Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls–Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Sven Preuß
aus Oldenburg (Oldb)
September 2000

Photometrische Messung des Nachthimmelhintergrundlichtes auf La Palma und in Namibia

Die Diplomarbeit wurde von Sven Preuß ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg

unter der Betreuung von
Herrn Prof. W. Hofmann

Photometrische Messung des Nachthimmelhintergrundlichtes auf La Palma und in Namibia

Die effizienteste Methode zum Nachweis der hochenergetischen kosmischen γ–Quanten im TeV–Bereich ist momentan durch die abbildende Tscherenkow–Technik gegeben. Die Leistungsfähigkeit der Tscherenkow–Teleskope ist dabei durch das Hintergrundlicht des Nachthimmels beschränkt, da dieses ständig von den Kameras der Teleskope als Untergrundrauschen detektiert wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Apparatur zur Bestimmung der Hintergrundhelligkeit entwickelt und Messungen am Standort des HEGRA–Systems auf La Palma und in der Nähe des HESS Standortes in Namibia durchgeführt. Durch die Montage der Apparatur auf ein optisches Teleskop liefen die Messungen vollautomatisiert.

Es wurden verschiedene Meßreihen durchgeführt, um die Abhängigkeit des Hintergrundlichtes von der Position am Himmel zu bestimmen. Dabei stellte sich heraus, daß die Intensität auf La Palma mit dem Zenitwinkel ansteigt, wogegen sie in Namibia unabhängig vom Zenitwinkel ist. Ebenso steigt die Hintergrundhelligkeit im Bereich der galaktischen Ebene um einen Faktor zwei bis drei. Für den Photonenfluß des Hintergrundlichtes im Bereich von 300-650 nm ergab sich in Namibia $(2.21 \pm 0.22) \cdot 10^{12} \, \frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}$ und auf La Palma $(2.60 \pm 0.35) \cdot 10^{12} \, \frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}$.

Photometric Measurement of the Night Sky Background Light on La Palma and in Namibia

Presently the Imaging Atmospheric Cherenkov Technique is the most efficient method for the detection of high energetic cosmic γ–rays in the TeV energy range. The performance of Cherenkov–Telescopes is limited by the intensity of the Night Sky Background. This light is detected by the cameras at all times and results in a continuous background noise.

A device for the measurement of the Night Sky Background was developed and measurements at the HEGRA–Site on La Palma and near the HESS–Site in Namibia were carried out. By mounting the apparat to an optical telescope the measurements were conducted fully automatic.

Different scans of the sky were made to find correlations between the intensity of the background light and the position in the sky. It was found, that the intensity increases with zenit angle on La Palma, but is independent of zenit angle in Namibia. Within the galactic plane the Night Sky Background can rise by a factor of up to three. The photonflux of the background light in the range from 300-650 nm was derived to $(2.21 \pm 0.22) \cdot 10^{12} \, \frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}$ for Namibia and $(2.60 \pm 0.35) \cdot 10^{12} \, \frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}$ for La Palma.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Erde wird ständig von einem Fluß hochenergetischer Elementarteilchen aus dem Weltall getroffen, der sogenannten kosmischen Strahlung. Die Zusammensetzung und Herkunft dieser Strahlung, in der die Teilchen Energien bis zu 10^{20}eV besitzen, ist eine der zentralen Fragen der Hochenergieastrophysik.

Für die Suche nach Quellen der kosmischen Strahlung ist die geladene Komponente ungeeignet, da sie im inhomogenen galaktischen und intergalaktischen Magnetfeld jede Richtungsinformation verliert. Aber die hochenergetischen γ–Quanten, aus denen die Strahlung zu einem geringen Anteil besteht, bewegen sich nahezu geradlinig und können somit zur Suche nach Quellen genutzt werden.

Die experimentelle Methode zum Nachweis kosmischer γ–Strahlung hängt vom betrachteten Energiebereich ab. Bis zu einer Energie von etwa 10 GeV werden die Photonen von satellitengestützten Experimenten außerhalb der Atmosphäre direkt detektiert. Da der Teilchenfluß aber mit zunehmender Energie stark abnimmt, ist, aufgrund der kleinen Detektionsfläche, ein effizienter Nachweis oberhalb dieser Schwelle nicht mehr möglich. In diesem Bereich werden die γ–Quanten daher durch eine indirekte Methode auf dem Erdboden nachgewiesen, da sich dort sehr viel größere Detektoren realisieren lassen.

Treffen die hochenergetischen Photonen auf die Atmosphäre, so treten sie in Wechselwirkung mit den Bestandteilen der Luft und es entsteht eine elektromagnetische Kaskade, die auch als Luftschauer bezeichnet wird. Die relativistischen Sekundärteilchen des Schauers erzeugen durch ihre hohe Geschwindigkeit das sogenannte Tscherenkow–Licht. Besitzt das primäre Photon eine Energie von mehr als $\sim$10 TeV, so erreichen auch Sekundärteilchen den Erdboden, bei niedrigeren Energien stirbt der Schauer vorher aus, und es kann nur das Tscherenkow–Licht nachgewiesen werden.

Der Nachweis des Tscherenkow–Lichtes geschieht mit Hilfe von abbildenden Tscherenkow–Teleskopen, welche seit einigen Jahren von verschiedenen Kollaborationen erfolgreich betrieben werden. Aus den gewonnenen Daten lassen sich dann die Energie und die Richtung des primären γ–Quants bestimmen.

Da das von dem Luftschauer emittierte Tscherenkow–Licht nur sehr schwach ist, spielt bei den Messungen das Hintergrundlicht des Nachthimmels eine wichtige Rolle. Dieses Licht, das verschiedene Ursachen hat, ist immer vorhanden und liefert ein ständiges Rauschen während der Messungen. Es bestimmt dadurch die untere Energie, bis zu der ein Tscherenkow–Teleskop ein hochenergetisches γ–Quant nachweisen kann. Ebenso kann es durch Schwankungen in der Hintergrundrate zur zufälligen Triggerung eines Teleskops kommen, das heißt es wird ein Luftschauer registriert, ohne daß es tatsächlich einen gab.

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurde eine Apparatur zur photometrischen Messung des Nachthimmellichtes entwickelt, und mit dieser Messungen auf dem HEGRA Gelände auf La Palma und in der Nähe des geplanten HESS Standortes in Namibia vorgenommen. Für den Roque de los Muchachos auf La Palma wurden bereits mehrere Messungen dieser Art durchgeführt, so daß ein Vergleich möglich ist. Auf dem Khomas–Hochland in Namibia gab es bisher allerdings keine Messung dieser Art.
Durchgeführt wurden die Messungen mit einem Photomultiplier, der denen ähnlich ist, die in den Kameras der Tscherenkow–Teleskope von HEGRA und HESS benutzt werden. Um etwas über die spektrale Zusammensetzung des Nachthimmellichtes zu erfahren, wurden Meßreihen mit optischen Filtern vorgenommen.
Die gewonnenen Informationen über das Hintergrundlicht werden in Simulationsrechnungen eingesetzt und können auch zur Planung der Messungen mit den Tscherenkow–Teleskopen genutzt werden. Eine wichtige Rolle spielen die Daten außerdem bei der Optimierung der Triggereinstellung. Da mit dem HESS–System im Bereich der galaktischen Ebene gemessen wird, ist auch die Varianz der Hintergrundhelligkeit in diesem Bereich von Interesse.
Zusätzlich zur Helligkeitsmessung wurde die Transparenz der Atmosphäre mit einem sogenannten Strahlungspyrometer überwacht, welches durch Messung der Strahlungstemperatur des Himmels Aussagen über die Klarheit der Atmosphäre erlaubt.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit wird kurz auf den astrophysikalischen Hintergrund und das Funktionsprinzip der abbildenden Tscherenkow–Technik eingegangen, sowie die beiden Experimente HEGRA und HESS vorgestellt. In Kapitel 2 werden dann die Komponenten beschrieben, die zur Aufhellung des Nachthimmels beitragen. Im 3. Kapitel werden die einzelnen Bestandteile des Meßsystems erläutert und der mechanische Aufbau der Meßapparatur beschrieben. Die Kalibration der Meßapparatur wird dann im 4. Kapitel behandelt, bevor im 5. Kapitel die Meßergebnisse beschrieben werden. Im 6. Kapitel wird schließlich die Relevanz der Ergebnisse für das HESS–System diskutiert.

Kapitel 1

Die abbildende Tscherenkow–Technik

1.1 Kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung wurde zum erstenmal 1912 von Victor Hess nachgewiesen, als er bei einem Ballonaufstieg entdeckte, daß die elektrische Leitfähigkeit der Luft mit der Höhe zunimmt. Er erklärte dies durch die ionisierende Wirkung einer energiereichen Höhenstrahlung, die aus dem Weltall auf die Erde trifft ([HES12]).
Heute weiß man, daß diese Strahlung aus Elementarteilchen besteht, die sich mit fast Lichtgeschwindigkeit durch das Universum bewegen und nahezu isotrop auf die Erde treffen. Sie besteht hauptsächlich aus Hadronen (98%) und Elektronen (2%) und zu einem geringen Teil aus γ–Strahlung ($\sim$0.1%). Dabei setzt sich die Hadronische Komponente zu etwa 87% aus Protonen, 12% α–Teilchen und etwa 1% schwererer Kerne zusammen ([WIE94]).
Die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung werden auf ihrem Weg durch inhomogene Magnetfeldern von ihrer Bahn abgelenkt, so daß nur die ungeladenen Teilchen (γ–Quanten, Neutronen und Neutrinos) eine Richtungsinformation enthalten und sich einer Quelle zuordnen lassen.

Entstehung

Bei der Entstehung der kosmischen Strahlung spielen eine Reihe von verschiedenen Effekten eine Rolle, wobei der grundlegende Mechanismus für die Beschleunigung der geladenen Komponente vermutlich die diffuse Schockbeschleunigung in einer Supernova ist ([FER49]). Zu der hochenergetischen γ–Strahlung tragen hauptsächlich folgende Prozesse bei:

- Die Ablenkung relativistischer Elektronen in einem Magnetfeld erzeugt Synchrotronstrahlung.
- Durch Inverse Compton–Streuung von hochenergetischen Elektronen an langwelligen Photonen entstehen γ–Quanten.
- In der Nähe eines Atomkerns erfahren relativistische Elektronen eine Beschleunigung und es entsteht Bremsstrahlung.
- Beim Zerfall eines neutralen Pions, das bei Nukleon–Nukleon–Wechselwirkungen entsteht, werden zwei γ–Quanten erzeugt: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Spektrum

In Abbildung 1.1 ist ein Spektrum des über alle hadronischen Komponenten gemittelten Teilchenflusses der kosmischen Strahlung dargestellt. Es läßt sich durch ein Potenzgesetz der Form $F(E) \sim E^{-\alpha}$ beschreiben, wobei $\alpha \simeq 2.71$ bis zu dem sogenannten Knie bei etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV beträgt. Darüber steigt der spektrale Index des differentiellen Flusses auf $\alpha \simeq 3.0$.

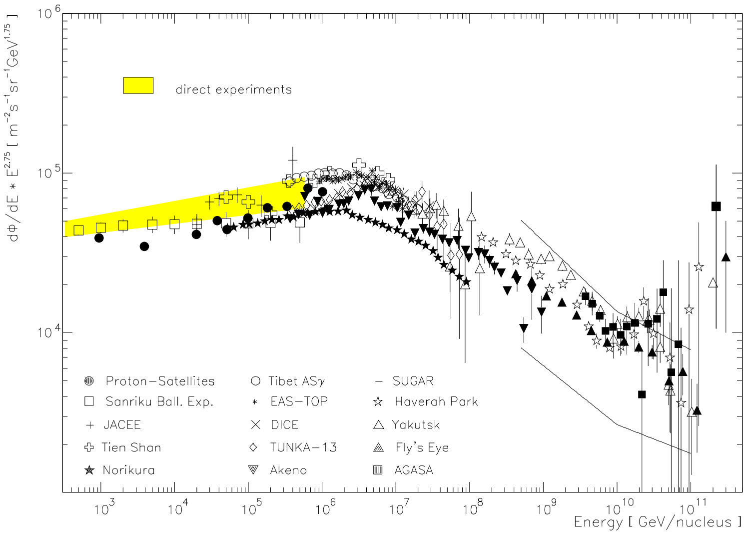


Abbildung 1.1: *Gezeigt ist der differentielle Fluß der kosmischen Strahlung in Abhängigkeit von der Teilchenenergie, multipliziert mit* $E^{2.75}$ *([WIE98]).*

Quellen

Es gibt verschiedene Objekte innerhalb und außerhalb unserer Galaxie, die als Quellen der kosmischen Strahlung in Betracht kommen, wobei die folgenden von besonderem Interesse sind ([VÖL96]):

- Supernovaüberreste (SNR)
- Röntgen–Doppelsternsysteme
- Pulsare
- Aktive Galaxiekerne (AGN)

1.2 Luftschauer und Tscherenkow–Licht

Trifft ein Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Atmosphäre, so kommt es nach einer für das Teilchen charakteristischen Weglänge zu einer Wechselwirkung mit den Molekülen der Luft. Dabei entstehen geladene Sekundärteilchen, die auf ihrem Weg wiederum in Wechselwirkung mit der Luft treten. Auf diese Weise entsteht ein Luftschauer, der je nach auslösendem Primärteilchen als elektromagnetischer oder hadronischer Schauer bezeichnet wird.
Die Teilchen dieser Schauer, die sich mit einer Geschwindigkeit bewegen, die größer ist als die von Licht in der Atmosphäre, emittieren das sogenannte Tscherenkow–Licht.

Luftschauer

Zwei Wechselwirkungsprozesse spielen sowohl bei elektromagnetischen, als auch bei hadronischen Luftschauern eine Rolle:

- *Ionisation*
  Die Teilchen verlieren Energie durch die Ionisation von Luftmolekülen.
- *Streuung*
  Beim Durchgang durch Materie werden die Teilchen an den Coulomb–Feldern der Atome von ihrer Bahn abgelenkt.

Bei elektromagnetischen Schauern gibt es zwei Prozesse, die wesentlich zur Teilchenproduktion beitragen:

- *Bremsstrahlung*
  Geladene Teilchen werden an den Coulomb–Feldern der Atome beschleunigt und emittieren dabei Photonen.
- *Paarbildung*
  Übersteigt die Energie eines Photons die doppelte Elektronenruhemasse, so kann es in ein Elektron–Positron–Paar konvertieren.

Auf diesen beiden Grundprozessen basiert ein einfaches Modell von Heitler ([HEI54]), das einige wesentliche Eigenschaften eines elektromagnetischen Schauers richtig vorhersagt.
So steigt die Teilchenzahl bis zum Erreichen des Schauermaximums exponentiell an und nimmt danach langsam wieder ab, bis der Schauer ausgestorben ist. Die Tiefe des Schauermaximums ist dabei proportional zum Logarithmus der Energie des Primärteilchens. Die Gesamtzahl der entstandenen Teilchen im Schauer ist direkt proportional zur Energie des Primärteilchens. Für eine Primärenergie von 1 TeV liegt das Schauermaximum in etwa 8 km Höhe, und der Schauer besteht dort aus etwa 1000 Elektron–Positron Paaren.

Bei einem hadronischen Schauer entstehen durch verschiedene Zerfalls– und Wechselwirkungsprozesse eine Reihe von Hadronen, welche einen charakteristischen Transversalimpuls besitzen und somit für eine Verbreiterung des Schauers sorgen (vgl. Abb.1.2). Die erzeugten neutralen Pionen zerfallen bevorzugt in zwei γ–Quanten, wodurch elektromagnetische Subschauer entstehen.

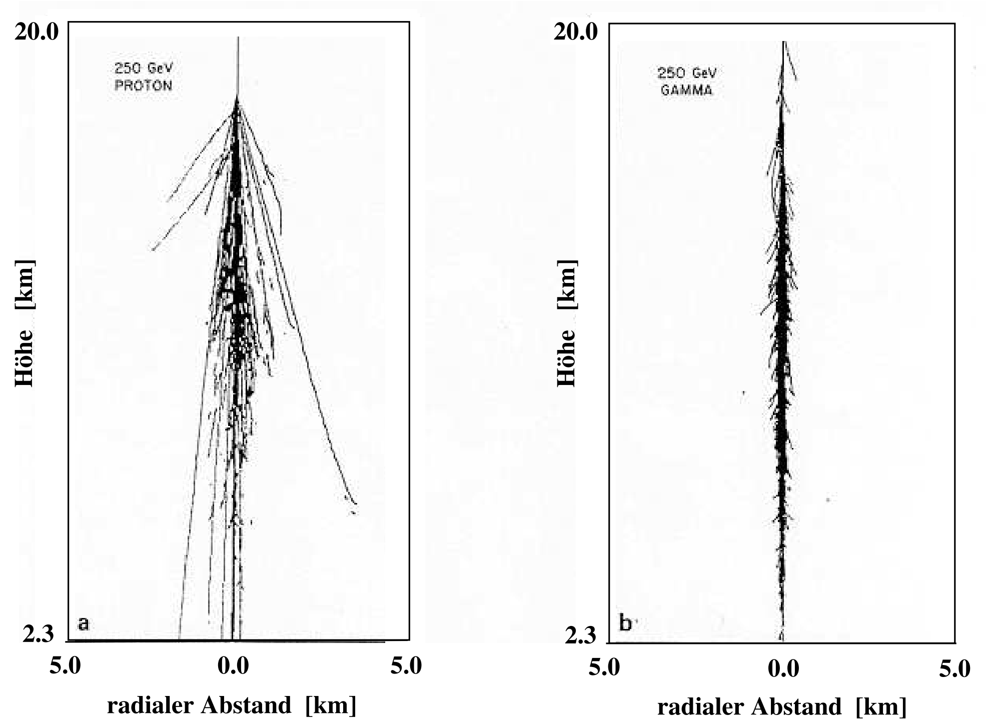


Abbildung 1.2: *Dargestellt ist die Schauerentwicklung eines 0.25 TeV Proton Schauers (links) und eines 0.25 TeV γ–Schauers (rechts).*

Tscherenkow–Licht

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein dielektrisches Medium mit einer Geschwindigkeit größer der Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ($v > c_0/n$), so kommt es zur Emission von Tscherenkow–Licht. Das Licht breitet sich dabei kegelförmig und symmetrisch zur Teilchenbahn aus. Der Öffnungswinkel läßt sich in Analogie zum Machschen Kegel folgendermaßen berechnen:

$$\cos\theta_C = \frac{c_0}{n \cdot v} = \frac{1}{\beta n} \tag{1.1}$$

wobei c_0 die Vakuum–Lichtgeschwindigeit, n den Brechungsindex und v die Geschwindigkeit des Teilchens bezeichnet. Da der Brechungsindex abhängig von der Dichte des durchlaufenen Mediums ist, ändert sich der Öffnungswinkel des Kegels mit der Höhe in der Atmosphäre. Er beträgt in 40 km Höhe ~0.1°, in 8 km ~0.9° und auf Meeresniveau ~1.4°.

Das Tscherenkow–Licht eines relativistischen, geladenen Teilchens trifft also in Form von Kreisringen auf den Boden, die einen typischen Radius von 120 m haben. Die Photonenverteilung am Erdboden entspricht dann der Überlagerung des Lichts vieler Schauerteilchen, und ist in Abbildung 1.3 für einen elektromagnetischen und einen hadronischen Schauer gezeigt.

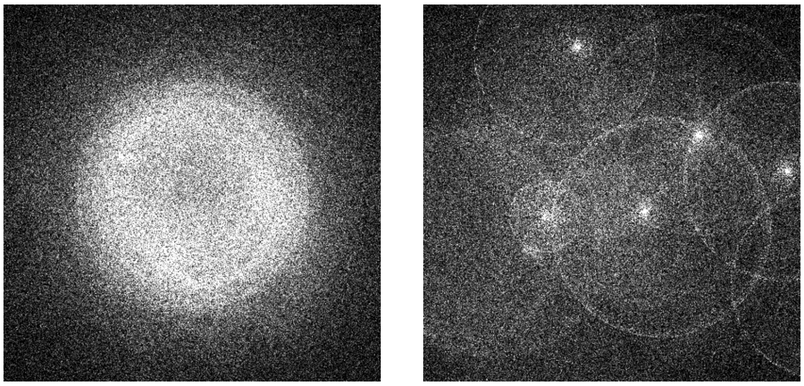


Abbildung 1.3: *Photonenverteilung auf Beobachtungsniveau 2200 m in einem Bereich von 400 m × 400 m. Links für einen elektromagnetischen Schauer der primären Energie 0.3 TeV und rechts für einen hadronischen Schauer mit einem Proton der Energie 1 TeV als Primärteilchen. (CORSIKA–Simulation von K. Bernlöhr).*

1.3 Prinzip der abbildenden Tscherenkow–Technik

Die abbildende Tscherenkow–Technik macht es sich zunutze, daß ein hochenergetisches γ–Quant in der Atmosphäre einen Luftschauer, und dieser wiederum Tscherenkow–Licht erzeugt. Durch Nachweis dieses Tscherenkow–Lichtes mit einem Spiegelteleskop, wird die gesamte Atmosphäre als Detektor genutzt.

Bei der Beobachtung einer Quelle sind die Teleskope auf die Quellposition ausgerichtet. Die Entwicklung eines γ–induzierten Schauers verläuft deshalb parallel zur optischen Achse oder in einem kleinen Winkel dazu. In der Kamera, die aus einer Matrix von Photomultipliern besteht, wird durch das Tscherenkow-Licht eine ellipsenförmige Lichtverteilung erzeugt (vgl. Abb. 1.4), welche dann durch die sogenannten Hillas–Parameter beschrieben werden kann ([HIL85]).
Da die Tscherenkow–Teleskope winkelabbildend sind, beschreibt diese Lichtverteilung die longitudinale und transversale Entwicklung des Schauers. Aus der Geometrie der Verteilung lassen sich die Eigenschaften des Primärteilchens ableiten.

Durch die gleichzeitige Beobachtung eines Schauers aus verschiedenen Blickrichtungen kann dessen Geometrie und Auftreffpunkt eindeutig rekonstruiert werden. Daraus resultiert eine wesentliche Verbesserung der Energiebestimmung des Primärteilchens. Das erste System, das diese stereoskopische Beobachtung realisierte, war das HEGRA–System auf La Palma.

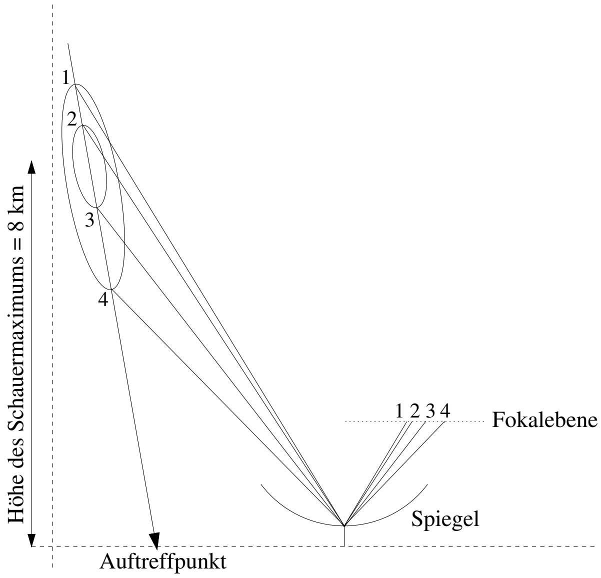


Abbildung 1.4: *Dargestellt ist das Prinzip der Schauerabbildung auf die Fokalebene eines Tscherenkow–Teleskops, in der sich die Kamera aus Photomultipliern befindet.*

1.4 Das HEGRA– und das HESS–Teleskopsystem

Die Abkürzung **HEGRA** steht für **H**igh **E**nergy **G**amma **R**ay **A**stronomy. Das Experiment befindet sich auf der Kanarischen Insel La Palma auf dem Gelände des Observatorio del Roque de los Muchachos in einer Höhe von 2200 m über dem Meeresspiegel.

Insgesamt stehen auf dem HEGRA Gelände sechs abbildende Tscherenkow–Teleskope, von denen fünf zusammen als stereoskopisches System arbeiten. Von diesen fünf Teleskopen steht eines in der Mitte und die anderen vier auf den Eckpunkten eines Quadrates mit einer Kantenlänge von ~100 m. Dieser Abstand liegt eindeutig unter dem Radius der Tscherenkow–Lichtkegel und stellt somit sicher, daß bei einem Luftschauer mehrere Teleskope gleichzeitig ansprechen. Dadurch werden die zur stereoskopischen Analyse erforderlichen Daten geliefert. Abbildung 1.5 zeigt eines dieser Teleskope.

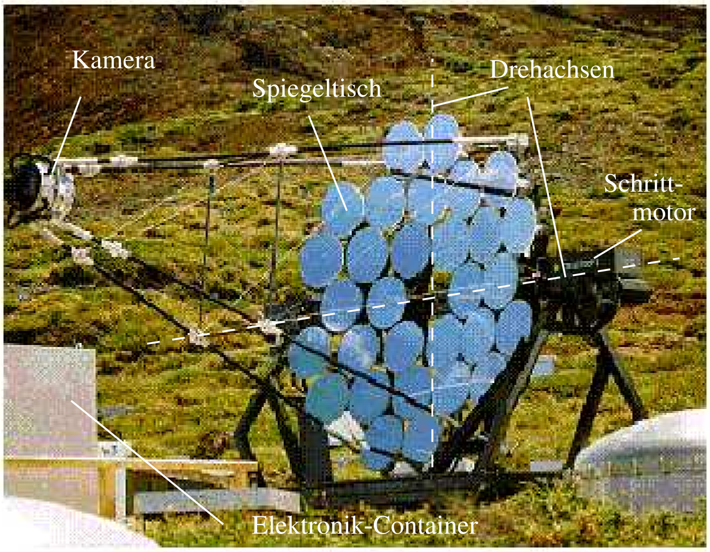


Abbildung 1.5: *Das zentrale Teleskop CT3 des HEGRA–Tscherenkow–Teleskopsystems.*

Der Erfolg des HEGRA Experiments hat zur Planung eines noch empfindlicheren Teleskopsystems geführt – dem **HESS**–Projekt ([AHA97]). HESS steht dabei für **H**igh **E**nergy **S**tereoscopic **S**ystem und ist gleichzeitig der Name des Entdeckers der kosmischen Strahlung, Victor Hess.

Das HESS–Experiment ist geplant als System von 16 Tscherenkow–Teleskopen, wobei die erste Ausbaustufe 4 Teleskope umfaßt. Als Standort wurde das Khomas–

Hochland in Namibia gewählt, da dieses Gebiet sehr gute atmosphärische Bedingungen bietet und es kaum anthropogenes Streulicht gibt. Ein weiterer Vorteil ist die Lage Namibias auf der Südhalbkugel, wodurch einen guter Blick auf das Zentrum der Michstraße gegeben ist. Das HESS Gelände liegt in einer Höhe von ~1800 m in der Nähe des Gamsberges, etwa 100 km südwestlich der Hauptstadt Windhoek.
Mit dem Bau wurde im August 2000 begonnen und bis 2002 sollen die ersten vier Teleskope fertiggestellt sein, so daß dann stereoskopische Messungen möglich sind. Die Teleskope werden dabei auf den Eckpunkten eines Quadrates mit einer Kantenlänge von 120 m stehen.

Sowohl beim HEGRA– als auch beim HESS–System handelt es sich um azimutal montierte Teleskope, bei denen die segmentierte Spiegelfläche nach dem Davies–Cotton Prinzip aufgebaut ist ([DAV57]). Tabelle 1.4 gibt einen Überblick über einige technische Merkmale der Teleskope.

	HEGRA	HESS
Fokallänge	5 m	15 m
Spiegelfläche	8.5 m^2	108 m^2
Anzahl Pixel	271	960
Gesichtsfeld Pixel	0.25°	0.16°
Gesichtsfeld Kamera	4.3°	5°

Tabelle 1.1: *Vergleich einiger technischer Merkmale von HEGRA und HESS.*

1.5 Einfluß des Hintergrundlichtes

Das Nachthimmelhintergrundlicht wird ständig von den Kameras der Tscherenkow–Teleskope registriert und stellt somit ein unerwünschtes Rauschen dar, von dem sich das Tscherenkow–Licht eines Luftschauers nur unwesentlich abhebt. Da die Intensität eines Luftschauers von der Energie des primären Teilchens abhängig ist, beeinflußt das Hintergrundlicht somit die Mindestenergie, die ein Primärteilchen benötigt um von den Teleskopen erkannt zu werden.
Für ein Teleskop des HEGRA–Systems ergibt sich die Rate der Photoelektronen R_{NSB}, die von den Photonen des Hintergrundlichtes in einem einzelnen Photomultiplier der Kamera erzeugt wird, durch:

$$R_{\mathrm{NSB}} = \Omega_{\mathrm{PM}} \cdot A \cdot R_{\mathrm{SP}} \cdot T_{\mathrm{PG}} \cdot T_{\mathrm{W}} \cdot QE \cdot NSB \quad . \tag{1.2}$$

Dabei bezeichet $R_{\mathrm{SP}} = 0.8$ die Reflektivität der Spiegel, $T_{\mathrm{PG}} = 0.9$ die Transmission einer vor der Kamera befindlichen Plexiglasscheibe und $T_{\mathrm{W}} = 0.8$ die Sammeleffizienz der Lichttrichter vor den einzelnen Photomultipliern. Die Fläche der Spiegel beträgt $A = 8.5\ \mathrm{m}^2$ und der betrachtete Raumwinkel eines Photomultipliers $\Omega = 1.5 \cdot 10^{-5}$ sterad. Für den Wellenlängenbereich von 300-650 nm beträgt die mittlere Nachweiseffizienz der Photomultiplier $QE = 0.15$. Mit einer angenommenen Hintergrundrate von $NSB = 2.5 \cdot 10^{12}\ \frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}$ für diesen Wellenlängenbereich ergibt sich eine Photoelektronenrate von etwa 28 MHz für einen Photomultiplier in den HEGRA Kameras.

Es gibt einige Methoden, die angewandt werden, um den Einfluß des Hintergrundlichtes so gering wie möglich zu halten und das Signal–zu–Rausch Verhältnis zu optimieren. So werden die Signale der Photomultiplier nur für $\sim$10 ns aufintegriert, da das gesamte Tscherenkow–Licht eines Luftschauers den Erdboden in dieser Zeitspanne erreicht. Innerhalb dieses Zeitfenstern werden mit nur sehr geringer Wahrscheinlichkeit so viele Photonen des Hintergrundlichtes gleichzeitig registriert, daß die Triggerschwelle überschritten und das Pixel ausgelöst wird. Allerdings kann die Schwelle immer noch durch die Nachpulse des Photomultipliers überschritten werden. Diese Nachpulse entstehen durch Restatome im Vakuum der Photomultiplier–Röhre, welche durch ein Photoelektron ionisiert und zur Photokathode beschleunigt werden. Dort setzen sie mehrere Elektronen frei, die einen genügend großen Puls erzeugen, um das Pixel zu triggern. Die Nachpulsrate R_{NP} eines Photomultipliers ergibt sich dabei aus:

$$R_{\mathrm{NP}} = R_{\mathrm{NSB}} \cdot a \cdot \exp(-b \cdot q) \tag{1.3}$$

mit q als Triggerschwelle des Photomultipliers in Photoelektronen. Die Werte für a und b sind charakteristisch für den einzelnen Photomultiplier. Mit einer Schwelle von $q = 7$ Photoelektronen und typischen Werten von a und b für die HEGRA Photomultiplier ergibt sich eine Nachpulsrate von etwa 1 kHz.

Da diese Rate immer noch zu hoch ist, wird ein Teleskop nur dann ausgelöst, das heißt die Daten werden nur dann ausgelesen, wenn mehrere Pixel gleichzeitig die Triggerschwelle überschreiten. Bei HEGRA wird gefordert, daß zwei benachbarte Pixel der Kamera gleichzeitig triggern. Die Rate mit der das Teleskop auslöst ist dann:

$$R_{\mathrm{Teleskop}} = 2 \cdot C \cdot \tau \cdot R_{\mathrm{NP}}^2 \quad . \tag{1.4}$$

Wobei τ die Länge des Logiksignals ist, das die Triggerung eines Pixels anzeigt und C ein kombinatorischer Faktor, der die Anzahl der Möglichkeiten für zwei benachbarte Pixel angibt und durch die Geometrie der HEGRA Kameras bestimmt ist. Mit $C = 756$ und $\tau = 17$ ns ergibt sich eine Teleskoprate von etwa 30 Hz.

Wird in einem stereoskopischen System mit mehreren Teleskopen beobachtet, so ist eine zusätzliche Forderung, daß mindestens zwei Teleskope angesprochen haben. Durch diese Triggerlogik wird die Zufallsrate auf ein Minimum reduziert.

Kapitel 2

Das Hintergrundlicht des Nachthimmels

Wie jeder weiß, der nachts schon einmal in den Himmel geschaut hat, ist dieser selbst nach Sonnenuntergang nicht völlig dunkel, sondern wird durch unterschiedliche Effekte innerhalb und außerhalb der Atmosphäre aufgehellt. Dieses Nachthimmellicht ist immer vorhanden und damit ein limitierender Faktor für das Signal-zu-Rausch Verhältnis, das bei astronomischen Messungen erreicht werden kann. In der englischsprachigen Literatur wird dieses Hintergrundlicht als “Light of Night Sky (LONS)” oder auch “Night Sky Background (NSB)” bezeichnet.

2.1 Die Atmosphäre

Alle Komponenten des Hintergrundlichtes haben die gesamte Atmosphäre oder zumindest einen Teil von ihr durchquert, wenn sie auf der Erde detektiert werden. Im Folgenden werden kurz die Prozesse beschrieben, die beim Durchgang des Lichtes durch die Atmosphäre eine Rolle spielen.

2.1.1 Rayleigh–Streuung

Für Streuung von Licht an polarisierbaren Teilchen, die klein gegenüber der Wellenlänge des gestreuten Lichtes sind, gilt das Prinzip der Rayleigh–Streuung. Als Streuzentren in der Atmosphäre kommen dabei Moleküle und kleine Aerosolteilchen bis zu einem Durchmesser von 100 nm in Frage. Als Aerosole bezeichnet man sehr kleine Wassertröpfchen oder Staubteilchen, die in der Luft schweben und einen Durchmesser von 10 nm bis 10 μm haben.

Klassisch erzeugt das einfallende, unpolarisierte Licht im Streuzentrum eine Dipolschwingung, deren Abstrahlungs–Charakteristik in Abbildung 2.1 gezeigt ist und durch

$$I_\lambda(\vartheta) = I_\lambda(0) \cdot \frac{8 \cdot \pi^4}{r^2 \cdot \lambda^4} \cdot \alpha^2 \cdot [1 + \cos^2(\vartheta)] \tag{2.1}$$

gegeben ist ([KER69]). Dabei ist α die Polarisierbarkeit, r der Abstand zum Streuzentrum und ϑ der Winkel zwischen einfallendem und gestreutem Licht. Da die Rayleigh–Streuung proportional zu λ^{-4} ist, wird kurzwelliges Licht sehr viel stärker gestreut als langwelliges. Die Rayleigh–Streuung ist also für den blauen Himmel und die roten Sonnenuntergänge verantwortlich.

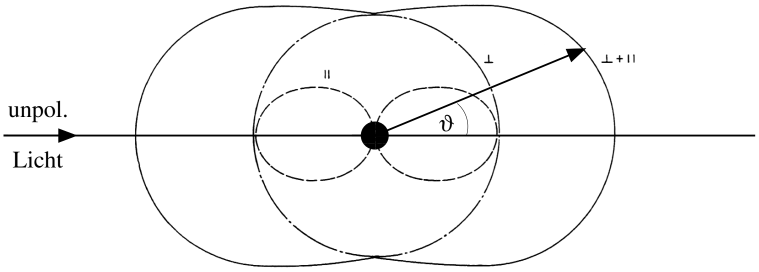


Abbildung 2.1: *Polardiagramm der Streuung von unpolarisiertem Licht an einem Teilchen, das klein gegen die Wellenlänge ist (z.B. Molekül). Dargestellt sind die Komponenten mit dem elektrischen Feldvektor senkrecht* ($\perp$) *und parallel* ($\|$) *zur Streuebene und deren Summe* ($\perp + \|$)*, welche proportional zu* $(1 + \cos^2 \vartheta)$ *ist .*

2.1.2 Mie–Streuung

Für Streuzentren, deren Größe nicht mehr klein gegen die Wellenlänge des Lichtes ist, gilt das Prinzip der Mie–Streuung. Als Streuzentren kommen hierbei Aerosolteilchen, Staubpartikel, aber auch Wolken- und Nebeltröpfchen in Frage. Man kann sich den Streuprozeß als kohärente Anregung einer großen Zahl von Elementarstrahlern vorstellen, ähnlich der Beugung von Licht an einem runden Loch. Dadurch wird ein großer Teil des einfallenden Lichtes in Vorwärtsrichtung gestreut, aber es treten auch ausgeprägte Maxima und Minima in Abhängigkeit des Streuwinkels auf. Das Maximum der Streuung in Vorwärtsrichtung wird dabei um so schärfer, je größer das Streuzentrum ist.

Da sich die Verteilung der Streuintensität jedoch nicht, wie im Fall der Rayleigh–Streuung, analytisch darstellen läßt, sind in Abbildung 2.2 drei exemplarische Mie–Streufunktionen für die Streuung an kugelförmigen, dielektrischen Aerosolpartikeln mit einem Brechungsindex von $n = 1.5$ dargestellt.

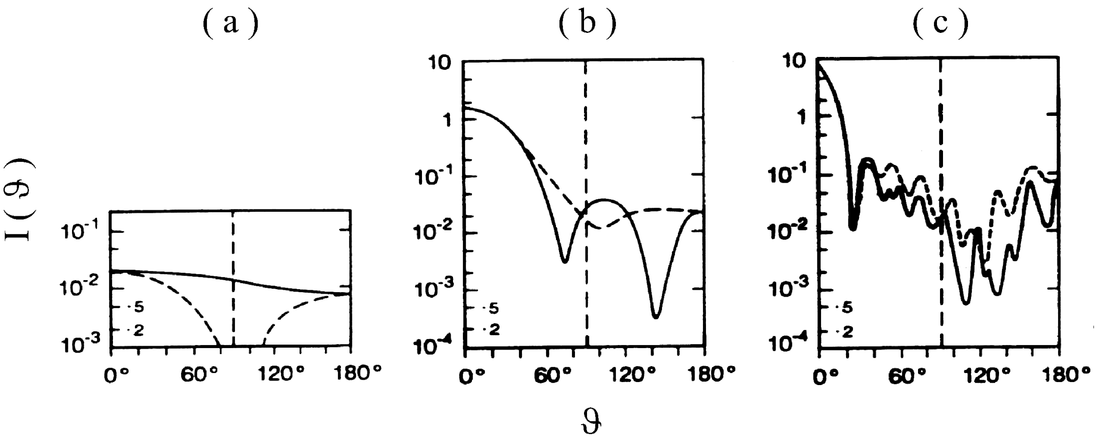


Abbildung 2.2: *Normierte differentielle Streuquerschnitte als Funktion des Streuwinkels* ϑ *für drei verschiedene Teilchengrößenparameter* ($\alpha = 2\pi \cdot \frac{r}{\lambda}$), { *a)* $\alpha = 1$; *b)* $\alpha = 3$; *c)* $\alpha = 10$ }. *Die durchgezogene Kurve entspricht dem elektrischen Feldvektor senkrecht zur Streuebene, die gestrichelte dem elektrischen Feld parallel zur Streuebene ([ROE92]).*

Auch für die totalen Mie–Streuquerschnitte bzw. die Mie–Extinktionsquerschnitte lassen sich keine analytischen Darstellungen angeben. Für eine Standardverteilung von Partikelgrößen wie die Junge–Verteilung ergibt sich für den Absorptionskoeffizienten (siehe [ROE92]):

$$\kappa_{\text{Mie}} \simeq \lambda^{-(1\ldots1.5)} \tag{2.2}$$

Als Beispiel ist in Abbildung 2.3 eine typische Mie–Extinktionsfunktion für zwei verschiedene Brechungsindizes dargestellt.

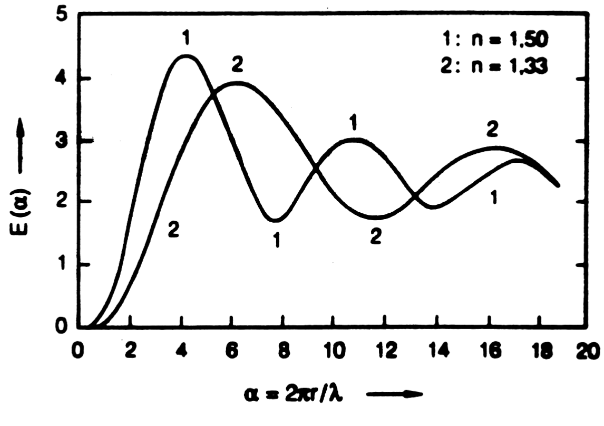


Abbildung 2.3: *Auf den Partikelquerschnitt normierte Extinktionsquerschnitte, als Funktion des Teilchengrößenparameters* $\alpha = 2\pi \cdot \frac{r}{\lambda}$, *für zwei verschiedene Brechungsindizes* n *des Teilchenmaterials ([HOD66],[HUL81]).*

2.1.3 Absorption

Bei der Bewegung von Licht durch Materie wird die Intensität mehr oder weniger abgeschwächt. Bei dieser Absorption wird die Strahlung in andere Energieformen, zum Beispiel Wärme, umgewandelt. Im Gegensatz zur Streuung, wo nur die Ausbreitungsrichtung der Strahlung verändert wird. Dabei ist die Abnahme der ursprünglichen Intensität I_0 des Strahls von der zurückgelegten Strecke s abhängig und ist gegeben durch das Lambert–Beer'sche Gesetz:

$$I(s) = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot s). \tag{2.3}$$

Wobei der *Absorptionskoeffizient* α vom durchquerten Medium und der Frequenz des Lichtes abhängt. Definiert man noch die sogenannte *optische Tiefe* τ:

$$\tau(s_0) = \int_0^{s_0} \alpha \cdot ds, \tag{2.4}$$

so läßt sich unter Verwendung von (2.3) und (2.4) die Abhängigkeit der Intensität von der durchlaufenen Strecke s herleiten (siehe [VIT93]).

$$I(s) = I_0 \cdot \exp(-\tau(s)) \tag{2.5}$$

Dabei ist auch $\tau(s)$ abhängig von der durchlaufenen Strecke s und somit vom Zenitwinkel ϑ unter dem das Licht eines Sterns auf die Atmosphäre trifft. Wie man aus Abbildung 2.4 erkennt, ist die Abhängigkeit der Strecke s vom Zenitwinkel durch $s = \sec\vartheta \cdot t$ gegeben. Dies stellt natürlich nur eine Näherung dar, da die Atmosphäre nicht einfach parallel ist und die Strecke s zusätzlich durch Refraktion gebeugt wird. Für $\vartheta < 60°$ ist der Fehler jedoch vernachlässigbar.

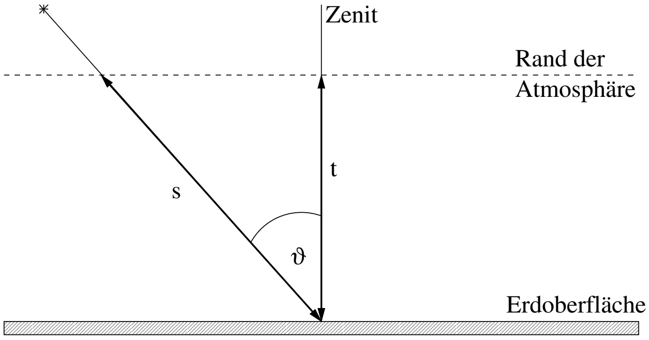


Abbildung 2.4: *Ein Lichtstrahl, der unter dem Winkel ϑ die Atmosphäre durchquert, muß die Strecke $s = \frac{t}{\cos\vartheta}$ zurücklegen.*

Benutzt man diese Winkelabhängigkeit, so ergibt sich eine Beziehung für die Intensität, in der τ_λ, die optische Tiefe senkrecht durch die Atmosphäre bei der Wellenlänge λ, unabhängig vom Zenitwinkel ist.

$$I(\vartheta) = I_0 \cdot \exp(-\sec\vartheta \cdot \tau_\lambda) \tag{2.6}$$

2.2 Komponenten des Nachthimmellichtes

Die Helligkeit des Himmels nimmt nach Sonnenuntergang kontinuierlich ab, da nur noch die höher gelegenen Regionen der Atmosphäre senkrecht über dem Beobachter von der Sonne erreicht werden. Sobald die Sonne 6° unter dem Horizont steht spricht man vom Ende der bürgerlichen Dämmerung, und die astronomische Dunkelheit beginnt, wenn die Sonne 18° unter dem Horizont steht ([ROT81]). Zu diesem Zeitpunkt ist das Streulicht in der Atmosphäre vernachlässigbar geworden, und der Nachthimmel kann ohne Beeinflussung der Sonne beobachtet werden (vgl. Abb. 2.5).

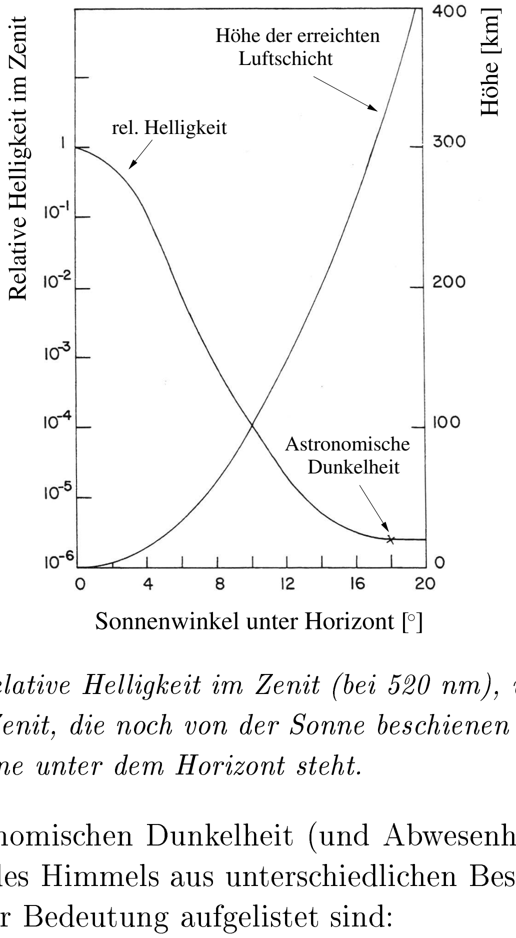


Abbildung 2.5: *Die relative Helligkeit im Zenit (bei 520 nm), und die Höhe der atmosphärischen Schicht im Zenit, die noch von der Sonne beschienen wird, aufgetragen gegen den Winkel, den die Sonne unter dem Horizont steht.*

Nach Beginn der astronomischen Dunkelheit (und Abwesenheit des Mondes) setzt sich die Resthelligkeit des Himmels aus unterschiedlichen Bestandteilen zusammen, die hier in abnehmender Bedeutung aufgelistet sind:

- Zodiakallicht
- Nachtleuchten der Atmosphäre
- Integriertes Sternenlicht
- Diffuses galaktisches Licht
- Kosmisches Licht
- Anthropogenes Licht

Der Beitrag der einzelnen Komponenten ist dabei von Ort und Zeit am Nachthimmel abhängig. Im Folgenden werden die Ursprünge und Erscheinungsformen der einzelnen Komponenten näher beschrieben.

2.2.1 Einheiten der Lichtintensität

Da bei der abbildenden Tscherenkow–Technik Einzelphotonen gezählt werden, ist es für einen direkten Vergleich am günstigsten, den Fluß des Hintergrundlichtes in der Einheit $(\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}})$ anzugeben. Im allgemeinen wird die Intensität von Licht aber in verschiedenen physikalischen Einheiten angegeben, je nach astronomischem oder astrophysikalischem Verwendungszweck.
Für die Angabe von Flächenhelligkeiten werden die Einheiten $\frac{\mathrm{Magnituden}}{\mathrm{arcsec^2}}$ oder S_{10} benutzt. Die Lichtintensität in der Einheit S_{10} entspricht dabei der Anzahl Sterne 10er Magnitude in einem Quadratgrad. Die Angabe von differentiellen Flüssen geschieht meist in $\frac{\mu\mathrm{Jansky}}{\mathrm{arcsec^2}}$. Die Umrechnung der einzelnen Einheiten erfolgt durch die folgenden Relationen (nach [BEN98]):

$$N\,(\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}) \quad = \quad 10^{21.36 - \frac{\mathrm{mag/arcsec^2}}{2.5}} \tag{2.7}$$

$$N\,(\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}) \quad = \quad 10^{10.25 + \log \mathrm{S}_{10}} \tag{2.8}$$

$$1\,(\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2 \cdot nm}}) \quad \hat{=} \quad 1.56 \cdot 10^{-3} \cdot (\mathrm{Wellenl\ddot{a}nge/m})\ \frac{\mu\mathrm{Jy}}{\mathrm{arcsec^2}} \tag{2.9}$$

2.2.2 Zodiakallicht

In Abwesenheit von Mond– und Polarlicht ist das Zodiakallicht die hellste Komponente des Hintergrundlichtes am nächtlichen Himmel. Es entsteht durch die Streuung von Sonnenlicht am interplanetaren Staub, der sich in der Ekliptik befindet, und läßt sich am Besten kurz nach Sonnenuntergang im Westen oder kurz vor Sonnenaufgang im Osten beobachten. Es kann bis zu dreimal so hell sein, wie die hellsten Wolken in der südlichen Milchstraße. Die Intensität ist dabei vom Winkelabstand zur Sonne und der Ekliptikalen Breite abhängig (siehe Abb. 2.6).

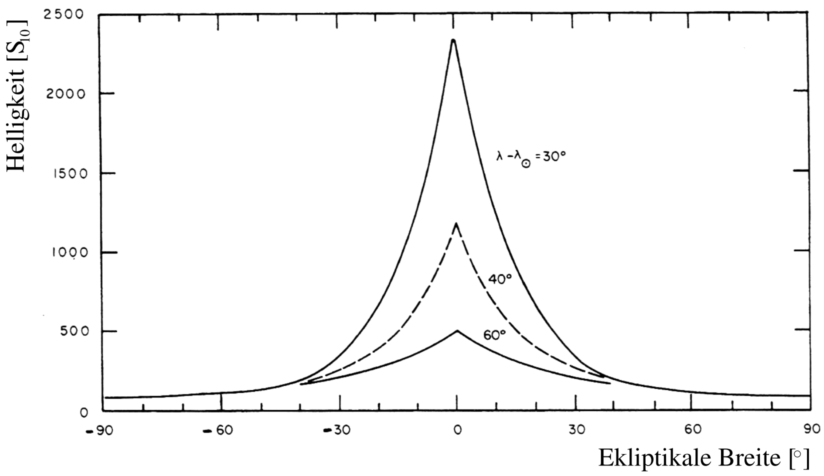


Abbildung 2.6: *Photometrische Schnitte durch das Zodiakallicht für verschiedene Winkelabstände von der Sonne* ($\lambda - \lambda_\odot$) *([ROA73])*

Für den Beobachter erscheint das Zodiakallicht in Form eines Kegels, der auf dem Horizont steht und einen relativ scharf definierten Rand hat. Die Helligkeit und die Breite des Kegels nehmen dabei kontinuierlich zum Horizont hin zu. Das Phänomen ist nicht immer leicht zu erkennen, da es oft mit der Dämmerung verwechselt wird, oder mit dem Streulicht von Städten oder tiefliegenden Wolken konkurieren muß. Darüber hinaus ist die Ekliptik in den höheren Breiten deutlich gegen den Horizont geneigt, so daß sich das Zodiakallicht am Besten in den Tropen beobachten läßt, wo es mehr oder weniger senkrecht auf dem Horizont steht.

Ein mit dem Zodiakallicht zusammenhängendes Phänomen ist der sogenannte *Gegenschein*, der sich als ausgedehntes, schwaches Leuchten auf der der Sonne entgegengesetzten Seite der Ekliptik zeigt. In diesem Gebiet wird ebenfalls das Sonnenlicht an interplanetarem Staub gestreut und dadurch die Helligkeit gegenüber dem umliegenden Gebiet um etwa 10% erhöht.

2.2.3 Nachtleuchten der Atmosphäre

Das Nachtleuchten, im Englischen als “Nightglow” oder “Night Airglow” bezeichnet, entsteht durch unterschiedliche photochemische und physikalische Prozesse in den oberen Schichten der Atmosphäre. Es ist ein dynamischer Effekt, dessen Intensität sich sowohl mit dem Ort, als auch mit der Zeit ändert. Dies geschieht zum Beispiel durch das Vorbeiziehen von Wolken aus abstrahlenden Gasen, die in der oberen Atmosphäre vom Wind durch das Gesichtsfeld getrieben werden.

Die Strahlung der Sonne spielt bei der Entstehung des Nachtleuchtens eine entscheidende Rolle. Sie dissoziert die Moleküle in ihre atomaren Bestandteile und entfernt Elektronen aus neutralen Atomen, wodurch ein Plasma geladener Teilchen entsteht. Die Produkte dieser Dissoziation und Ionisation reagieren miteinander und erzeugen dadurch Strahlung – das Nachtleuchten. Diese Reaktionen finden vorwiegend in einer Höhe von 90-100 km statt, wo die meisten Bestandteile der Atmosphäre in atomarer Form vorliegen (siehe Abb. 2.7). Dieser Bereich wird deshalb auch als “chemische Küche” der Atmosphäre bezeichnet.

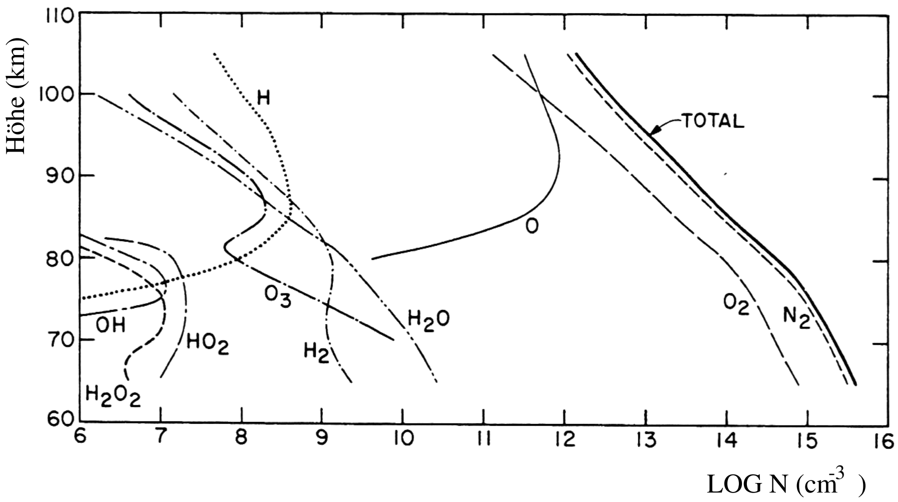


Abbildung 2.7: *Graphische Darstellung der Variation der atmosphärischen Komponenten mit der Höhe (um Mitternacht) ([ROA73]).*

Die verschiedenen Reaktionen und Rekombinationen erzeugen ein kontinuierliches Spektrum und einzelne intensive Spektrallinien. Die grüne Linie des atomaren Sauerstoffs bei 557.7 nm ist dabei die dominierende Linie im Sichtbaren ([LOU87]). Das Kontinuum entsteht vorwiegend durch überlappende O_2– und NO_2–Banden im Sichtbaren und überlappende OH–Banden im nahen Infrarot.

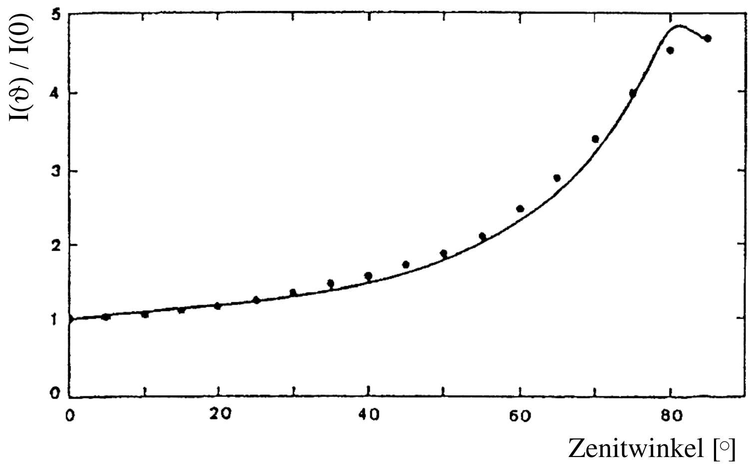


Abbildung 2.8: *Zenitwinkel–Abhängigkeit der Nachthimmelhelligkeit bei* 530 *nm, gemessen auf Mt. Haleakala, Hawaii ([KWO91]). Die Kurve ist eine Abwandlung einer von Barbier gefundenen Relation ([BAR56]).*

Wie Abbildung 2.8 zeigt nimmt die Helligkeit durch das Nachtleuchten mit steigendem Zenitwinkel ϑ zu. Die Kurve in der Abbildung entspricht einer Relation bei der es ab einem Winkel von etwa 80° wieder dunkler wird. Im Allgemeinen ist die Zunahme der Helligkeit mit wachsendem Zenitwinkel durch die sogenannte *van Rhijn Funktion* gegeben ([RHI21]):

$$\frac{I(\vartheta)}{I(0)} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left[\frac{R}{(R+h)}\right]^2 \cdot \sin^2 \vartheta}} \tag{2.10}$$

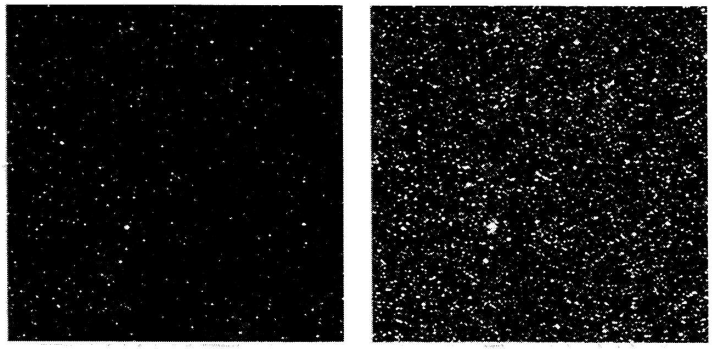
Dabei ist R der Erdradius und h die Höhe über dem Erdboden, für $h = 0$ geht die Gleichung in $(1/\cos\vartheta)$ über (vgl. Abb. 2.4), die Intensität nimmt also mit der Atmosphärendicke zu.

Ein weiterer Effekt, der zum Nachtleuchten beiträgt, ist die sogenannte *Aurora.* Hierbei treffen hochenergetische Teilchen, zum größten Teil von der Sonne, auf die Erde und bewegen sich auf den geomagnetischen Feldlinien in die Atmosphäre. Auf ihrem Weg regen sie die Moleküle oder Atome zum Leuchten an. Dieser Effekt ist am stärksten in den Breiten, die etwa 20° von den Polen entfernt liegen und wird dort als Polarlicht bezeichnet. Die Intensität der Aurora ist sehr stark vom Sonnenzyklus abhängig und unterliegt somit einer etwa 11–jährigen Schwankungsperiode.

2.2.4 Integriertes Sternenlicht

Am nächtlichen Himmel gibt es 4850 Sterne, die heller als die 6-te Größenklasse sind. Sterne dieser Helligkeit kann man unter guten Bedingungen mit dem bloßen Auge sehen. Mit einem Teleskop und photographischen Methoden kann man schon sehr viel mehr Sterne erkennen (siehe Abb. 2.9). So gibt es etwa 10^9 Sterne, die heller als Größenklasse 20 sind. Dieses schwache Sternenlicht spielt bei astronomischen und besonders bei photometrischen Messungen eine Rolle und wird als integriertes Sternenlicht bezeichnet.

Wären diese Sterne, die durch ihre größere Entfernung zur Erde schwächer erscheinen, gleichmäßig über den Himmel verteilt, so entspräche das integrierte Sternenlicht in einem Quadratgrad dem Licht von 105 Sternen der 10. Größenklasse. Tatsächlich ist die Sternendichte in der galaktischen Ebene aber 10 mal so hoch wie am restlichen Himmel, so daß dort das integrierte Sternenlicht einen sehr viel größeren Beitrag zum Hintergrundlicht des Nachthimmels leistet.



5 Minuten 50 Minuten

Abbildung 2.9: *Bild eines Himmelsausschnittes bei galaktischer Länge $l = 27°$ und galaktischer Breite $b = -4°$, mit Belichtungszeiten von 5 und 50 Minuten. Bei der 5 Minuten Belichtung erscheinen Sterne bis etwa zur Größenklasse 16, bei 50 Minuten bis etwa Größenklasse 18.*

2.2.5 Diffuses galaktisches Licht

Das diffuse galaktische Licht (DGL) entsteht durch die Streuung von Licht am interstellaren Staub der Galaxie. Daher ist diese Komponente des Nachthimmellichtes auf den Bereich der Milchstraße konzentriert, genau wie das integrierte Sternenlicht. Am gesamten emittierten Licht der galaktischen Ebene hat das diffuse galaktische Licht einen Anteil von 20 – 30 %. Dabei nimmt die Intensität in Richtung Zentrum der Milchstraße zu, da dort die Stern– und Staubdichte größer ist (siehe Abb. 2.10).

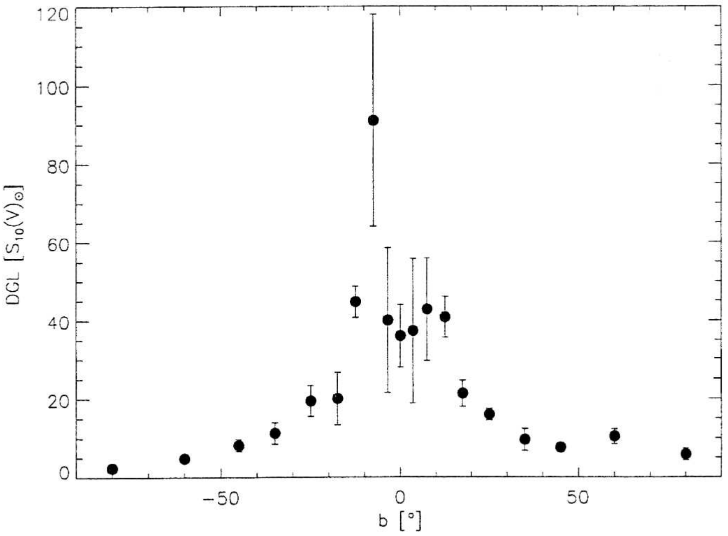


Abbildung 2.10: *Durchschnittliche Intensität des diffusen galaktischen Lichtes als Funktion der galaktischen Breite b. Die Daten entstammen einer photometrischen Messung von Pioneer 10, bei einer Wellenlänge von 440 nm. Die Fehlerbalken betragen eine Standardabweichung und sind ein Maß für die Variation über die galaktische Länge ([LEI97]).*

2.2.6 Kosmisches Licht

Das kosmische Licht, auch als extragalaktisches Licht bezeichnet, gibt nur einen sehr kleinen Beitrag zum Hintergrundlicht und ist auch bei weitem nicht so gut untersucht wie die restlichen Komponenten. Es besteht wohl hauptsächlich aus rotverschobenem Sternenlicht von nicht aufgelösten Galaxien, oder auch aus Licht von Sternen und Gas im intergalaktischen Raum.

2.2.7 Anthropogenes Licht

Künstliche Lichtquellen auf dem Erdboden leisten durch troposphärische Streuung einen Beitrag zur Aufhellung des Nachthimmels. Das Spektrum dieser "Lichtverschmutzung" besteht sowohl aus einem Kontinuum, als auch aus diskreten Emissionslinien.

Die stärksten diskreten Linien sind dabei die Natrium– und Quecksilberlinien, die durch die entsprechenden Natrium– und Quecksilberdampflampen in Straßenlaternen entstehen. Diese Linien sind an sehr guten Beobachtungsorten etwa halb so intensiv wie die stärksten natürlichen Linien des Nachthimmellichtes, aber es gibt auch Standorte von Observatorien an denen die künstlichen Linien stärker als die natürlichen sind (siehe auch [LEI97],[BRO68],[TUR74]).

2.2.8 Zusammenfassung der Effekte

Die verschiedenen Komponenten tragen mit unterschiedlicher Intensität zur gesamten Helligkeit des Hintergrundlichtes bei. Dabei ist ihr jeweiliger Anteil stark vom betrachteten Ort am Nachthimmel abhängig. Die Abbildung 2.11 veranschaulicht die relativen Anteile der einzelnen Komponenten.

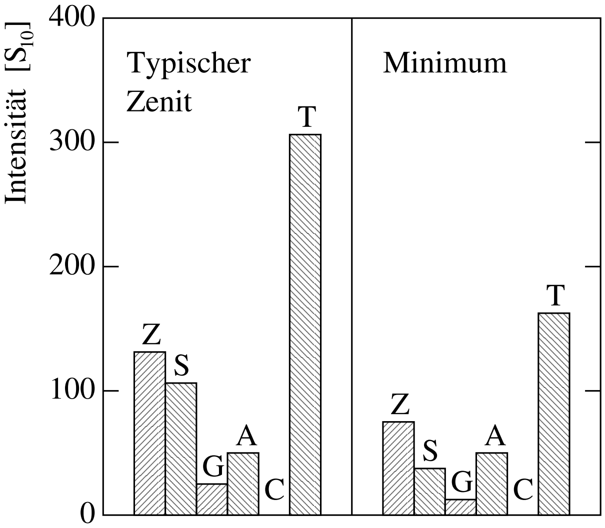
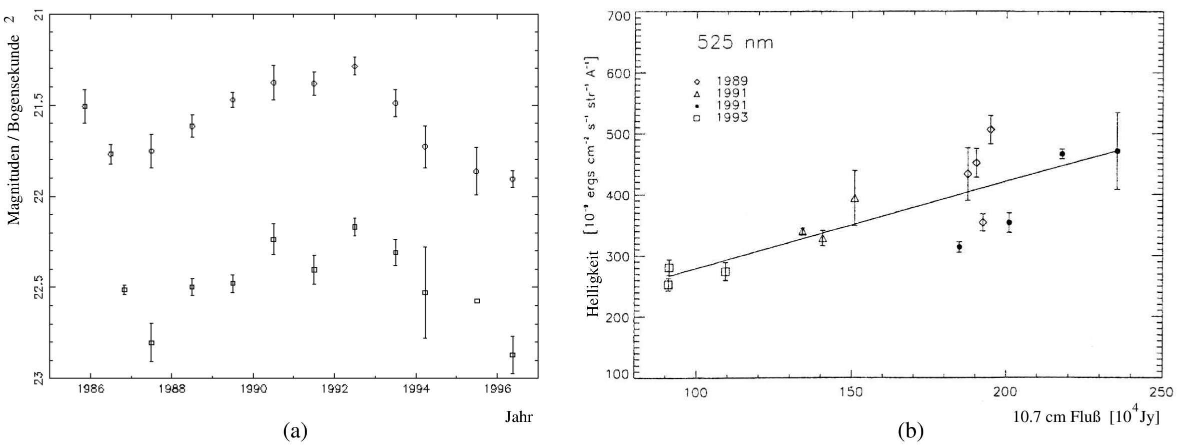


Abbildung 2.11: *Komponenten des nächtlichen Hintergrundlichtes. Die Minima für das Zodiakallicht, integrierte Sternenlicht und Nachtleuchten treten jeweils am Pol der Ekliptik, galaktischen Pol und im Zenit auf. Z=Zodiakallicht; S=integriertes Sternenlicht; G=diffuses galaktisches Licht; A=Nachtleuchten; C=kosmisches Licht; T=total ([SOK93],[ROA73]).*

Die Summe aller Einzelkomponenten, also die Gesamtintensität der Hintergrundhelligkeit, ist aber nicht nur vom Ort am Himmel, sondern auch von der Zeit der Beobachtung abhängig. So können sich die atmosphärischen Bedingungen, welche die Streuung und Transmission von Licht beeinflussen, auf einer Zeitskala von Tagen oder auch Stunden ändern. Diese Änderungen lassen sich manchmal schon mit dem bloßen Auge erkennen, so ist zum Beispiel die Röte eines Sonnenunterganges ein Hinweis auf den Staubgehalt der Luft.
Für eine Variation der Intensität auf einer größeren Zeitskala sorgt der Zyklus der Sonne. Bei diesem Zyklus ändert sich die Anzahl der Sonnenflecken und der abgestrahlten Teilchen mit einer Periode von 11 Jahren. Die Schwankung in der Intensität des Sonnenwindes hat auch einen Einfluß auf die Intensität des Hintergrundlichtes, wie aus Abbildung 2.12 eindeutig zu ersehen ist.



(a) (b)

Abbildung 2.12: *Zusammenhang zwischen Fluß der Sonne und der Hintergrundhelligkeit.* **a)** *Helligkeit im Zenit auf Mauna Kea, Hawaii. Bei 550 nm (oben) und bei 440 nm (unten) ([KRI90]).* **b)** *Helligkeit aufgetragen gegen die Radioflußdichte der Sonne bei 10.7 cm, gemessen auf dem Calar Alto ([LEI97]).*

Es sollte deutlich geworden sein, daß das Hintergrundlicht des Nachthimmels keine konstante Größe ist, sondern mit der Zeit und dem Ort, sowohl am Himmel als auch am Erdboden, variiert. Im nächsten Abschnitt werden einige Ergebnisse verschiedener Messungen vorgestellt, um einen Vergleich von unterschiedlichen Standorten zu haben.

Abbildung 2.13 zeigt ein exemplarisches Spektrum des Nachthimmelhintergrundlichtes. Es dürfte wohl an allen Standorten mit vergleichbar guten Beobachtungsbedingungen ähnlich aussehen. Die relative Stärke der Spektrallinien sagt nichts über die relative Konzentration der emittierenden Substanz in der Atmosphäre aus. So ist die Intensität der Natrium D–Linie bei 589 nm zum Teil auf die sehr kurze Lebensdauer des oberen Energieniveaus von $\sim 10^{-8}$ sec zurückzuführen. Ebenso beruht ein Teil der Intensität auf der Streuung vom Licht der Natriumdampflampen in den Straßenlaternen. Die Hg Linien bei 435.8 nm und 561.1 nm werden vollständig durch die entsprechenden Lampen verursacht. Spektren mit einer höheren Auflösung findet man bei Louistisserand et al. ([LOU87]), Osterbrock et al. ([OST96]) oder Vlasyuk & Spiridovna ([VLA93]).

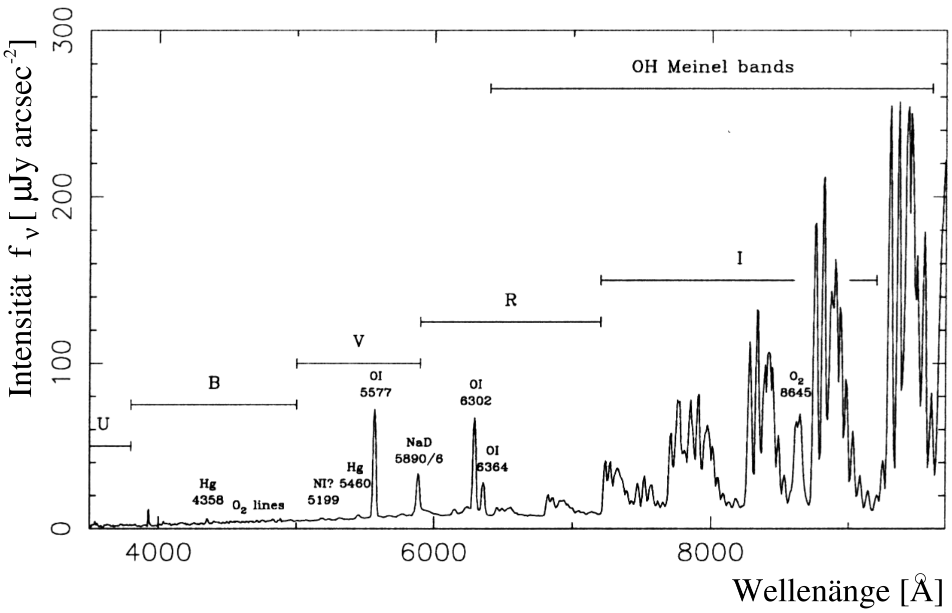


Abbildung 2.13: *Typisches Spektrum des Nachthimmellichtes in La Palma in einer mondlosen Nacht. Aufgenommen mit dem 'faint–object spectrograph' am William Herschel Teleskop im März 1991 ([BEN98]).*

2.3 Das Nachthimmellicht verschiedener Orte

Es wurden bereits Messungen des Hintergrundlichtes vorgenommen, die in direktem Zusammenhang mit der abbildenden Tscherenkow–Technik stehen. Die eine wurde am Standort des HEGRA–Systems auf La Palma durchgeführt ([MIR94]), die andere in Jammor, Indien ([KAU94]). Die Ergebnisse dieser Messungen zeigt Tabelle 2.1.

Ort der Messung	**Durchmesser des Gesichtsfeldes**	**Wellenlängen-bereich (nm)**	**Photonenfluß** $\left(\frac{10^{12} Photonen}{sterad \cdot s \cdot m^2}\right)$
La Palma	$\sim 23°$	300 – 600	3.2 ± 0.2
La Palma	0.43°	300 – 600	1.75 ± 0.4
Jammora	$\sim 0.4°$	310 – 560	1.89 ± 0.5

Tabelle 2.1: *Hintergrundhelligkeit in La Palma und Indien.*

Bei den Messungen in La Palma fällt der Unterschied zwischen den Ergebnissen auf. Dies ist aber erklärbar, da bei einem großen Gesichtsfeld auf jeden Fall einige hellere Sterne in das Meßergebnis eingehen und somit der Fluß pro Raumwinkelelement ansteigt. Bei einem kleineren Gesichtsfeld kann man hellere Sterne ausschließen.

Da die Intensität des Hintergrundlichtes bei allen astronomischen Beobachtungen von einiger Bedeutung ist, gibt es eine ganze Reihe von Messungen dieses Effektes, die hauptsächlich an Standorten von Observatorien durchgeführt wurden. Die Tabelle 2.2 soll einen Überblick über diese Messungen geben.

						Sky brightness			
Place	Nights of data	Year	$S_{10.7cm}$	U	B	V	R	I	Reference
			MJy		mag arcsec^{-2}				
McDonald	5	1960			22.8	21.7			Kalinowski*et al* (1975)
Junipero Serra	1	1966			23.0	21.9			Walker (1970)
San Pedro Martir	2	1970	1.5		22.9	21.9			Walker (1971)
Junipero Serra	1	1971	1.2		22.9	21.9			Walker (1973)
McDonald	6	1973	1.0		22.7	21.7			Kalinowski*et al* (1975)
San Benito	1	1976	0.7		22.9	21.9			Walker (1988)
La Silla	1	1978	1.5		22.8	21.7	20.8	19.5	Mattila *et al* (1996)
Sacramento Peak	12	1978	1.5			21.9			Schneeberger *et al* (1979)
Kottamia	1	1980	2.0		22.9	21.9		20.1	Nawar *et al* (1995)
San Benito	7	1981	2.0		22.6	21.6			Walker (1988)
Kitt Peak	7	1987	0.9		22.9	21.9			Pilachowski *et al* (1988,9)
Cerro Tololo	2	1987	0.9		22.9	22.0			Geisler (1987)
San Benito	6	1985-7	0.9		22.9	21.9			Walker (1988)
La Palma	4	1987	0.9			21.8			This paper
Cerro Tololo	1	1988	1.6		22.5	21.6			Geisler (1988)
Siding Spring		1989	2.1		22.7				Savage (1989)
Mauna Kea	16	1989-91	2.0		22.7	21.9			Krisciunas (1997)
Calar Alto	3	1990	2.0	22.2	22.6	21.5	20.6	18.7	Leinert *et al* (1995)
La Palma	9	1990-2	2.0		22.5	21.5			This paper
Cerro Tololo	1	1991	2.0	22.4					Pettini (private comm.)
Mauna Kea	8	1995-6	0.8		22.8	21.9			Krisciunas (1997)
La Palma	43	1994-6	0.8	22.0	22.7	21.9	21.0	20.0	This paper

Tabelle 2.2: *Aufgelistet sind die Ergebnisse von Messungen des Nachthimmelhintergrundlichtes an verschiedenen Orten (aus [BEN98]).*

Alle Messungen wurden in einer mondlosen Nacht in der Nähe des Zenits gemacht. Die Spalte $S_{10.7\,\mathrm{cm}}$ gibt den Radiofluß der Sonne bei 10.7 cm an und ist ein Maß für die Sonnenaktivität. In dieser Tabelle werden die Helligkeiten in der Einheit mag/arcsec^2 angegeben, da dies die von Astronomen am häufigsten verwendete Einheit ist, wenn Helligkeiten oder Flüsse ausgedrückt werden.

In Namibia wurden bisher keine Messungen des Nachthimmelhintergrundlichtes durchgeführt. Die Werte sollten aber vergleichbar mit den besten Beobachtungsorten sein, da die Bevölkerungsdichte in diesem Land sehr gering ist und somit kaum Streulicht von künstlichen Lichtquellen vorkommen sollte.

Kapitel 3

Die Komponenten des Meßsystems

Das System, mit dem die Messungen des Nachthimmelhintergrundlichtes in Namibia und auf La Palma durchgeführt wurden, besteht im wesentlichen aus einem optischen Teleleskop und der darauf befestigten Meßapparatur. In diesem Kapitel werden die Bestandteile des Systems genau erklärt. Das komplett aufgebaute System ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

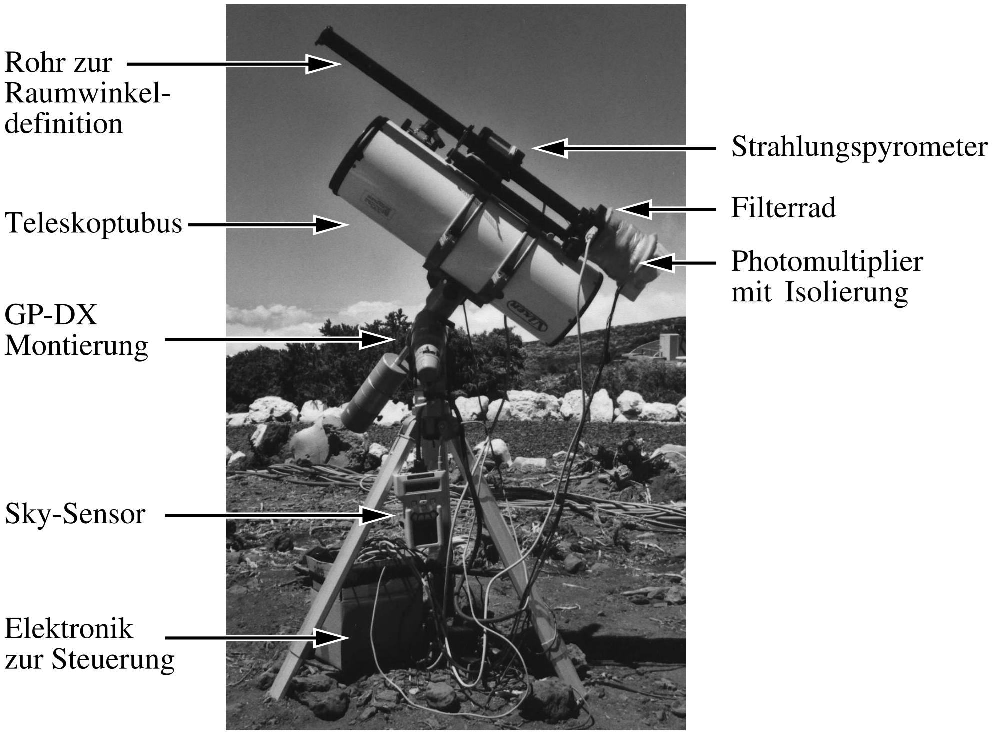


Abbildung 3.1: *Vollständig aufgebautes System auf dem HEGRA Gelände in La Palma.*

3.1 Das Teleskop

Zur Ausrichtung und Steuerung der Meßapparatur wurde ein portables, optisches Teleskop der Firma Vixen verwendet. Dieses Teleskop ist mit zwei Motoren ausgestattet und kann über ein Steuergerät in jede gewünschte Position gefahren werden. Die Meßapparatur wurde auf dem Teleskoptubus befestigt, und ihre optische Achse möglichst parallel zur optischen Achse des Teleskops ausgerichtet, so daß dieses als eine Art Zielfernrohr genutzt werden konnte.

Die Montierung

Bei der verwendeten Montierung des Teleskops handelt es sich um die GP–DX Montierung der Firma Vixen. Es ist eine stabile und belastbare Montierung mit einem Gewicht von 7 kg und einer Tragfähigkeit von etwa 11 kg. Die beiden Stahlachsen werden von je einem Motor angetrieben, wobei der Antrieb laut Werk einen periodischen Fehler von ±7 Bogensekunden hat.
Die Rektaszensions– und Deklinationsachse werden jeweils durch einen Motor angetrieben, die durch den Sky-Sensor (siehe unten) gesteuert werden. An jeder der Motorachsen befindet sich ein optoelektronischer Abtaster (Encoder), der Winkelinformationen an den Sky–Sensor übergibt. Daraus kann dieser dann die aktuelle Position des Teleskops berechnen.

Die GP–DX Montierung ist eine parallaktische Montierung, die im Vergleich zu einer Azimutalmontierung den Vorteil besitzt, daß eine ihrer Achsen parallel zur Erdachse ausgerichtet ist. Zum Ausgleich der scheinbaren Drehung der Himmelskugel, hervorgerufen durch die Erdrotation, muß daher nur diese Achse in die entgegengesetzte Richtung gedreht werden (vgl. Abb. 3.2). Ein einmal eingestelltes Objekt am Himmel verbleibt somit nahezu bewegungslos im Gesichtsfeld des Teleskops. Abweichungen entstehen nur durch Fehler in der Präzision des Antriebes.

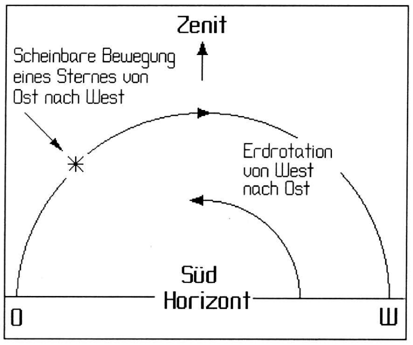


Abbildung 3.2: *Scheinbare Bewegung eines Sterns am Himmel.*

Als Voraussetzung muß diese Achse, bezeichnet als Rektaszensionsachse, präzise “eingenordet” sein. Das bedeutet, sie muß genau in Nord–Süd Richtung (Azimut) stehen, und ihr Winkel zur Erdoberfläche muß exakt dem Winkel der geographischen Breite des Beobachtungsortes (Polhöhe) entsprechen. Sie steht dann parallel zur Rotationsachse der Erde und zeigt genau auf den nördlichen Himmelspol, welcher etwa 1° vom Polarstern entfernt ist (siehe Abb. 3.3).

Die “Einnordung” der Rektaszensionsachse wird bei der Aufstellung des Teleskops schnell und präzise durch einen in der Achse eingebaut Polsucher erreicht. Durch diesen wird auf der Nordhalbkugel der Polarstern und auf der Südhalbkugel eine Sternkonstellation in der Nähe des Südpols angepeilt, wodurch die Achse sehr genau ausgerichtet wird.

Ist die Rektaszensionsachse einmal ausgerichtet wird nur noch der Motor dieser Achse benötigt, um einem Objekt am Himmel zu verfolgen. Dadurch werden Zickzack–Bewegungen vermieden, die durch den Betrieb des zweiten Motors an der Deklinationsachse entstehen würden. Insgesamt wird die Positionierung des Teleskopes um so genauer, je besser die Achse ausgerichtet ist.

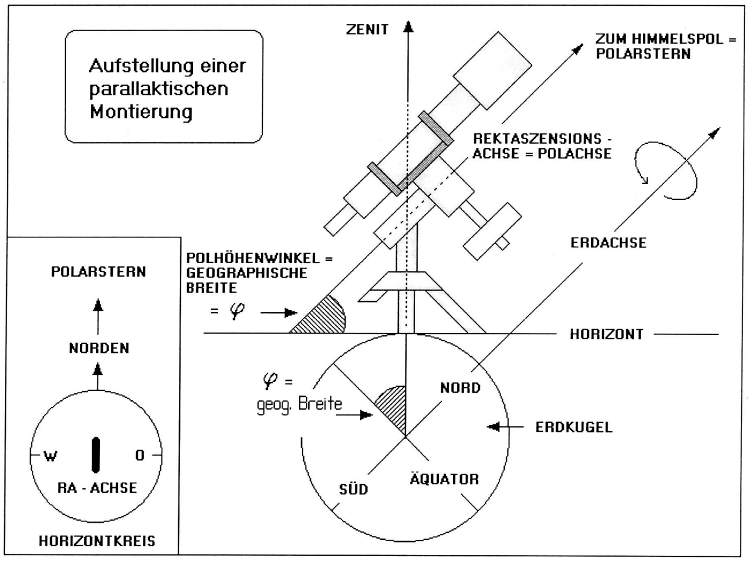


Abbildung 3.3: *Aufstellung einer parallaktischen Montierung (aus [VEH99]).*

Der Teleskoptubus

Für die eigentlichen Messungen wurde der Teleskoptubus nicht benötigt, die Meßapparatur hätte auch direkt auf der Montierung befestigt werden können. Allerdings war er nötig, um das gesamt Teleskop auszurichten und um im Laufe der Nacht gelegentlich die Ausrichtung zu überprüfen und gegebenenfalls zu korrigieren. Durch die Addition von Encoder–Fehlern, leichten Ungenauigkeiten im Antrieb oder stärkerem Wind, kann es bei der Ausrichtung des Teleskopes zu kleinen, aber für die Messung signifikanten, Abweichungen kommen.

Der verwendete Tubus ist ein Newton–Spiegeltelekop, mit einem Spiegeldurchmesser von 200 mm und einer Brennweite von 800 mm. Bei einem Newton–Teleskop wird das Licht von einem Parabolspiegel auf einen Fangspiegel geworfen, der es zu einem seitlichen Okular umlenkt.

Der Sky–Sensor

Zur Steuerung des Teleskops wurde der "Sky Sensor 2000 PC" der Firma Vixen verwendet. Dabei handelt es sich um einen kleinen Handcomputer, über den sich das Teleskop vollständig kontrollieren läßt. Der Sky–Sensor läßt sich wiederum von einem externen Computer steuern, wobei sich jedoch nur einige der vorhandenen Funktionen ansprechen lassen. Es lassen sich bestimmte Daten auslesen und Befehle zur Positionierung des Teleskops geben, aber man bekommt keinen Zugriff auf den internen Speicher, in welchem sich mehr als 15.000 Objekte befinden.
Nach der Durchführung einer Initialisierung, in der dem Sky–Sensor die Position von drei Sternen gegeben wird, berechnet dieser aus der Zeit, den Koordinaten des Standortes und den Positionen der Referenzsterne die Ausrichtung des Teleskops. Wird dem Sky–Sensor dann per Tasteneingabe, oder durch einen externen Computer, der Befehl zur Neupositionierung des Teleskops gegeben, so steuert er die Motoren der beiden Achsen und bekommt von den Encodern Winkelinformationen, wodurch er jederzeit die aktuelle Position des Teleskops berechnen kann.
Selbst ohne "Einnordung" der Montierung wäre der Sky–Sensor nach der Initialisierung in der Lage das Teleskop zu steuern. Allerdings wäre die Positionierung und besonders die Nachführung weniger präzise.

3.2 Die Meßapparatur

In diesem Abschnitt wird der wichtigste Teil des Meßsystems beschrieben, die eigentliche Meßapparatur, mit der das Nachthimmelhintergrundlicht auf La Palma und in Namibia gemessen wurde. Der zur Messung verwendete und in die Apparatur integrierte Photomultiplier wird später in Abschnitt 3.3 genau erklärt.

3.2.1 Anforderungen

Es gab eine Reihe von Anforderungen an die Meßapparatur, welche bei ihrem Entwurf beachtet werden mußten:

- Das Gesichtsfeld für den Photomultiplier sollte etwa 1° betragen, um die Hintergrundhelligkeit ohne den Einfluß heller Sterne messen zu können.
- Es sollte die Möglichkeit bestehen, sowohl integrale Messungen als auch Messungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen durchzuführen.
- Die Apparatur sollte nach ihrer Montage auf dem Teleskoptubus parallel zu dessen optischer Achse ausgerichtet werden können.
- Es sollte eine Befestigungsmöglichkeit für das Strahlungspyrometer geben.
- Die gesamte Apparatur durfte nicht mehr als 4 kg wiegen, da sie sonst zu schwer für das Teleskop wäre.

3.2.2 Meßprinzip

Die Intensität des Hintergrundlichtes wird mittels eines Photomultipliers gemessen, der Einzelphotonen zählt, und denen ähnlich ist, die in den Kameras der Tscherenkow–Teleskope genutzt werden.
Durch zwei Blenden mit Durchmessern von 6.4 mm und 12 mm, welche in einem Rohr in einem Abstand von 815 mm montiert sind, wird ein Gesichtsfeld von etwa 1° und damit ein bestimmter Raumwinkel für den Photomultiplier definiert. Mit einem automatisierten Filterrad lassen sich verschiedene optische Filter in den Strahlengang des Lichtes bringen, so daß die Intensität des Hintergrundlichtes in verschiedenen Spektralbereichen bestimmt werden kann.
Aus den gewonnen Daten läßt sich dann der Photonenfluß des Hintergrundlichtes in der Einheit $(\frac{\text{Photonen}}{\text{sterad}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^2})$ bestimmen.

3.2.3 Mechanischer Aufbau

Alle Bestandteile der Meßapparatur bestehen aus schwarz eloxiertem Aluminium und wurden so entworfen, daß sie möglichst wenig wiegen. In Abbildung 3.4 ist die Apparatur in einer Seitenansicht dargestellt, und in Abbildung 3.5 ist ein Schnitt von oben durch die wesentlichen Teile zu sehen.
Die Halterung wird am Teleskoptubus befestigt und trägt das Rohr, welches ein Gesichtsfeld für den Photomultiplier definiert. In dieses Rohr wird von hinten das Filterrad eingesteckt, welches zur Aufnahme der optischen Filter dient und an dem

der Photomultiplier befestigt ist. Der Photomultiplier ist von einer Isolierung aus Schaumstoff umgeben und wird über einen Thermostaten und durch Leistungswiderstände auf einer konstanten Temperatur gehalten.

Im Folgenden wird der mechanische Aufbau der Hauptbestandteile näher erklärt. Die genauen physikalischen Größen, die sich daraus ergeben, wie zum Beispiel das Gesichtsfeld, werden im nächsten Kapitel bei der Kalibration der Meßapparatur besprochen.

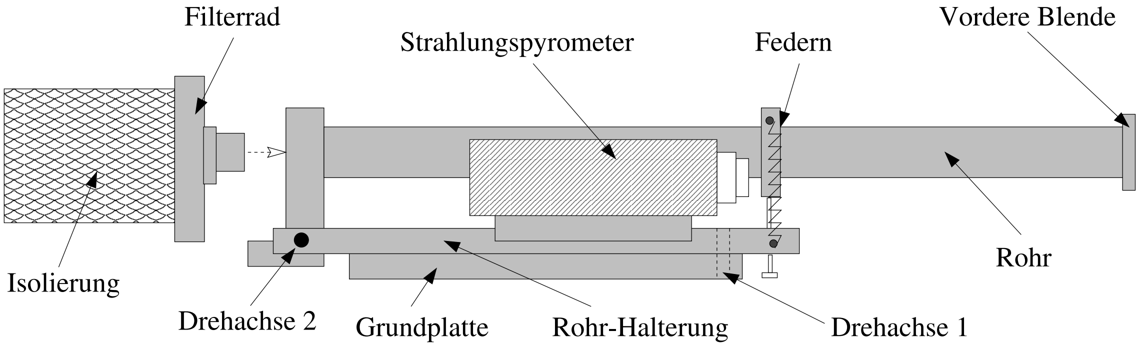


Abbildung 3.4: *Dargestellt ist die Seitenansicht der Meßapparatur.*

Halterung

Die Halterung besteht aus der Grundplatte, welche fest mit dem Teleskoptubus verbunden wird und einer Rohr–Halterung, die das Rohr trägt (siehe Abb 3.4). Die Rohr–Halterung ist um ein paar Grad gegen die Grundplatte verdrehbar (um Drehachse 1 in Abb. 3.4), und auch der Winkel zwischen Rohr und Rohr–Halterung läßt sich um einige Grad verändern (Drehachse 2).

Die Grundplatte wird zwar schon einigermaßen parallel zur optischen Achse des Teleskoptubus angebracht, aber durch diese beiden Drehpunkte läßt sich die Achse des Rohres genau parallel dazu einstellen, falls es doch eine kleine Abweichung geben sollte. Dies ist wichtig, damit auch wirklich die Stelle am Himmel vermessen wird, die durch das Teleskop anvisiert wurde.

An der Rohr–Halterung befindet sich zusätzlich noch eine Befestigungsmöglichkeit für das Strahlungspyrometer. Dadurch ist es zwar nur in einer Richtung parallel zur optischen Achse des Rohres ausgerichtet, aber da das Strahlungspyrometer ein Gesichtsfeld von 2° hat ist eine kleine Abweichung nicht relevant.

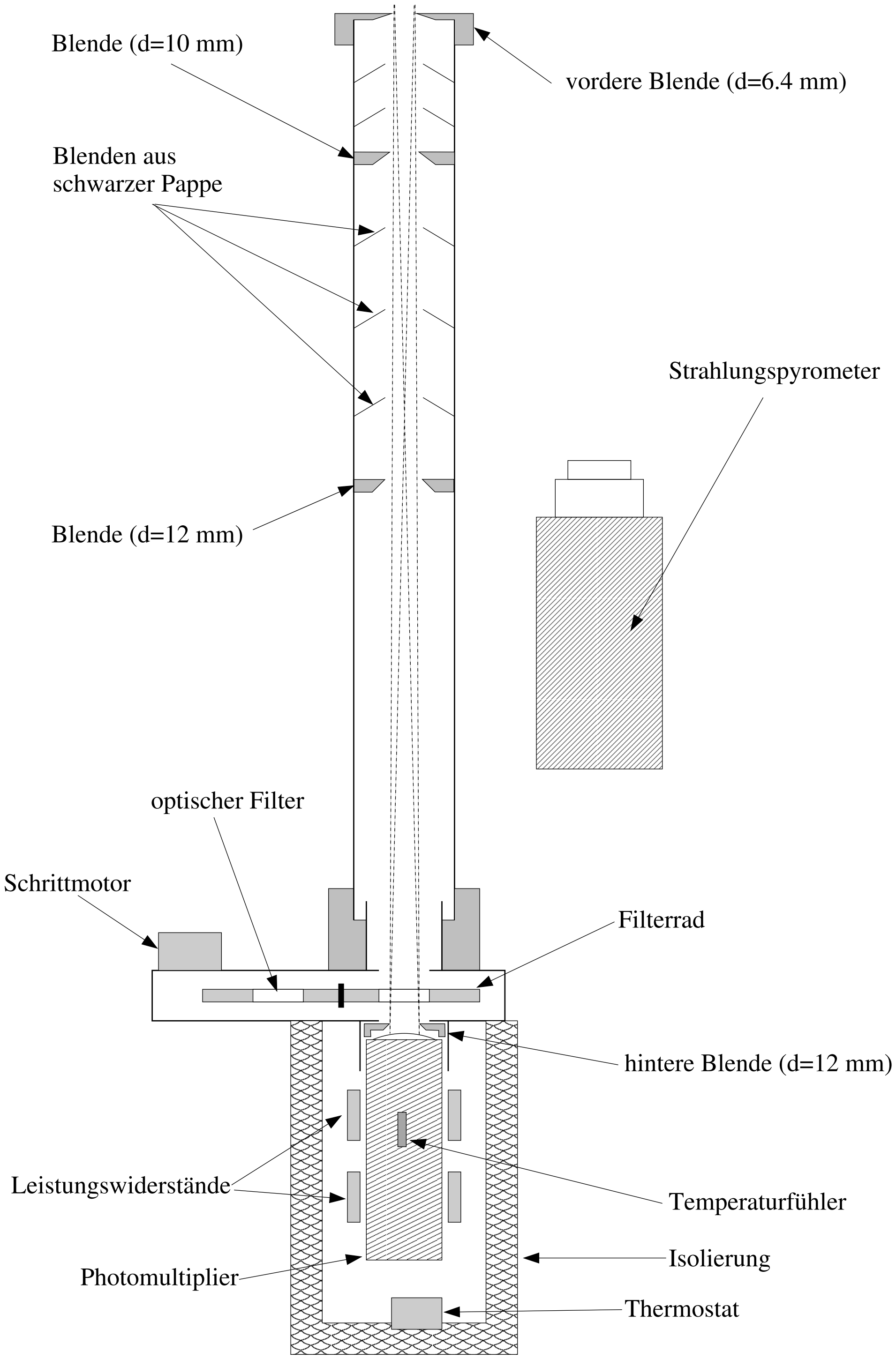


Abbildung 3.5: *Schnitt der Meßapparatur, von oben betrachtet.*

Das Rohr

Das Rohr beschränkt das Gesichtsfeld des Photomultipliers auf den gewünschten Raumwinkel. Durch die vordere Blende mit einem Durchmesser von 6.4 mm, die hintere Blende mit einem Durchmesser von 12 mm und einem Abstand zwischen ihnen von 815 mm, wird ein Gesichtsfeld von etwa einem Grad definiert (siehe Abb. 3.5).

Für die genaue Festlegung eines Gesichtsfeldes war es nötig das Streulicht, welches durch Reflektionen im Inneren der Röhre entsteht, so gering wie möglich zu halten. Aus diesem Grund wurden zwei zusätzliche Blenden aus schwarz eloxiertem Aluminium im Inneren der Röhre angebracht. Ihre Position wurde so gewählt, daß ein–, zwei– und dreifach reflektiertes Licht nicht mehr direkt den Photomultiplier erreichen kann. Um die Reflektivität der Röhrenwand weiter zu verringern, wurde das Innere mit matter schwarzer Pappe ausgekleidet. Ebenso wurden fünf zusätzliche Blenden aus schwarzer Pappe angebracht, um auch die Mehrfachreflektionen zu unterdrücken.

Das Filterrad

Das Filterrad dient dazu, eine Reihe von optischen Bandpassfiltern in den Strahlengang des Lichtes zu bringen, so daß vom Photomultiplier nur das Licht einer bestimmten Wellenlänge gemessen wird.

Hierzu wurde ein automatisiertes Filterrad der Firma Laser Components aus der AB300–Serie verwendet. Allerdings wurde dieses im Aufbau stark verändert, um in die Apparatur integriert werden zu können. Dieses Filterrad kann bis zu sechs Filter aufnehmen und dann den jeweils benötigten Filter über einen Schrittmotor in den Strahlengang bringen.

Von den sechs Positionen des Filterrades wurde eine mit einer schwarzen Kunststoffscheibe belegt, um bei jeder Messung auch die Dunkelrate bestimmen zu können. Eine weitere Position wurde offengelassen, um die integrale Intensität zu messen. Die übrigen Plätze wurden mit optischen Bandpassfiltern der Wellenlängen 360 nm, 400 nm, 450 nm und 500 nm belegt, die eine Bandbreite von 10 nm haben. Die genauen Transmissionskurven werden im Abschnitt 4.5 gegeben.

Isolierung und Heizung

Um den Photomultiplier bei einer konstanten Temperatur zu halten und auch um ihn vor Tau zu schützen, wurde er mit einer Heizung und einer Isolierung aus Schaumstoff versehen. Die Heizung besteht aus einer Reihe von Leistungswiderständen, bei denen die abfallende Leistung in Wärme umgewandelt wird. Durch einen Thermostaten mit einer geringen Hysterese wird die Temperatur auf ± 3 °C konstant gehalten. Zusätzlich wird die Temperatur des Photomultipliers durch den Fühler eines Thermometers überwacht.

3.3 Der Photomultiplier

Für die Messung des Hintergrundlichtes des Nachthimmels wurde ein Photomultiplier benutzt, der denen ähnlich ist, die in den Kameras der HEGRA– und HESS–Teleskope verwendet werden. In diesem Abschnitt wird zuerst das allgemeine Funktionsprinzip eines Photomultipliers erläutert und dann der verwendete Photomultiplier genau erklärt.

3.3.1 Funktionsprinzip eines Photomultipliers

Ein Photomultiplier ist ein Detektor, der das Prinzip des Photoeffekts nutzt und mit dessen Hilfe sich einzelne Lichtquanten nachweisen lassen. In der deutschen Literatur wird er auch als Sekundärelektronenvervielfacher bezeichnet.
Wie in Abbildung 3.6 dargestellt, besteht er im Wesentlichen aus einer Photokathode, aus der durch Photoeffekt Elektronen gelöst und dann durch ein elektronen–optisches System auf die erste Dynode gelenkt werden. Die folgenden Dynoden sorgen für eine Vervielfachung der Elektronen, so daß ein meßbarer Strompuls entsteht. Dieses ganze System befindet sich innerhalb eines evakuierten Glaszylinders mit einem Eintrittsfenster vor der Photokathode.

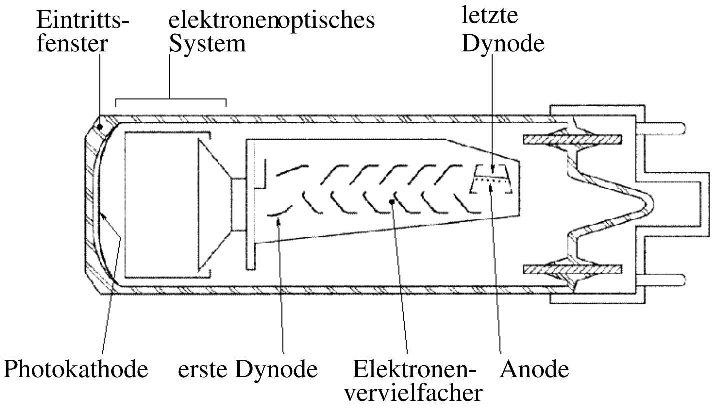


Abbildung 3.6: *Querschnitt durch einen Photomultiplier mit linear fokussierenden Dynoden (aus [PHI93]).*

Eintrittsfenster

Direkt vor der Photokathode befindet sich ein Eintrittsfenster, durch dessen Material der Wellenlängenbereich des Lichtes begrenzt wird, das die Photokathode erreicht. Licht, das eine Wellenlänge kleiner der Abschneide–Wellenlänge hat, wird bereits vom Eintrittsfenster absorbiert (siehe Abb. 3.7). Da das Intensitätsmaximum des am Boden detektierten Tscherenkow–Lichtes bei etwa 340 nm liegt, benötigt man ein Material, bei dem das Licht erst bei einer niedrigeren Wellenlänge vollständig absorbiert wird. Für die Photomultiplier in den Kameras der Tscherenkow–Teleskope wurde daher ein Eintrittsfenster aus Borsilikatglas gewählt.

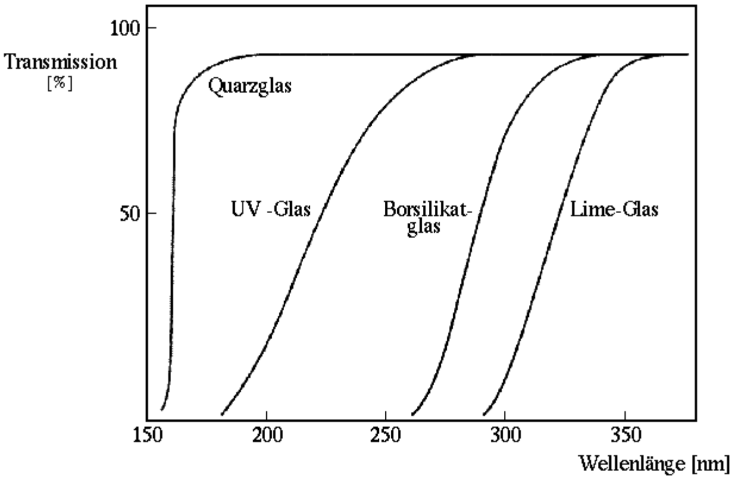


Abbildung 3.7: *Transmission als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Materialien.*

Photokathode

Fällt Licht durch das Eintrittsfenster auf die Photokathode, so kommt es zum sogenannten Photoeffekt. Dabei bewirkt die eingestrahlten Energie eine Freisetzung von Elektronen aus der Kathode. Allerdings muß ein einzelnes Photon mindestens die Energie besitzen, die ein Elektron benötigt, um aus dem Material auszutreten. Das emittierte Elektron besitzt dann die kinetische Energie

$$W_{\mathrm{kin}} = h\nu - W_{\mathrm{Aus}} \ , \tag{3.1}$$

wobei $h\nu$ die Energie des Photons und W_{Aus} die Austrittsarbeit des verwendeten Materials ist. Bei den verwendeten Photomultipliern besteht die Photokathode aus Alkalimetallen, da bei diesen die Austrittsarbeit im Bereich der Energie des sichtbaren Lichtes liegt. ($W_{\mathrm{Aus}} \leq 2$ eV).

Nicht alle Photonen, die auf die Oberfläche der Kathode treffen, werden absorbiert. Ein Teil wird reflektiert oder durchdringt das Material einfach. Bei Photomultipliern liegen die Dicken der Photokathoden zwischen einigen Hundertstel bis einigen Zehntel μm. Dadurch kommt es innerhalb der photoempfindlichen Schichten zu Mehrfachreflexionen, was zu einer Erhöhung der totalen Absorption führt.
Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon der Energie $h\nu$ ein Elektron austreten läßt bezeichnet man als Quanten–Effizienz (Q.E.). Die verwendeten Photomultiplier haben eine relevante Q.E. im Bereich von 300-650 nm. Das Maximum liegt etwa bei 380 nm und beträgt ~25%.

Dynoden

Die Dynoden eines Photomultipliers bewirken eine Vervielfachung des primären Photoelektrons und somit eine Verstärkung des Signals. Das Elektron aus der Photokathode wird durch ein elektrisches Feld auf die erste Dynode gelenkt, wo es beim Auftreffen Sekundärelektronen erzeugt. Diese werden dann durch ein Feld zur zweiten Dynode beschleunigt, wo es wiederum zur Sekundäremission kommt. Dieser Prozeß setzt sich bis zur letzten Dynode fort, wodurch es zu typischen Verstärkungen von 10^4 bis 10^6 kommt.
Verantwortlich für die Größe der Verstärkung ist der Sekundäremissionskoeffizient $\delta = N_{\text{sekundär}}/N_{\text{primär}}$, der von der Energie des primären Elektrons und dem Dynodenmaterial abhängig ist. Da die Spannung zwischen den Dynoden gewöhnlich 100-200 V beträgt, liegt er im Bereich von 5 bis 10 (vgl. Abb. 3.8).

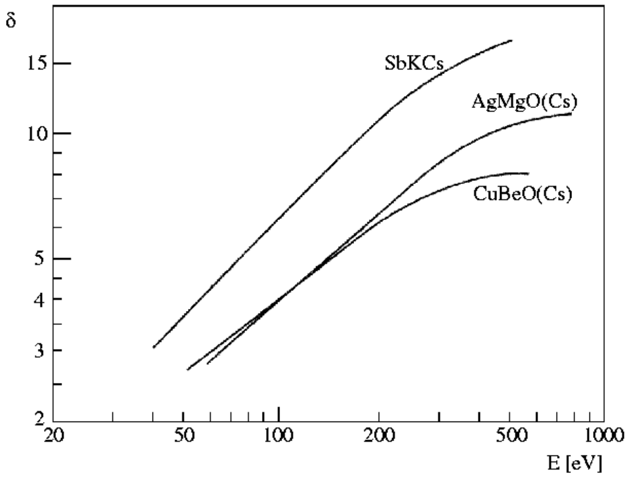


Abbildung 3.8: *Abhängigkeit des Sekundäremissionskoeffizienten von der Energie des Primärelektrons für drei verschiedene Dynodenmaterialien.*

Zur Versorgung der Kathode, der Dynoden und der Anode mit den notwendigen Spannungen verwendet man im einfachsten Fall einen Spannungsteiler, der aus einer Kette von Widerstände besteht und von der Kathode bis zur Anode für ein sukzessive steigendes Potential sorgt. Durch diesen Spannungsteiler wird die Gesamtspannung von ∼1000 V zwischen den Dynoden aufgeteilt, wobei zwischen Kathode und erster Dynode meist eine stärkere Spannung als zwischen den anderen Dynoden anliegt. Dadurch wird die Sammeleffizienz der ersten Dynode erhöht, und es wird eine gleichmäßigere Verstärkung erreicht.

3.3.2 Aufbau des verwendeten Photomultipliers

Für die Messungen wurde das Modell HC135-01 der Firma Hamamatsu benutzt. Dieses hat den Vorteil, daß sich innerhalb einer Edelstahlröhre mit 12 cm Länge und 3.5 cm Durchmesser alle Komponenten befinden, die zum Zählen von Einzelphotonen benötigt werden. Die Einheit wird mit einer Spannung von 5 V betrieben und läßt sich über eine serielle RS232–Schnittstelle mit einem Computer verbinden und von dort über ein Programm steuern. In Abbildung 3.9 ist der Aufbau dieses Modells schematisch dargestellt. Die einzelnen Bestandteile werden im Folgenden erklärt.

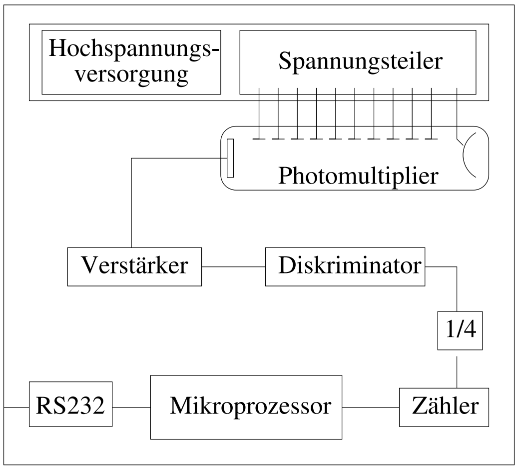


Abbildung 3.9: *Schematische Darstellung der Komponenten des HC135.*

Photomultiplier–Röhre

Bei der Röhre handelt es sich um das Modell R1924 der Firma Hamamatsu–Photonics. Sie verwendet eine Bi–Alkali Photokathode, welche im Bereich von 300-650 nm sensitiv ist und einen sehr niedrigen Dunkelstrom aufweist.

Es handelt sich um eine Hochgeschwindigkeits–Röhre, bei der die Anstiegszeit des Pulses unter 2 ns liegt. Um eine bessere Stabilität zu erreichen, ist die angelegte Spannung zwischen der Kathode und der ersten Dynode etwa dreimal so stark wie zwischen den restlichen Dynoden. Das stärkere Feld in diesem Bereich erlaubt eine bessere Kontrolle der Flugbahnen der Elektronen, und es wird eine höhere Sammeleffizienz erreicht. Die Kathode des Photomultipliers ist geerdet, wodurch die Röhre weniger anfällig für Feuchtigkeit und Verschmutzungen ist.

Hochspannung

Aus der Eingangsspannung von 5 V wird durch eine Cockcroft–Walton Kette eine Hochspannung von bis zu 1200 V erzeugt. Diese Kette hat den Vorteil einer geringen Leistungsaufnahme und somit einer geringen Wärmeentwicklung.
Die Hochspannung läßt sich über den Mikroprozessor beliebig zwischen 0 und 1200 V einstellen. Es gibt jedoch einen Arbeitspunkt, der bei etwa 950 V liegt und vom Werk eingestellt wird. Bei dieser Spannung ist die Messung am stabilsten und am wenigsten anfällig für Spannungs– oder Temperaturschwankungen.

Diskriminator

Im Fall analoger Signalverarbeitung könnte man die Ladungspulse des Photomultipliers mittels einer Kapazität einfach aufintegrieren, und eine Messung der Spannung würde die Stärke der Lichtintensität geben. Beim Zählen von Einzelphotonen werden die Lichtsignale jedoch als diskrete Pulse verstärkt und verarbeitet. Wie Abbildung 3.10 zeigt, unterliegt die Höhe der einzelnen Pulse dabei einer gewissen zufälligen Schwankung, welche hauptsächlich auf der Poissonverteilung des Sekundäremissionskoeffizienten beruht.
Es können auch Pulse entstehen, die gar nicht durch ein Elektron aus der Kathode ausgelöst werden, sondern durch die thermische Emission eines Elektrons aus einer der Dynoden. Diese haben aber eine kleinere Amplitude, da sie nicht von so vielen Dynoden verstärkt wurden wie ein Photoelektron aus der Kathode.
Bei dem verwendeten Photomultiplier wird ein Photoelektron durch die Dynoden so weit verstärkt, daß an der Anode typisch etwa 2 Millionen Elektronen austreten. Dies entspricht über einem 50 Ω Widerstand allerdings nur einem Spannungspuls von 5-10 mV. Deshalb wird das Signal noch einmal durch einen schnellen Verstärker geschickt, der die Spannung um etwa einen Faktor 30 erhöht.
Die Pulse werden dann auf einen Diskriminator gegeben. Durch die zusätzliche Verstärkung kann die Schwelle des Diskriminators auf 50-100 mV eingestellt werden, einem Bereich, in dem sie keinen wesentlichen Schwankungen mehr unterliegt. Überschreitet die Höhe eines Pulses die Diskriminator–Schwelle, so gibt dieser ein

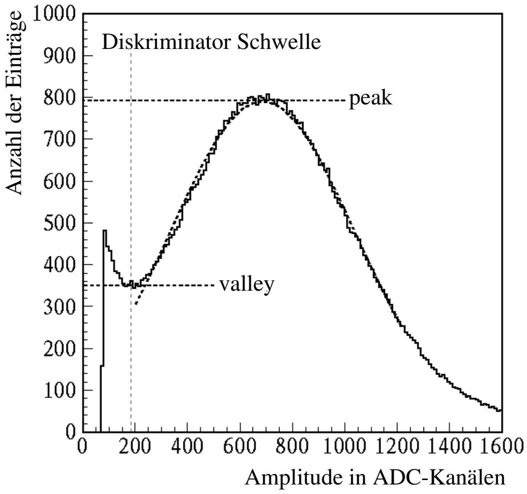


Abbildung 3.10: *Typisches Einzelelektronenspektrum eines Photomultipliers (aus [DOS00]). Die Diskriminator Schwelle entspricht der Schwelle beim HC135.*

digitales Signal und ein Photoelektron wird gezählt (siehe Abb. 3.11). Da sich die Schwelle etwa im Tal des Einzelelektronenspektrums befindet, wird auf diese Weise ein Großteil der thermisch erzeugten Pulse verworfen, da sie sich unterhalb der Schwelle befinden.

Allerdings entweichen auch thermische Elektronen aus der Photokathode, welche vom Diskriminator als Photoelektron gezählt werden. Diese Dunkelzählrate läßt sich jedoch leicht ermitteln, indem man eine Messung vornimmt, in der kein Licht auf die Photokathode fällt.

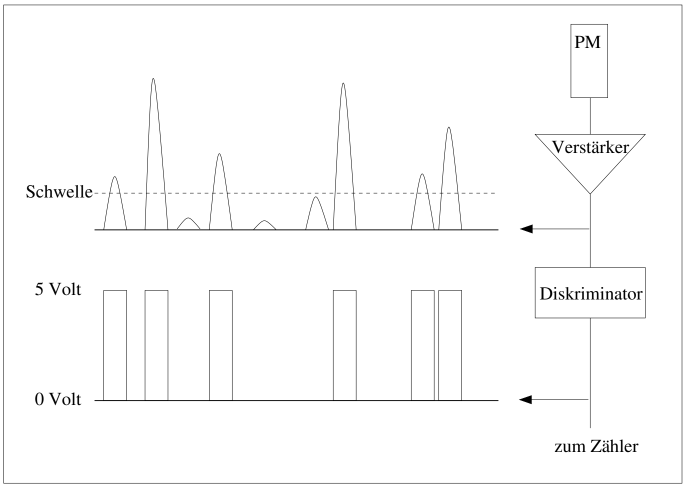


Abbildung 3.11: *Dargestellt sind die verstärkten Pulse des Photomultipliers und das daraus resultierende digitale Signal des Diskriminators.*

Zähler

Das digitale Signal des Diskriminators wird vor dem Zähler zuerst um einen Faktor vier herunterskaliert. Dadurch wird die Zählgeschwindigkeit erhöht, ohne dafür leistungsintensive Hochgeschwindigkeits–Schaltkreise benutzen zu müssen.
Die Pulse werden zum Zähler geleitet und dort für 10 ms aufaddiert. Danach wird des Ergebnis vom Mikroprozessor ausgelesen, der Zähler auf null gesetzt und eine neue Messung gestartet. Dafür werden 17 μs benötigt. Während der 10 ms der nächsten Messung werden die Daten vom Mikroprozessor verarbeitet.

Mikroprozessor

Gibt der Computer den Befehl zum Start einer Messung, so startet der Mikroprozessor den Zähler und erhält alle 10 ms ein Ergebnis. Von diesen Intervallen wird eine vorher definierte Zahl aufaddiert (≤ 100), so daß Integrationszeiten von 10-1000 ms erreicht werden.
Aufgrund der endlichen Pulsbreiten der Photomultiplier–Röhre können bei hohen Zählraten zufällig zwei Photonen als eines registriert werden. Dadurch würde die gemessene Rate geringer ausfallen als die tatsächliche. Dies wird durch einen Algorithmus ausgeglichen, der eine Totzeit–Korrektur durchführt. Diese korrigierte Rate wird mit einem Faktor 4 multipliziert, um die Skalierung vor dem Zähler wieder rückgängig zu machen und an den Computer übermittelt.

3.4 Das Strahlungspyrometer

Zusätzlich zur Messung des Nachthimmellichtes sollte mit einem geeigneten Gerät die Transparenz des nächtlichen Himmels überwacht werden, um zu sehen, ob und wie die Rate des Nachthimmellichtes mit den optischen Bedingungen der Atmosphäre korreliert ist.
Diese Messungen wurden mit einem Strahlungspyrometer realisiert, welches die Strahlungstemperatur des Himmels aus der emittierten Infrarotstrahlung ableitet. Eine andere Möglichkeit wäre ein Lasersystem gewesen, bei dem ein Laserstrahl in den Himmel “geschossen” und das zurückgestreute Licht registriert wird ([ABU97]).

Für die Messung wurde ein Infrarot–Strahlungspyrometer der Firma Heitronics verwendet, welches die Typenbezeichnung KT15.82D trägt. Es mißt die Temperatur im Bereich von -60 °C bis 500 °C mit einer Genauigkeit von etwa 1 °C bei einer Einstellzeit von 1 Sekunde. Die spektrale Empfindlichkeit liegt im Bereich von 8-14 μm. Durch eine Germanium–Linse wird ein Gesichtsfeld von $\sim 2°$ definiert.

Betrieben wird das Strahlungspyrometer mit einer Spannung von 24 V, und über eine RS232–Schnittstelle läßt es sich direkt steuern und auslesen.

3.4.1 Grundlagen der Messung

Jeder Körper emittiert oberhalb des absoluten Temperaturnullpunktes von 0 K bzw. −273.15°C elektromagnetische Strahlung, deren spektrale Intensitätsverteilung durch das Plancksche Strahlungsgesetz gegeben ist. Bis ca. 600°C wird die Strahlung dabei fast ausschließlich im Infrarotbereich (Wärmestrahlung) abgegeben. Erst bei höheren Temperaturen liegt ein Teil davon im sichtbaren Bereich.
Geräte, die diese Strahlung messen, bezeichnet man als Strahlungspyrometer oder auch Radiometer. Durch Vergleich mit dem Spektrum eines Schwarzen Strahlers, welcher auch zur Eichung des Radiometer verwendet wird, errechnet sich daraus die Temperatur des abstrahlenden Materials.

Messungen von Buckley et al. haben gezeigt, daß mit diesen Geräten eine einfache und kostengünstige Überwachung der Transparenz der Atmosphäre realisiert werden kann. Im Folgenden werden einige der gewonnenen Ergebnisse dargestellt ([BUC98]).
Die Strahlungstemperatur der Atmosphäre steigt ebenso mit der umgegbenden Lufttemperatur und der Dicke der betrachteten Luftschicht (Zenitwinkel), wie auch im Falle von Dunst, Feuchtigkeit oder Wolken in der Atmosphäre (siehe Abbildungen 3.12 und 3.13).

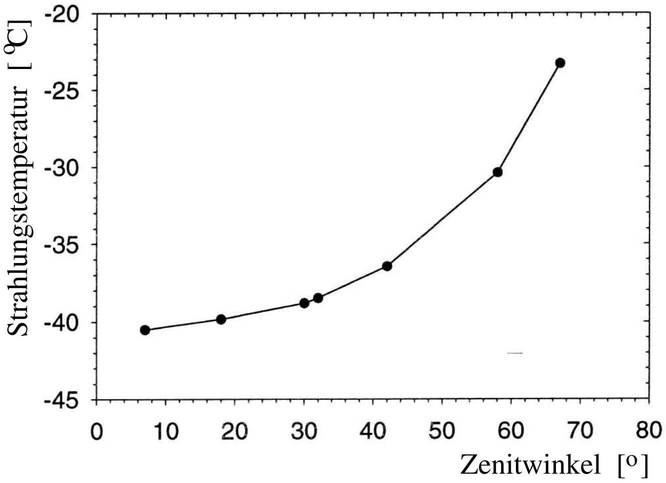


Abbildung 3.12: *Dargestellt ist die Abhängigkeit der Strahlungstemperatur des Himmels vom Zenitwinkel für klaren Himmel ([BUC98]).*

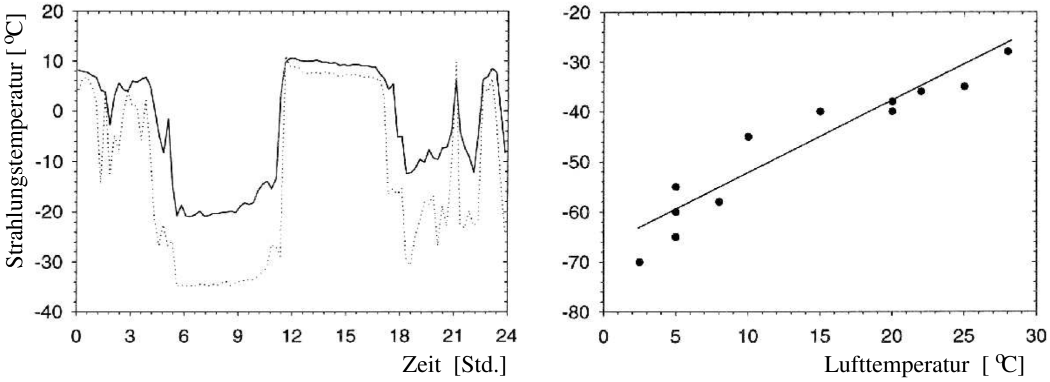


Abbildung 3.13: *In der linken Abbildung ist die Strahlungstemperatur im Zenit (gepunktete Linie) und bei einem Zenitwinkel von* 60 ° *(durchgezogene Linie) über einen Zeitraum von 24 Stunden dargestellt, in dem sich klarer und bewölketer Himmel abwechselten. Die rechte Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Strahlungstemperatur des klaren Himmels von der Lufttemperatur auf Beobachtungshöhe ([BUC98]).*

Wie Abbildung 3.14 zeigt, ist auch die Hintergrundzählrate eines Tscherenkow–Teleskops mit der gemessenen Strahlungstemperatur des Radiometers korreliert, da Wolken um einiges dunkler sind als der restliche Himmel (verwendet wurde hier das Mark 6 Teleskop in Narrabri, Australien).

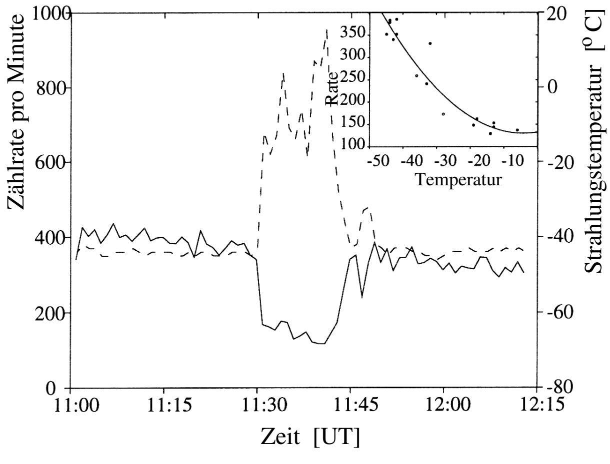


Abbildung 3.14: *Dargestellt ist die Korrelation zwischen der Hintergrund–Zählrate des Mark 6 Tscherenkow–Teleskops (durchgezogene Linie) und der Strahlungstemperatur des Himmels (gestrichelte Linie) ([BUC98]).*

3.5 Steuerung des Systems

Alle steuerbaren Einzelkomponenten des Meßsystems (Photomultiplier, Radiometer, Sky–Sensor und Filterrad) lassen sich direkt über eine serielle RS232–Schnittstelle ansprechen und auslesen. Zur Steuerung des Systems wird ein Laptop genutzt, das über eine Ethernet–Verbindung mit einem COM–Server der Firma W&T verbunden ist.

Dieser COM–Server kann über ein beliebiges Ethernet–LAN (Lokal Area Network) angesprochen werden und stellt vier voneinander unabhängige, serielle Schnittstellen zur Verfügung, über die die externen Komponenten gesteuert werden können. Die Datenübertragung erfolgt im Vollduplex–Verfahren mit einer maximalen Rate von 153.6 kBaud. Theoretisch könnte man mit diesem COM–Server das System über das Internet von überall in der Welt steuern. Tatsächlich wurde ein etwa 100 m langes Koaxialkabel (RG 58) verwendet, um den Server an das Laptop anzuschließen. Abbildung 3.15 zeigt den schematischen Aufbau des Systems inklusive der Spannungsversorgung.

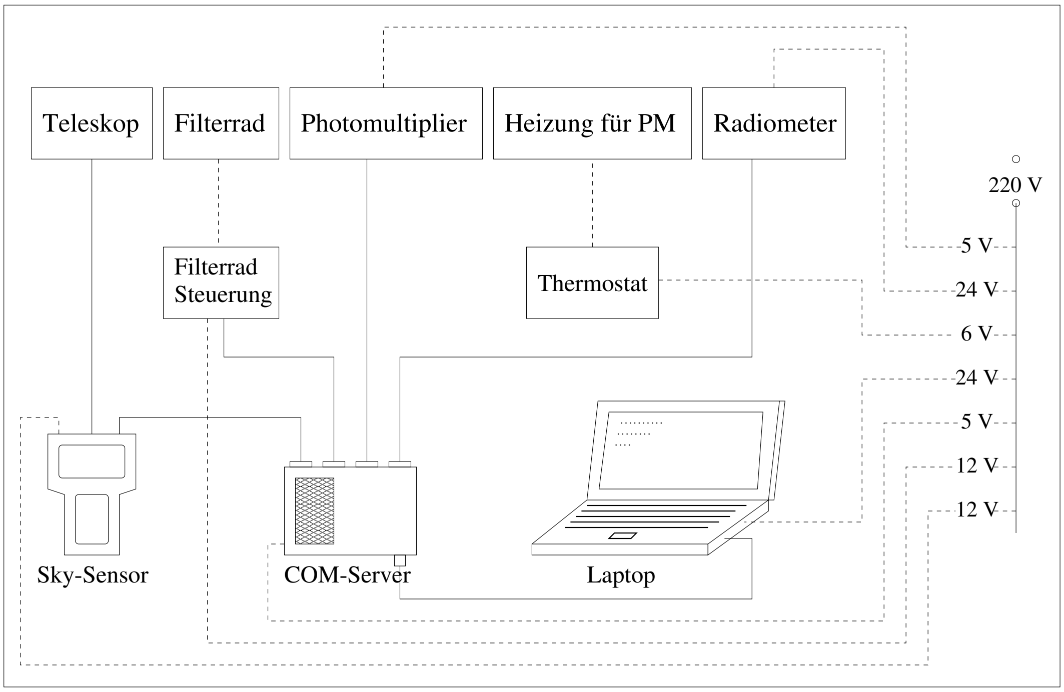


Abbildung 3.15: *Schematische Darstellung des Meßsystems mit allen Einzelkomponenten. Die durchgezogenen Linien stellen serielle Verbindungen dar, außer zwischen Laptop und COM–Server, wo es eine Ethernet–Verbindung (RG 58) ist. Die gestrichelten Linien stehen für die Spannungsversorgung.*

Die Spannungsversorgung der einzelnen Geräte geschieht durch verschiedene Wandler, welche die Ausgangsspannung von 220 V in die jeweils benötigte Spannung transformieren. Mit einem Sinus–Wechselrichter, der aus 12 V Gleichspannung 220 V Wechselspannung erzeugt, kann das System völlig autark für mehrere Stunden mittels einer Autobatterie betrieben werden. Allerdings war dies weder in La Palma noch Namibia notwendig, da jeweils Strom vorhanden war.
Zur Steuerung der einzelnen Komponenten durch das Laptop wurden verschiedene Software-Pakete geschrieben bzw. bereits bestehende abgeändert, so daß jede Komponente einzeln gesteuert werden konnte. Durch Zusammenfügen der einzelnen Teile zu einem Hauptprogramm konnte dann das System als Ganzes kontrolliert werden.

3.5.1 Ablauf einer Messung

Zur Durchführung einer Meßreihe wird mit einem separaten Programm eine Liste von Himmelskoordinaten erzeugt, die vom Hauptprogramm eingelesen und abgearbeitet wird. Das Teleskop fährt dann die einzelnen Koordinaten der Reihe nach an, und an jeder Position wird eine Messung vorgenommen.
Die Listen können im Äquator–, Horizont–, oder Galaktischen–Koordinatensystem erzeugt werden, müssen allerdings immer in das Äquatorsystem umgerechnet werden, da dem Sky–Sensor nur Positionen in diesem System gegeben werden können (zur Erklärung der Koordinatensysteme siehe z.B. ([ROT81])).
An jeder Position wird eine Photomultiplier–Messung mit Dunkelfilter gemacht, zur Bestimmung der Dunkelzählrate, und eine Messung ohne Filter, um die Nachthimmelshelligkeit zu ermitteln. Bei einigen Meßreihen wurde zusätzlich noch mit den vier optischen Filtern gemessen. Die Integrationszeit betrug je Filter 5 oder 10 Sekunden. Ebenso wurde bei jeder Messung auch die Strahlungstemperatur des Himmels mit dem Radiometer bestimmt. Alle Daten inklusive Zeit und Himmelskoordinaten wurden gespeichert. Dieser Ablauf einer Messung ist noch einmal in einem Flußdiagramm in Abbildung 3.16 zu sehen.

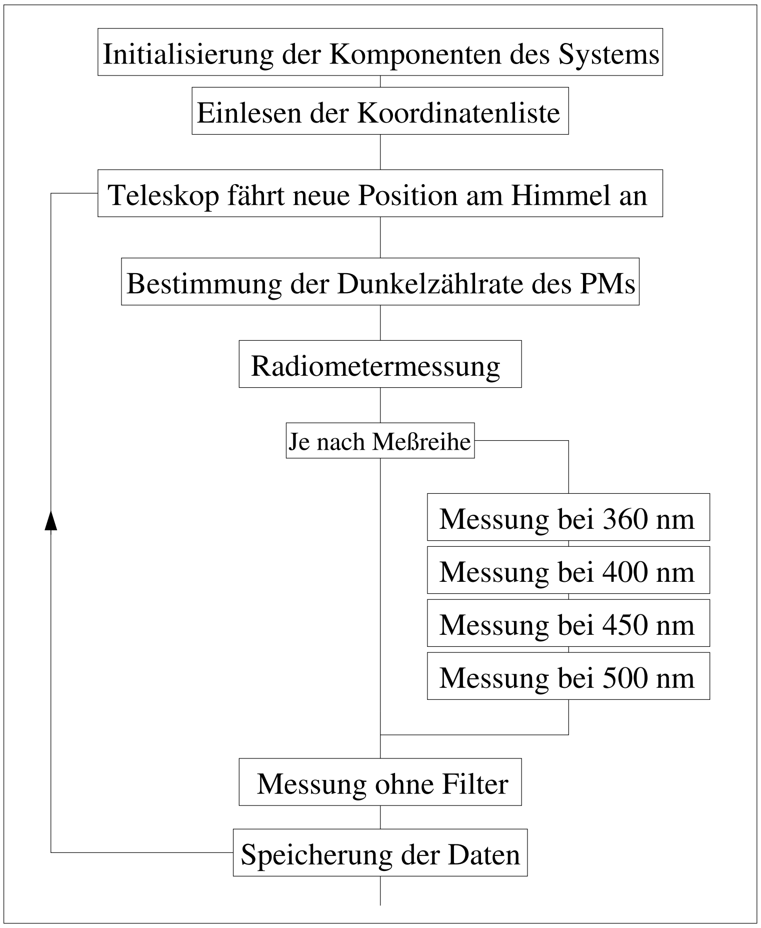


Abbildung 3.16: *Flußdiagramm vom Ablauf einer Messung.*

Kapitel 4

Kalibration der Meßapparatur

Um mit der Meßapparatur die Hintergrundhelligkeit des Nachthimmels genau bestimmen zu können, gibt es einige Eigenschaften der Apparatur, die zuvor im Labor bestimmt werden müssen. Entscheidend für die späteren Messungen ist die Kenntnis der Zähleffizienz des Photomultipliers und des Raumwinkels, der von ihm vermessen wird. Um diese Größen genau zu bestimmen, wurden auch systematische Effekte, wie Abweichungen von der Linearität, Temperaturabhängigkeit und der Einfluß von Streulicht auf das Gesichtsfeld untersucht.

Alle Messungen erfolgten in einem abgedunkelten Labor vorgenommen. Bei einigen wurde die Apparatur oder Teile davon zusätzlich in einer lichtdichten Kiste untergebracht. Der Photomultiplier wurde, wie bei den eigentlichen Messungen, über die serielle Schnittstelle ausgelesen. Die Hochspannung war dabei auf den vom Werk vorgegebenen Arbeitspunkt eingestellt.

4.1 Beschreibung der verwendeten Hardware

Bei den verschiedenen Messungen wurden immer wieder einige optische oder elektronische Grundelemente verwendet, welche in diesem Abschnitt erklärt werden.

Xenon–Lampe

Für alle Messungen, bei denen eine Lichtquelle mit konstanter Intensität erforderlich war, wurde eine Xenon–Lampe verwendet, da diese eine sehr gute zeitliche Stabilität besitzt. Allerdings steigt die Intensität nach dem Einschalten zunächst stark an, um dann innerhalb der nächsten 15 Minuten wieder langsam um etwa 10% abzufallen (siehe [MAT99]). Danach bietet sie aber eine sehr gute zeitliche Stabilität der Lichtintensität mit Schwankungen kleiner 1%. Aus diesem Grund wurden alle Messungen erst 20-30 Minuten nach Einschalten der Xenon–Lampe begonnen.

Monochromator

Bei einigen Messungen wurde das Licht einer bestimmten Wellenlänge benötigt, wie zum Beispiel bei der Bestimmung der Zähleffizienz. In diesen Fällen wurde das Licht der Xenon–Lampe in einen Monochromator der Firma CVI Laser Corporation eingekoppelt. Dieser Monochromator vom Typ CM110 zerlegt das Licht mittels eines Gitters in seine spektralen Bestandteile und gibt nur das Licht einer gewählten Wellenlänge wieder aus. Diese Wellenlänge läßt sich dabei von einer Tastatur oder über eine RS232–Schnittstelle von einem Computer einstellen. Allerdings kann der Monochromator auch so eingestellt werden, daß er das eingestrahlte weiße Licht vollständig durchläßt. Dies wurde beim Einkoppeln des Lichtes in die Quarzfaser genutzt. Tabelle 4.1 zeigt die vom Hersteller angegebenen Spezifikationen für einen Eintrittsspalt von 0.3 mm.

Wellenlängenbereich	0 - 1500 nm
Wellenlängengenauigkeit	± 0.2 nm
Auflösung	0.2 nm

Tabelle 4.1: *Spezifikationen des Monochromators CM110.*

Quarzfaser

Um das Licht der Xenon–Lampe in die lichtdichte Kiste einzukoppeln, wurde eine Quarzfaser benutzt. Quarz hat die Eigenschaft auch noch im UV–Bereich eine gute Transmission zu besitzen, weshalb diese Art von Glasfaser genutzt wurde. Allerdings wird das Licht beim Durchgang bei allen Wellenlängen stark abgeschwächt, da sowohl durch Absorption als auch beim Einkoppeln des Lichtes Intensität verloren geht.

Ulbrichtkugel

Bei einer Ulbrichtkugel handelt es sich um eine Hohlkugel, die eine diffus streuende innere Oberfläche hoher Reflektivität besitzt. Das Licht der Xenon–Lampe wird durch eine Öffnung eingestrahlt und an einer zweiten Öffnung entsteht durch Mehrfachstreuung eine homogene und isotrope Lichtfläche, die allerdings nur etwa ein Prozent der ursprünglichen Lichtintensität besitzt. Diese Intensität ist aber für den Photomultiplier völlig ausreichend.

Diode

Zur Bestimmung der absoluten Lichtintensität oder zur Überwachung der zeitlichen Stabilität der Intensität wurde eine geeichte Silziumdiode der Firma Hamamatsu vom Typ S3590–08 verwendet. Ihre Empfindlichkeit liegt im Bereich von etwa 300-1200 nm. Abbildung 4.1 zeigt den Strom der Diode pro eingestrahltem Watt Lichtleistung. Für vernünftige Meßergebnisse oberhalb des Rauschens benötigt sie allerdings eine Lichtintensität, die viel zu hoch für den Photomultiplier wäre. Daher mußte sich bei Messungen, bei denen die Diode als Referenz benötigt wurde, immer ein Graufilter vor dem Photomultiplier befinden.

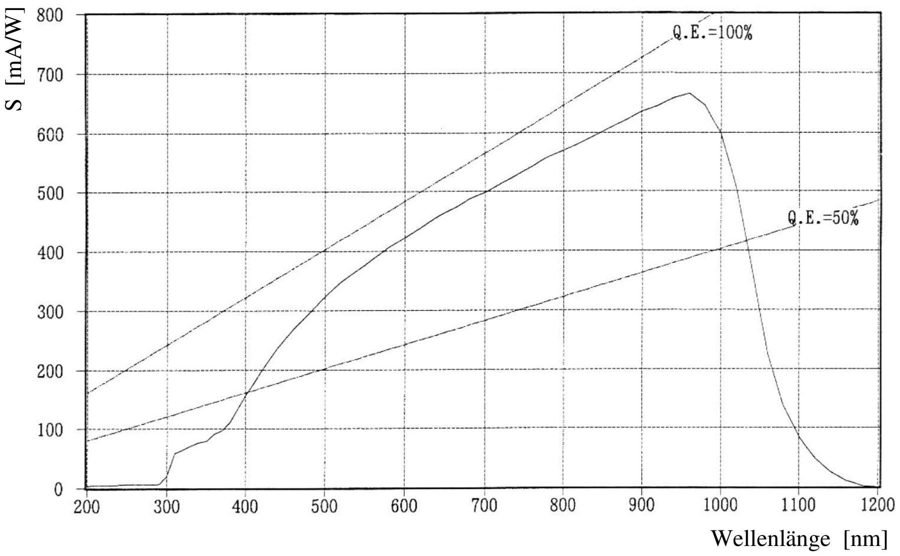


Abbildung 4.1: *Dargestellt ist das spektrale Antwortverhalten der Hamamatsu–Diode in Strom pro Watt eingestrahlter Lichtleistung.*

Nanoamperemeter

Zum Auslesen des Stroms der Siliziumdiode wurde ein analoges Nanoamperemeter der Firma Knick verwendet. Mit diesem Amperemeter läßt sich der Strom im Bereich von 10^{-11} A bis $3 \cdot 10^{-5}$ A messen.

Graufilter

Um die Lichtintensität der Xenon–Lampe abzuschwächen, wurden eine Reihe von Graufiltern aus Quarzglas verwendet. Diese schwächen das Licht im Bereich von 280-2000 nm gleichmäßig ab. Die Stärke der Abschwächung wird dabei durch die optische Dichte D angegeben, wobei die Transmission des Filters dann gegeben ist durch:

$$T = 10^{-D}. \tag{4.1}$$

Eine optische Dichte von eins entspricht also eine Transmission von 10%, zwei bedeutet 1% und so weiter. Die Filter lassen sich kombinieren, wobei sich die optischen Dichten aber meist nicht einfach addieren lassen, da zwischen den Filtern Reflexionen auftreten, welche die Transmission verändern können.

Variabler Graufilter

Zur Linearitätsmessung wurde neben Graufiltern mit fester optischer Dichte auch eine Scheibe aus Kronenglas mit variabler Transmission genutzt. Bei dieser Scheibe ist die optische Dichte von der Winkelposition abhängig und variiert kontinuierlich von 0 bis 3. Allerdings werden diese Abschwächungen nur im Wellenlängenbereich von 350-750 nm erreicht.
Diese Scheibe ist in eine kleine lichtdichte Kiste eingebaut und wird mit Hilfe eines Schrittmotors angetrieben. Der Schrittmotor läßt sich über eine RS232–Schnittstelle durch Software steuern und kann die Scheibe so in eine gewünschte Winkelposition fahren, welche einer bestimmten optischen Dichte entspricht. Durch einen Referenzschalter ist die Reproduzierbarkeit der Winkelposition gewährleistet.

4.2 Linearität des Photomultipliers

Unter Linearität versteht man das Antwortverhalten des Photomultipliers auf Licht unterschiedlicher Intensität. Im Idealfall sollte die Anzahl der gemessenen Pulse direkt proportional zur Anzahl der eintreffenden Photonen sein, und dies über einen großen Bereich der Lichtintensität.

Meßaufbau

Diese Messung wurde innerhalb der lichtdichten Kiste durchgeführt, um den Einfluß von Streulicht zu minimieren. Der Aufbau ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Das Licht der Xenon–Lampe wird über den Monochromator in die Quarzfaser eingekoppelt und über diese in die Kiste geführt. Die Faser ist an den variablen Graufilter angeschlossen, der das Licht um einen vorgegebenen Faktor abschwächt. Das austretende Licht wird von der Referenzdiode gemessen, um die relative Lichtstärke zu bestimmen. Da der Photomultiplier eine sehr viel geringere Lichtintensität benötigt als die Diode, wird er mit einer kleinen Blende versehen und in einem größeren Abstand zum variablen Graufilter aufgestellt.

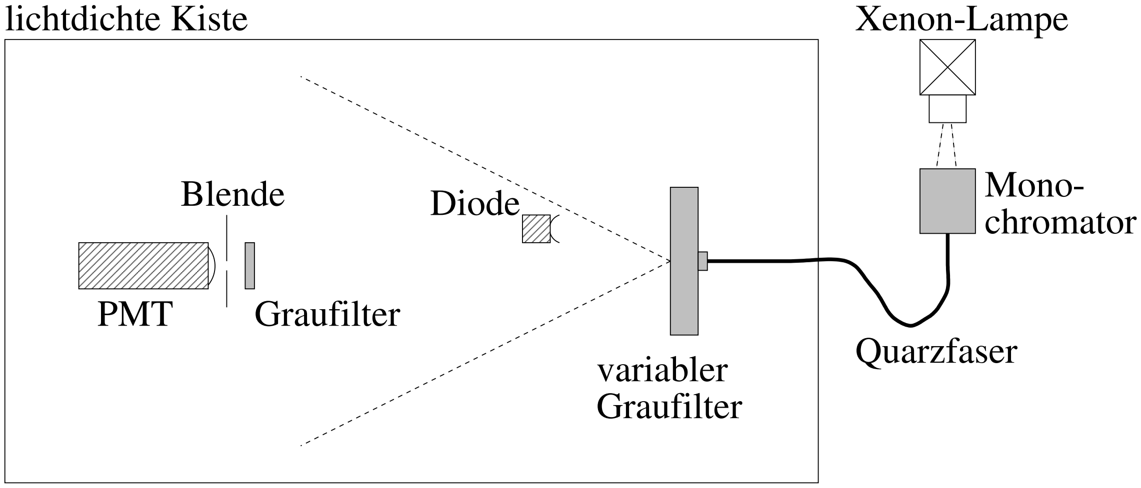


Abbildung 4.2: *Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Linearitätsmessung.*

Die erste Meßreihe wird ohne festen Graufilter vor dem Photomultiplier durchgeführt. Bei zehn verschiedenen Winkelpositionen des variablen Graufilters, also bei zehn unterschiedlichen Lichtintensitäten, wird dann der Strom der Diode und die Zählrate des Photomultipliers gemessen. Diese Meßreihe wird noch dreimal durchgeführt, allerdings mit festem Graufilter vor dem Photomultiplier. Bei jeder Meßreihe wird ein Filter mit höherer optischer Dichte verwendet, wodurch die Lichtintensität für den Photomultiplier jedesmal weiter erniedrigt wird.

Da der variable Graufilter den Bereich der optischen Dichte von 0 bis 3 überstreicht, und die festen Filter den Bereich von 0 bis 2, überlappen sich die Lichtintensitäten der einzelnen Meßreihen. Insgesamt wird eine Abschwächung der Intensität um 5 Größenordnungen erreicht.

Die relative Lichtstärke, die auf den Photomultiplier einwirkte, errechnet sich, indem der gemessene Strom der Diode mit der Transmission des jeweiligen festen Graufilters multipliziert wird. Diese Transmission wird dabei aus dem Überlappbereich der Messung bestimmt. Wird die Zählrate des Photomultipliers gegen die relative Lichtintensität aufgetragen, so ergibt sich die Linearitätskurve des Photomultipliers.

Aus der Abbildung 4.3 ist zu ersehen, daß der Photomultiplier bis zu seiner maximalen Zählrate von $2 \cdot 10^7$ eine gute Linearität aufweist. Die Abweichung von der Linearität beträgt in diesem Bereich weniger als 1%. Dies ist auch der Bereich der Linearität, der von Hamamtsu für den HC135 angegeben wird. Die Totzeit–Korrektur, die der Mikroprozessor bei hohen Raten vornimmt funktioniert gut.

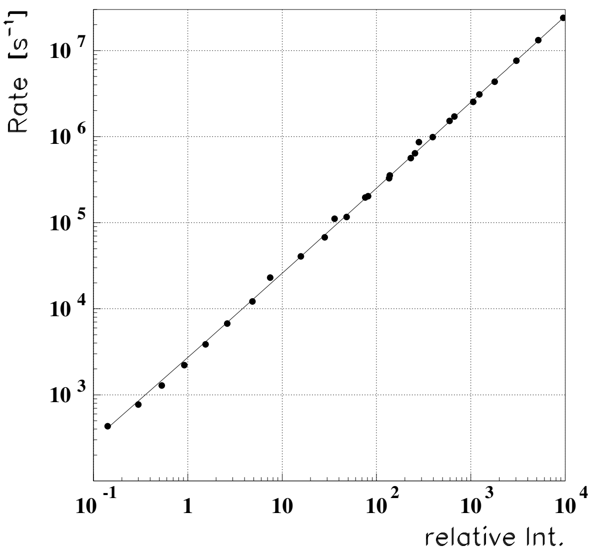


Abbildung 4.3: *Aufgetragen ist die Zählrate des Photomultipliers gegen die relative Lichtintensität. Die Abweichung von der Linearität beträgt weniger als 1%.*

4.3 Temperaturabhängigkeit

Alle Messungen im Labor, wie zum Beispiel die Bestimmung der Quanten–Effizienz, fanden bei einer Umgebungstemperatur von 20−25°C statt. Laut Hamamatsu ändert sich die Zählrate mit typisch 0.4% pro Grad Temperaturänderung. Dies würde bei den Messungen im Freien, mit möglicherweise größeren Temperaturschwankungen im Laufe der Nacht, einen signifikanten Fehler auf die Meßergebnisse liefern. Aus diesem Grund wurde die Temperaturabhängigkeit der Zählrate des Photomultipliers im Labor bestimmt.

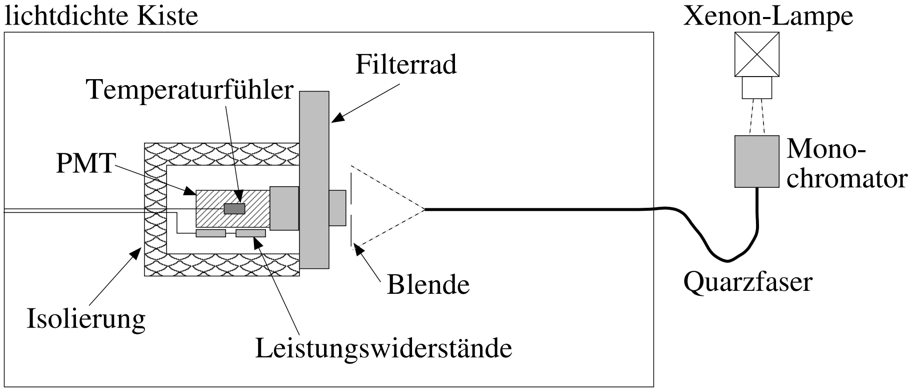


Abbildung 4.4: *Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Messung der Temperaturabhängigkeit der Zählrate.*

Der Aufbau zur Messung der Temperaturabhängigkeit der Zählrate ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Das Licht der Xenon–Lampe wird über den Monochromator und die Quarzfaser in die lichtdichte Kiste eingespeist. Für diese Messung wird das Filterrad der Meßapparatur mit Photomultiplier, Leistungswiderständen und Schaumstoff–Isolierung verwendet (siehe Abschnitt 3.2). Zur Abschwächung der Intensität befindet sich vor dem Filterrad eine Blende.

Über die Leistungswiderstände wird langsam die Temperatur erhöht und dabei mittels eines Thermometers überwacht. Bei verschiedenen Temperaturen bringt das Filterrad die schwarze Plastikscheibe in den Strahlengang, so daß die Dunkelzählrate gemessen werden kann. Danach wechselt das Filterrad zweimal die Position und das Licht trifft einmal ungehindert und einmal durch einen Graufilter auf den Photomultiplier. Es wird jeweils die Rate gemessen. Nun wird über den Monochromator ein andere Wellenlänge eingestellt und die Rate wiederum mit und ohne Graufilter bestimmt.

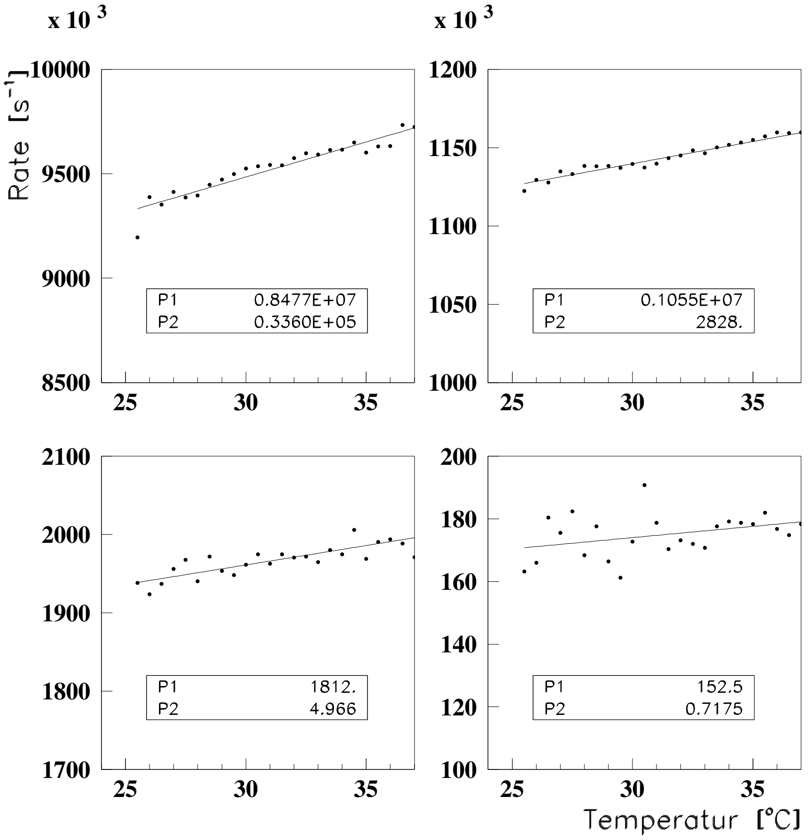


Abbildung 4.5: *Die Darstellung zeigt die Abhängigkeit der Rate von der Temperatur für verschiedene Intensitätsbereiche. Die Messungen der beiden rechten Abbildungen wurden bei* 580 *nm, die linken bei* 400 *nm durchgeführt.*

In Abbildung 4.5 sind die Ergebnisse der Messungen dargestellt. Wie zu erkennnen nimmt die Zählrate mit steigender Temperatur zu, unabhängig von Intensität und Wellenlänge. Der prozentuale Anstieg pro Grad Temperaturänderung variiert dabei zwischen 0.1% und 0.5% und beträgt im Mittel ~0.3%.

Der von Hamamatsu gelieferte Wert von 0.4% Ratenänderung pro Grad Temperaturänderung ist also ein sicherer Wert für die Abschätzung des Fehlers, der durch die Temperaturschwankungen im Laufe einer Messung entsteht.

4.4 Zähleffizienz

Bei der Bestimmung der Zähleffizienz (Z.E.) des Photomultipliers wird ermittelt, wie viel Prozent der Photonen einer bestimmten Wellenlänge, die auf die Photokathode treffen, vom HC135 gezählt werden.

Im allgemeinen bezeichnet die Quanteneffizienz (Q.E.) eines Photomultipliers den prozentualen Anteil der Photonen einer Wellenlänge, die ein Photoelektron erzeugen. Von der nachfolgenden Elektronik wird aber nur ein bestimmter Anteil dieser Photoelektronen gezählt, so daß die Zähleffizienz etwas niedriger als die Quanteneffizienz ausfählt. Da beim HC135 die Elektronik ein fester Bestandteil des Photomultipliers ist, kann nur die Zähleffizienz ermittelt werden.

Da zur Messung der Z.E. die tatsächliche Zahl der Photonen, die auf die Kathode treffen, bekannt sein muß, wird eine Detektor mit bekannter Quanteneffizienz benötigt. Bei dieser Messung wird dazu als Referenzdetektor die in Abschnitt 4.1 beschriebene Siliziumdiode verwendet.

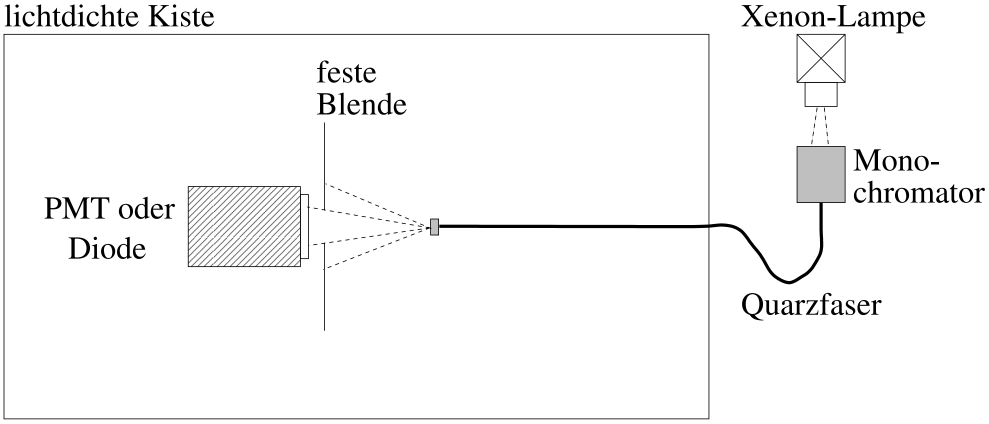


Abbildung 4.6: *Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Bestimmung der Zähleffizienz des Photomultipliers.*

Die Messung wird in einer lichtdichten Kiste durchgeführt, in die über den Monochromator und die Quarzfaser das Licht der Xenon–Lampe eingeführt wird. Wie in Abbildung 4.6 zu sehen, wird gegenüber der Quarzfaser eine 5 mm durchmessende Blende aufgebaut, die während der gesamten folgenden Messung nicht mehr bewegt wird. Im Verlauf der Messung wird hinter dieser Blende zuerst die Diode und dann der Photomultiplier aufgebaut. Die Größe der Blende und der Abstand zur Lichtquelle werden so gewählt, daß weder die Fläche der Diode noch die Photokathode des Photomultipliers überleuchtet werden. Das gesamte Licht, das durch die Blende tritt, trifft also auf die empfindlichen Flächen der beiden Detektoren, das bedeutet sie messen beide die gleiche Lichtmenge.
Im ersten Teil der Messung wird die Diode hinter die Blende gesetzt und ihr Dunkelstrom wird gemessen. Der Monochromator fährt nun den Wellenlängenbereich von 300-650 nm in 5 nm Schritten durch. Bei jedem Schritt wird der Strom der Diode gemessen und der Dunkelstrom abgezogen. Dies gibt den Strom, den das eingestrahlte Licht in der Diode verursacht ($\mathrm{I_{Diode}}$). Da die Diode geeicht wurde ist der Strom bekannt, den sie pro eingestrahltem Watt Lichtleistung erzeugt ($\mathrm{I_{Kal}}$, siehe Abb. 4.1). Aus diesen beiden Strömen läßt sich die Leistung des eingestrahlten Lichtes P wie folgt berechnen:

$$P = \frac{I_{\mathrm{Diode}} \ [A]}{I_{\mathrm{Kal}} \ [\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{W}}]} \quad . \tag{4.2}$$

Die Leistung von Licht läßt sich aber auch durch die Anzahl N der Photonen beschreiben, die pro Zeiteinheit t auftreffen:

$$P = \frac{E}{t} = \frac{N \cdot h\nu}{t} \quad , \tag{4.3}$$

wobei $h\nu$ die Energie eines Photons der Frequenz ν ist. Mit den Gleichungen 4.2 und 4.3 läßt sich aus dem Strom der Diode die Anzahl der Photonen bestimmen, die bei der Wellenlänge λ pro Sekunde auf den Detektor treffen:

$$N(\lambda) = 5.034 \cdot 10^{24} \cdot \lambda \cdot \frac{I_{\mathrm{Diode}}}{I_{\mathrm{Kal}}} \quad \frac{1}{\mathrm{Wms}} \tag{4.4}$$

Im zweiten Teil der Messung wird die Diode gegen den Photomultiplier ausgetauscht, welcher sich an dem Filterrad der Meßapparatur befindet (siehe 3.2.3). Bei dieser Messung enthält das Filterrad jedoch nur eine schwarze Kunststoffscheibe zur Messung des Dunkelstroms und ein Graufilter mit fester optischer Dichte. Die Abschwächung der Intensität durch den Graufilter ist notwendig, da das Licht sonst zu stark für den Photomultiplier wäre.

Die Transmission des Filters wurde zuvor im relevanten Wellenlängenbereich bestimmt. Dies geschah mit dem gleichen Meßaufbau wie die Bestimmung der Zähleffizienz, wobei mit dem Photomultiplier eine Messung mit Graufilter und eine ohne Filter durchgeführt wurde. Unter Berücksichtigung der Dunkelzählrate wurde dann das Verhältnis gebildet und so die Transmission des Graufilters bei der Wellenlänge λ bestimmt (siehe Abb. 4.7).

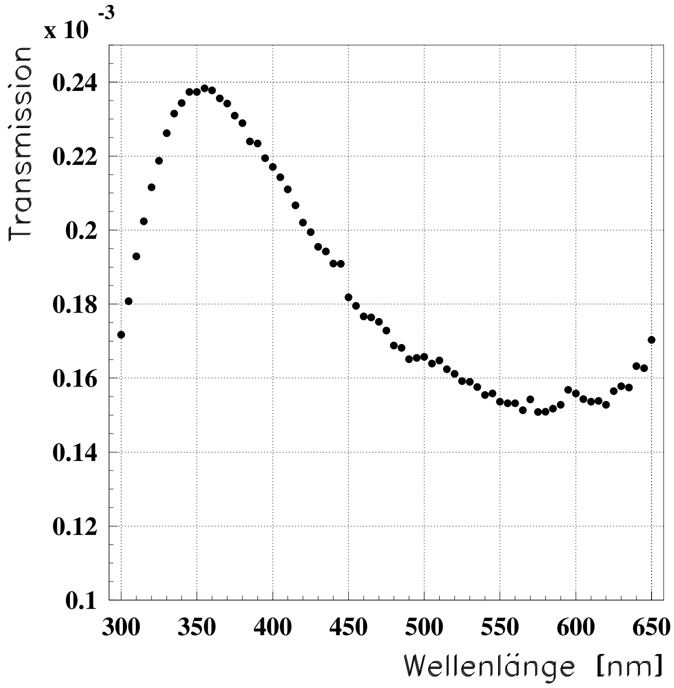


Abbildung 4.7: *Dargestellt ist die Transmission des Graufilters in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Lichts.*

Die Messung wird bei dem Photomultiplier genauso durchgeführt wie bei der Diode. Der Monochromator fährt den Wellenlängenbereich von 300-650 nm in Schritten von 5 nm durch, und bei jedem Schritt wird die Dunkelzählrate und die Rate mit Graufilter bestimmt. Aus der Rate mit Filter, abzüglich der Dunkelzählrate ($N_{\mathrm{PM}}(\lambda)$) läßt sich dann wie folgt die Zähleffizienz des Photomultipliers bei der Wellenlänge λ bestimmen:

$$Z.E.(\lambda) = \frac{N_{\mathrm{PM}}(\lambda)}{N(\lambda) \cdot T_{\mathrm{GF}}(\lambda)} \tag{4.5}$$

Wobei N(λ) die tatsächliche Anzahl der Photonen aus Gleichung 4.4 und $T_{\mathrm{GF}}(\lambda)$ die Transmission des Graufilters bei der Wellenlänge λ ist.

Die gesamte Messung der Zähleffizienz wird dreimal wiederholt, wobei jedesmal der Meßaufbau ab– und wieder aufgebaut wird. Dadurch wird der Abstand zwischen Blende und Quarzfaser leicht verändert, und somit die Raten ein wenig variiert. Auch würden systematische Fehler in einem der Aufbauten auffallen, wie zum Beispiel das Überleuchten einer der Detektoren.
Die Ergebnisse der drei Messungen wurden gemittelt, und in Abbildung 4.8 ist der Mittelwert inklusive des systematschen Fehlers dargestellt, welcher im Folgenden noch näher erläutert wird. Der statistische Fehler der drei Einzelmessungen ist weitaus geringer als der systematische.

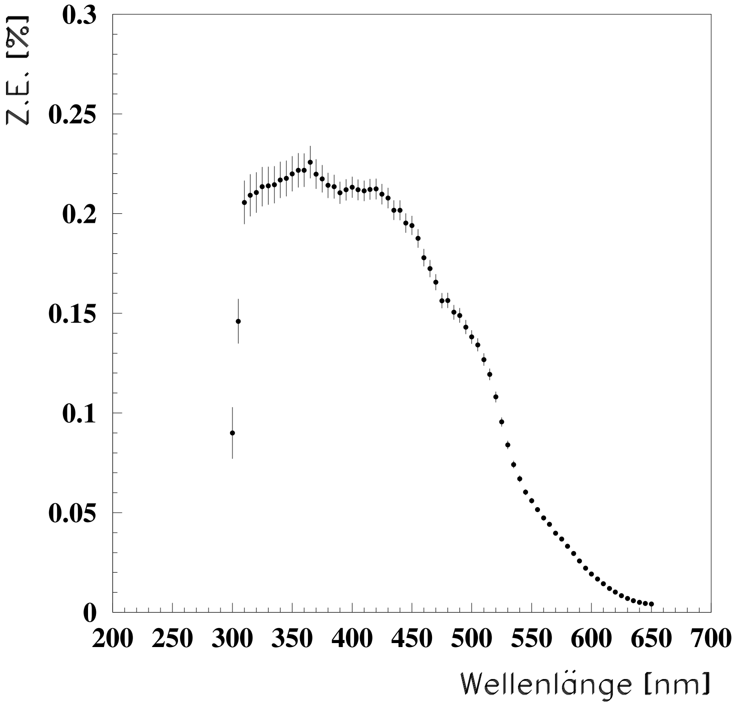


Abbildung 4.8: *Die Abbildung zeigt die Zähleffizienzkurve des Photomultipliers HC135 der Firma Hamamatsu. Die Fehlerbalken stehen für den systematischen Fehler der Meßpunkte.*

Die Z.E. des verwendendeten Photomultipliers wurde von Hamamatsu für drei Wellenlängen bestimmt und in einem Kalibrations–Bericht angegeben. Tabelle 4.4 zeigt einen Vergleich der Hamamatsu Werte und der gemessenen. Für die Werte wird von Hamamatsu kein Fehler angegeben, allerdings wurde bei ihrer Kalibration nur eine Fläche der Photokathode von 3 mm Durchmesser genutzt. Dem Kalibrations–Bericht zufolge könnte es bei Nutzung der gesamten Kathode eine Abweichung von bis zu 15% geben. Bei der Messung im Labor wurde eine Fläche mit einem Durchmesser von etwa 10 mm beleuchtet, welcher fast dem Durchmesser von 12 mm entspricht, der bei der eigentlichen Messung des Hintergrundlichtes genutzt wird.

Wellenlänge	450 nm	550 nm	650 nm
Hamamatsu	19.52	5.99	0.325
Messungen	19.41 ± 0.48	5.60 ± 0.13	0.41 ± 0.01

Tabelle 4.2: *Vergleich der Zähleffizienzen von Hamamatsu und der Messungen. Die Werte sind in Prozent angegeben.*

Systematischer Fehler

Der systematische Fehler auf die einzelnen Meßpunkte ergibt sich aus der quadratischen Addition der folgenden Einzelfehler:

- Fehler in der Quanteneffizienz der Siliziumdiode (2-14 %).
- Ablesefehler vom Nanoampermeter (1 %).
- Fehler in der Transmission des Graufilters ($<$ 1 %).
- Statistischer Fehler der Photomultiplier–Zählrate ($<$ 0.1 %).
- Schwankung der Xenon–Lampe (1 %).

Die Vergrößerung des Fehlers zu kleinen Wellenlängen beruht auf dem Fehler der Quanteneffizienz der Siliziumdiode. Es wurde von einem Fehler von 3 mA/W aber mindestens 2% auf den Strom in Abbildung 4.1 ausgegangen. Da die Quanteneffizienz, also der Strom pro Watt, bei kleinen Wellenlängen niedrig ist, ist somit in diesem Bereich der Fehler größer.

4.5 Die optischen Filter

Bei den verwendeten optischen Filtern handelt es sich um Interferenzfilter der Firma Ealing mit einer Bandbreite von etwa 10 nm und den zentralen Wellenlängen 360 nm, 400 nm, 450 nm und 500 nm. Die Transmissionskurven der Filter werden im Labor analog zur Messung der Transmission des Graufilters in Abschnitt 4.4 bestimmt, nur durchfährt der Monochromator den relevanten Bereich der Filter in Schritten von 1 nm.

In Abbildung 4.9 sind die Transmissionskurven der Interferenzfilter dargestellt. In Abschnitt 4.9 werden sie benutzt, um den absoluten Photonenfluß des Hintergrundlichtes in den jeweiligen Wellenlängenbereichen zu bestimmen.

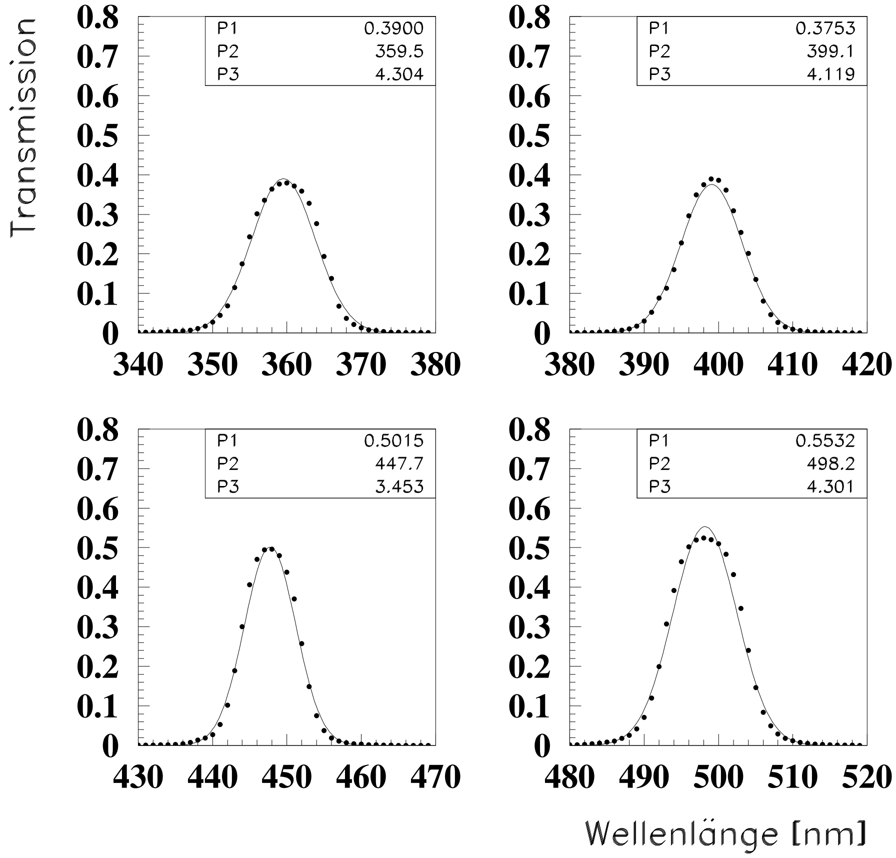


Abbildung 4.9: *Dargestellt sind die Transmissionskurven der verwendeten optischen Interferenzfilter mit angepaßten Gaußkurven.*

4.6 Raumwinkel

Zur Bestimmung der Hintergrundhelligkeit muß der Raumwinkel, aus dem Licht auf den Photomultiplier fällt, möglichst genau bekannt sein. In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie groß der Raumwinkel ist, der durch die beiden Blenden an den Enden des Rohres definiert wird.

Im ersten Teil wird erläutert, wie sich der Raumwinkel theoretisch berechnen läßt, und im zweiten wird die experimentelle Bestimmung beschrieben.

Theoretische Betrachtung des Raumwinkels

Die Berechnung des Raumwinkels der Apparatur ist nicht trivial, da beide Blenden an den Enden des Rohres einen endlichen Durchmesser besitzen. Wäre eine der Blenden des Rohres punktförmig, so würde sich der Raumwinkel Ω durch die Gleichung

$$\Omega = 2\pi \int_0^{\alpha} \sin\vartheta \, d\vartheta = 2\pi \, (1 - \cos\alpha) \tag{4.6}$$

berechnen lassen, wobei α der Winkel des halben Gesichtsfeldes ist. In diesem Fall würde Licht, das unter einem größeren Winkel als α auf die vordere Blende fällt nicht vom Photomultiplier gemessen werden. In Abbildung 4.10 ist diese Konstellation dargestellt. Das rechte Diagramm zeigt die relative Rate des Photomultipliers in Abhängigkeit des Winkels.

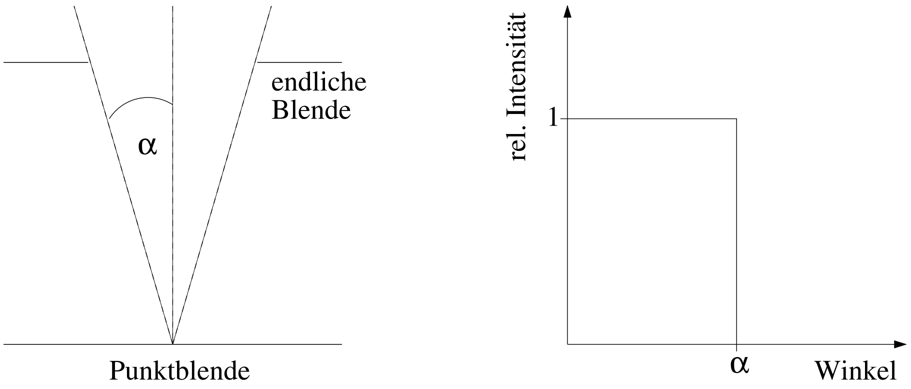


Abbildung 4.10: *Im rechten Teil ist die relative Rate des Photomultipliers in Abhängigkeit vom Einfallswinkel des Lichtes im Falle einer Punktblende vor dem Photomultiplier dargestellt.*

Im Falle einer Punkt– bzw. sehr kleinen Blende vor dem Photomultiplier ist die Zählrate zu klein für eine gute Statistik. Aus diesem Grund werden zwei Blenden mit ähnlichem Durchmesser verwendet, wodurch die Berechnung des Raumwinkels jedoch etwas komplizierter wird.

Die Situation mit zwei Blenden ähnlicher Größe ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Geht man von einer punktförmigen Lichtquelle im Unendlichen aus, so treffen deren parallele Strahlen unter dem Winkel ϑ auf die vordere Blende. Ist dieser Winkel kleiner α_0, so wird die vordere Blende vollständig auf die hintere Blende, also auf den Photomultiplier abgebildet. Im Winkelbereich zwischen α_0 und $\alpha_{\max}$ wird das Licht nur teilweise, und über $\alpha_{\max}$ gar nicht mehr, auf den Photomultiplier treffen.

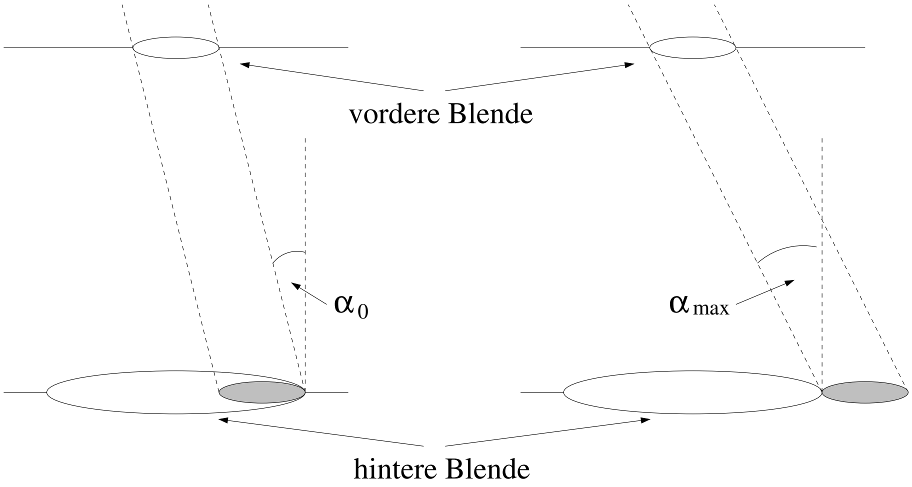


Abbildung 4.11: *Dargestellt ist die Projektion der vorderen Blende durch parallele Lichtstrahlen auf die hintere Blende.*

Wird die Fläche der vorderen Blende als Detektorfläche betrachtet, so wird Licht, das unter einem Winkel kleiner α_0 einfällt von der gesamten Detektorfläche registriert. Ab einem Winkel von α_0 wird die Detektorfläche mit steigendem Winkel immer kleiner, bis sie ab $\alpha_{\max}$ bei null ist.
In Abbildung 4.12 ist die berechnete Abnahme für die Blenden der Apparatur dargestellt. Dabei durchmißt die vordere Blende (6.40±0.03) mm, die hintere (12.00±0.03) mm und der Abstand zwischen ihnen beträgt (815 ± 3) mm. Der Betrag von $\epsilon(\vartheta)$ bezeichnet die relative Detektorfläche für Licht, das unter dem Winkel ϑ einfällt.

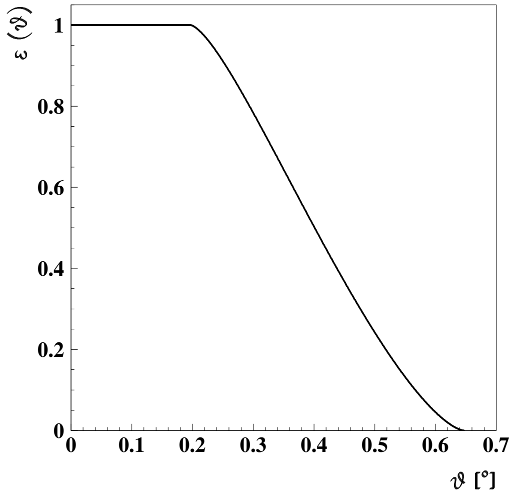


Abbildung 4.12: *Dargestellt ist die relative Detektorfläche für Licht, das unter dem Winkel ϑ auf die vordere Blende trifft.*

Für eine homogene Lichtverteilung ist die Intensität des Lichtes, das aus dem Winkel ϑ auf die Detektorfläche trifft, also proportional zum Sinus des Winkels (vgl. Gleichung 4.6). Gleichzeitig sinkt aber die Detektionsfläche für größere Winkel mit $\epsilon(\vartheta)$. Der Effektive Raumwinkel ergibt sich in diesem Fall durch ein Faltung dieser beiden Abhängigkeiten. Mathematisch errechnet sich der betrachtete Raumwinkel somit durch:

$$\Omega = 2\pi \int_0^{\pi} \epsilon(\vartheta)\ \sin\vartheta\ d\vartheta \tag{4.7}$$

Für die Apparatur ergibt sich aus Gleichung 4.7 ein Raumwinkel von $\Omega = (1.70 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}$ sterad. Bei einer homogenen Lichtverteilung kommen dabei 90% der gemessenen Lichtintensität aus einem Winkel kleiner 0.5°.

Experimentelle Bestimmung des Raumwinkels

Zur experimentellen Bestimmung des vom Photomultiplier vermessenen Raumwinkels wird die in Abschnitt 4.1 beschriebene Ulbrichtkugel verwendet. Der Meßaufbau ist in Abbildung 4.13 dargestellt.

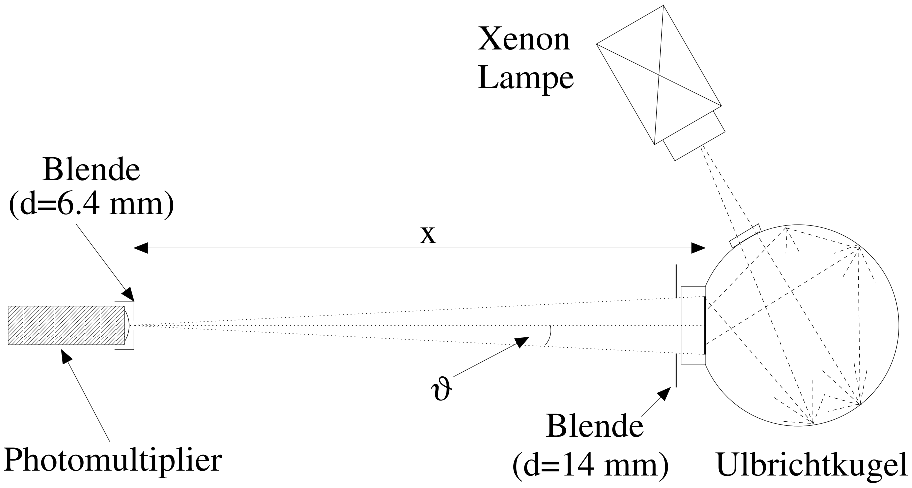


Abbildung 4.13: *Schematische Darstellung des Aufbaus zur Bestimmung des Raumwinkels der Apparatur.*

Für den ersten Teil dieser Messung wird der Photomultiplier aus der Apparatur entfernt und mit einer Blende versehen, die den gleichen Durchmesser hat wie die vordere Blende der Apparatur (6.40 mm). Das Licht der Xenon–Lampe wird in die Ulbrichtkugel eingestrahlt und so eine Fläche mit sehr homogener Lichtintensität erzeugt. Durch eine Blende wird der Radius R dieser Fläche auf 7 mm festgelegt. Der Abstand des Photomultipliers zur Ulbrichtkugel wird nun kontinuierlich erhöht, wobei bei jedem Schritt die Zählrate des Photomultipliers genommen wird. Ebenso wird jedesmal durch verdecken der Lichtfläche die Dunkelzählrate ermittelt.

Aus dem Abstand x des Photomultipliers zur Lichtfläche und deren Radius läßt sich der Winkel ϑ durch die Beziehung $\vartheta = \arctan(7\ \mathrm{mm}/x)$ bestimmen. Aus diesem läßt sich mit der Gleichung 4.6 der Raumwinkel errechnen, den die Lichtfläche im Abstand x ausfüllt.

Da die Gesamtintensität des Lichtes bei einer homogenen Verteilung proportional zum betrachteten Raumwinkel ist, ergibt sich beim Auftragen des errechneten Raumwinkels gegen die Zählrate des Photomultipliers eine Gerade. Dies ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Aus dieser Gerade läßt sich ablesen, welche Zählrate der Photomultiplier bei Vermessung eines bestimmten Raumwinkels dieser Flächenhelligkeit hat.

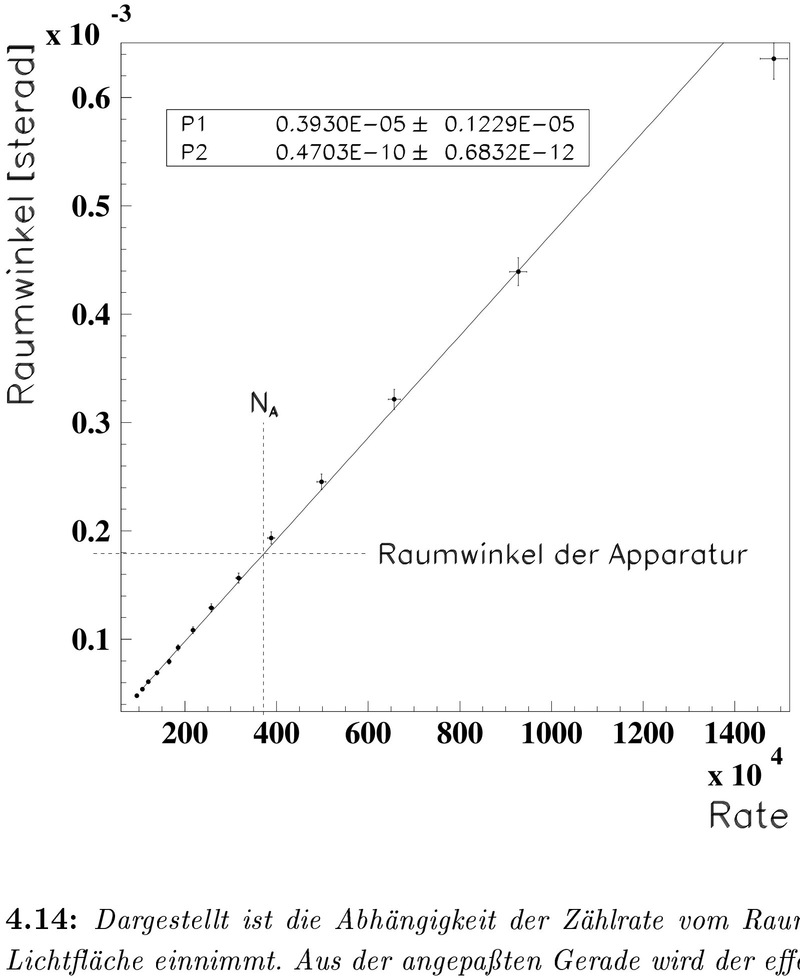


Abbildung 4.14: *Dargestellt ist die Abhängigkeit der Zählrate vom Raumwinkel, den die homogene Lichtfläche einnimmt. Aus der angepaßten Gerade wird der effektive Raumwinkel der Apparatur ermittelt (siehe Text).*

Im zweiten Teil der Messung wird der Photomultiplier wieder am Filterrad und dieses am Rohr befestigt und die gesamte Apparatur wird in einer so geringen Entfernung vor die Ulbrichtkugel gestellt, daß die Lichtfläche das gesamte Gesichtsfeld der Apparatur ausfüllt. Dann wird die Zählrate N_A des Photomultipliers bestimmt. Da die Flächenhelligkeit in diesem Fall dieselbe ist wie im ersten Teil der Messung, läßt sich nun, wie in Abbildung 4.14 gezeigt, aus der Zählrate N_A der Raumwinkel der Apparatur bestimmen.
In Tabelle 4.3 werden der theoretische und der experimentell bestimmte Raumwinkel verglichen. Der Fehler des experimentellen Wertes ergibt sich aus dem Fehler der Ausgleichsgeraden in Abbildung 4.14 und der eventuellen Schwankung der Xenon–Lampe. Im Folgenden wird für alle Berechnungen der experimentell ermittelte Raumwinkel benutzt.

	Raumwinkel der Apparatur
theoretisch	$(1.70 \pm 0.02) \cdot 10^{-4}$ sterad
experimentell	$(1.79 \pm 0.05) \cdot 10^{-4}$ sterad

Tabelle 4.3: *Vergleich des theoretisch und experimentell ermittelten Raumwinkels der Apparatur.*

4.7 Einfluß von Streulicht

Für die genaue Definition eines Raumwinkels für den Photomultiplier war es notwendig, den Einfluß von Streulicht auf die Messung zu minimieren. Dazu wurden vor der experimentellen Bestimmung des Raumwinkels (siehe Abschnitt 4.6) der Einfluß von Streulicht untersucht. Durch sukzesssive Veränderungen am Aufbau der Apparatur wurde die Intensität des Streulichtes immer weiter verringert.

In Abbildung 4.15 ist der Aufbau dargestellt, mit dem die Lichtintensität als Funktion des Winkels bestimmt wird. Zum Zeitpunkt dieser ersten Messung gab es nur die vordere und hintere Blende des Rohres, also keine weiteren Blenden zur Unterdrückung der Reflektionen innerhalb der Röhre.
Bei dem Aufbau wird durch eine kleine Blende in großer Entfernung zur Xenon–Lampe ein Lichtstrahl mit geringer Divergenz erzeugt, um eine gute Winkelauflösung zu bekommen. Dieser Strahl wird unter dem Winkel α auf die vordere Blende der Apparatur gerichtet, und die Rate des Photomultipliers wird bestimmt. Vor jeder

Messung wird die Dunkelzählrate gemessen, und mit der Diode wird die Intensität des Lichtes bestimmt, um Schwankungen korrigieren zu können.

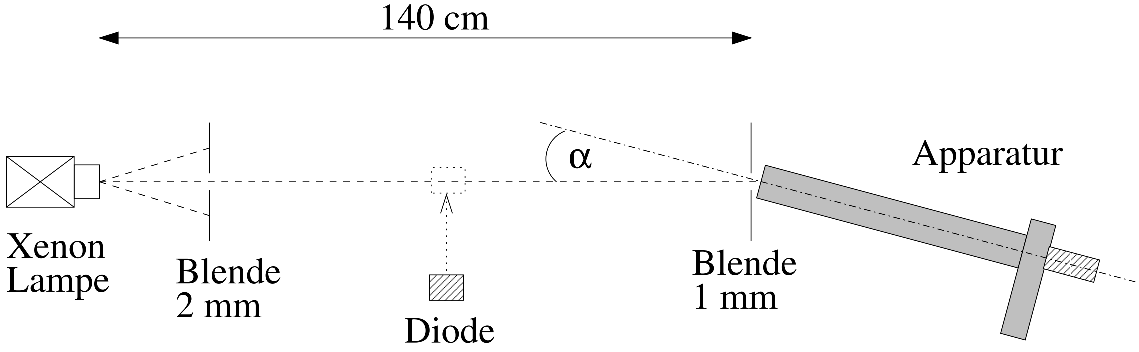


Abbildung 4.15: *Schematische Darstellung des Aufbaus zur Bestimmung der Intensität von Licht aus größeren Winkeln.*

Nach der ersten Messung wurden zwei Aluminiumblenden in das Rohr eingebaut, um die ein– und zweifachen Reflektionen zu verhindern (siehe Abb. 3.5). Die Messung wurde dann noch einmal durchgeführt. Das Ergebnis dieser beiden Messungen ist in Abbildung 4.16 dargestellt.

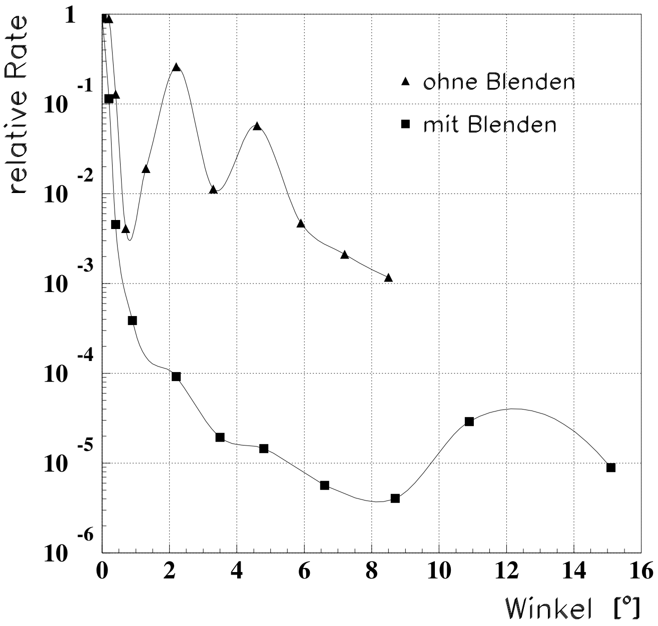


Abbildung 4.16: *Aufgetragen ist die relative Intensität des Lichtes gegen den Winkel α, unter dem es in die Apparatur einfällt. Die durchgezogene Linien dient nur zur Verdeutlichung des Verlaufs.*

Wie in der Abbildung zu sehen ist, verschwinden die beiden Intensitätsmaxima der ein– und zweifachen Reflektionen bei etwa 2.5° und 5° durch den Einbau der Blenden. Die Intensität bei größeren Winkeln wird im Vergleich zum direkt einfallenden Licht nun um mehr als vier Größenordnungen verringert. Allerdings gilt dies nur für Punktquellen, deren Licht unter einem großen Winkel in die Apparatur einfällt. Das Licht von Sternen wird dadurch genügend abgeschwächt, allerdings ist das Hintergrundlicht nicht punktförmig, sondern fällt von überall in die Apparatur ein.

Die Intensität des einfallenden Lichtes ist bei einer homogenen Lichtverteilung vom betrachteten Raumwinkel abhängig, welcher mit dem Winkel des Gesichtsfeldes ansteigt. Allgemein berechnet sich der Raumwinkel nach Gleichung 4.6. Für das Gesichtsfeld der Apparatur von etwa einem Grad, also $\alpha \approx 0.5°$, ergibt sich ein Raumwinkel von $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ sterad. Das Streulicht fällt aber unter einem Winkel von bis zu 90° in die Apparatur ein, was einem Raumwinkel von 2π entspricht. Das Streulicht, das vom Photomultiplier registriert wird, kommt also aus einem Raumwinkel, der mehr als 10^4 mal größer ist, als der des eigentlichen Gesichtsfeldes. Demnach heben sich die Abschwächung des Lichtes aus größeren Winkeln und der Effekt des größeren Raumwinkels nahezu auf. Das Streulicht sollte somit immer noch einen signifikanten Teil der gemessenen Rate ausmachen.

Um den Einfluß des Streulichtes genauer zu bestimmen, wurde eine weitere Messung im Labor durchgeführt. Der Aufbau ist in Abbildung 4.17 zu sehen.

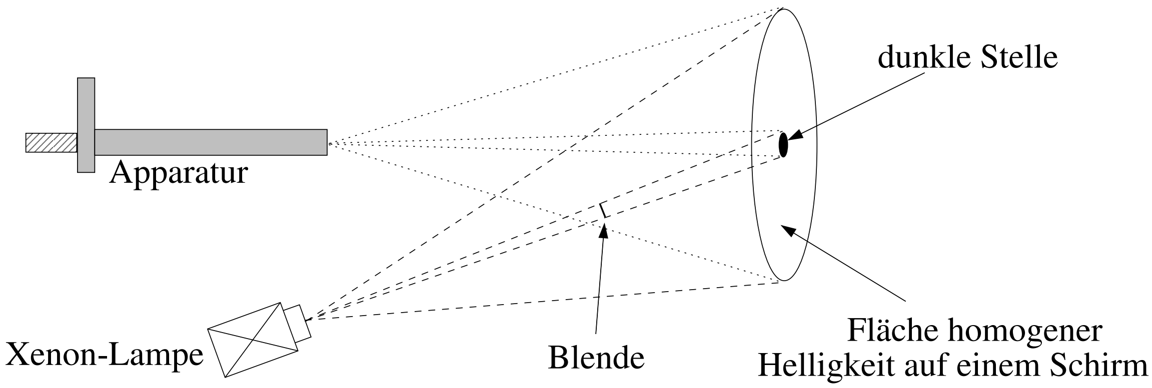


Abbildung 4.17: *Schematische Darstellung des Aufbaus zur Bestimmung des Einflusses von Streulicht.*

Mit der Xenon–Lampe wird auf einem Schirm ein großer, homogener Lichtfleck erzeugt, wobei in der Mitte der Fläche, durch eine Blende im Strahlengang des Lichtes, ein dunkle Stelle entsteht. Dieser dunkle Fleck ist etwas größer als das Gesichtsfeld der Apparatur. Bei diesem Aufbau wird von dem Photomultiplier nur

das Streulicht registriert, das nicht auf direktem Weg auf die Photokathode gelangt. Wird die Lichtfläche ausreichend groß gewählt, oder der Abstand der Apparatur zum Schirm genügend klein, so läßt sich auf diese Weise ein Raumwinkel von nahezu 2π vermessen. Wird dann die Blende aus dem Strahlengang entfernt, also einfach eine große homogene Lichtfläche erzeugt, so läßt sich die Rate des Streulichtes und Gesichtsfeldes gemeinsam bestimmen. Aus diesen Daten wird der prozentuale Anteil des Streulichtes an der Gesamtintensität ermittelt.
Diese Messung wurde insgesamt dreimal durchgeführt. Beim ersten Mal nur mit den beiden Aluminiumblenden im Rohr. Dann nachdem das Rohr von innen mit matter, schwarzer Pappe ausgekleidet wurde, um die Reflektivität zu senken, und zum drittenmal, nachdem einige zusätzliche Blenden aus schwarzer Pappe im Rohr installiert wurden. Der prozentualer Anteil des Streulichtes an der Zählrate ist für alle drei Messungen in Tabelle 4.4 dargestellt.

	Prozentualer Anteil des Streulichtes
mit Aluminiumblenden	50 %
mit schwarzer Pappe	3 %
mit Pappblenden	1 %

Tabelle 4.4: *Prozentualer Anteil des Streulichtes an der Zählrate des Photomultipliers nach den jeweiligen Veränderungen im Aufbau des Rohres.*

Nach dem Einbau der Pappblenden sinkt der Anteil des Streulichtes an der Gesamtrate auf etwa ein Prozent. Dieses Streulicht entsteht wahrscheinlich durch die Reflektion von Licht an den beiden Aluminiumblenden im Inneren der Röhre.

4.8 Reproduzierbarkeit

Da die Apparatur für den Transport nach La Palma und Namibia teilweise zerlegt wird und die Teile wohl auch einigen Erschütterungen ausgesetzt sind, ist es wichtig zu wissen, ob die Ergebnisse der Messungen nach einem Transport reproduzierbar sind.
Um dies festzustellen wird die Apparatur direkt vor der Ulbrichtkugel positioniert und die Zählrate des Photomultipliers wird bestimmt. Die Apparatur wird dann von der Ulbrichtkugel entfernt und wieder in die alte Position gebracht, um noch einmal die Rate zu bestimmen. Die Abweichung zwischen den beiden Raten beträgt $\sim$0.1%.

Im Folgenden wird zunächst das Filterrad vom Rohr entfernt, wieder eingebaut und die Rate bestimmt. Danach werden schrittweise immer mehr Teile der Apparatur in die Einzelteile zerlegt, wieder zusammengesetzt und die Rate wird bestimmt. Im letzten Schritt wird die Apparatur vollständig zerlegt. Zur Simulation eines Transports werden das Filterrad und das Rohr mit den Blenden kräftig geschüttelt und anschließend wieder zusammengebaut.
Die Schwankung der ermittelten Zählraten ist kleiner 0.5%, dabei wurde die Apparatur sogar weiter zerlegt als beim eigentlichen Transport. Die Ergebnisse der Messungen sind also auf mindestens 1% genau reproduzierbar.

Die Stabilität und Reproduzierbarkeit der Messungen wird ebenfalls durch die Ergebnisse einiger Meßreihen der tatsächlichen Messungen in La Palma und Namibia bestätigt. Dies wird im Rahmen der Meßergebnisse in Abschnitt 5.9 gezeigt.

4.9 Berechnung des Photonenflusses

Ziel der Messungen in La Palma und Namibia ist es, den Fluß des Nachthimmelhintergrundlichtes im Wellenlängenbereich von 300-650 nm in der Einheit $(\frac{\text{Photonen}}{\text{sterad} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^2})$ angeben zu können. Wie sich dieser Fluß aus den Meßergebnissen errechnen läßt, wird in diesem Abschnitt erläutert.

Durch das Rohr der Apparatur wird der Raumwinkel Ω definiert, aus dem das Hintergrundlicht auf die Detektorfläche A des Photomultipliers fällt. Dadurch wird die Zählrate R_{PE} erzeugt, welche abhängig von der spektralen Intensitätsverteilung des Lichtes $F(\lambda)$ und der Zähleffizienz des Photomultipliers $ZE(\lambda)$ ist. Wird bei der Messung ein optischer Filter verwendet, so muß ebenfalls dessen Transmission $T(\lambda)$ berücksichtigt werden. Insgesamt ergibt sich die Zählrate des Photomultipliers aus der Gleichung:

$$R_{\text{PE}} = A \cdot \Omega \cdot \int ZE(\lambda)\, T(\lambda)\, F(\lambda)\;\, d\lambda\;. \tag{4.8}$$

Die spektrale Intensitätsverteilung des Hintergrundlichtes kann durch den Gesamtfluß $F_{\text{NSB}} = \int F(\lambda)\; d\lambda$ und eine normierte Verteilungsfunktion $S(\lambda)$ ausgedrückt werden:

$$F(\lambda) = F_{\text{NSB}} \cdot S(\lambda)\;\;. \tag{4.9}$$

Die Verteilungsfunktion $S(\lambda)$ ist in Abbildung 4.18 zu sehen. Sie ist normiert im Bereich von 300-650 nm, das heißt:

$$\int_{300nm}^{650nm} S(\lambda)\, d\lambda = 1 \tag{4.10}$$

Die Funktion wurde aus den Werten eines typischen Spektrums des Hintergrundlichtes auf La Palma abgeleitet ([BEN98]), und ist auf den Bereich beschränkt, in dem der Photomultiplier empfindlich ist.

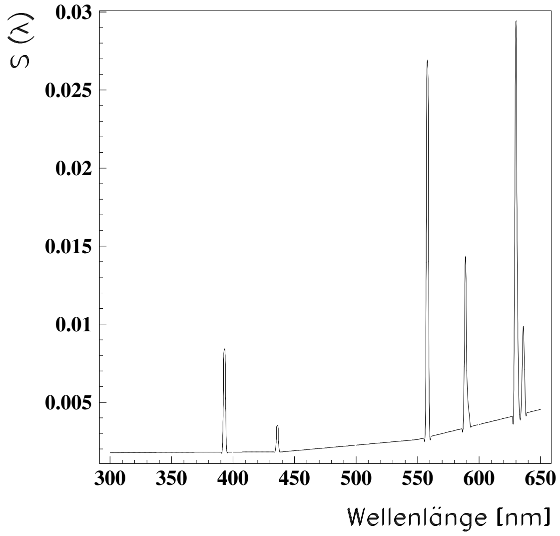


Abbildung 4.18: *Dargestellt ist die die normierte Intensitätsverteilung $S(\lambda)$ des Hintergrundlichtes (nach [BEN98]).*

Aus den Gleichungen 4.8 und 4.9 läßt sich nun der Fluß des Hintergrundlichtes bestimmen. Für die Messung ohne optischen Filter gilt $T(\lambda) = 1$ und somit ergibt sich für den Gesamtfluß des Hintergrundlichtes im Wellenlängenbereich von 300-650 nm in $(\frac{\text{Photonen}}{\text{sterad}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^2})$:

$$F_{\text{NSB}} = \frac{R_{\text{PE}}}{A \cdot \Omega \cdot \int ZE(\lambda)\, S(\lambda)\ d\lambda}\ . \tag{4.11}$$

Im Falle der optischen Filter wird in Gleichung 4.8 $F(\lambda) = F(\lambda_0)$ gesetzt, da aufgrund der schmalen Bandbreite von 10 nm die Schwankung in der Intensitätsverteilung vernachlässigbar ist. Dadurch ergibt sich der differentielle Photonenfluß bei der zentralen Wellenlänge des verwendeten Filters λ_0:

$$F(\lambda_0) = \frac{R_{\text{PE}}}{A \cdot \Omega \cdot \int ZE(\lambda)\, T(\lambda)\ d\lambda}\ . \tag{4.12}$$

In Tabelle 4.5 sind für alle Faktoren, die in die Gleichungen 4.11 und 4.12 eingehen, die verwendeten Beträge angegeben.

	Betrag	relativer Fehler
R_{PE}	$R_{\text{PE}}\ \ Hz$	$1/\sqrt{R_{\text{PE}}}$
A	$0.0032^2 \cdot \pi\ \ m^2$	0.9%
Ω	$1.79 \cdot 10^{-4}\ \ sterad$	2.8%
Integral		
ohne Filter	0.09847	3.6%
360 nm	0.96029	5.0%
400 nm	0.84415	3.2%
450 nm	0.86549	2.5%
500 nm	0.85718	2.2%

Tabelle 4.5: *Zur Berechnung der Photonenflüsse verwendete Beträge und deren relativer Fehler.*

In Kapitel 5 sind alle Meßergebnisse als absoluter Photonenfluß für den jeweiligen Wellenlängenbereich angegeben. Um aus diesen Flüssen die Photoelektronenrate des Photomultipliers zu ermitteln müssen die Gleichungen 4.11 und 4.12 nach R_{PE} umgestellt und die entsprechenden Werte aus Tabelle 4.5 eingesetzt werden. Aus Gleichung 4.13 läßt sich demnach die Photoelektronenrate des Photomultipliers für eine Messung ohne Filter bestimmen, wobei für A und Ω die entsprechenden Werte aus Tabelle 4.5 eingesetzt werden.

$$R_{\text{PE}} = 0.09847 \cdot A \cdot \Omega \cdot F_{\text{NSB}} \tag{4.13}$$

Aus Gleichung 4.13 läßt sich aber auch ganz allgemein die Photoelektronenrate bestimmen, die das Hintergrundlicht mit dem Photonenfluß F_{NSB} aus dem Raumwinkel Ω bei einer Kathodenfläche A verursacht. Dies gilt für den verwendeten Photomultiplier und alle Photomultiplier mit ähnlicher Zähleffizienz, so auch denen in den HEGRA und HESS Kameras.

Systematischer Fehler

Der systematische Fehler auf den errechneten Photonenfluß ergibt sich aus den Einzelfehlern, der in den Gleichungen 4.11 und 4.12 auftretenden Faktoren. In Tabelle 4.5 sind die relativen Fehler der Faktoren aufgelistet.

Der Fehler der Detektorfläche ergibt sich aus der Ungenauigkeit des Durchmessers der vorderen Blende von 0.03 mm. Der Fehler des Raumwinkels wurde in Abschnitt 4.6 bestimmt. Bei der Berechnung des Fehlers auf das Integral wird davon ausgegangen, daß die Zähleffizienz und die Transmission um ihren Fehler vom eigentlichen

Wert abweichen und daraus errechnet sich der angegebene relative Fehler. Das heißt, das Integral

$$\int (ZE(\lambda) + dZE(\lambda))\,(T(\lambda) + dT(\lambda))\,S(\lambda)\ d\lambda \tag{4.14}$$

wird berechnet und die Abweichung vom den Integralen in 4.11 bzw. 4.12 wird als Fehler angegeben. Dabei wird angenommen, daß die Zähleffizienz und die Transmission bei allen Wellenlängen systematisch in die gleich Richtung abweicht. Da ebenfalls von einer Korrelation der Fehler ausgegangen wird, ist dies eine sehr großzügige Abschätzung des Fehlers.
Zusätzlich zum Fehler der Berechnungsfaktoren geht die Ungenauigkeit der Reproduzierbarkeit von 1% und der Fehler durch die Temperaturschwankungen des Photomultipliers ein. Bei den Messungen beträgt die Temperatur 22 ± 3 °C. Die Kalibration wurde bei $20 - 25$ °C durchgeführt, wodurch sich eine mögliche Abweichung von 2.5% ergibt (siehe Abschnitt 4.3).

Bei der Berechnung des Gesamtflusses F_{NSB} ist die Unsicherheit in der spektralen Intensitätsverteilung $S(\lambda)$ natürlich eine entscheidende Fehlerquelle. Bei der Abschätzung des Fehlers auf den Fluß, der hierdurch entsteht wird von einem zehnprozentigen Fehler auf die Beträge von $S(\lambda)$ ausgegangen. Die größte Abweichung im berechneten Fluß ergibt sich bei einer Erhöhung der relativen Intensität bei kleinen Wellenlängen und einer Absenkung bei großen und umgekehrt. Dies beruht auf dem Abfall der Zähleffizienz zu größeren Wellenlängen.
Bei Annahme einer zehnprozentigen Schwankung der Intensitätsverteilung ergibt sich eine maximale Abweichung des berechneten Flusses von 7%. Würde man von einer konstanten Intensitätsverteilung ($S(\lambda) = const$) ausgehen, so würde der Fehler etwa 30% betragen. Dieser maximale Fehler ist jedoch nicht anzunehmen, da alle bisherigen Messungen einen ähnlichen Intensitätsverlauf wie bei $S(\lambda)$ gezeigt haben. Der systematische Gesamtfehler auf die errechneten Photonenflüsse ergibt sich durch quadratische Addition der Einzelfehler und ist in Tabelle 4.6 angegeben.

	systematischer Fehler
F_{NSB}	8.8 %
$F(360\,nm)$	6.4 %
$F(400\,nm)$	5.1 %
$F(450\,nm)$	4.7 %
$F(500\,nm)$	4.5 %

Tabelle 4.6: *Angegeben ist der systematische Fehler auf die ermittelten Photonenflüsse.*

Kapitel 5

Ergebnisse der Messungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen auf La Palma und in Namibia vorgestellt. Bei allen Werten handelt es sich um absolute Photonenflüsse, die nach Abschnitt 4.9 berechnet wurden und den dort angegebenen systematischen Fehler besitzen. Wird im Folgenden von einer "dunklen Stelle" am Himmel gesprochen, so bedeutet dies, daß sich im Gesichtsfeld der Meßapparatur kein Stern heller als Größenklasse 6 befindet.

5.1 Ort und Zeit der Messungen

La Palma

Die Messungen wurden auf dem HEGRA Gelände auf der Kanarischen Insel La Palma durchgeführt. Dieses befindet sich bei $17°53'24''$ westlicher Länge und $28°45'34''$ nördlicher Breite am *Observatorio del Roque de los Muchachos* auf einer Höhe von 2200 m über dem Meer.
Gemessen wurde im Zeitraum vom 18. bis 30. Mai 2000. Alle Messungen wurden bei klarem Himmel und einer Luftfeuchigkeit von 20-40% gemacht. Die Temperaturen schwankten zwischen 5 und 15 °C.

Namibia

Die Messungen in Namibia wurden auf der Gästefarm Hakos in einer Höhe von 1800 m über dem Meer durchgeführt. Die Farm befindet sich in der Nähe des Gamsberges bei $16°21'48''$ östlicher Länge und $23°14'08''$ südlicher Breite, etwa 14 km Luftlinie vom Standort des HESS–Systems entfernt (siehe Abb. 5.1).
Im Zeitraum der Messungen vom 23.6. bis 3.7.2000 waren die äußeren Bedingungen denen auf La Palma sehr ähnlich. Bei allen Messungen war der Himmel klar, die

Temperaturen schwankten zwischen 6 und 15 °C und die Luftfeuchtigkeit zwischen 20 und 45%.

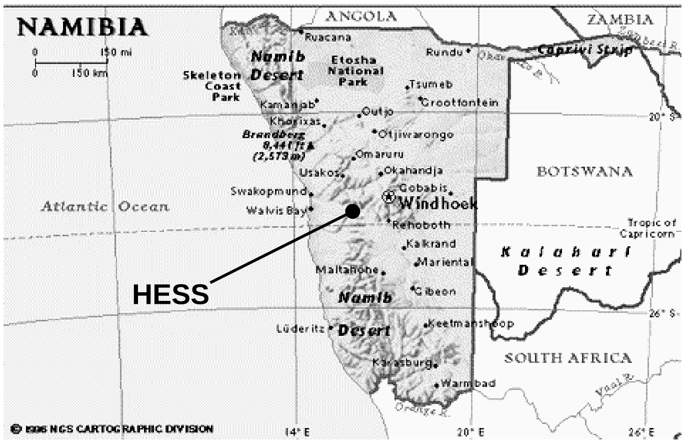


Abbildung 5.1: *Standort des HESS–Teleskopsystems in Namibia.*

5.2 Genauigkeit der Ausrichtung

Da die Meßapparatur über ein optisches Teleskop gesteuert wird, stellt sich die Frage, wie gut die optische Achse der Apparatur zu der des Teleskops ausgerichtet ist, und wie gut bei längeren Meßreihen die einzelnen Positionen durch das Teleskop angefahren werden. Um die beiden Achsen parallel auszurichten, wurde ein heller Stern durch das Teleskop angepeilt und die Apparatur so justiert, daß die Zählrate des Photomultipliers maximal ist.

Um die Genauigkeit der Achsenausrichtung festzustellen, wurde auf La Palma der hellste Stern im Sternbild Bootes, Arcturus vermessen. Es wurde ein Bereich von $2^\circ \times 2^\circ$ in einem Raster von 0.2° abgefahren um eine gute Auflösung zu bekommen. Wie in Abbildung 5.2 zu sehen, liegt der Stern sehr gut im Zentrum des Intensitätsmaximums. Die optischen Achsen sind also parallel zueinander ausgerichtet
In Abbildung 5.3 ist eine weitere Messung auf La Palma dargestellt, welche zur Einschätzung der Positioniergenauigkeit dient. Dabei wurde ein Raster über das Sternbild Corona Borealis gefahren, um zu sehen ob es bei einer längeren Messung zu Abweichungen in der Positionierung des Teleskopes kommt. Es ist erkennbar, daß alle Intensitätsmaxima eine geringe systematische Abweichung von etwa 0.3° von der tatsächlichen Position der Sterne haben.

In Namibia wurde eine ähnliche Messung durchgeführt, um die Positioniergenauigkeit des Teleskops zu überprüfen. In diesem Fall wurde ein Raster über das südliche Himmelsdreieck Triangulum Australe gelegt. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Wie zu sehen ist stimmen die wahren Positionen der Sterne mit den Positionen der Intensitätsmaxima überein, die Positionierung des Teleskops ist also wiederum gut.
Aus Abbildung 5.3 läßt sich auch erkennen, daß sich dieses Sternbild genau am Rande der galaktischen Ebene befindet. Die Helligkeit in der oberen linken Hälfte des Himmelsausschnittes ist deutlich erhöht, da dieser Bereich bereits Teil der Milchstraße ist.

Aus diesen Messungen wird gefolgert, daß die vermessene Position auf mindestens 0.5° mit der tatsächlichen Position am Himmel übereinstimmt. Da der Radius des Gesichtsfeldes der Apparatur ebenfalls etwa 0.5° beträgt, werden bei der folgenden Analyse alle Positionen mit einem Stern heller 6^{mag} in einem Abstand $< 1°$ herausgenommen. Dieser Schnitt sollte durch Sterne erhöhte Zählraten unterdrücken.

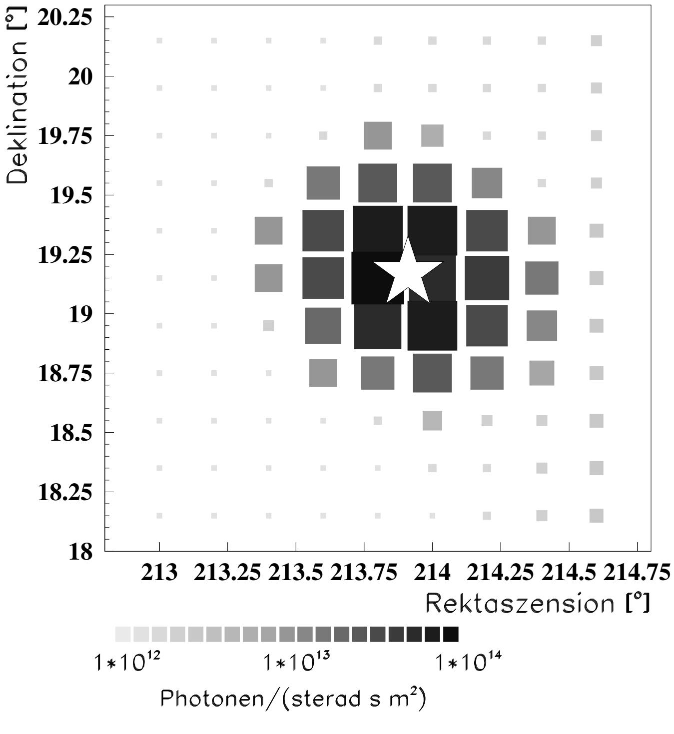


Abbildung 5.2: *Dargestellt ist die Intensitätsverteilung um den Stern Arcturus. Sowohl die Farbe als auch die Größe der einzelnen Meßpunkte ist mit dem Photonenfluß skaliert. Der Stern bezeichnet die wirkliche Position von Arcturus am Himmel.*

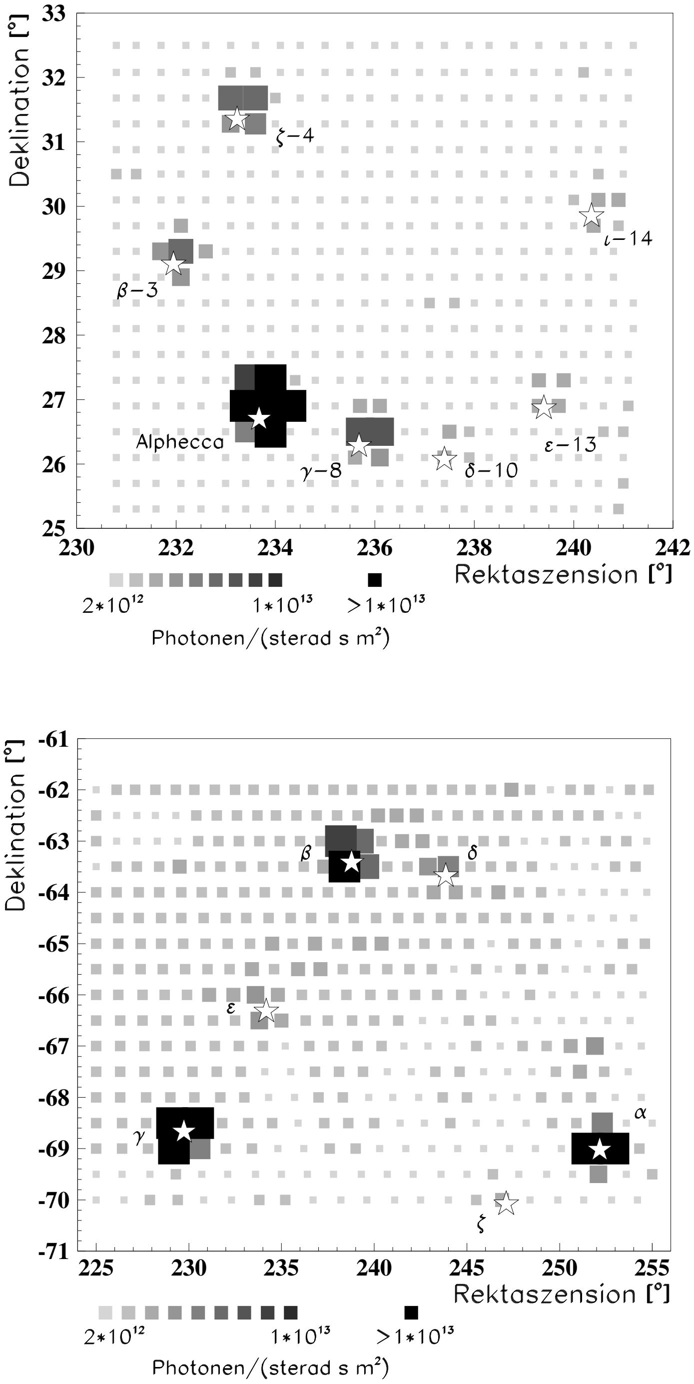


Abbildung 5.3: *Raster über das Sternbild Corona Borealis (oben) und Triangulum Australe (unten). Die Farbe und Größe der Meßpunkte ist mit dem Photonenfluß skaliert. Die eingezeichneten Sterne bezeichnen die wahre Position der Sterne am Himmel.*

5.3 Vergleich verschiedener Nächte

Da die Intensität des Hintergrundlichtes gewissen Schwankungen unterliegt, wurde in einer Reihe von Nächten die gleiche Meßreihe durchgeführt, um diese Schwankungen einschätzen zu können. Diese Meßreihe wurde sowohl auf La Palma als auch in Namibia durchgeführt.

Dabei wurde der Photonenfluß an verschiedenen dunklen Stellen in der Nähe des Zenits (Zenitwinkel $< 10°$) bestimmt. Dieselben Stellen wurden in verschiedenen Nächten vermessen, jeweils etwa eine halbe Stunde nach Beginn der astronomischen Dunkelheit. Die erhaltenen Flüsse wurden für jeweils eine Nacht gemittelt und die mittlere quadratische Abweichung wurde gebildet. Die Ergebnisse sind für La Palma in Abbildung 5.4 und für Namibia in Abbildung 5.5 zu sehen.

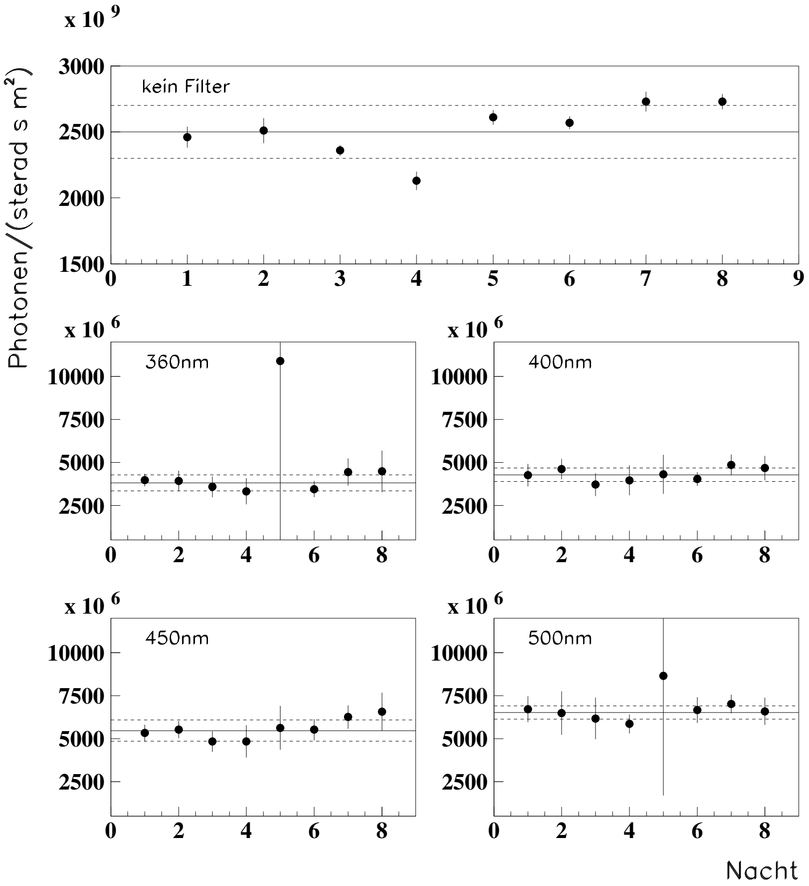


Abbildung 5.4: *Dargestellt ist die Schwankung des Photonenflusses für verschiedene Nächte auf La Palma. Die durchgezogene Linie steht für den Mittelwert aller Nächte, die gestrichelte für den Fehler des Mittelwertes.*

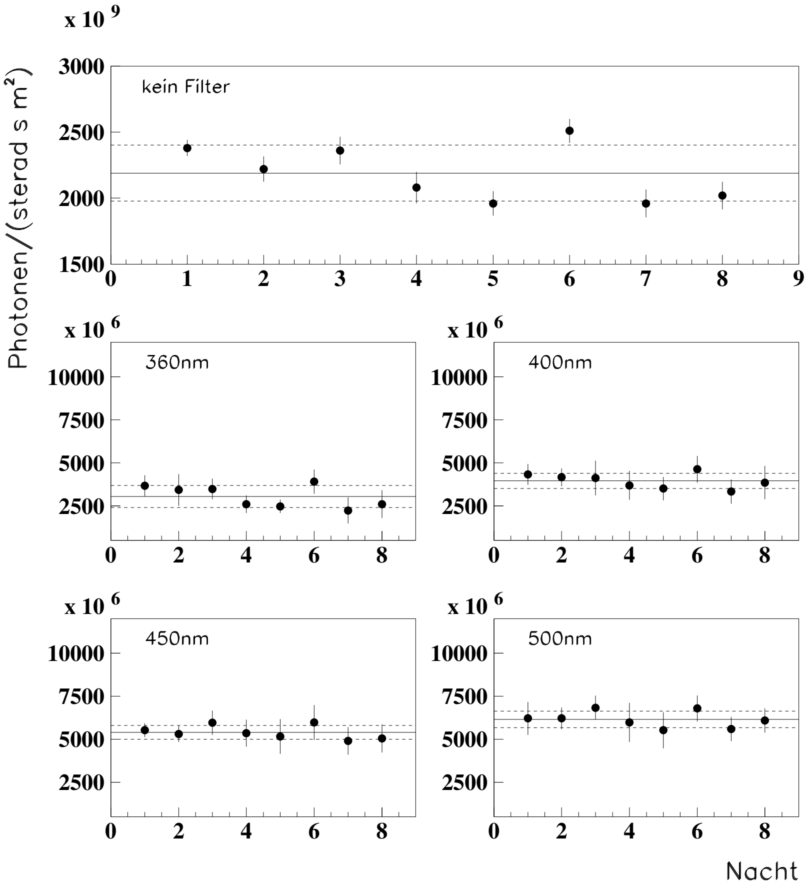


Abbildung 5.5: *Schwankung des Photonenflusses über mehrere Nächte in Namibia.*

Ebenfalls eingezeichnet in die Abbildungen 5.4 und 5.5 ist der jeweilige Mittelwert aller Nächte mit der dazugehörigen Abweichung. Die Schwankungen zwischen den einzelnen Nächten betragen für beide Orte etwa 10 %. In allen Wellenlängenbereichen liegt der durchschnittliche Photonenfluß in Namibia bei dieser Messung um 15-20% unter dem auf La Palma.

Bei der Messung auf La Palma gibt es am 5. Tag bei 360 nm und 500 nm einen erhöhten gemittelten Fluss, der durch eine erhöhte Rate an einer der vermessenen Stellen entsteht. Allerdings sind es bei beiden Wellenlängen verschiedene Stellen am Himmel, die diese erhöhte Rate aufweisen. Ursache könnte ein Satellit oder eine Sternschnuppe sein, die sich durch das Gesichtsfeld der Apparatur bewegt.

In Abbildung 5.6 sind die Photonenflüsse bei den verschiedenen Wellenlängen dargestellt. Die Werte für 'La Palma 98' wurden verwendet, um in Abschnitt 4.9 die normierte Verteilungsfunktion $S(\lambda)$ abzuleiten, die stammen aus [BEN98]. Wie man

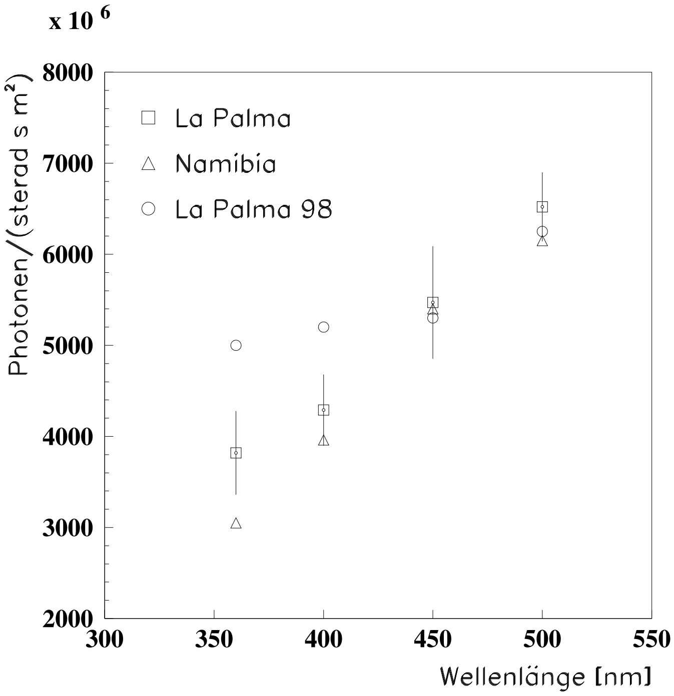


Abbildung 5.6: *Fluß bei verschiedenen Wellenlängen. Die Werte für 'La Palma 98' entstammen [BEN98] und wurden verwendet um $S(\lambda)$ in Abschnitt 4.9 zu erzeugen.*

sieht stimmen die zur Berechnung verwendeten Werte recht gut mit den gemessenen Flüssen überein, besonders bei größeren Wellenlängen.
Berechnet man den integralen Photonenfluß in Abschnitt 4.9 neu, allerdings mit einer angenommenen Intensitätsverteilung $S(\lambda)$, die den gemessenen Werten aus La Palma oder Namibia entspricht, so beträgt die Abweichung etwa 4%. Dies liegt gut innerhalb des angenommenen Fehlers von 7%, der durch eine etwas veränderte Verteilung entstehen könnte.

5.4 Abhängigkeit der Intensität von der Himmelsrichtung

Schwankungen der Hintergrundhelligkeit mit der Himmelsrichtung sollten hauptsächlich durch gestreutes Licht von Ortschaften entstehen. Die Intensität des Streulichtes sollte dabei mit zunehmender Höhe über dem Horizont abnehmen. Erhöhte Intensitäten können auch durch die Milchstraße oder das Zodiakallicht verursacht werden, jedoch bewegen sich diese Erscheinungen im Laufe der Nacht und ändern so die Himmelsrichtung unter der sie auftreten. Für das Streulicht von Ortschaften bleibt die Richtung konstant.

Bei dieser Messung wurde ein Raster über den gesamten Himmel gelegt und an jedem Punkt eine Messung vorgenommen. Im ersten Schritt wurde bei einer Höhe über dem Horizont von 25° der komplette Azimutbereich durchfahren und im Abstand von 5° eine Messung durchgeführt. Der Azimutwinkel beginnt dabei im Norden bei 0° und steigt dann über Osten, Süden und Westen. Die Höhe wurde im Folgenden in Schritten von 5° bis zum Zenit erhöht und bei jedem Schritt wurde wiederum der gesamte Azimut durchfahren. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.7 für La Palma und in Abbildung 5.8 für Namibia zu sehen.

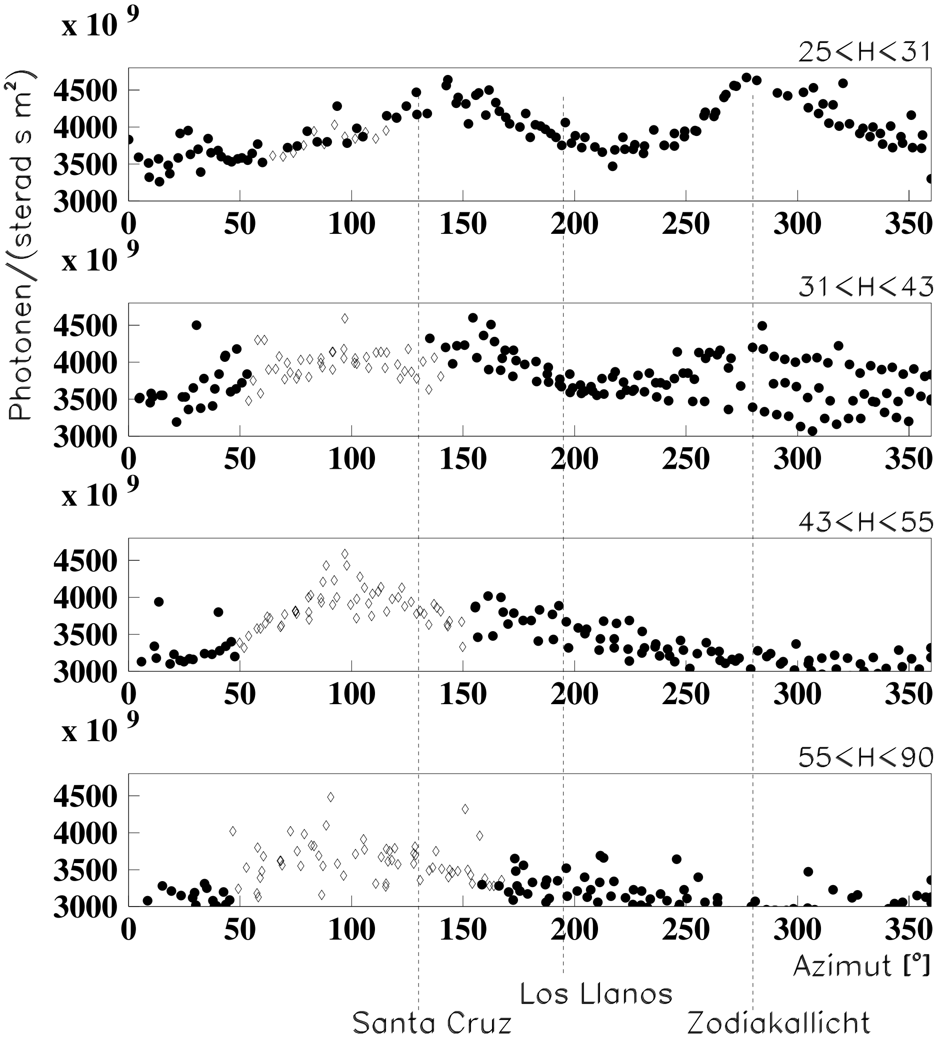


Abbildung 5.7: *Dargestellt ist für La Palma die Abhängigkeit der Lichtintensität vom Azimut, jeweils für unterschiedliche Höhen über dem Horizont. Die mit Rauten markierten Punkte stehen für Punkte mit einer galaktischen Bereite* $|b| < 20°$

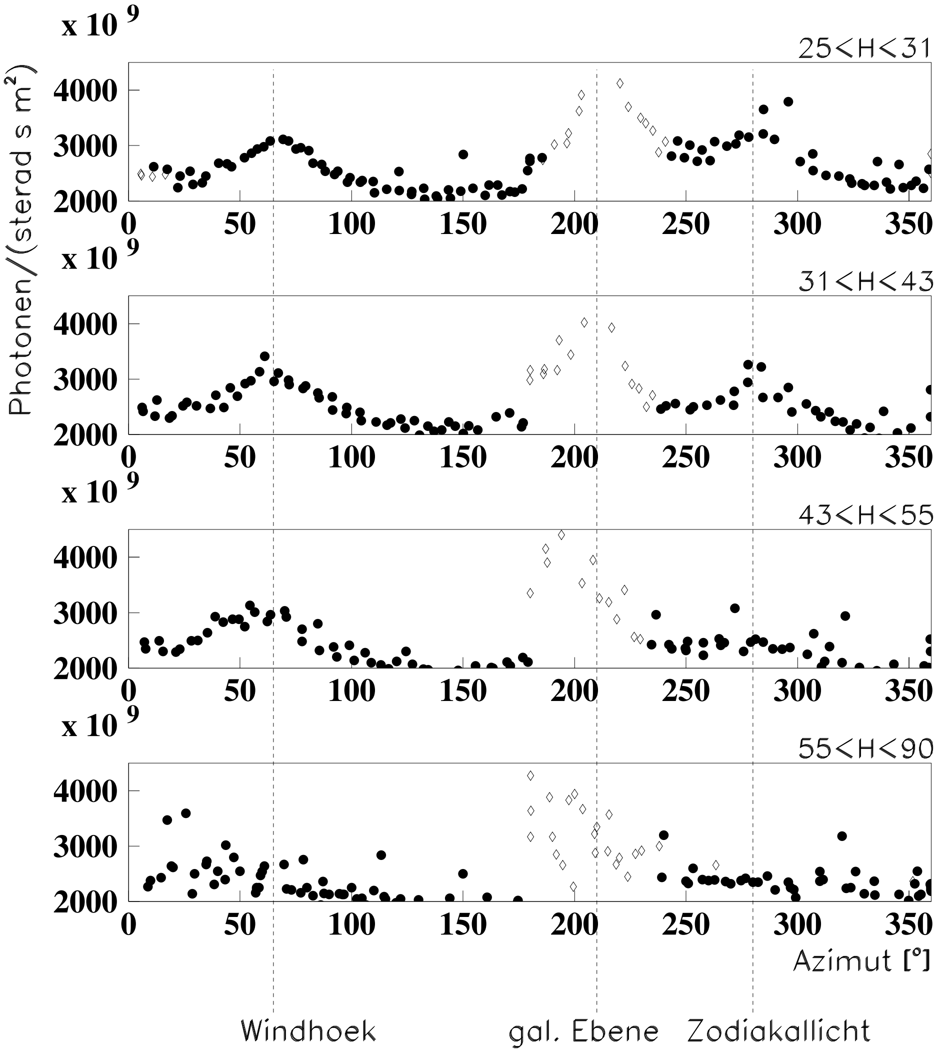


Abbildung 5.8: *Abhängigkeit der Lichtintensität vom Azimut für Namibia. Die mit Rauten markierten Punkte stehen für Punkte mit einer galaktischen Breite* $|b| < 20°$

In den Abbildungen 5.7 und 5.8 wurden die Meßpunkte mit einer galaktischen Breite $|b| < 20°$ gesondert gekennzeichnet, da diese überall am Himmel heller erscheinen würden.

In beiden Abbildungen wurden die Azimutwinkel eingetragen, unter dem die größeren Städte vom Standort der Messung aus erscheinen. In Namibia ist dies nur die Hauptstadt Windhoek, die auch deutlich durch eine etwa 50–prozentige Erhöhung der Intensität zu erkennen ist. Auf La Palma verursachen die beiden Städte Santa Cruz und Los Llanos eine erhöhte Hintergrundhelligkeit. Da die Messungen an beiden Orten kurz nach Sonnenuntergang begonnen wurden, ist auch noch das Zo-

diakallicht im Westen deutlich zu erkennen.
Da die Skalen in den beiden Abbildungen leicht unterschiedlich sind, erscheinen die erhöhten Intensitäten durch die Städte an beiden Orten etwa gleich zu sein. Tatsächlich erreicht das von Windhoek verursachte Intensitätsmaximum nur etwa das Grundniveau der Hintergrundhelligkeit auf La Palma.

5.5 Abhängigkeit der Intensität vom Zenitwinkel

Die Abhängigkeit der Intensität des Hintergrundlichtes vom Zenitwinkel ist durch die sogenannte *van Rhijn Funktion* gegeben (siehe Gleichung 2.10). Dabei sollte durch das Nachtleuchten die Helligkeit mit dem Zenitwinkel ansteigen und zwar proportional zur betrachteten Schichtdicke der Atmosphäre, also etwa mit $(1/\cos(\vartheta))$.

Bei dieser Messung wurden verschiedene dunkle Stellen bei ihrer Bewegung am Himmel verfolgt. Somit wurde die Helligkeit ein und derselben Stelle am Himmel bei verschiedenen Zenitwinkeln bestimmt. In Abbildung 5.9 ist das Ergebnis für zwei Meßpunkte auf La Palma gezeigt.

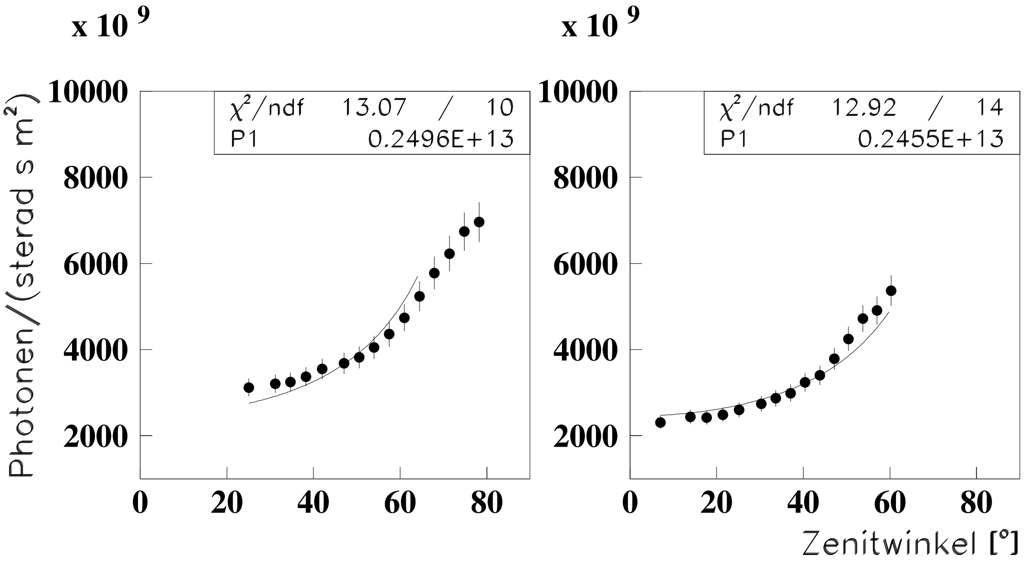


Abbildung 5.9: *Abhängigkeit des Photonenflusses vom Zenitwinkel, für zwei dunkle Stellen in La Palma. Es wurde eine* $(P1/\cos(\vartheta))$ *Kurve angepaßt, um ein Korellation der Meßpunkte mit der Schichtdicke der Atmosphäre zu zeigen.*

Zwei weitere Stellem am Himmel wurden sowohl von La Palma als auch von Namibia aus vermessen. Das Ergebnis dieser Meßreihen ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Da es sich in den beiden Diagrammen um jeweils identische Stellen am Himmel handelt, kann die Abweichung der Meßergebnisse nur durch unterschiedliche Bedingungen an den Beobachtungsorten erklärt werden.

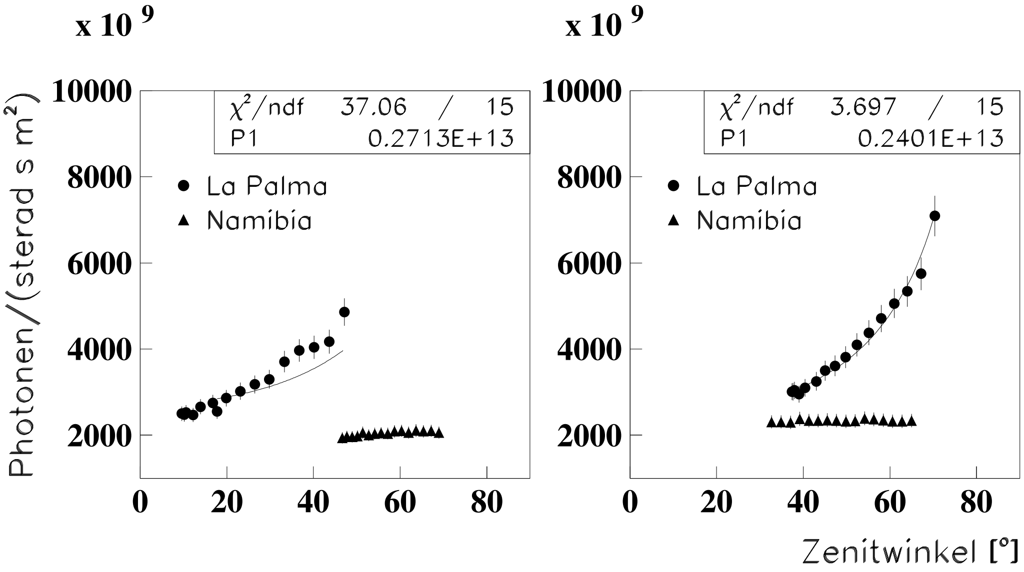


Abbildung 5.10: *Dargestellt ist die Änderung der Helligkeit mit dem Zenitwinkel für zwei Punkte am Himmel, jeweils gemessen von La Palma und Namibia. An die Punkte der La Palma Meßreihe wurde wiederum eine* ($P1/\cos(\vartheta)$) *Kurve angepaßt.*

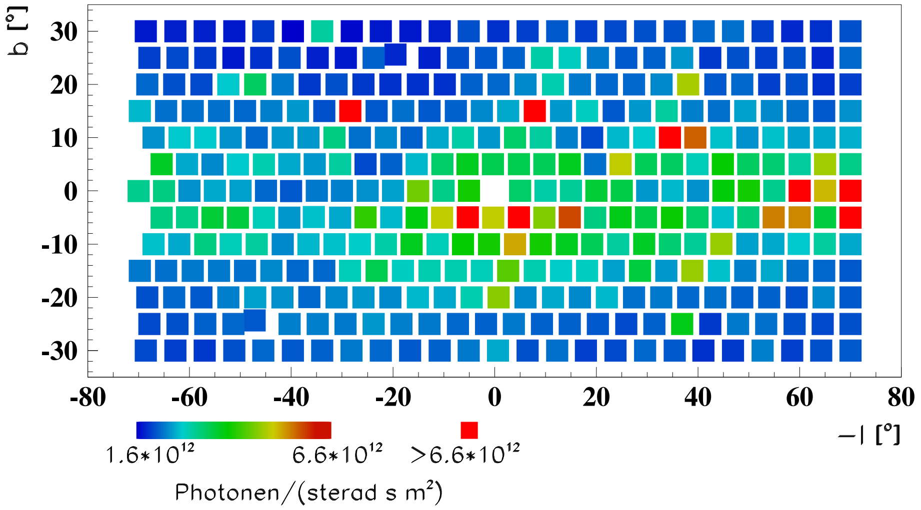
Aus den Meßpunkten in der Abbildung 5.10 läßt sich ein eindeutiger Unterschied zwischen den beiden Beobachtungsorten erkennen. Auf La Palma nimmt die Intensität des Hintergrundlichtes im Wesentlichen mit der Schichtdicke der Atmosphäre zu, wogegen sie in Namibia selbst bei großen Winkeln konstant bleibt. Dieser Effekt ist so stark, daß der Unterschied zwischen den beiden Orten selbst mit bloßem Auge zu erkennen ist. Auf La Palma bemerkt man eine deutliche Helligkeitszunahme mit steigendem Zenitwinkel, wogegen es in Namibia am Horizont ähnlich dunkel ist wie im Zenit.

5.6 Die galaktische Ebene

Der nächtliche Himmel in Namibia ist dominiert vom Band der galaktischen Ebene, dessen Zentrum bei der scheinbaren Drehung der Himmelskugel fast durch den Zenit läuft. Das Licht der Milchstraße macht daher einen großen Teil des Hintergrundlichtes aus, wobei die Intensität in Richtung des galaktischen Zentrums ansteigt. In La Palma ist das Zentrum der Milchstraße dagegen nur unter einem großen Zenitwinkel zu beobachten, es hat dort also keinen so dominanten Effekt wie in Namibia.

Es wurden in Namibia drei Meßreihen im Bereich der galaktischen Ebene durchgeführt, bei denen jeweils ein unterschiedlich feines Raster über den gewählten Bereich gelegt und die Intensität des Hintergrundlichtes vermessen wurde.
Im oberen Teil der Abbildung 5.11 ist die Milchstraße im Bereich $-30 < b < 30$ und $-70 < l < 70$ dargestellt. Dies ist etwa der Teil, der von Namibia zur Zeit der Messungen beobachtet werden konnte. Im unteren Teil dieser Abbildung ist die Intensitätsverteilung im Zentrum der galaktischen Ebene gezeigt. Diese Darstellung ist eine Überlagerung aus zwei Meßreihen, die an aufeinander folgenden Tagen mit einem leicht unterschiedlichen Raster gemacht wurden.
In der Abbildung 5.12 ist der Photonenfluß bei den unterschiedlichen Wellenlängen der optischen Filter gezeigt. Man erkennt auch dort einen Anstieg der Intensität zu längeren Wellenlängen, wie er nach dem Spektrum des Hintergrundlichtes zu erwarten ist.

Alle Punkte dieser drei Meßreihen wurden genutzt, um die Variation des Photonenflusses mit der galaktischen Breite und Länge darzustellen. In Abbildung 5.13 ist die Abhängigkeit des Photonenflusses von der galaktischen Breite für verschiedene Bereiche der galaktischen Länge dargestellt. In 5.14 ist dagegen die Variation mit der Länge gezeigt, wobei wiederum über unterschiedliche Bereiche der galaktischen Breite gemittelt wurde.
In diesen Darstellungen ist eine Zunahme der Hintergrundhelligkeit um einen Faktor zwei bis drei im Bereich des Zentrums der galaktischen Ebene zu erkennen. Die Zunahme entsteht dabei durch die zunehmende Sternendichte im Richtung des galaktischen Äquators bzw. des Zentrums der Galaxie (vgl. Abb. 2.10). Außerhalb des Zentrums steigt die Intensität dagegen nur um etwa 50%.



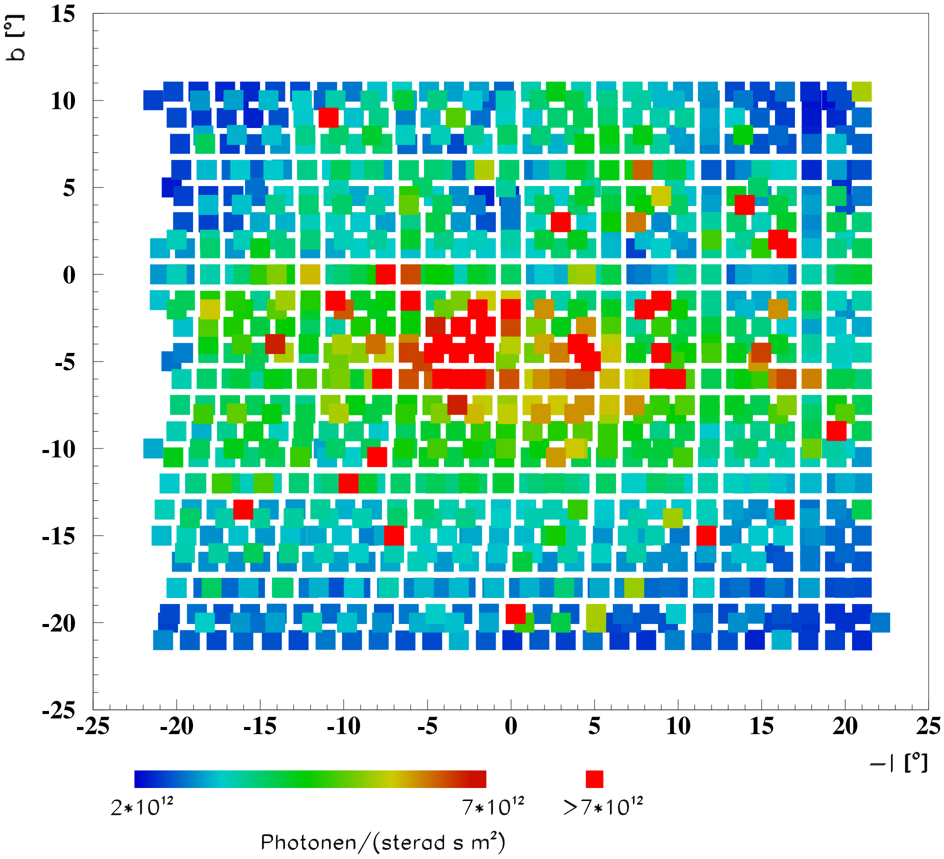


Abbildung 5.11: *Die galaktische Ebene (oben) und das Zentrum (unten).*

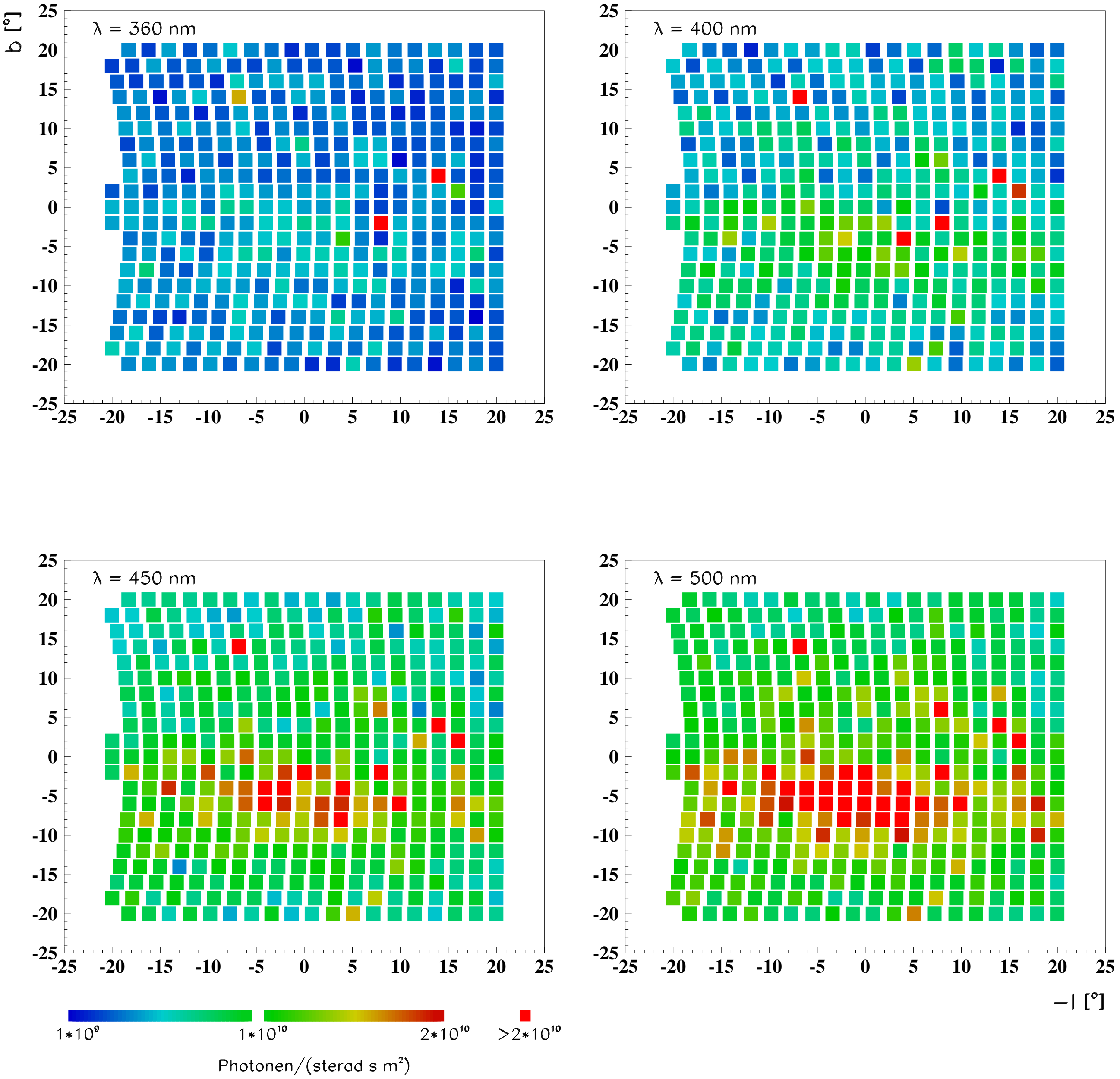


Abbildung 5.12: *Dargestellt ist der Photonenfluss im Bereich des Zentrums der Milchstraße in Abhängigkeit von der galaktischen Länge l und Breite b. Die Intensität steigt wiederum mit der Wellenlänge an.*

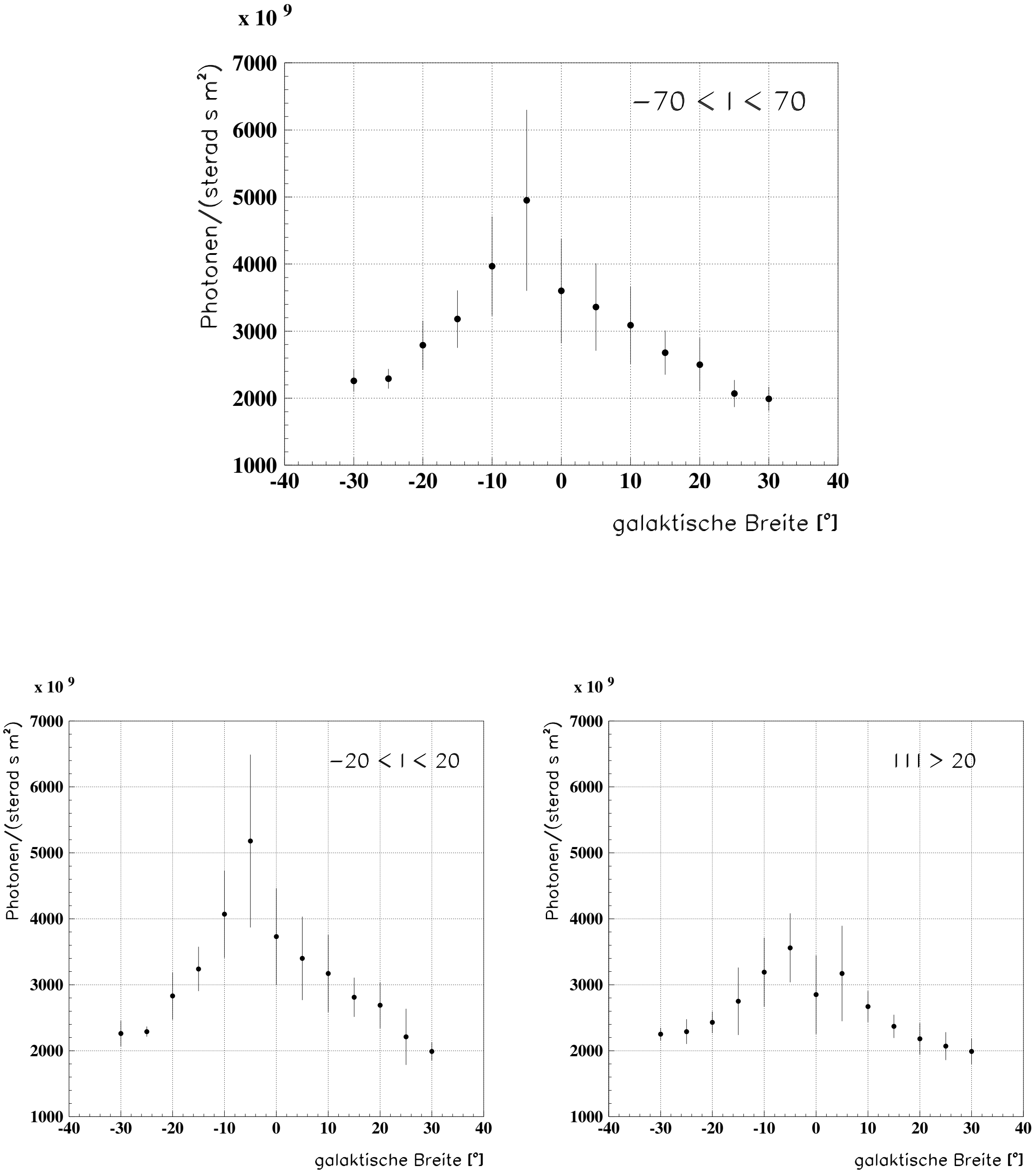


Abbildung 5.13: *Dargestellt ist die Variation des Mittelwertes des Photonenflusses mit der galaktischen Breite. Bei den drei Abbildungen wurde jeweils über einen anderen Bereich der galaktischen Länge gemittelt. Die Fehlerbalken entsprechen einer Standardabweichung und sind ein Maß für die Schwankung über die galaktische Länge.*

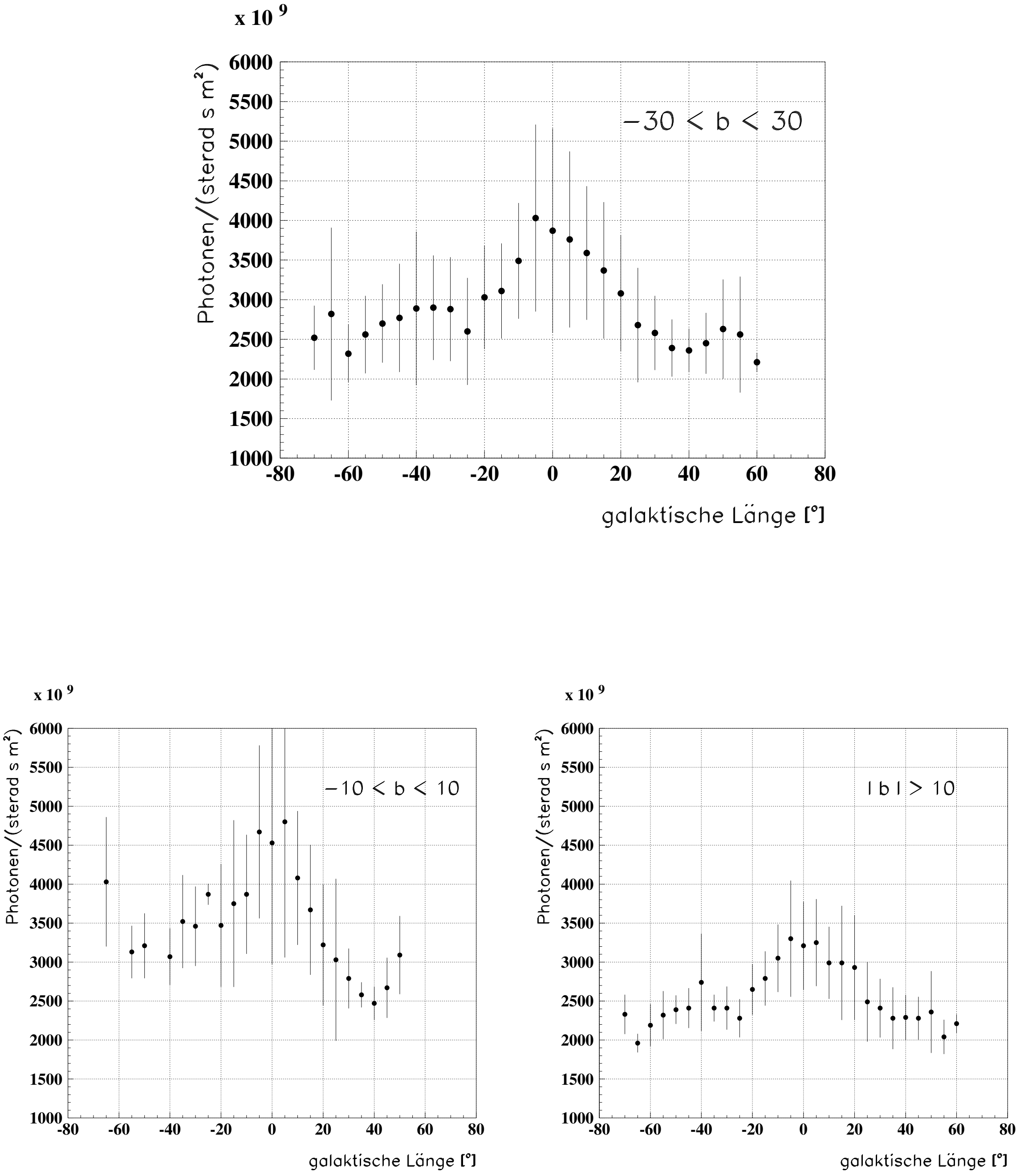


Abbildung 5.14: *Dargestellt ist der Photonenfluß in Abhängigkeit von der galaktischen Länge. Für jede Abbildung wurde über einen unterschiedlichen Bereich der galaktischen Breite gemittelt. Die Fehlerbalken sind ein Maß für die Schwankung über diesen Bereich der galaktischen Breite.*

5.7 Intensität der Hintergrundhelligkeit in La Palma und Namibia

Um einen direkten Vergleich der Hintergrundhelligkeiten der beiden Beobachtungsorte zu haben, wurde jeweils der komplette Datensatz untersucht. Dies entspricht etwa dreitausend Meßpunkten für La Palma und knapp fünftausend für Namibia. Auf diese Meßdaten wurden einige Schnitte angewendet, um nur Himmelspositionen zu verwenden, die an beiden Orten vergleichbare Helligkeit besitzen sollten.

Da die Helligkeit des Himmels auf La Palma mit steigendem Zenitwinkel stark zunimmt, werden nur Meßpunkte mit einem Zenitwinkel $\vartheta < 30^\circ$ verwendet (vgl. Abb. 5.9 und 5.10). Dadurch werden ebenfalls die Stellen unterdrückt, die durch das Streulicht der Städte einen erhöhten Fluß aufweisen (vgl. Abb. 5.7 und 5.8).
Da die Intensität der Hintergrundhelligkeit stark von der galaktischen Breite abhängt, werden nur Punkte verwendet, bei denen die galaktische Breite $|b| > 20^\circ$ ist (vgl. Abb. 5.13). Durch diesen Schnitt wird ein Großteil der Daten aus dem Namibia–Datensatz verworfen, da die galaktische Ebene den Himmel dort überspannt.
An die übrig gebliebenen Datenpunkte wird eine Gaußkurve angepaßt und somit ein Mittelwert mit Fehler gewonnen. Diese Anpassung ist in der Abbildung 5.15 zu sehen.

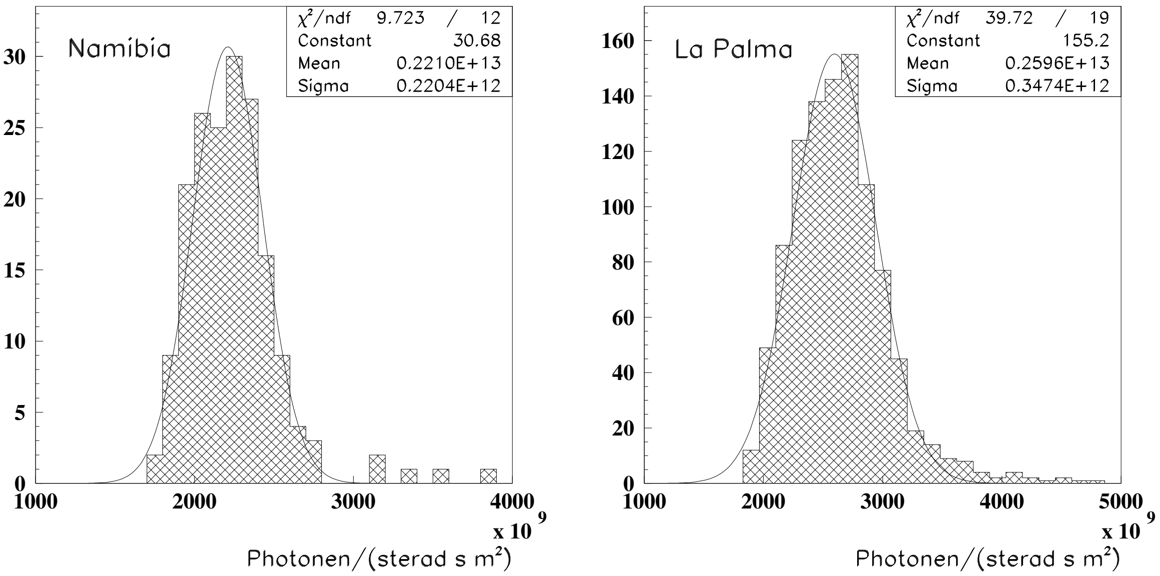


Abbildung 5.15: *Dargestellt ist die Verteilung des Photonenflusses, nachdem die im Text erklärten Schnitte gemacht wurden. An die Verteilungen wurde eine Gaußverteilung angepaßt.*

Aus dem Mittelwert der Gaußverteilung in Abbildung 5.15 ergibt sich der durchschnittliche Photonenfluß, dabei beträgt die Schwankung in Namibia 10% und in La Palma etwa 14%. In Tabelle 5.1 sind die Flüsse in verschiedenen Einheiten angegeben. Errechnet werden sie durch die Gleichungen in Abschnitt 4.9 und geben den absoluten Fluß im Wellenlängenbereich von 300-650 nm an.

	$\frac{10^{12}\ \text{Photonen}}{\text{sterad}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^2}$	$\frac{\text{magnituden}}{\text{arcsec}^2}$	S_{10}
Namibia	2.21 ± 0.22	22.54 ± 0.10	124.3 ± 12.4
La Palma	2.60 ± 0.35	22.36 ± 0.14	146.2 ± 19.7

Tabelle 5.1: *Absolute Helligkeiten in Namibia und La Palma in verschiedenen Einheiten.*

5.8 Transmission

Neben der Hintergrundhelligkeit des Nachthimmels läßt sich mit dem Meßsystem auch die Transmission der Atmosphäre bestimmen. Hierzu wurde die Intensität des hellen Sterns Spica im Laufe einer Nacht immer wieder vermessen, und somit der Photonenfluß bei unterschiedlichen Zenitwinkeln bestimmt.

Aus diesen Daten wird die optische Tiefe der Atmosphäre mittels der umgestellten Gleichung 2.6 bestimmt:

$$\ln I(\vartheta) = -\tau_\lambda \cdot \sec\vartheta + \ln I_0 \tag{5.1}$$

Nach Gleichung 5.1 entspricht die optische Tiefe τ_λ also der negativen Steigung, wenn $\ln I(\vartheta)$ gegen $\sec\vartheta$ aufgetragen wird. In den Abbildungen 5.16 und 5.17 sind die Daten aus Namibia und La Palma in dieser Form aufgetragen. Durch die Punkte wurde eine Gerade gelegt und die Parameter $P1$ und $P2$ dieser Geraden geben den Logarithmus der ursprünglichen Intensität und die negative optische Tiefe an.

Aus der optischen Tiefe läßt sich die Transmission T_λ der Atmosphäre durch $\exp(-\tau_\lambda)$ bestimmen. Dies gibt das Verhältnis der unter einem Zenitwinkel von null gemessenen Intensität $I(0)$ und der einfallenden Lichtintensität I_0. In Tabelle 5.2 sind die optischen Tiefen und Transmissionen dargestellt, die sich aus dieser Messung ergeben.

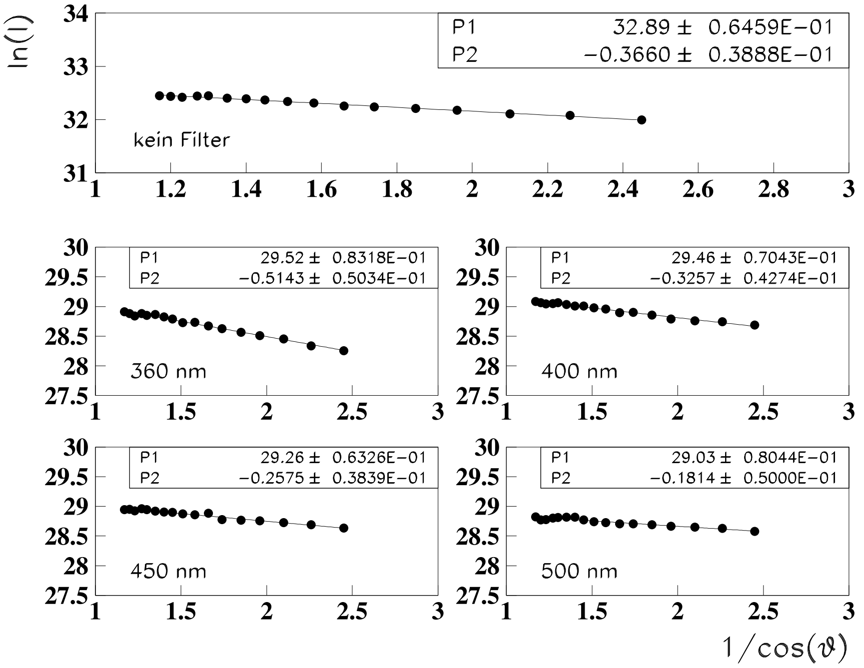


Abbildung 5.16: *Bestimmung der optischen Tiefe für die Messungen in Namibia.*

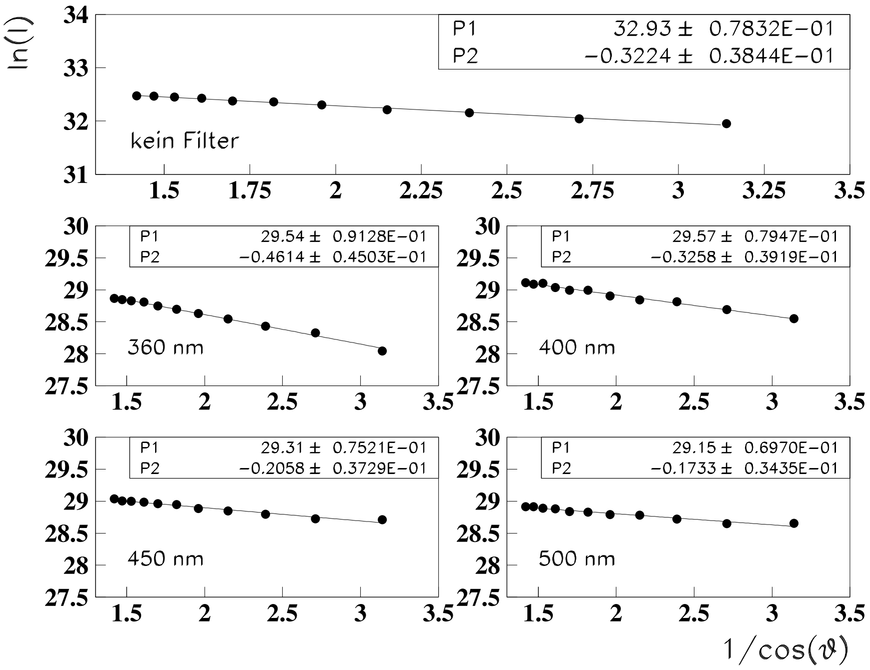


Abbildung 5.17: *Bestimmung der optischen Tiefe für die Messungen in La Palma.*

	Namibia		La Palma	
	τ_λ	T_λ	τ_λ	T_λ
300-650 nm	0.37 ± 0.04	69 %	0.32 ± 0.04	73 %
360 nm	0.51 ± 0.05	60 %	0.46 ± 0.05	63 %
400 nm	0.33 ± 0.04	72 %	0.33 ± 0.04	72 %
450 nm	0.26 ± 0.04	77 %	0.21 ± 0.04	81 %
500 nm	0.18 ± 0.05	84 %	0.17 ± 0.04	84 %

Tabelle 5.2: *Aufgelistet sind die optischen Tiefen und daraus resultierende Transmissionen für Namibia und La Palma.*

Da die Intensität im Wesentlichen durch Rayleigh–Streuung geschwächt wird, ist ein deutlicher Anstieg der optischen Tiefe, bzw. Abfall der Transmission, zu kleineren Wellenlängen festzustellen. Die optische Tiefe über den gesamten Wellenlängenbereich stimmt innerhalb der Fehler für Namibia und La Palma überein.

5.9 Stabilität der Messungen

Um die Stabilität der Messungen zu zeigen, wurde in einer Nacht in Namibia über mehrere Stunden immer wieder die gleiche dunkle Stelle am Himmel vermessen, welche sich in der Nähe des Himmelssüdpols befindet. Da der Himmelspol immer an der gleichen Stelle am Himmel steht, bewegen sich Punkte in seiner Nähe nur geringfügig im Laufe der Nacht. Das bedeutet die Änderung des Zenitwinkels beträgt nur einige Grad.

Daher sollten eventuelle Schwankungen in der Zählrate hauptsächlich durch Änderungen in der Intensität der Hintergrundhelligkeit oder durch Schwankungen innerhalb der Meßapparatur entstehen. In Abbildung 5.18 ist das Ergebnis dieser Meßreihe dargestellt. Eingezeichnet ist neben den Meßpunkten auch der Mittelwert und die mittlere quadratische Abweichung, welche etwa 3% beträgt.

Aus dem Ergebnis dieser Messung läßt sich schließen, daß das Produkt aus Zähleffizienz und Intensität des Hintergrundlichtes auf etwa 3% konstant ist.

Durch die Ergebnisse der Transmissionsmessungen in Abschnitt 5.8 läßt sich abschätzen, ob es zwischen den Messungen auf La Palma und in Namibia eine systematische Abweichungen gibt.

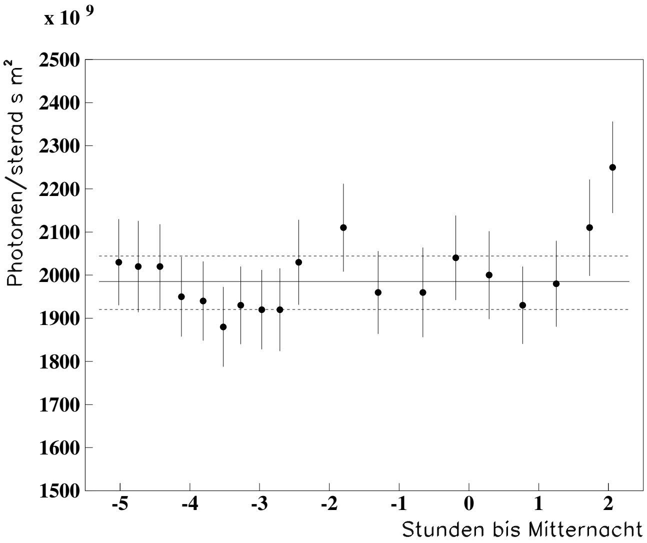


Abbildung 5.18: *Dargestellt ist der Photonenfluß einer dunklen Stelle in der Nähe des Himmelspols für den Zeitraum von 19:00 Uhr abends und 2:00 Uhr morgens.*

Der Parameter $P1$ der Ausgleichsgeraden in den Abbildungen 5.16 und 5.17 entspricht dem Logarithmus der ursprünglichen Lichtintensität I_0, die das Sternenlicht beim Eintritt in die Atmosphäre besitzt. Diese Intensität sollte von atmosphärischen Bedingungen unabhängig sein, und somit auf La Palma und in Namibia etwa den selben Wert besitzen.

In Tabelle 5.3 ist der Logarithmus der Intensität I_0 für die verschiedenen Wellenlängen dargestellt. Die Werte stimmen dabei innerhalb der Fehler überein. Dies ist ein Anhaltspunkt dafür, daß es zwischen den Messungen in Namibia und auf La Palma keine signifikanten Abweichungen in der Zähleffizienz der Apparatur gibt.

	$\ln I_0$ für Namibia	$\ln I_0$ für La Palma
300-650 nm	32.89 ± 0.06	32.93 ± 0.08
360 nm	29.52 ± 0.08	29.54 ± 0.09
400 nm	29.46 ± 0.07	29.57 ± 0.08
450 nm	29.26 ± 0.07	29.31 ± 0.08
500 nm	29.03 ± 0.08	29.15 ± 0.07

Tabelle 5.3: *Aufgelistet ist der Logarithmus der Intensität I_0 des veränderlichen Sterns Spica.*

5.10 Ergebnis der Radiometermessungen

An jedem Meßpunkt, an dem die Hintergrundhelligkeit gemessen wurde, wurde ebenso mit dem Radiometer die Strahlungstemperatur des Himmels bestimmt. Dadurch sollte festgestellt werden, ob es eine Korrelation zwischen der Strahlungstemperatur und der Helligkeit der vermessenen Stellen am Himmel gibt.
Wie in Abschnitt 3.4 dargestellt, sollte die Strahlungstemperatur mit dem Zenitwinkel zunehmen, da die Dicke der betrachteten Luftschicht mit steigendem Winkel zunimmt. In Abbildung 5.19 ist die Strahlungstemperatur aller in Namibia vermessenen Stellen am Himmel gegen den jeweiligen Zenitwinkel aufgetragen. Wie erwartet steigt die Temperatur mit dem Winkel an.

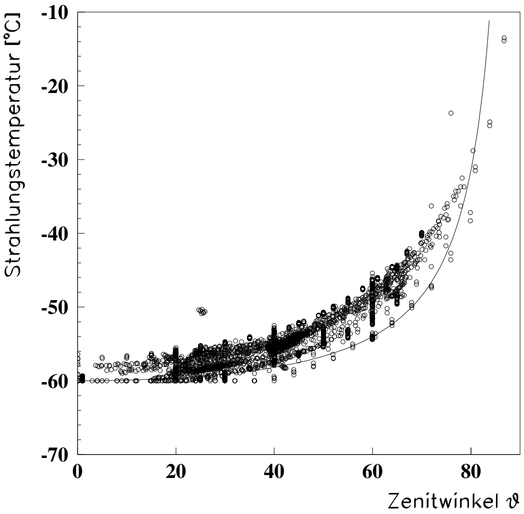


Abbildung 5.19: *Dargestellt ist die Abhängigkeit der Strahlungstemperatur des Himmels vom Zenitwinkel. Die durchgezogene Kurve ist proportional zu* $1/\cos\vartheta$ *und steht für die Zunahme der Atmosphärendicke (vgl. Abbildung 3.12).*

Nach Abbildung 3.14 sollte die Intensität der Hintergrundhelligkeit mit der Strahlungstemperatur korreliert sein, zumindest für den Fall durchziehender Wolken. Ob es auch eine Korrelation bei klarem Himmel gibt, wurde anhand der in Namibia genommenen Daten überprüft. Die Daten aus La Palma wurden in diesem Fall nicht benutzt, weil dort die Helligkeit mit dem Zenitwinkel und somit nach Abbildung 5.19 automatisch mit der Strahlungstemperatur zusammenhängt (siehe Abb. 5.10). Die Daten aus Namibia wurden in Bereiche verschiedener Strahlungstemperatur eingeteilt und an die Helligkeitsverteilung dieser jeweiligen Bereiche wurde eine Gaußkurve angepaßt und somit ein Mittelwert bestimmt. In Abbildung 5.20 ist dies exemplarisch für vier Bereiche dargestellt.

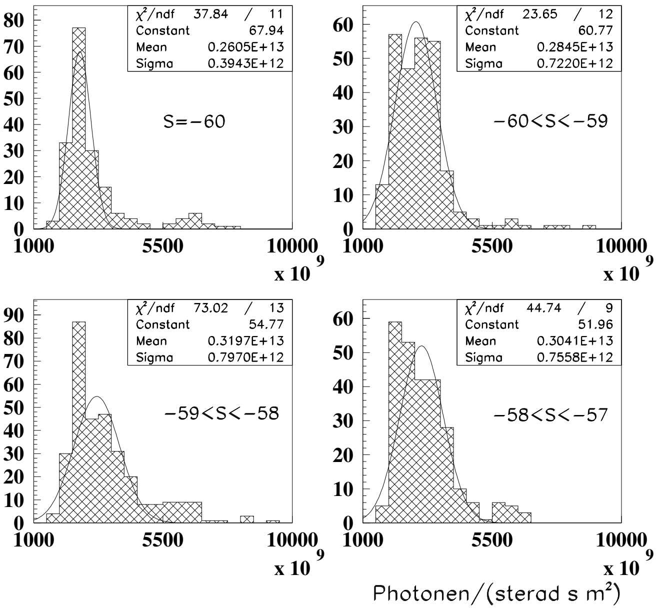


Abbildung 5.20: *Dargestellt ist die Verteilung der Intensität des Hintergrundlichtes für verschiedene Bereiche der Strahlungstemperatur S. Durch Anpassung einer Gaußkurve ergibt sich jeweils ein Mittelwert mit Fehler.*

Die Mittelwerte und Fehler sind in Abbildung 5.21 gegen die Strahlungstemperatur aufgetragen. Wie zu sehen, ist keine Korrelation zwischen der Strahlungstemperatur und der Hintergrundshelligkeit zu erkennen.

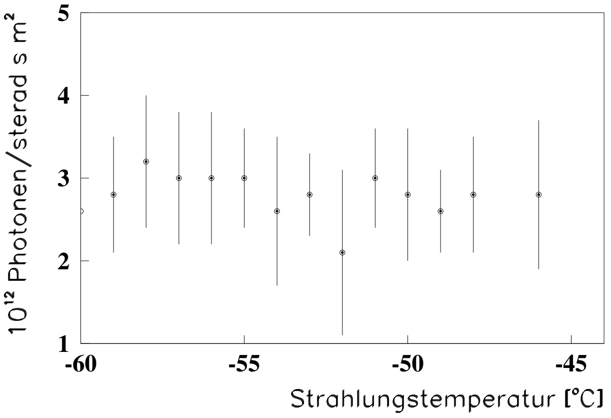


Abbildung 5.21: *Dargestellt ist die Intensität der Hintergrundhelligkeit in Abhängigkeit der Strahlungstemperatur des Himmels.*

Kapitel 6

Bewertung der Ergebnisse im Bezug auf HESS

Der eigentliche Grund für die Messung der Intensität des Nachthimmelhintergrundlichtes in Namibia war die Frage nach dem Einfluß den dieses Licht auf das HESS–Teleskopsystem haben wird. Wie beim HEGRA–System wird auch bei HESS die Leistungsfähigkeit durch die Stärke des Hintergrundlichtes beschränkt (vgl. Abschnitt 1.5).

Das Ziel ist es, die Photoelektronenrate eines Pixel zu bestimmen, die durch das Hintergrundlicht verursacht wird. Dieser Wert spielt eine entscheidende Rolle bei der Wahl der Triggerschwelle für die Photomultiplier. Ebenso wird das Rauschen in den Signalen der einzelnen Pixel durch diese Rate verursacht.

Das von einem Photomultiplier registrierte Hintergrundlicht setzt sich aus drei Komponenten zusammen. Der dominante Anteil wird dabei über die Spiegel reflektiert, aber auch das vom Boden und dem Stahlgerüst des Teleskops reflektierte Licht wird registriert.

6.1 Sammeleffizienz der Winston Cones

Die einzelnen Photomultiplier befinden sich in der Kamera des Teleskops in einer Entfernung von 15 m zum Spiegelträger, wie im rechten Teil der Abbildung 6.1 gezeigt. Der Träger erscheint in diesem Abstand unter einem Winkel von etwa 50° und füllt einen Großteil des Gesichtsfeldes des Photomultipliers aus, wie im linken Teil der Abbildung 6.1 dargestellt ist. Das Gesichtsfeld wird dabei durch einen Winston Cone beschränkt, welcher sich vor jedem Photomultiplier befindet. Diese Lichttrichter sammeln das Licht innerhalb eines bestimmten Gesichtsfeldes mit einer vom Einfallswinkel abhängigen Effizienz.

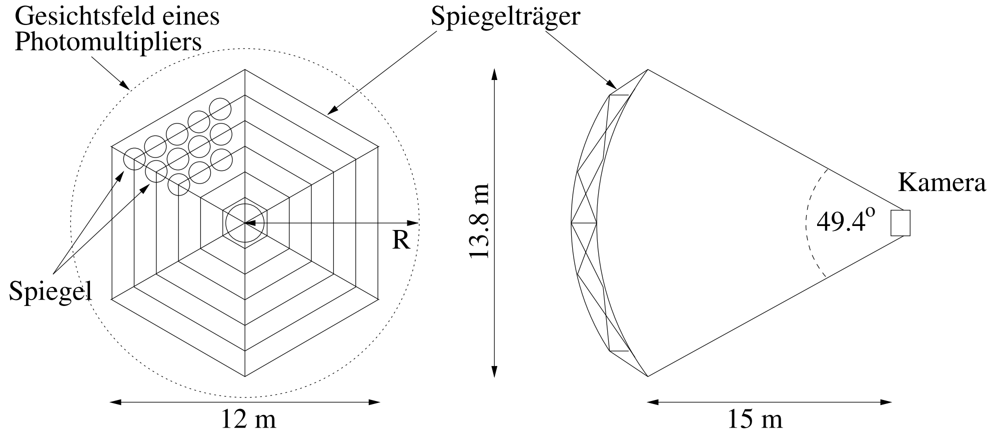


Abbildung 6.1: *Im rechten Teil ist eine Skizze der Seitenansicht eines HESS–Teleskops dargestellt. Der linke Teil zeigt eine prinzipielle Darstellung des Spiegelträgers, wie ein Photomultiplier in der Kamera ihn "sieht". Es sind nur einige exemplarische Spiegel eingezeichnet, in Wirklichkeit ist fast der gesamte Träger bedeckt.*

In Abbildung 6.2 ist die Sammeleffizienz für einen Winston Cone dargestellt, wie er voraussichtlich für die HESS Kameras verwendet wird. Dabei beträgt die Sammeleffizienz bis 25°, als dem Bereich der Spiegel, im Durchschnitt etwa $T_{\mathrm{W1}} = 0.77$. In dem Bereich von 25° bis 35° wird eine mittlere Sammeleffizienz von $T_{\mathrm{W2}} = 0.44$ angenommen. Diese ergibt sich durch Gewichtung der Sammeleffizienz mit dem Raumwinkel des Winkels ϑ.

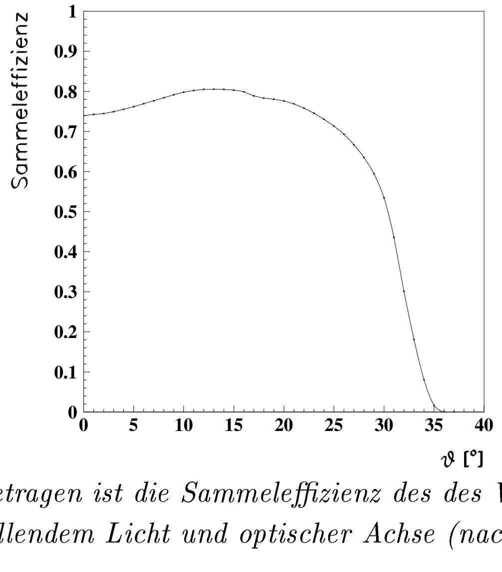


Abbildung 6.2: *Aufgetragen ist die Sammeleffizienz des des Winston Cones gegen den Winkel ϑ zwischen einfallendem Licht und optischer Achse (nach [KRA]).*

6.2 Entstehung der Photoelektronenrate

Die Rate, mit der die Photonen des Hintergrundlichts auf einen einzelnen Photomultiplier treffen, setzt sich aus der Reflektion der Photonen an den Spiegeln, dem Boden und den Spiegelträgern zusammen. Die aus diesem Photonenfluß resultierende Photoelektronenrate wird in diesem Abschnitt für alle drei Komponenten untersucht.

Betrachtet man die Projektion des Gesichtsfeldes eines Photomultipliers auf eine Ebene, so erhält man ein Bild wie im linken Teil von Abbildung 6.1. Die betrachtete Fläche ist mit 380 Spiegeln mit einem Durchmesser von je 60 cm bedeckt. Diese bedecken den allergrößten Teil der Trägerkonstruktion. Von dieser ist im wesentlichen nur ein etwa 2 m durchmessender solider Kreis in der Mitte des Teleskops und einige Verstrebungen zu sehen. Der Rest des Gesichtsfeldes ist mit Boden ausgefüllt. Im Folgenden werden die Beiträge zur Photoelektronenrate von Spiegeln, Träger und Boden einzeln betrachtet.

Spiegel

Die Spiegel bilden einen definierten Teil des Himmels und somit den Fluß des Hintergrundlichtes, der aus diesem Himmelsausschnitt kommt, auf einen einzelnen Photomultiplier ab. Als Photonenfluß wird der in Abschnitt 5.7 ermittelte Fluß von $F_{\mathrm{NSB}} = 2.2 \cdot 10^{12}\ \frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}$ für Namibia angenommen.

Das Gesichtsfeld eines Photomultipliers ist 0.16°, was durch die hexagonalen Eintrittsöffnungen der Winston Cones einen betrachteten Raumwinkel von $\Omega_{PM} = 6.75 \cdot 10^{-6}$ sterad ergibt. Die gesamte Spiegelfläche beträgt 108 m^2, wovon aber etwa 13% durch die Masten und die Kamera abgeschattet werden, so daß die effektive Fläche $A_{\mathrm{SP}} = 94\ \mathrm{m}^2$ beträgt ([HOF00]). Unter Berücksichtigung der Spiegelreflektivität von $R_{\mathrm{SP}} = 0.8$ und der Sammeleffizienz des Winston Cones berechnet sich die Rate, mit der Photonen auf einen Photomultiplier treffen wie folgt:

$$Rate_{\mathrm{SP}} = F_{\mathrm{NSB}} \cdot \Omega_{\mathrm{PM}} \cdot T_{\mathrm{W1}} \cdot A_{\mathrm{SP}} \cdot R_{\mathrm{SP}} \tag{6.1}$$

Daraus folgt eine Photonenrate von $Rate_{\mathrm{SP}} = (8.6 \pm 0.9) \cdot 10^8\ \frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}$ die über die Spiegel auf den Photomultiplier trifft. Der Fehler ergibt sich durch die Schwankungen in der Intensität des Hintergrundlichtes.

Da sich die spektrale Intensitätsverteilung $S(\lambda)$ der Photonen durch die Reflektion an den Spiegeln nur wenig verändert, ergibt sich die Photoelektronenrate aus der Photonenrate durch:

$$PE_{\mathrm{SP}} = Rate_{\mathrm{SP}} \cdot \int ZE(\lambda)\, S(\lambda)\ d\lambda\ . \tag{6.2}$$

Wobei $S(\lambda)$ die in Abschnitt 4.9 definierte spektrale Verteilungsfunktion ist. Außerdem wird angenommen, daß die Photomultiplier der HESS Kamera eine ähnliche Zähleffizienz besitzen, wie der zur Bestimmung des Hintergrundlichtes verwendete Photomultiplier. In diesem Fall ergibt sich für das Integral der in Tabelle 4.5 angegebene Wert von 0.09847.
Aus dieser Rechnung folgt eine Photoelektronenrate von $PE_{\mathrm{SP}} = 84.7 \pm 12.7$ MHz. Der Fehler resultiert aus den Schwankungen von $Rate_{\mathrm{SP}}$ und der Unsicherheit im Betrag des Integrals in Gleichung 6.2.

Boden

Die Helligkeit des Bodens entsteht durch die Reflektion des Sternenlichtes, besonders dem Licht der galaktischen Ebene und ist abhängig von der Bodenbeschaffenheit. Das Licht der galaktischen Ebene ist in Namibia in klaren Nächten so stark, das es einen leichten Schatten erzeugen kann. Der Bodenbelag des HESS Standortes bestand zum Zeitpunkt der Messungen im wesentlichen aus rötlichem Sand und blassgrünem Gras, welches mehr oder weniger dicht wuchs.

Um den Einfluß des Bodens auf die Photoelektronenrate eines Pixels besser einschätzen zu können, wurde die Meßapparatur auf den Boden gerichtet und die Zählrate des Photomultipliers bestimmt. Dabei betrug der Winkel zwischen optischer Achse der Meßapparatur und dem Boden etwa 60° und der Abstand zwischen vorderer Blende und Boden etwa 1 m.
Die Photoelektronenrate die das Licht des Bodens pro betrachtetem Steradian und m^2 Detektorfläche erzeugt, ergibt sich durch:

$$Rate_{\mathrm{BO}} = \frac{R_{\mathrm{PE}}}{A \cdot \Omega} \tag{6.3}$$

Wobei A und Ω die in Tabelle 4.5 angegebenen Größen der Meßapparatur sind. In Tabelle 6.1 sind die gemessenen Raten für zwei Bodenbeläge angegeben.

	(10^{10} Photoelektronen/sterad·s·m^2)
roter Sand	2.2 ± 0.2
blasses Gras	2.5 ± 0.2

Tabelle 6.1: *Durch den Boden erzeugte Photoelektronenrate für den HESS Standort.*

Da das Gras den größten Teil des Bodens bedeckt und vermutlich durch weitere Austrocknung noch etwas heller wird, wird als mittlere Rate durch den Boden im Folgenden $Rate_{\mathrm{BO}} = 2.5 \cdot 10^{10}\ \frac{\mathrm{Photoelektronen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}$ angenommen, mit einer Schwankung von 25% aufgrund der Unsicherheit in der Bodenbeschaffenheit und der Schwankung der Hintergrundhelligkeit.

Bei der Berechnung der Photoelektronenrate, die durch den Boden in den Pixeln der HESS Kameras erzeugt wird, werden die Winkelbereiche unter und über 25° unterschieden, da die Sammeleffizienz der Winston Cones für diese Bereiche unterschiedlich ist. Für den Bereich unter 25° füllt der Boden einen Raumwinkel von $\Omega_{\mathrm{T1}} = 0.13$ sterad aus. Dieser Wert ergibt sich aus dem Gesamtraumwinkel dieses Bereichs abzüglich des Raumwinkels, der von den Spiegeln und Trägern eingenommen wird. Der Raumwinkel, der von dem Bereich von 25° bis 35° eingenommen wird beträgt $\Omega_{\mathrm{T2}} = 0.55$ sterad. Das Licht trifft aus diesen Raumwinkeln auf die sechseckige Öffnung des Winston Cones mit einer Schlüsselweite von 42 mm und einer daraus resultierenden Fläche von $A_W = 1.53 \cdot 10^{-3}$ m^2.
Mit der gemessenen Rate, die durch den Boden verursacht wird, berechnet sich die Photoelektronenrate für einen Photomultiplier durch:

$$PE_{BO} = Rate_{\mathrm{BO}} \cdot A_{\mathrm{W}} \cdot (\Omega_{\mathrm{T1}} \cdot T_{\mathrm{W1}} + \Omega_{\mathrm{T2}} \cdot T_{\mathrm{W2}}) \tag{6.4}$$

Die aus der Reflektion des Bodens resultierende Rate beträgt danach $PE_{\mathrm{BO}} = 13 \pm 4$ MHz, wobei 70% davon durch Licht aus dem Winkelbereich von 25° bis 35° erzeugt werden.

Spiegelträger

Das Hintergrundlicht wird bei den HESS–Teleskopen auch von den Trägern reflektiert, auf welchen die Spiegel befestigt sind. Aus diesem Grund wurden auch drei Lackierungen vermessen und die Photoelektronenrate bestimmt, die sie erzeugen. Bei der Messung wurden drei verschieden lackierte Metallplatten auf den Boden gelegt und die Rate des Photomultiplier wurde bestimmt. Gemessen wurde unter einem Winkel von etwa 60° und einem Abstand von etwa 1 m.
Die Berechnung der Raten erfolgt wie beim Boden durch Gleichung 6.3. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 6.2 gezeigt.

	(10^{10} Photoelektronen/sterad·s·m^2)
schwarz (RAL 9011)	1.3 ± 0.1
weiß (RAL 9010)	13.8 ± 0.3
rosa (RAL 3017)	3.4 ± 0.1

Tabelle 6.2: *Photoelektronenrate verschiedener Lackierungen.*

Zum Zeitpunkt der Messung stand die endgültige Farbe der Teleskope noch nicht fest, das Rosa (RAL 3017) war jedoch eine der Alternativen. Schwarz besitzt zwar eindeutig die geringste Reflektivität, würde jedoch die Teleskope am Tag zu stark aufheizen. Gewählt wurde schließlich ein bräunliches Rot (RAL 3016), dessen Reflektivität etwa 50% der Reflektivität des vermessenen Rosas beträgt (siehe Abb. 6.3). Aus diesem Grund wird für die Träger im Folgenden eine Rate von $Rate_{\mathrm{TR}} = (1.7 \pm 0.3) \cdot 10^{10}\ \frac{\mathrm{Photoelektronen}}{\mathrm{sterad \cdot s \cdot m^2}}$ angenommen.

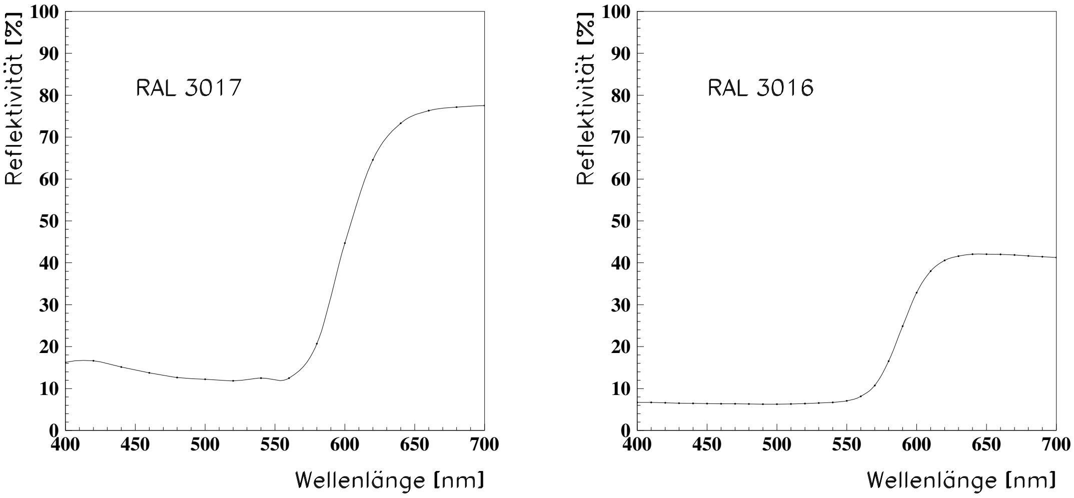


Abbildung 6.3: *Dargestellt sind die Reflektionskurven des vermessenen Rosas (RAL 3017) und des für HESS verwendeten bräunlichen Rots (RAL 3016).*

Ein Großteil des Spiegelträgers wird von den Spiegeln abgedeckt. Für die Kamera sichtbar ist im Wesentlichen ein ausgefüllter Kreis im Zentrum des Trägers mit einem Durchmesser von etwa 2 m und Teile der Hauptträger mit einer Breite von 0.25 m und einer Länge von 6 m. Von den 0.15 m breiten Spiegelträgern ist der größte Teil verdeckt. Zusätzlich befinden sich noch Verstrebungen zwischen den Masten, die die Kamera tragen, im Gesichtsfeld der Photomultiplier und decken ihrerseits einen Teil der Spiegel ab. Da diese Verstrebungen sich nur etwa 8 m von der Kamera

entfernt befinden, nehmen sie einen etwa gleichgroßen Raumwinkel im Gesichtsfeld eines Photomultipliers ein wie der Rest der Träger in 15 m Entfernung.
Als gute Schätzung wird von einem Raumwinkel von $\Omega_T = 0.12$ sterad ausgegangen, den Träger des Teleskops im Gesichtsfeld eines Photomultipliers einnehmen. Aufgrund einer möglichen Abweichung wird jedoch ein großzügiger Fehler von 50% auf diesen Wert angenommen. Mit der oben bestimmten Rate, die durch die Lackierung verursacht wird, berechnet sich die Photoelektronenrate für einen Photomultiplier durch:

$$PE_{TR} = Rate_{\mathrm{TR}} \cdot A_{\mathrm{W}} \cdot \Omega_{\mathrm{T}} \cdot T_{\mathrm{W1}} \tag{6.5}$$

Die aus der Reflektion der Träger resultierende Rate beträgt $PE_{\mathrm{TR}} = 2.4 \pm 1.2$ MHz.

6.3 Photoelektronenrate eines Photomultipliers

Die Gesamtrate, die das Hintergrundlicht in einem Photomultiplier erzeugt ergibt sich aus der Summe der Raten von Spiegeln, Trägern und Boden. Die Addition und der jeweilige prozentuale Anteil ist in Tabelle 6.3 dargestellt.

	Photoelektronenrate [MHz]	Anteil
Spiegel	84.7 ± 12.7	85 %
Boden	13 ± 4	13 %
Spiegelträger	2.4 ± 1.2	2 %
Summe	100.1 ± 13.4	100 %

Tabelle 6.3: *Bildung der Gesamtphotoelektronenrate, welche vom Hintergrundlichtes in einem Photomultiplier erzeugt wird.*

Diese Werte stimmen allerdings nur bis zu einem Zenitwinkel von 55°. Bei größeren Winkel scheint das Nachthimmellicht direkt in die Photomultiplier und die Rate wird mit steigendem Winkel stetig zunehmen. So liegt die Rate bei einem Zenitwinkel von 60° etwa bei 110 MHZ und bei 65° bei etwa 125 MHz. Bei einem Zenitwinkel von 90° wird schließlich die maximale Rate von etwa 160 Mhz erreicht.
Ebenso kann die Rate den zwei– bis dreifachen Wert erreichen, falls ein Objekt in der galaktischen Ebene beobachtet wird. Dies folgt daraus, daß der Großteil der Hintergrundhelligkeit über die Spiegel auf die Photomultiplier fällt.

Die resultierende Nachpulsrate der Photomultiplier errechnet sich aus Gleichung 1.3. Als Parameter des Photomultipliers werden $a = 0.29 \cdot 10^{-3}$ und $b = 0.20$ eingesetzt, und die Photoelektronenschwelle liegt bei $q = 5$ ([KOH]). Daraus ergibt sich eine Nachpulsrate von (10.7 ± 1.4) kHz. Diese Rate eines einzelnen Photomultipliers entspricht etwa der zehnfachen Triggerrate der Photomultiplier bei HEGRA (vgl. Abschnitt 1.5).

Die Triggerrate des Teleskops wird wie bei HEGRA noch durch eine Triggerlogik gesenkt werden. So wird voraussichtlich verlangt, daß vier benachbarte Photomultiplier gleichzeitig Triggern. Dies ist möglich, da die Pixel bei HESS kleiner sein werden als bei HEGRA. Dadurch wird die Rate der Zufallskoinzidenzen, und somit die Triggerrate des Teleskops etwa in der Größenordnung von 10 Hz liegen.

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war die Bestimmung der Intensität des Hintergrundlichtes des Nachthimmels auf La Palma und in Namibia. Diese Hintergrundhelligkeit hat einen großen Einfluß auf die Leistungsfähigkeit von abbildenden Tscherenkow–Teleskopen und ist somit auch für das HEGRA– und das HESS–Teleskopsystem eine relevante Größe.

Zur Durchführung der Messungen wurde eine Apparatur entwickelt, die ein bestimmtes Gesichtsfeld für den Detektor definiert. Neben der integralen Messung der Intensität konnte durch ein automatisiertes Filterrad und verschiedene optische Filter auch die spektrale Zusammensetzung des Hintergrundlichtes untersucht werden. Als Detektor wurde ein Photomultiplier verwendet, der denen ähnlich ist, die in den Kameras der HEGRA– und HESS–Teleskope verwendet werden. Dieser Photomultiplier detektiert das Licht im Bereich von 300-650 nm. Zusätzlich zur Bestimmung der Lichtintensität wurde mit einem Strahlungspyrometer die Strahlungstemperatur und somit die Klarheit des Himmels überwacht.

Die Apparatur wurde im Labor geeicht, wobei die Zähleffizienz des Photomultipliers und der vermessener Raumwinkel bestimmt wurden. Ebenso wurden systematische Faktoren untersucht, die einen Einfluß auf die Messungen haben könnten. Dazu zählen die Linearität und Temperaturabhängigkeit des Photomultipliers und der Einfluß von Streulicht auf die Messungen.

Für die Messungen auf La Palma und in Namibia wurde die Apparatur auf ein optisches Teleskop montiert, welches sich über zwei Motoren auf jede Position am Himmel ausrichten läßt. Dadurch wurde die Bestimmung der Hintergrundhelligkeit an verschiedenen Positionen des Himmels vollautomatisiert.

Es wurden verschiedene Meßreihen durchgeführt, um die Abhängigkeit der Hintergrundhelligkeit vom Ort am Himmel zu bestimmen. So wurde untersucht, wie sich die Intensität mit dem Zenitwinkel ändert und welchen Einfluß das Streulicht von Städten auf die Hintergrundhelligkeit hat. Ebenso wurde die Varianz der Lichtintensität im Bereich der galaktischen Ebene bestimmt.

Als Mittelwert für die Hintergrundhelligkeit im Bereich von 300-650 nm wurden für Namibia und La Palma der folgende Photonenfluß ermittelt:

$$NSB_{\text{Namibia}} = (2.21 \pm 0.22) \cdot 10^{12} \, \frac{\text{Photonen}}{\text{sterad} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^2}$$

$$NSB_{\text{LaPalma}} = (2.60 \pm 0.35) \cdot 10^{12} \, \frac{\text{Photonen}}{\text{sterad} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^2}$$

Dies ist der mittlere Fluß für Stellen am Himmel mit einem Zenitwinkel $\vartheta < 30^\circ$, galaktischer Breite $|b| > 20^\circ$ und keinem Stern heller sechster Größenklasse im Gesichtsfeld. Dieses Ergebnis zeigt, daß die Hintergrundhelligkeit auf La Palma etwa 20% größer ist als in Namibia. Ein weiterer wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Standorten ist eine Zunahme der Intensität des Hintergrundlichtes mit steigendem Zenitwinkel auf La Palma. In Namibia ist die Intensität dagegen unabhängig vom Zenitwinkel. Nahe der galaktischen Ebene kann die Intensität den zwei– bis dreifachen Wert annehmen. Dies ist besonders für Namibia von Bedeutung, da der Himmel dort vom Band der galaktischen Ebene dominiert wird.
Aus den Ergebnissen der Messungen ergibt sich für die Photoelektronenrate eines Photomultipliers, in den Kameras der HESS–Teleskope, ein Wert von etwa 100 MHz. Diese Rate ergibt sich aus der Summe des Hintergrundlichtes, das über die Spiegel, die Spiegelträger und den Boden auf einen Photomultiplier trifft.

Zusätzlich zur Messung der Hintergrundhelligkeit ist die Apparatur auch geeignet die Transmission der Atmosphäre bestimmt. Die ermittelten Transmissionen stimmen für La Palma und Namibia innerhalb der Fehler überein und beträgt im Bereich von 300-650 nm etwa 70%.
Die Messungen des Strahlungspyrometers haben keinen Zusammenhang zwischen Strahlungstemperatur des Himmels und Intensität des Hintergrundlichtes ergeben. Da der Himmel während der gesamten Messungen wolkenfrei war, änderte sich die Temperatur im Wesentlichen mit der betrachteten Luftmasse. Die Temperatur steigt dabei mit zunehmendem Zenitwinkel an.

Bei einer festen Installierung des Meßsystems am HESS-Standort in Namibia könnten die atmosphärischen Bedingungen unabhängig von den Tscherenkow–Teleskopen überwacht werden. Dabei könnte sowohl Schwankungen in der Hintergrundhelligkeit als auch der Transmission der Atmosphäre bestimmt werden. Ebenso ließe sich die Intensität des Hintergrundlichtes für geplante Messungen innerhalb der galaktischen Ebene im voraus bestimmen.

Literaturverzeichnis

[ABU97] **Abu–Zayyad et al.**, *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. Durban*, 5, 1997

[AHA97] **F.A. Aharonian et al.**, *HESS (High Energy Stereoscopic System) — Letter of Intent*, 1997

[BAR56] **D. Barbier**, *The Airglow and the Aurorae*, Special Suppl. No. 5 the the J. Atm. Terr. Phys., p. 38

[BEN98] **C.R. Benn and S.L. Ellison**, *La Palma night–sky brightness*, La Palma technical note 115, 1998

[BRO68] **A.L. Broadfoot and K.R. Kendall**, 1968, JGR 73, 426

[BUC98] **D.J. Buckley et al.**, *Measurement of sky clarity using FIR Radiometers as an adjunct to atmospheric TscherenkowRadiation measurements*, Exp. Astr., 1998

[DAV57] **J.M. Davies, E.S. Cotton**, Journal of Solar Energy, 1,No. 2 and 3, 16-22, 1957

[DOS00] **Jochen Dost**, *Detaillierte Untersuchungen an Photomultipliern für den Einsatz in den Kameras des HESS–Teleskopsystems*, Diplomarbeit Universität Heidelberg, 1999

[FER49] **E. Fermi**, *On the Origin of the Cosmic Radiation*, Physical Review, 75, 1169, 1949

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

[HES12] **V. Hess**, Physikalische Zeitschrift, 13, 1804, 1912

[HIL85] **A.M. Hillas**, *Tscherenkow Light Images of Extensive Air Showers Produced by Primary γ–Rays and by Nuclei*, Proc. 19th ICRC (La Jolla) 3, 445, 1985

[HOD66] **J.R. Hodkinson**, *The optical measurement of aerosols. In: Davies CN (ed) Aerosol Science*, Academic Press, London

[HOF00] **W. Hofmann**, *Comparison of input parameters of various HESS MC simulations*, MPI für Kernphysik, Internal Note, Mai 2000

[HUL81] **H.C. Van de Hulst**, *Light scattering by small particles*, New York

[KAU94] **S.R. Kaul et al.**, *Atmospheric extinction and background light measurements at Jammora,Jammu*, Bull. Astr. Soc. India, 22, 1994

[KER69] **M. Kerker**, *The Scattering of Light and other electromagnetic radiation*, Academic Press Inc. 1969

[KOH] **Dr. Antje Kohnle**, MPI für Kernphysik, Private Mitteilung

[KRA] **Henric Krawczynski**, *Study of Several Winston Cone Geometries*, Internal Note, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 2000

[KRI90] **K. Krisciunas**, *Further measurements of extinction and sky brightness on the island of Hawaii*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific 102, pp. 1052-1063, 1990

[KWO91] **S.M. Kwon et al.**, Origin and evolution of interplanetary dust, IAU Colloquium 126, Kluwer, Dordrecht, p. 179

[LEI97] **C. Leinert et al.**, *The 1997 reference of diffuse night sky brightness*, Astron. and Astrophy. suppl. ser., 1999

[LOU87] **S. Louistisserand et al.**, *Night sky optical spectrum from a high altitude observatory*, Astron. and Astrophy. suppl. ser., 1987

[MAT99] **J. Mattes**, *Untersuchung verschiedener Photomultipliertypen für den Einsatz in den hochauflösenden Kameras der HESS–Teleskope*, Diplomarbeit Universität Heidelberg, 1999

[MIR94] **R. Mirzoyan und E. Lorenz**, *Measurement of the Night Sky Light Background at La Palma*, MPI für Physik, München, 1994

[OST96] **Osterbrock et al.**, PASP, 109, 1996

[PHI93] **Philips Photonics**, *Photomultipliertubes: principles & applications*, 1993

[RHI21] **P.J. van Rhijn**, *Publ. Astr. Lab. Groningen , 1921*, No.31, pp. 1-83

[ROA73] **F.E. Roach, J.L. Gordon**, *The Light of the Night Sky*, D. Reidel Publishing Company 1973

[ROE92] **W. Roedel**, *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*, Springer-Verlag 1992

[ROT81] **G.D. Roth**, *Handbuch für Sternenfreunde*, Springer–Verlag 1981

[SOK93] **P. Sokolsky**, *Sky Noise and Atmospheric Transmission*, High Energy Astrophy. Inst., University of Utah, 1993

[TUR74] **B.E. Turnrose**, 1974, PASP 86, 512

[VEH99] *Bedienungsanleitung für GP–E, GP– und GP–DX–Teleskope*, Vehrenberg KG, Düsseldorf

[VIT93] **E. Böhme–Vitense**, *Introduction to stellar astrophysics, Volume 2: Stellar atmospheres*, Cambridge University Press 1993

[VLA93] **V.V. Vlasyuk und O.I. Spiridonova**, Astron. Rep., 37, 1993

[VÖL96] **H. Völk**, *The Nonthermal Energy Content and Gamma Ray Emission of Starburst Galaxies and Clusters of Galaxies*, Space Science Reviews, 75, 21, 1996

[WIE94] **B. Wiebel**, *Chemical Composition in High Energy Cosmic Rays*, Universität Wuppertal, preprint WUB 94-08, 1994

[WIE98] **B. Wiebel–Sooth, P.L. Biermann**, *Landolt–Boernstein Numerical Data and functional relationships*, Springer–Verlag, 1998

Danke

Zu guter Letzt möchte ich all denen danken, die zur Entstehung dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Ohne das Vertrauen und die Unterstützung meiner Eltern während des gesamten Studiums wäre diese Diplomarbeit wohl nicht zustande gekommen. Danke !!

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Hofmann für die interessante Aufgabenstellung und die gute Betreuung während des letzten Jahres.

Frau Dr. Antje Kohnle danke ich für die gute Einführung in die Welt der Photomultiplier und die Beantwortung einer Menge Fragen. Die Diskussionen mit ihr haben mich doch immer wieder auf neue Gedanken gebracht.

Für die gute Laune und Unterstützung in Namibia bedanke ich mich bei Herrn Dr. Germann Herrmann. Ohne ihn hätte die Spannungsversorgung des Teleskops mich wahrscheinlich erledigt.

Bei Herrn Stefan Ödel bedanke ich mich für den Bau der Meßapparatur und der Behebung des Achsenproblems – das eigentlich keins war.

Den Herren H. Fuchs, R. Kankanian, N. Bulian, M. Stein, Dr. T. Khim und Dr. M. Panter danke ich für die Hilfe bei technischen Fragen aller Art.

Dankbar bin ich auch für das organisatorische Talent von Frau J. Suppanz und ihre großartige Hilfe bei den Reisevorbereitungen.

Besonders danke ich allen derzeitigen und ehemaligen Bewohnern des Kinderzimmers für die gute Stimmung, viele beantwortete Fragen und den geteilten Schmerz, den PAW verursacht.

Und überhaupt bedanke ich mich bei der gesamten Heidelberger CT-Gruppe für die gute Arbeitsatmosphäre, viele beantwortete Fragen und wertvolle Diskussionen.

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

Heidelberg, den 28. September 2000 ....

(Unterschrift)