

UNTERSUCHUNG DER OPTISCHEN EIGENSCHAFTEN DER FLUORESZENZTELESKOPE DES PIERRE AUGER OBSERVATORIUMS

DIPLOMARBEIT

vorgelegt von

Jan Robert Becker

Referent: Prof. Dr. Johannes Blümer

Koreferent: Prof. Dr. Günther Quast



Universität Karlsruhe (TH)
Institut für Experimentelle Kernphysik
Karlsruhe, 30.03.2005

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer	5
1.1 Kosmische Strahlung	5
1.1.1 Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung	5
1.1.2 Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung	7
1.1.3 Quellen der kosmischen Strahlung	8
1.1.4 Der GZK-Effekt	10
1.2 Ausgedehnte Luftschauer	11
1.2.1 Schauerentwicklung	12
1.2.2 Die einzelnen Schauerkomponenten	13
1.2.3 Emission von Fluoreszenzlicht	16
2 Das Pierre Auger Experiment	17
2.1 Der Oberflächendetektor	19
2.2 Die Fluoreszenzteleskope	20
2.2.1 Sphärischer Hohlspiegel und Aperturblende	21
2.2.2 Die Photomultiplier-Kamera	24
2.2.3 Der Korrekturring	25
3 Vorbereitende Überlegungen	27
3.1 Erkenntnisse aus Aufnahmen der Wega	28
3.1.1 Leuchtkraft der Wega	28
3.1.2 Anzahl der emittierten Photonen der Wega	29
3.1.3 Durchlässigkeit der Atmosphäre	31
3.2 Tests an einer 470 nm Leuchtdiode	33
3.3 Abschätzung der Spotgröße	37
4 Der experimentelle Aufbau	41
4.1 Der UV-LED-Ring	41
4.1.1 Anzahl der emittierten Photonen des UV-LED-Rings	42
4.1.2 Tests der UV-LEDs	43
4.1.3 Winkelverteilung des UV-LED-Rings	46
4.2 Die Elektronik	47
4.3 Der Fesselballon	48
4.4 Mindestabstand der Lichtquelle zum Teleskop	48

5	Messungen und Auswertung	51
5.1	Meßverlauf	51
5.1.1	Positionen des Fesselballons	54
5.2	Geant4-Simulationen	54
5.3	Größe des Spots	57
5.4	Schatten der PMT-Kamera	62
5.5	Untersuchte Positionen im optischen System	65
5.6	Ausblick: Überprüfen der Spotposition	66
6	Ergebnisse aus Simulationen	69
6.1	Einfluss des Korrekturrings	69
6.1.1	Lichteinfall parallel zur Teleskop-Hauptachse	70
6.1.2	Lichteinfall unter einem Azimutwinkel $\alpha = 10^\circ$	71
6.1.3	Lichteinfall unter $\alpha = 10^\circ$ und einem Elevationwinkel $\epsilon = 10^\circ$	72
6.2	Spotgröße bei nicht-exakt montierter PMT-Kamera	73
7	Zusammenfassung und Ausblick	75
A	Weitere Abbildungen	77
A.1	Screenshot der Bodenstation	77
A.2	Schaltplan der Elektronik	78
B	Abbildungen zur Spotauswertung	79
B.1	Abbildungen und Simulationen zu Aufnahme Nummer 1	80
B.2	Abbildungen und Simulationen zu Aufnahme Nummer 2	82
B.3	Abbildungen und Simulationen zu Aufnahme Nummer 4	84

Einleitung

Im Jahre 1912 entdeckte Victor Hess bei Ballonflügen die kosmische Strahlung. Heutzutage weiß man, dass sie sich aus Teilchen zusammensetzt, die sich durch das Weltall bewegen. Diese wurden seitdem in zahlreich durchgeführten Experimenten genauer untersucht. So stellte Pierre Auger 1938 fest, dass die kosmische Strahlung ausgedehnte Luftschauer in der Erdatmosphäre erzeugt. Auf dem Erdboden konnte er durch Messungen der dadurch erzeugten Sekundärteilchen auf die Energie des Primärteilchens schließen. Weitere Experimente erforschen das gesamte Energiespektrum bis zu einigen 10^{20} eV, eine Energie die etwa 10^8 -fach höher ist, als mit den weltweit größten Teilchenbeschleuniger (Large Hadron Collider am CERN) erreicht werden kann. Allerdings ist es bisher noch völlig ungeklärt, auf welche Weise die Teilchen auf die höchsten Energien beschleunigt werden können. Dies zu klären ist eine der wesentlichen Aufgaben der Astroteilchenphysik.

Theoretische Berechnungen sagen ein steiles Abfallen des Teilchenflusses oberhalb einer Energie von $5 \cdot 10^{19}$ eV hervor. Dies ist damit begründet, dass die höchstenergetischen Teilchen mit der kosmischen Hintergrundstrahlung wechselwirken und dabei innerhalb von 100 Mpc solange Energie verlieren, bis ihre Energie unterhalb von $5 \cdot 10^{19}$ eV fällt. Fällt das Spektrum allerdings weiter kontinuierlich ab, so müssten demnach die Quellen der Beschleunigung innerhalb von rund 100 Mpc zur Erde liegen. Doch ist innerhalb dieser Distanz kein Objekt bekannt, das in der Lage wäre, Teilchen auf solch hohe Energien zu beschleunigen und es müssten in diesem Falle neue Lösungsansätze ausgearbeitet werden. Mit einer weiteren Untersuchung der Ankunftsrichtung der Teilchen verspricht man sich weiteren Aufschluss zu erhalten und eventuell Quellen solcher höchstenergetischer Teilchen zu finden.

Bisher gab es im wesentlichen zwei unterschiedliche Experimente, die den Fluss der Teilchen mit Energien oberhalb dieser sogenannten GZK-Schwelle gemessen haben. Das eine Experiment mit dem Namen AGASA wies die Sekundärteilchen des Luftschauers mit Detektoren auf dem Erdboden nach, während das Experiment namens Fly's Eye/HiRes das von diesen Teilchen in der Atmosphäre erzeugte Fluoreszenzlicht misst. Die Ergebnisse dieser beiden Experimente weichen jedoch oberhalb der GZK-Schwelle soweit voneinander ab, dass eine Aussage über die Existenz des GZK-Cutoffs nicht möglich ist. Doch haben beide Experimente bei diesen hohen Energien nur geringe Statistik.

Zur genaueren Untersuchung mit höherer Statistik wird zur Zeit das Pierre Auger Observatorium gebaut. Dieses besteht aus zwei Teilprojekten, wobei sich jeweils eins in der südlichen und eins in der nördlichen Hemisphäre befindet. Das erstgenannte befindet sich bereits im Aufbau, liegt in der argentinischen Provinz Medoza in der Pampa Amarilla und erstreckt sich über eine Fläche von rund 3000 km^2 . Es besteht einerseits aus 1600 Oberflächendetektoren, die die Sekundärteilchen nachweisen und andererseits aus 4 Teleskopstationen mit je 6 Teleskopen, die das emittierte Fluoreszenzlicht messen. Durch diese sogenannte Hybrid-Technik soll die Qua-

lilität der Messungen verbessert werden.

Ebenso wird mit diesem Experiment auch die Richtung der ankommenden Teilchen oberhalb einer Energie von 10^{18} eV gemessen, um eventuelle Punktquellen hochenergetischer kosmischer Strahlung ausfindig machen zu können. Aus der Messung der Massenzusammensetzung der ankommenden Teilchen verspricht man sich weitere Erkenntnisse über die Quellen zu gewinnen.

Als Mitglied der Pierre Auger Kollaboration ist das Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe maßgeblich am Bau der Teleskope beteiligt. Nach dem Aufbau der Teleskope ist es notwendig, die optischen Eigenschaften dieser Teleskope zu untersuchen. Dazu wird mit Hilfe eines heliumgefüllten Fesselballones eine künstliche Lichtquelle in das Sichtfeld des Teleskopes gebracht. Diese Lichtquelle erzeugt auf der Photomultiplier-Kamera einen Lichtfleck, der mit einer CCD-Kamera fotografiert wird. Aus der Struktur des Lichtfleckes ist es möglich Aussagen über die optischen Eigenschaften, wie z.B. den Gesamtaufbau des Teleskopes oder den Einfluss der Photomultiplierkamera, zu treffen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit galt es eine Lichtquelle zu bauen, die ausreichend stark im UV-Bereich emittiert, da der Filter vor dem Teleskop nur in diesem Wellenlängenbereich transparent ist. Die Steuerung dieser Lichtquelle erfolgt über eine Elektronik, die mittels einer Fernbedienung vom Erdboden aus gesteuert werden kann. Zur Auswertung der Aufnahmen der damit erzeugten Lichtflecke wird die Kenntnis der Spots bei einem idealen Teleskop benötigt. Hierfür wurde eine Monte-Carlo-Simulation mit idealen optischen Eigenschaften des Teleskopes geschrieben.

Kapitel 1

Kosmische Strahlung und ausgedehnte Luftschauer

Das Weltall ist gefüllt mit Teilchen, die sich teilweise mit sehr hohen Energien bewegen. Einige dieser Teilchen treffen auf die Erde, wo sie 1912 erstmals von Victor Hess bei Ballonflügen entdeckt und als kosmische Strahlung bezeichnet wurden. Im Folgenden wird der Begriff dieser kosmischen Strahlung näher dargestellt, wobei zuerst das beobachtete Energiespektrum dieser Teilchen beschrieben wird und danach mögliche Quellen und Beschleunigungsformen erläutert werden. Im zweiten Teil wird sowohl die Entwicklung als auch die Zusammensetzung eines ausgedehnten Luftschauers erklärt, den so ein Teilchen in der Erdatmosphäre erzeugt.

1.1 Kosmische Strahlung

Unter kosmischer Strahlung versteht man geladene Teilchen, die sich durch das Weltall bewegen und auch auf die Erde treffen können. Der Physiker Viktor Hess erklärte mit dieser Strahlung seine bei Ballonflügen gemachte Beobachtung, dass die elektrische Leitfähigkeit von Luft durch ionisierende Strahlung mit zunehmender Höhe größer wurde.

Heutzutage weiß man, dass die kosmische Strahlung überwiegend aus Atomkernen (ca. 98%) besteht, der Rest sind Elektronen. Sowohl Neutrinos, als auch Photonen zählen nicht zu dem klassischen Begriff der kosmischen Strahlung. Dabei setzt sich der aus Atomkernen bestehende Anteil bei Energien im GeV-Bereich zu ca. 87% aus Protonen, zu ca. 12% aus α -Teilchen und nur zu ca. 1% aus schwereren Elementen zusammen [1]. Der gesamte Fluss mit dem die kosmische Strahlung die Erdatmosphäre trifft, liegt bei etwa 1000 Teilchen pro Sekunde und Quadratzentimeter.

1.1.1 Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Das beobachtete Energiespektrum der kosmischen Strahlung erstreckt sich über viele Zehnerpotenzen mit Energien zwischen 10^9 und 10^{20} eV und ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Dabei folgt dieses beobachtete differenzielle Energiespektrum dieser Teilchen folgt dabei einem Potenzgesetz [2]:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} . \quad (1.1)$$

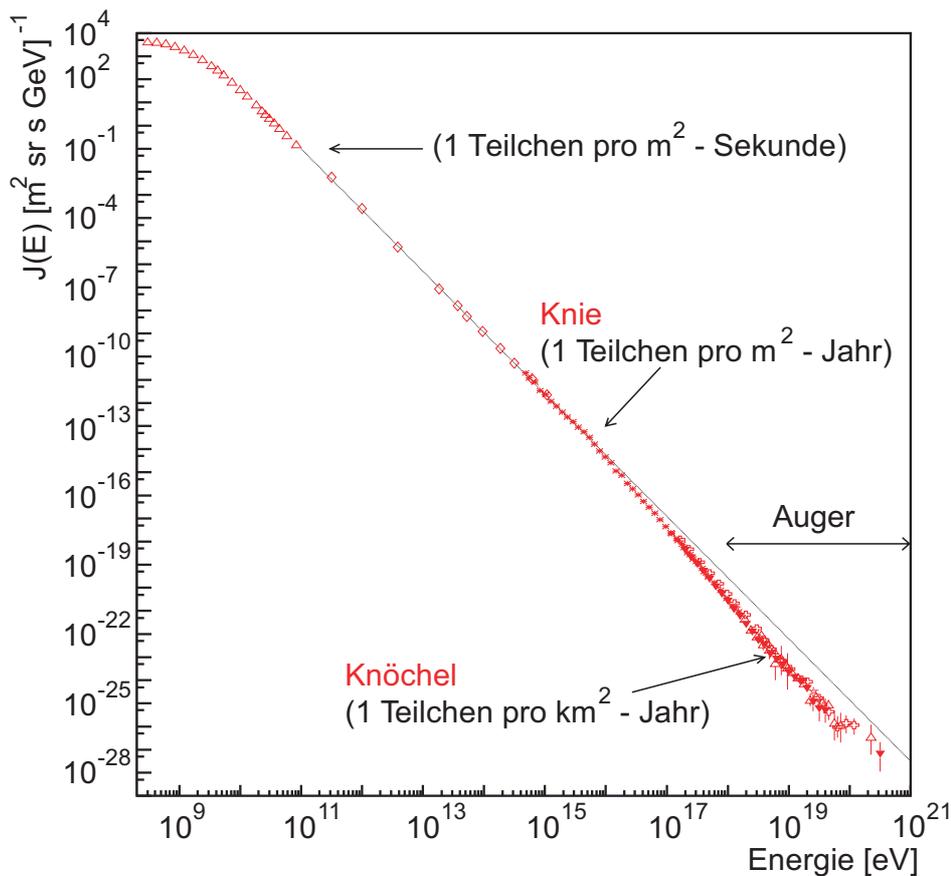


Abbildung 1.1: Das beobachtete Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Dabei ist der Teilchenfluss über der Teilchenenergie aufgetragen. Bei einer Energie von $3 \cdot 10^{15}$ eV ist das "Knie" und bei etwa $3 \cdot 10^{18}$ eV der "Knöchel" zu erkennen [3].

Der spektrale Index γ hat bis etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV einen Wert von 2.7 und oberhalb dieser Energieschwelle einen Wert von 3.0. Der erstgenannte Indexwechsel im Spektrum wird auch "Knie" genannt und ist bisher nicht eindeutig erklärt. Bei einer Energie von ungefähr $3 \cdot 10^{18}$ eV ändert sich dann γ erneut. Es gibt verschiedene Ansätze diesen Knick im Energiespektrum zu erklären, die sich grundsätzlich in mehrere Kategorien unterteilen lassen. Bei einer der Kategorien handelt es sich um astrophysikalische Modelle, die das Knie durch Beschleunigungsmechanismen bzw. Propagationseigenschaften erklären. All diesen Modellen ist gemeinsam, dass jedes Element einen eigenen Knick im Spektrum mit einer unterschiedlichen Energie hat, die abhängig von der Ladungszahl Z dieses Elementes ist. Diese Eigenschaft folgt aus der Tatsache, dass die Standardbeschleunigungsmechanismen alle elektromagnetischer Natur sind und dadurch die Energie des Knies mit der Rigidität als relevante Größe verbunden ist. Eine zweite Kategorie versucht das Knie durch neue bzw. noch nicht entdeckte physikalische Effekte zu erklären. Diese sogenannten exotischen Modelle versuchen diesen Knick z.B. durch unbekannte Effekte bei der Wechselwirkung der kosmischen Teilchen mit Atomkernen aus der Erdatmosphäre zu erklären. Dabei könnten bisher unbekannte und unbeobachtete Teilchen entstehen, die einen Teil der Energie tragen. Damit würden höherenergetische Teilchen fälschlicherweise mit zu geringer Energie rekonstruiert werden [4].

Die Modelle, die die Wechselwirkungen bei so hohen Energien beschreiben, stammen aus Extrapolationen von Messungen bei geringeren Energien, welche an Teilchenbeschleunigern schon vermessen wurden. Ausserdem wurden diese Wechselwirkungsquerschnitte in Vorwärtsrichtung nur sehr wenig untersucht und daher sind diese Modelle mit einer großen Unsicherheit behaftet.

Bei einer Energie von etwa $3 \cdot 10^{18}$ eV erfolgt ein zweiter Indexwechsel, wobei sich der Wert von γ wieder verringert und oberhalb dieser Energie ungefähr 2,7 beträgt. Dieser Knick wird auch als "Knöchel" bezeichnet. Eine mögliche Erklärung für diesen Knick im Spektrum wäre, dass ab dieser Energie die kosmischen Teilchen extragalaktischen Ursprungs sind [5]. Nach einer Theorie von Greisen, Zatsepin und Kuz'min müsste ab einer Energie von $5 \cdot 10^{19}$ eV das Spektrum steil abfallen, da alle Teilchen oberhalb dieser sogenannten GZK-Schwellenenergie mit der kosmischen Hintergrundstrahlung wechselwirken. Sie verlieren dadurch soviel Energie, dass die Teilchen innerhalb von 100 Mpc zurückgelegtem Weg eine Energie unterhalb der GZK-Schwelle haben. Dieser Theorie zufolge wären dann die höchstenergetischen Teilchen extragalaktischen Ursprungs, da die Teilchen nur in diesem Falle solch lange Wegstrecken zurücklegen (siehe Kapitel 1.1.4).

Der Teilchenfluss bei der Energie des "Knies" ($3 \cdot 10^{15}$ eV) beträgt rund ein Teilchen pro m^2 und pro Jahr. Bei der Energie des "Knöchels" ($3 \cdot 10^{18}$ eV) beträgt der Teilchenfluss nur noch ungefähr ein Teilchen pro km^2 und pro Jahr. Damit ist eine direkte Messung der Energie und Teilchenart der kosmischen Strahlung (durch Ballon- oder Satellitenexperimente) nicht mehr möglich. Schon ab einer Energie von ca. 10^{14} eV sind die Teilchenflüsse so gering, dass man sehr große Detektoren bauen muss, um eine ausreichende Statistik zu erhalten. Technisch lassen sich solche Experimente auf Ballonen oder Satelliten kaum realisieren.

Kosmischen Teilchen erzeugen allerdings in der Erdatmosphäre einen ausgedehnten Luftschauer (siehe Kapitel 1.2) mit sehr vielen Sekundärteilchen. Diese kann man dann mit verschiedenen Experimentiertechniken auf dem Erdboden nachweisen. Durch einen Vergleich mit Simulationsdaten (wie sie z.B. vom Simulationsprogramm CORSIKA [6] geliefert werden) kann man dann indirekt auf die Energie und Teilchensorte des Primärteilchens schließen.

1.1.2 Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung

Die Zusammensetzung der Elemente in der kosmischen Strahlung konnte man bei niedrigen Energien (bis zu ungefähr 10 TeV/Nukleon) direkt mit Stratosphärenballonen und Satelliten bestimmen. Die relative Häufigkeit der einzelnen Elemente für Energien kleiner als 2 GeV/Nukleon ist in Abbildung 1.2 dargestellt.

Zum Vergleich ist die relative Häufigkeit der Elemente unseres Sonnensystems eingezeichnet. Dabei ist zu erkennen, dass die beiden Verteilungen größtenteils sehr gut übereinstimmen. Dies ist ein Hinweis, dass die kosmische Strahlung zumindest bei den schon vermessenen niedrigen Energien stellaren Ursprungs ist. Wie man in der Abbildung allerdings auch erkennen kann, gibt es Bereiche, in denen die beiden Verteilungen deutliche Unterschiede aufweisen. Zum Einen ist der Anteil der Elemente Wasserstoff und Helium in der kosmischen Strahlung deutlich geringer. Die Ursache für diesen Unterschied ist noch nicht eindeutig geklärt, könnte aber z.B. dadurch erklärt werden, dass es schwieriger ist Wasserstoff und Helium einfach zu ionisieren als schwerere Elemente. Dadurch könnten diese Elemente nur noch in geringerem Maße beschleunigt werden. Ein anderer Grund könnte natürlich auch sein, dass die Zusammensetzung der Elementen-

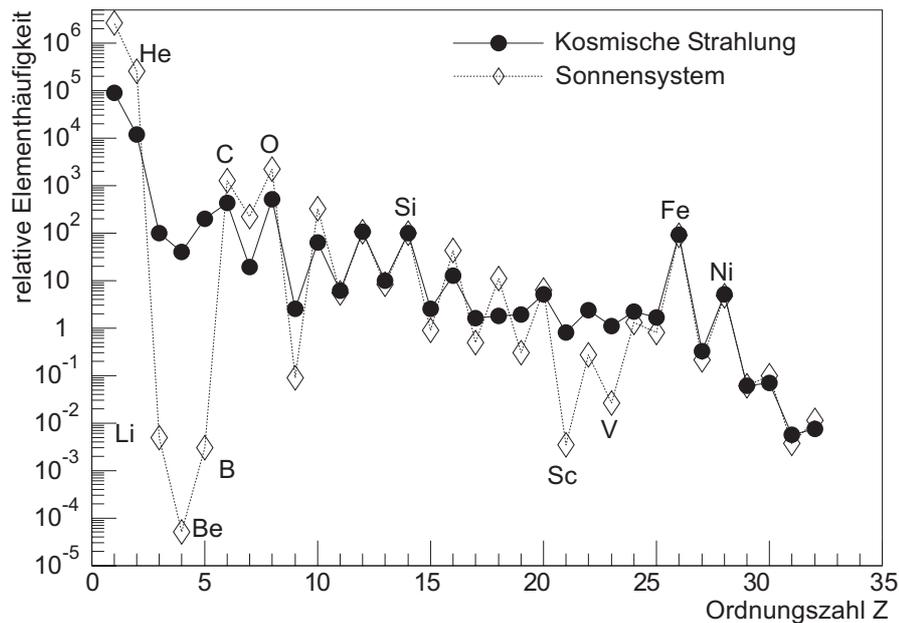


Abbildung 1.2: Die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung im Vergleich zur Elementzusammensetzung in unserem Sonnensystem [7].

te am Ort des Ursprungs doch nicht die gleiche ist, wie in unserem Sonnensystem. Zum Anderen kann man einen Unterschied in den relativen Häufigkeiten bei den Elementgruppen Li, Be, B und Sc, Ti, Cr, Mn erkennen. Dabei ist die relative Häufigkeit dieser Elemente in der kosmischen Strahlung bis zu über sechs Größenordnungen größer als in der Materie unseres Sonnensystems. Hier sind die Unterschiede allerdings sehr gut verstanden: Während bei der Elementzusammensetzung in unserem Sonnensystem diese Elemente Endprodukte der Nukleosynthese sind, entstehen sie bei der kosmischen Strahlung durch Spallation bei den Kollisionen von Kohlenstoff-, Sauerstoff- und Eisenkernen mit der interstellaren Materie [1]. Geht man davon aus, dass die Quellen der kosmischen Strahlung die gleiche Elementzusammensetzung haben wie unser Sonnensystem, kann man mit der Messung der relativen Häufigkeit dieser Elemente auf die Anzahl der Kollisionen mit der interstellaren Materie schließen. Da die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Spallationsprozesse aus Beschleunigerexperimenten bekannt sind, kann man daraus die von den kosmischen Teilchen durchquerte Materie berechnen und damit auch auf den zurückgelegten Weg schließen. Aus dem Verhältnis von primären (C, N und Fe) zu sekundären (Li, Be und B) Teilchen kann man auf eine mittlere Aufenthaltsdauer von etwa $10^6 - 10^7$ Jahren innerhalb der Galaxie schließen [1].

1.1.3 Quellen der kosmischen Strahlung

Da sich die Energien der Teilchen auf einen breiten Energiebereich verteilt, geht man davon aus, dass es verschiedene Quellen der kosmische Strahlung gibt. Dabei wird vermutet, dass ein Großteil der Teilchen, mit Energien maximal bis zum Knöchel, aus Supernovaeüberresten und Pulsaren unserer eigenen Galaxie stammen. Teilchen mit höheren Energien können nach aktuellen Vorstellungen nur von Objekten erzeugt werden, die sich außerhalb unserer Galaxie

befinden. Dabei würden als Quellen z.B. entweder Radiogalaxien, aktive Galaxiekernere oder kollidierende Galaxien in Betracht kommen. Für die weitere Beschleunigung dieser Teilchen gibt es zwei grundlegend verschiedene Theorien:

Zum Einen gibt es die so genannte statistische Beschleunigung, die auf einer Idee von Enrico Fermi aus dem Jahre 1949 beruht [8]. Eine Beschleunigung erfolgt dieser Theorie nach an magnetischen Plasmawolken bzw. an ebenen Schockfronten, die gewaltige Energiemengen mit sich führen. Eine solche Schockfront ist z.B. eine sich relativ zur Umgebung sehr schnell bewegende Gaswolke, wie etwa die abgestoßene Hülle einer Supernovaexplosion. Die sich ausbreitende Materie führt Magnetfelder mit, an denen die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung beschleunigt werden. Anhand dieser Theorie lässt sich ein differentielles Energiespektrum herleiten, das nahezu identisch mit dem beobachteten Spektrum aus Gleichung (1.1) ist, nur mit einem leicht abweichenden Index γ . Dem beschriebenen Energiegewinn steht allerdings auch ein Energieverlust durch Synchrotronstrahlung und Photoreaktionen gegenüber. Man kann die maximal erreichbare Energie eines Teilchens durch diese Form der Beschleunigung mit folgender Formel abschätzen [5]:

$$E_{max} \approx \beta c \cdot Ze \cdot B \cdot L \quad (1.2)$$

mit:

βc : Geschwindigkeit der Schockwelle (z.B. $\beta \approx 0,01$ für Supernovae)

Ze : Ladung des Teilchens

B : Stärke des Magnetfeldes

L : Größe der Beschleunigungsregion.

Im sogenannten Hillas-Diagramm (Abbildung 1.3) sind die bekannten Quellen dargestellt. Dabei sind nur Objekte auf oder überhalb der gestrichelten Linie in der Lage Protonen auf Energien über 10^{20} eV zu beschleunigen. Wie man erkennen kann, kommen dafür nur wenige Objekte in Frage.

Als zweite Beschleunigungsform kommt die direkte Beschleunigung in Frage. Diese benötigt, im Gegensatz zur statistischen Beschleunigung, ein sehr starkes elektromagnetisches Feld, wie es z.B. bei Pulsaren auftritt. Die Beschleunigung erfolgt dann durch elektromotorische Kräfte, die durch die Rotation des Magnetfeldes hervorgerufen werden. Aber auch hier können wieder Energieverluste durch Synchrotronstrahlung und Photoreaktionen auftreten. Zusätzlich ist noch ungeklärt, wie sich hieraus das differentielle Energiespektrum aus Gleichung (1.1) ableiten lässt [5].

Als weitere "exotische" Quellen werden auch verschiedene Zerfälle diskutiert, wie von supersymmetrischen Neutralteilchen, von magnetischen Monopolen oder von Cosmic-Strings, die im frühen Universum entstanden sind und jetzt zerfallen [10].

Weitere Beobachtungen zum Erforschen und Erklären dieser Phänomene sind nötig, um die Entstehung der hochenergetischen Teilchen zu verstehen. Dies soll mit dem Pierre Auger Observatorium erfolgen (siehe Kapitel 2).

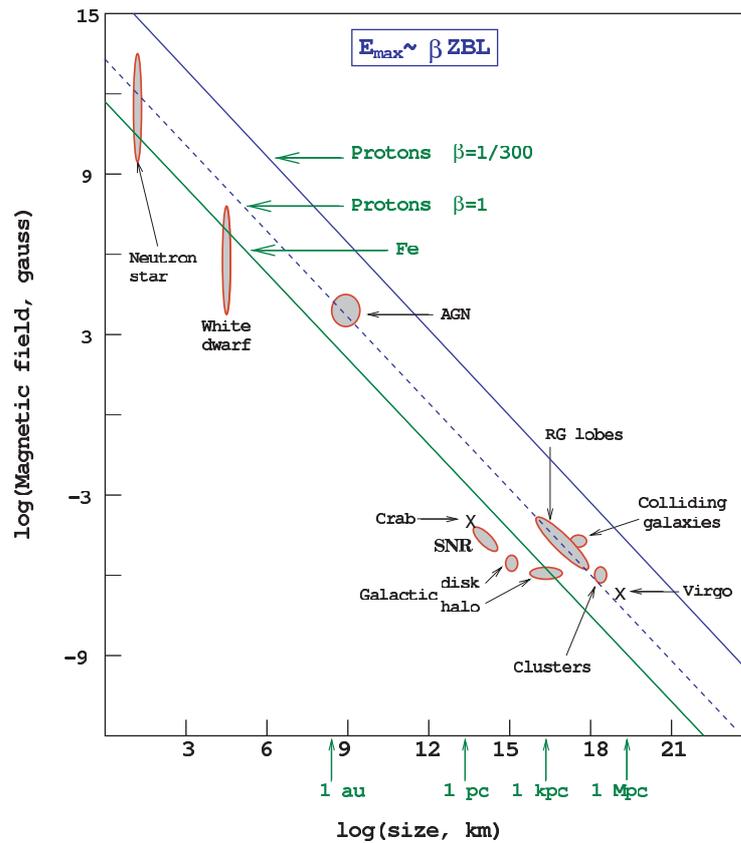
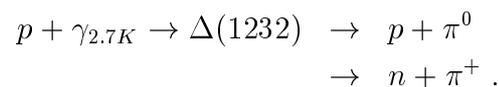


Abbildung 1.3: Im Hillasdiagramm sind die kosmischen Objekte in Abhängigkeit von ihrer magnetische Feldstärke und ihrer Ausdehnung aufgetragen. Dabei sind nur Objekte auf oder überhalb der gestrichelten Linie in der Lage Protonen auf Energien von 10^{20} eV zu beschleunigen [9].

1.1.4 Der GZK-Effekt

Die drei Physiker Kenneth Greisen, Georgy Zatsepin und Vadim Kuz'min kamen zu der Überlegung, dass hochenergetische Teilchen mit einer Energie größer als $5 \cdot 10^{19}$ eV sehr effektiv mit der 2,7 K Hintergrundstrahlung wechselwirken [11], [12]. Oberhalb dieser sogenannten GZK-Schwelle steht genügend Energie im Schwerpunktssystem zur Verfügung, um die Δ -Resonanz anzuregen [10]:



Da ein einzelnes Neutron wieder in ein Proton zerfällt, wird durch diese Reaktion dem Proton, durch den Impuls den das Pion erhält, solange Energie entzogen bis seine Energie unter die GZK-Schwellenenergie von $5 \cdot 10^{19}$ eV fällt.

Den $p\gamma$ -Wechselwirkungsquerschnitt bei so hohen Energien konnte man wie folgt bestimmen: Der Fall, dass ein hochenergetisches kosmisches Teilchen mit einem niederenergetischen Photon der kosmischen Hintergrundstrahlung wechselwirkt, ist gleichbedeutend mit dem Fall,

dass ein hochenergetisches Photon (~ 300 MeV) auf ein ruhendes Proton trifft. Denn aufgrund der Lorentz-Transformation kann man sich in das Bezugssystem des Protons begeben und die Schwerpunktsenergie dem Photon zukommen lassen. Experimentell kann man solch ein hochenergetisches Photon erzeugen, um dadurch den Wechselwirkungsquerschnitt bei so hohen Energien zu bestimmen. Aus diesem $p\gamma$ -Wechselwirkungsquerschnitt, der durchschnittlichen Photonendichte im Weltall (412 Photonen/cm³) und dem Photonenspektrum kann man den Energieverlust in Abhängigkeit von der zurückgelegten Strecke des Protons berechnen. Trägt man die verbleibende Energie über den zurückgelegten Weg auf, so erkennt man, dass die Energieabnahme umso größer ist, je höher die Anfangsenergie war. In Abbildung 1.4 sind drei Protonen unterschiedlicher Anfangsenergie aufgetragen.

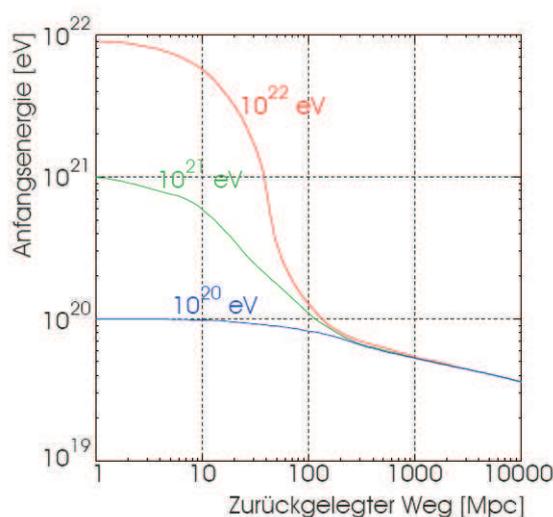


Abbildung 1.4: Für drei Protonen mit unterschiedlichen Anfangsenergien ist die mittlere Energie in Abhängigkeit vom zurückgelegten Weg dargestellt [3].

Die mittlere Energie dieser Protonen unterschreitet innerhalb einer zurückgelegten Wegstrecke von rund 100 Mpc die GZK-Schwellenenergie. Detektiert man nun auf der Erde in größerer Zahl Teilchen mit einer höheren Energie als $5 \cdot 10^{19}$ eV, so kann ihr Entstehungsort demnach nicht weiter als 100 Mpc entfernt sein [13]. Allerdings sind innerhalb dieser Distanz keine Objekte bekannt, die die kosmischen Teilchen auf so hohe Energien beschleunigen könnten.

1.2 Ausgedehnte Luftschauer

Der Fluss von hochenergetischen Teilchen ist, wie in Abbildung 1.1 erkennbar, nur noch sehr klein (~ 1 Teilchen pro km² pro Jahr bei einer Energie von $\sim 10^{18}$ eV). Damit ist wie oben beschrieben ein Nachweis dieser Teilchen auf direkte Weise nicht mehr möglich.

Pierre Auger führte 1939 Messungen zur kosmischen Strahlung mit Detektoren auf dem Erdboden durch. Trotz eines Abstandes der Detektoren von bis zu 300 Metern untereinander, konnte er koinzidente Signale beobachten. Aus dieser Beobachtung schloss er, dass diese Signale von

ausgedehnten Luftschauern (EAS: Extensive Air Shower) kamen, die von kosmischen Teilchen in der Atmosphäre erzeugt wurden [14]. Mithilfe solcher Messdaten lässt sich dann auf die Masse, Energie und Richtung des Primärteilchens zu schließen.

1.2.1 Schauerentwicklung

Trifft ein kosmisches Teilchen in der Atmosphäre auf einen Atomkern der Luftmoleküle, so entstehen bei dieser Wechselwirkung Sekundärteilchen. Da diese wiederum neue Teilchen erzeugen, entwickelt sich ein kaskadenartiger Schauer. Dabei verteilt sich die ursprüngliche Energie des Primärteilchens auf die große Anzahl von Sekundärteilchen. Z.B. erzeugt ein Proton mit einer Energie von 10^{15} eV ungefähr eine Million Sekundärteilchen (davon sind am Erdboden 80% Photonen, 17% Elektronen, 1,7% Myonen und 0,3% Hadronen [15]). Die Zahl der Sekundärteilchen vervielfacht sich so lange, bis eine kritische Energie unterschritten wird. Unterhalb dieser Energie sind die Teilchenverluste durch Ionisation größer als der Gewinn durch Teilchenerzeugung. Das bedeutet, dass die Teilchenzahl sich dann wieder verringert. Die Sekundärteilchen bilden eine ausgedehnte Scheibe, die sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit durch die Atmosphäre bewegt und die im Zentrum einige Meter dick ist und einen Durchmesser von bis zu mehreren Kilometern haben kann, abhängig von der Energie des Primärteilchens. Da sich in dieser Scheibe eine sehr große Anzahl an Teilchen befinden, genügt es die einzelnen Komponenten stichprobenartig mit weiträumig verteilten Detektoren zu messen. In Abbildung 1.5 ist ein solcher Luftschauer schematisch dargestellt.

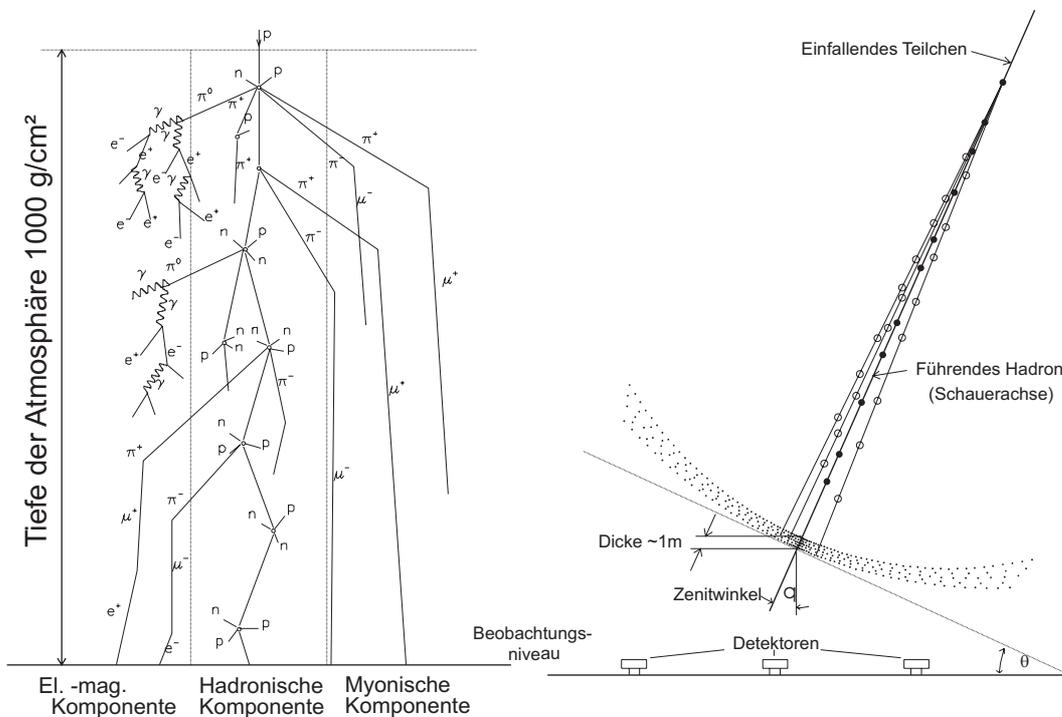


Abbildung 1.5: Links: Schematische Darstellung der Luftschauerentwicklung
Rechts: Seitenansicht eines Luftschauers [7].

Ist das Primärteilchen ein Hadron, so sind die ersten Wechselwirkungen des Schauers hadronischer Art. Dabei findet die erste Wechselwirkung in einer stark schwankenden Höhe von 20 - 30 km oberhalb des Erdbodens statt. Bei dieser Kollision entstehen verschiedene Hadronen, wobei viele von diesen Pionen sind. Die ungeladenen Pionen zerfallen daraufhin sehr schnell in zwei Photonen ($\tau_{\pi^0} = 8.4 \cdot 10^{-17}$ s) und die geladenen Pionen zerfallen in Myonen oder lösen aufgrund der längeren Lebensdauer ($\tau_{\pi^\pm} = 2.6 \cdot 10^{-8}$ s) eine weitere hadronische Wechselwirkung aus.

Zur Beschreibung der ausgedehnten Luftschauer wird die atmosphärische Tiefe X verwendet. Sie gibt die von den Teilchen durchquerte Materie an, woraus sich eine Einheit in Gramm pro Quadratcentimeter ergibt. Für senkrechte einfallende Teilchen berechnet sich die atmosphärische Tiefe X_V aus:

$$X_V = \int_h^\infty \rho(h') dh' \quad (1.3)$$

mit:

$\rho(h')$: Dichteprofil der Atmosphäre

h : Höhe über dem Erdboden.

Wie in Abbildung 1.6 zu erkennen ist, ergibt sich daraus auch die atmosphärische Tiefe für nicht senkrecht einfallende Schauer, wobei diese Näherung bis $\theta \approx 70^\circ$ anwendbar ist:

$$X = \frac{X_V}{\cos \Theta}, \quad (1.4)$$

wobei Θ der Winkel zwischen einfallendem und senkrechtem Schauer angibt.

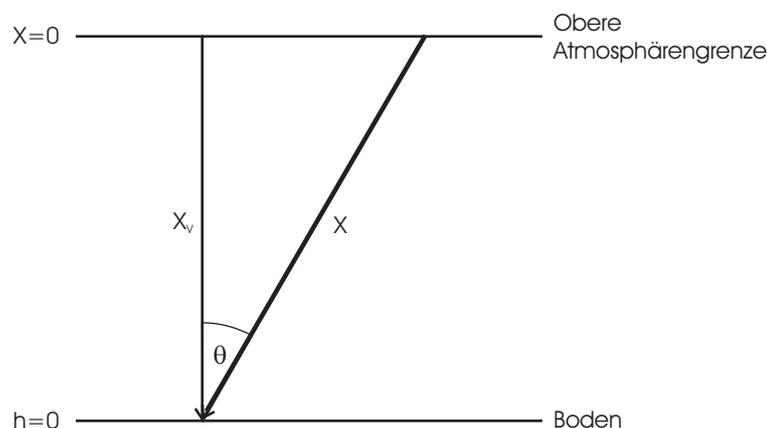


Abbildung 1.6: Berechnung der atmosphärischen Tiefe bei schräg einfallendem Primärteilchen.

1.2.2 Die einzelnen Schauerkomponenten

Ein Luftschauer lässt sich allgemein in drei verschiedene Komponenten einteilen (hadronische, myonische und elektromagnetische), die im Folgenden einzeln betrachtet werden sollen.

Die hadronische Komponente

Trifft ein hadronisches Primär- oder hochenergetisches Sekundärteilchen auf ein Atomkern in der Atmosphäre, so erfolgt eine Spallation, wodurch viele weitere Sekundärhadronen erzeugt werden. Die erzeugten Sekundärhadronen zerfallen oder wechselwirken erneut mit Kernen aus der Atmosphäre. Dabei erhöht sich die Hadronenzahl so lange bis eine kritische Energie unterschritten wird. Unterhalb dieser Energie ist der Verlust an Sekundärteilchen durch Teilcheneinfangreaktionen und Zerfälle in nichthadronische Teilchen (z.B. $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) größer als die Zahl der neu produzierten Sekundärteilchen durch Wechselwirkungen in der Atmosphäre (siehe Abbildung 1.7).

Bei einer hadronischen Kollision wird der Impuls hauptsächlich in Vorwärtsrichtung übertragen, wogegen der Transversalimpuls sehr gering ist. Daher befinden sich fast alle Hadronen innerhalb von 10 - 20 m um die Schauerachse.

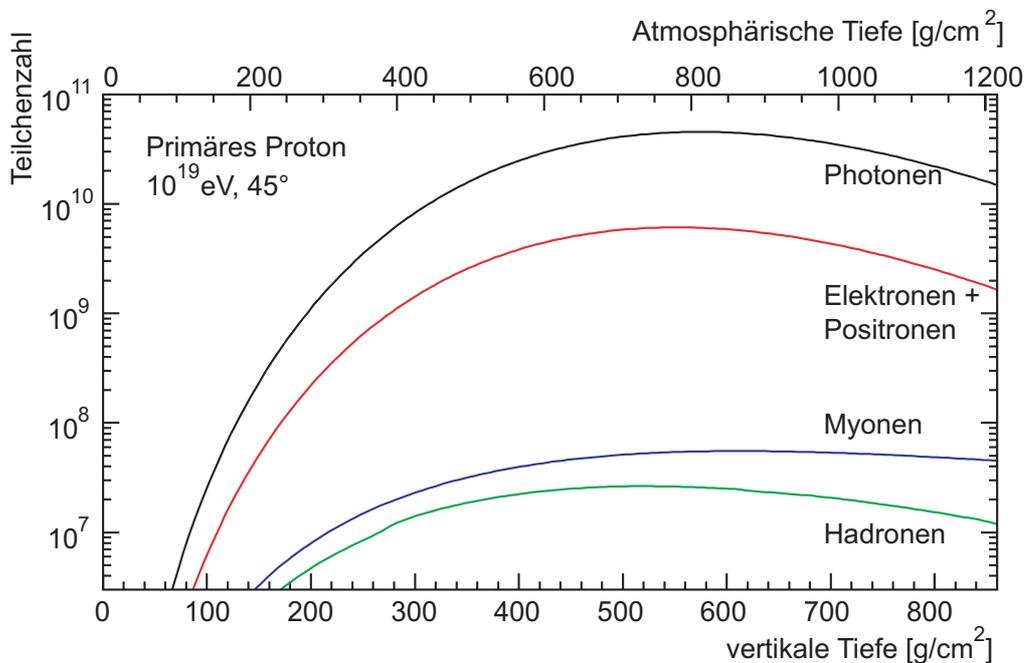


Abbildung 1.7: Longitudinalverteilung der einzelnen Schauerkomponenten für ein Proton mit 10^{19} eV bei einem schrägen Einfall von $\theta = 45^\circ$ [16].

Die myonische Komponente

Die Myonen stammen hauptsächlich aus dem Zerfall von geladenen Pionen und Kaonen, die zuvor bei hadronischen Wechselwirkungen entstanden sind:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \text{ bzw. } \bar{\nu}_\mu$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \text{ bzw. } \bar{\nu}_\mu .$$

Dabei liegen die Lebensdauern der Pionen und Kaonen in deren Ruhesystem in der Größenordnung von 10^{-8} s. Die Myonen zerfallen wiederum mit einer Lebensdauer von $\tau_{\mu^\pm} = 2.2 \cdot 10^{-6}$ s in ihrem Ruhesystem :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \qquad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu .$$

Aufgrund der relativ großen Lebensdauern der Myonen im Vergleich zu den Pionen und der relativistischen Zeitdilatation, erreichen viele von ihnen den Erdboden. Am Anfang des Schauers ist die Anzahl der Sekundärteilchen noch sehr gering, und damit haben diese eine sehr hohe Energie. Zerfällt dann ein solches hochenergetisches Pion oder Kaon bevor es in der Atmosphäre wechselwirkt, so entsteht ein hochenergetisches Myon. Damit tragen diese hochenergetischen Myonen Informationen über den jungen Schauer. Wie in Abbildung 1.7 zu erkennen ist, liegt das Maximum der myonischen Komponente tiefer in der Atmosphäre als das der hadronischen Komponente. Der Grund dafür ist, dass die Myonen aus dem Zerfall von Hadronen stammen. Da die Myonen eine relativ lange Lebensdauer haben und nur sehr geringfügig mit der Atmosphäre wechselwirken, nimmt ihre Anzahl nach Durchlaufen des Maximums nur langsam ab.

Die elektromagnetische Komponente

Die elektromagnetische Komponente entsteht bei einem hadronischen Primärteilchen durch den Zerfall neutraler Mesonen (vor allem π^0), die durch hadronische Wechselwirkungen entstanden sind:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma .$$

Die Lebensdauer des Pions beträgt $\tau_{\pi^0} = 8.4 \cdot 10^{-17}$ s. Die entstandenen Photonen erzeugen dann durch Paarbildung ein Elektron-Positron-Paar. Da diese durch Bremsstrahlung wieder Photonen emittieren, welche wiederum Elektronen-Positronen-Paare erzeugen, entsteht eine Kaskade von Elektronen, Positronen und Photonen. Wie man in Abbildung 1.7 erkennen kann, fällt die Anzahl der Elektronen und Positronen nach Durchlaufen des Maximums rasch ab. Dies liegt daran, dass diese Teilchen in der Atmosphäre stark absorbiert werden.

Rückschlüsse auf das Primärteilchen

Aus verschiedenen Eigenschaften des Luftschauers kann man auf die Richtung, Energie und Masse des Primärteilchens schließen. So steigt z.B. die Anzahl der Myonen mit der Energie, ändert sich aber nur geringfügig mit der Masse des Primärteilchens (bei gleicher Gesamtenergie) und erlaubt daher eine erste Abschätzung der Energie des Primärteilchens. Im Gegensatz dazu sinkt die am Erdboden beobachtete Elektronen- und insbesondere auch die Hadronenzahl mit zunehmender Masse des Primärteilchens. Ursache hierfür ist, je größer die Masse des Primärteilchens ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung mit einem Kern aus der Atmosphäre. Ein schwerer Atomkern besteht aus vielen einzelnen Nukleonen, damit erhöht sich der Wechselwirkungsquerschnitt (Superpositionsprinzip). Aus diesem Grund findet die erste Wechselwirkung schwerer Kerne im statistischen Mittel gesehen höher über dem Erdboden statt, als für leichte Kerne. Damit entwickelt sich der Schauer auch früher und führt zu einer stärkeren Absorption der Elektronen und Hadronen im Schauer durch die

Atmosphäre [15]. Da die Anzahl der Myonen relativ unabhängig von der Masse des Primärteilchens ist, ermöglicht eine Messung des Myonen/Elektronen-Verhältnisses eine Abschätzung der Masse des Primärteilchens [13]. Durch die Messung des Zeitprofils der Schauerfront kann man die Richtung des Primärteilchens bestimmen. Weitere mögliche Messgrößen sind die Formen der Lateralverteilungen der unterschiedlichen Teilchensorten, die Struktur des hadronischen Schauerkerns und die Höhe des Schauermaximums [15].

Auch hochenergetische Photonen können in der Atmosphäre einen Schauer erzeugen. Der Unterschied zwischen solch einem photon- und hadroninduzierten Schauer liegt vor allem in der Anzahl der Myonen. Zwar können photoninduzierte Schauer sowohl durch Paarbildung ($\gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-$) als auch durch photo-nukleare Reaktionen (Photon wechselwirkt mit einem Hadron) Myonen erzeugen, doch ist deren Anzahl in diesem Falle sehr gering.

1.2.3 Emission von Fluoreszenzlicht

Die Sekundärteilchen verlieren beim Durchqueren der Atmosphäre Energie durch Ionisation und Anregung der Luftmoleküle. Wie in Abbildung 1.7 zu erkennen ist, machen die Elektronen und Positronen (im Folgenden werden beide zusammen als Elektronen bezeichnet) den größten Teil der Sekundärteilchen aus (abgesehen von den masselosen Photonen). Beschrieben wird deren Energieverlust durch die Bethe-Bloch-Formel. Da die Luft überwiegend aus Stickstoffmolekülen besteht, werden hauptsächlich N_2 -Moleküle durch die Sekundärteilchen angeregt. Diese regen sich teilweise durch Emission von Fluoreszenzlicht wieder ab. Der Großteil der emittierten Photonen hat eine Wellenlänge zwischen 300 und 400 nm. Für diesen Bereich ist die Absorption durch die Atmosphäre relativ gering. Da die Anzahl der Fluoreszenzphotonen proportional zum Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ ist, ist die Messung dieser Photonen eine kalorimetrische Erfassung des elektromagnetischen Anteils in Luftschauern. Die Anzahl der Fluoreszenzphotonen die pro Elektron ausgelöst werden ist zwar abhängig von der Dichte der Luft und der Temperatur, liegt aber in der Größenordnung von ungefähr 4 - 5 Photonen/Meter [13].

Kapitel 2

Das Pierre Auger Experiment

Das Pierre Auger Experiment wird gebaut, um ungeklärte Fragen zur hochenergetischen kosmischen Strahlung zu beantworten. Im Allgemeinen soll dieses Experiment die Zusammensetzung und die Energie der höchstenergetischen kosmischen Strahlung messen, um die Frage zu klären, ob es bei einer Energie von $5 \cdot 10^{19}$ eV zu dem sogenannten GZK-Cutoff kommt (siehe Kapitel 1.1.4). Zwei unabhängige Experimente (AGASA [17] und Fly's Eye [18]) konnten schon Teilchen mit Energien von über 10^{20} eV nachweisen, doch weichen die Ergebnisse bei höchsten Energien voneinander ab. Dies ist auch auf die nicht genügend vorhandene Statistik zurückzuführen. Somit konnte die Frage nach dem GZK-Cutoff noch nicht eindeutig geklärt werden. Teilchen mit hoher Energie müßten wegen des GZK-Effekts in relativer Nähe zu unserer Galaxie entstehen bzw. auf so hohe Energien beschleunigt werden. Doch ist innerhalb dieser Region kein Objekt bekannt, das in der Lage wäre Teilchen auf so hohe Energien zu beschleunigen. Sollte das Pierre Auger Experiment Teilchen mit höherer Energie nachweisen, wäre ein weiteres Ziel des Experimentes die Quelle bzw. die Quellen dieser Teilchen zu finden. Diese hohen Energien der Teilchen bewirken, dass die Teilchen auf ihrem Weg nur wenig durch Magnetfelder abgelenkt werden und somit die Richtungsinformation erhalten bleibt. Damit erzeugen einzelne Quellen dieser hochenergetischen Teilchen eine Anisotropie in der Verteilung der Ankunftsrichtung, die mit dem Pierre Auger Experiment ebenfalls genauer untersucht werden soll [19].

Da die Teilchen mit höchsten Energien ($\sim 10^{20}$ eV) sehr selten vorkommen (~ 1 Teilchen pro Quadratkilometer und Jahrhundert), ist es notwendig sehr großflächige Detektorsysteme zu bauen und damit die in der Atmosphäre erzeugten Sekundärteilchen nachzuweisen (siehe Kapitel 1.2). Daher wird sich die erste Hälfte des Pierre Auger Experimentes über eine Fläche von 3000 km^2 erstrecken. Es befindet sich in der südlichen Hemisphäre in Argentinien am Fuße der Anden in der Provinz Mendoza. Dieser Aufbau ist ein sogenanntes Hybridsystem, was bedeutet, dass zwei verschiedene Detektorsysteme miteinander kombiniert werden. Das eine Detektorsystem besteht aus 1600 Wasser-Cherenkov-Detektoren, die auf dem gesamten Gelände verteilt werden. Sie sind dabei auf einem hexagonalem Gitter in einem Abstand von 1.5 km angeordnet. Das andere Detektorsystem setzt sich aus vier Fluoreszenzteleskopstationen zusammen, die sich am Rand des Detektorfeldes befinden. In Abbildung 2.1 ist eine Übersichtskarte des Pierre Auger Experimentes dargestellt.

Nach Fertigstellung des Experimentes in Argentinien wird ein zweites Detektorfeld gebaut werden. Dieser Aufbau, Auger-Nord genannt, soll in der nördlichen Hemisphäre in den USA auf-

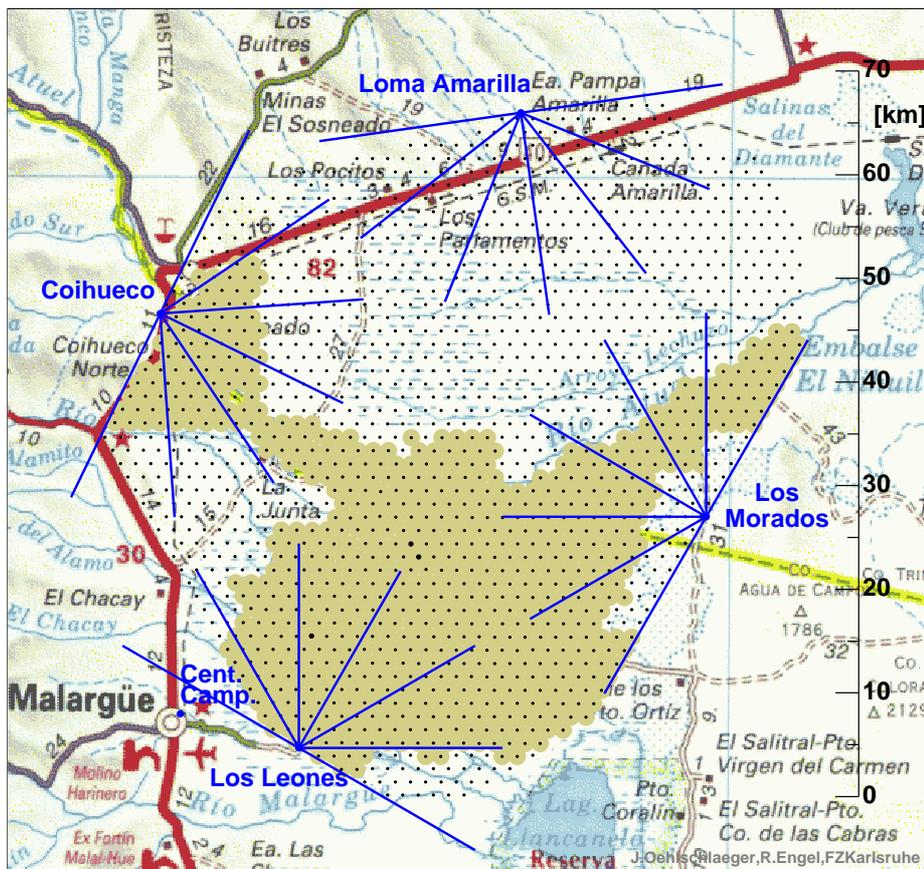


Abbildung 2.1: Übersichtskarte der Detektoren. Die 1600 Oberflächendetektoren sind durch schwarze Punkte dargestellt. Die hellbraune Einfärbung zeigt den zum Zeitpunkt der Diplomarbeit bereits fertiggestellten Teil. An den Seiten des Detektorarrays sind die vier Fluoreszenz-Teleskop-Station mit den jeweiligen Sichtfeldern zu erkennen.

gebaut werden.

Das Experiment ist ausgelegt, um Teilchen mit Energien über 10^{18} eV nachzuweisen. Mit zunehmender Energie der Teilchen verbessert sich die Effizienz beider Detektortypen. Diese untere Energieschwelle ist bei der Wassertankanordnung durch den Abstand der Tanks untereinander festgelegt. Bei den Fluoreszenzteleskopen ist sie gegeben durch die Fluoreszenzrate und durch die Absorption des Lichtes auf dem Weg zum Teleskop. Dabei wird jedes Teilchen mit einer Primärenergie oberhalb von 10^{19} eV von mindestens einem Teleskop registriert, wobei 60% dieser Ereignisse sogar sogenannte Stereo-Events sind, d.h. sie werden von zwei oder mehr Teleskopen gesehen. Grundsätzlich wird jedes Teilchen mit einer Energie größer als die GZK-Schwelle ein solches Stereo-Event sein. Dies hat den Vorteil, dass die Geometrie des Schauers und damit auch die Energieauflösung verbessert wird [19]. Eine obere Energiegrenze wird durch den Aufbau des Experimentes nicht festgelegt, nur werden die hochenergetischen Teilchen immer seltener, je höher ihre Energie ist.

Im Folgenden sollen die beiden verschiedenen Detektorsysteme genauer erläutert werden. Die Funktionsweise der Fluoreszenzteleskope wird näher beschrieben, da deren Verständnis für die vorliegende Arbeit grundlegend ist.

2.1 Der Oberflächendetektor

Die in einem Luftschauer erzeugten Sekundärteilchen haben eine so hohe Energie, dass ihre Geschwindigkeit nahezu Vakuumlichtgeschwindigkeit beträgt. Bewegen sich die Sekundärteilchen in einem Medium, kann ihre Geschwindigkeit sogar größer als die Mediumlichtgeschwindigkeit sein, was dazu führt, dass Cherenkov-Licht emittiert wird. Diesen Effekt macht man sich bei den Oberflächendetektoren zunutze.

Mit diesen Detektoren soll die Lateralverteilung der myonischen und elektromagnetischen Komponente eines kosmischen Schauers untersucht werden. Jeder einzelne Detektor ist 1.2 m hoch, 3.6 m im Durchmesser und beinhaltet 12 m³ hochreines Wasser. Treffen nun hochenergetische geladene Sekundärteilchen solch einen Detektor erzeugen sie im Wasser Cherenkov-Photonen. In jedem Tank befinden sich drei 8"-Photomultiplier (PMT), die dann diese Cherenkov-Photonen registrieren können. Das Wasser muss hochrein sein, damit die Absorption der Photonen im Wasser minimalisiert wird und damit sich keine Bakterien ausbreiten können, um eine Betriebszeit von 20 Jahren, bei gleichbleibender Qualität, gewährleisten zu können. Weiterhin will man eine diffuse Reflexion der Cherenkov-Photonen erreichen, weshalb die Innenwand des Detektors mit einem speziellen UV-reflektierenden Tyvec-Material ausgekleidet ist. Eine elektrische Versorgung mit Kabeln zu allen 1600 Detektoren wäre viel zu teuer geworden, deshalb wurde jeder Detektor mit Solarzellen und einer Speicherbatterie versehen, um die Stromversorgung sicherzustellen. Schematisch ist ein einzelner Detektor in Abbildung 2.2 dargestellt.

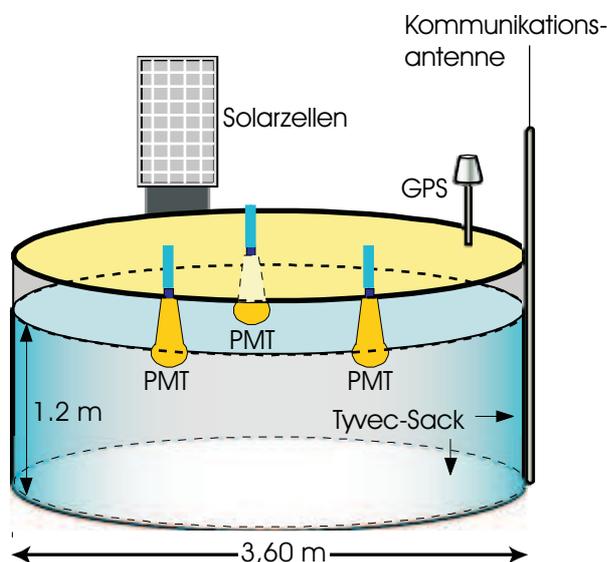


Abbildung 2.2: Ein Wasser-Cherenkov-Detektor, gefüllt mit hochreinem Wasser. Jeder Detektor verfügt über eine autonome Stromversorgung. Die Messdaten werden über Mobilfunktechnologie an eine zentrale Datenerfassung gesendet [3].

Die Richtung eines einfallenden Luftschauers wird aus der Zeitdifferenz der Signale zwischen den einzelnen Oberflächendetektoren ermittelt. Als Referenzzeit wird die Zeit des GPS-Signals (Global Positioning System) verwendet. Die Messdaten werden dann über Mobilfunktechnolo-

gie an eine zentrale Datenerfassungsstation übermittelt. Man erwartet so eine Winkelauflösung von etwa 1° , abhängig von der Energie, vom Typ und vom Einfallswinkel des Primärteilchens. Aus der Anzahl der Myonen und dem Myonen-Elektronenverhältnis kann man auf die Energie und den Typ des Primärteilchens schließen (siehe Kapitel 1.2.2). Daher ist es notwendig zwischen den Myonen und den Elektronen zu unterscheiden. Dies ist anhand der Zeitstruktur des Signals in den Oberflächendetektoren teilweise möglich: Myonen erzeugen im Allgemeinen eine kleine Anzahl von großen Pulsen und Elektronen erzeugen eine große Anzahl von relativ kleinen Pulsen. Die so erreichte Energieauflösung beträgt ungefähr 10%. Die Datenauslese erfolgt sobald drei Tanks einen gewissen Schwellenwert innerhalb von $20 \mu\text{s}$ überschreiten. Bei einer Primärenergie von 10^{20} eV werden in Abhängigkeit vom Zenitwinkel ungefähr 20 Tanks getroffen. Da die Oberflächendetektoren ständig in Betrieb sind, haben sie einen sogenannten Duty-Cycle von nahezu 100%.

2.2 Die Fluoreszenzteleskope

Wie in Kapitel 1.2.3 besprochen, erzeugen ausgedehnte Luftschauer Fluoreszenzlicht in der Atmosphäre, das von den Fluoreszenzteleskopen registriert werden kann. Beim Pierre Auger Experiment befindet sich an den vier Seiten des Arrays jeweils eine Teleskopstation mit je sechs Teleskopen. Ein einzelnes Teleskop hat ein Gesichtsfeld von $30^\circ \times 30^\circ$ und somit hat eine Teleskopstation ein Gesichtsfeld von $180^\circ \times 30^\circ$. In Abbildung 2.3 ist eine solche Teleskopstation dargestellt.

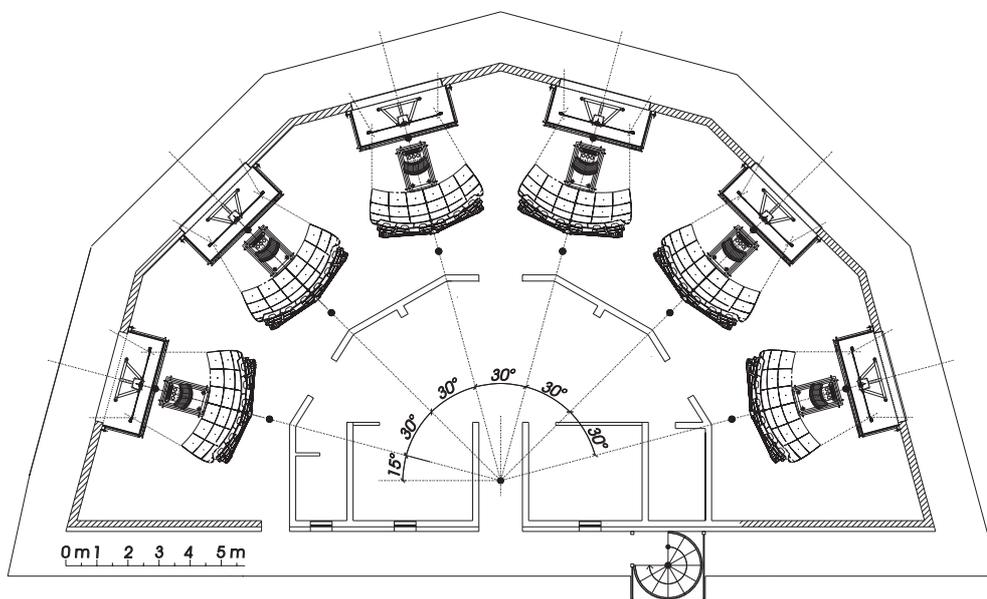


Abbildung 2.3: Eine von vier Teleskopstationen mit 6 Teleskopen. Jedes Teleskop hat ein Gesichtsfeld von $30^\circ \times 30^\circ$, die gesamte Station hat ein Gesichtsfeld von $180^\circ \times 30^\circ$ [20].

Jedes dieser Teleskope ist ein Weitwinkel-Schmidt-Teleskop und besteht im Wesentlichen aus einem segmentierten sphärischen Spiegel mit einem Krümmungsradius von 3.4 m, einem UV-Filter (M-UG6-Filter der Firma Schott mit einem Durchlassbereich von 300 bis

400 nm), einer Korrekturlinse und einer Photomultiplier-Kamera bestehend aus 440 Photomultipliern. Die Hauptachse ist 16° gegen den Horizont geneigt, so dass das Teleskop von 1° bis 31° über dem Horizont messen kann. In Abbildung 2.4 ist ein einzelnes Teleskop dargestellt.

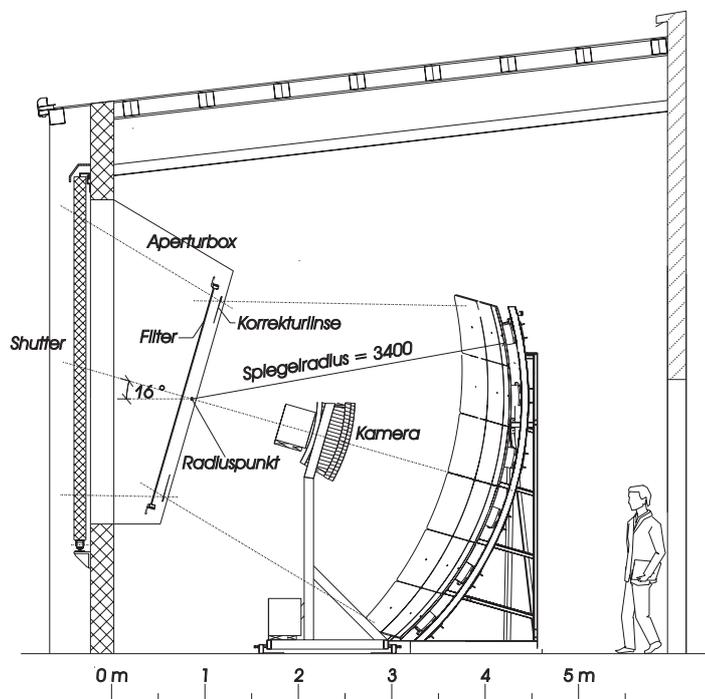


Abbildung 2.4: Seitenansicht eines einzelnen Fluoreszenzteleskopes [20].

Da die Fluoreszenzintensität sehr gering ist, sind Messungen nur in klaren mondlosen Nächten möglich, in denen der Untergrund gering genug ist, um das Signal noch davon unterscheiden zu können. Damit erhält man einen Duty-Cycle von 10-15%.

Im Folgenden wird die Funktionsweise der einzelnen Komponenten des Teleskops noch näher beschrieben.

2.2.1 Sphärischer Hohlspiegel und Aperturblende

Ein einzelnes Teleskop besteht aus einem sphärischen Spiegel, der parallel eintreffendes Licht reflektiert und auf einen Fleck endlicher Ausdehnung (im Folgenden Spot genannt) bündelt. Dies wäre auch mit einer Linse möglich, doch hat diese neben der sphärischen Aberration, die der Spiegel auch hat, zusätzlich noch wellenlängenabhängige chromatische Aberrationen und symmetriebedingte Koma-Aberrationen, wodurch sich der Spot noch weiter ausdehnt. Ausserdem sind Linsen ab einer gewissen Größe aufwändiger in der Herstellung als Spiegel. Die verwendeten Spiegel werden aus technischen und finanziellen Gründen nicht aus einem Stück gefertigt, sondern sind aus mehreren Spiegelsegmenten zusammengesetzt. Die eine Hälfte der Teleskope wird mit Spiegeln aus Karlsruhe bestückt werden, welche nahezu trapezförmig sind und aus diamantgefrästem Aluminium bestehen. Für ein Teleskop werden 36 dieser Spiegelsegmente benötigt. Die andere Hälfte der Teleskope wird mit Spiegeln tschechischer Kollabo-

rationsmitglieder ausgestattet. Diese Spiegel haben eine hexagonale Form und werden durch einen geschliffenen und polierten Glaskörper gebildet, der mit einer dünnen Aluminiumschicht bedampft ist. Da diese Spiegelsegmente kleiner sind, benötigt man 60 dieser Spiegelsegmente, um ein Teleskop zu bestücken.

Es ist technisch nicht realisierbar, dass jedes Spiegelsegment den gleichen Radius hat. Es treten Ungenauigkeiten auf, was Auswirkungen auf die Form des Spots hat. Weiterhin muss jedes Spiegelsegment einzeln ausgerichtet werden, um eine möglichst perfekte Kugeloberfläche zu erzeugen. Auch dies ist nur bis zu einem gewissen Grad möglich, und Abweichungen haben auch hier Auswirkungen auf die Spotform.

Parabolspiegel hätten den Vorteil, dass sie Strahlen, die parallel zur Hauptachse einfallen, exakt in einem Punkt bündeln. Doch sobald diese nicht mehr parallel einfallen, wird aufgrund der Koma-Aberation aus dem Punkt ein ausgedehnter Fleck mit unterschiedlichen Formen, abhängig von der Einfallsrichtung der Lichtstrahlen. Aus diesem Grunde werden Parabolspiegel nur dann verwendet, wenn das Licht unter sehr kleinen Winkeln zur Hauptachse einfällt. Da beim Pierre Auger Experiment das Licht aber bis zu einem Winkel von $\sim 20^\circ$ in die Teleskope eintreffen kann, sind diese mit einem sphärischen Spiegel ausgestattet. Bei diesen Spiegeln entsteht zwar aufgrund der sphärischen Aberration ein Spot endlicher Ausdehnung, doch bleibt dessen Größe und Form nahezu gleich für verschiedene Einfallsrichtungen. Wie man in Abbildung 2.5 erkennen kann, ist die sphärische Aberration ein geometriebedingter Abbildungsfehler, und wird umso größer, je weiter die Strahlen vom Hauptstrahl entfernt sind.

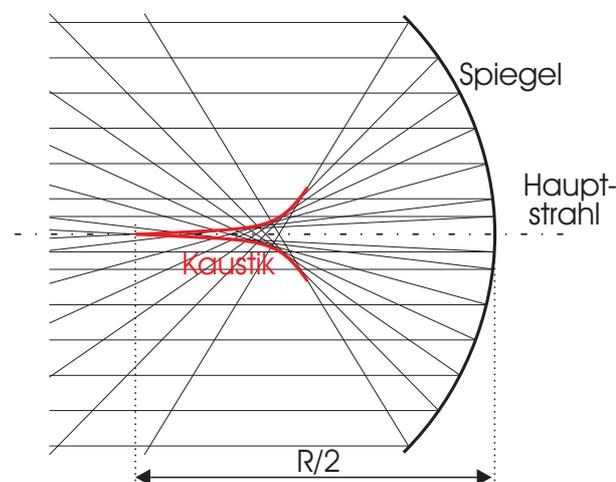


Abbildung 2.5: Je weiter die Strahlen vom Hauptstrahl entfernt sind, umso größer ist die sphärische Aberration. R ist der Spiegelradius [21].

Der Mittelpunkt der Apertur fällt bei den Teleskopen mit dem Radiuspunkt der sphärischen Spiegel zusammen. Aus diesem Grund wird der Lichtstrahl, der durch diesen Punkt läuft immer in sich selbst reflektiert und Hauptstrahl oder Mittelstrahl genannt. Je weiter ein Lichtstrahl von diesem Hauptstrahl entfernt ist, desto größer ist seine sphärische Aberration, wobei der maximal mögliche Abstand zum Hauptstrahl durch den Aperturradius festgelegt wird und in diesem Falle Randstrahl genannt wird. Wie in Abbildung 2.5 zu erkennen ist, schneiden sich benachbarte Strahlen. Verbindet man alle diese Schnittpunkte erhält man eine Einhüllende, die

Kaustik genannt wird. Die ideale Brennfläche ist die Sphäre, auf der der Spot den kleinsten Durchmesser hat. Sie befindet sich an der Stelle, an der die Kaustik sich mit dem Randstrahl schneidet (siehe Abbildung 2.6).

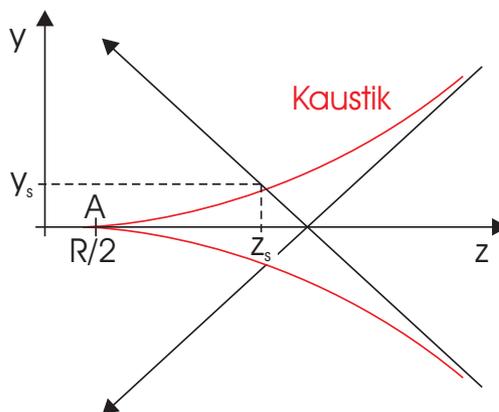


Abbildung 2.6: Konstruktion der Position des Radiuses der Brennsphäre Z_s [21].

Die Berechnungen für die Position der idealen Brennsphäre und für den Durchmesser des Spots wurden durch die tschechischen Kollaborationsmitglieder auf numerische Weise durchgeführt. Als Anfangsparameter wurden dabei der Aperturradius $R_{Apertur}$ auf 850 mm, der Spiegelradius R auf 3400 mm und die maximale Spotgröße auf 0.5° festgelegt. Dafür ergaben sich dann folgende Werte:

- Radius der Brennsphäre: $z_s = 1743$ mm
- Spotradius: $y_s = 7.42$ mm.

Würde man das Teleskop ohne Aperturblende betreiben, wäre der maximale Abstand der Strahlen zum Hauptstrahl durch die Spiegelgröße gegeben. Dadurch würde sich bei schrägem Lichteinfall der maximale Abstand d_{max} erhöhen (siehe Abbildung 2.7 rote Strahlen). Aufgrund der sphärischen Aberation ist die Spotgröße proportional zu d_{max} , was zu einer Vergrößerung des Spotradiuses führen würde. Bringt man jedoch im Radiuspunkt senkrecht zur optischen Achse eine Aperturblende an, so wird d_{max} durch die Größe der Blende begrenzt (siehe Abbildung 2.7 schwarze Strahlen). Damit wird für schräg einfallendes Licht der maximale Abstand geringer:

$$d_{max} = \cos(\alpha) \cdot R_{Apertur} \quad (2.1)$$

mit:

- α : Einfallswinkel bezüglich der optischen Achse
- $R_{Apertur}$: Aperturradius,

was wiederum zu einer Verringerung des Spotradiuses führt. Wie weiterhin in Abbildung 2.7 zu erkennen ist, muss die Spiegelfläche in diesem Fall vergrößert werden, damit alle Strahlen, die durch die Apertur gehen auch den Spiegel treffen.

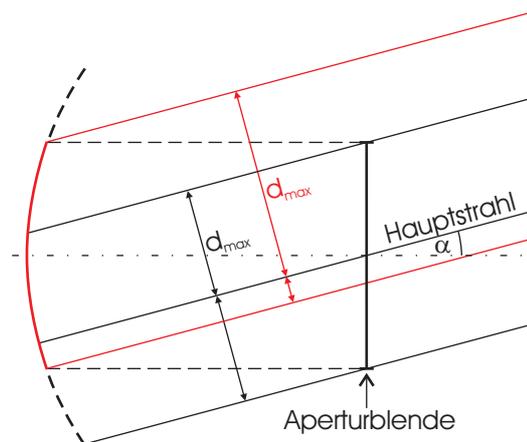


Abbildung 2.7: Die Aperturblende begrenzt d_{max} und damit die maximale Spotgröße [21].

2.2.2 Die Photomultiplier-Kamera

Die Photomultiplier-Kamera (im folgendem auch als PMT-Kamera bezeichnet, englisch: Photomultiplier-tubes) besteht aus 440 Photomultipliern. In horizontaler Richtung sind je 20 Photomultiplier angebracht und in vertikaler Richtung 22 Stück.

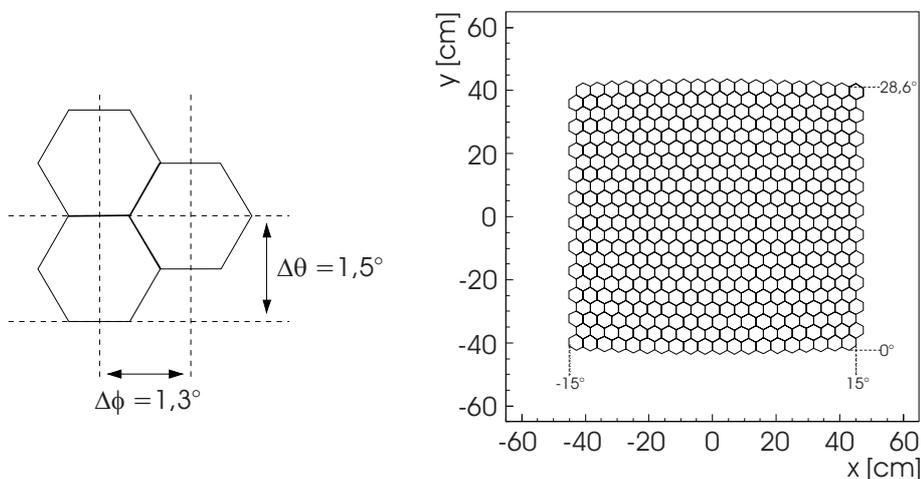


Abbildung 2.8: Aufbau der PMT-Kamera

Der Öffnungswinkel eines Photomultiplieres beträgt $1,5^\circ$. Damit auf den Rändern und in den Lücken zwischen den Photomultipliern keine Photonen verloren gehen, werden diese Stellen mit Reflektoren überdeckt (sogenannte Mercedes-Sterne), die die eintreffenden Photonen in die Photomultiplier reflektieren. Somit erhält die PMT-Kamera die hexagonale Struktur. Die Photomultiplier und die "Mercedes-Sterne" sind dabei so angebracht, dass ihre Oberflächen eine Sphäre bilden mit einem Radius der Brennsphäre von $z_s = 1743$ mm.

2.2.3 Der Korrekturring

Um die Empfindlichkeit des Teleskopes zu erhöhen war eine Vergrößerung des Aperturradiuses von 850 mm auf 1100 mm notwendig. Aufgrund der $\sim 0.8 \text{ m}^2$ großen PMT-Kameraoberfläche beträgt die effektive Fläche bei einem Aperturradius von 850 mm rund 1.6 m^2 . Bei einem Aperturradius von 1100 mm vergrößert sich die effektive Fläche auf 3 m^2 und verdoppelt sich damit nahezu. Die Spotgröße ist jedoch abhängig vom Abstand des Randstrahles zum Mittelstrahl, weshalb diese Änderung alleine, zu einer deutlichen Vergrößerung des Spotdurchmessers (auf 1.5° Durchmesser [22]) geführt hätte. Eine Möglichkeit in diesem Falle trotzdem eine Spotgröße von 0.5° zu erhalten, wäre das gesamte Teleskop in gleichem Maße zu vergrößern. Dies hätte allerdings dazu geführt, dass man nicht nur mehr Spiegelfläche, mehr Photomultiplier usw. benötigt hätte, sondern man hätte auch die Teleskopgebäude viel größer bauen müssen. Aus finanziellen Gründen hat man sich dafür entschieden, die Strahlen die weiter als die zuvor angenommenen 850 mm vom Mittelstrahl entfernt sind, mithilfe eines Linsenringes zu korrigieren. Die Strahlen werden durch den Linsenring vom Mittelstrahl weggebrochen. Dies hat zur Folge, dass sie den Spiegel weiter außen treffen und damit aufgrund der stärkeren sphärischen Abberation so reflektiert werden, dass ihr Abstand auf der Pixelkamera zum Mittelstrahl nicht mehr als 7.42 mm (bzw. 0.5°) beträgt (siehe Abbildung 2.9).

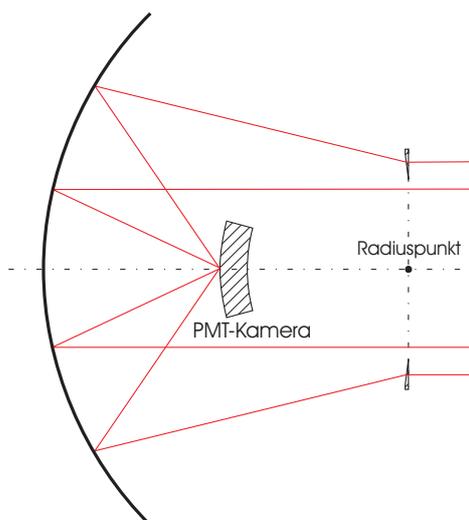


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Schmidt-Teleskopes. Strahlen die sich weit vom Mittelstrahl entfernt befinden werden durch einen Linsenring so abgelenkt, dass sich der Spot nicht weiter ausdehnt [21].

Dies alles bewirkt letztlich, dass die Spiegelfläche nur wenig vergrößert werden muss und damit ein optimiertes günstiges System ergibt. Dieses System wird nach seinem Erfinder auch Schmidt-Teleskop genannt. Aus technischen Gründen besteht der Korrekturring nicht aus einem Element, sondern ist aus 24 einzelnen Linsensegmenten zusammengesetzt.

Kapitel 3

Vorbereitende Überlegungen

Nachdem die ersten Teleskope des Pierre Auger Observatoriums fertiggestellt wurden, war es notwendig die optischen Eigenschaften dieser Teleskope zu überprüfen. Dies sollte durch eine genaue Untersuchung des Spots geschehen. Anhand der Struktur des Spots kann man sowohl den Aufbau des Teleskopes, als auch die Ausrichtung der einzelnen Spiegelsegmente überprüfen. Die PMT-Kamera wurde dabei mit Papier abgedeckt, so dass das Spotabbild mit einer CCD-Kamera fotografiert werden konnte, die einen gekühlten Chip hat, um lange Belichtungszeiten zu ermöglichen. Als Lichtquelle wurde ein Stern ausgesucht, der genügend Licht im UV-Bereich aussendet, da der M-UG6-Filter nur in diesem Bereich mit Wellenlängen zwischen 300 und 400 nm durchlässig ist.

Eine Verbesserung dieser Methode sollte wiederholte Messungen an den verschiedenen Teleskopen ermöglichen, ohne von den wenigen geeigneten Sternen abhängig zu sein. Hierfür soll eine künstliche Lichtquelle in das Sichtfeld der Teleskope gebracht werden. Der einfachste Weg dies zu ermöglichen, ist solch eine Lichtquelle an einem Fesselballon auf die gewünschte Höhe zu bringen.

Diese Methode bietet zusätzlich den Vorteil, dass man die Position der künstlichen Lichtquelle verändern kann. Da bei jeder Position der Lichtquelle nur ein bestimmter Teil der Spiegel getroffen wird, kann man dadurch verschiedene Bereiche des Teleskops untersuchen. Bei Sternen müsste man im Gegensatz dazu solange warten, bis ein geeigneter Stern auf der gewünschten Position steht. Die Anzahl an geeigneten Sternen ist allerdings sehr gering, so kann es sein, dass Teile der Teleskope nicht untersucht werden können.

Allerdings hat die Fesselballonmethode auch gewisse Nachteile. Da sich das Pierre-Auger-Observatorium in der Pampa Amarilla befindet, ist es sehr schwierig einen geeigneten Startplatz für den Fesselballon zu finden. Denn es eignen sich nur größere ebene Flächen mit wenigen Büschen und Dornen, da diese den Aufbau des Experimentes erschweren und die Gefahr den empfindlichen Ballon zu verletzen erhöhen würden. Aus diesem Grunde muss über dem Boden ein Netz gespannt werden, auf dem der Ballon dann mit Helium gefüllt werden kann. Weiterhin müssen diese Startplätze gut mit dem Auto erreichbar sein, da das Experiment an jedem Messtag neu aufgebaut werden muss.

Um eine Abschätzung der benötigten Lichtmenge für eine Aufnahme zu machen, wurde auf die Aufnahmen mit den Sternen als Lichtquelle zurückgegriffen. Die Aufnahmen mit genügend Lichtintensität wurden mit der Wega bei einer Belichtungszeit von 10 Sekunden gemacht.

Mithilfe dieser Information wird im ersten Teil des Kapitels berechnet, wieviel Photonen aus

der Wega ankamen, um damit die benötigte Leuchtkraft für die künstliche Lichtquelle abzuschätzen.

Im zweiten Unterkapitel wird eine 470 nm LED der Firma Roithner Lasertechnik [23] untersucht. An dieser LED wurden einige Tests durchgeführt, um die optischen Eigenschaften zu überprüfen. Daraufhin sollte entschieden werden, ob man LEDs mit einer nominalen Wellenlänge von 395 nm dieser Firma bestellt, um daraus die Lichtquelle zu bauen.

Da sich die Lichtquelle nur endlich weit weg vom Teleskop befindet, werden die eintreffenden Lichtstrahlen nicht exakt parallel zueinander sein, was dazu führt, dass sich der Spotradius vergrößert. Eine Abschätzung, wie groß der Spot bei einer vorgegeben Entfernung maximal sein wird, wird im letzten Abschnitt gemacht.

3.1 Erkenntnisse aus Aufnahmen der Wega

Es wird zuerst die Leuchtkraft der Wega ausgerechnet, um daraus die Anzahl der emittierten Photonen pro Sekunde im Wellenlängenbereich von 300 bis 400 nm zu bestimmen. Unter Berücksichtigung der Absorption durch die Erdatmosphäre wird die Anzahl der Photonen ermittelt, die auf das Teleskop treffen.

3.1.1 Leuchtkraft der Wega

Jedem Stern wird von der Erde aus gesehen eine scheinbare Helligkeit zugeordnet. Diese eignet sich allerdings nicht, um die Leuchtkraft von Sternen untereinander zu vergleichen. So kann es z.B. sein, dass ein Stern von der Erde aus gesehen zwar schwach leuchtet, tatsächlich aber sehr hell und dafür sehr weit entfernt ist. Es lässt sich jedoch aus der scheinbaren Helligkeit und dem Abstand die absolute Helligkeit berechnen, die ein Vergleich möglich macht [24]:

$$M = m - 5 \cdot \log(r) + 5 \quad (3.1)$$

mit:

M : absolute Helligkeit

m : scheinbare Helligkeit

r : Abstand des Sterns zur Erde in Parsec.

Ein Parsec entspricht dabei 3.26 Lichtjahren bzw. $3.086 \cdot 10^{16}$ m. Die absolute Helligkeit der Wega ist in Tabelle 3.1 angegeben und zum Vergleich dazu auch die Werte der Sonne.

	relative Helligkeit m	Abstand r in Parsec	absolute Helligkeit M
Wega	0.04	7.97	0.52
Sonne	-26.9	$4.86 \cdot 10^{-6}$	4.8

Tabelle 3.1: Bestimmung der absoluten Helligkeiten der Wega und der Sonne aus den relativen Helligkeiten und den Abständen zur Erde

Für die Berechnung der Leuchtkraft der Wega benötigt man zuerst die Leuchtkraft der Sonne, die sich aus der Solarkonstante ableiten lässt. Diese Solarkonstante beschreibt die Strahlungsleistung der Sonne, die die Erde pro Quadratmeter erreicht. Um die Leuchtkraft der Sonne L_{Sonne} daraus zu berechnen muss man berücksichtigen, dass sich das Licht der Sonne auf einer Kugeloberfläche ausbreitet. Damit lässt sich die Leuchtkraft der Sonne wie folgt bestimmen:

$$L_{\text{Sonne}} = 4\pi R^2 \cdot C_{\text{Sol}} = 3.85 \cdot 10^{26} \text{ W} \quad (3.2)$$

mit:

$$R: \text{ Abstand Sonne-Erde} = 1.496 \cdot 10^{11} \text{ m}$$

$$C_{\text{Sol}}: \text{ Solarkonstante} = 1370 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

Die absolute Leuchtkraft der Wega L_{Wega} lässt sich nun über die absolute bolometrische Helligkeitsformel berechnen und ergibt [24]:

$$M_{\text{Wega}} - M_{\text{Sonne}} = -2.5 \log \frac{L_{\text{Wega}}}{L_{\text{Sonne}}} \quad (3.3)$$

$$\Rightarrow L_{\text{Wega}} = L_{\text{Sonne}} \cdot \exp\left(\frac{M_{\text{Wega}} - M_{\text{Sonne}}}{-2.5}\right) \quad (3.4)$$

$$= 3.85 \cdot 10^{26} \text{ W} \cdot \exp\left(\frac{0.52 - 4.8}{-2.5}\right) = 2.2 \cdot 10^{27} \text{ W}, \quad (3.5)$$

mit den oben berechneten Werten für die Leuchtkraft der Sonne und den absoluten Helligkeiten der Sonne und der Wega.

3.1.2 Anzahl der emittierten Photonen der Wega

Aus der oben berechneten Leuchtkraft der Wega gilt es nun die Anzahl der emittierten Photonen pro Sekunde zu berechnen. Dabei wird die Energieverteilung der abgestrahlten Photonen durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben:

$$\rho(\nu, T) = \frac{dE}{d\nu} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.6)$$

mit:

ν : Frequenz des abgestrahlten Photons

T : Temperatur des Strahlers

h : Planck'sches Wirkungsquantum = $6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

c : Lichtgeschwindigkeit = $3.0 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

k : Boltzmannkonstante = $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$,

welches in Abbildung 3.1 dargestellt ist.

Die Gesamtfläche unter der Kurve A_{norm} wird durch das Integral über den vollständigen Frequenzbereich berechnet und ergibt für die Wega bei einer Oberflächentemperatur von $T = 9500 \text{ K}$ [25]:

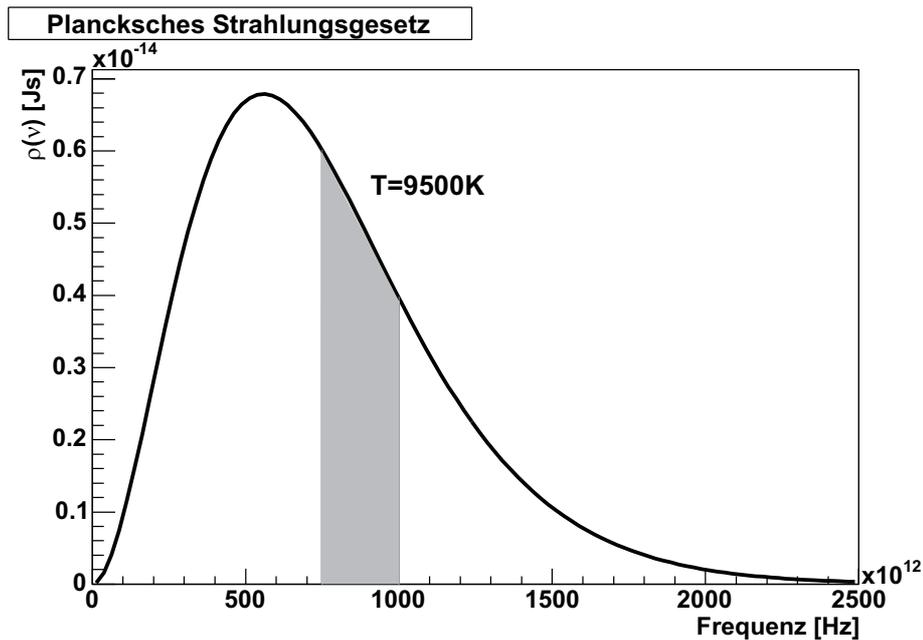


Abbildung 3.1: Plancksches Strahlungsgesetz für eine Temperatur von 9500 K. Der hellgrau eingefärbte Bereich liegt zwischen $7.5 \cdot 10^{14}$ und 10^{15} Hz was einer Wellenlänge von 300 bis 400 nm entspricht.

$$A_{norm} = \int_0^{\infty} \frac{dE}{d\nu} d\nu \quad (3.7)$$

$$= \int_0^{\infty} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu = 6.14 \text{ J} . \quad (3.8)$$

Durch die Formel:

$$E = h \cdot \nu \cdot n \quad (3.9)$$

ist eine Relation zwischen der Anzahl der Photonen n und der Energie E gegeben. Damit kann man bei bekannter Energieverteilung auf die Anzahl der emittierten Photonen schließen:

$$dn = \frac{dE}{h \cdot \nu} \quad (3.10)$$

$$\Rightarrow \frac{dn}{d\nu} = \frac{dE}{d\nu} \cdot \frac{1}{h \cdot \nu} \quad (3.11)$$

$$\Rightarrow n = \int \frac{dn}{d\nu} d\nu = \int \frac{dE}{d\nu} \cdot \frac{1}{h \cdot \nu} d\nu . \quad (3.12)$$

Gesucht ist nun die Rate R_e der Photonen, die die Wega pro Sekunde im Wellenlängenbereich zwischen 300 und 400 nm emittiert. Dieser Wellenlängenbereich entspricht einem Frequenzband von $7.5 \cdot 10^{14} - 10^{15}$ Hz und ist der Bereich in dem der M-UG6-Filter des Teleskopes

durchlässig ist. Somit ergibt sich für die Wega mit der oben ausgerechneten Leuchtkraft und Normierung:

$$R_e = L_{\text{Wega}} \cdot \frac{1}{A_{\text{norm}}} \cdot \int_{7.5 \cdot 10^{14}}^{10^{15}} \frac{dE}{d\nu} \cdot \frac{1}{h \cdot \nu} d\nu \quad (3.13)$$

$$= 2.2 \cdot 10^{27} \cdot \frac{1}{6.14} \cdot \int_{7.5 \cdot 10^{14}}^{10^{15}} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \cdot \frac{1}{h \cdot \nu} d\nu \quad (3.14)$$

$$= 7.2 \cdot 10^{44} \text{ Photonen/Sekunde} . \quad (3.15)$$

Aus der Entfernung der Wega zur Erde kann man berechnen, wieviele dieser Photonen pro Sekunde in das Teleskop treffen. Die Entfernung d beträgt 7.97 Parsec, was $2.47 \cdot 10^{17}$ m entspricht. Dabei setzt man voraus, dass sich das Licht gleichmäßig auf einer Kugeloberfläche ausbreitet. Diese Oberfläche O beträgt dann in 7.97 Parsec Entfernung:

$$O = 4\pi d^2 = 4\pi(2.47 \cdot 10^{17} \text{ m})^2 \quad (3.16)$$

$$= 7.65 \cdot 10^{35} \text{ m}^2 . \quad (3.17)$$

Ein Teil der emittierten Photonen trifft auf das Teleskop, dessen Aperturradius 1.1 m mit Korrekturring beträgt und damit eine Aperturfläche von $A_A = 3.8 \text{ m}^2$ hat. Daraus lässt sich die Rate R_T der Photonen, die auf das Teleskop treffen berechnen (ohne Berücksichtigung der Erdatmosphäre (siehe Kapitel 3.1.3)):

$$R_T = \frac{A_A}{O} \cdot R_e = \frac{3.8 \text{ m}^2}{7.65 \cdot 10^{35} \text{ m}^2} \cdot 7.2 \cdot 10^{44} \text{ Photonen/Sekunde} \quad (3.18)$$

$$= 3.6 \cdot 10^9 \text{ Photonen/Sekunde} . \quad (3.19)$$

3.1.3 Durchlässigkeit der Atmosphäre

Die Photonen der Wega müssen, bevor sie auf das Teleskop treffen, die Atmosphäre durchqueren. Dadurch kommt es sowohl zu Absorption als auch zu Rayleigh-Streuung. In Abbildung 3.2 ist die gesamte Durchlässigkeitsfunktion in Abhängigkeit von der Wellenlänge für Beobachtungen in Zenitrichtung dargestellt.

Da die Aufnahmen der Wega allerdings nicht bei senkrechtem Einfall gemacht wurden, sondern bei einem Einfallswinkel $\epsilon \approx 20^\circ$ über dem Horizont, mussten die Photonen, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, einen sehr viel längeren Weg durch die Atmosphäre zurücklegen.

Die Krümmung der Atmosphäre ist für diese Abschätzung zunächst vernachlässigbar und damit beträgt die Wegstrecke bei einem Einfallswinkel $\epsilon = 20^\circ$ über dem Horizont ein Vielfaches L einer Atmosphäre b :

$$L = \frac{1}{\cos(70^\circ)} = 2.9 . \quad (3.20)$$

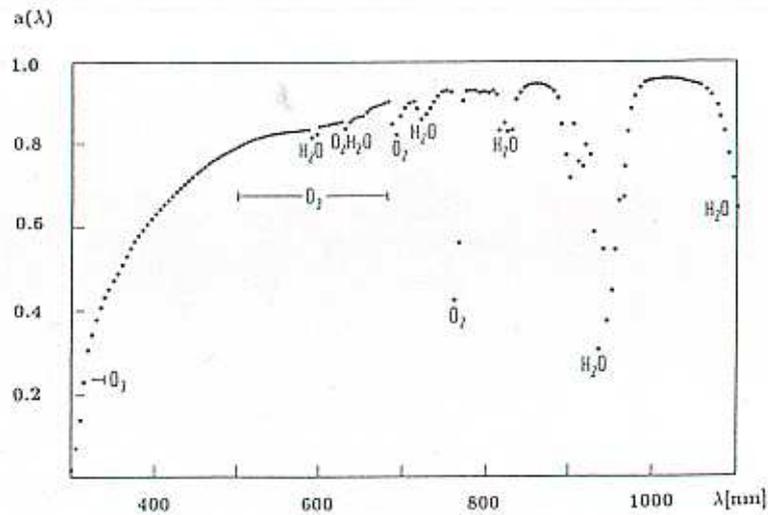


Abbildung 3.2: Die Durchlässigkeitsfunktion der Erdatmosphäre in Abhängigkeit der Wellenlänge für Beobachtungen in Zenitrichtung [26].

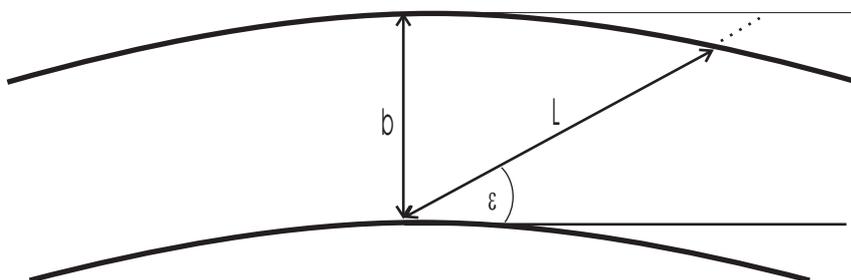


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung für schräg eintreffendes Licht. Dadurch verlängert sich die Wegstrecke durch die Atmosphäre.

Da eine obere Abschätzung der Photonenzahl genügt, reicht es aus, die Durchlässigkeitsfunktion aus Abbildung 3.2 über den gesamten Wellenlängenbereich mit dem größten auftretendem Wert zu nähern und als Konstante von $a = 0.62$ zu betrachten. Dadurch kommen nach Durchqueren der Atmosphäre nur noch:

$$t = a^L = 0.62^{2.9} \hat{=} 24\% \quad (3.21)$$

der Photonen aus Gleichung (3.19) am Teleskop an. Damit ergibt sich eine Rate R_W

$$\begin{aligned} R_W &= R_e \cdot t = 3.6 \cdot 10^9 \text{ Photonen/Sekunde} \cdot 0.24 \\ &= 8.6 \cdot 10^8 \text{ Photonen/Sekunde} , \end{aligned} \quad (3.22)$$

die das Teleskop erreichen.

Die Belichtungszeit der Kamera betrug 10 Sekunden, somit kamen in dieser Zeit

$$N_{phot} = 10 \text{ s} \cdot R_W = 8.3 \cdot 10^9 \text{ Photonen} \quad (3.23)$$

am Teleskop an.

3.2 Tests an einer 470 nm Leuchtdiode

Die ersten Tests wurden an einer 470 nm Leuchtdiode mit 100 mW Leistung der Firma Roithner-Laser durchgeführt. Diese LED besteht aus 60 einzelnen LED-Leuchtpunkten und ist somit genau genommen ein LED-Array (im Folgenden als LED bezeichnet). Nach diesen Tests sollte entschieden werden, ob LEDs mit einer nominellen Wellenlänge von 395 nm bestellt werden sollen, um daraus dann die Lichtquelle zu bauen.

Die Intensität wurde mittels einer Photodiode unter verschiedenen Winkeln zur Mittelachse der LED gemessen. Wie in Abbildung 3.4 zu erkennen ist, lässt sich die Strahlungscharakteristik durch eine cos-Funktion beschreiben. Dies ist in Übereinstimmung mit der Herstellerangabe, dass bei 60° 50% der Intensität im Vergleich zur Vorwärtsrichtung abgestrahlt wird.

Zudem wurde die Intensität der Leuchtdiode in Vorwärtsrichtung mithilfe einer Photodiode bestimmt. Bei einer Entfernung von einem Meter zwischen LED und Photodiode wurde mit dieser ein Strom $I_0 = 0.021 \mu\text{A}$ gemessen. Die charakteristische Kennlinie der Photodiode ist in Abbildung 3.5 dargestellt und hat bei einer Wellenlänge von 470 nm eine spezifische Empfindlichkeit (auch Responsivity genannt) von ungefähr 0.1.

Damit lässt sich die von der Photodiode gemessene Leistung wie folgt bestimmen:

$$P_D = \frac{I_0}{\text{Responsivity (470 nm)}} = \frac{0.021 \mu\text{A}}{0.1 \text{ A/W}} \quad (3.24)$$

$$= 0.21 \cdot 10^{-6} \text{ W} . \quad (3.25)$$

Die Photodiode hat eine aktive Oberfläche O_{PD} von $11 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$, was zu einer Leistung pro Quadratmeter P_0 führt:

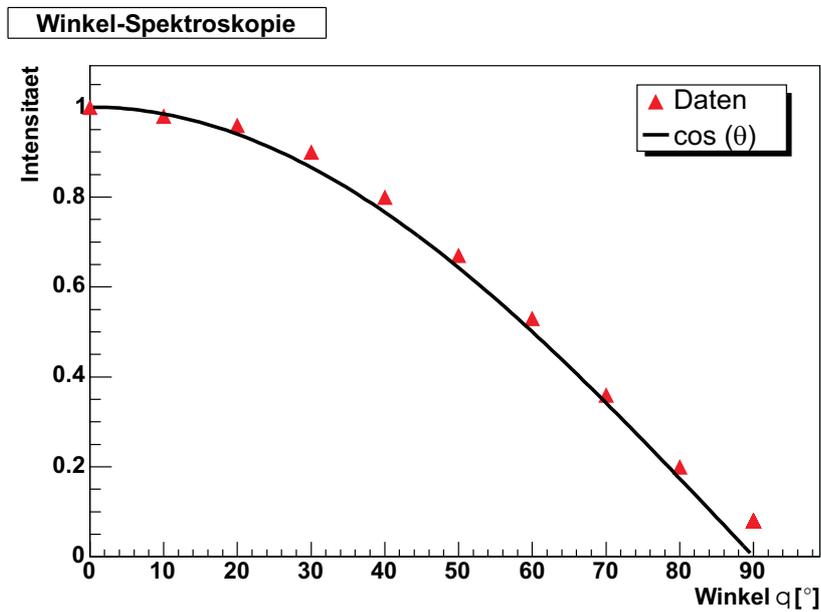


Abbildung 3.4: Relative Intensität der LED unter verschiedenen Winkeln zur Mittelachse. Die Daten wurden durch eine \cos -Funktion angepasst.

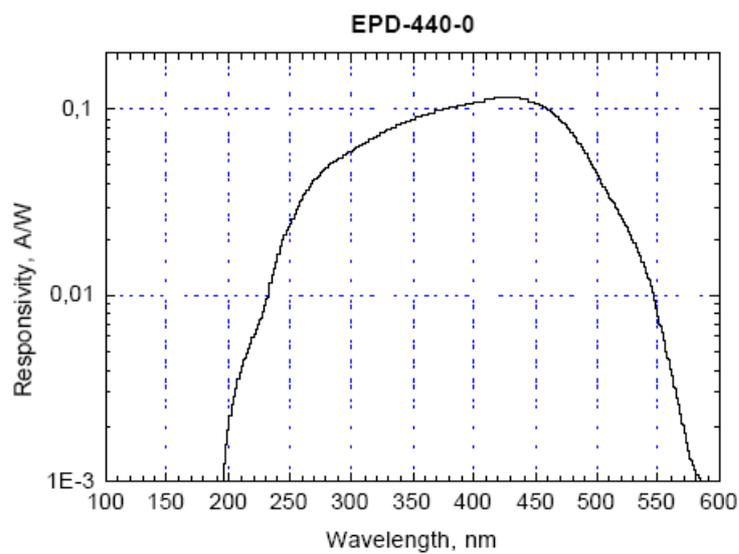


Abbildung 3.5: Kennlinie der verwendeten Photodiode.

$$P_0 = \frac{P_D}{O_{PD}} = \frac{0.21 \cdot 10^{-6} \text{ W}}{11 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2} \quad (3.26)$$

$$= 0.02 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} . \quad (3.27)$$

Wie oben beschrieben, ist dieser Wert jedoch nicht für den gesamten Halbraum konstant, sondern wird durch folgende Funktion beschrieben:

$$P_W(\theta) = P_0 \cdot \cos(\theta) . \quad (3.28)$$

Um nun die von der LED gesamte abgestrahlte Leistung zu bestimmen, muss noch über die Halbraumoberfläche in $r=1$ m Entfernung integriert werden:

$$P = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} P_W \cdot r^2 \sin(\theta) d\phi d\theta \quad (3.29)$$

$$= P_0 \cdot r^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos(\theta) \sin(\theta) d\phi d\theta \quad (3.30)$$

$$= 63 \text{ mW} . \quad (3.31)$$

Berücksichtigt man, dass der Messaufbau sehr einfach war, so liegt der gemessene Wert in guter Übereinstimmung zur Herstellerangabe von 100 mW Ausgangsleistung.

Da die Photodiode über einen großen Wellenlängenbereich (200 bis 600 nm) empfindlich ist, wurde zusätzlich mit einem Spektrometer das Frequenzspektrum der LED aufgenommen. Wie in Abbildung 3.6 zu erkennen ist, gibt es keine Nebenmaxima und die gesamte abgestrahlte Leistung wird im nominellen Wellenlängenbereich abgegeben.

Weiterhin lässt sich aus dieser Messung bestimmen, bei welcher Wellenlänge das Spektrum sein Maximum hat. Hierfür wurde in dem dafür interessanten Bereich eine Gaußkurve angepasst. Dieser vergrößerte Bereich der Spektrums ist mit der angepassten Funktion in Abbildung 3.7 dargestellt.

Der Mittelwert dieser Kurve liegt bei 469 nm mit einer Breite von 12 nm und stimmt ebenfalls gut mit den angegebenen 470 nm des Herstellers überein.

Zuletzt wurde noch der Temperaturverlauf der LED gemessen. Wie in Abbildung 3.8 zu erkennen ist, erreichte die LED schon nach 3 Minuten die maximal erlaubte Betriebstemperatur von ungefähr 90° Celsius. Danach wurde die LED abgeschaltet und die Temperatur weiter gemessen. Nach weiteren 6 Minuten hatte die LED noch eine Temperatur von rund 30° Celsius und war damit immer noch nicht auf Raumtemperatur abgekühlt.

Da für die Lichtquelle im geplanten Experiment sechs LEDs vorgesehen sind, ist ein Dauerbetrieb dieser LEDs entweder nur mit sehr guter Kühlung möglich, oder es muss ein gepulster Modus mit einer Pulsdauer in der Größenordnung von Sekunden gewählt werden.

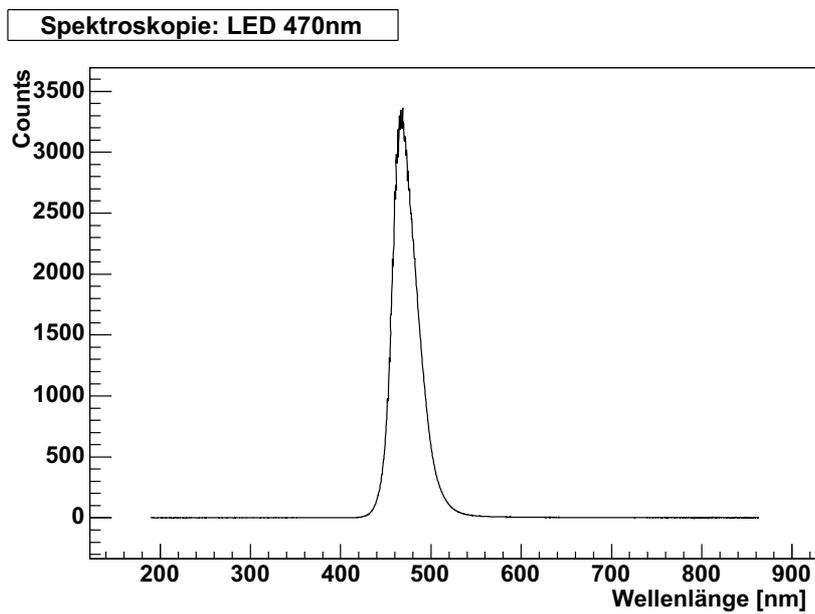


Abbildung 3.6: Spektrum der 470 nm LED.

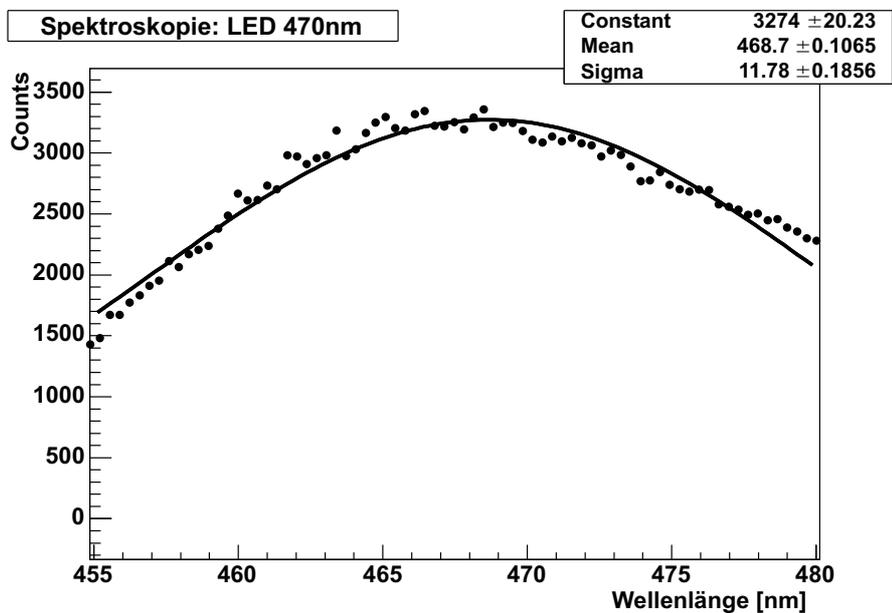


Abbildung 3.7: Vergrößerter Ausschnitt des 470 nm LED-Spektrums. An die Daten wurde ein Gaußfit angepasst. Dieser ergab einen Mittelwert von 469 nm und eine Breite von 12 nm.

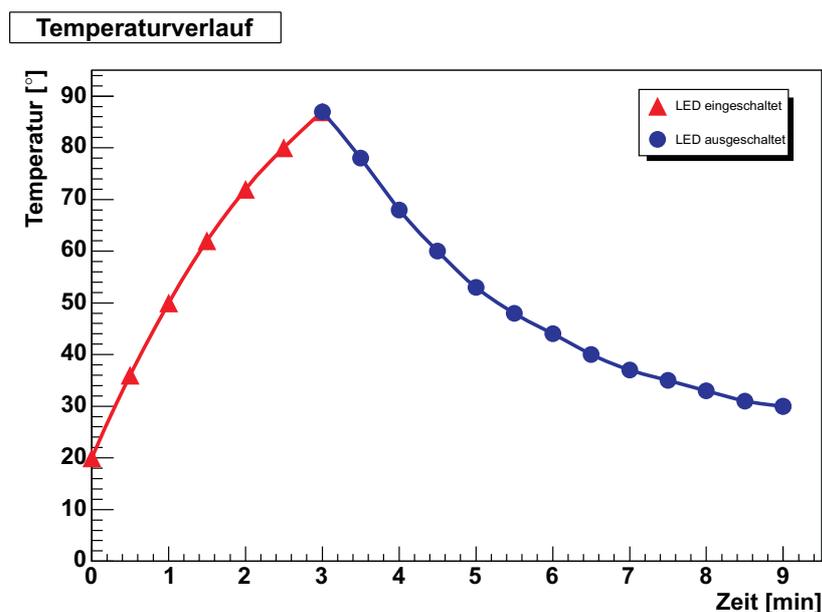


Abbildung 3.8: Temperaturverlauf der 470 nm LED. Nach 3 Minuten wurde die LED abgeschaltet, da die maximal erlaubte Betriebstemperatur von 90° Celsius erreicht wurde.

3.3 Abschätzung der Spotgröße

Trifft exakt paralleles Licht auf das Teleskop, so wird dieses in einem Spot von 0.5° Durchmesser gebündelt. Dabei ist es nahezu unerheblich, ob die Strahlen parallel zur Teleskopachse eintreffen oder nicht, solange die Strahlen untereinander parallel einfallen, beträgt die Spotgröße immer etwa 0.5°, was einem idealen Spotradius von $s = 7.42$ mm entspricht.

In Abbildung 3.9 ist der Strahlenverlauf für paralleles Licht dargestellt. Die Größe des Spots wird dabei durch die Randstrahlen, also den Strahlen mit dem maximalen Abstand zum Mittelstrahl, festgelegt. Für die Berechnung der Spotgröße wird der Korrekturring nicht berücksichtigt, da dieser keinen Einfluss darauf hat (siehe Kapitel 2.2.3).

Die Position des Spots auf der Photomultiplier-Kamera wird durch den Mittelstrahl gegeben. Dieser Strahl läuft definitionsgemäß durch den Radiuspunkt R des Spiegels. Wegen der sphärischen Form des Spiegels, trifft dieser Strahl senkrecht auf den Spiegel und wird damit immer in sich selbst reflektiert. Weil die Spotgröße im Vergleich zur Größe der Photomultiplier-Kamera sehr klein ist, wird die Kamera in den hier gezeigten Abbildungen als Ebene und nicht als Sphäre dargestellt.

In dem im Experiment vorliegenden Fall trifft das Licht jedoch nicht exakt parallel auf das Teleskop, da sich die Lichtquelle in endlicher Entfernung zum Teleskop befinden wird. Daraus ergibt sich in diesem Fall ein größerer Spotradius a , als für parallel eintreffendes Licht mit dem Spotradius s .

Abbildung 3.10 stellt dar, wie man den Spotdurchmesser θ aus dem Spotradius a bestimmt und es ergibt sich folgender Zusammenhang:

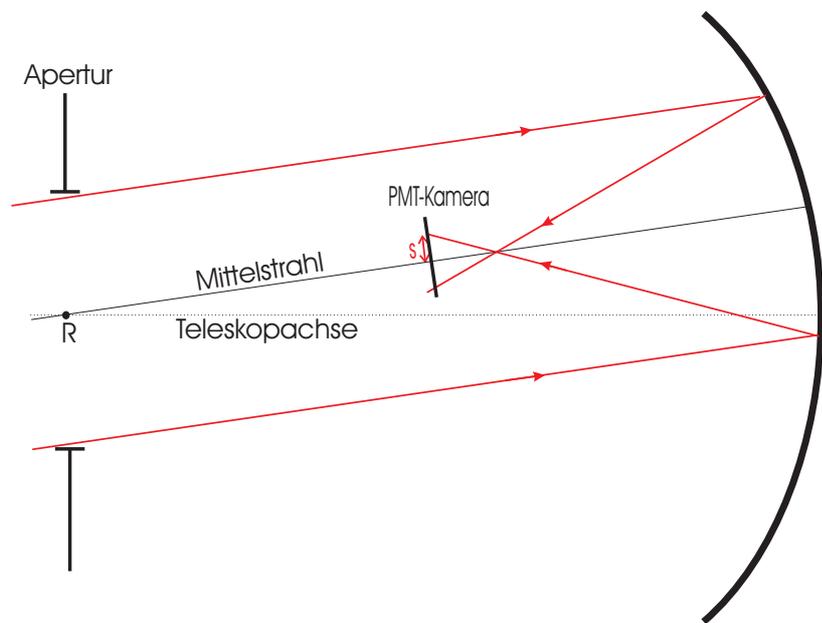


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des Strahlenverlaufs bei parallel eintreffenden Lichtstrahlen. Die Randstrahlen bestimmen den Spotradius s , wobei die Bezeichnung s nur für parallel eintreffendes Licht gilt.

$$\theta = 2 \cdot \arctan \left(\frac{a}{Z_s} \right) \quad (3.32)$$

mit:

a : Radius des Spots

Z_s : Radius der PMT-Kamera = 1742 mm .

Um nun abzuschätzen wie groß der Spotradius für nicht-paralleles Licht maximal werden kann, wird der in Abbildung 3.11 eingezeichnete Mittelstrahl betrachtet. Dieser schneidet die PMT-Kamera mit dem Abstand y zum Mittelpunkt dieser Kamera.

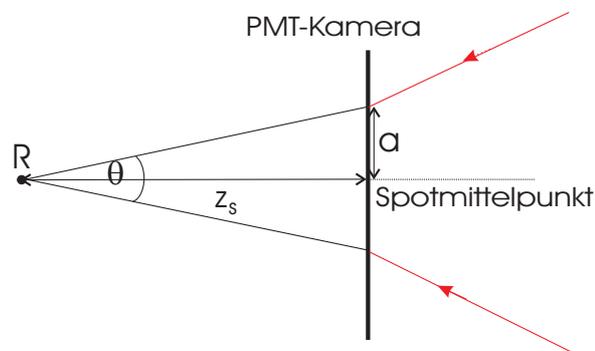


Abbildung 3.10: Berechnung des Spotdurchmessers θ aus dem Spotradius a .

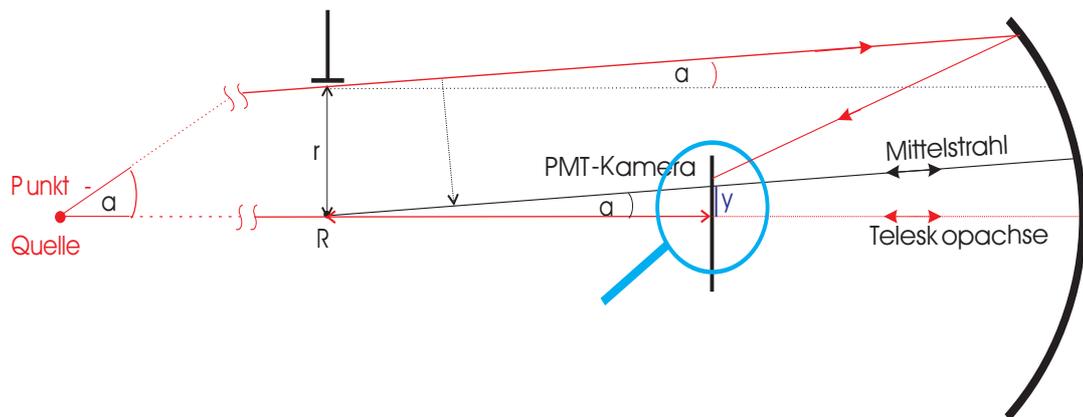


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung der Strahlen bei endlich entfernter Lichtquelle zur Berechnung der Spotgröße für nicht exakt paralleles Licht. Der eingekreiste Bereich ist in Abbildung 3.12 nochmals vergrößert dargestellt.

Dieser Abstand y lässt sich dann, wie man in der Abbildung erkennen kann wie folgt berechnen:

$$y = \tan(\alpha) \cdot Z_s \quad (3.33)$$

mit:

α : Einfallswinkel des Randstrahls

Z_s : Radius der PMT-Kamera = 1742 mm .

Der Einfallswinkel des Randstrahls zur Teleskopachse lässt sich ebenfalls aus dieser Abbildung ablesen:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{r}{x}\right) \quad (3.34)$$

mit:

r : Aperturradius ohne Korrekturring = 850 mm

x : Abstand der punktförmigen Lichtquelle zum Teleskop,

was zusammen zu folgendem Zusammenhang führt:

$$y = \frac{r}{x} \cdot Z_s . \quad (3.35)$$

In Abbildung 3.12 ist der eingekreiste Bereich mit den genauen Abständen nochmals vergrößert dargestellt.

Da der eingezeichnete rote ankommende Strahl maximal $s = 7.42$ mm vom zugehörigen Mittelstrahl entfernt sein kann, ergibt sich als maximaler Spotradius a folgender Zusammenhang:

$$a = y + s = \frac{r}{x} \cdot Z_s + s . \quad (3.36)$$

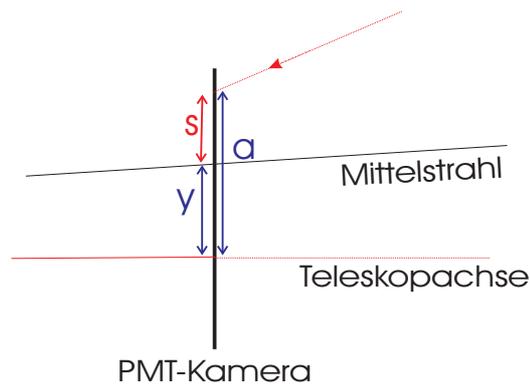


Abbildung 3.12: Vergrößerter Bereich aus Abbildung 3.11 zum Berechnen der Spotgröße.

Setzt man dieses Ergebnis in Gleichung (3.32) ein, so erhält man bei einer Lichtquelle, die x Meter vom Teleskop entfernt ist, als maximalen Spotdurchmesser:

$$\theta = 2 \cdot \arctan \left(\frac{\frac{r}{x} \cdot Z_s + s}{Z_s} \right) . \quad (3.37)$$

Dies ergibt dann bei einem Abstand der künstlichen Lichtquelle zum Teleskop von zum Beispiel $x = 1000$ m (siehe Kapitel 4.4) maximal einen Spotdurchmesser von:

$$\theta = 2 \cdot \arctan \left(\frac{\frac{0.85 \text{ m}}{1000 \text{ m}} \cdot 1.743 \text{ m} + 0.00743 \text{ m}}{1.743 \text{ m}} \right) \approx 0.6^\circ . \quad (3.38)$$

Damit hat sich der Spot bei dieser Entfernung noch nicht allzusehr aufgebläht und kann damit noch gut analysiert werden.

Kapitel 4

Der experimentelle Aufbau

Für die Realisierung des Experimentes war es nötig einen Ring aus mehreren UV-LEDs als künstliche Lichtquelle zu bauen. Die Steuerung dieser Lichtquelle erfolgte mit einer Elektronik, die zusammen mit dem Ring an einem Fesselballon in das Sichtfeld des zu untersuchenden Teleskopes gebracht wurde. Mit einer handelsüblichen Fernbedienung konnte man vom Boden aus die Elektronik steuern.

Im ersten Teil des Kapitels wird der Aufbau des UV-LED-Ringes genauer beschrieben, wobei auch die an den UV-LEDs durchgeführten Tests und deren Ergebnisse erläutert werden. Wegen der extremen Wärmeentwicklung und des hohen Energieverbrauchs der LEDs wurde entschieden, dass die LEDs nicht im dauerhaften, sondern in einem mithilfe einer Elektronik gepulsten Modus betrieben werden sollen. Dies hat zum Einen den Vorteil, dass der LED-Ring nicht extra gekühlt werden muss. Zum Anderen braucht man weniger Akkus, was die benötigte Nutzlast des Ballons verringert. Die speziell für dieses Experiment angefertigte Elektronik wird im zweiten Unterkapitel genauer dargestellt. Im dritten Teil wird der verwendete Fesselballon beschrieben und im letzten Abschnitt wird erläutert, welcher Abstand der künstlichen Lichtquelle zum Teleskop bei diesem Experiment benötigt wird.

4.1 Der UV-LED-Ring

Als künstliche Lichtquelle wurde ein Ring mit sechs LED-Arrays der Firma Roithner Laisertechnik (mit der Produktbezeichnung LED395-66-60) gebaut. Diese LED-Arrays bestehen aus 60 einzelnen Leuchtpunkten und haben ihr nominelles Maximum bei 395 nm mit je einer Ausgangsleistung von 250 mW bei einem Strom von 240 mA und einer Spannung von 18 Volt. Diese sechs LED-Arrays (im folgenden als LEDs bezeichnet) wurden mit Plastikschrauben an einem Aluminium-Körper mit einer Höhe von 40 mm und einem äußeren Durchmesser von 38 mm befestigt. Der gesamte Ring mit den sechs LEDs hat ein Gewicht von 80 Gramm. Die LEDs wurden parallel zueinander geschaltet und damit wurde ein Strom von ~ 1.5 Ampere bei einer Spannung von 18 Volt benötigt. Ein Foto des Aufbaus ist in Abbildung 4.1 zu sehen.



Abbildung 4.1: Foto des UV-LED-Rings. Dieser hatte insgesamt ein Gewicht ein Gewicht von 80 Gramm. Die Höhe betrug 40 mm und der äußere Durchmesser 38 mm.

4.1.1 Anzahl der emittierten Photonen des UV-LED-Rings

Eine einzelne LED hat einen Leistung P_L von:

$$P_L = 250 \cdot 10^{-3} \text{ W} = 250 \cdot 10^{-3} \text{ J/s} \quad (4.1)$$

Ein einzelnes Photon mit einer Wellenlänge von 395 nm hat eine Energie E_P von:

$$E_P = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (4.2)$$

$$= 5.0 \cdot 10^{-19} \text{ J/Photon} \quad (4.3)$$

mit:

h : Plancksches Wirkungsquantum = $6.626 \cdot 10^{-34}$ Js

c : Vakuumlichtgeschwindigkeit = $3 \cdot 10^8$ m/s

λ : Wellenlänge des Photons = 395 nm .

Vernachlässigt man die Breite des Spektrums von 20 nm der LED und nähert, dass alle emittierten Photonen eine Wellenlänge von 395 nm haben, so werden n Photonen pro Sekunde von einer LED emittiert:

$$n = \frac{P_L}{E_P} = \frac{250 \cdot 10^{-3} \text{ J/s}}{5.0 \cdot 10^{-19} \text{ J/Photon}} \quad (4.4)$$

$$= 5.0 \cdot 10^{17} \text{ Photonen/Sekunde.} \quad (4.5)$$

Damit werden vom gesamten Ring, der aus 6 LEDs besteht,

$$N = 6 \cdot n = 3 \cdot 10^{18} \text{ Photonen/Sekunde} \quad (4.6)$$

emittiert.

Bei einem Abstand von 1000 Metern der Lichtquelle zum Teleskop und der Näherung, dass der LED-Ring homogen in den gesamten Raum abstrahlt (siehe Kapitel 4.1.3), erreichen das Teleskop:

$$N_T = \frac{\pi \cdot r^2}{4\pi \cdot d^2} \cdot N = 9 \cdot 10^{11} \text{ Photonen/Sekunde} \quad (4.7)$$

mit:

r : Aperturradius = 1100 mm

d : Entfernung der Lichtquelle zum Teleskop = 1000 m

von den abgestrahlten Photonen N .

Die mindestens benötigte integrierte Photonenzahl für eine CCD-Kamera-Aufnahme wurde in Gleichung (3.23) auf $N_{phot} \approx 10^{10}$ Photonen bestimmt.

Wie in Gleichung 4.7 ausgerechnet, emittiert der UV-LED-Ring $N_R \approx 10^{12}$ Photonen/Sekunde. Demnach kommen ab einer Pulsdauer t_P von:

$$t_P = \frac{N_{phot}}{N_T} = \frac{1}{100} \text{ Sekunde} \quad (4.8)$$

genügend Photonen für eine Aufnahme auf dem Teleskop an. Damit in einer Aufnahme genügend Intensität vorhanden war, wurde im Experiment die Pulslänge in der Größenordnung zwischen $\frac{1}{10}$ und einer Sekunde gewählt.

4.1.2 Tests der UV-LEDs

Insgesamt wurden zwölf LEDs mit einer nominativen Wellenlänge von 395 nm gekauft. Diese LEDs wurden im Labor vermessen, um aus den besten sechs die künstliche Lichtquelle zu bauen. Aus den restlichen sechs Stück wurde ein Ersatzring gebaut.

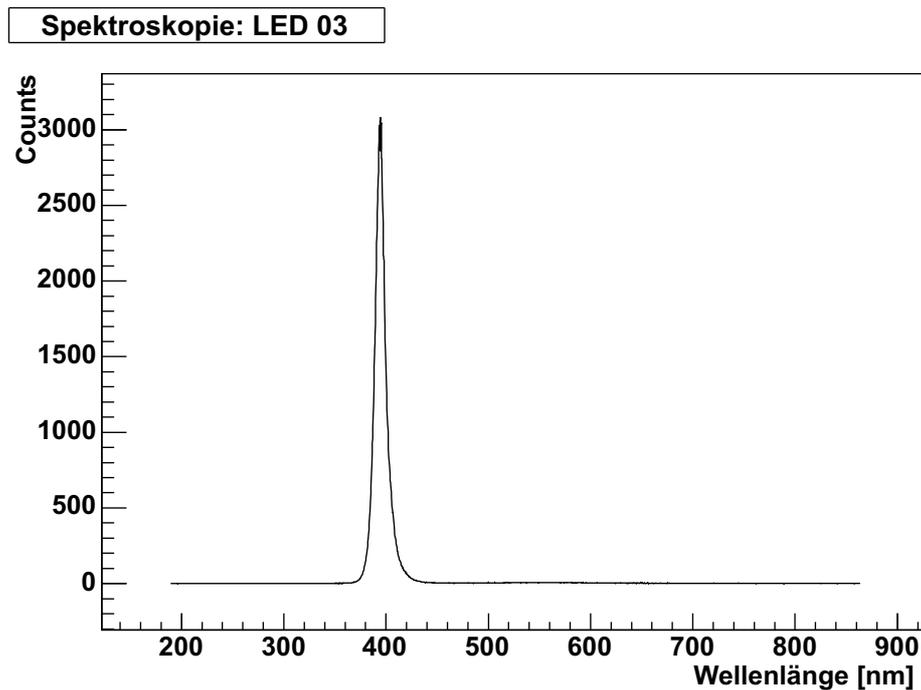


Abbildung 4.2: Spektrum einer einzelnen UV-LED. Es sind keine Nebenmaxima erkennbar. Die Spektren der restlichen acht LEDs sahen entsprechend aus. Zwischen 350 und 400 nm wurde eine Gaußkurve an die Daten angepasst um den Mittelwert und die Varianz des Spektrums zu bestimmen.

Es wurden von neun LEDs die Spektren vermessen, die restlichen drei waren zum Zeitpunkt der Tests an andere Auger Arbeitsgruppen verliehen und wurden für den Ersatzring verwendet. In keinem der neun Spektren war ein Nebenmaximum zu erkennen. Das bedeutet, dass die gesamte abgestrahlte Energie in nur einem Frequenzband abgegeben wird. Dadurch geht keine Energie bei Frequenzen verloren, die durch den M-UG6-Filter vor dem Teleskop herausgefiltert werden. In Abbildung 4.2 ist das Spektrum für eine einzelne LED exemplarisch dargestellt. Die Spektren der restlichen acht LEDs sahen analog aus.

Zur Bestimmung der Wellenlänge, bei der das Spektrum sein Maximum hat, wurde eine Gaußkurve an die Daten gefittet. Dies ist wiederum exemplarisch in Abbildung 4.3 für eine LED dargestellt.

Diese Methode wurde ebenso bei den übrigen LEDs angewendet. Die sich daraus ergebenden Mittelwerte und zugehörigen Varianzen sind in Tabelle 4.1 in Spalte zwei und drei aufgelistet. Wie man der Tabelle entnehmen kann, weichen die Mittelwerte der LEDs bis zu 5 nm vom nominalen Wert ab. Diese Mittelwerte tendieren eher zu größeren Wellenlängen und erreichen Werte bis zu 400 nm, wodurch die Transmission durch den M-UG6-Filter reduziert wird. In Abbildung 4.4 ist der spektrale Transmissionsgrad des M-UG6 Glases der Firma Schott dargestellt, welches bei den Teleskopen als Filter verwendet wird. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich der Transmissionskoeffizient gerade in dem Wellenlängenbereich von 395 bis 400 nm deutlich verschlechtert und um ungefähr 15 % abnimmt.

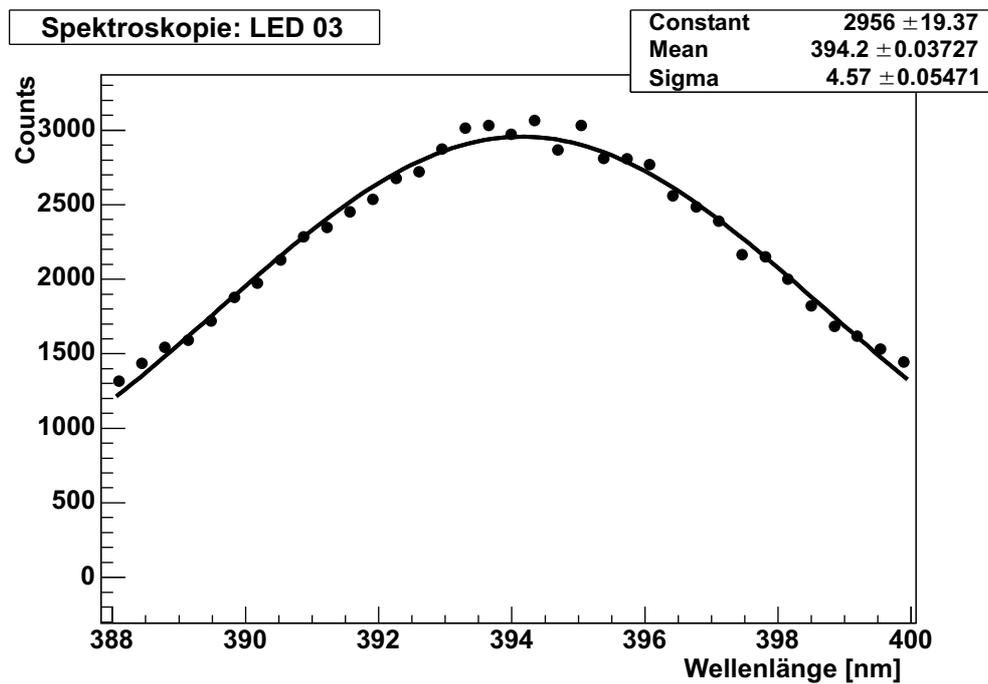


Abbildung 4.3: Herausvergrößerter Ausschnitt eines 395 nm-LED-Spektrums. Mithilfe eines Gaußfits wird bestimmt, bei welcher Wellenlänge das Maximum liegt.

	Mittelwert [nm]	Varianz σ [nm]	Intensität ohne Filter	Intensität mit M-UG6-Filter
LED 01	398.9	5.5	9.59	3.46
LED 02	399.5	6.0	6.29	2.21
LED 03	394.2	4.6	7.47	3.74
LED 04	397.7	6.0	6.36	2.68
LED 05	397.5	6.0	7.08	3.01
LED 06	397.8	5.5	8.56	3.37
LED 07	399.7	6.0	6.57	2.31
LED 08	396.7	6.8	8.57	3.69
LED 09	399.4	5.7	9.11	3.31

Tabelle 4.1: Messergebnisse der einzelnen LEDs. Der Mittelwert und die Varianz wurden jeweils durch eine Gaußfunktion, die an die Meßdaten zwischen 350 und 450 nm angepasst wurde, ermittelt. Die Intensität wurde einmal mit und einmal ohne eingebauten M-UG6-Filter mit einer Photodiode vermessen.

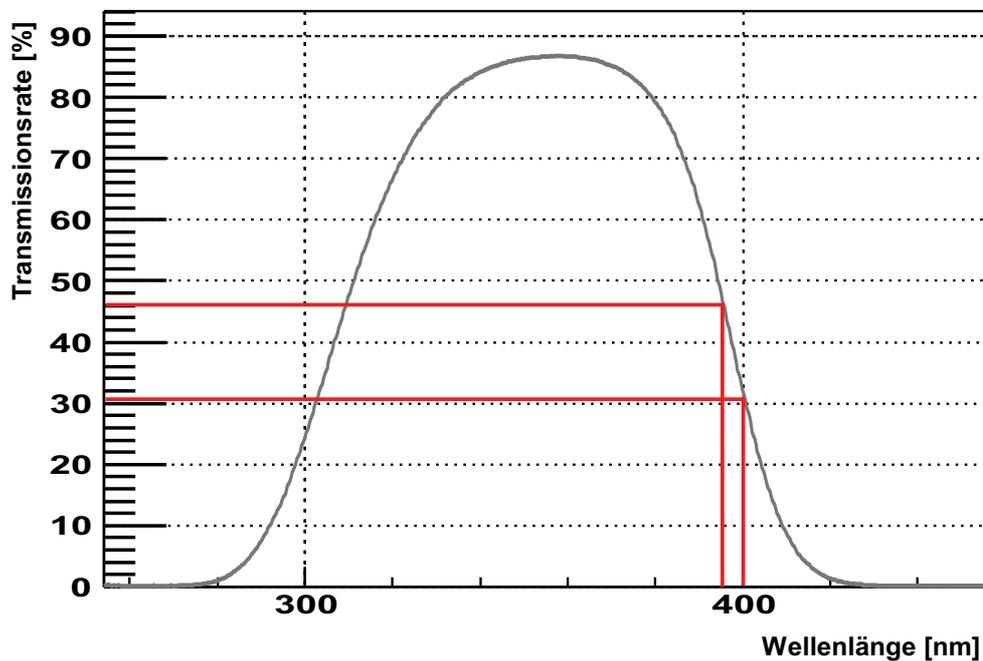


Abbildung 4.4: Der Transmissionskoeffizient des M-UG6-Filters nimmt bei Zunahme der Wellenlänge von 395 auf 400 nm um rund 15 % ab.

Aus diesem Grund wurden die Intensitäten der LED in Vorwärtsrichtung bei einer Spannung von $U = 18 \text{ V}$ auch zwei Mal vermessen. Einmal ohne Filter um erkennen zu können, wie groß die Unterschiede in der Produktion sind. Hier treten schon Abweichungen von bis zu 24 % vom Mittelwert auf. In einer weiteren Messung wurde vor die Photodiode ein M-UG6-Filter angebracht. Diese Messwerte sind ebenfalls in Tabelle 4.1 in der letzten Spalte aufgelistet und es treten Abweichungen von bis zu 28 % zum Mittelwert auf. Anhand dieser Messwerte wurden für die künstliche Lichtquelle die sechs LEDs ausgewählt, die die geringste Abweichung zum Mittelwert hatten und eine möglichst homogene Lichtquelle ergeben.

4.1.3 Winkelverteilung des UV-LED-Rings

Nach Fertigstellung der künstlichen Lichtquelle, wurde deren Isotropie vermessen. Dabei wurde alle fünf Grad horizontal um den Ring die Intensität bestimmt. Das Messergebnis ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

In der Abbildung sind die sechs Peaks der einzelnen LEDs erkennbar. Dies führt zu Abweichungen in der Intensität von bis zu 12% vom Mittelwert. Weiterhin erkennt man, dass die Intensität bei 360° von der Intensität bei 0° um 11 % abweicht. Dies ist dadurch zu erklären, dass sich der Alukörper mit den LEDs während der Messreihe erwärmt hat und dadurch die Leuchtdioden mehr Licht abstrahlen.

Will man in einer Erweiterung des Experimentes aus dieser Lichtquelle eine kalibrierte, isotrop abstrahlende Lichtquelle machen, so muß einerseits berücksichtigt werden, dass das Licht vom

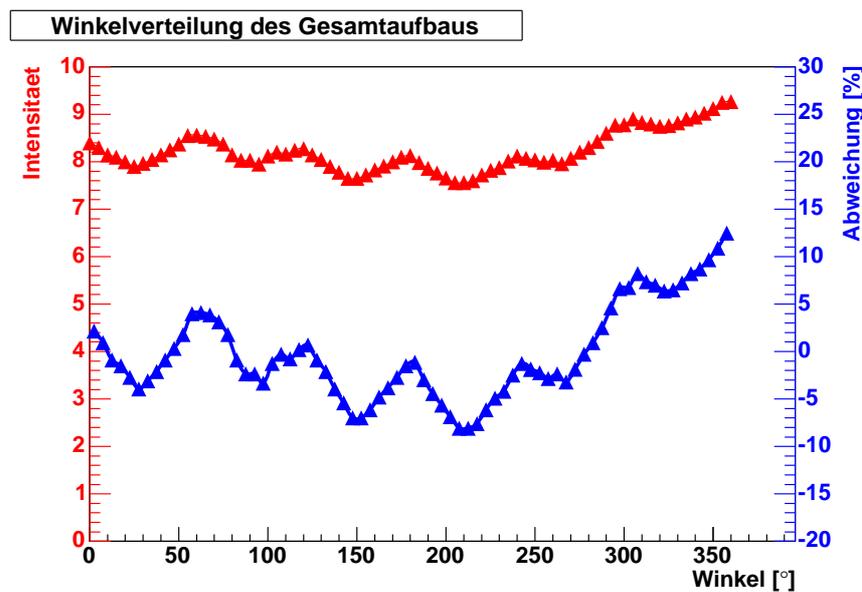


Abbildung 4.5: Isotropie des UV-LED-Rings. Dabei wurde alle 5° horizontal um den Ring die Intensität bestimmt. In rot ist die gemessene Intensität aufgetragen. Die blaue Kurve stellt die jeweilige Abweichung zum Mittelwert dar.

UV-LED-Ring nicht exakt isotrop abgestrahlt wird. Dies könnte eventuell durch einen Diffusor vor dem Ring verbessert werden. Andererseits muss man noch die Temperaturabhängigkeit der LEDs genauer untersuchen, um eine Aussage der Leuchtkraft bei gegebener Temperatur machen zu können.

4.2 Die Elektronik

Für die Steuerung des UV-LED-Ringes wurde eine spezielle Elektronik entworfen. Die Anforderungen an diese Elektronik sind wie folgt:

- Da die 6 LEDs parallel geschaltet werden sollen, wird eine Ausgangsspannung von 18 Volt benötigt.
- Jede einzelne LED wird mit einem Strom von 240 mA betrieben. Damit muss die Elektronik einen Gesamtstrom von ungefähr 1.5 Ampere liefern.
- Der LED-Ring soll im gepulsten Modus mit einer variablen Pulsdauer zwischen 20 und 100 ms betrieben werden. Sowohl das Auslösen eines Lichtpulses als auch die Pulsdauer sollen mit einer Fernbedienung vom Boden aus gesteuert werden können.
- Der Empfänger an der Elektronik muss dauerhaft mit einem Strom von ungefähr 25 mA versorgt werden.
- Für die Ausrichtung der CCD-Kamera ist es nützlich, wenn der LED-Ring für einige Sekunden im Dauerbetrieb leuchten kann.

- Um vom Boden aus zu sehen, wo sich der Fesselballon befindet, soll eine LED mit sichtbarem Licht (nominale Wellenlänge von 470 nm) an die Elektronik angeschlossen werden und ebenfalls mit der Fernbedienung gesteuert werden.
- Der ganze Aufbau soll möglichst leicht sein, um die benötigte Nutzlast des Fesselballons so gering wie möglich zu halten.

Die Gestaltung der Elektronik war maßgeblich von der Wahl der verwendeten Akkus abhängig. Aus diesem Grunde, wurden diese zuerst ausgewählt, und die Wahl fiel auf spezielle Akkus, die aus dem Modellflug stammen. Diese Lithium-Polymer-Akkus haben eine sehr hohe Kapazität (750 mAh) bei niedrigem Gewicht (53.5 Gramm). Ein weiterer Vorteil dieser Akkus ist, dass sie einen hohen Entladestrom von bis zu 3 Ampere bei einer Spannung von 11.1 Volt ermöglichen. Damit reichen zwei Akkus in Serie geschaltet aus, um die benötigte Spannung und den benötigten Strom zu erreichen.

Die weitere Entwicklung und Fertigung der Elektronik wurde in der Elektronikwerkstatt des Forschungszentrums Karlsruhe durchgeführt. Der Betrieb des LED-Rings mit Dauerlicht war sogar über einen längeren Zeitraum (Größenordnung von Sekunden) möglich, ohne dass eine zusätzliche aktive Kühlung miteingebaut werden musste. Der vollständige Schaltplan der Elektronik ist im Anhang A.2 aufgeführt.

4.3 Der Fesselballon

Der Fesselballon wurde bei der Firma Wittich & Visser [27] bestellt. Dieser wurde mit Helium gefüllt und hatte ein Füllvolumen von 7.5 m^3 . Die angegebene Nutzlast betrug zwischen 3 und 4 kg auf Meereshöhe, abhängig von der Füllmenge und der Qualität des Heliums. Zu berücksichtigen ist, dass sich die Pampa Amarilla auf 1400 Meter über Meereshöhe befindet und sich damit die Nutzlast des Ballones verringert. Damit beim Befüllen bzw. Entleeren die empfindliche Aussenhaut des Ballones nicht verletzt wird, wurde über dem Boden ein Netz gespannt, auf dem der Ballon ausgebreitet wird. In Abbildung 4.6 ist ein Foto des gesamten Aufbaus samt UV-LED-Ring und zugehöriger Elektronik zu erkennen.

Das verwendete Seil hat eine Länge von 1500 Metern und war auf einer Seilwinde aufgewickelt. Diese Polyethylenschnur hat einen Durchmesser von 1 Millimeter und ein Gewicht von 800 Gramm/Kilometer bei einer nominalen Bruchlast von rund 100 kg.

4.4 Mindestabstand der Lichtquelle zum Teleskop

Zum Erreichen von guten Aufnahmen, darf die Lichtquelle aus mehreren Gründen nicht zu nah am Teleskop sein:

- Im Idealfall treffen die Lichtstrahlen exakt parallel zueinander auf das Teleskop und erzeugen einen Spot mit 0.5° Durchmesser. Je näher sich die Lichtquelle am Teleskop befindet, desto größer sind die Abweichungen zum Idealfall und umso größer wird der Spottdurchmesser (siehe Kapitel 3.3).

- Die Windgeschwindigkeit bestimmt wie weit der Ballon versetzt wird. Ändert sich die Windgeschwindigkeit, so ändert sich automatisch auch die Position des Ballones. Bei einem geringen Abstand des Startplatzes zum Teleskop würde schon eine kleine Änderung der Windgeschwindigkeit dazu führen, dass sich der Spot im Teleskop nicht mehr im relativ kleinen Sichtfeld der CCD-Kamera befindet. Dies hätte zur Folge, dass man entweder das Sichtfeld der CCD-Kamera vergrößern müsste. Allerdings wird damit die Auflösung des Spots verschlechtert. Oder man müsste ständig den Aufbau der CCD-Kamera ändern, was bei einem böigen Wind allerdings unmöglich wäre.
- Die Pulsdauer der Lichtquelle ist einstellbar und kann auch in der Größenordnung von Sekunden liegen, um die Lichtintensität in den CCD-Kamera-Aufnahmen zu vergrößern. Da der Ballon allerdings nicht ruhig steht, sondern sich ständig im Wind bewegt, würde eine zu geringe Entfernung zum Teleskop dazu führen, dass Aufnahmen mit einer längeren Pulsdauer stark verschmieren.

Die Lichtquelle darf allerdings aus folgenden Gründen auch nicht zu weit vom Teleskop entfernt sein:

- Je weiter sich die Lichtquelle am Teleskop befindet, desto weniger Photonen erreichen das Teleskop. Damit muss man entweder die Belichtungszeit vergrößern, oder eine leistungstärkere Lichtquelle bauen.
- Die Lichtquelle wird an einem Fesselballon in das Sichtfeld der Teleskope gebracht. Je weiter entfernt das Experiment vom Teleskop durchgeführt wird, desto höher muss der Ballon steigen um auch im oberen Bereich des Sichtfeldes zu sein. Dies hat wiederum zur Folge, dass mehr Schnur benötigt wird und sich damit die benötigte Nutzlast erhöht.

Unter Berücksichtigung aller aufgeführten Punkte wurde der Abstand zwischen der künstlichen Lichtquelle und dem Teleskop auf ungefähr 1000 Meter festgelegt. Sollte man unter diesen Umständen in den Aufnahmen mit der CCD-Kamera feststellen, dass die Lichtintensität auch für größere Entfernung ausreicht, so kann man bei weiteren Durchführungen des Experimentes den Abstand vergrößern, um die Qualität des Spots zu verbessern.



Abbildung 4.6: Foto des Fesselballons. Dieser hatte ein Füllvolumen von 7.5 m^3 und eine Nutzlast zwischen 3 und 4 kg auf Meereshöhe. Zu erkennen ist auch der UV-LED-Ring mit Elektronik und links davon der Vollmond.

Kapitel 5

Messungen und Auswertung

Beim Pierre Auger Experiment waren zur Zeit der Diplomarbeit die zwei Teleskopstationen Los Leones und Coihueco fertiggestellt. Es wurde beschlossen zuerst zwei Teleskope von Los Leones zu vermessen, die mit je 36 Spiegeln aus Karlsruhe bestückt sind. Die für das Experiment ausgesuchten Teleskope waren Teleskop Nummer drei und Nummer zwei, wobei das erstgenannte einen eingebauten Korrekturring hatte und das andere stattdessen eine Blende. Im Rahmen des Experimentes konnte wegen der außergewöhnlich schlechten Wetterbedingungen jedoch nur in einer Nacht gemessen werden. Daher wurden die optischen Eigenschaften nur von einem Teleskop untersucht (Los Leones: Teleskop Nummer drei). Dabei wurden Aufnahmen bei vier verschiedenen Ballonpositionen gemacht. Die Auswertung wird im vorliegenden Kapitel beschrieben.

Im ersten Abschnitt werden zunächst die vor Ort durchgeführten Vorbereitungen erläutert. Danach wird der Meßverlauf dargestellt und die verschiedenen Positionen des Ballons beschrieben.

Zur weiteren Auswertung der Spotaufnahmen wird eine Monte-Carlo-Simulation (MC-Simulation) benötigt. Eine kurze Erläuterung dieser eigens geschriebenen Software wird im zweiten Unterkapitel gegeben.

Die im dritten Teil durchgeführte Auswertung befasst sich mit der gemessenen Spotgröße und vergleicht diese mit Simulationen, die zu jeder Aufnahme durchgeführt wurden.

Im vierten Unterkapitel wird der Einfluss des PMT-Kameraschattens in den Spotaufnahmen untersucht. Dies geschieht wiederum durch Vergleich mit dazu durchgeführten Simulationen.

Der fünfte Abschnitt fasst zusammen, welche Spiegel des Teleskopes bei den Aufnahmen ausgeleuchtet wurden. Diese Ergebnisse basieren auf Simulationen zu jeder Ballonposition.

Im letzten Teil wird noch ein Ausblick gegeben, wie man die Position des Spots auf der PMT-Kamera anhand von GPS-Koordinaten der Lichtquelle überprüfen kann (sogenanntes Poiting). Es wird auch auf die dabei existierenden Unsicherheiten und deren Größe eingegangen.

5.1 Meßverlauf

Vor Beginn der Messungen waren am Teleskop einige Vorbereitungen durchzuführen. Zum Einen wurde die Ausrichtungen der einzelnen Spiegelsegmente mit einem Laser überprüft und gegebenenfalls korrigiert. Damit wurde sichergestellt, dass jedes Spiegelsegment seinen

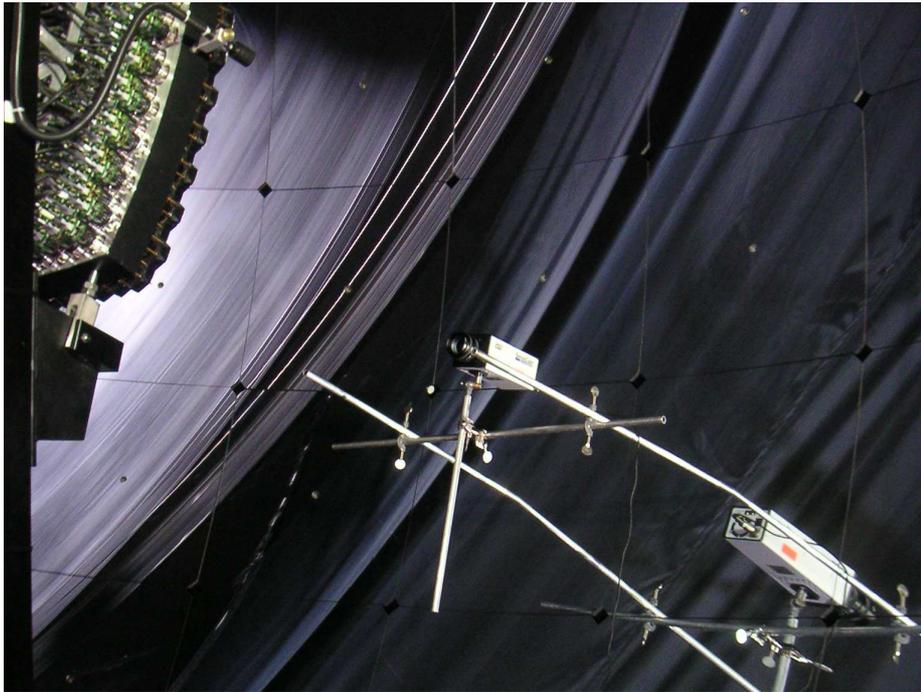


Abbildung 5.1: Die CCD-Kamera wurde mithilfe einer Stangenkonstruktion an den Spiegeln befestigt. Bei Bedarf muss die Position der Kamera verändert werden, damit sich der Spot wieder im Sichtfeld der Kamera befindet.

Brennpunkt im Radiuspunkt R des Teleskopes hatte.

Weiterhin wurde die CCD-Kamera mit einer speziellen Stangenkonstruktion an den Spiegeln befestigt. Mit dieser Kamera wurden dann die Aufnahmen des Spots gemacht. In Abbildung 5.1 ist ein Foto dieser Konstruktion zu sehen.

Da das Sichtfeld der CCD-Kamera nur einen Bruchteil der PMT-Kamera-Fläche beträgt, muss die CCD-Kamera ummontiert werden, sobald der Spot ausserhalb dieses Sichtfeldes gerät.

Außerdem wurden die Photomultiplier der PMT-Kamera mit Papier abgedeckt, da der Spot mit einer CCD-Kamera fotografiert wird, und nicht mit den Photomultipliern ausgelesen werden soll. Das verwendete gewöhnliche Druckerpapier wandelt das ankommende UV-Licht in sichtbares Licht um, und kann somit von der CCD-Kamera aufgenommen werden. Auf das Papier war die hexagonale Struktur der Photomultiplier aufgedruckt, um in den Aufnahmen einen Größenvergleich zu haben, die Position dieses gedruckten Rasters wurde jedoch nicht auf die Positionen der Photomultiplier ausgerichtet. Ein Foto von diesem Aufbau ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

Leider konnten aufgrund von ungewöhnlich schlechten Wetterbedingungen in den ersten Tagen keine Messungen durchgeführt werden. Am ersten Tag mit guten Wetter sorgte ein Kurzschluss in der Elektronik dafür, dass die empfindlichen Akkus zerstört wurden, so dass wiederum keine Messung möglich war. Im Laufe des nächsten Tages konnte die Elektronik repariert werden und die Akkus durch eine Parallel- und Serienschaltung von rund 20 Batterien ersetzt werden. Die in dieser Nacht gemachten Aufnahmen von Teleskop Nummer drei werden in diesem

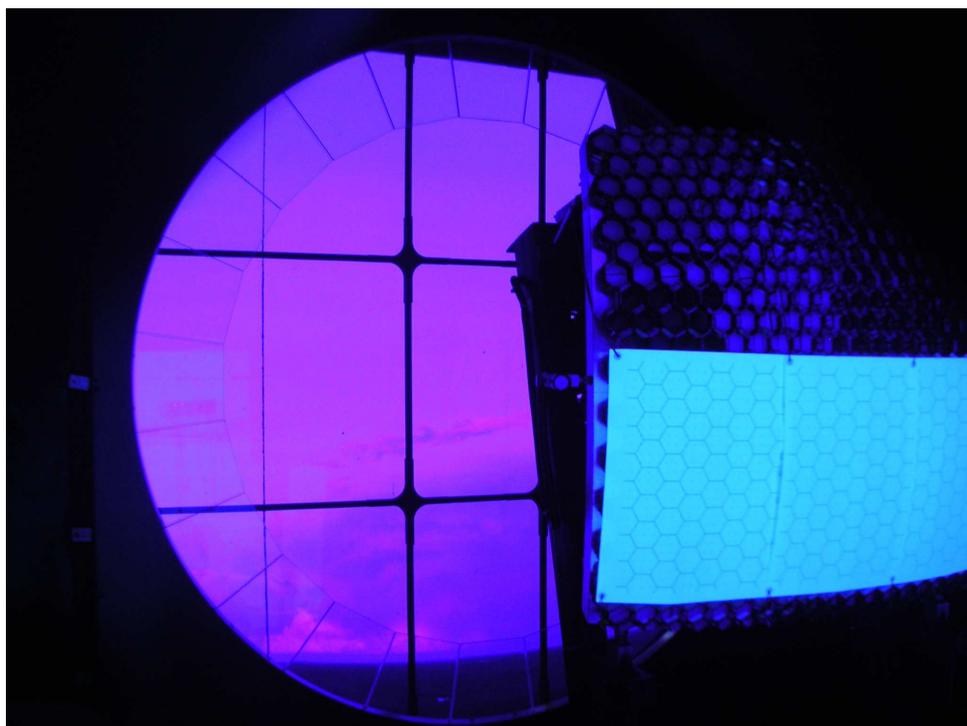


Abbildung 5.2: Die PMT-Kamera wurde mit Papier abgedeckt, um Aufnahmen mit der CCD-Kamera machen zu können. Die aufgedruckten Hexagons haben die Struktur der Photomultiplier und dienen als Größenvergleich in der Aufnahme. Die Aufnahme fand bei geöffnetem Shutter statt.

Kapitel vorgestellt und ausgewertet. In der letzten Nacht der Meßschicht musste die Messung aufgrund eines aufziehenden Gewitters abgebrochen werden.

Eine Stunde vor Einbruch der Dunkelheit wurde mit dem Aufbau begonnen und ein Netz über dem Boden gespannt, um eine Art Bett für den Ballon zu bauen, auf dem dieser mit Helium befüllt wurde.

Nach Sonnenuntergang wurde eine meteorologische Radiosonde mit GPS (Global Positioning System) initialisiert und mit dem UV-LED-Ring zusammen mit zugehöriger Elektronik am Ballon befestigt. Die GPS-Sonde stand im ständigen Funkkontakt zur meteorologischen Bodenstation im Teleskopgebäude, so dass man immer wusste, wo und in welcher Höhe sich der Ballon befand. Anhand dieser GPS-Koordinaten konnte man mit einer selbstprogrammierten Software ausrechnen lassen, an welcher Stelle auf der PMT-Kamera der Spot sein wird und danach die CCD-Kamera dementsprechend ausrichten. Die Kamera wird von einem Computer in einem Nebenzimmer über ein Lichtleitkabel gesteuert. Da es nur möglich ist an diesem Rechner eine Bildvorschau zu erhalten, musste sowohl das Ausrichten der Kamera, als auch das Scharfstellen des Objektivs auf Zuruf geschehen, wodurch das Umpositionieren der Kamera recht mühsam war.

Während der Messung befanden sich einige Kollegen im Teleskopgebäude, die dafür zuständig waren die Aufnahmen zu machen, die CCD-Kamera im Bedarfsfalle umzubauen und die Bo-

denstation der GPS-Sonde zu überwachen. Eine weitere Gruppe war am Startplatz in der Pampa und steuerte die Elektronik mithilfe der Fernbedienung und bediente die Seilwinde. Diese musste dann, um die Position des Ballons zu verändern, auf der Ladefläche eines Pick-Ups bewegt werden.

Die Koordination zwischen Auslösen der CCD-Kamera und Auslösen des Lichtpulses wurde über Sprechfunk sichergestellt. Dabei wurde die Belichtungszeit der CCD-Kamera auf einige Sekunden gestellt und auf Zuruf gestartet. Eine Sekunde später erfolgte ein Zuruf an die Person mit der Fernbedienung, die den Lichtpuls daraufhin auslöste.

5.1.1 Positionen des Fesselballons

Wie oben beschrieben, ist es möglich die Position des Ballons zu verändern. Dies wurde auch mehrmals vorgenommen, um verschiedene Bereiche des Teleskopes zu untersuchen. Denn je nach Position der Lichtquelle werden unterschiedliche Spiegel getroffen. Weiterhin war zeitweise auch der Mond im Sichtfeld des Teleskopes und erzeugte einen deutlich helleren Spot als die künstliche Lichtquelle. Somit musste die Position des Ballons verändert werden, damit die Aufnahmen mit der Lichtquelle nicht mehr gestört wurden. Da der Mond nicht als punktförmig angesehen werden kann (Größe $\sim 0.5^\circ$), ist der dadurch erzeugte Spottedurchmesser viel zu groß, um aussagekräftige Aufnahmen machen zu können.

Der Ballon wurde auf vier verschiedene Positionen gebracht, wobei an jeder Position mehrere Aufnahmen gemacht wurden. Die jeweils beste Aufnahme wird weiter ausgewertet.

Über die GPS-Sonde war die Position des Ballons bei jeder Aufnahme bekannt. Die Bodenstation dieser GPS-Sonde gab die Koordinaten wie folgt an:

- Azimutwinkel α zwischen der Geraden, die von der Bodenstation aus nach Norden zeigt, und der Sonde
- Elevationwinkel ϵ zwischen der Bodenstation und der Sonde
- Höhendifferenz h zwischen der Bodenstation und der Sonde
- Entfernung d der Sonde zur Bodenstation.

Zur Illustration der gegebenen Größen siehe Abbildung 5.3.

Im Anhang A.1 ist ein einzelner Screenshot der Bodenstation zu sehen. In dieser Abbildung kann man erkennen, wie die GPS-Koordinaten jeweils abgelesen wurden.

In Tabelle 5.1 sind die zu jedem Zeitpunkt ermittelten GPS-Koordinaten aufgelistet und mit einer Nummer versehen.

5.2 Geant4-Simulationen

Eine genaue Untersuchung der Spotaufnahmen erfordert die Kenntnis über die ideale Spotform. Daher wurde eine spezielle Simulationssoftware geschrieben, in der ein ideal aufgebautes Teleskop vorausgesetzt wurde. Die Spotform ist abhängig von der jeweiligen Position der

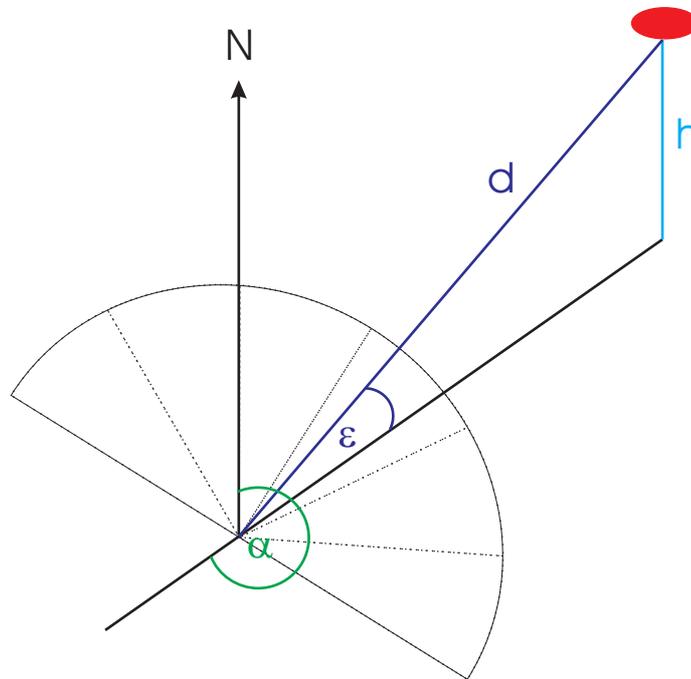


Abbildung 5.3: Die Bodenstation befand sich im Teleskopgebäude und gab die GPS-Koordinaten der Sonde in Azimutwinkel α , Elevationwinkel ϵ , Höhe h und Entfernung d an.

ID	Zeitpunkt [h.m.s]	Azimuthwinkel α [°]	Elevationswinkel ϵ [°]	Höhe h [m]
1	24.32	215.67	25.82	405
2	31.50	215.01	24.75	375
3	1.05.56	226.02	16.52	321
4	1.14.37	225.70	26.7	443

Tabelle 5.1: Die zu den Aufnahmen zugehörigen GPS-Koordinaten. Die angegebene Höhe gilt zur Bodenstation und nicht zum Startplatz. Dieser liegt für Los Leones rund 40 Meter unterhalb der Bodenstation, die sich im Teleskopgebäude befindet. Die Entfernung d wurde nicht mit aufgeführt, da die aufgeführten GPS-Koordinaten zur Ortsbestimmung ausreichen.

künstlichen Lichtquelle. Daher wurde die Simulationssoftware so geschrieben, dass man die GPS-Koordinaten der Lichtquelle eingeben kann, um zu jeder Aufnahme eine zugehörige ideale Spotform zu ermitteln. Diese dient dann zum Vergleich mit der jeweiligen CCD-Kamera-Aufnahme.

Die Simulationssoftware wurde basierend auf den Geant4-Klassen [28] geschrieben. Dabei ist es zuerst nötig, den vollständigen Aufbau des Teleskops zu beschreiben. Anhand der eingegebenen GPS-Koordinaten wird eine Lichtquelle an der entsprechenden Position platziert, die mithilfe eines Zufallszahlengenerators isotropes Licht erzeugt. Die auf das Teleskop treffenden Lichtstrahlen werden am Spiegel reflektiert und treffen dann auf die PMT-Kamera. Dort werden sie detektiert und die jeweilige Position auf der PMT-Kamera in ein ASCII-File geschrieben. Eine grafische Darstellung des Teleskopaufbaus in diesem sogenannten Raytracing-Programm ist in Abbildung 5.4 zu sehen.

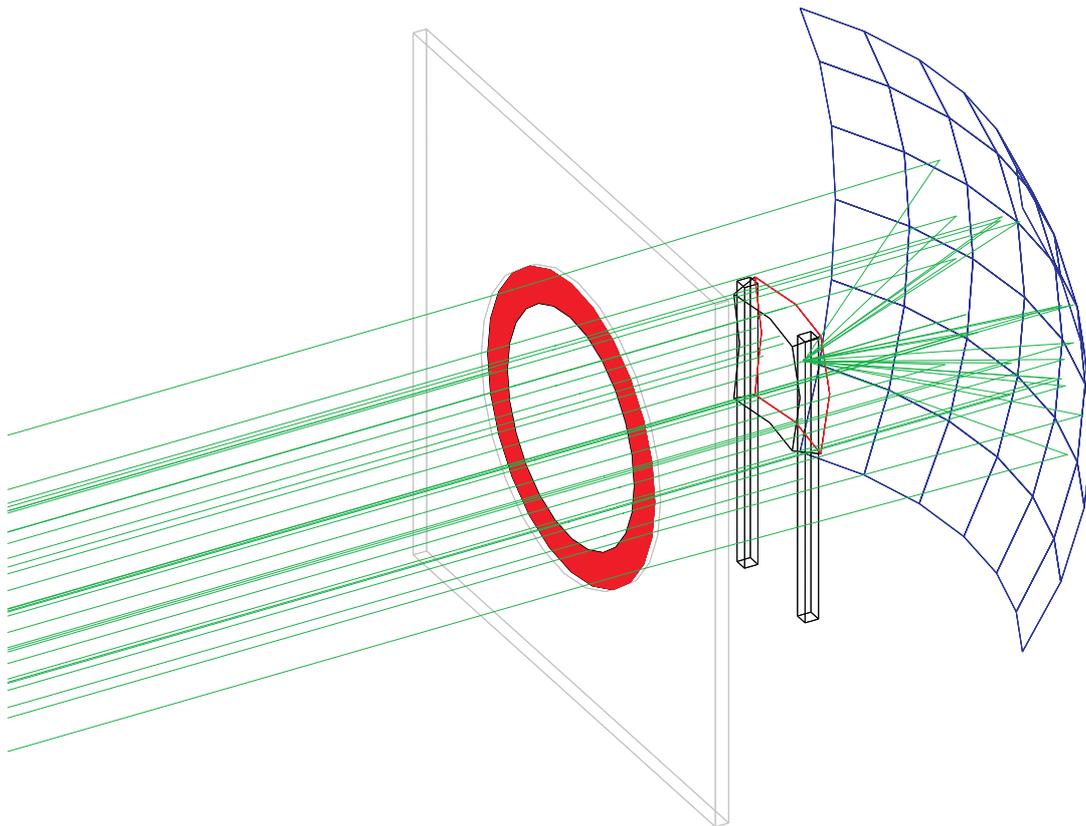


Abbildung 5.4: Grafische Darstellung des Teleskopaufbaus im Simulationsprogramm. Die einzelnen ankommenden Lichtstrahlen sind in grün dargestellt. Sie werden am Spiegel reflektiert und treffen dann auf die PMT-Kamera. Der rote Kreis stellt den Korrekturring dar.

5.3 Größe des Spots

Zur Ermittlung der Spotgröße wurde zunächst die Aufnahme Nummer 3 herangezogen (vergleiche Tabelle 5.1). Diese Aufnahme hat zum Einen den Vorteil, dass der Spot ziemlich genau in der Mitte der PMT-Kamera lag. Weiterhin ist der Spot in dieser Aufnahme nicht verschmiert, sondern man kann in der zugehörigen Abbildung 5.5 deutlich die Struktur des Spots erkennen. Der Grund hierfür ist, dass sich der Ballon während der Belichtungszeit kaum im Wind bewegt hat. Damit lassen sich die Grenzen des Spots und somit auch seine Größe leicht ermitteln.

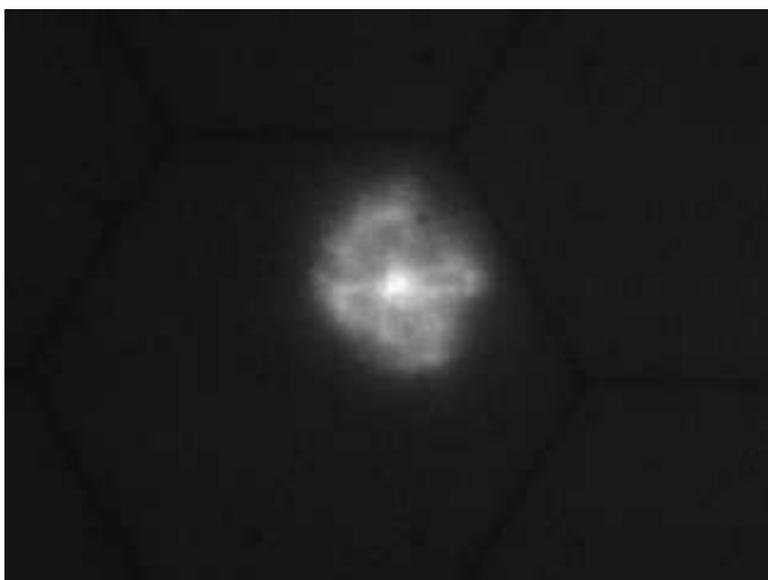


Abbildung 5.5: Ausschnitt der Spotaufnahme Nummer 3, die Struktur des Spots ist in dieser Aufnahme gut erkennbar. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der sich Ballon bei dieser einsekündigen Aufnahme nicht deutlich im Wind bewegt hat und somit lässt sich der Spotdurchmesser bei dieser Aufnahme relativ einfach ermitteln. Die Gesamtaufnahme ist im Anhang B.1 dargestellt.

In Abbildung 5.6 ist dieselbe Aufnahme nochmals dargestellt, diesmal wurden die Rohdaten mit einem eigens geschriebenen ROOT-Makro ausgelesen und ein Kreis um den Spot gelegt. Die Einheiten in dieser Darstellung sind die Pixel der CCD-Kamera. Die CCD-Kamera hat insgesamt eine Auflösung von 640x480 Pixeln. In der dargestellten Abbildung, sowie auch in den folgenden sind jeweils nur kleine Ausschnitte der Aufnahmen dargestellt.

Der Radius des eingezeichneten Kreises wurde mithilfe von Abbildung 5.7 bestimmt. In dieser Abbildung sind die Graustufenwerte nach Abzug des Untergrundes in Abhängigkeit vom Abstand zum Spotmittelpunkt dargestellt. Gesucht war der Abstand zum Spotmittelpunkt, bei dem 95% des Gesamtintegrals erreicht sind. Wie in dieser Abbildung erkennbar, war dies bei einem Abstand von 42 Pixeln der Fall. Da der von der CCD-Kamera zugewiesene Graustufenwert abhängig von der gesammelten Photonenzahl ist, liegen somit auch 95% der Photonen innerhalb des in Abbildung 5.6 eingezeichneten Kreises.

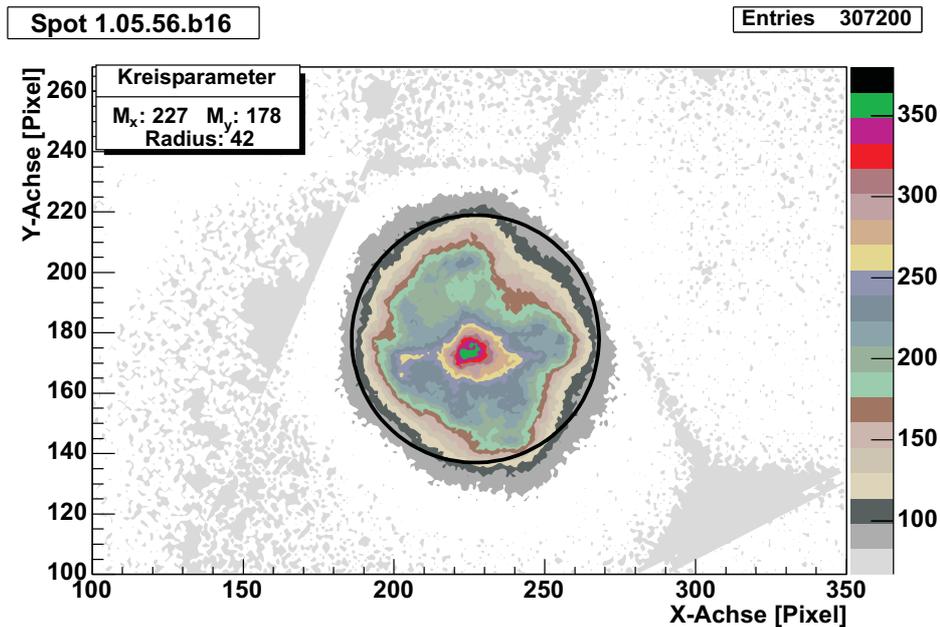


Abbildung 5.6: Ausschnitt aus Abbildung 5.5, ausgelesen mit einem ROOT-Makro. Die Einheiten sind die Pixelnummern der CCD-Kamera. Der eingezeichnete Kreis dient der Ermittlung des Spotdurchmessers. Unter Berücksichtigung des Untergrundes befinden sich 95% der Photonen innerhalb des Kreises. Die Farbcodierung entspricht einer von der CCD-Kamera zugewiesenen Graustufe.

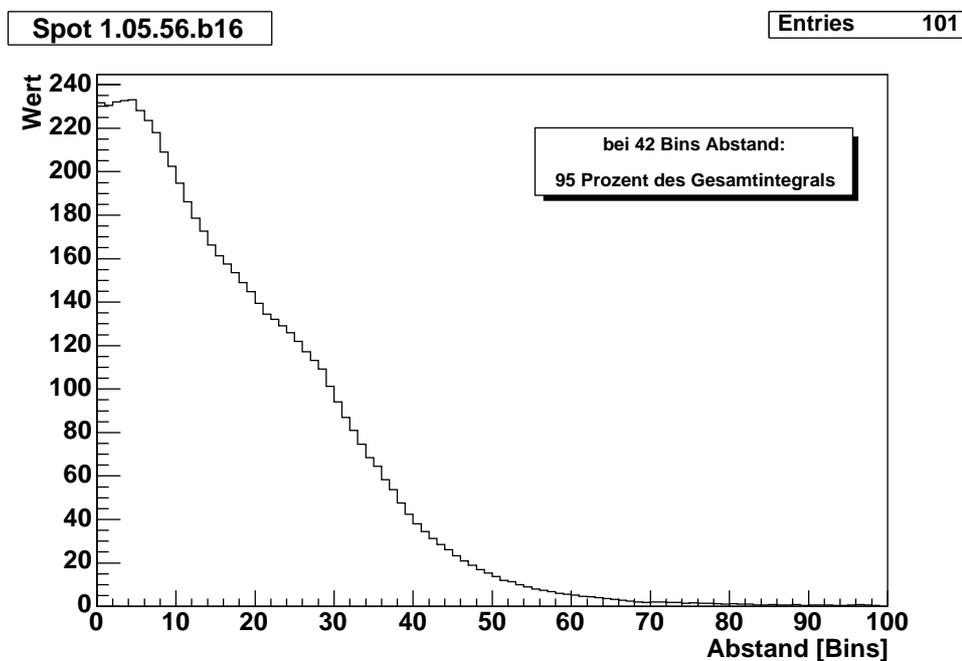


Abbildung 5.7: Die Größe des Spotradiuses wurde so bestimmt, dass 95% der Photonen innerhalb des in Abbildung 5.6 eingezeichneten Kreises liegen sollten.

Es gilt nun herauszufinden, wie groß dieser Radius von 42 Pixeln in Millimeter ist. Dies wurde anhand von Abbildung 5.8 bestimmt.

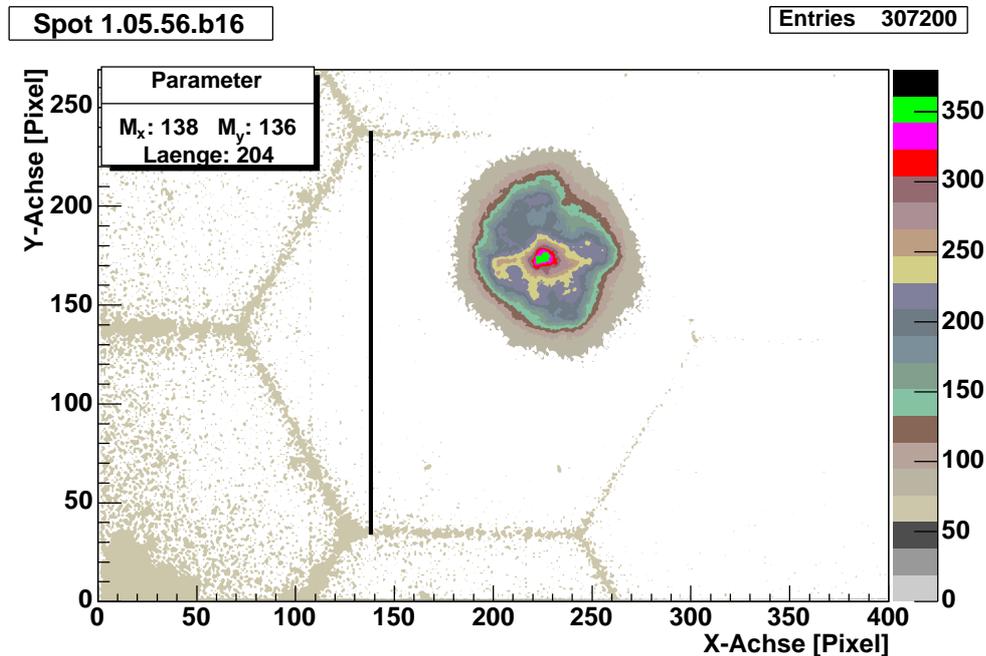


Abbildung 5.8: Relation zwischen metrischer Länge und Pixel der CCD-Kamera. Der vertikale Strich hat eine Länge von einem Hexagon, was 45 Millimetern entspricht. Diese Länge ist äquivalent zu 204 Pixeln der CCD-Kamera.

Ein einzelnes Hexagon hat dabei eine Länge l von 204 Pixeln. Misst man diese Strecke auf dem Papier mit einem Lineal ab, so erhält man hierfür eine Länge L von 45 Millimetern. Damit ergibt sich für den Spotradius R_{real} eine Größe von:

$$R_{real} = r \cdot \frac{L}{l} = 42 \cdot \frac{45 \text{ mm}}{204} \quad (5.1)$$

$$= 9.3 \text{ mm} \quad (5.2)$$

Dies entspricht nach Gleichung 3.32 einem Spotdurchmesser von:

$$\theta_{real} = 2 \cdot \arctan \left(\frac{R_{real}}{Z_s} \right) = 2 \cdot \arctan \left(\frac{9.3 \text{ mm}}{1742 \text{ mm}} \right) \quad (5.3)$$

$$= 0.61^\circ. \quad (5.4)$$

Wie in Kapitel 3.3 erläutert, vergrößert sich der Spotdurchmesser, da sich die Lichtquelle in endlicher Entfernung zum Teleskop befindet. Dort wurde eine Formel hergeleitet, die die maximale Spotgröße bei einer gegebenen Entfernung berechnet. Um die optischen Eigenschaften des Teleskopes zu überprüfen, benötigt man jedoch den exakten Spotdurchmesser bei einer gegebenen Entfernung. Dies erfolgt mit der in Kapitel 5.2 beschriebenen Simulationssoftware, indem ein

idealer Spot simuliert wird und anhand diesem Ergebnis der Spotdurchmesser bestimmt wird. Als Anfangskordinaten werden die von der Bodenstation übermittelten GPS-Koordinaten der Sonde verwendet. Der zu den Bedingungen von Aufnahme Nummer 3 simulierte Spot ist in Abbildung 5.9 dargestellt.

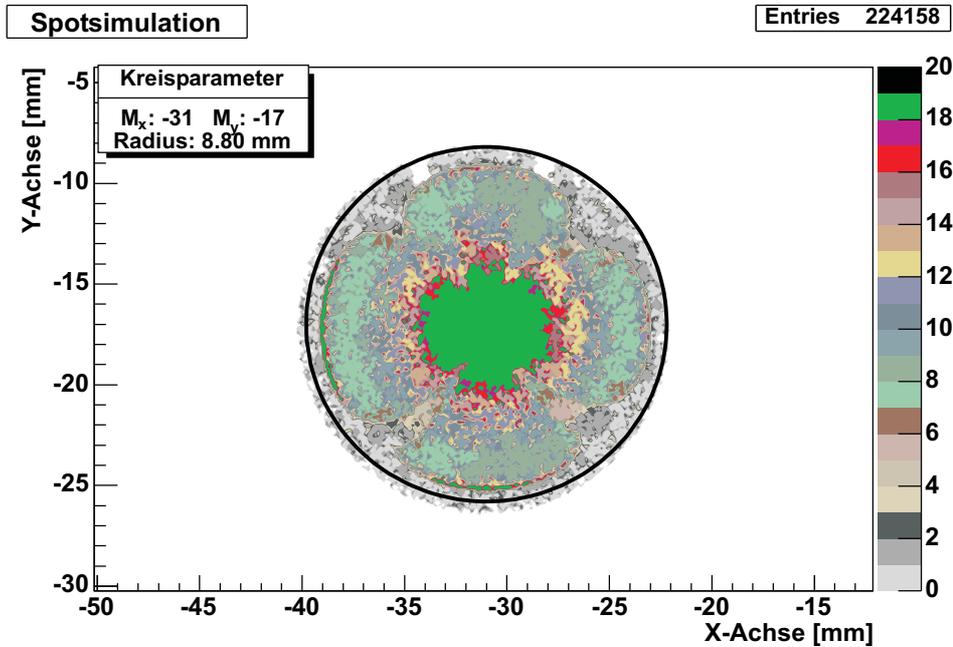


Abbildung 5.9: Simulation zur Ermittlung der optimalen Spotgröße bei gegebenen Koordinaten des Ballons bei Aufnahme Nummer 3. Die Einheiten der Achsen sind in Millimetern und der Ursprung liegt im Mittelpunkt der PMT-Kamera. Die Farbcodierung entspricht dabei der gesammelten Photonenzahl pro Bin.

In dieser Abbildung sind die Einheiten der Achsen in Millimetern angegeben und der Ursprung liegt im Mittelpunkt der PMT-Kamera. Die Farbcodierung entspricht dabei der gesammelten Photonenzahl pro Bin. Beides gilt für alle Abbildungen, in denen die Spotform simuliert wurde. Dies gilt allerdings nicht für die Abbildungen, in denen die Spotaufnahmen der CCD-Kamera dargestellt werden. Bei diesen Abbildungen entspricht der jeweilige Wert eines Pixels einem von der CCD-Kamera zugewiesenen Wert. Da diese eine 12-Bit Kamera ist, weist diese jedem Pixel einen Wert zwischen 0 und 4095 zu. Der zugewiesene Wert entspricht dabei einem Graustufenwert und nicht der gesammelten Photonenzahl.

Wie in der Abbildung 5.9 zu erkennen ist, beträgt der ideale Spotradius bei dieser Position $R_{sim} = 8.80$ mm. Damit ergibt sich wiederum mit Gleichung (3.32) ein Spotdurchmesser θ_{sim} von:

$$\theta_{sim} = 2 \cdot \arctan\left(\frac{R_{sim}}{Z_s}\right) = 2 \cdot \arctan\left(\frac{8.8 \text{ mm}}{1742 \text{ mm}}\right) \quad (5.5)$$

$$= 0.58^\circ. \quad (5.6)$$

Somit weicht der gemessene Wert θ_{real} vom simulierten Wert θ_{sim} um 5.3% ab.

Die gemessene Spotgröße weicht damit nicht deutlich von der idealen Spotgröße ab. Daraus lässt sich schließen, dass die Qualität des Teleskopaufbaus sehr gut ist.

Durch die Geant4-Simulation war es weiterhin möglich zu ermitteln, welche Spiegelemente bei dieser Ballonposition Licht reflektieren. Eine relative Häufigkeitsverteilung pro Spiegelement ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

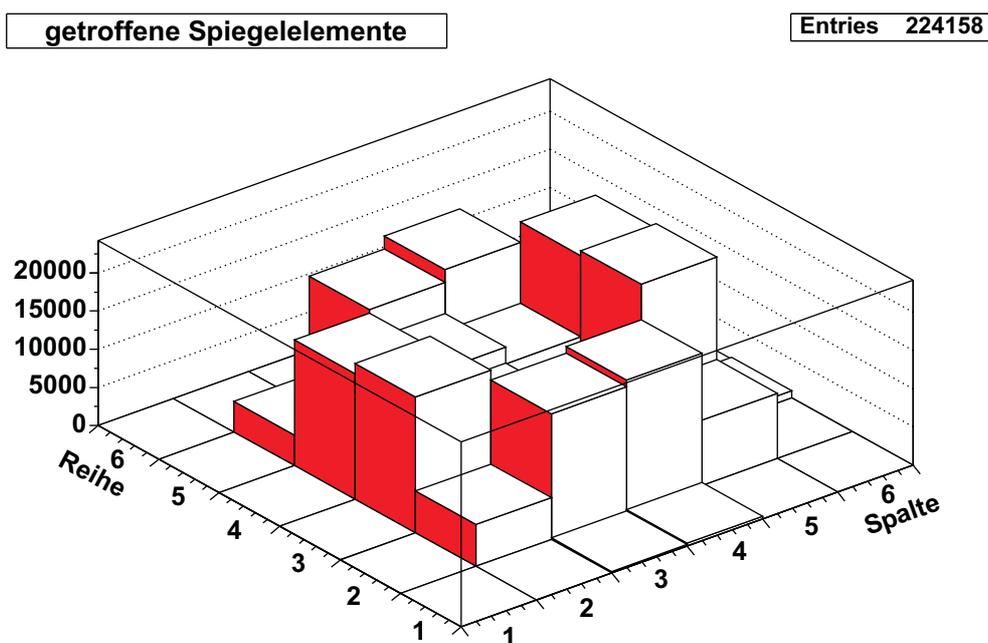


Abbildung 5.10: Simulation der getroffenen Spiegelemente bei Aufnahme Nummer 3.

Dass die mittleren Spiegelemente weniger getroffen werden, ist auf den Schatten der PMT-Kamera zurückzuführen (siehe Kapitel 5.4)

Bei den drei anderen Positionen des Ballons wurden weitere Teile des Teleskopes ausgeleuchtet und teilweise reflektierten andere Spiegel das einfallende Licht auf die PMT-Kamera. Im Anhang B sind für jede Ballonposition folgende Abbildungen dargestellt:

- Spotaufnahme mit eingezeichnetem Kreis, um den Spotradius zu ermitteln.
- Darstellung eines Hexagons um eine Relation zwischen metrischer Länge und Pixel der CCD-Kamera zu erhalten. Da die CCD-Kamera zwischen den Aufnahmen umgebaut werden musste, kann sich auch deren Abstand zur PMT-Kamera ändern. Damit ändert sich auch die Größe eines Hexagons in der Aufnahme.
- Simulation des Spots bei der jeweiligen Position mit eingezeichnetem Kreis, um die optimale Spotgröße zu bestimmen.
- Simulation der relativen Häufigkeitsverteilung der getroffenen Spiegelemente.

Anhand dieser Abbildungen wurde wie oben beschrieben die jeweilige Spotgröße ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

ID	Spotgröße $\theta_{\text{real}} [^\circ]$	Spotgröße $\theta_{\text{sim}} [^\circ]$	Abweichung $a [\%]$
1	0.59	0.53	10.3
2	0.58	0.54	7.2
3	0.61	0.58	5.3
4	0.58	0.53	10.3

Tabelle 5.2: Ermittlung der Spotgrößen bei verschiedenen Ballonpositionen. Die zugehörigen Abbildungen sind im Anhang B aufgeführt.

Die Messergebnisse stimmen mit den Simulationen bei diesen drei Aufnahmen nicht so gut überein, wie in dem exemplarisch ausführlich dargestellten Fall. Dies ist damit zu begründen, dass die Qualität der Spotaufnahmen in diesen Fällen nicht so gut war. Bewegungen des Ballons können zu einer Verschmierung des Spots führen und damit auch zu einer Vergrößerung der gemessenen Spotgröße.

5.4 Schatten der PMT-Kamera

Um den Einfluss des PMT-Kameraschattens auf die Struktur des Spots untersuchen zu können, ist die Kenntnis über die Spotform ohne diesen Schatten notwendig. Diese Spotform wurde für die Ballonposition Nummer 3 durch eine Simulation ermittelt und ist in Abbildung 5.11 dargestellt.

Vergleicht man diese Abbildung mit Abbildung 5.9, so kann man die Unterschiede und damit den Einfluss des PMT-Kameraschattens erkennen. Um einen direkten Vergleich zu ermöglichen, wurden beide in diesen Abbildungen dargestellten Histogramme jeweils mit 224.158 Photonen gefüllt und bei der Darstellung die gleiche Farbcodierung bis zum Wert 20 eingestellt. Während die Simulation ohne Schatten einen kreisförmigen Spot darstellt, sind in der anderen Simulation Abweichungen dazu zu sehen. Betrachtet man nun die Spotaufnahme in Abbildung 5.6, so erkennt man ebenfalls Abweichungen zu dem eingezeichneten Kreis. Diese Abweichungen haben eine ähnliche Struktur, wie die Unterschiede zwischen den beiden simulierten Spots in den Abbildungen 5.9 und 5.11. Damit kann man darauf schließen, dass die Abweichungen zum Kreis in der Spotaufnahme auf den Einfluss des PMT-Kameraschattens zurückzuführen sind.

Wie man zudem in Abbildung 5.10 erkennen kann, werden die mittleren Spiegel nicht getroffen. Vergleicht man diese Simulation mit einer, in der die PMT-Kamera weggelassen wurde (siehe Abbildung 5.12), so erkennt man, dass diese Spiegel aufgrund des PMT-Kameraschattens nicht getroffen werden.

Aus geometrischen Gründen ist die Spotform ohne den Schatten der PMT-Kamera für alle Positionen der Lichtquelle nahezu gleich (vergleiche Kapitel 2.2.1). Daher kann man den in

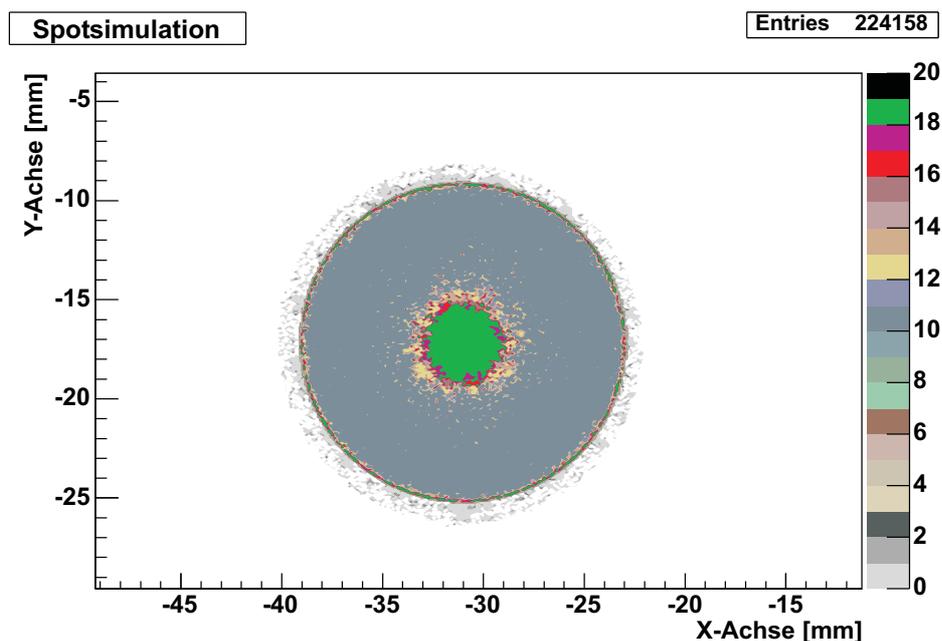


Abbildung 5.11: Simulation der Spotform ohne PMT-Kameraschatten für die Aufnahme Nummer 3. Die Einheiten der Achsen sind in Millimetern und haben ihren Ursprung im Mittelpunkt der PMT-Kamera. Da in Abbildung 5.9 224.158 Photonen ins Histogramm gefüllt wurden, wurde in dieses Histogramm die gleiche Anzahl an Photonen genommen. Aufgrund der gleichen Wahl der Farbcodierung beider Histogramme sind diese beiden direkt miteinander vergleichbar.

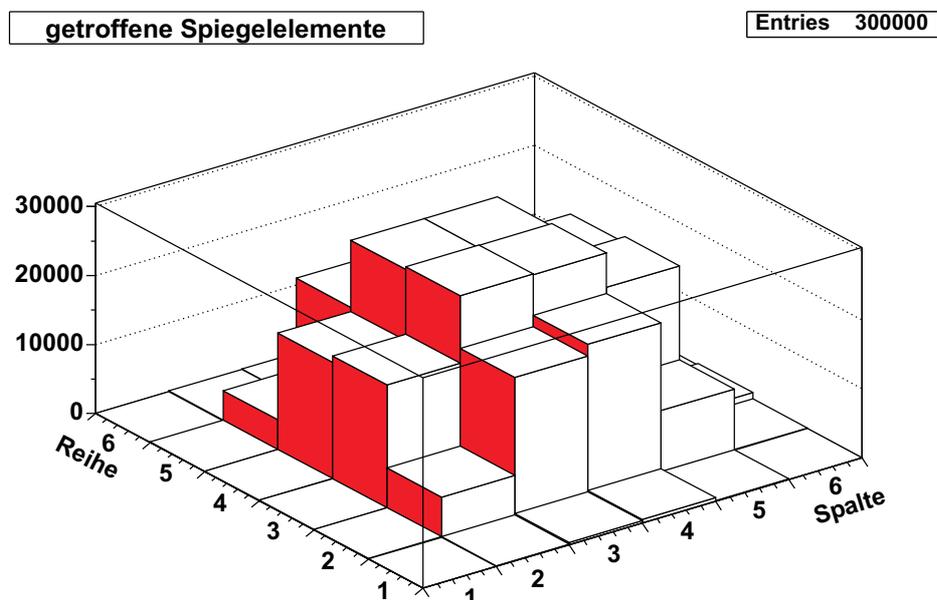


Abbildung 5.12: Getroffene Spiegel ohne PMT-Kameraschatten im Vergleich zu Abbildung 5.10 bei Spotaufnahme Nummer 3.

Abbildung 5.11 gezeigten simulierten Spot auch für die anderen Aufnahmen als Vergleich heranziehen. Die Simulationen mit und ohne PMT-Kamera zeigen direkt den Einfluss dieser Kamera, da der Spot bei Berücksichtigung der Kamera seine ideale Kreisform verliert. Die jeweiligen Abbildungen sind im Anhang B aufgeführt.

Für die Simulation in Abbildung 5.9 wurden 300.000 Photonen erzeugt, von denen, wie in dieser Abbildung abzulesen ist, 224.158 Photonen auf die PMT-Kamera trafen. Der Rest wurde durch die PMT-Kamera absorbiert. In Abbildung 5.13 ist nochmals eine Simulation ohne den PMT-Kameraschatten dargestellt, wobei hier wiederum 300.000 Photonen erzeugt wurden, die alle die PMT-Kameraoberfläche erreichen. Somit werden durch die PMT-Kamera bei dieser Ballonposition

$$a = \frac{300.000 - 224.158}{300.000} \approx 25\% \quad (5.7)$$

der Photonen absorbiert.

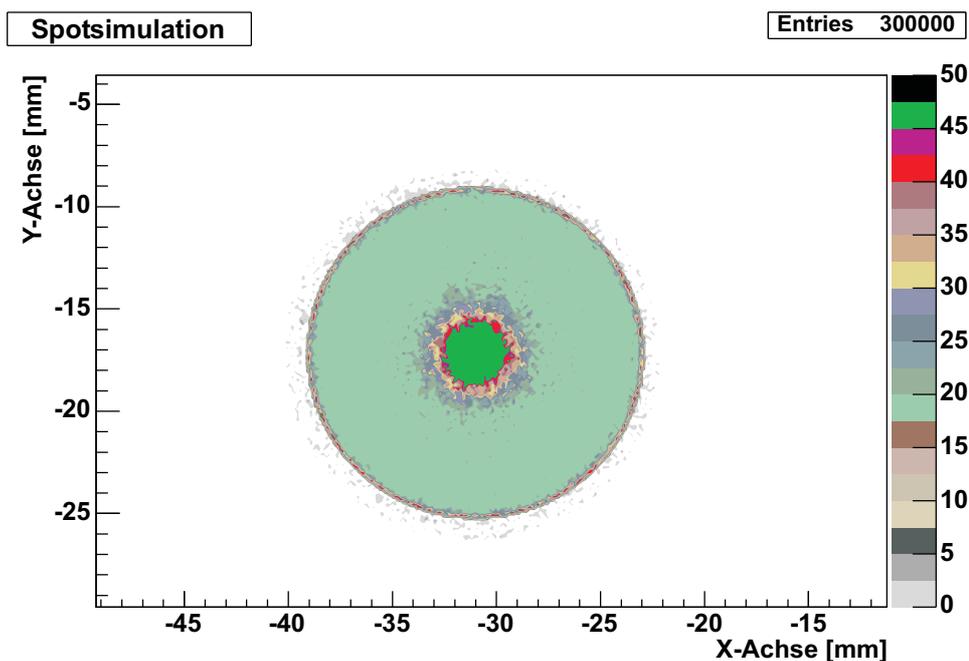


Abbildung 5.13: Simulation der Spotform ohne PMT-Kameraschatten für die Spotaufnahme 3. In dieser Abbildung wurden ebenso wie in Abbildung 5.9 300.000 Photonen erzeugt. Während in obiger Abbildung davon 224.158 auf die PMT-Kamera treffen, kommen ohne PMT-Kameraschatten alle 300.000 erzeugten Photonen an. Damit werden durch die PMT-Kamera rund 25% der Photonen abgeschattet.

Für die anderen Spotaufnahmen wurde die prozentuale Absorption durch die PMT-Kamera auf dieselbe Methode bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 aufgelistet.

ID	Photonenzahl mit PMT-Kamera	Photonenzahl ohne PMT-Kamera	Abdeckung [%]
1	210.477	300.000	30
2	211.434	300.000	30
3	224.158	300.000	25
4	211.788	300.000	29

Tabelle 5.3: Zu jeder Spotaufnahme wurde bestimmt, wieviel Prozent der Photonen die PMT-Kamera absorbiert. Dazu wurde jeweils eine Simulation mit und eine ohne PMT-Kameraschatten mit je 300.000 generierten Photonen durchgeführt und miteinander verglichen.

5.5 Untersuchte Positionen im optischen System

Der Ballon wurde im Rahmen der Messung auf vier verschiedene Positionen gebracht. Damit ergaben sich vier Spots an verschiedenen Positionen auf der PMT-Kamera, abhängig von der jeweiligen Position des Ballones. Die jeweilige Positionen der einzelnen Spotaufnahmen sind in Abbildung 5.14 markiert.

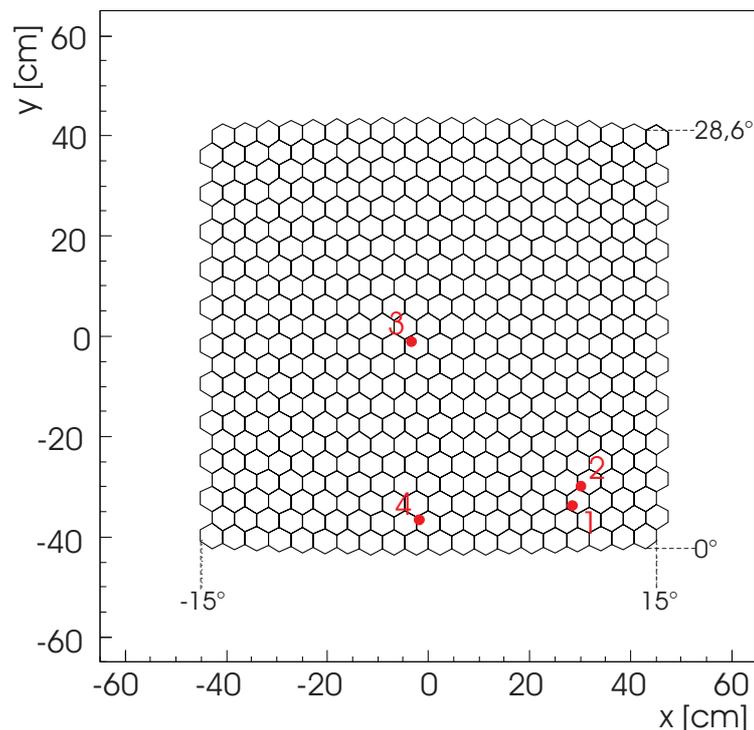


Abbildung 5.14: Die Positionen der 4 Spots auf der PMT-Kamera während der Aufnahmen.

Damit ist zu erkennen, dass sich der Ballon nur in einem kleinen Teil des Sichtfeldes des Teleskopes befand. Dies hat zu Folge, dass nur ein Teil des Teleskopes im Rahmen dieser Messung untersucht werden konnte.

Zu jeder Ballonposition wurde eine Simulation durchgeführt, welche Spiegel getroffen wurden. Die entsprechenden Darstellungen sind in Abbildung 5.10 und im Anhang B aufgeführt. Betrachtet man alle diese Abbildungen, so kann man erkennen, dass für die vier verschiedenen Ballonpositionen zwar der Großteil (24 von 36 Stück), aber nicht alle Spiegel ausgeleuchtet wurden (siehe Abbildung 5.15). Dies müßte in einer weiteren Messreihe nachgeholt werden.

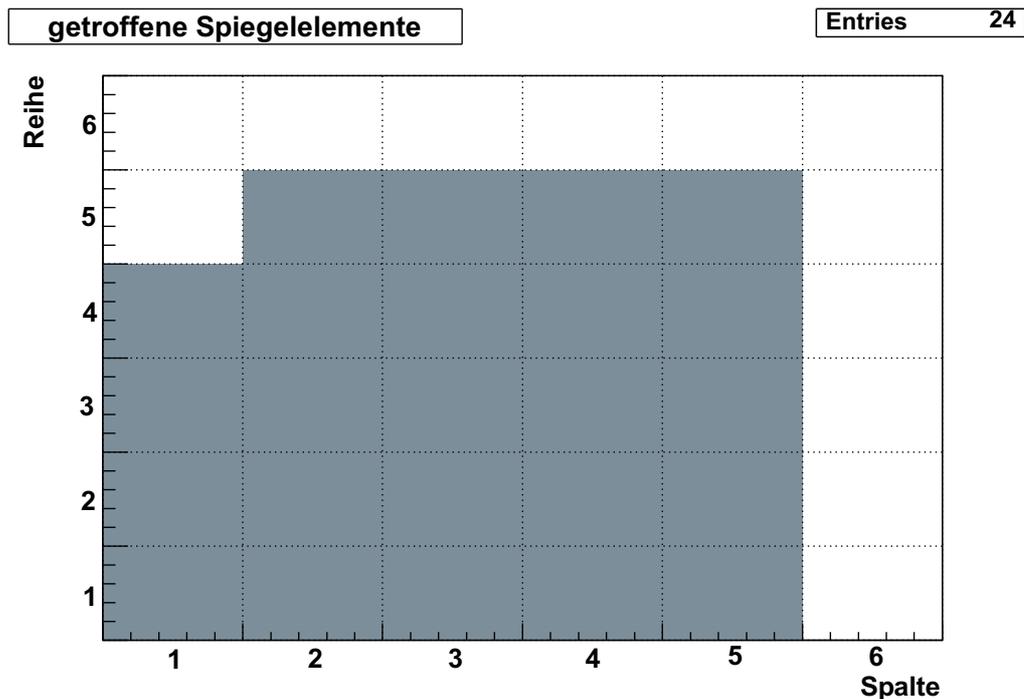


Abbildung 5.15: Darstellung der bei allen vier Ballonposition ausgeleuchteten Spiegeln.

5.6 Ausblick: Überprüfen der Spotposition

Mithilfe der künstlichen Lichtquelle wäre eine Überprüfung der Position und Ausrichtung der PMT-Kamera möglich. Die Überprüfung der Spotposition auf der PMT-Kamera (sogenanntes Pointing) war durch den gegebenen Messaufbau jedoch nicht möglich. Da die Position der Lichtquelle über GPS bekannt ist, lässt sich damit die erwartete Position des Spots auf der PMT-Kamera simulieren. Doch ist es aus den Aufnahmen der CCD-Kamera nicht möglich, die Position des Spots auf der mit Papier abgehängten PMT-Kamera zu ermitteln, da auf diesem Papier keine Ortsinformationen aufgetragen waren.

Würde man auf das Papier Ortsinformationen anbringen, und das Papier entsprechend auf der PMT-Kamera ausrichten, so könnte man die exakte Position des Spots auf der PMT-Kamera erschließen. Um die Ausrichtung der PMT-Kamera zu überprüfen, ist allerdings noch die exakte Ballonposition notwendig. Über die GPS-Koordinaten der meteorologischen Sonde ist die Position des Ballons bekannt, doch haben diese Koordinaten eine Unsicherheit von bis zu 20 Metern.

Diese Unsicherheit wirkt sich auch auf die erwartete Position des Spots auf der PMT-Kamera aus. Bei einem Abstand der Lichtquelle zum Teleskop von 1000 Metern kann somit die Spotposition auf der PMT-Kamera nur noch mit einer Unsicherheit von rund 45 Millimetern angegeben werden.

Eine weitere Unsicherheit ist darauf zurückzuführen, dass die Sonde nur alle 8 Sekunden ein Signal sendet. Somit existiert zum Zeitpunkt einer Aufnahme oft kein GPS-Signal, sondern es muss auf eine gewichtete Interpolation der nächstliegenden Signale zurückgegriffen werden. Eine Ermittlung der Spotpositionen auf der PMT-Kamera bei zwei aufeinander folgenden GPS-Signalen ergab einen Unterschied von bis zu 40 Millimetern untereinander, bei einem Abstand von rund 1000 Metern zwischen Sonde und Teleskop.

Betrachtet man diese beiden Unsicherheiten, so lässt sich aus den GPS-Signalen die erwartete Spotposition nur mit einer Unsicherheit von 85 Millimetern ($\hat{=} 2.5^\circ$) angeben. Diese Unsicherheit spielt zwar für die vorliegende Auswertung der Messergebnisse keine Rolle, doch ist solch eine Unsicherheit im Falle des Pointings zu groß.

Eine Verbesserung der Auflösung lässt sich am einfachsten durch eine Vergrößerung des Abstandes der Lichtquelle zum Teleskop erreichen. Z.B. würde sich die Unsicherheit auf $\sim 1.3^\circ$ halbieren, bei einer Verdoppelung des Abstandes auf 2000 Meter. Weiterhin könnte man die Position des Ballons mithilfe eines Theodoliten genauer bestimmen, um damit die Unsicherheiten in der Ballonposition zu reduzieren.

Kapitel 6

Ergebnisse aus Simulationen

Die Auswertung der Spotaufnahmen erforderte das Schreiben einer Software, die den Spot für verschiedene Positionen der künstlichen Lichtquelle simuliert. Mit dieser in Kapitel 5.2 beschriebenen Software, ist es zusätzlich möglich weitere Eigenschaften des Teleskopes zu untersuchen.

Der erste Abschnitt befasst sich mit dem Einfluss des Korrekturrings auf den Spot. Dazu wird der Spot sowohl mit, als auch ohne Korrekturring simuliert. Weiterhin wird dieser Einfluss noch für verschiedene Positionen der künstlichen Lichtquelle untersucht. Im zweiten Teil wird die Position der Photomultiplier-Kamera leicht verändert und aus der idealen Position gebracht. Dies hat direkte Auswirkungen auf die Spotgröße, die hier weiter untersucht werden.

6.1 Einfluss des Korrekturrings

Der Einfluss des Korrekturrings auf den Spot ist abhängig von der Position der Lichtquelle. Aus diesem Grunde wurde dieser Einfluss für drei verschiedene Positionen untersucht:

- Die Lichtstrahlen treffen parallel zur Hauptachse auf das Teleskop.
- Die Lichtstrahlen haben einen Azimutwinkel $\alpha = 10^\circ$ zur Teleskop-Hauptachse.
- Die Lichtstrahlen haben zusätzlich zum Azimutwinkel $\alpha = 10^\circ$ einen Elevationwinkel $\epsilon = 10^\circ$ zur Teleskop-Hauptachse.

Im jeweiligen Unterkapitel sind drei Abbildungen dargestellt. In der jeweils ersten Abbildung ist der Spot für diese Position der Lichtquelle simuliert. Die mittlere Abbildung stellt nur die Lichtstrahlen dar, die durch den Korrekturring laufen. Bei der untersten Abbildung wurde der Korrekturring durch ein lichtundurchlässiges Material ersetzt, um nur die Lichtstrahlen darzustellen, die nicht durch diesen laufen. Da der Spot in der Mitte eine sehr hohe Intensität hat (bis ~ 3500 Photonen/Bin), musste bei der gewählten Darstellung mit 20 verschiedenen Farben die Farbskala auf maximal 25, 50 bzw. 75 Photonen pro Bin beschränkt werden, um auch die Bereiche darstellen zu können, die eine geringere Lichtintensität haben.

6.1.1 Lichteinfall parallel zur Teleskop-Hauptachse

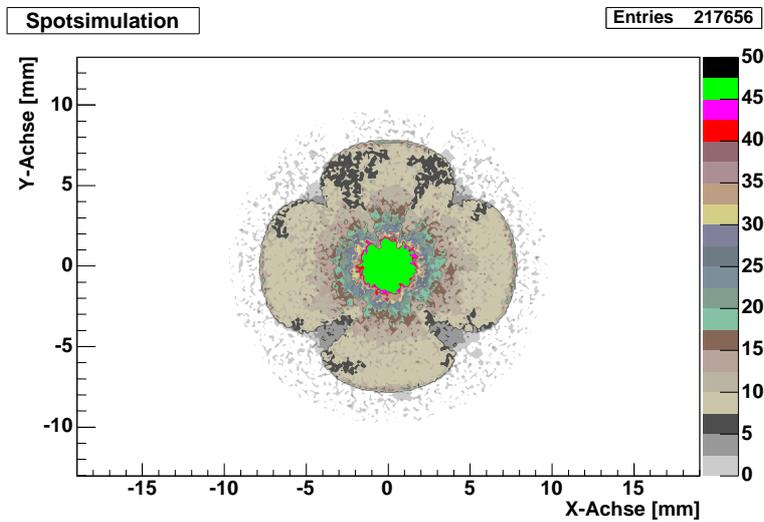


Abbildung 6.1: Parallel zur Hauptachse eintreffendes Licht.

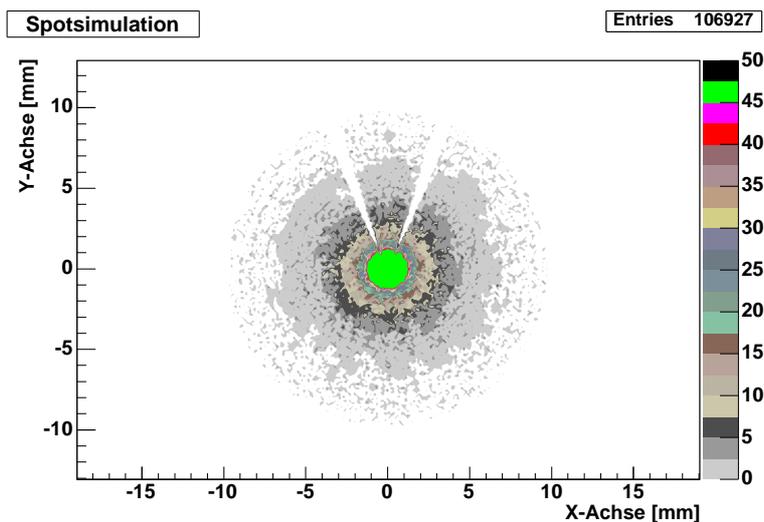


Abbildung 6.2: Es werden nur die Strahlen berücksichtigt, die durch die Korrektur-ring gehen. Die beiden Streifen in der Abbildung sind auf den Ständer der PMT-Kamera zurückzuführen.

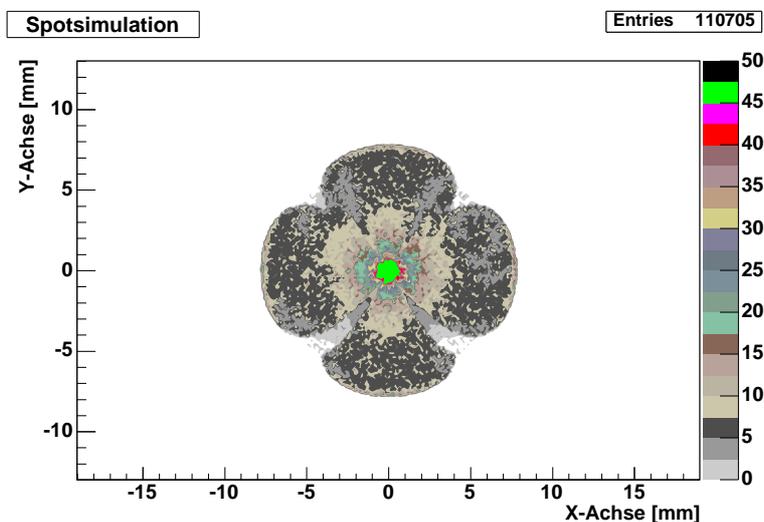


Abbildung 6.3: Die Strahlen, die durch den Korrektur-ring gehen, werden nicht berücksichtigt. Die Struktur des Spots kommt durch den PMT-Kamerashatten (siehe Kapitel 5.4).

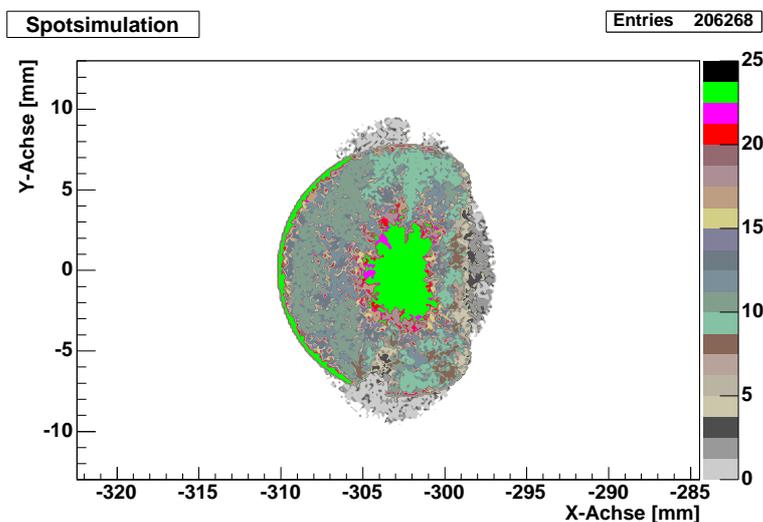
6.1.2 Lichteinfall unter einem Azimutwinkel $\alpha = 10^\circ$ 

Abbildung 6.4: Die Lichtstrahlen treffen unter einem Azimutwinkel $\alpha = 10^\circ$ zur Hauptachse auf das Teleskop.

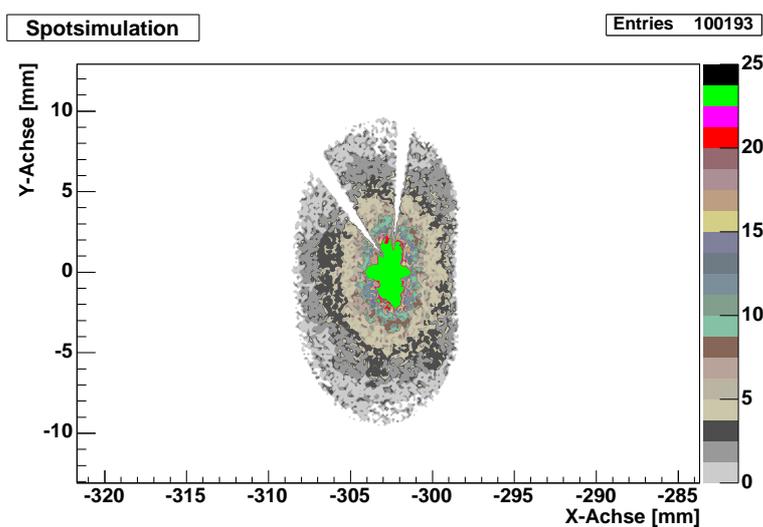


Abbildung 6.5: Es werden nur die Strahlen berücksichtigt, die durch die Korrekturing gehen. Auch hier ist der Einfluss des PMT-Kameraständers zu sehen.

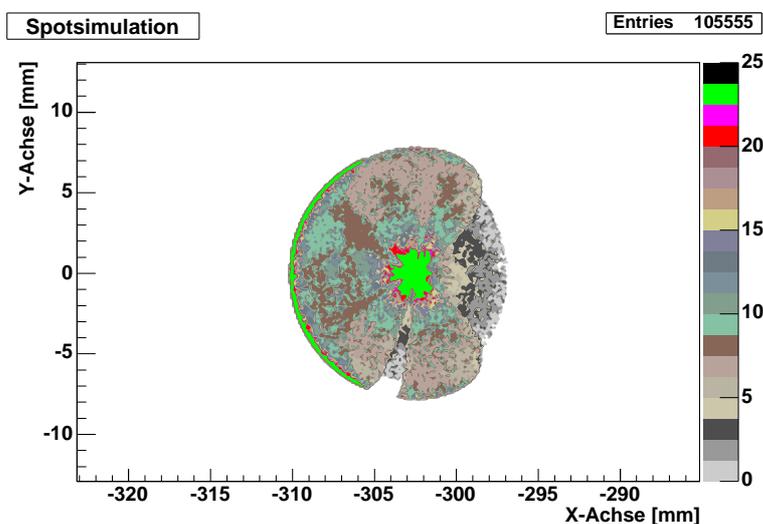


Abbildung 6.6: Die Strahlen, die durch den Korrekturing gehen, werden nicht mitberücksichtigt.

6.1.3 Lichteinfall unter $\alpha = 10^\circ$ und einem Elevationwinkel $\epsilon = 10^\circ$

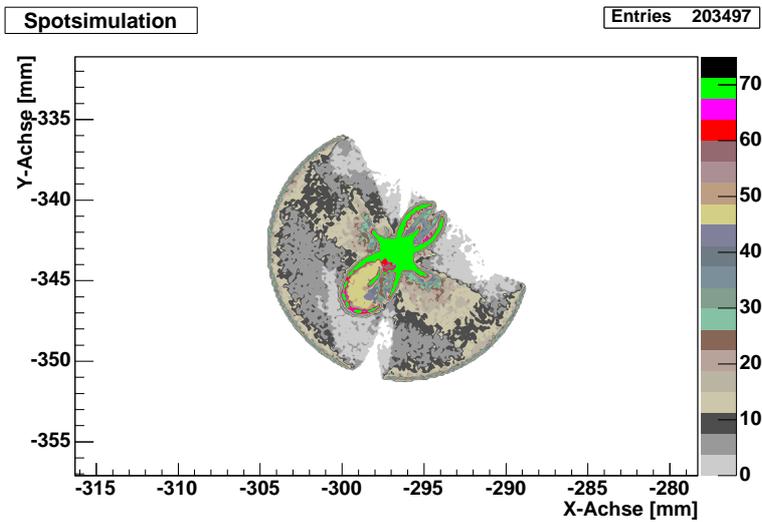


Abbildung 6.7: Die Lichtstrahlen treffen unter einem Azimutwinkel $\alpha = 10^\circ$ und einem Elevationswinkel $\epsilon = 10^\circ$ zur Hauptachse auf das Teleskop.

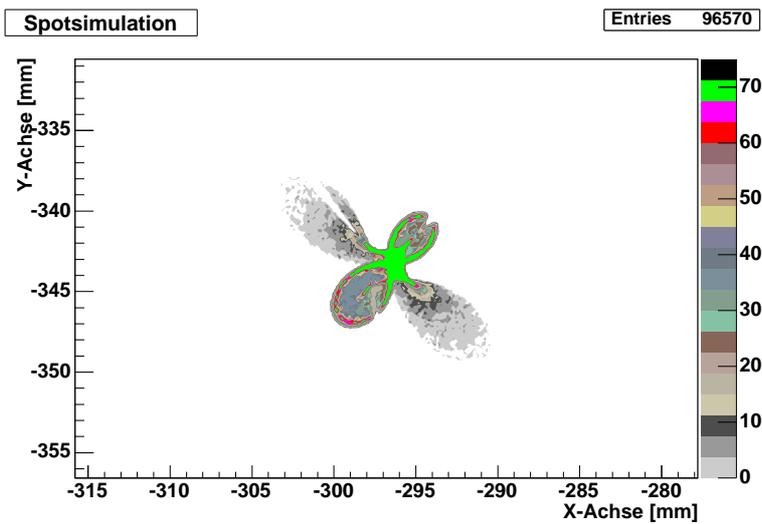


Abbildung 6.8: Es werden nur die Strahlen berücksichtigt, die durch die Korrektur-ring gehen.

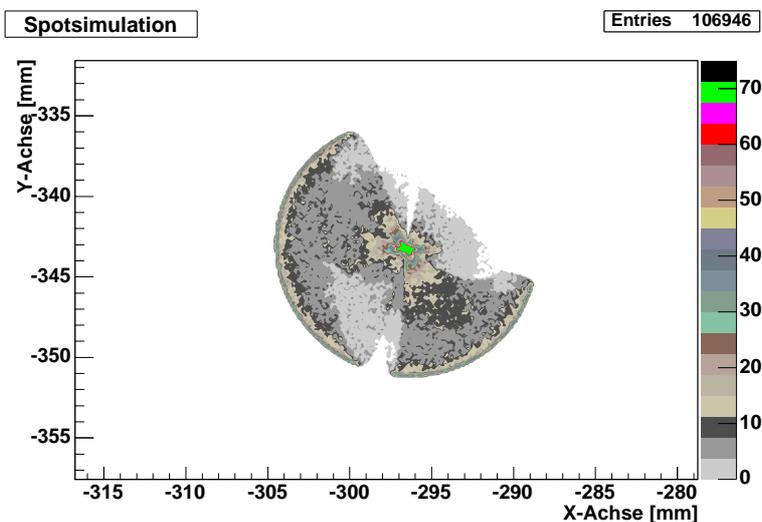


Abbildung 6.9: Die Strahlen, die durch den Korrektur-ring gehen, werden nicht mitberücksichtigt.

Wie in den jeweils ersten Abbildungen zu erkennen, ist die Spotform abhängig von der Einfallrichtung der Lichtstrahlen. Dies ist einerseits auf den Schatten der PMT-Kamera zurückzuführen (siehe Kapitel 5.4). Andererseits ändert sich auch die effektive Fläche A_{eff} der Apertur (vergleiche Abbildung 6.10):

$$A_{eff} = \cos(\beta) \cdot A \quad (6.1)$$

mit:

β : Winkel der Lichtquelle zur Teleskopachse

A : Fläche der Apertur.

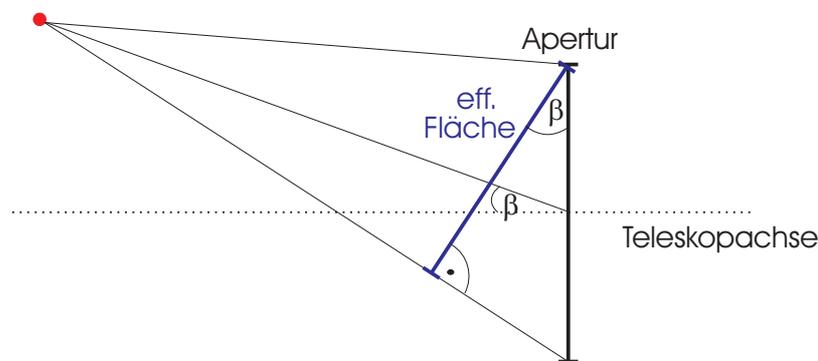


Abbildung 6.10: Darstellung der effektiven Fläche der Apertur bei einem Einfallswinkel β zur Teleskopachse.

Daher ändert sich für verschiedene Einfallswinkel auch die Spotform, wenn die Lichtstrahlen nicht durch den Korrekturring gehen (vergleiche die jeweils unteren Abbildungen). Betrachtet man die jeweils mittleren Abbildungen, in denen nur die Lichtstrahlen, die den Korrekturring passiert haben eingezeichnet sind, so erkennt man dass diese Formen abhängig vom Einfallswinkel sehr kompliziert sind. Dies ist zusätzlich zu den beiden oben genannte Gründen auf die hinzukommenden Koma-Aberationen zurückzuführen, die bei schrägem Lichteinfall auf die Linse entstehen.

Für die Struktur des Spots ist es dabei (nahezu) unerheblich, ob die Lichtquelle unter einem Azimutwinkel oder einen Elevationwinkel zur Teleskopachse auf die Apertur trifft, da das Teleskop (bis auf den Ständer der PMT-Kamera) symmetrisch ist.

6.2 Spotgröße bei nicht-exakt montierter PMT-Kamera

Im Idealfall beträgt der Spotradius 7.42 mm bei parallel eintreffendem Licht. Wie in Kapitel 2.2.1 erläutert gilt dies allerdings nur für ein ideal aufgebautes Teleskop mit einer Brennsphäre $z_s = 1743$ mm für die Photomultiplier-Kamera. Wird diese jedoch aus der idealen Position gebracht, wirkt sich dies unmittelbar auf die Spotgröße aus. In verschiedenen Simulationen wurde die PMT-Kamera bis zu 20 mm in Richtung der Spiegel oder der Aperturblende aus der idealen Position verschoben und die jeweiligen Spotradien ermittelt. In Abbildung 6.11

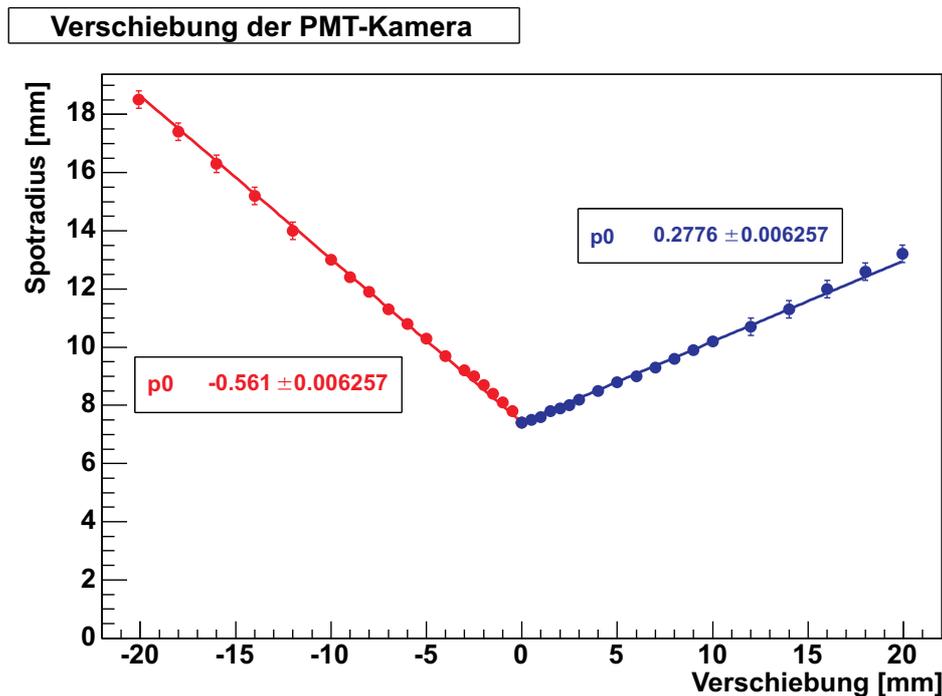


Abbildung 6.11: Spotradius bei einer aus der idealen Position verschobenen PMT-Kamera. Die negativen Werte auf der X-Achse bezeichnen Verschiebungen in Richtung der Apertur, die positiven in Richtung der Spiegel.

sind die Ergebnisse dargestellt, wobei bei einer negativen Verschiebung die PMT-Kamera um den jeweiligen Betrag in Richtung der Apertur positioniert wurde und bei einer positiven in Richtung der Spiegel.

Wie man in dieser Abbildung erkennen kann, können für beide Richtungen die Spotradien jeweils durch einen Geradenfit beschrieben werden. Diese beiden Geraden haben einen unterschiedlichen Betrag in der Steigung und damit vergrößert sich der Spotradius bei einer Verschiebung in Richtung der Apertur mehr als bei einer gleichgroßen Verschiebung in Richtung der Spiegel. Zurückzuführen ist dies auf den Strahlengang wie er in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt ist. Die jeweiligen Geraden werden durch folgende Funktionen y_A (Richtung Apertur) und y_S (Richtung Spiegel) beschrieben:

$$y_A = 7.34 \text{ mm} + 0.56 \cdot d \quad (6.2)$$

$$y_S = 7.34 \text{ mm} + 0.28 \cdot d, \quad (6.3)$$

wobei d der Abstand zur idealen Position in Millimetern ist.

Aus Gleichung 5.2 erhält man, dass die gemessene Spotgröße 9.3 Millimeter beträgt und damit ist diese um 0.5 Millimeter größer als die simulierte Spotgröße (vergleiche Abbildung 5.9). Vergleicht man dieses Ergebnis mit den beiden oben aufgeführten Gleichungen, so lässt sich daraus schließen, dass die Position der Photomultiplier-Kamera maximal rund 2 Millimeter von der Idealposition abweicht.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Verfahren entwickelt, die optischen Eigenschaften der Fluoreszenzteleskope des Pierre Auger Observatoriums zu untersuchen. Dies erfolgte durch Fotografieren des Lichtfleckes (auch Spot genannt) auf der Photomultiplier-Kamera, der durch eine punktförmige UV-Lichtquelle im Sichtfeld des zu untersuchenden Teleskopes erzeugt wird. Hierfür wurde eine künstliche Lichtquelle mithilfe eines heliumgefüllten Fesselballones an eine gewünschte Position gebracht und der damit erzeugte Spot mit einer CCD-Kamera fotografiert.

Im Laufe der Messung konnte die künstliche Lichtquelle auf vier unterschiedliche Positionen gebracht werden, um verschiedene Bereiche eines Teleskopes zu untersuchen. Damit konnten 24 von den 36 Spiegeln ausgeleuchtet werden.

Zur Auswertung der Aufnahmen wurde eine Monte-Carlo-Simulation basierend auf GEANT4 geschrieben. Anhand dieser Software ist es möglich zu jeder Aufnahme einen idealen Spot bei einem perfekt aufgebauten Teleskop zu simulieren. Durch Vergleich ergibt sich bei der besten Aufnahme eine Abweichung in der Spotgröße von rund 5.3%. Damit weicht die gemessene Spotgröße nur gering von der idealen ab, woraus sich die hohe Qualität des Teleskopaufbaus zeigen lässt. Bei den drei weiteren Aufnahmen ergaben sich höhere Abweichungen, die auf Bewegungen des Ballones im Wind während der ein- bis zweisekündigen Lichtpulse zurückzuführen sein könnten, was zu einer Verschlechterung der Spotstruktur führt.

Die Aufnahmen wurden weiterhin auf den Einfluss des Schattens der Photomultiplier-Kamera untersucht. Durch Simulationen wurde der Einfluss dieses Schattens auf die Struktur des Spots und die daraus resultierenden Abweichungen von einer Kreisform ermittelt. In allen Aufnahmen waren dieselben Abweichungen und damit auch jeweils der Einfluss des Schattens zu erkennen. Aus weiteren Simulationen konnte bestimmt werden, dass je nach Beobachtungswinkel zwischen 25% und 30% der ankommenden Photonen von der Photomultiplier-Kamera und dem Gestell absorbiert werden.

Der Einfluss des Korrekturrings auf die Spotstruktur konnte für unterschiedliche Einfallswinkel ebenfalls durch Simulationen untersucht werden. Hierfür wurde das Teleskop sowohl mit eingebautem Korrekturring, als auch mit einer stattdessen angebrachten Blende vorausgesetzt. Zusätzlich wurden noch Simulationen durchgeführt, bei denen nur die Strahlen berücksichtigt wurden, die den Korrekturring passieren. Bei diesen Abbildungen entstehen für verschiedene

Einfallswinkel der Lichtstrahlen zur Teleskopachse sehr komplizierte Strukturen, die auf die zusätzlichen Koma-Aberationen zurückzuführen sind, die bei schrägem Lichteinfall auf die Linse entstehen.

Die Position der Photomultiplier-Kamera wurde so bestimmt, dass der Spotradius minimal ist. In verschiedenen Simulationen wurde die Photomultiplier-Kamera bis zu 20 mm aus der idealen Position verschoben und die dadurch verbundene Vergrößerung des Spots untersucht. Sowohl bei einer Verschiebung in Richtung der Apertur, als auch in Richtung der Spiegel können die Spotradien jeweils durch eine Geradenfunktion y_A (Verschiebung in Richtung der Apertur) und y_S (Verschiebung in Richtung der Spiegel) beschrieben werden. Aufgrund der unterschiedlichen Steigungen dieser beiden Geraden kann man erkennen, dass eine Depositionierung in Richtung der Apertur eine größere Auswirkung auf die Spotgröße hat, als eine gleichgroße in Richtung der Spiegel. Da der gemessene Spotradius 0.5 mm größer als der ideal simulierte Spotradius ist, weicht die Position der Photomultiplierkamera maximal 2 mm von der Idealposition ab.

Über eine an der Lichtquelle angebrachte meteorologische Radiosonde mit GPS ist die Position dieser zu jedem Zeitpunkt bekannt. Damit ist es mit Hilfe der geschriebenen Simulationssoftware möglich, die Position des Spots auf der Photomultiplier-Kamera zu berechnen. Wird in einem weiterführenden Experiment der Aufbau so gestaltet, dass in den CCD-Kameraaufnahmen die Ortsinformation des Spots auf der Photomultiplier-Kamera erkennbar ist, so ist es möglich, die Orientierung der Teleskope (das sogenannte Pointing) zu überprüfen. Dafür müsste allerdings die Ortsauflösung der GPS-Sonde weiter verbessert werden.

Weiterhin ist es mit dieser Simulationssoftware möglich zu jedem Einfallswinkel des Lichtes zur Teleskopachse die Verteilung der Lichtintensität im Spot für ein ideales Teleskop zu ermitteln. Diese Information könnte eventuell in die Rekonstruktionssoftware der Fluoreszenzteleskope eingearbeitet werden, um die Schauerrekonstruktion zu optimieren.

In einer Weiterentwicklung des Experimentes soll die Kalibrierung der einzelnen Photomultiplier überprüft werden. Hierfür soll eine konstant leuchtende isotrope Lichtquelle in das Sichtfeld der Teleskope gebracht werden und mit den Photomultipliern ausgelesen werden. Da die bisher verwendete Lichtquelle in der Isotropie allerdings Abweichungen in der Strahlungsintensität von bis zu rund 12% zum Mittelwert hat, ist diese nur verwendbar, falls ein zusätzlicher Diffusor angebracht wird. Weiterhin ist die Strahlungsleistung der für die Lichtquelle verwendeten LEDs stark temperaturabhängig, wodurch eine Stabilisierung der Ausgangsleistung der einzelnen LEDs erforderlich wird. Somit ist eine Absolutkalibrierung der Photomultiplier sehr schwierig, weshalb in einem ersten Experiment eine relative Kalibration durchgeführt werden soll.

Anhang A

Weitere Abbildungen

A.1 Screenshot der Bodenstation

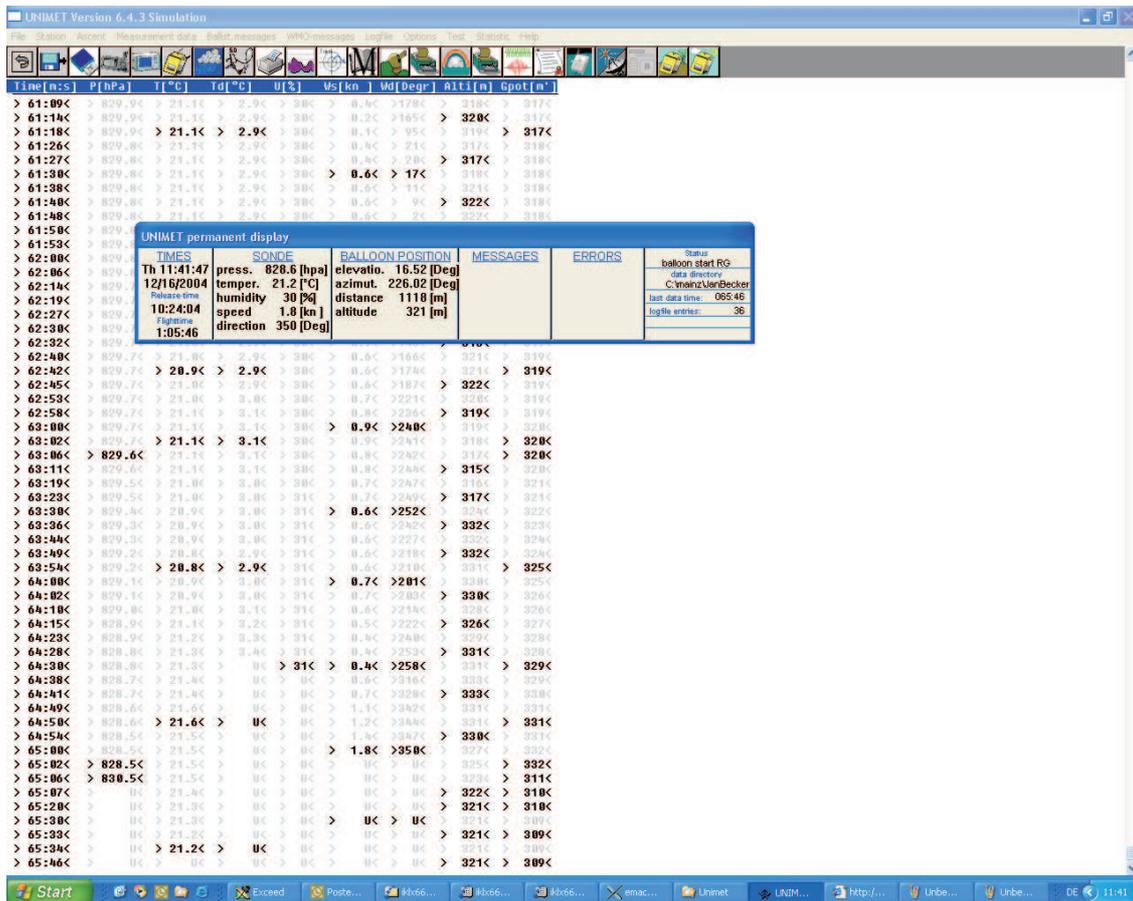


Abbildung A.1: Screenshot der Bodenstation zur Ermittlung der GPS-Koordinaten der künstlichen Lichtquelle.

A.2 Schaltplan der Elektronik

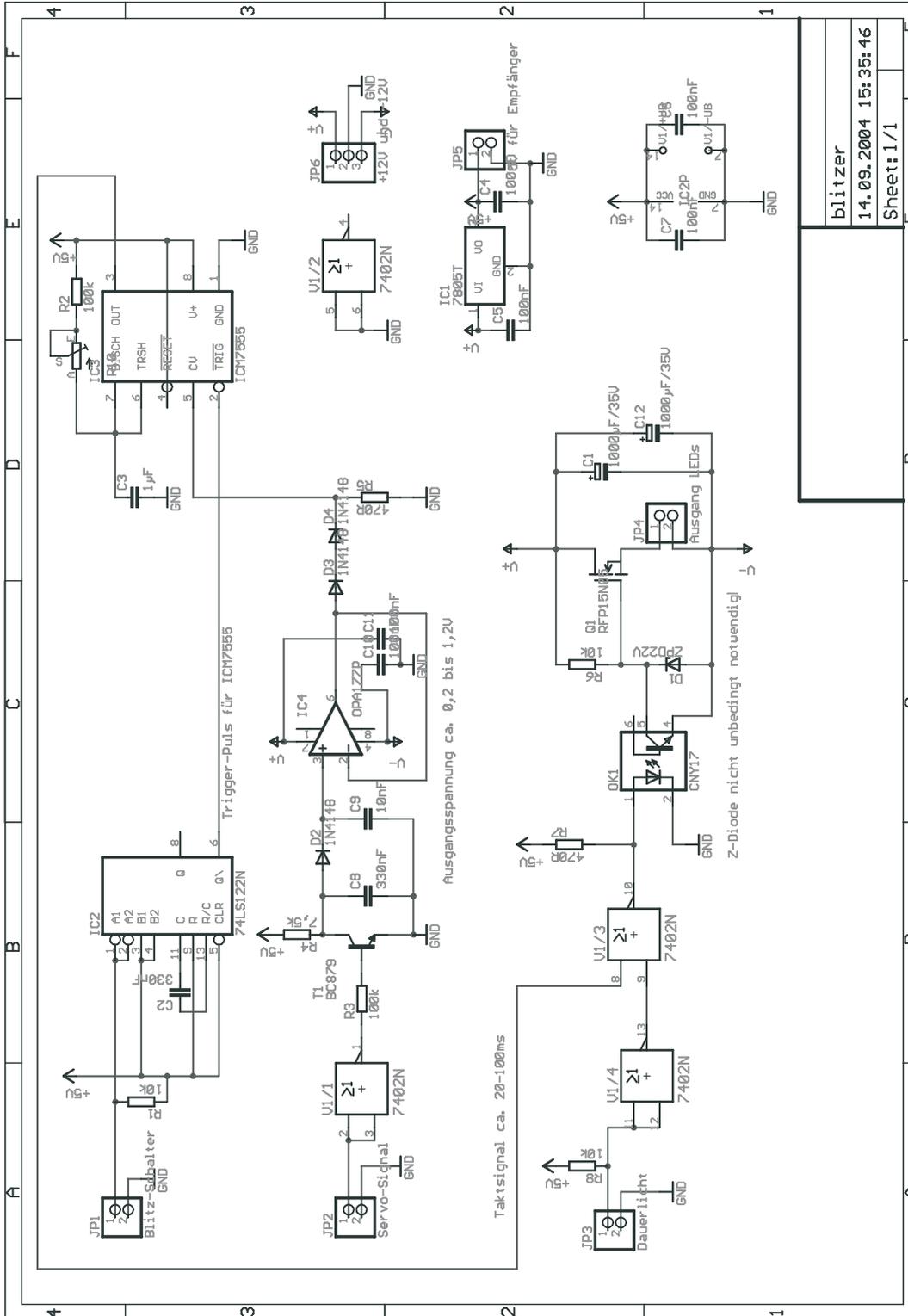


Abbildung A.2: Schaltplan der Elektronik zur Steuerung der künstlichen Lichtquelle.

Anhang B

Abbildungen zur Spotauswertung

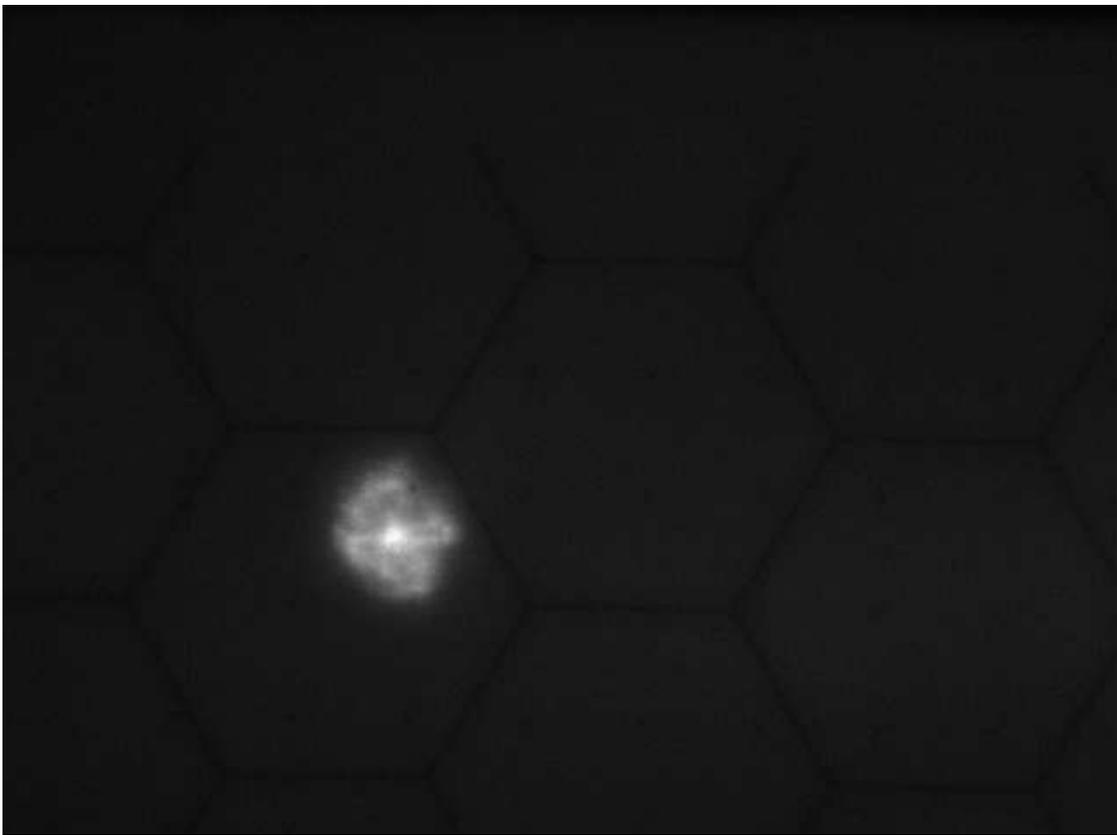


Abbildung B.1: Exemplarische Aufnahme eines Spots mit der CCD-Kamera.

B.1 Abbildungen und Simulationen zu Aufnahme Nummer 1

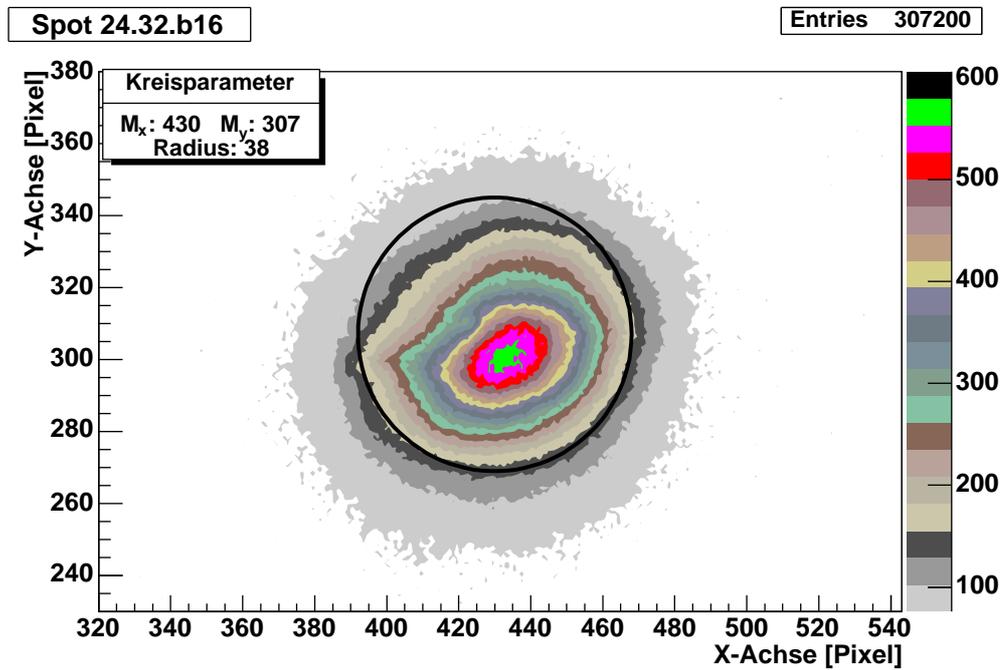


Abbildung B.2: Ausschnitt der Spotaufnahme Nummer 1.

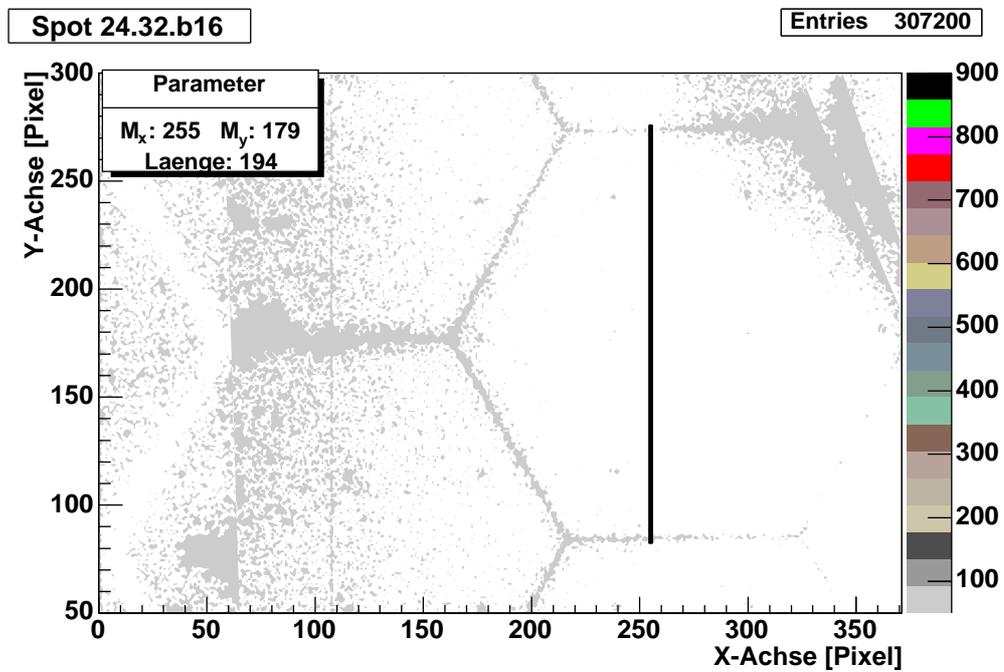


Abbildung B.3: Bestimmen der Hexagongröße bei dieser Aufnahme.

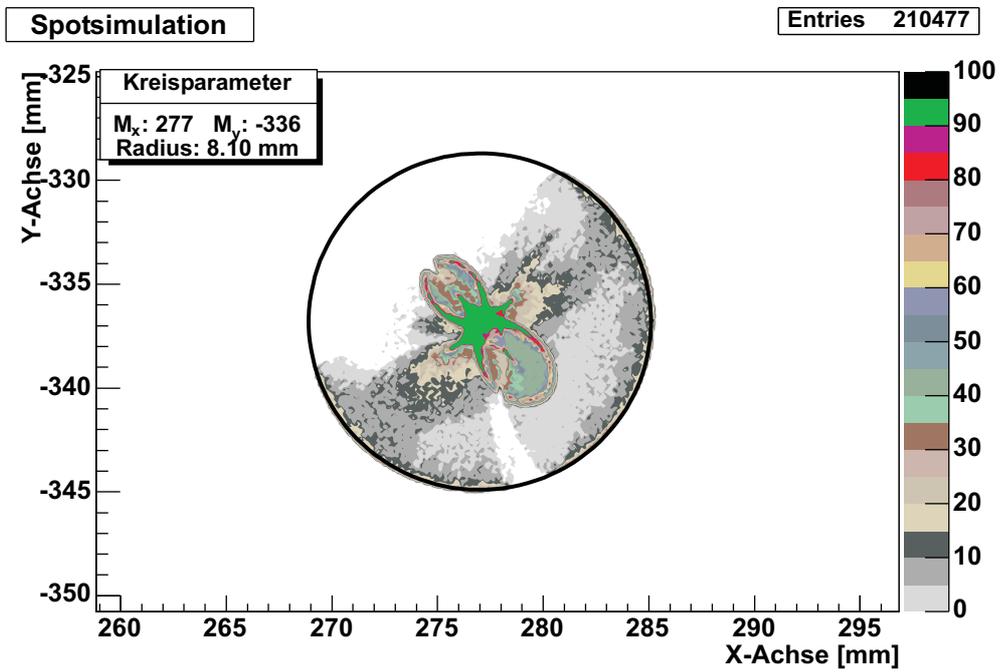


Abbildung B.4: Simulation der optimalen Spotform.

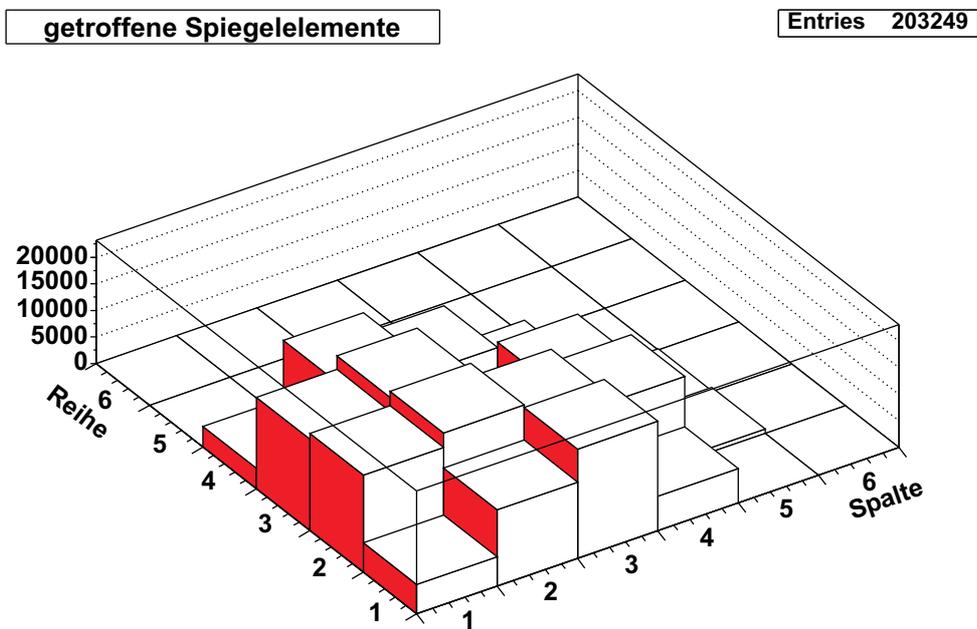


Abbildung B.5: Simulation der getroffenen Spiegel.

B.2 Abbildungen und Simulationen zu Aufnahme Nummer 2

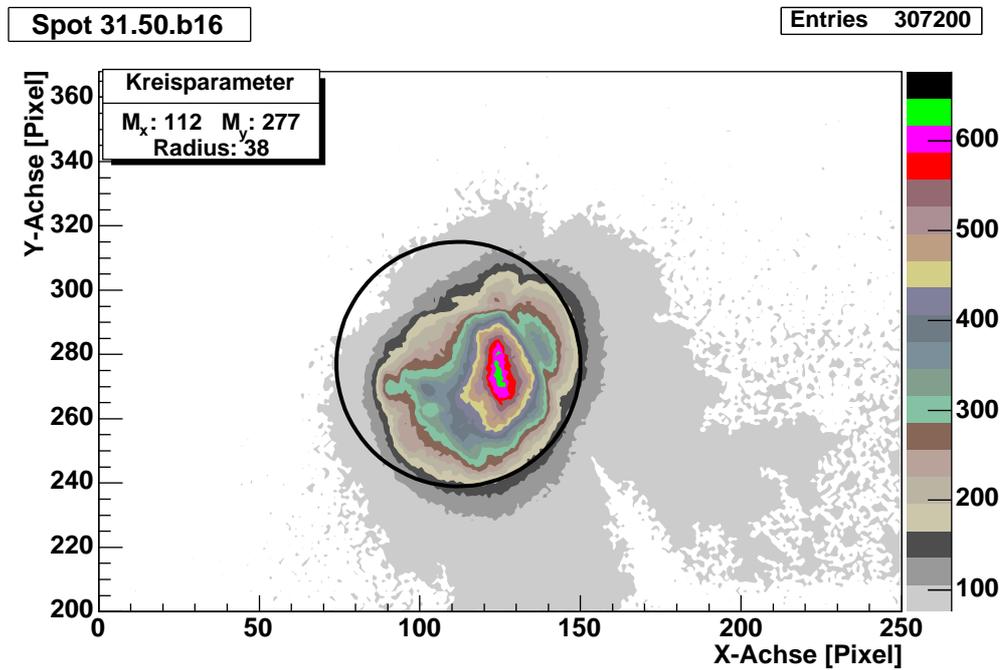


Abbildung B.6: Ausschnitt der Spotaufnahme Nummer 2.

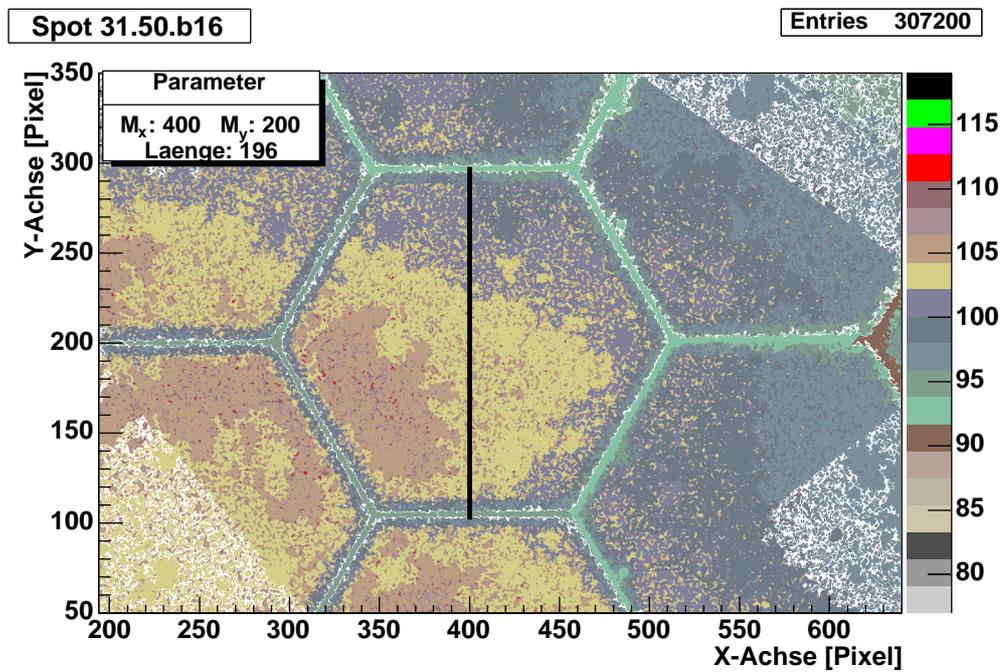


Abbildung B.7: Bestimmen der Hexagongröße bei dieser Aufnahme.

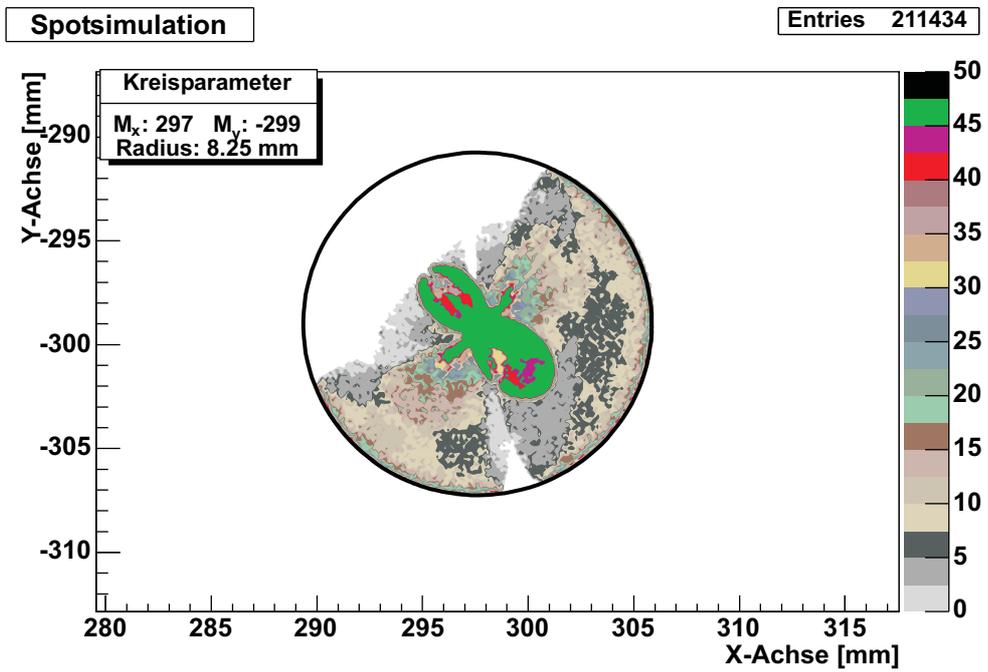


Abbildung B.8: Simulation der optimalen Spotform.

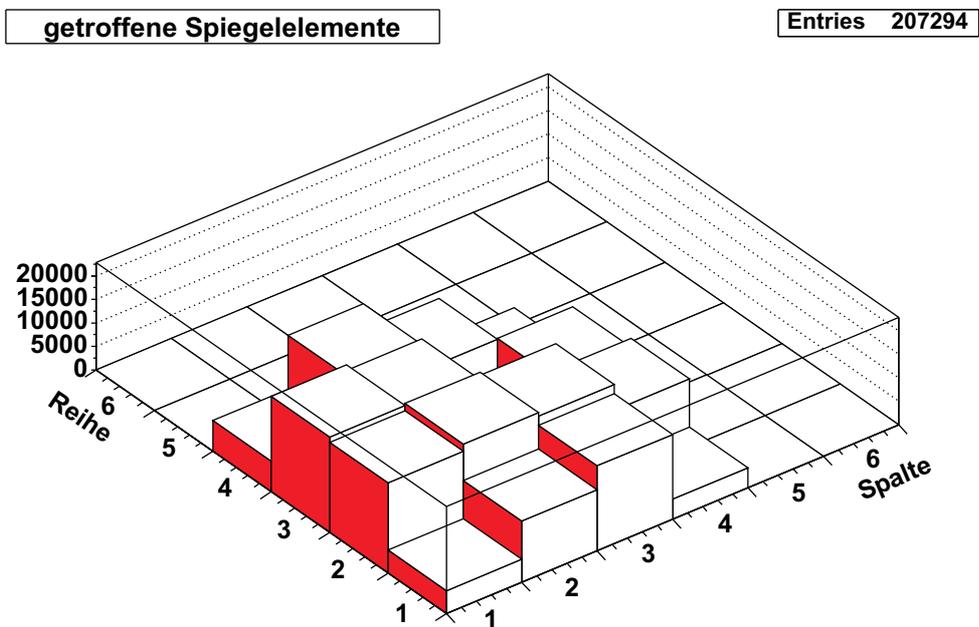


Abbildung B.9: Simulation der getroffenen Spiegel.

B.3 Abbildungen und Simulationen zu Aufnahme Nummer 4

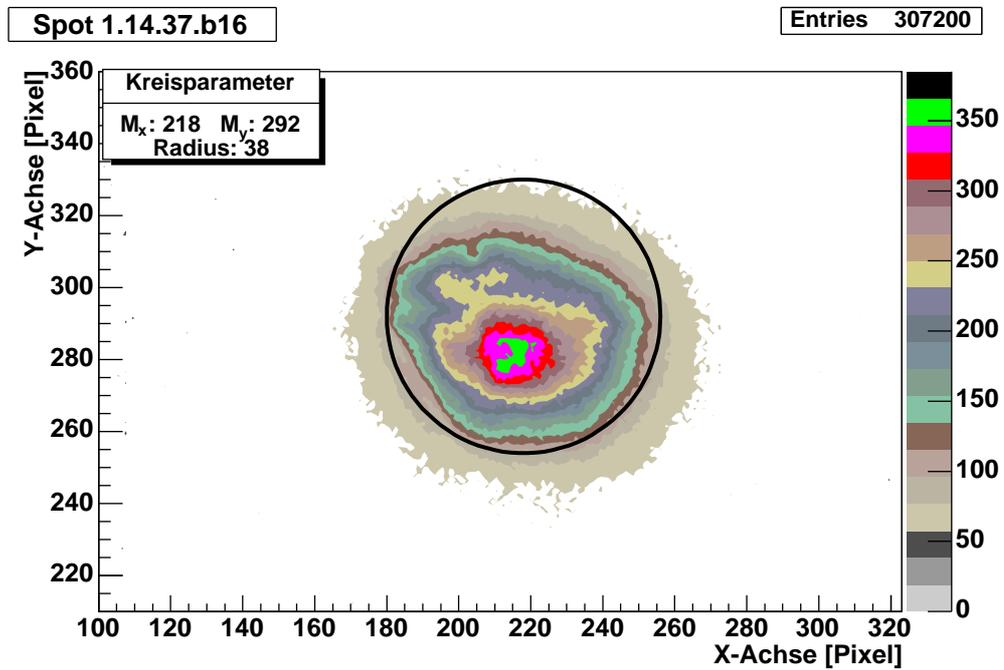


Abbildung B.10: Ausschnitt der Spotaufnahme Nummer 4.

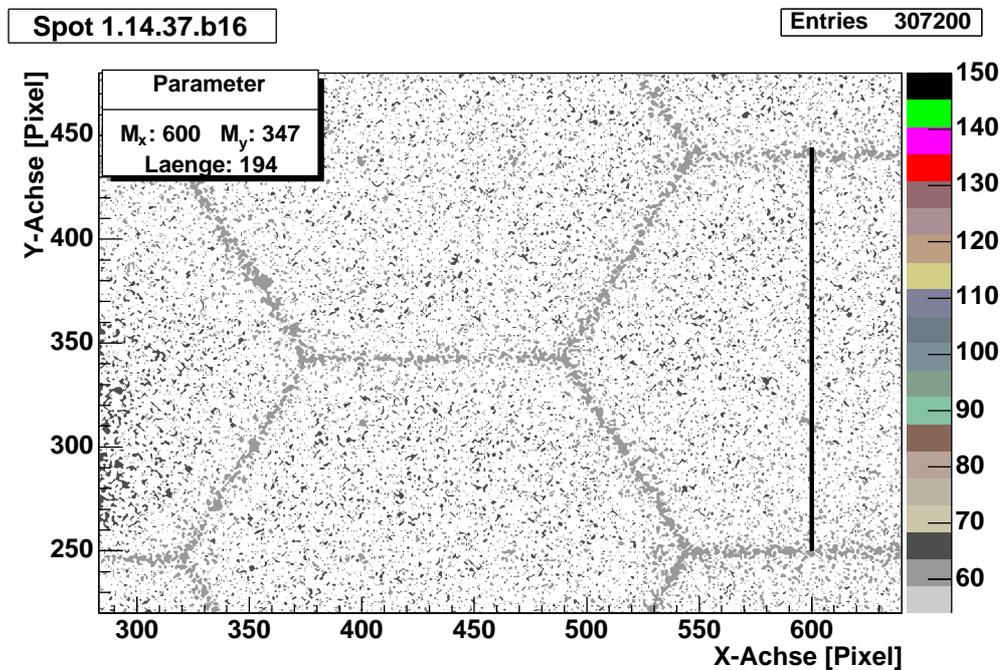


Abbildung B.11: Bestimmen der Hexagongröße bei dieser Aufnahme.

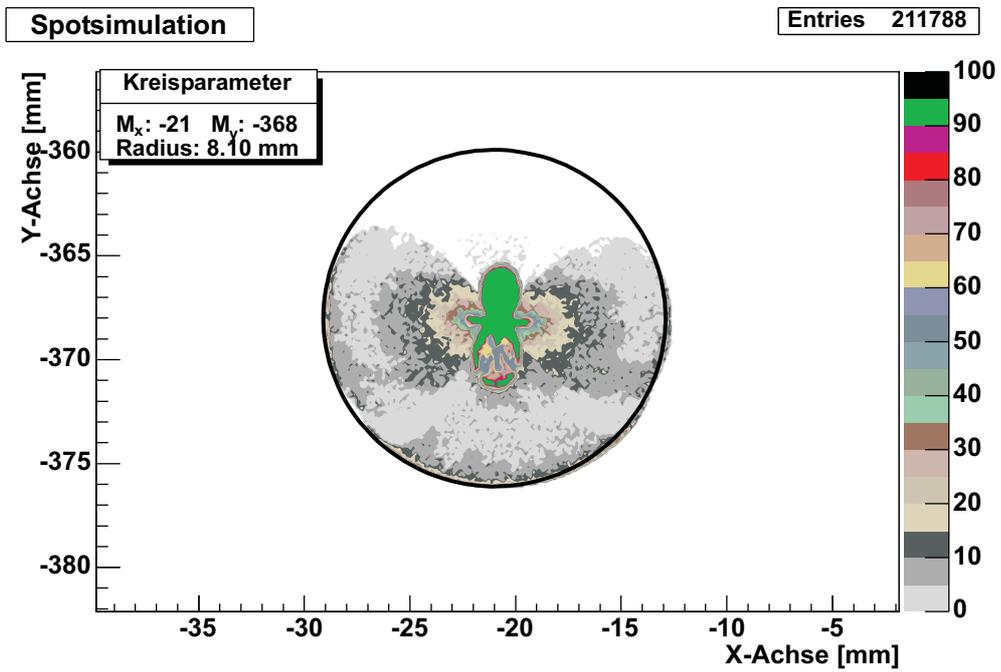


Abbildung B.12: Simulation der optimalen Spotform.

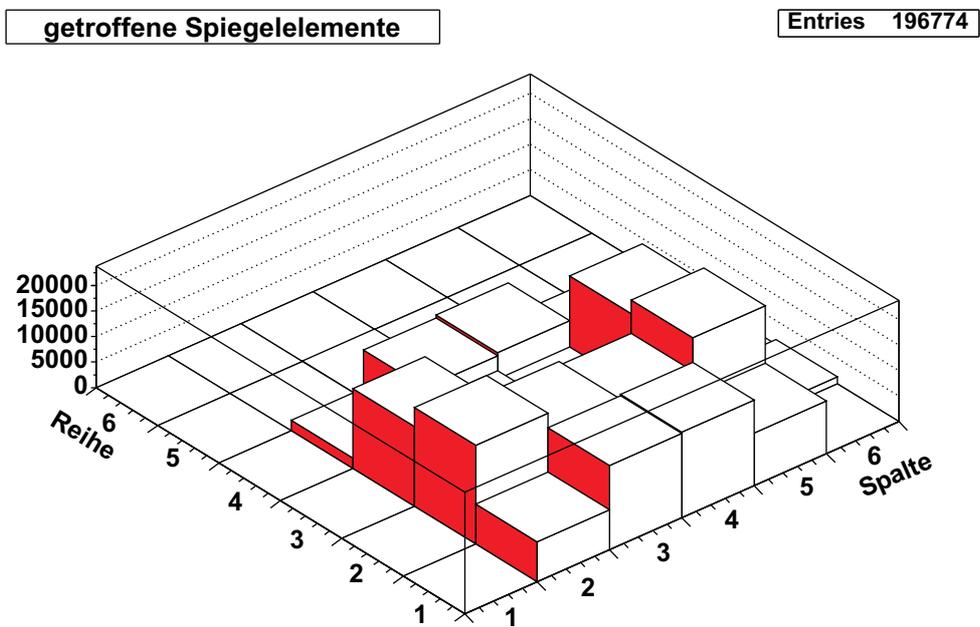


Abbildung B.13: Simulation der getroffenen Spiegel.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Teilchenfluss pro Energie	6
1.2	Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung	8
1.3	Hillas-Diagramm	10
1.4	GZK-Effekt für unterschiedliche Anfangsenergien	11
1.5	Schematische Darstellung eines Luftschauers	12
1.6	Berechnung der Atmosphärische Tiefe	13
1.7	Longitudinale Entwicklung der einzelnen Schauerkomponenten	14
2.1	Übersichtskarte der Detektoren des Pierre Auger Observatoriums	18
2.2	Oberflächen-Cherenkov-Detektor	19
2.3	Teleskopstation	20
2.4	Fluoreszenzteleskop	21
2.5	sphärische Aberation	22
2.6	Konstruktion der idealen Brennsphäre	23
2.7	Aperturblende	24
2.8	Die PMT-Kamera	24
2.9	Funktionsweise des Schmidt-Teleskopes	25
3.1	Plancksches Strahlungsgesetz	30
3.2	Durchlässigkeitsfunktion der Atmosphäre	32
3.3	Atmosphärendicke für schrägen Einfall	32
3.4	Winkelspektroskopie einer LED	34
3.5	Kennlinie der Photodiode	34
3.6	Spektrum der 470 nm LED	36
3.7	Bestimmung der Mittelwertes der 470 nm LED	36
3.8	Temperaturverlauf der 470 nm LED	37
3.9	Strahlenverlauf bei parallelem Licht	38
3.10	Berechnung des Spotdurchmessers θ	38
3.11	Berechnung des Spotdurchmessers bei endlich entfernter Lichtquelle	39
3.12	Vergrößerter Bereich aus Abbildung 3.11	40
4.1	Foto des UV-LED-Rings	42
4.2	Spektrum einer UV-LED	44
4.3	Bestimmen des Mittelwertes einer UV-LED	45
4.4	Transmissionskoeffizient des M-UG6-Filters	46
4.5	Isotropie des UV-LED-Rings	47
4.6	Foto des Fesselballons mit Experiment	50

5.1	Foto der CCD-Kamerabefestigung am Teleskop	52
5.2	Foto der PMT-Kamera mit Papier abgedeckt	53
5.3	GPS-Koordinaten der Sonde	55
5.4	Teleskopaufbau im Simulationsprogramm.	56
5.5	Spotaufnahme 1.05.56	57
5.6	Ermittlung des Spotdurchmessers	58
5.7	Graustufenwert in Abhängigkeit vom Abstand zu Spotmittelpunkt	58
5.8	Zusammenhang Pixelgröße - Millimeter	59
5.9	Simulation zum Spot 1.05.56	60
5.10	Getroffene Spiegel bei 1.05.56	61
5.11	Spotform ohne PMT-Kameraschatten	63
5.12	Getroffene Spiegel ohne PMT-Kameraschatten	63
5.13	Spotform ohne PMT-Kameraschatten	64
5.14	Positionen der Spots auf der PMT-Kamera	65
5.15	Ausgeleuchtete Spiegel bei vier Ballonpositionen	66
6.1	Parallel zur Hauptachse eintreffendes Licht	70
6.2	Parallel zur Hauptachse eintreffendes Licht, nur der Korrekturring	70
6.3	Parallel zur Hauptachse eintreffendes Licht, ohne Korrekturring	70
6.4	Lichteinfall unter Azimutwinkel $\alpha = 10^\circ$	71
6.5	Lichteinfall unter Azimutwinkel $\alpha = 10^\circ$, nur der Korrekturring	71
6.6	Lichteinfall unter Azimutwinkel $\alpha = 10^\circ$, ohne Korrekturring	71
6.7	Lichteinfall unter $\alpha = 10^\circ$ und Elevationswinkel $\epsilon = 10^\circ$	72
6.8	Lichteinfall unter $\alpha = 10^\circ$ und Elevationswinkel $\epsilon = 10^\circ$, nur der Korrekturring	72
6.9	Lichteinfall unter $\alpha = 10^\circ$ und Elevationswinkel $\epsilon = 10^\circ$, ohne Korrekturring	72
6.10	Effektive Fläche der Apertur bei schrägem Lichteinfall	73
6.11	Spotradius bei verschobener PMT-Kamera	74
A.1	Screenshot der Bodenstation zur Ermittlung der GPS-Koordinaten der künstlichen Lichtquelle.	77
A.2	Schaltplan der Elektronik zur Steuerung der künstlichen Lichtquelle.	78
B.1	Exemplarische Aufnahme eines Spots mit der CCD-Kamera.	79
B.2	Ausschnitt der Spotaufnahme Nummer 1.	80
B.3	Bestimmen der Hexagongröße bei dieser Aufnahme.	80
B.4	Simulation der optimalen Spotform.	81
B.5	Simulation der getroffenen Spiegel.	81
B.6	Ausschnitt der Spotaufnahme Nummer 2.	82
B.7	Bestimmen der Hexagongröße bei dieser Aufnahme.	82
B.8	Simulation der optimalen Spotform.	83
B.9	Simulation der getroffenen Spiegel.	83
B.10	Ausschnitt der Spotaufnahme Nummer 4.	84
B.11	Bestimmen der Hexagongröße bei dieser Aufnahme.	84
B.12	Simulation der optimalen Spotform.	85
B.13	Simulation der getroffenen Spiegel.	85

Literaturverzeichnis

- [1] H. Klapdor-Kleingrothaus und K. Zuber, *Teilchenastrophysik* (Teubner Studienbücher, 1997)
- [2] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics* (Addison-Wesley Publishing Company, 1989)
- [3] The Pierre Auger Collaboration, *The Pierre Auger Observatory Design Report* (Second Edition 1997), <http://www.auger.org/admin/DesignReport/index.html>
- [4] H. Ulrich, *Untersuchung zum primären Energiespektrum der kosmischen Strahlung im PeV-Bereich mit dem KASCADE-Experiment*, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe (2003)
- [5] A. Hillas, *The Origin of Ultra-high-Energy Cosmic Rays*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **22**, S. 425–444 (1984)
- [6] D. Heck *et al.*, *CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, Wissenschaftliche Berichte FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe (1998)
- [7] J. Hörandel, *Untersuchung der hadronischen Komponente ausgedehnter Luftschauer und Messung der Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung*, Doktorarbeit, Universität Karlsruhe (1998)
- [8] E. Fermi, *On the Origin of the Cosmic Radiation*, *Physical Review* **75**, S. 1169–1174 (1949)
- [9] X. Bertou *et al.*, *Physics of Extremely High Energy Cosmic Rays*, *International Journal of Modern Physics A* **15**, S. 2181–2224 (2000)
- [10] M. Nagano und A. Watson, *Observations and implications of ultrahigh-energy cosmic rays*, *Reviews of Modern Physics* **72**, S. 689–732 (2000)
- [11] K. Greisen, *End to the Cosmic-Ray Spectrum?*, *Physical Review Letters* **16**, S. 748–750 (1966)
- [12] G. T. Zatsepin und V. A. Kuz'min, *Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays*, *JETP Letters* (englische Übersetzung: *Journal of Experimental and Theoretical Physics*) **4**, S. 78–80 (1966)
- [13] J. Blümer und K.-H. Kampert, *Die Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung*, *Physikalische Blätter* **56**, S. 39–45 (2000)

- [14] P. Auger, *Extensive Cosmic-Ray Showers*, Review of Modern Physics **11**, S. 288–291 (1939)
- [15] K.-H. Kampert *et al.*, Das Energiespektrum und die Massenzusammensetzung der hochenergetischen kosmischen Strahlung (Forschungszentrum Karlsruhe - Nachrichten, 2/2001)
- [16] M. Risse, persönliche Mitteilung
- [17] N. Hayashida, *Observation of a Very Energetic Cosmic Ray Well Beyond the Predicted 2.7K Cutoff in the Primary Energy Spectrum*, Physical Review Letter **71**, S. 3491–3494 (1994)
- [18] D. Bird, *Detection of a Cosmic Ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to Cosmic Microwave Radiation*, The Astrophysical Journal **441**, S. 144–150 (1995)
- [19] Auger Collaboration (J. Abraham *et al.*), *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **523**, S. 50–95 (2004)
- [20] H. Hucker, persönliche Mitteilung
- [21] T. Waldenmaier, Untersuchung der Abbildungseigenschaften eines Schmidt-Teleskopes für das Pierre Auger Projekt, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (2001), unveröffentlicht
- [22] A. Cordero-Dávila *et al.*, *Segmented Spherical Corrector Rings 1* (2000), auger technical note GAP-2000-018, http://www.auger.org/admin/GAP_Notes/GAP2000/GAP_2000_018.pdf
- [23] Roithner Lasertechnik, <http://www.roithner-laser.com>
- [24] A. Unsöld und B. Baschek, Der Neue Kosmos (Springer, 1999)
- [25] D. Ciardi, *On the Near-Infrared Size of Vega*, The Astrophysical Journal **559**, S. 1147–1154 (2001)
- [26] Universität Jena, <http://www.astro.uni-jena.de/Teaching/Praktikum/pr2002/node122.html>
- [27] Wittich & Visser, <http://www.wittich.nl>
- [28] Geant4 Collaboration (S. Agostinelli *et al.*), *GEANT4: A Simulation Toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **506**, S. 250–303 (2003)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen für ihre Hilfsbereitschaft bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Als erstes möchte ich mich bei Herrn Professor Dr. J. Blümer für die Ermöglichung dieser Arbeit und die Übernahme des Referats bedanken.

Herrn Professor Dr. G. Quast danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Ich danke meinem Betreuer Herrn Dr. H.-O. Klages für die Initiierung dieses Themas und großartige Unterstützung bei der Durchführung dieses Projektes.

Der Frau Dr. B. Keilhauer möchte ich für ihren unermüdlichen Einsatz bei diesem Projekt, die wunderbare Atmosphäre im Arbeitszimmer, das Korrekturlesen dieser Arbeit und außerdem für die vielen kleinen alltäglichen Dinge, die ich von ihr lernen konnte, danken.

Dem Herrn T. Waldenmaier danke ich für seinen Enthusiasmus und die unermessliche Hilfe bei der Entstehung der Simulationssoftware.

Bei den Herren Dr. M. Roth, F. Schüßler und Dr. M. Unger bedanke ich mich für die vielen anregenden Diskussionen und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Bei den Herrne E. Bollmann und G. Wörner bedanke ich mich für die Hilfe zur Entstehung der künstlichen Lichtquelle.

Den Herrn M. Becker, H. Kern und Dr. J. Kleinfeller danke ich für die tolle Unterstützung bei den nächtlichen Messschichten in Argentinien.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Herren H. Hofmann, M. Marz und T. Sünner für die vielen wissenschaftlichen Diskussionen.

Ein besonderer Dank gilt meiner ganzen Familie.

Prüfungserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, noch nicht anderweitig für Prüfungszwecke vorgelegt, keine anderen als die angegebenen Quellen oder erlaubten Hilfsmittel benutzt, sowie wörtliche oder sinngemäße Zitate als solche gekennzeichnet habe.

Karlsruhe, 30. März 2005

Jan Becker