbar mit dem Korrekturfaktor von $\sim 20\%$, der in die aktuellen Monte Carlo Simulationen eingesetzt wird, um die aktuelle Triggerrate für die kosmische Strahlung zu reproduzieren. Zukünftige wiederholte Myon-Datennahme kann also auch dazu dienen, den Alterungsprozeß der Teleskope zu überwachen.
Mit der Myon-Ring Methode steht ein vergleichsweise einfach durchzuführendes und stabiles Kalibrationsverfahren zur Verfügung, das bessere Ergebnisse liefern kann, als die bislang zur Verfügung stehenden Methoden, und das bei Wetterbedingungen eingesetzt werden kann, bei denen andere Beobachtungen schlecht durchzuführen sind. Die Genauigkeit der Rekonstruktion erhöht sich bei größerer Spiegelfläche, besserer Auflösung des Kamerabildes und größerem Gesichtsfeld der Kamera, so daß für Nachfolgeprojekte des HEGRA-Systems eine Kalibration mit Myon-Ringen sinnvoll ist. Die Qualität der Daten von abbildenden Tscherenkow-Teleskopen kann so stark verbessert werden.

Literaturverzeichnis

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

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

[Dav57] J. Davies, E. Cotton, Journal of Solar Energy Science and Engeneering 1, 1957

[Gre60] K Greisen, Cosmic Ray Showers, Annual Review of Nuclear Science, Vol.10, 1960

[Ply75] A.Plyasheshnikov et al., Atomnaja Energija 39, 1975

[Bar82] E. Barrelet et al., Nuclear Instrumentation Methods 200, 1982

[Jac82] J. Jackson, Classical Electrodynamics, de Gruyter New York, 1982

[All84] O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder, eds., Physics Data - Cosmic Rays on Earth, Fachinformationszentrum Karlsruhe, 1984

[Che84] N.I. Chernov, G.A. Ososkov, Effective Algorithms for Circle Fitting, Computer Physics Communications 33, 1984

[Hil84] A. Hillas, Proceedings of the 19th ICRC 3, La Jolla, 1985

[Pre88] Press et al, Downhill Simplex Method in Multidimensions, in: Numerical Recipies in C, Cambridge Univ.Press 1988

[Sok89] P. Sokolsky, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Physics, Addison Wesley, 1989

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

[Fle91] P. Fleury et al., Proc.of the 22th International Cosmic Ray Conference, Dublin 1991

[CER93] CERN Application Software Group, CERN Program Library Short Writeup, http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/Welcome.html

[Dru94] L. Drury, F. Aharonian, H. Völk, Gamma-Ray Emission from Dense Molecular Clouds Overtaken by Supernova Shells, Astronomy and Astrophysics 271, 1994

[Mir94] R. Mirzoyan et al., NIM A 351, 1994

[Vac94] G. Vacanti et al., Astroparticle Physics 2, 1994

[CER95] CERN Application Software Group, HBOOK - Statistical Analysis and Histogramming - Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup Y250, 1995

[Kar95] A. Kahrle et al., Astroparticle Physics 3, 1995

[Koh95] A. Kohnle, Rekonstruktion von Luftschauern aus Simultanbeobachtungen mit den zwei HEGRA-Tscherenkow-Teleskopen, Diplomarbeit, MPI für Kernpysik, Heidelberg1995

[Bel96] R. Bellotti et al., Physical Reviews D53, 1996

[Her96] G. Hermann, Entwicklung einer hochauflösenden Kamera für abbildende Tscherenkow-Telskope und Nachweis von Tev-Gamma-Strahlung aus Richtung des Krebsnebels, Dissertation, MPI für Kernpysik, Heidelberg1996

[Hil96] A. Hillas in H. Völk, F. Aharonian (Ed.), Space Science Reviews 75, 1996

[Kra96] H. Kramczynski et al., NIM A bf 383, 1996

[Roh96] W. Rohde et al., NIM A 378, 1996

[Rov96] A.C. Rovero et al., Calibration of the Whipple atmospheric Tscherenkow-telescope, Astroparticle Physics 5, 1996

[Ulr96] M. Ulrich, Eine neue Bildanalysemethode für abbildende atmosphärische Tscherenkow-Teleskope und die zweidimensionale Richtungsrekonstruktion von TeV-Photonen des Krebs-Nebels, Dissertation, MPI für Kernpysik, Heidelberg1996

[Völ96] H. Völk, F. Aharonian (Ed.), Space Science Reviews 75, 1996

[Aha97] F. Aharonian et al., HESS Letter of Intent, MPIK Report, MPIK H-V11, MPI für Kernpysik, Heidelberg1997

[Bro97] Bronstein et al., Taschenbuch der Mathematik, 3.überarbeitete und erweiterte Auflage, Verlag Harri Deutsch 1997

[Bul97] N. Bulian et al., Caracteristics of the Multi-Telescope Coincidence Trigger of the HEGRA IACT-System, Astroparticle Physics 8, 1998

[Fra97] A. Fraß, Eine Methode zur Kalibrierung eines abbildenden Tscherenkow-Teleskops, Diplomarbeit, MPI für Kernpysik, Heidelberg1997

[Völ97] H.J. Völk, Particle Acceleration and Gamma-Ray Production in Shell Remnants, Kruger Park Workshop Proceedings, 1997

[Akh98] A. Akhperjanian et al., The Optical Layout of the HEGRA Cherenkov Telescopes, Experimental Astronomy 8, 1998

[Hem98] M. Hemberger, Untersuchung der primären kosmischen Strahlung oberhalb 1 TeV mit den Methoden der abbildenden Tscherenkow-Technik, Dissertation, MPI für Kernpysik, Heidelberg1998

[Hes98] M. Heß, Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV-Gamma-Strahlung von Supernova-Überresten, Dissertation, MPI für Kernpysik, Heidelberg1998

[Köh98] C. Köhler, Entwicklung einer Methode zur Bestimmung der Energie kosmischer TeV-Gamma-Quanten mit den Tscherenkow-Teleskopen der HEGRA-Kollaboration - Das Energiespektrum der aktiven Galaxie Mrk 501, Dissertation, MPI für Kernpysik, Heidelberg1998

[PDG98] The Particle Data Group, C.Caso et al., The 1998 Review of Particle Physics, European Physical Journal C3, 1998

[Wie98] B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann, Landolt-Boernstein Numerical Data and Functional Relationships, New Series Vol. VI 3C, Springer, 1998

[Aha99] F. Aharonian et al., The time averaged TeV energy spectrum of Mkn 501 of the extraordinary 1997 out burst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA, in print, Astronomy and Astrophysics, 1999

[Aye99] K.-M. Aye, Untersuchung von Nichtlinearitäts- und Sättigungseffekten in der Auslesekette der HEGRA-Tscherenkow-Teleskope, Dimplomarbeit, MPI für Kernpysik, Heidelberg1999

[Jun99] I. Jung, Methoden zur Bildverarbeitung und Ereignisrekonstruktion des HEGRA-Teleskopssystems, Diplomarbeit, MPI für Kernpysik, Heidelberg1999

[Kon99a] A. Konopelko, G. Pühlhofer, The Energy Spectrum of TeV-Gamma-Rays from the Crab Nebula, preprint, Poceedings of the ICRC, Salt Lake City, 1999

[Kon99b] A. Konopelko, A. Plyasheshnikov, in Vorbereitung

[Kon] A. Konopelko, Private Mitteilung

[Püh] , G. Pühlhofer, Private Mitteilung

[NOT] Nordic Optical Teleskocope, Weather Archive, Homepage http://www.not.iac.es/frame-home.html, 1999

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die direkt oder indirekt an der Entstehung dieser Arbeit beteiligt waren.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Hofmann für die engagierte und verständnisvolle Betreuung während dieser Arbeit, sowie für die interessante Aufgabenstellung und viele gewinnbringende Anregungen.

Der gesamten HEGRA CT-Gruppe möchte ich für die hervorragende Arbeitsatmosphäre danken und für die stets vorhandene Bereitschaft, die eigene Zeit für die kleinen und größeren Probleme anderer zu opfern. Durch kritische Anmerkungen, hilfreiche Tips und Tricks, nützliche Diskussionen, programmiertechnische Hilfstellung oder einfach nur gute Laune haben beigetragen K.M.Aye, K.Bernlöhr, H.Bojahr, A.Daum, J.Dost, S.Gillesen, A.Heusler, M.Hemberger, T.Hirsch, A.Katona, J.Kettler, T.Kihm, C.Köhler, A.Konopelko, H.Krawczynski, J.Mattes, M.Panter, B.Schäfer, T.Scholl, C.Wiedner und insbesondere Ira Jung, Antje Kohnle, Hubert Lampeitl und Gerd Pühlhofer.

Frau Suppanz danke ich für ihre stets freundliche Begleitung durch bürokratische und verwaltungstechnische Untiefen.

Der größte Dank gebührt jedoch meinen Eltern, die durch ihr Vertrauen und ihren unermüdlichen Einsatz die Voraussetzungen für mein Studium erst geschaffen haben, und meiner Frau Julia für ihre Liebe und Unterstützung, die aus meinem Leben nicht mehr wegzudenken sind. Einen ganz speziellen Dank möchte ich zu guter Letzt an meinen Sohn Dorian richten, der, obwohl er von all dem noch keine Ahnung hat, auf ganz spezielle Weise für diese Arbeit wichtig war.

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

Heidelberg, den 20. September 1999 ....

(Unterschrift)