Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Andrea Fraß
aus Mannheim
1997

Eine Methode zur Kalibrierung eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops

Die Diplomarbeit wurde von Andrea Fraß
ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg

unter der Betreuung von
Herrn Prof. W. Hofmann

Inhalt

Einleitung

Die kosmische Strahlung wurde im Jahre 1912 durch *V. Hess* bei einem Ballonflugexperiment entdeckt [HES12]. Hess beobachtete, dass die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre mit der Höhe zunahm, und erklärte diesen Effekt mit der Annahme einer energiereichen *Höhenstrahlung*, die aus dem Weltraum auf die Erdatmosphäre trifft. Die Vermutung, dass es sich bei der neu entdeckten *kosmischen Strahlung* um extrem hochenergetische γ–Strahlung handelt, wurde von *Bothe* und *Kohlhörster* durch Koinzidenzexperimente 1929 widerlegt [BOT29]. Diese Experimente brachten den Teilchencharakter der kosmischen Strahlung ans Licht.
Heute weiß man, dass die kosmische Strahlung zu 99% aus Hadronen, zu weniger als 1% aus Leptonen und nur zu etwa 0,1% aus hochenergetischen γ–Quanten besteht. Die Teilchen der kosmischen Strahlung besitzen Energien bis zu $10^{20}eV$. Die Frage nach möglichen Quellen der kosmischen Strahlung, die Teilchen bis zu solch extremen Energien beschleunigen können, ist ein aktuelles Thema der Hochenergieastrophysik. Bei der Suche nach Quellen der hochenergetischen kosmischen Strahlung kann die hadronische Komponente nicht zur Lokalisierung benutzt werden, da die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung mit Energien $\leq 10^{17}$ eV im inhomogenen galaktischen Magnetfeld von ihrer ursprünglichen Bahn so stark abgelenkt werden, dass kein Rückschluss auf ihren Entstehungsort mehr möglich ist. Hierüber kann nur die neutrale Komponente der kosmischen Strahlung Auskunft geben, also Neutrinos und γ–Quanten. Der Nachweis mehrerer Quellen *kosmischer γ–Strahlung* in verschiedenen Energiebereichen ist inzwischen mit unterschiedlichen Experimenten gelungen.
Die Nachweismethode für kosmische γ–Strahlung hängt vom betrachteten Energiebereich ab. Mit satellitengestützten Detektoren lassen sich Messungen im *High Energy–Bereich* bei Energien bis zu 10^{11} eV durchführen. Ein Beispiel für ein derartiges Experiment ist das *Compton–Observatorium* GRO, das im April 1991 mit einem Shuttle in eine Erdumlaufbahn gebracht wurde und u. a. einen Hochenergie–γ–Strahlungsdetektor (EGRET) an Bord trägt. Mit diesem Detektor konnten bislang mehrere Pulsare und aktive Galaxienkerne im γ–Bereich beobachtet werden [GRO92].

Im Energiebereich zwischen 10^{11} eV bis 10^{14} eV, dem *Very High Energy–Bereich*, nutzt man das Tscherenkow–Licht der Teilchen von Luftschauern, die von den auf die Erdatmosphäre treffenden γ–Quanten der kosmischen Strahlung ausgelöst werden. γ–Quanten der kosmischen Strahlung mit Energien über 10^{14} eV (*Ultra High Energy–Bereich*) verursachen Luftschauer, deren Teilchen so energiereich sind, dass sie an üblichen Beobachtungsstandorten direkt nachgewiesen werden können.
Das Tscherenkow–Licht der Luftschauer von γ–Quanten im Energiebereich zwischen 10^{11} und 10^{12} kann mit Hilfe der *abbildenden Tscherenkow–Technik* nachgewiesen werden. Die Vorteile dieser Beobachtungstechnik liegen in einer wirkungsvollen Unterdrückung des isotrop auf die Erdatmosphäre treffenden hadronischen Untergrundes sowie der Möglichkeit der genauen Bestimmung der Position einer γ–Quelle. Die HEGRA[1]–Kollaboration betreibt auf der kanarischen Insel La Palma auf dem Berg *Roque de los Muchachos* in 2200 m Höhe einen Detektorkomplex zum Nachweis kosmischer Strahlung. Zu diesem Experiment gehört u. a. ein System abbildender Tscherenkow–Teleskope zum Nachweis des Tscherenkow–Lichts ausgedehnter Luftschauer. Dieses System besteht momentan aus vier baugleichen Tscherenkow–Teleskopen, die mit hochauflösenden Kameras ausgerüstet sind. Ein weiteres Teleskop soll in diesem Jahr auf den technischen Stand der vier Systemteleskope gebracht werden, sodass schließlich die Beobachtung potentieller γ–Quellen im koinzidenten Betrieb mit fünf Teleskopen möglich sein wird. Durch die stereoskopische Beobachtung erwartet man eine verbesserte Positionsbestimmung sowie eine Absenkung der Energieschwelle.
Das Thema der vorliegende Arbeit war die Entwicklung eines Verfahrens zur absoluten Kalibration eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops im Rahmen des HEGRA–Projekts. Das Ziel, das mit dieser Methode erreicht werden soll, ist die Bestimmung des Verhältnisses von *Lichtenergie pro Flächeneinheit* am Ort des Spiegels eines Tscherenkow–Teleskops zu dem *Signal*, das dieses Licht in der Kamera auslöst. Hierbei sollen alle optischen und elektronischen Komponenten des Teleskops mit einer einzigen Messung kalibriert werden.

Das erste Kapitel der vorliegenden Arbeit stellt kurz die Grundlagen der Entstehungsprozesse sowie mögliche Quellen kosmischer γ–Strahlung dar. Kapitel 2 befasst sich mit der Theorie der Entwicklung von Luftschauern in der Atmosphäre und beschreibt die *abbildende Tscherenkow–Technik* sowie deren Anwendung im Rahmen des HEGRA–Projekts. Kapitel 3 stellt ausführlich das Prinzip der *Absoluteichung*

[1] „ High Energy Gamma Ray Astronomy “, eine Kollaboration bestehend aus den folgenden Forschungseinrichtungen: Universitäten Kiel, Hamburg, Madrid, Max–Planck–Institut für Physik, München, Max–Planck–Institut für Kernphysik, Heidelberg, sowie dem Physikalischen Institut in Yerewan, Armenien.

eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops dar, das vierte Kapitel beschreibt den Versuchsaufbau auf dem HEGRA–Gelände während der Messungen im November 1996. Die Auswertung der Messdaten sowie ein Ausblick auf Verbesserungsmöglichkeiten der vorgestellten Methode erfolgen in Kapitel 5.

Kapitel 1

Grundlagen der γ–Astronomie

Entstehungsprozesse und Quellen der kosmischen γ–Strahlung

Die γ–Quanten der kosmischen Strahlung entstehen durch Wechselwirkungsprozesse der geladenen hochenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium. Hierzu tragen folgende vier Prozesse bei:

- 1) *Bremsstrahlung* hochenergetischer Elektronen oder Positronen im Feld der Kerne des interstellaren Mediums
- 2) *Synchrotronstrahlung* relativistischer Elektronen
- 3) *Inverser Comptoneffekt*, d.h. Streuung hochenergetischer Elektronen an langwelligen Photonen
- 4) *Zerfall neutraler Pionen* in zwei γ–Quanten

Als *Quellen* der kosmischen γ–Strahlung werden

- *Supernova–Überreste*
- *Pulsare*
- *Röntgendoppelsterne* sowie
- *aktive Galaxienkerne*

angenommen [VLK96]. Die Mechanismen der Produktion hochenergetischer γ–Strahlung durch diese Objekte sollen im Folgenden kurz erläutert werden, soweit dazu momentan theoretische Modelle existieren.

Supernova–Überreste

Die Schockwelle, die sich nach der Explosion eines Sterns als *Supernova* ausbreitet, kann geladene Teilchen auf hohe Energien beschleunigen. Treffen diese auf den ehemaligen Stern umgebende Materie, können bei Wechselwirkungsprozessen u. a. neutrale Pionen entstehen, die in zwei γ–Quanten zerfallen.

Pulsare

Bei den *Pulsaren* handelt es sich um sehr dichte, extrem schnell rotierende Neutronensterne mit Radien in der Größenordnung von 10 km. Sie senden Strahlung nur von zwei eng begrenzten Teilen ihrer Oberfläche („hot spots“) in Form zweier schmaler Lichtkegel aus, was zu einem periodischen Signal (Periodendauer der schnellsten Pulsare $\approx$ Millisekunden) aus der Richtung des Pulsars führt. Charakteristisch für einen Pulsar ist nach den heutigen Modellen ein sehr starkes, mitrotierendes Magnetfeld, das geladene Teilchen auf sehr hohe Energien beschleunigen kann. Die Synchrotronstrahlung dieser Teilchen lässt sich im TeV–Bereich nachweisen. Der *Crab–Pulsar* ist die bislang stärkste und bestuntersuchte Quelle im TeV–Bereich [WEE89]. Außer dem Crab–Pulsar konnte inzwischen noch der Pulsar PSR B 1706-44 als TeV–γ–Quelle nachgewiesen werden [KIF95].

Röntgendoppelsterne

In Röntgen–Doppelsternsystemen besteht die eine Komponente aus einem sehr kompakten Neutronenstern oder einem Schwarzen Loch, der Partner ist in der Regel ein Hauptreihenstern oder ein Riesenstern. Von diesem fließt Materie auf den kompakten Begleiter ab, sammelt sich in einer Akkretionsscheibe und stürzt schließlich mit großer Geschwindigkeit auf den Begleiter. Hierbei wird die einströmende Materie stark aufgeheizt und ionisiert. Das starke Magnetfeld der kompakten Komponente beschleunigt die ionisierte Materie auf hohe Energien. Trifft diese dann auf die äußeren Schichten der Atmosphäre des Begleitsterns, kann es beispielsweise durch Stöße von Protonen mit Hüllenatomen des Sterns zur Bildung von neutralen Pionen kommen, die in zwei hochenergetische γ–Quanten zerfallen.

Aktive Galaxienkerne

Als *aktive Galaxien* bezeichnet man Radiogalaxien, Seyfert–Galaxien und Quasare.

In deren Zentren wird eine extrem starke Energiequelle in Form eines Schwarzen Lochs vermutet, welches durch Akkretion von Materie aus dem Zentrum der Galaxie große Energiemengen u. a. auch im TeV–γ–Bereich emittiert. Als Quellen von TeV–γ–Strahlung konnten bislang die beiden aktiven Galaxienkerne Mkn 421 [PET96] und Mkn 501 [QUI96] nachgewiesen werden.

Kapitel 2

γ–Astronomie mit abbildenden Tscherenkow–Teleskopen

2.1 Luftschauer und Emission von Tscherenkow–Licht

Trifft ein hochenergetisches γ–Quant auf die Erdatmosphäre, so kommt es zur Wechselwirkung mit Molekülen der oberen Schichten der Atmosphäre. Hierbei wird ein e^+e^-–Paar erzeugt, das über Bremsstrahlung selbst wieder Photonen emittiert, welche wieder Paarbildung verursachen usw.. Es kommt also zu einem lawinenartigen Prozess von Teilchen– und Photonenerzeugung, ein *elektromagnetischer Schauer* breitet sich in der Atmosphäre aus.
Besitzt das den Schauer auslösende γ–Quant eine Energie über 10 TeV, so erreichen noch ausreichend viele geladene Teilchen des Schauers einen Beobachtungsstandort wie das HEGRA–Areal auf 2200 m Höhe, wo sie nachgewiesen werden können. Bei Primärenergien $<$ 10 TeV stirbt der Schauer dagegen vor Erreichen des Beobachtungsstandorts aus. Zum Nachweis des Primärteilchens steht nur noch das von den geladenen Schauerteilchen emittierte *Tscherenkow–Licht* am Boden zur Verfügung.

2.1.1 Entstehung von Luftschauern in der Atmosphäre

Um die Entstehung und Entwicklung eines elektromagnetischen Luftschauers in der Erdatmosphäre zu erklären, sind zwei fundamentale Wechselwirkungsprozesse zu betrachten:

- Paarbildung

- Bremsstrahlung

Diese beiden Prozesse seien im Folgenden kurz erläutert.

Paarbildung

Photonen mit Energien $E_\gamma > 2m_ec^2$ und Impuls p_γ können im Feld eines Atomkerns ein e^+e^-–Paar erzeugen. Der Atomkern ist als Stoßpartner nötig, um sowohl Energie– als auch Impulserhaltung zu gewährleisten.

$$E_\gamma = 2m_ec^2 + E^+_{kin} + E^-_{kin} + E_{Atom} \tag{2.1}$$

$$p_\gamma = p_{e^-} + p_{e^+} + p_{Atom} \tag{2.2}$$

Der nach der Erzeugung des e^+e^-–Paares verbleibende Teil der Energie des γ–Quants verteilt sich in Form kinetischer Energie auf die entstandenen Leptonen e^+ und e^-, der Kern nimmt wegen seiner im Verhältnis großen Masse kaum Energie auf.
Besitzt das primäre γ–Quant eine hohe Energie, so werden auf die erzeugten Elektronen und Positronen relativistische kinetische Energien übertragen. Ihre Flugbahn weicht deshalb kaum von der Bahn des ursprünglichen γ–Quants ab. Für die mittlere Abweichung von der Flugrichtung des Primärquants kann man folgenden Winkel angeben:

$$\vartheta_{Paar} = \frac{m_ec^2}{E_o} \tag{2.3}$$

Dieser Winkel ist für hohe Elektronenenergien E_o sehr klein, sodass sich die erzeugten Teilchen nahezu entlang der Bahn des Primärquants bewegen.

Ist die auf das Elektron übertragene kinetische Energie groß genug, so kann dieses selbst wiederum γ–Quanten in Form von

Bremsstrahlung

aussenden, wenn es nahe am Kern eines Atoms vorbeifliegt und im Feld des Kerns beschleunigt wird. Diese Beschleunigung ist umso stärker, je stärker das Kernfeld ist, also je höher die Kernladungszahl ist. Nach der klassischen Elektrodynamik muss eine beschleunigte Ladung Energie in Form von Strahlung abgeben, und zwar umso mehr, je stärker die Beschleunigung ist. Dies führt dazu, dass die durch Paarbildung entstandenen hochenergetischen Elektronen selbst γ–Quanten durch Bremsstrahlung emittieren.

Für den Winkel, unter dem die Bremsstrahlungsquanten emittiert werden, gelten ähnliche Überlegungen wie für den Winkel ϑ_{Paar}. Bei hohen Elektronenenergien werden diese ebenfalls unter einem Winkel

$$\vartheta_{Brems} = \frac{m_e c^2}{E_o} \tag{2.4}$$

abgestrahlt, also überwiegend in Vorwärtsrichtung.

Durch diese beiden Prozesse kommt es zu einem lawinenartigen Anwachsen der Teilchenzahl, ein elektromagnetischer Schauer entsteht. Die Teilchenzahl nimmt so lange zu, bis die Energie der Teilchen kleiner als die sog. *kritische Energie* E_c wird. E_c beträgt in Luft 81 MeV. Zu diesem Zeitpunkt hat der Schauer sein Maximum erreicht. Bei Energien $< E_c$ überwiegen bei Elektronen Energieverluste durch Ionisation, bei Photonen dominiert bei abnehmender Energie der Comptoneffekt.
Typische Längenskalen für die Prozesse Bremsstrahlung und Paarbildung sind gegeben durch die elektromagnetische Strahlungslänge x_0 für Bremsstrahlung und die Konversionslänge für die Paarbildung, die bei hohen Energien $9/7x_0$ beträgt ($x_0 = 37,2gcm^{-2}$ in Luft [ALL75]).
Um die Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers zumindest im Prinzip darzustellen, soll ein stark vereinfachendes Schauermodell verwendet werden, das von Heitler eingeführt wurde [HEI54].
Im Rahmen dieses Modells nimmt man an, dass Paarbildung und Aussendung eines Bremsstrahlungsquants jeweils nach genau einer Strahlungslänge stattfinden. Die Energie soll sich dabei zu gleichen Teilen auf die Sekundärteilchen aufteilen. Die Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Entwicklung einer elektromagnetischen Kaskade nach diesem Modell [LON92].

Das den Schauer auslösende γ–Quant wird nach diesem Modell im Schnitt nach Durchlaufen einer Strecke $R := x_0$ ein Elektron–Positron–Paar erzeugen und seine Energie E_0 je zur Hälfte auf die erzeugten Teilchen übertragen. Nach einer weiteren Strecke R senden Elektron und Positron je ein Bremsstrahlungsquant mit der Energie $E_0/4$ aus. Es sind also nun nach einer Strecke 2R zwei Photonen und zwei Leptonen mit jeweils der Energie $E_0/4$ vorhanden, usw. Nach einer Strecke nR sind

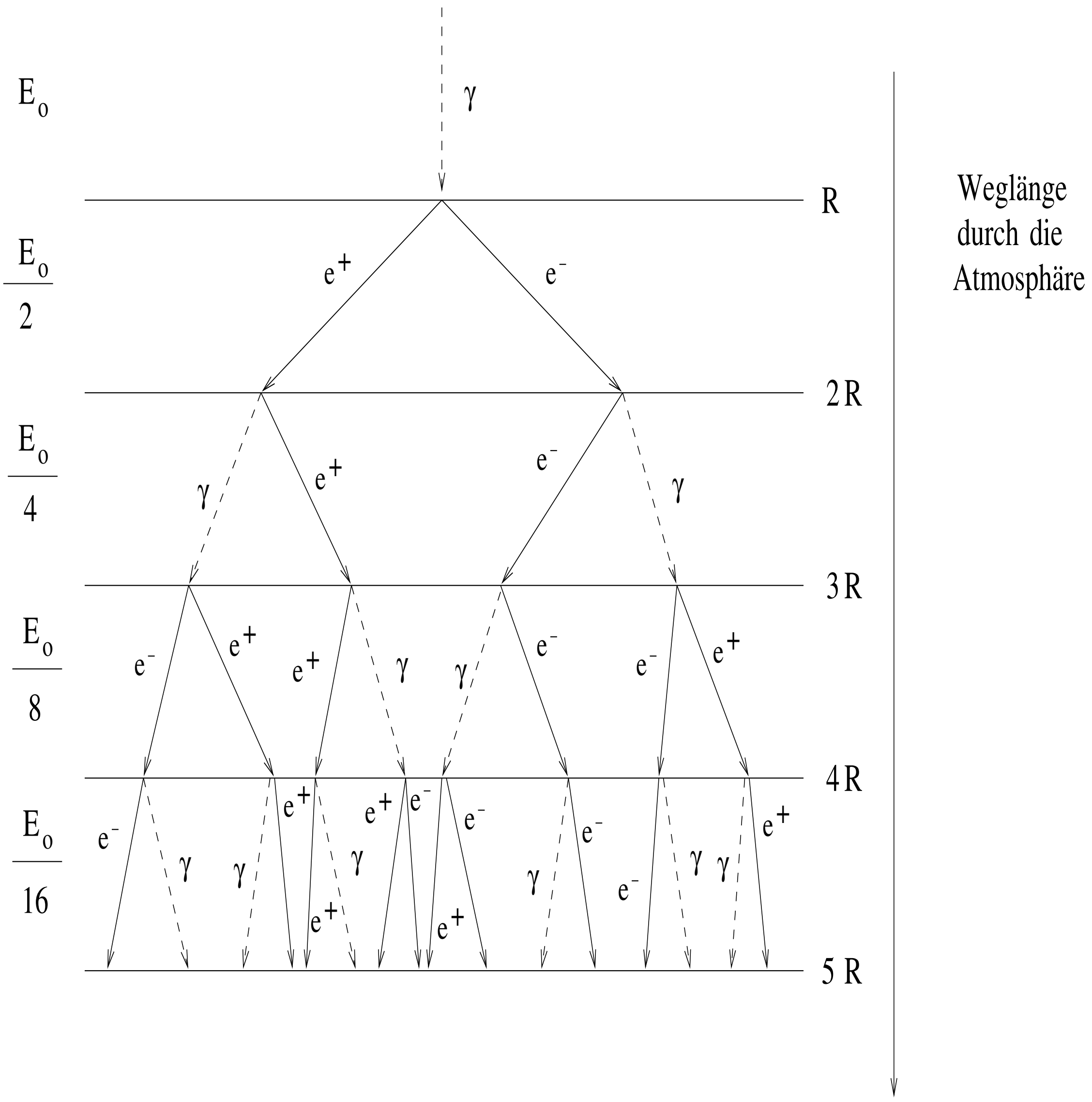

Abbildung 2.1: *Schematische Darstellung der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers.*

folglich

$$N = 2^n \; (Photonen + Elektronen + Positronen) \tag{2.5}$$

entstanden, deren mittlere Energie

$$E_n = \frac{E_o}{2^n} \tag{2.6}$$

beträgt. Der Schauer erreicht sein Maximum, wenn die mittlere Energie pro Partikel, E_n, der kritischen Energie E_c gleichkommt:

$$\frac{E_0}{2^{n_{max}}} \approx E_c \tag{2.7}$$

Hieraus ergibt sich für die Tiefe des Schauermaximums, n_{max}

$$n_{max} \approx \frac{1}{\ln 2} \cdot \ln \frac{E_o}{E_c} \tag{2.8}$$

Im Schauermaximum findet man folglich

$$N_{max} \approx \frac{E_0}{E_c} \tag{2.9}$$

Teilchen. Davon sind im Mittel 2/3 Elektronen und Positronen und 1/3 Photonen.

Die Hauptmerkmale der elektromagnetischen Kaskade nach dem hier vorgestellten einfachen Modell lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- a) Die Anzahl der Strahlungslängen n_{max}, die bis zum Erreichen des Schauermaximums durchlaufen werden, ist proportional zum Logarithmus der Primärenergie E_0:

$$n_{max} \approx \ln \frac{E_0}{E_c} \tag{2.10}$$

- b) Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum, N_{max}, ist in etwa gleich dem Verhältnis von Primärenergie zu kritischer Energie:

$$N_{max} \approx \frac{E_0}{E_c} \tag{2.11}$$

Da eine der Hauptaufgaben der γ–Astronomie mit abbildenden Tscherenkow–Teleskopen die sichere Unterscheidung zwischen von γ–Quanten ausgelösten elektromagnetischen Luftschauern und den weitaus häufigeren von isotrop einfallenden Hadronen initialisierten Schauern ist, soll im Folgenden die Entwicklung eines hadronischen Schauers und dessen Unterschiede zu einem elektromagnetischen Schauer dargestellt werden.

Ein hadronischer Luftschauer entsteht, wenn ein geladenes Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Erdatmosphäre trifft. Da Protonen den weitaus größten Teil der geladenen kosmischen Strahlung ausmachen, soll hier exemplarisch die Entwicklung eines Proton–induzierten Schauers erläutert werden.
Im Unterschied zu den elektromagnetischen Schauern spielen bei der Entwicklung hadronischer Schauer zusätzlich Prozesse der starken und schwachen Wechselwirkung eine Rolle. Ein Proton führt beim Durchdringen der Atmosphäre inelastische Stöße mit den Kernen von Stickstoff– und Sauerstoffmolekülen aus, bei denen es im Mittel jeweils 50% seiner Energie verliert. Diese steht für die Erzeugung neuer Teilchen zur Verfügung wie beispielsweise Pionen und Kaonen, aber auch Hyperonen und Nukleonen. Die stabilen Teilchen führen ihrerseits inelastische Stöße aus und setzen so den hadronischen Teil des Schauers fort. Instabile Teilchen dagegen zerfallen nach gewisser Zeit, wobei der Zerfall der geladenen Pionen und Kaonen besonders von Bedeutung ist,

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_\mu(\overline{\nu_\mu}) \qquad \tau = 2,6 \cdot 10^{-8} s \tag{2.12}$$

$$K^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_\mu(\overline{\nu_\mu}) \qquad \tau = 1,2 \cdot 10^{-8} s \tag{2.13}$$

da hierbei die myonische Komponente des Hadronschauers entsteht, die ein wichtiges Kriterium für die Unterscheidung gegenüber den elektromagnetischen Schauern ist.

Die neutralen Pionen, die bei den inelastischen Stößen der Hadronen ebenfalls entstehen, zerfallen praktisch an demselben Ort, an dem sie entstanden sind, da ihre Lebensdauer nur $8,4 \cdot 10^{-17} s$ beträgt. Beim Zerfall des π^0 entstehen zwei Photonen,

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma \tag{2.14}$$

die selbst wiederum elektromagnetische Schauer auslösen. Dadurch kommt es zu einer elektromagnetischen Komponente des hadronischen Schauers.
Ein hadroninduzierter Luftschauer besteht also aus drei unterschiedlichen Komponenten:

- Hadronischer Kern
- Myonen
- elektromagnetische Subschauer

Aufgrund der unterschiedlichen Wechselwirkungsprozesse in γ– und Hadronschauern zeigen sich deutliche Unterschiede in deren Entwicklung. In Hadronschauern wird ein großer Teil der Primärenergie auf Myonen und Neutrinos übertragen und in die Erzeugung massiver Hadronen gesteckt, sodass ein hadronischer Schauer erst ab der dreifachen Primärenergie genauso viele Schauerteilchen enthält wie ein γ–induzierter Schauer. Diese Relation ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

Hadronschauer entstehen aufgrund der größeren mittleren freien Weglänge für Protonen tiefer in der Atmosphäre. Ihre longitudinale Ausdehnung ist größer, da die elektromagnetische Komponente wegen der wiederholten Zerfälle der neutralen Pionen länger aufrechterhalten wird. Bei der starken und schwachen Wechselwirkung kommt es zudem zur Übertragung hoher Transversalimpulse, was dazu führt, dass ein Hadronschauer weiter ausgedehnt ist als ein γ–Schauer. Letzteres ist das wichtigste Unterscheidungsmerkmal bei der γ–Hadron–Separation mit Hilfe der *abbildenden Tscherenkow–Technik*; auf die ausführlich in Kapitel 2.2 eingegangen wird.

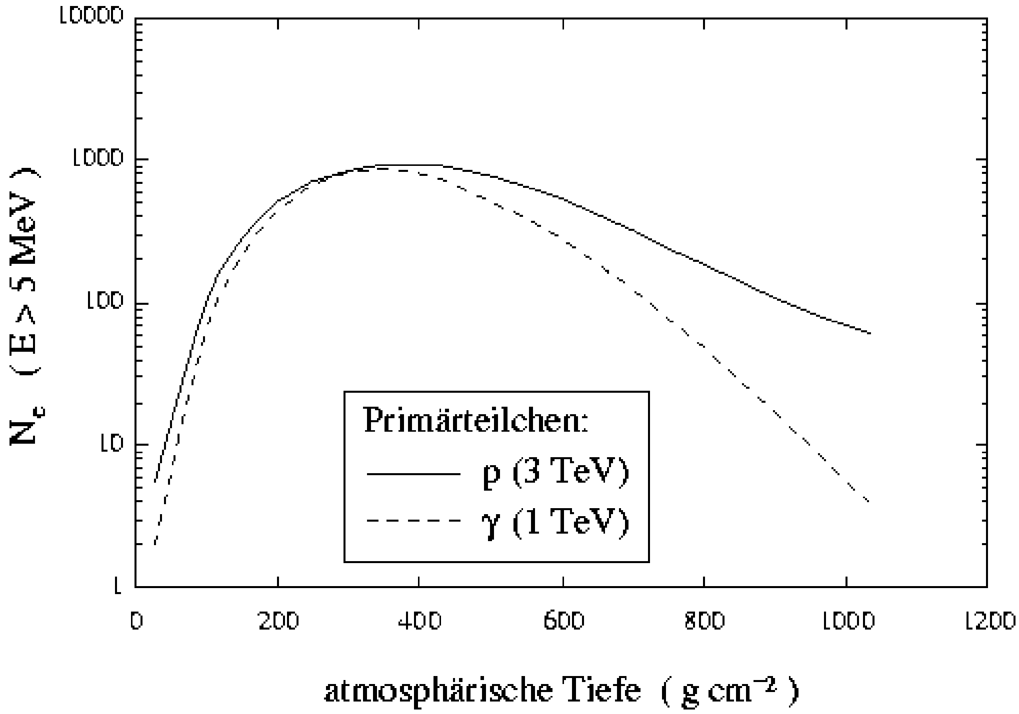

Abbildung 2.2: *Aufgetragen ist das mittlere Longitudinalprofil eines Protonschauers der Energie 3 TeV sowie eines γ–Schauers mit 1 TeV Energie; MC–Simulation mit CORSIKA [BER97].*

2.1.2 Atmosphärisches Tscherenkow–Licht

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit v durch ein dielektrisches Medium, die größer ist als die Phasengeschwindigkeit c des Lichts in diesem Medium, so sendet es elektromagnetische Strahlung aus, die nach ihrem Entdecker *P. A. Tscherenkow Tscherenkow–Strahlung* genannt wird [TSC34].
Eine kurze Erklärung dieses *Tscherenkow–Effekts* im Rahmen der klassischen Elektrodynamik sei im Folgenden gegeben, die quantenmechanische Behandlung geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.
Das Grundprinzip der Emission von Tscherenkow–Strahlung liegt in der vorübergehenden Polarisation der Atome entlang der Bahn des Teilchens durch das Medium. Hierbei muss man zwei Fälle unterscheiden:

- a) Die Teilchengeschwindigkeit ist *kleiner* als die Phasengeschwindigkeit des Lichts im betreffenden Medium, $v < c$:
  $\longrightarrow$ die induzierten Dipole sind radialsymmetrisch um den Ort des vorüberfliegenden Teilchens angeordnet und senden beim Zurückschwingen in die Ruhelage Elementarwellen aus, die *destruktiv* interferieren, es kommt nicht zur Emission von Licht.

- b) Die Teilchengeschwindigkeit ist *größer* als die Phasengeschwindigkeit des Lichts im betreffenden Medium, $v > c$:
  $\longrightarrow$ die Radialsymmetrie der induzierten Dipole ist teilweise aufgehoben, die Dipolkomponenten parallel zur Teilchenbahn schwingen jetzt in Phase, interferieren also *konstruktiv*, sodass es zur Emission von Tscherenkow–Licht kommt.

Die Emission des Tscherenkow–Lichts lässt sich klassisch nach dem Huygens'schen Prinzip der Überlagerung von Elementarwellen erklären. Die Abbildung 2.3 zeigt die von verschiedenen Punkten entlang der Bahn des Teilchens ausgehenden Elementarwellen, die auf einem Kegel mit einem bestimmten Öffnungswinkel in Bezug auf die Richtung der Teilchenbahn konstruktiv interferieren. Für diesen Tscherenkow–Winkel φ gilt

$$\cos\varphi = \frac{c_{Phase} \cdot \Delta t}{v \cdot \Delta t} \qquad (2.15)$$

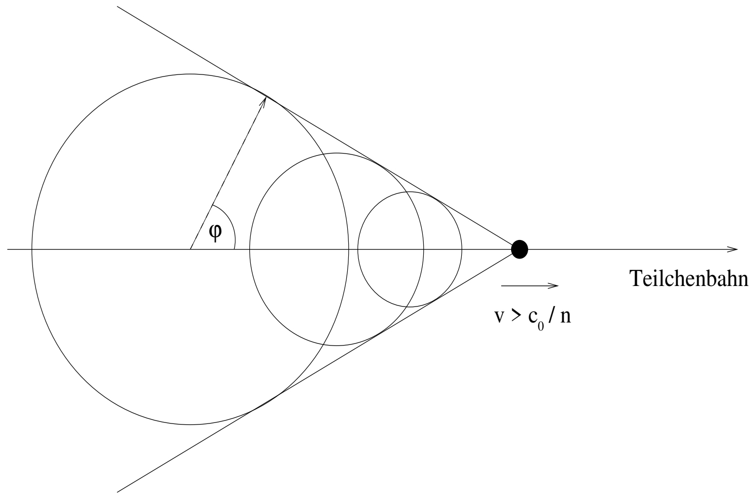

Abbildung 2.3: *Entstehung der Tscherenkow–Lichtfront durch Überlagerung der von einzelnen Bahnpunkten ausgehenden Partialwellen.*

Mit $c_{Phase} = c_0/n$ folgt daraus:

$$\cos\varphi = \frac{c_0}{v \cdot n} \tag{2.16}$$

v bezeichnet dabei die Teilchengeschwindigkeit, c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n den Brechungsindex des Mediums, durch das sich das Teilchen bewegt. Wegen $\cos\varphi < 1$ folgt $c_0/v \leq n$; dies bedeutet jedoch wegen $v < c_0$, dass für den Spektralbereich, in dem Tscherenkow–Strahlung emittiert werden kann, gelten muss: $n > 1$, was im Bereich des sichtbaren, infraroten und ultravioletten Lichts der Fall ist, nicht dagegen im Röntgenbereich.

Auch für die Teilchenenergie, bei der Tscherenkow–Emission möglich ist, gibt es eine Beschränkung. Die minimale Energie, die ein Teilchen haben muss, um Tscherenkow–Licht emittieren zu können, ist gegeben durch

$$E_{min} = \frac{m \cdot c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \tag{2.17}$$

Teilchen, die eine Energie nahe der minimalen Energie besitzen, strahlen wegen Gleichung 2.16 Tscherenkow–Licht überwiegend in Vorwärtsrichtung aus. Der maximale Winkel φ, unter dem Tscherenkow–Licht abgestrahlt wird, ist für $v \approx c_0$ gegeben durch $\cos\varphi_{max} = 1/n$. Als Beispiel sei das Medium Luft mit n=1,00029 angeführt, woraus sich ein maximaler Abstrahlwinkel von $1,4^o$ errechnet.

Der Energieverlust eines Teilchens mit Ladung z aufgrund von Tscherenkow–Strahlung kann ebenfalls mit Hilfe der klassischen Elektrodynamik berechnet werden [JAC83]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{(ze)^3}{c^2} \int_{n^2(\omega)>c^2/v^2} \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)}\right) \omega \, d\omega \tag{2.18}$$

Die Anzahl der pro Wegelement ausgestrahlten Tscherenkow–Photonen erhält man hieraus schließlich zu

$$\frac{dN}{dx} = \frac{4\pi^2 e^2 z^2}{hc} \int_{\beta n(\lambda)>1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\right) \lambda^{-2} d\lambda \tag{2.19}$$

Der Integrand in Gleichung 2.19 stellt das differentielle Spektrum des Tscherenkow–Lichts dar. Man erkennt, dass die Anzahl der bei einer bestimmten Wellenlänge emittierten Photonen $\sim \lambda^{-2}$ ist. Dieses ursprüngliche Spektrum wird auf dem Weg des Tscherenkow–Lichts durch die Atmosphäre aufgrund von Streu– und Absorptionsprozessen verändert. Abbildung 2.4 zeigt den Verlauf des Spektrums des Tscherenkow–Lichts für einen Beobachtungsstandort auf der Höhe des HEGRA–Areals (2200 m). Man erkennt, dass das Spektrum für $\lambda < 300nm$ praktisch abbricht. Das Maximum des Tscherenkow–Lichts liegt im Bereich des Ultravioletten bis Blauen.

Wie eben erläutert, hängen sowohl der Tscherenkow–Winkel φ als auch die für die Tscherenkow–Emission nötige Schwellenenergie vom Brechungsindex n des Mediums ab, durch das sich die Teilchen bewegen. Bei der abbildenden Tscherenkow–Technik ist dieses Medium die Erdatmosphäre, deren Dichte und somit auch der Brechungsindex sich mit der Höhe über NN kontinuierlich ändern. Unter der Voraussetzung einer isotherm geschichteten Atmosphäre, für deren Dichte $\rho(h)$ gilt:

$$\rho(h) = \rho_0 \cdot e^{\frac{-h}{h_0}} \tag{2.20}$$

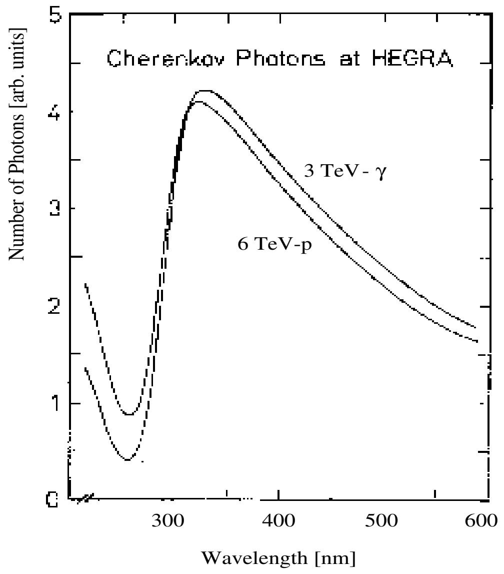

Abbildung 2.4: *Simulation des Tscherenkow–Spektrums für einen Beobachtungsstandort auf 2200 m Höhe (HEGRA–Gelände) [MIR94]*

und der Proportionalität von Brechungsindex n und Dichte ρ erhält man damit den Verlauf des Brechungsindex n mit der Höhe in der Atmosphäre:

$$n(h) = 1 + n_0 \cdot e^{\frac{-h}{h_0}} \tag{2.21}$$

Die Abbildung 2.5 zeigt den Zusammenhang zwischen der Höhe in der Atmosphäre und dem Tscherenkow–Winkel φ sowie der Schwellenenergie E_{min}. Es ist zu erkennen, dass der Tscherenkow–Winkel mit zunehmender Höhe kleiner wird, die Schwellenenergie dagegen ansteigt.

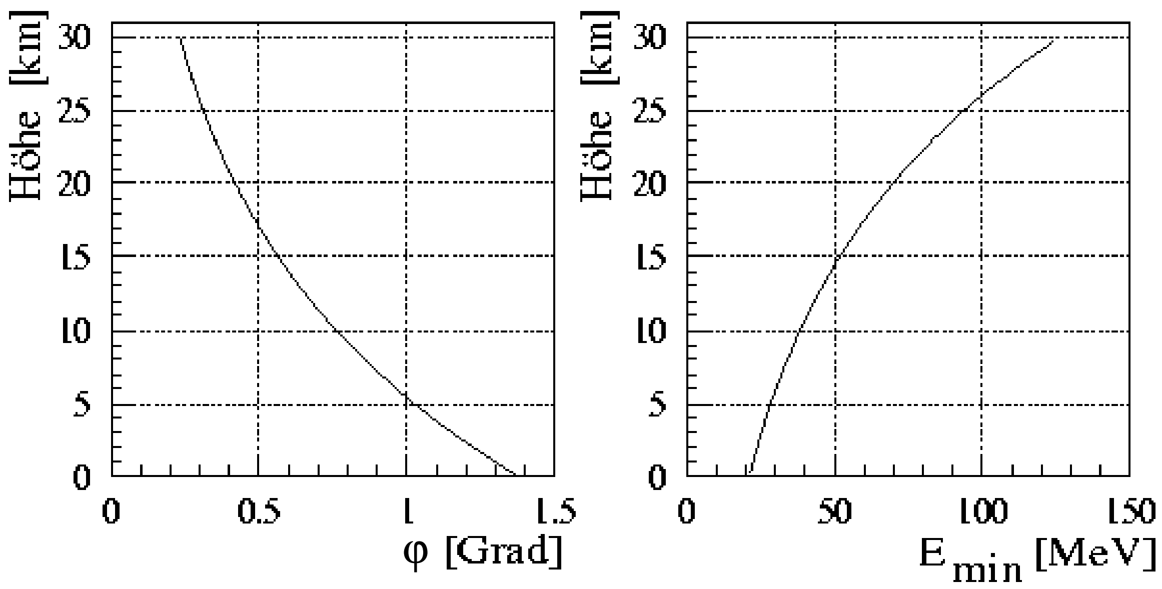

Abbildung 2.5: *Zusammenhang zwischen Tscherenkow–Winkel φ und Schwellenenergie E_{min} und der Höhe über NN für eine isotherm genäherte Atmosphäre [GH96].*

In Abbildung 2.6 ist zu sehen, wie die Verteilung des von einem einzelnen Elektron eines Schauers emittierten Tscherenkow–Lichts auf einer Beobachtungshöhe von 2200 m über NN (Lage des HEGRA–Geländes) aussieht.

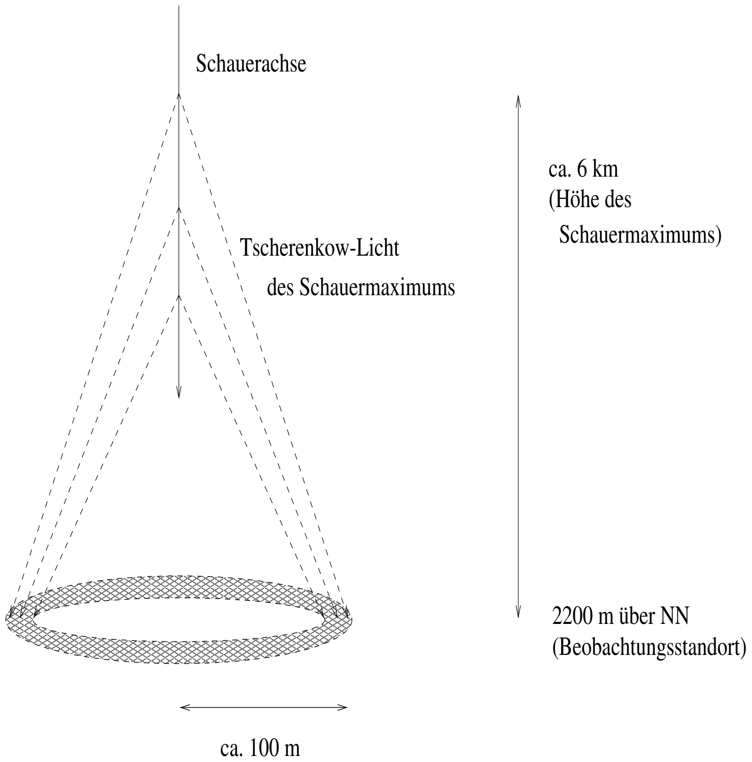

Abbildung 2.6: *Dargestellt ist die Verteilung des Tscherenkow–Lichts eines Elektrons bei senkrechtem Weg durch die Atmosphäre.*

Der Radius des Lichtkreises beträgt auf dieser Höhe und bei einer mittleren Höhe des Schauermaximums von ca. 6 km zwischen 90 und 120 m. Da sich aufgrund von Vielfachstreuung nicht alle Schauerteilchen exakt parallel zur Schauerachse ($\hat{=}$ Bahn des Primärquants) bewegen, überlagern sich deren Lichtkreise am Boden zu einer verschmierten näherungsweise kreisförmigen Intensitätsverteilung. Bei hadroninduzierten Schauern treten weitaus größere Streuwinkel auf, sodass deren Lichtverteilungen am Beobachtungsort breiter und stärker ausgeschmiert sind als die der γ–induzierten Schauer.

2.1.3 Lichtschwächung in der Atmosphäre

Das von den Schauerteilchen emittierte Tscherenkow–Licht unterliegt auf seinem Weg durch die Atmosphäre verschiedenen Abschwächungsprozessen. Dies führt dazu, dass sich das am Boden beobachtete Licht im Spektrum etwas von dem Licht unterscheidet, welches auf der Höhe des Schauermaximums (ca. 6 km) emittiert wird.

Allgemein lässt sich die Abnahme der Lichtintensität auf dem Weg durch die Atmosphäre beschreiben durch

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x} \tag{2.22}$$

wobei I_0 die ungeschwächte Intensität ist und α den Extinktionkoeffizienten darstellt. Für diesen gilt, dass er sich als Summe der Extinktionkoeffizienten der einzelnen Streu– bzw. Absorptionsprozesse berechnen lässt. Im Fall der Lichtschwächung in der Atmosphäre sind dies:

- **Rayleigh–Streuung**:
  Streuung von Licht an polarisierbaren Streuzentren, deren Ausdehnung klein gegenüber der Wellenlänge des Lichts ist, wie z.B. Molekülen der Atmosphäre; der Streuquerschnitt ist $\sim \lambda^{-4}$ [JAC83], kurzwelliges Licht wird folglich stärker gestreut als langwelliges Licht.

- **Mie–Streuung**:
  Streuung von Licht an Streuzentren, deren Ausdehnung vergleichbar der Wellenlänge des Lichts ist, wie z.B. Schwebeteilchen in der Atmosphäre; deren Konzentration nimmt mit steigender Höhe ab, weshalb dieser Streuprozess vor allem in tieferen Atmosphärenschichten wirksam ist.
  Für die Mie–Streuung lässt sich kein analytischer Wirkungsquerschnitt angeben, er wird mit $\lambda^{-1 \ldots 1,5}$ genähert [ROE92].

- **Photolytische Spaltung von Ozon**:
  $O_3 + h \cdot \nu \longrightarrow O_2 + O$
  Diese Spaltungsreaktion findet im ultravioletten Spektralbereich statt und absorbiert bei Wellenlängen zwischen 200 und 300 nm praktisch den kompletten Anteil des Tscherenkow–Spektrums.

2.2 Die abbildende Tscherenkow–Technik

Das Problem der Separation der γ–induzierten Luftschauer von den ca. 1000mal häufigeren hadroninduzierten Schauern lässt sich mit Hilfe der abbildenden Tscherenkow–Technik lösen. Hierbei benutzt man einen Reflektor, der das Tscherenkow–Licht auf einen ortsauflösenden Detektor abbildet. Aus der Form der Lichtverteilung im Detektor lassen sich Rückschlüsse auf die Natur des den Schauer auslösenden Teilchens ziehen und somit eine Unterscheidung zwischen γ–Quanten und Hadronen treffen. Des Weiteren bietet diese Methode die Möglichkeit, die Position einer γ–Quelle bei ausreichender Statistik und Anwendung spezieller Verfahren zur Richtungsrekonstruktion [MU96] auf $0,15^\circ$ genau zu bestimmen. Auch eine Energieauflösung von ca. 20% ist möglich.

2.2.1 Das Prinzip der Bildentstehung

Der Reflektor eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops bildet Licht, das unter demselben Winkel auftrifft, auf denselben Punkt in der Brennebene ab. Tscherenkow–Teleskope sind also winkelabbildend. In der Brennebene befindet sich eine Kamera, die aus matrixförmig angeordneten Photomultipliern aufgebaut ist. Durch die Segmentierung der Detektorfläche erreicht man eine gute Ortsauflösung.
Im Folgenden soll nun die Entstehung eines „Bildes “eines Luftschauers beschrieben werden.
Um die geometrischen Verhältnisse übersichtlich zu halten, sei das Teleskop im Mittelpunkt eines kartesischen Koordinatensystems gedacht. Die Teleskopachse und die z–Achse dieses Systems sollen zusammenfallen. Die Kameragröße legt das Blickfeld des Teleskops fest, das einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel Ω entspricht. Die Abbildung 2.7a) zeigt die Teleskopposition sowie einen Schauer, dessen Achse die xy–Ebene im Punkt A schneidet, der auf der x–Achse liegt. Die Schauerteilchen senden in verschiedenen Höhen H1>H2>H3 Tscherenkow–Licht aus, das unter verschiedenen Einfallswinkeln ω relativ zur Teleskopachse auf den Reflektor trifft. Dieses Tscherenkow–Licht wird entlang der Achse K_x des Koordinatensystems in der Kameraebene (vgl. Teil c) von Abb. 2.7) entsprechend dem Einfallswinkel ω in die Kamera abgebildet. Das so entstehende *Longitudinalprofil* gibt also die Entwicklung des Schauers in Bezug auf die Höhe über dem Erdboden an.
In Teil b) der Abbildung 2.7 ist das Tscherenkow–Licht dreier Schauerteilchen eingezeichnet, von denen sich eines genau auf der x–Achse, die beiden anderen jeweils ein Stück in y–Richtung parallel dazu bewegen. Das von diesen beiden Teilchen in einer bestimmten Höhe H2 ausgesandte Tscherenkow–Licht besitzt also zusätzlich

noch eine Neigung in y–Richtung und wird deshalb in der Kameraebene auf eine Linie senkrecht zur K_x–Achse und parallel zur K_y–Achse abgebildet. Dies bedeutet, dass dieses so entstehende *Lateralprofil* (vgl. Teil c) von Abb. 2.7) um so breiter wird, je weiter sich Teilchen eines Schauers von der „mittleren"Schauerachse entfernt bewegen. Bei hadroninduzierten Schauern bewegen sich mehr Teilchen auf Bahnen weitab der Schauerachse, sodass deren Tscherenkow–Licht die Lateralverteilung des Schauers verbreitert. Vergleicht man die Lateralverteilungen verschiedener Schauer, so kann man bei ausreichender Statistik eine Unterdrückung der Hadronschauer gegenüber den γ–Schauern erreichen, wenn man bestimmte Grenzwerte für die Form der Lichtverteilung in der Kamera fordert. Von Hillas [HIL85] wurde eine Methode zur γ–Hadron–Separation eingeführt. Hierbei passt man an die Lichtverteilung in der Kamera eine Ellipse an, deren große Halbachse die longitudinale Ausdehnung des Bildes und deren kleine Halbachse dessen laterale Verteilung beschreibt. Mit Hilfe dieser beiden Parameter ist es möglich, hadroninduzierte Schauer aufgrund der Werte der beiden Halbachsen der gefitteten Ellipsen zu 90% zu unterdrücken. Dieses Verfahren wurde im Rahmen einer Dissertation an diesem Institut noch verbessert [MU96]. Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal ist die Orientierung der Ellipse zum Kameramittelpunkt, denn Schauer, die parallel zur Teleskopachse einfallen, produzieren Bilder, bei denen die große Halbachse der Fit–Ellipse auf den Kameramittelpunkt zeigt. Beobachtet man nun eine potentielle γ–Quelle, so ist das Teleskop genau auf diese ausgerichtet und mögliche γ–Schauer sollten parallel zur Teleskopachse einfallen und dementsprechend Ellipsen ergeben, die zum Kameramittelpunkt zeigen. Die durch den isotropen hadronischen Untergrund ausgelösten Schauer zeigen dagegen keine Vorzugsrichtung bezüglich des Kamerazentrums, sodass die Orientierung der gefitteten Ellipsen ebenfalls ein effektives Unterscheidungsmerkmal bei der γ–Hadron–Separation ist.

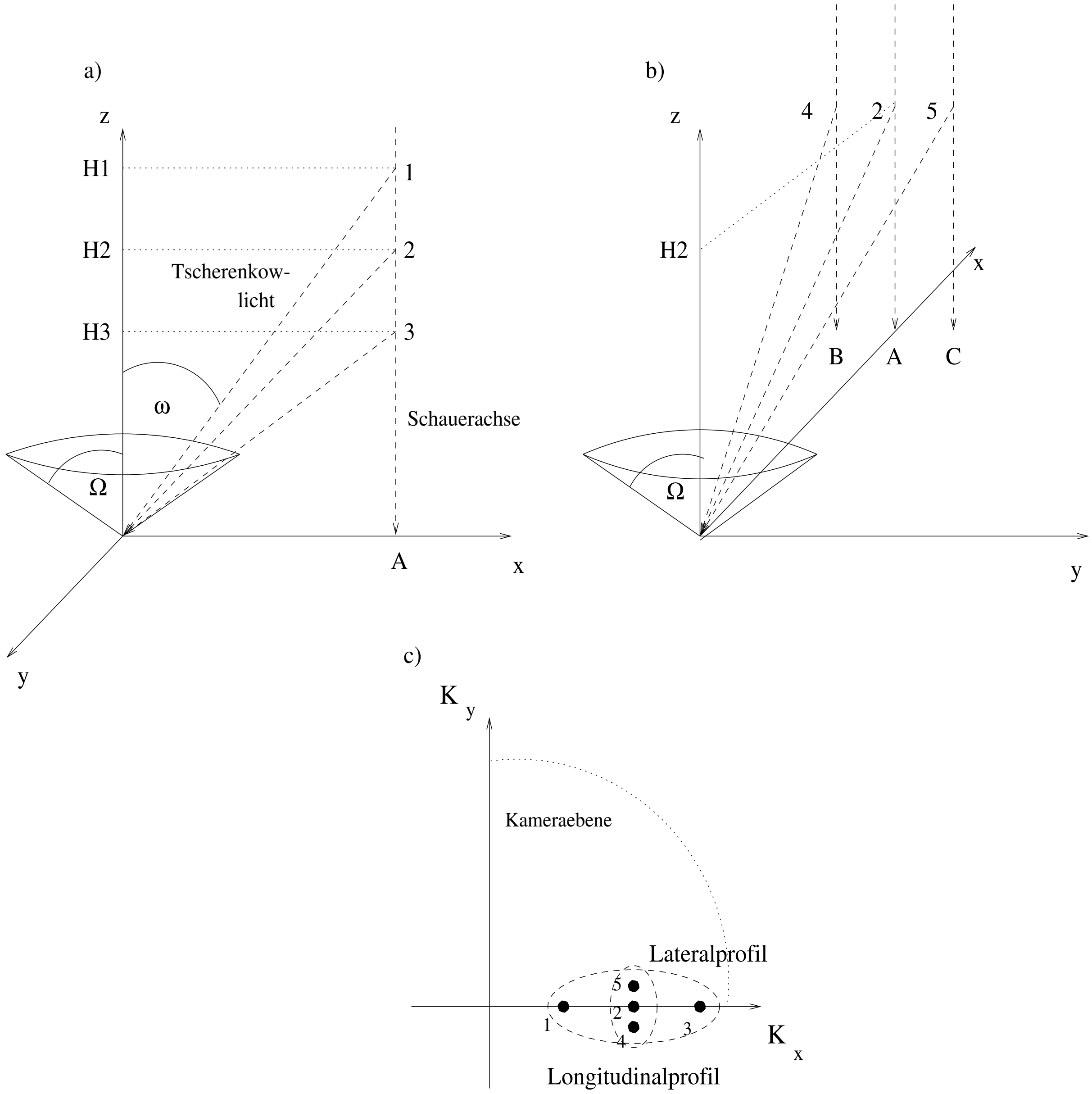

Abbildung 2.7: *In a) und b) ist schematisch gezeigt, wie Tscherenkow-Licht, das in verschiedenen Höhen [a)] und verschiedenen Entfernungen von der gedachten Schauerachse [b)] emittiert wird, das Teleskop trifft; Teil c) stellt dar, wie das von unterschiedlichen Punkten ausgehende Licht in der Kamera verteilt ist, sowohl in longitudinaler als auch in lateraler Richtung (graphische Darstellung nach [CK95]).*

2.2.2 Das System abbildender Tscherenkow–Teleskope der HEGRA–Kollaboration

Die HEGRA–Kollaboration betreibt auf der kanarischen Insel *La Palma* auf dem Berg *Roque de los Muchachos* in 2200 m Höhe einen Detektorkomplex zum Nachweis kosmischer Strahlung. Auf dem Detektorareal befinden sich Szintillationsdetek-

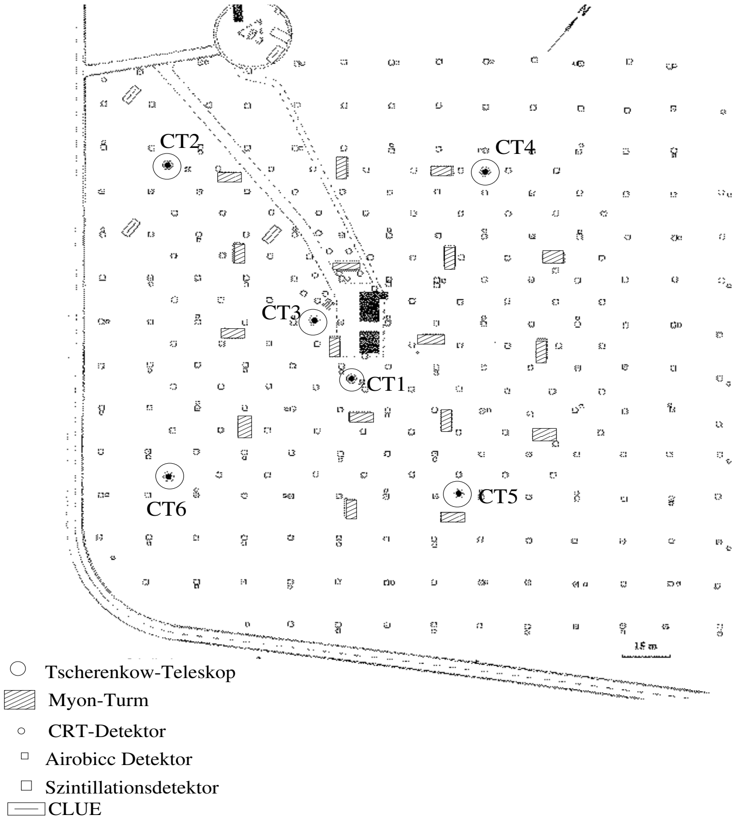

Abbildung 2.8: *Übersichtskarte des HEGRA–Geländes mit den verschiedenen Detektoren sowie den insgesamt sechs Tscherenkow–Teleskopen.*

toren, mit denen geladene Teilchen eines Schauers mit Energien über 40 TeV direkt nachgewiesen werden können. Zusätzlich stehen auf dem Gelände winkelintegrierende Tscherenkow–Zähler zum Nachweis des Tscherenkow–Lichts hochenergetischer Schauer ab 12 TeV. Der Detektorkomplex umfasst inzwischen neben einem Prototyp noch ein System aus vier baugleichen abbildenden Tscherenkow–Teleskopen, mit dem stereoskopische Beobachtung von potentiellen γ–Quellen ab 0,5 TeV Schauerenergie möglich ist. Ein weiteres Teleskop ähnlicher Bauart soll im Laufe des Jahres 1997 auf den Standard der vier Systemteleskope umgerüstet werden und dann ebenfalls im System arbeiten. Die Abbildung 2.8 zeigt schematisch den HEGRA–Detektorkomplex und die Positionen der Tscherenkow–Teleskope. Die Teleskope sind so angeordnet, dass sie näherungsweise ein Quadrat mit etwa 100 m Seitenlänge bilden, in dessen Mitte das zentrale Teleskop CT3 steht, das in Abbildung 2.9 zu sehen ist. Die Abstände sind so gewählt, dass die Geometrie der Lichtverteilung eines 1

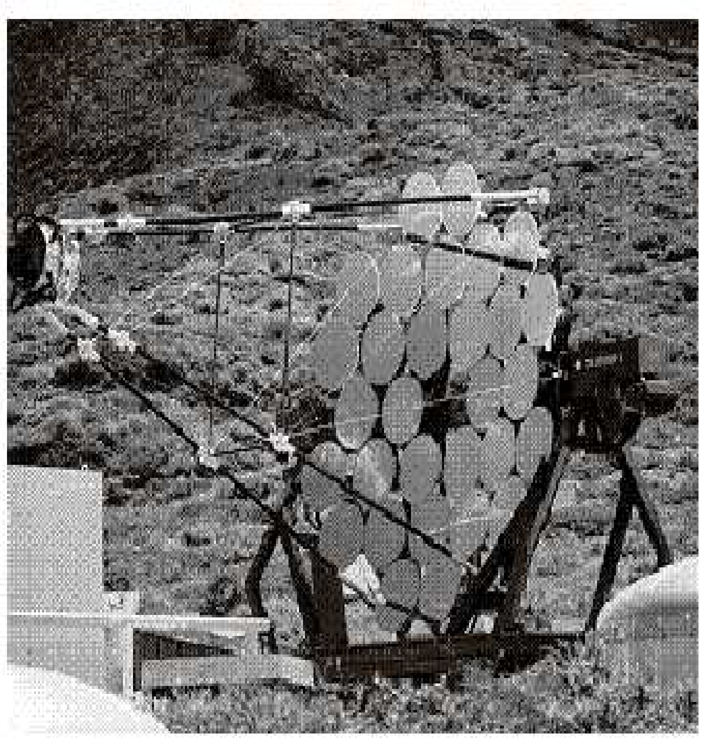

Abbildung 2.9: *Das zentrale Teleskop CT3 des Systems abbildender Tscherenkow–Teleskope auf dem HEGRA–Gelände auf La Palma.*

TeV–γ–Schauers auf 2200 m Höhe über NN möglichst gut angepasst ist. Die azimutal montierten Systemteleskope sind mit je 30 sphärisch geschliffenen Einzelspiegeln ausgestattet, die zusammen eine Reflektorfläche von etwa $8,5m^2$ pro Teleskop ergeben. Die Spiegel haben eine Brennweite von 4920 mm, die dem halben Krümmungsradius entspricht. Sie sind auf der Vorderseite mit einer 0,6 μm dicken Schicht aus Aluminium bedampft, worauf sich noch eine Schicht Quarz von $1\mu m$ Dicke befindet.

Diese dient zum Schutz vor Witterungseinflüssen. Die Spiegel sind nach dem sog. *Davis–Cotton–Prinzip* [DAV57] auf einer sphärischen Trägerkonstruktion montiert, deren Krümmungsradius gleich der Brennweite der Spiegel ist. Hierdurch lässt sich die Qualität der Abbildung für achsferne Strahlen verbessern. Die Spiegel weisen nach [MIR94] im Wellenlängenbereich zwischen 300 und 600 nm eine durchschnittliche Reflektivität von 85% auf.
Die Erfassung der kurzen, schnellen und relativ schwachen Tscherenkow–Lichtsignale eines Luftschauers stellt gewisse Anforderungen an die Kamera und die Ausleseelektronik eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops. Der Detektor (in diesem Fall die Kamera) muss in der Lage sein, geringe Lichtmengen in sehr kurzer Zeit (wenige Nanosekunden) zu registrieren. Die einzigen kommerziell erhältlichen Photodetektoren, die momentan hierfür in Frage kommen, sind Photomultiplier. In den Kameras der vier Systemteleskope sind jeweils 271 Photomultiplier in einer hexagonalen Matrix angeordnet. Es werden Photomultiplier des Typs *9083KAFL* der Firma Thorn EMI

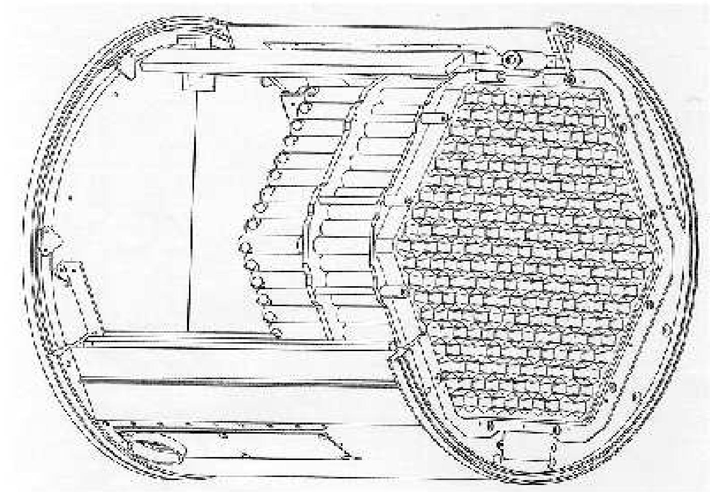

Abbildung 2.10: *Zeichnung der Kamera; man erkennt die hexagonalen Lichttrichter vor den einzelnen Photomultipliern und die zylinderförmigen Abschirmungen aus μ–Metall (Dicke 200 μm) zum Schutz der Photomultiplier gegen elektrische und magnetische Felder [GH96].*

verwendet, die einen effektiven Durchmesser von 15 mm haben. Jeder PM hat ein Gesichtsfeld von $0,245°$, woraus ein Gesichtsfeld von $4,6°$ für die komplette Kamera folgt. Das gewölbte Eintrittsfenster besteht aus Bor–Silikat Glas, die Photokathode aus Bialkalimaterial. Die Quanteneffizienz dieses Kathodenmaterials beträgt zwischen 300 und 600 nm im Mittel 14%. Abbildung 2.11 zeigt den Verlauf der Quanteneffizienz mit der Wellenlänge. Da die PMs eine runde aktive Fläche aufweisen,

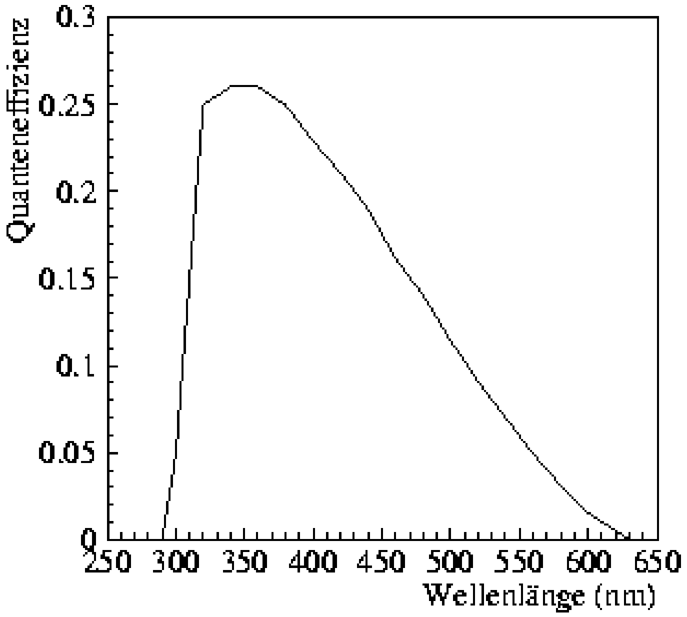

Abbildung 2.11: *Aufgetragen ist die Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier in Abhängigkeit von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichts [THO93].*

verliert man durch Einbau in der oben erwähnten Matrixform erheblich an effektiver Nachweisfläche für auftreffendes Tscherenkow–Licht. Um diesen Verlust zu vermeiden, befindet sich über dem Lichteintrittsfenster jedes PMs ein sog. *Lichttrichter*, d. h. eine Hohlform mit sechseckförmigem Querschnitt (21 mm Schlüsselweite) und reflektierenden Wänden, die das einfallende Licht so auf die Photokathode lenken, dass 91% der Kamerafläche effektiv für den Nachweis von Tscherenkow–Licht zur Verfügung stehen. Die optimale Geometrie dieser *nichtabbildenden Optik* wurde mit Hilfe von Simulationsprogrammen ermittelt [GH96].
Die komplette Kamerafläche ist zum Schutz der Lichttrichter vor Verschmutzung mit einer 1 mm dicken, im UV transparenten Plexiglasscheibe bedeckt.
Jeder Photomultiplier ist zusammen mit einem Spannungsteiler, der *Basis*, und einem Vorverstärker in einer Metallhülse zum Schutz vor elektrischen und magneti-

schen Feldern eingebaut. Diese Anordnung wird als „Pixel "bezeichnet. Abbildung 2.12 zeigt in vereinfachter Form den Aufbau eines Pixels. Für genauere Informationen zur Beschaltung der Photomultiplier sei auf [GH96] verwiesen. Über die

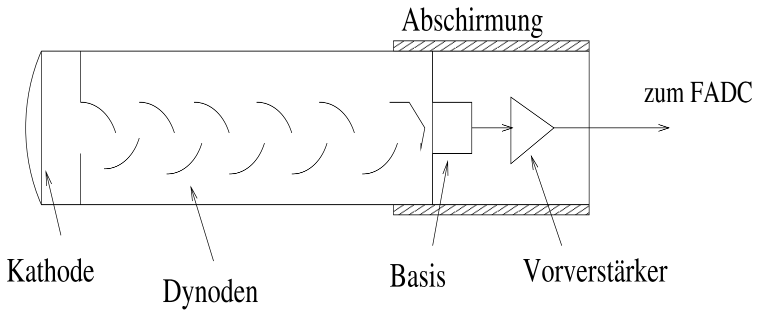

Abbildung 2.12: *Schematische Darstellung eines Pixels.*

verschiedenen Widerstände des Spannungsteilers verteilt man die negative Hochspannung, mit der die Photomultiplier betrieben werden, an die einzelnen Dynoden. Hierbei wurde durch umfassende Untersuchungen eine optimale Widerstandskombination ermittelt [GH96]. Die an der Photokathode ausgelösten Elektronen werden durch die Potentialdifferenz zwischen den Dynoden beschleunigt und lösen beim Auftreffen auf die Dynoden weitere Elektronen aus. Das so entstandene Ausgangssignal wird im nachfolgenden Vorverstärker in einen AC– und einen DC–gekoppelten Zweig aufgespalten. Der AC–Anteil wird mit einem schnellen Operationsverstärker mit einer Bandbreite von 200 MHz um einen Faktor 16 verstärkt. Der DC–Anteil wird über einen Strom–Spannungs–Wandler in eine dem Anodenstrom des Photomultipliers proportionalen Spannung umgewandelt. Beide Signale werden anschließend wieder überlagert und zur Ausleseelektronik geführt. Abbildung 2.13 zeigt schematisch die einzelnen Komponenten der Ausleseelektronik eines Systemteleskops.

Die Photomultiplier–Ausgangssignale werden zunächst aufgeteilt und zum einen auf die sog. *Diskriminator–Monitor–Karte* geführt, die diese in einem DC– und einem AC–gekoppelten Zweig weiterverarbeitet. Im DC–gekoppelten Zweig wird der Spannungspegel gemessen, der im Vorverstärker als Maß für den Anodenstrom erzeugt wird. Im AC–gekoppelten Zweig werden die zusätzlich noch auf das Dreifache verstärkten Eingangssignale mit der programmierbaren Schwelle eines Diskriminators verglichen. Überschreitet das Eingangssignal einen vorgegebenen Wert, so wird ein Gate–Signal produziert, dessen Breite in gewissen Grenzen einstellbar ist. Die Schwelle, ab der ein Gate–Signal ausgegeben wird, ist programmierbar. Sie wird in Millivolt oder in Photoelektronen angegeben (-10 mV entsprechen 8 Photoelektronen). Ebenfalls programmierbar ist die Anzahl der Diskriminatorkanäle, in denen das Eingangssignal die Schwelle überschreiten muss, damit ein Gate–Signal ausgelöst

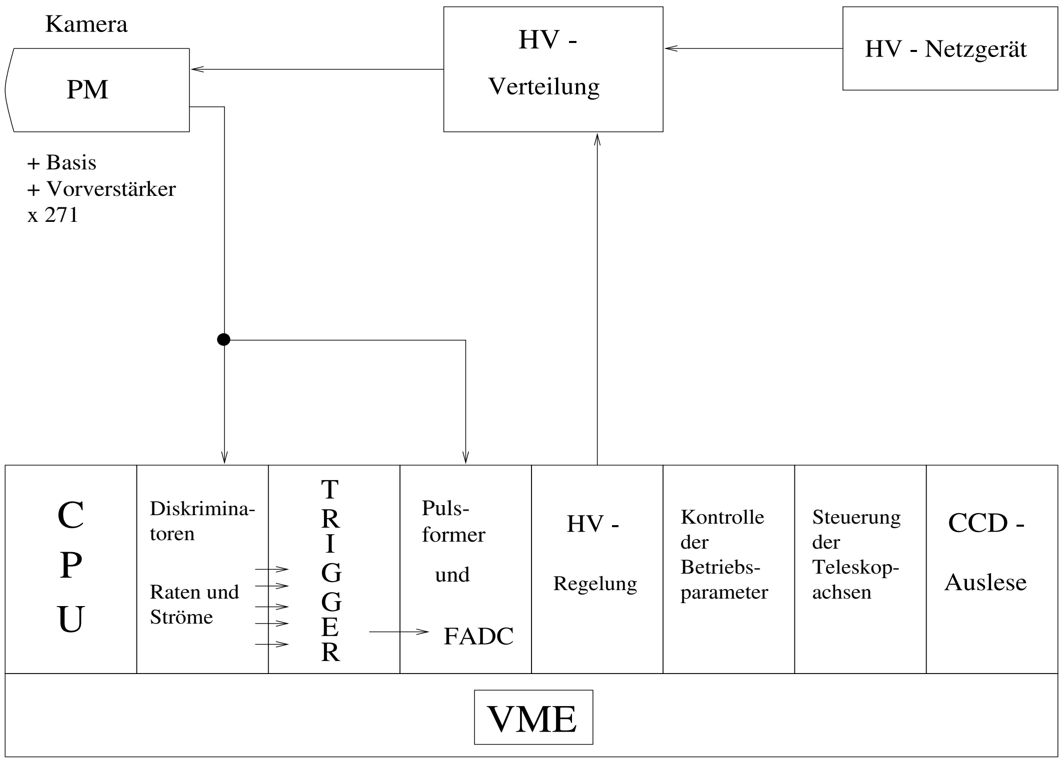

Abbildung 2.13: *Schematische Darstellung der Elektronik für Steuerung und Signalverarbeitung.*

wird. Diese Gate–Signale gelangen anschließend zur Triggerkarte oder *Majority*. Diese Karte ist ein vollprogrammierbares Modul, mit dem eine Triggerentscheidung getroffen werden kann.

Nach der Verzweigung werden die Photomultipliersignale auf den Eingang des *Flash–ADC* geführt, wo die Digitalisierung stattfindet. Der Flash–ADC (FADC) liefert im Gegensatz zu einem herkömmlichen ADC die volle Information über den zeitlichen Verlauf des Analogsignals, zusätzlich zu der Amplitude des aufgezeichneten Pulses. Die Zeitinformation wird dadurch erreicht, dass der FADC das analoge Eingangssignal in regelmäßigen zeitlichen Intervallen abtastet und den jeweiligen gewandelten Wert speichert. Die Zeitauflösung hängt von der Abtastfrequenz ab. Bei den in drei von bislang vier Systemteleskopen eingesetzten FADCs beträgt die Abtastfrequenz 120 MHz, das vierte Teleskop arbeitet noch mit einem 40 MHz–System, soll jedoch baldmöglichst auf den schnelleren 120 MHz–FADC umgerüstet werden. Die Binbreite, d. h. das kleinste auflösbare Zeitintervall, beträgt bei den 120 MHz–

Systemen 8,3 Nanosekunden, bei dem 40 MHz–System 25 Nanosekunden. Da die Photomultipliersignale am Eingang des FADC nur ca. 6 ns lang sind, müssen sie vor der Wandlung durch den FADC mit Hilfe eines Pulsformers, der aus zwei als Integratoren arbeitenden Operationsverstärkern besteht, zeitlich gedehnt werden, um eine optimale Abtastung durch den FADC möglich zu machen.
Ist eine positive Triggerentscheidung gefallen, hängt die weitere Signalverarbeitung davon ab, ob das Teleskop im *Einzelmodus* oder im *Koinzidenzmodus* arbeitet. Im ersten Fall bewirkt das Triggersignal, dass dem FADC ein Stop–Signal geschickt wird und die digitalisierten Daten ausgelesen werden. Im zweiten Fall wird ein Triggersignal an die Zentralstation geschickt, von der aus im Systembetrieb die Funktionen der einzelnen Teleskope gesteuert werden. Gehen innerhalb eines vorgegebenen Zeitfensters in der Zentralstation Triggersignale einer bestimmten festgelegten Zahl von Teleskopen ein, so wird an die übrigen Teleskope ein zentrales Triggersignal geschickt und alle FADCs gestoppt und ausgelesen.
Die Speichertiefe des FADC (ca. $50 \mu s$ für den 40 MHz–FADC, ca. $34 \mu s$ für den 120MHz–FADC) erlaubt im Systembetrieb, auf koinzidente Ereignisse zwischen den Einzelteleskopen zu triggern, da eben diese Zeitspanne für eine Triggerentscheidung zur Verfügung steht.
Die Auslese der FADC–Signale erfolgt schließlich über eine Cetia 68040 CPU, die sich zusammen mit der gesamten Ausleseelektronik in einem Elektronik–Container bei jedem Teleskop befindet. Von hier aus erfolgt auch die Verteilung der Hochspannungen an die einzelnen Pixel. Bedingt durch die Eigenschaften der Photomultiplier können diese bei gleicher anliegender Hochspannung Verstärkungen aufweisen, die sich bis zu einem Faktor 10 unterscheiden. Die Sensitivität der Kamera soll jedoch im normalen Betrieb möglichst homogen über die gesamte Fläche sein. Deshalb werden die Verstärkungen der einzelnen Pixel in regelmäßigen Abständen gemessen und an die „mittlere“Verstärkung der gesamten Kamera angepasst. Hierzu dienen die sog. *Laserruns*. Hierfür ist in der Elektronikhütte jedes Teleskops ein Stickstofflaser eingebaut, dessen Lichtpulse (Pulsdauer 0,5 ns; $\lambda = 337,1nm$) über eine Quartzfaser bis zur Mitte des Spiegelträgers geleitet werden, wo sie auf einen Szintillator treffen, der das Laserlicht diffus reemittiert. Das Spektrum dieses Lichts entspricht in etwa dem des atmosphärischen Tscherenkow–Lichts. Die Kamera wird so homogen ausgeleuchtet. Pro Laserrun nimmt man 100 Laserschüsse auf und bestimmt die mittlere Amplitude für jedes Pixel. Anschließend bildet man den Mittelwert über alle Pixel und regelt dann die Hochspannung jedes Pixels so, dass dessen Verstärkung der mittleren Verstärkung der Kamera entspricht.
Ebenfalls komplett computergesteuert erfolgt auch die Nachführung der Teleskope. Die beiden Achsen der Alt–Az–Montierung werden mit Schrittmotoren bewegt und sind mit Winkelgebern verbunden, die eine Bestimmung der Teleskopposition auf

$0,02^o$ ermöglichen.

Kapitel 3

Das Prinzip der Absoluteichung eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops

Die absolute Eichung eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops, d.h. die Bestimmung des Verhältnisses von Energie pro Flächeneinheit am Ort der Spiegel zu Photomultiplier–Signal in der Kamera, ist ein bislang nicht zufriedenstellend gelöstes Problem. Ein Ansatz, sowohl Optik als auch Elektronik eines Tscherenkow–Teleskops zu kalibrieren, beruht auf der Verwendung der Signale kosmischer Myonen. Tests dieses Verfahrens wurden von Mitarbeitern des Whipple–Observatoriums durchgeführt [WHI96]. Diese Methode liefert aufgrund der geringen Lichtmenge, die von den Myonen erzeugt wird, nur für Tscherenkow–Teleskope mit großer Spiegelfläche (10 m^2 und mehr) brauchbare Resultate.
Ziel dieser Arbeit war es, eine Methode zu entwickeln, mit der man sowohl die optischen Komponenten als auch die Ausleseelektronik eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops zusammen eichen kann.
Zwischen dem Tscherenkow–Licht, das den Spiegel eines Tscherenkow–Teleskops trifft, und dem elektronischen Signal, das dieses Licht letztendlich verursacht, liegen mehrere Stufen sowohl optischer als auch elektronischer Komponenten. Die Tscherenkow–Photonen werden zunächst von den Spiegeln zu einem bestimmten Prozentsatz reflektiert, der von der Wellenlänge des Lichts abhängt. Das so zu wellenlängenabhängigen Anteilen reflektierte Licht trifft dann auf die Plexiglasabdeckung vor der Matrix der Lichttrichter, wobei es zu teilweiser Reflexion und Absorption kommt. Danach werden die Photonen durch die Lichttrichter auf die Photokathode abgebildet. Auch dieser Prozess kann Auswirkungen auf die ursprüngliche Lichtmenge zeigen. Die Photokathode schließlich stellt den Übergang von den opti-

schen zu den elektronischen Komponenten dar. Hier werden mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit, die von der Wellenlänge des eintreffenden Lichts und der Zusammensetzung des Kathodenmaterials abhängt, von auftreffenden Photonen Photoelektronen ausgelöst. Diese Konversionswahrscheinlichkeit oder Quanteneffizienz schwankt von Photomultiplier zu Photomultiplier.
Die an der Photokathode ausgelösten Elektronen werden durch das System von Dynoden vervielfacht und erzeugen ein Ausgangssignal, das im Flash–ADC digitalisiert wird. Die Amplitude des digitalisierten Pulses ist der Lichtmenge am Spiegel proportional.
Die Beschreibung des Weges der Tscherenkow–Photonen vom Auftreffen auf den Spiegel bis zu Digitalisierung des Signals im FADC macht deutlich, dass es auf diesem Weg viele einzelne Prozesse gibt, die das Licht, das ursprünglich die Spiegel getroffen hat, sowohl in Intensität als auch spektraler Zusammensetzung verändern. Hieraus ergibt sich der Wunsch nach einer Kalibrationsmethode, bei der man die Einflüsse aller optischen und elektronischen Komponenten direkt mitmessen kann. Ein solches Verfahren zur Absoluteichung wird in diesem Kapitel vorgestellt.

3.1 Das Messprinzip

Das Messprinzip beruht darauf, das zu eichende Teleskop mit Licht zu beleuchten, welches den Eigenschaften des realen Tscherenkow–Lichts eines Luftschauers möglichst nahekommt. Ein wichtiger Unterschied zu realem Tscherenkow–Licht besteht allerdings darin, dass die Kalibrationsmessungen bei festen Wellenlängen durchgeführt werden. Das Licht soll am Ort der Spiegel mit einem kalibrierten Detektor gemessen werden, sodass man die Energie angeben kann, die pro Flächeneinheit auf die Spiegel trifft. Anschließend werden die Signale der Photomultiplier in der Kamera aufgezeichnet, die das eingestrahlte Licht erzeugt. Hieraus kann man das Verhältnis von Energie pro Flächeneinheit zu FADC–Amplitude berechnen.
Die Sensitivitäten des kalibrierten Detektors und der Photomultiplier unterscheiden sich erheblich. Aus diesem Grund war es nicht möglich, mit dem Detektor am Spiegel die Energie zu messen und simultan dazu die Photomultipliersignale in der Kamera aufzuzeichnen. Während der Messung der Signale in der Kamera musste das Laserlicht um drei Größenordnungen abgeschwächt werden. Hierzu dient ein direkt im Laserstrahl platzierter Graufilter.

Abbildung 3.1 zeigt den grundlegenden experimentellen Aufbau zur Kalibration eines Tscherenkow–Teleskops.

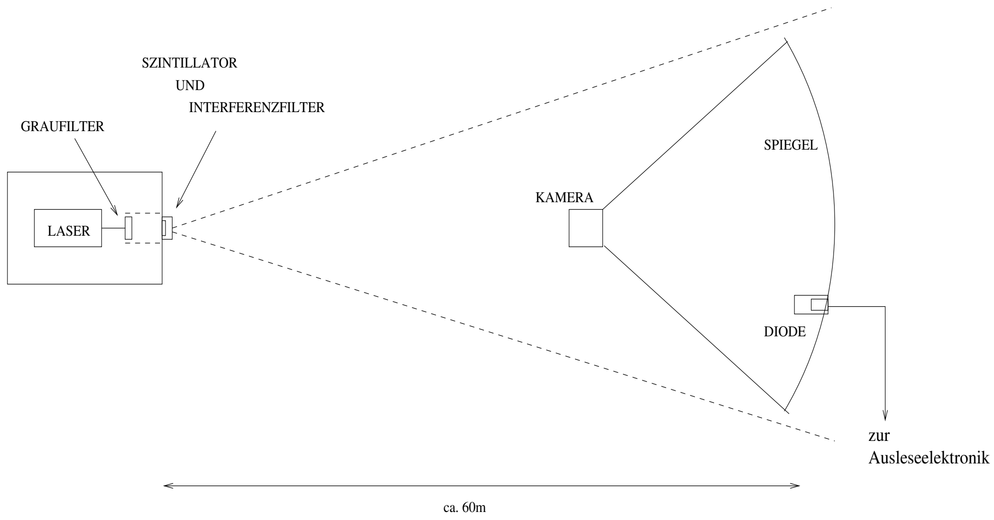

Abbildung 3.1: *Prinzipieller Versuchsaufbau zur Eichung von CT4*

Bei der Kalibrationsmessung wird folgendermaßen vorgegangen:
Das zu eichende Teleskop (im vorliegenden Fall das Teleskop CT4 des Systems abbildender Tscherenkow–Teleskope auf dem HEGRA–Gelände) wird mit kurzen Lichtpulsen (Pulsdauern $\leq$ 10 Nanosekunden) bestrahlt, deren Spektrum sein Maximum im Bereich des Ultravioletten bis Blauen haben sollte.
Um diese Anforderungen zumindest näherungsweise zu erfüllen, wurde ein Stickstofflaser zusammen mit einem Szintillator verwendet. Der N_2–Laser sendet Lichtpulse von 0,5 ns bei einer Wellenlänge von 337,1 nm aus. Diese treffen auf den Szintillator, der das absorbierte Laserlicht homogen in den gesamten Raumwinkel reemittiert. Das monochromatische Licht des Lasers wird dabei in einem Frequenzbereich von etwa 350 bis 500 nm wieder ausgestrahlt. Das Maximum des Szintillatorspektrums liegt bei 390 nm. Der Szintillator besteht aus demselben Material wie die für die Laserruns benutzten Szintillatoren der Systemteleskope.
Die Kalibrationsmessungen sollen bei verschiedenen Wellenlängen durchgeführt werden. Deshalb wird nach dem Szintillator ein Interferenzfilter angebracht, der nur in einem sehr schmalen Wellenlängenbereich (ca. 10 nm) durchlässig ist. Somit ist die Messung bei einer wohldefinierten Wellenlänge möglich.
Die Entfernung zwischen Teleskop und Laser ist im Experiment so groß, dass der Szintillator von der Position des Teleskops aus wie eine Punktquelle emittiert. Die Spiegelfläche wird homogen ausgeleuchtet. In Abschnitt 3.2 wird erläutert, welche

Bedeutung der Abstand Laser–Teleskop für die Abbildung des Laserlichts in die Kamera hat.
Die nächste Komponente des Aufbaus ist der kalibrierte Photodetektor, der die Energie der Laserpulse am Ort der Spiegel misst. Die auf diesen Detektor treffenden Photonen erzeugen ein der Photonenzahl proportionales Signal, das mit Hilfe einer geeichten Ausleseelektronik in Energie umgerechnet wird. Die zu messenden Photonenzahlen betragen am Ort der Spiegel ca. 10000 Photonen pro cm^2. Kriterien für die Wahl des geeigneten Detektors sowie dessen Eigenschaften folgen in 3.3.1. Die Ausleseelektronik wird ausführlich in 3.3.3 diskutiert.
Die Eichung des optischen Abschwächers zur Kompensation der unterschiedlichen Sensitivitäten des geeichten Detektors und der Photomultiplier wird in Abschnitt 3.3.5 genau beschrieben.
Das von den Spiegeln reflektierte Licht wird schließlich nach Durchqueren der Lichttrichter Photoelektronen aus den Kathoden der PMs auslösen,die im FADC ein Signal auslösen, dessen Amplitude proportional der Lichtenergie am Spiegel ist.

3.2 Geometrische Betrachtungen

Um die komplette Spiegelfläche homogen auszuleuchten, benötigt man eine Punktlichtquelle, die sich in einer durch die Abbildungseigenschaften des Teleskops festgelegten Entfernung d vom Mittelpunkt des Spiegelträgers befindet.
Lichtstrahlen, die unter demselben Einfallswinkel auf die Spiegel treffen, werden bis auf geringe Abweichungen aufgrund der sphärischen Aberration in ein und demselben Punkt in der Kameraebene abgebildet. Abbildung 3.2 zeigt, wie die Position des Bildpunktes in der Kamera vom Einfallswinkel der Lichtstrahlen abhängt.
Lichtstrahlen, welche um einen Winkel α versetzt zueinander einfallen, werden in der Kamera auf Punkte abgebildet, die einen Abstand $D \approx f \cdot \alpha$ voneinander haben (f = Brennweite der Spiegel). Hieraus ergibt sich, dass jeder PM der Kamera einen genau definierten Winkelbereich relativ zur Ausrichtung des Teleskops sieht. Wie man aus der Zeichnung erkennt, bestimmt der Durchmesser der Kamera den maximalen Winkel, unter welchem einfallende Lichtstrahlen noch in die Kamera abgebildet werden. Dieser Winkel legt somit das Gesichtsfeld der Kamera fest. Es beträgt bei den Systemteleskopen je 4.6^o. Parallel zur optischen Achse einfallende Strahlen werden bis auf geringfügige Abweichungen aufgrund der sphärischen Aberration in einem Punkt in der Brennebene der sphärischen Spiegel fokussiert. Diese Überlegungen machen deutlich, dass der Abstand Laser–Teleskop sehr sorgfältig gewählt werden muss. Das ganze auf die Spiegel treffende Licht muss in die Kamera abgebildet wer-

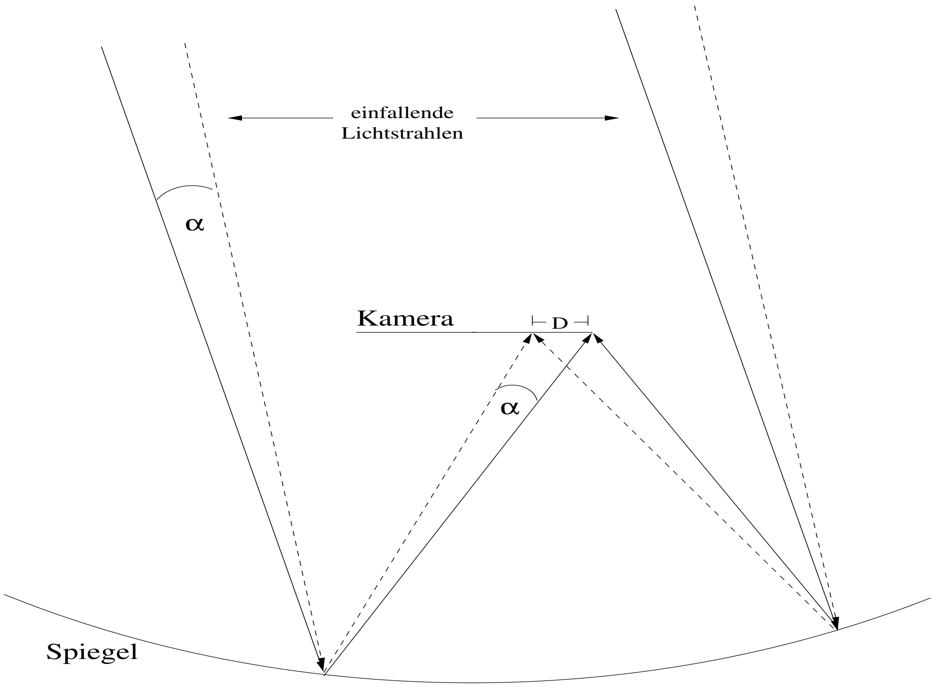

Abbildung 3.2: *Abbildung von Lichtstrahlen verschiedener Einfallswinkel in die Kameraebene*

den, wenn man die Lichtmenge pro Flächeneinheit am Spiegel mit den Signalen der Photomultiplier vergleichen will. Aus diesem Grund darf die Lichtquelle nicht zu nahe vor dem Spiegelträger positioniert werden, da sonst ein Teil des Strahlenbündels außerhalb der Kamera fokussiert würde.

Um den optimalen Abstand Laser–Teleskop zu bestimmen, wurde zunächst berechnet, unter welchem Winkel $\beta = \arctan(R/d)$ Strahlen einer Punktlichtquelle, die sich im Abstand d vom Spiegelträger auf der optischen Achse des Teleskops befindet, auf die äußeren Spiegel auftreffen. Diese befinden sich im Abstand $R = 1.64m$ von der Mittelachse des Spiegelträgers.

Da jedem Pixel eindeutig ein bestimmter Winkel relativ zur optischen Achse des Teleskops zugeordnet werden kann, ist durch den Winkel β gleichzeitig die Zahl der beleuchteten Pixel in der Kamera festgelegt.

Aus dem Durchmesser eines Einzelpixels, 2,1cm, läßt sich schließlich der Radius des Bildes in der Kamera berechnen (Abbildung 3.4).

Um sicherzugehen, dass sich die gesamte Lichtmenge innerhalb der Kamera befindet, wurde ein maximaler Bildradius von etwa 15cm zugelassen, da dann der äußerste

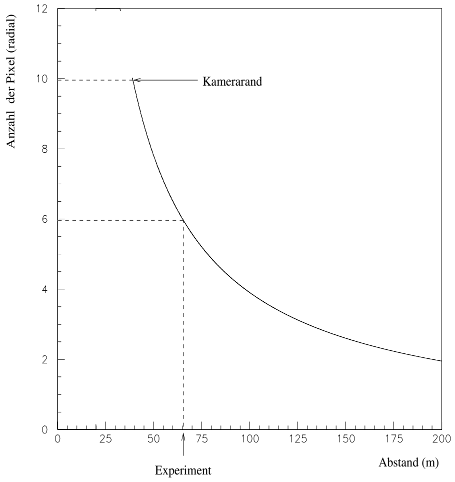

Abbildung 3.3: *Anzahl beleuchteter Pixel, radial vom mittleren Pixel aus gezählt, als Funktion des Abstands Laser–Teleskop*

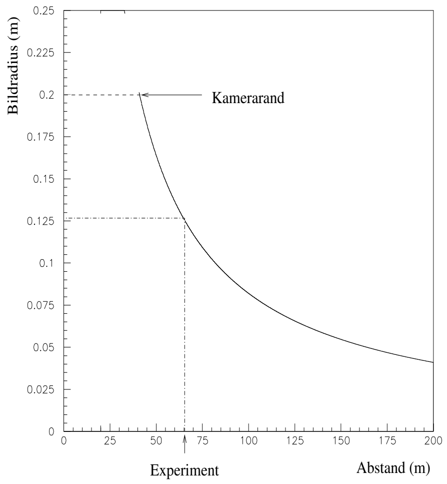

Abbildung 3.4: *Abhängigkeit des Bildradius in der Kamera vom Abstand Laser–Teleskop*

Ring Pixel nicht ausgeleuchtet wird. Bei exakter Ausrichtung der Punktlichtquelle auf die optische Achse ist damit gewährleistet, dass alles Licht, das auf die Spiegel trifft, von den PMs der Kamera registriert wird. Aus der Abbildung 3.4 liest man dafür einen Abstand Laser–Teleskop von ungefähr 60 Metern ab. Dieser Wert war die untere Grenze, im Experiment betrug der Abstand 65 m. Die diesem Abstand entsprechenden Werte für Einfallswinkel, Pixelzahl und Bildradius sind in der jeweiligen Abbildung eingetragen.

3.3 Bestimmung der absoluten Lichtmenge

3.3.1 Wahl des geeigneten Detektors

Die Eigenschaften des Detektors für die Messung der Energie am Spiegel sollten den Anforderungen genügen, die die Messung simulierter Tscherenkow–Lichtpulse stellt, also sowohl eine genügend schnelle Pulsantwort als auch eine ausreichende Empfindlichkeit auf schwache Lichtintensität aufweisen. Des Weiteren wäre eine flache spektrale Empfindlichkeit von Vorteil. Am wichtigsten ist allerdings die korrekte Kalibration, d.h. die Angabe des Detektorausgangssignals als Reaktion auf ein Lichtsignal bestimmter Intensität bzw. Energie bei einer bestimmten Wellenlänge.
Die Forderung nach schneller Pulsantwort und hoher Sensitivität auf geringe Lichtmengen bei gleichzeitiger absoluter Kalibration werden am ehesten von Siliziumdioden erfüllt, die als Photodetektoren in Sperrichtung betrieben werden. Einfall von Photonen des sichtbaren Lichts erzeugt in der Sperrschicht Ladungträgerpaare, die durch die anliegende Spannung getrennt und als Ausgangsspannungspuls registriert werden. Durch Variation der anliegenden Sperrspannung kann man sowohl die Sensitivität des Detektors steigern als auch das Detektorrauschen minimieren.
Vergleichende Messungen an zwei Siliziumdetektoren verschiedener Hersteller zeigten deutlich, dass die Qualität eines solchen Detektors von Fabrikat zu Fabrikat stark schwankt. Getestet wurden je eine kalibrierte Diode der Firma Gigahertz, Modell SSO–BL–50–2–BNC, sowie der Firma Hamamatsu, Modell S3590–06. Bei beiden Dioden wurde jeweils die Signalanstiegszeit bei Beleuchtung mit kurzen Laserpulsen (Pulsdauer $\leq$ 20ns, Pulsanstiegszeit 0.5ns) sowie die Abhängigkeit der Detektorkapazität von der angelegten Sperrspannung gemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Detektor	Fläche [mm^2]	Signalanstiegszeit [ns]	Kapazität [pf]
SSO-BL-50-2-BNC	50	800	400
S3590-06	81	40	50

Tabelle 3.1: *Vergleich der Eigenschaften der Siliziumdioden von Gigahertz und Hamamatsu; die Fläche ist die im Datenblatt des Herstellers angegebene aktive Fläche des Detektors.*

Hierbei fällt auf, dass die Diode der Firma Gigahertz eine 20mal höhere Kapazität (gemessen bei -20V Sperrspannung) aufweist als der Hamamatsu-Detektor, obwohl im zugehörigen Datenblatt eine Kapazität von 300pF bei einer Sperrspannung von nur -5V angegeben war. Die Kapazität des Detektors bestimmt das Rauschverhalten des Vorverstärkers, mit dem die Ladungspulse der Diode verstärkt werden. Je größer die Detektorkapazität ist, desto stärker rauscht der Vorverstärker. Die Nachweisschwelle liegt bei der Diode der Firma Hamamatsu bei ca. 10^{-16} Coulomb, was ca. 1000 Photonen entspricht. Bei der Diode der Firma Gigahertz führt die 20fach höhere Kapazität bei Verwendung der gleichen Ausleseelektronik zu einem fünfmal höheren Rauschpegel, also ca. 5000 Photonen. Diese Ergebnisse der Messung des Rauschverhaltens führten dazu, dass für die Kalibrationmessungen der Detektor der Firma Hamamatsu verwendet wurde, da dessen Signale bei den vorab abgeschätzten Photonenzahlen am Spiegel weit oberhalb des Rauschens liegen.

3.3.2 Bestimmung der aktiven Diodenfläche

Da es Ziel der Kalibrationsmessungen war, die Energie bzw. die Photonenzahl *pro Flächeneinheit* am Ort der Spiegel zu messen, kommt es sehr darauf an, die genaue aktive Fläche der kalibrierten Diode zu kennen. Im Datenblatt des verwendeten Hamamatsu–Detektors [HAM1] wird als aktive Fläche $9mm \cdot 9mm = 81mm^2$ angegeben. Hierbei ergibt sich jedoch eine Schwierigkeit: In den allgemeinen Erläuterungen zum Gebrauch der Photodioden wird in diesem Datenblatt ausdrücklich darauf hingewiesen, dass es sich bei der angegebenen aktiven Fläche im Falle der Photodioden ausschließlich um die Fläche zwischen den Aluminium–Elektroden handelt (in Abb. 3.5 mit a) bezeichnet). Aus dieser Abbildung erkennt man jedoch, dass sich die Fläche, die für den Nachweis von Photonen zur Verfügung steht, nämlich die gesamte p–dotierte Zone abzüglich der Fläche der Elektroden, etwas über die elektrischen Kontakte hinaus erstreckt. Dies lässt darauf schließen, dass die wirkliche aktive Fläche der Diode größer ist als $81mm^2$.

Im Folgenden wird ausgeführt, wie die wirkliche aktive Fläche der kalibrierten Si–Diode bestimmt wurde.

Die Diode wurde an ein Digitalmultimeter angeschlossen und der jeweils fließende Strom, der in der Sperrschicht durch Lichteinfall erzeugt wird, gemessen. Die Diode wurde mit einer in etwa 3m Entfernung aufgestellten Halogenlampe beleuchtet. Um die aktive Fläche zu ermitteln, wurden insgesamt sieben kreisförmige mattschwarze Blenden verschiedenen Durchmessers so vor die Diode platziert, dass die jeweilige beleuchtete Fläche der Blendenfläche entsprach. Der Blendendurchmesser wurde an mehreren Stellen mit einer Schieblehre vermessen, mit der man eine Genauigkeit von 0.02mm erzielt. Für jede Blende wurde der Diodenstrom aufgezeichnet, zu Beginn jeder Messung der Dunkelstrom abgezogen sowie die Stromwerte ohne Blenden

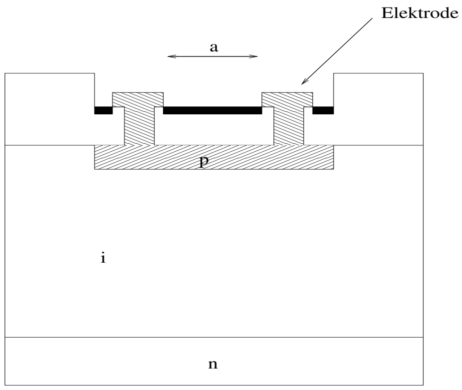

Abbildung 3.5: *Schnitt durch die kalibrierte Siliziumdiode; zu sehen sind die p–i–n–Struktur sowie die Metallelektroden. Mit (a) ist die Seitenlänge der aktiven Fläche laut Hersteller bezeichnet. Die gemessene aktive Detektorfläche entspricht der Fläche der p–Zone abzüglich der Fläche der Elektroden (schwarz unterlegt).*

vor und nach jeder Messung abgelesen. Um von Intensitätsschwankungen der Halogenlampe unabhängig zu sein, wurde mit jeder Messung gleichzeitig der Strom eines nahe bei der kalibrierten Diode aufgestellten Referenzdetektors aufgenommen, sodass eventuelle Schwankungen der Lichtintensität bei der Auswertung herauskorrigiert werden können. Abbildung 3.6 zeigt den Versuchsaufbau zur Bestimmung der aktiven Detektorfläche.

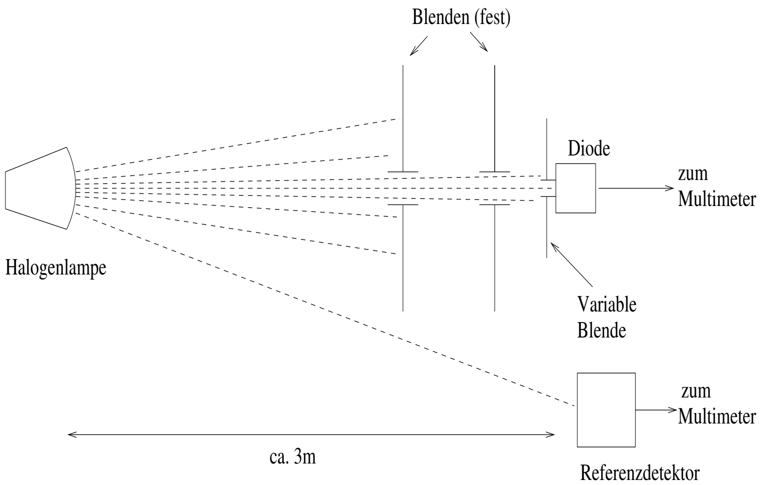

Abbildung 3.6: *Messaufbau zur Bestimmung der aktiven Detektorfläche*

Tabelle 3.2 enthält die Daten aus drei unabhängigen Messungen.

∅Blende [mm]	1.00 (±0.04)	1.92 (±0.02)	3.24 (±0.02)	4.00 (±0.02)	5.40 (±0.02)	5.98 (±0.02)	7.36 (±0.02)	ohne Blende
Blendenfläche [mm^2]	0.79 (±6%)	2.90 (±2%)	8.25 (±2%)	12.6 (±1%)	22.9 (±1%)	28.1 (±1%)	42.5 (±1%)	aktive Diodenfläche
Strom I [nA] (1.Messung)	19.6 (±2%)	71.6 (±2%)	219 (±2%)	319 (±2%)	586 (±2%)	688 (±2%)	1050 (±2%)	I_o=2260 (±2%)
Strom I [nA] (2.Messung)	19.5 (±2%)	71.4 (±2%)	220 (±2%)	322 (±2%)	599 (±2%)	719 (±2%)	1069 (±2%)	I_o=2280 (±2%)
Strom I [nA] (3.Messung)	28.5 (±2%)	97.0 (±2%)	291 (±2%)	423 (±2%)	797 (±2%)	953 (±2%)	1420 (±2%)	I_o=3010 ((±2%)

Tabelle 3.2: *Diodenstrom in Abhängigkeit von der Blendengröße für drei unabhängige Messungen*

Trägt man die gemessenen Ströme gegen die Blendenfläche auf, so ergibt sich durch Extrapolation auf den ohne Blende gemessenen Wert für den Strom, I_o, die wirkliche aktive Fläche der Diode. In Abbildung 3.7 ist für die drei Messungen die Abhängigkeit I_{Diode}(Blendenfläche) zu sehen.

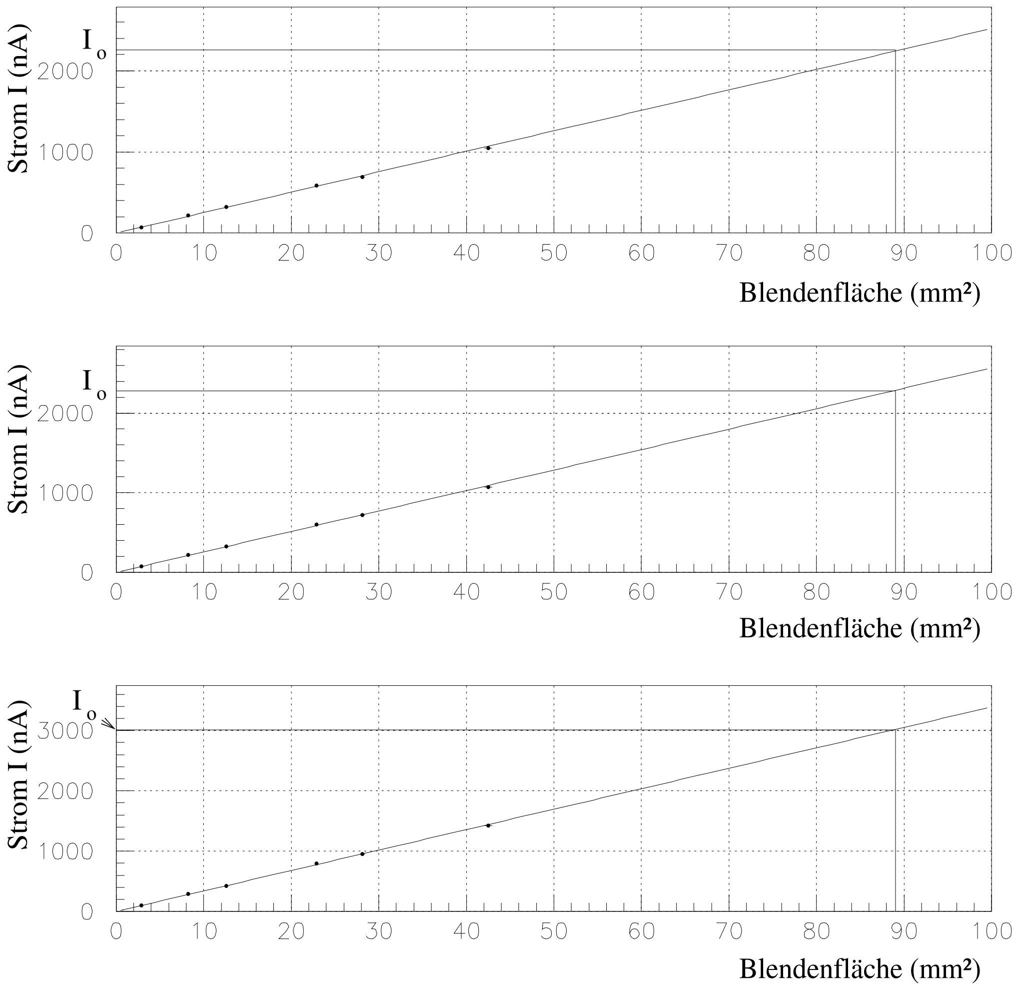

Abbildung 3.7: *Die Diagramme zeigen den Diodenstrom in Abhängigkeit von der Blendenfläche. I_o ist der ohne Blende gemessene Wert, von dem auf die aktive Fläche extrapoliert wurde.*

Alle drei Messungen ergeben eine aktive Diodenfläche von $89mm^2 \pm 2mm^2$. Dies sind ca. 10% mehr als vom Hersteller angegeben. Bei der Auswertung der Messdaten wird der selbst gemessene Wert für die aktive Fläche verwendet.

3.3.3 Die Ausleseelektronik

Abbildung 3.8 zeigt den kompletten experimentellen Aufbau mit allen optischen und elektronischen Komponenten:

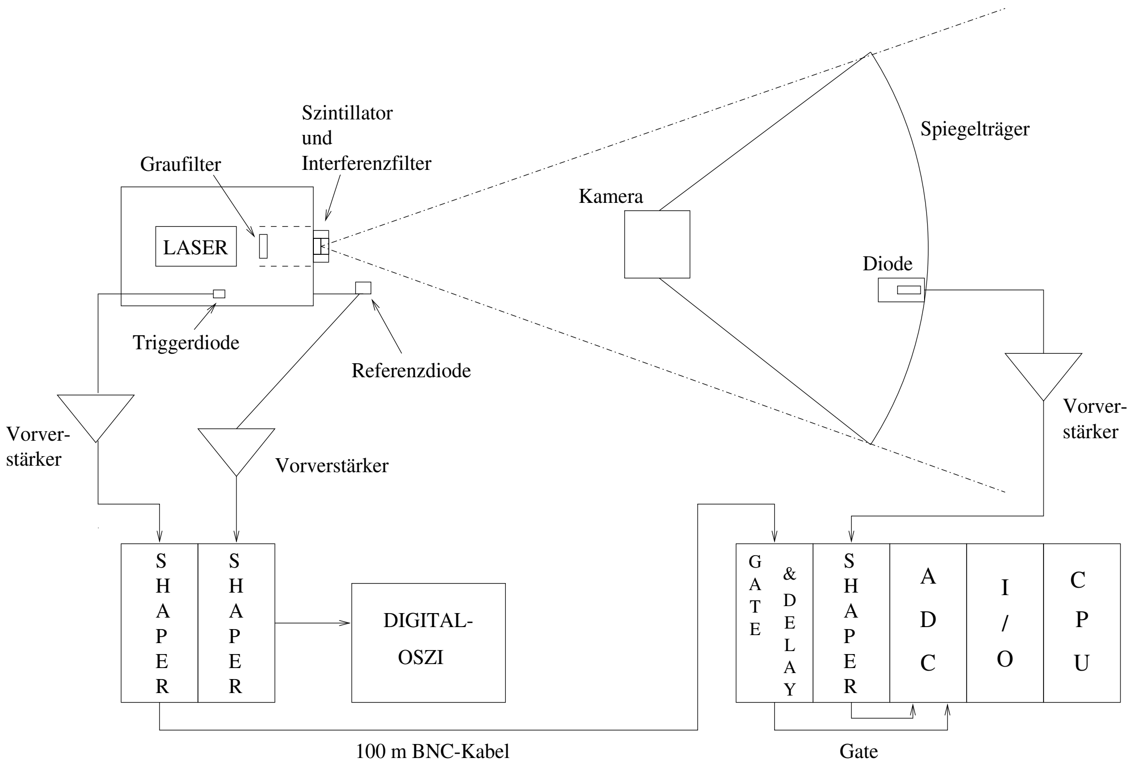

Abbildung 3.8: *Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Kalibration von CT4*

Der gebündelte Laserstrahl trifft entweder direkt auf den Szintillator (bei der Messung des Signals der kalibrierten Diode am Teleskop), oder zunächst auf den optischen Abschwächer (Graufilter) und anschließend auf den Szintillator. Dies ist während der Kameramessungen erforderlich.
Um sicherzugehen, dass man am Teleskop mit der Diode ausschließlich auf Lasersignale triggert, wird in der Box, in der sich Laser und Graufilter befinden, eine Siliziumdiode angebracht, die das gestreute Laserlicht detektiert und ein Signal liefert, das als Trigger für die kalibrierte Diode dient. Dieses Triggersignal wird zunächst in einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt, dann in einen Spektroskopieverstärker (im Folgenden kurz Shaper genannt) geleitet und anschließend über ca.

100 m BNC–Kabel bis zur Elektronikhütte bei CT4 geführt.
Die außen an der Laserbox befestigte Referenzdiode (dasselbe Modell wie die für die Energiemessung verwendete Diode, nur unkalibriert) dient dazu, während jeder Messung das Laserlicht nach dem Szintillator mit und ohne optischen Abschwächer zu messen, um den Abschwächungsfaktor des jeweiligen Graufilters zu bestimmen. Das Verfahren der Graufiltereichung wird im Detail in 3.3.5 beschrieben. Die Referenzdiode wird wie die Triggerdiode mit Vorverstärker und Shaper ausgelesen, aufgezeichnet werden die Signale mit einem Digitaloszilloskop.
Die kalibrierte Diode schließlich wird ebenfalls über Vorverstärker und Shaper ausgelesen, die Datennahme erfolgt hier jedoch mit einem 13bit–ADC. Die ADC–Signale werden in einem Input/Output–Register zwischengespeichert und über eine CPU ausgelesen.
Abbildung 3.9 zeigt die verschiedenen Ausleseketten.

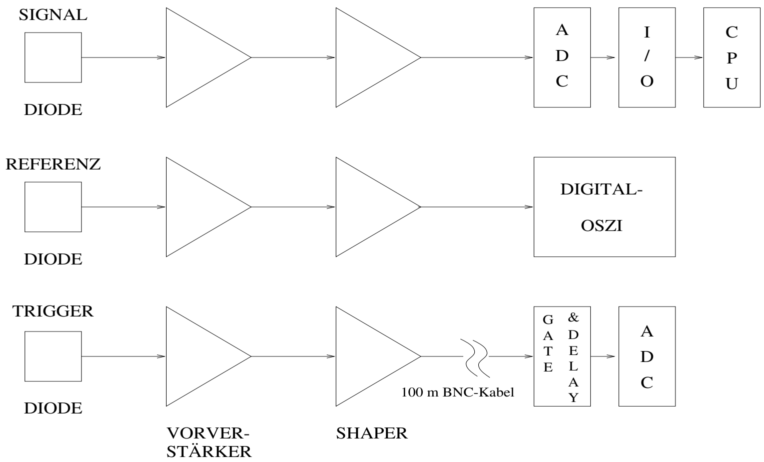

Abbildung 3.9: *Schematische Darstellung der Auslesekette für die verschiedenen Dioden*

Bei den im Experiment verwendeten Detektoren handelt es sich um PIN–Silizium–Dioden der Firma Hamamatsu. Deren kleine Kapazität macht diesen Detektortyp sehr geeignet für die Messung kleiner Lichtmengen, da das durch den Detektor verursachte Rauschen gering ist. Die Trigger– und die Referenzdiode sind unkalibrierte Ausführungen, während die am Spiegelträger montierte Diode über den kompletten Wellenlängenbereich von 200 nm bis 1180 nm in 20 nm–Schritten von der Firma Hamamatsu auf ihre spektrale Empfindlichkeit im DC–Betrieb kalibriert wurde.
Es wurde besonders darauf geachtet, die Verbindungsleitung zwischen Detektor und Vorverstärker so kurz wie möglich zu halten, um die durch die Zuleitung verursachte

zusätzliche Kapazität klein zu halten. Das Rauschverhalten der Auslesekette wird durch das Rauschen des Vorverstärkers bestimmt. Dieses hängt stark von der Kapazität des angeschlossenen Detektors ab. Je größer die Detektorkapazität ist, desto stärker rauscht der Vorverstärker. Die Kapazität des Detektors wiederum wird durch die angelegte Sperrspannung bestimmt. Je höher die Sperrspannung, desto kleiner wird die Detektorkapazität. Für die Siliziumdiode (S3590–06), die in diesem Experiment benutzt wurde, ist in Abbildung 3.10 die Abhängigkeit der Kapazität von der angelegten Sperrspannung dargestellt.

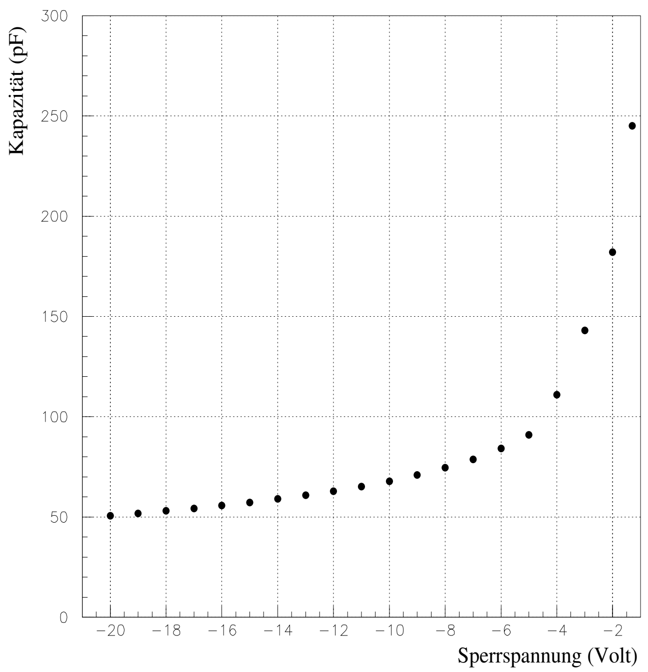

Abbildung 3.10: *Abhängigkeit der Detektorkapazität von der angelegten Sperrspannung*

Die Sperrspannung betrug im Experiment bei allen drei Dioden -28 V. Diese Spannung wurde von drei in Serie geschalteten Batterien geliefert, da so eine erdfreie Spannung ohne Restwelligkeit garantiert ist.

Um die von den verschiedenen Dioden produzierten Ladungspulse zu verstärken, wurden ladungsempfindliche Vorverstärker der Marke Canberra, Modell 970 bezie-

hungsweise 970D verwendet, die mit besonders rauscharmen FETs in der Eingangsstufe arbeiten. Die beiden Modelle unterscheiden sich in der Verstärkung etwa um einen Faktor 4. Da die Vorverstärker bei niedrigen Temperaturen im Freien verwendet wurden, die Ladungseichung jedoch bei normaler Raumtemperatur im Labor erfolgte, musste die Stabilität des Verstärkungsfaktors bezüglich Temperaturschwankungen sichergestellt werden. Mit nur 0.005%/°C Schwankung des Verstärkungsfaktors sind die verwendeten Canberra–Vorverstärker hierfür sehr gut geeignet.
Für Teleskop– sowie Referenzdiode wurde der Typ 970 benutzt, für die Triggerdiode der Typ 970D. Diese Diode liefert so starke Signale, dass der unempfindlichere Vorverstärker ausreicht. Außerdem kam ein am MPI für Kernphysik speziell entwickelter Vorverstärker für große Ladungsmengen zum Einsatz, der für die Eichung der optischen Abschwächer benötigt wurde.

Das nächste Glied der Auslesekette ist in allen drei Fällen ein Spektroskopieverstärker der Firma Ortec. Dieser Verstärker ist als NIM–Modul ausgeführt. Die gewünschte Shape–Zeit kann von 0.5 bis 10 μs in sechs Schritten variiert werden, um das optimale Signal–zu–Rausch–Verhältnis zu erreichen. Das Ausgangssignal ist gaußförmig. Die Verstärkung kann kontinuierlich von 20 bis 1000 variiert werden.

Die Signalauslese erfolgte bei der kalibrierten Siliziumdiode mit einem 13Bit–ADC. Dieses NIM–Modul wurde am MPI für Kernphysik entworfen und gebaut [ADC]. Mit diesem Modul können Spannungspulse bis zu einer Amplitude von 8 V digitalisiert werden. Die Eichung dieses ADC wurde folgendermaßen durchgeführt: Spannungspulse, die mit einem Quecksilberpulser und einem Spektroskopieverstärker erzeugt werden, gibt man auf den Eingang des ADC. Anschließend wird der ADC–Kanal, in dem das Maximum des Signals liegt, bestimmt. Das Ergebnis dieser Messung ist in der Abbildung 3.11 dargestellt: Die Messgenauigkeit ist im Wesentlichen durch die Genauigkeit begrenzt, mit der man die Signale auf dem Speicheroszilloskop ablesen kann, da die Breiten der Amplitudenverteilungen im ADC wegen der extrem guten Amplitudenstabilität des Quecksilberpulsers sowie der Stabilität des ADC vernachlässigbar sind und die statistischen Schwankungen der Signalamplitude bei der Messung mit dem Oszilloskop durch die Mittelung über 100 Pulse gut kompensiert werden können. Der Ablesefehler beträgt 1% .
Eine Gerade durch die Messpunkte lässt sich wie folgt darstellen:

$$x[V] = \frac{y[ADC] - 12}{996} \tag{3.1}$$

Hieraus liest man ab, dass 996 ADC–Kanäle 1000 mV entsprechen und der Offset 12 ADC–Kanäle beträgt. Der Fehler der Geradensteigung beträgt weniger als 1%.

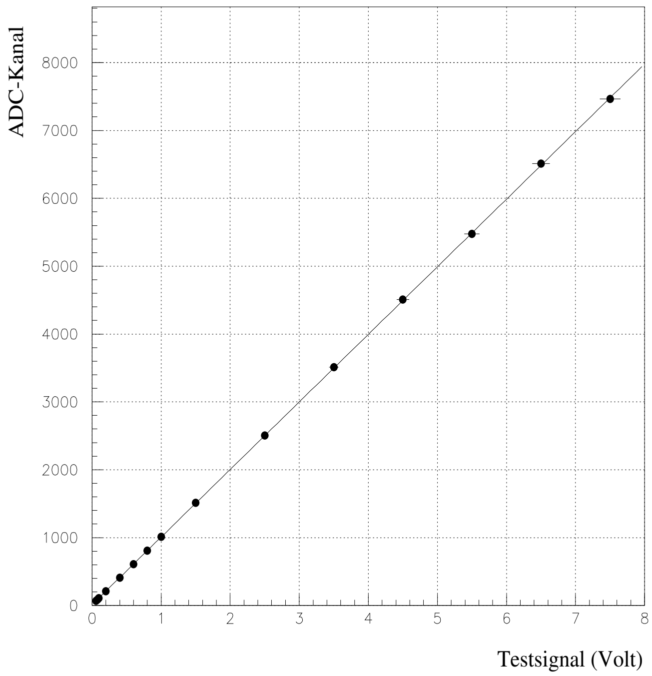

Abbildung 3.11: *Eichung des 13Bit–ADC*

Für den Offset ergibt sich eine Ungenauigkeit von 1 mV. Für die Umrechnung der ADC–Werte in Spannungsamplituden folgt hieraus erst für ADC–Werte ≤ 100 ein Fehler von 1% aufgrund der Ungenauigkeit des Offset.

Der 13Bit–ADC kann in zwei verschiedenen Betriebsarten verwendet werden:

- a) Im „Peak–Detect–Mode“
- b) Im „Sample–Mode“

Im ersten Fall wandelt der ADC selbständig das Analogsignal, sobald er das Maximum des Signals erkannt hat. Diese Betriebsart ist geeignet, wenn man genügend große Signale zur Verfügung hat, so dass man weit genug vom Rauschen entfernt ist.
Im „Sample–Mode“ benötigt der ADC ein externes Triggersignal, ein TTL–Gate, dessen ansteigende Flanke den Zeitpunkt der Wandlung bestimmt. Im Experiment

wurde diese Betriebsart gewählt, da bei einer maximalen Laserfrequenz von 4 Hz im „Peak–Detect–Mode“ fast nur Rauschsignale gewandelt würden.
Das externe Gatesignal stammt von der Triggerdiode. Über Vorverstärker und Spektroskopieverstärker wird dieses Diodensignal auf den Eingang des Gate & Delay–Generators geführt, der als Ausgangssignal ein TTL–Gate produziert, sobald das Eingangssignal einen Schwellenwert überschreitet. Verzögerung der ansteigenden Flanke und Breite dieses Signals können in gewissen Grenzen variiert werden, um den Zeitpunkt der Wandlung festzulegen. Im vorliegenden Fall wurde die ansteigende Flanke des Gates natürlich so genau wie möglich auf das Maximum des Signals der Teleskopdiode gelegt.

3.3.4 Ladungseichung der Auslesekette

Die Signale der verwendeten PIN–Siliziumdioden sind primär Ladungsmengen, die durch den Einfall von Photonen des Laserlichts erzeugt werden. Diese Ladungspulse werden in den ladungsempfindlichen Vorverstärkern mittels eines Kondensators in Spannungspulse umgewandelt, wobei der Typ 970 circa 100 mV/ MeV (Si) Ausgangssignal[1] produziert, der Typ 970D etwa einen Faktor vier weniger. Diese Spannungspulse sind ein direktes Maß für die im Detektor freigesetzte Ladungsmenge. Sie stehen sofort nach dem Ende des Pulses aus dem Detektor zur Verfügung, typischerweise also nach einigen 10 ns, die Abklingzeiten betragen dagegen bis zu 50 μs. Im Spektroskopieverstärker wird der Spannungspuls vom Ausgang des Vorverstärkers zunächst mittels eines CR–Gliedes differenziert, anschließend durch ein oder mehrere RC–Glieder wieder integriert. Der verwendete ORTEC–Verstärker benutzt hierfür ein Netzwerk aktiver Filter, die Funktion ist jedoch grundsätzlich die gleiche. Das Ergebnis ist ein gaußförmiger Puls, dessen Maximum proportional zur ursprünglichen Ladung ist.

Ziel der Messung war nun Folgendes:

- Berechnung der absoluten Lichtmenge pro Flächeneinheit am Spiegelträger aus der Ladungsmenge, die in der Siliziumdiode erzeugt wird.
- Berechnung des Abschwächungsfaktors des verwendeten Graufilters, indem die Ladungsmengen, die mit und ohne diesen Filter in der Referenzdiode produziert werden, verglichen werden.

[1] Ein Ausgangssignal von 100 mV entspricht der Ladungsmenge, die beispielsweise ein α–Teilchen der Energie 1 MeV bei vollständiger Abbremsung in einem Siliziumdetektor freisetzt.

Hieraus ist ersichtlich, wie die Eichung der Auslesekette durchgeführt werden muss: Benötigt wird das Verhältnis von im Detektor erzeugter Ladung zum Ausgangssignal nach der kompletten Kette Detektor–Vorverstärker–Spektroskopieverstärker, also die Ladungseichung des Systems. Um diesen Eichwert zu ermitteln, wurden zwei verschiedene Verfahren angewandt:

- Eichung mittels verschiedener Testkapazitäten
- Eichung mit einem radioaktiven Präparat, welches α–Strahlung bekannter Energie emittiert

Zunächst wurde versucht, den Eichwert mit verschiedenen Testkapazitäten zu ermitteln. Da es bei der Bestimmumg der Kapazitätswerte anfänglich zu Unstimmigkeiten kam, entstand der Wunsch nach einer weiteren Methode, bei der man nicht von der Genauigkeit der Kapazitätsmessungen abhängig ist. Aus diesem Grund wurde als Alternative ein radioaktives Präparat für die Ladungseichung benutzt. Im Folgenden sollen diese beiden Methoden genau beschrieben sowie die damit erhaltenen Eichdaten verglichen werden.

Eichung mit verschiedenen Testkapazitäten

Eine Methode zur Eichung der Auslesekette besteht darin, mittels bekannter Testkapazitäten bestimmte Ladungsmengen in das Auslesesystem einzukoppeln und die Ausgangssignale zu messen.
Die Schwierigkeit dabei liegt darin, sehr kleine Kapazitäten möglichst genau zu vermessen. Hierfür wurden drei verschiedene RCL–Meter benutzt. Die Kapazitätswerte liegen zwischen $2.7pF$ und $100pF$. Bei den kleinen Kapazitäten ($C < 10pF$) beträgt der Messfehler $\pm 5\%$, für $C > 10pF$ $\pm 3\%$. Innerhalb der angegebenen Messfehler waren die Kapazitätswerte konsistent. Aus den drei Einzelmesswerten wurde der Mittelwert gebildet, für den aufgrund der geringen Zahl von Einzelmessungen ebenfalls eine Unsicherheit von $\pm 5\%$ beziehungsweise $\pm 3\%$ angenommen wird.
Bei der Eichmessung geht man folgendermaßen vor:
Die Testkapazität wird an den Vorverstärkereingang angeschlossen. Über einen Abschlusswiderstand von 50Ω wird ein Spannungssprung ΔU an die Testkapazität C_{Test} angelegt. Die Ladung, die somit in den Vorverstärker eingekoppelt wird, ergibt sich zu $\Delta Q = C_{Test} \cdot \Delta U$.
Hierbei ist zu beachten, dass die Dauer des Rechteckpulses stets größer sein muss als die doppelte Shapezeit des Spektroskopieverstärkers, da nur dann die Amplitude des Ausgangssignals unabhängig von der Pulsbreite ist.
Parallel zur Testkapazität wird die jeweilige Diode mit angelegtem Bias (-28 V)

ebenfalls an den Vorverstärkereingang angeschlossen, um die Ladungseichung der Auslesekette unter „Betriebsbedingungen“, d.h. mit einer Detektorkapazität von 50 pF zu bestimmen.
Bei der Wahl der Testkapazitäten ist zu beachten, dass diese stets klein gegenüber der internen Koppelkapazität des Vorverstärkers sein müssen. Diese beträgt ca. 2 nF. Sobald die Testkapazität in die Größenordnung dieser Koppelkapazität kommt, entsteht ein kapazitiver Spannungsteiler. Während der Eichmessungen stellte sich heraus, dass bereits ab $C_{Test} \geq 150pF$ die Werte für die Ladungseichung deutlich von dem mit kleineren Testkapazitäten ermittelten Wert abweichen. Die Abweichung bestand systematisch zu größeren Werten für das Verhältnis Ladung zu Ausgangsspannung, woraus man schließt, dass effektiv weniger Ladung eingekoppelt wird. Für die Eichung wurden nur Kapazitäten $\leq$ 100 pF verwendet.

Die Abbildungen 3.12 bis 3.14 zeigen die Ergebnisse der Eichmessungen mit Testkapazitäten zwischen 2 pF und 100 pF für die drei verwendeten Vorverstärker. Die eingetragenen Fehlerbalken ergeben sich aus den Messfehlern bei der Kapazitätsbestimmung (5% für $C_{Test} < 10pF$, 3% für $C_{Test} > 10pF$).

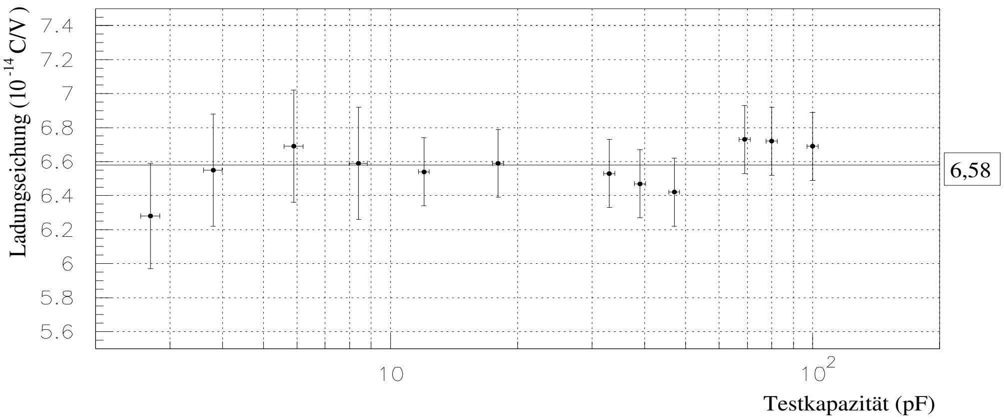

Abbildung 3.12: *Ladungseichung für den Signalvorverstärker, gemessen mit verschiedenen Testkapazitäten*

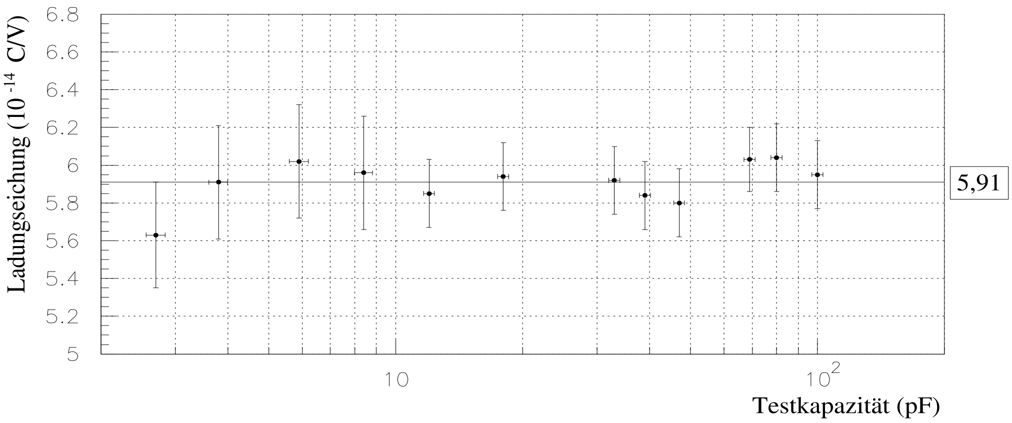

Abbildung 3.13: *Ladungseichung für den Referenzvorverstärker, gemessen mit verschiedenen Testkapazitäten*

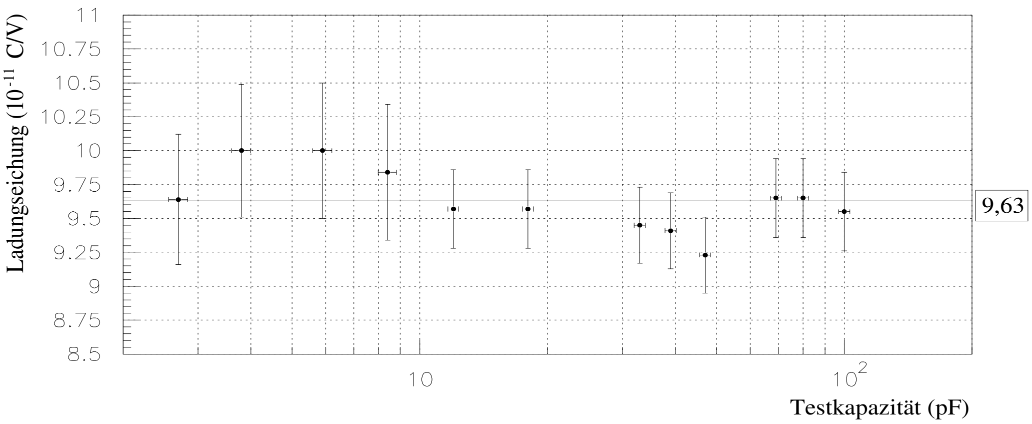

Abbildung 3.14: *Ladungseichung für den Spezialvorverstärker, gemessen mit verschiedenen Testkapazitäten*

In Tabelle 3.3 sind die mittels Testkapazitätseichung erhaltenen Werte für das Verhältnis C/V für Signal–, Referenz– und Spezialvorverstärker aufgelistet.

	Signal-vorverstärker	Referenz-vorverstärker	Spezial-vorverstärker
Ladungseichung [C/V]	$(6,58 \pm 0,14) \cdot 10^{-14}$	$(5,91 \pm 0,12) \cdot 10^{-14}$	$(9,63 \pm 0,23) \cdot 10^{-11}$

Tabelle 3.3: *Ladungseichungen für die drei Ausleseketten, bestimmt mittels Testkapazitäten*

Aufgrund der Schwierigkeiten bei der Messung extrem kleiner Kapazitäten, wie sie für diese Art der Ladungseichung benötigt werden, wurde nach einer zweiten, verlässlicheren Methode zur Kalibration der Ausleseketten gesucht. Eine Alternative besteht in der Ladungseichung mittels eines radioaktiven Präparats, die im folgenden Abschnitt vorgestellt wird.

Ladungseichung mit einem radioaktiven Präparat

Als Eichpräparat wurde das Americium–Isotop ^{241}Am verwendet. Dieser α–Strahler emittiert α–Strahlung der Energie E=5.486 MeV und E=5.443 MeV, relative Häufigkeiten 86% beziehungsweise 12.7% [ISO78]. Die relativen Häufigkeiten der weiteren α– Linien liegen deutlich unter 1%. Zur Eichung wurden nur diese beiden dominanten Linien verwendet.

Die Eichmessung wird folgendermaßen durchgeführt:

Das ^{241}Am–Präparat wird zusammen mit einer Siliziumdiode in ein Schutzgehäuse eingebaut, sodass die Strahlung nach außen hin abgeschirmt ist. Bei der verwendeten Diode handelt es sich um den baugleichen Typ wie bei der kalibrierten Siliziumdiode, S3590–06. Das Gehäuse wird evakuiert, um Energieverluste der α–Teilchen zu verhindern. Die Diode wird nun mit dem Eingang des Vorverstärkers verbunden, die Sperrspannung angelegt (-28 V) und Shaper, ADC und I/O–Register angeschlossen. Die α–Teilchen, die die aktive Fläche der Diode treffen, werden in der 500μm dicken Sperrschicht vollständig abgebremst und geben somit ihre gesamte Energie im Detektor ab (zur Reichweite von α–Teilchen vgl. [GRU93]). Da die Energie, die zur Erzeugung eines Elektron–Loch–Paares in Silizium nötig ist, gut bekannt ist (3,60 eV $\pm$1%), kann man bei genauer Kenntnis der Energien der α–Teilchen berechnen, wie viele Elektron–Loch–Paare von einem einzelnen α–Teilchen in der Sperrschicht erzeugt werden. Diese Zahl, multipliziert mit der Elementarladung q_o ergibt die gesamte erzeugte Ladungsmenge.

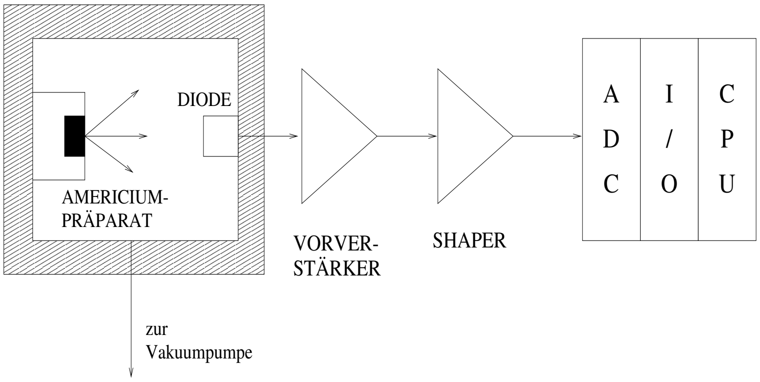

Abbildung 3.15: *Aufbau zur Eichung mit ^{241}Am*

Diese Ladungsmenge wird nun im angeschlossenen Vorverstärker in einen dazu proportionalen Spannungspuls umgewandelt, im Shaper weiterverstärkt und im ADC das zugehörige Spektrum aufgezeichnet.
Abbildung 3.15 zeigt schematisch den Aufbau, der für die Eichmessungen verwendet wurde. In Abbildung 3.16 sind der Reihe nach die Americium–Spektren zu sehen, wie sie mit dem Vorverstärker für die Teleskopdiode (Typ 970), dem Vorverstärker für die Referenzdiode (ebenfalls Typ 970) sowie dem speziell für große Ladungsmengen entwickelten Vorverstärker (hier Spezial–Vorverstärker genannt) sowie den jeweiligen Spekroskopieverstärkern aufgenommen wurden.

Die beiden Vorverstärker vom Typ 970 trennen deutlich mehrere Linien des Am–Spektrums, wobei die beiden starken Linien den α–Energien 5.486 MeV beziehungsweise 5.443 MeV entsprechen. Diese wurden zur Eichung benutzt. Dabei wurde folgendermaßen vorgegangen:
An die einzelne Linie legt man einen Gaußfit, um den ADC–Kanal des Maximums möglichst genau bestimmen zu können. Dieser Kanal beziehungsweise die diesem Kanal entsprechende Spannungsamplitude entspricht der Ladungsmenge, welche ein α–Teilchen der jeweiligen Energie in der Sperrschicht der Siliziumdiode erzeugt.

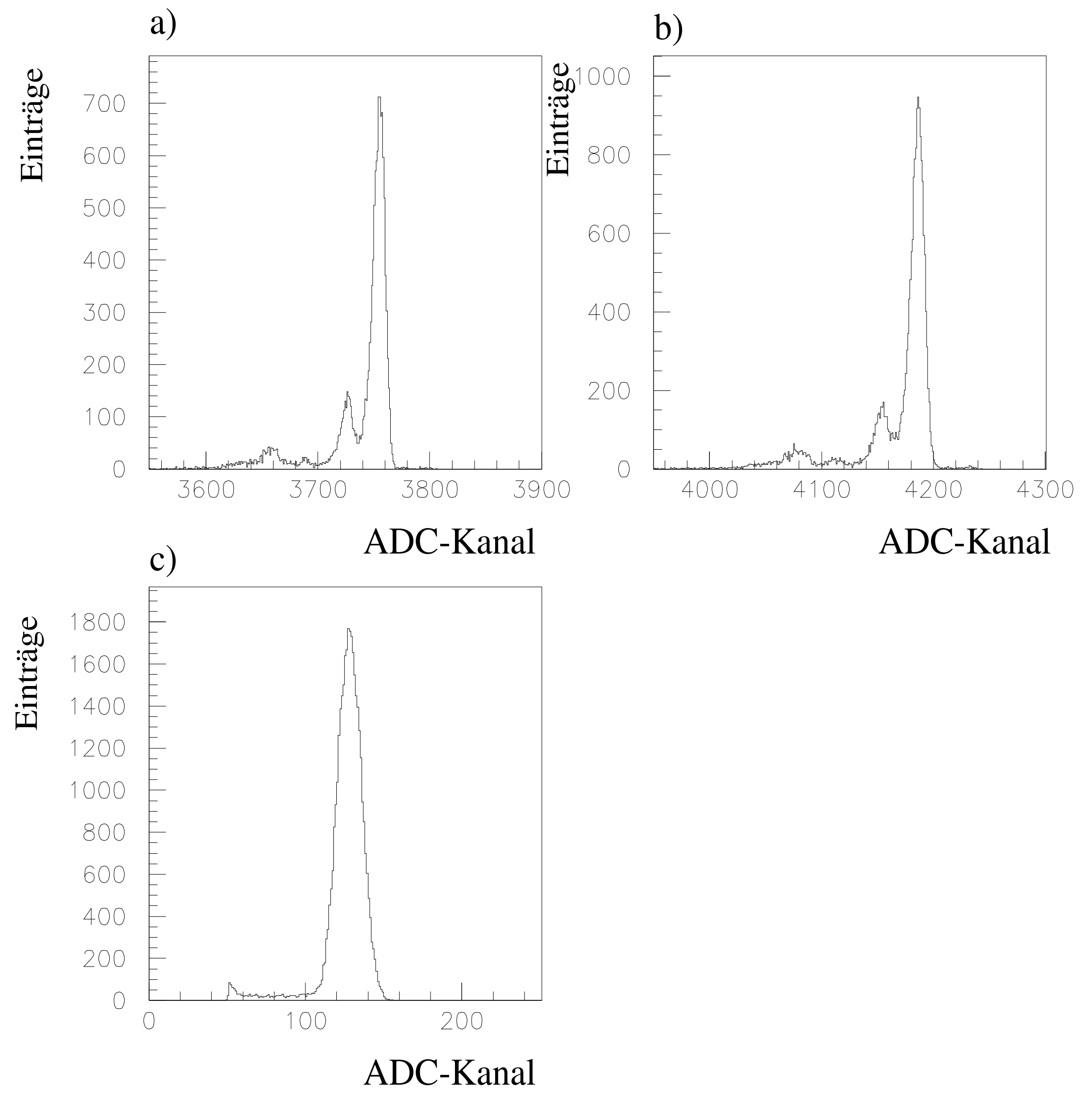

Abbildung 3.16: *^{241}Am–Spektren mit Signalvorverstärker [a)], Referenzvorverstärker [b)] und Spezialvorverstärker [c)]; aufgetragen sind jeweils die ADC–Kanäle und die zugehörige Anzahl der registrierten Ereignisse.*

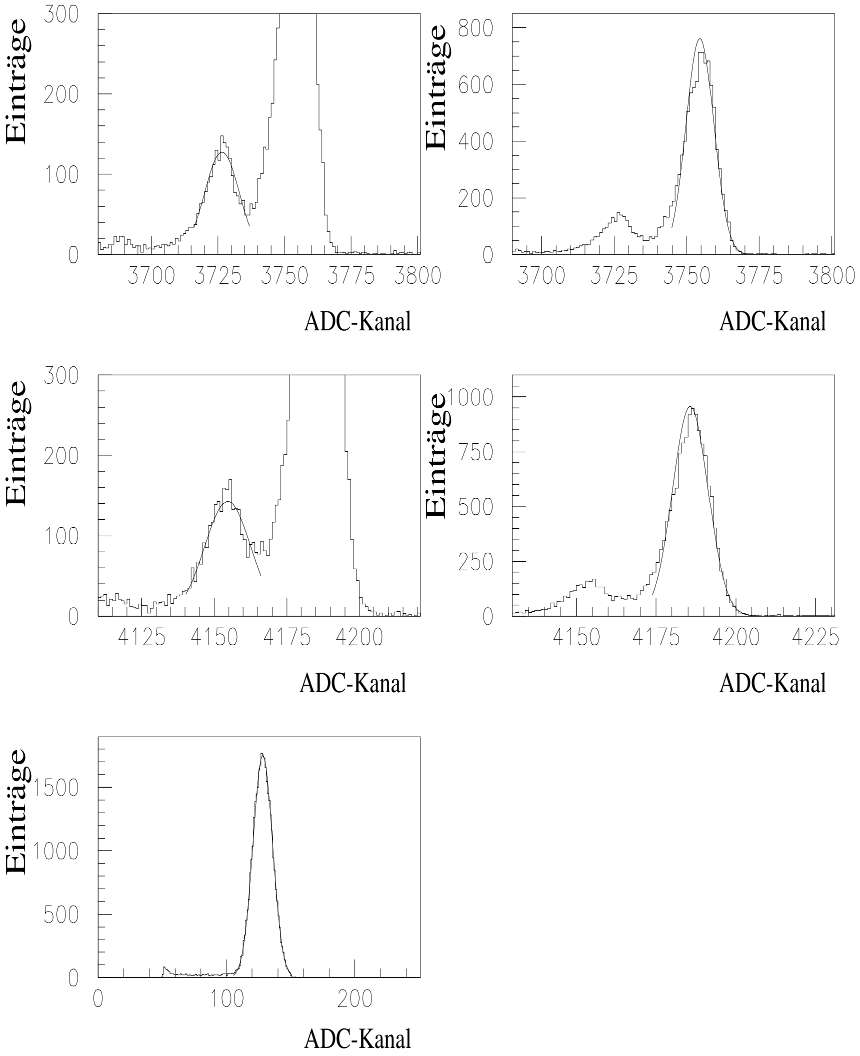

Abbildung 3.17: *5,443 MeV–Linie (links oben und Mitte) und 5,486 MeV–Linie (rechts oben und Mitte) des ^{241}Am mit Signal– und Referenzvorverstärker; Gaußfits an die einzelnen Linien; ^{241}Am–Spektrum mit Gaußfit mit dem Spezialvorverstärker (unten links)*

Beim Vergleich der verschiedenen Spektren fällt auf, dass der Spezialvorverstärker die verschiedenen α–Linien nicht trennen kann. Dies liegt daran, dass dieser Vorverstärker keine FET–Eingangsstufe hat, da die Forderung nach großen Ladungsmengen eine etwas andere Bestückung nötig macht. Um trotzdem eine Ladungseichung durchführen zu können, benutzt man die Kenntnis der relativen Intensitäten der beiden stärksten Linien, um eine „mittlere“α–Energie zu berechnen. Mit 86% der 5.486 Mev–Linie und 12.7% der 5.443MeV–Linie erhält man eine „mittlere“α–Energie von 5.480 MeV.
Die Energien der α–Teilchen sind auf weniger als 0.1% ungenau, der Fehler in der Energie zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares in Silizium wird mit 1% angegeben. Hieraus folgt für den Fehler der Anzahl der Ladungsträgerpaare ebenfalls 1%.
Die Breiten der einzelnen Linien betragen bei Signal– und Referenzvorverstärker weniger als 10 ADC–Kanäle, was bei ca. 20000 registrierten Ereignissen eine Abweichung vom Mittelwert von $\sigma/\sqrt{N} \leq 0,1$ADC–Kanäle ergibt. Dies entspricht einem relativen Fehler von weniger als 0,01%.Diese Ungenauigkeit kann vernachlässigt werden.
Das mit dem Spezialvorverstärker aufgenommene Spektrum weist ebenfalls eine Breite von weniger als 10 Kanälen auf, bei einer Gesamtzahl von ca. 35000 aufgenommenen Ereignissen, woraus sich eine Abweichung vom Mittelwert von 0,05 ADC–Kanälen ergibt. Bei einem Mittelwert von 128 Kanälen erhält man somit auch hier einen relativen Fehler von weniger als 0,1%.
Die Elementarladung ist bis auf die sechste Nachkommastelle genau bekannt, sodass dieser Fehler vernachlässigt werden kann. Insgesamt macht man also einen Fehler von 1% bei der Berechnung der Ladungsmengen.
Als Nächstes berechnet man nun das Verhältnis von erzeugter Ladungsmenge zu ADC-Kanal. Hierzu dienen die Gaußfits der einzelnen Linien. Aus den ADC–Werten läßt sich mit Hilfe der ADC–Eichung sofort der zugehörige Spannungswert (Ungenauigkeit $\pm 1\%$)ermitteln, sodass man schließlich die Ladungseichung in Coulomb/Volt auf $\pm 1,5\%$ genau erhält. Die Berechnungen werden der Reihe nach für Signal–, Referenz– sowie Spezialvorverstärker durchgeführt. Die letzte Spalte der Tabelle enthält in Klammern den mittels Testkapazitäten bestimmten Eichwert. Man erkennt für Signal– und Referenzvorverstärker eine Übereinstimmung der Werte für die Ladungseichung innerhalb der Fehlergrenzen. Der mit den Testkapazitäten ermittelte Wert für die Ladungseichung des Spezialvorverstärkers liegt etwas unter dem mit dem Präparat ermittelten Wert.

Abschließend bleibt noch zu bemerken, dass die Eichmessungen mit Signal– und Referenzvorverstärker bei fester Shaper–Verstärkung von 20 durchgeführt wurden, während die Kalibration des Spezialvorverstärkers bei Gain 1000 vorgenommen wur-

α–Energie [MeV]	Ladungsmenge $[10^{-13}C]$ $\pm 1\%$	ADC-Kanal	Spannung [V] $\pm 1\%$	Ladungseichung $[10^{-14}C/V]$ $\pm 1,5\%$
5.443	2.42	3726	3,73	6.49 $(6{,}58 \pm 0,14)$
5.486	2.44	3755	3,76	6.50

Tabelle 3.4: *Ladungseichung für den Signalvorverstärker*

α–Energie [MeV]	Ladungsmenge $[10^{-13}C]$ $\pm 1\%$	ADC-Kanal	Spannung [V] $\pm 1\%$	Ladungseichung $[10^{-14}C/V]$ $\pm 1,5\%$
5.443	2.42	4155	4,16	5.82 $(5{,}91 \pm 0,12)$
5.486	2.44	4186	4,19	5.83

Tabelle 3.5: *Ladungseichung für den Referenzvorverstärker*

α–Energie [MeV]	Ladungsmenge $[10^{-13}C]$ $\pm 1\%$	ADC-Kanal	Spannung [V] $\pm 2\%$	Ladungseichung $[10^{-10}C/V]$ $\pm 3\%$
5.480	2.44	128	0,117	1,04 $(0{,}963 \pm 0,023)$

Tabelle 3.6: *Ladungseichung für den Spezialvorverstärker (ADC-Kanal bestimmt bei Verstärkungsfaktor 1000, Ladungseichung nach Umrechnung auf Verstärkungsfaktor 20)*

de, um ein deutliches Signal zu erhalten. Der in Tabelle 3.6 angegebene Wert für die Ladungseichung wurde nach Umrechnung auf Verstärkungsfaktor 20 erhalten.
Im Gegensatz zu der Eichung mittels Testkapazitäten gehen in diese Art der Ladungskalibration nur sehr genau bekannte Größen wie die Energien der α–Teilchen ein, die nicht zuerst gemessen werden müssen. Somit kann man dabei systematische Fehler weitgehend ausschließen. Die statistischen Schwankungen können durch entsprechend lange Messzeiten vernachlässigt werden, sodass der Fehler bei dieser Methode hauptsächlich in der Umrechnung von ADC–Kanal in Millivolt zu finden ist. Hierbei ergeben sich jedoch auch keine Ungenauigkeiten von mehr als 1%, womit der so erhaltene Eichwert als sehr genau angesehen werden kann. Für die Auswertung der Daten in Kapitel 5 werden die mit dieser Methode bestimmten Werte für die Ladungseichung der Ausleseketten verwendet.

3.3.5 Wahl der geeigneten optischen Abschwächer

Um den Unterschied in der Empfindlichkeit von Diode und Photomultipliern in der Kamera auszugleichen, muss die Intensität des Laserlichts während der Messung mit der Kamera um etwa einen Faktor 1000 herabgesetzt werden. Die Abschwächung erfolgt direkt am gebündelten Laserstrahl, also vor Szintillator und Interferenzfilter. Aufgrund der Wellenlänge des Laserlichts von 337,1 nm können keine absorbierenden Graufilter aus getöntem Glas verwendet werden, da diese für Wellenlängen unterhalb 400 nm praktisch undurchlässig sind. Als Alternative kommen Filter aus Quartzsubstrat in Frage, deren Abschwächungsverhalten auf teilweiser Reflexion an einer aufgedampften Metallschicht beruht. Diese Filter sind für Wellenlängen zwischen 280 und 2000 nm geeignet. Ihre Transmission ist in guter Näherung unabhängig von der Wellenlänge.
Die verwendeten Graufilter haben optische Dichten von 1,0 bzw. 2,0, wobei die optische Dichte D eines Graufilters folgendermaßen definiert ist:

$$D = log_{10}\frac{I_0}{I_t} \tag{3.2}$$

I_0 ist in diesem Fall die ungeschwächte Intensität, I_t die Intensität nach der Abschwächung durch den Graufilter. Eine optische Dichte von 1,0 entspricht somit einer Abschwächung um einen Faktor 10, von 2,0 um einen Faktor 100. Theoretisch sollte man erwarten, dass der Abschwächungsfaktor mehrerer hintereinander im Strahlengang plazierter Graufilter das Produkt der Einzelabschwächungen ist. Umfangreiche Messungen haben jedoch ergeben, dass dies für die verwendeten Filter nicht zutrifft. Stellt man mehrere Filter hintereinander auf, so ist die gemessene Abschwächung stets geringer als die mittels der bekannten optischen Dichten der einzelnen Filter berechnete. Dieser Effekt rührt daher, dass es zwischen den verspiegelten Oberflächen der einzelnen Filter zu Vielfachreflexionen kommt, die die Menge des durchgelassenen Lichtes erhöhen. Die Abweichung von der berechneten Abschwächung ist umso größer, je höher die optische Dichte, also je stärker der reflektierte Teil des Lichtes.
Die Position der einzelnen Filter relativ zueinander hat ebenfalls einen erheblichen Einfluss auf die Gesamtabschwächung. Kleinste Verkippungen der Filter relativ zueinander verändern die Abschwächung des gesamten Systems von Abschwächern deutlich.
Zunächst wurde versucht, aus mehreren Graufiltern unterschiedlicher optischer Dichte einen Abschwächer zu konstruieren, der den erforderlichen Grad an Abschwächung aufweist. Hierbei stellte sich heraus, dass es unmöglich ist, einen solchen aus mehreren hintereinander aufgestellten Filtern bestehenden Abschwächer mit der geforderten Genauigkeit von wenigen Prozent reproduzierbar herzustellen. Die Betonung

liegt hierbei auf der Reproduzierbarkeit des Filtersystems, da im Experiment die verschiedenen Filter mehrfach ein– und ausgebaut werden müssen, ohne dass sich deren Abschwächungsfaktor merklich ändern darf.
Die Forderung nach Reproduzierbarkeit auf wenige Prozent konnte schließlich dadurch erfüllt werden, dass mehrere Graufilter ohne Zwischenraum in einen einzigen Filterhalter fest eingeschraubt wurden. Die tatsächliche optische Abschwächung musste durch Testen verschiedener Filterkombinationen experimentell ermittelt werden.
Im Folgenden wird beschrieben, wie der genaue Abschwächungsfaktor der im Experiment benutzten Filter bestimmt wurde.
In Bild 3.8 ist die an der Laserbox angebrachte Referenzdiode zu sehen. Diese Diode befindet sich auf gleicher Höhe mit dem Szintillator, ist aber so weit von der Mittelachse des austretenden Strahlenbündels entfernt, dass sie das Teleskop vom Szintillator aus gesehen nicht abschattet. Die Diode misst also das Laserlicht nach dem Szintillator und, wenn die Messung der Kamerasignale durchgeführt wird, nach dem optischen Abschwächer.
Die Messung mit der kalibrierten Diode am Spiegelträger wird ohne Graufilter durchgeführt. Der ungeschwächte Laserstrahl trifft hierbei auf den Szintillator, und nach dem Interferenzfilter ist die Zahl der Photonen, die die Oberfläche der Referenzdiode treffen, so groß, dass in dieser Ladungsmengen von der Größenordnung 10^{-10} Coulomb freigesetzt werden. Diese Ladungsmengen liegen weit über dem dynamischen Bereich der Canberra–Vorverstärker, sodass für diese Messungen ein Vorverstärker konstruiert werden musste, der speziell für solche großen Ladungsmengen geeignet ist. Mit Hilfe dieses Geräts war es möglich, das ungeschwächte Laserlicht zu messen (zum dynamischen Bereich der Vorverstärker vgl. Tabelle 3.3).
Für die Messung der Kamerasignale, also mit optischem Abschwächer, konnte das Referenzdiodensignal mit einem der empfindlicheren Vorverstärker gemessen werden. Der Abschwächungsfaktor der Filter wird nun mit jeder Messung simultan bestimmt. Während der Messung mit der Diode am Teleskop werden die Referenzdiodensignale mit dem unempfindlicheren Vorverstärker sowie dem nachfolgenden Spektroskopieverstärker für die Referenzmessung aufgezeichnet. Werden anschließend die Kamerasignale aufgenommen, wechselt man den Vorverstärker und zeichnet ebenfalls die Signale der Referenzdiode auf. Beide Male werden die Daten mit Hilfe des Digitaloszilloskops genommen, das im „Average–Mode" betrieben wird, wobei über 200 Laserschüsse gemittelt wird. Die gemessenen Ausgangssignale sind jeweils ein direktes Maß für die im Detektor freigesetzte Ladung, welche wiederum der Lichtmenge proportional ist, die auf den Detektor trifft. Mittels der im vorigen Abschnitt ausführlich beschriebenen Eichungen der Ausleseketten können nun die freigesetzten Ladungsmengen berechnet werden. Deren Verhältnis ergibt dann den

Grad der Abschwächung des Laserlichts durch den jeweiligen Graufilter.
In Tabelle 3.7 sind die Abschwächungsfaktoren der beiden Graufiltersets aufgeführt, die für die Messungen im November 96 verwendet wurden. Dabei wurden die Signale der zwei verschiedenen Vorverstärker in den Shaper für die Referenzmessung geführt, der mit Verstärkung 200 und einer Shapezeit von $3\mu s$ betrieben wurde. Für die Berechnung der Abschwächung wurden die Shapersignale auf Verstärkung 20 umgerechnet, da die Ladungseichungen bei dieser Einstellung vorgenommen wurden.

Filterset	Ladung Q_o ohne Filter $[10^{-11}C]$ $\pm 3\%$	Ladung Q mit Filter $[10^{-15}C]$ $\pm 2\%$	Abschwächungsfaktor Q_o/Q
1 ($\lambda = 430nm$)	3,19	5,31	$6,01 \cdot 10^3$ $\pm 4\%$
2 ($\lambda = 470nm$)	1,96	10,2	$1,92 \cdot 10^3$ $\pm 4\%$

Tabelle 3.7: *Abschwächungsfaktoren der Graufiltersets 1 und 2*

3.3.6 Test der DC–Eichung im Pulsbetrieb

Beide Dioden wurden mit einem Eichprotokoll des jeweiligen Herstellers geliefert, welches in tabellarischer und graphischer Form die im Kalibrierlabor gemessenen spektralen Empfindlichkeiten enthält. Die Eichdaten beziehen sich ausschließlich auf Messungen mit konstanter eingestrahlter Lichtleistung, d.h. auf DC–Messungen. Für beide Dioden ist im Eichprotokoll für einen bestimmten Wellenlängenbereich in festen Wellenlängenabständen angegeben, welcher Strom durch welche einfallende Lichtleistung im Detektor erzeugt wird. Die Einheit ist *Ampere* pro *Watt*.
Bei der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Eichmessung werden jedoch kurze Lichtpulse gemessen, deren Energie bestimmt werden soll. Von der prinzipiellen Funktionsweise des verwendeten Detektors her sollte man dabei keinen Unterschied zwischen Puls– und DC–Betrieb erwarten, da in beiden Fällen die gleichen Vorgänge im Detektor selbst ablaufen sollten. Dennoch bestand der Wunsch nach einer Möglichkeit, die Gültigkeit der Eichung im DC–Betrieb für die Messung der Energie kurzer Lichtpulse zu überprüfen. Auf Anfrage bei mehreren Herstellern von Photodetektoren stellte sich heraus, dass von keiner Firma Siliziumdioden zu beziehen sind, die im Pulsbetrieb geeicht werden. Detektoren, die Pulsenergien messen, werden auf pyroelektrischer Basis hergestellt. Diese werden bei einer festen Wellenlänge absolut kalibriert. Bei geeigneter Beschichtung zeigt dieser Detektortyp

eine konstante spektrale Empfindlichkeit, sodass die Kenntnis eines Eichwertes auf den kompletten Wellenlängenbereich übertragen werden kann, in dem der Detektor sensitiv ist. Trotz dieses Vorteils der Kalibrierbarkeit für Pulsenergien sind Detektoren dieses Typs für die Eichmessung im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendbar, da ihre Energieschwelle zu hoch liegt. So können beispielsweise die empfindlichsten pyroelektrischen Joulemeter der Firma Newport Pulsenergien erst ab 100nJ detektieren, wogegen die am Teleskop gemessenen Pulsenergien in der Größenordnung 10^{-15} Joule (pro aktiver Fläche des Detektors von ca. $1cm^2$) liegen, entsprechend Photonenzahlen um 10000.
Eine Möglichkeit, die Übertragbarkeit der DC–Eichung auf Pulsenergiemessungen zu überprüfen, besteht darin, die Energie von Laserpulsen sowohl mit einem Joulemeter auf pyroelektrischer Basis als auch mit der DC–kalibrierten Diode zu messen. Wie eben dargelegt, unterscheiden sich die Empfindlichkeiten beider Detektortypen jedoch um Größenordnungen, sodass eine simultane Messung unmöglich ist.
Ein pyroelektrischer Energiedetektor stand uns erst nach Abschluss der zweiten Messperiode im November 96 zur Verfügung, die Ergebnisse der Vergleichsmessung mit der kalibrierten Diode sollen jedoch bereits an dieser Stelle dargelegt und ihre Auswirkungen auf die Auswertung der Messdaten beschrieben werden.
Der uns zur Verfügung stehende Pulsenergiedetektor (pyroelektrisch) reagiert erst auf Pulsenergien $\geq 30\mu J$, sodass nur die Platzierung im gebündelten, unabgeschwächten Strahl des N_2–Lasers ein messbares Signal hervorruft. Diese Messung kann nicht unmittelbar auf die kalibrierte Siliziumdiode (bzw. auf diese Diode mit anschließender Auslesekette, bestehend aus ladungsempfindlichem Vorverstärker und Spektroskopieverstärker) übertragen werden, da bei dieser Pulsenergie Ladungsmengen freigesetzt werden, die weit über dem dynamischen Bereich des verwendeten Vorverstärkers und auch der Diode liegen. Aus diesem Grund muss zunächst die Intensität des Laserstrahls herabgesetzt werden, und zwar mittels eines geeigneten optischen Abschwächers. Ein solcher Abschwächer kann jedoch höchstens bis zu einem Abschwächungsfaktor 10^4 auf einige Prozent genau geeicht werden. Damit befindet man sich allerdings immer noch außerhalb des dynamischen Bereichs des Vorverstärkers. Die Ladungsmenge, die in der Diode erzeugt wird, kann somit nicht mit Hilfe der in Kapitel 3.3.3 genauer erläuterten Ladungseichung der Auslesekette berechnet werden.
Es musste also eine andere Möglichkeit gefunden werden, die in der Diode freigesetzte Ladung zu bestimmen. Hierfür wurde schließlich folgendes Verfahren angewandt: Um die Ladung zu errechnen, die durch einen Laserpuls in der Diode freigesetzt wird, wandelt man den in der Diode kurzzeitig fließenden Strom $I(t)$ über einen Arbeitswiderstand $R = 1k\Omega$ in einen Spannungspuls $U(t)$ um. Dieser Spannungspuls wird mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet, welches die Messung der

Pulsfläche $\int U(t)\,dt$ erlaubt. Bei bekanntem Arbeitswiderstand R folgt damit

$$Q = \int I(t)\,dt = \frac{1}{R} \cdot \int U(t)\,dt \tag{3.3}$$

Diese Messung erfolgt bei der Wellenlänge λ, die durch die Lasercharakteristik festgelegt ist: $\lambda = 337.1nm$. Durch Veränderung der Blendengröße konnte die Pulsenergie etwas variiert werden. Abbildung 3.18 zeigt schematisch den Messaufbau.

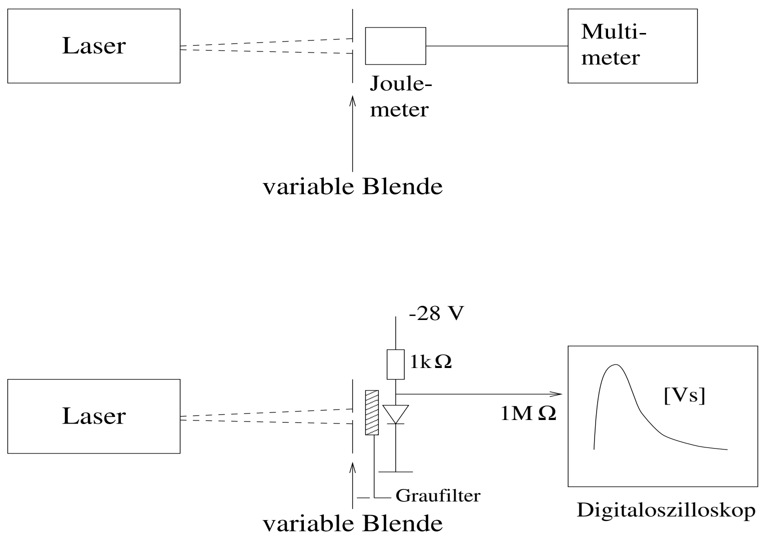

Abbildung 3.18: *Messaufbau zum Vergleich der Pulsenergiewerte*

Die Auslese der Signale des Joulemeters erfolgt mit einem Digitalmultimeter. Der Kalibrationswert des Joulemeters wird vom Hersteller mit 8 V/J angegeben [NEW96]. Das Digitalmultimeter zeigt die Pulsenergie direkt in μJ an, während das Diodensignal zunächst in *Voltsekunden* vorliegt. Hieraus lässt sich mit der Formel 3.3 die geflossene Ladung errechnen. Anschließend berechnet man mit der spektralen Empfindlichkeit der Diode bei dieser Wellenlänge die Pulsenergie, die sich ergibt, wenn die DC–Eichung ohne Korrektur übernommen wird. Für den Hamamatsu–Detektor entnimmt man aus dem Eichprotokoll (siehe Abbildung 3.19) 89mA/W bei $\lambda = 335nm$.

W.L.	S	Q.E.	W.L.	S	Q.E.	W.L.	S	Q.E.	W.L.	S	Q.E.
nm	mA/W	%	nm	mA/W	%	nm	mA/W	%	nm	mA/W	%
200	78	48.4	350	95	33.7	600	434	89.6	900	613	84.5
210	93	54.6	360	107	36.9	620	450	89.9	920	620	83.6
220	98	55.3	370	113	37.9	640	465	90.2	940	631	83.3
230	98	52.8	380	129	42.0	660	479	90.0	960	644	83.2
240	92	47.6	390	149	47.3	680	492	89.8	980	643	81.3
250	77	38.4	400	167	51.7	700	502	88.9	1000	630	78.2
260	63	30.0	420	204	60.3	720	514	88.5	1020	576	70.0
270	50	22.8	440	240	67.7	740	526	88.2	1040	466	55.6
280	49	21.6	460	271	73.2	760	539	87.9	1060	308	36.1
290	56	23.9	480	300	77.5	780	552	87.7	1080	198	22.8
300	67	27.6	500	330	81.8	800	558	86.5	1100	124	14.0
310	74	29.6	520	355	84.6	820	568	85.9	1120	73	8.1
320	79	30.6	540	377	86.5	840	581	85.8	1140	38	4.1
330	86	32.4	560	396	87.8	860	591	85.3	1160	15	1.6
340	92	33.5	580	417	89.2	880	602	84.8	1180	2	0.2

Tested Date Jul. 18, 1996 25℃ 50%

Checked by Y. Hiramatsu

Tested by M. Hagiwara

H A M A M A T S U

Abbildung 3.19: *Kalibrationsdaten für den Detektor S3590–06 der Firma Hamamatsu (Auszug aus dem Eichprotokoll [HAM2])*

Filter 1 bzw. 2 bezeichnen dabei die Graufiltersets, die für die Messungen auf La Palma benutzt wurden. Für die Abschwächungsfaktoren dieser Filtersets, deren Berechnung in Kapitel 3.3.5 erläutert und durchgeführt wird, ergeben sich folgende Werte:

- Filterset 1: $(6,01 \pm 0,24) \cdot 10^3$fache Abschwächung
- Filterset 2: $(1,92 \pm 0,08) \cdot 10^3$fache Abschwächung

Die Energie, die dem Diodensignal gemäß der DC–Eichung entspricht, erhält man mittels Division der berechneten Ladungsmenge durch die bei λ=335nm angegebene spektrale Empfindlichkeit von 89 mA/W bzw. 89 mC/J (unter der Annahme, dass diese Umrechnung zulässig ist). Dieser Wert ist laut Eichprotokoll mit einer Unsicherheit von $\pm$10% behaftet. Da in die Berechnung der von der Diode detektierten Energie zusätzlich noch die Werte der Abschwächungsfaktoren der Graufilter eingehen, muss deren Fehler von $\pm$4% ebenfalls berücksichtigt werden. Hieraus resultiert ein Gesamtfehler für die Pulsenergiewerte von $\pm$11%.
Als Mittelwert für das Verhältnis E/E_o erhält man $1,36 \pm 0.04$.

$E_o[\mu J]$ ($\pm1\%$)	Pulsfläche[nVs] ($\pm2\%$)	Filter	Ladungsmenge $[10^{-10}\mathrm{C}]$ ($\pm2\%$)	E$[\mu J]$ ($\pm11\%$)	E/E_o
32,4	642	1	6,42	43,4	1,34
32,3	2000	2	20,0	43,2	1,34
29,5	560	1	5,60	37,8	1,28
30,5	1960	2	19,6	42,3	1,39
39,2	790	1	7,90	53,4	1,36
39,2	2530	2	25,3	54,6	1,39
38,9	760	1	7,60	51,3	1,32
38,9	2500	2	25,0	53,9	1,39
28,6	580	1	5,80	39,2	1,37
28,6	1820	2	18,2	39,3	1,37
37,4	743	1	7,43	50,2	1,34
37,4	2470	2	24,7	53,3	1,43

Tabelle 3.8: *Vergleich der gemessenen Pulsenergien; E_o bezeichnet die mit dem Joulemeter direkt gemessene Pulsenergie, E ist der Energiewert, der sich aus der DC–Eichung der kalibrierten Diode ergibt. 1 und 2 bezeichnen verschiedene Graufilterwerte.*

Aus dieser Messung kann man schließen, dass die einfache Umrechnung der Kalibrationswerte der Diode von A/W in C/J nicht zulässig ist. Die Abweichung konnte aufgrund der unterschiedlichen Sensitivitäten von Diode und geeichtem Joulemeter nur bei einer festen Wellenlänge gemessen werden. Bis ein Verfahren entwickelt ist, welches die absolute Kalibration der Diode im Pulsbetrieb erlaubt, muss die Abweichung der mit der Diode gemessenen Pulsenergie von 36% über dem wahren Wert als systematischer Fehler in der Datenauswertung berücksichtigt werden.

Kapitel 4

Der Versuchsaufbau auf La Palma

Im August 1996 wurde das in dieser Arbeit vorgestellte Verfahren zur Kalibration eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops auf dem HEGRA–Gelände auf dem Roque de los Muchachos auf La Palma erstmals getestet. Das Messprinzip erwies sich dabei als prinzipiell anwendbar, doch aufgrund technischer Schwierigkeiten konnte die gewünschte Genauigkeit der Messung nicht erreicht werden. Im November 1996 konnte das verbesserte Verfahren während eines zweiten Aufenthalts auf dem HEGRA–Areal eingesetzt werden.
Das zu eichende Tscherenkow–Teleskop ist das Teleskop 4 des Systems Abbildender Tscherenkow–Teleskope der HEGRA–Kollaboration. Dieses Teleskop ist seit Mai 1996 voll funktionstüchtig. Es arbeitete zum Zeitpunkt der Kalibrationsmessungen noch mit einem 40MHz–Flash–ADC–System, soll aber 1997 auf den schnelleren 120MHz–FADC umgerüstet werden.

4.1 Beschreibung des experimentellen Aufbaus

Wie bereits in 3.2 erläutert, muss die Entfernung Laser–Teleskop sehr genau bestimmt werden, da nur für einen schmalen Bereich dieser Entfernung das Bild in der Kamera den Anforderungen nach gleichmäßiger Ausleuchtung und Begrenzung auf die inneren Ringe der PM–Matrix genügt. Erschwerend kommt hinzu, dass auf dem HEGRA–Gelände sowohl die Detektoren des AIROBICC–Experiments, die Szintillatorhütten und die Myonentürme stehen, von denen Letztere unter manchen Blickwinkeln das Gesichtsfeld des zu eichenden Teleskops teilweise verdecken. Es musste also ein Standort für die Lichtquelle gefunden werden, der zum Einen die Bedingungen der Geometrie der Abbildung erfüllt und freie Sicht auf CT4 bietet, zum Anderen eine stabile Positionierung des Lasers sowie der Referenzdiode und der

Vorverstärker garantiert. Nachdem mehrere Standorte getestet worden waren, fiel die Wahl auf das Dach eines Containers, der sich etwa 15m vom zentralen Teleskop CT3 entfernt befindet.
Auf diesem Container wurde die Box, in der sich der N_2–Laser befindet, auf einem höhenverstellbaren Dreibein so positioniert, dass CT4 in fast waagrechter Ausrichtung komplett beleuchtet werden konnte.
Zuerst wurde der Abstand Laser–Teleskop so genau wie möglich bestimmt. Dies geschah mit einem Theodolithen, welcher auch zur Messung der Teleskoppositionen auf dem HEGRA–Gelände benutzt wird. Mit diesem Gerät lassen sich Winkel zwischen Objekten auf 0.001^o genau vermessen, eine Genauigkeit, die für die Bestimmung der Teleskopposition jedoch nicht nötig war.
Zur Messung des Abstands Teleskop–Laser wurde der Theodolith direkt über dem an der Austrittsöffnung des Laserstrahls aus der Kiste angebrachten Szintillator platziert. Eine mit zwei in bekanntem Abstand angebrachten Markierungen versehene Messlatte wurde senkrecht in bekanntem Abstand vor der Mittelachse von CT4 befestigt. Danach wurden mit dem Theodolithen die Winkel α und β von der Horizontalen zu den beiden Markierungen gemessen. Entfernungen und Winkel sind in Abbildung 4.1 dargestellt:

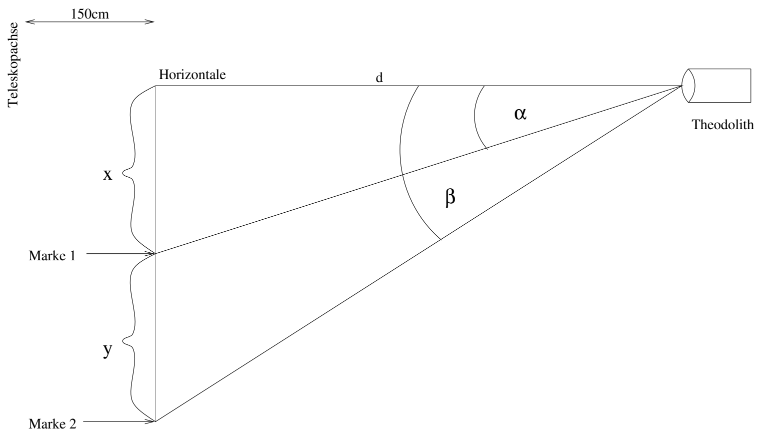

Abbildung 4.1: *Winkel und Entfernungen zur Positionierung von CT4*

Mittels dieser Messwerte lässt sich der Abstand Theodolith–Teleskop berechnen. Für den Abstand d erhält man folgenden Ausdruck:

$$d = \frac{y}{\tan\beta - \tan\alpha} \tag{4.1}$$

Diese Strecke d muss noch um den Abstand Messlatte–Teleskopachse von 150cm verlängert werden, damit man den wahren Abstand Theodolith–Teleskop D erhält, welcher im Experiment $65.4m \pm 0.3m$ beträgt.
Abbildung 4.2 macht deutlich, wie die einzelnen Komponenten Teleskop, kalibrierte Diode und Laser relativ zueinander ausgerichtet sein müssen.

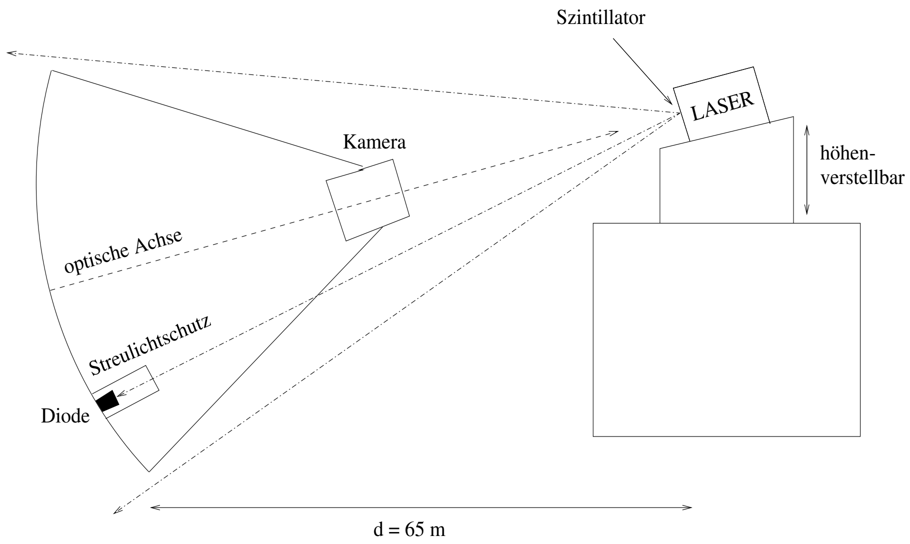

Abbildung 4.2: *Relative Ausrichtung der einzelnen Komponenten (Teleskop, Diode, Laser) zueinander (nicht maßstabsgetreu)*

Man erkennt, dass die optische Achse des Teleskops und die Mittelachse des Strahlenbündels aus dem Szintillator zusammenfallen müssen. Um dies zu erreichen, musste zunächst das Teleskop so positioniert werden, dass es genau auf das Lichtaustrittsfenster der „Laserbox " zeigt. Dies wurde erreicht, indem man die bereits bekannten Alt/Az–Werte von CT4 relativ zu einem festen Referenzpunkt auf dem Gipfel des Roque de los Muchachos benutzt und die Winkel zwischen diesem Punkt und dem Teleskop von der Position des Lasers aus misst.
Nachfolgend werden die so mit Hilfe des Theodolithen bestimmten Alt/Az–Koordinaten angegeben, auf die CT4 während der Kalibrationsmessungen gefahren wurde:

- Altitude: 3.7^o
- Azimuth: 174.1^o

Als Nächstes musste die Neigung der Schiene, auf der die Laserbox fest verschraubt war, so ausgerichtet werden, dass die gedachte Mittelachse des nach dem Szintillator austretenden Strahlenbündels mit der optischen Achse des Teleskops zusammenfällt. Dies geschah mit Hilfe eines auch für die Ausrichtung des Streulichtschutzrohres verwendeten Peilrohrs mit einem Fadenkreuz an beiden Enden, das auf der Laserbox befestigt wurde.

Schließlich musste noch die Halterung der kalibrierten Diode am Spiegelträger befestigt werden, wobei darauf zu achten war, dass das Streulichtschutzrohr exakt auf den Szintillator (also die „Punktlichtquelle“) gerichtet war, um eine Abschattung der Diode zu vermeiden. Diese Ausrichtung geschah mittels eines in das Streulichtschutzrohr genau eingepassten Peilrohrs (s.o.) . Mit vier Stellschrauben konnte die Neigung der Diodenhalterung so gewählt werden, dass die Diode genau auf den Szintillator, der für diesen Zweck beleuchtet wurde, ausgerichtet werden konnte.

Um die Uniformität der Ausleuchtung der Spiegelfläche vor Beginn der Kalibrationsmessungen zu testen, wurde die Laserbox um eine (gedachte) senkrechte Achse durch die Lichtaustrittsöffnung in 2^o–Schritten jeweils 10^o nach links und rechts von der Mittelachse des austretenden Strahlenbündels gedreht. Dabei wurde zu jeder Position der Laserbox das Signal der kalibrierten Diode am Spiegelträger aufgezeichnet. Innerhalb der Fehlergrenzen erwies sich das Diodensignal als konstant, die Homogenität der Beleuchtung war folglich sichergestellt.

Kapitel 5

Auswertung der Messdaten

In diesem Kapitel werden die während des Aufenthalts auf dem HEGRA–Gelände im November 1996 gewonnenen Daten dargestellt und anschließend die Berechnung der Relation *FADC–Amplitude zu Energie pro Fläche* durchgeführt.
Aufgrund schlechter Wetterbedingungen konnten nur während eineinhalb Nächten Messungen durchgeführt werden. Es stehen insgesamt drei komplette Datensätze (Kamera– und Diodendaten) zur Verfügung, wobei zwei Messungen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 430nm$ und eine bei $\lambda = 470nm$ durchgeführt wurden. Bei jeder Messung wurden Dioden– und Kameramessung direkt hintereinander vorgenommen, um gleiche Versuchsbedingungen sowohl bezüglich Laserstabilität als auch bezüglich atmosphärischer Bedingungen zu garantieren.

5.1 Auswertung der Diodendaten

Bei der Auswertung wird wie folgt vorgegangen:
An die mit dem ADC gemessene Amplitudenverteilung der Diodensignale wird eine Gaußfunktion angepasst, um Mittelwert und Breite zu bestimmen. Mit Hilfe der ADC–Eichkurve 3.11 und der damit bestimmten Formel für die Umrechnung ADC–Kanal zu Spannungsamplitude (siehe Formel 3.1) werden die dem Mittelwert entsprechenden Spannungsamplituden ermittelt. Aus der Ladungseichung der Auslesekette der kalibrierten Diode ergibt sich dann die im Detektor freigesetzte Ladungsmenge. Hierbei ist zu beachten, dass die Messungen mit einem Shaper–Gain von 1000 durchgeführt wurden, da die Lichtmenge am Spiegel so gering war, dass bei einem Shaper–Gain von 20 die Diodensignale nur wenige Millivolt betragen hätten. Diese kleinen Signalamplituden liegen jedoch im Bereich des ADC–Offsets von 12 ADC–Kanälen, sodass sie ohne weitere Verstärkung nicht verwertbar sind.

Die Ladungseichungen der Ausleseketten wurden dagegen bei einem Gain von 20 vorgenommen, sodass die Auswertung erst nach Umrechnung des Diodensignals auf diesen Verstärkungsfaktor stattfinden kann. Für die Linearität des Shaper–Gains wurde experimentell eine Genauigkeit von 1% ermittelt.
Aus der so ermittelten Ladungsmenge wird anschließend unter Verwendung des Eichprotokolls der Diode die Energie pro aktiver Detektorfläche bei der gewählten Wellenlänge berechnet. Die relative Breite der Transmissionskurven der verwendeten Interferenzfilter beträgt laut Eichprotokoll des Herstellers LOT Oriel bei 430 nm und bei 470 nm 1%. Diese Ungenauigkeit ist jedoch gegenüber dem Fehler der Eichung der Diode von 5% vernachlässigbar.
Für die beiden Wellenlängen sind nachfolgend die spektralen Empfindlichkeiten aus dem Eichprotokoll angegeben (Interpolation zwischen 420 nm und 440 nm bzw. zwischen 460 nm und 480 nm).

- λ=430 nm: 222 mA/W $\pm$5% ($\hat{=}$222 mC/J)
- λ=470 nm: 286 mA/W $\pm$5% ($\hat{=}$286 mC/J)

5.1.1 Analyse für $\lambda = 430nm$

Für $\lambda = 430nm$ stehen zwei Datensätze zur Verfügung. Pro Messung wurden ca. 2000 Laserschüsse aufgenommen. Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen die Verteilungen der Amplituden der Diodensignale, wie sie mit dem 13bit–ADC aufgenommen wurden.
Beim Vergleich der beiden Amplitudenspektren fällt auf, dass die Verteilung bei der zweiten Messung etwas breiter und der Mittelwert ca. 5% kleiner ist als bei der ersten Messung. Dies ist dadurch zu erklären, dass bei der zweiten Messung der Laser bereits etwa eine Stunde kontinuierlich in Betrieb war, da zuerst eine Messung bei 470 nm durchgeführt worden war. Bereits im Labor hatte sich gezeigt, dass die Stabilität und die mittlere Energie der Laserpulse nach längerem Betrieb ohne Unterbrechung ($\geq 0,5$ Stunden) leicht abnehmen.
Mit der Formel 3.1 für die Umrechnung der ADC–Werte in Spannungswerte erhält man aus den beiden Spektren folgende Signalamplituden:

- 1.Messung: Mittelwert = 740 ADC–Kanäle $\hat{=}$ 731 mV $\pm$ 7 mV
- 2.Messung: Mittelwert = 708 ADC–Kanäle $\hat{=}$ 699 mV $\pm$ 7 mV

Der Fehler des Mittelwerts ergibt sich gemäß $\sigma/\sqrt{N}$, wobei N die Anzahl der registrierten Ereignisse bezeichnet.Mit $N \simeq 2000$ erhält man für die erste Messung einen

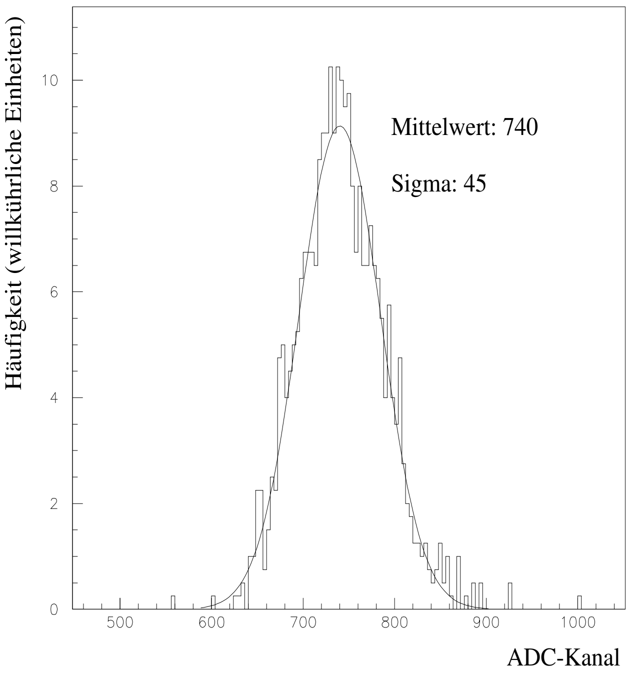

Abbildung 5.1: *Amplitudenverteilung der Diodensignale für die erste Messung bei $\lambda = 430nm$; aufgetragen sind in willkührlichen Einheiten die Einträge in jedem ADC–Kanal, wobei wegen der Übersichtlichkeit der Darstellung mehrere Kanäle zusammengefasst wurden.*

Fehler von 1,0 ADC–Kanälen, für die zweite einen Fehler von 1,3 ADC–Kanälen. Dies sind 0,1% bzw 0,2% Ungenauigkeit aus der relativen Breite der Verteilungen. Der nächste Schritt ist nun die Umrechnung dieser Spannungswerte in entsprechende Ladungsmengen mittels der Ladungseichung der Auslesekette für die kalibrierte Diode.
Aus Tabelle 3.4 liest man für die Ladungseichung den Wert $(6,49^{+}_{-}0,07) \cdot 10^{-14}$ Coulomb/Volt ab. Multiplikation dieses Eichwertes mit den auf Gain 20 umgerechneten Spannungsamplituden ergibt die erzeugte Ladungsmenge. In Tabelle 5.1 sind Spannungen, Ladungsmengen und zugehörige Energien aufgeführt.

In der dritten Spalte der Tabelle 5.1 sind die Energiewerte angegeben, die den jeweiligen Ladungsmengen gemäß dem DC–Eichprotokoll entsprechen. Auf die systema-

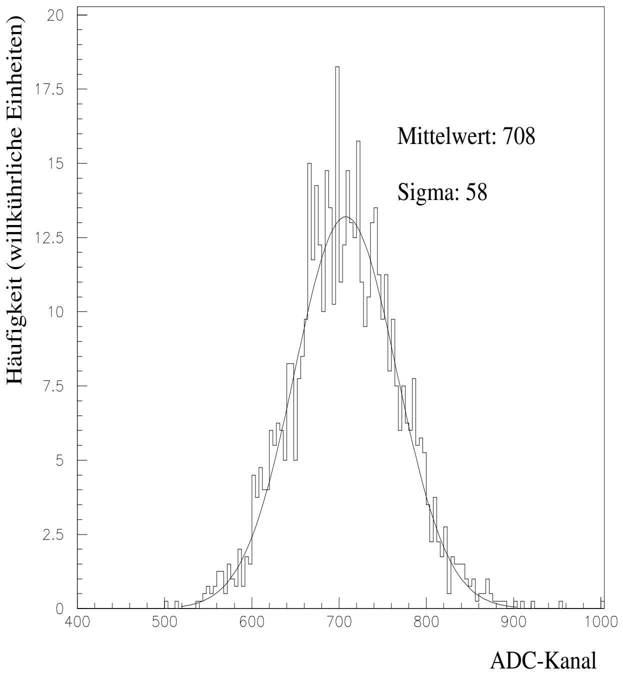

Abbildung 5.2: *Amplitudenverteilung der Diodensignale für die zweite Messung bei $\lambda = 430nm$; Darstellung siehe Abbildung 5.1.*

Amplitude [mV] $\pm 1,5\%$ (bei Gain 20)	Ladung $[10^{-16}C]$ $\pm 2\%$	Energie pro Diodenfläche $[10^{-15}J]$ $\pm 5\%$	Energie pro Fläche $[10^{-15}J/cm^2]$ $\pm 5\%$
14,6	9,48	4,27	4,80
14,0	9,09	4,09	4,60

Tabelle 5.1: *Die Tabelle zeigt die Spannungswerte nach Umrechnung auf Shaper–Gain 20, die diesen entsprechende Ladungsmengen sowie die Energiemengen pro aktiver Diodenfläche, die diese Ladungen laut DC–Eichprotokoll erzeugen; die letzte Spalte enthält die Energie pro Flächeneinheit.*

tische Abweichung der angegebenen Energien von den im Pulsbetrieb gemessenen wurde bereits in Abschnitt 3.3.1 hingewiesen.

5.1.2 Analyse für $\lambda = 470nm$

Für $\lambda = 470nm$ liegt ein Datensatz aus der Messperiode im November vor. Das Amplitudenspektrum ist in Abbildung 5.3 zu sehen.

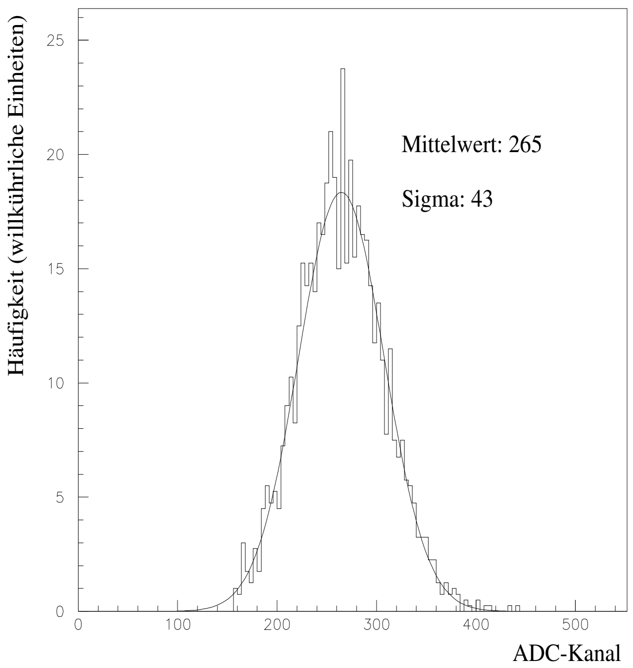

Abbildung 5.3: *Amplitudenverteilung der Diodensignale für die Messung bei $\lambda = 470nm$; Darstellung siehe Abbildung 5.1.*

Man erkennt, dass die Lichtmenge am Spiegel um etwa einen Faktor 3 geringer ist als bei $\lambda = 430nm$. Dies ist zum Einen dadurch zu erklären, dass das Szintillatorspektrum zu größeren Wellenlängen rasch abfällt. Die Sensitivität der Diode steigt dagegen zu größeren Wellenlängen hin an, sodass das Verhältnis der Lichtmengen nicht exakt das Szintillatorspektrum wiedergibt.
Analoge Rechnung wie in 5.1.1 ergibt folgende Werte:

- Mean = 256 ADC–Kanäle ≙ 254 mV $\pm$ 4 mV

Amplitude [mV] $\pm 1,5\%$ (bei Gain 20)	Ladung $[10^{-16}C]$ $\pm 2\%$	Energie pro Diodenfläche $[10^{-15}J]$ $\pm 5\%$	Energie pro Fläche $[10^{-15}J/cm^2]$ $\pm 5\%$
5,1	3,31	1,16	1,30

Tabelle 5.2: *Messwerte für* $\lambda = 470nm$

5.2 Auswertung der Kameradaten

Bei der Auswertung der Kameradaten stellte sich heraus, dass die Summe der FADC–Amplituden bei einigen wenigen Ereignissen signifikant unter dem Mittelwert lag. Mit Hilfe des „Offline–Display"–Programms, welches die Lichtverteilung in der Kamera zu jedem Ereignis anzeigt, konnten diese Ereignisse als das von relativistischen Myonen ausgesandte, ringförmig verteilte Tscherenkow–Licht identifiziert werden. Bei der Analyse wurden diese Ereignisse, obwohl sie nur einen sehr geringen Prozentsatz ausmachten, verworfen.
Das Analyseprogramm, das auch für die Auswertung normaler Beobachtungsdaten verwendet wird, enthält eine Routine für die Pulsformanalyse [HES], mit der die Zeitstruktur eines Ereignis sehr genau ermittelt werden kann. Bei der Analyse der mit dem 40 MHz–FADC gewonnenen Daten wird das sog. „dynamische Pedestal"verwendet, d. h. der FADC–Offset wird in regelmäßigen Zeitabständen neu bestimmt und von den Signalen subtrahiert. Dies ist wichtig, da der Offset des 40 MHz–FADC von Pixel zu Pixel verschieden ausgeprägte temperaturabhängige Schwankungen zeigt, die während der jeweils ca. 10 Minuten dauernden Datennahme mit der Kamera bereits eine deutliche Auswirkung auf die Verteilung der FADC–Amplitudensumme haben. Abbildung 5.4 macht deutlich, wie der FADC–Offset bei unterschiedlichen Pixeln der Kamera von CT4 schwankt.

Die beiden Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen je eine Lichtverteilung in der Kamera. Die Zahlen geben die FADC–Amplituden nach Subtraktion des Pedestals in jedem einzelnen Pixel an.

Man erkennt deutlich eine ausgeprägte Strukturierung der Lichtverteilung in der Kamera. Diese kommt durch die Unterteilung des Reflektors in Einzelspiegel und

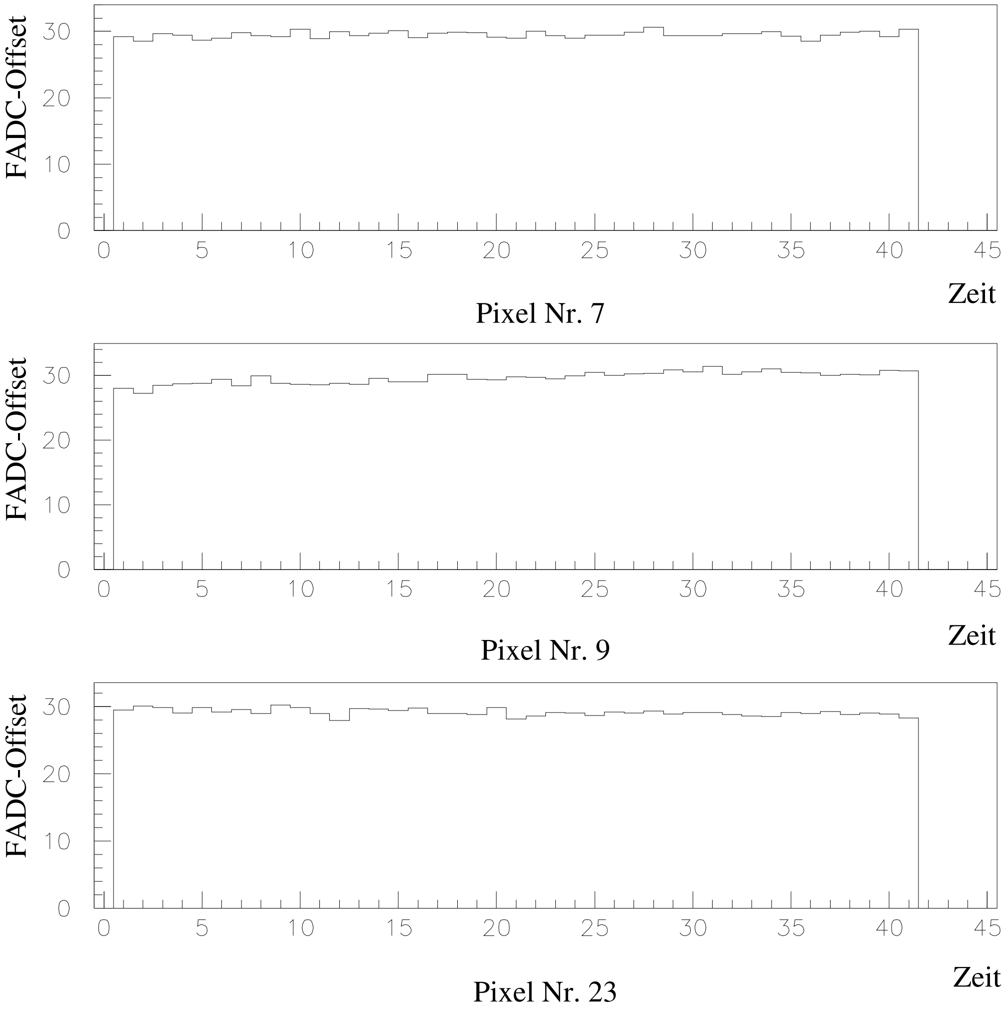

Abbildung 5.4: *Zeitlicher Verlauf des FADC–Offset für drei verschiedene Pixel; oben ein Pixel, bei welchem der FADC–Offset in guter Näherung stabil ist, darunter zwei andere Pixel, bei denen man einen Anstieg bzw. Abfall des Offset beobachtet.*

durch die Abschattung gewisser Teilbereiche der reflektierenden Flächen durch die die Kamera tragenden Masten und die Kamera selbst zustande. Die Kamera verursacht den abgeschatteten Bereich in der Mitte der Bilder. Die unsymmetrische Form des Schattens kommt von dem geöffneten Deckel der Kamera.

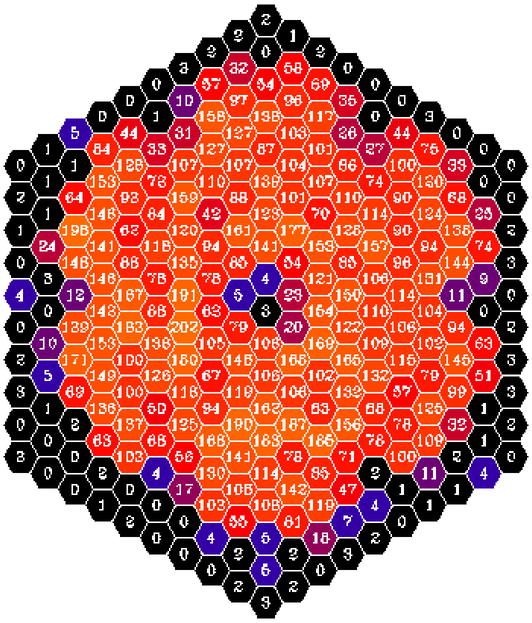

Abbildung 5.5: *Lichtverteilung in der Kamera während der Messung bei $\lambda = 430nm$; die Zahlen in den Pixeln geben die FADC–Amplituden an.*

Die beobachtete Bildstruktur zeigt, dass sich die Einträge in den einzelnen Pixeln von PM zu PM unterscheiden. Für die Berechnung der benötigten Abschwächung durch die Graufilter wurde von einer mittleren FADC–Amplitude der beleuchteten Pixel ausgegangen, da die Struktur des Bildes in der Kamera und damit die unterschiedliche Lichtverteilung auf die einzelnen Photomultiplier vorab nicht genau bekannt war. Der Abschwächer wurde folglich so gewählt, dass die mittleren FADC–Signale möglichst bei FADC–Amplituden zwischen 80 und 100 liegen, da wesentlich kleinere Signale nur wenig über der FADC–Nulllinie liegen, die Photomultiplier andererseits bei Ausgangssignalen, die im FADC Amplituden ≥ 150 erzeugen, leicht nichtlinear werden. Das Verhalten der Photomultiplier bezüglich Linearität des Ausgangssignals wurde unter Verwendung eines speziell für diesen Messaufbau bestimmten Konversionsfaktors für das Verhältnis *Ausganssignal zu Photoelektronen* im Labor getestet [GH96].
Für Ausgangssignale ≤ 150 Photoelektronen arbeiten die PMs linear, für eine Amplitude von 230 Photoelektronen ermittelt man eine Nichtlinearität von 7%. Die Abbildung 5.7 zeigt den gemessenen Zusammenhang zwischen Eingangs– und Aus-

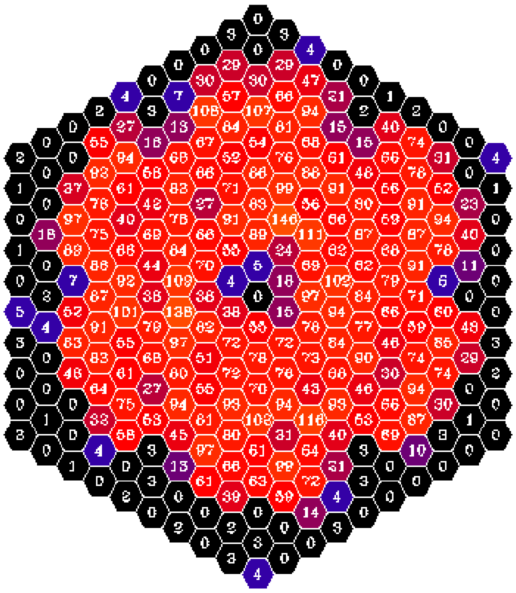

Abbildung 5.6: *Lichtverteilung in der Kamera während der Messung bei $\lambda = 470nm$; die Zahlen in den Pixeln geben die FADC–Amplituden an.*

gangssignal.

Bei der Analyse der verschiedenen Kalibrationsdaten stellte sich heraus, dass bei den Messungen bei $\lambda = 430nm$ einige Pixel Signale produzierten, deren Amplituden im FADC über 150 lagen. Die Zahl dieser „hellen "Pixel betrug bei den Messungen bei 430 nm etwa 20 (von 170 Pixeln, die im Schnitt jedes Ereignis getriggert haben), die Mittelwerte der Amplitudenverteilungen dieser Pixel lagen zwischen 170 und 190 FADC–Werten, entsprechend 170 bis 190 Photoelektronen. Dies entspricht einer Abweichung von der Linearität von ca. 3 bis 4%. Diese Abweichung von der Linearität wurde bei der Auswertung der Kameradaten unter Verwendung der Werte der Linearitätsmessung (Diagramm 5.7) korrigiert.
Teilweise verursachten die äußersten Ausläufer der Amplitudenverteilungen dieser Pixel auch einen Overflow im FADC. Der Overflow stellt an sich keine zusätzliche Schwierigkeit bei der Datenauswertung dar, da in dem verwendeten Analyseprogramm hierfür eine spezielle Routine eingebaut ist [HES], mit welcher auch Signalen außerhalb des dynamischen Bereichs des FADC eindeutig eine korrekte Amplitude

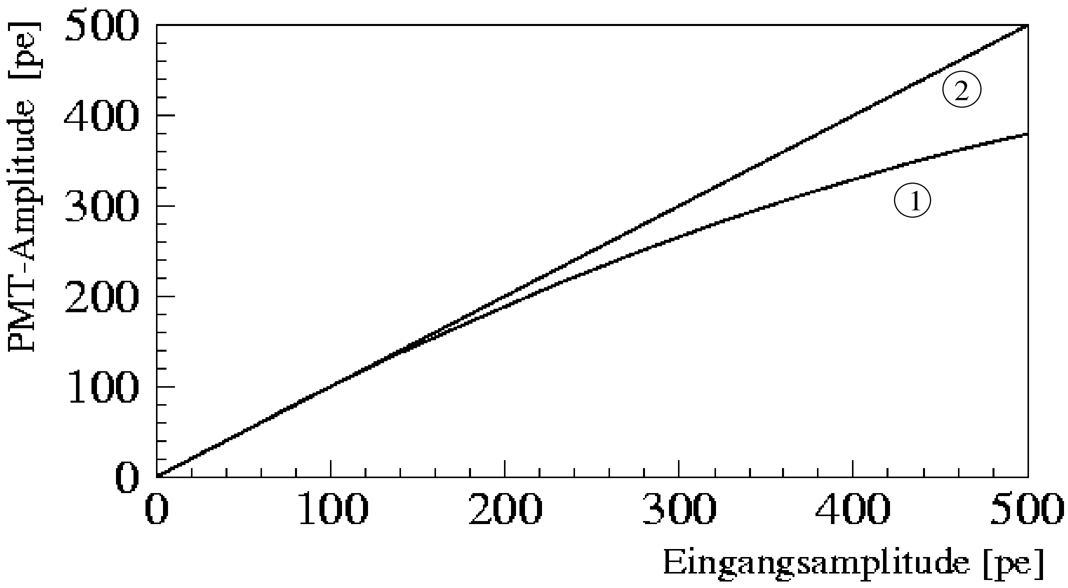

Abbildung 5.7: *.Kurve (1) zeigt den gemessenen Zusammenhang zwischen Eingangs– und Ausgangssignal der Photomultiplier im Pulsbetrieb, Kurve (2) den extrapolierten linearen Teil der Photomultiplierkennlinie; hiermit kann man Photomultipliersignalen über 150 Photoelektronen (p.e.) eindeutig einen Wert zuordnen, der der Amplitude im linearen Bereich entspricht.*

zugeordnet werden kann.
Betrachtet man die Verteilung der Summe aller FADC–Amplituden für jede einzelne Messung (Abb. 5.8 und 5.9 bzw. 5.10), so erkennt man eine leichte Abweichung dieser Verteilungen von der erwarteten Gaußform, die bei den Messungen bei 430 nm stärker ausgeprägt ist als bei der Messung bei 470 nm. Es fällt auf, dass die Verteilungen nicht genau symmetrisch um den Mittelwert verlaufen. Da die Intensität des Laserlichts während der Datennahme mit der Kamera mit Hilfe der Referenzdiode ständig kontrolliert wurde und sich dabei keine Drift der Intensität über die Dauer eines ca. zehnminütigen Runs feststellen ließ, kommt dies als Ursache nicht in Frage. Auch die Amplitudenverteilungen der einzelnen Pixel weisen keine Auffälligkeiten bezüglich der Form auf. Da die Verteilungen nicht genau symmetrisch um den berechneten Mittelwert verlaufen, wird bei der weiteren Rechnung ein systematischer Fehler von 3% einbezogen, der der Asymmetrie der Verteilungen und der daraus folgenden Ungenauigkeit bei der Bestimmung des Mittelwerts Rechnung trägt.

5.2.1 Analyse für $\lambda = 430nm$

Für die beiden Messungen bei $\lambda = 430nm$ werden zunächst die Verteilungen der FADC–Amplituden berechnet. Anschließend geht man analog zur Analyse der Diodendaten vor und bestimmt mit Hilfe von Gaußfits an die jeweilige Verteilung Mittelwert und Breite. Der in 5.2 diskutierte zusätzliche systematische Fehler wird anschließend in der Analyse mitberücksichtigt.
Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen die Verteilung der Summe aller FADC–Amplituden für die beiden Runs bei 430 nm.

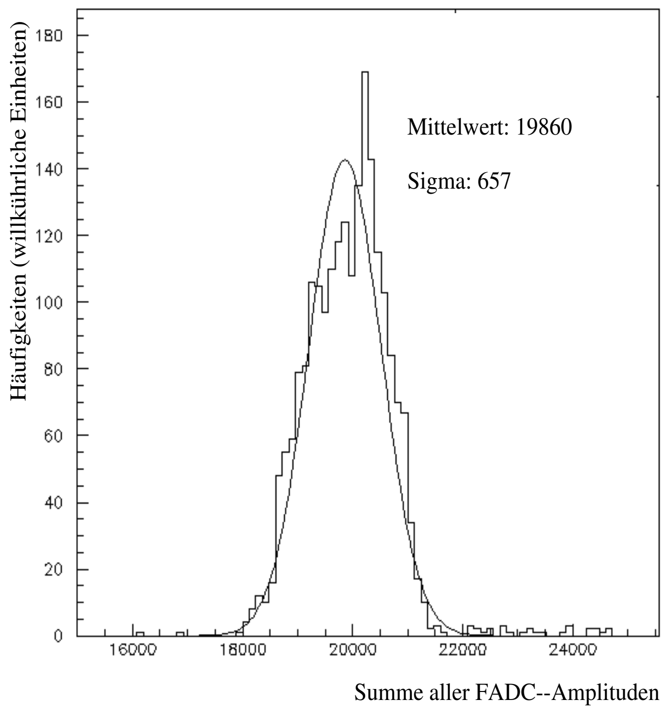

Abbildung 5.8: *Verteilung der Summe aller FADC–Amplituden für die erste Messung bei $\lambda = 430nm$; es wurden mehrere Kanäle zusammengefasst, um die Darstellung übersichtlich zu halten.*

Man erhält folgende Werte für die Summe der FADC–Amplituden:

- 1.Messung: $\sum FADC = 19860 \pm 0,1\% \; (statistisch) \pm 3\% \; (systematisch)$

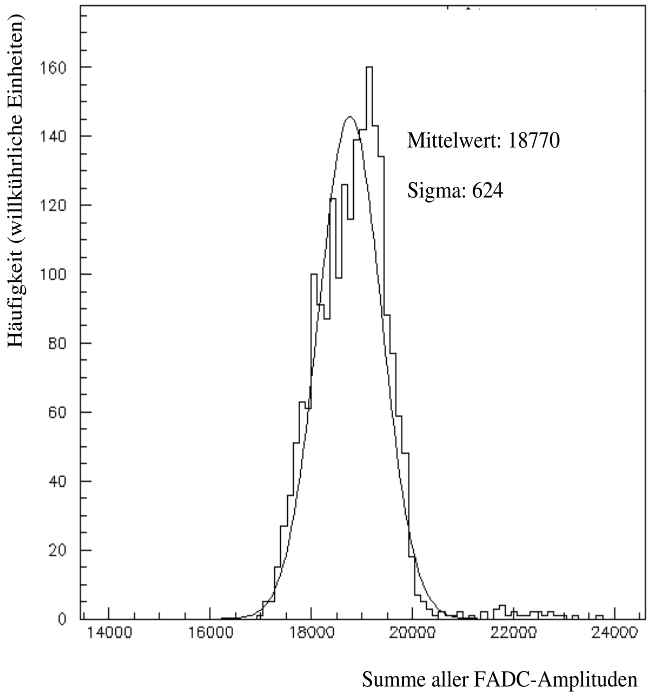

Abbildung 5.9: *Verteilung der Summe aller FADC–Amplituden für die zweite Messung bei $\lambda = 430nm$; Darstellung vgl. Abbildung 5.8.*

- 2.Messung: $\sum FADC = 18770 \pm 0,1\% \ (statistisch) \pm 3\% \ (systematisch)$

5.2.2 Analyse für $\lambda = 470nm$

In Abbildung 5.10 ist die Verteilung der FADC–Summen für die Messung bei $\lambda = 470nm$ zu sehen.

Bei $\lambda = 470nm$ erhält man als FADC–Amplitudensumme folgenden Wert:

- $\sum FADC = 13890 \pm 0,1\% \ (statistisch) \pm 3\% \ (systematisch)$

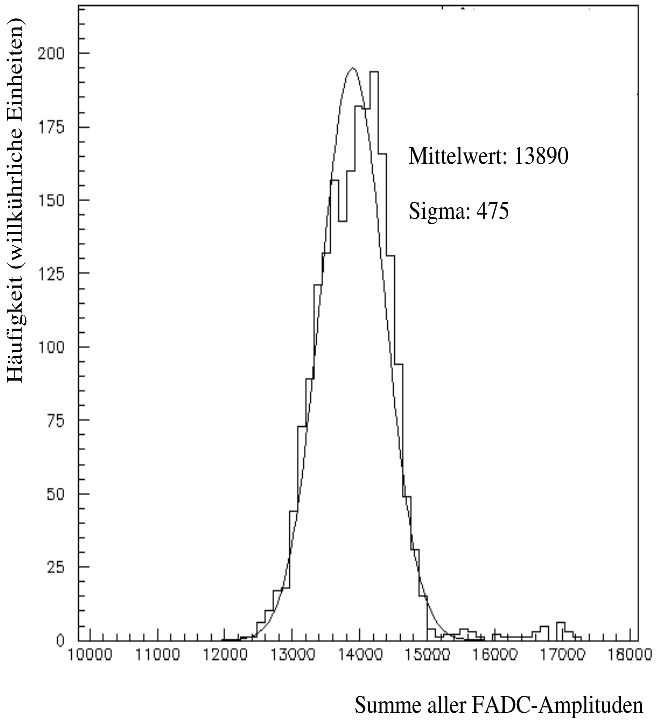

Abbildung 5.10: *Verteilung der Summe aller FADC–Amplituden für die Messung bei $\lambda = 470nm$; Darstellung vgl. Abbildung 5.8.*

5.2.3 Vergleich von Dioden– und Kameradaten

Als abschließender Schritt der Auswertung folgt die Gegenüberstellung von Dioden– und Kameradaten. Verglichen werden jeweils die mit der kalibrierten Diode am Ort der Spiegel gemessenen Energien pro cm^2 und die zugehörigen Summen aller FADC–Amplituden, um das Verhältnis dieser beiden Größen zu bestimmen. Tabelle 5.3 enthält die Messwerte für die drei Runs bei verschiedenen Wellenlängen. Die so errechneten Kalibrationswerte für die zwei verschiedenen Wellenlängen geben an, welche Energie pro cm^2 bei einer bestimmten Wellenlänge einer FADC–Amplitude vom Wert 1 entspricht.

		Energie/Fläche $[10^{-19} J/cm^2]$ $\pm 6\%$	$\sum FADC$ $\pm 3\%$	(Energie pro Flächeneinheit) pro FADC–Amplitude $[10^{-23} J/cm^2]$ $\pm 7\%$
$\lambda = 430nm$	1.Messung	7,99	19860	4,0
	2.Messung	7,65	18770	4,1
$\lambda = 470nm$	1.Messung	6,77	13890	4,9

Tabelle 5.3: *Die Tabelle enthält für die drei Messungen jeweils die Energie pro Flächeneinheit (Fehler $\pm 5\%$) nach Division durch den Abschwächungsfaktor (Fehler $\pm 4\%$) des jeweiligen Graufilters, die dieser entsprechende Summe aller FADC–Amplituden (Fehler $\pm 3\%$) sowie das Verhältnis dieser beiden Größen.*

5.3 Vergleich mit Kalibrationswerten aus Laserruns

Mit Hilfe der in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Laserruns zur Angleichung der Verstärkungen der einzelnen Pixel kann man das Verhältnis von an der Photokathode ausgelösten Photoelektronen zu FADC–Amplitude ermitteln. Kennt man diesen Wert, so lässt sich hieraus mit einer Genauigkeit von ca. 20% der Wert für das Verhältnis Energie pro Flächeneinheit zu FADC–Amplitude berechnen.

5.3.1 Bestimmung des Konversionsfaktors mittels Laserruns

Der Konversionsfaktor bezeichnet das Verhältnis *Photoelektronen zu FADC–Amplitude*. Dieses Verhältnis lässt sich folgendermaßen bestimmen:
Bei den in regelmäßigen zeitlichen Abständen durchgeführten *Laserruns* wird die Kamera gleichmäßig mit kurzen Lichtpulsen beleuchtet, deren Spektrum dem des atmosphärischen Tscherenkow–Lichts ähnelt (vgl. 2.2.2). Während eines Laserruns werden für 100 Laserschüsse die FADC–Amplituden jedes einzelnen Pixels aufgezeichnet. Ziel ist dabei, aus der relativen Breite der Amplitudenverteilung für jedes Pixel die Anzahl N der an der Photokathode ausgelösten Photoelektronen zu berechnen, die der gemessenen mittleren FADC–Amplitude entspricht. Diese relative Breite σ_{ges}, die sich als RMS geteilt durch den Mittelwert der Amplitudenverteilung errechnet, setzt sich wie folgt zusammen:

$$\sigma_{ges}{}^2 = \left(\frac{1}{\sqrt{N}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{ees}}{\sqrt{N}}\right)^2 + \sigma_{Phase}{}^2 \tag{5.1}$$

Der erste Term stellt die durch die Schwankung der Anzahl an der Photokathode ausgelöster Elektronen (Poisson–Statistik) bedingte Breite dar.
σ_{ees} ist die relative Breite des sog. „Einzel–Elektronen–Spektrums“, dessen Bestimmung in [MH95] genau erläutert wird. Das Einzel–Elektronen–Spektrum gibt die Ladungsmenge an, die von einzelnen an der Kathode ausgelösten Elektronen erzeugt wird.
Der dritte Summand gibt den Beitrag der Phasenabhängigkeit der Amplitude im FADC an. Bedingt durch die Breite der Zeitintervalle, mit denen das Analogsignal im FADC abgetastet wird, kann der gewandelte Wert für die Pulsamplitude etwas variieren, abhängig vom Beginn der Wandlung im FADC. Dieser Effekt trägt zur Breite der Verteilungen ebenfalls bei. Ausführliche Messungen dieser sog. *Phasenabhängigkeit* finden sich in [HES].
Typische Werte für die verschiedenen Beiträge zur Gesamtbreite werden wie folgt angegeben:

- $\sigma_{ees} = 0{,}5$

- $\sigma_{Phase} = 0{,}028$

Die Schwankungen der Intensität des Laserlichts tragen ebenfalls zur Breite der Amplitudenverteilungen bei, was zu einem weiteren Term in der Formel 5.1 führen würde. Bei der Analyse der Daten aus den Laserruns werden jedoch alle Amplitudenverteilungen bereits auf diese zusätzliche Breite korrigiert. Dabei geht man folgendermaßen vor:
Zunächst bildet man für jeden Laserschuss die Summe über die Amplituden aller Pixel. Die Summenwerte werden in ein Histogramm gefüllt und der Mittelwert gebildet. Der Mittelwert ist somit ein Maß für die mittlere Intensität des Laserlichts. Als Nächstes berechnet man die auf Schwankung der Laserintensität korrigierte Amplitude A_i' für das i–te Pixel für jeden Laserschuss:

$$A_i' = A_i \cdot \frac{Lasermittelwert}{Amplitudensumme(Laserschuss)} \tag{5.2}$$

Die korrigierte Amplitude A_i' ergibt sich also durch Multiplikation der gemessenen Amplitude A_i mit dem Quotienten aus der mittleren Laserintensität und der Amplitudensumme des jeweiligen Laserschusses. Nach dieser Korrektur füllt man die Amplituden A_i' jedes Pixels in ein Histogramm. Aus diesen Amplitudenverteilungen ist die Schwankung der Laserintensität somit herauskorrigiert, weshalb in Formel 5.1 kein zusätzlicher Summand für die durch die Laserschwankung verursachte Breite hinzugefügt werden muss.
Für die Anzahl der Photoelektronen N, die dem gemessenen Amplitudenspektrum entsprechen, erhält man schließlich folgende Formel:

$$N = \frac{1 + {\sigma_{ees}}^2}{{\sigma_{ges}}^2 - {\sigma_{Phase}}^2} \tag{5.3}$$

Diese Anzahl N, geteilt durch die mittlere FADC–Amplitude, ergibt den Konversionsfaktor. Dieser schwankt von PM zu PM deutlich, sodass abschließend noch der Mittelwert des eben genannten Verhältis über alle Photomultiplier gebildet wird und man diesen Wert als Konversionsfaktor für die gesamte Kamera benutzt. Die statistischen Fehler bei der Bestimmung des Konversionsfaktors liegen bei etwa 1%. Die systematischen Fehler sind dagegen deutlich größer, der Hauptbeitrag stammt dabei von der Unsicherheit bei der Bestimmung des Einzel–Elektronen–Spektrums. Für die systematischen Fehler bei der Bestimmung des Konversionsfaktors werden nach [GH96] 15% angegeben.

5.3.2 Berechnung der Energie pro Flächeneinheit aus dem Konversionsfaktor

Kennt man das Verhältnis *Photoelektronen zu FADC*, so kann man unter Annahme bestimmter Werte für den Einfluss der verschiedenen optischen Komponenten auf die Lichtmenge einen Wert für das Verhältnis *Energie pro Flächeneinheit* am Spiegel für verschiedene Wellenlängen berechnen. Man verfolgt dabei den Weg des Lichts sozusagen „rückwärts“ bis zum Spiegel.

In der Abbildung 5.11 ist der zeitliche Verlauf des mittels Laserruns ermittelten Konversionsfaktors für das Teleskop CT4 für den Zeitraum der Kalibrationsmessungen aufgetragen. Der Konversionsfaktor zeigt leichte Schwankungen um einen Mittelwert von 1,05 *Photoelektronen pro FADC–Amplitude.* Dieser Wert ($\pm$15%) wird für den Vergleich mit den Kalibrationsdaten verwendet.

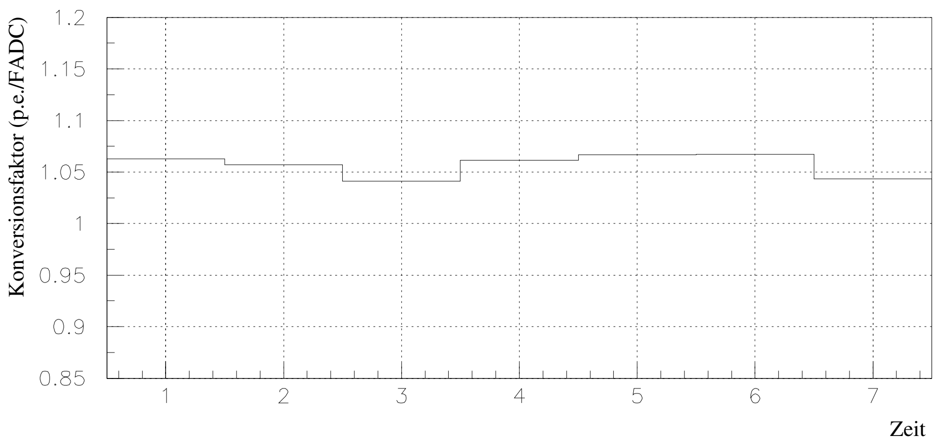

Abbildung 5.11: *Verlauf des Konversionsfaktors für CT4 für die Zeit der Kalibrationsmessungen*

Der erste Schritt bei der Berechnung der Energie pro Flächeneinheit aus dem Konversionsfaktor besteht darin, diesen durch die Quanteneffizienz der Photomultiplier zu dividieren. Hieraus erhält man das Verhältnis *Photonen pro FADC* bei der jeweiligen Wellenlänge. Für die Quanteneffizienz entnimmt man der Abbildung 2.11 folgende

Werte:

- $\lambda = 430nm$: QE = 20%
- $\lambda = 470nm$: QE = 15%

Die Werte für die Quanteneffizienz sind mit einem Fehler von $\pm 15\%$ behaftet.
Um mögliche Lichtverluste beim Durchgang durch die Schutzabdeckung aus Plexiglas vor den Lichttrichtern zu berücksichtigen, nimmt man für die Abdeckung eine Transmission von 98% an. Die errechnete Photonenzahl pro FADC wird folglich durch 0,98 dividiert.
Die Reflektivität der Spiegel beträgt im interessierenden Spektralbereich (300 bis 600 nm) nach [MIR94] ca. 85%. Da die Spiegel zum Zeitpunkt der Kalibrationsmessungen aufgrund schlechter Witterungsverhältnisse mit einer dünnen Staubschicht bedeckt waren, ist nicht sicher, ob die Reflektivität nicht etwas geringer war als der genannte Wert. Als Fehler für die Reflektivität werden $\pm 6\%$ angenommen. Um die Anzahl der Photonen pro FADC vor der Reflexion am Spiegel zu erhalten, muss die bisherige Photonenzahl noch durch 0,85 dividiert werden.
Der nächste Schritt besteht darin, die ermittelten Photonenzahlen auf eine Flächeneinheit von $1cm^2$ umzurechnen, da die Daten der Diodenmessungen in $[J/cm^2]$ vorliegen. Hierfür muss die gesamte Spiegelfläche (in cm^2) bekannt sein. Die dreißig Einzelspiegel ergeben zusammen eine Fläche von $8,5m^2$, wovon ca. $0,5m^2$ wegen Abschattung durch Kamera und Masten nicht genutzt werden können. Wegen der nur groben Abschätzung der abgeschatteten Spiegelfläche wird hierfür ein Fehler von 4% angenommen.
Als Letztes erfolgt die Umrechnung des Wertes (Photonen pro cm^2) pro FADC in (Energie pro cm^2) pro FADC durch Multiplikation mit der Energie eines Photons bei der jeweiligen Wellenlänge. Für die Photonenenergien $E = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda}$ bei den beiden Wellenlängen setzt man folgende Werte ein:

- $\lambda = 430nm \longrightarrow E = 4,63 \cdot 10^{-19} J$
- $\lambda = 470nm \longrightarrow E = 4,23 \cdot 10^{-19} J$

Die aus dem Konversionfaktor berechneten Werte für die Energie pro Fläche sind in Tabelle 5.4 aufgeführt.

Der Vergleich der Werte für die (Energie pro Flächeneinheit) pro FADC aus dem Konversionsfaktor mit den Kalibrationswerten (Tabelle 5.3) ergibt eine Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen.

Das Verhältnis der über den Konversionsfaktor ermittelten Werte ergibt sich gerade aus dem Kehrwert des Verhältnisses der Quanteneffizienzen der Photomultiplier bei den beiden betrachteten Wellenlängen, da die Quanteneffizienz die einzige Größe ist, die deutlich von der Wellenlänge abhängt. Für dieses Verhältnis erhält man (0,20)/(0,15) $\approx 1,33$. Dies sollte auch für die Ergebnisse der Kalibrationsmessungen gelten. Für diese Werte errechnet sich eine Relation von (4,9)/(4,1) $\approx 1,20 \pm 10\%$. Da die Quanteneffizienzen mit einem Fehler von 15% behaftet sind, muss für deren Verhältnis eine Ungenauigkeit von 22% angenommen werden. Innerhalb dieser Fehlergrenzen stimmen auch die beiden Relationen überein.

	$\lambda = 430nm$	$\lambda = 470nm$
Konversionsfaktor [p.e./FADC] ($\pm$15%)	1,05	1,05
: QE [Photonen/FADC] ($\pm$15%)	5,3	7,0
: 0,98 [Photonen/FADC] ($\pm$2%)	5,4	7,1
: 0,85 [Photonen/FADC] ($\pm$6%)	6,4	8,4
: $8{\cdot}10^4 cm^2$ [(10^{-5}Photonen/FADC)/cm^2] ($\pm$4%)	8,0	11,0
$\cdot\, E_{Photon}$ [($10^{-23} J/cm^2$)/FADC]	3,7 ($\pm$22%)	4,7 ($\pm$22%)
(Energie pro Flächeneinheit) pro FADC–Amplitude [$10^{-23} J/cm^2$]	4,1 ($\pm$7%)	4,9 ($\pm$7%)

Tabelle 5.4: *Die Tabelle enthält für die beiden Wellenlängen die aus dem Konversionsfaktor errechneten Werte für die Energie pro Flächeneinheit, die einer FADC–Amplitude vom Wert 1 entsprechen. In der linken Spalte sind die Fehler aufgeführt, die die einzelnen optischen Komponenten beitragen. Der Fehler der Energien pro Fläche ist der Gesamtfehler bei Berücksichtigung aller Komponenten. Die letzte Zeile enthält die Werte der Energien pro Fläche aus den Kalibrationsmessungen.*

5.3.3 Fehlerbetrachtung und Verbesserungsmöglichkeiten

Bei der Diskussion der Fehler der beschriebenen Kalibrationsmethode seien zunächst die statistischen Fehler erwähnt, die im vorliegenden Fall durch möglichst viele Einzelmessungen mit jeweils großer Anzahl aufgenommener Ereignisse klein gehalten werden können. Da sowohl bei Dioden– als auch Kameramessung je ca. 2000 Laserschüsse aufgezeichnet wurden, sind die rein statistischen Fehler der Verteilungen der FADC–Amplituden vernachlässigbar klein. Ähnlich wurde bei der Ladungseichung der Ausleseketten in Kapitel 3.3.4 durch Aufzeichnung von ca. 20000 Einzelsignalen eine sehr gute Statistik erzielt.
Ein Problem stellen im vorliegenden Fall systematische Fehler dar. In Kapitel 3.3.1 wurde dargelegt, wie bei einer festen Wellenlänge $\lambda = 337nm$ das Diodensignal als Antwort auf kurze Laserpulse (0,5 ns) mit der Pulsenergie verglichen wurde, die unter denselben Bedingungen von einem kalibrierten Joulemeter angezeigt wurde. Hierbei stellte sich heraus, dass diese beiden Werte nicht übereinstimmen. Die mit der Diode gemessenen Werte lagen in allen Fällen im Schnitt 36% über denen, die das Joulemeter anzeigte. Diese Abweichung muss deshalb als systematischer Fehler für die Energie pro Flächeneinheit angegeben werden.
Um diese Ungenauigkeit zu beseitigen, muss ein Verfahren entwickelt werden, mit dem man die Kalibration der Diode im gepulsten Betrieb durchführen kann. Hierzu ist in jedem Fall ein geeichtes Joulemeter ähnlich dem in 3.3.1 beschriebenen nötig. Die sensitivsten Ausführungen dieser Geräte messen Pulsenergien im Bereich einiger 100 nJ, also etwa 300 mal weniger Licht als der uns zur Verfügung stehende Typ. Dies ist jedoch immer noch zuviel Licht, um die in der Diode erzeugten Ladungsmengen mit geeichter Auslesekette zu messen. Aus diesem Grund muss eine mögliche Kalibration im Pulsbetrieb sehr wahrscheinlich auf die in 3.3.1 beschriebene oder ähnliche Weise vorgenommen werden. Bei dieser Methode mussten zusätzlich geeichte Graufilter zur Abschwächung des gebündelten Laserstrahls vor der Diode verwendet werden. Bei Verwendung eines etwa 300 mal empfindlicheren Joulemeters kann der benötigte Abschwächungsfaktor dieser Filter auf etwa einen Faktor 10 reduziert werden. Ein solcher Filter kann wegen des kleinen dynamischen Bereichs, der zur Eichung noch nötig ist, genauer geeicht werden als ein Abschwächer mit einem Faktor 1000.
Wichtig ist weiterhin, dass eine gepulste Lichtquelle zur Verfügung steht, die im kompletten Wellenlängenbereich zwischen 300 und 600 nm ausreichende Pulsleistungen garantiert, um die Energieschwelle des Joulemeters zu überschreiten. Dies war im vorliegenden Fall leider nicht möglich, weshalb nur eine Vergleichsmessung bei einer festen Wellenlänge durchgeführt werden konnte. Um diese Anforderung zu erfüllen, kommt wahrscheinlich nur ein gepulster Farbstofflaser in Frage, der im interessie-

renden Spektralbereich emittiert. Damit sollte es möglich sein, für möglichst viele definierte Wellenlängen die Eichung der Diode im Pulsbetrieb durchzuführen.
Bei der Auswertung der Kameradaten stellte sich heraus, dass bei den Messungen bei 430 nm einige Photomultiplier nicht mehr im dynamischen Bereich lagen. Dies war vor der Messung nicht vorhersagbar, da die Bildstruktur – wie bereits erwähnt – nicht genau bekannt war. Für künftige Kalibrationmessungen ist es daher unbedingt nötig, durch möglichst feine Abstufungen in der Abschwächung der verwendeten Graufilter die Laserintensität so einzustellen, dass alle Pixel innerhalb ihres dynamischen Bereichs arbeiten. Hierfür sind Filter mit sehr kleinen optischen Dichten (0,1...0,2) nötig, die zusätzlich in die benutzten Filtersets eingebaut werden müssen. Die Gesamtabschwächung dieser Sets muss anschließend wie in Kapitel 3.3.5 beschrieben experimentell ermittelt werden.

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein Verfahren zur Absoluteichung eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops zu entwickeln. Mit Hilfe des vorgestellten Verfahrens können alle optischen wie auch elektronischen Komponenten eines Tscherenkow–Teleskops direkt und in einem Messvorgang kalibriert werden. Indem man das Teleskop mit dem Tscherenkow–Licht von Luftschauern ähnlichem Laserlicht beleuchtet und die Amplituden der Photomultipliersignale misst, berücksichtigt man automatisch die Einflüsse aller zwischen Reflexion des Lichts am Spiegel und Signalauslese nach dem Flash–ADC stattfindenden Prozesse.
Der angestrebte Kalibrationswert war das Verhältnis von Energie pro Flächeneinheit am Ort der Spiegel, gemessen bei verschiedenen Wellenlängen, und der Amplitude der dieser Energie entsprechenden Photomultipliersignale nach der Wandlung im Flash–ADC. Hierfür wurden folgende Werte ermittelt:

- $4,1 \cdot 10^{-23}$ $[J/cm^2]$ ($\pm 7\%$) pro FADC–Amplitude vom Wert 1 für eine Wellenlänge von 430 nm;
- $4,9 \cdot 10^{-23}$ $[J/cm^2]$ ($\pm 7\%$) pro FADC–Amplitude vom Wert 1 für eine Wellenlänge von 470 nm.

Beim Vergleich dieser Kalibrationswerte mit den Werten für die (Energie pro Flächeneinheit) pro FADC–Amplitude aus dem Konversionsfaktor stellte sich eine Übereinstimmung beider Werte in den angegebenen Fehlergrenzen heraus.
Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tests des Kalibrationsverfahrens haben gezeigt, dass dieses Verfahren für die Absoluteichung eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops geeignet ist. Um eine angestrebte Genauigkeit von wenigen Prozent zu erreichen, müssen die einzelnen Schritte des Messverfahrens weiter verbessert werden. Der wichtigste Punkt hierbei ist die Überprüfung der Kalibration der verwendeten Siliziumdiode im Pulsbetrieb. Beim Vergleich der nach der DC–Eichung der Diode errechneten Pulsenergie mit der Anzeige eines geeichten pyroelektrischen

Joulemeters stellte sich eine Abweichung der mit dem Kalibrationswert der Diode berechneten Pulsenergie von der mit dem Joulemeter gemessenen Energie heraus. Diese Vergleichsmessung konnte nur bei einer Wellenlänge durchgeführt werden, muss aber für eine zuverlässige Eichung der Diode im Pulsbetrieb für möglichst viele Wellenlängen des relevanten Spektralbereichs vorgenommen werden.
Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die vorgestellte Methode zur Absoluteichung eines abbildenden Tscherenkow–Teleskops mit den Vorschlägen zur Verbesserung der Genauigkeit der einzelnen Komponenten des Messverfahrens die Möglichkeit einer bis auf einige Prozent genauen Kalibration bietet.

Literaturverzeichnis

[ADC] **Datenblatt 13 BIT ADC**
MPI für Kernphysik, Heidelberg

[ALL75] **O. C. Allkofer**
Introduction to cosmic radiation
Verlag Karl Thiemig, München (1975)

[BER97] **K. Bernlöhr**
Persönliche Mitteilung

[BOT29] **W. Bothe, W. Kohlhörster**
Zeitschrift für Physik 56, 751 (1929)

[CK95] **Carsten Köhler**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1995)

[DAV57] **J. M. Davis, E. S. Cotton**
Journal of Solar Energy, 1, No. 2 and 3, 16–22 (1957)

[GH96] **G. Hermann**
Dissertation
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1996)

[GRO92] **V. Schönfelder**
Spektakuläre erste Ergebnisse vom Compton–Observatorium GRO
Phys. Bl. 48 (1992) Nr.11

[GRU93] **C. Grupen**
Teilchendetektoren
BI–Wissenschaftsverlag, Mannheim (1993)

[HAM1] **Hamamatsu Photonics (Japan)**
Silicon Photodiodes (Datenblatt)

[HAM2] **Hamamatsu Photonics (Japan)**
Final Test Sheet S3590–06

[HEI54] **W. Heitler**
Quantum Theory of Radiation
Oxford (1954)

[HES12] **V. Hess**
Physik. Zeitschrift 13, 1804 (1912)

[HES] **M. Heß**
Analysis of digitized PM–pulses of CT's
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1996)

[HIL85] **A. Hillas**
19^{th} ICRC, La Jolla 3, 445 (1985)

[ISO78] **C. M. Lederer, V. S. Shirley**
Table of Isotopes
J. Wiley & Sons, New York (1978)

[JAC83] **J. D. Jackson**
Klassische Elektrodynamik (2.Auflage)
deGruyter, Berlin (1983)

[KIF95] **T. Kifune et al.**
Very High Energy Gamma Rays from PSR 1706-44

Astroph. J. 438, L91 (1995)

[LON92] **M. S. Longair**
High Energy Astrophysics (2^{nd}edition)
Cambridge University Press, (1992)

[MH95] **M. Heß**
Diplomarbeit
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1995)

[MIR94] **R. Mirzoyan et al.**
The first Telescope of the HEGRA Air Cherenkov Imaging Telescope Array NIM A 351,513 (1994)

[MU96] **M. Ulrich**
Dissertation
MPI für Kernphysik, Heidelberg (1996)

[NEW96] **Newport GmbH, Darmstadt**
Photonics
Katalog (1996)

[PET96] **D. Petry et al.**
Detection of VHE γ–Rays from Mkn 421 with HEGRA Cherenkov Telescopes
A& A 311, L13–L16 (1996)

[QUI96] **J. Quinn et al.**
Detection of Gamma Rays with E>300 GeV from Mrk 501
Astroph. J. 456, L83 (1996)

[ROE92] **W. Roedel**
Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre
Springer, Berlin (1992)

[THO93] **THORN EMI Electron Tubes**
Photomultipliers and Acessories
Katalog (1993)

[TSC34] **P. Tscherenkow**
Dokl. Akad. Nauk SSSR, 2, 451 (1934)

[VLK96] **H. J. Völk**
The Astrophysics Program of HEGRA PartI:
Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes
Draft Version 4, MPI für Kernphysik, Heidelberg (1996)

[WEE89] **T. C. Weekes et al.**
Astrophys. J. 342, 379 (1989)

[WHI96] **A.C. Rovero et al.**
Calibration of the Whipple atmospheric Čerenkov telescope
Astroparticle Physics 5 (1996)

Danksagung

An erster Stelle möchte ich meiner Mutter danken, die mir durch ihre stete Unterstützung und ihr Vertrauen den langen harten Weg durch das Studium erst möglich gemacht hat.

Herrn Prof. Hofmann gilt mein Dank für die interessante Aufgabenstellung und die hilfreiche Unterstützung während der Durchführung der Arbeit.

Den Mitgliedern der CT–Arbeitsgruppe danke ich besonders für eine tolle Arbeitsatmosphäre und stets vorhandene Hilfsbereitschaft.

An dieser Stelle möchte ich besonders Markus Heß und Carsten Köhler für ihre uneingeschränkte Unterstützung danken, sowohl bei der Vorbereitung und Durchführung des Experiments als auch bei der Analyse der Daten.

Herrn Dr. German Hermann und Herrn Dr. Michael Panter gilt mein Dank für die tatkräftige Unterstützung bei der Vorbereitung der Messungen.

Auch den Mitarbeitern aus dem Elektroniklabor, allen voran Herrn Hornung und Herrn Bulian, möchte ich meinen Dank für viele hilfreiche Ratschläge aussprechen. Besonders hervorheben möchte ich dabei die stets freundliche und zuvorkommende Art von Herrn Hornung, der auch an einem Schreibtisch voller Arbeit ein offenes Ohr für elektronische Probleme hat.

Zum Gelingen der Messungen hat auch die Unterstützung durch die Herren der Werkstatt unter Leitung von Herrn Fuchs beigetragen. Sowohl während der Testphase als auch auf La Palma war ihre Hilfsbereitschaft gewiss.

Frau Suppanz möchte ich ganz besonders dafür danken, dass sie für alle anfallenden organisatorischen Probleme immer eine praktische Lösung parat hat. Ihr Interesse am Fortschritt dieser Arbeit trug ebenfalls zu einer angenehmen Arbeitsatmosphäre bei.

Herrn Dr. Bernlöhr, Herrn Dr. Kihm und Herrn Kraft gilt mein Dank für die schnelle Behebung aller aufgetretenen Computerprobleme.

Herrn Schwan möchte ich für seine stete Hilfsbereitschaft und manches nette Gespräch danken.

Den Damen des Fotolabors danke ich für die Unterstützung in Layout–Fragen.