



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
WUPPERTAL

Tests einer Lichtquelle
zur in situ Kalibration
der Fluoreszenzdetektoren
des Pierre-Auger-Observatoriums

Daniel Fuhrmann

Diplomarbeit

Mai 2006
WU D 06-03

Zusammenfassung

Zur Messung von höchstenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung im Pierre-Auger-Observatorium misst man mit optischen Teleskopen Fluoreszenzlicht, das in Luftschauern entsteht. Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Tests einer Lichtquelle für ein neues *in situ* Experiment in Argentinien, mit dem die Kalibration der absoluten Sensitivität der Teleskope überprüft werden soll: Ein Fesselballon, der mit LED Arrays bestückt ist, wird für definierte Positionen am Nachthimmel von den Teleskopen beobachtet.

Abstract

The Pierre-Auger-Observatory studies the most energetic cosmic-ray particles. The fluorescence light produced in the extended air showers induced by these particles is detected in fluorescence telescopes. The topic of this thesis is the inspection of a light source for the use in an *in situ* experiment in Argentina. This light source will be used to calibrate the absolute sensitivity of the fluorescence telescopes. An LED array, mounted on a carrier balloon, is observed by the telescopes for a set of defined positions in the night sky.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die kosmische Strahlung	4
2.1	Energiespektrum der kosmischen Strahlung	4
2.2	Der GZK-Cutoff	6
2.3	Quellen der kosmischen Strahlung	8
3	Ausgedehnte Luftschauer	10
3.1	Entstehung der Luftschauer	11
3.2	Die Komponenten der Schauer	12
3.3	Entstehung und der Nutzen von Fluoreszenzlicht	14
4	Das Südexperiment des Pierre-Auger-Projektes	17
4.1	Das Experiment	17
4.2	Die Fluoreszenzteleskope	19
5	Kalibration der Teleskope	23
5.1	Standardmethoden	23
5.1.1	Absolute Kalibration der Teleskope	24
5.1.2	Relative Kalibration der Teleskope	27
5.2	Das Ballonprojekt	28
5.2.1	Realisierung des Ballonprojektes	28
5.2.2	Die Lichtquellen für das Ballonprojekt	30
6	Der Messplatz	32
6.1	Der Teststand	32
6.1.1	Der mechanische Aufbau	32
6.1.2	Die Datenerfassung	34
6.1.3	Der Aufbau zur Kontrolle der Transmission der Filter	36
6.2	LED Halterung und Aufbau für Messung der Abstrahlcharakteristik	36
6.2.1	Mechanischer Aufbau des Drehtisches	39
6.2.2	Ansteuerung des Drehtisches	40
6.2.3	Kalibration des Drehtisches	41
6.3	Messaufbau zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der LEDs	43
6.3.1	Mechanischer Aufbau	44

6.3.2	Temperatursensoren	46
6.4	Ansteuerung der LEDs	47
6.4.1	Selbstkonstruierte Pulstreiber	48
6.4.2	Ansteuerung der Arrays mit dem Pulsgenerator HP 214B	52
6.4.3	Messaufbau für Strommessung	53
7	Auswertung der Messergebnisse	57
7.1	Vorbereitende Überlegung	57
7.1.1	Abschätzung der von den Arrays emittierten Photonenzahl	58
7.1.2	Simulation der Apertur mittels Blende	59
7.2	Korrekturfaktoren für die Filtertransmissionen	60
7.3	Stabilität der Messanordnung	61
7.4	Temperaturcharakteristik	64
7.4.1	Temperaturabhängigkeit des Messplatzes	65
7.4.2	Temperaturabhängigkeit der Arrays	69
7.5	Kennlinien der Arrays	77
7.5.1	Strom- und Spannungsabhängigkeit der Arrays	78
7.5.2	Einflüsse des M-UG6-Filters – die spektralen Eigenschaften der Arrays	84
7.6	Abstrahlcharakteristik der Arrays	89
7.6.1	Winkelabhängigkeit der Arrays	89
7.6.2	Optimale Anordnung der LEDs am Ballon	94
7.7	Verwendung eines Diffuser	99
7.7.1	Abstrahlung bei Verwendung eines Diffusers	99
7.7.2	Temperaturabhängigkeit des Gel-Diffusers	102
8	Zusammenfassung und Ausblick	104
A	Der Photonis PMT XP3062	107
B	Die LED-Arrays der Firma Roithner Lasertechnik	109
C	Drehtischsteuerung: Drehtisch-Treiber und LabVIEW-Programm	111
D	Kälte-/Wärmetestkammer der Firma BINDER	114
E	Der Pulsgenerator HP 214B von Hewlett Packard	116
F	Eichung des Differenzenverstärkers	118

Abbildungsverzeichnis

2.1	Spektrum der kosmischen Strahlung	5
2.2	Spektrum der kosmischen Strahlung im Bereich des GZK-cutoffs	7
3.1	Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers	11
3.2	Longitudinale Entwicklung der Teilchenzahl eines Protonschauers	13
3.3	Fluoreszenzspektrum	15
4.1	Das Südexperiment des Pierre-Auger-Projektes	18
4.2	Das Teleskopgebäude von Los Leones	20
4.3	Schematische Darstellung eines Fluoreszenzteleskopes	21
4.4	Schematische Darstellung der PMT-Kamera	22
5.1	Drum-Kalibration	25
5.2	Relative Kalibration	27
5.3	Das Ballon-Projekt	29
5.4	Das LED-Array	31
6.1	Die Dark-Box	33
6.2	DAQ-Software	35
6.3	Definition der Drehwinkel	37
6.4	Der Drehtisch-Prototyp	38
6.5	Der finale Drehtisch	38
6.6	Der finale Drehtisch schematisch	39
6.7	Graphische Benutzeroberfläche der Drehtisch-Ansteuerung	41
6.8	Kalibration des Drehtisches	42
6.9	Aufbau zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit	45
6.10	Schaltplan für die NTC-Auslese	46
6.11	Schaltplan Pulstreiber Nummer 1	49
6.12	Schaltplan Pulstreiber Nummer 2	49
6.13	Screenshot des Oszilloskopes bei Pulstreiber 2	50
6.14	Schaltplan Pulstreiber Nummer 3	51
6.15	Messbox für Strommessung	54
6.16	Screenshot des Oszilloskopes bei differentieller Messung des Stromes	54
6.17	Differenzenverstärker-Schaltung	56
6.18	Screenshot des Oszilloskopes bei Verwendung des Differenzenverstärkers	56

7.1	Vergleich der Korrekturfaktoren für die nominalen Filtertransmissionen	62
7.2	Stabilitätsmessung	63
7.3	Verteilung der Ladungen während der Stabilitätsmessung	64
7.4	Auswirkung der Raumklimaanlage qualitativ	66
7.5	Auswirkung der Raumklimaanlage quantitativ	68
7.6	Temperaturcharakteristik Array 395 Nr. 1	70
7.7	Temperaturcharakteristik der 395er Arrays	72
7.8	Temperaturcharakteristik der 385er Arrays	74
7.9	Temperaturcharakteristik der 375er Arrays	76
7.10	Strom-/Spannungsabhängigkeit der 395er Arrays	81
7.11	Strom-/Spannungsabhängigkeit der 385er Arrays	82
7.12	Strom-/Spannungsabhängigkeit der 375er Arrays	83
7.13	Transmissionsspektrum M-UG6 Filter	84
7.14	Emissionsspektrum eines 395 nm Arrays	86
7.15	Auswirkungen des M-UG6 Filter auf die relative Lichtemission	87
7.16	Abstrahlcharakteristik der 395 nm Arrays	91
7.17	Abstrahlcharakteristik der 385 nm Arrays	92
7.18	Abstrahlcharakteristik der 375 nm Arrays	93
7.19	Ring aus sechs Arrays	95
7.20	Superposition von mehreren 395er Arrays	96
7.21	Superposition von mehreren 385er Arrays	97
7.22	Superposition von mehreren 375er Arrays	98
7.23	Diffuser aus optischem Gel	100
7.24	Abstrahlcharakteristik unter Verwendung des Gel-Diffusers	101
7.25	Temperaturabhängigkeit des Gel-Diffusers	103
A.1	Der Aufbau des Photonis Photomultiplier XP3062	107
A.2	Die Sensitivität des Photonis Photomultiplier XP3062	108
C.1	LabVIEW-Programm zur Drehtisch-Steuerung	112
C.2	Schaltplan der Drehtisch-Treiber-Platine	113
D.1	Die Kälte-/Wärmetestkammer der Firma BINDER	115
E.1	Der Hewlett Packard Pulsgenerators HP 214B	116
F.1	Eichkurve des Differenzenverstärkers	119

Tabellenverzeichnis

6.1	Die Steinhart-Hart Koeffizienten für die verwendeten NTC-Thermistoren .	47
6.2	Ergebnisse der Messung zur Ansteuerfrequenzabhängigkeit	53
6.3	Ergebnisse der Messung zur Pulsweitenabhängigkeit	53
7.1	Messwerte für Apertursimulation	59
7.2	Korrekturfaktoren für die nominalen Transmissionswerte der Filter	61
7.3	Die korrigierten Transmissionswerte der Dark-Box Filter	61
7.4	Fehler der Approximation zur Temperaturabhängigkeit bei den 395er Arrays	73
7.5	Fehler der Approximation zur Temperaturabhängigkeit bei den 385er Arrays	75
7.6	Fehler der Approximation zur Temperaturabhängigkeit bei den 375er Arrays	76
7.7	Die korrigierten Transmissionswerte der Dark-Box Filter	85
A.1	Die technischen Daten des Photonis Photomultiplier XP-3062	108
B.1	Die technischen Daten der LED-Arrays der Fa. Roithner Lasertechnik . .	110
E.1	Technische Daten des Pulsgenerators HP 214B	117

Kapitel 1

Einleitung

Die vergangenen Jahrzehnte waren durch großen wissenschaftlichen Fortschritt und enormen Wissensgewinnen gekennzeichnet. Der Mechanismus des Urknalls, die Entstehung von Materie, die physikalischen Abläufe in unserer Sonne, von all diesem haben wir heute konkrete Vorstellungen. Dennoch beschäftigt die Wissenschaft schon seit fast 100 Jahren eine Frage von fundamentaler Bedeutung, nämlich diejenige nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung. Trotz allen wissenschaftlichen Fortschritts und wider allen Bemühungen haben wir die genaue Herkunft und die Entstehung der Strahlung, die uns tagtäglich aus dem All bombardiert, bis heute nicht vollständig verstanden, stehen dieser Fragestellung allenfalls mit experimentell noch nicht verifizierten Theorien und zum Teil vagen Vorstellungen gegenüber.

Den Grundstein für das Rätsel der kosmischen Strahlung legte der österreichische Physiker Victor Hess, als er am Morgen des 7. August 1912 zur letzten Ballonfahrt einer Serie von sieben Flügen aufstieg [73, 42]. Er maß die Ionisation der Luft bis in 5 km Höhe und stellte fest, dass diese mit zunehmendem Abstand vom Erdboden deutlich anstieg. Er schloss daraus, dass die dafür verantwortliche ionisierende Strahlung einen extraterrestrischen Ursprung haben müsse und erhielt für seine Entdeckung 1936 den Nobelpreis für Physik.

Im Jahre 1938 entdeckte der französische Physiker Pierre Auger [9] das Phänomen der ausgedehnten Luftschauer. Er fand bei Koinzidenzexperimenten in den Alpen heraus, dass hochenergetische kosmische Strahlung Schauer von Sekundärteilchen erzeugen, die sich über ein Gebiet von mehreren hundert Metern Durchmesser erstrecken. Aufgrund der mit steigender Energie zunehmend seltener werdenden Primärteilchen ist der direkte Nachweis der Strahlung aus dem Kosmos, etwa mit ballon- oder satellitengestützten Experimenten, auf Energien bis maximal etwa 10^{14} eV eingeschränkt. Energien oberhalb dieser Grenze bis hin zu Energien von über 10^{20} eV sind daher Luftschauerexperimenten vorbehalten. Durch entsprechend große Detektorflächen ist es möglich, selbst höchstenergetische Teilchen, von denen weniger als eines pro Quadratkilometer und Jahrhundert zu erwarten ist, durch die von Ihnen erzeugten ausgedehnten Kaskaden von Sekundärteilchen festzustellen.

Im Jahre 1966, schon kurze Zeit nach Entdeckung der universellen thermischen Hin-

tergrundstrahlung (CMBR¹), leiteten Zatsepin und Kuzmin [93] und gleichzeitig unabhängig hiervon Greisen [36] aus dem Wechselwirkungsquerschnitt für Photoproduktion in Streuprozessen von Protonen an Photonen der Mikrowellenhintergrundstrahlung eine Vorhersage für das „Ende der kosmischen Strahlung“ oberhalb einer Energie von $5 \cdot 10^{19}$ eV ab. Die Existenz dieser prognostizierten „Grenze“ (GZK-cut-off²) im Energiespektrum der kosmischen Strahlung konnte jedoch bis heute nicht eindeutig verifiziert werden. Bisher waren die Untersuchungen von höchstenergetischen Teilchen jenseits der GZK-Schwelle im wesentlichen geprägt von zwei Luftschauer Experimenten. Während das AGASA³-Experiment [86, 3] in Japan auf einer Fläche von 100 Quadratkilometern mittels Szintillationszählern die Elektronen und Myonen im Schauer erfasst, die den Erdboden erreichen, kommt beim Fly’s Eye/HiRes⁴-Experiment [43] in den USA ein System von Spiegelteleskopen zur Anwendung, mit dessen Hilfe das Fluoreszenzlicht beobachtet wird, welches von den durch die Sekundärteilchen angeregten Stickstoffmolekülen der Atmosphäre emittiert wird. Die Ergebnisse beider Experimente scheinen zunächst jedoch nicht konform zu gehen. Während der heutige HiRes-Detektor Daten in Übereinstimmung mit dem erwarteten Abbruch des Energiespektrums nimmt, ist dies beim AGASA Experiment nicht der Fall. Beide Experimente haben jedoch auch einzelne Ereignisse oberhalb der Abbruchkante gemessen, was ein weiteres Rätsel darstellt. Hier ist aber auch Vorsicht geboten: Systematische Fehler, etwa in der Energiekalibration, können durchaus zu solchen Inkonsistenzen führen. Ergo bleibt die Frage nach dem GZK-cut-off weiterhin offen.

Ein neues Projekt, das Auger-Experiment [10, 11], benannt nach Pierre Auger, ist neuer Hoffnungsträger. Es kombiniert in seiner Hybridtechnik erstmalig die Fluoreszenzlichtmessung in der Luft mit dem Schauernachweis am Boden, und nutzt so die Vorteile beider Techniken. Es wird sowohl auf der Süd- als auch auf der Nordhalbkugel eine Institution geben, um eine komplette Überdeckung des Himmels zu erreichen. Die Wahl des Ortes für das nördliche Projekt fiel auf Lamar, Colorado. Bei dem bereits im Aufbau befindlichen Süd-Experiment in der Provinz Mendoza, Argentinien wird ein 3000 Quadratkilometer großes Array aus Bodendetektoren sowie ein System aus 24 Spiegelteleskopen die Akzeptanz aller bisherigen Experimente um etwa den Faktor 20 übertreffen [53]. Es wird erwartet, dass die Fragen nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung sowie dem GZK-cut-off durch dieses Projekt eine Klärung finden werden.

Als Mitglied der Pierre Auger Kollaboration ist die Arbeitsgruppe für Astroteilchenphysik der Bergischen Universität Wuppertal [87] maßgeblich am Bau beider Detektorsysteme des Observatoriums beteiligt. Ein Schwerpunkt lag dabei in einem Serientest der Lichtdetektoren (PMTs⁵) bevor diese in den Teleskopen installiert wurden. Um nun auch eine ordnungsgemäße Funktion der fertig bestückten Telekope sicherzustellen, ist eine regelmäßige Kalibration nötig. Es gibt bereits einige Methoden, die zu diesem Zweck eingesetzt werden. Zum einen wird zur absoluten Kalibration eine Art Trommel, bestückt

¹Cosmic Microwave Background Radiation

²Greisen-Zatsepin-Kuzmin-cut-off

³Akeno Giant Air Shower Array

⁴High Resolution

⁵Photomultiplier

mit Diffusern und 2 Leuchtdioden, über die Eintrittsöffnung der jeweiligen Teleskope platziert, mittels derer die PMTs homogen ausgeleuchtet werden. Diese Methode ist jedoch recht realitätsfremd, da man es im Experiment mit Punktquellen am Himmel zu tun hat, die nicht die komplette Optik des Teleskopes homogen ausleuchten. Schnelle, relative Kalibrationen werden durch künstliche Lichtquellen erreicht, welche sich an definierten Stellen im Teleskop befinden. Hier werden jedoch nur Teile der vor die PMT-Kamera geschalteten Optik durchlaufen, so dass keine Kalibration des gesamten Systems durchgeführt wird. Es besteht also der Wunsch nach einer alternativen Methode, mit der praxisnäher absolut kalibriert werden kann. Aus dieser Forderung entstand die Idee, eine Lichtquelle bekannter Intensität am Himmel definierte Positionen abfahren zu lassen. Man erhält so den realitätsnahen Fall einer Punktquelle im „Unendlichen“, wobei die gesamte Optik des Teleskopes im Strahlengang ist. Dazu sollen spezielle Hochleistungsleuchtdioden mittels eines heliumgefüllten Fesselballons auf eine Höhe von mehreren hundert Metern gebracht werden, um diese dann mit den Teleskopen zu beobachten.

Im Rahmen meiner Diplomarbeit werde ich diese Leuchtdioden eingehenden Tests unterziehen. Es ist zu prüfen, ob diese überhaupt für das Vorhaben geeignet sind. So gilt es zu testen, ob die Helligkeit in großer Entfernung zum Teleskop noch ausreichend für die Detektion mittels der PMT-Kamera ist. Die Abhängigkeit der Helligkeit vom Ansteuerstrom sowie der Betriebsspannung sind zu klären. Aufgrund der unvermeidbaren Bewegungen, die die Quelle am Ballon durchführen wird, ist ein weiterer wesentlicher Punkt die Frage, ob und wie man mit diesen Leuchtdioden eine richtungsunabhängige Lichtquelle herstellen kann. Ferner muss aufgrund der stark unterschiedlichen Temperaturen in der Argentinischen Pampa am Tage und zu Nacht verstanden werden, inwieweit die Umgebungstemperatur Einfluss auf die absolute Lichtemission haben wird.

Ich werde in den ersten Kapiteln (Kapitel 2 bis 3) dieser Arbeit zunächst einen kurzen Überblick über die Eigenschaften der kosmischen Strahlung und die in diesem Zusammenhang bisher ungelösten Probleme, sowie der durch die Strahlung induzierten Luftschauer geben. Danach wird das Südexperiment des Pierre-Auger-Projektes kurz erläutert (Kapitel 4), welches sich der Klärung dieser Fragen verpflichtet hat. Anschließend führe ich nochmals kurz die bisher praktizierten Kalibrationsmethoden für die Spiegelteleskope an, und gehe danach über zu der neuen Methode, dem Ballonprojekt (Kapitel 5). Es folgt der Kern der Arbeit, die Messungen an den Hochleistungsleuchtdioden. Es wird der Messaufbau, mit dem die Untersuchungen durchgeführt wurden, vorgestellt (Kapitel 6), sowie die Auswertung der Messergebnisse durchgeführt (Kapitel 7).

Kapitel 2

Die kosmische Strahlung

Unter kosmischer Strahlung versteht man heute *geladene Teilchen*, die die Erde aus dem All treffen. Die klassische kosmische Strahlung im GeV-Bereich besteht zu etwa 98 % aus Atomkernen und 2 % aus Elektronen, wobei sich die Kerne aufteilen in etwa 87 % Protonen, 12 % α -Teilchen und 1 % in Form von schwereren Elementen [54]. Bei der primären¹ Strahlung handelt es sich also im Wesentlichen um Wasserstoffkerne. Ich werde im Folgenden zunächst auf die energetischen Gesichtspunkte der kosmischen Strahlung eingehen und anschließend kurz die Frage nach dem Ursprung dieser erörtern.

2.1 Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Die kosmische Strahlung überdeckt einen sehr großen Energiebereich von vielen Zehnerpotenzen bis hin zu gewaltigen Energien von über $3 \cdot 10^{20}$ eV². Der integrale Fluss über alle Teilchen und Energien liegt bei etwa $1000 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ [33]. Bei den höchsten Energien sind jedoch nur noch wenige Teilchen pro Quadratkilometer und Jahrhundert zu erwarten. Beschreibbar ist das Energiespektrum durch ein steil abfallendes gebrochenes Potenzgesetz:

$$\frac{dN_{\text{prim}}}{dE} \propto E^{-\gamma}, \text{ mit } \gamma \simeq \begin{cases} 2.7 & \text{für } E \leq 4 \cdot 10^{15} \text{ eV} \\ 3.0 & \text{für } 4 \cdot 10^{15} \text{ eV} \leq E \leq 3 \cdot 10^{19} \text{ eV} \\ 2.7 - 3.0 & \text{für } E \geq 3 \cdot 10^{19} \text{ eV} \end{cases} . \quad (2.1)$$

Das von einigen Experimenten gemessene differentielle Spektrum ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Es zeigt relativ wenig Struktur, ausgenommen sind zwei markante Knicke. Die erste Änderung im Index des Potenzgesetzes findet man bei etwa $3 \cdot 10^{15}$ eV, üblicherweise wird diese Stelle als *Knie*³ bezeichnet. Der zweite Knick, genannt *Knöchel*⁴, ist bei etwa $3 \cdot 10^{18}$ eV zu finden.

¹Als primäre Strahlung versteht man solche extraterrestrischen Ursprungs. Sekundäre Strahlung hingegen entsteht erst durch die Wechselwirkung primärer mit der Atmosphäre der Erde.

²In makroskopischen Größen ausgedrückt entspricht dies einer Energie von ~ 50 Joule. Vergleichbar ist dies mit der Energie eines Tennisballes mit 160 km/h, welche sich jedoch im Falle der kosmischen Strahlung auf einen einzigen Atomkern konzentriert.

³englisch: knee

⁴englisch: ankle

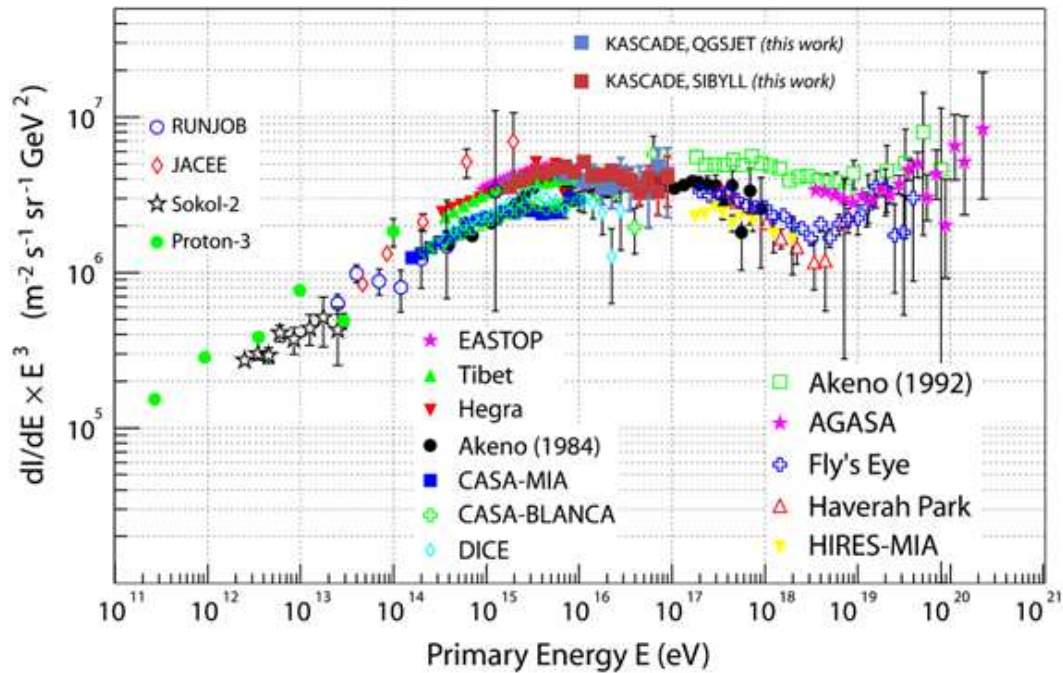


Abbildung 2.1: Differenzielles Energiespektrum der kosmischen Strahlung, gemessen von verschiedenen Experimenten (nach [48]). Um die charakteristische Form des steil abfallenden Spektrums hervorzuheben, ist der aufgetragene Fluss mit E^3 gewichtet.

Der Ursprung des Knies ist bislang ungeklärt, bis heute gibt es lediglich Erklärungsversuche (vgl. hierzu [49] und [37, Kapitel 6]). Die vorherrschenden theoretischen Modelle sehen das Knie darin begründet, dass mit 10^{15} eV etwa das Energiemaximum erreicht wird, das durch Supernova-Explosionen geliefert werden kann, so dass bei höheren Energien andere Beschleunigungsmechanismen herangezogen werden müssen, welche zu einem steileren Energiespektrum führen könnten. Alternativ geht man davon aus, dass eine Änderung der Transportmechanismen Ursache des Knies ist [49]. Während die Milchstraße mit ihrem Magnetfeld nur Teilchen festhalten kann, deren Gyroradien kleiner oder vergleichbar mit der Größe der Milchstraße sind, können solche mit größeren Radien – entsprechend höheren Energien – dieser entweichen. Grupen [37, Seite 65] schätzt, unter Annahme eines effektiven, weiträumigen galaktischen Magnetfeldes von 10^{-10} Tesla, einem Gyroradius von 5 pc^5 und eines simplen Vergleichs von Zentrifugal- und Lorentzkraft den in der Milchstraße für einfach geladene Teilchen speicherbaren Impuls ab zu $4,6 \cdot 10^{15} \text{ eV}/c$. Damit wird das Spektrum oberhalb dieser Schwelle steiler. Ein weiteres Modell postuliert gar die Änderung der Wechselwirkung bei solch hohen Energien, so dass bisher unbekannte und unbeobachtete schwere Teilchen entstehen könnten, welche fälschlicherweise mit hin zu geringer Energie rekonstruiert werden. Es würde so ein Abknicken im Energiespektrum vorgetäuscht.

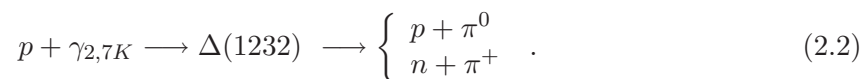
⁵1 parsec (pc) = 3,26 Lichtjahre = $3,0857 \cdot 10^{16} \text{ m}$

Das Abflachen des Spektrums im Bereich des Knöchels bietet bis heute ebenfalls lediglich Raum für Spekulationen. Man geht davon aus, dass die Teilchen ab dieser Energie einen extragalaktischen Ursprung haben. Diese Theorie ist jedoch auch mit Problemen verbunden. Da die Überprüfung dieses Sachverhaltes eines der wesentlichen Ziele des Auger Experimentes ist, werde ich auf diese Überlegung im nächsten Kapitel detaillierter eingehen.

2.2 Der GZK-Cutoff

Die Klärung der Frage nach dem Ursprung und den Hintergründen der kosmischen Strahlung mit Energien deutlich oberhalb des Knöchels, man spricht von UHECR⁶, ist das primäre Ziel, welchem sich das Auger Experiment verpflichtet hat. Bislang war die Statistik in diesem Energieabschnitt, die die bisherigen vorherrschenden Experimente wie AGASA oder Fly's Eye/HiRes lieferten, nicht sehr hoch. Im Kapitel 1 wurden diese beiden Projekte bereits kurz angesprochen. Durch das Auger Projekt mit seiner riesigen effektiven Nachweisfläche und seiner Hybrid-Technik, welche noch in Kapitel 4 näher erörtert wird, erhofft man sich eine Klärung der annähernd hundertjährigen Frage.

Den interessanten Bereich des Spektrums oberhalb von 10^{19} eV zeigt Abbildung 2.2. Man beachte die relativ großen Fehler, welche dominiert werden durch die bereits erwähnte schlechte Statistik. Zum anderen spielen aber auch systematische Fehler in der stark modellabhängigen absoluten Energiekalibration eine Rolle. Ein wesentlicher Schwerpunkt der experimentellen Bemühungen in der UHECR-Physik liegt in der Überprüfung der Existenz des GZK-cutoffs. Wie schon in Kapitel 1 bemerkt, wurde von Greisen, Zatsepin und Kuzmin das Ende der kosmischen Strahlung vorhergesagt. Sie erwarteten Stöße zwischen den hochenergetischen Teilchen und den Photonen der universellen $2,7^\circ$ K-Hintergrundstrahlung. Ab der GZK-Schwelle bei etwa $5 \cdot 10^{19}$ eV steht genügend Energie im Schwerpunktsystem zur Verfügung, um die Δ -Resonanz anzuregen:



Auf diesem Wege wird einem hochenergetischen Proton beim Durchlaufen der Hintergrundstrahlung so lange Energie entzogen, bis seine Restenergie unterhalb der GZK-Schwelle liegt. In [84, Seite 21–26] wird gezeigt, dass dieser Abfall bei Teilchen mit Energien oberhalb von $5 \cdot 10^{19}$ eV, unabhängig von ihrer Anfangsenergie, bereits auf einer Strecke von weniger als 100 Mpc⁷ geschieht. Hieraus vermag man schließen, dass die Quellen der UHECR in der näheren Umgebung liegen müssen. Jedoch wurden bisher keine benachbarten Objekte gefunden, die das Vermögen besitzen, solch ultrahochenergetische Teilchen zu erzeugen, obwohl hiernach direkt gesucht werden kann. Man beachte nämlich, dass die magnetische Rigidität der UHECR zusammen mit der hier geforderten Nähe der Quellen zum Beobachter nur kleine Ablenkungen von unter 1° bis 2° der beobachteten Ankunftsrichtung von der Position der Quelle zulässt. Man könnte somit

⁶Ultra High Energy Cosmic Rays

⁷In kosmischen Dimensionen sind 100 Mpc eine sehr kleine Distanz!

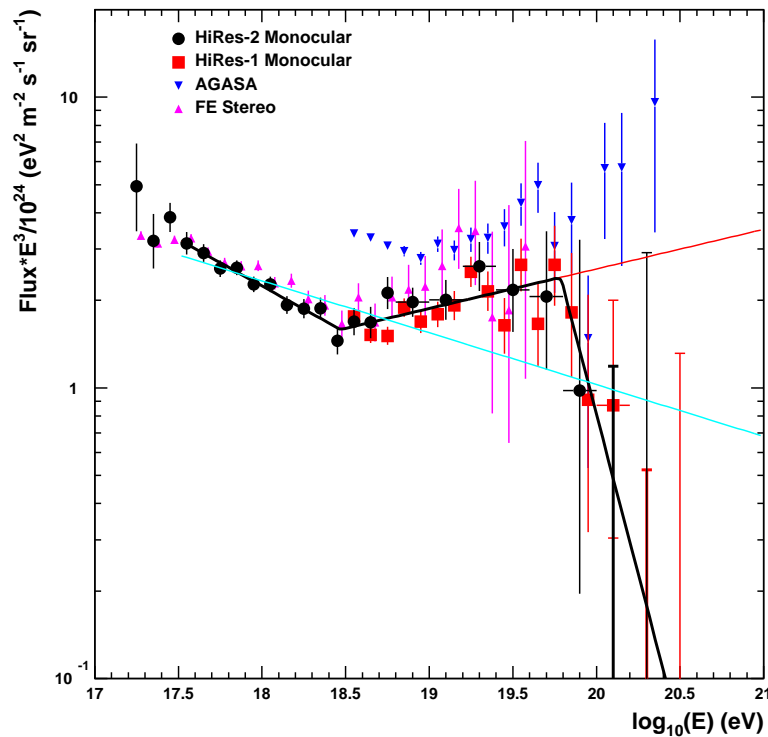


Abbildung 2.2: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung im Bereich des GZK-cutoffs, gewichtet mit E^3 (nach [1]). Gezeigt sind die Ergebnisse von HiRes-I (rote Quadrate), HiRes-II (schwarze Punkte), AGASA (blaue nach unten zeigende Dreiecke) und des Fly's Eye Experimentes (magentafarbige nach oben zeigende Dreiecke). Die Fly's Eye Daten wurden um eine viertel Binweite nach rechts verschoben ($\Delta \log_{10} E = 0,025$). Für die beiden HiRes Spektren sind für je zwei datenlose Bins die 1σ Obergrenzen dargestellt. Weiter sind durch die Daten der beiden HiRes Experimente zwei Kurven gefittet worden (zu den Hintergründen siehe [1]).

den Ursprung der Teilchen, sofern er in der näheren Umgebung liegt, leicht rekonstruieren. Daher muss von dieser Forderung ausgehend eine weiter entfernte, extragalaktische Quelle postuliert werden, im Widerspruch zur vorherigen Überlegung zum GZK-cutoff. Damit ist das Dilemma perfekt. Wie in Abbildung 2.2 ersichtlich, wurden jedoch einige, wenn auch wenige Teilchen mit Energien jenseits der GZK-Schwelle detektiert. Hier ist jedoch erhöhte Vorsicht geboten: die bereits erwähnten Fehler in der Energiekalibration der Experimente könnten bereits eine solche Verletzung des GZK-cutoffs vortäuschen [65, Seite 77]. Die mögliche Größenordnung der systematischen Fehler der beiden Projekte liegen jeweils bei etwa 20–30%. Somit liegt die Abweichung ihrer Ergebnisse im Rahmen von $2,5\sigma$. Es bleibt die Hoffnung, dass das Auger Observatorium hier Klärung bringt.

2.3 Quellen der kosmischen Strahlung

Eine weitere wichtige Kernfrage – neben der nach der Existenz des GZK-cutoffs – ist die nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung. Welchen Quellen entstammt sie, wie ist es möglich sie im Falle der UHECR derart zu beschleunigen, dass solch gewaltige Energien möglich sind? Auch hier muss sich die Physik heute zum großen Teil noch mit Spekulationen und Theorien begnügen. Ich möchte kurz die wichtigsten Vorstellungen erläutern.

Es wird heute vermutet, dass die Energien bis etwa zum Knie im Spektrum der kosmischen Strahlung zum Großteil durch Supernovaexplosionen aufgebracht werden. Die hierbei stattfindenden Energiefreisetzungen wären ausreichend, um Teilchen mit Energien von 10^{15} eV erklären zu können, unter günstigen Voraussetzungen sogar bis zu 10^{16} eV [90]. Beschleunigt werden die Teilchen etwa durch Magnetfelder in Schockfronten von Supernova-Explosionen bzw. durch sich bewegende magnetische Plasmen. Man nennt diese statistischen Beschleunigungsmechanismen *Fermi-Beschleunigung* [31], benannt nach Enrico Fermi (1949). Junge Pulsare sind ebenfalls gute Kandidaten. Pulsare sind rotierende Neutronensterne, die nach heutiger Vorstellung die Reste von Supernovae darstellen. Die Rotationsenergie junger Pulsare ist ausreichend, um für die nötigen Leistungen zu sorgen. Aufgrund der Rotation kommt es in den magnetischen Polbereichen zu Potentialabfällen, wodurch Teilchen auf sehr hohe Energien beschleunigt werden können. Weiterhin werden Doppelsternsysteme oder auch galaktische Winde als mögliche Quelle erachtet, welche ich hier jedoch nur der Vollständigkeit halber erwähnen, nicht jedoch näher betrachten möchte.

Besonders interessant sind jedoch auch die Teilchenenergien, die noch mal um einen Faktor Einhunderttausend und mehr oberhalb des Kniebereiches liegen. Man vermutet heute in erster Linie einen extragalaktischen Ursprung für die ultrahochenergetischen Teilchen, obgleich der Problematik des GZK-cutoffs. Begründen lässt sich dies unter anderem dadurch, dass die Milchstraße, wie unter Abschnitt 2.1 erläutert, ab Energien im Kniebereich Teilchen nicht mehr speichern kann, sowie durch die Tatsache, dass die gemessenen Ankunftsrichtungen der hochenergetischen Teilchen praktisch keine Korrelation zur galaktischen Ebene zeigen. Vermutet werden als mögliche Quellen der UHECR vor allem aktive galaktische Kerne (AGN⁸). Die Kerne aktiver Galaxien gehören zu den energiereichsten bekannten Objekten im Universum. Viele Galaxien besitzen einen solchen kompakten Kern, der einen signifikanten Anteil der Gesamtleuchtkraft der Galaxie über den gesamten Spektralbereich trägt. Aufnahmen, vor allem von Radioteleskopen, lassen vermuten, dass sich im Zentrum ein supermassives Schwarzes Loch befindet, welches die umgebende Materie aufsaugt (Akkretion) [29]. Senkrecht zu den Akkretionsscheiben entlang der Rotationsachse stehen zwei Jets aus Materie, welche von der Kernregion mit nahezu Lichtgeschwindigkeit ausgestoßen werden, und sich über große Entfernungen erstrecken können. Ein Vertreter aktiver galaktischer Kerne sind die Radiogalaxien⁹, welche besonders aussichtsreiche Kandidaten darstellen. Sie weisen unter anderem eine hinreichende Ausdehnung und Magnetfeldstärke auf, um die höchstenergetischen Teilchen in

⁸englisch: Active Galactic Nuclei

⁹Radiogalaxien sind Galaxien mit hoher Luminosität im Radiowellenbereich.

einer potentiellen Beschleunigungsregion zu halten. Allen vorgenannten Modellen für den Ursprung der UHECR ist gemeinsam, dass die hohen Teilchenenergien durch Beschleunigungsmechanismen erreicht werden. Gegen diese Modelle spricht jedoch bisher, dass es bislang noch nicht gelungen ist, eine zweifelsfreie Korrelation zwischen den rekonstruierten Ankunftsrichtungen der Teilchen und den bekannten Kandidaten für die Beschleunigung auszumachen. Das ist jedoch noch nicht gleichbedeutend mit einer Absage an diese Erklärungsversuche, dennoch sollte dieser Umstand hier erwähnt werden. Eine Alternative bieten die Zerfallsmodelle. Hier sind die Top-Down-Modelle vorherrschend, in welchen die beobachteten Teilchen bereits mit hoher Energie entstehen und nicht erst zu dieser beschleunigt werden. Sie versuchen das Spektrum der kosmischen Strahlung im Bereich des Knöchels und zu höheren Energien hin etwa durch den Zerfall schwerer, exotischer Teilchen zu erklären. Man diskutiert hier über X-Bosonenfragmentation von topologischen Defekten, den Z^0 -Zerfall an kosmologischen Neutrinos¹⁰ oder zerfallende massive Reliktteilchen aus der Urknallphase [77, 60]. Durch die exotischen Modelle könnte eine völlig neue Physik zu Tage kommen, in welcher bisher als nicht möglich erklärte Sachverhalte, wie etwa die Existenz von magnetischen Monopolen, Realität werden könnten. Festzuhalten ist, dass sich wider allen Erklärungsversuchen die UHECR bisher einer schlüssigen Erklärung ihres Ursprungs und ihrer Eigenschaften entziehen konnte. Letztlich kann nur eine erheblich verbesserte Statistik, wie sie mit dem Auger Experiment erreicht werden wird, Aufschluss geben.

¹⁰Z-Burst-Szenario: durch Wechselwirkung von ultrahochenergetischen kosmischen Neutrinos mit Neutrinos der kosmischen Hintergrundstrahlung werden über die gebildeten Z-Bosonen und deren Zerfall UHECR oberhalb der GZK Grenze erzeugt.

Kapitel 3

Ausgedehnte Luftschauer

Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, kommt es beim Eintritt in die Erdatmosphäre zu einer Wechselwirkung zwischen dieser und einem einlaufenden hochenergetischen Teilchen. Die Reaktionsprodukte, die so genannten ausgedehnten Luftschauer¹, bieten den einzigen effektiven Zugang zur kosmischen Strahlung mit Energien jenseits des Kniebereiches. Während die hochenergetischen Primärteilchen nur sehr geringe Flüsse aufweisen und somit nicht mehr unmittelbar mit ausreichender Statistik detektierbar sind, können die in der Atmosphäre entstehenden weiträumigen Kaskaden von Sekundärteilchen bei entsprechend großen Detektorflächen am Erdboden erfolgreich nachgewiesen werden. Aus den dabei gewonnenen Erkenntnissen können Rückschlüsse auf die primäre kosmische Strahlung gezogen werden. Es wird möglich, etwa auf die Masse, die Energie sowie die Richtung des primären Teilchens zu schließen. Es sei jedoch bemerkt, dass auch die Luftschauertechnik gewisse Schwächen aufweist, da die Rekonstruktion der primären Strahlung stark von Modellen abhängig ist und somit eine intrinsische Unsicherheit in sich birgt. Allerdings sind mit Ausnahme der hadronischen Wechselwirkung – hier ist in Ermangelung einer fundamentalen Theorie derzeit nur eine phänomenologische Beschreibung möglich – die Prozesse im Luftschauer heute recht gut verstanden. Zum einen aufgrund der Möglichkeit des Abgleichs mit Daten aus Beschleuniger-Experimenten, zum anderen kann im Falle individueller, elektromagnetischer Reaktionen mit Hilfe der Quantenelektrodynamik sehr präzise, theoretische Vorhersagen formuliert werden. Da die Luftschauertechnik von hoher Relevanz für das Pierre Auger Projekt ist, möchte ich auf diese im Folgenden etwas ausführlicher eingehen. Zunächst soll dabei die Frage nach der Entstehung der Schauer erörtert werden, danach die nach der Zusammensetzung dieser. Abschließend wird das Augenmerk dem Fluoreszenzlicht gelten, welches bei der Wechselwirkung mit der Atmosphäre entsteht, und ebenfalls von Bedeutung für das Auger Experiment ist.

¹englisch: extended air showers (kurz: EAS)

3.1 Entstehung der Luftschauer

Die Teilchen der kosmischen Strahlung wechselwirken beim Eintritt in die Erdatmosphäre mit den Kernen der Luftmoleküle. Es entstehen Sekundärteilchen, die ihrerseits wieder Teilchen produzieren können. Es entsteht eine regelrechte Teilchenlawine mit rapide wachsender Teilchenzahl, während die mittlere Energie der Teilchen immer weiter abnimmt. Die Schauerteilchen bilden eine ausgedehnte leicht gewölbte Scheibe, die sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. Die Kaskade entwickelt sich entlang der Einfallrichtung des Primärteilchens. Abbildung 3.1 zeigt schematisch einen solchen Luftschauer. Die Scheibe weist im Zentrum etwa eine Dicke von einem Meter auf, nach außen

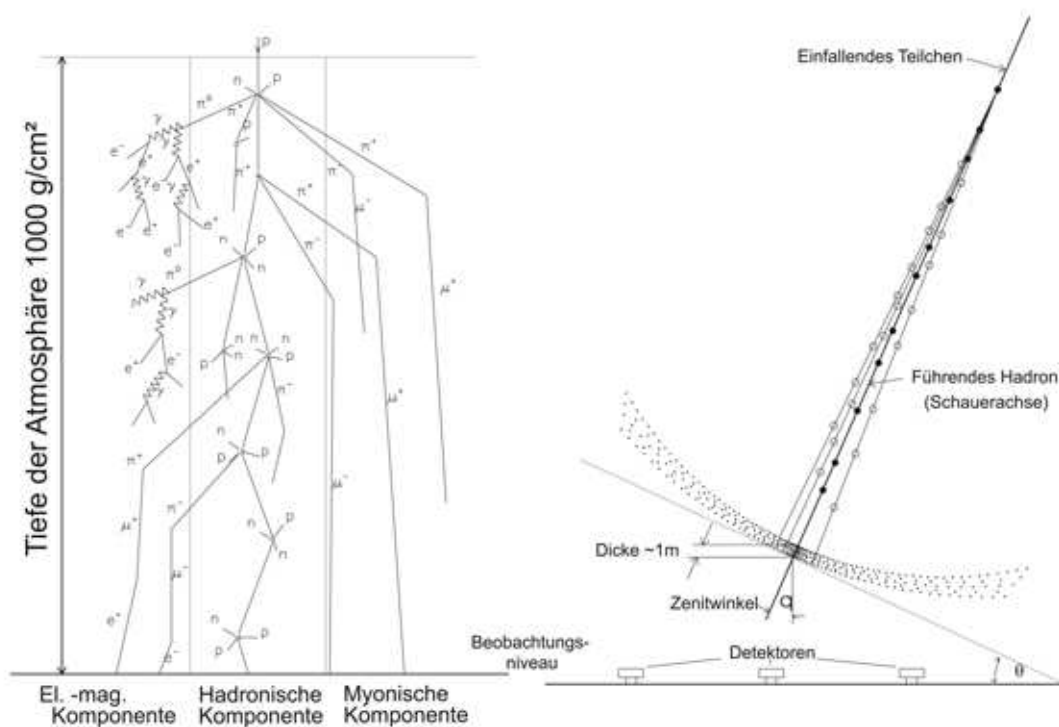


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers (nach [5]). Im *linken* Teilbild sind die Komponenten des Schauers angedeutet. Die Hadronen bilden den Kern der Kaskade und liefern die Energie für die elektromagnetische und myonische Komponente. Die Myonen durchdringen große Teile der Atmosphäre praktisch ungehindert. Elektronen und Photonen produzieren hingegen elektromagnetische Subschauer, die recht schnell absorbiert werden. Am Erdboden misst man die Gesamtheit aller Teilchen, die aus unterschiedlichen Höhen stammen und auf den Detektor treffen. *Rechts* ist ein Luftschauer schematisch im Profil dargestellt. Aufgrund ihrer Neigung wird die Schauerfront die Detektoren zu unterschiedlichen Zeiten erreichen, woraus sich der Einfallswinkel des Primärteilchens rekonstruieren lässt.

hin nimmt diese aufgrund der Zeitverzögerung von vielfach gestreuten Teilchen zu. Aufgrund seiner stark dominierenden Häufigkeit in der kosmischen Strahlung möchte ich einmal für ein primäres Proton die Bilanz der Schauerbildung exemplarisch anführen: Ein solches erzeugt am Erdboden, bei vertikaler Einfallsrichtung und einer primären Energie von 10^{15} eV, im Mittel 10^6 Sekundärteilchen, welche sich zusammensetzen aus 80% Photonen, 18% Elektronen und Positronen, 1,7% Myonen sowie 0,3% Hadronen (Werte stammen aus [8]). Der Schauer kann, je nach Energie des Primärteilchens, bis zu mehrere Kilometer Ausdehnung haben. Aufgrund der Vielzahl entstehender Teilchen ist in Luftschauerexperimenten lediglich eine stichprobenartige Vermessung der Teilchen am Erdboden nötig, so dass die effektive Messfläche nur einen kleinen Teil der Gesamtnachweisfläche des Experimentes aufweisen muss.

Für das Wechselwirkungsverhalten der primären kosmischen Strahlung ist die Dicke der Atmosphäre in Einheiten der charakteristischen Wechselwirkungslängen für die jeweilige Teilchensorte interessant. Laut [37, Seite 110] ist für Photonen und Elektronen in Luft die Strahlungslänge $X_0 = 36,66 \text{ g/cm}^2$, für Hadronen beträgt die relevante Wechselwirkungslänge in Luft $\lambda = 90,0 \text{ g/cm}^2$. Die Massenbelegung der Atmosphäre liegt bei etwa 1000 g/cm^2 , entsprechend dem atmosphärischen Druck von 1000 hPa. Dies bedeutet, dass die Atmosphäre für senkrecht eintreffende Teilchen ca. 27 Strahlungslängen bzw. 11 Wechselwirkungslängen tief ist. In Höhen von 15 bis 20 km treten nach [37] erstmals die primären Teilchen in Wechselwirkung mit der Luft ein und starten – je nach Energie- und Teilchensorte – elektromagnetische und/oder hadronische Kaskaden. Die Zahl der Sekundärteilchen ist nach oben beschränkt durch den Umstand, dass bei jeder weiteren Erzeugung von Teilchen die mittlere Teilchenenergie weiter abnimmt. Diese nimmt soweit ab, bis mehr Teilchen durch Ionisation der Kaskade verlustig gehen, als durch Paarproduktion oder Bremsstrahlung entstehen [84, Seite 77]. Irgendwann erreicht der Luftschauer daher sein Maximum und klingt danach langsam ab. Abbildung 3.2 gibt eine Vorstellung von der Entwicklung der Kaskade. Die atmosphärische Tiefe, bei der das Maximum erreicht wird, steigt mit der Energie, sinkt jedoch mit der Masse. Daher kann man diese beiden Größen aus den Eigenschaften des Schauermaximums rekonstruieren. Das Maximum liegt für ein senkrecht einfallendes primäres Proton der Energie $E_0 = 10^{15}$ eV in einer Höhe von etwa 5000 m, für eines mit $E_0 = 10^{20}$ eV auf Meeresniveau [80, Kapitel 8]. Die Entscheidung, ob man mit den Detektoren hoch ins Gebirge oder lieber ins Flachland zieht, hängt also davon ab, welchen Energiebereich man mit dem jeweiligen Experiment untersuchen möchte. Unter Berücksichtigung, dass auch nicht vertikal einfallende Teilchen detektiert werden sollen, die einen längeren Weg in der Atmosphäre zurücklegen, ist für das Auger Experiment ein Ort gesucht worden, der 500 bis 1500 m über Meereshöhe liegt [84, Seite 194]. So induziert die zu untersuchende ultrahochenergetische kosmische Strahlung Schauermaxima etwa in geographischer Höhe des Observatoriums.

3.2 Die Komponenten der Schauer

Die Teilchenkomposition im Luftschauer lässt sich in drei Gruppen unterteilen. Es gibt eine hadronische-, myonische und eine elektromagnetische Komponente. Da es sich bei typischen Luftschauern beim Primärteilchen um ein Proton oder einen Kern handelt, ist

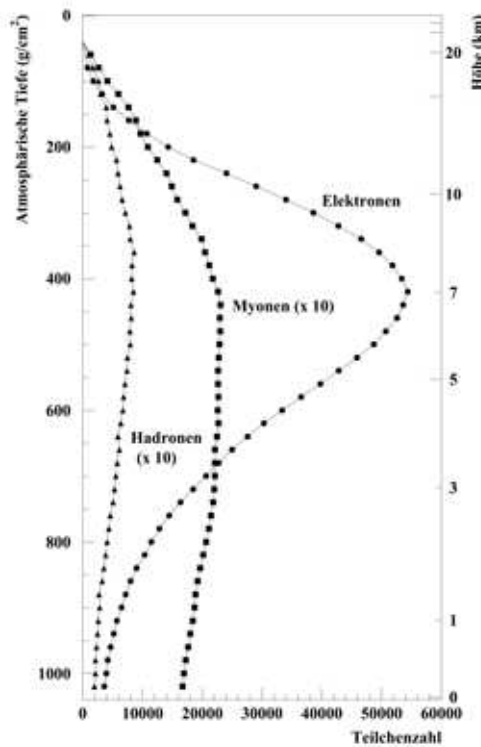


Abbildung 3.2: Die longitudinale Entwicklung der Elektronen-, Myonen und Hadronenzahl eines Schauers, der durch ein primäres Proton der Energie 10^{14} eV induziert wurde (nach [55]). Man beachte, dass die Photonenzahl nicht mit aufgeführt ist.

die gesamte Energie zunächst in der hadronischen Komponente enthalten. Ich möchte ihr daher zunächst die Aufmerksamkeit widmen.

Die **hadronische Komponente** besteht aus Kernen, Nukleonen und den in Kollisionen vielfach erzeugten Pionen und Kaonen. Während die hochenergetischen Hadronen im Kern des Schauers konzentriert bleiben, können sich die niederenergetischen, speziell die Neutronen, weit von der Schauerachse entfernen. Neutrale Pionen, die etwa ein Drittel aller erzeugten Pionen ausmachen, zerfallen sehr schnell in zwei Photonen und initiieren so unmittelbar eine elektromagnetische Kaskade. Geladene Pionen und Kaonen können aufgrund ihrer größeren Lebensdauer hingegen weiterhin mit der Atmosphäre wechselwirken. Ein Teil wird dennoch leptonisch zerfallen in Myonen und Neutrinos, insbesondere in großen Höhen, wo die Atmosphäre dünn ist. So bildet sich die zweite, **die myonische Komponente** des Schauers aus. Die energiereichen Myonen erfahren durch die relativistische Zeitdilatation eine Verlängerung ihrer Lebensdauer. Da sie durch Ionisation nur geringe Energieverluste² erfahren, und auch sonst andere Strahlungsprozesse

²Nach [37] liegen die Energieverluste nicht zerfallender Myonen in der Atmosphäre bei nur etwa $\sim 1,8$ GeV.

eher unwahrscheinlich sind, können sie mit großer Wahrscheinlichkeit die Atmosphäre bis zum Erdboden durchlaufen. Bei gegebener Masse steigt die Myonzahl proportional zur Energie. Da die Myonen am Boden gut zu detektieren sind, erlaubt die Messung dieser Zahl die Bestimmung der Primärenergie. Das Verhältnis Myon- zu Elektronenzahl bei gegebener Energie steigt mit der Masse an. Insbesondere im niederenergetischen Bereich kommt es jedoch auch zu Zerfällen von Myonen in Elektronen und Neutrinos und es wird so ein weiterer Beitrag zur **elektromagnetischen Komponente** geliefert. Sie entsteht in erster Linie durch den oben erläuterten Zerfall neutraler Pionen, durch η -Mesonen und in geringem Maße durch Elektronen aus den ebenfalls bereits erwähnten Myon- und Kaon-Zerfällen. Elektronen und Photonen führen zu elektromagnetischen Subkaskaden innerhalb des Schauers, in denen durch fortgesetzte Bremsstrahlung und Elektron-Positron-Paarbildung eine drastische Teilchenvervielfachung stattfindet. Damit hat die elektromagnetische Komponente am Maximum des Luftschauers das größte Gewicht in der Schauerkomposition.

Es wurde bereits diskutiert, wie anhand der Myonenanzahl eine Abschätzung der Energie des Primärteilchens erfolgen kann. Weiterhin kann, wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich, aufgrund des zeitlichen Versatzes im Ansprechen der Detektoren die ursprüngliche Richtung des schauerinduzierenden Teilchens rekonstruiert werden. Bleibt noch die Frage nach der Bestimmung der Masse des Primärteilchens, welcher ich hier der Vollständigkeit halber kurz nachgehen möchte. Die am Erdboden ankommende Elektronen- und insbesondere auch die Hadronenzahl sinkt mit zunehmender Masse des Primärteilchens. In [55] wird dies wie folgt abgeschätzt: Die Kerne der Massenzahl A haben einen mit dem Faktor $A^{2/3}$ wachsenden Querschnitt und somit eine im Vergleich zu Nukleonen kleinere mittlere freie Weglänge bis zur ersten hadronischen Reaktion. Da die Bindungsenergie der Nukleonen in einem Kern sehr viel kleiner ist als die typischen Energien in der kosmischen Strahlung, kann man den Kern in erster Näherung als Überlagerung von A Nukleonen auffassen. Ein durch einen Eisenkern induzierter Schauer sieht in etwa so aus wie die Summe von 56 Nukleonenschauern der Energie $E/56$. Mit diesem Bild versteht man, dass schwere Kerne Schauer erzeugen, die früher starten und ihr Maximum eher erreichen. Dadurch kommt es aufgrund der größeren zu durchlaufenden Distanz in der Atmosphäre zu einer stärkeren Absorption der elektromagnetischen- und hadronischen Komponente. Es kann somit über einen Vergleich der Anzahl an Myonen, welche nur eine geringe Masseabhängigkeit aufweist, relativ zu der stark masseabhängigen Elektronen- oder Hadronenzahl eine Abschätzung der Masse des Primärteilchens erfolgen. Somit ermöglicht es die Luftschauertechnik, obgleich sie eine indirekte Methode ist, die wesentlichen Eigenschaften der hochenergetischen Primärteilchen zu rekonstruieren und bietet so ein effektives Mittel zur Untersuchung der UHECR.

3.3 Entstehung und der Nutzen von Fluoreszenzlicht

Wie bereits zuvor diskutiert, kommt es während der Entwicklung eines Luftschauers in der Atmosphäre zu Energieverlusten durch Ionisation. Durch Anregung von Stickstoffmolekülen kommt es zu einer Emission von Fluoreszenzlicht entlang der Achse des Schauers. Das Spektrum liegt größtenteils im UV-Bereich zwischen 300 und 450 nm, für welchen die

Atmosphäre fast vollständig transparent ist. Insbesondere für Teilchenenergien oberhalb 10^{17} eV ist das Fluoreszenzlicht hinreichend intensiv, um es vor dem diffusen Hintergrund des Nachthimmels beobachten zu können [37]. Abbildung 3.3 zeigt das Emissionsspektrum der Stickstoff-Fluoreszenz. Das Fluoreszenzlicht wird isotrop ausgesandt mit einer Intensität, welche proportional zur Spurlänge ist. Expliziter kann man die Anzahl an Fluoreszenzphotonen, welche von N_e geladenen Teilchen beim Durchlaufen der Strecke dl produziert werden, ausdrücken durch

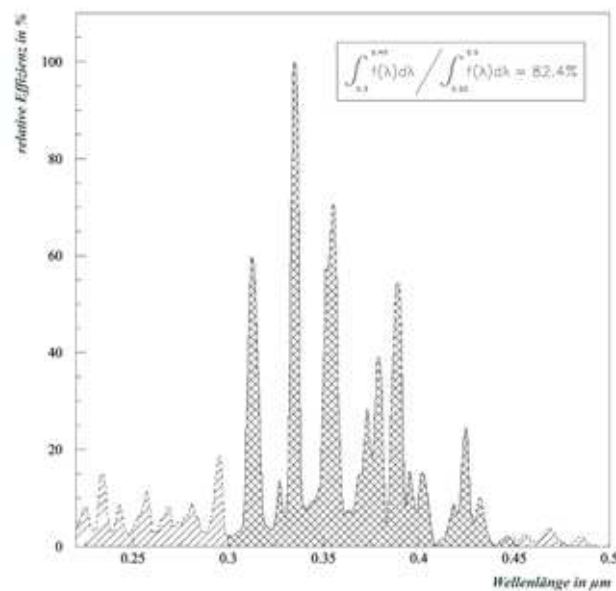


Abbildung 3.3: Das Stickstoff-Fluoreszenzspektrum nach [84]. Etwa 82% des emittierten Lichtes liegt im Wellenlängenbereich von 300 bis 450 nm.

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = N_f \cdot N_e , \quad (3.1)$$

wobei N_f die Fluoreszenzausbeute in Photonen pro geladenes Teilchen und Meter ist. In der Praxis hat sich herausgestellt, dass N_f zwar abhängig ist von Parametern wie Dichte und Temperatur der Atmosphäre, jedoch in den meisten Situationen in guter Näherung konstant [84, Seite 90]. Denn während mit wachsendem Druck und steigender Temperatur mehr Stickstoffmoleküle angeregt werden, erhöht sich auch die Wahrscheinlichkeit, dass diese ihre Energie durch Kollisionen auf Sauerstoffmoleküle übertragen, bevor eine Abregung durch Emission von Fluoreszenzlicht erfolgen kann [27]. Die beiden Prozesse halte sich derart die Waage, dass N_f nur sehr wenig mit der Höhe variiert, und im Mittel nach [21] etwa 4–5 Photonen pro Meter Teilchenspür beträgt. Nach Gleichung 3.1 ergibt sich daher sofort, dass man durch Messung der Menge des Fluoreszenzlichtes ein Maß für die Anzahl der Teilchen im Schauer erhält. Beobachtet man mittels geeignetem Detektor die gesamte Spür des Schauers, so kann man die Schauerentwicklung als Funktion der Tiefe in der Atmosphäre rekonstruieren. Weiterhin ist zu beachten, dass man durch die Spür, welche der Schauer auf einem Detektor hinterlässt, und dem Ort des Detektors schon eine sogenannte Schauer-Detektor-Ebene³ determinieren kann. Betrachtet man nun ein Ereignis von zwei unterschiedlichen Orten, liefert der Schnitt der beiden SDPs die Schauerachse und somit die Richtung des primären Teilchens. Sprechen auf ein Ereignis mindestens zwei Detektoren an, so nennt man dies *Stereo-Event*. Aber auch bei *Mono-Ereignissen* kann man die Schauerachse rekonstruieren. Der Schauer wird, je nach Abstand vom Detektor, dessen Blickfeld unterschiedlich schnell durchqueren. Aus der dafür benötigten Zeit kann die Entfernung des Schauers berechnet werden, und aus dieser zusammen mit der SDP wieder die Schauerachse ermittelt werden. Die Fluoreszenztechnik stellt somit eine sehr effektive Ergänzung zur reinen Detektion der Schauerteilchen am Erdboden da.

³englisch: shower-detector-plane (kurz: SDP)

Kapitel 4

Das Südexperiment des Pierre-Auger-Projektes

Das Pierre-Auger-Projekt hat sich die Untersuchung der kosmischen Strahlung bei den höchsten Energien zum Ziel gesetzt. Bereits in Kapitel 1 wurde das Luftschauerexperiment AGASA vorgestellt, welches mit einer Detektorfläche von 100 km^2 weniger als ein Ereignis pro Jahr bei Energien oberhalb von 10^{20} eV detektiert hat, bevor der Betrieb des Experimentes 2003 eingestellt wurde. Es bestand aus über 100 Szintillationszählern, die am Erdboden die Elektronen und Myonen im Schauer erfassten. Ebenfalls erwähnt wurde das HiRes-Experiment, bei dem ebenfalls die Luftschauertechnik zum Einsatz kommt, jedoch hier mit einem anderen Messprinzip. Es werden hierbei mittels eines Systems von Spiegelteleskopen die in Abschnitt 3.3 behandelten Stickstofffluoreszenzsignaturen im Schauer detektiert, auch hier lediglich mit geringer Statistik bei Primärteilchenenergien oberhalb der GZK-Schwelle. Beide Experimente lieferten sich widersprechende Ergebnisse, sofern man dies im Rahmen der niedrigen Statistik und der Genauigkeit der Messungen überhaupt schließen kann. Das Pierre-Auger-Projekt soll nun eine Antwort auf die immer noch unbeantworteten Fragen zur UHECR liefern.

4.1 Das Experiment

Das Pierre-Auger-Experiment setzt gleichzeitig das Beobachtungsprinzip eines Bodenarrays und von Fluoreszenzteleskopen ein. Daher spricht man von einer *Hybridtechnik*. Man beachte zwar, dass die Fluoreszenztechnik sich lediglich in mondlosen Nächten anwenden lässt, so dass nach [21] nur etwa 10% der Luftschauerereignisse gemeinsam mit beiden Detektortechniken registriert werden können, jedoch ist die daraus gewonnene Energiekalibration auf den gesamten Datensatz übertragbar. Um den gesamten Himmel beobachten zu können, wird sowohl auf der Nord- als auch auf der Südhalbkugel ein Observatorium gebaut. So sind umfangreiche Untersuchungen auf Anisotropie der UHECR möglich, welche Aufschluss darüber geben, ob eine isotrope Quellenverteilung oder einzelne, ausgezeichnete Objekte für die hochenergetische kosmische Strahlung verantwortlich sind. Unter Berücksichtigung von Forderungen nach geographischer Höhe, klarem Nachthimmel, einem Mindestmaß an Infrastruktur und Akzeptanz bzw. Förderung durch das

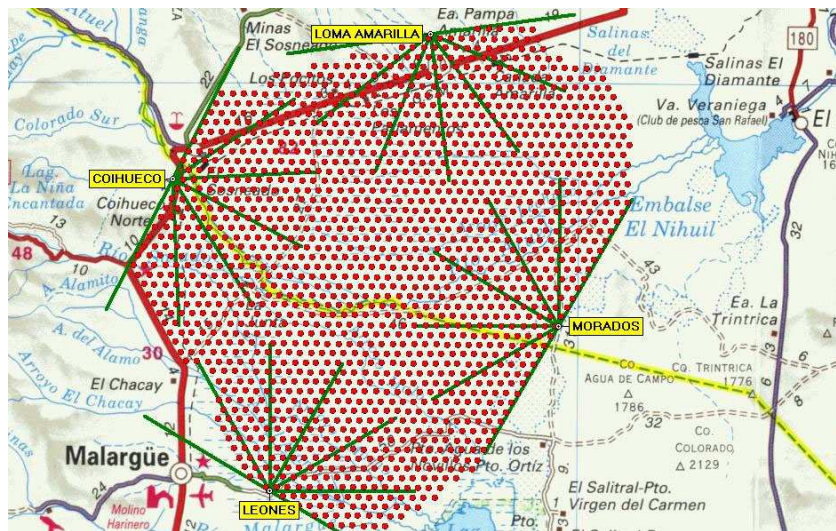


Abbildung 4.1: Eine Lagekarte des Südexperimentes des Pierre-Auger-Projektes. Man erkennt die 1600 Wassertanks, welche durch Punkte gekennzeichnet sind. Das Gesichtsfeld der vier Fluoreszenzgebäude in Loma Amarilla, Coihueco, Leones und Morados wird durch die Linien angedeutet [46].

Sitzland fiel die Wahl des Ortes für das nördliche Projekt auf Lamar, Colorado, für das südliche auf die Pampa Amarilla in der argentinischen Provinz Mendoza.

Aufgrund von begrenzten Ressourcen fand bis heute zunächst eine Konzentration auf das Süd-Experiment statt, Abbildung 4.1 zeigt eine Übersichtskarte von diesem. Auf diesen Teil des Pierre-Auger-Projektes werde ich im Folgenden näher eingehen. Wie bereits in Kapitel 3 ausführlich diskutiert, wird aufgrund des extrem niedrigen Flusses der UHECR eine sehr große Nachweisfläche benötigt, während die tatsächliche, effektive Detektorfläche aufgrund der weiten Ausdehnung der Luftschauer lediglich stichprobenartig über das Nachweisgebiet verteilt sein muss. Erreicht wird dies durch 1600 Oberflächendetektoren, die auf einem hexagonalen Gitter mit 1,5 km Abstand angeordnet sind, womit ein Nachweisgebiet von 3000 km² überdeckt wird. Die Detektoren sind Wassertanks, in denen mit Photomultipliern Cherenkov-Lichtblitze detektiert werden, welche von hochenergetischen Elektronen oder Myonen im Wasser erzeugt werden. Es wird auf diesem Wege eine stichprobenartige Vermessung der Dichteverteilung der Elektronen und Myonen im Schauer ermöglicht. Durch Vergleich der relativen Ankunftszeiten der Schauerteilchen an den jeweiligen Detektoren kann die Ursprungsrichtung rekonstruiert werden. Durch Messung der Lateralverteilung kann das Schauerzentrum und die integrale Teilchenzahl bestimmt werden, was Rückschlüsse auf die Energie des Primärteilchens ermöglicht. Weiter ist das Verhältnis Myon- zu Elektronenzahl, wie ausführlicher in Kapitel 3 erklärt, ein Indikator für die Art und Masse des primären Teilchens. Aufgrund der nur mit theoretischen Modellen vorhersagbaren Wechselwirkungen der UHECR kann man die Unsicherheiten nur durch Messung von mehreren unabhängigen Observablen re-

duzieren. Zu diesem Zwecke wird beim Süd-Experiment des Pierre-Auger-Projektes das Luftvolumen oberhalb der Oberflächendetektoren mit 24 Fluoreszenzteleskopen, welche am Rande des Detektorfeldes positioniert sind, beobachtet. Die hierbei rekonstruierbare totale Teilchenzahl ist ein guter und nahezu modellunabhängiger Energieparameter, während die atmosphärische Tiefe des Schauermaximums ein guter Massenindikator ist [53]. Von den vier Teleskopen nehmen heute bereits drei Daten, während das vierte etwa in der zweiten Hälfte von 2006 in Betrieb gehen soll. Da die Fluoreszenzteleskope Gegenstand dieser Diplomarbeit sind, werde ich in Kapitel 4.2 detaillierter auf diese eingehen. Nun möchte ich noch einige Worte zu den Leistungen bzw. Zielen des Pierre-Auger-Projektes verlieren. Das Experiment ist konstruiert, um Primärteilchen mit Energien oberhalb von 10^{18} eV nachzuweisen, wobei sich mit zunehmender Energie die Effizienz erhöht. Diese Schwelle ist unter anderem festgelegt durch den Abstand der Oberflächendetektoren. Sobald fünf Tanks einen Schwellenwert innerhalb von $20 \mu\text{s}$ überschreiten, wird die Datenauslese gestartet. So wird bereits ab 10^{19} eV eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 98% erzielt [21]. Bei Teilchenenergien oberhalb von $10^{17,5}$ eV ist auch das Fluoreszenzlicht ausreichend intensiv, um es mit den Teleskopen detektieren zu können. Oberhalb der GZK-Schwelle liegen fast ausschließlich Stereo-Events vor [2, Seite 54]. Im hybriden Modus wird eine Energieauflösung von 10% möglich, sowie eine Winkelgenauigkeit von $0,5^\circ$, im Einzelbetrieb des Oberflächendetektors immerhin 12% Auflösung und $0,6^\circ$ Genauigkeit [28]. Unterhalb eines Zenitwinkels von 60° werden pro Jahr ~ 5100 erfasste Ereignisse oberhalb von 10^{19} eV und ~ 60 für Energien jenseits von 10^{20} eV in diesem bisher statistisch schlecht untersuchten Bereich erwartet.

4.2 Die Fluoreszenzteleskope

Die Fluoreszenzdetektoren¹ des Pierre-Auger-Projektes sind in insgesamt vier halbkreisförmigen Gebäuden untergebracht, welche jeweils sechs solcher Teleskope beherbergen (Abbildung 4.2). Eingesetzt werden können sie in klaren und mondlosen Nächten. Jedes Fluoreszenzteleskop deckt ein Gesichtsfeld von $30^\circ \times 30^\circ$ ab (Azimutwinkel \times Erhebungswinkel), wobei es um ca. 16° gegen die Horizontale geneigt ist [58]. Somit wird von einem FD-Gebäude insgesamt ein horizontales Gesichtsfeld von 180° abgedeckt, bis zu einer Erhebung gegenüber dem Erdboden von 31° , wie in Abbildung 4.1 gezeigt. Zur Verbesserung der optischen Eigenschaften und des Signal-zu-Rauschverhältnisses entschied man sich, für das Layout der Fluoreszenzteleskope das Prinzip des Schmidt-Teleskopes² zu übernehmen. Es hat den Vorteil, dass durch Fehlen einer optischen Linse die wellenlängenabhängige chromatische- und die symmetriebedingte Koma-Aberation ausgemerzt werden. Beim Auger-Experiment kommt ein $3,5 \text{ m} \times 3,5 \text{ m}$ messender sphärischer Hohlspiegel zum Einsatz. Abbildung 4.3 verdeutlicht den Aufbau schematisch. Bevor das Licht auf den Spiegel trifft, passiert es eine Eingangsblende. In diese ist ein Korrekturring eingebracht, der einen Aperturdurchmesser von $2,20 \text{ m}$ und damit eine effektive Fläche von etwa 3 m^2 ermöglicht. Durch den Ring konnte im Nachhinein ohne großen Aufwand eine

¹englisch: Fluorescence Detector, kurz: FD

²Das Prinzip des Schmidt-Teleskopes geht auf eine Erfindung von Bernhard Schmidt Ende der 1920er Jahre zurück.

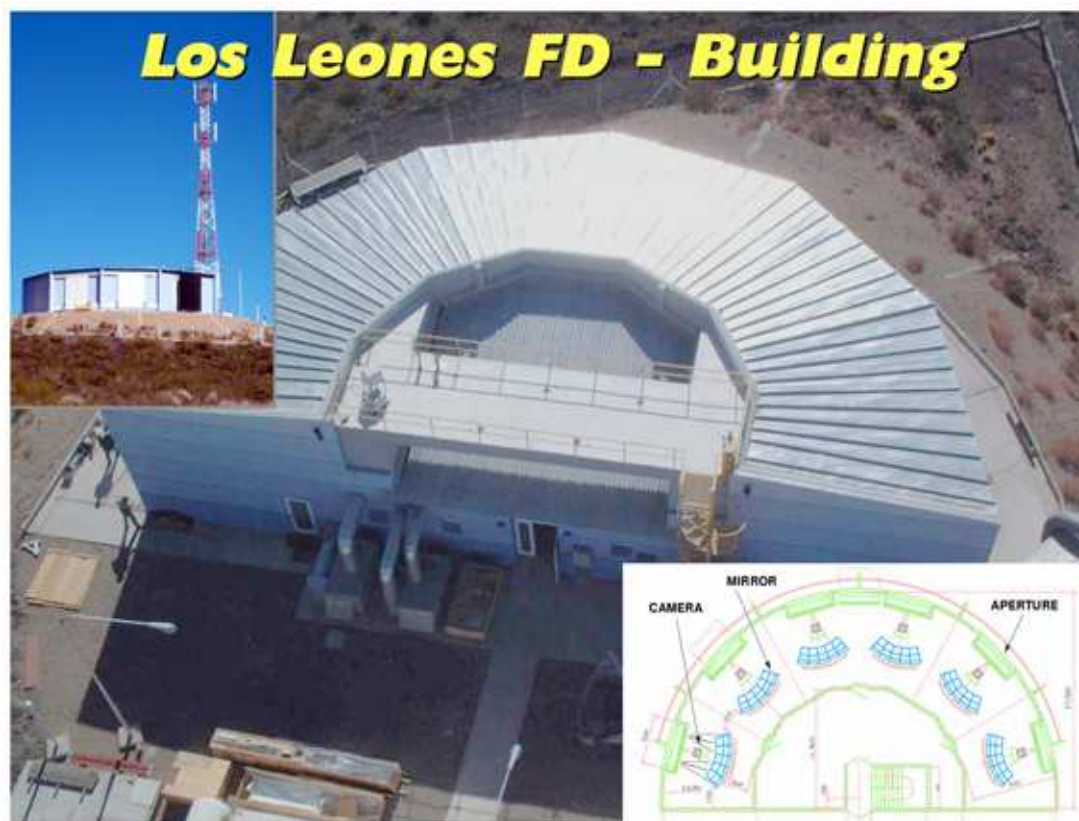


Abbildung 4.2: In der *Mitte* ist das Teleskopgebäude von Los Leones vom Funkturm aus gesehen abgebildet. *Links* oben sieht man dieses und den Funkturm vom Erdboden aus. Unten *rechts* sieht man eine schematische Zeichnung des Teleskopgebäudes mit den sechs einzelnen Fluoreszenzteleskopen (aus [47]).

Verdoppelung der effektiven Aperturfläche gegenüber der ursprünglichen Planung erfolgen, ohne Verschlechterung der Abbildungseigenschaften. Eine weitere Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses wird durch den Einsatz eines optischen Filters erreicht, welches störendes Licht, etwa das der Sterne, abschwächt, jedoch für das Stickstofffluoreszenzlicht ausreichend transparent ist. Zu diesem Zweck wird ein kommerzielles Filter der Firma Schott eingesetzt, das M-UG6-Glas, welches transparent im Bereich von etwa 300 bis 400 nm ist (vgl. Abbildung 7.13). Das Filter hat den angenehmen Nebeneffekt, dass das Eindringen von Staub und Schmutz durch die Apertur ins Teleskopgebäude stark reduziert wird.

Detektiert wird das Licht mittels 440 Photomultipliern (im Folgenden kurz: PMTs). Abbildung 4.4 zeigt schematisch den Aufbau der PMT-Kamera. Die sphärische Aberration der Auger-Teleskope beträgt etwa $0,5^\circ$, die Spotgröße beträgt daher 15 mm und entspricht damit etwa einem Drittel des Durchmessers eines PMTs [58]. Diese Auflösung ist für das experimentelle Ziel völlig ausreichend. Zur Vermeidung von nicht empfindli-

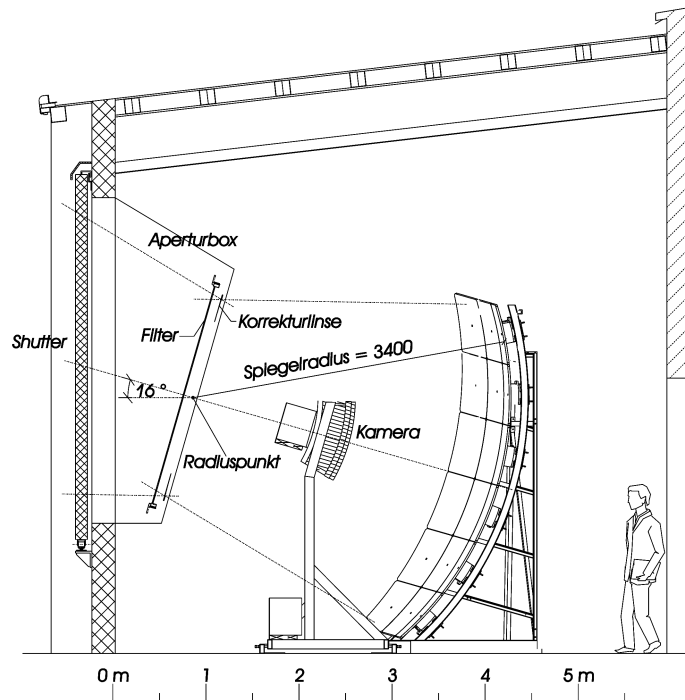


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Fluoreszenzteleskops (aus [13]). Man erkennt von links nach rechts die Apertur, die Photomultiplierkamera und den sphärischen Spiegel.

chen Flächen zwischen den PMTs werden an dieser Stelle speziell geformte Reflektoren eingesetzt, sogenannte Mercedes-Sterne. Diese reflektieren an den Grenzübergängen das Licht in die PMTs hinein, so dass hier lediglich noch Verluste unterhalb von 15% zu erwarten sind [7]. Eingesetzt werden PMTs vom Typ XP-3062 der Firma Photonis. Mit seiner Biakaliphotokathode ist der XP-3062 darüber hinaus zur Detektion des Stickstofffluoreszenzlichtes sehr gut geeignet, da er im Wellenlängenbereich von 300 bis 550 nm hohe Quanteneffizienzen aufweist. Ich habe im Rahmen meiner Diplomarbeit einen solchen PMT der Firma Photonis als Lichtsensor eingesetzt. Im Anhang A werde ich daher einige technische Daten zu diesem PMT aufführen.

Aus der Retrospektive betrachtet kann also festgehalten werden, dass sich die Fluoreszenzteleskope des Pierre-Auger-Projektes als sehr effektives Werkzeug bei der Beobachtung der UHECR erweisen. Es können Luftschauer, die von Primärteilchen mit Energien oberhalb von 10^{19} eV erzeugt werden, noch mit guter Qualität bis zu einem Abstand von 30 km gemessen werden [53]. Dass der Luftschauer sich dabei mit nahezu Lichtgeschwindigkeit ausbreitet, stellt kein Problem dar. Es ist leicht verständlich, dass ein so präzises Messinstrument einer sorgfältigen und stetigen Kalibrierung bedarf. Ziel dieser Diplomarbeit ist es, ein hierfür geeignetes Experiment in den Grundzügen vorzubereiten. Ich werde im nächsten Kapitel ausführlicher auf die Kalibration der Teleskope eingehen.

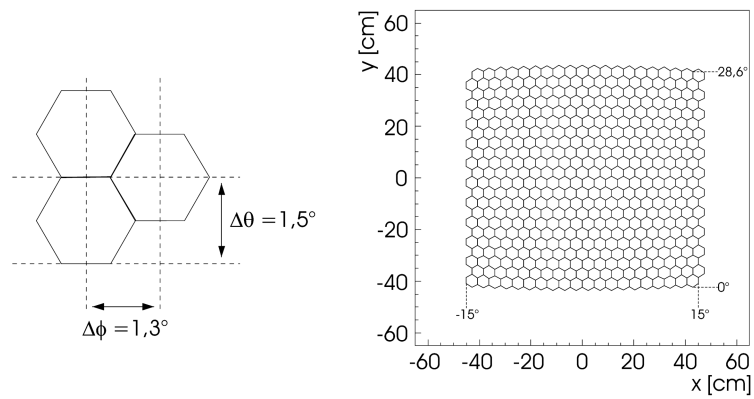


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der PMT-Kamera (aus [13]). *Rechts* ist eine Gesamtübersicht aller 440 PMTs, *links* eine vergrößerte Darstellung dreier PMTs. Ein PMT überdeckt etwa $1,5 \times 1,5$ Grad des Himmels, und hat einen Durchmesser von 40–45 mm.

Kapitel 5

Kalibration der Teleskope

Durch Beobachtung der Stickstoff-Fluoreszenzspuren mit den Fluoreszenzteleskopen kann die Schauerenergie auf etwa 20 bis 25% genau rekonstruiert werden [53, 17]. Ferner ist es möglich, die Richtung der Schauerachse genauer als ein Grad zu bestimmen und die Rekonstruktion des Ortes des Schauermaximums mit einer Unsicherheit von weniger als 25 g/cm² durchzuführen [53]. Dafür sind eine Reihe von Schritten notwendig, um diese Rückschlüsse aus den mit den Teleskopen genommenen Daten ziehen zu können. Dazu gehört unter anderem auch die Bestimmung des Absolutwertes der Detektoreffizienz. Die Teleskope werden zu diesem Zwecke absolut kalibriert – jährlich etwa drei oder viermal, je nach Stabilität der Komponenten. Um zukünftige Veränderungen¹ in der Effizienz feststellen zu können, reichen dann relative Kontrollkalibrationen, die meist weniger aufwändig sind als die absoluten. Die relativen Methoden vergleichen, meist täglich, die Antwort der Teleskope auf eine bestimmte Menge Licht mit der Antwort auf die Referenzmessung, die kurz nach der absoluten Kalibration durchgeführt wurde. Ich möchte im nächsten Abschnitt zunächst einen kurzen Überblick über die bisherigen Standardmethoden zur Kalibration der Fluoreszenzteleskope des Pierre-Auger-Observatoriums geben, und erklären, welche Schwächen und Stärken sie aufweisen und weshalb eine neue, alternative Methode, deren Grundsteine ich in dieser Arbeit legen werde, wünschenswert ist. In den folgenden Abschnitten werde ich dann auf diese neue Methode im Detail eingehen.

5.1 Standardmethoden

Es gibt zahlreiche Ansätze und Ideen, wie man die Teleskope des Pierre-Auger-Projektes kalibrieren könnte. Ich möchte mich hier lediglich auf die wesentlichen bzw. die, die auch tatsächlich in die Realität umgesetzt worden sind, beschränken. Das Augenmerk gilt dabei zunächst den Methoden zur absoluten Kalibration der Fluoreszenzteleskope. Anschließend werde ich auf die relative Kalibrierung eingehen.

¹Solche Veränderungen können viele Ursachen haben, wie etwa Verschmutzung durch Staub im Laufe der Zeit oder unvermeidbare Alterungsprozesse, denen die verwendeten Komponenten ausgeliefert sind.

5.1.1 Absolute Kalibration der Teleskope

Die Rohdaten, die die Teleskope im Falle eines registrierten Events² liefern, liegen als ADC³-Werte vor, welche mit den Intensitäten und Ankunftszeiten des Lichtes korrespondieren, welches von den PMTs detektiert wurde. Eine absolute Kalibration setzt nun diese ADC-Werte in Relation zum Fluss der in den Detektor einfallenden Photonen, so dass aus den Rohdaten Rückschlüsse auf die Intensität der Fluoreszenzstrahlung an der Aperturöffnung gezogen werden können. Dabei muss sowohl das M-UG6 Filter mit berücksichtigt werden, als auch der Korrekturring, der Spiegel, die Mercedes-Sterne, die PMT-Response⁴, die gesamte Elektronik, die Kabel, der ADC sowie viele weitere Details. Während einige Methoden lediglich Teile dieser Kette kalibrieren, findet bei anderen eine Kalibration des kompletten Aufbaus statt – man spricht in diesem Fall von einer „end-to-end-Technik“. Abgerundet wird dies alles durch eine Messung der atmosphärischen Parameter, wie etwa die Abschwächung des Fluoreszenzlicht in der Atmosphäre, wodurch dann schließlich der Rekonstruktion der Schauerparameter nichts mehr im Wege steht. Bei einigen end-to-end-Methoden, wie auch bei der, die ich im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickle, ist ein Teil der Atmosphäre sogar direkt Bestandteil der Kette. Langfristiges Ziel ist es, die Luftschauerenergie mittels der Teleskope mit Unsicherheiten unterhalb von 15% messen zu können, wofür die Fluoreszenzdetektoren mit einer Präzision von ca. 8% absolut kalibriert werden müssen [17]. Die vorherrschende Technik zur absoluten Kalibration der Teleskope ist die sogenannte „Drum-Kalibration“⁵. Weiterhin fand bisher auch die „Atmospheric-Laser-Scattering-Kalibration“⁶ Anwendung. Ich möchte mich im Folgenden auf diese beiden wichtigsten Methoden beschränken.

Drum-Kalibration:

Die Drum-Methode ist eine end-to-end-Technik, mittels derer die Fluoreszenzteleskope drei- bis viermal pro Jahr absolut kalibriert werden – mit momentan etwa 12% Unsicherheit [12]. Während dieser Kalibration wird eine transportierbare Trommel mit 2,5 m Durchmesser und 1,4 m Tiefe vor die Apertur des zu kalibrierenden Teleskopes montiert. Abbildung 5.1 zeigt die am Teleskop montierte Drum. Das Gerüst der Drum besteht aus Aluminium. Die Seitenteile der Drum sowie die rückwärtige Fläche (die, die bei der Kalibration vom Teleskop abgewandt ist) wurden innen mit Tyvek⁷ bespannt, welches UV-Licht mit hoher Effizienz reflektiert. Die Außenfläche besteht aus einem schwarzen Kunststoffüberzug. Die Frontfläche bildet eine 0,38 mm dünne Teflon-Folie, welche UV-Licht diffus transmittiert. Die Lichtquelle besteht aus einem Paar gepulster UV-LEDs (375 ± 12 nm), welche koaxial in einem Teflon-Zylinder montiert sind. Abbildung 5.1 gibt den Aufbau schematisch wieder. An einem Ende des Zylinders befindet sich ein Lichtsensor, um die Stabilität der Leuchtdioden kontrollieren zu können. Der Zylinder

²deutsch: Ereignis

³Analog to Digital Converter, deutsch: Analog zu Digital Wandler

⁴deutsch: PMT-Antwort

⁵deutsch: Trommelkalibration. Die Namensgebung rührt von der trommelartigen, zylindrischen Form der Kalibrationsapparatur her.

⁶deutsch, sinngemäß: Kalibration durch Streuung von Laserlicht in der Atmosphäre

⁷Papierartiges Faservlies aus thermisch verschweißten Hochdruckpolyethylen-Fasern

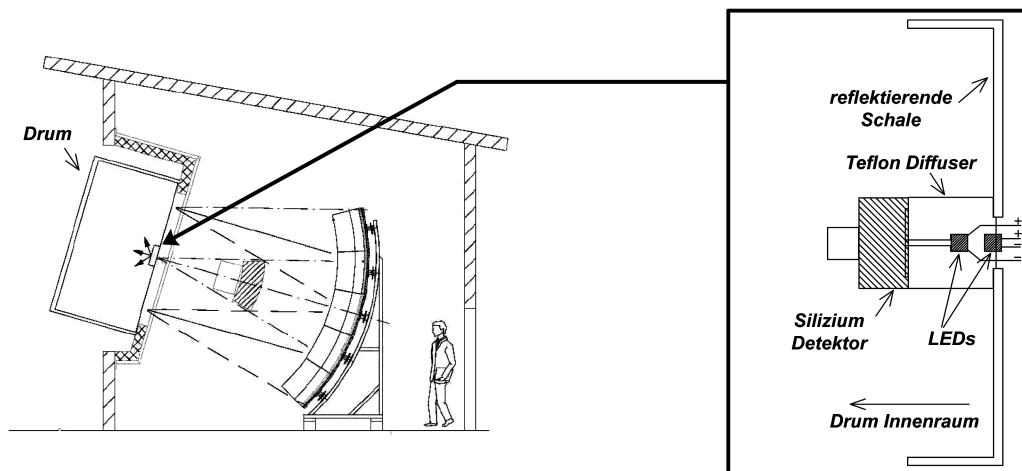


Abbildung 5.1: *Links* ist schematisch die an der Apertur eines Teleskops montierte Drum zu sehen. Bei der Drum-Kalibration wird die komplette Optik des Teleskopes gleichförmig in Fläche und Richtung beleuchtet (Quelle: [12]). *Rechts* ist die Lichtquelle vergrößert dargestellt. Durch diese Bauweise wird die Trommel recht diffus ausgeleuchtet (nach [23]).

wird dann in der Mitte der Teflonfolie in eine mit Tyvek überzogene reflektierende Schale eingebracht. Mit diesem Aufbau wird es möglich, die Apertur des Teleskops nahezu gleichförmig (in Winkel und Fläche) mit kurzen Lichtblitzen der Wellenlänge 375 nm auszuleuchten. Aufgrund vorheriger absoluter Kalibration der Drum im Labor, ist die absolute Lichtmenge bekannt, die bei der Drumkalibration homogen das Eintrittsfenster ausleuchtet. Somit kann aus dem Zusammenhang zwischen einfallenden bekannten Fluss und den dabei gewonnenen ADC-Werten eine absolute Kalibration der Teleskope erreicht werden. Dabei ergeben sich bei den Auger-Teleskopen typischerweise Sensitivitäten von im Mittel fünf Photonen pro ADC-Kanal [12]. Weiterhin ist aufgrund der homogenen Ausleuchtung der Apertur bei der Drum-Methode eine Abstimmung der Pixel-Gains⁸ möglich, so dass eine nahezu gleichförmige Response aller Pixel auf dieselbe Zahl an Photonen erreicht werden kann. Detailliertere Ausführungen zur Drum findet man in [17, 68, 23, 12].

Atmospheric-Laser-Scattering-Kalibration:

Bei der Atmospheric-Laser-Scattering-Methode werden mittels eines Lasers vom Erdboden aus Leuchtspuren in der Atmosphäre erzeugt, welche von den Teleskopen beobachtet werden. Da der Wirkungsquerschnitt der Rayleigh-Streuung in der Atmosphäre sehr gut verstanden ist, kann der aufgrund der Streuung der Laserphotonen entstehende Photonenfluss sehr gut vorhergesagt werden, sofern die Energie des Laserstrahls hinreichend

⁸deutsch: Verstärkungsfaktoren

gut bekannt ist. Im Mai 2005 wurde mit dieser Methode eine Kontrolle der vormals mittels Drum-Technik erzielten absoluten Kalibration für einige Teleskope der FD-Stationen von Los Leones und Coihueco durchgeführt [70]. Dabei wurde ein 337 nm Stickstofflaser verwendet, mit welchen vertikal in die Atmosphäre Lichtpulse entsendet wurden. Ich möchte auf diese Technik nicht detaillierter eingehen, da sie momentan noch keine gängige Standardmethode ist, sondern vielmehr noch in der Erprobung steckt. Weitere Informationen findet man in [70, 69, 68]. Ich möchte jedoch kurz die Ergebnisse der Kalibration erläutern. Die mit der Laser-Scattering-Methode gewonnenen Daten wurden mit den Daten aus der Drumkalibration verglichen, wobei letztere auf den Wellenlängenbereich von 337 nm herunterextrapoliert werden mussten. Der Laser wurde zuvor mit einer Unsicherheit von etwa 7% absolut kalibriert. Die drumkalibrierten Teleskope detektierten im Mittel an der Los Leones FD-Station ein Lasersignal, welches 7% größer war, als das bei Simulationen vorhergesagte. Für die Teleskope von Coihueco betrug die Abweichung sogar 13% nach oben. Dabei ist zu beachten, dass die Drum-Methode eine Unsicherheit von etwa 12% bei 375 nm birgt, jedoch durch die Extrapolation eine zusätzliche Ungenauigkeit entsteht. Somit noch nicht gesagt, dass tatsächlich eine der beiden Methoden zu große Fehler aufweist. Es steht aber aufgrund dieser Diskrepanz momentan in Planung, weitere Drum-Kalibrationen mit Lichtquellen anderer Wellenlängen durchzuführen [70, Seite 11].

Ein weiterer Punkt, wo es Unstimmigkeiten zwischen den Ergebnissen der Drum-Kalibration und anderen Messungen gab, ist die Streuung der Verstärkungen der PMTs innerhalb einer Gainklasse⁹. Während die von unserer Arbeitsgruppe durchgeführten Laborkalibrationen (vgl. [15, 14, 16]) der PMTs um 5% streuende Verstärkungen innerhalb einer Gainklasse ergeben haben, zeigt die Drumkalibration nach Einbau der PMTs im Experiment an dieser Stelle mittlere Streuungen von 20%.

Man stellt fest, dass die bisherigen Kalibrationsmethoden nicht in allen Punkten zufriedenstellende Ergebnisse liefern, es ferner sogar zu Unstimmigkeiten zwischen den einzelnen Methoden gekommen ist. Bei der Drum-Kalibration ist insbesondere die Situation, dass die Lichtquelle unmittelbar in der Apertur des Teleskopes sitzt, nicht verträglich mit der Realität, in der die Entstehungsorte des Fluoreszenzlichtes weit entfernt von den Detektoren liegen, und von diesem Ort aus die gesamte Optik des Teleskopes durchlaufen wird. Es werden im Experiment bei der Beobachtung eines Luftschauers von definierten Punkten am Himmel Photonen emittiert, welche jeweils immer nur wenige Pixel des Detektors treffen. In dieser Hinsicht ist die Atmospheric-Laser-Scattering-Kalibration schon im Vorteil. Das Laserlicht wird als Spur auf der PMT-Kamera abgebildet, ähnlich der Spurbilder, welche ein Schauer hinterlässt. Jedoch scheinen die neueren Ergebnisse der Laser-Scattering-Technik nicht mit denen der Drum-Kalibration konform zu gehen. Es wird also eine neue Methode nötig, die es nicht nur durch eine alternative Technik ermöglicht, die Punkte, in denen die Unstimmigkeiten aufgetreten sind, unabhängig von den anderen Kalibrationsmethoden zu untersuchen. Sie soll auch den Forderungen nach einer Punktquelle in weiter Entfernung gerecht werden, um realitätsnah zu kalibrieren. Bevor ich aber zu dieser neuen Methode komme, möchte ich kurz auf die relative Kalibration

⁹Gain: Verstärkung. Die PMTs sind in verschiedene Gain-Klassen eingeteilt. PMTs der selben Gainklasse werden im Experiment unter der selben Hochspannung betrieben.

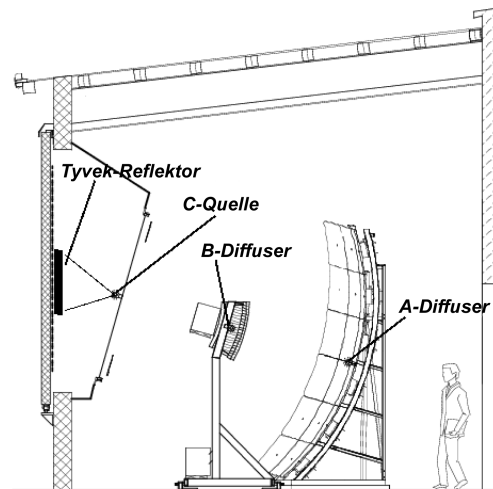


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Fluoreszenzteleskops. Eingezeichnet sind die drei Positionen der Diffuser für die relative Kalibration: *A* im Zentrum des Spiegels, *B* auf beiden Seiten der Kamera und *C* in der Aperturbox (nach [6]).

der Auger-Teleskope eingehen.

5.1.2 Relative Kalibration der Teleskope

Um die Stabilität der Fluoreszenzteleskope über einen längeren Zeitraum nach der absoluten Kalibration zu gewährleisten, wird unmittelbar nach dieser eine Referenzmessung durchgeführt. In regelmäßigen zeitlichen Abständen – üblicherweise täglich – werden dann relative Kontrollkalibrationen durchgeführt, deren Ergebnisse mit denen der Referenzmessung verglichen werden. Auf diese Weise zeigen die relativen Kalibrationen auch an, in welchen Intervallen die Teleskope nochmals absolut kalibriert werden müssen. Die Referenzmessung und die darauf folgenden regelmäßigen relativen Kalibrationen werden zum einen mit LEDs, zum anderen mit Xenon-Lampen realisiert, wobei das Licht der jeweiligen Quelle mittels optischer Fasern an drei verschiedene Diffusergruppen an definierten Orten in der Teleskopoptik geleitet wird. Abbildung 5.2 gibt die Methodik schematisch wieder. Detaillierte Informationen zur relativen Kalibration findet man in [6, 52, 68, 17, 22]. Ich möchte die Grundideen kurz zusammenfassen und gehe zunächst auf die beiden verwendeten Lichtquellen ein.

LED-Lichtquelle:

Optische Fasern leiten das Licht eines sehr hellen LED-Arrays (470 nm) zu dem in Abbildung 5.2 mit *A* gekennzeichneten Diffuser im Zentrum des Spiegels, wodurch die gesamte PMT-Kamera mit Lichtpulsen beleuchtet wird. Die Intensität und die Dauer der Pulse kann variiert werden. Ein Teil des Lichtes wird dabei zu einer Photodiode ausgekoppelt, mit welcher die Intensität der LED gemessen wird. Es kann auf diese Weise die Stabilität und Linearität der PMT-Kamera überprüft werden. Durch Betrieb im DC-Modus kann

der Einfluss von Hintergrundstörlicht, welches zum Beispiel von den Sternen ausgeht, untersucht werden [52].

Xenon-Lichtquelle:

Zwei Xenon-Blitz-Lampen sind via optischer Fasern an zwei Diffuser gekoppelt, welche in Abbildung 5.2 mit B und C gekennzeichnet sind. Die Fasern an Ort B treten an beiden Seiten der Kamera in einen Teflondiffuser ein, wodurch jeweils etwa eine Hälfte des Spiegels beleuchtet werden kann, und somit wieder die PMT-Kamera selber. Mittels Filter können fünf verschiedene Intensitäten eingestellt werden. Bei dieser Methode ist also auch der Spiegel im Strahlengang, so dass es möglich ist, auf diese Weise ferner Veränderungen des Spiegels – wie etwa in der Reflektivität – zu erfassen. Mit Quelle C wird eine Tyvekfolie auf der Innenseite der Teleskoptüren beleuchtet, welche das Licht diffus durch die komplette Optik des Teleskopes zurück reflektiert. Das Licht durchläuft hierbei zunächst einen Bandbreitenfilter (315 nm, 337 nm, 355 nm, 375 nm und 391 nm) [22]. Auf diese Weise wird eine relative end-to-end-Kalibration des Teleskopes möglich.

Es hat sich in der Vergangenheit gezeigt, dass die vorgestellten Techniken zur relativen Kalibration der Teleskope für den Zweck der langfristigen Stabilitätskontrolle der Teleskope gut geeignet sind.

5.2 Das Ballonprojekt

Der Wunsch nach einer Kalibrationsmethode für die Auger Fluoreszenzteleskope, bei der eine Punktquelle in einiger Entfernung vom Teleskop Licht emittiert, führte zu der Idee, in einem in situ Experiment eine Lichtquelle bekannter Intensität und definierten Positionen am Nachthimmel mit den Teleskopen zu beobachten. Realisiert werden soll dies durch eine an einem Fesselballon¹⁰ befestigte Lichtquelle, die am Nachthimmel den Sichtbereich der Teleskope abfährt.

5.2.1 Realisierung des Ballonprojektes

Wenn eine Kalibration der Fluoreszenzteleskope stattfinden soll, wird der Ballon mit einem Fahrzeug zu seinem Startort transportiert, mit Helium befüllt und dann über ein an einer Seilwinde befestigtes Seil zu Himmel gelassen, wodurch unterschiedliche Höhen und damit verschiedene Erhebungswinkel erreicht werden können. Mittels eines gleichzeitig hochgelassenen Ballons mit einem GPS-Modul erhält man Informationen über die aktuelle Position der Lichtquelle. Durch Wahl des Startortes können die Sichtbereiche aller Teleskope angefahren werden. In Abbildung 5.3 ist das Prinzip des Ballon-Projektes dargestellt. Vorteil dieser end-to-end-Technik ist, dass die komplette Optik der Teleskope kalibriert wird, da das Licht diese vollständig durchläuft. Die in Abschnitt 5.1.1 betrach-

¹⁰Hersteller: Fa. Wittich & Visser BV [92]. Füllvolumen: ca. 7,5 m³. Nutzlast: 3 – 4 kg auf Meereshöhe. Befestigungsseil: Polyethylenschnur, 1 mm Durchmesser, nur 800 g/km Gewicht, nominale Bruchlast von rund 100 kg (Daten aus [13]).

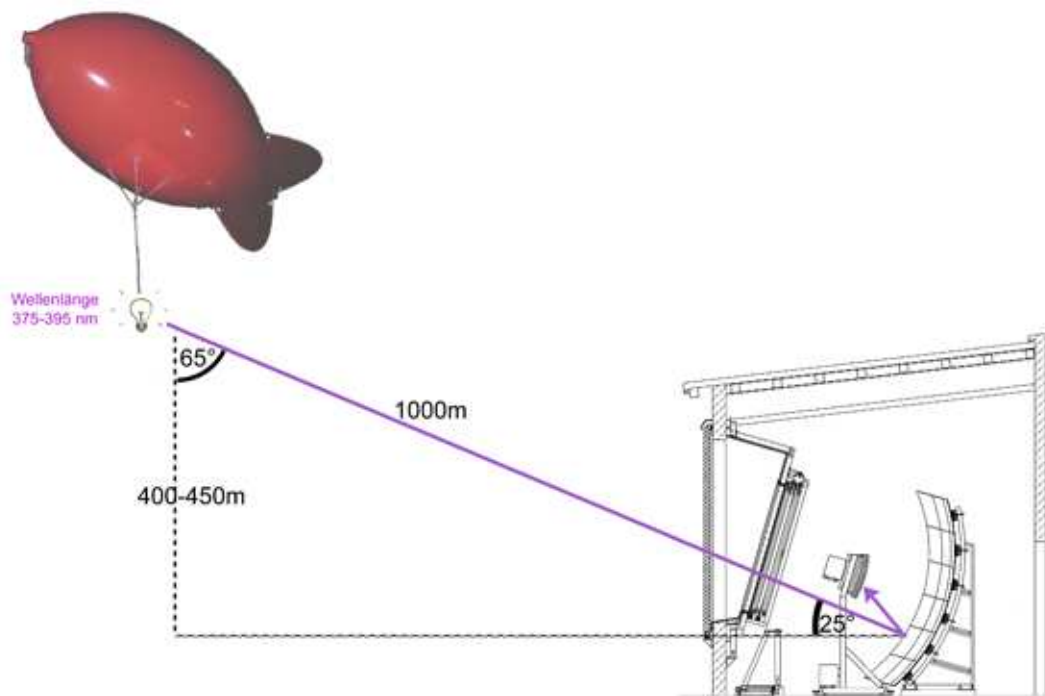


Abbildung 5.3: Der Aufbau und die Idee des Ballon-Projektes schematisch. Gezeigt ist der verwendete Fesselballon, für die noch nicht gebaute Lichtquelle ein Platzhalter, das zu kalibrierende Teleskop (aus [58]), sowie die ungefähren geometrischen Verhältnisse für eine exemplarische Höhe von 400 – 450 m und einer angenommenen Entfernung des Ballons zum Teleskop von etwa 1000 m. Man erreicht so einen Erhebungswinkel von bis zu 25°, bei etwas geringeren Abständen zwischen Detektor und Ballon sogar bis 30°. Auf diese Weise ist es möglich, den kompletten Sichtbereich des Teleskopes zu überdecken.

tete Atmospheric-Laser-Scattering-Methode ermöglicht zwar in ähnlicher Weise solche Kalibrationen der Teleskope, jedoch ist hier die Lichtquelle am Boden. Erst über den Umweg der Rayleigh-Streuung kommt man auf die Intensitäten des auf die Teleskope treffenden Lichtes, so dass hier wieder eine zusätzliche Unsicherheit aus den zugrunde gelegten theoretischen Modellen induziert wird, während bei der Ballonmethode das Licht unmittelbar in Richtung Apertur entsandt wird. Sicherlich weist die neue Technik aber auch Nachteile und Schwächen auf. So kann man den Ballon nur bei Windstille oder schwachem Wind steigen lassen. Ferner kann aufgrund der Lage des Auger-Experimentes in der verwilderten Pampa Amarilla nicht beliebig von jedem Ort aus gestartet werden. Vielmehr schränkt sich die Wahl ein auf Plätze, die mittels Geländewagen erreicht werden können und ausreichend Platz zum Starten des Ballons bieten. Damit ist der Idealfall, nämlich die komplette Abdeckung aller Pixel der Teleskope, nicht so leicht realisierbar. Jedoch dürfte ein mehr oder weniger zufälliges Ansprechen einzelner Pixel ausreichend

sein, da mittels der bisherigen Kalibrationsmethoden Abgleiche zwischen den Pixeln der Kameras erfolgen, so dass unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse und aus den stichprobenartigen Ballonmessungen auf die Eigenschaften des kompletten Detektorsystems extrapoliert werden. Sieht man einmal von der Problematik des größeren Aufwandes für diese Kalibrationsmethode ab, erweist sich die Ballonmethode als äußerst attraktive Technik zur Kalibration der Teleskope des Auger-Experimentes. Bis jedoch eine solche neue Methode vollständig realisiert ist, ist viel zu tun. Es muss vor allem eine geeignete Lichtquelle bekannter Intensität gebaut werden. Diese sollte möglichst isotrop abstrahlen, damit Bewegungen der dem Wind ausgesetzten Quelle nicht zu unkontrollierbaren Intensitätsschwankungen führen. Die komplette Mechanik muss konstruiert, eine geeignete Ansteuerelektronik für die Lichtquelle entwickelt werden. Weiter müssen entsprechende Routinen in die Teleskop-Auslesesoftware implementiert werden, welche die ADC-Signale in Relation zu den Parametern des Ballon-Experimentes setzen.

5.2.2 Die Lichtquellen für das Ballonprojekt

Zunächst einmal sollen die Anforderungen, die an eine geeignete Lichtquelle für das Ballon-Projekt gestellt werden, erörtert werden. Mit der am Ballon befindlichen Lichtquelle soll der gesamte Sichtbereich der Teleskope abgedeckt werden können. In ersten Experimenten erwies sich eine Flughöhe von maximal 400 bis 450 m als gut realisierbar [13]. Um das gesamte Gesichtsfeld von 1° bis 31° Erhebung abdecken zu können, muss eine Entfernung von ca. 800 bis 1000 m vom zu kalibrierenden Teleskop eingehalten werden (siehe Abbildung 5.3 für die geometrischen Verhältnisse. Höhe und Entfernung sind mit der Erhebung über die Sinusfunktion gekoppelt.). Entfernt man sich weiter vom Teleskop, so muss höher geflogen werden, was jedoch die Nutzlast des Ballons reduzieren würde. Denn zum einen sinkt mit zunehmender Höhe wegen der abnehmenden atmosphärischen Dichte die Nutzlast, zum anderen wird mehr Seil benötigt, was das Grundgewicht zusätzlich vergrößert. Weiterhin werden mit zunehmender Entfernung immer stärkere Lichtquellen nötig. Nähert man sich hingegen den Detektorgebäuden unter 800 m, so kann zwar tiefer geflogen werden, jedoch gibt es auch für diesen Fall Probleme: Der Spotdurchmesser von $0,5^\circ$ ist für den Idealfall exakt parallel eintreffender Lichtstrahlen gegeben. Deshalb sollte die Lichtquelle möglichst klein sein. Auch ist zu beachten, dass leichte Veränderungen des Ortes des Ballons, welche durch den Wind verursacht werden, sich umso stärker auswirken, je näher der Ballon dem Teleskop ist. Auch deswegen sind größere Abstände wünschenswert. Die vorstehenden Überlegungen sind momentan jedoch noch vorläufig, so dass an dieser Stelle – auch durch praktisches Ausprobieren vor Ort – zukünftig weitere Erkenntnisse erlangt werden müssen, um ein abschließendes Urteil bzgl. geeigneter Positionen für den Ballon abgeben zu können. Festzuhalten ist jedoch, dass die Lichtquelle ausreichend intensiv sein muss, um noch in 1000 m Entfernung vom Fluoreszenzteleskop genug detektierbares Licht zu emittieren. Außerdem muss sie aus oben genannten Gründen isotrop sein. Letzterer Punkt kann jedoch für gewöhnlich nicht unmittelbar erfüllt werden, da künstliche Lichtquellen selten isotrop abstrahlen, so dass hier ggf. der Umweg über einen geeigneten Diffuser genommen werden muss. Bei der Wahl der Lichtquelle ist daher ihre Isotropie ohne weitere Hilfsmittel nur von sekundärer

Bedeutung. Weiterhin sollte die Lichtquelle – vor allem unter dem Gesichtspunkt der absoluten Kalibration der Fluoreszenzdetektoren – stabil Licht bekannter bzw. bestimmbarer Intensität emittieren. Ferner sollte der Wellenlängenbereich der Quelle in dem der Stickstofffluoreszenz liegen.

Die Wahl einer geeigneten Lichtquelle viel auf drei LED-Arrays¹¹ der Fa. Roithner Lasertechnik [72], und zwar LED395-66-60, LED385-66-60 und LED375-66-60-110 mit den nominellen Wellenlängen 395, 385 und 375 nm. Abbildung 5.4 zeigt das 395er Array. Eine erste Abschätzung der Lichtleistung der Arrays findet in Abschnitt 7.1.1 statt, woraus sich ergibt, dass ausreichende Lichtintensitäten für das Ballon-Projekt zu erwarten sind. Außerdem sind LEDs zeitlich sehr stabil, und mit geringer Unsicherheit absolut kalibrierbar. Ein solches LED-Array besteht jeweils aus 60 einzelnen hoch effizienten Indiumgalliumnitrid-Diodenchips und liefert damit sehr hohe Lichtintensitäten. In Anhang B gehe ich detaillierter auf die technischen Daten der Arrays ein.

¹¹deutsch sinngemäß: Matrix aus mehreren LEDs. Statt „LED-Array“ schreibe ich im Folgenden oft einfach kurz „LED“.

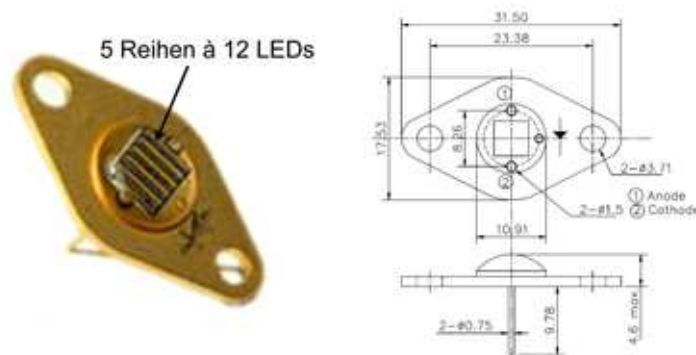


Abbildung 5.4: Gezeigt ist das LED-Array LED395-66-60. *Links* sieht man ein Foto des Arrays. Man erkennt schwach die 5 LED Reihen. Diese sind jeweils mit 12 LEDs bestückt. *Rechts* sieht man eine technische Zeichnung (Quelle: [72]) und Datenblatt der Firma Roithner).

Kapitel 6

Der Messplatz

Wie bereits in Abschnitt 5.2.2 bemerkt, müssen mittels geeigneter Tests zunächst die Tauglichkeit der LED-Arrays für das Ballon-Projekt untersucht und weiter die für den Betrieb wesentlichen Charakteristika ermittelt werden. Da wir hier an der Universität Wuppertal maßgeblich an den Tests der PMTs vor dem Einsatz in den Pierre-Auger-Teleskopen beteiligt waren [15, 14, 16], steht bereits ein geeigneter Messplatz für die geplanten Untersuchungen an den LED-Arrays zur Verfügung. Dieser besteht im wesentlichen aus einer lichtdichten Holzkiste, in welcher die Messungen durchgeführt werden, der Ausleseelektronik sowie eines handelsüblichen Linux-Computers, auf welchem die Auslese- und Datenverarbeitungssoftware läuft. Dieses System konnte leicht – in erster Linie hardwaremäßig – in dem Sinne erweitert werden, dass die erforderlichen Messungen an den LEDs recht komfortabel durchgeführt werden konnten. Ich werde nun im Folgenden zunächst auf den bereits zu Beginn dieser Arbeit vorhandenen Messaufbau eingehen, und anschließend die Modifikationen bzw. Ergänzungen an diesem erörtern.

6.1 Der Teststand

Der von mir übernommene Teststand wurde von der Arbeitsgruppe zur Untersuchung und zum Testen der später im Pierre-Auger-Observatorium eingesetzten PMTs entwickelt und gebaut [15, 14, 16]. Zunächst soll der mechanische Aufbau betrachtet werden, anschließend das Prinzip der Datenerfassung.

6.1.1 Der mechanische Aufbau

Der Kern des Teststandes ist eine etwa zwei Meter lange Holzkiste, welche geöffnet werden kann (Abbildung 6.1). Sie ist innen schwarz gestrichen, um störende Lichtreflexionen zu verhindern, weshalb ich sie im Folgenden auch öfter kurz „Dark-Box“¹ nennen werde. In der Kiste befindet sich eine optische Bank, auf welcher links eine Haltevorrichtung für maximal 37 PMTs montiert ist. Während meiner Messungen befand sich in der Halte-

¹deutsch: Dunkelkammer

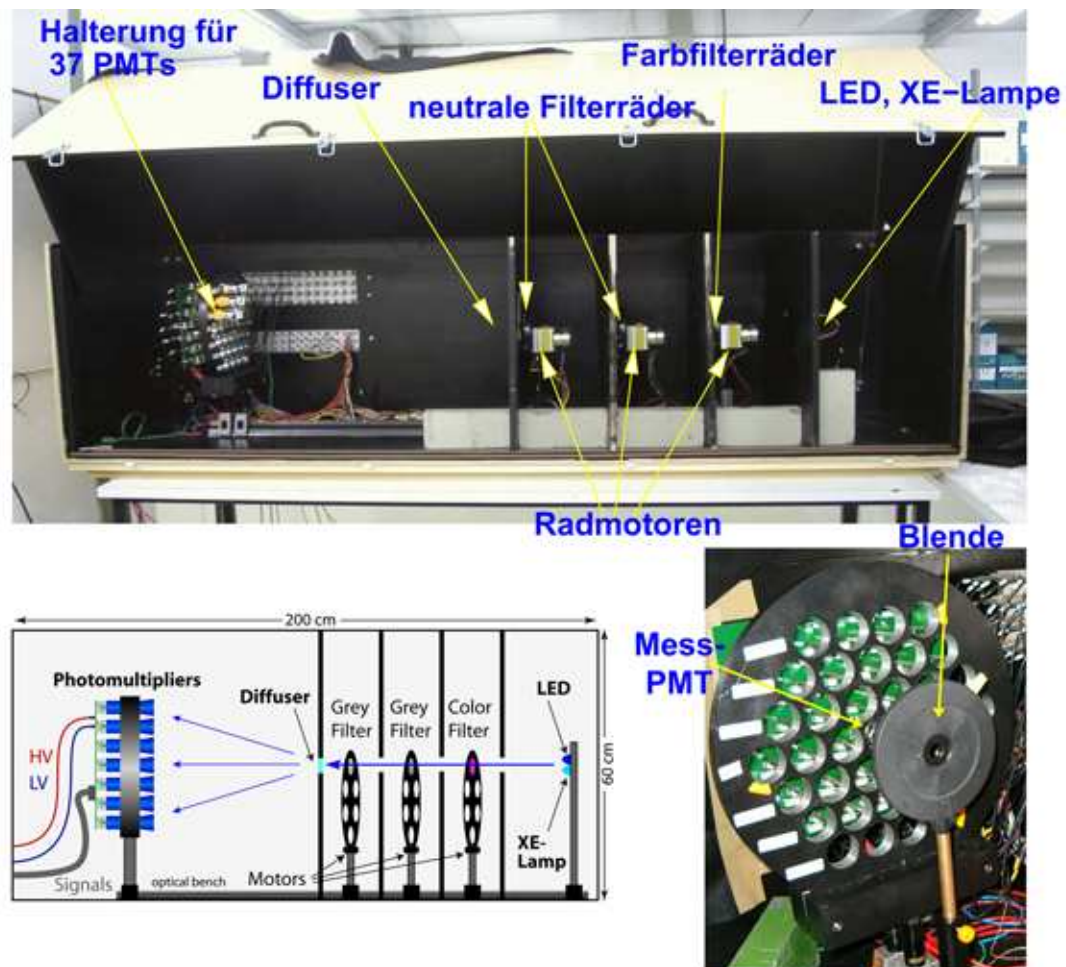


Abbildung 6.1: Den Kern des übernommenen Teststandes bildet die Messkiste. *Oben* sieht man ein Foto der Box, *unten links* eine schematische Zeichnung (nach[46]). *Unten rechts* sieht man die von mir verwendete Konfiguration, den Mess-PMT (hinter der Blende versteckt) in der optischen Achse hinter einer verstellbaren Irisblende.

ung stets nur ein PMT². Bei allen Messungen wurde der gleiche verwendet, und dieser immer in den Haltepunkt gesteckt, welcher in der optischen Achse lag. Unmittelbar vor dem PMT befand sich eine verstellbare Irisblende, mittels der ich die Intensität des Lichtes regulieren konnte, welches mit dem PMT detektiert wurde. Auf der rechten Seite der Box sind zwei Lichtquellen installiert, eine blaue LED (470 nm) und eine Xenon-Lampe. An dieser Stelle befand sich bei den meisten Messungen in dieser Arbeit jedoch statt dessen eine Haltevorrichtung für die LED-Arrays. Zwischen Lichtquelle und PMTs be-

²Photonis XP3062, Seriennummer: 44756, Gain-class nach unseren Tests: C ($927,45 \pm 0,83$ HV nominal), gemäß Herstellerangabe: D

finden sich auf der optischen Bank drei Räder, welche mit Synchronmotoren gedreht werden können. Auf den beiden linken können verschiedene Neutralfilter mit nominal 30%, 10%, 1% und 0,1% Transmission in die optische Achse gefahren werden. Mit zusätzlichen Leerpositionen wird 100%, mit Blockpositionen 0% Transmission erreicht. Die Filter können zu verschiedenen Gesamttransmissionen kombiniert werden, wodurch zum Beispiel bei einigen meiner Messungen für die PMTs zu hohe Lichtintensitäten ausgeglichen wurden. Dabei ist es jedoch erforderlich, dass die nominellen Transmissionswerte eingehalten werden, da ansonsten eine Verfälschung der Ergebnisse erfolgen würde. Die Neutralfilter arbeiten mittels Reflexion. Unerwünschte Reflexionen zwischen den Filtern führen zu Abweichungen von den nominellen Werten. In dieser Arbeit habe ich daher zu Beginn eine Überprüfung der tatsächlichen Transmissivität vorgenommen (Abschnitt 7.2), wobei die dabei gewonnenen Ergebnisse in die Veröffentlichungen [15], [14] und [16] eingingen. Weitere Ermittlungen der tatsächlichen Transmission erfolgten zwar schon zuvor mittels diverser Verfahren, nachdem bei den PMT-Tests Zweifel an der Richtigkeit der angenommenen Transmissionswerte aufgekommen sind. Dennoch waren aus den in Abschnitt 6.1.3 näher genannten Gründen unabhängige Gegenprüfungen nötig.

Auf dem rechten Rad befinden sich zwei schmalbandige Interferenzfilter für die Wellenlängen 337 ± 10 nm und 390 ± 10 nm, welche beim Betrieb der Xenon-Lampe eingesetzt wurden, sowie abermals Leer- und Blockpositionen. Dieses Rad hat zunächst keine große Bedeutung für meine Messungen, da es hierbei zumeist entweder auf 0% oder 100% Transmission steht. Jedoch wurde im Verlaufe meiner Arbeit ein zusätzliches Filter in dieses Rad eingebracht, und zwar ein M-UG6-Glas, welches sich auch in der Apertur der Auger-Teleskope befindet. Mittels dieses Filters kann zum Beispiel die Streuung im Emissionsspektrum verschiedener LED-Arrays derselben nominellen Wellenlänge untersucht werden. Zwischen den Filterrädern und den PMTs befindet sich im ursprünglichen Aufbau noch ein Diffuser, welcher jedoch für meine Messungen entfernt wurde.

6.1.2 Die Datenerfassung

Die Datenerfassungselektronik³ basiert auf VME-Elektronik zusammen mit einigen NIM-Modulen (vgl. [15]). Die DAQ-Software ist in C++ geschrieben und benutzt ROOT⁴ für die graphische Benutzeroberfläche, die online Datenvisualisierung und zum Abspeichern der Messdaten. Dabei werden die Daten in sogenannten ROOT-trees⁵ abgelegt. In Abbildung 6.2 ist ein Screenshot der Benutzeroberfläche der DAQ-Software abgebildet. Weiter ist exemplarisch gezeigt, welche Antwort der PMT auf Lichtpulse der LED-Arrays liefert. Die mit einem Rechtecksignal gepulsten LEDs induzieren wie man sieht eine ebenfalls rechteckige Response, und dies bei sehr großer Amplitude. Aufgrund der AC-Kopplung kommt es nach dem Puls zu einem kleinen Drift der Nulllinie. Die DAQ-Software extrahiert aus jedem digitalisierten Puls die integrierte Ladung sowie die Spitzenamplitude und speichert diese ab. Läuft eine Messung über mehrere Pulse, so speichert die

³englisch: data acquisition electronics, kurz DAQ electronics.

⁴Root ist ein Programmpaket, welches zur graphischen Datenauswertung von großen Datenmengen am CERN entwickelt wurde.

⁵deutsch: ROOT-Verzeichnisbäume.

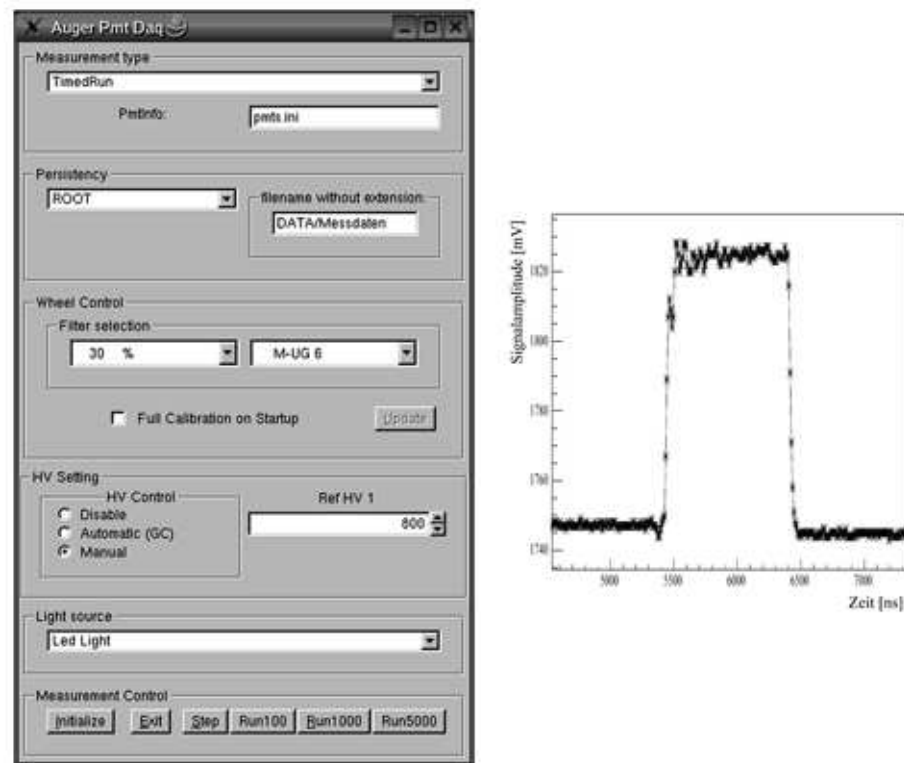


Abbildung 6.2: *Links:* Screenshot der DAQ-Benutzerschnittstelle. Mit dieser können verschiedene Messprogramme gesteuert werden (Measurement type). Innerhalb dieser Programme können dann diverse Filter ausgewählt sowie die Betriebsspannung der PMTs konfiguriert werden. Weiter besteht die Möglichkeit, die Messdaten dauerhaft abzuspeichern, hier im Beispiel im ROOT-Format. Mittels der Buttons Step, Run100, Run1000 und Run5000 werden schließlich die Messungen gestartet, wobei jeweils über 1, 100, 1000 oder 5000 Pulse gemessen wird. *Rechts* sieht man die Antwort (in willkürlichen Einheiten) des Mess-PMTs auf einen einzelnen Puls von $1 \mu\text{s}$ Länge, welcher von einem 385 nm LED-Array abgegeben wurde.

DAQ-Software die Ladung und Amplitude jedes einzelnen Pulses ab. Mit entsprechender Analysesoftware werden später die Mittelwerte und Schwankungen bestimmt. Da PMTs eine äußerst lineare Response aufweisen – im Rahmen der PMT-Tests [15, 14, 16] wurde dies nochmals positiv bestätigt – hat man mit diesem Testaufbau ein Instrument, um relative Intensitätsmessungen an den LED-Arrays durchführen zu können, was nötig ist für die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchzuführenden Messungen. Ich möchte an dieser Stelle nicht weiter ins Detail gehen und verweise für tiefere Ausführungen auf [15, 14, 16].

6.1.3 Der Aufbau zur Kontrolle der Transmission der Filter

Wie bereits im vorherigen Abschnitt bemerkt, haben die PMTs eine sehr lineare Response. Bei vielen meiner Messungen befanden sich jedoch auch die Neutralfilter im Strahlengang des Lichtes, welches von den LED-Arrays entsandt wurde. Um weiterhin lineare Verhältnisse erreichen zu können, ist es daher unabdingbar, dass die genauen Transmissionen der Filter bekannt sind, da nur dann eine korrekte Umrechnung der Intensitäten bei unterschiedlichen Filterstellungen erfolgen kann. Dieses Problem war zu Anfang meiner Arbeit bereits zum einen dadurch angegangen worden, dass die Filter der Dark-Box entnommen und einzeln vermessen wurden. Jedoch wurde hierbei nicht berücksichtigt, dass die Filter in der Mess-Box hintereinander angeordnet sind, so dass es in der Messkiste zu weiteren Störeffekten kommen kann, wie etwa die Reflexion des Lichtes zwischen einzelnen Filter hin und her. Unter der Annahme, dass die PMTs keinerlei Nichtlinearität aufweisen, kann man ebenfalls versuchen, die tatsächlichen Transmissionen zurück zu rechnen. Diese Methode hat jedoch den Nachteil, dass sie ein lineares Verhalten der PMTs annimmt, diese Eigenschaft jedoch gerade mit dem Testaufbau verifiziert werden sollte. So galt es, eine alternative Methode zum Testen des Gesamt-Filtersystems zu entwickeln. Realisiert habe ich dies mit der Standardlichtquelle der Dark-Box, der LED, und einer Photodiode. Dazu wurde der gesamte Filterkomplex mit der im DC-Modus betriebenen LED durchleuchtet und das transmittierte Licht mittels der speziellen UV-sensitiven Photodiode 10531-EAV der Firma Thales Optronics [83] detektiert, welche sich unmittelbar hinter dem letzten Filterrad befand. Die Photodiode hat einen eingebauten Verstärker und eine UV-durchlässige Quarzlinse und erreicht auf diese Weise hohe Detektorausgangsspannungen von 67 V pro μW und mm^2 bei 430 nm Licht, so dass ein ausreichend hohes Signal auch bei Filtereinstellungen niedriger Transmission vorliegt. Außerdem ist die Diode extrem linear in ihrer Antwort. Das Ausgangssignal der Photodiode wurde mit der Source-Measure Unit (SMU) Modell 236 [50] der Firma Keithley gemessen, welche Strom und Spannungsmessungen mit hoher Präzision erlaubt. Die Diode wird unmittelbar über ein Triax-Kabel mit der SMU verbunden, welches ungestörte Messungen ermöglicht.

6.2 LED Halterung und Aufbau für Messung der Abstrahlcharakteristik

Im Sinne der Vergleichbarkeit der Messergebnisse für unterschiedliche LED-Arrays untereinander wünscht man sich eine Haltevorrichtung, mit welcher es möglich ist, die jeweiligen Arrays während ihrer Tests reproduzierbar an ein und demselben Ort mit jeweils gleicher Ausrichtung zu fixieren. Weiter wird für die Messung der Abstrahlcharakteristik eine geeignete Apparatur benötigt, mit welcher die Arrays passend gedreht werden können. Die Idee lag nahe, die Haltevorrichtung und die Drehapparatur in einem Aufbau zu vereinen. Die meisten LEDs strahlen konstruktionsbedingt rotationssymmetrisch ab, so dass oftmals eine stichprobenartige *Linienmessung*⁶ ausreichend ist, um

⁶Bei einer Linienmessung wird die Intensität des abgestrahlten Lichtes auf einem Schnitt durch die Rotationsachse der LED gemessen.

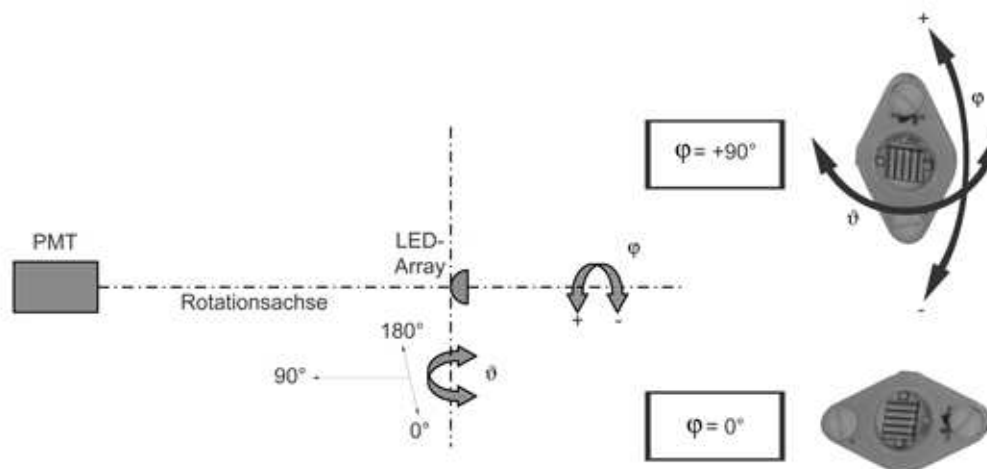


Abbildung 6.3: *Links* sieht man den Aufbau zur Hemisphärenmessung schematisch. Der Fall $\vartheta = 90^\circ$ liegt vor, wenn das LED-Array frontal direkt auf den PMT gerichtet ist. Mit *rechtem* Bild werden die Winkelstellungen $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 90^\circ$ definiert. Eine Drehung um φ gegen den Uhrzeigersinn ist – gemäß mathematischer Konvention – eine positive Drehung, eine im Uhrzeigersinn eine negative.

auf die gesamte Abstrahlcharakteristik Rückschlüsse ziehen zu können. Da jedoch die LED-Arrays aus einer quadratischen Matrix aus 60 Einzel-LEDs bestehen, kann nicht automatisch von einer rotationssymmetrischen Abstrahlcharakteristik ausgegangen werden. In solchen Fällen sind *Hemisphärenmessungen*⁷ nötig. In Abbildung 6.3 sind die geforderten Drehmöglichkeiten dargestellt, sowie die im Laufe dieser Diplomarbeit benutzen Winkelangaben definiert sowie deren Orientierungen festgelegt.

Ein erster von mir entworfener Drehtisch-Prototyp ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Er mag auf den ersten Blick aufgrund seiner rustikalen Bauweise aus Holz und Stativstangen ein Schmunzeln hervorrufen. Dennoch ermöglichte er schon, die Antwort des Mess-PMTs auf das Licht der Arrays bei unterschiedlichen Winkeleinstellungen auf $\leq 3\%$ genau zu reproduzieren. Die beiden gewünschten Drehungen können mittels zweier kleiner kommerzieller Drehteller der Firma OWIS [62] realisiert werden. Die aufwendige Konstruktion mit mehreren Stativstangen war nötig, damit die zu untersuchende Lichtquelle lediglich relativ zur optischen Achse der Mess-Box gedreht wird, aber nicht ihre Position dabei ändert. Dieser Drehtisch hatte jedoch einen großen Nachteil: die Winkel mussten von

⁷Bei Hemisphärenmessungen werden mehrere Linienmessungen durchgeführt, deren Messebenen jeweils um bestimmte Winkel um die Rotationsachse der LEDs gedreht zueinander liegen. Bei entsprechend kleinen Winkelschritten wird so eine exakte Darstellung der Intensitätsverteilung auf der gesamten Halbkugel möglich.

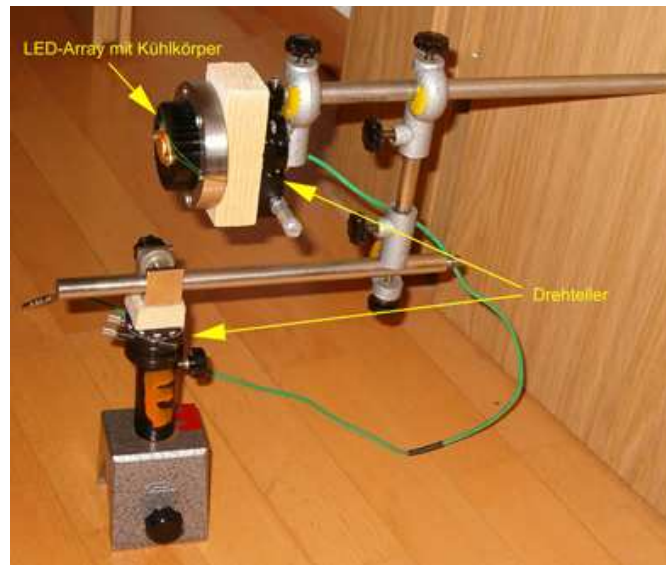


Abbildung 6.4: Der Drehtisch-Prototyp besteht im Wesentlichen aus einem Gerüst aus Stativstangen und zwei kommerziellen Drehtellern.

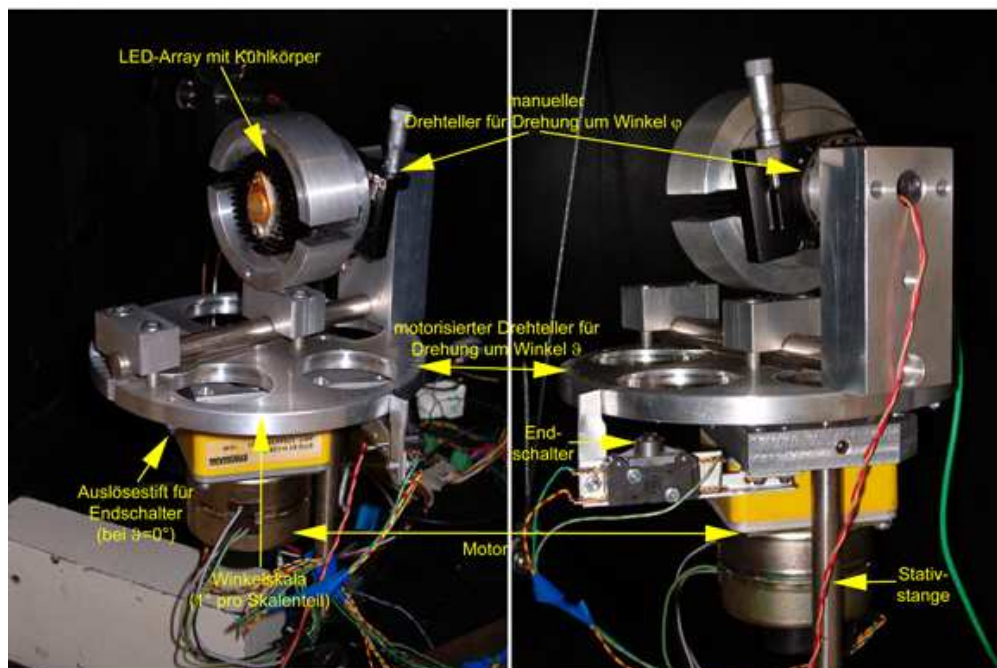


Abbildung 6.5: Der finale Drehtisch. Der ϑ -Winkelbereich wird mittels eines Motors durchlaufen, während die Wahl des Winkels φ weiterhin per Hand erfolgt.

Hand eingestellt werden. Da die PMTs extrem lichtempfindlich sind, musste ihre Betriebsspannung für jede neue Winkeleinstellung zunächst heruntergefahren werden. Weiter musste man die Messbox öffnen, den neuen Winkel wählen und abschließend wieder die Versorgungsspannung des PMTs einstellen. Dies erwies sich als äußerst zeitraubendes Procedere. Daher sollte ein neuer Drehtisch konstruiert werden. Mit diesem sollten zum einen wieder die beiden Drehungen des Arrays um die in Abbildung 6.3 definierten Winkel möglich sein, unter Konstanthalten der Arrayposition. Ein weiteres Designkriterium war jedoch diesmal die Motorsteuerbarkeit und eine höhere Reproduzierbarkeit der Messergebnisse. Unser Ingenieur, Steffen Hartmann [40], konstruierte einen neuen Drehtisch, wobei im Wesentlichen vom Prototypen nur einer der beiden kommerziellen Drehteller übernommen wurde (Abbildung 6.5). Mit dem neuen Drehtisch sind die mit dem PMT gemessenen Intensitäten der Arrays typischerweise bis auf 1% genau reproduzierbar. Mit dem finalen Drehtisch sind also brauchbare Messergebnisse zu erzielen, bei verträglichem Zeitaufwand. Ich werde im Folgenden detaillierter auf den Drehtisch eingehen.

6.2.1 Mechanischer Aufbau des Drehtisches

Die grundsätzliche Mechanik des Drehtisches ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Gedreht wird das LED-Array mittels zweier Drehteller. Dabei wird der φ -Winkel weiterhin von Hand mittels des OWIS Drehtellers eingestellt. Da bei der Hemisphärenmessung nur stichprobenartig Linienmessungen bei den Winkeleinstellungen $\varphi = 0^\circ$, 45° und 90°

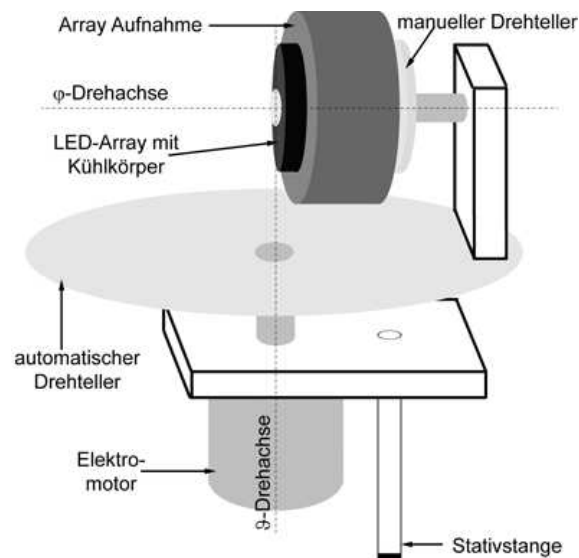


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung des Drehtisches. Gezeigt ist die wesentliche Mechanik: die Stativstange, die Aufnahmeplatte für den Motor, der auf dem Motor befestigte automatische sowie der manuelle Drehteller, die Aufnahmehalterung für das LED-Array samt Kühlkörper. Die Drehachsen sind angedeutet.

durchgeführt wurden, der φ -Winkel also nur recht selten verändert wurde, erschien hier ein von Hand einstellbarer Drehteller ausreichend. Der Winkel ϑ wird mittels einer mit einem Elektromotor angetriebenen Aluminium Scheibe eingestellt. Auf diesem automatischen Drehteller ist eine Winkelskala (1° pro Skalenteil) eingestanzt, so dass die korrekte Funktion der automatischen Winkeleinstellung überprüft werden kann. Bei dem Elektromotor handelt es sich um einen Synchromotor⁸ mit aufgebautem Getriebe, über welches der Motor ein ausreichendes Drehmoment zur Verfügung stellt, um die etwa 3 bis 4 kg schwere Apparatur zu bewegen. An der Motorwelle (also „vor“ der Getriebeübersetzung) ist ein Winkelencoder angebracht, welcher eine Auflösung von 100 Zählwerten pro volle Umdrehung hat. Unter Berücksichtigung der Getriebeübersetzung ist mit dem Encoder somit eine effektive Auflösung A der Drehtischstellung von

$$A = \frac{360^\circ}{100 \text{ Zählwerte}} \cdot \frac{1}{125} \approx \frac{0,03^\circ}{\text{Zählwert}} \quad (6.1)$$

möglich. Ferner ist an der Aufnahmevorrichtung für den Motor ein Endschalter angebracht, welcher durch eine Schraube ausgelöst wird, welche im automatischen Drehteller eingelassen ist. Auf diese Weise wird ein Referenzpunkt bei $\vartheta = 0^\circ$ festgelegt. Zur Kalibration des Drehtisches ist in der Mitte der Aufnahme für die LED-Arrays eine Laserdiode installiert. In Abschnitt 6.2.3 werde ich genauer auf die Kalibration des Drehtisches eingehen.

6.2.2 Ansteuerung des Drehtisches

Die Ansteuerung des Drehtisches erfolgt von einem Windows PC aus über LabVIEW⁹. Von der National Instruments PCI-Schnittstellenkarte im PC wird über den externen SCB-68 Anschlussblock die Drehtisch-Treiberplatine angesprochen. Im Anhang C werden ein Schaltplan des Drehtisch-Treibers sowie das LabVIEW Programm gezeigt. In Abbildung 6.7 ist die graphische Benutzeroberfläche des Ansteuerprogramms abgebildet. Mit der Schaltfläche „Automatik/Manuell“ wird zwischen automatischem und manuellem Betrieb gewählt. Im Automatikmodus kann unter „Sollwert“ der gewünschte ϑ -Winkel eingegeben werden. Nach Betätigen der Schaltfläche „Positionieren“ wird sodann der Drehteller links herum (gegen den Uhrzeigersinn von oben gesehen) bis zum Referenzpunkt gedreht. Dort angekommen wechselt er die Richtung und läuft rechts herum, bis der Winkelencoder das Erreichen des gewünschten Winkels meldet. Die Schaltfläche „Motor Stopp“ ermöglicht einen Not-Stopp des Motors. Während der Motor in Bewegung ist, kann in Echtzeit einmal unter „Istwert“ sowie im Rundinstrument der momentane ϑ -Winkel abgelesen werden. Weiter ermöglicht die Oberfläche im manuellen Modus ein schrittweises Ansteuern des Motors. So lange die Schaltflächen „links“ und „rechts“ gedrückt werden, bewegt sich der Drehtisch in die entsprechende Richtung. Die aktuelle

⁸Technische Daten laut Datenblatt des Herstellers:

Stegmann Motor: 24 V AC Betriebsspannung, 250 U/min, Drehmoment 13,5 Ncm

Stegmann STG 61 Getriebe: Übersetzung $i=125:1$, Drehmoment 6 Nm.

⁹LabVIEW (**L**aboratory **V**irtual **I**nstrument **E**ngineering) ist eine graphische Programmiersprache von National Instruments. Hauptanwendungsgebiete sind die Mess- und Automatisierungstechnik.



Abbildung 6.7: Screenshot der graphischen Benutzeroberfläche des Drehtisch-Ansteuerprogramms

Winkleinstellung kann dabei wie im Automatikmodus abgelesen werden. In der Praxis erwies sich jedoch die Anzeige des Momentanwinkels im manuellen Modus als recht unsicher. Nach nur ein oder zwei Betätigungen der Richtungstasten werden oft schon falsche Winkel mit bis zu $\sim 10^\circ$ Abweichung von der wahren Drehtischstellung angezeigt. Im Automatikmodus hingegen wird nach Erreichen des Sollwinkels unter „Istwert“ ein Winkel angezeigt, der lediglich leicht höher ist als der Sollwert (häufig etwa $0,4^\circ$ bis $1,5^\circ$ höher). Durch die auf den Drehteller eingestanzte Winkelskala konnte jedoch festgestellt werden, dass der tatsächliche momentane Winkel stets dem Sollwinkel entspricht. Die Überprüfung dieses Sachverhaltes wurde während der Messungen regelmäßig wiederholt. Warum unter „Istwert“ immer ein geringfügig zu hoher Wert angezeigt wird, obwohl der Winkelencoder den Stopp des Motors beim korrekten Winkel einleitet, konnte leider nicht festgestellt werden. Da jedoch der gewünschte Winkel stets zufriedenstellend eingestellt wurde, stellte dies kein Problem da. Die angezeigten Winkel dienten dabei dann lediglich zur groben Kontrolle. Ein weiteres ungelöstes Problem stellten Einstellungen von kleinen ϑ -Winkeln von 0° bis 10° dar. Diese waren nicht automatisch zu realisieren, da der Drehtisch trotz kleiner gewählten Sollwerten erst ab einem Winkel von $\vartheta = 12^\circ$ stoppte. Umgangen werden kann dieses Problem durch Einstellen der Winkel im manuellen Modus unter Benutzung der Winkelskala des Drehtellers. Unter Beachtung der diskutierten Problematiken kann man mit dem automatischen Drehtisch also schnell und präzise gewünschte Winkelstellungen realisieren.

6.2.3 Kalibration des Drehtisches

Die grundsätzlich Erstjustage des Drehtisches erfolgte mit einer Laserdiode, die in einer speziellen Halterung installiert war, welche man in Abbildung 6.8 rechts erkennen kann. Dafür wird der automatische Drehteller entfernt und die Kalibrationsvorrichtung direkt auf die Motoraufnameplatte gesetzt. Dabei befindet sich dann die Laserdiode exakt an der Stelle, wo sich später das Array bei der Stellung $\vartheta = 90^\circ$ befinden wird, bei gleicher Orientierung der Emissionsrichtung. Die Laser-Halterung ist so gebaut, dass das Licht in $\vartheta = 90^\circ$ -Richtung emittiert wird, sofern der Drehtisch korrekt ausgerichtet ist. Die Stativstange wird gedreht und ihre Höhe variiert, so lange bis der Lichtpunkt des Lasers

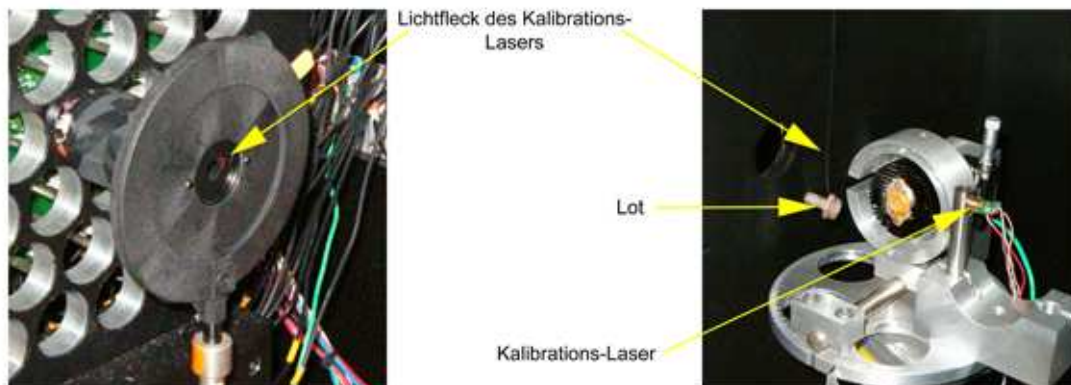


Abbildung 6.8: *Links* erkennt man den Leuchtpunkt des Kalibrationslasers, welcher direkt in der Mitte der Array-Halterung installiert ist. Gezeigt ist der seltene Fall einer großen Abweichung von der Mitte der Blendenöffnung. *Rechts* sieht man den Laser, mit dem die grundsätzliche, einmal durchgeführte Justage des Drehtisches erfolgte. Dieser Laser wird jedoch auch regelmäßig zur Kontrolle der Ausrichtung des Drehtisches eingesetzt, wie hier gezeigt. Aufgrund des eingespannten Arrays ist der zweite Kalibrationslaser, der in der Array-Halterung installiert ist, in diesem Bild nicht zu erkennen.

direkt mittig in die vor dem Mess-PMT installierten Blende eintritt. Auf diese Weise findet eine erste Justage der generellen Ausrichtung der Apparatur statt, wobei auch der Referenzpunkt exakt auf die Stellung $\vartheta = 0^\circ$ gelegt wird.

Nach der Erstjustage erfolgen dann in regelmäßigen Abständen (während der Messperiode meiner Diplomarbeit etwa jede Woche) Kontrollkalibrationen. Diese werden bei komplett montiertem Drehtisch durchgeführt. Zunächst wird dabei der Drehtisch bei installiertem LED-Array in $\vartheta = 0^\circ$ -Stellung gefahren. Der ursprünglich für die Grundjustage verwendete Laser wird nun derart ausgerichtet, dass der Laserstrahl den Kühlkörper des Arrays über die gesamte Länge gerade eben streift. Nun wird ein Lot (eine Eisenschraube an einem Nylonfaden) mittig in den Strahlengang des Lasers gebracht. In Abbildung 6.8, rechtes Bild, sieht man schwach den Leuchtpunkt auf dem Faden. Das Lot bleibt nun unverändert, während man der Rest der Prozedur für die Winkelstellung $\vartheta = 180^\circ$ wiederholt. Der wiederum den Kühlkörper streifende Laser muss bei korrekter Ausrichtung des Drehtisches nun wieder das Lot treffen. Es wird hier bereits sichergestellt, dass der Mittelpunkt des Arrays sich stets exakt auf ein und derselben Achse (gedacht durch den Mittelpunkt des Arrays und dem Lot) befindet. Um nun noch zu verifizieren, dass es sich bei dieser Achse auch wie gewünscht um die optische Achse des Aufbaus handelt, wird nun das Array behutsam entfernt, der Drehtisch auf Stellung $\vartheta = 90^\circ$ gefahren und der dahinter installierte Laser aktiviert. Dieser sollte nun ebenfalls das Lot treffen. Fällt der Laserstrahl nun mittig in die Blendenöffnung, so ist gezeigt, dass es sich bei der gemeinsamen Achse von eben um die optische Achse handelt.

Bei den Kontrollkalibrationen lag der Lichtpunkt des Lasers, der hinter dem Array

installiert ist, bei $\vartheta = 90^\circ$ -Stellung meist exakt in der Mitte der Blende. Selten kam es zu Abweichungen von 0,5 bis 1 cm. Der Abstand des Arrays von der Blende beträgt 1,24 m. Somit kann man auf Unsicherheiten in der Reproduzierbarkeit des Winkels ϑ von maximal

$$\Delta\vartheta = \arctan \frac{1 \text{ cm}}{124 \text{ cm}} \approx \pm 0,5^\circ \quad (6.2)$$

schließen. Es stellte sich heraus, dass das Getriebe des Motors etwa ein Spiel von 1° hat, womit sich auch die Abweichung von bis zu $\pm 0,5^\circ$ erklären lässt. Jedoch werden die Sollwinkel – durch stetes vorheriges Anfahren des Referenzpunktes – immer von links angefahren, so dass sich das Getriebespiel prinzipiell immer in dieselbe Richtung auswirken sollte, was man auch an der Tatsache erkennen kann, dass der Lichtpunkt des Lasers fast immer reproduzierbar an ein und derselben Stelle liegt. Dass dieser Ort gerade die Mitte der Blende ist, ist eher ein erfreulicher Zufall, da das Getriebespiel bei der Erstjustage nicht berücksichtigt wurde.

Der handbetriebene OWIS Drehteller bedarf keiner Kalibration, da die Arrays ohnehin nicht immer exakt gleich in die Haltevorrichtung eingespannt werden können. Vielmehr wird ein Array beliebig eingespannt, und dann per Augenmaß in Stellung $\varphi = 0^\circ$ gebracht und der am manuellen Drehteller ablesbare zufällige Winkel notiert. Bereits eine Abweichung von $\pm 1^\circ$ aus der waagerechten Stellung $\varphi = 0^\circ$ konnte man mit bloßem Auge erkennen. Wegen den großen Winkelschritten von 45° für den φ -Winkel während der Messungen sind diese Schwankungen von geringer Relevanz für die Genauigkeit der Messung. Dies aber auch unter dem Gesichtspunkt, dass eh eine recht rotationssymmetrische Abstrahlcharakteristik erwartet wird, und damit der φ -Winkel keinen großen Einfluss auf die Intensitätsverteilung haben kann. Die Winkelstellungen $\varphi = 45^\circ$ und 90° können dann – unter Verwendung der Winkelskala auf dem manuellen Drehteller – durch Drehen um den entsprechenden Winkel gegenüber der 0° -Stellung realisiert werden. Festzuhalten bleibt, dass die Unsicherheit der φ -Winkeinstellung abgeschätzt werden kann zu:

$$\Delta\varphi \leq \pm 1^\circ . \quad (6.3)$$

6.3 Messaufbau zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der LEDs

Die Arrays werden in einer Testkammer verschiedenen Umgebungstemperaturen ausgesetzt. Aus der gemessenen relativen Veränderung der Lichtintensität können dann Informationen gewonnen werden, wie sich das Array bei den teils stark unterschiedlichen Temperaturen in der argentinischen Pampa verhalten würde. Während das Prinzip dieser Messungen einfach erscheint, erwiesen sich schon Dinge wie die Auskopplung des LED-Lichtes aus der Klimakammer in die Dark-Box als gar nicht mal trivial und äußerst fehleranfällig. Ich erläutere nun den Aufbau, mit welchem die Temperaturabhängigkeitsuntersuchungen durchgeführt wurden.

6.3.1 Mechanischer Aufbau

Die Messungen zur Temperaturabhängigkeit wurden in der Präzisions- Kälte-/Wärmetestkammer¹⁰ MK 53 der Firma BINDER GmbH [19] durchgeführt. In Anhang D wird die Kammer detaillierter vorgestellt. Es können beliebige Temperaturfolgen programmiert werden, wobei Temperaturen zwischen -40 °C und 180 °C möglich sind. Das jeweils zu untersuchende LED-Array wird in eine Holzhalterung eingespannt (vgl. Abbildung 6.9). Die Halterung ermöglicht auch die Arretierung der Lichtleitfaser über der LED, mit welcher das Licht aus der Klimakammer in die Dark-Box transportiert wird, um es dort mit dem Mess-PMT zu detektieren. Messungen mit den Temperatursensoren – auf diese werde ich im nächsten Abschnitt genauer eingehen – haben ergeben, dass bei Änderung des Sollwertes für die Temperatur nicht etwa Luft der neuen Solltemperatur in die Klimakammer eingeblasen wird. Vielmehr wird bei Temperaturerhöhung wärmere bzw. bei Temperaturverminderung deutlich kältere Luft als die neue Solltemperatur in die Kammer geblasen. Das Gebläse der Klimakammer wird daher durch einen Schuhkarton abgeschirmt, um zu verhindern, dass die Arrays diesem Luftstrom des Gebläses ausgesetzt sind.

Bei der Lichtleitfaser handelt es sich um die Quarzfaser UV 1000/1060AT der Firma CeramOptec [25]. Die Faser ist 5 m lang und besteht aus einem 1000 μm starken Quarzkern und einem fluordotierten Quarzmantel, der einen Durchmesser von 1060 μm hat und eine kleinere Brechzahl als das Kernmaterial aufweist. Umhüllt ist diese Faser mit einer Acrylat-Tefzel-Schicht, wodurch die Faser in Temperaturbereichen von etwa -40 °C bis +85 °C einsetzbar wird. Zum Schutz der Faser wird diese nochmals mit einem PVC-Schutzschlauch umhüllt. Während normale Glasfasern nach [82] im UV-Bereich bis zu 90% des Lichtes pro Meter absorbieren, erreicht die verwendete Quarzfaser laut Hersteller im Wellenlängenbereich von 300 bis 400 nm Transmissionen von über 99% pro Meter Faser. Obwohl die Faser nur einen kleinen Durchmesser hat, und somit nur einen geringen Raumwinkelbereich abdeckt, reicht wegen der hohen Helligkeit der Arrays das an den Mess-PMT weitergeleitete Licht aus, um es mit ausreichender Signalstärke detektieren zu können. Ein weiterer Vorteil der Quarzfasern ist, dass sie einen sehr kleinen Temperatureausdehnungskoeffizienten von $0,52 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ haben (Auskunft vom Hersteller CeramOptec nach Anfrage). Somit wird beim Überschreiten des untersuchten Temperaturbereiches von meist -20 °C bis +20 °C lediglich eine Längenausdehnung von etwa 100 μm für die 5 m lange Faser erwartet. Jedoch befindet sich nur ein Stück der Faser von etwa 50 cm Länge in der Klimakammer, während der Rest außerhalb der Raumtemperatur ausgesetzt ist. Von diesem Gesichtspunkt aus sind deutlich geringere Längenänderungen von nur wenigen Mikrometern zu erwarten. Der abgedeckte Raumwinkelbereich wächst aufgrund dieser nur kleinen Verlängerung der Faser lediglich vernachlässigbar an, so dass diese Effekte bei den Messungen nicht berücksichtigt werden müssen. Probemessungen, bei denen die Auswirkungen der Veränderung des Abstandes der Faser vom LED-Array untersucht wurden, haben ergeben, dass eine Änderung des Abstandes um einen halben Zentimeter gerade mal Schwankungen in der detektierten Ladung um $\sim 5\%$ hervorrufen. Auch diese Erkenntnis bestätigt also, dass die Längenausdehnung der Faser von wenigen

¹⁰im Folgenden oft kurz: Klimakammer

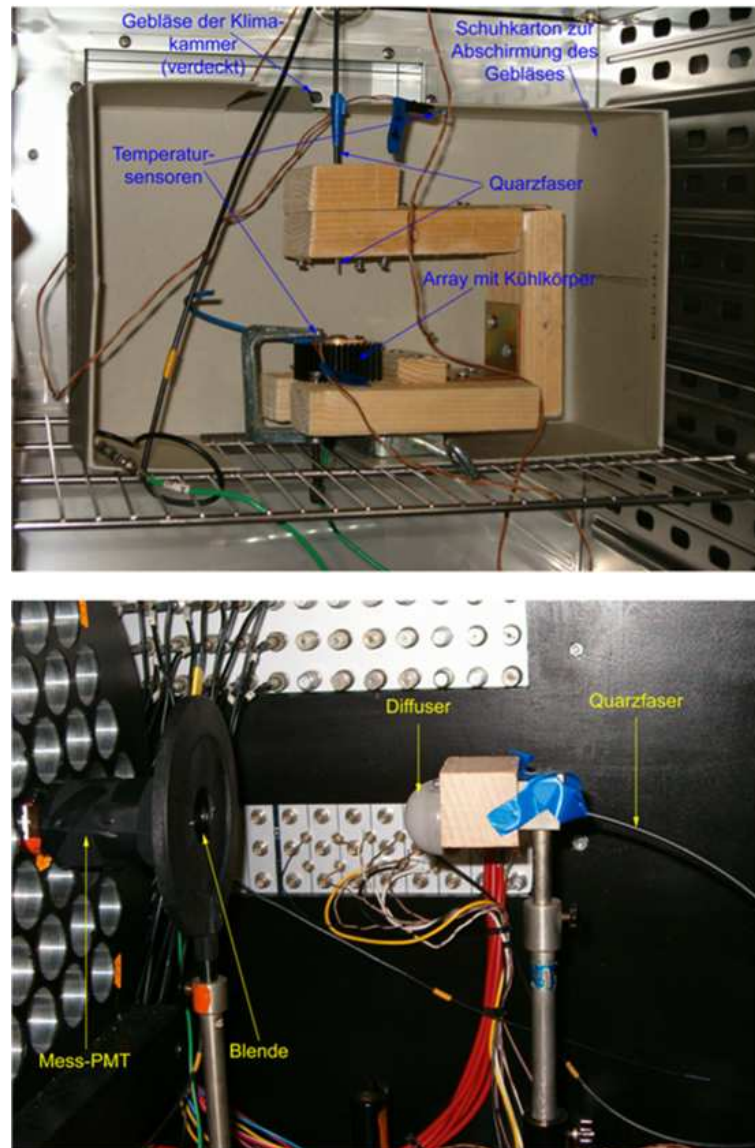


Abbildung 6.9: *Oben* sieht man die Holzhalterung für das LED-Array, welche sich im Unterteil eines Schuhkartons befindet, wodurch verhindert wird, dass das Array direkt im Luftstrom des Gebläses ist. Weiter erkennt man die beiden Temperatursensoren, einer direkt auf dem Array, der andere auf dem Karton, dem Luftstrom des Gebläses ausgesetzt. Die Holzaufnahme arretiert ferner die Quarzfaser über der LED. *Unten* ist die Auskopplung des Lichtes aus der Quarzfaser in der Dark-Box dargestellt. Die Faser steckt in einem Diffuser, über welchen der hinter der Blende befindliche Mess-PMT mit dem Licht es Arrays ausgeleuchtet wird.

Mikrometern tatsächlich irrelevant ist. Eine größere Fehlerquelle stellen Bewegungen an der Faser während der Messungen dar. So bewirkte ein leichtes Wackeln an der Faser schon eine Schwankung in der detektierten Lichtintensität von 2% bis 3%. Abhilfe schaffte eine bessere Befestigung der Faser außerhalb der Klimakammer und der Dark-Box. Vorsorglich wird ferner das Licht – wie in Abbildung 6.9 ersichtlich – in der Messkiste über einen Gel-Diffuser ausgekoppelt (Näheres zum Diffuser in Abschnitt 7.7), wodurch leichte Bewegungen und Ausdehnungen der Quarzfaser ohne Auswirkungen bleiben.

6.3.2 Temperatursensoren

Zur Messung der Temperaturen habe ich drei NTC¹¹-Thermistoren eingesetzt. Es handelt sich hierbei um temperaturabhängige Widerstände. Aufgrund ihrer Materialkomposition haben sie die Eigenschaft, dass sie mit steigender Temperatur zunehmend kleinere elektrische Widerstände R_{NTC} aufweisen, woher die Bezeichnung „negativer Temperaturkoeffizient“ herrührt. Die verwendeten Thermistoren weisen bei einer Temperatur T von 25 °C einen Widerstand von 10 k Ω auf. Vorteile der NTCs sind zum einen ihr großer Widerstand, wodurch die Eigenerwärmung vernachlässigbar wird. Zum anderen weisen diese Thermistoren eine starke Temperaturabhängigkeit ihres Widerstandes von 4% pro °C auf, weshalb schon kleine Temperaturschwankungen erfasst werden können. Aus diesen Eigenschaften folgt direkt eine weitere Stärke der NTCs, nämlich die Möglichkeit, die Messungen über einen einfachen Spannungsteiler abzuwickeln, statt wie bei vielen anderen Thermistorenarten über aufwendige 4-Draht Messungen. Denn die verschiedenen Leitungswiderstände können ohne weiteres vernachlässigt werden. Einen Schaltplan des von mir zu diesem Zwecke gebauten Spannungsteilers zeigt Abbildung 6.10. Die NTC-

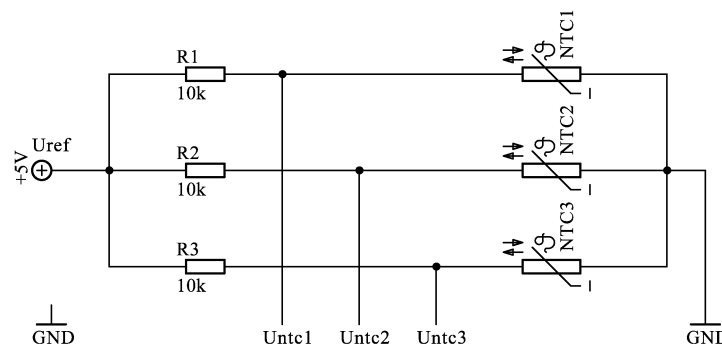


Abbildung 6.10: Schaltplan für die NTC-Auslese. Der Spannungsteiler dient zur Bestimmung der NTC-Widerstände.

Spannungen werden mit dem USB Kompakt-Messlabor ME-RedLab 1208LS der Firma Meilhaus Electronic [59] erfasst. Dieses verfügt über einen 12 bit A/D-Wandler und ermöglicht auf einfache Weise die NTC-Spannungen zu digitalisieren. Aus den gemessenen Thermistorenspannungen kann dann der Widerstand $R_{ntc,i}$ des jeweiligen i -ten NTCs

¹¹Negative temperature coefficient, deutsch: negativer Temperatur Koeffizient, kurz: Heißleiter

wie folgt berechnet werden:

$$R_{\text{ntc},i} = \frac{U_{\text{ntc},i} \cdot R_i}{U_{\text{ref}} - U_{\text{ntc},i}} \quad (6.4)$$

Die Widerstände der NTCs fallen jedoch nicht linear mit wachsender Temperatur. Die Umrechnung eines Heißeiter-Widerstandes zur Temperatur liefert die Steinhart-Hart Gleichung (nach [45]):

$$T[\text{K}] = \frac{1}{A_0 + A_1 \cdot \ln(R_{\text{ntc}}) + A_3 \cdot \ln^3(R_{\text{ntc}})} \quad (6.5)$$

A_0 , A_1 und A_3 sind Materialkonstanten, die NTC-Widerstände gehen einheitenfrei ein. Eine von mir durchgeführte Eichung der Thermistoren erbrachte folgendes Ergebnis:

A_0 [1/K]	A_1 [1/K]	A_3 [1/K]
$11,6526 \cdot 10^{-4}$	$1,8844 \cdot 10^{-4}$	$5,7229 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 6.1: Die Steinhart-Hart Koeffizienten für die verwendeten NTC-Thermistoren.

Die mit dem Meilhaus Kompakt-Messlabor gewonnenen Daten werden mittels eines Windows PCs ausgelesen. Dabei wurde mir von der Arbeitsgruppe für experimentelle Elementarteilchenphysik der Universität Wuppertal die dort von Gerlach [35] entwickelte „Stave Test Environment Control“ Software (kurz: Steco) zur Verfügung gestellt. Diese ermöglicht über eine komfortable Benutzeroberfläche eine automatische Temperaturerfassung in wählbaren Zeitintervallen. Dafür liest Steco die digitalisierten NTC-Spannungen aus und berechnet unter Verwendung der Formeln 6.4 und 6.5 die entsprechende Temperatur. Die Spannungen sowie die Temperaturwerte werden mit einem Zeitstempel versehen in einer ASCII-Datei abgespeichert.

Unsicherheiten der Temperaturbestimmung:

Die Toleranz der benutzten Vorwiderstände beträgt $\pm 0,1\%$. Es werden für den untersuchten Temperaturbereich NTC-Spannungen von etwa 2 bis 4 V erreicht, welche mit dem Messlabor ME-RedLab 1208LS nach Datenblatt auf ca. 20 mA genau gemessen werden können. Nach längerer trivialer Rechnung (Anwendung des Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf Gleichungen 6.4 und 6.5) kann die Messunsicherheit der Temperaturbestimmung – unter zusätzlicher Berücksichtigung der Streuung der NTCs untereinander von $\pm 0,25$ K [74] – abgeschätzt werden zu:

$$\Delta T \approx \pm 1,5 \text{ K} \quad (6.6)$$

6.4 Ansteuerung der LEDs

Die LED-Arrays werden für gewöhnlich bei einer Spannung von etwa 18 V betrieben, wobei Ströme von 200 bis 240 mA auftreten. Im gepulsten Betrieb sind Ströme bis 600 mA

erlaubt. Der Betrieb im DC-Modus kann somit mit den meisten gängigen Labornetzteilen realisiert werden. Es sind jedoch aufgrund der AC-Kopplung des Mess-PMTs nur Lichtpulse im Mikrosekundenbereich mit dem verwendeten Teststand detektierbar. Ein weiteres Argument für den Betrieb im gepulsten Modus ist die Tatsache, dass Pulsweiten von 1 bis 2 μs mit der typischen Dauer von Signalen korrespondieren, welche im Pierre Auger Experiment erwartet werden [15, Seite 7]. Ein weiterer Vorteil des Pulsbetriebes ist, dass aufgrund der nur kleinen Einschaltstraten die Arrayerwärmung vernachlässigt werden kann. Der Pulsbetrieb der LED-Arrays erwies sich jedoch als nicht trivial realisierbar. Kommerzielle Pulsgeneratoren liefern für gewöhnlich im Mikrosekundenbereich lediglich Spannungen von einigen wenigen Volt, bei nur geringen Strömen. Generatoren, welche für den Betrieb von Laserdioden vorgesehen sind, liefern zwar ausreichende Betriebsspannungen und Ströme, dies jedoch nur im Pikosekundenbereich. Es wurden trotz langer Recherche nur zwei Geräte gefunden, welche die gewünschten Eigenschaften aufweisen, und zwar der Pulsgenerator HP 214B der Firma Hewlett Packard (siehe Anhang E) sowie dessen Nachfolger, der Pulsgenerator 8114A der Firma Agilent Technologies [4]. Aus diesem Grunde wurden zunächst verschiedene Treiber-Platinen entwickelt, mit welchen die Pulse des bereits im Teststand vorhandenen Generators DG535 der Firma Stanford Research Systems (SRS) [81] verstärkt werden konnten. Diese ermöglichten jedoch keine befriedigenden Messungen, weshalb letztendlich für die endgültigen Messungen der HP 214B angeschafft wurde. Ich werde nunmehr kurz die selbst gebauten Pulstreiber betrachten, und anschließend auf den kommerziellen Pulser von Hewlett Packard sowie die bei vielen Messungen wichtige Erfassung des Arraystromes eingehen.

6.4.1 Selbstkonstruierte Pulstreiber

Im Laufe der Zeit wurden insgesamt drei Pulstreiber konstruiert. Die ersten beiden wurden von unserem Ingenieur Steffen Hartmann [40] entworfen, den letzten baute ich selber. Ich möchte auf diese Treiber eingehen, da die unterschiedlichen Konzepte ggf. zukünftig wieder interessant werden könnten, wenn es darum geht, einen kleinen und leichten Pulser zu bauen, der am Ballon befestigt werden kann. Auch wurde in die Entwicklung der verschiedenen Pulstreiber viel Zeit investiert, sowie zahlreiche erste Probemessungen an den LED-Arrays mit diesen realisiert, so dass ich die Treiber hier nicht außen vor lassen möchte.

Pulstreiber Nummer 1:

Die Schaltung des ersten selbstkonstruierten Pulstreibers ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Der sehr schnelle MOSFET-Treiber ICL7667 konvertiert die TTL Signale des SRS Pulsgenerators DG535 in hohe Ausgangsspannungen von bis zu 15 V und steuert auf diese Weise den MOSFET IRLI2203, welcher sich durch geringen Leistungsverbrauch bei extrem schnellen Schaltzeiten auszeichnet. Der FET schaltet dann für die Dauer eines Pulses die positive Betriebsspannung des LED-Arrays durch. Der Arraystrom kann nach dem Ohmschen Gesetz aus der über dem Shunt abgefallenen Spannung, die differentiell zu messen ist, berechnet werden. In der Praxis erwies sich dieser Pulstreiber für die geplanten Messungen als ungeeignet. Insbesondere waren Pulse von wenigen Mikrose-

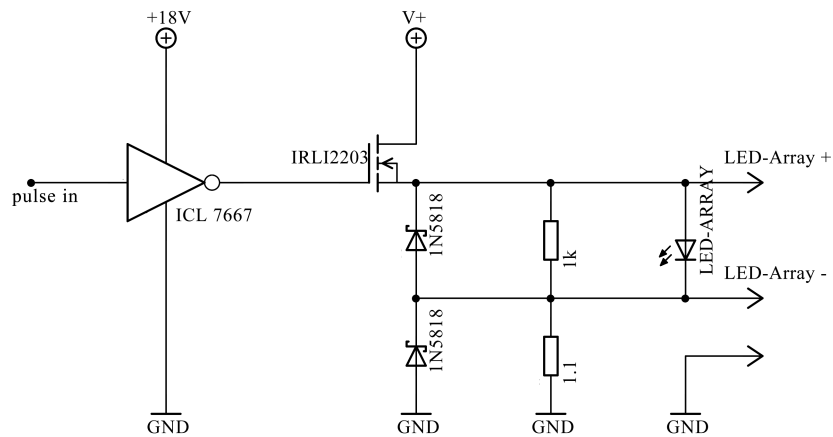


Abbildung 6.11: Schaltplan des ersten Pulstreibers.

kunden mit ihm nicht realisierbar, da der mit dem Treiber produzierte Puls zu langsam seine maximale Amplitude erreicht. Ursache dieses Verhaltens könnten Parameter wie kapazitive Lasten des Schaltkreises, vermutlich in erster Linie aber die des MOSFETS, sein, welche zu großen Zeitkonstanten führen.

Pulstreiber Nummer 2:

Aufgrund der Problematiken mit dem ersten Pulstreiber entschied sich Hartmann, einen neuen Treiber zu entwerfen, dem ein anderes Funktionsprinzip zugrunde liegt. Abbildung 6.12 zeigt das Schaltbild. Der wesentliche Unterschied ist, dass der MOSFET nun-

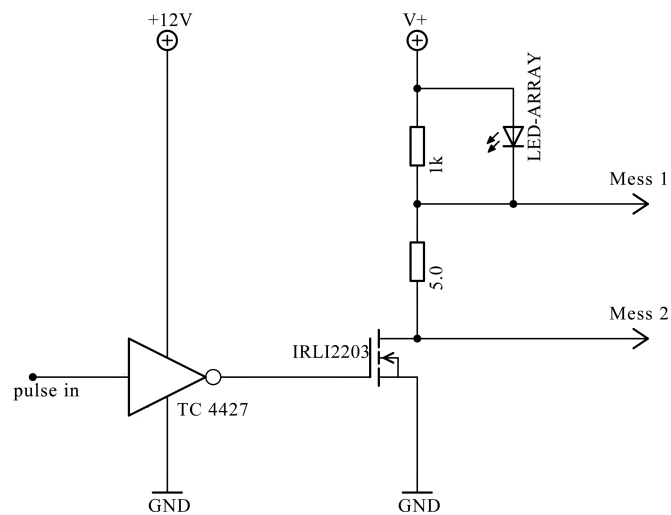


Abbildung 6.12: Schaltung des zweiten Pulstreibers.

mehr den Bezugspegel schaltet, und nicht mehr die positive Betriebsspannung des LED-Arrays. Angesteuert wird der FET über den High-Speed MOSFET-Treiber TC4427, der problemlos Gate-Kapazitäten von 1000 pF unter 30 ns laden/entladen kann. Außerdem werden aufgrund der sowohl im ein- als auch ausgeschalteten Zustand niedrigen Ausgangsimpedanzen die beabsichtigten MOSFET-Zustände nicht beeinflusst, auch bei Spitzenlasten. Der Strom wird wieder über die Shunt-Spannung gemessen. Mit diesem Pulstreiber werden schon recht brauchbare Ausgangssignale erzielt. Der FET schaltet sauber und auf der Stelle durch, auch bei Pulsen von nur 1 oder 2 μs . Nach dem Puls kommt es zu einer im Vergleich zur Pulsdauer langsamen „Entladung“, da unterhalb einer Spannung von 14 bis 15 V kein nennenswerter Strom mehr durch das Array fließt, so dass ab diesem Zeitpunkt die kapazitiven Aufladungen der Schaltung nur langsam abgebaut werden. Da das Array jedoch während dieser Zeit kein Licht emittiert, wird vom Mess-PMT die langsame Entladung nicht erfasst. Vielmehr detektiert dieser ein recht sauberes Rechtecksignal. Somit ist die „Enladekurve“ nicht störend bei den Messungen. Bedingung ist lediglich, dass die Pulswiederholfrequenz nicht so hoch gewählt wird, dass sich die Entladekurve mit dem zeitlich folgenden Puls überschneidet. Abbildung 6.13 zeigt einen Screenshot des Oszilloskopes, welcher während einer Messung an einem 395er

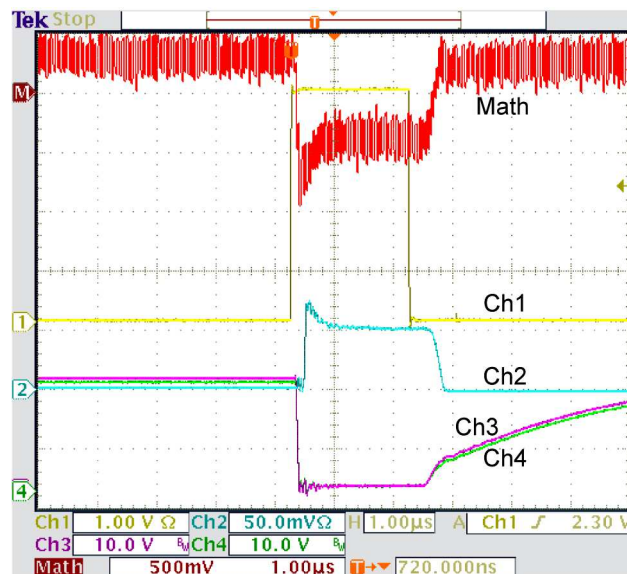


Abbildung 6.13: Screenshot des Oszilloskopes bei Verwendung des Pulstreibers in der zweiten Version. Gelb (*Ch1*) ist das Rechtecksignal, welches vom SRS DG535 erzeugt wurde (Triggersignal). In Magenta (*Ch3*) und Grün (*Ch4*) dargestellt sind die Potentialdifferenzen vor und nach dem Messwiderstand, jeweils gegen Ground gemessen, in Rot (*Math*) die Differenz dieser beiden Spannungen. Diese Differenzspannung ist proportional zum Array-Strom. Das Signal des Mess-PMTs auf den Lichtpuls ist die cyanfarbige (*Ch2*) Kurve.

Array bei einer LED-Betriebsspannung von 18 V und einer Pulsweite von $2 \mu\text{s}$ genommen wurde. Man erkennt die Entladekurve. Während nach dem Puls zunächst die Lichtintensität (korrespondiert zum PMT-Signal, cyanfarbige Kurve) schnell abnimmt, gilt gleiches auch für die Spannungen, welche über dem Messwiderstand gemessen wurden (Magenta und Grün). Nach nur einigen wenigen hundert Nanosekunden ist das LED-Array völlig dunkel und es fließt nur noch ein geringer Strom durchs Array. Die kapazitive Aufladung der Schaltung baut sich dann nur noch langsam über 3 bis $4 \mu\text{s}$ in Form einer Entladekurve ab, wie am Verlauf der grünen und magentafarbenen Kurve sichtbar wird.

Jedoch tauchten bei der Verwendung dieses Pulstreibers auch Probleme auf. So war dieser über eine längere Betriebsdauer nicht ausreichend stabil. Der Output schwankte mitunter derart, dass der Mess-PMT Schwankungen von bis zu 15% in der Intensität der LED-Arrays detektierte. Dass die Variationen ihren Ursprung tatsächlich beim Pulstreiber haben, wurde später erst nachgewiesen, als der kommerzielle Generator HP 214B verwendet wurde. Dieser hält sein Ausgangssignal konstant, wodurch kaum Schwankungen in der Intensität feststellbar waren. Ein weiteres Problem bestand darin, dass der Treiber sehr empfindlich war und mehrmals kaputt ging.

Pulstreiber Nummer 3:

Aufgrund der Problematiken mit dem Pulstreiber in zweiter Version entschied ich mich, einen neuen Treiber zu bauen, der zeitlich einen konstanten Strom liefert, so dass keine Schwankungen im Output auftreten sollten. Abbildung 6.14 zeigt den Schaltplan. Der

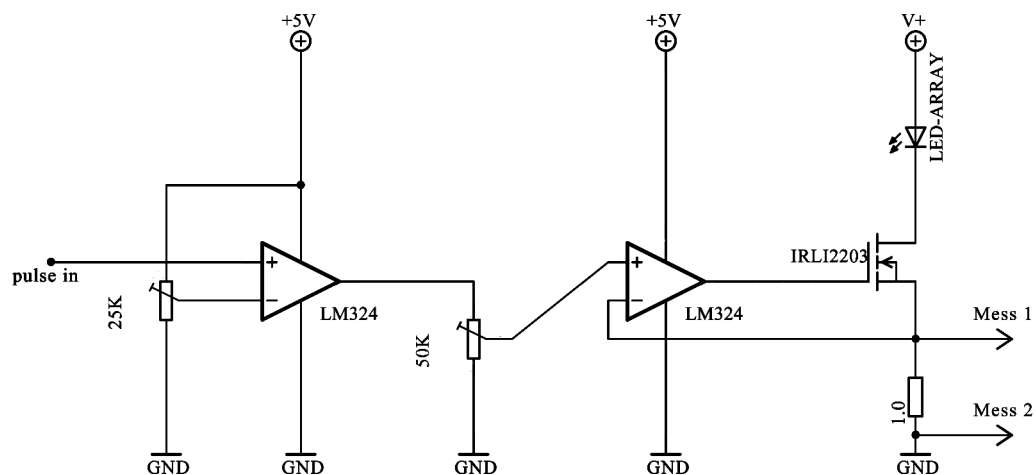


Abbildung 6.14: Schaltung des dritten selbstkonstruierten Pulstreibers.

erste Operationsverstärker (kurz: OpAmp) dient als Filter für die TTL-Signale des SRS Pulsgenerators DG535. Mittels des $25 \text{ k}\Omega$ Potentiometers kann der negative Eingang des OpAmps auf eine Schwellspannung gelegt werden. Der OpAmp subtrahiert die Spannung am negativen Eingang von der am positiven, und liefert nur dann ein Ausgangssignal, wenn diese Differenz positiv ist. Somit muss am positiven Eingang mindestens eine Span-

nung oberhalb der Schwellspannung anliegen. Da es sich bei den Ausgangssignalen des SRS Generators um TTL Signale handelt (TTL: High-Pegel per Konvention ab ca. 2,4 V, nominal 5 V), wurde mittels des Potentiometers eine Schwellspannung von etwa 2 V eingestellt. So ist sichergestellt, dass nur die TTL-Signale weiter verarbeitet werden, nicht etwa schwächere Störsignale. Im Falle solcher TTL-Signale liefert der OpAmp an seinem Ausgang dann maximale Leistung. Mit dem 50 k Ω -Potentiometer kann die Spannung am positiven Eingang des zweiten OpAmps geregelt werden. Aufgrund der Rückkopplung schaltet der OpAmp derart durch, dass die Differenz zwischen negativen und positiven Eingang stets gleich Null gehalten wird – er regelt also den negativen Eingang stets auf die gleiche Spannung. Auf diese Weise wird jedoch auch der Strom durch den Messwiderstand auf konstantem Niveau gehalten, somit – wegen der Reihenschaltung – aber auch der Strom durch das LED-Array. Auf diese Weise erhält man summa summarum eine Konstantstromquelle. Jedoch waren die verwendeten OpAmps LM324 nicht schnell genug, um Pulse im unteren Mikrosekundenbereich zu treiben. Mit diesem Pulstreiber konnten deshalb nur brauchbare Pulse mit Weiten bis minimal 100 μ s erzeugt werden, so dass er für die Messungen nicht verwendet wurde. Versuche mit schnelleren OpAmps wurden jedoch nicht mehr durchgeführt, da mittlerweile der HP 214B angeschafft worden war.

6.4.2 Ansteuerung der Arrays mit dem Pulsgenerator HP 214B

Der Hochleistungspulsgenerator HP 214B von Hewlett Packard liefert Ausgangsimpulse von bis zu 100 V/2 A an 50 Ω . Pulsbreiten von 25 ns bis 10 ms können stufenlos gewählt werden. Im Anhang E werden alle technischen Daten aufgeführt. Dieser Generator erfüllt alle Forderungen, welche an einen geeigneten Pulser gestellt werden. Er liefert ausreichende Ausgangsamplituden, und dies auch im Mikrosekundenbereich. Weiter besitzt er einen Eingang für ein externes Triggersignal, so dass er problemlos an die DAQ des Teststandes angeschlossen werden konnte. Messungen zur Stabilität des Ausgangssignals zeigen, dass der HP 214B zeitlich einen sehr konstanten Output liefert (vgl. Abschnitt 7.3).

Betrieben wurden die Arrays stets mit Pulsweiten von 2 μ s. Die Wiederholfrequenz wurde dabei von der DAQ über den Anschluss für den externen Trigger vorgegeben. Messungen bei unterschiedlichen Impulsfrequenzen haben ergeben, dass die emittierte Lichtmenge weitgehend unabhängig von der Ansteuerfrequenz ist. Tabelle 6.2 enthält die Messergebnisse: Gemessen wurde die Antwort des Mess-PMTs über ein Oszilloskop. Ebenso die Wiederholfrequenz. Die Pulsdauer beträgt 2 μ s, es wurde das 395er LED-Array Nr. 1 verwendet. Die Signalhöhen des PMTs waren auf ca. 2,5 mV genau reproduzierbar. Im Rahmen der Unsicherheiten der gemessenen PMT-Signale kann keine signifikante Änderung der PMT-Antwort bei Veränderung der Ansteuerfrequenz der Arrays im untersuchten Frequenzbereich bis 10 kHz festgestellt werden. Eine weitere Untersuchung der Gründe für den Einbruch der PMT-Antwort bei höheren Frequenzen fand nicht statt, da die DAQ den Pulsgenerator ohnehin nur im Bereich von knapp 25 bis 50 Hz triggert. Stichprobenartige Messungen unter Verwendung der übrigen LED-Arrays bestätigten die gewonnenen Erkenntnisse. Auch die Pulsdauer erwies sich als unwesentlicher Parameter, wie eine Messung bei konstanter Ansteuerfrequenz von 1 kHz und unterschiedlichen Puls-

<i>Frequenz in Hz</i>	<i>Signalstärke in mV $\pm 2,5$ mV</i>
0,2	150
1	147,5
100	150
1 k	150
10 k	155
100 k	50 – 100

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Messung zur Ansteuerfrequenzabhängigkeit.

weiten zeigte. Verwendet wurde wieder das 395er Array, während die übrigen LEDs nur in Stichproben untersucht wurden. Der Arraystrom betrug während der Messung 300 mA und veränderte sich nicht mit der Pulsweite. Die Ergebnisse für das 395er Arrays sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. Im Rahmen der Messunsicherheit gibt es im untersuchten Bereich

<i>Pulsweite in μs</i>	<i>Signalhöhe in mV $\pm 2,5$ mV</i>
0,5	150
1	150
2	160
3	150
6	155
10	140
20	125
100	—

Tabelle 6.3: Ergebnisse der Messung zur Pulsweitenabhängigkeit.

keine Hinweise auf eine Pulsweitenabhängigkeit der Array-Intensität für Breiten $\leq 6 \mu s$. Kürzere Pulse als $0,5 \mu s$ werden später während den Messungen nicht eingestellt und sind von daher ohne Belang. Bei Pulsweiten von mehr als $20 \mu s$ erhielt man nur noch ein verzerrtes Signal, was mit der AC-Kopplung der PMTs in Zusammenhang stehen könnte. Festzuhalten bleibt, dass die Pulsweite von $2 \mu s$, welche bei den Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit am HP 214B stets vorgewählt ist, im sicheren Bereich liegt und kleine Schwankungen in der Pulsdauer ohne Auswirkung auf die Messergebnisse bleiben.

6.4.3 Messaufbau für Strommessung

Als ein recht schwieriges Unterfangen erwies sich die Messung des Array-Stromes. Hierbei ist es nicht einfach damit getan, die Spannung differentiell über einen Messwiderstand zu messen, um dann über das Ohm'sche Gesetz auf den fließenden Strom zu schließen. Vielmehr bereitete die differentielle Messung diverse Probleme. Meist war die Differenzkurve, welche mittels eines Oszilloskopes erfasst wurde, derart verrauscht, dass eine

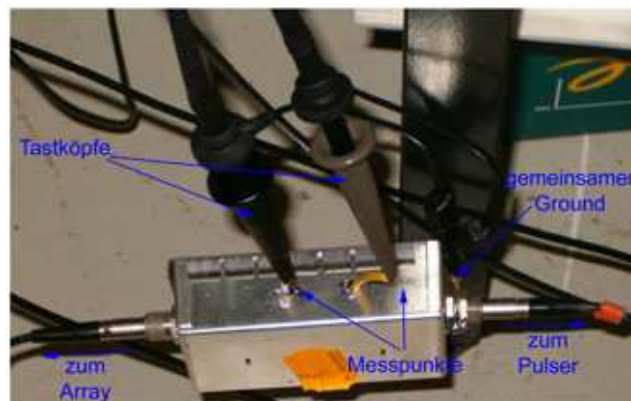


Abbildung 6.15: Die Messbox für die Strommessung. Der Messwiderstand ist in dem Abschirmgehäuse gegen HF-Störsignale geschützt. Mit einem Oszilloskop wird die über den Widerstand abfallende Spannung differentiell gemessen.

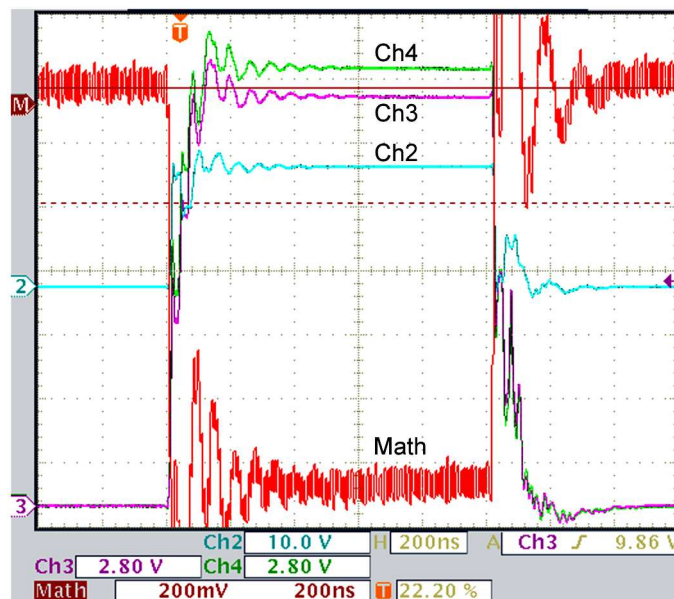


Abbildung 6.16: Screenshot des Oszilloskopes bei differentieller Messung des Spannungsabfalls über dem Messwiderstand. Verwendet wurde der HP 214B sowie ein 395er Array. Gemessen wird die Amplitude der Differenzspannung (*rot (Math)*) nach dem Einschwingvorgang von etwa 400 ns, und zwar gegen die Basislinie, welche durch die Differenzkurve vor dem Puls gegeben ist. Man erkennt das starke Rauschen der Differenzspannung von ± 40 mV um den gedachten Mittelwert herum. *Grün (Ch4)* und *magentafarbig (Ch3)* sind die gegen Ground gemessenen Spannungen vor und nach dem Messwiderstand, *cyan (Ch2)* das Ausgangssignal des HP 214B.

vernünftige Messung unmöglich wurde. Das Problem liegt dabei in erster Linie darin, dass zwar die Differenzkurve eine im Verhältnis zum Rauschen ausreichende Amplitude aufwies, jedoch bei vielen Messungen Änderungen dieser Amplitude von nur wenigen Millivolt erfasst werden müssen (etwa bei den Temperaturabhängigkeitsmessungen), welche dann aber im Rauschen untergehen. Bei den endgültigen Messungen, welche mit dem HP 214B Generator durchgeführt wurden, wird der Strom über den Spannungsabfall über einen Messwiderstand bestimmt, welcher sich in einem Metall-Abschirmgehäuse aus feuerverzinnem Stahlblech befindet. Dieses Gehäuse ist speziell für die Abschirmung von HF-Signalen konstruiert worden, so dass auf diese Weise Störsignale weitestgehend unterdrückt werden (Abbildung 6.15). Der Widerstand ist in Reihe geschaltet mit dem LED-Array. Der mit einem Multimeter gemessene Widerstand zwischen den Messpunkten beträgt

$$R_{\text{mess}} = 7,6 \, \Omega \pm 0,1 \, \Omega \quad . \quad (6.7)$$

Jedoch ist der Messwiderstand recht klein gehalten, so dass nur geringe Spannungen über ihm abfallen. Da das LED-Array selber nur einen geringen Innenwiderstand hat, kann man auch nicht beliebig große Messwiderstände einsetzen. Das Problem liegt nun darin, dass bei typischen Betriebsspannungen von 18 V an den beiden Messpunkten Spannungen in eben dieser Größenordnung anliegen, die sich dann aber nur im Millivoltbereich unterscheiden. In der Praxis spiegelte sich dies durch großes Rauschen der mit dem Oszilloskop aufgenommenen Differenzkurve wider. Abbildung 6.16 zeigt einen Screenshot des Oszilloskopes.

Zur Lösung dieses Problems baute ich eine Differenzverstärker-Schaltung. Dazu wird mittels Operationsverstärker ein Subtrahierer gebaut, welcher am Ausgang (gegen Masse) die Differenz der Spannungen liefert, die an den OpAmp-Eingängen anliegen. Auf diese Weise ist es möglich, Spannungsdifferenzen extrem linear zu verstärken. Bei sehr kurzen Impulsen – wie im Rahmen meiner Messungen – ist es aber nötig, Laufzeitunterschiede der Signale an den beiden Eingängen des Verstärkers auszugleichen. Dazu versieht man die Eingänge in gleicher Weise mit Vorverstärkern [71]. Man kann diese erste Stufe darüber hinaus direkt dazu nutzen, um schon einen Teil der benötigten Verstärkung einzubringen. Dies gelingt, wenn man die Bezugspegel der ersten Stufe nicht auf Masse setzt, sondern über einen Koppelwiderstand miteinander verbindet. Der Bezugspegel ist dann der Mittelwert der beiden Eingangsspannungen. So erhält man einen Differenzverstärker, der nicht nur symmetrisch ist, sondern auch einstellbar (Abbildung 6.17 und 6.18). Leider lieferte der Subtrahierer nur brauchbare Ergebnisse für Pulsweiten von minimal etwa 6 bis 7 μs . Bei kürzeren Impulsen bricht das Ausgangssignal schon nach wenigen hundert Nanosekunden ein, was darauf schließen lässt, dass die Bandbreite der Schaltung nicht ausreichend ist. Dennoch erwies sich der Differenzverstärker als hilfreich. Zwar wurde der Strom nun doch lediglich durch bloßes differentielles Messen mit dem Oszilloskop und zwei Tastköpfen realisiert (mit entsprechend großen Fehlern), doch konnte durch temporäres Erhöhen der Pulsdauer auf 6 μs eine Kontrolle der Messwerte mittels Differenzverstärkers erfolgen. Dies wird möglich aufgrund der Unabhängigkeit des Messaufbaus von der Pulsdauer. Somit besteht die Möglichkeit, durch eine unabhängige Kontrollmessung die Richtigkeit der gemessenen Spannungsabfälle zu verifizieren,

was dann bei allen Strommessungen auch stets nebenbei erfolgte. Es handelt sich meist um kurze Stichproben, weshalb ich im Kapitel 7 bei den Auswertungen der Messergebnisse die mit der Differenzenverstärkerschaltung genommenen Messwerte für gewöhnlich nicht mit aufführen werde, sofern diese mit den übrigen Messergebnissen konform gehen. Die nötige Eichkurve des Differenzenverstärkers ist im Anhang F aufgeführt. Die Arrayströme können mit diesem Verstärker typischerweise auf $\sim \pm 20$ mA genau bestimmt werden.

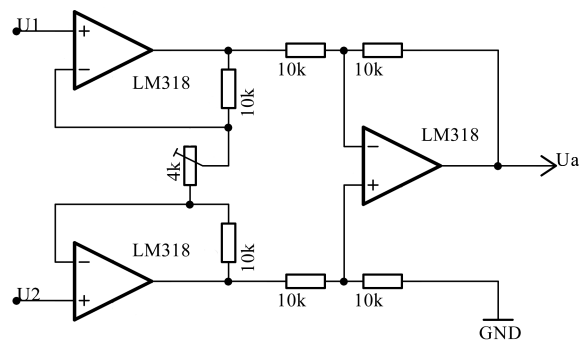


Abbildung 6.17: Symmetrischer, einstellbarer Differenzenverstärker.

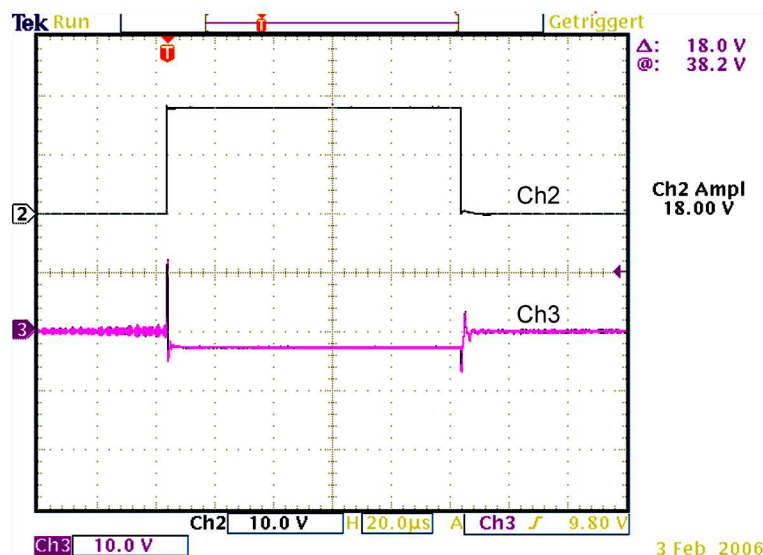


Abbildung 6.18: Screenshot des Oszilloskopes bei Verwendung des Differenzenverstärkers. Schwarz (Ch2) ist das Ausgangssignal des Pulsgenerators ($100 \mu\text{s}$ Pulse), magentafarbig (Ch3) der verstärkte Spannungsabfall über dem Messwiderstand (willkürlich gewählte Verstärkung). Das verstärkte Signal ist deutlich und unverzerrt.

Kapitel 7

Auswertung der Messergebnisse

Nachdem nunmehr der Teststand ausführlich diskutiert worden ist, gehe ich in diesem Kapitel auf die Messungen sowie deren Auswertungen ein. Allen Messungen gemein ist die Untersuchung der von den Arrays emittierten Lichtmenge unter den jeweils betrachteten unterschiedlichen Betriebsbedingungen. Es sei daher um Missverständnissen vorzubeugen darauf hingewiesen, dass im Folgenden oft nicht zwischen der von der DAQ erfassten deponierten Ladung und der Lichtmenge, die die Arrays emittieren, unterschieden wird. Nach den Ausführungen von Abschnitt 6.1.3 zeichnen sich die PMTs durch ein äußerst lineares Verhalten in Bezug auf die detektierte Lichtmenge aus, so dass bei relativen Intensitätsmessungen statt von „Intensitäten“ selber oft synonym von „Ladungen“ gesprochen wird. Ein weiterer zu klärender Punkt ist die Bezeichnung der Arrays. Da mir für die Messungen drei 395 und je zwei 385 und 375 nm Arrays zur Verfügung standen, habe ich die Arrays jeweils einer Wellenlänge fortlaufend nummeriert, so dass zwischen ihnen unterschieden werden kann.

Die erste Frage, die bei dem Ballonprojekt aufkam, war die, ob das Licht der LED-Arrays überhaupt ausreichend hell für die gewünschte Anwendung ist. Dabei ist zu klären, ob ein Array, was sich bei den geplanten Teleskopkalibrationen in Entfernungen von bis zu über 1000 m von den jeweiligen Detektoren befinden kann, hinreichend intensiv Licht emittiert, um ein verwertbares Signal der PMTs hervorzurufen. Akkurat auf diesen Punkt werde ich im ersten Abschnitt eingehen. Im weiteren Verlauf werden dann weitere wichtige Messungen wie die Temperatur- und Abstrahlcharakteristik sowie die Kennlinien der Arrays betrachtet, aber auch Feststellungen zur Stabilität des Teststandes getroffen und die Thematik um einen möglichen Diffuser behandelt.

7.1 Vorbereitende Überlegung

Wie bereits erwähnt, ist es erforderlich, dass die LED-Arrays mit ausreichender Intensität Licht emittieren, so dass dieses auch über große Entfernungen mittels der Fluoreszenzteleskope detektiert werden kann. Zu diesem Zwecke kann zunächst aus den technischen Spezifikationen gemäß Datenblatt des Herstellers eine erste Abschätzung der abgestrahlten Lichtmenge erfolgen. Im folgenden Abschnitt werde ich zunächst auf diesen theoretischen Ansatz eingehen, während im darauf folgenden schließlich die Ergebnisse einer

experimentellen Überprüfung ausgewertet werden.

7.1.1 Abschätzung der von den Arrays emittierten Photonenzahl

Ausgehend von den vom Hersteller angegebenen technischen Daten der Arrays wird nun eine Abschätzung erfolgen, ob die LEDs ausreichend intensiv sind. Es handelt sich lediglich um eine recht grobe Überschlagsrechnung, in der ich Parameter wie die Verluste von Photonen in der Atmosphäre vernachlässigen und von einer isotropen Abstrahlcharakteristik der Arrays ausgehen werde. Den technischen Daten der Arrays (Tabelle B.1) kann man entnehmen, dass die 375er und 385er Arrays Abstrahlleistungen von etwa 150 mW erreichen, während die 395er Arrays bis zu 300 mW abstrahlen.

Ich werde im Folgenden die leistungsschwächeren 375er Arrays betrachten. Die abgestrahlte Energie im Dauerbetrieb pro Sekunde berechnet sich wie folgt:

$$P_{375} = 150 \text{ mW} = 150 \cdot 10^{-3} \text{ J/s} .$$

Auf ein einzelnes Photon der Wellenlänge $\lambda = 375 \text{ nm}$ fällt dabei ein Energiebetrag E_{phot} von

$$E_{\text{phot}} = h \cdot \frac{c}{\lambda} = 5,3 \cdot 10^{-19} \text{ J} ,$$

wobei $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J/s}$ das Planck'sche Wirkungsquantum und $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ die Lichtgeschwindigkeit sind. Unter Vernachlässigung der Breite des Emissionsspektrums und der daraus resultierenden Annahme, alle Photonen weisen dieselbe Wellenlänge von $\lambda = 375 \text{ nm}$ auf, ergibt sich die Zahl n der emittierten Photonen zu:

$$n = \frac{P_{375}}{E_{\text{phot}}} = 2,8 \cdot 10^{17} \text{ Photonen/s} . \quad (7.1)$$

Befindet sich nun das LED-Array in einer Entfernung von $d = 1000 \text{ m}$ vom Teleskop, so kann man die Anzahl n_{aper} der auf die Apertur mit dem Radius $r = 1,10 \text{ m}$ treffenden Photonen abschätzen zu:

$$n_{\text{aper}} = \frac{\pi \cdot r^2}{1/2 \cdot 4 \cdot \pi \cdot d^2} \cdot n = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ Photonen/s} . \quad (7.2)$$

Dabei wurde angenommen, dass das Array die Photonen homogen über eine Halbkugeloberfläche verteilt abstrahlt. Berücksichtigt man nun weiterhin, dass die LEDs im gepulsten Modus mit Pulsweiten von $2 \mu\text{s}$ betrieben werden sollen, berechnet sich die Zahl $n_{\text{aper},2\mu\text{s}}$ der während eines Pulses auf die Apertur fallenden Photonen zu:

$$n_{\text{aper},2\mu\text{s}} = n_{\text{aper}} \cdot \frac{2 \cdot 10^{-6} \text{ s}}{1 \text{ s}} = 340.000 \text{ Photonen}/2\mu\text{s} . \quad (7.3)$$

Nach [24, Seite 6–7] gibt es selbst bei mondlosen Nächsten noch ein Hintergrundrauschen von bis zu $\sim 1000 \text{ Photonen}/2\mu\text{s}$ in der Apertur der Teleskope. Die von den Arrays induzierte Photonenzahl übertrifft dieses Rauschen um ein Vielfaches, so dass – zumindest theoretisch – die 375er Arrays hell genug sein werden, um ein befriedigendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis erzielen zu können. Die leistungsstärkeren 385er und 395er Arrays werden dann ohnehin genug Licht liefern.

7.1.2 Simulation der Apertur mittels Blende

Nachdem die theoretischen Überlegungen im vorherigen Abschnitt zu der Erkenntnis geführt haben, dass die LED-Arrays ausreichend intensiv Licht emittieren, soll dies nun auch experimentell überprüft werden. Zu diesem Zwecke werden die Verhältnisse, welche beim Pierre Auger Experiment vorherrschen, größenmäßig derart herunterskaliert, dass eine Simulation in unserem Teststand erfolgen kann. Einen Abstand der Lichtquelle von $d=1000$ m von der Apertur, wobei diese einen Durchmesser von $D_{\text{apertur}}=1,7$ m besitzt (ohne Korrekturring), kann man in der Dark-Box simulieren, indem man eine Blende in den Strahlengang zwischen den $d_{\text{array-pmt}}=1,24$ m voneinander entfernten Array und PMT positioniert. Die unmittelbar vor dem PMT installierte Irisblende ist dabei auf einen Öffnungsdurchmesser D_{blende} eingestellt, der sich nach dem Strahlensatz wie folgt berechnet:

$$\frac{D_{\text{apertur}}}{d} = \frac{D_{\text{blende}}}{d_{\text{array-pmt}}} \iff D_{\text{blende}} = 2,1 \text{ mm} . \quad (7.4)$$

Die Blende wurde dabei mittels einer Schieblehre recht exakt eingestellt. Der Mess-PMT wurde bei einer Hochspannung von $HV=1004$ V betrieben, die Arrays jeweils bei einer Betriebsspannung von 18 V im $2\mu\text{s}$ -Pulsmodus. Gemessen wurde jeweils über 1000 Pulse. Das M-UG6 Filter ist in den Strahlengang gefahren. Die von der DAQ gemittelten Messergebnisse sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt (Fehler: von der DAQ berechneter RMS). Es wurde bei dieser Simulation vernachlässigt, dass ein Teil des Lichtes auf dem

	395er	385er	375er	Nullmessung
<i>Amplitude [mV]</i>	$112,6 \pm 3,4$	$118,6 \pm 2,6$	$25,3 \pm 1,6$	$\sim 1,0$
<i>Ladung [$10^{-9}C$]</i>	$1,78 \pm 0,01$	$2,03 \pm 0,01$	$0,33 \pm 0,01$	$\sim 0,01$

Tabelle 7.1: Messergebnisse der Apertursimulation mittels einer Blende für die drei Arrays 395 Nr. 1, 385 Nr. 1 und 375 Nr. 1 bei einer Betriebsspannung von jeweils 18 V.

1000 m langen Weg vom Array zum Teleskop verlustig gehen wird. Während diese Effekte relativ unbedeutend sind, kommt es jedoch auch in der Optik des Teleskopes zu Verlusten. Im Gegensatz zum Simulationsaufbau, wo lediglich der M-UG6 Filter im Strahlengang war und die Effizienz des PMTs eine Rolle spielte, sind bei den Auger Teleskopen weitere Komponenten gegenwärtig, wodurch die Transmission weiter reduziert wird. Zu erwähnen sind hier besonders die Spiegelreflektivität von etwa 90% sowie die Kumulationseffizienz der Mercedes Sterne von 93% [24]. Jedoch wird im Auger-Experiment eine größere Apertur verwendet, als in der Simulation angenommen. Unter Verwendung eines Korrekturringes wird die Apertur auf 2,20 m Durchmesser vergrößert, wodurch sich die effektive Fläche verdoppelt (vgl. Abschnitt 4.2). Darüber hinaus hat die Frontend Elektronik der Auger-Fluoreszenzdetektoren ein deutlich höheres Gain als unser Test-Setup. Somit werden die Fehler, die bei Vernachlässigung der tatsächlichen Transmission der Teleskopoptik gemacht wurden, ausgeglichen durch die größere Aperturfläche und der größeren Verstärkung der Elektronik. Die gemessenen Amplituden aller drei Arrays

liegen deutlich über dem Grundrauschen von nur knapp einem Millivolt, welches durch eine Nullmessung ermittelt wurde. Unter diesem Gesichtspunkt bleibt festzuhalten, dass selbst die recht leistungsschwachen 375er Arrays noch ausreichend Licht emittieren und somit ein gutes Signal-zu-Rauschverhalten liefern. Die Lichtleistung aller drei Arrays ist somit ausreichend.

7.2 Korrekturfaktoren für die Filtertransmissionen

Mit dem Messaufbau gemäß Abschnitt 6.1.3 wurde eine Rekalibration der Filter in der Dark-Box durchgeführt. Dazu wurden sämtliche Filtereinstellungen angefahren und jeweils immer das Ausgangssignal der Photodiode gemessen. Da die Response von Dioden temperaturabhängig ist, wurde bei jeder Filtereinstellung auch der Wert für 100% Transmission nochmals gemessen, um Fehler aufgrund von Temperaturveränderungen auszumerzen. Die Korrekturfaktoren K , welche den nominellen Transmissionswert T auf den tatsächlichen hin korrigieren, berechnen sich wie folgt:

$$K = \frac{U}{U_{100\%} \cdot T} \quad (7.5)$$

Dabei ist $U_{100\%}$ die Ausgangsspannung der Photodiode bei 100% Transmission, während U die Response bei der jeweils eingestellten Abschwächung ist. Aufgrund der extrem hohen Genauigkeit der SMU sind keine großen Messunsicherheiten zu erwarten. Die Schwankung der Anzeige der SMU wurde als Fehler der jeweiligen Messwerte angesetzt. Stichprobenartige Kontrollmessungen nach der eigentlichen Messung zeigten eine hohe Reproduzierbarkeit der Messwerte im Rahmen der angenommenen Fehler, so dass auch von diesem Gesichtspunkt aus die angesetzten Messunsicherheiten ausreichend bemessen sind. Die Unsicherheit des Korrekturfaktors berechnet sich dann nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung. Der Messwert bei 0% Transmission dient zur Bestimmung des Pedestals, das vor allem vom Dunkelstrom der Diode herrührt. Er wird vor Berechnung der Korrekturwerte von den jeweiligen gemessenen Ausgangsspannungen in Abzug gebracht. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Die Rekalibration hat ergeben, dass die tatsächlichen Transmissionen teilweise bis zu 8% oder fast 9% von den nominalen Werten abweichen. In Abbildung 7.1 sind nochmals die Ergebnisse aller drei Methoden zur Bestimmung der realen Transmission gegenübergestellt. Da mit den beiden bisherigen Methoden nur eine Rekalibration bis minimal zur 0.1% Filterstellung durchgeführt worden ist, fehlen in dem Diagramm die Werte für 0,03% Transmission. Die empirischen Korrekturen stimmen sehr gut mit denen überein, welche mittels der Photodiodenmessung ermittelt wurden. Die Korrekturfaktoren folgen dem Trend der direkten Messungen der Filter einzeln außerhalb der Mess-Box, sind jedoch generell größer. Dies untermauert jedoch die in Abschnitt 6.1.3 eruierte Hypothese, dass aufgrund von Reflexionen zwischen den einzelnen Filtern in der Mess-Box insgesamt mehr Licht transmittiert wird. Mit diesem in sich konsistenten Ergebnis gilt die empirische Korrektur der nominalen Transmissionen der Filter als ausreichend verifiziert. Meine Ergebnisse finden Eingang in die Veröffentlichungen [15], [14] und [16].

Festzuhalten bleibt, dass die empirischen Korrekturfaktoren aufgrund der hohen Statistik

T[%]	U[mV]	ΔU [mV]	$U_{100\%}$ [mV]	$\Delta U_{100\%}$ [mV]	K	ΔK
30	873,30	0,20	2678,60	0,20	1,0868	0,0003
10	248,04	0,05	2673,70	0,40	0,9278	0,0002
3	82,25	0,01	2672,00	0,40	1,0266	0,0002
1	25,81	0,01	2670,50	0,70	0,9680	0,0005
0,3	8,51	0,01	2668,10	0,60	1,0682	0,0013
0,1	2,44	0,01	2667,00	0,40	0,9299	0,0038
0,03	0,77	0,01	2667,00	0,50	1,0124	0,0125
0	-0,04	0,01	2663,40	0,50	—	—

Tabelle 7.2: Messwerttabelle zur Ermittlung der Korrekturfaktoren K für die nominalen Transmissionswerte T der Filter in der Dark-Box.

der Methodik wohl die kleinsten Unsicherheiten birgen, so dass ich im Rahmen meiner weiteren Messungen diese verwendet habe. Lediglich die Korrektur für 0,03% Transmission habe ich meiner Messung entnommen. Nach [15] ergeben sich mit der empirischen Methode die in Tabelle 7.3 aufgeführten korrigierten Transmissionswerte. Da pro nomineller Transmission zumeist vier Korrekturfaktoren vorlagen, wurden diese gemittelt und der Fehler des Mittelwertes – entsprechend dem Fehler der korrigierten Transmission – aus den Standardabweichungen ermittelt. Der Fehler der Korrektur für 0,03%, welche ich meinen Daten entnehme, berechnet sich nach Fehlerfortpflanzung.

nominale Transmission [%]	korrigierte Transmission [%]
30	$32,1 \pm 0,22$
10	$9,38 \pm 0,12$
3	$3,11 \pm 0,01$
1	$0,973 \pm 0,007$
0,3	$0,318 \pm 0,001$
0,1	$0,087 \pm 0,001$
0,03	$0,0304 \pm 0,0004$

Tabelle 7.3: Aufgeführt sind die korrigierten Transmissionswerte der Filter der Messbox. Auf diese Werte werde ich mich bei den weiteren Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit beziehen.

7.3 Stabilität der Messanordnung

Zur Überprüfung der Stabilität des Mess-Setups sowie zur Abschätzung der Messunsicherheiten der mit dem Teststand gewonnenen Daten wurde eine Langzeitmessung über die Dauer von zwei Tagen durchgeführt. Dabei wurde ein 395er LED-Array (395 Nr. 3)

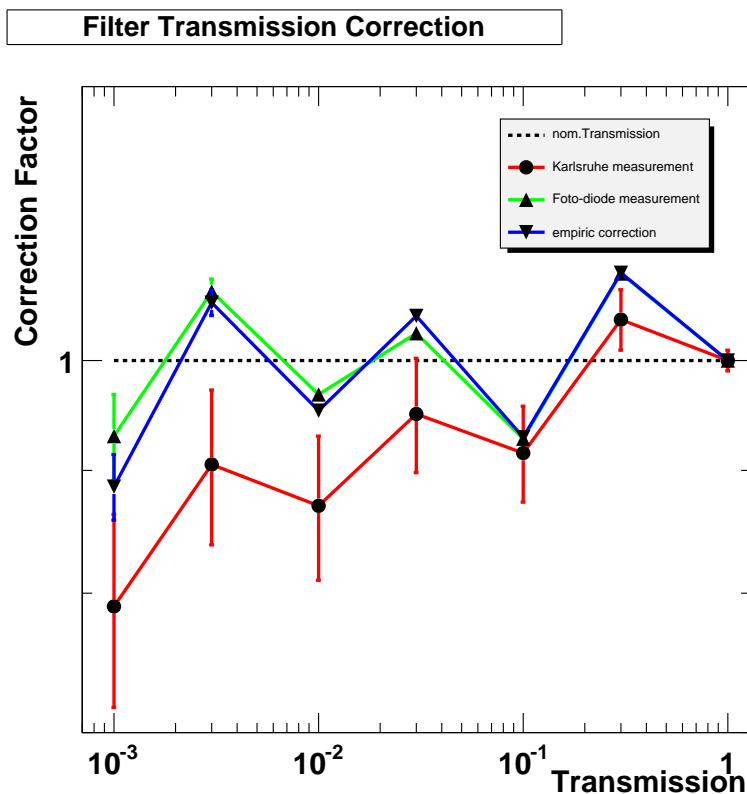


Abbildung 7.1: Vergleich der Korrekturfaktoren als Funktion der nominalen Transmission. Gezeigt sind die Werte der direkten Rekalibration außerhalb der Messkiste (Messungen am Forschungszentrum Karlsruhe), die Resultate meiner Photodiodenmessung sowie die empirischen Korrekturfaktoren, welche aus den Daten der PMT-Test selbst ermittelt wurden. Die nominale Transmission korrespondiert zu einem Korrekturfaktor von 1, welcher durch die gestrichelte Linie kenntlich gemacht ist (Quelle: [15]).

bei einer Betriebsspannung von 18 V und einer Pulsweite von $2 \mu\text{s}$ betrieben. Der Mess-PMT wurde bei $HV=1000 \text{ V}$ betrieben, im Strahlengang befand sich der Diffuser aus Butterbrotpapier sowie das M-UG6-Glas. Die DAQ löste alle 120 Sekunden eine Folge von 1000 Einzelpulsen aus. Die Software ermittelte bei jedem der 1000 Pulse durch Integration die deponierte Ladung. Aus diesen 1000 Ladungswerten einer Pulsfolge berechnete das Analyseprogramm dann den Mittelwert, sowie den RMS. Nach genau 20 und 40 Stunden wurde der Output des HP 214B nochmals überprüft – er pulste stets weiterhin unverändert mit $2 \mu\text{s}$ Pulsen von 18 V Amplitude, liefert also ein zeitlich recht stabiles Ausgangssignal. Auch der Arraystrom blieb unverändert. Darüber hinaus wurde nach 20 Stunden der Pulsgenerator kurz während der 2 minütigen Pause zwischen zwei Pulsfolgen durch Drehen am Amplitudenregler komplett verstellt. Anschließend wurde unmittelbar wieder die alte Einstellung ausgewählt. Sinn dieser Verstellung war es, zu

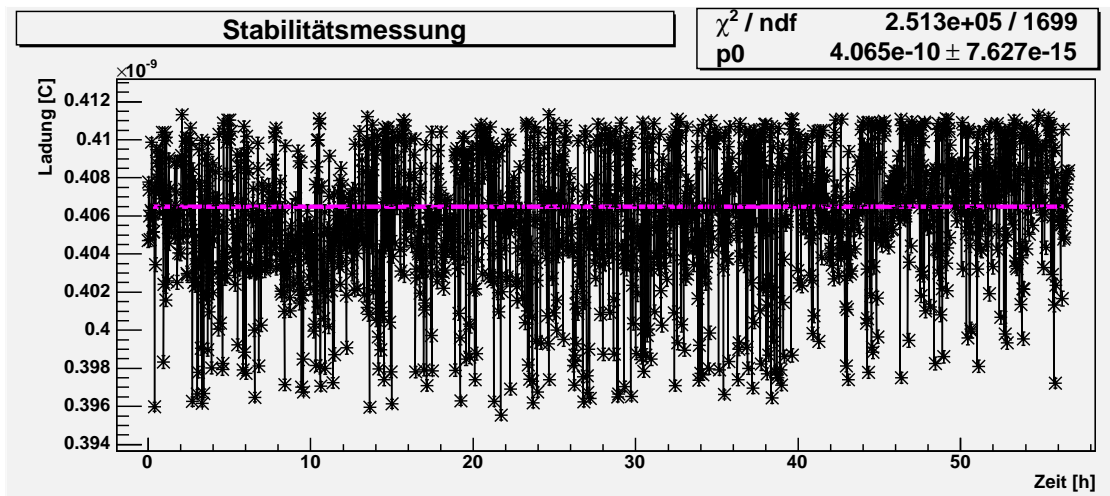


Abbildung 7.2: Stabilitätsmessung über zwei Tage. Die durch die Messwerte gezeichnete Linie gibt den Mittelwert wieder (linearer Fit 0. Ordnung). Die statistischen Fehlerbalken sind so klein, dass sie kaum erkennbar sind.

prüfen, inwiefern man die Einstellungen des HP 214B reproduzierbar wiederherstellen kann. Dies ist relevant, wenn der Generator z. B. zwischen zwei Messtagen abgeschaltet wird. In Abbildung 7.2 sind die von der DAQ-Software berechneten Ladungsmittelwerte in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Dabei wurde als Fehler der Mittelwerte jeweils der oben erwähnte RMS dividiert durch $\sqrt{1000}$ angenommen. Zunächst einmal ist zu bemerken, dass die kurzzeitige Verstärkung des Pulsgenerators bei 20 Stunden völlig ohne Auswirkung geblieben ist. Die Einstellungen des HP 214B sind also mit hoher Sicherheit reproduzierbar. Weiter fällt auf, dass die Ladungen im Mittel mit der Zeit leicht nach oben driften. Über die gesamte Messdauer ist ein Zuwachs von etwa 0,7% (ermittelt durch linearen Fit 1. Ordnung) zu verzeichnen. Die Raumtemperatur hat sich während der Langzeitmessung etwas erhöht, wodurch dieser Zuwachs erklärbar wäre (wie später in Abschnitt 7.4.1 untersucht wird ist der Messplatz abhängig von der Raumtemperatur). Weiterhin fällt auf, dass die Ladungen nach oben hin scharf begrenzt werden durch eine maximale Ladung von $0,412 \cdot 10^{-9}$ C, während nach unten hin zumeist Werte von minimal $0,402 \cdot 10^{-9}$ C angenommen werden, jedoch auch zahlreiche Ausreißer von bis zu $0,396 \cdot 10^{-9}$ C erkennbar sind. Die Messwerte streuen deutlich um den Mittelwert herum. Die Streuung ist sehr groß im Vergleich zu den Fehlerbalken, die im Plot kaum erkennbar sind. Es liegt also die Vermutung nahe, dass neben den statistischen Unsicherheiten, von denen die RMS herrühren, auch noch Fehlerquellen in der Systematik des Test-Setups liegen, welche den Gesamtfehler deutlich mit dominieren. Zur weiteren Klärung wird die Häufigkeitsverteilung der zwei minütlich gemessenen Ladungen untersucht (Abbildung 7.3). Die zuvor gewonnenen Erkenntnisse werden bestätigt. Durch die Ausreißer im unteren Ladungsbereich sowie die scharfe Grenze bei $0,412 \cdot 10^{-9}$ C wird die Gaußverteilung etwas deformiert, was den Verdacht nach gewichtigen systematischen

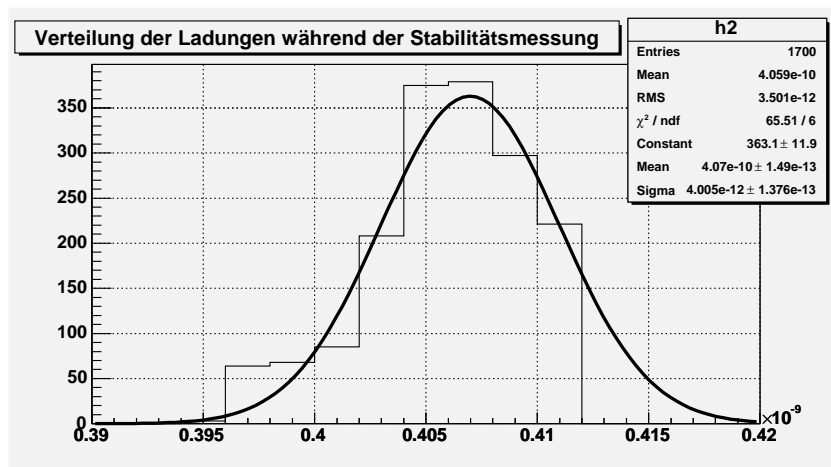


Abbildung 7.3: Häufigkeitsverteilung der Ladungen während der Stabilitätsmessung. An die Verteilung wurde eine Normalverteilung gefittet.

Fehlern verhärtet. Das Maximum der Verteilung ist nicht scharf, sondern aufgrund des zeitlichen Anstiegs der mittleren Ladung während der Langzeitmessung etwas verwaschen.

Fazit:

Die Unsicherheit in der Ladungsmessung ist größer, als die Statistik über den RMS beim Betrachten einer einzelnen Pulsfolge von 1000 unmittelbar aufeinander folgenden Pulsen suggeriert. Jedoch bewegt sich die Messunsicherheit immer noch im Rahmen von wenigen Prozent, so dass sich trotz der Komplexität – und damit Fehleranfälligkeit – des Teststandes gute Messergebnisse erzielen lassen. Durch entsprechend größer angenommene Gesamtfehler wird bei den folgenden Messungen diesen Gegebenheiten Rechnung getragen. Ich halte Fehler in der Größenordnung der Standardabweichung gemäß Gaußfit von Abbildung 7.3 für durchaus realistisch. Die Standardabweichung beträgt hier etwa 1% des Messwertes. Eine weitere Langzeitmessung unter den selben Bedingungen lieferte ein Sigma, welches 0,7% des Mittelwertes betrug. Diese Überlegung deckt sich auch mit der bereits in Abschnitt 6.2 erläuterten Erkenntnis, dass sich typischerweise Reproduzierbarkeiten von im Mittel 1% bei Verwendung des Drehtisches herauspolarisiert haben. Ich werde daher bei den folgenden Messung davon ausgehen, dass die Unsicherheit ΔC , mit welcher die Ladungsbestimmung geschieht, in der Größenordnung liegt von:

$$\Delta C = \pm 1\% \quad . \quad (7.6)$$

7.4 Temperaturcharakteristik

Die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Lichtemission der LED-Arrays erwies sich als recht aufwendiges Unterfangen, wobei zahlreiche Fehlerquellen derart schwerwie-

gende Auswirkungen hatten, dass die Messergebnisse teilweise unbrauchbar wurden. Erst im Verlaufe der Zeit und zahlreichen Messungen wurden immer wieder neue Erkenntnisse über mögliche Fehlerquellen erlangt, welche dann ausgemerzt werden konnten. Als einer der dominantesten Fehler erwies sich die Instabilität des Teststandes bei Änderung der Raumtemperatur. Ich werde daher zunächst auf diesen Umstand eingehen, bevor ich im darauffolgenden Abschnitt schließlich die Temperaturcharakteristik der Arrays selber diskutieren werde. Weitere Fehlerquellen waren Instabilitäten in den Ausgangswerten der verwendeten Pulsgeneratoren. Die früheren Kombinationen aus SRS DG535 Pulsgenerator und selbstkonstruierten Pulstreibern lieferten keine stabilen Ausgangssignale, so dass aufgrund dessen schon allein Intensitätsschwankungen von einigen Prozent zu verzeichnen waren. Die Veränderungen der Intensitäten mit der Temperatur, welche ebenfalls nur im Bereich von wenigen Prozent liegen, wie sich später herausstellte, gingen in diesen Schwankungen unter. Dies wurde jedoch zunächst nicht bemerkt, da von größeren Einflüssen der Umgebungstemperatur ausgegangen wurde. Erst der HP 214B lieferte durch seine hohe Stabilität einen Zugang zu den Einflüssen der Arraytemperatur.

7.4.1 Temperaturabhängigkeit des Messplatzes

Bei den ersten Messungen zur Temperaturcharakteristik der LED-Arrays wiesen die mit der DAQ gemessenen Ladungen im Verlaufe der Zeit eine Struktur auf, die der Form einer Haifischflosse oder der eines Sägezahnes ähnelnd. Es kam die Idee auf, dass es sich hierbei um Einflüsse der Raumtemperatur handeln könne. Aus diesem Grunde wurde mittels eines Thermographen, der rein mechanisch und unabhängig vom Teststand arbeitet, der Verlauf der Raumtemperatur über dreieinhalb Tage erfasst. Der Trommelschreiber lieferte einen Temperaturverlauf, der dieselbe Struktur zeigte wie bereits zuvor die Ladungsmessungen mit der DAQ. Weitere Messungen unter Verwendung der NTCs zeigten, dass die Raumtemperatur bei laufender Klimaanlage typischer Weise um 1 °C schwankt, jedoch sogar Variationen bis 3 °C aufweisen kann, je nach Einstellung der Klimaanlage und Außentemperatur. Abbildung 7.4 zeigt einen Vergleich der Messdaten. Achtung: die beiden Messungen wurden nicht zum selben Zeitpunkt aufgenommen. Es befand sich bei der Ladungsmessung das 395er Array Nr. 2 auf dem Drehtisch. Es war also ebenfalls den Raumtemperaturschwankungen ausgesetzt. Wie jedoch spätere Messungen zeigten, ist die Temperaturabhängigkeit im Vergleich zu der des Teststandes vernachlässigbar klein. In der Abbildung kann man erkennen, dass die Form und auch die Wiederholfrequenz beider aufgenommenen Kurven nahezu identisch ist. Es steht also nunmehr fest, dass die Raumklimaanlage diese Temperaturprofile hervorgerufen hat und somit die Ladungsmessung beeinflussen kann. Wird sie ausgeschaltet, bleiben die Schwankungen aus. Auch eine Veränderung der Leistung der Klimaanlage zeigt sich unmittelbar am Thermographenbild – zum Zeitpunkt Freitag, 17 Uhr wurde die Leistung von minimal auf maximal umgestellt.

Den Effekten, die in Zusammenhang mit der recht stark regelnden Klimaanlage stehen, kann man begegnen, indem die Raumklimaanlage während längeren Messungen deaktiviert wird. Dann bleibt jedoch noch die langfristige normale Änderung der Raumtemperatur, die bei ausgeschalteter Klimaanlage unvermeidbar ist. Während der Mes-

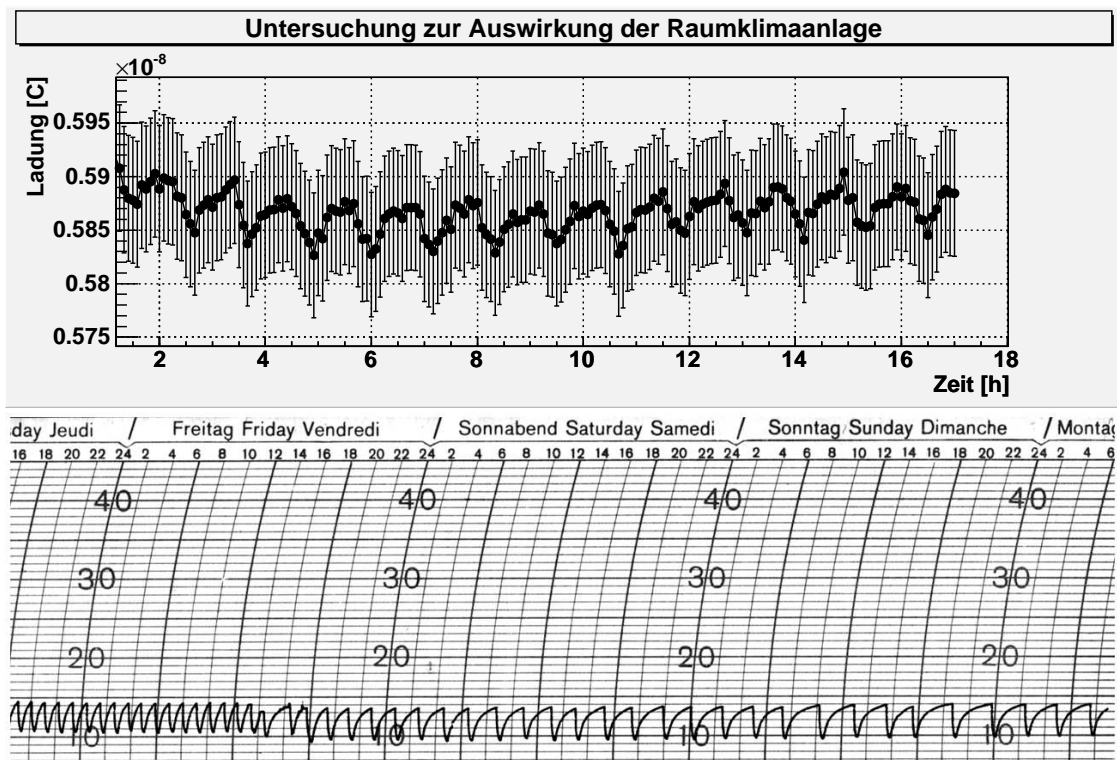


Abbildung 7.4: *Oben:* Die mit der DAQ gemessene Ladung des PMT in Abhängigkeit von der Zeit. Man erkennt eine haifischflossenförmige Struktur im Ladungsverlauf mit einer Frequenz von gut einer „Flosse“ pro Stunde (Fehlerbalken: nach Gleichung 7.6. Enthalten sind systematische Fehler, so dass die Fehlerbalken insgesamt größer sind, als die statistische Streuung der Werte zunächst vermuten lässt.). *Unten:* Die mit einem Thermographen über dreieinhalb Tage aufgenommene Raumtemperatur (nicht zeitgleich mit obiger Messreihe!). Achtung: Für den Schreiber war kein geeignetes Papier vorhanden. Das verwendete weist auf der Temperaturskala eine falsche Skalierung auf, lässt daher nur qualitative Rückschlüsse zu (tatsächliche Amplitude der „Flosse“ im Mittel: $\sim 1^\circ\text{C}$). Die Aufnahme des Trommelschreibes zeigt ebenfalls eine Struktur, die der Form einer Haifischflosse ähnelt. Auch hier liegt die Frequenz zu Anfang (Klimaanlage eingestellt auf minimale Leistung) der Messung bei einer „Flosse“ pro Stunde. Ab dem Zeitpunkt Freitag, 17 Uhr wurde die Raumklimaanlage auf Maximum gestellt, woraufhin sich die Frequenz änderte.

sungen zur Temperaturcharakteristik wird daher stets mittels der NTCs auch die Raumtemperatur erfasst. Die übrigen Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit fanden in vergleichbar kurzen Zeitabschnitten statt und waren zumeist relative Messungen, so dass die Änderung der Umgebungstemperatur hier vernachlässigbar ist.

Um die aus der langfristigen Änderung der Raumtemperatur resultierenden Einflüsse auf

die Ladungsmessung – falls erforderlich – berücksichtigen zu können, wird im Folgenden nun die Abhängigkeit des Teststandes auf unterschiedliche Raumtemperaturen untersucht. Zu diesem Zwecke wurde das 395er Array Nr. 1 in der Klimakammer während der gesamten Messung auf einer konstanten Temperatur von 15 °C gehalten und mit 18,5 V betrieben. Das emittierte Licht wird mit dem Mess-PMT (HV=850 V) detektiert und alle 60 Sekunden über eine Folge von 100 Pulsen gemittelt die deponierte Ladung mit der DAQ erfasst. Im Verlaufe dieser Messung wird die Raumtemperatur mittels der Raumklimaanlage, welche auf maximale Leistung eingestellt ist, kontinuierlich heruntergefahren und der Temperaturverlauf unter Verwendung eines NTCs aufgezeichnet. Mit den übrigen NTCs wird die Stabilität der Array-Temperatur überwacht – es zeigten sich Schwankungen von maximal $\pm 0,3$ °C um den Sollwert von 15 °C herum. Wie späteren Messungen zeigten, erwirken solche Streuungen nur geringe Schwankungen in der Intensität von knapp einem zehntel Prozent. Diese irrelevanten Schwankungen werden daher im Folgenden nicht weiter betrachtet. Wie in Abbildung 7.5 erkennbar, ist die deponierte Ladung, die die DAQ ausgibt, im für viele Messungen wesentlichen Raumtemperaturbereich von 20 bis 24 °C proportional zur Raumtemperatur. Da das Array während der Messung stets unter gleichen Bedingungen betrieben wurde, kann man davon ausgehen, dass der Mess-PMT immer der gleichen Menge Licht ausgesetzt war. Eine regelmäßige Überprüfung des Outputs des Pulsengenerators während der Messung zeigte, dass der HP 214B unabhängig von der Umgebungstemperatur konstante Ausgangssignale lieferte, während die in der Klimakammer installierten NTCs eine stabile Arraytemperatur registrierten, womit insgesamt die Konstanz der Betriebsbedingungen des Arrays nochmals sichergestellt wurde. Auch gibt es keine Hinweise darauf, dass Veränderungen der optischen Eigenschaften der Quarzfaser Ursache für die Änderung in der Ladungsmessung sein könnte. Zum einen hat die Faser laut Hersteller im nach technischen Spezifikationen erlaubten Temperaturbereich recht stabile Transmissionseigenschaften. Zum anderen gehen die Ergebnisse der Messung gemäß Abbildung 7.4, bei der keine Faser benutzt wurde, quantitativ konform mit denen der momentan betrachteten Messung. Folglich kann man davon ausgehen, dass der Teststand selber sensibel ist auf Schwankungen in der Raumtemperatur, und abhängig von dieser daher leichte Variationen in der von der DAQ ausgegebenen Ladung zu verzeichnen sind. Der Vollständigkeit halber weise ich darauf hin, dass nach der Messung, sobald sich wieder eine Raumtemperatur von 24 °C eingestellt hatte, eine Probemessung stattgefunden hat. Die von der DAQ während der Messung erfasste Ladung konnte bei der Probemessung reproduziert werden. Somit ist die bei der Reduzierung der Raumtemperatur aufgetretene Abnahme der Ladung ein reversibler Prozess, so dass die Messergebnisse gleichermaßen auch bei Erhöhung der Raumtemperatur Gültigkeit haben.

Ergebnis:

Aus den Eigenschaften der Ausgleichsgeraden in Abbildung 7.5 kann man ablesen, dass die von der DAQ angezeigte deponierte Ladung C beim Anstieg der Raumtemperatur einen Zuwachs δC von

$$\delta C = (0,75\% \pm 0,2\%) \text{ pro } ^\circ\text{C} \quad (7.7)$$

erfährt. Entsprechendes gilt analog auch für einen Abfall der Raumtemperatur. Durch

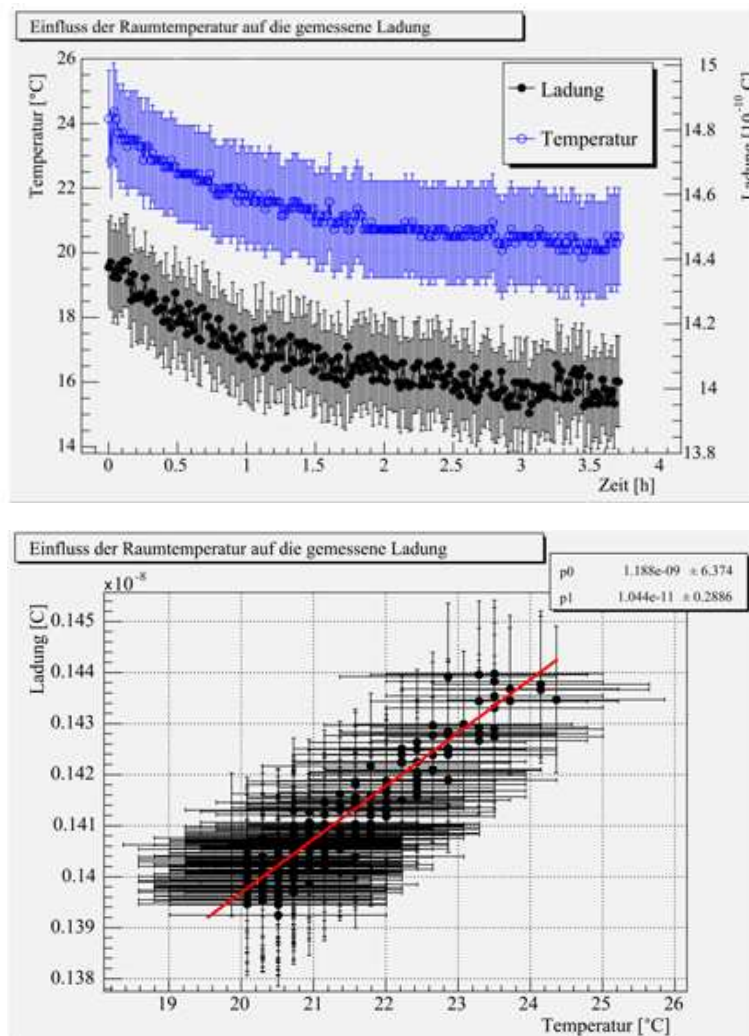


Abbildung 7.5: *Oben* sind die zeitlichen Verläufe sowohl der Raumtemperatur als auch der mit der DAQ detektierten Ladung zu sehen. Man vermag zu erkennen, dass die Ladung annähernd proportional zur Temperatur abfällt. In der *unteren* Abbildung ist die Ladung in Abhängigkeit von der jeweils vorherrschenden Raumtemperatur aufgetragen. Die Fitgerade bestätigt den Verdacht des linearen Zusammenhangs zwischen Raumtemperatur und detektierte deponierte Ladung. Aus der Steigung liest man einen Zuwachs der von der DAQ – bei gleicher Lichtemission des Arrays – erfassten Ladung von $\sim 0,75\%$ pro °C ab. (Fehlerbalken: nach Gleichung 7.6. Die Gesamtfehler sind aufgrund der enthaltenen systematischen Fehler größer, als durch die statistische Streuung der Messwerte suggeriert wird.)

zwei Grenzgeraden (in der Abbildung nicht eingezeichnet) kann der Fehler des Zuwachsverhältnisses abgeschätzt werden auf $\pm 0,2\%$. Im Rahmen dieser Unsicherheit ist dann Konformität zu den Ergebnissen der Messung gemäß Abbildung 7.4 gegeben, bei der sich ein Zuwachs von $0,85\%$ pro $^{\circ}\text{C}$ ergibt. Man beachte ferner, dass in die $0,85\%$ Zuwachs im Gegensatz zu dieser Messung hier auch die Temperaturabhängigkeit des Arrays einging, welches dort ebenfalls der Raumtemperatur ausgesetzt war, so dass sich zwangsläufig etwas höhere Zuwachsraten ergaben. Eine Suche nach den Gründen der Temperaturabhängigkeit des Teststandes ist aufgrund der Vielzahl der Komponenten der DAQ nicht einfach, so dass im Rahmen dieser Diplomarbeit darauf verzichtet wird, zumal durch den hier ermittelten Zuwachsfaktor die Messwerte problemlos auf die tatsächlichen Werte korrigiert werden können.

7.4.2 Temperaturabhängigkeit der Arrays

Nachdem nun die Einflüsse der Raumtemperatur auf die Messergebnisse verstanden sind, steht der Untersuchung der Temperaturcharakteristik der LED-Arrays nichts mehr im Wege. Dabei wurden die Arrays mit dem im vorherigen Kapitel besprochenen Messaufbau untersucht. Während der Messungen wurde kontinuierlich die Temperatur der Klimakammer mit einem NTC-Thermistor festgehalten, der auch dem Luftstrom des Kammerlüfters ausgesetzt war. Ferner erfasste ein NTC-Widerstand die Raumtemperatur außerhalb der Klimakammer sowie ein anderer die Arraytemperatur, wobei dieser Fühler mit Wärmeleitpaste direkt thermisch ans Array gekoppelt war. Bei der Wahl der Temperaturen, denen die Array ausgesetzt wurden, wurden die Temperaturen, die später im Experiment in Argentinien vorherrschen werden, berücksichtigt. Nachts ist es in der Pampa recht kühl, so dass bei vielen Messungen Temperaturbereiche von -15°C bis 25°C untersucht wurden. Bei den ersten Messungen wurden zunächst allerdings aufgrund technischer Probleme nur Temperaturen bis maximal 10°C realisiert. Bei sämtlichen Messungen wurde der Mess-PMT mit einer Betriebsspannung von $HV=900\text{ V}$ betrieben. Der Arraystrom wurde ebenfalls von Zeit zu Zeit gemessen. Die Abhängigkeit von der Temperatur scheint jedoch gegenüber dem Grundrauschen in der für die Strommessung durchgeführten differentiellen Spannungsmessung (Rauschen von bis zu 80 mV Breite) so schwach zu sein, dass keine Veränderungen des Arraystromes festgestellt werden konnte. Die Betriebsspannung der Arrays wurde vom Pulsgenerator stets auf einem konstanten Wert gehalten, bei den 395er Arrays auf 18 V , bei den übrigen auf 17 V . Diese Spannungen entsprechen den nominalen Betriebsspannungen der Arrays im DC-Modus. Trotz gepulstem Betrieb wurden hier keine größeren Spannungen gewählt, um nicht eine zu hohe, störende Selbsterwärmung der Arrays hervorzurufen. Zunächst wird nun das Verhalten der 395er Arrays bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen untersucht.

Temperaturcharakteristik der 395er Arrays:

Die 395 nm Arrays Nr. 1 und Nr. 2 durchliefen ein Temperaturprofil, bei dem jeweils nacheinander die Temperaturen $T=10, 0, -10, -15, -10, 0$ und 10°C durchlaufen wurden. Jede Temperatur wurde dabei für zwei Stunden konstant gehalten. Man beachte, dass eine solche Messung viel Zeit in Anspruch nimmt. Dazu kam, dass wegen erheblichen

Problemen mit der Klimakammer aufgrund eines defekten Kühlventils viele Messungen unbrauchbar waren, da die Kammer nicht das gewünschte Temperaturprofil durchlief. Gegen Ende dieser Diplomarbeit waren dann aus Zeitgründen keine Messungen mit deutlich kleineren Temperaturschritten möglich. Eine etwas höhere Temporalauflösung wurde beim 395er Array Nr. 3 nur möglich, indem die Dauer, für die eine Temperatur konstant gehalten wurde, auf eine Stunde verkleinert wurde. Weitere Verkürzungen waren nicht sinnvoll, da das Array, welches sich geschützt vom Luftstrom des Kammerlüfters im Schuhkarton befand, teilweise deutlich über eine halbe Stunde benötigte, um die Kammertemperatur anzunehmen. Das dritte 395er sowie die 385er und 375er waren so einen Temperaturbereich von -15 °C bis 25 °C ausgesetzt, wobei eine Abstufung in Schritten von 5 °C stattfand. Dies ist ausreichend, weil erste Probemessungen gezeigt haben, dass die relative Veränderung der Intensität für eine Temperaturänderung von 5 °C etwa im Bereich von 1% liegt. Kleinere Temperaturschritte sind nicht sinnvoll, da sie Intensitätsveränderungen bewirken würden, die innerhalb des nach Gleichung 7.6 gegebenen Gesamtfehlers der Ladungsbestimmung liegen.

Abbildung 7.6 zeigt die aufgezeichneten Temperaturen sowie die von der DAQ erfassten Ladungen im Verlaufe der Zeit für das 395er Array Nr. 1. Gemessen wurde die Ladung

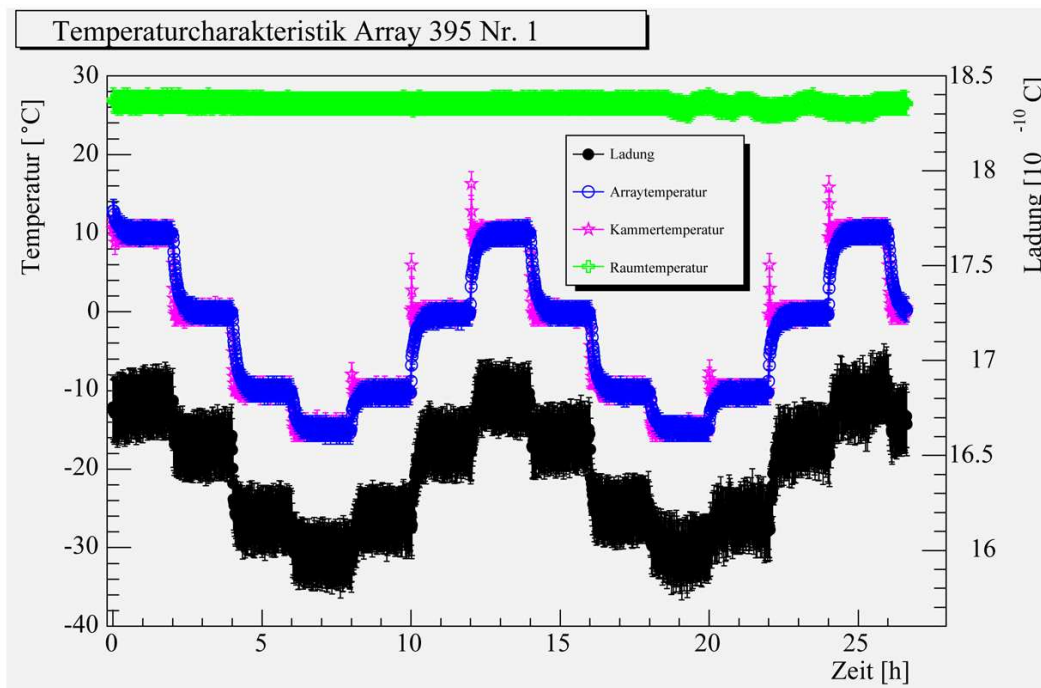


Abbildung 7.6: Der Verlauf der Raum-, Array- sowie der Klimakammertemperatur in Abhängigkeit von der Messzeit. Weiterhin ist die detektierte Ladung versus Messzeit dargestellt. Zur besseren Erkennbarkeit wurden die Temperaturen und die Ladung unterschiedlich skaliert.

minütlich, über je 100 Pulse gemittelt. Bei jedem Ladungs-Messpunkt in der Abbildung handelt es sich folglich exakt ausgedrückt um einen Ladungsmittelwert, dennoch werde ich im Folgenden immer kurz von *der* Ladung sprechen, die bei einem Messpunkt erfasst wurde. Man erkennt, dass die Kurve der Ladungswerte stark verrauscht ist. Aufgrund dieses Umstandes ist eine Auswertung, bei der die in einem Temperaturintervall gemessenen Ladungen nochmals gemittelt werden, sinnvoll. Auf diesen Punkt werde ich später genauer eingehen. Weiter ist festzuhalten, dass bei Erhöhung der Kammertemperatur auf das nächste Temperaturplateau der Kammertemperatursensor zunächst das Einblasen von Luft in die Kammer registriert, welche eine deutlich höhere als die neue Solltemperatur aufweist. Zwar ist das Array durch den Schuhkarton gegen diese erhebliche Temperaturschwankung gefeit, jedoch unter dem Preis, dass dieses die neue Solltemperatur deutlich träger annimmt, wie bereits zuvor erwähnt. Dies liegt daran, dass nach Erreichen der Solltemperatur (die die Kammerelektronik an einem Ort misst, der nicht durch den Schuhkarton abgeschirmt ist), was schon nach wenigen Minuten der Fall ist, der Lüfter komplett abgeschaltet wird, so dass im Folgenden kaum Luftumwälzung mehr stattfindet. Desweiteren erkennt man nochmals schön, welchen großen Einfluss die Raumtemperatur auf das Messergebnis hat. Zum Zeitpunkt 18 1/2 Stunden fällt die Raumtemperatur erstmals kurzzeitig aufgrund einsetzender Klimaanlage um knapp 1 °C ab (aus den original Messdaten-Files abgelesen), was zu einem Einbruch der Ladung von etwa 0,6% führt. Dies deckt sich mit der Vorhersage nach Gleichung 7.7, welche einen Abfall von 0,75% pro °C angibt. Bei den folgenden Auswertungen wurde immer auch ein Blick auf die während der jeweiligen Messung aufgezeichnete Raumtemperatur getätigt, und – falls diese sich sichtbar verändert hat – nach Gleichung 7.7 eine entsprechende Korrektur der gemessenen Ladungen vorgenommen. Da jedoch für gewöhnlich die Raumklimaanlage ausgeschaltet war und die Raumtemperatur langfristig nur wenig driftet, konnte in der Mehrheit der Messungen auf eine Korrektur verzichtet werden. Da das Messlabor auch von anderen Personen benutzt wurde, wollte ich nicht immer auf einer deaktivierten Klimaanlage bestehen. Ich achtete jedoch zumindest bei längeren Messreihen, wie etwa bei den Temperaturabhängigkeitsmessungen der Arrays, darauf, dass die Anlage während diesen Messungen deaktiviert blieb.

Zur Bestimmung der relativen Veränderung der Intensität der Arrays in Abhängigkeit von der Arraytemperatur werden die Ladungen, relativ zu einem Ladungsbezugspunkt (für diesen wurde im Sinne der besseren Vergleichbarkeit einheitlich die Intensität bei 10 °C Arraytemperatur gewählt), gegen die jeweilige Arraytemperatur aufgetragen. Dabei wurde jeweils über alle Ladungen gemittelt, die bei Arraytemperaturen aus einem Intervall von $\pm 1,5$ °C um den jeweiligen Temperaturmesspunkt gemessen wurden. Bei der Festlegung dieses Intervalls wurde die Unsicherheit der Temperaturmessung von $\pm 1,5$ °C gemäß Gleichung 6.6 herangezogen. Der Fehler der einzelnen Ladungen ist zum einen gegeben durch die Standardabweichung. Zum anderen spielt aber auch die langfristige Reproduzierbarkeit von 1% gemäß Gleichung 7.6 eine Rolle. Die geometrische Summe aus Standardabweichung und 1% des jeweiligen Messwertes ist daher eine realistische Abschätzung für den Fehler der einzelnen Ladungswerte. Die Unsicherheit der Ladungsmittelwerte ergibt sich dann durch Anwendung des Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes

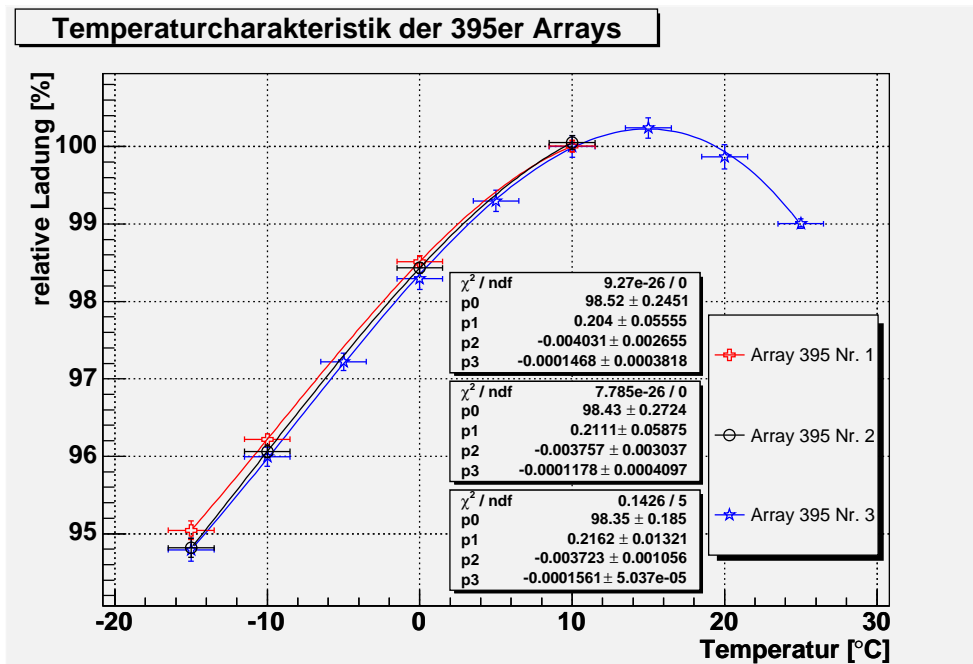


Abbildung 7.7: Die relative Lichtemission der 395 nm Arrays in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. Angepasst wurden die Messdaten durch eine Polynomfunktion dritten Grades. Die Rahmen mit den jeweiligen Fitparametern gehören von oben nach unten zu den 395er Arrays Nr. 1, 2 und 3. In den durch die Fehlerbalken dargestellten Fehlern sind systematische Fehler enthalten. Aufgrund dieser Tatsache sind die Fehler größer als die Streuung der einzelnen Kurven für die drei Arrays untereinander zunächst vermuten lässt.

auf die Formel des Mittelwertes. In Abbildung 7.7 ist die Temperaturcharakteristik der 395er Arrays dargestellt. Man erkennt, dass die Temperaturcharakteristiken im Rahmen der Messunsicherheiten nur wenig verschieden voneinander sind. Die größte Abweichung gibt es beim Temperaturmesspunkt bei $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$, wo die relativen Intensitäten aber auch nur etwa $0,2\%$ voneinander abweichen. Denn man kann somit aus den Messergebnissen schließen, dass alle 395er Arrays die gleiche Temperaturcharakteristik haben, was für den Fall, dass später im Experiment am Ballon mehrere Arrays gleichzeitig installiert werden sollten, wichtig wäre – denn unterschiedliche Veränderungen der Lichtemission bei Änderung der Umgebungstemperatur würde einen erfolgreichen Betrieb erschweren. Weiter ist zu erkennen, dass die Arrays bei etwa $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ maximale Intensität haben. Erfreulich ist auch, dass die 395er Arrays ihre Intensität im Schnitt nur um etwa 1% pro $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ ändern, so dass im Experiment trotz schwankender Temperaturen nicht allzu große Intensitätsschwankungen zu erwarten sind. Die Messdaten wurden durch eine Polynomfunktion dritten Grades angepasst, welche die Charakteristik recht gut nähert. Eine Approximation mit einem Polynom zweiten Grades erwies sich als zu grob. Durch Mittelwertbildung

ergibt sich die mittlere relative Intensität $I_{\text{rel},395}$ der 395er Arrays in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur T zu:

$$I_{\text{rel},395} = 98,43 + 0,21 \cdot \frac{T}{\text{°C}} - 0,0038 \cdot \frac{T^2}{\text{°C}^2} - 0,0001 \cdot \frac{T^3}{\text{°C}^3} \quad , \quad (7.8)$$

$$\Delta I_{\text{rel},395} = \pm 0,5\% \quad . \quad (7.9)$$

Der Fehler wurde aus dem Verlauf von zwei Grenzpolynomen (nicht eingezeichnet) durch die äußeren Enden der Temperaturfehlerbalken abgeschätzt. Die Temperaturmessung hat einen recht großen systematischen Fehler von $\pm 1,5 \text{ °C}$, was bei Temperaturschritten von 5 °C schon $1/3$ der jeweiligen Schrittweite ausmacht. Zum Vergleich wurde anhand der Fehler der Fitparameter, welche von ROOT mit angegeben sind in der Abbildung, durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf die Mittelwertformel zunächst der Fehler der einzelnen Summanden der Fit-Polynomfunktion bestimmt, schließlich durch erneutes Anwenden auf die Polynomfunktion selber der Fehler dieser. Der Fehler ist dann natürlich abhängig von der Temperatur. Im Mittel liegt er jedoch bei etwa $0,5\%$, so dass auf diese Weise die vorherige Abschätzung mittels Grenzpolynomen bestätigt wird. In Tabelle 7.4 sind der Vollständigkeit halber nochmals die mittels der Fehlerfortpflanzung ermittelten Unsicherheiten in der Polynomapproximation für Temperaturen von -15 bis $+15 \text{ °C}$ aufgeführt.

$T \text{ [°C]}$	$\Delta I_{\text{rel},395} \text{ [%]}$
-15	0,90
-10	0,53
-5	0,40
0	0,34
5	0,31
10	0,41
15	0,83
<i>Mittelwert</i>	<i>0,53</i>

Tabelle 7.4: Die mittels Fehlerfortpflanzung ermittelten Fehler der relativen Intensitäten bei Approximation der Temperaturabhängigkeit der 395er Arrays mittels eines Polynoms dritten Grades. Die Fehler sind abhängig von der Temperatur.

Temperaturcharakteristik der 385er Arrays:

Die 385 nm Arrays durchliefen dasselbe Temperaturprofil wie das 395er Array Nr. 3. Zur Auswertung wird wieder die relative Ladung, normiert auf die gemessene Ladung bei 10 °C , in Abhängigkeit von der Arraytemperatur betrachtet. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.8 gezeigt. Auch hier zeigt sich, dass beide 385er Arrays die gleiche Temperaturcharakteristik aufweisen. Die maximale Intensität erreichen sie bei einer Umgebungstemperatur von etwa 3 °C , wodurch sie für den Betrieb in der kühlen nächtlichen

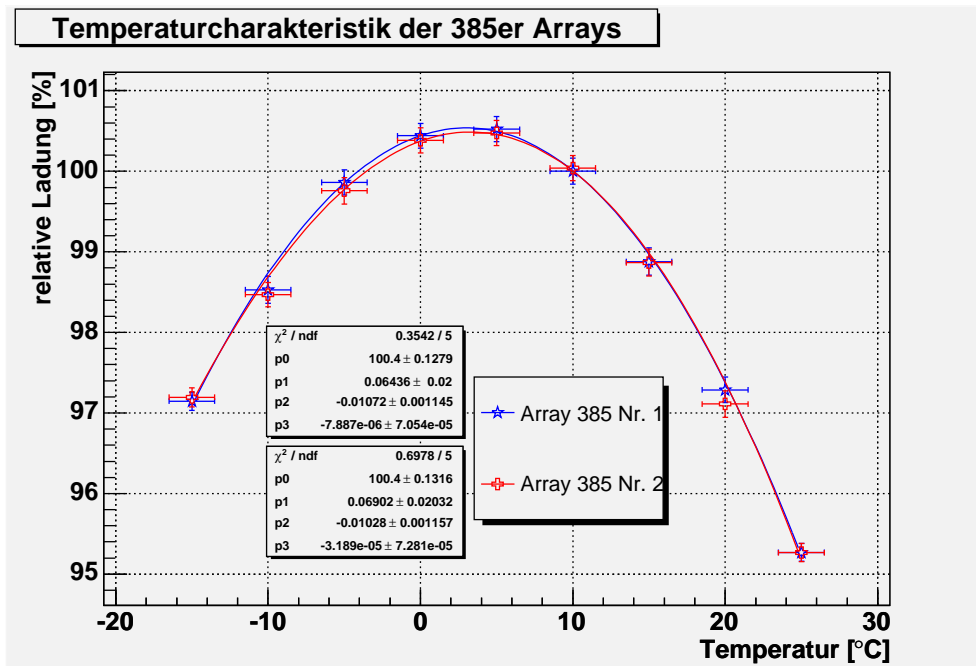


Abbildung 7.8: Temperaturcharakteristik der 385 nm Arrays. Auch hier wurde wieder eine Polynomfunktion vom Grad drei an die Daten gefittet.

argentinischen Pampa von der Temperaturcharakteristik her einen günstigeren Intensitätsverlauf aufweisen als die 395er Arrays. Denn durch den Hochpunkt hat die Temperaturabhängigkeitskurve im Bereich um 3 °C nur geringe Steigungen, so dass sich Temperaturschwankungen nicht so stark auswirken wie bei höheren oder niedrigeren Umgebungstemperaturen. Bei den in der Pampa vorliegenden Witterungsverhältnissen sind also die 385er Arrays am unempfindlichsten gegen Temperaturschwankungen. Die Messdaten konnten wieder durch eine Polynomfunktion dritten Grades angepasst werden. Die Abhängigkeit der relativen Intensität der 385 nm Arrays von der Temperatur lässt sich analog zu den Überlegungen bei den 395er Arrays wie folgt berechnen:

$$I_{\text{rel},385} = 100,4 + 0,067 \cdot \frac{T}{\text{°C}} - 0,0105 \cdot \frac{T^2}{\text{°C}^2} - 0,00002 \cdot \frac{T^3}{\text{°C}^3} \quad , \quad (7.10)$$

$$\Delta I_{\text{rel},385} = \pm 0,4\% \quad . \quad (7.11)$$

Auch hier fand eine Abschätzung des Fehlers mittels zweier Grenzpolynomfunktionen statt, wodurch sich durchschnittlich eine Unsicherheit in der Bestimmung der relativen Intensität von rund $\pm 0,3\%$ ergibt, während die rechnerische Methode mittels Fehlerfortpflanzung im Mittel einen Fehler von $\pm 0,5\%$ ergibt (Tabelle 7.5). Von diesen beiden Werten ausgehend ist die Annahme eines Fehler von $\pm 0,4\%$ vernünftig.

T [°C]	$\Delta I_{\text{rel},385}$ [%]
-15	0,65
-10	0,45
-5	0,28
0	0,14
5	0,13
10	0,3
15	0,52
20	0,82
25	1,25
<i>Mittelwert</i>	<i>0,50</i>

Tabelle 7.5: Die mittels Fehlerfortpflanzung ermittelten Fehler der relativen Intensitäten bei Approximation der Temperaturabhängigkeit der 385er Arrays mittels eines Polynoms dritten Grades.

Temperaturcharakteristik der 375er Arrays:

Die Abhängigkeit der Intensität der 375er LEDs von der Temperatur unterscheidet sich hier deutlich von der der übrigen Arrays. Leider lagen nur Messwerte für die 375 nm LED Nr. 1 vor, da erst jetzt beim endgültigen Auswerten der Daten aufgefallen ist, dass während der Messung die Referenzspannung der NTCs statt 5 V nur 0,3 V betrug, wodurch für das Array Nr. 2 keine brauchbaren Temperaturwerte vorliegen. Über die Messdauer kann zwar auf die vorherrschende Kammertemperatur zurück geschlossen werden, jedoch gab es bei genau dieser Messung wieder Probleme mit der Klimakammer, so dass nicht sichergestellt ist, dass das Array tatsächlich jeweils die gewünschte Solltemperatur angenommen hatte. Postuliert man jedoch, dass dem so ist und das Array tatsächlich die jeweils angenommen Temperatur hatte, so kann man aus den Rohdaten näherungsweise zumindest eine Übereinstimmung der Daten für das 375er Array Nr. 2 und denen für das Array Nr. 1, welche in Abbildung 7.9 dargestellt sind, feststellen. Das lässt die Vermutung zu, dass auch die 375er LEDs annähernd gleiche Temperaturabhängigkeiten haben. Das 375er Array weist eine lineare Abhängigkeit der Intensität von der Umgebungstemperatur auf. Es fällt auf, dass das Array mit sinkender Temperatur zunehmend intensiver wird, wobei schon eine Temperaturabnahme von nur 5 °C eine Intensitätszunahme von über 10% zur Folge hat, wodurch sich die 375er LEDs weniger für den Einsatz im Experiment eignen könnten. Mittels einer Ausgleichsgeraden kann die Beziehung zwischen relativer Intensität und Arraytemperatur bestimmt werden zu:

$$I_{\text{rel},375} = -2 \cdot \frac{T}{^\circ\text{C}} + 120,4 \quad , \quad (7.12)$$

$$\Delta I_{\text{rel},375} = \pm 2,5\% \quad . \quad (7.13)$$

Durch zwei Grenzgeraden ergibt sich der Fehler der Approximation zu etwa $\pm 2\%$, wäh-

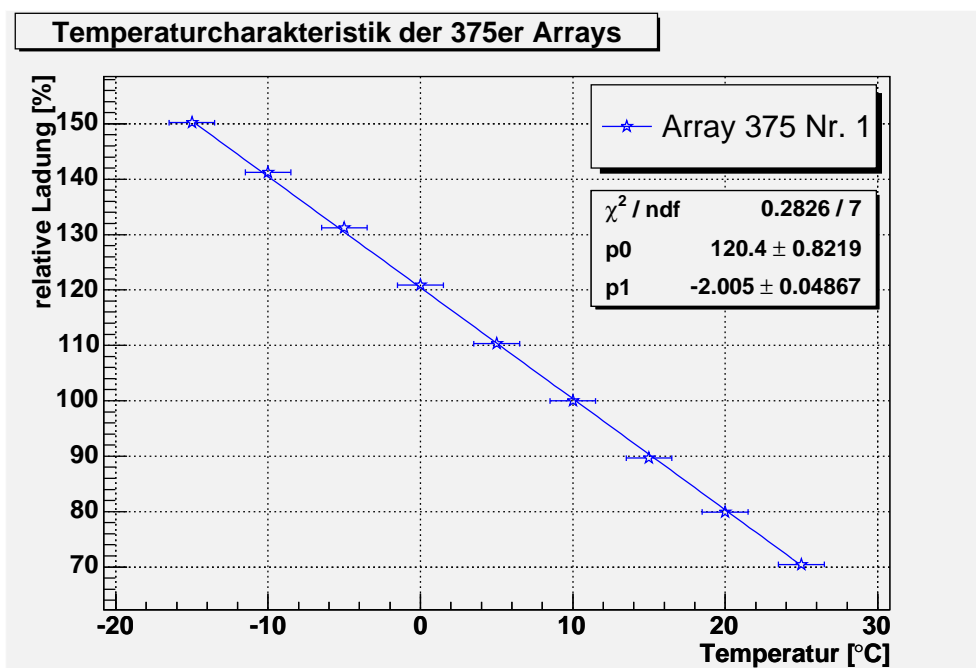


Abbildung 7.9: Die Lichtemission des ersten 375 nm Arrays in Abhängigkeit von der Temperatur. Die relative Emission hängt hier linear von der Umgebungstemperatur ab.

T [°C]	$\Delta I_{\text{rel},375}$ [%]
-15	3,20
-10	3,16
-5	3,13
0	3,12
5	3,13
10	3,15
15	3,20
20	3,27
25	3,35
<i>Mittelwert</i>	<i>3,2</i>

Tabelle 7.6: Die mittels Fehlerfortpflanzung ermittelten Fehler der relativen Intensitäten bei Approximation der Temperaturabhängigkeit der 375er Arrays mittels einer Ausgleichsgeraden.

rend die Fehlerfortpflanzung $\pm 3,2\%$ liefert (Tabelle 7.6). Ich gehe daher von einer Unsicherheit von gut $2,5\%$ in der Berechnung der relativen Intensität mittels Gleichung 7.12 aus.

Diskussion der Ergebnisse dieses Abschnittes:

Nach [88] ist die Bandlücke eines Halbleiters oberhalb von 200 Kelvin annähernd linear von der Umgebungstemperatur abhängig. Mit steigender Temperatur wird die Bandlücke zunehmend kleiner, was dazu führt, dass die Gesamtleistungsaufnahme der LED reduziert wird, was wiederum zu einer Abnahme des relativen Lichtstromes führt. Folglich ist zu erwarten, dass mit abnehmender Temperatur die LED-Arrays zunehmend effektiver werden müssten. Tatsächlich konnte man dieses Verhalten jedoch nur beim 375er Array feststellen. Die Temperaturcharakteristik der übrigen LEDs deckt sich nicht mit den theoretischen Erwartungen, denn bei ihnen nimmt die Effizienz unterhalb einer Scheiteltemperatur¹ mit fallender Temperatur stetig ab. Ein Gespräch mit dem Hersteller der Arrays ergab, dass dies durchaus an den unterschiedlichen Linsenmaterialien liegen könne. Während die 375 nm LEDs lediglich ein klares Glasfenster haben, dessen Transmission vernachlässigbar temperaturabhängig ist, sind die übrigen Arrays mit einer Linse aus Silikon und Epoxidharz ausgestattet. Nach [61] weist Epoxidharz zwar einen recht stabilen Brechungsindex unter Temperaturänderung auf, jedoch ist die Transmission deutlich temperaturabhängig. Es sei an dieser Stelle direkt angemerkt, dass man aus der Invarianz des Brechungsindex unter Temperaturänderungen schließen kann, dass die Abstrahlcharakteristik der Arrays, welche in Abschnitt 7.6 untersucht wird, nicht von Änderungen der optischen Eigenschaften des Linsenmaterials beeinflusst werden wird. Bezüglich der Veränderung der Bandlücke ist weiter anzumerken, dass hierbei auch die Wellenlänge geringfügig verändert werden wird. Zwar bewegt sich diese Veränderung selbst bei großen Temperaturänderungen im Rahmen von wenigen Nanometern, doch ist es durchaus möglich, dass der Mess-PMT aufgrund seines unterschiedlichen Ansprechverhaltens auf unterschiedliche Wellenlängen dennoch diese marginalen Wellenlängenänderungen erfasst (vgl. Abbildung A.2).

Festzuhalten bleibt also, dass alle untersuchten Arrays temperaturabhängig unterschiedliche relative Lichtemissionen aufweisen. Die Veränderungen des Lichtstromes können dabei nicht einfach durch Heranziehen der reinen Theorie eines einzelnen Halbleiters beschrieben werden. Vielmehr sind die Vorgänge aufgrund weiterer Parameter wie etwa das Linsenmaterial, die Verschiebung der Spitzenwellenlänge oder die Quanteneffizienz des Mess-PMTs viel komplexer. Mit den hier gewonnenen Ergebnissen kann jedoch auf einfache Weise eine Korrektur der Emissionsleistungen auf die wahren Werte hin erfolgen.

7.5 Kennlinien der Arrays

Eine wichtige Kenngröße von LEDs ist deren Intensität in Abhängigkeit von Strom und Betriebsspannung. In diesem Sinne werden in diesem Abschnitt Untersuchungen zur Strom- und Spannungsabhängigkeit der Arrays angestellt, um Informationen über die op-

¹15 °C bei den 395er Arrays, 3 °C bei den 385ern.

timalen Betriebsparameter der Arrays zu erlangen, aber auch um eventuelle Streuungen der Arrays untereinander festzustellen. Weiterhin sollen die Einflüsse des M-UG6-Filters auf die Messergebnisse untersucht werden, um etwa Streuungen in den spektralen Eigenschaften der Arrays einer nominellen Wellenlänge untereinander feststellen zu können.

7.5.1 Strom- und Spannungsabhängigkeit der Arrays

Während der Messungen befanden sich die Arrays auf dem Drehtisch in der Ausrichtung $\Theta = 90^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$ (vgl. Abbildungen 6.3 und 6.6). Im Strahlengang befand sich die Irisblende, maximal geöffnet, sowie bei den 395er und 385er Arrays das 3% Filter, bei den 375ern das 10%. Der Mess-PMT wurde bei HV=750 V betrieben. Mit dem Pulsgenerator wurden verschiedene Pulsamplituden realisiert, wobei die Höhe der Amplitude mit einem Oszilloskop erfasst wurde. Der jeweils vorliegende Arraystrom wurde gemäß Abschnitt 6.4.3 durch Messung der über dem Messwiderstand anliegenden Potentialdifferenz bestimmt. Die Arraybetriebsspannung ergibt sich aus der Differenz von Pulsamplitude und Spannungsabfall über dem Messwiderstand. Jede direkt differentiell über dem Messwiderstand gemessene Spannung wurde nochmals unter Einsatz des Differenzenverstärkers geengeprüft, und bei Unstimmigkeiten neu gemessen, bis sich konforme Ergebnisse ergaben. Aufgrund der bereits im Abschnitt 6.4.3 besprochenen Problematik von stark verrauschten Signalen auf dem Oszilloskop wählte ich entsprechend größere Fehler. Die Fehler ergeben sich aus der im Rahmen des Rauschens möglichen Ablesegenauigkeit des Oszilloskopes. Fehler wie Toleranz des Messwiderstandes und Spannungsabfälle in den Messleitungen sind im Vergleich vernachlässigbar klein. Bei jeder Spannungs-/Stromeinstellung wurde mit der DAQ im Sinne höherer Statistik fünfmal im Abstand von fünf Sekunden über jeweils 100 Pulse gemittelt die deponierte Ladung gemessen. Aus diesen fünf Ladungsmittelwerten ergibt sich dann durch erneute Mittelwertbildung die für diese Generatoreinstellung zugehörige Ladung. Es zeigte sich, dass die fünf Ladungswerte im Vergleich zu ihrer gemäß 7.6 angenommenen Unsicherheit von 1% nur geringfügig um den Mittelwert streuen, so dass der Fehler der Ladungen zu 1% vom jeweiligen Ladungswert angenommen werden kann. Der Fehler des Mittelwertes aus den jeweils fünf Ladungen ergibt sich dann nach Fehlerfortpflanzung. Es stellte sich heraus, dass die Ladungsmessung bei diesen Messreihen verhältnismäßig geringe Unsicherheiten in sich birgt, so dass die Fehlerbalken in den folgenden Diagrammen oftmals kaum erkennbar sind, wohingegen die Spannungs- und Stromwerte mit recht großen Fehlern aufwarten. In den in diesem Abschnitt gezeigten Abbildungen sind jeweils auch schon die Ergebnisse mit aufgeführt, die man unter Verwendung des M-UG6 Filters erzielt. Ich werde jedoch auf diese im nächsten Abschnitt gesondert eingehen. Zur besseren Vergleichbarkeit der Messergebnisse, auch unter Arrays unterschiedlicher Wellenlängen, wurden sämtliche Ladungen normiert auf die für das Array 395 Nr. 3 bei einer Betriebsspannung von 18,04 V gemessene Ladung von $2,29335 \cdot 10^{-9}$ C.

Strom- und Spannungscharakteristik der 395 nm Arrays:

Die Ergebnisse der Strom- und Spannungsabhängigkeitsmessungen für die 395er LEDs sind in Abbildung 7.10 zusammengefasst. Das wohl wichtigste Ergebnis ist, dass die 395er Arrays – zumindest im Falle der drei zur Verfügung stehenden LEDs – nur eine

vernachlässigbare Streuung in der Intensität bei ein und denselben Betriebsparametern aufweisen. Sollten für die finale Lichtquelle am Ballon mehrere der 395er LEDs gleichzeitig betrieben werden, so stehen die Chancen gut, dass diese kollektiv mit gleichen Parametern angesteuert werden können. Weiterhin erkennt man, dass die Arrays erst ab einer Schwellspannung von etwas oberhalb von 15 V bzw. ab einem Grenzstrom um die 50 mA beginnen zu leuchten. Dies deckt sich auch mit den Überlegungen, welche im Abschnitt 6.4.1 geführt worden sind. Die dortige Hypothese war, dass das beim zweiten selbstkonstruierten Pulstreiber auftretende Phänomen einer Entladekurve darin begründet liegt, dass die LEDs unterhalb einer Schwellspannung, welche dort auf 14 bis 15 V geschätzt wurde, nicht mehr leuchten und kein nennenswerter Strom mehr fließt. Wie hier zu erkennen ist, zeigen die Arrays in der Tat ein solches Verhalten, was ursächlich an der Natur der Halbleiter liegt. Weiter hat sich ergeben, dass die von den 395er LEDs emittierte Lichtmenge proportional mit dem Arraystrom und exponentiell mit der Betriebsspannung anwächst, sofern die Arrays im Bereich ihrer nominalen Betriebsparameter² gemäß Herstellerangaben (vgl. Anhang B) betrieben werden. In diesem Zusammenhang fällt auf, dass entgegen den Herstellerangaben durch die 395er Arrays bei 18 V ein Strom von etwa $270 \text{ mA} \pm 50 \text{ mA}$ fließt, statt den angegebenen 240 mA, wobei im Rahmen der Messgenauigkeit durchaus eine Übereinstimmung zwischen den beiden Werten vorliegen kann. Auch die Auswertung der Ergebnisse für die 385er Arrays zeigt einen solchen Unterschied zwischen Messwert und Herstellerangabe, wobei dort nur eine Abweichung von rund $5 \text{ mA} \pm 50 \text{ mA}$ nach oben zu verzeichnen ist. Dennoch kann dies auch Zeugnis eines systematischen Fehlers in meiner Strom- bzw. Spannungsmessung sein. Da ich jedoch bereits ausreichend große Fehler angenommen habe, stellt dies kein Problem dar – im Rahmen der Fehlerbalken gehen meine Ergebnisse konform mit den Herstellerspezifikationen.

Strom- und Spannungscharakteristik der 385 nm Arrays:

Bei den 385 nm LEDs fällt auf, dass diese stärker streuende Intensitäten bei gleichen Betriebsbedingungen aufweisen (Abbildung 7.11). Diese Streuungen liegen im Bereich der nominellen Betriebsspannung von 17 V jedoch nur bei knapp 10%. Am Ballon kann man solche kleinen Abweichung leicht durch geeignete Vorwiderstände ausgleichen. Aus dem Spannungsabhängigkeitsdiagramm kann man die nötige Spannungsreduzierung ablesen. Wird etwa das Array 385 Nr. 1 unter der nominellen Spannung von 17 V betrieben, reicht eine Reduzierung der Betriebsspannung des Arrays Nr. 2 von nur rund 150 mV schon aus, um gleiche Intensitäten zu erzielen. Auch hier kann wie schon bei den 395er Arrays die exponentielle Spannungs- bzw. lineare Stromabhängigkeit festgestellt werden, sofern die LEDs im Bereich der typischen Spannung von 17 V oder höher betrieben werden. Wie auch die 395er Arrays leuchten die 385er LEDs erst ab einer Grenzspannung bzw. einem Schwellstrom von ca. 15 V bzw. 50 mA.

Strom- und Spannungscharakteristik der 375 nm Arrays:

Die Messungen an den 375 nm LEDs wurden unter Verwendung des 10% Filters der

²Nominalen Betriebsparameter: Vorwärtsstrom: 240 mA, Vorwärtsspannung: 18 V.

Dark-Box durchgeführt, im Gegensatz zu übrigen Arrays, wo die Filter auf 3% Transmission eingestellt waren. Dies war wegen der schwächeren Intensität der 375er Arrays nötig. Im Sinne der Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit den LEDs der anderen Wellenlängen müssen daher die Messwerte herunter skaliert werden auf die theoretischen Werte bei 3% Transmission. Nach Tabelle 7.3 ergibt sich der passende Umrechnungsfaktor zu $1/3,0125$. Die für die 375 nm Arrays aufgenommenen Ladungen müssen folglich durch 3,0125 dividiert werden, um sie mit den übrigen Messdaten vergleichen zu können. Die in der Abbildung 7.12 aufgeführten Daten sind bereits entsprechend angepasst. Man kann ablesen, dass die 375er Arrays beim Betrieb unter der nominellen Spannung von 17 V um den Faktor 20 bis 70 schwächere Intensitäten haben als die bei nomineller Spannung betriebenen 395er LEDs. Weiterhin fällt auf, dass sich die Intensitäten der 375er Arrays stark unterscheiden. Der vom Hersteller spezifizierte Strom von 200 mA fließt statt bei 17 V erst bei etwas über $18,2\text{ V} \pm 0,2\text{ V}$ was selbst im Rahmen der Messfehler nicht mehr erklärbar wird. Wie bereits die übrigen LEDs zuvor zeigen auch die 375er Array das exponentielle bzw. lineare Anwachsen der Intensität mit Spannung und Strom, sowie das plötzliche Einsetzen der Emission ab einer Grenzspannung bzw. einem Schwellenstrom.

Diskussion der Ergebnisse dieses Abschnittes:

Zunächst einmal bleibt festzuhalten, dass die Arrays ein für Leuchtdioden typisches Verhalten gezeigt haben. Bei Leuchtdioden beruht die Lichterzeugung überwiegend auf spontaner Rekombination, wobei die Strahlungsleistung direkt proportional zur Rekombinationsrate ist. Die mittlere Rekombinationsrate ist jedoch nichts anderes als das Integral der injizierten Ladungsträgerdichte. Die Integration führt unmittelbar auf die Stromdichte und damit auf den Strom. Aus der Proportionalität von Rekombinationsrate und Strom folgt schließlich wegen des linearen Zusammenhangs der Rate mit der Strahlungsleistung sofort, dass die Lichtintensität der Arrays linear mit dem Injektionsstrom ansteigt, wie auch bei allen Arrays beobachtet. Legt man zunehmend höhere Spannungen in Durchlassrichtung an die LED an, so wird die Verarmungszone des Halbleiters zunehmend schmaler und niederohmiger, die Diode leitet besser. Die Diffusionsströme wachsen dabei näherungsweise exponentiell (Boltzmannstatistik). Als Folge ergibt sich eine exponentielle Abhängigkeit der LED Intensität von der Betriebsspannung, wie ebenfalls bei allen Arrays beobachtet.

Zu den Messergebnissen selber ist anzumerken, dass sich die 375 nm Arrays in der hier betrachteten Disziplin am wenigsten tauglich für den Einsatz im Auger Experiment erwiesen haben. Sie sind schwächer als die übrigen Arrays, bei gleicher Leistungsaufnahme. Weiterhin unterscheiden sich ihre Intensitäten untereinander stark, was sicherlich ebenfalls durch geeignete Vorwiderstände ausgemerzt werden kann, falls ein Betrieb von mehreren Arrays gleichzeitig erwünscht ist. Jedoch würde dann die Intensität des leistungsstärkeren der beiden Arrays auf die Werte des schwächeren reduziert, was nicht erstrebenswert ist. Die in diesem Abschnitt gewonnen Erkenntnisse sprechen nicht für einen Einsatz der 375 nm Arrays am Ballon. Als besonders interessant haben sich hingegen die 385er Arrays herausgestellt. Sie sind zwar beim Betrieb unter den nominellen Betriebsspannungen zunächst etwas schwächer als die 395er Arrays. Bei Einsatz des M-UG6 Filters zeigen sie jedoch nahezu vergleichbare Intensitäten, und dass dann aber bei

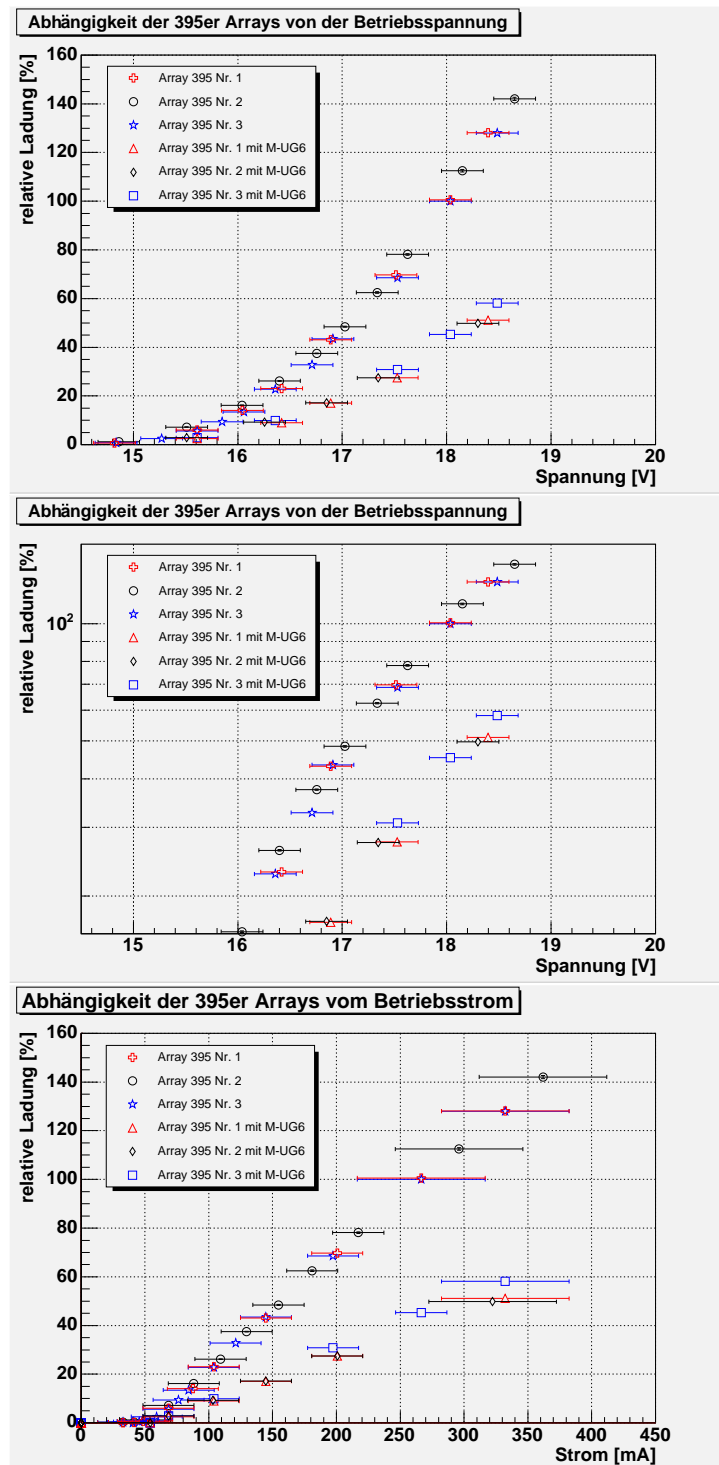


Abbildung 7.10: *Oben* ist die Spannungsabhängigkeit der 395er Arrays gezeigt. Die drei getesteten Arrays streuen vernachlässigbar (zur besseren Erkennbarkeit wurde durch die Messpunkte keine Kurve gelegt). Im *mittleren* Plot wurde die Ordinatenachse logarithmisch skaliert. Aus dem linearen Verlauf oberhalb von 17 V kann man für diesen Bereich auf eine exponentielle Spannungsabhängigkeit der LED-Intensität schließen. *Unten* ist die relative Intensität gegen den Arraystrom aufgetragen. Man erkennt eine lineare Korrelation. Zu den Fehlern: Die dominierenden Fehler liegen in der Systematik des Aufbaus und sind größer, als etwa durch die Streuung der Messpunkte um eine gedachte Ausgleichskurve suggeriert wird.

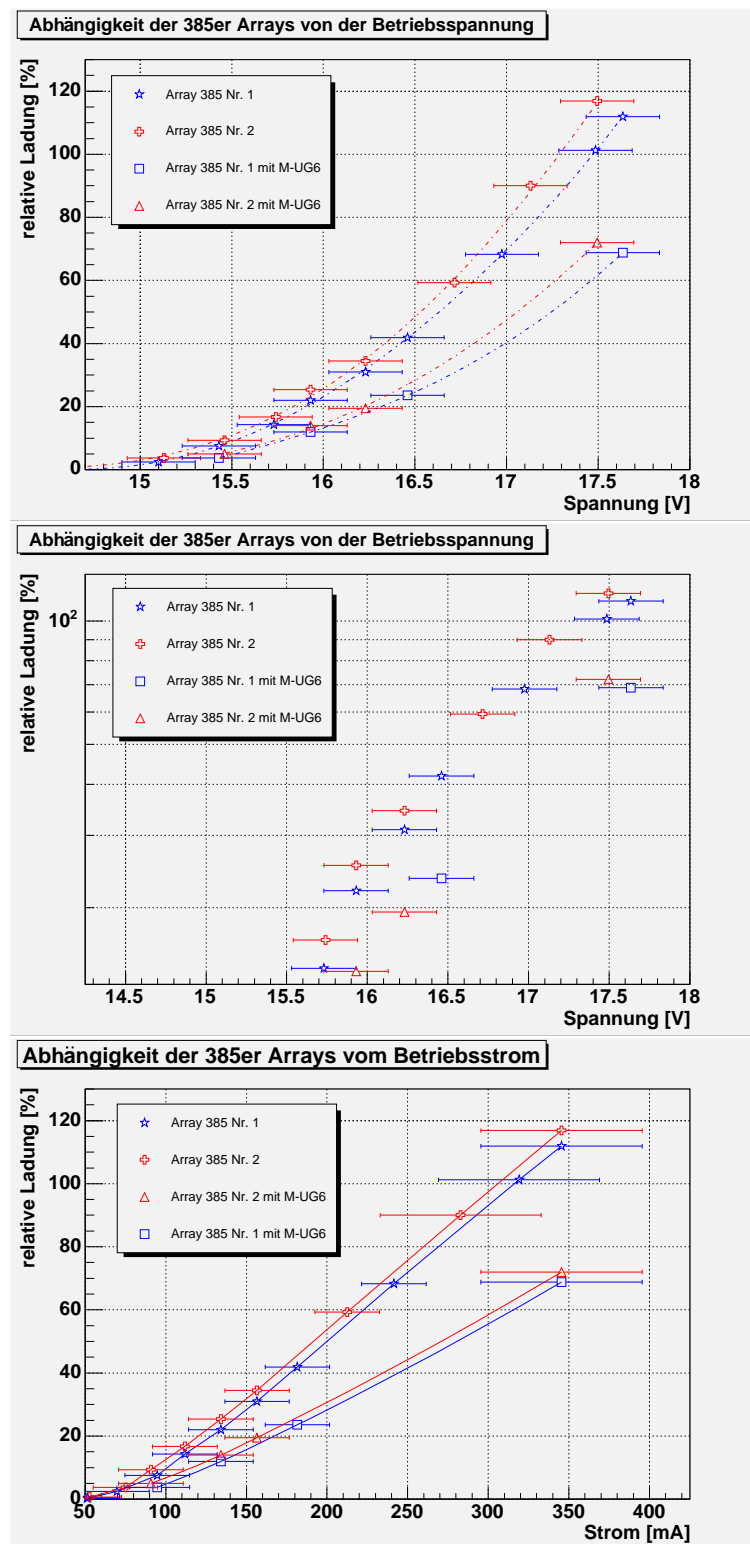


Abbildung 7.11: Dargestellt sind von oben nach unten die Abhängigkeit der relativen Lichtemission der 385er Arrays von der Betriebsspannung, die gleiche Abhängigkeit in logarithmischer Skalierung sowie der Einfluss des Arraystromes auf die emittierte Lichtmenge.

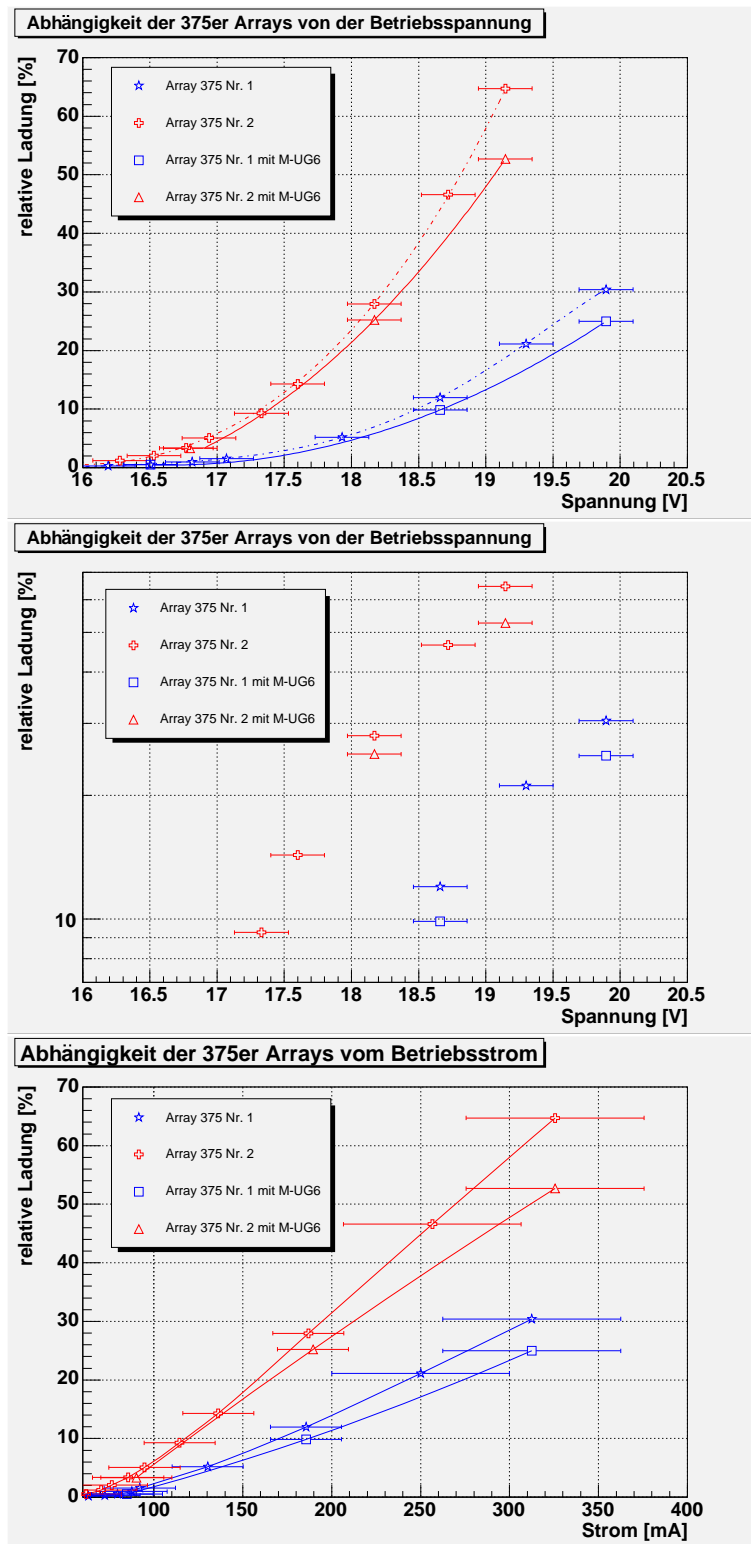


Abbildung 7.12: Abhängigkeit des emittierten Lichtstromes der 375er LEDs von Spannung (in der Mitte in logarithmischer Skala) und Arraystrom.

geringerer Spannung und etwas kleinerem Strom, was niedrigere Leistungsaufnahmen bedeutet. Da beim Experiment später ein Betrieb mit Akkus stattfinden wird, ist der Aspekt der geringeren Leistungsaufnahme von nicht unerheblicher Bedeutung. Einziges Manko der 385er Arrays ist die im Vergleich zu den 395er LEDs etwas größere Streuung der Intensitäten der beiden Arrays untereinander. Diese Streuungen sind jedoch, sofern ein Einsatz von mehreren Arrays am Ballon stattfindet, durch minimale Anpassung der Betriebsspannungen, etwa mit geeigneten Vorwiderständen, leicht kontrollierbar. Insgesamt zeigen sich also die 385er bzgl. den in diesem Abschnitt untersuchten Punkten als am besten geeignet für die finale Lichtquelle.

7.5.2 Einflüsse des M-UG6-Filters – die spektralen Eigenschaften der Arrays

Bei allen Messungen des letzten Abschnitts wurden für jedes Array jeweils auch einige Werte aufgenommen, bei denen sich das M-UG6 Glas im Strahlengang befand. In den Abbildungen zum vorherigen Abschnitt sind die entsprechenden Daten bereits mit aufgeführt. Da dieses Filter auch später im Experiment im Strahlengang sein wird, sind die hier gewonnen Erkenntnisse wichtig für den späteren erfolgreichen Betrieb der Arrays. Zur besseren Auswertbarkeit werden die Messdaten für die Stromabhängigkeitscharakteristik durch eine Ausgleichsgerade angepasst. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.15 dargestellt. Man erkennt unmittelbar, dass die Transmissivität des M-UG6 Glases mit Abnahme der nominellen Wellenlänge der Arrays steigt. Dies entspricht den Erwartungen, welche man unter Berücksichtigung des Transmissionsspektrum (Abbildung 7.13) des M-UG6 an den Einfluss des Filters auf die Intensität der den Mess-PMT erreichenden Strahlung stellt.

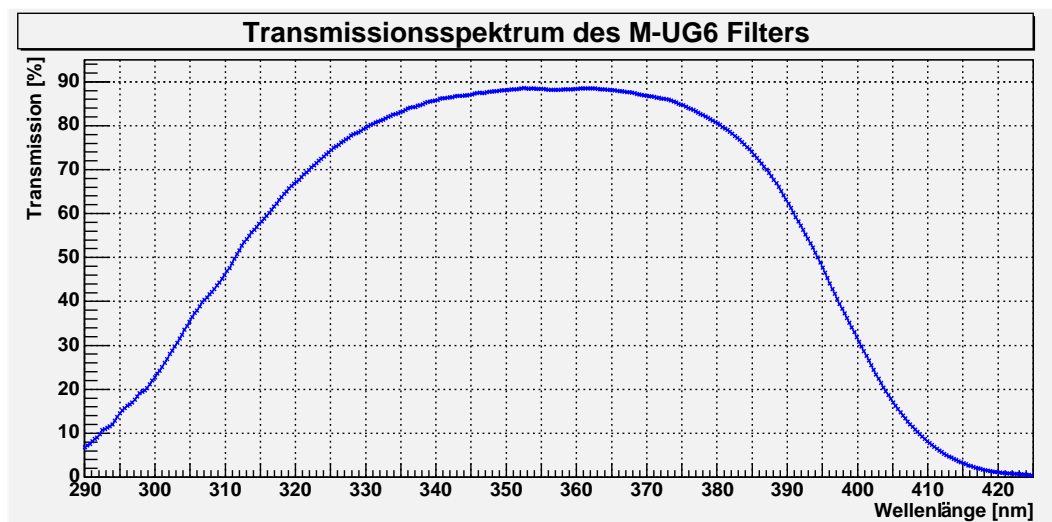


Abbildung 7.13: Die Transmissivität des M-UG6 Glases der Firma Schott für unterschiedliche Wellenlängen (aufgenommen vom Forschungszentrum Karlsruhe).

In Tabelle 7.7 sind die aus den Messdaten ermittelten Transmissionen T_{mess} des M-UG6 Glases für die unterschiedlichen Arrays zusammengefasst und den theoretischen Werten T_{theo} gegenüber gestellt, welche aus dem Transmissionsspektrum unter Annahme der nominellen Peak-Wellenlänge für das jeweilige Array abgelesen werden. Aus den Messdaten ermittelt man die Transmission aus Vergleich der Steigungen der Ausgleichgeraden für den Fall mit und ohne Filter. Die Fehler werden zum einen abgeschätzt durch Berechnung der Abweichung bei Benutzen je zweier Grenzgeraden (nicht eingezeichnet), zum anderen durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf die für die von ROOT für die jeweiligen Fitparametern angegebenen Fehler. Die theoretische Transmission wird mangels Information über Fehler bei der Aufnahme des Transmissionsspektrums ohne Fehler angegeben. Man beachte, dass bei diesem Vergleich bei den theoretischen Werten nur die Peak-Wellenlängen berücksichtigt werden, so dass man praktisch auf ein unendlich scharfes Spektrum mit Streuung Null um das Maximum hin approximiert. Wie aus Abbildung 7.13 ersichtlich kann man in grober Näherung für entsprechend kleine Intervalle von nur 10 nm Breite von einem recht linearen Abfall der Transmission ausgehen. Für die 375er Arrays wird diese Approximation jedoch recht ungenau, während sie für die 395er Arrays durchaus brauchbar ist. Unter Berücksichtigung der starken Symmetrie des Spektrums und dieses genäherten linearen Abfalls der Transmissionsrate wird deutlich, dass die Einschränkung der Betrachtungen auf die Peak-Wellenlänge durchaus zumindest für die 398er und 395er Arrays kein Problem darstellt, da sich die Unterschiede in der Transmissionsrate rechts und links vom Peak gegenseitig aufheben. Nach Herstellerangaben kann bei den 395er Arrays im Rahmen der Produktionsgenauigkeit die Peak-Wellenlänge um ± 5 nm streuen, bei den übrigen Arrays um bis zu ± 10 nm. Desweiteren weisen die Spektren der Arrays gemäß Datenblatt Halbwertsbreiten von rund 20 nm auf. Messungen von Becker [13, Kapitel 4.1.2] an zehn 395er Arrays haben im Mittel jedoch etwas kleinere Halbwertsbreiten von etwa 11 nm ergeben. Maximal wurden Breiten von knapp 13 nm gefunden. In Abbildung 7.14 ist das Spektrum einer 395er LED exemplarisch gezeigt. Man erkennt, dass symmetrisch um eine Peak-Wellenlänge

	T_{mess} [%]	T_{theo} [%]	λ_{max} [nm]
<i>395er Arrays Nr. 1+2</i>	$40,8 \pm 1$	47,8	397,1
<i>395er Array Nr. 3</i>	$47,3 \pm 1$	47,8	395
<i>385er Arrays</i>	$63,1 \pm 2$	74,0	389,9
<i>375er Array Nr. 2</i>	$80,9 \pm 1$	84,6	379,7
<i>375er Array Nr. 1</i>	$85,7 \pm 1$	84,6	373,5

Tabelle 7.7: Die Transmission des M-UG6 Glases für das Licht der LED-Arrays unterschiedlicher Wellenlängen. Gegenübergestellt sind die aus den Messdaten ermittelten Transmissionen und die aus dem Transmissionsspektrum (Abbildung 7.13) abgelesenen theoretischen Werte. Weiterhin wurde die tatsächlich vorliegende Peak-Wellenlänge abgeschätzt (wegen der Grobheit der Approximation und weil es sich nur um stark fehlerbehaftete Orientierungswerte handelt ohne Fehlerangabe).

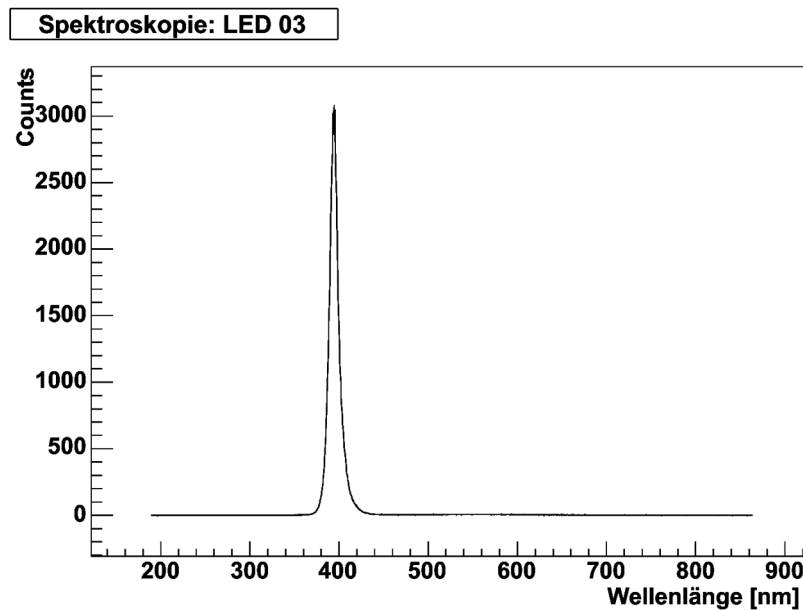


Abbildung 7.14: Das Emissionsspektrum eines 395 nm Arrays (nach [13]).

herum abgestrahlt wird, wobei sich eine schmale Halbwertsbreite von etwa 11 nm zeigt. Becker fand ferner heraus, dass die 395er LEDs im Mittel etwas über 3 nm nach oben von der nominellen Wellenlänge von 395 nm abweichen. Maximal wurde nach oben eine Abweichung von 4,7 nm gefunden. Nur eines der 10 Arrays wich nach unten ab und lag mit einer Peak-Wellenlänge von 394,2 nm knapp unter der Herstellerspezifikation. Die Streuungen liegen jedoch noch in der vom Hersteller angegebenen Produktionsgenauigkeit von ± 5 nm. Weicht die Peak-Wellenlänge um etwas über 3 nm nach oben hin ab, bedeutet dies jedoch, dass – wie aus Abbildung 7.13 ersichtlich – das Licht der Peak-Wellenlänge um etwa 10% schwächer transmittiert wird als das der nominellen Spitzenwellenlänge, sofern das M-UG6 Glas eingesetzt wird. Die von mir vermessenen 395er Arrays Nr. 1 und 2 liegen knapp 7% unterhalb der theoretischen Erwartung, so dass man durch Ablesen in der Abbildung 7.13 auf eine tatsächliche Peak-Wellenlänge λ_{\max} von 397 nm zurück schließen kann, natürlich unter den entsprechenden Approximationsfehlern. In Tabelle 7.7 sind auch die für die übrigen LEDs abgelesenen scheinbaren Peak-Wellenlängen λ_{\max} aufgeführt, wobei wie bereits erläutert bei den 375er Arrays an dieser Stelle mit großen Fehlern zu rechnen ist. Die von mir vermessenen 395er Arrays zeigen also tendenziell gleiches Verhalten wie die von Becker untersuchten, nämlich leichte Abweichungen der Spitzenwellenlänge nach oben. Lediglich das 395er Array Nr. 3 scheint eine Spitzenwellenlänge im Bereich der nominellen Wellenlänge zu emittieren. Man kann also bei den 395er Arrays im Schnitt von 2 bis 3 nm Abweichung der Wellenlänge nach oben gegenüber den nominellen Werten ausgehen. Die 385er Arrays weichen weiter von der nominellen Peak-Wellenlänge ab als die 395er Arrays, sofern man dies im Rahmen der groben Näherung sagen kann. Jedoch ist es nach Herstellerspezifikationen sogar möglich, dass ein

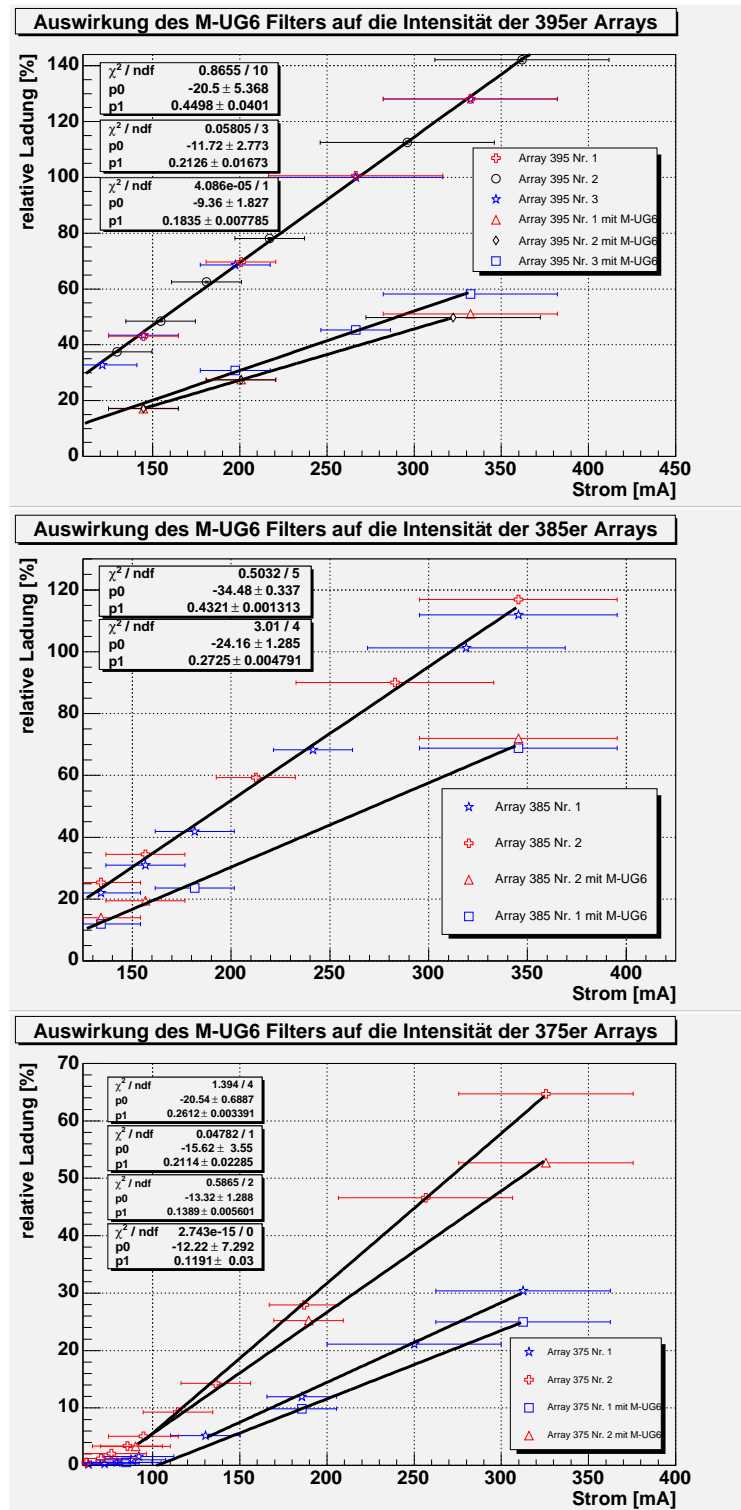


Abbildung 7.15: Veranschaulicht wird die Transmissivität des M-UG6 Filters für die LEDs unterschiedlicher Peak-Wellenlänge. Im Bereich der nominellen Betriebsparameter nach Hersteller werden dazu die Messdaten mittels einer Ausgleichsgeraden angepasst. Die unterschiedlichen Steigungen der Geraden für den Fall mit und ohne M-UG6 Glas liefern Informationen über die Transmission des Filters für das Licht des untersuchten Arrays. Bei den 375 nm Arrays musste aufgrund der großen Intensitätsstreuung für jede LED einzeln gefittet werden.

385er Array eine Spitzenwellenlänge bei 395 nm aufweist. Im Rahmen dieser Fertigungsgenauigkeit sind die gemessenen Abweichungen von knapp 5 nm nach oben durchaus im erträglichen Rahmen. Erfreulich ist auch, dass die beiden vermessenen 385er Arrays aufgrund des gleichen Anstiegs der Messwerte bei Verwendung des M-UG6 Filters offensichtlich identische Peak-Wellenlängen haben. Die Messergebnisse für die 375er LEDs offenbaren allerdings recht unterschiedliche Spitzenwellenlängen der beiden Arrays. Zu ihrem Vorteil liegt die Transmissivität des M-UG6 für diese beiden Arrays oberhalb von 80%. Ein weiteres wichtiges Ergebnis ist, dass es bei allen Arrays keine Signifikanz für eine Veränderung der spektralen Eigenschaften bei unterschiedlichen Betriebsströmen gibt. Würden etwa erst ab definierten Durchlassspannungen bestimmte Frequenzbänder aktiviert, so würde sich dies in einer Änderung der Steigung der Intensitätskurve widerspiegeln. Im Rahmen der Messgenauigkeit konnten keine Hinweise auf eine solche Steigungsänderung gefunden werden.

Fazit:

Alle Arrays weisen recht stabile spektrale Eigenschaften auf, die sich nicht unter verschiedenen Versorgungsspannungen und Betriebsströmen ändern, soweit dies im Rahmen der Messgenauigkeit beurteilt werden kann. Jedoch hat sich gezeigt, dass die abgeschätzten tatsächlichen Peak-Wellenlängen teilweise um einige Nanometer von den nominellen Werten abweichen. Unterschiedliche Spitzenwellenlängen führen im Experiment später aufgrund des M-UG6 Filters zu unterschiedlichen Abschwächungen des emittierten Lichtes in der Apertur der Teleskope. Da das Transmissionsspektrum des M-UG6 Glases ab einer Wellenlänge von 365 nm zunehmend schneller fällt, werden die Auswirkungen der Streuungen der Wellenlängen auf die Schwankungen in der transmittierten Intensität mit zunehmender Wellenlänge gravierender. Während das Licht der über 6 nm streuenden 375er Arrays nur um knapp 5% unterschiedlich stark transmittiert wird, spiegelt sich die Streuung von 2 nm bei den 395er Arrays in über 7% unterschiedlichen Transmissionsraten wider. Trotz der zunächst im vorherigen Abschnitt festgestellten geringen Streuung der emittierten Lichtmengen der 395er Arrays untereinander sind wegen des Einsatzes des M-UG6 Filters im Experiment aufgrund der streuenden Peak-Wellenlängen größere Streuungen der Lichtmengen, die schließlich die PMT-Kamera erreichen, zu erwarten. Die 385er Arrays zeigen sich in diesem Punkt als deutlich stabiler und weniger anfällig. Die ursprünglich emittierte Intensität unterscheidet sich, wie im vorherigen Abschnitt festgestellt, nur wenig, was durch entsprechende Vorwiderstände leicht ausgemerzt werden kann. Die Intensitätskurven bei Verwendung des M-UG6 Filters zeigen aber gleiche Steigung, was gleiche Transmissivität bedeutet, so dass an dieser Stelle keine weiteren zusätzlichen Streuungen in der die PMT-Kamera erreichenden Lichtmenge zu erwarten sind. Das Licht der 385er Arrays wird zudem insgesamt weniger stark vom M-UG6 absorbiert als das der 395er LEDs, wodurch nicht unnötig Leistung verschwendet wird, die beim Betrieb der LEDs mit einer Batterie sicherlich ein kostbares Gut darstellt. Die 375er Arrays liegen zwar im Bezug auf die Transmissionsrate des M-UG6 zunächst in einem besseren Wellenlängenbereich, so dass die doch recht große Streuung in der Spitzenwellenlänge im Vergleich zu den übrigen Arrays nicht allzu starke Auswirkungen zeigt. Berücksichtigt man jedoch die im vorherigen Abschnitt festgestellten recht großen

Unterschiede in der emittierten Intensität, so bedeuten die um 5% voneinander abweichenden Transmissionsraten für die 375er Arrays eine zusätzliche Streuung in der ohnehin schon stark schwankenden Lichtintensität, die schließlich die PMT-Kamera erreichen wird. Auch in diesem Abschnitt zeigen die 385er Arrays die vorteilhaftesten Eigenschaften. Sie sind ausreichend stabil, zeigen ein berechenbares Verhalten unter Einsatz des M-UG6 Glases und haben zur endgültigen Abschnittswellenlänge des Filters einen etwas besser ausgebauten Sicherheitsabstand als die 395er Arrays.

7.6 Abstrahlcharakteristik der Arrays

Die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Emissionswinkel ist von großer Bedeutung für den erfolgreichen Einsatz im Experiment. Die am Ballon befindliche Lichtquelle wird durch Wind oder andere Einflüsse unzugänglich stochastisch diverse Drehungen und Bewegungen durchführen, so dass die relative Ausrichtung zu den Teleskopen ständig variieren wird. Daher ist es notwendig, Informationen über die Isotropie der LED Arrays zu erlangen. In diesem Abschnitt wird die Abstrahlcharakteristik der Arrays zunächst systematisch unter Benutzung des Drehtisches untersucht. Anschließend werden die Intensitätsverteilungen für verschiedene Anzahlen von LEDs am Ballon berechnet, um so Informationen über günstige Anordnungen zu erlangen.

7.6.1 Winkelabhängigkeit der Arrays

Bei sämtlichen Messungen in diesem Abschnitt waren keine Filter im Strahlengang zwischen Array und Mess-PMT. Kurze, stichprobenartige Messungen bei allen Arrays unter Einsatz des M-UG6 Filters zeigten keine Veränderung der Transmissionsrate in Abhängigkeit vom Drehwinkel, so dass es keine Signifikanz für eine Winkelabhängigkeit der spektralen Eigenschaften der Arrays gibt. Aufgrund dieser Erkenntnis wurde das Filter bei den übrigen Messungen zur Verbesserung der Lichtintensität weggelassen. Die vor dem Mess-PMT befindliche Blende war 9 mm im Durchmesser geöffnet, so dass die Blendenöffnung größenordnungsmäßig die Ausmaße der Arrays hatte. Dies hat den Vorteil, dass die Strahlen der LED-Pixel im Randbereich des Arrays nicht abgeschnitten werden, sondern ihrerseits auch zu den Messergebnissen beitragen. Alle Arrays wurden mit 18 V Spannung betrieben, der PMT mit $HV=850$ V. Gemessen wurde im Θ -Bereich von 10° bis 185° . Die Messungen wurden für die drei φ -Winkeinstellungen 0° , 45° und 90° durchgeführt. Mit der DAQ wurde die Ladung erfasst, wobei pro Θ -Winkel im Abstand von 5 Sekunden jeweils 3 Ladungen erfasst wurden, über die automatisch gemittelt wird. Der Fehler der Ladungsbestimmung folgt wieder aus der Unsicherheit nach Gleichung 7.6. Die Fehler der Winkel Θ und φ ergeben sich nach den Gleichungen 6.2 und 6.3. Beim Drehtisch selber zeigte sich, dass durch Erwärmung des Motors von knapp 3 bis 4°C bei längerem Betrieb auch eine leichte Erwärmung des kompletten Drehtisches stattfand, der zum größten Teil aus Aluminium besteht (gemessen mit einem Multimeter mit Temperaturfühler). Am Array selber konnte keine Veränderung der Temperatur festgestellt werden, was sicherlich zum einen an der größeren Entfernung zum Motor liegt, zum anderen aber auch an der guten Kühlung der Arrays mit dem Kühlkörper. Gemäß

den Temperaturcharakteristiken wäre ohnehin nur eine minimale Beeinflussung der Messergebnisse zu erwarten gewesen, so dass dieser Punkt hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt sein soll.

Die Ergebnisse der Messreihen sind in den Abbildungen 7.16, 7.17 und 7.18 gezeigt. Neben der Darstellung in kartesischen Koordinaten, welche ein übersichtliches Ablesen der relativen Intensität in Abhängigkeit vom Winkel ermöglicht, werden die Daten ferner in Polarkoordinaten wiedergegeben, da dies eine bessere Vorstellung von der Intensität der Lichtemission in die jeweilige Emissionsrichtung ermöglicht. Bei den 395er und 385er Arrays fällt auf, dass die Arrays nicht komplett rotationssymmetrisch abstrahlen, sondern das Abstrahlprofil sehr wohl abhängig ist vom Winkel φ . Während die Messkurven für die Stellung $\varphi=0^\circ$ zumeist annähernd symmetrisch verteilt sind um den Winkel $\Theta=90^\circ$, zeigen die Kurven für die anderen beiden Stellungen eine leichte Unsymmetrie, welche systematisch zu sein scheint. Die Intensitäten oberhalb von $\Theta=90^\circ$ sind systematisch höher als die unterhalb. Man mag zunächst vermuten, dass solche Effekte auftreten können, wenn das in den Drehtisch eingespannte Array in der Stellung $\varphi=0^\circ$ leicht nach vorne geneigt ist. Während bei dieser Stellung noch keine Links-rechts-Unsymmetrie auftritt, bedeutet diese Neigung des Arrays beim Drehen um 45° in die nächste φ -Position jedoch schon einen leichten Θ -Offset gegen den Uhrzeigersinn, wodurch das gemessene Maximum sich später bei der Auswertung in Richtung höhere Thetawinkel verschieben wird. Jedoch wird dabei nicht nur der Scheitelpunkt, sondern die Kurve insgesamt parallel verschoben. Die Messdaten geben jedoch keinen Hinweis auf eine solche Verschiebung. Ferner zeigen die 375er Arrays keine solche Unsymmetrie, so dass hier solch ein systematischer Fehler in der Durchführung wenig wahrscheinlich ist. Vielmehr vermute ich, dass die 385er und 395er Arrays bauartbedingt nicht rotationssymmetrisch abstrahlen. Betrachtet man nämlich etwa die 395er Arrays unter dem streifenden Licht einer Schreibtischlampe, so reflektieren die 60 einzelnen, glänzenden LED-Pixel des Arrays das Licht ins Auge des Betrachters. Kippt man nun das Array kontinuierlich, so stellt man fest, dass die jeweils 12 Pixel einer Reihe nicht etwa gleichzeitig im Licht der Lampe aufleuchten, sondern zeitlich unsystematisch verzögert und mit den Pixeln anderer Reihen gemischt. Kippt man das Array jedoch in der Richtung, in welcher es auch bei der Stellung $\varphi=0^\circ$ auf dem Drehtisch gedreht wird, so zeigen sich geordnetere Reflexe. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Pixel im Rahmen der Produktion nicht exakt gleich ausgerichtet werden, so dass sich auf diese Weise im gewissen Rahmen Unsymmetrien in der Abstrahlcharakteristik erklären lassen könnten. Die 375er Arrays zeigen in allen Kipprichtungen geordnete Lichtreflexionen, was in diesem Sinne auch die rotationssymmetrischere Abstrahlung der 375er Arrays erklären könnte.

Der Hersteller der Arrays gibt für die 395er bzw. 375er Arrays einen Abstrahl-Halbwertswinkel von $\pm 60^\circ$ bzw. $\pm 55^\circ$ an. Aus den Messdaten ergeben sich rund $\pm 70^\circ$ bzw. $\pm 54^\circ$ und für die 385er LEDs $\pm 61^\circ$. Die 395er Arrays strahlen also etwas homogener ab, als vom Hersteller spezifiziert. Die breiteren Abstrahlungen der 395 nm und 385er LEDs im Gegensatz zu denen der 375er liegen an den unterschiedlichen Austrittsfenstern. Während die erst genannten eine Epoxidharzlinse haben, strahlen die 375er Arrays durch ein simples flaches Fenster aus Glas. Allen Arrays gemein ist jedoch die Eigenschaft, dass die

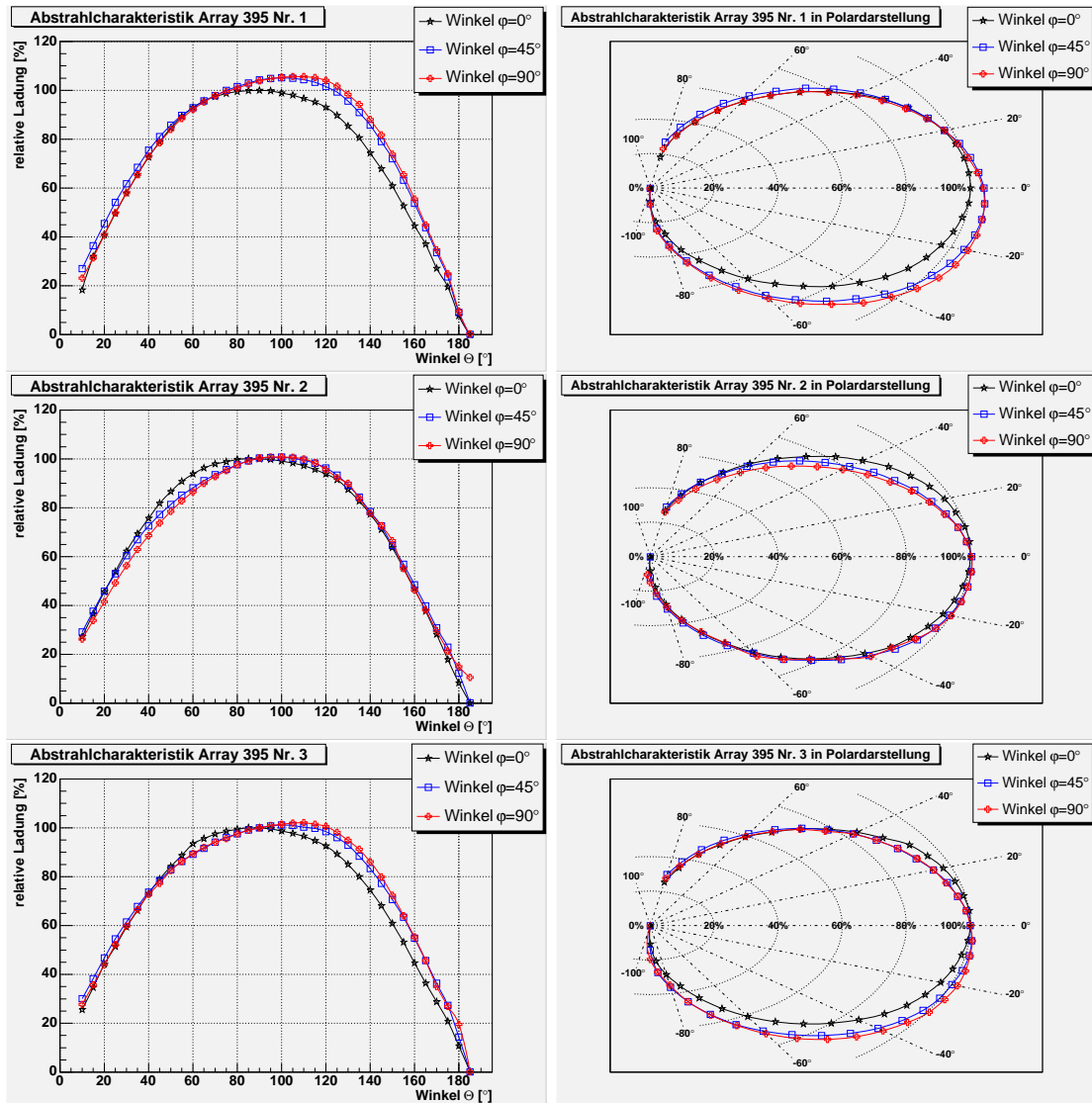


Abbildung 7.16: Die Abstrahlcharakteristik der 395 nm Arrays. Normiert wurde jeweils innerhalb der Messdaten eines Arrays auf den Ladungswert, der bei $\Theta=90^\circ$ und $\varphi=0^\circ$ beim jeweiligen Array gemessen wurde. In der linken Abbildung ist der Winkel Θ nicht der Polarwinkel wie rechts, sondern in „Arraykoordinaten“ (nach Abbildung 6.3) gegeben. Der Polarwinkel $\Theta=0^\circ$ rechts entspricht einem Winkel $\Theta=90^\circ$ links.

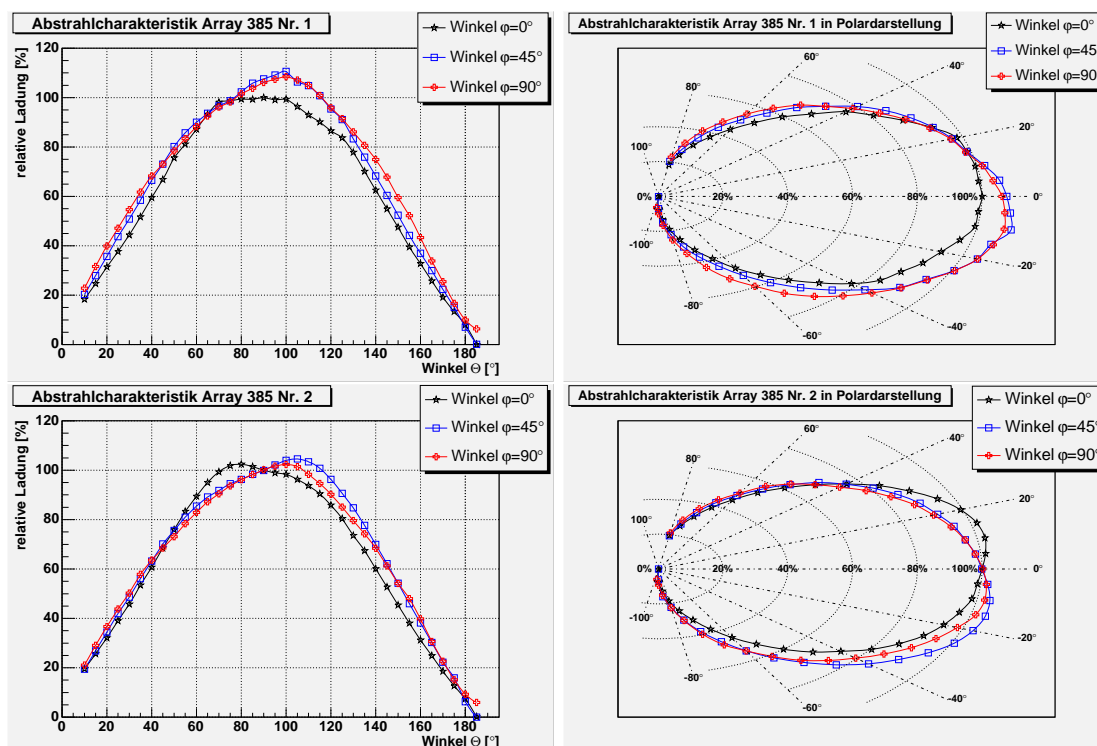


Abbildung 7.17: Die Abstrahlcharakteristik der 385 nm Arrays. Normiert wurde jeweils innerhalb der Messdaten eines Arrays auf den Ladungswert, der bei $\Theta=90^\circ$ und $\varphi=0^\circ$ beim jeweiligen Array gemessen wurde. In der linken Abbildung ist der Winkel Θ nicht der Polarwinkel wie rechts, sondern in „Arraykoordinaten“ (nach Abbildung 6.3) gegeben. Der Polarwinkel $\Theta=0^\circ$ rechts entspricht einem Winkel $\Theta=90^\circ$ links.

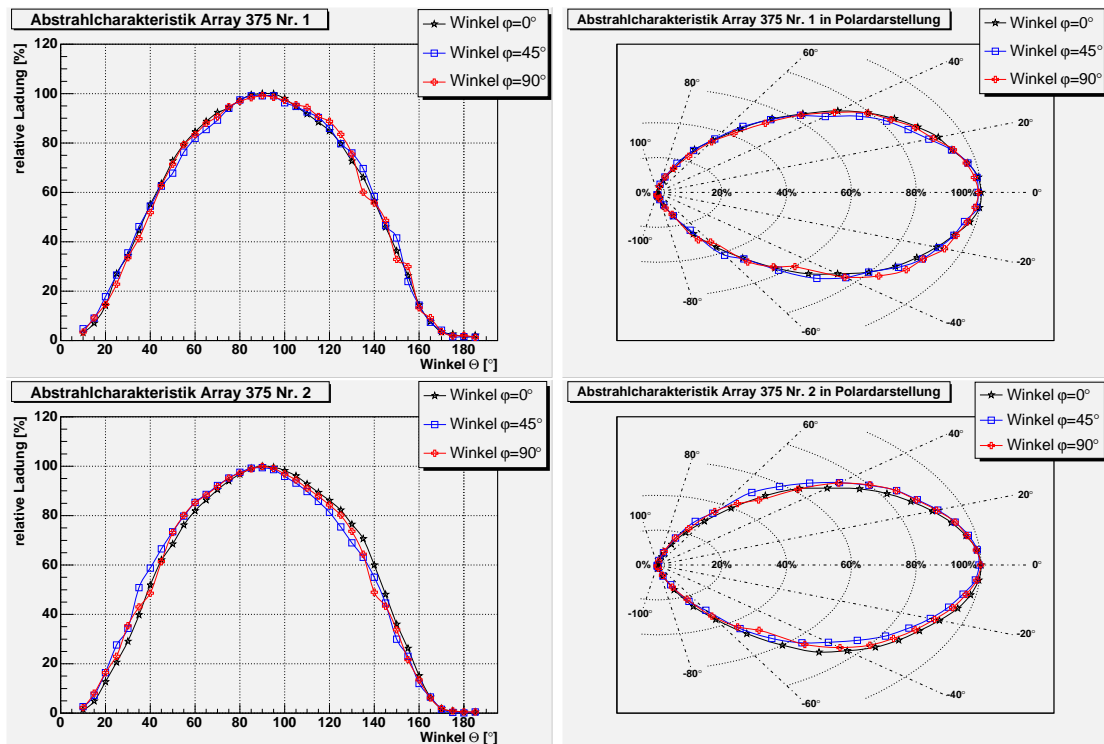


Abbildung 7.18: Die Abstrahlcharakteristik der 375 nm Arrays. Normiert wurde jeweils innerhalb der Messdaten eines Arrays auf den Ladungswert, der bei $\Theta=90^\circ$ und $\varphi=0^\circ$ beim jeweiligen Array gemessen wurde. In der linken Abbildung ist der Winkel Θ nicht der Polarwinkel wie rechts, sondern in „Arraykoordinaten“ (nach Abbildung 6.3) gegeben. Der Polarwinkel $\Theta=0^\circ$ rechts entspricht einem Winkel $\Theta=90^\circ$ links.

Intensität des emittierten Lichtes stark mit dem Thetawinkel variiert, so dass Drehungen am Ballon zu starken Intensitätsschwankungen des die Kamera erreichenden Lichtes führen würden.

Fazit: Die 375er Arrays zeigen im Gegensatz zu den anderen LEDs eine im Wesentlichen rotationssymmetrische Abstrahlung, so dass Drehungen um die Rotationsachse (Winkel φ) nur geringe Auswirkungen haben. Insofern haben die Arrays in diesem Punkt eine etwas günstigere Abstrahlung als die übrigen. Zu ihrem Nachteil ist ihre Winkelhalbwertsbreite etwas geringer, so dass sie Licht weniger isotrop entsenden als die anderen LEDs. Da jedoch auch die 395er und 385er Arrays keine ausreichende Isotropie gezeigt haben, muss ohnehin nach einer Lösung für dieses Problem gesucht werden, so dass dieser Nachteil für die 375er LEDs nicht zwingend von Relevanz bleiben muss. Festzuhalten bleibt auch, dass die spektralen Eigenschaften der Arrays keine Funktionen des Abstrahlwinkels sind, wie die Stichprobenmessungen mit dem M-UG6 Glas gezeigt haben. Insofern kann bei der Diskussion um die Isotropie der Arrays zukünftig das Filter außen vor gelassen werden.

7.6.2 Optimale Anordnung der LEDs am Ballon

Aus dem Wunsch nach einer möglichst winkelunabhängigen Abstrahlung der Lichtquelle folgt unmittelbar auch die Frage nach einer möglichst günstigen Anordnung der Arrays am Ballon, wobei eventuell auch mehrere von ihnen gleichzeitig betrieben werden könnten. Eine endgültige Klärung dieser Frage gehört in den Bereich technisches Designs und Bau der finalen Lichtquelle, was nicht Gegenstand dieser Diplomarbeit ist. Dennoch möchte ich an dieser Stelle erste Ansätze zur Klärung dieser Frage liefern, indem ich anhand meiner genommenen Messdaten einige Array-Konstellationen simulieren werde. Ich gehe dabei von einer ringförmigen Anordnung der Arrays aus. Man stelle sich vor, mehrere Arrays werden auf einem Stück Rohr gleichmäßig verteilt. Ein solcher „Ring“ wurde schon von Becker im Rahmen seiner Diplomarbeit gebaut und verwendet (vgl. [13]). Ein Foto des Ringes, bei dem sechs Arrays zum Einsatz kamen, ist in Abbildung 7.19 zu sehen. Ich werde nun die resultierende Intensitätsverteilung für verschiedene Anzahlen von Arrays berechnen, die in einem solchen Ring angeordnet sind. Hierbei beschränke ich mich auf die abgestrahlte Intensität senkrecht zur Symmetrieachse des Ringes. Dazu benutze ich jeweils sämtliche für eine Arrayfamilie einer Wellenlänge gewonnenen Daten, indem ich zunächst für jedes Array über die Messdaten für alle Phi-Winkel mittele. Danach werden diese Mittelwerte für alle Arrays einer Wellenlänge nochmals zu einer resultierenden Intensitätsverteilung zusammengefasst, so dass pro Array Familie dann nur noch eine mittlere Abstrahlcharakteristik vorliegt, welche dann für die Berechnung benutzt wird. Aus Symmetrie Gründen können dabei nur Arrayanzahlen realisiert werden, die den Gesamtumfang von 360° ohne Rest teilen. Der Quotient liefert dann den Winkelabstand der Arraymittelpunkte voneinander. Wegen der Auflösung der Messungen von 5° ist jedoch eine weitere Bedingung, dass der gewonnene Quotient nochmals durch 5 ohne Rest teilbar sein muss, da ansonsten bei der Simulation auf eine feinere Auflösung hin extrapoliert werden müsste, worauf an dieser Stelle jedoch verzichtet wird.

Simuliert werden daher Anordnungen aus 2, 3, 4, 6, 9 und 12 Arrays. Größere Stückzahlen sind nicht sinnvoll, da die Traglast des Ballons nur gering ist. Weiterhin würden die Arrays den Akkus zu viel Leistung abverlangen, wobei auch schon fraglich ist, ob die 12 simulierten Arrays überhaupt realisierbar sind. Sie ziehen fast 3 Ampere bei 18 Volt, was normale Akkus nicht leisten können. Entsprechend stärkere Akkus sind dann wieder aus Gewichtsgründen nicht möglich.

Fazit:

Die Ergebnisse der Simulation sind in den Abbildungen 7.20, 7.21 und 7.22 aufgeführt. Man erkennt, dass tendenziell mit steigender Arrayzahl auch die Isotropie zunimmt. Dies ist jedoch nicht zwangsläufig der Fall, wie die Überlagerungen von drei und vier 385er Arrays zeigen. Während die Intensitäten für die Superposition von drei LEDs um etwa $\pm 5\%$ streuen, gibt es bei der Überlagerung von vier Stück maximale Abweichungen von $\pm 9,8\%$ vom Mittelwert, so dass beim Schritt von drei auf vier Arrays zunächst einmal eine Isotropieabnahme erfolgt. Auch bei den 375er Arrays hat sich herausgestellt, dass eine Überlagerung von neun Arrays weniger Anisotropie induziert als für zwölf. Bei den Konstellationen, wo möglichst wenige Arrays eingesetzt werden, haben sich die 385er LEDs als recht interessant herauspolarisiert. Vor allem die Superposition von drei Arrays liefert bei einem geringen Streuen von $\pm 5\%$ schon recht brauchbare Intensitätsverteilungen. Auch bei Überlagerungen von mehr als drei Arrays liefern die 385er LEDs meist die besten Ergebnisse. Die 375er LEDs trumpfen hier nur bei der Überlagerung von sechs und neun Arrays.

Festzuhalten bleibt, dass man durchaus durch Verwendung von mehreren Arrays gleichzeitig deutlich höhere Isotropien erzielt, als etwa mit einem einzelnen Array. Es bietet



Abbildung 7.19: Der von Becker im Rahmen seiner Diplomarbeit verwendete LED-Ring aus sechs Arrays (nach [13]).

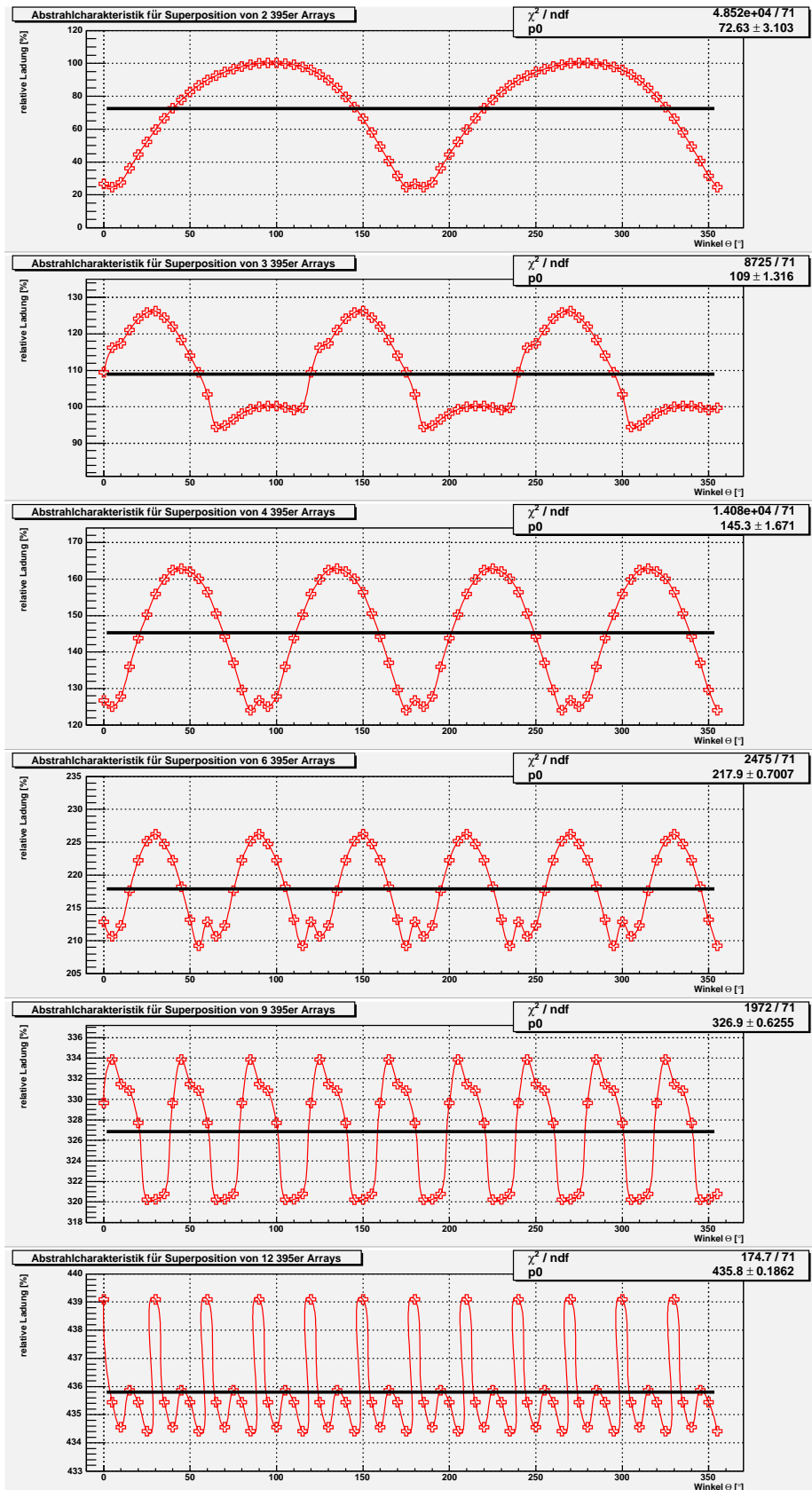


Abbildung 7.20: Überlagerung von mehreren ringförmig angeordneten 395er Arrays. Man kann für die Superpositionen von oben nach unten folgende maximale Streuungen in den Intensitäten berechnen: $\pm 50\%$, $\pm 15\%$, $\pm 13\%$, $\pm 3,9\%$, $\pm 2,1\%$ und $\pm 0,5\%$.

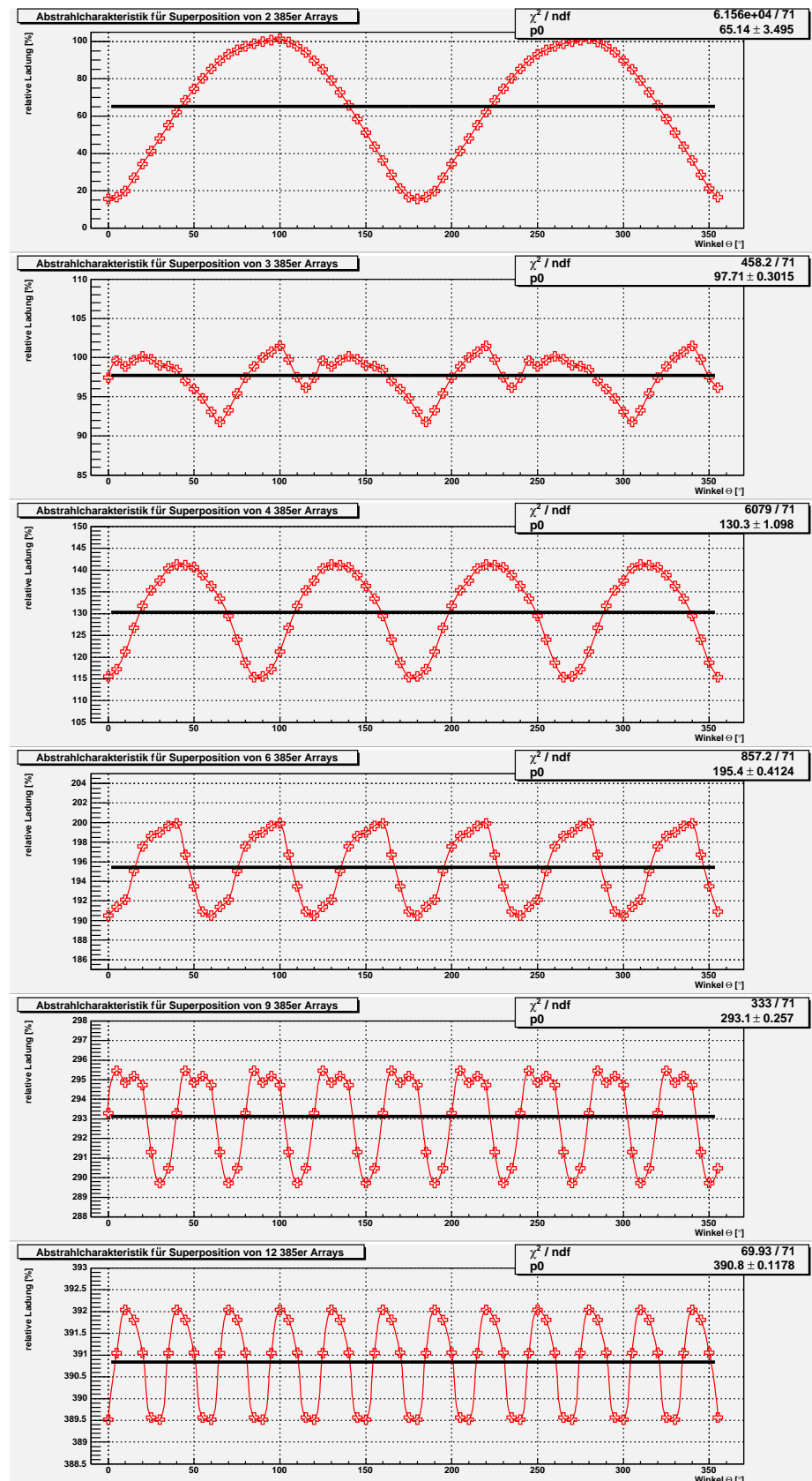


Abbildung 7.21: Überlagerung von mehreren ringförmig angeordneten 385er Arrays. Man kann für die Superpositionen von oben nach unten folgende maximale Streuungen in den Intensitäten berechnen: $\pm 67\%$, $\pm 5\%$, $\pm 9,8\%$, $\pm 2,4\%$, $\pm 1\%$ und $\pm 0,3\%$.

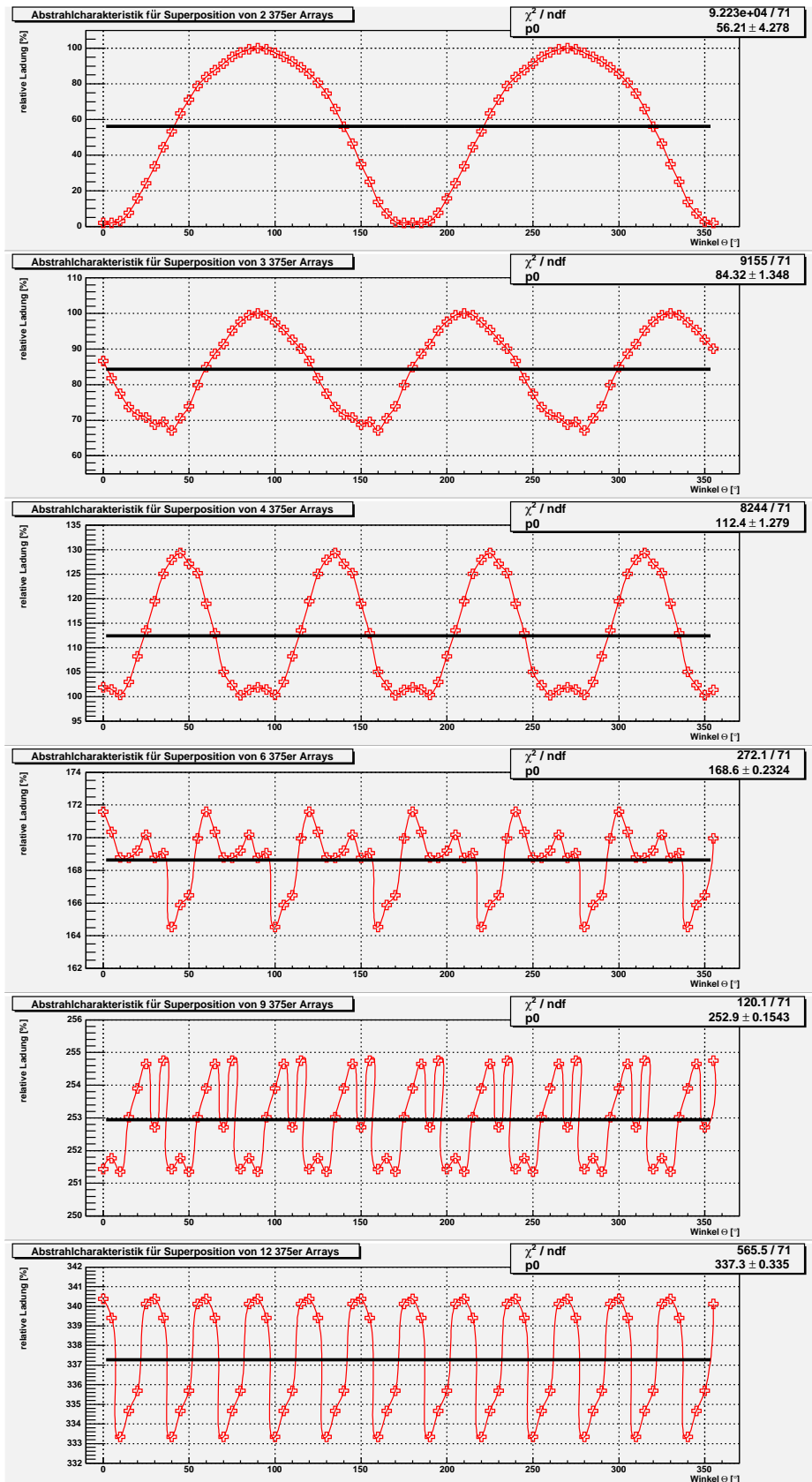


Abbildung 7.22: Überlagerung von mehreren ringförmig angeordneten 375er Arrays. Man kann für die Superpositionen von oben nach unten folgende maximale Streuungen in den Intensitäten berechnen: $\pm 88\%$, $\pm 19,8\%$, $\pm 12,9\%$, $\pm 2,1\%$, $\pm 0,7\%$ und $\pm 1,0\%$.

sich an, drei 385er Arrays oder sechs bzw. neun 375er Arrays in Form eines Ringes zu kombinieren. Sicherlich bleibt noch zu prüfen, ob die ringförmige Anordnung für die geplante Anwendung die geeignetste ist. Denkbar wäre z. B. auch eine Überlagerung von drei Arrays, die an drei der vier Flächen eines Tetraeders montiert werden, der dann mit der unbestückten Fläche nach oben zeigend am Ballon befestigt wird. Hier ist zukünftig noch einiges zu tun.

7.7 Verwendung eines Diffuser

Die Anstrengungen im vorherigen Abschnitt, durch Superposition von mehreren Arrays eine möglichst isotrope Abstrahlcharakteristik der Ballonlichtquelle zu erreichen, sind freilich nicht der einzige Zugang zur Lösung dieses Problems. Mittels geeigneter Diffuser sind durchaus ähnlich brauchbare Ergebnisse zu bekommen. Im Rahmen eines Projektpraktikums [75] in unserer Arbeitsgruppe wurden Diffuser aus Silikongel³ entwickelt. Die Idee war, nur ein Array am Ballon verwenden zu müssen. Dadurch würden sämtliche Probleme, die mit dem Streuverhalten der Intensitäten der Arrays untereinander in Zusammenhang stehen, irrelevant, was die weitere Entwicklung der Lichtquelle deutlich einfacher machen würde. Das LED Array soll nach unten zum Erdboden hin gerichtet am Ballon befestigt werden (Abstrahlrichtung $\Theta=0^\circ$ ⁴ orthogonal zur Erdoberfläche). Über das so montierte Array wird dann der Diffuser aus optischem Gel platziert (vgl. Abbildung 7.23). Aus einer geometrischen Überlegung (vgl. Abbildung 5.3) folgt, dass das unter dem Winkel 75° zur Rotationsachse des Arrays emittierte Licht des nach unten gerichteten Arrays das Zentrum des Teleskopes⁵ erreicht. Das Array sollte daher möglichst in diesem Winkelbereich isotrop abstrahlen. Im Laufe der Zeit wurden diverse Gel-Diffuser entwickelt. Als sehr effizient zeigte sich ein Diffuser, in dessen Zentrum ein matter 45° Metallkegel eingelassen wurde. Die Kegelspitze zeigte in Richtung des Arrays. Die Idee war es, die starke Intensität in $\Theta=0^\circ$ Richtung abzuschwächen und diese gleichzeitig auf die seitlichen Abstrahlrichtungen aufzuteilen, um die dortigen Intensitäten zu vergrößern.

7.7.1 Abstrahlung bei Verwendung eines Diffusers

Im Rahmen meiner Messreihen habe ich die Abstrahleigenschaften der Arrays unter Verwendung dieses speziellen Gel-Diffusers untersucht. Die Abstrahlcharakteristik wurde auf die gleiche Weise untersucht, wie bereits zuvor im Abschnitt 7.6. Der Diffuser wurde für die Messungen vor das auf dem Drehtisch montierte Array geschraubt (siehe Abbildung 7.23). Es wurden exemplarisch die Arrays 395 Nr. 1, 385 Nr. 1 und 375 Nr. 2 mit Diffuser vermessen, wobei stets $\varphi=90^\circ$ vorgewählt war. In Abbildung 7.24 sind die Ergebnisse dargestellt. Man beachte, dass im Sinne der besseren Erkennbarkeit die Messdaten,

³Hersteller: General Electric – Produktbezeichnung: RTV6156 – Brechungsindex: 1,43 – Temperaturbereich: -115 bis 235 °C

⁴Der Winkel Θ entspricht in diesem Abschnitt dem Polarwinkel.

⁵Winkelbereich der Teleskope: 0 bis 30° nach Abschnitt 4.2 – somit hat das Zentrum der Ausrichtung der Teleskope einen Erhebungswinkel von 15° .

die bei Verwendung des Diffusers aufgenommen wurden, um den Faktor zwei vergrößert dargestellt werden. Eingezeichnet ist jeweils auch die geometrische Erwartung. Diese wurde ermittelt unter der Annahme eines Lambert-Strahlers. Dieser ist ein physikalisch idealer Strahler, dessen Leuchtdichte in allen Richtungen konstant ist [39, Kapitel 3]. Nach dem Lambertschen Gesetz folgt die Strahlungsstärke einer solchen Lichtquelle einem Kosinusetz. Nach [75] kann man aus einer geometrischen Überlegung folgern, dass die Intensitätsverteilung für eine Halbkugel gegeben ist durch:

$$I = K \cdot \frac{1 + \cos \Theta}{\pi} . \quad (7.14)$$

Hierbei ist K ein Normierungsfaktor und Θ der Zenitwinkel. Weiterhin wird in der Legende zu den jeweiligen Diagrammen auch die integrierte Intensität für die jeweilige Messkurve angegeben. Diese ergibt sich aus der Integration der Intensitätsverteilung über den gesamten Raumwinkelbereich. Die Normierungskonstante der geometrischen Erwartung ist gegeben durch die integrierte Intensität des Arrays ohne Diffuser. Man erkennt, dass bei Verwendung des Diffusers bei allen Arrays in einem Bereich von $\pm 90^\circ$ um die Vorwärtsabstrahlung $\Theta=0^\circ$ herum lediglich Variationen in der Intensität von etwa $\pm 20\%$ um einen gedachten Mittelwert herum auftreten, im Gegensatz zum Fall ohne Diffuser, wo Unterschiede von bis zu $\pm 50^\circ$ in diesem Bereich zu verzeichnen sind. Im wichtigen Bereich um 75° herum sind die Schwankungen nochmals deutlich geringer, so dass in diesem Bereich schon eine recht hohe Isotropie erreicht wird. Dies ist besonders beim 385er Array feststellbar. Die Lichtverluste, die durch den Diffuser zu erwarten sind, ergeben sich aus den Verhältnissen der integralen Intensitäten für die Arrays 395 nm, 385 nm und 375 nm zu 59,5%, 65,7% und 67,9%. Diese Verluste sind jedoch unter Berücksich-

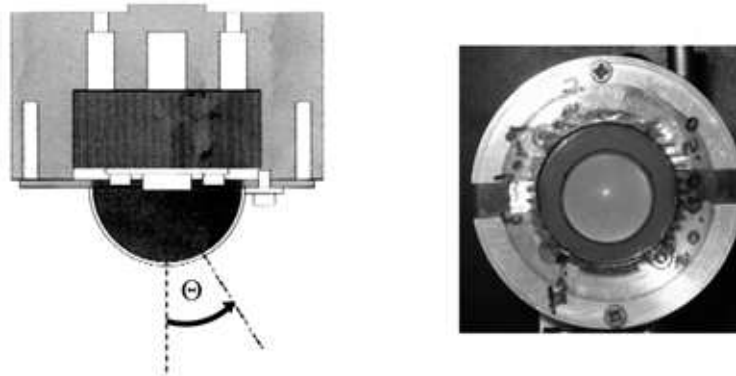


Abbildung 7.23: *Links* ist eine schematische Zeichnung des Diffusers zu sehen, der vor das mit dem Kühlkörper bestückte Array montiert ist (nach [75]). Das Array wird später am Ballon nach unten zum Erdboden zeigen. *Rechts* ist der Diffuser vor dem auf dem Drehtisch befindlichen Array befestigt, um die Abstrahlcharakteristik des Arrays unter Verwendung des Diffusers zu untersuchen.

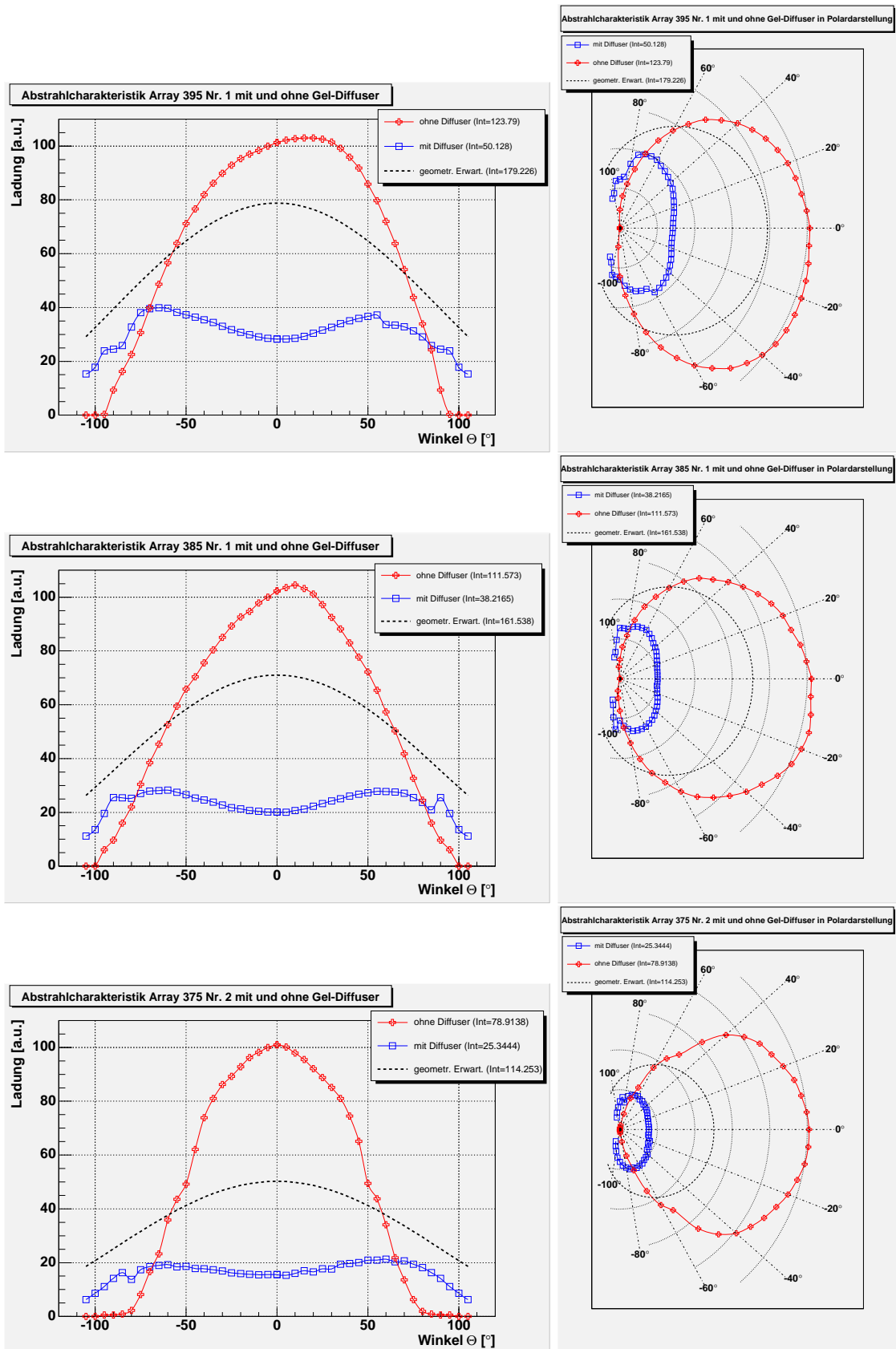


Abbildung 7.24: Die Abstrahlcharakteristik unter Verwendung des Gel-Diffusers. Zur besseren Erkennbarkeit wurden die Messwerte „mit Diffuser“ um den Faktor zwei vergrößert.

tigung der in Abschnitt 7.1 geführten Überlegungen durchaus erträglich, so dass auch mit Diffuser im Experiment noch genug detektierbares Licht die PMT-Kamera erreichen wird. Anzumerken bleibt, dass das optische Gel wellenlängenabhängige Transmissionsraten hat. Mit fallender Wellenlänge nehmen die Intensitätsverluste im Diffuser stetig zu. Diesen Umstand sollte man beim Einsatz des Diffusers nicht vergessen, denn z. B. Effekte wie die Temperaturänderungen der Arrays und den damit verbundenen – wenn auch kleinen – Änderungen der emittierten Wellenlänge könnten zu unterschiedlichen Transmissionsraten des Diffusers und damit zu Veränderungen in der die Teleskope erreichenden Lichtmenge führen.

Fazit:

Der Gel-Diffuser hat sich als recht effektiv gezeigt. Man erhält durch ihn eine isotropere Abstrahlcharakteristik, insbesondere im wichtigen Winkelbereich um 75° . Gegebenenfalls kann sowohl die Diffusität als auch die Effizienz des Diffusers durch weitere technische Finesse nochmals erhöht werden. Jedoch bleibt auch zu erwähnen, dass bzgl. Aspekten wie Abhängigkeit der Transmission von der Wellenlänge zukünftig noch weitere Untersuchungen nötig sein werden. Jedoch erscheinen insgesamt die Chancen gut, dass mittels der Gel-Diffuser eine brauchbare Lichtquelle konstruiert werden kann.

7.7.2 Temperaturabhängigkeit des Gel-Diffusers

Wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben, sollte der Diffuser zunächst noch einigen weiteren Untersuchungen unterzogen werden, bevor grünes Licht für den Einsatz im Experiment gegeben wird. Nur so ist sichergestellt, dass man später das Verhalten des Diffusers versteht und unerwünschte Effekte ausbleiben. Die Entwicklung und die tiefgehenden Tests des Diffusers sind nicht Gegenstand dieser Diplomarbeit. Dennoch möchte ich bezüglich diesem abschließend noch einen wichtigen Punkt anreißen. Eher zufällig viel bei meinen Messungen auf, dass der Gel-Diffuser scheinbar in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur seine optischen Eigenschaften ändert. Bemerkte wurde dies, als bei den Temperaturabhängigkeitsmessungen in der Klimakammer zur besseren optischen Einkopplung des Arraylichtes in die Quarzfaser ein Diffuser über das Faserende gestülpt wurde, welcher sich dann mit seiner Wölbung in Richtung Array in ca. 3 cm Abstand von diesem befand. Bei Veränderung der Kammertemperatur zeigte sich dann eine sehr träge Veränderung der vom PMT detektierten Lichtintensität. Die Intensität veränderte sich dabei über mehrere Stunden hinweg kontinuierlich und insgesamt auch deutlich stärker, als ohne Diffuser zuvor bei den gleichen Temperaturänderungen festgestellt wurde. Das Rätseln um die große Zeitkonstante führte unter anderem zu der Annahme, dass der Diffuser lediglich weicher oder härter von der Konsistenz wird und so das Quarzfaserende, welches nicht geschliffen sondern rau und uneben ist, besser umschließen könne und so lediglich besser oder schlechter Licht auskopple. Diese Hypothese wurde jedoch widerlegt, indem der Diffuser bei einer weiteren Messung nun auf dem Array selber platziert wurde. Dieses hat aufgrund der geschliffenen Epoxidharzlinse eine glatte Oberfläche, so dass die vorbezeichneten Effekte nicht auftreten können. Dennoch zeigte sich auch in dieser Konstellation die gleiche Entwicklung in der Intensität. In Ab-

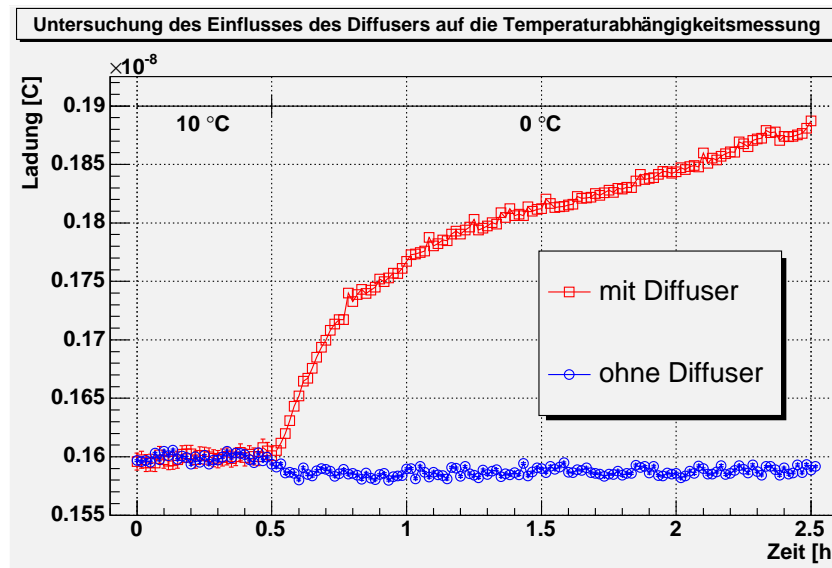


Abbildung 7.25: Die Temperaturabhängigkeit des Gel-Diffusers. Für die erste halbe Stunde befand sich die Arraytemperatur auf 10 °C und wurde dann auf 0 °C erniedrigt.

Abbildung 7.25 sind die Messergebnisse graphisch dargestellt. Man erkennt ohne Diffuser das typische Verhalten, welches im Abschnitt 7.4.2 ausführlich diskutiert wurde. Das verwendete 395er Array verringert beim Absenken der Temperatur von 10 °C auf 0 °C umgehend seine Intensität um etwas über 1%. Für den Fall mit Diffuser zeigt sich eine langsame Zunahme der detektierten Intensität über mehrere Stunden. Innerhalb von 2 Stunden stieg die Intensität um etwa 17.5%, wobei am Kurvenverlauf deutlich wird, dass die Intensität noch einige Zeit weiter gestiegen wäre. Dieses Verhalten legt die Vermutung nahe, dass der Diffuser mit fallender Temperatur zunehmend höhere Transmissionsraten aufweist. Bei den Messungen des vorherigen Abschnitts hat sich gezeigt, dass im Diffuser vom Licht der 375er Arrays nur knapp 8% mehr verloren geht als von dem der 395er. Die minimale Änderung der Wellenlänge in Folge der Veränderung der Bandlücke unter Temperaturänderung der Arrays kann also größenordnungsmäßig nicht Ursache dieses unerklärlichen Anstiegs in der Intensität sein.

Fazit:

Ob die unverstandenen Veränderungen in der detektierten Lichtintensität unter Verwendung des Diffusers tatsächlich am Diffuser selber liegen, oder hier andere Aspekte eine Rolle spielen, kann bisher nicht definitiv gesagt werden. Meines Erachtens kann jedoch für diesen Effekt nur eine Veränderung der optischen Eigenschaften des Diffusers zur Diskussion herangezogen werden. An dieser Stelle sind folglich noch einige weitere Untersuchungen nötig.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen des Ballon-Projektes ist geplant, mit einem in situ Experiment eine Kalibrierung der absoluten Sensitivität der Fluoreszenzdetektoren des Pierre Auger Observatoriums durchzuführen. Zu diesem Zwecke soll eine Lichtquelle bekannter Intensität an einem Fesselballon befestigt definierte Positionen am Nachthimmel abfahren, wobei deren Lichtblitze mit den Teleskopen erfasst werden.

Im Verlaufe dieser Diplomarbeit habe ich die für dieses Experiment geplante Lichtquelle – LED Arrays der nominellen Wellenlängen 375, 385 und 395 nm – ausführlich untersucht, so dass nunmehr ein Profil der wesentlichen Charakteristika dieser Arrays vorliegt.

In ersten theoretischen Überlegungen wurde überprüft, ob die rechnerisch zu erwartende Lichtmenge, welche von einem Ort in knapp 1 km Entfernung vom Teleskop von den Arrays ausgesandt wird, intensiv genug ist, um in der Front-end Elektronik der Fluoreszenzdetektoren ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erwirken. Nachdem dies theoretisch bestätigt wurde, fand eine experimentelle Überprüfung statt, bei der die zu erwartenden Umgebungsverhältnisse beim Auger-Experiment in der während dieser Arbeit für die Tests verwendeten Mess-Box simuliert wurden. Die Größenverhältnisse wurden dabei auf die Dimensionen der Box herunterskaliert, wobei eine Irisblende die Rolle der Apertur der Teleskope übernahm. Nachdem auch dieser experimentelle Zugang ausreichende Lichtreserven der Arrays bestätigte, wurde mit den eigentlichen Untersuchungen begonnen.

Bei den Temperaturabhängigkeitsmessungen wurde die Abhängigkeit der von den Arrays emittierten Lichtmenge von der Umgebungstemperatur untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass lediglich die 375er Arrays ein Verhalten zeigen, welches konform geht mit den Vorhersagen der Halbleiterphysik. Eine endgültige Klärung der Gründe für dieses unerwartete Verhalten konnte nicht erfolgen. Dies ist jedoch für den erfolgreichen Betrieb der Arrays insofern unwichtig, als durch die bei den Messungen gewonnenen Erkenntnisse zu jeder Zeit die relative Veränderung der Intensität berechnet und damit berücksichtigt werden kann – sofern die Umgebungstemperatur der LED bekannt ist.

Bei weiteren Messungen wurde die Abhängigkeit der emittierten Intensität von Strom und Betriebsspannung untersucht. Hier zeigten alle Arrays getreu der Theorie der Halbleiter eine lineare Korrelation zwischen Strom und Intensität, während die Betriebsspan-

nung exponentiell die Lichtmenge beeinflusst. Dabei zeigte sich, dass die Arrays einer nominellen Wellenlänge untereinander in ihren Intensitäten streuen. Während dieser Effekt bei den 395er und 385er LEDs nur leicht ausgeprägt ist, zeigen die 375er LEDs an dieser Stelle stark unterschiedliche Effizienzen bei gleichen Betriebsbedingungen. Relevant wird dieser Punkt jedoch erst bei der Installation von mehreren Arrays gleichzeitig am Ballon, wobei auch in diesem Fall leicht Abhilfe durch geeignete Vorwiderstände erfolgen kann, womit die Betriebsparameter entsprechend nachgeregelt werden könnten. Als besonders effektiv haben sich an dieser Stelle die 385er Arrays gezeigt, welche im Vergleich zu den übrigen bei gleichen Betriebsbedingungen die größte Ladung im Mess-PMT deponieren, was nicht zuletzt an der höheren Transmissivität des M-UG6 Filters für das Licht der 385er LEDs liegt (im Vergleich zu den 395er Arrays).

Durch Messungen unter Verwendung des M-UG6 Filters stellte sich heraus, dass die Arrays einer nominellen Wellenlänge untereinander streuende Peak-Wellenlängen aufweisen. Die Abweichungen der Spitzenwellenlänge von der Herstellerspezifikation kann dabei bis zu ± 5 nm betragen, wie die Messungen gezeigt haben. Dieser Punkt wird aufgrund des M-UG6 Filters wieder relevant, wenn mehrere Arrays gleichzeitig betrieben werden. Aufgrund der unterschiedlichen Steigungen im Verlauf der Transmissionskurve des Filters folgt, dass die Wellenlängenstreuungen bei den 395er Arrays die gravierendsten Auswirkungen auf die Intensitätsstreuungen haben, während die 375er Arrays in diesem Punkt im günstigeren Winkelbereich liegen.

Die relative abgestrahlte Intensität in Abhängigkeit von der Emissionsrichtung ist aufgrund der möglichen Bewegungen, die eine Lichtquelle unvermeidbar am Ballon durchführen wird, eine wichtige Kenngröße, die verstanden sein muss. Zur Überprüfung der Abstrahlcharakteristik wurden Hemisphärenmessungen durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass die 375er Arrays aufgrund der fehlenden Linse im Vergleich zu den übrigen Arrays die kleinsten Abstrahl-Halbwertswinkel haben. Jedoch zeigen sie eine sehr rotations-symmetrische Abstrahlung, was durchaus im Anbetracht von möglichen Drehungen der Lichtquelle am Ballon in Folge von Wind oder ähnlichen Einflüssen im Experiment später von Vorteil sein kann.

Aus der Forderung nach einer möglichst isotrop abstrahlenden Lichtquelle wurden Überlagerungen von Arrays unterschiedlicher Anzahlen simuliert. Dabei wurde davon ausgegangen, dass die Arrays ringförmig angeordnet sind. Bei der Superposition von drei Arrays zeigten die 385er LEDs recht hohe Isotropien. Die 375er trumpften bei der Überlagerung von sechs oder neun Arrays. Da bereits Ringe aus sechs LEDs erfolgreich betrieben wurden, ist die Variante eines solchen Ringes aus 375er LEDs realisierbar und erfolgversprechend, natürlich unter der Prämisse, dass die Streuungen in den Intensitäten der Arrays untereinander durch geeignete Regelungen, etwa durch Vorwiderstände, kompensiert werden. Die Anordnung von sechs 375er LEDs hat weiter den Vorteil, dass auf diese Weise auch eine höhere Gesamtintensität erreicht wird als etwa beim Betrieb eines einzelnen Arrays. Eine weitere Methode, um eine isotropere Abstrahlung zu erzielen, ist die Verwendung geeigneter Diffuser. Im Rahme dieser Arbeit habe ich die Effektivität eines Diffusers untersucht, der auf einem optischen Gel basiert. Bei seinem Einsatz zeigten die Intensitäten auf einer breiten Winkelskala schon deutlich geringere Streuungen als ohne ihn. Vor allem im Bereich um 75° gegen die Symmetrieachse des Arrays zeigten

sich recht schwache Richtungsabhängigkeiten. So bietet es sich an, ein mit einem solchen Diffuser bestücktes Array mit der Abstrahlrichtung zum Erdboden an den Ballon zu hängen, wobei dann unter dem Winkel 75° gegen die Rotationsachse das Zentrum der Teleskopoptik getroffen wird, wie geometrische Überlegungen zeigen. Jedoch zeigte sich bei den Temperaturabhängigkeitsmessungen bei Verwendung des Gel-Diffusers, dass sich die Intensität bei Veränderung der Temperatur stark verändert, und das über mehrere Stunden hinweg. Probemessungen legen die Vermutung nahe, dass diese Effekte auf einer Temperaturabhängigkeit der optischen Eigenschaften des Diffusers basieren. An dieser Stelle sind zukünftig weitere Untersuchungen nötig. Sollte sich herausstellen, dass der Diffuser tatsächlich solche Empfindlichkeiten aufweist, ist zu prüfen, inwieweit man diese Effekte unter Kontrolle bekommen kann.

Zukünftig bleibt also noch einiges zu tun. Die Suche nach einer effektiven Methode zur Erzeugung einer isotropen Lichtquelle ist noch nicht beendet. Der bisher aussichtsreichste Kandidat, der Gel-Diffuser, muss noch weiteren Tests unterzogen werden, bis seine Charakteristika komplett verstanden sind. Möglich sind aber auch andere Ansätze, wie etwa die Verwendung eines Diffusers aus Teflonfolie. Weiter sind auch Kombinationen von mehreren Ideen, wie z. B. die Superposition von mehreren Arrays, welche allesamt mit Gel-Diffusern ausgestattet sind. Ferner muss eine Lösung gefunden werden, wie die Veränderung der Arrayintensitäten in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur am besten angegangen wird. Denkbar wäre zum einen eine Temperaturerfassung, so dass später die Intensitätsschwankungen bei der Auswertung berücksichtigt werden. Möglich wäre aber auch eine Kompensation direkt am Array selber, etwa durch geeignete Regelungen über PTC Elemente. Ein anderer Ansatz geht in die Richtung, eine Regelung der LEDs über eine Photodiode durchzuführen. Eine Photodiode hat jedoch als Halbleiter ebenfalls eine ausgeprägte Temperaturcharakteristik, weshalb sie sich zur Kompensation von Intensitätsschwankungen, welche durch Temperaturfluktuationen ausgelöst werden, vermutlich weniger eignet. Wenn all diese Fragen geklärt sind, muss eine Entscheidung getroffen werden, welche Arrays für die geplante Realisierung des Projektes am besten geeignet sein werden, wobei nach den bisherigen Ergebnissen in erster Linie die 375er und 385er LEDs am interessantesten erscheinen. Bei der Wahl des richtigen Arrays wird es jedoch nicht irrelevant sein, dass die 375er – zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Diplomarbeit – mit einem Listenpreis von 612,00 EUR in der Anschaffung deutlich mehr kosten als die 385er mit 362,00 EUR. Die während dieser Arbeit gewonnen Ergebnisse werden die Wahl des geeigneten Arrays schließlich deutlich erleichtern. Aber auch nach dieser Entscheidung bleiben noch weitere Aufgaben, wie etwa die Entwicklung eines passenden Pulsers und der Bau der Lichtquelle. In dieser Arbeit wurden die generellen Eigenschaften der LED-Arrays untersucht. Die Eigenschaften insbesondere des 385er Arrays lassen ihn als geeignet erscheinen, womit eine wesentliche Voraussetzung für den weiteren erfolgreichen Verlauf des Projektes gegeben ist.

Anhang A

Der Photonis PMT XP3062

Der PMT XP3062 der Firma Photonis ist ein linear fokussierender 8 Stufen PMT. Abbildung A.1 verdeutlicht den generellen Aufbau. Das Eintrittsfenster besteht aus Kalkglas,

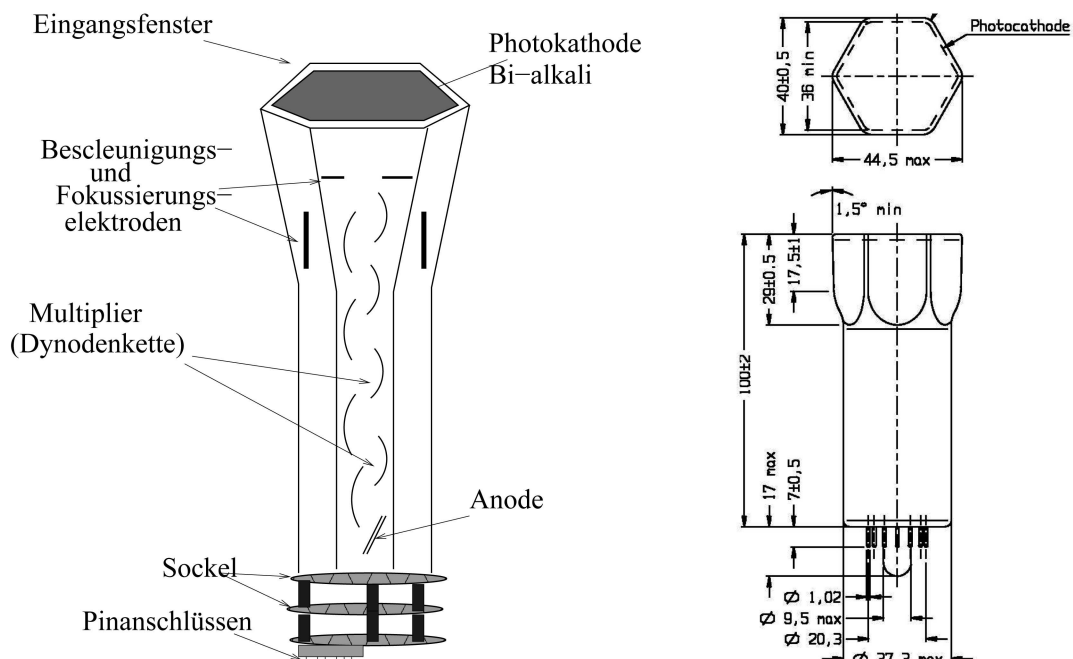


Abbildung A.1: Im *linken* Teilbild sieht man den schematischen Aufbau des Photonis PMTs XP3062 (Quelle: [30]), im *rechten* die Abmessungen laut Datenblatt von Photonis.

welches für Licht aus dem Wellenlängenbereich unterhalb von 300 nm undurchsichtig wird (weniger als 10% Transmission) [76, Tabelle 1, Seite 2-3]. Die Photokathode ist eine Bi-alkalikatode. Es werden daher hohe Quanteneffizienzen im Bereich von 300 bis 600 nm erreicht, begrenzt nach unten durch den Transparenzbereich des Kalkglases. Abbildung A.2 zeigt die Sensitivität des PMTs für unterschiedliche Wellenlängen. Die

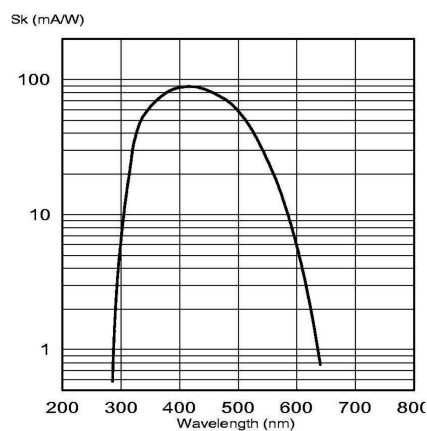


Abbildung A.2: Die spektrale Sensitivität des Bialkali photokathoden PMTs XP3062 nach Datenblatt von Photonis.

maximale Empfindlichkeit liegt bei etwa 420 nm. Die Dynodenstruktur des XP3062 ist linear fokussierend, was schnelle Ansprechzeiten und gute Zeitauflösung ermöglicht [26]. Tabelle A.1 listet nochmals die wichtigsten Eckdaten des XP3062 auf.

Fenster Material	Kalkglas
Formgebung	hexagonal
Brechungsindex Fenster	1,54 bei 400nm
Cut-off Wellenlänge (<10% Transmission)	300 nm
Photokathode	Bialkali
Anzahl der Dynoden	8
Dynodenstruktur	linear fokussierend
Gewicht	554 g
Spektraler Empfindlichkeitsbereich	290 – 650 nm
Maximale Empfindlichkeit bei	420 nm
Quanteneffizienz bei 330 – 400 nm	typisch 25%, minimal 22,5%
Typische Betriebsspannung	800 – 1400 V
Typisches Gain	10^5
Gain Stabilität (16 Stunden)	$\sim 1,5\%$
Linear auf 2% bis maximal	80 mA Anoden Pulsstrom
Anstiegszeit	3 ns

Tabelle A.1: Technische Daten des PMTs XP-3062 nach Datenblatt von Photonis.

Anhang B

Die LED-Arrays der Firma Roithner Lasertechnik

Die verwendeten LED-Arrays der Firma Roithner Lasertechnik [72] bestehen jeweils aus einer Matrix aus insgesamt 60 Hochleistungs-Indiumgalliumnitrid-Dioden, untergebracht in einem TO-66 Standardgehäuse. In Abbildung 5.4 ist ein solches Array dargestellt. Zur Verfügung standen drei LED395-66-60 (395 nm) Arrays und jeweils zwei des Typs LED385-66-60 (385 nm) und LED375-66-60-110 (375 nm). Alle liefern hohe Lichtleistungen über einen weiten Abstrahlwinkelbereich. In Tabelle B.1 werden die wichtigsten technischen Daten der drei Arrays gemäß Datenblatt der Firma Roithner aufgelistet. Nach Vorgaben der Firma Roithner sollten die LED-Arrays nur mit Kühlkörper bestückt betrieben werden, der einen thermischen Widerstand von 8 Kelvin/Watt oder kleiner hat. Zu diesem Zwecke wurden die Arrays auf Kühlkörper des Typs „Heat Sink 47x20“ montiert, welche ebenfalls von Roithner stammen. Diese bestehen aus Aluminium und messen $47,5 \times 20$ mm. Sie sind speziell für TO-66 Gehäuse vorgesehen und erlauben somit eine leichte Montage der Arrays. Die thermische Kopplung wurde mittels der Roithner Wärmeleitpaste „ST-700“ (10% AgOx) erreicht, welche einen Wärmeleitkoeffizienten von mehr als 7,5 Watt/Millikelvin aufweist.

	LED395-66-60	LED385-66-60	LED375-66-60-110
Preis:			
Liste***	147,82 EUR	362,00 EUR	612,00 EUR
Elektronische- und optische Eigenschaften:			
Linse	klares Silikon und Epoxidharz		flaches Glasfenster
Peak Wellenlänge	395 ± 5 nm	385 ± 10 nm	375 ± 10 nm
Halbwertsbreite	20 nm	17 nm	17 nm
Abstrahl-Halbwertswinkel	± 60°	—	± 55°
abgestrahlte Leistung	300 mW	160 mW	150 mW
Vorwärtsspannung	18 V	17 V	17 V
Maximale Grenzdaten:			
Vorwärtsstrom	360 mA	300 mA	300 mA
Gepulster Vorwärtsstrom*	600 mA	—	—
Rückwärtsspannung	25 V	20 V	20 V
Betriebstemperatur	-30 ... +80 °C	-30 ... +80 °C	-30 ... +80 °C
Löttemperatur**	240 °C	240 °C	240 °C

*Pulsdauer 1 µs bei 1% Betriebszeit

**Lötvorgang muss bei 260 °C innerhalb 3 Sekunden beendet werden

***Listenpreise Fa. Roithner Lasertechnik, Stand: 18.05.2006

Tabelle B.1: Technische Daten und Preise der drei verwendeten LED-Arrays gemäß Datenblatt der Fa. Roithner Lasertechnik. Gültig unter folgenden Bedingungen:

- Umgebungstemperatur: 25 °C.
- Vorwärtsstrom: 240 mA für 395er und 385er Array, 200 mA für 375er.

Anhang C

Drehtischsteuerung: Drehtisch-Treiber und LabVIEW-Programm

Die Ansteuerung des Drehtisches erfolgt von einem Windows PC aus über LabVIEW (Version 6.0). Das LabVIEW-Programm von Hartmann [40] ist in Abbildung C.1 gezeigt. Von der National Instruments PCI-Schnittstellenkarte im PC wird über den externen SCB-68 Anschlussblock die Drehtisch-Treiberplatine angesprochen. Die Treiberplatine besteht im Wesentlichen aus dem Transistor-Array ULN2803A der Firma SGS-Thomson, welches aus acht Darlington-Transistoren aufgebaut ist. Ein solcher Darlington-Transistor besteht aus zwei einzelnen Transistoren, und kann betrachtet werden als ein einzelner Transistor mit sehr hoher Stromverstärkung. Er wird dort eingesetzt, wo eine Spannung, die nicht belastet werden darf, eine große Last schalten muss. Damit eignet sich dieses Transistor-Array hervorragend, um trotz der schwachen 5 V TTL/CMOS Steuersignalen der LabVIEW Schnittstellenkarte die Motorsteuerungsrelais anzusteuern. Ein Schaltplan der Treiberplatine ist in Abbildung C.2 gezeigt.

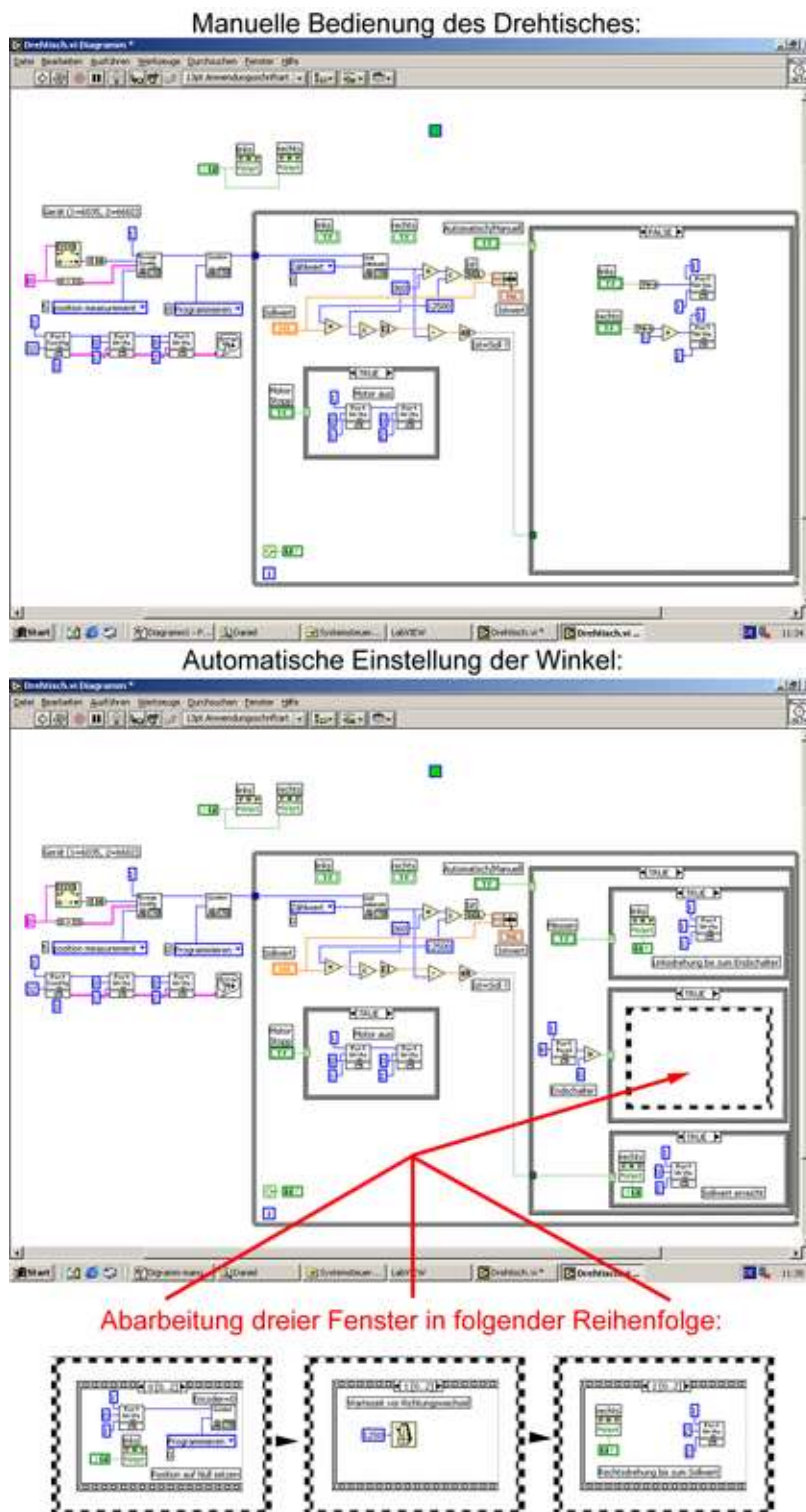


Abbildung C.1: Screenshot des LabVIEW-Programms. *Oben* ist das Programm für die manuelle Ansteuerung des Drehtisches. Solange man auf einen der Buttons „links“ oder „rechts“ (vgl. Abbildung 6.7) klickt, dreht der Drehtisch sich in die jeweilige Richtung. *Unten* ist das Programm für die automatische Winkeleinstellung aufgeführt. Die Programme sind im Wesentlichen so aufgebaut, dass der jeweils linke Programmteil die Ports, etwa für den Winkelencoder, initialisiert und setzt, der mittlere den momentanen Ist- mit dem Sollwinkel abgleicht und der rechte die Ansteuerung des Motors vornimmt.

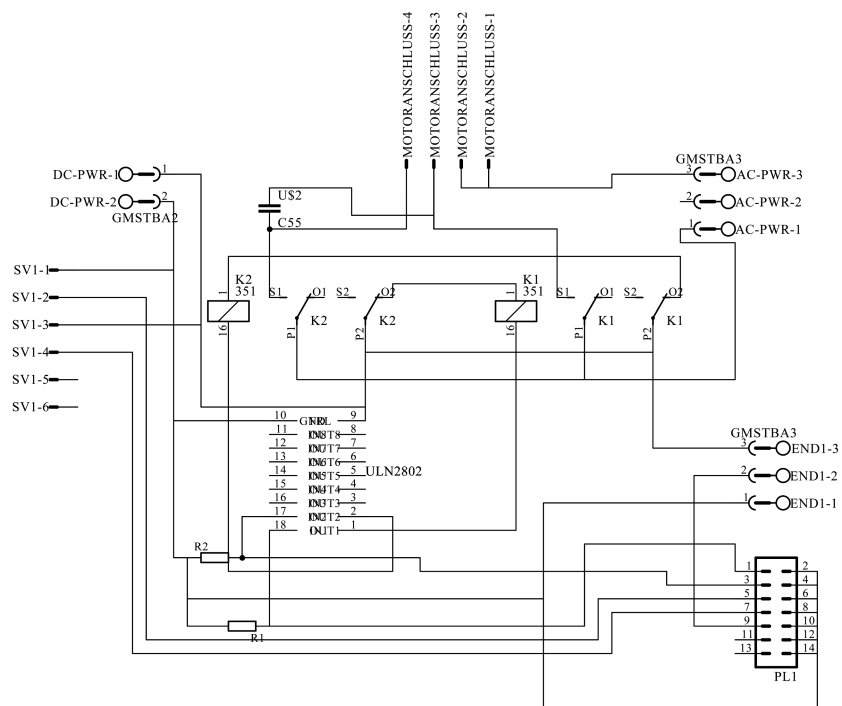


Abbildung C.2: Schaltplan der Treiberplatine für den Drehtisch (nach [40]).

Anhang D

Kälte-/Wärmetestkammer der Firma BINDER

Die Präzisions- Kälte-/Wärmetestkammer MK 53 der Firma BINDER GmbH ermöglicht über eine vollelektronische Kompressorsteuerung eine sehr genaue Einstellung der Kammertemperatur über den gesamten realisierbaren Temperaturbereich. Nach Datenblatt des Herstellers [19] liegen die räumlichen Temperaturgenauigkeiten in dem für die Messungen relevanten Bereich von -30 °C bis $+30\text{ °C}$ etwa zwischen $\pm 0,4$ bis $0,8\text{ °C}$, während die Temperaturen zeitlich zusätzlich um etwa $\pm 0,3\text{ °C}$ schwanken. Die mittlere Aufheiz- bzw. Abkühlgeschwindigkeit liegt bei ca. 5 Kelvin pro Minute. Programmiert werden kann die Kammer direkt über einige Bedientasten an der Frontseite. Dabei informiert ein LCD-Display zum Beispiel über die aktuelle Programmierung, Soll- und Ist-Temperatur sowie Temperaturverlauf. Eine 80 mm Durchführung an der Oberseite ermöglicht das Legen von Kabeln in die Kammer. Ein Sichtfenster gewährt einen Blick in die Kammer während laufender Messungen. Jedoch wurde das Fenster für die Messungen im Rahmen dieser Diplomarbeit mit einer 2 cm starken Schaumstoffplatte und zusätzlich durch ein schwarzes Tuch abgedeckt, um Störlicht von Außen zu verhindern. Abbildung D.1 zeigt die verwendete Klimakammer.



Abbildung D.1: Die Kälte-/Wärmetestkammer der Firma BINDER GmbH. Man erkennt das abgedeckte Sichtfenster, das Bedienpanel sowie die Kabeldurchführung an der Oberseite, welche mit einem zusätzlichen Karton gegen Lichteinfall geschützt wurde.

Anhang E

Der Pulsgenerator HP 214B von Hewlett Packard

Der Pulsgenerator HP 214B von Hewlett Packard (Abbildung E.1) ist ein Hochleistungspulsgenerator, der Impulse von maximal 100 V und 2 A an 50Ω liefert. Die Ausgangsamplitude kann stufenlos gewählt werden. Die Anstiegs-/Abfallzeit beträgt an 50Ω weniger als 15 ns. Impulsbreiten von 25 ns bis zu 10 ms sind problemlos realisierbar. Damit eignet sich dieser Generator hervorragend für unsere Zwecke. In Tabelle E.1 sind die technischen Daten des HP 214B zusammengefasst.



Abbildung E.1: Foto des Hewlett Packard Pulsgenerators HP 214B.

AUSGANGSMERKMALE	
Impulsamplitude	Betrieb mit konstantem Tastverhältnis (bei externer Triggereingangs- funktion)
0,3V bis 100V an 50Ω. 5 Bereiche mit kalibrierter Feineinstellung.	Das Tastverhältnis der Ausgangsimpulse (und damit auch die Ausgangsleistung) bleibt bei Änderung der Impulsperiode konstant. Hierbei gelten die folgenden Grenzwerte für das Tastverhältnis:
Genauigkeit der Feineinstellung: ±10% der Einstellung.	Typisch 8% fest für Frequenzbereich 10 MHz–1 MHz (max. Frequenz ohne Amplitudenreduzierung = 4 MHz).
Quellimpedanz	2,5%–10% für Frequenzbereich 1 MHz–0,1 MHz
Fest eingestellte Impedanz von nominell 50Ω in den Bereichen bis 10V. 50Ω oder hohe Impedanz in den Bereichen 10–30V und 30–100V wählbar. (Hinweis: Bei Quell- und Lastimpedanz 50Ω verringern sich die Bereiche 10–30V und 30–100V auf 5–15V bzw. 15–50V).	0,25%–10% für Frequenzbereich 0,1 MHz–10 kHz
Polarität: Positiv oder negativ, umschaltbar.	0,1%–10% für alle anderen Frequenzbereiche.
Vorschwingen, Überschwängen oder Nachschwingen: ≤±5% der Impulsamplitude.	Kalibrierte Feineinstellung innerhalb der Tastverhältnis-Bereiche.
Dachschräge: ≤ ±5% der Impulsamplitude.	Genauigkeit der Feineinstellung: ±(15% der Einstellung + 1% des Maximalwertes).
Anstiegs-/Abfallzeiten: ≤15 ns.	Doppelimpuls-Erzeugung
TIMING	Max. 5 MHz in allen Bereichen außer 30V–100V. Im Bereich 30V–100V ist die maximale Frequenz 2 MHz. Minimaler Impulsabstand 100 ns.
Impulsfolgefrequenz	Trigger-Ausgangssignal
10 Hz bis 10 MHz in 6 Dekadenbereichen. Im Amplitudenbereich 30V–100V beträgt die Impulsfolgefrequenz maximal 4 MHz. Kalibrierte Feineinstellung innerhalb der Bereiche.	Amplitude: ≥+5 V (50Ω-Ausgang, unbelastet)
Genauigkeit der Feineinstellung: ±(10% der Einstellung + 1% des Maximalwertes).	Impulsbreite: typisch 10 ns.
Perioden-Jitter: ≤0,1% + 300 ps.	Quellimpedanz: nominell 50Ω.
Impulslage	EXTERN GESTEUERTER BETRIEB
Impulsverzögerung	Extern getriggert Betrieb
Die Impulsverzögerung gegenüber dem Trigger-Ausgangssignal kann +10 ns (+ feste Verzögerung) bis +10 ms betragen. (Die feste Verzögerung beträgt 50 ns ±10 ns.)	Für jeden Eingangsimpuls wird ein Ausgangsimpuls erzeugt.
Impulsvoreilung	Torgesteuerter Betrieb
Die Impulsvoreilung gegenüber dem Trigger-Ausgangssignal kann +10 ns (– feste Verzögerung) bis +10 ms betragen. (Die feste Verzögerung beträgt 50 ns ±10 ns.)	Das Torsignal aktiviert den Impulsfolgefrequenz-Generator. Der erste Impuls wird mit dem Beginn des Torsignals erzeugt, und der letzte Impuls ist immer vollständig, auch wenn das Torsignal während seiner Erzeugung endet.
Einsteller	Burstmodus (Option):
5 Dekadenbereiche mit kalibrierter Feineinstellung innerhalb der Bereiche.	Bei Empfang des Triggersignals wird eine voreingestellte Anzahl von Impulsen erzeugt.
Genauigkeit der Feineinstellung: ±(10% der Einstellung + 1% des Maximalwertes) + feste Verzögerung.	Anzahl der Impulse: 1 bis 9999.
Maximales Tastverhältnis: ≥50%.	Mindestabstand der Impuls-Bursts: 200 ns.
Impulslage-Jitter: ≤0,1% + 500 ps.	Externer Eingang
Impulsbreite	Impulsfolgefrequenz: DC bis 10 MHz.
25 ns bis 10 ms in 6 Dekadenbereichen. Kalibrierte Feineinstellung innerhalb der Bereiche.	Empfindlichkeit: 500 mVss, gleichspannungsgekoppelt.
Genauigkeit der Feineinstellung: ±(10% der Einstellung + 1% des Maximalwertes + 5 ns).	Flanke: Positiv oder negativ.
Impulsbreiten-Jitter: ≤0,1% + 500 ps.	Triggerpegel: Stufenlos einstellbar zwischen –5V und +5V.
Maximales Tastverhältnis	Maximaler Eingangspegel: ±100 V
≥10% für den Amplitudenbereich 30–100V.	Triggerimpulsbreite: ≥10 ns.
≥50% für alle anderen Bereiche (max. Impulsbreite 10 ms).	Eingangsimpedanz: nominell 10 kΩ
	Manueller Betrieb
	Frontplatten-Tasten für folgende Funktionen:
	– Triggerung von Einzelimpulsen (EXT TRIGGER)
	– Erzeugung von Torsignalen (GATE)
	– Triggerung von Impuls-Bursts (BURST)

Tabelle E.1: Technische Daten des Hewlett Packard Pulsgenerators HP 214B (Auszug aus der Bedienungsanleitung).

Anhang F

Eichung des Differenzenverstärkers

Um das Ausgangssignal des Differenzenverstärkers in Relation zu der an den Eingängen anliegenden Spannungsdifferenz setzen zu können, ist es nötig, den Verstärker zunächst zu eichen. Dabei wurde unmittelbar die zwischen dem positiven und negativen Ausgang eines Labornetzteils anliegende Spannungsdifferenz mittels des Differenzenverstärkers erfasst und dessen Output mittels eines Oszilloskopes gemessen. Die aufgenommene Eichkurve wurde anschließend auf selbe Weise, jedoch unter Verwendung eines Funktionsgenerators, bei unterschiedlichen Pulsweiten und Frequenzen überprüft. Die Eichkurve ist in Abbildung [F.1](#) gezeigt. Aus dem Fit ergibt sich die Umrechnung vom Ausgangssignal U_{out} zur Differenzspannung ΔU wie folgt:

$$\Delta U = \frac{U_{\text{out}} - 0,5}{7,23} . \quad (\text{F.1})$$

Die Kontrollmessungen mit dem Funktionsgenerator haben Unsicherheiten in der Differenzspannungsmessung von ± 150 mV ergeben. Diese Abweichungen sind größer, als man beim Betrachten der Eichkurve vermuten mag. Aus diesem systematischen Fehler folgt, dass die mit dem Differenzenverstärker bestimmten Arrayströme auf rund ± 20 mA genau sind.

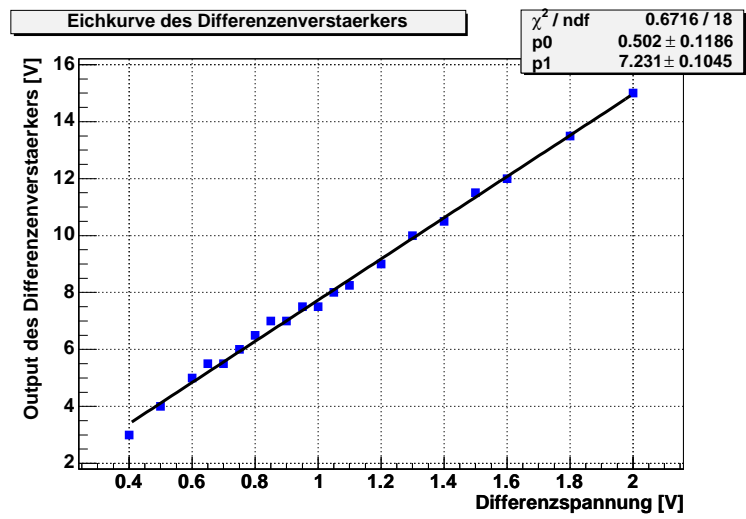


Abbildung F.1: Eichkurve des Differenzenverstärkers.

Literaturverzeichnis

- [1] ABBASI, R. U. u. a.: Observation of the Ankle and Evidence for a High-Energy Break in the Cosmic Ray Spectrum. In: *Phys. Lett.* B619 (2005), S. 271–280. – astro-ph/0501317
- [2] ABRAHAM, J. u. a.: Für die Pierre-Auger-Kollaboration: Properties and Performance of the Prototype Instrument for the Pierre Auger Observatory. In: *Nuclear Instruments Methods in Physics Research* A523 (2004), S. 50–95
- [3] *Homepage des AGASA-Experimentes auf den Seiten des Akeno Observatoriums.* <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>, Abruf: 17.02.2006
- [4] AGILENT TECHNOLOGIES: *Messtechnik.* <http://www.agilent.de>, Abruf: 21.04.2006
- [5] ALKHOFER, O. C.: *Introduction to Cosmic Radiation.* Verlag Carl Thiemig München, 1975
- [6] ARAMO, C. u. a.: Für die Pierre-Auger-Kollaboration: Optical Relative Calibration and Stability Monitoring for the Auger Fluorescence Detector. – 29. International Cosmic Ray Conference (ICRC), 2005 in Pune
- [7] ARGIRÒ, S. u. a.: *Air Fluorescence Detectors in the Pierre Auger Project.* <http://citeseer.ist.psu.edu/448321.html>
- [8] *Astroteilchenphysik in Deutschland: Kosmische Strahlung – Indirekte Messungen.* <http://www.astroteilchenphysik.de/topics/cr/grnd.htm>, Abruf: 14.03.2006
- [9] AUGER, P. ; MAZE, R. ; GRIVET-MEYER, T.: Grandes gerbes cosmiques atmosphérique contenant des corpuscules ultra-pénétrantes. In: *Académie des sciences* 206 (1938), S. 1721–1722
- [10] *Deutsche Homepage des Pierre Auger Observatoriums.* <http://www.auger.de/>, Abruf: 17.02.2006
- [11] *Internationale Homepage des Pierre Auger Observatoriums.* <http://www.auger.org/>, Abruf: 17.02.2006
- [12] BAULEO, P. u. a.: Für die Pierre-Auger-Kollaboration: Absolute Calibration of the Auger Fluorescence Detectors, S. 101–106. – 29. International Cosmic Ray Conference (ICRC), 2005 in Pune

- [13] BECKER, J. R.: *Untersuchung der optischen Eigenschaften der Fluoreszenzteleskope des Pierre Auger Observatoriums*, Universität Karlsruhe – Institut für Experimentelle Kernphysik, Diplomarbeit, 2005
- [14] BECKER, K.-H. u. a.: Für die Pierre-Auger-Kollaboration: Photomultiplier Qualification Tests for the Fluorescence Detectors of the Pierre Auger Observatory. – 29. International Cosmic Ray Conference (ICRC), 2005 in Pune
- [15] BECKER, K.-H. u. a.: Photomultiplier Tests for the Fluorescence Detectors of the Pierre Auger Observatory in Wuppertal / Universität Wuppertal. 2004. – Forschungsbericht. – Gap Note 2004-053
- [16] BECKER, K.-H. u. a.: Qualification Tests of the 11000 Photomultiplier for the Pierre Auger Observatory Fluorescence Detectors / Universität Wuppertal u. a. 2006. – Forschungsbericht. – In Vorbereitung zur Veröffentlichung im NIM-A
- [17] BELLIDO, J. A.: Für die Pierre-Auger-Kollaboration: Performance of the Fluorescence Detectors of the Pierre Auger Observatory, S. 101–106. – 29. International Cosmic Ray Conference (ICRC), 2005 in Pune
- [18] BERGSTRÖM, L. ; GOOBAR, A.: *Cosmology and Particle Astrophysics*. 2. Aufl. Springer Verlag, 2004
- [19] BINDER: *BINDER GmbH*. <http://www.binder-world.com>, Abruf: 18.04.2006. – Hersteller der verwendeten Kälte-/Wärmekammer
- [20] BIRKL, G.: *Angewandte Optik und Photonik*. SS 2005. – Vorlesungsskript
- [21] BLÜMER, H. ; KAMPERT, K.-H.: Die Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung. In: *Physikalische Blätter* 3 (2000), S. 39–45
- [22] BRACK, J. u. a.: Integration of Calibration Light Sources into the Front-End Electronics and DAQ / Pierre-Auger-Kollaboration. 2005. – Forschungsbericht. – GAP Note 2005-032
- [23] BRACK, J. T. u. a.: Absolute Photometric Calibration of Large Aperture Optical Systems. In: *Astroparticle Physics* 20 (2004), S. 653–659
- [24] CARUSO, Rossella ; PETRERA, Sergio: Measurement of the Sky Photon Background Flux at Los Leones / Universität von Catania (Italien) / Universität von L’Aquila (Italien). 2004. – Forschungsbericht. – Gap Note 2004-072
- [25] CERAMOPTEC: *Fiber Optics*. <http://www.ceramoptec.com>, Abruf: 18.04.2006. – Hersteller der verwendeten Quarzfasern
- [26] COMPONENTS, Philips: *Photomultiplier Data Handbook – Book PC04*. Philips Export B.V., 1990
- [27] DAWSON, B. R.: Fluorescence Detector Techniques / Universität von Adelaide. 1996. – Forschungsbericht. – GAP-96-017

- [28] DOVA, M. T.: Für die Pierre-Auger-Kollaboration: Survey of the Pierre Auger Observatory. – 27. International Cosmic Ray Conference (ICRC), 2001 in Hamburg
- [29] DUSCHL, W. J. ; WAGNER, S. J.: *Physics of Active Galactic Nuclei*. Springer-Verlag, 1992
- [30] ELMECHAOURI, Elmiloudi: *Entwicklung und Aufbau eines Teststandes zur Untersuchung von Photomultipliern für die Fluoreszenzdetektoren des Pierre-Auger-Observatoriums*, Universität Wuppertal, Diplomarbeit, 2004
- [31] FERMI, E.: On the Origin of the Cosmic Radiation. In: *Physical Review* 75 (1949), S. 1169–1174
- [32] GAISSER, T. K.: *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990
- [33] GAISSER, T. K.: *High Energy Neutrino Astronomy – The Cosmic Ray Connection*. astro-ph/0011525v1, 2000
- [34] GEENEN, H.: *Energy Reconstruction and Spectral Unfolding of Atmospheric Leptons With the AMANDA Detector*, Universität Wuppertal, Diplomarbeit, November 2002. – WU D 2002-10
- [35] GERLACH, P.: *Programmierer der Stave Test Environment Control Software*. http://www.atlas.uni-wuppertal.de/people/p_gerlach.html, Abruf: 20.05.2006
- [36] GREISEN, K.: End of the Cosmic Ray Spectrum? In: *Physical Review Letter* 16 (1966), S. 748
- [37] GRUPEN, C.: *Astroteilchenphysik*. Vieweg Verlag, 2000
- [38] GUPTA, M. C. (Hrsg.) u. a.: *Handbook of Photonics*. CRC Press Inc. (USA), 1997
- [39] HAFERKORN, H.: *Optik – Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendung*. 4., bearb. und erw. Aufl. Wiley-VCH Verlag, 2003
- [40] HARTMANN, S.: *Entwickler des in dieser Arbeit verwendeten finalen Drehtisches und der Pulstreiber*. – E-Mail: hartm@uni-wuppertal.de
- [41] HEISENBERG, W. (Hrsg.): *Kosmische Strahlung – Vorträge gehalten im Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen*. 2. Aufl. Springer Verlag, 1953
- [42] HESS, V.: Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. In: *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912), S. 1084–1091
- [43] *Homepage des HiRes-Experimentes*. <http://hires.physics.utah.edu/>, Abruf: 17.02.2006

- [44] HULTZSCH, E.: *Ausgleichsrechnung mit Anwendungen in der Physik*. 2., verb. Aufl. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.G., 1971
- [45] ILX LIGHTWAVE CORPORATION: *Thermistor Calibration and the Steinhart-Hart Equation*. <http://www.ilxlightwave.com/>, Abruf: 20.05.2006
- [46] KAMPERT, K.-H.: *Private Mitteilung*. <http://astro.uni-wuppertal.de/~kampert/>, Abruf: 20.05.2006. – E-Mail: Kampert@uni-wuppertal.de
- [47] KAMPERT, K.-H.: *Kosmische Strahlung – Die höchstenergetischen Teilchen im Universum*. 15. Juli 2004. – Vortrag, Universität Bonn
- [48] KAMPERT, K.-H. u. a.: The Pierre Auger Observatory – Status and Prospects. In: *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 151 (2006), S. 393–400
- [49] KAMPERT, K.-H. ; REBEL, H. ; ROTH, M.: Das Energiespektrum und die Massenzusammensetzung der hochenergetischen kosmischen Strahlung. In: *NACHRICHTEN – Forschungszentrum Karlsruhe 2* (2001), S. 103–112
- [50] KEITHLEY: *Keithley Instruments Inc.* <http://www.keithley.de/products/currentvoltage/sourcemeasure/?mn=236>, Abruf: 05.04.2006. – Link zur verwendeten SMU 236
- [51] KHRISTIANSEN, G. B.: *Cosmic Rays of Superhigh Energies*. Verlag Karl Thiemig, 1980
- [52] KLAGES, H. O.: Für die Pierre-Auger-Kollaboration: Calibration of the Auger Fluorescence Telescopes. – 27. International Cosmic Ray Conference (ICRC), 2001 in Hamburg
- [53] KLAGES, H. O. ; KLEINFELLER, J.: Das Südexperiment des Pierre-Auger-Projekts. In: *NACHRICHTEN – Forschungszentrum Karlsruhe 2* (2001), S. 129–134
- [54] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V. ; ZUBER, K.: *Teilchenastrophysik*. B. G. Teubner, 1997
- [55] KNAPP, J. ; HECK, D.: Luftschauder-Simulationsrechnungen mit dem CORSIKA-Programm. In: *NACHRICHTEN – Forschungszentrum Karlsruhe 1* (1998)
- [56] LONGAIR, M. S.: *High Energy Astrophysics – Volume 1: Particles, Photons and Their Detection*. 2. Aufl. Cambridge University Press, 1992
- [57] LONGAIR, M. S.: *High Energy Astrophysics – Volume 2: Stars, the Galaxy and the Interstellar Medium*. 2. Aufl. Cambridge University Press, 1994
- [58] MATTHIAE, G.: Optics and Mechanics of the Auger Fluorescence Detector / University of Roma II. 2001. – Forschungsbericht. – Gap Note 2001-037
- [59] MEILHAUS: *Meilhaus Electronic*. <http://www.meilhaus.de>, Abruf: 18.04.2006. – Hersteller des verwendeten USB-Messlabors ME-RedLab 1024LS

- [60] NAGANO, M. ; WATSON, A.: Observations and Implications of Ultrahigh-energy Cosmic Rays. In: *Review of Modern Physics* 72 (2000), S. 689–732
- [61] NOGI, M. u. a.: Optically Transparent Bionanofiber Composites With Low Sensitivity to Refractive Index of the Polymer Matrix. In: *Applied Physics Letters* 87 (2005)
- [62] OWIS GMBH: *Optische Strahlungsführungssysteme & Positioniersysteme*. <http://www.owis-staufen.de/>, Abruf: 20.05.2006
- [63] PEACOCK, J. A.: *Cosmological Physics*. Cambridge University Press, 1999
- [64] PERKINS, D.: *Particle Astrophysics*. Oxford University Press, 2003
- [65] POHL, Martin: *Einführung in die Hochenergieastrophysik*. Shaker Verlag, 2002
- [66] RCA CORPORATION (Hrsg.): *RCA Photomultiplier Manual*. USA: RCA Corporation, 1970
- [67] REIDER, G. A.: *Photonik – Eine Einführung in die Grundlagen*. 2., überarb. und erw. Aufl. Springer-Verlag, 2005
- [68] ROBERTS, M. D.: Für die Pierre-Auger-Kollaboration: Calibration of the Pierre Auger Fluorescence Detector, S. 453–456. – 28. International Cosmic Ray Conference (ICRC), 2003 in Tsukuba
- [69] ROBERTS, M. D. ; SOMMERS, P. ; FICK, B.: Absolute Calibration of the Auger Fluorescence Detectors Using Atmospheric Laser Beams / University of New Mexico, University of Utah, University of Chicago. 2003. – Forschungsbericht. – Gap Note 2003-010
- [70] ROBERTS, M. D. ; WIENCKE, L. R. ; MALEK, M.: May 2005 Laser Absolute Calibration of the Coihueco and Los Leones Fluorescence Detectors / University of Utah / Fermilab. 2005. – Forschungsbericht. – Gap Note 2005-089
- [71] ROBOTERNETZ: *Robotik- und Technik-Community*. <http://www.roboternetz.de/wissen/index.php/Hauptseite>, Abruf: 25.04.2006. – Artikel: Operationsverstärker
- [72] ROITHNER: *Roithner Lasertechnik*. <http://www.roithner-laser.com>, Abruf: 03.04.2006. – Hersteller der verwendeten LED-Arrays
- [73] SCHLICKEISER, R.: *Cosmic Ray Astrophysics*. Springer-Verlag, 2003
- [74] SCHULTES, Joachim: *Das Backendsystem für die ATLAS-Pixeldetektorkontrolle*, Universität Wuppertal, Diplomarbeit, 2003. – WU D 03-07
- [75] SEMBURG, B.: *Entwicklung und Test eines transparenten Diffusors mit hoher Effizienz*. <http://astro.uni-wuppertal.de/~semburg/Diffusor>. Version: 2005, Abruf: 17.05.2006. – Projektpraktikum – Assistent: C. Wiebusch

- [76] SENSORS, Photonis I.: *Photonis Photomultiplier Tubes - Manual*. 2000
- [77] SIGL, G. u. a.: Probing Grand Unified Theories with Cosmic Ray, Gamma-Ray and Neutrino Astrophysics. In: *Physical Review D* 59 (1999), 043504. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9809242>, Abruf: 10.03.2006. – E-Print: astro-ph/9809242
- [78] SPATSCHEK, K.-H.: *Astrophysik*. B. G. Teubner Verlag, 2003
- [79] SQUIRES, G. L.: *Meßergebnisse und ihre Auswertung*. Walter de Gruyter & Co., 1971
- [80] STANEV, T.: *High Energy Cosmic Rays*. 2. Aufl. Springer-Verlag, 2004
- [81] STANFORD RESEARCH SYSTEMS: *Test & Measurement Instruments*. <http://www.thinksrs.com/>, Abruf: 21.04.2006
- [82] STOCKERYALE INC.: StockerYale Introduces Polymer Clad Fused Silica Fiber. In: *Advanced Materials & Composites News* (März 2002)
- [83] THALES GRUPPE: *Thales Optronics*. <http://www.thalesgroup-optronics.com/>, Abruf: 05.04.2006. – Hersteller der verwendeten Photodiode Thales 10531-EAV
- [84] THE AUGER COLLABORATION: *The Pierre Auger Observatory Design Report*. 2. Aufl. 1997
- [85] TIETZE, U. ; SCHENK, C.: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. 8., überarb. Aufl. Springer Verlag, 1986
- [86] UCHIHORI, Y. u. a.: Cluster Analysis of Extremely High Energy Cosmic Rays in the Northern Sky. In: *Astroparticle Physics* 13 (2000), S. 151–160
- [87] *Homepage der Arbeitsgruppe für Astroteilchenphysik der Bergischen Universität Wuppertal*. <http://astro.uni-wuppertal.de/>, Abruf: 17.02.2006
- [88] UNIVERSITÄT KARLSRUHE: *Fortgeschrittenen Praktikum: Halleffekt*. <http://www.physik.uni-karlsruhe.de/standard.php/Einrichtungen/F-Praktika/Downloads/>, Abruf: 11.05.2006
- [89] WEIGERT, A. ; WENDKER, H. J. ; WISOTZKI, L.: *Astronomie und Astrophysik*. 4., voll. überarb. und erw. Aufl. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2005
- [90] WIEBEL-SOOTH, B. ; BIERMANN, P. L.: *Landolt-Börnstein - Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology – Group VI: Astronomy and Astrophysics*. Bd. 3C. Springer-Verlag, 1998. – Kapitel 7.6: Cosmic Rays, Seiten 37–90
- [91] WILSON, J. G.: *Kosmologische Strahlen*. Ernst Klett Verlag, 1981
- [92] WITTICH & VISSER BV: *Scientific and Meteorological Instruments*. <http://www.wittich.nl>, Abruf: 03.04.2006. – Hersteller des für das Ballon-Projekt verwendeten Fesselballons

- [93] ZATSEPIN, G. T. ; KUZMIN, V. A.: Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays.
In: *JETP Lett.* 4 (1966), S. 78–80