



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
WUPPERTAL

Entwicklung und Aufbau eines Teststandes zur Untersuchung von Photomultipliern für die Fluoreszenzdetektoren des Pierre-Auger-Observatoriums

Elmiloudi Elmechaouri

Diplomarbeit

Mai 2004
WU D 04-09

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kosmische Strahlung	3
2.1	Energiespektrum	3
2.2	Elementzusammensetzung	5
2.3	Transportmechanismen	6
2.4	Quellen und Beschleunigungsmechanismen	7
3	AUSGEDEHNTTE LUFTSCHAUER	10
3.1	Entstehung	10
3.1.1	Elektromagnetische Luftschauer	11
3.1.2	Hadronische Luftschauer	13
3.2	Nachweismethoden	15
3.2.1	Fluoreszenzlicht	15
3.2.2	Detektorfeld	15
4	Das Südexperiment des Pierre-Auger-Projekts	18
4.1	Einleitung	18
4.2	Die Fluoreszenzteleskope	19
4.3	Das Detektorarray	24
5	Photomultiplier, Grundlagen und Charakteristika	26
5.1	Aufbau der XP3062 Photonis Photomultiplier	27
5.2	Fundamentale Charakteristiken	30
5.2.1	Sensitivitätseigenschaften	30
5.2.2	Kollektionseffizienz	32
5.2.3	Rauschen	33

5.2.4	Die Spannungsversorgung	33
5.2.5	Verstärkung	34
5.3	<i>Head electronics</i>	35
6	Teststand für Photomultiplier der Fluoreszenz-Teleskope	37
6.1	Einführung	37
6.2	Der Mechanische Aufbau	38
6.2.1	Design der Testbox	38
6.2.2	Die PMT-Halterung	39
6.3	Der optische Aufbau	39
6.4	Der elektronische Aufbau	45
6.4.1	Die Spannungsversorgung	45
6.4.2	Das Datenerfassungssystem	45
7	Ergebnisse der Serientests	50
7.1	Messprogramm	51
7.1.1	Analyse der Pulse	51
7.2	Messungen	53
7.2.1	Hochspannungsabhängigkeit der Verstärkung	53
7.2.2	Messung der Linearität	54
7.2.3	Wellenlängenabhängigkeit	54
7.3	Ergebnisse der Serientests	57
7.3.1	Ergebnisse der Klassifizierung	57
7.3.2	Ergebnisse der Linearitätstest	62
7.3.3	Ergebnisse der Spektralen Empfindlichkeit der Kathode	63
7.3.4	Weitere charakteristische Ergebnisse	63
8	Resümee	66

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Energiespektrum der Atomkerne in der kosmischen Strahlung nach [2].	4
2.2	Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem	6
3.1	Schema der Entstehung eines ausgedehnten Luftschauers	12
3.2	Einfaches Modell zur Beschreibung eines elektromagnetischen Luftschauers [40].	13
3.3	Luftschauersimulation	14
3.4	Fluoreszenzspektrum von Stickstoff im sichtbaren und nahen UV-Bereich [44]	16
3.5	Schauer/Detektor Geometrie [44]	16
4.1	Der Standort des Südexperiments des Pierre-Auger-Projekts bei Malargüe, Mendoza in Argentinien [44].	19
4.2	Das Auger-Experiment bei Malargüe mit den Positionen der 1600 Wassertanks(SD) und Fluoreszenzteleskope [44].	20
4.3	Das Gesichtsfeld eines FDs (Prototyp LOS LEONES)[44].	20
4.4	Das Fluoreszenzteleskop [44]	22
4.5	Los Leones Telskopgebäude [44]	23
4.6	Das Ausleseschema für die Elektronik der Fluoreszenzteleskop [44]. .	24
4.7	eines Wasser-Cherenkov Behälters. Dies ist mit ultrareines Wasser gefüllt [44].	25
5.1	Schematischer Aufbau eines XP3062, hexagonalen Photomultipliers.	27
5.2	Schematischer Aufbau eines XP3062 laut Datenblatt von Photonis [47].	28
5.3	Typische spektrale Eigenschaften einer Bialkali Photokathode [47] . .	30
5.4	QE(λ) des XP3062 PMTs, gemessen bei Photonis [53]	31
5.5	Head electronics	36
6.1	Das Konzept für einen Photomultiplierteststand.	38

6.2	Der experimentelle Messaufbau zur Untersuchung von Photomultipliern.	40
6.3	Die PMT-Halterung. Leere Halterung (oben links), während Einsetzen der PMTs (unten links), komplett gefüllte Halterung (oben rechts) und Skizze mit Positionsnummern (unten rechts)	41
6.4	Die „Front-end“ Platine	42
6.5	Emissionsspektrum Der Xenon-Lampe Hamamatsu L4643 [59]	43
6.6	Skizze des Filtersystems.	44
6.7	Die in Karlsruhe gemessene Transmissionskurven bei $\lambda = 470 \text{ nm}$ [66].	44
6.8	NIM(a) und VME(b) <i>crates</i>	46
6.9	Schematische Darstellung des Datenerfassungssystems	47
6.10	Die Trigger-Logik	47
6.11	Überblick über Objekte und ihre Beziehungen in der DAQ Software [67].	48
6.12	Ein <i>screen shot</i> der DAQ Benutzerschnittstelle.	49
7.1	Typische digitalisierte PMT Signale: Als Lichtquelle wurde links die blaue LED und rechts die Xe-Lampe verwendet. Die Digitalisierung hat eine Auflösung von 10 ns und 1 mV.	52
7.2	Histogramm der Ladungswerte von Photomultipliersignalen. Links mit Beleuchtung, rechts ohne Beleuchtung (Pedestal). Das Pedestal wird von den berechneten \bar{Q} -Wert abgezogen um Q zu ermitteln.	52
7.3	Die Ladungsmenge Q aufgetragen gegen die Hochspannung, in diesem Fall ist $K \approx 5.66e^{-27}$ und $\alpha \approx 6.135$.	53
7.4	Beispiel der Linearitätsmessung.	55
7.5	Typische Messung der spektralen Sensitivität bei $\lambda = 337 \text{ nm}$ (oben) und $\lambda = 390 \text{ nm}$ (unten). Aufgetragen ist jeweils der Anzahl der PMTs gegen R_λ .	56
7.6	Ergebnisse der Klassifizierung. Die rote Linie ist die Zuordnung von Photonis, die blaue Linie von Wuppertal.	58
7.7	Korrelation und Migration zwischen Wuppertaler und Photonis Klassifizierung.	59
7.8	Im oberen Teilbild ist der Mittelwert α gegen die Verstärkungsklassen von A bis I (1 bis 9) gezeigt. Im unteren Teilbild ist die α -Verteilung der verschiedenen Verstärkungsklassen histogrammiert. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen einer Gaussfunktion.	60
7.9	Im oberen Teilbild ist der berechnete Mittelwert α gegen die Produktionsseriennummer geplottet. Im unteren Teilbild ist die α -Verteilung für getesteten Produktionsserien histogrammiert. Die durchgezogenen Linien sind jeweils Anpassungen einer Gaussfunktion.	61

7.10	Verteilung des Linearitätskoeffizientes.	62
7.11	Die relative spektrale Sensitivität der getesteten PMTs. Links für $\lambda = 337nm$ rechts für $\lambda = 337nm$	63
7.12	Stabilität der Referenzphotomultiplier.	64
7.13	Positionsabhängigkeit der Lichtintensität.	65

Tabellenverzeichnis

3.1	Zerfallskonstanten einiger instabiler Teilchen, welche bei ausgedehnten Luftschauern auftreten (nach [4]).	11
5.1	Eigenschaften von Photonis XP3062 laut Datenblatt [47].	27
5.2	Die charakteristischen Eigenschaften der Photokathode von XP3062 bei einer Umgebungstemperatur von $25^{\circ}C$ [47].	29
5.3	Die maximale zulässigen Betriebswerte der XP3062 Photomultiplier [47].	33
6.1	Die in Karlsruhe gemessene Transmissionswerte bei $\lambda = 470 \text{ nm}$ [66].	43
7.1	Liste der definierten PMT-Verstärungsklassen.	50
7.2	Überblick über die gelieferten Serien (oben) und die getesteten Serien (unten). Bis zu 1000 PMTs können pro Woche getestet werden. . . .	57

Kapitel 1

Einleitung

*„Schau in die Vergangenheit als Anleitung
für die Zukunft.“*

Robert Jacob Goodkin

Die Frage nach der Herkunft der kosmischen Höhenstrahlung beschäftigt die Physiker seit der Entdeckung dieses Phänomens im Jahre 1912. Als der österreichische Forscher Victor Franz Hess sich mit einem Elektroskop von einem Ballon bis in fünf Kilometer Höhe tragen ließ und das Gerät zunehmend reagierte, schloss er, man müsse wohl „Zuflucht zu einer neuen Hypothese nehmen“- „entweder die Existenz unbekannter Materie in großer Höhe beschwören oder eine durchdringende Strahlung außerirdischer Herkunft annehmen, [1].

Beim Aufstieg stellte er zunächst die erwartete Abnahme der Ionisation mit der Höhe in seinen Kammern fest. Oberhalb einer Höhe von etwa 1 km stellte er aber zu seinem Erstaunen eine drastische Zunahme der Ionisation fest. Nach einer kritischen Prüfung seines Experimentaufbaus stand für ihn der außerirdische Ursprung dieser Strahlung fest. Dafür erhielt er 1936 den Nobelpreis.

Im 1925 prägt Millikan den Begriff kosmische Strahlung für dieses Phänomen.

Unabhängig von Hess machte 1913 der in Berlin tätige Werner Kolhörster entsprechende Beobachtungen und bestätigte damit die Hessschen Messungen. 1929 wurde schließlich der Korpuskularcharakter der energiereichen Strahlung nachgewiesen. Eine historische Abriss der Geschichte dieses Feldes mit vielen Originalartikeln findet man in [1].

Inzwischen wurde diese Strahlung sehr genau vermessen und die Teilchen als vorwiegend Protonen identifiziert. Allerdings ist die Quelle dieser Teilchen bis heute noch unbekannt.

Das differentielle Energiespektrum der kosmische Strahlung erstreckt sich über mehr als 11 Größenordnungen von weniger als 10^9 eV bis zu einigen 10^{20} eV in der Teilchenenergie. In einfachster Form kann der Fluss durch ein Potenzgesetz $E^{-\gamma}$ beschrieben werden, dessen spektraler Index γ sich bei einer Energie $E_0 \approx 4 \cdot 10^{15}$ eV von $\gamma = 2.7$ auf $\gamma = 3.0$ ändert. Dadurch wird der nichtthermische Ursprung dieser Strahlung deutlich. Oberhalb von einigen 10^{18} eV scheint der Spektralindex wieder kleiner zu werden.

Zahlreiche Experimente beschäftigen sich mit dem Nachweis der kosmische Strahlung

und der Bestimmung ihren Energiespektrums.

Bis jetzt wurde keine obere Energiegrenze der Teilchen entdeckt, bedingt durch die limitierte Empfindlichkeit der Experimente.

Da die Ereignisrate der höchstenergetischen kosmischen Strahlung, bei Energien oberhalb von 10^{18} eV hier auf der Erde sehr gering ist, ist eine direkte Beobachtung kaum realisierbar. Die Teilchenkaskade entwickelt sich in der Erdatmosphäre, sendet dabei Licht aus und ein gewisser Teil der Sekundärteilchen¹ erreicht die Erdoberfläche. Dies eröffnet zwei verschiedene Nachweismethoden, die im Pierre Auger Observatorium kombiniert werden. Zum einen werden 1600 Bodendetektoren, sogenannte Wasser-Cherenkov-Tanks, aufgebaut. Diese können die Sekundärteilchen nachweisen, die die Erdoberfläche erreichen. Die zweite Nachweismethode beruht auf der Tatsache, dass die Teilchen beim Durchqueren der Erdatmosphäre einen Teil ihrer Energie abgeben und somit mittels Ionisation Fluoreszenzlicht aussenden. Dieses Leuchten soll mit insgesamt 24 Teleskopen, die in 4 Stationen um das Bodendetektor-Feld herum aufgebaut werden, aufgezeichnet werden. Die Hauptziel ist die Bestimmung der Eigenschaften des Primärteilchens, der eigentlichen kosmischen Strahlung.

Dies ermöglicht zudem auch Aussagen über kosmische Quellen der Strahlung, Beschleunigungsmechanismen und Wechselwirkungen im intergalaktischen Raum. Ziel dieser Diplomarbeit war der Aufbau eines Teststandes zur Untersuchung und Test der Photomultiplier der Fluoreszenzteleskope. Es sollen die Hälfte der insgesamt 10560 Photomultiplier getestet und vorkalibriert werden.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt:

- Im Kapitel 2 werden wesentliche Eigenschaften der kosmischen Primärstrahlung beschrieben und dann mögliche Quellen der Strahlung und Erklärungsansätze für deren Beschleunigung und Transport vorgestellt.
- Kapitel 3 befasst sich mit ausgedehnten Luftschauern, insbesondere mit der Entwicklung der Teilchenkaskade und der Entstehung von Fluoreszenzlicht in der Erdatmosphäre.
- Kapitel 4 gibt einen Überblick über das Südexperiment des Pierre-Auger-Projekts in Argentinien, insbesondere die Fluoreszenzteleskope.
- Im Kapitel 5 werden der Aufbau, die Funktionsweise sowie wichtige Eigenschaften von Photomultipliern diskutiert.
- Kapitel 6 beschäftigt sich mit dem Aufbau des Messplatzes.
- Kapitel 7 stellt die Messungen mit den Photonis XP3062 Photomultipliern und Ergebnisse dar.
- Kapitel 8 fasst die Arbeit zusammen.

¹Die Sekundärteilchen entstehen durch Wechselwirkung der kosmischen Strahlung, auch Primärteilchen genannt, mit der Erdatmosphäre

Kapitel 2

Kosmische Strahlung

„Die Dinge haben nur den Wert, den man ihnen verleiht.“

Molière

Die kosmische Strahlung besteht aus geladenen Teilchen, die von außerhalb unseres Sonnensystems die Erde erreichen und analysiert werden können. Mittels dieser materiellen „Sonden“ können daher ferne Bereiche der Galaxie z.B durch direkte Messung der Elementzusammensetzung oder des Verhältnisses von Materie zu Antimaterie untersucht werden. Die Herkunft der kosmischen Strahlung sowie ihre Beschleunigungs- und Ausbreitungsmechanismen sind daher für die Astrophysik von großem Interesse. Die gegenwärtigen Modellvorstellungen zur Entstehung und zum Transport der kosmischen Strahlung, sowie zu ihrer Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre werden in diesem Kapitel in einem Überblick zusammengestellt.

Unter kosmischen Strahlung sollen in dieser Arbeit alle geladenen Teilchen verstanden werden, die die Erdatmosphäre von außerhalb treffen und deshalb als primär bezeichnet werden.

2.1 Energiespektrum

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung wurde über viele Energiedekaden gemessen. Eine Zusammenfassung über die Ergebnisse zahlreicher Experimente ist in [2] zu finden. Bis zu Energien¹ von etwa 10^5 GeV kann die kosmische Strahlung über Satelliten direkt vermessen werden. Spektrum und Zusammensetzung sind in diesem Energiebereich vergleichsweise gut bekannt. Auf Grund der niedrigen Teilchenflüsse müssen bei höheren Energien erdgebundene Experimente mit großen Nachweisflächen eingesetzt werden. Die Ergebnisse von Luftschauerexperimenten unterliegen jedoch systematischen Fehlern, weil die Energie und die Masse der Primärteilchen nur indirekt über die Sekundärteilchen eines ausgedehnten Luftschauers bestimmt werden können. Abbildung 2.1 zeigt das Energiespektrum der kosmischen Strahlung

¹G(iga)eV = 10^9 eV

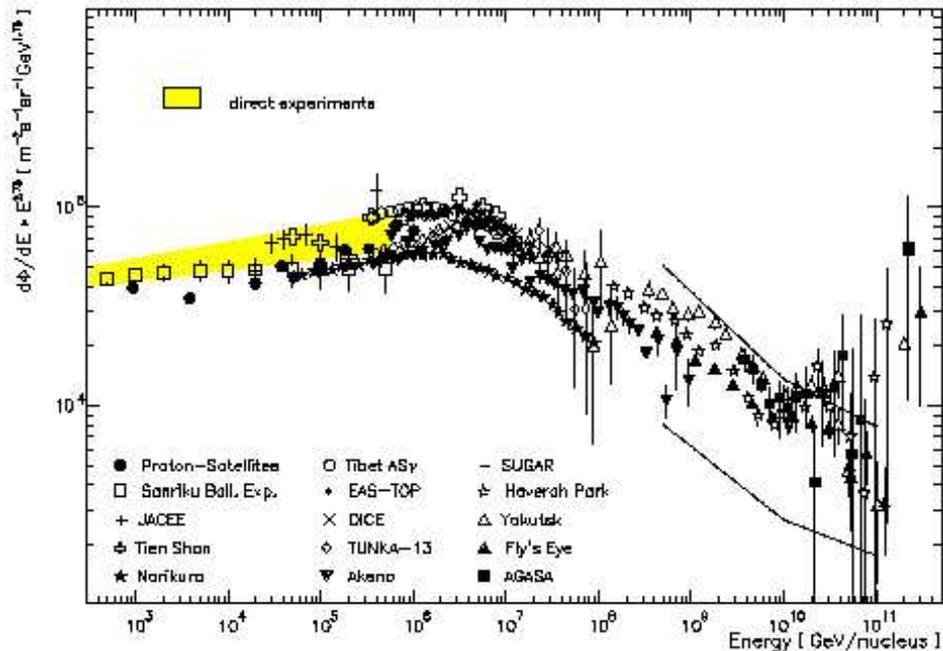


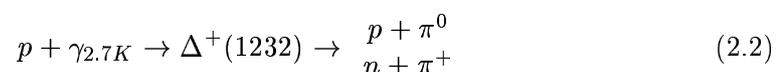
Abbildung 2.1: Das Energiespektrum der Atomkerne in der kosmischen Strahlung nach [2].

aus [2]. Von 10^2 bis 10^6 GeV und von 10^7 bis 10^{10} GeV lässt sich das differentielle Energiespektrum gut durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE_0} \propto E_0^{-\gamma} \quad (2.1)$$

beschreiben. In den Bereichen bei $\approx 3 \cdot 10^6$ GeV und bei etwa 10^{10} GeV ändert sich der spektrale Index von $\gamma \approx 2.7$ auf $\gamma \approx 3.1$ bzw. von $\gamma \approx 3.1$ auf $\gamma \approx 2.6$. Die Übergangsbereiche, die als Knie (engl. knee) und als Knöchel (engl. ankle) bezeichnet werden, sind für die Erforschung der kosmischen Strahlung besonders interessant, da sie Hinweise auf die Quellen und Transportmechanismen geben können. Nach wie vor sind die Ursachen, die zur Entstehung des Knies bzw. des Knöchels führen, noch nicht verstanden. In den meisten theoretischen Modellen werden für beide Phänomene unterschiedliche Ansätze vorgeschlagen (siehe Abschnitt 2.4. Erklärungsversuche hierfür reichen von einer abrupten Änderung der Beschleunigungsmechanismen über eine Änderung der Elementzusammensetzung, dem Übergang von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung bis zu einer Änderung der hadronischen Wechselwirkung.

Die Existenz von kosmischen Teilchen mit Energien oberhalb des Knöchels ist unerwartet. Ab Energien von $5 \cdot 10^{10}$ GeV können hadronische Teilchen mit den Photonen der 2.7-K-Hintergrundstrahlung wechselwirken:



Mit zunehmender Distanz zwischen der Quelle und dem Beobachter steigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein extrem hochenergetisches (**EHE**²) kosmisches Teilchen einen Teil seiner Energie verliert. Aus den Zerfallsprodukten nach Gleichung 2.2 entwickelt sich eine intergalaktische, elektromagnetische Kaskade. Die erzeugten Pionen zerfallen in zwei γ -Quanten bzw. Myonen, Elektronen, Positronen und Neutrinos. Die hochenergetischen γ -Quanten und Elektronen/Positronen wechselwirken wiederum mit der 2.7-K-Hintergrundstrahlung und speisen die elektromagnetische Kaskade. Da EHE-Teilchen bereits nach -kosmologisch- geringen Distanzen mit der Hintergrundstrahlung wechselwirken, sollte Greisen, Zatsepin und Kuz'min zufolge der auf der Erde messbare Teilchenfluss oberhalb von $5 \cdot 10^{10}$ GeV stark abbrechen [24]. Aus der Nicht-Beobachtung dieses sogenannten **Greisen-Zatsepin-Kuz'min-Cutoffs** (**GZK-Cutoffs**) kann gefolgert werden, dass sich die Quellen extrem hochenergetischer Hadronenstrahlung in der näheren Umgebung unserer Galaxis mit Abständen von weniger als 50 Mpc befinden müssen [7]. Alternative kann die kosmische Strahlung jenseits des GZK-Cutoffs auch durch sogenannte *Top-Down-Modelle* durch Zerfall schwerer exotischer Teilchen in EHE-Teilchen erklärt werden [8]. Bislang gibt es nur wenige Indizien für Quellen, die mit der Ankunftsrichtung eines EHE-Teilchens kompatibel und in der Lage wären, die nötige Energie zur Verfügung zu stellen (siehe z. B. [9]). In den kommenden Jahren soll die Statistik der jenseits des GZK-Cutoffs gemessenen Teilchen durch das Auger- Experiment, mit riesigen effektiven Nachweisflächen, stark vergrößert werden.

2.2 Elementzusammensetzung

Die Elementzusammensetzung wurde bis zu Energien von einigen 10 TeV/Nukleon mit Experimenten auf Stratosphärenballonen und auf Satelliten bzw. Raumfähren gemessen. Ein Vergleich dieser Zusammensetzung mit derjenigen innerhalb des Sonnensystems und der lokalen galaktischen Umgebung ist in Abbildung 2.2 wiedergegeben [26]. Insgesamt stellt man eine gute Übereinstimmung der beiden Häufigkeitsverteilungen fest, für einige Elemente zeigen sich jedoch Differenzen.

Die Elemente Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff (CNO-Gruppe) sowie Eisen kommen sowohl in der kosmischen Strahlung als auch im Sonnensystem recht häufig vor. Der gerade-ungerade-Effekt der Stabilität der Kerne zeigt sich in beiden Verteilungen. Wasserstoff und Helium kommen in der kosmischen Strahlung wesentlich seltener vor. Die leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor, die bei den thermonuklearen Reaktionen in Sternen verbrannt werden, kommen in der kosmischen Strahlung um vier bis fünf Größenordnungen häufiger vor. Ebenso sind die Elemente von Skandium ($Z = 21$) bis Mangan ($Z = 25$) überproportional vertreten. Das häufigere Vorkommen dieser Elemente erklärt man sich durch Spallation von Kernen der kosmischen Strahlung bei der Diffusion in der Galaxis. Auf dem Weg von ihren Quellen zur Erde wechselwirken die Kerne der CNO-Gruppe und der Eisen/Nickelgruppe mit den Protonen des interstellaren Mediums, deren Dichte $\rho_I \approx 1$ H-Atom/ cm^3 beträgt. Durch die Bildung von Kernfragmenten werden aus der CNO-Gruppe die Elemente Lithium, Beryllium und Bor sowie aus der Eisengruppe die Elemente Skandium, Titan, Vanadium, Chrom und Mangan erzeugt. Die Energie pro Nukleon bleibt bei diesen

²engl. EHE = Extrem High Energy; Teilchen mit Energien 10^9 GeV

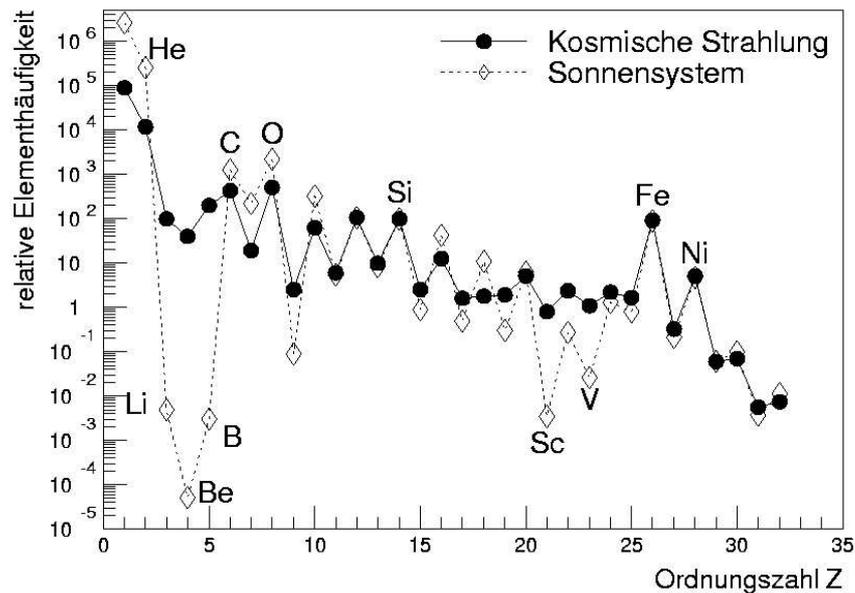


Abbildung 2.2: **Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem**. Die relativen Häufigkeiten der Elemente sind auf $[Si] = 100$ normiert [26].

Prozessen in erster Näherung konstant.

Oberhalb einer Energie von $5 \cdot 10^5$ GeV ist die Elementzusammensetzung weniger bekannt.

2.3 Transportmechanismen

Aus der Kenntnis der relativen Häufigkeiten von primären (C, N, O; Fe) zu sekundären (Li, Be, B; Mn, Cr) Kernen und der Spallationsquerschnitte lässt sich ableiten, wieviel Materie die Teilchen der kosmischen Strahlung auf ihrem Weg von ihrer Quelle bis zur Erde durchquert haben [27].

Aus den Verhältnissen von stabilen zu radioaktiven Isotopen der sekundären Kerne lässt sich zusätzlich ihre Verweildauer bestimmen. Im Energiebereich von einigen GeV beträgt sie etwa $\tau = 1.7 \cdot 10^7$ a. Mit der durchquerten Materialdicke führt dies zu einer mittleren Teilchendichte für das durchquerte Medium von ungefähr $2 \cdot 10^5 m^{-3}$. Diese ist wesentlich kleiner als diejenige innerhalb der galaktischen Scheibe von ca. $10^6 m^{-3}$, die Teilchen müssen sich also einen wesentlichen Teil ihrer Lebensdauer außerhalb der galaktischen Scheibe aufhalten [28, 27]. Während ihrer Verweilzeit in der Galaxis legen die Teilchen eine Wegstrecke von etwa 5 Mpc zurück, die einem Vielfachen des Durchmessers der Galaxis³ entspricht. Es muss also ein Mechanismus existieren, der die kosmische Strahlung nach ihrer Erzeugung und Beschleunigung in einem definierten Volumen um die Galaxis herum festhält. Während dieser Ausbrei-

³Vereinfachend kann man die Galaxis als Scheibe mit einem Radius $r = 10 - 15$ kpc und Dicke $d = 300 - 500$ pc beschreiben.

tungsphase wird durch Wechselwirkung mit der interstellaren Materie die beobachtete Zusammensetzung erzeugt.

Die Galaxis umfasst ein Volumen von $V_G \approx 2 \cdot 10^{66} \text{ cm}^3$, das von einem Magnetfeld der mittleren Stärke $B \approx 3 \mu\text{G}$ erfüllt ist. Die Orientierung des Magnetfeldes ist jedoch nicht über die ganze Galaxis einheitlich, sondern wechselt auf Skalen von der Größenordnung 3 - 10 pc. Dabei besitzt das Magnetfeld innerhalb der verschiedenen Domänen eine einheitliche Orientierung, die relative Ausrichtung der Felder der einzelnen Domänen zueinander ist jedoch zufällig verteilt. Für ein geladenes Teilchen, das sich durch die Galaxis bewegt, bedeutet dies, dass es auf seinem Weg vielfach zufällig abgelenkt wird. Infolge der Magnetfelder werden die Teilchen lange in der Galaxis festgehalten, ihre Bewegung kann durch Diffusion beschrieben werden. Für die Entkommwahrscheinlichkeit eines Teilchens aus der Galaxis erwartet man eine Abhängigkeit von der magnetischen Steifigkeit der Teilchen, die durch Beobachtungen bestätigt wird.

Durch die Verwirbelung in den Magnetfeldern geht die Information über den Ort der Quelle verloren, und die kosmische Strahlung trifft die Erde isotrop. Die Anisotropie ist für Teilchen mit Energien bis 10^5 GeV kleiner als 0.1%. Mit zunehmender Teilchenenergie vergrößert sich der gyromagnetische Radius⁴. Damit wird die Ablenkung geringer und die Teilchen behalten einen Teil ihrer Richtungsinformation.

2.4 Quellen und Beschleunigungsmechanismen

Als aussichtsreichste Kandidaten für die Quellen der kosmischen Strahlung werden Supernovaexplosionen betrachtet, da die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung ungefähr mit der Zusammensetzung von Supernovavorläufersternen übereinstimmt. Nachfolgende Abschätzung der Energiebilanz unterstreicht diese Hypothese. Ausgehend von der Energiedichte der kosmischen Strahlung ρ_E , dem Volumen der Galaxis V_G und der mittleren Verweilzeit τ in der Galaxis ergibt sich die Luminosität der kosmischen Strahlung zu

$$L_{CR} = \frac{\rho_E V_G}{\tau} \approx 10^{41} \text{ erg/s}.$$

Bei einem typischen Supernova⁵ ergeben Messungen im Radiobereich für die Energie der beschleunigten Elektronen Werte um 10^{47} erg/s . Unter Verwendung des in der kosmischen Strahlung gemessenen Verhältnisses $e/p \approx 1\%$ ergibt sich für die kinetische Energie der beschleunigten Protonen ein Wert von ungefähr 10^{49} erg/s . Bei Berücksichtigung einer mittleren Supernovarate in der Galaxis von $\approx 1/(30 \text{ a})$ erhält man eine Luminosität $L_{SN} \approx 10^{40} \text{ erg/s}$ in Übereinstimmung mit L_{CR} [30].

Für den Mechanismus der Beschleunigung von Teilchen durch Supernovas existieren konkrete Modelle. Die zur Zeit favorisierte Theorie ist die Beschleunigung durch starke Stoßwellen nach dem Eexplosionen, wobei denen zwei Gebiete mit starken Magnetfeldern aufeinander zulaufen. Hierbei wird für ein nahezu relativistisches Teilchen, das die Stoßfront überquert, im Mittel ein Energiezuwachs von $\Delta E/E \propto (V/c)$

⁴Der gyromagnetische Radius beträgt beispielweise für ein Proton der Energie 10^6 GeV etwa 0.4 kpc und ist damit viel kleiner als die Dicke der galaktische Scheibe.

⁵wie z.B. dem Krebs-Nebel

erreicht, wobei V die Relativgeschwindigkeit der beiden Gebiete vor und hinter der Stoßfront ist. Man spricht von Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung ⁶[31, 32, 33, 34]. Für jedes Teilchen, das die Schockfront passiert, gibt es eine Wahrscheinlichkeit $1 - P_{esc}$, erneut einen Beschleunigungszyklus zu durchlaufen. Die Wahrscheinlichkeit P_{esc} und der Energiegewinn $\eta = \Delta E/E$ pro Zyklus sind energieunabhängig. Der Mechanismus erzeugt für den differentiellen Fluss der Teilchen ein Potenzgesetz $N_Q \propto E^{-\alpha}$. Unter plausiblen Annahmen für die Schockfronten und das interstellare Medium erhält man $\alpha = 1 + P_{esc}/\eta \approx 2.1$. Der Wert von α steht dabei in Übereinstimmung mit den aus den Messungen abgeleiteten Ergebnissen. Die Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung ist also in der Lage, das beobachtete Energiespektrum qualitativ und quantitativ wiederzugeben.

Die Beschleunigung in den Stoßfronten ist nur eine bestimmte Zeit effektiv, sie ist durch die Lebensdauer der Schockfront ($T \approx 10^5$ a) begrenzt. Dies führt zu einer Abschätzung der maximal erreichbaren Energie pro Nukleon $E_{max} \approx 100 \cdot Z/A$ TeV/n [35], für Kerne mit der Kernladungszahl Z und der Massenzahl A . Der Mechanismus ist also in der Lage, Teilchen auf Energien bis in die Knie-Region zu beschleunigen. Ein Problem stellt jedoch die Tatsache dar, dass bereits relativistische Teilchen in den Beschleuniger injiziert werden müssen. Teilchen mit größerer Kernladungszahl Z werden auf höhere Energien beschleunigt. Der Anteil der schweren Elemente sollte demzufolge mit zunehmender Energie wachsen. Neben den Supernovaexplosionen werden weitere Objekte als Quellen für die kosmische Strahlung diskutiert. So z.B. schnell rotierende Neutronensterne (Pulsare), deren Magnetfelder an der Oberfläche Feldstärken von $B \approx 10^{12}$ G erreichen. Typische Rotationsperioden betragen $P \approx 10$ ms. Diese wären in der Lage, Teilchen mit einer Gesamtluminosität der Größenordnung

$$L_P \approx 2 \cdot 10^{39} \text{ erg/s} \left(\frac{P}{10 \text{ ms}} \right)^4$$

zu beschleunigen. Nur eine geringe Zahl von 10 bis 100 solcher Objekte würde also ausreichen, um den Energiebedarf der kosmischen Strahlung zu decken. Für die bei der Beschleunigung erreichbare Maximalenergie gilt $E_{max} \propto Bc$, die höchsten Energien von 10^9 GeV wären damit erreichbar.

Zur Erzeugung von Energien oberhalb des Knies gibt es derzeit weitere Ansätze⁷. Eine gute Erklärung bietet ein Modell, bei dem eine Supernovaexplosion in den Wind des Vorgängerobjektes erfolgt [36]. Kurz andauernde Stoßfronten in hohen Magnetfeldern, wie sie beispielsweise bei Presupernovaausbrüchen auftreten können, wären in der Lage, Teilchen bis zu einer Energie von 10^7 GeV zu beschleunigen. Ein Modell, bei dem sich langlebige Stoßfronten in schwachen Magnetfeldern (galaktische Winde) ausbreiten, sagt Energien bis zu $3 \cdot 10^8$ GeV voraus. Als weitere Möglichkeit wird der Einfall von Materie in kompakte Objekte wie z.B. Röntgendoppelsterne diskutiert, die im Röntgenbereich eine Luminosität von $L_X \approx 10^{38}$ erg/s erzeugen können. Mit diesen könnten Maximalenergien von 10^7 GeV erreicht werden. Die angenommene Luminosität der kosmischen Strahlung würde mit nur 500 dieser Objekte produziert

⁶Im Gegensatz zur Fermi-Beschleunigung 2.Ordnung, bei der sich die Energie pro Stoß im Mittel um $\Delta E/E \propto (V/c)^2$ erhöht. Die Effizienz dieses, ursprünglich von Fermi [38] vorgeschlagenen Prozesses reicht jedoch nicht aus, um das Teilchenspektrum der Kosmischen Strahlung zu erzeugen.

⁷Zusammenstellungen findet man in [27, 25, 4]

werden können.

Zu den möglichen extragalaktischen Quellen von hochenergetischer Strahlung zählen aktive Galaxienkerne (AGN⁸). Hierzu gehören Radiogalaxien, Quasare, Seyfert-Galaxien und Blazare sowie deren Unterklasse die BL-Lacertae-Objekte. Eine Gemeinsamkeit aller AGN ist eine im Zentrum sehr kompakte und große Masse, die höchstwahrscheinlich durch ein schwarzes Loch mit einer Masse von 10^6 bis 10^{10} Sonnenmassen⁹ erklärt werden kann [13]. Gestützt wird diese Annahme dadurch, dass die Leuchtkraft dieser Objekte sehr groß und innerhalb kurzer Zeiträume stark variabel ist. Die Leuchtkraft eines AGN kann die einer normalen Galaxie um mehrere Größenordnungen übertreffen, wobei die Variabilität innerhalb von Stunden bis Tagen in dem kompakten Kerngebiet auftritt. Dort bildet sich eine relativ kleine Akkretionsscheibe mit einem Durchmesser von $D \leq 1$ pc aus, wenn die zentrale Masse Materie anzieht (akkretiert). Zusätzlich entstehen zwei relativistische Plasmaströme, sogenannte Jets, die jeweils um 180° zueinander aus der Scheibe der Galaxie zeigen und sehr hochenergetische Teilchen enthalten. Die Jets machen sich im Radiobereich bemerkbar, wenn an ihren Enden, die bis zu 1 Mpc von der Scheibe der Galaxie entfernt sein können, das Plasmagas auf das intergalaktische Medium trifft und sich dabei sogenannte „hot spots“ ausbilden. Das besondere an diesen Objekten ist, dass einer der beiden Jets nahezu in Richtung des Beobachters zeigt. Aufgrund der hochrelativistischen Bewegungen im Jet werden sowohl die hohen Leuchtkräfte als auch die kurzen Zeitskalen der Variabilität bewirkt. Es wird vermutet, dass diese Objekte die Quellen von Teilchen der höchsten Energien sind [14].

⁸Active Galactic Nuclei

⁹Sonnenmasse = $1,989 \cdot 10^{30}$ kg

Kapitel 3

AUSGEDEHNT LUFTSCHAUER

„Es gibt mehr Dinge zwischen Himmel und Erde, als Ihr Euch in Eurer Schulweisheit träumen lasst, Horatio.“

Shakespeare, Hamlet

Das Phänomen der ausgedehnten Luftschaue wurde 1938 in 3000 m Höhe am Jungfraujoch von Pierre Auger beobachtet [3]. Damals wurden mehrere Szintillationsdetektoren in Koinzidenz betrieben. Da selbst bei größerer Distanz zwischen den Detektoren immer noch Koinzidenzen auftraten, wurde auf die Existenz ausgedehnter Teilchen-Kaskaden, die auch Größenordnungen von einigen 100 m erreichen können, geschlossen.

Heutzutage ist es das Ziel jedes Experiments zur Bestimmung hochenergetischer kosmischer Strahlung, diese Luftschaue zu detektieren und zu charakterisieren. Da während der Entwicklung eines Luftschaue aus einem einzelnen Primärteilchen der kosmischen Strahlung einige $10^4 - 10^6$ Sekundärteilchen entstehen, die dann auf einer Fläche mit einem Durchmesser im Bereich von 10 – 100 m fast gleichzeitig am Erdboden ankommen, lassen sich solche Ereignisse mit großflächigen Detektoranlagen trotz geringer Flächenbelegungsichte leicht nachweisen. Ein entsprechendes Primärteilchen mit z.B. 10^{18} eV, welches nur mit einem Fluss von ca. $1 \text{ km}^{-2} \text{ Jahr}^{-1}$ auf die Atmosphäre auftrifft, direkt nachzuweisen, ist technisch nicht realisierbar. Deshalb ist das Vorkommen und das genaue Verständnis der ausgedehnten Luftschaue eine Grundvoraussetzung der gesamten Physik der hochenergetischen kosmischen Strahlung.

3.1 Entstehung

Man muss zwei Arten von Schauern unterscheiden. Einmal rein elektromagnetische Schauer, die von hochenergetischen γ -Quanten oder e^\pm ausgelöst werden, und zum anderen hadronische Schauer, die von Nukleonen oder Kernen initiiert werden. Die elektromagnetischen Schauer bestehen aus γ 's, Elektronen sowie Positronen, die

Teilchen	$c\tau_0/cm$	$m_0/MeVc^{-2}$	Zerfallsprodukte
μ^\pm	$6.59 \cdot 10^4$	105.66	$e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$
π^\pm	780	139.57	$\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$
π^0	$2.5 \cdot 10^{-6}$	134.96	$\gamma + \gamma$ (98.8 %)
K^\pm	371	493.67	$\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ (63.5%)
K_S	2.68	497.67	$\pi^+ + \pi^-$ (68.6%)
K_L	1554	497.67	$\pi^\pm + e^\mp + \nu_e$ (38.7%)
n	$2.69 \cdot 10^{13}$	939.56	$p + e^- + \bar{\nu}_e$

Tabelle 3.1: Zerfallskonstanten einiger instabiler Teilchen, welche bei ausgedehnten Luftschauern auftreten (nach [4]).

durch elektromagnetischen Wechselwirkungsprozesse mit der Materie der Atmosphäre entstehen. Bei hadronischen Schauer entsteht ein Schauer-Kern aus Mesonen, Baryonen und Kernfragmenten. Hier spielen vor allem die Prozesse der starken und schwachen Wechselwirkung die Hauptrolle. Durch den Zerfall instabiler hadronischer Teilchen, insbesondere π^0 (siehe Tabelle 3.1), werden kontinuierlich Teilchen der elektromagnetischen Teilchenkaskade gebildet und zudem entstehen auch Myonen (siehe Abbildung 3.1).

Die mittlere freie Weglänge der Teilchen der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre ist ziemlich klein und nimmt mit steigender Energie weiter ab. Für Protonen mit einer Energie von 1 TeV beträgt sie etwa $85 g/cm^2$ und bei 1 EeV nur noch ca. $50 g/cm^2$. Dies führt dazu, dass die Teilchen schon in den obersten Schichten unserer Atmosphäre (in 20 – 100 km Höhe) mit dieser in Wechselwirkung treten und bis zum Beobachtungsniveau mehrere inelastische Stoßprozesse erleiden.

Man unterscheidet drei wesentliche Komponenten eines Schauers (Abbildung 3.1), die hadronische, die myonische und die elektromagnetische (e/γ) Komponente, wobei die Teilchen der e/γ -Komponente ca. 90%, der Myonen ca. 9% und der Hadronen ca. 1% der Gesamtteilchenzahl des Schauers ausmachen.

3.1.1 Elektromagnetische Luftschauer

Kommt es zur Wechselwirkung eines hochenergetischen γ -Photons der Energie E_0 mit dem elektromagnetischen Feld eines Atomkerns, so entsteht durch den Paarbildungseffekt [27] zuerst ein Elektron-Positron-Paar. Zur gleichzeitigen Erhaltung von Energie und Impuls (relativistischer Viereimpuls) ist die Anwesenheit des Kernfeldes (Virtuelles Photon) als dritter Wechselwirkungspartner entscheidend, d.h. Paarbildung im freien Raum ist unmöglich. Durch Bremsstrahlung der so erzeugten sekundären Elektronen und Positronen entstehen weitere γ -Photonen[27]. Dieses können wiederum eine so hohe Energie haben ($E \geq 2m_e c^2$, mit m_e als Ruhemasse des Elektrons), dass weitere Elektron-Positron-Paare gebildet werden. Es entsteht eine Kaskade aus Elektronen, Positronen und γ -Photonen, ein elektromagnetischer Luftschauer. Auch ein Elektron bzw. Positron kann einen elektromagnetischen Schauer auslösen, wobei jedoch im Fall eines Elektrons bzw. Positrons in der ersten Wechselwirkung kein Elektron-Positron-Paar entsteht, sondern γ -Photonen, die durch Bremsstrahlung erzeugt werden. Erreicht die Energie der Sekundärteilchen die kritische Energie

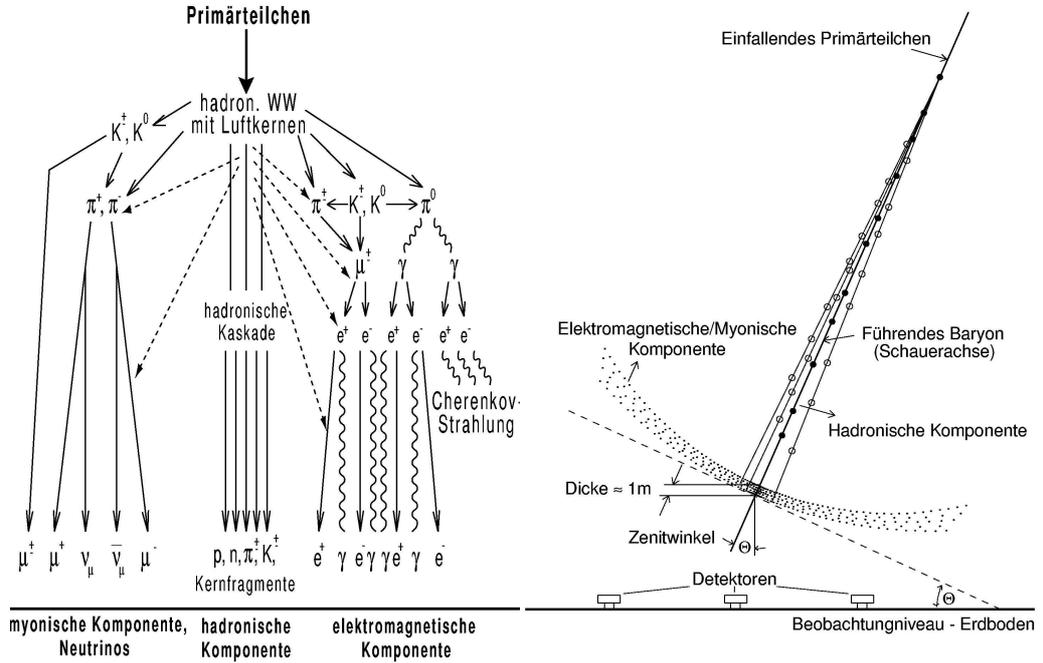


Abbildung 3.1: Schema der Entstehung eines ausgedehnten Luftschauers

E_c ($E_C \approx 83\text{ MeV}$ im Luft [27]), d.h. die Energie bei welcher der Energieverlust durch Bremsstrahlung gleich dem Energieverlust durch Ionisation ist, so hat der Schauer sein Maximum erreicht. Es werden keine weiteren Teilchen erzeugt. Im (Abbildung 3.2 wird ein einfaches Modell zur Beschreibung eines elektromagnetischen Luftschauers dargestellt.

Die Wechselwirkungslänge l_{Paar} für Paarproduktion und die Strahlungslänge l_{Brems} für Bremsstrahlung sind im ultrarelativistischen Fall annähernd gleich [27]. Tritt ein Photon in die Atmosphäre ein, so kommt es nach etwa einer Strahlungslänge l zur Paarbildung. Nach einer weiteren Strahlungslänge wird von dem Elektron und dem Positron je ein γ -Photon emittiert. Diese Photon erzeugen nach einer erneuten Strahlungslänge weitere Elektron-Positron-Paare, usw. Nach n Strahlungslängen enthält der Schauer somit

$$N(n) = 2^n$$

Teilchen. Da sich die Wechselwirkungsenergie in erster Näherung gleichmäßig auf die Teilchen verteilt, hat jedes die Energie

$$E(n) = E_0 \cdot 2^{-n}$$

Ist diese Energie gleich der kritischen Energie E_c , so hat der Schauer sein Maximum erreicht und es entstehen keine weiteren Teilchen.

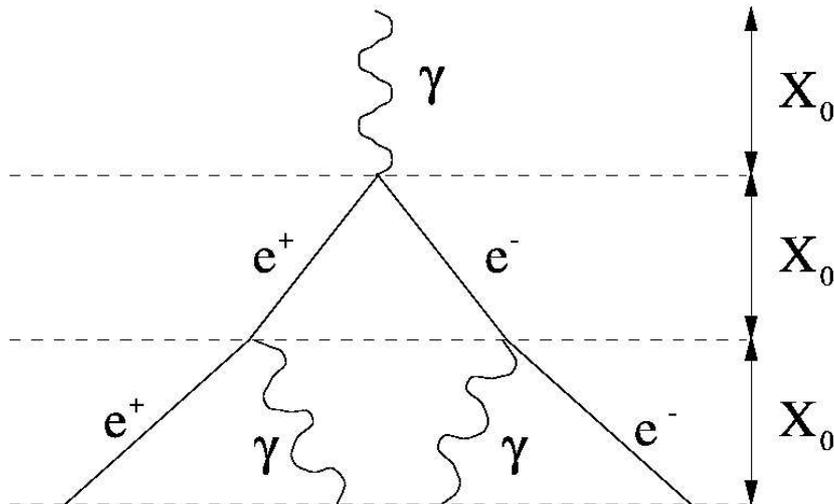


Abbildung 3.2: Nach einer Strahlungslänge l kommt es zur Paarbildung eines Elektron-Positron-Paares. Durch Bremsstrahlung werden nach einer weiteren Strahlungslänge γ -Photonen emittiert, usw. Es bildet sich eine Kaskade von Sekundärteilchen aus, ein elektromagnetischer Luftschauer.

3.1.2 Hadronische Luftschauer

Trifft ein hochenergetisches Hadron auf die Erdatmosphäre, so entstehen, wie im Fall eines elektromagnetischen Schauers, sekundäre Teilchen. Der Unterschied ist, dass als erster Prozess hier eine starke Wechselwirkung und keine elektromagnetische erfolgt. Zu den Sekundärteilchen gehören 90% Pionen (π^- , π^0 und π^+), aber auch Protonen, Antiprotonen und Teilchen mit Strangeness, sowie Kernfragmente. Die Pionen sind instabil und zerfallen mit der Lebensdauer τ durch folgende Prozesse:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \tau_{\pi^\pm} = 2.6033 \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma \quad \tau_{\pi^0} = 8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$$

Die beiden γ Photonen erzeugen wiederum Elektron-Positron-Paare. Myonen sind ebenfalls instabil:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \tau_{\mu^\pm} = 2.197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Durch den Zerfall der Pionen und Myonen enthält der hadronische Schauer mehre-

re elektromagnetische Subschauer. Diese Komponente erhält bei jedem Wechselwirkungsprozess etwa 30% der Wechselwirkungsenergie [40]. Aufgrund der kleineren elektromagnetischen Wechselwirkungslänge entwickeln sich die elektromagnetischen Subschauer schneller. Wegen der langen Lebensdauer der Myonen, erreichen sehr viele das Beobachtungsniveau. Das Verhältnis von Protonen zu Myonen liegt auf Meeresebene im Energiebereich von 1 GeV bei etwa 3,5%, wobei das Verhältnis von geladenen Pionen zu Myonen um eine Größenordnung kleiner ist. In Abbildung 3.3 sind zum Vergleich ein simulierter elektromagnetischer Luftschauer eines 1 TeV Photons und ein simulierter hadronischer Luftschauer eines 1 TeV Protons zu sehen [41]. Bei der Simulation der Schauer wurden die Teilchenspuren verfolgt. Es ist zu erkennen, dass sich elektromagnetische und hadronische Schauer unter anderem in ihrer Breite unterscheiden. Der hadronische Anteil hat aufgrund der starken Wechselwirkung einen größeren Transversalimpuls. Er entwickelt sich längs der Schauerachse. Dies ist nur solange möglich, bis die Sekundärteilchen die Energie für die Erzeugung von Pionen von etwa 1 GeV unterschreiten [27]. Am Schauermaximum nimmt die Teilchenzahl eines hadronischen Schauers im Gegensatz zu einem elektromagnetischen Schauer langsamer ab, was sich allgemein in einer größeren Longitudinal- und Lateralverteilung der Teilchen eines hadronischen Luftschauers auswirkt.

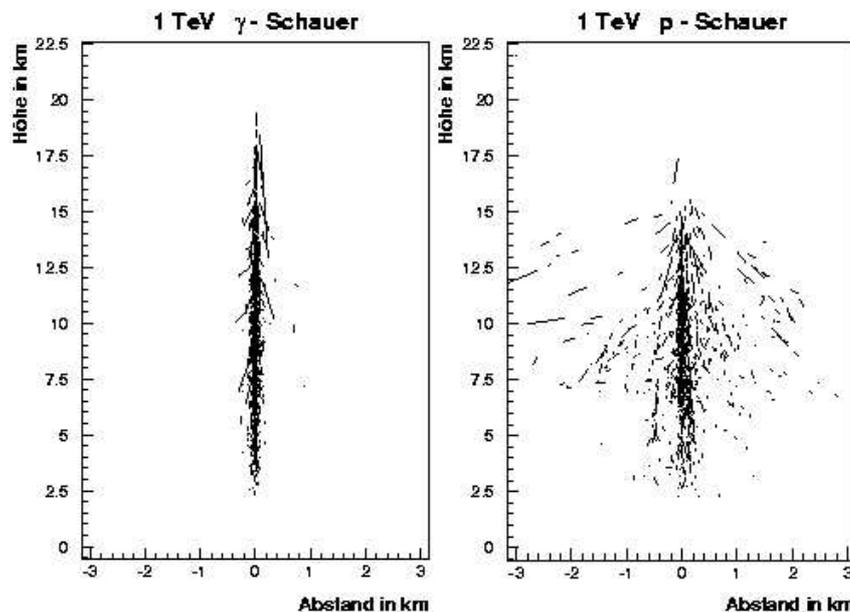


Abbildung 3.3: Links: Monte-Carlo-Simulation eines elektromagnetischen Luftschauers eines 1 TeV-Photons. Rechts: Monte-Carlo-Simulation eines hadronischen Luftschauers eines 1 TeV-Protons [41]. Bei der Simulation wurden die Spuren der elektrisch geladenen Teilchen verfolgt. Der hadronische Luftschauer ist breiter als der elektromagnetische Luftschauer und entwickelt sich tiefer in die Atmosphäre.

3.2 Nachweismethoden

3.2.1 Fluoreszenzlicht

Während die Teilchen eines Luftschauers die Atmosphäre durchqueren, verlieren sie Energie durch Ionisation und Anregung der Luftmoleküle. Diese angeregten Moleküle emittieren daraufhin beim Rückfall in ihren Grundzustand Fluoreszenzlicht. In der Luft ist die wichtigste Quelle für Fluoreszenzlicht der Stickstoff, welcher hauptsächlich im niederenergetischen UV-Bereich (300 – 400 nm) emittiert. Vor allem die Zustände des $2P$ ($\approx 80\%$) und $1N$ ($\approx 20\%$) Bandensystems der N_2^+ -Ionen sind bei diesem Prozess beteiligt. In Abbildung 3.4 ist das Fluoreszenzspektrum der Stickstoff Moleküle in der Luft gezeigt. Dieses Licht wird nicht gerichtet abgestrahlt, weshalb auch entfernte Ereignisse detektiert werden können. Allerdings ist die Lichtausbeute eines geladenen Teilchens mit ca. 4 – 5 Photon pro Meter relativ gering. Diese Technik ist aus diesem Grund nur für hochenergetische Schauer anwendbar. Unter guten atmosphärischen Bedingungen ist dann aber die effektive Nachweisfläche enorm groß. Bei Luftschauern mit einer Energie von 10^{20} eV beträgt sie etwa 10^3 km². Mit einem Fluoreszenzteleskop lässt sich das Fluoreszenzlicht des entsprechenden Luftschauers nachweisen. Ein Fluoreszenzteleskop besteht aus einem fokussierenden, optischen Reflektor (Spiegel) und einer Kamera mit Pixeln, bestehend aus einzelnen Photomultipliern, in der Brennebene. Dabei wird der Luftschauer über den Spiegel winkeltreu in der Kamera abgebildet, d.h. Licht, das parallel in den Spiegel fällt, wird in einem Punkt in der Fokalebene abgebildet. Somit lässt sich ein Bild des Schauers, d.h. die Verteilung der Fluoreszenz-Photonen generieren. Mit keiner anderen Beobachtungsmethode lässt sich die Entwicklung von Schauer so direkt untersuchen, wie mit dieser Technik. Es entsteht ein zweidimensionales Bild des Schauers in der Kameraebene. Eine detaillierte Beschreibung des Fluoreszenzteleskops ist in Abschnitt 4.2 zu sehen. Die Form der Lichtverteilung ist von der Art und Energie des Primärteilchens und vom Abstand der Teleskop- und Schauerachse (Kernortabstand) abhängig. Wird der Schauer mit mehreren Teleskopen aus verschiedenen Blickrichtungen (stereoskopisches System) betrachtet, so ist es möglich die Lage der Schauerachse und somit die Richtung des Primärteilchens auf $\leq 1^\circ$ pro Ereignis genau zu bestimmen (Abbildung 3.5).

Ein großes Problem bei der Messung der Fluoreszenz-Emission ist das Hintergrundlicht des Nachthimmels, da der Fluss der Fluoreszenz-Photonen sehr klein ist und sich das Fluoreszenzlicht nur schwach vom Leuchten des Nachthimmels abhebt. Außerdem sind Messungen nur in mondlosen Nächten möglich.

Der Nachweis des Fluoreszenzlichtes wird erfolgreich vom Fly's Eye Experiment angewendet und auch beim Auger-Experiment werden Fluoreszenzteleskope eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Photomultiplier, die in der Kamera des Fluoreszenzteleskops zum Einsatz kommen, getestet und vorkalibriert.

3.2.2 Detektorfeld

Durch stichprobenartige Messung der Teilchendichten und Ankunftszeiten in einem großflächigen Detektorfeld, können auch mit einer kleinen aktiven Nachweisfläche,

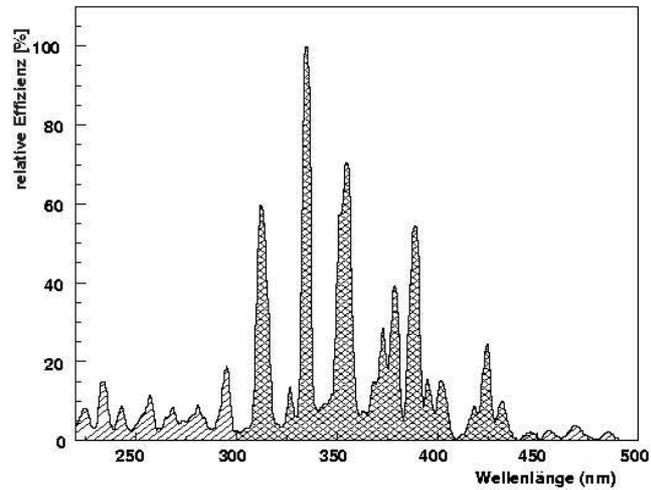


Abbildung 3.4: Fluoreszenzspektrum von Stickstoff im sichtbaren und nahen UV-Bereich [44]

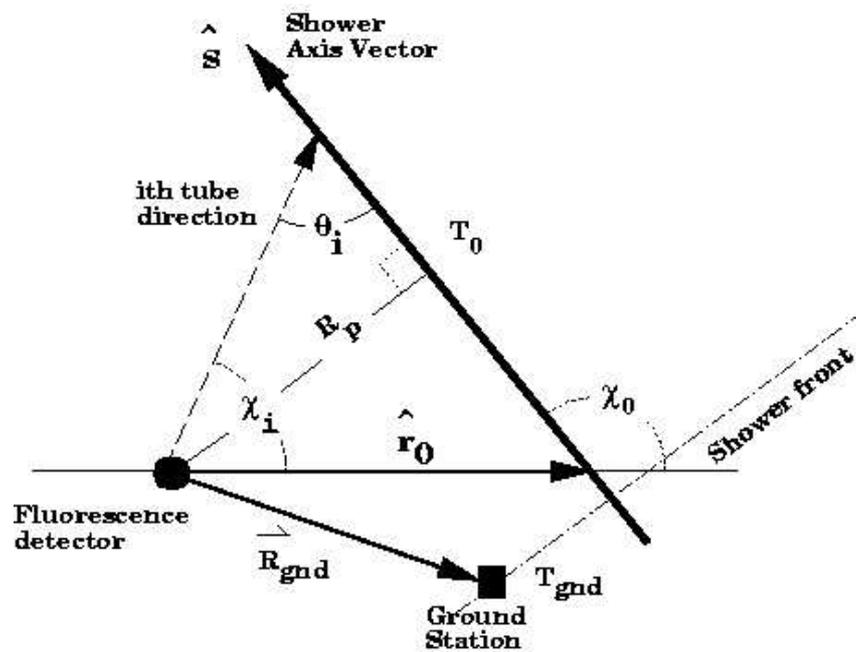


Abbildung 3.5: Schauer/Detektor Geometrie [44]

die Form, Größe und Richtung eines Luftschauers bestimmt werden. Der Hauptvorteil gegenüber den Fluoreszenz-Techniken liegt in der Unabhängigkeit von Wetter, Tageszeit und Mondphasen.

Da Luftschauer eine Ausdehnung von mehreren hundert Metern besitzen, lassen sich unkorrelierte Signale (meistens einzelne Myonen) einzelner Detektoren wirksam durch die Koinzidenzbedingung mehrerer Detektoren herausfiltern. Mittels einer entsprechenden Abschirmung lässt sich die niederenergetische elektromagnetische Komponente wegfiltern, so dass gezielt Myonen (ab einer bestimmten Energieschwelle) mit den Detektoren untersucht werden können (wie bei KASKADE). Dies ist bei Auger jedoch nicht realisiert. Die myonische Komponente wird hier von der elektromagnetischen Komponente durch die charakteristischen Zeitverteilung der Signale der Wassertanks getrennt.

Die Rekonstruktion der Luftschauer basiert hauptsächlich auf dem Anpassen einer lateralen Dichtefunktion an die gemessenen Werte, und einer Anpassung der Schauerfront an die gemessenen Ankunftszeiten. Um die Richtung eines Schauers rekonstruieren zu können, sind relative Zeitmessungen mit einer Genauigkeit von wenigen ns nötig.

Kapitel 4

Das Südexperiment des Pierre-Auger-Projekts

„Auch die Physik löst Rätsel. Aber es sind Rätsel, die uns nicht von den Menschen, sondern von der Natur aufgegeben werden.“

Maria Goeppert-Mayer

4.1 Einleitung

Die Untersuchung der kosmischen Strahlung oberhalb $E \approx 5 \cdot 10^{19}$ eV erfordert wegen des sehr niedrigen Teilchenflusses von nur wenigen Ereignissen pro km^2 und Jahrhundert Detektorsysteme mit großer Akzeptanz. Nachgewiesen werden ausgedehnte Luftschauer, die von den hochenergetischen Primärteilchen in der Atmosphäre ausgelöst werden.

Das bisher weltweit größte Detektorfeld das das AGASA-Experimente in Japan [42], überdeckt eine Fläche von 100 km^2 und erreicht damit eine Rate von etwa einem Ereignis pro Jahr bei Energien oberhalb 10^{20} eV. Es besteht aus über 100 Szintillationszählern (*surface detectors*), die die laterale Verteilung, Energie und den Typ der Teilchen erfassen, die den Erdboden erreichen .

Ein anderes Messprinzip wird vom „HIRES“-Experiment [43] in der Wüste nahe Salt Lake City, Utah, USA angewendet. Dieses Experiment besteht aus einem System von Spiegelteleskopen zur Beobachtung des Fluoreszenzlichtes (siehe Kapitel 4.2). In diesen Messungen wird die longitudinale Entwicklung des Luftschauers gemessen und darüberhinaus eine „kalorimetrische“ Energiebestimmung möglich. Die Fluoreszenztechnik lässt sich natürlich nur in klaren mondlosen Nächten anwenden. Das Pierre-Auger-Experiment ist als eine Hybridanordnung geplant [44]. Ein Hybriddetektor kombiniert erstmalig die Fluoreszenzlichtmessung in der Luft mit dem Schauernachweis am Boden für individuelle Ereignisse.

Idealerweise sollte sich der gesamte Himmel mit je einem Observatorium auf der Nord- und Südhalbkugel beobachten lassen. Um mit zwei Observatorien eine völlige Überdeckung des Himmels sicherzustellen, ist eine mittlere geographische Breite er-



Abbildung 4.1: Der Standort des Südexperiments des Pierre-Auger-Projekts bei Malargüe, Mendoza in Argentinien [44].

forderlich. Aus experimentellen Gründen ist eine Meereshöhe von ca. 1500 optimal [45].

Die Größe des benötigten Areals und die Forderung nach einem Gebiet mit dunklem Nachthimmel und klarer Luft (großer Transparenz) schränkt die Auswahl der möglichen Standorte ein. In umfangreichen Voruntersuchungen wurden zwei Standorte ausgewählt: Millard County in Utah, USA auf etwa 40 Grad Nord und El Nihuil in der Provinz Mendoza, Argentinien auf etwa 35 Grad Süd. Die begrenzten Ressourcen führten zunächst zu einer Konzentration auf den südlichen Detektor (Abbildung 4.1), der im Folgenden näher beschrieben wird.

4.2 Die Fluoreszenzteleskope

Zur Beobachtung des Luftraums oberhalb des Detektorarrays werden in vier Stationen am Rand insgesamt 30 Fluoreszenzteleskope (FD) aufgebaut.

Jede Station am Rand des Areals enthält 6 Teleskope mit einem Gesichtsfeld von jeweils 30×30 Grad (Abb.4.3) [44], so dass das gesamte Blickfeld nach „innen“ vom Horizont bis zu einer Höhe von etwa 30 Grad abgedeckt ist. Diese Teleskopgebäude befinden sich auf kleinen Hügeln, die ca. 100 m höher sind als die umliegende Pampa (Abb. 4.5).

Die ionisierenden Schauerteilchen erzeugen im Stickstoff der Luft eine kurze isotrope Lichtemission von etwa 4-5 Photonen pro Meter Teilchenspur. Die Leuchtspur wird in den Teleskopen mit einer Photomultiplier-Matrix gemessen. Daraus wird die Schauerentwicklung als Funktion der Tiefe X in der Atmosphäre bestimmt und die Rich-

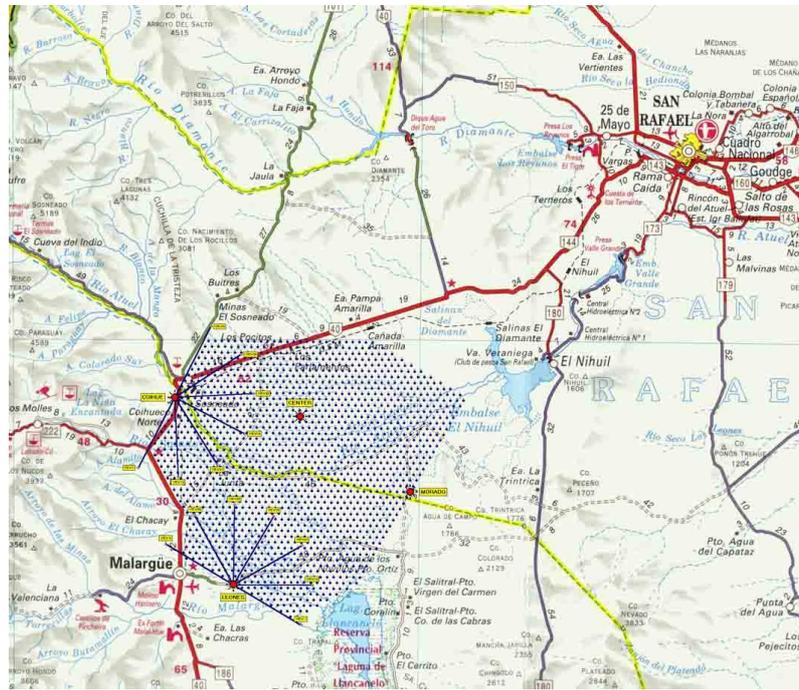


Abbildung 4.2: Das Auger-Experiment bei Malargüe mit den Positionen der 1600 Wassertanks(SD) und Fluoreszenzteleskope [44].

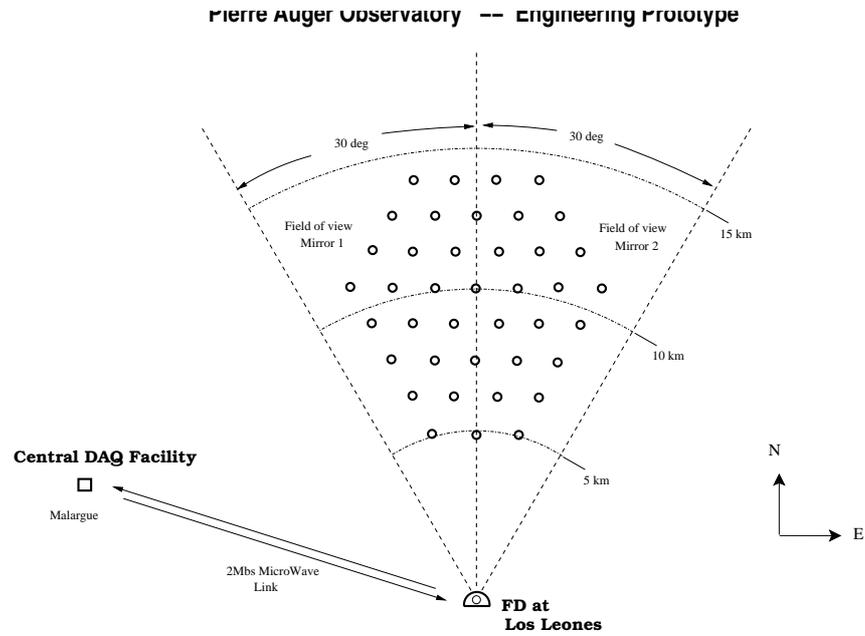


Abbildung 4.3: Das Gesichtfeld eines FDs (Prototyp LOS LEONES)[44].

tung rekonstruiert. Die Tiefe X wird üblicherweise als durchquerte Massenbelegung in g cm^2 angegeben. Die integrierte Lichtmenge ergibt eine direkte kalorimetrische Messung der Energie des Primärteilchens. Die Form der Schauerentwicklung und die Höhe des Maximums X_{max} in der Atmosphäre hängen von der Masse des Primärteilchens ab. Das Schauermaximum soll mit einer Genauigkeit von $\Delta X_{max} \approx 10 \text{ g cm}^2$ rekonstruiert werden.

Für das Layout der Teleskope wurde aus Kostengründen das Prinzip der „Schmidt-Kamera“ übernommen [44]. Dies ermöglicht ein sehr großes Gesichtsfeld mit noch vertretbaren optischen Abbildungsfehlern. Das Teleskop besteht aus einem großflächigen sphärischen Spiegel mit einem Krümmungsradius von 3.4 m, aus einer PMT-Matrix-„Kamera“ die vor dem Spiegel angebracht ist, sowie einer Eingangsblende mit einem Durchmesser von 1.7 m. Diese Größe der Teleskope wird durch die Forderung festgelegt, Schauer mit einer Energie von 10^{19} eV bis zu einem Abstand von 30 km noch mit guter Qualität messen zu können [45] (Abb.4.4).

Eine solche Anordnung hat eine sphärische Aberration von ca. 0.5 Grad, d.h. ein Stern wird auf die scheinbare Größe des Vollmonds abgebildet. Diese Auflösung ist für das experimentelle Ziel völlig ausreichend. Prinzipiell ist es möglich, mit Hilfe einer speziellen Korrekturlinse in der Aperturöffnung die optischen Eigenschaften zu verbessern. Der Aufwand für eine Linse mit 1.7 m Durchmesser ist hier allerdings nicht gerechtfertigt [45]. Dagegen erscheint es sinnvoll die Blendenöffnung größer zu machen, um die Empfindlichkeit des Teleskops zu erhöhen, wenn es gelingt, die zusätzliche sphärische Aberration zu korrigieren. Dies wird durch eine modulare ringförmige Linse aus UV transparentem Plexiglas erreicht. Damit kann die effektive Aperturfläche ohne Verschlechterung der Abbildungseigenschaften etwa verdoppelt werden [45].

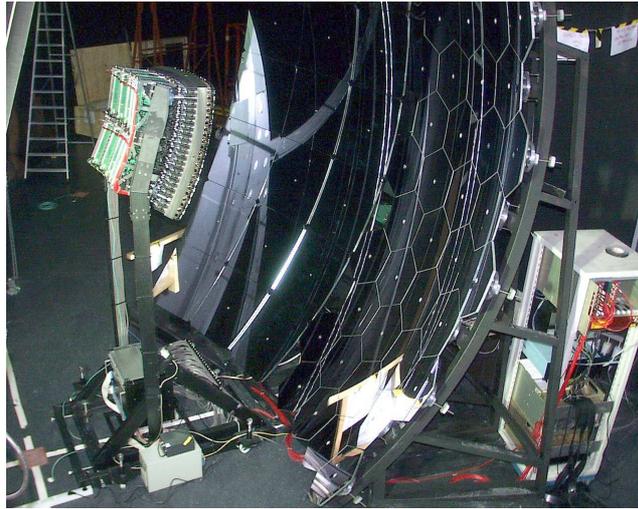
Eine weitere Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses lässt sich erreichen, wenn man ein schmalbandiges optisches Filter einsetzt, das den Untergrund vom Streulicht der Sterne am Nachthimmel sehr viel stärker abschwächt als das gesuchte Signal. Das Fluoreszenzlicht der Stickstoffmoleküle liegt überwiegend im nahen UV (300 – 420 nm), während sich das Streulicht von Sternen, Mond und künstlichen Lichtquellen zu sehr viel größeren Wellenlängen erstreckt.

Die für ein Teleskop benötigte Spiegelfläche von etwa 14 m^2 lässt sich wirtschaftlich nur in segmentierter Form herstellen [45]. Daher wird ein Spiegelsystem aus 36 Einzelspiegeln bestehen. Jedes Spiegelement kann durch eine justierbare Aufhängung exakt ausgerichtet werden.

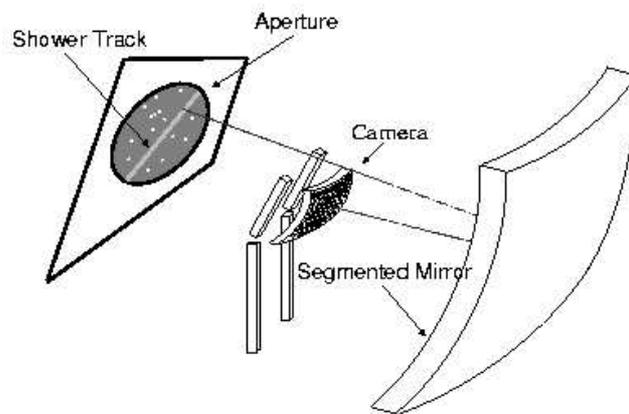
Im Wellenlängenbereich des nahen UV kann mit Aluminiumspiegeln etwa 90% Reflektivität erreicht werden. Die aus massivem AlMgSi0.5 gefrästen Spiegel sind in Karlsruhe entwickelt worden [45] (Abb.4.4).

Vor dem Spiegel befindet sich die aus 440 hexagonalen PMTs bestehende Kamera des Teleskops. Die in einer Matrix von 20 Reihen und 22 Spalten angeordneten Lichtsensoren überdecken jeweils 1.5×1.5 Grad des Himmels. Die bereits erwähnte sphärische Aberration entspricht etwa einem Drittel des Durchmessers eines PMTs. Zur Vermeidung von nicht empfindlichen Flächen am Rand der PMTs werden speziell geformte Reflektoren eingesetzt.

Die Signale der PMTs werden durch eine spezielle Analogelektronik aufbereitet und dann mit einer Rate von 10 MHz digitalisiert. Dabei wird ein sehr großer dynami-



(a) Prototypaufbau eines Fluoreszenzteleskops.



(b) Skizze des Spiegelsystems mit Kamera.

Abbildung 4.4: Das Fluoreszenzteleskop [44]

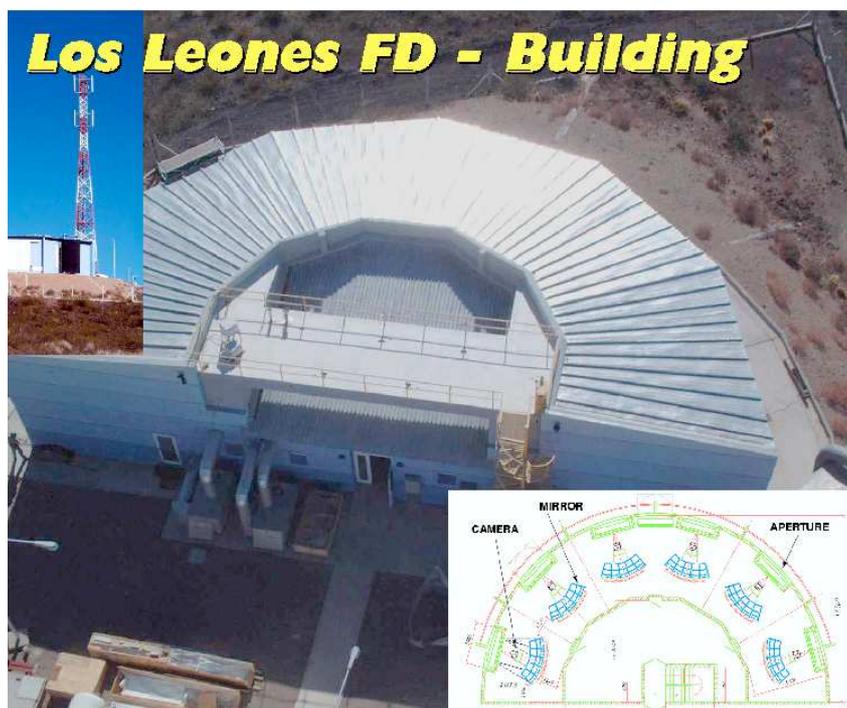


Abbildung 4.5: Los Leones Telskopgebäude [44]

scher Bereich und ein extrem niedriges Rauschen angestrebt. Misst ein Kanal in einer gleitenden Summe über zehn Intervalle von jeweils 100 nsec eine Ladung, die über dem für einen dunklen Nachthimmel erwarteten Wert von etwa 25 Photoelektronen liegt, wird er als aktiv registriert.

Wenn mehr als 4 aneinander grenzende Pixel aktiv sind, gibt es einen gültigen „Spurtigger“, der zur Auslese aller Daten der gesamten Kamera führt. Wenn die Datenauslese erfolgt ist kann in einem weiteren Schritt eine Vorauswertung der Spuren online erfolgen und daraus gegebenenfalls Trigger-Information für die Steuerung der Datenerfassungssysteme des Detektorarrays abgeleitet werden. Anschließend erfolgt über Richtfunk die Übertragung aller relevanten Daten zur Zentrale in Malargüe.

Die Datenaufnahme, Triggererkennung und die Übertragung der Informationen, sowie die Überwachung und Steuerung des Experiments und die Kontrolle der Gebäude- und Umgebungsparameter, besonders auch die Steuerung der Sicherheitseinrichtungen müssen automatisch ablaufen und fernüberwacht werden. Dazu wird ein entwickeltes Kontrollsystem auf Industrie-PCs in Verbindung mit einem Profibus-Netzwerk eingesetzt Abb.4.6.

Die Datenmenge der Luftschauer wird nur einige hundert Gigabyte pro Jahr betragen und ist technisch unproblematisch. Hinzu kommen umfangreiche, für die Energiemessung wichtige Kalibrationsmessungen der Atmosphäre, z. B. mithilfe von Lasern und absolut geeichten Lichtquellen. Mit zusätzlichen Kalibrationsmessungen für die PMTs wird es möglich sein, aus den Beobachtungen der Fluoreszenzspuren die Schauerenergie auf 20% genau zu rekonstruieren. Die Richtung der Schauerachse kann bei 10^{20}

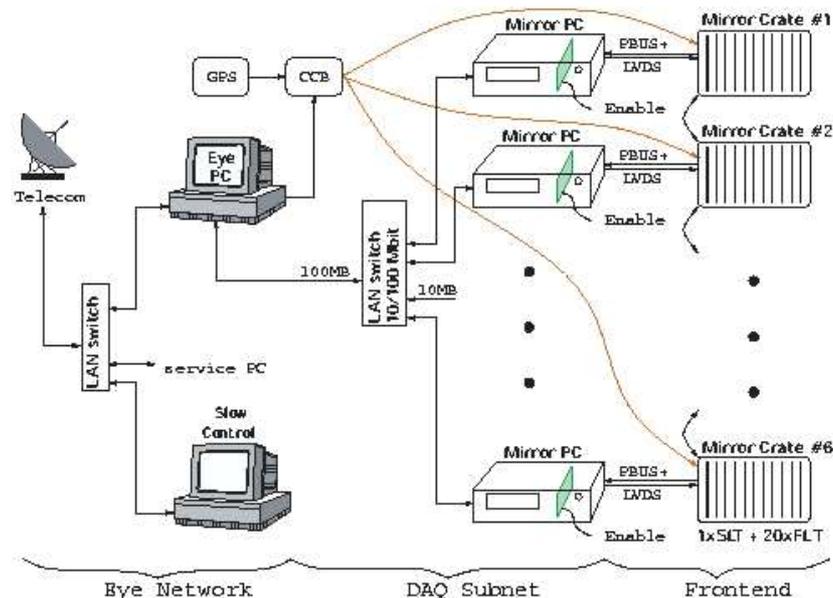


Abbildung 4.6: Das Ausleseschema für die Elektronik der Fluoreszenzteleskop [44].

eV genauer als 1 Grad bestimmt werden und die Messung von X_{max} wird mit einer Unsicherheit von weniger als 25 g/cm^2 möglich sein.

4.3 Das Detektorarray

Zum Nachweis der Elektronen und Myonen in den ausgedehnten Luftschauern werden 1600 Detektorstationen auf einem hexagonalen Gitter mit 1.5 km Abstand eingesetzt. Bei einem Schauer mit einer Energie von 10^{20} eV sprechen im Mittel etwa 16 Detektoren in einem Gebiet von mehr als 6 km Durchmesser an.

Diese Detektoren sind große Wassertanks aus Polyäthylen mit einer Fläche von 10 m^2 und einer Höhe von etwa 1.5 m, gefüllt mit 12 m^3 ultrahochreinem Wasser. Drei empfindliche Photoelektronenvervielfacher (PMTs) von 20 cm Durchmesser weisen Lichtblitze nach, die von hochenergetischen Teilchen im Wasser ausgelöst werden. Geladene Teilchen, die sich in Wasser mit größerer Geschwindigkeit bewegen als mit etwa 70% der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, senden blaues bis ultraviolettes Licht aus, die charakteristisch „Cherenkov“-Strahlung. Das Wasservolumen ist von einem wasserdichten Behälter aus PE-Gewebe (TYVEK) umgeben. Dieses Material reflektiert Licht auch im UV Bereich sehr effizient und diffus.

Die Detektoren arbeiten als elektronisch unabhängige und völlig autarke Einheiten. Die Energieversorgung wird bei jedem Tank durch zwei Solarzellen mit Pufferbatterien sichergestellt (Abb. 4.7).

Die Kommunikation findet durch „Handy-Technik“ statt und die Daten werden per Mikrowellenrichtfunk an das Kontrollzentrum übertragen. Zur Synchronisation der Signalzeiten wird Verletzung GPS verwendet. Die Datenauslese wird gestartet, so-

bald fünf Tanks einen Schwellenwert innerhalb von $20 \mu\text{s}$ überschreiten, wodurch eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 98% bei 10^{19} eV erzielt wird. Durch die mit der Primärenergie zunehmende Schauersfläche werden bei 10^{20} eV bereits 20 Tanks getroffen. Das Detektorarray wird die Dichteverteilung der Elektronen und Myonen im Luft-

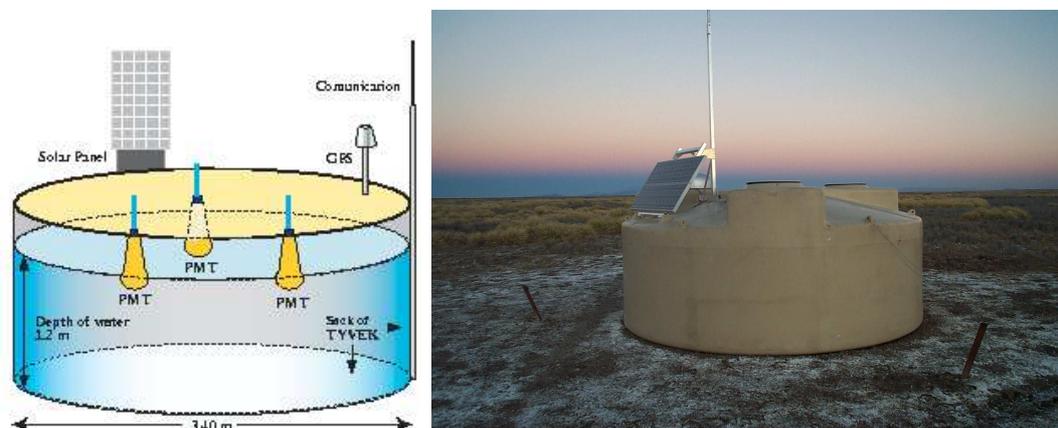


Abbildung 4.7: eines Wasser-Cherenkov Behälters. Dies ist mit ultrareines Wasser gefüllt [44].

schauer in Raum und Zeit stichprobenartig messen. Durch Vergleich der relativen Ankunftszeiten der Schauerteilchen an den verschiedenen Detektoren kann man die Richtung des Schauers und damit des Primärteilchens auf etwa 1-2 Grad genau rekonstruieren. Auch die zeitliche „Dicke“ des Schauers ist eine wichtige Observable. Durch Messung der Lateralverteilung kann man das Schauerzentrum und die integrale Teilchenzahl bestimmen und damit auf die Energie des Primärteilchens schließen. Das Verhältnis von Elektronenzahl zu Myonenzahl im Schauer ist ein Indikator für die Art und Masse des Primärteilchens.

Kapitel 5

Photomultiplier, Grundlagen und Charakteristika

„Jeder physikalische Effekt ist die Basis für einen Detektor.“

Anonymus

Photomultiplier (PMT) sind lichtempfindliche Instrumente, die Photonen vom Ultravioletten bis zum nahen Infraroten in messbare Stromsignale konvertieren. Sie haben gegenüber anderen lichtempfindlichen Geräten, wie z.B. verschiedenen Arten von Silizium-Photodioden, eine Reihe von Vorteilen, die sie zum Einsatz in einem Fluoreszenzdetektor prädestinieren.

- Photomultiplier gehören zu den, im oben angesprochenen Teil des elektromagnetischen Spektrums, lichtempfindlichsten Geräten. Selbst einzelne Photonen können einwandfrei von Rauschsignalen unterschieden und somit nachgewiesen werden. Die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode liegt bevorzugt im Teil des Fluoreszenzspektrums.
- Photomultiplier sind sehr gute lineare Verstärker. Verstärkungsfaktoren von 10^3 bis 10^7 sind im Pulsbetrieb ohne Sättigungseffekte und Linearitätsverluste zu erreichen. Schon einzelne Photonen können Ladungspulse erzeugen, die mit gewöhnlicher Datenaufnahmeelektronik bequem registrierbar sind (Pulshöhen bis zu einigen 100 mV).
- Photomultiplier können auf sehr schnelle Ansprechzeit und gute Zeitauflösungen optimiert werden. Daraus resultieren kleine Detektortotzeiten und hervorragende Möglichkeiten der Ereignisrekonstruktion.

In diesem Kapitel sollen der Aufbau, die Funktionsweise und die Charakteristika der getesteten XP3062 Photonis Photomultiplier vorgestellt werden. Dabei werden speziell jene Röhreneigenschaften hervorgehoben, die sich unmittelbar auf die Qualitäten eines Fluoreszenzdetektors auswirken.

5.1 Aufbau der XP3062 Photonis Photomultiplier

Die Teströhren haben eine hexagonale Photokathode mit einem Durchmesser 45.6 mm. Die Geometrie hat den Zweck, optimal die Brennfäche bedecken zu können. Die Abbildung 5.1 zeigt den schematischen Aufbau eines XP3062 hexagonalen Photomultipliers.

Fenster Material	Lime glass
Fenster Form	hexagonal, 45.6 mm Seite zu Seite
Brechungsindex bei 420 nm	1.54
Photokathode	bi-alkali
Multiplifierstruktur	linear fokussierend
Anz. der Dynoden	8
Gewicht:	554 g

Tabelle 5.1: Eigenschaften von Photonis XP3062 laut Datenblatt [47].

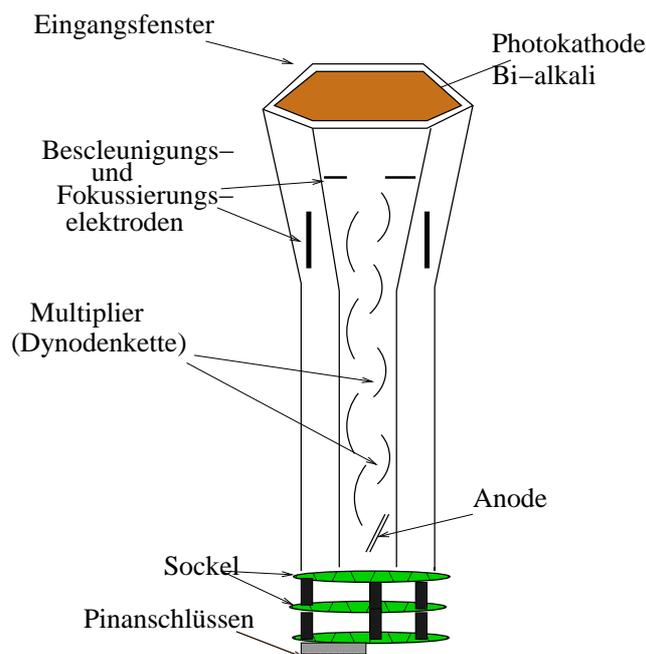


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau eines XP3062, hexagonalen Photomultipliers.

Glasröhre und Kathodeneingangsfenster

Die Glasröhre und das Fenster der Photokathode bestehen aus Kalkglas (*lime glass*). Der Brechungsindex von Kalkglas ist $n(\lambda = 420 \text{ nm}) = 1.54$ [47]. Kalkglas wird für Wellenlängen kleiner als 300 nm undurchsichtig ($\leq 10\%$ Transmission) [47].

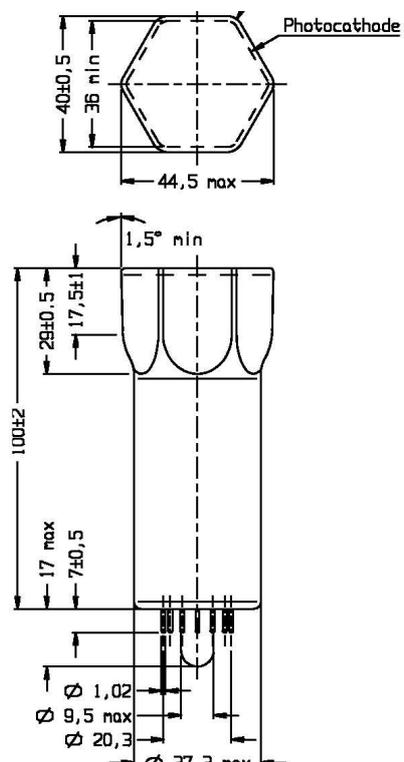


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau eines XP3062 laut Datenblatt von Photonis [47].

Photokathode (Bialkali)

Photokathodenmaterial	Bialkali
spektraler Empfindlichkeitsbereich	290.....650 nm
maximale Empfindlichkeit bei	420 nm
Quanteneffizienz bei 330-400nm	typisch 25% minimal 22.5%
Lichtempfindlichkeit (2856 K)	90 $\mu A/lm$
Lichtempfindlichkeit-blau (CS Filter No. 5-58)	min. 9 $\mu A/lm$ typ. 11.5 $\mu A/lm$ -blau

Tabelle 5.2: Die charakteristischen Eigenschaften der Photokathode von XP3062 bei einer Umgebungstemperatur von 25°C [47].

Die Photokathode besteht aus einem Halbleiter aus der Gruppe der Alkaliantimonide. Das Basismaterial ist dabei Selen, in welchem zwei Komponenten von Alkalimetallen gebunden sind. Die Austrittsarbeit für die Produktion von freien Photoelektronen kann in einem solchen Verband bis herab zu 1.8 eV gesenkt werden. Bialkaliphotokathoden bestehen meist aus Sb-Bb-Cs oder Sb-K-Cs. Sie haben im Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 600 nm hoch Quanteneffizienzen (bis zu 30%). Vorteile von Bialkalikathoden gegenüber anderen Kathodenzusammensetzungen sind die bessere Sensitivität im blauen Spektralbereich gegenüber Monoalkali (z.B. Sb-Cs) sowie die erheblich kleinere Dunkelrauschrate durch thermische Emission gegenüber Trialkalikathoden (z.B. Sb-Na-K-Cs) [48],[49]. Der Nachteil der Bialkalikathode ist der große elektrische Widerstand, so dass sie nur zur Detektion kleiner Lichtintensitäten verwendet werden kann. Der Strom in der Photokathode muss auf wenige Picoampere beschränkt bleiben, damit die Röhre nicht erhebliche Linearitätseinbrüche der Verstärkung erleidet [49].

Dynoden

Die Dynodenstruktur der XP3062 Photomultiplier ist „*linear fokussierend*“. Diese Struktur hat gegenüber allen anderen Dynodendesigns wie *Venetian-Blind* oder *Box and Grid* [51] [49] [50] den Vorteil schnellerer Ansprechzeit und guter Zeitauflösung. Zur Erhöhung der Kollektioneffizienz¹ sind die ersten beiden Dynoden in ihren Ausmassen etwas größer gestaltet. Die elektrischen Felder zwischen den Dynoden sind aufgrund ihrer speziellen Geometrie so geformt, dass die Sekundärelektronen auf ihrem Weg durch die Dynodenkette im Schnitt gleiche Gesamtwege zurücklegen [52]. Die Dynoden bestehen aus Nickel, Edelstahl oder Kupfer-Beryllium-Legierungen, welchen ein Sekundäremitter aufgedampft ist. Diese Dynodenbeschichtung besteht meistens, ähnlich wie die photoemittierenden Schichten der Photokathode, aus Alkaliantimoniden.

¹Die Dynodenstrukturen *Venetian-Blind* oder *Box and Grid* haben gegenüber der linearfokussierenden Dynodenkette den Vorteil einer nahezu 100% igen Kollektioneffizienz.

5.2 Fundamentale Charakteristiken

5.2.1 Sensitivitätseigenschaften

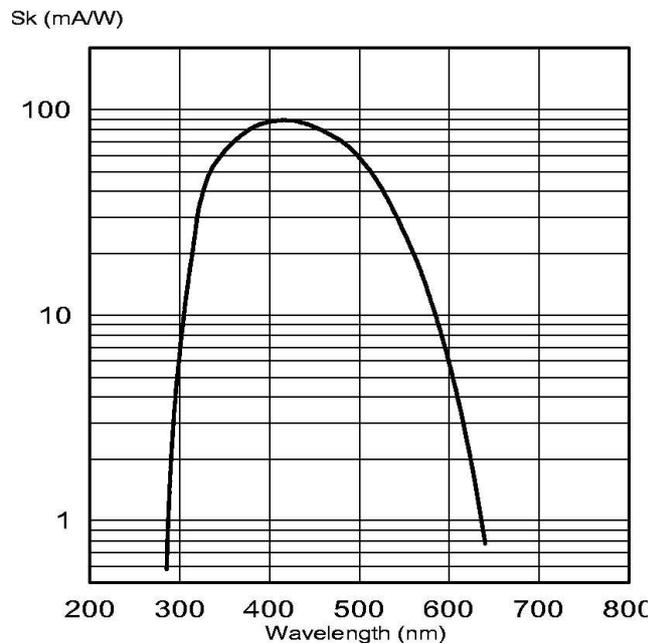


Abbildung 5.3: Typische spektrale Eigenschaften einer Bi-alkali Photokathode [47]

Die Bi-alkaliphotokathode hat einen Sensitivitätsbereich (siehe Abbildung 5.3) vom ultravioletten, über das sichtbare, bis ins nahe infrarote Spektrum ($\lambda = 300\text{--}650\text{ nm}$) der elektromagnetischen Strahlung. Begrenzt wird die Sensitivität für kleine Wellenlängen durch den endlichen Transmissionskoeffizienten des Kalkglases des Kathodeneingangsfensters (10% bei $\lambda = 300\text{ nm}$). Für große Wellenlängen wird die Sensitivität beschränkt durch die Elektronaustrittsarbeit des Photoeffekts. Die Elektronaustrittsarbeit für Bi-alkalikatoden liegt in der Größenordnung von 1.8 eV bis 2.0 eV, was Wellenlängen von $\lambda = 800\text{ nm}$ bis $\lambda = 700\text{ nm}$ entspricht. Die Sensitivität des Photomultipliers, im dazwischenliegenden Bereich, wird durch die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ beschrieben. Diese ist definiert als:

$$QE(\lambda) = \frac{\text{Zahl der Photoelektronen}}{\text{Zahl der einfall. Photonen}(\lambda)}$$

Die $QE(\lambda)$ wird in Prozent angegeben und ist in den Datenblättern als Mittelwert einer isotrop beleuchteten Photokathode angegeben. Die Quanteneffizienz kann aber stark vom Beleuchtungsort auf der Photokathode abhängen. Die Bi-alkali Photokathoden der XP3062 Photomultiplier haben ihre maximale $QE(\lambda)$ zwischen 25% und 30% bei λ zwischen 390 nm und 450 nm [47] (siehe Abbildung 5.4).

Die endliche Quanteneffizienz in Halbleitern hat folgende grundlegende Ursachen. Die

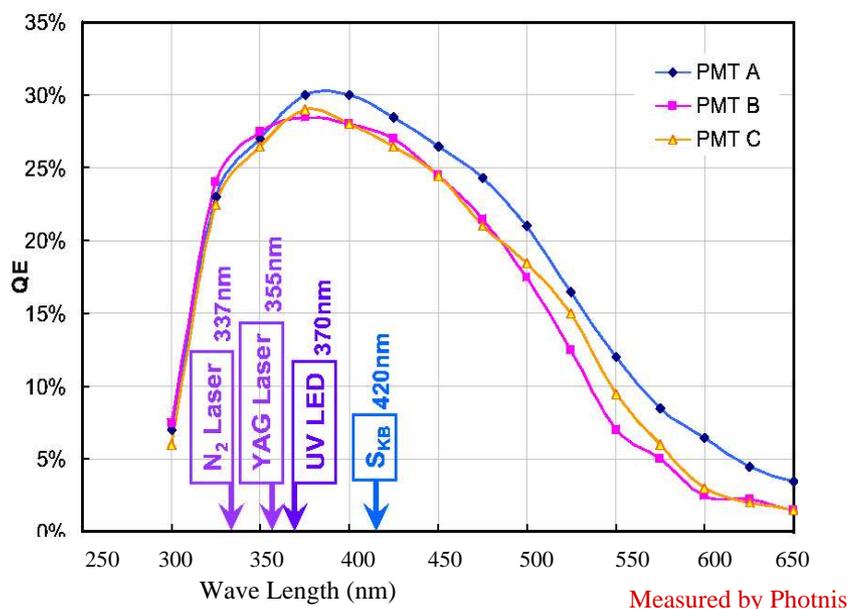


Abbildung 5.4: QE(λ) des XP3062 PMTs, gemessen bei Photonis [53]

Elektronen im Valenzband des Halbleiters nehmen die Energie der Photonen durch den Photoeffekt vollständig auf und werden in einer bestimmten Tiefe der Bi-alkalischicht in das Leitungsband gehoben. Ausgehend von ihrem Entstehungsort müssen die Photoelektronen zur Vakuumbarriere diffundieren. Unmittelbar nach ihrer Erzeugung ist die Bewegung der Photoelektronen jedoch statistisch in alle Richtungen gleich verteilt. Dadurch gehen ungefähr 50% [54] aller Photoelektronen verloren, indem sie die falsche Richtung, d.h. in die vakuumabgewandte Seite in größere Materialtiefen eindringen und somit absorbiert werden. Der Rest der Photoelektronen wandert in Richtung Vakuum der Röhreneingangsoptik. Auf diesem Weg erleiden die Photoelektronen Energieverluste durch Stöße mit dem Gitter des Bi-alkalihalbleiters über die Erzeugung von Phononen. Stöße mit freien Elektronen sind in Halbleitern durch die geringe Besetzungsdichte von Leitungselektronen im Leitungsband stark unterdrückt [55]. Energieverluste durch Paarbildung über die Anregung neuer Elektronen aus dem Valenzband beginnt erst mit Energien der Photoelektronen größer 4 eV [56], welche aber durch Photonen erst gar nicht entstehen, da das Kathodenglas für Wellenlängen kleiner als 300 nm undurchsichtig ist. Wenn die Photoelektronen schließlich die Vakuumbarriere erreicht haben, so werden diese nur ins Vakuum emittiert, wenn ihre bis dahin übriggebliebene kinetische Energie größer ist als die Elektronenaffinität, welche den Potential-Unterschied zwischen der Lage des Vakuums und der oberen Kante der Bandlücke beschreibt. Die Zahl der tatsächlich ins Vakuum emittierten Photoelektronen liegt durch die beschriebenen Effekte bei Bi-alkalihalbleitern maximal zwischen 10% und 30%. Die Energieschwelle für die Produktion freier Photoelektronen (Bandlücke E_g plus Elektronenaffinität E_A) liegt in gewöhnlichen Bi-alkalihalbleitern bei ungefähr 2,0 eV, was einer Photonwellenlänge von ungefähr 650 nm entspricht.

In den Datenblättern wird oft anstatt der Quanteneffizienz die spektrale Sensitivität

$S_K(\lambda)$ angegeben. Diese ist definiert über den Quotienten aus dem Strom I_K in der Photokathode pro einfallender Strahlungsleistung $P(\lambda)$ der Photonen:

$$S_K(\lambda) = \frac{I_K}{P(\lambda)}$$

Mit diesen, dem Experiment leichter zugänglichen, Messgrößen Kathodenstrom und Strahlungsleistung einer kalibrierten Lichtquelle kann die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ eines Photomultipliers gemessen werden. Die Quanteneffizienz QE hängt zusammen mit der spektralen Sensitivität S_K über:

$$\begin{aligned} S_K(\lambda) &= \frac{I_K}{P(\lambda)} = \frac{Q/t}{N_{Ph} \cdot h\nu/t} \\ &= \frac{e}{h\nu} \cdot \frac{N_{Ph.e^-}}{N_{Photon}} \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$\Rightarrow S_K(\lambda) = \frac{e\lambda}{hc} \cdot QE(\lambda) \quad (5.2)$$

Daraus folgt:

$$QE(\lambda) = \frac{hc}{e} \cdot \frac{S_K(\lambda)}{\lambda} \quad (5.3)$$

Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz der Photonen, e die Elementarladung und c die Lichtgeschwindigkeit.

5.2.2 Kollektionseffizienz

Die Quantennachweiswahrscheinlichkeit $QE(\lambda)$, welche im letzten Abschnitt vorgestellt wurde, ist die charakteristische Größe der Photokathode. Für die Beschreibung der Effizienz eines Photomultipliers ist sie allerdings, für sich genommen, eine nicht ausreichende Größe. Nicht alle an der Photokathode erzeugten Sekundärelektronen gelangen auf die erste Dynode, so dass nicht jedes Photoelektron in ein Anodensignal konvertiert wird. Der Überföhrungsfaktor zwischen der Anzahl, der an der Photokathode befreiten und der tatsächlichen Anzahl der die erste Dynode treffenden Photoelektronen wird definiert durch die Kollektionseffizienz $\alpha(\lambda)$:

$$\alpha(\lambda) = \frac{\text{Photo} - e^- \text{ auf Dynode1}}{\text{Photo} - e^- \text{ auf Photokathode}}$$

Die Kollektionseffizienz bildet zusammen mit der Quanteneffizienz den messbaren Röhrenparameter der *effektiven Quantenausbeute* $\eta(\lambda)$:

$$\eta(\lambda) = \alpha(\lambda) \cdot QE(\lambda)$$

Um die Kollektionseffizienz möglichst maximal zu gestalten, wird das elektrooptische Eingangssystem so konstruiert, dass spezielle Fokussierelektroden elektrische Felder erzeugen, welche möglichst alle Photoelektronen auf bestimmte Trajektorien zur ersten Dynode zwingen. Weiterhin sollen die \vec{E} -Felder die Photoelektronen auf das Zentrum der ersten Dynode fokussieren, um geometrieabhängige Laufzeitunterschiede durch die endliche Dynodengeometrie zu minimieren. Die Kollektionseffizienz

ist abhängig von der Wellenlänge der einfallenden Photonen, da die Anfangsenergien der Photoelektronen von der Energie der Signalphotonen abhängt. Photoelektronen, welche die Photokathode nicht senkrecht mit intrinsischer Anfangsgeschwindigkeiten verlassen, lassen sich schlechter auf der ersten Dynode sammeln, als solche ohne Anfangsgeschwindigkeit. Dies gilt insbesondere für Photomultiplier mit großen Photokathoden und einem großen elektrooptischen Eingangssystem. Für angemessene Spannungen zwischen der Kathode und erster Dynode sollte die Kollektionseffizienz jedoch immer größer als 80% sein [50].

5.2.3 Rauschen

Am Ausgang eines Photomultiplier treten auch dann Signale auf, wenn er sich in völliger Dunkelheit befindet. Genaue Kenntnis von Form und Intensität dieses Untergrundspektrums ist besonders beim Nachweis von schwachen Lichtsignalen aus wenigen Photonen wichtig, da diese u.U. nicht mehr vom Rauschen getrennt werden können.

Folgende Ursachen für das Rauschen können gefunden werden:

- Thermische Emission aus der Photokathode und den Dynoden.
- Der Ableitstrom (*leakage current*).
- Radioaktive Kontamination.
- Ionisationserscheinung (vom Restgas).
- Lichtleckage (*Light leakage phenomena*) z.B. Lichtundichtigkeit der Messapparatur.

5.2.4 Die Spannungsversorgung

maximale Versorgungsspannung zwischen Anode und Kathode	1300 V
maximale Versorgungsspannung zwischen Anode und letzter Dynode	300 V
maximale Versorgungsspannung zwischen Kathode und erster Dynode	500 V
maximale Versorgungsspannung zwischen benachbarte Dynoden	300 V
maximaler Anodstrom	0.2 mA
maximale Umgebungstemperaturbereich	$-30^{\circ}C \dots\dots\dots + 50^{\circ}C$

Tabelle 5.3: Die maximale zulässigen Betriebswerte der XP3062 Photomultiplier [47].

Die Photokathode, das Dynodensystem und die Anode müssen die geeignete Spannung haben, damit der Photomultiplier funktionieren kann: Um die Elektronen zu beschleunigen, muss die erste Dynode gegenüber der Kathode auf positivem Potential liegen, jede Dynode muss gegenüber der vorhergehenden positiv sein und die Anode muss positiver sein als die letzte Dynode. Typisch liegen die Spannungen zwischen den Dynoden um 100V. Sie sollten nicht kleiner als 80V sein, um eine gute Fokussierung zu gewährleisten. Für Standardanwendungen sind die Spannungen über den

ganzen Multiplier im wesentlichen gleich verteilt. Die Potentialdifferenz zwischen Kathode und erster Dynode sollte mindestens doppelt so groß sein wie die Spannungen zwischen den Dynoden, um gute Überführung sicherzustellen.

Die Versorgung geschieht meist mit einer spannungsstabilisierten Hochspannungsquelle. Es gibt zwei Möglichkeiten der Versorgung, die beide gebräuchlich sind:

- Die Anode liegt auf positivem Potential, die Kathode ist geerdet,
- die Kathode liegt an negativer Hochspannung, die Anode ist geerdet.

Die hier getesteten Photomultiplier XP3062 arbeiten nach dem ersten Prinzip.

Im Umgang mit Photomultiplier sind folgende Dinge zu beachten:

Die Röhren sollten im Dunkeln gelagert werden. Setzt man Photomultiplier dem Tageslicht aus, z.B. beim Einbau, so dauert es einige Zeit, bis der *Dunkelstrom* (*dark current*) wieder auf den normalen Wert zurückgekehrt ist. So ist vor Beginn der Messungen darauf zu achten, dass sich der Photomultiplier paar Minuten in voller Dunkelheit unter Spannung befunden hat.

Man darf Photomultiplier niemals dem Tageslicht aussetzen, wenn Spannung angelegt ist, weil dann sehr hohe Ströme fließen, die weit über den maximal zulässigen Werten liegen und zu irreparablen Schäden führen. Der Maximalwert für die Kathode ist bestimmt durch ihren Widerstand, während für die Anode und Dynode die Wärmeabfuhr und der zu große Spannungsabfall eine Rolle spielen.

Alterungserscheinungen, die auch bei Lagerung im Dunkeln auftreten, haben ihre Ursache vor allem im Verdampfung des Cäsiums aus der Kathode. Für das Auger-Projekt ist es erforderlich, dass die Photomultiplier eine Lebensdauer von mehr als 15 Jahren haben.

5.2.5 Verstärkung

Die Verstärkung G *gain* eines Photomultipliers setzt sich zusammen aus der sukzessiven Sekundäremission der aufeinanderfolgenden Dynodenstufen. Sie ist somit gegeben durch das Produkt:

$$G = \prod_{i=1}^n g_i \quad \text{mit} \quad g_i = \eta_i \delta_i$$

Dabei ist n die Anzahl der Dynoden, g_i die Verstärkung, δ_i der Sekundäremissionskoeffizient und η_i die Kollektioneffizienz der i -ten Dynode. Die Verstärkung g_i der i -ten Dynode hängt von der Spannung V_i zwischen den Dynoden D_i und D_{i-1} über ein einfaches Potenzgesetz zusammen:

$$g_i = P_i V_i^\alpha$$

Darin ist P_i eine materialspezifische Konstante, der Exponent α bewegt sich zwischen 0,65 und 0,75 [50] V_i ist der Teil der Gesamthochspannung V_{tot} , welcher vom Spannungsteiler der Dynodenstufe zugeteilt wird

$$V_i = P_i' V_{tot}$$

Daraus folgt für die Gesamtverstärkung des Multipliers unter der Annahme gleicher Dynodeneigenschaften:

$$G = \prod_{i=1}^n P_i (P_i')^\alpha V_i^\alpha = P \cdot V_{tot}^{n\alpha}$$

P ist eine dynodenspezifische Konstante und hängt von der Spannung an den Dynoden ab. Daraus folgt, dass die Verstärkung eines Photomultipliers über ein Potenzgesetz von der Gesamtspannung V_{tot} abhängt. Der Exponent ergibt sich dann je nach Anzahl der Dynodenstufen ($n=8$ bei der XP3062) unter Einbeziehung der funktionalen Abhängigkeit der Dynodengain von α wie oben angegeben, zu $n\alpha$ zwischen 5.2 und 6.0 [58].

Im Folgendem wird die gesammte Versorgungsspannung V_{tot} einfach mit HV bezeichnet und $n\alpha$ mit α . Bei den Messungen in Abschnitt 7.2.1 hängt die Ladungsmenge Q von HV über

$$Q = K \cdot (HV)^\alpha \quad (5.4)$$

zusammen. Der Parameter K lässt sich durch einen Fit der Messwerte nach der Gleichung 5.4 ermitteln (siehe auch Messungen in Kapitel 7.2.1).

Die Verstärkung kann so geschrieben werden:

$$G = \frac{Q}{c} \quad (5.5)$$

Der Parameter c ist unbekannt, aber bei einer festen Lichtintensität konstant bleibt [67].

Aus Gleichungen 5.4 und 5.5 kann man eine Allgemeine Funktion der Ladungsmenge in Abhängigkeit von HV ableiten:

$$G = \frac{K \cdot (HV)^\alpha}{c} \quad (5.6)$$

5.3 Head electronics

Die *Head electronics* Einheit besteht aus drei Kreisförmigen Leiterplatten (*PCB printed circuit board*) (32 mm Durchmesser), die miteinander über verlötete Stifte festverbunden sind (siehe Abbildung 5.5). Sie enthält:

- aktiven Spannungsteiler, welcher drei Hochspannung-Bipolare Transistoren für die Stabilisierung der Spannung auf den drei letzten Dynoden beinhaltet.
- *Current Monitor/Driver* Leiterplatte für die Auslese der PMT-Signale und des DC- Anodestroms und für Injektion von Testpulsen.
- Schnittstelle für die Verbindung der *Head electronics* und der Ausleselektronik.

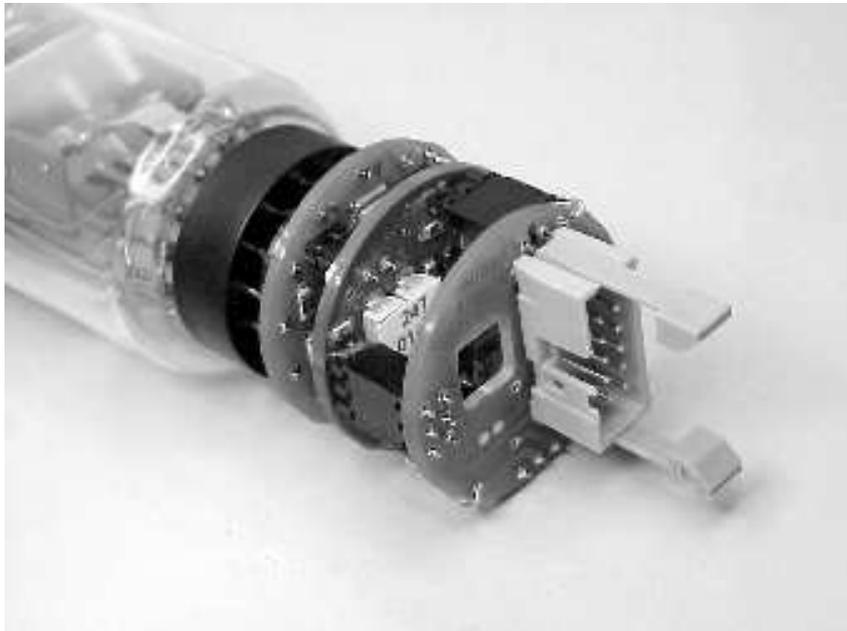


Abbildung 5.5: Head electronics

Kapitel 6

Teststand für Photomultiplier der Fluoreszenz-Teleskope

„Mein Ziel ist einfach. Es ist das vollständige Verständnis des Universums: warum es so ist, wie es ist, und warum es überhaupt existiert.“

Stephen Hawking

6.1 Einführung

Die grundlegende Basis eines Fluoreszenzteleskops bilden die Photomultiplier, deren Eigenschaften die Detektoraufösungen bestimmen.

Die Anforderungen an Photomultipliercharakteristika erhält man durch Simulationsrechnungen, in denen als Eingangsparameter möglichst realitätsnahe Photomultiplierdaten, wie die Größe der Photokathode, Quanteneffizienz, spektrale Sensitivität, Verstärkung, Linearität etc. eingehen. Die Betrachtung simulierter Ereignisse zeigt, dass die Photonix XP3062 Photomultiplier die Anforderungen für die Detektion von Fluoreszenzlicht der Luftschaer erfüllen [57].

Da eine große Zahl von Photomultipliern getestet werden muss, bevor diese in die Kamera der Fluoreszenzteleskope des Pierre Auger Observatoriums eingesetzt werden (siehe Abschnitt 4.2), sollte der Testablauf möglichst schnell und auf die Hauptanforderungen zielgerichtet sein:

- Identifizierung von defekten und instabilen PMTs.
- Klassifizierung der PMTs in Verstärkungsklassen (*gain classes*).
- Messung der Verstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung (HV).
- Linearitätstest der Verstärkung bei unterschiedlichen Lichtintensitäten.
- Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der Verstärkung bei $\lambda = 337$ nm und $\lambda = 390$ nm.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird der Photomultiplierteststand vorgestellt. Anschließend werden ausgewählte Messergebnisse vorgestellt.

6.2 Der Mechanische Aufbau

Beim Entwurf des Teststandes sollen folgende Anforderung erfüllt werden:

- Das ganze Testverfahren sollte automatisch sein.
- Der Messaufbau sollte bei den verschiedenen Messungen unverändert bleiben.
- Pro Messreihe möglichst viele Photomultiplier gleichzeitig getestet werden können.

Das Testkonzept ist vereinfacht in Abbildung 6.1 dargestellt.

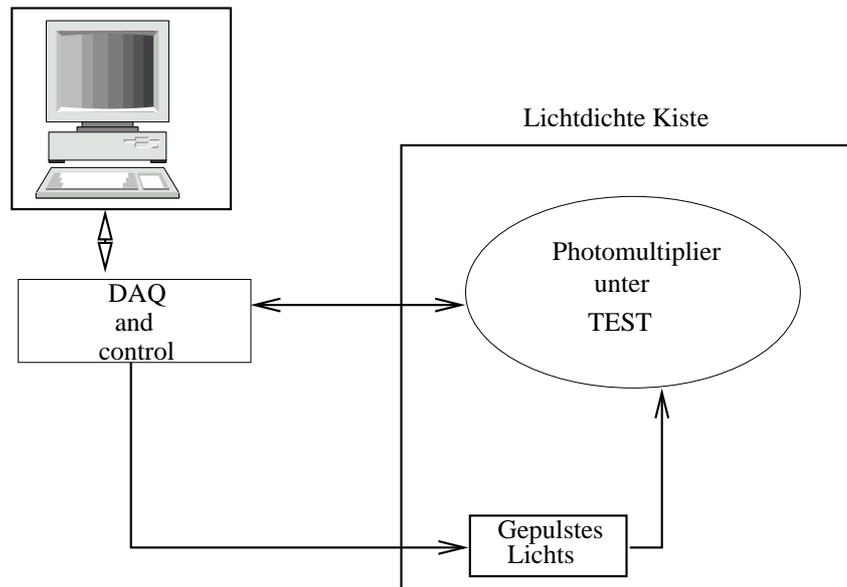


Abbildung 6.1: Das Konzept für einen Photomultiplierteststand.

6.2.1 Design der Testbox

Der Messaufbau befindet sich in einer lichtdichten Holzkiste der sogenannten *Black Box* mit den Abmessungen $2.00\text{ m} \times 0.60\text{ m} \times 0.60\text{ m}$. Die Innenseite ist schwarz gestrichen, um unerwünschte Lichtreflektionen in der Kiste zu vermeiden. Zusätzlich wird die Kiste während der Messungen mit einem schwarzen Tuch umhüllt, damit kein Umgebungslicht auf die Photomultiplier trifft (Abbildung 6.2).

Auf der *optischen Bank*, eine horizontal eingebaute Aluminiumschiene, werden alle in der Kiste untergebrachten Komponenten montiert. Diese können horizontal bewegt werden .

Da viele Photomultiplier getestet werden sollen, wurde beim Design Wert auf einfachen Zugang zu allen Komponenten gelegt. Dies gestattet z.B. einfaches Austausch von PMTs (siehe Abbildung 6.2).

6.2.2 Die PMT-Halterung

Die in jeder Messreihe (*run*) zu testenden Photomultiplier werden zusammen mit vier Referenzphotomultipliern in einer hexagonalen Matrix angeordnet und sind an eine Alu-Scheibe angebracht. Diese hat einen Durchmesser von 30 cm und eine Wandstärke von 30 mm und ist mit 37 kreisförmigen Öffnungen für 37 PMTs versehen. Der Abstand der Achsen der Öffnungen beträgt 40.5 mm, wodurch eine hohe Packungsdichte der Photomultiplier erreicht wird. Die Abbildung 6.3 zeigt die gebaute Halterung.

Auf der Rückseite der Halterung befindet sich die so genannte „Front-end“ Platine (Abbildung 6.4). Diese verteilt die Betriebsspannung für die *Head electronics* und Hochspannung für die PMTs (LV und HV) und beinhaltet passive Transformatoren, welche die differentiellen Signale der PMTs in analoge Pulse konvertieren.

6.3 Der optische Aufbau

Als Lichtquellen werden eine gepulste LED und eine Xenon-Lampe verwendet.

Die gepulste LED

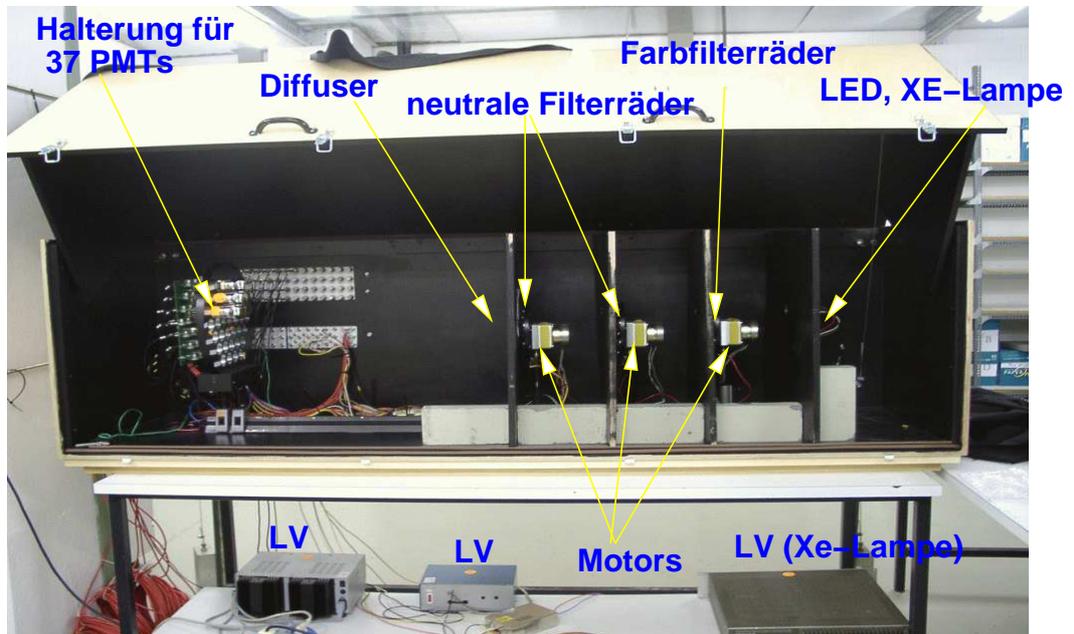
Die meisten Ergebnisse dieser Arbeit werden mit einer blauen LED (470 nm) als lichtgebende Komponente erzielt. Die gepulste LED emittiert blaues Licht mit einem Pulsdauer von $\sim 2\mu s$.

Die Xenon-Lampe

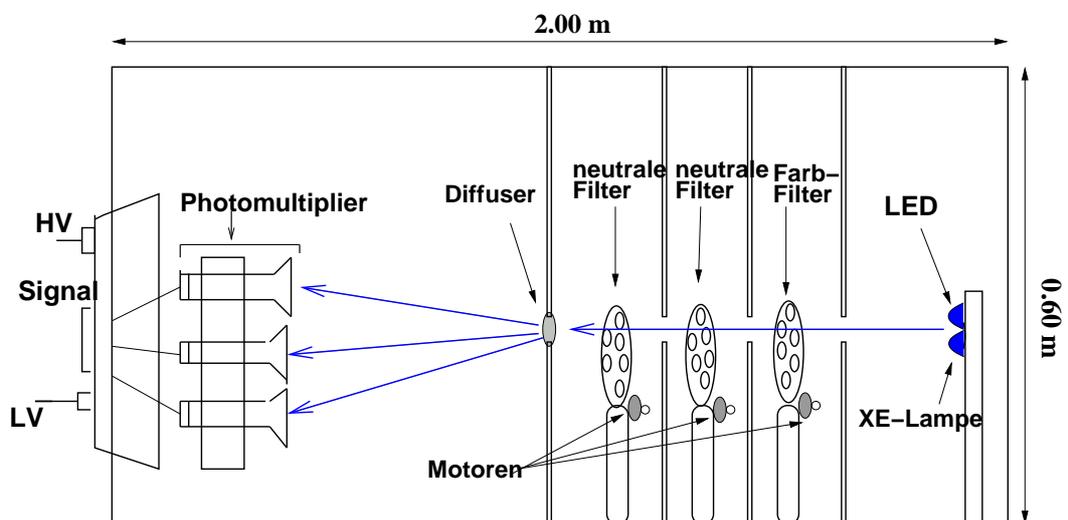
Zusätzlich wird ein Xenon-Lampe (Hamamatsu L4643) verwendet, die ein kontinuierliches Spektrum von 240 nm bis 2000 nm liefert und, mit Hilfe optischer Filter, Messungen bei jeder Wellenlänge im relevanten Bereich erlaubt. Das Emissionsspektrum ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

Das Filtersystem

Zur Auswahl einer bestimmten Lichtintensität bzw. Lichtwellenlänge wurde ein mechanischer Drehmechanismus entworfen. Der Aufbau besteht aus drei motorbetriebenen Alu-Scheiben, die je mit fünf kreisförmige Öffnungen versehen sind, in denen die Abschwächungs- bzw. Farbfilter angebracht sind. Jedes Filterrad befindet sich im Strahlengang auf der Achse eines Schrittmotors, damit kann der gewünschte Filter



(a) Foto des Aufbaus.



(b) Schematische Zeichnung des Aufbaus

Abbildung 6.2: Der experimentelle Messaufbau zur Untersuchung von Photomultipliern.

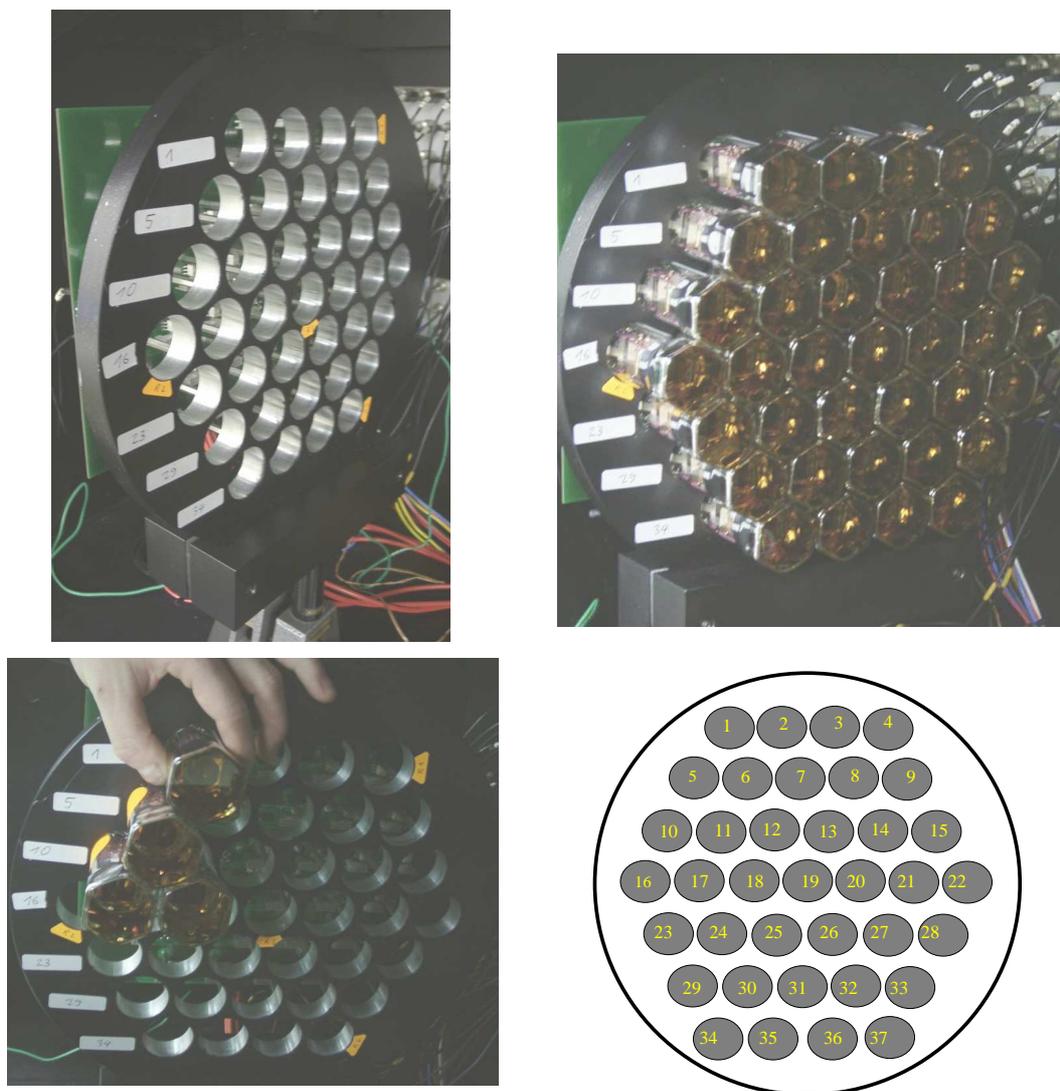


Abbildung 6.3: Die PMT-Halterung. Leere Halterung (oben links), während Einsetzen der PMTs (unten links), komplett gefüllte Halterung (oben rechts) und Skizze mit Positionsnummern (unten rechts)

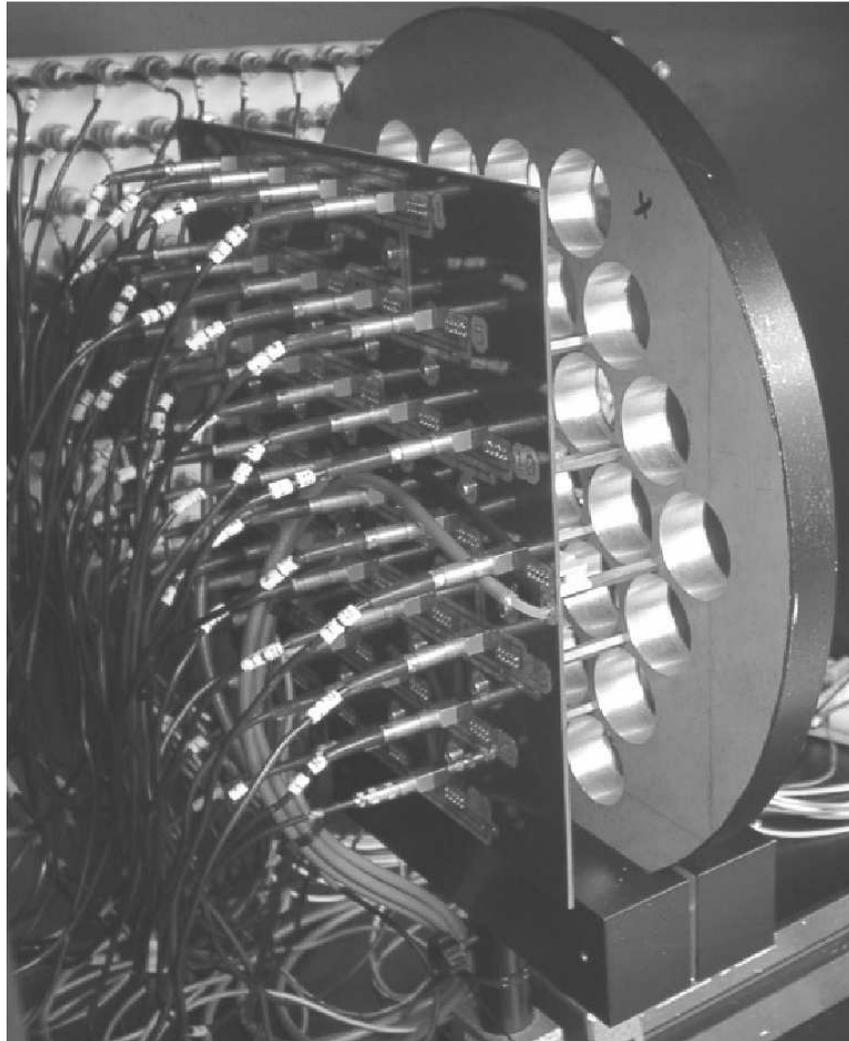


Abbildung 6.4: Die „Front-end“ Platine

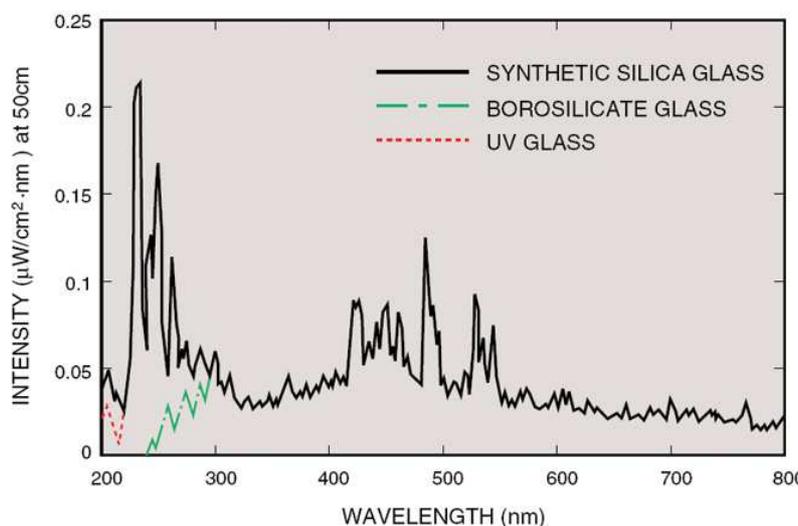


Abbildung 6.5: Emissionsspektrum Der Xenon-Lampe Hamamatsu L4643 [59]

in den Strahlgang gefahren werden. Die Schrittmotoren werden durch ein VME Input/Output Register Modul gesteuert.

Im Abbildung 6.6 sind die drei gebauten Filterräder dargestellt.

Mit Hilfe der Abschwächungsfilter lässt sich ohne Änderung der Parameter für die Leuchtdiode die Linearität der Photomultiplier untersuchen, so dass die Lichtintensität über einen weiten Bereich variiert und dabei die Signale der Photomultiplier gemessen werden können. Die Absorptionsfilter sind im Strahlgang in die Räder zwei und drei eingesetzt (siehe Abbildung 6.6) so dass mehrere Filtekombinationen möglich werden. Absorptionsfilter mit 30%, 10%, 1%, und 0.1% Transmission werden verwendet. Mit den vier Filtern kann das Licht in acht Stufen abgeschwächt werden. Zusätzlich hat jedes Rad eine leere (100% Transmission) und gesperrte (0% Transmission) Position. Die absolute Transmission der jeweiligen Filter wurde in einer speziellen Messanordnung in Karlsruhe kalibriert [66]. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.7 und Tabelle 6.1 zu sehen. Es wurde im interessanten Wellenlängenbereich von 350 nm bis 550 nm eine konstante Transmission gemessen.

Angegebene Transmission	Gemessene Transmission bei $\lambda = 470$ nm
30%	31%
10%	9.15%
1%	0.87%
0.1%	0.08%

Tabelle 6.1: Die in Karlsruhe gemessene Transmissionswerte bei $\lambda = 470$ nm [66].

Die Farbfilter ermöglichen eine Selektion der Wellenlänge des von der Xe-Lampe erzeugten Lichtes. Die beide Filter sind an Rad 1 angebracht. Damit kann eine Messung der spektralen Empfindlichkeit der zu testenden Photomultiplier bei $\lambda = 337 \pm 10$ nm und $\lambda = 390 \pm 10$ nm erfolgen. Was den typischen Werten im Spektralbereich des

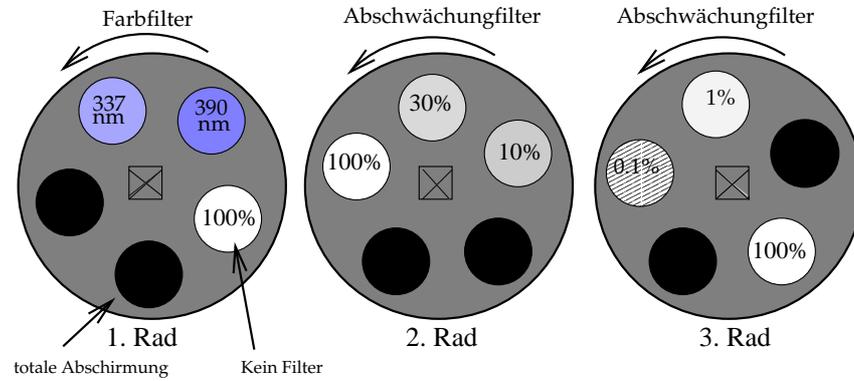
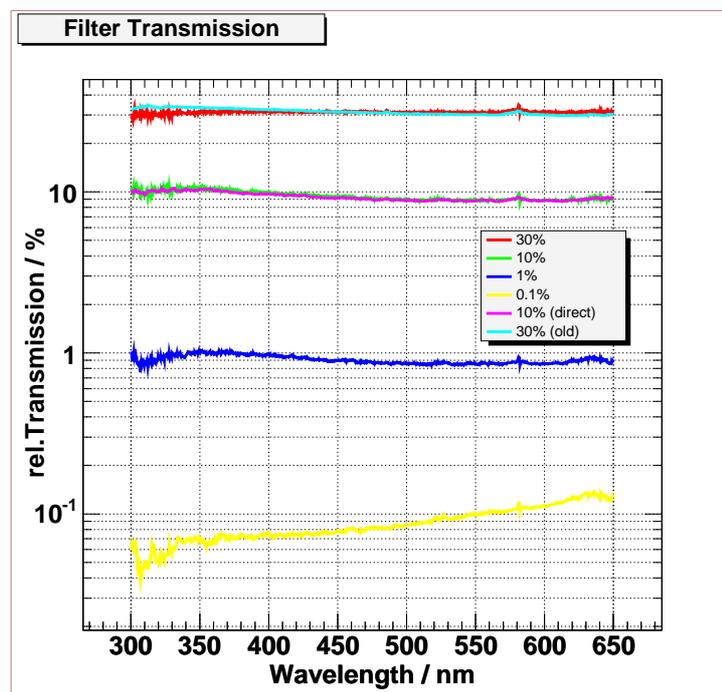


Abbildung 6.6: Skizze des Filtersystems.

Abbildung 6.7: Die in Karlsruhe gemessene Transmissionskurven bei $\lambda = 470$ nm [66].

Fluoreszenzlichts entspricht.

Der Diffuser

Damit die Photokathoden möglichst homogen beleuchtet werden, ist vor der dem Filtersystem (direkt vor dem letzten Rad) ein Diffuser (*Butterbrotpapier*) eingebaut. Dieser verteilt die Photonen isotrop in den gesamten Testbereich. Bemerkt sei, dass es ein Problem darstellt, die gesamten 37 Photokathoden homogen zu beleuchten. Ein Homogenitätstest ist erforderlich. Daraus lassen sich Korrekturfaktoren für jede Position in der PMT-Halterung herausrechnen und können insbesondere als Eingabeparameter für die Datenauswertungen verwendet werden. Die Ergebnisse dieses Homogenitätstest sind in der Abbildung 7.13 zu sehen.

6.4 Der elektronische Aufbau

6.4.1 Die Spannungsversorgung

Die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier erfolgt mit drei Zweikanal Hochspannungsmodulen (Modell NHQ 202M der Firma ISEG) [60]. Die Bedienung kann manuell oder über eine RS 232 Schnittstelle erfolgen. Für den Aufbau werden nur fünf Kanäle benutzt, ein Kanal für die 33 zum testenden Photomultiplier und die vier anderen Kanäle für die vier Referenzphotomultiplier. Die *HV-Kabel* sind direkt auf der Rückseite der „Front-end“ Platine (siehe Abbildung 6.4) verlötet. Zusätzlich wird die *Head electronics* mit einer Spannung von ± 5 V versorgt. Die Schrittmotoren benötigen eine Spannung von ± 5 V sowie eine 24 V Wechselspannung.

6.4.2 Das Datenerfassungssystem

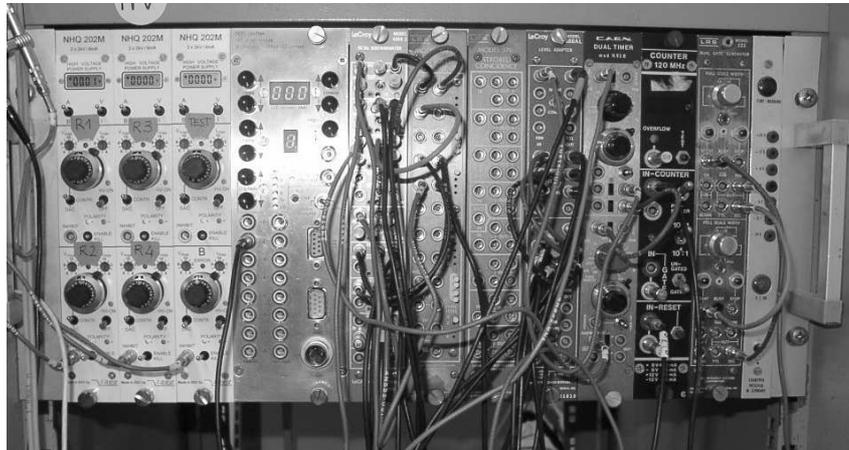
Von der Testbox führen alle Kabel zum *VME-Crate*, in welchem sich die Ausleseelektronik befindet (Abbildung 6.8).

Das Datenerfassungssystem (DAQ¹) basiert auf VME-Elektronik zusammen mit NIM-Modulen für die Trigger-Logik (Abbildung 6.8).

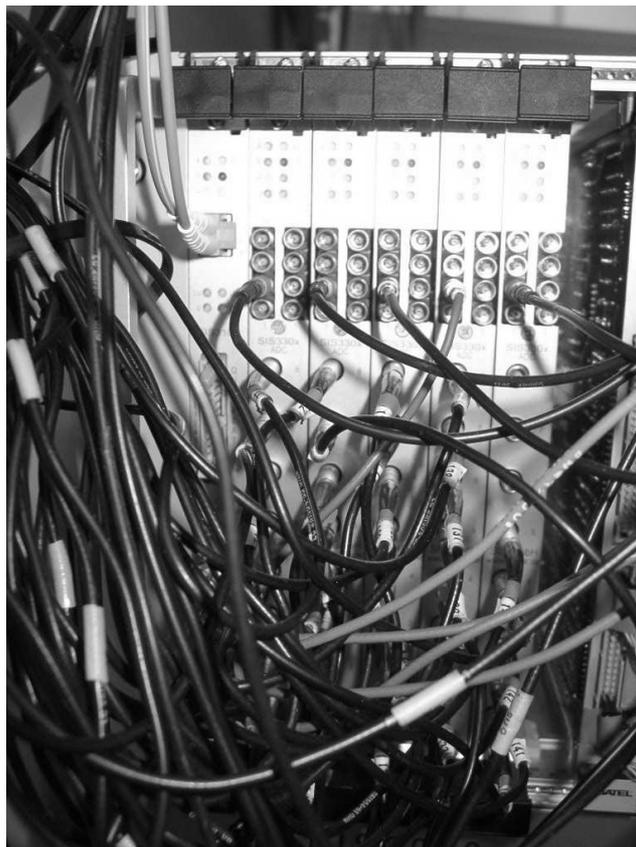
Die Digitalisierung der PMT-Signale erfolgt mit einem *FADC-System* (Abbildung 6.8[b] und 6.9). Das *Transient Waveform Recorder-(TWR)-System* [63], digitalisiert die komplette Pulsform der PMT-Signale. Es wird ein Zeitfenster von $10 \mu\text{sec}$, den Triggerzeitpunkt mit 100 MHz ausgelesen und mit einer Auflösung von 12 Bit die Struktur des Pulses zu erfasst [61, 62]. Das FADC-System ist modular aufgebaut. Es besteht aus einer Kontrolleinheit, die sogenannte PCI-VME Brücke (Bridge) [64], sowie fünf Wandlermodulen (*TWR*) mit jeweils acht Kanälen, in welchem die eigentliche Signaldigitalisierung erfolgt.

Um die Auslese zu starten wird ein programmierbares Startsignal (*Startsignal*) verwendet (Abbildung 6.10), welches in einem *Diskriminator* [LeCroy. Modell 623] ver-

¹Data Acquisition



(a) Fotografie der NIM-Elektronik.



(b) Fotografie der fünf TWR und PCI-VME Brücke

Abbildung 6.8: NIM(a) und VME(b) crates

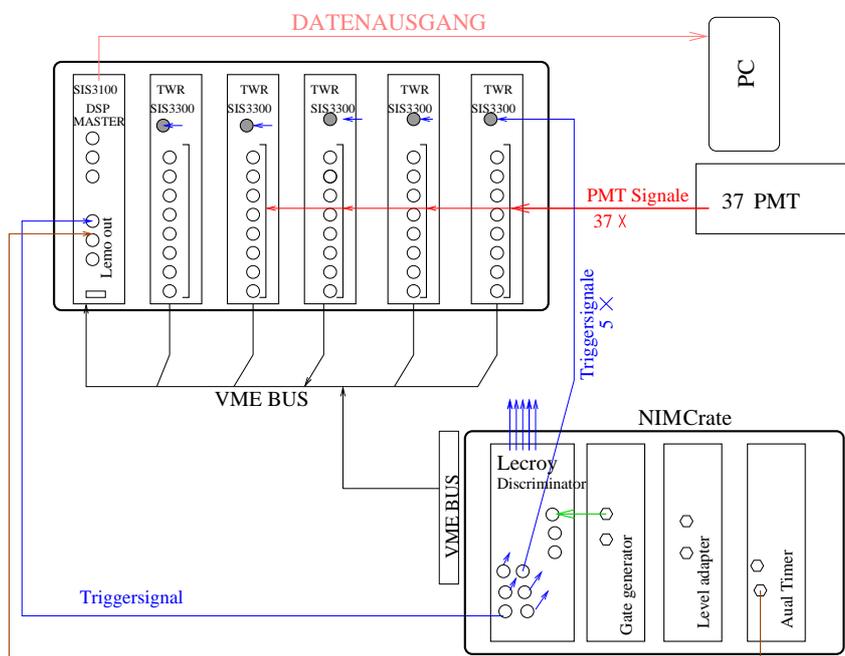


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung des Datenerfassungssystems

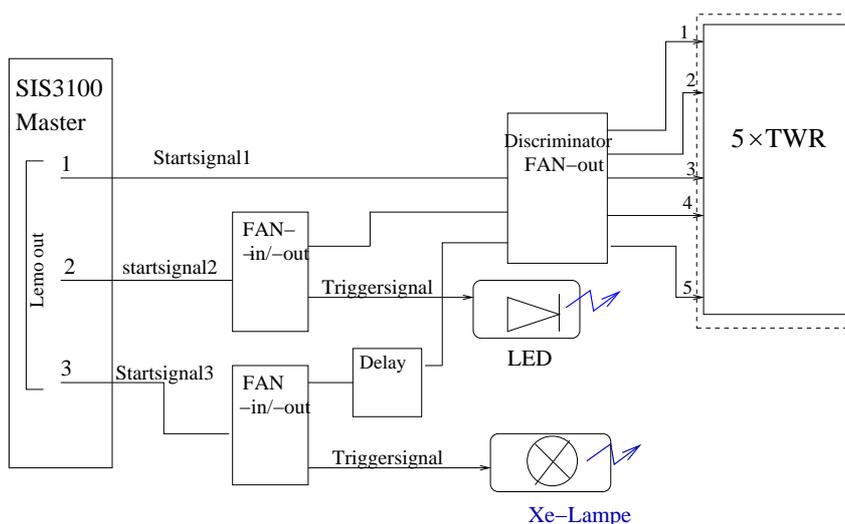


Abbildung 6.10: Die Trigger-Logik

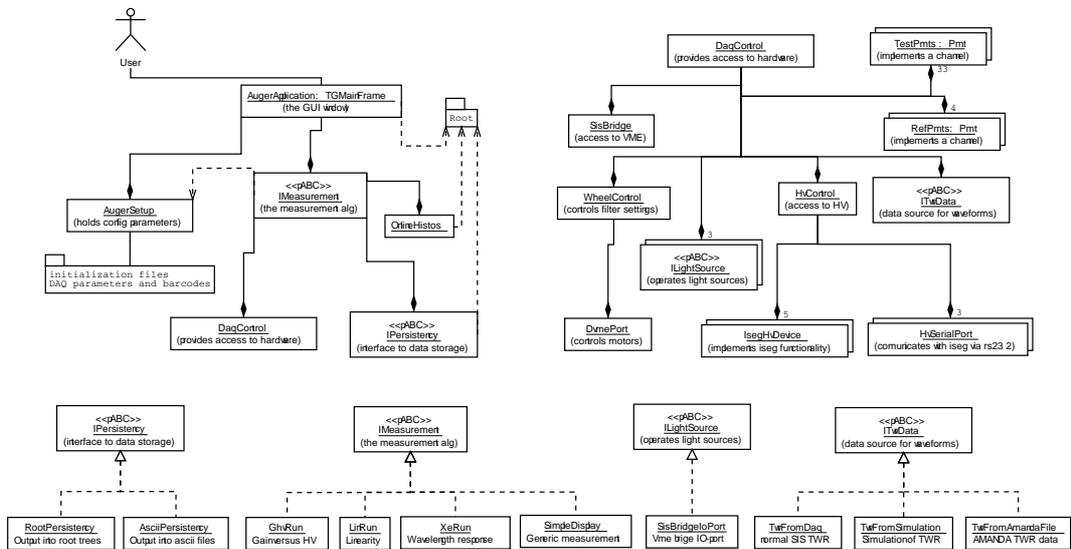
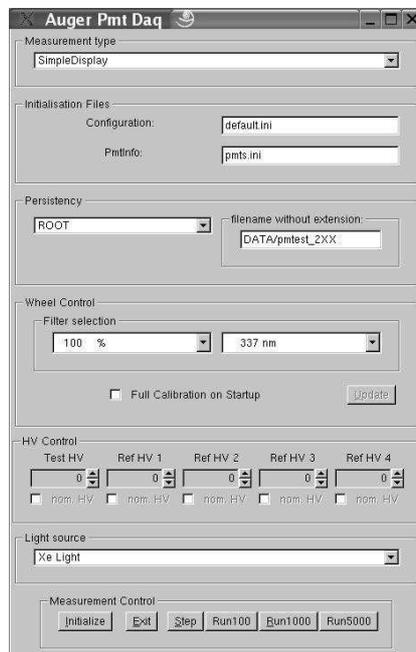


Abbildung 6.11: Überblick über Objekte und ihre Beziehungen in der DAQ Software [67].

fünffacht und auf NIM-Level gewandelt wird. Diese Auslösesignale, *Triggersignale* genannt, starten die fünf *TWR*. Auch von diesem Signal werden die Lichtquellen gepulst. In Abbildung 6.10 wird die Trigger-Logik dargestellt.

Alle, von dem Datenerfassungssystem, aufgenommenen Daten können mit dem DAQ-PC (Linux) via PCI/VME Brücke ausgelesen werden.

Die *online* Visualisierung und Speicherung der Daten wird mit dem C++-basierten ROOT-Paket [65]. Die DAQ Software ist objektorientiert geschrieben [67]. Die Haupt-Objekte und ihre Beziehungen in der DAQ Software werden in der Abbildung 6.11 gezeigt. Zentrale Benutzerschnittstelle ist die Klasse *AugerApplication*, welche von *root* GUI Klassen abgeleitet ist. Ein *screen shot* der Benutzerschnittstelle ist in Abbildung 6.12 zu sehen.

Abbildung 6.12: Ein *screen shot* der DAQ Benutzerschnittstelle.

Kapitel 7

Ergebnisse der Serientests

„Die Menschen verdriest's, daß das Wahre so einfach ist; sie sollten bedenken, daß sie noch Mühe genug haben, es praktisch zu ihrem Nutzen anzuwenden.“

Goethe

Die von Photonis gelieferten PMTs sind bezüglich einer nominalen Betriebsspannung in Verstärkungsklassen HV_0 eingeteilt (*Gain Classes*). Da jeweils Gruppe von 44 PMTs in der Kamera, gemeinsam an einer HV-Einheit angeschlossen werden, sollten die 44 PMTs die gleiche Verstärkung bzw. HV_0 haben. Von daher ist eine Klassifizierung der Verstärkung erforderlich. HV_0 ist hierbei die nominale Betriebsspannung für eine Verstärkung von 10^5 . In der Tabelle 7.1 sind die 10 Verstärkungsklassen aufgelistet.

Klasse	HV_0 Intervall	Mittelwert HV_0
A	850-876	863
B	876-903	890
C	903-931	917
D	931-959	945
E	959-989	974
F	989-1019	1004
G	1019-1050	1035
H	1050-1083	1067
I	1083-1116	1100
J	1116-1150	1133

Tabelle 7.1: Liste der definierten PMT-Verstärkungsklassen.

7.1 Messprogramm

Pro Messreihe werden 33 PMTs aus der vordefinierten Klasse getestet. Vier Referenzphotomultiplier aus der D-Klasse (Tabelle 7.1) verbleiben bei jeder Messreihe an derselben Position.

Folgende Messungen werden durchgeführt:

- **Abhängigkeit der Verstärkung von der Hochspannung:** Untersucht wird die Abhängigkeit der Verstärkung von der HV von 650 V bis 1100 V in Schritten von 50 V.
- **Linearität:** Bei fester Hochspannung wird das PMT-Signal bei unterschiedlichen Lichtintensitäten gemessen (100% bis 0.03% Transmission (siehe 6.3)).
- **Spektrale Empfindlichkeit der Photokathode:** Bei Lichtwellenlänge 337 nm und 390 nm werden die PMT-Signale gemessen und die relativen Empfindlichkeiten bestimmt.

7.1.1 Analyse der Pulse

Pulsform

Die digitalisierten PMT-Signale haben positive Polarität. Abbildung 7.1 zeigt typische aufgenommene Pulse. Unter Verwendung der LED zeigt das Signal eine gute rechteckige Pulsform jedoch mit einer kleinen Versetzung der Nulllinie von einigen mV nach dem Puls. Das Rauschen ist klein. Unter Verwendung der Xe-Lampe ist das Signal langsamer, mit einem breiten Zeitjitter von einigen 100 ns. Zusätzlich ist, durch die Lampe verursachtes elektrisches Rauschen, deutlich zu sehen.

Messung der Ladung

Von den digitalisierten Pulsen wird die integrierte Ladung, die Amplitude und die Antwortzeit durch Software ermittelt. Für die weitere Analyse wird die integrierte Ladung Q erfasst, um die Photomultipliersignale quantitativ zu bestimmen.

Die Integration der Ladung erfolgt, indem man die Nulllinie subtrahiert und die Amplitude (mit angenommenem Widerstand von $50\ \Omega$) aufaddiert. Eine typische Verteilung der Ladungsmenge für 1000 Lichtpulse ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Daraus wird den Mittelwert \bar{Q} berechnet.

Schließlich wird die integrierte Ladung Q ermittelt, indem man den Pedestalmittelwert (Signal ohne Lichtquelle) von \bar{Q} abzieht (vergleiche Abbildungen 7.2 links und rechts). Als Fehler wird der statistischen Fehler des Mittelwertes verwendet.

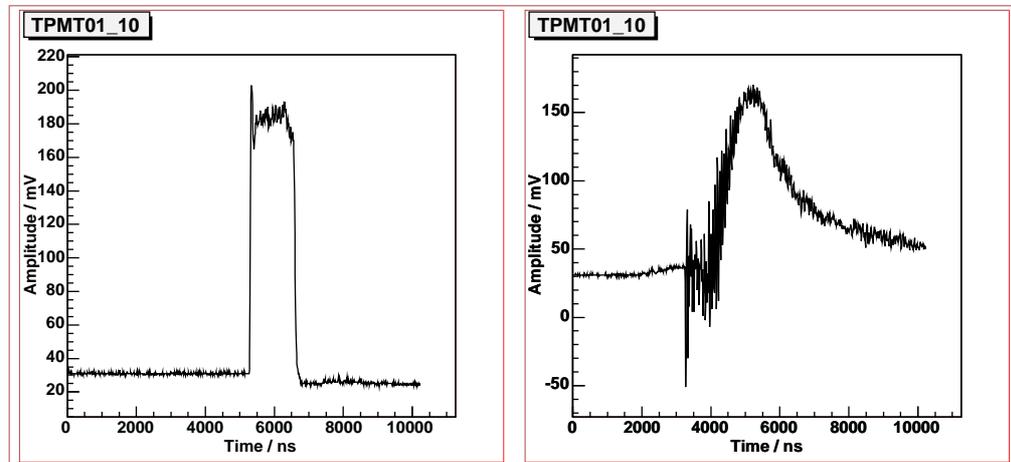


Abbildung 7.1: Typische digitalisierte PMT Signale: Als Lichtquelle wurde links die blaue LED und rechts die Xe-Lampe verwendet. Die Digitalisierung hat eine Auflösung von 10 ns und 1 mV.

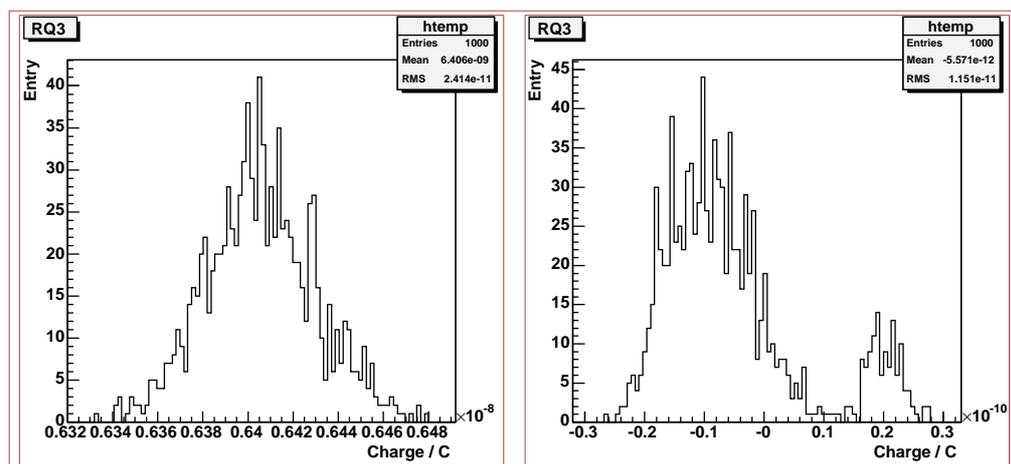


Abbildung 7.2: Histogramm der Ladungswerte von Photomultipliersignalen. Links mit Beleuchtung, rechts ohne Beleuchtung (Pedestal). Das Pedestal wird von den berechneten \bar{Q} -Wert abgezogen um Q zu ermitteln.

7.2 Messungen

7.2.1 Hochspannungsabhängigkeit der Verstärkung

Um nominale Hochspannung HV_0 zu ermitteln, werden die Photomultiplier mit Spannungen zwischen 650 V und 110 V in 50 V Schritten betrieben und die jeweiligen Q -Werte erfasst.

Abbildung 7.3 zeigt ein beispielhaftes Ergebnis dieser Messungen. Wie erwartet ist

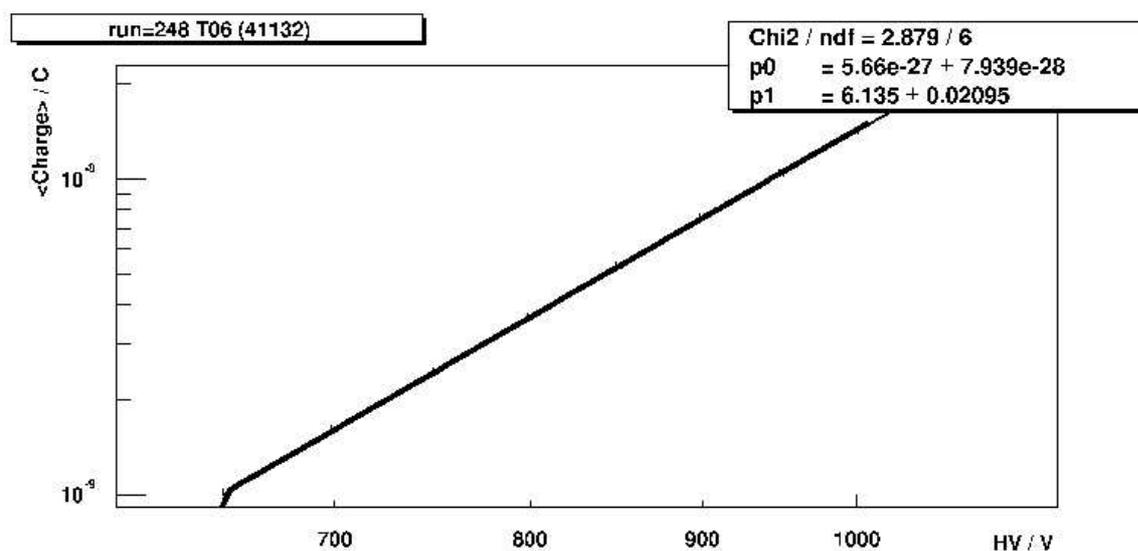


Abbildung 7.3: Die Ladungsmenge Q aufgetragen gegen die Hochspannung, in diesem Fall ist $K \approx 5.66e^{-27}$ und $\alpha \approx 6.135$.

eine Zunahme der Ladung mit der Erhöhung der HV ist zu erkennen. Ein Potenzgesetz der Form

$$Q = K \cdot (HV)^\alpha \quad (7.1)$$

wird an diese Messwerte angepasst (siehe auch Abschnitt 5.2.5) und die Fit-Parameter K und α ermittelt.

Daraus lässt sich die Hochspannungsabhängigkeit der Verstärkung durch

$$G = \frac{K}{c} \times (HV)^\alpha \iff HV = \left(G \cdot \frac{c}{K}\right)^{1/\alpha} \quad (7.2)$$

ermitteln.

Anschließend wird die nominale Hochspannung HV_0 für eine Verstärkung von 10^5 durch

$$HV_0 = \left(10^5 \cdot \frac{c_0}{K}\right)^{1/\alpha} \quad (7.3)$$

berechnet und für die Klassifizierung der PMTs (siehe Tabelle 7.1) verwendet. Dabei ist c_0 ein Kalibrationsparameter, der im Rahmen der Verstärkungskalibration erfasst wurde, $c_0 = 8.86 \cdot 10^{-14}$.

7.2.2 Messung der Linearität

Um die Proportionalität zwischen der Lichtintensität und dem Photomultipliersignal zu untersuchen, wird die Ladungsmenge bei unterschiedlichen Intensitäten des Lichtes (LED) gemessen. Die verwendeten Absorptionsfilter des Abschnittes 6.3 variieren zwischen 0.3% und 100% die Transmission.

Trägt man die gemessene Ladungsmenge Q gegen die Transmission T auf, so folgen die Messwerte im Idealfall (lineares Verhalten) einer Geraden. Allerdings machen sich Abweichungen von der Geraden bei dieser Darstellung nicht so deutlich bemerkbar. Die Abbildungen 7.4 oben zeigt exemplarisch diese Ergebnisse für einen PMT. Die Messwerte werden doppeltlogarithmisch aufgetragen und mit einem Potenzgesetz angepasst.

$$Q = T^{p1} \implies \log Q = p1 \log T \quad (7.4)$$

Der Exponent $p1$ wird im Folgenden als Linearitätskoeffizient bezeichnet.

Im unteren Teil der Abbildung 7.4 werden die Messwerte der Ladungsmenge auf die Transmission normiert, um die Abweichung vom linearem Verhalten zu verdeutlichen. Die Fehlerbalken beinhalten statistische und systematische Fehler. Auffallend ist ein großer Fehler bei Verwendung des 30% Filters. Die Ursache ist ein Sprung des Filters. Dies wird nachher umgetauscht.

7.2.3 Wellenlängenabhängigkeit

Um die spektrale Sensitivität der Photokathode zu untersuchen, werden die 337 nm und 390 nm Farbfilter eingesetzt. Zusätzlich wird die Messung ohne Farbfilter durchgeführt. Zur Beleuchtung wird die Xe-Lampe verwendet.

Zur Analyse der Messwerte wird das Verhältnis R

$$R_\lambda = \frac{Q_\lambda \times Q_{white}}{(Q_\lambda \times Q_{white})_{Ref}} \quad (7.5)$$

berechnet. Daraus wird die Abweichung der spektralen Sensitivität der getesteten PMTs von der, der Referenz-Photomultiplier, ermittelt. Ein Beispiel der Ergebnisse zeigt die Abbildung 7.5. Dargestellt ist die R_λ -Verteilung für 337 nm (oben) und 390 nm (unten) für eine Messung. Ist die Abweichung kleiner als 3%, wird der PMT als gut bezeichnet, ist sie größer als 20% ist er defekt.

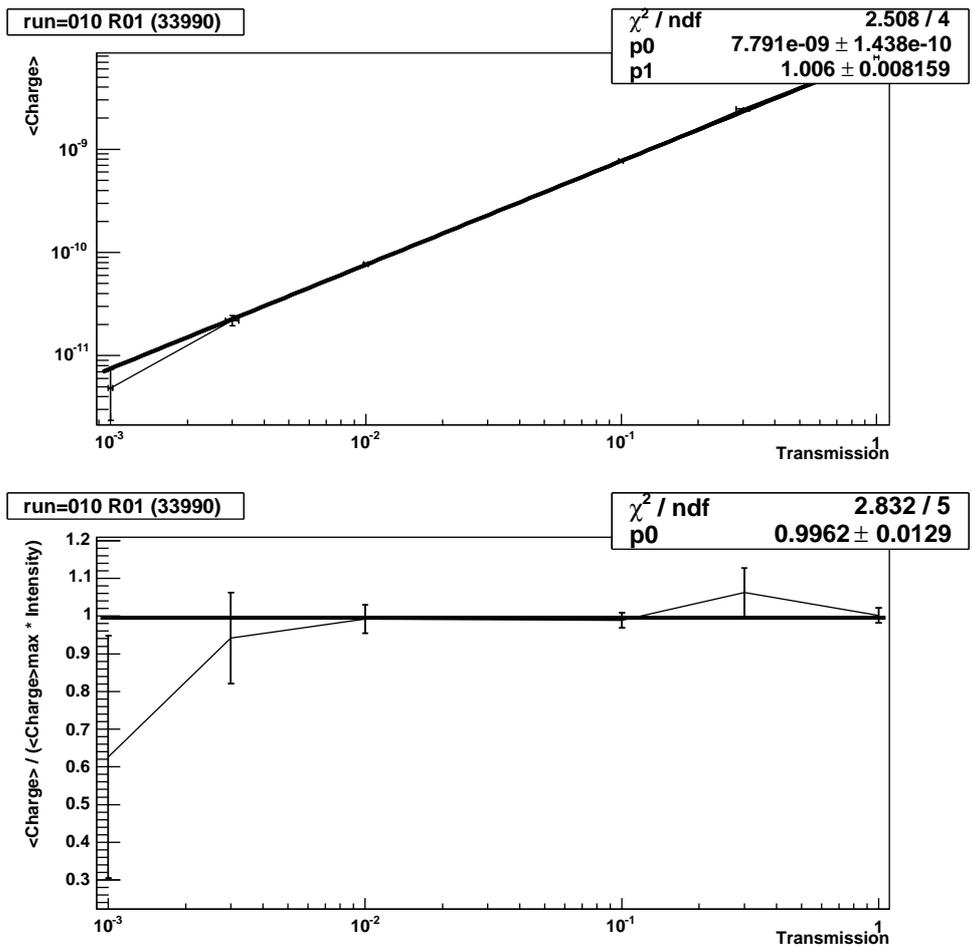


Abbildung 7.4: Beispiel der Linearitätsmessung.

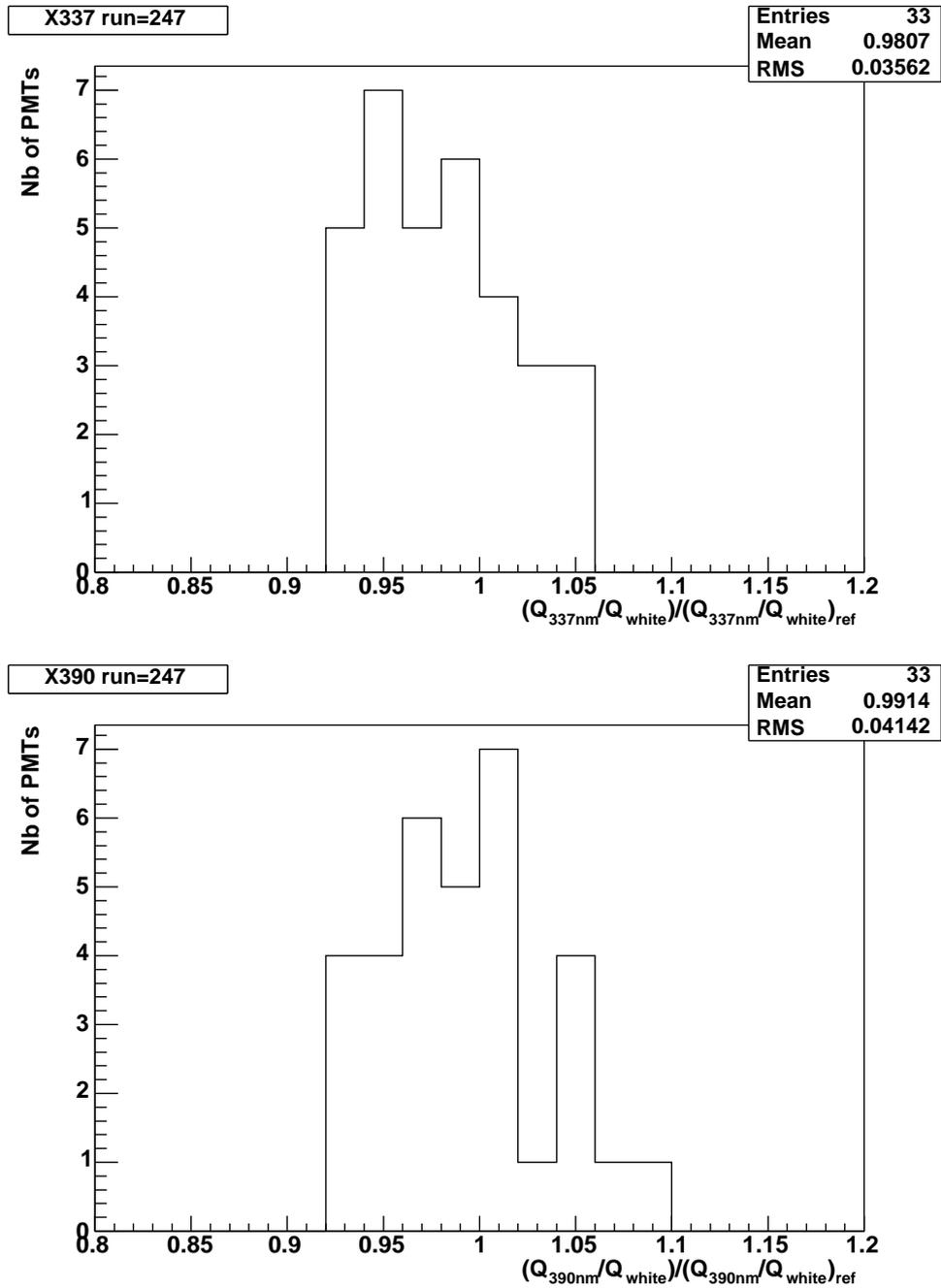


Abbildung 7.5: Typische Messung der spektralen Sensitivität bei $\lambda = 337nm$ (oben) und $\lambda = 390nm$ (unten). Aufgetragen ist jeweils der Anzahl der PMTs gegen R_λ .

7.3 Ergebnisse der Serientests

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Serientests präsentiert. Die Tabelle 7.2 zeigt eine Übersicht über die gelieferten und getesteten PMTs.

Gelieferten Serien		
Phase	Serien	Produktionsdatum
1	3041 → 3060	21-Jul-03 → 3-Sep-03
2	3081 → 3100	10-Oct-03 → 13-Nov-03
3	3111 → 3120	26-Nov-03 → 4-Dec-03
4	4013 → 3060	20-Jan-04 → 4-Feb-04
Getesteten PMTs		
Test	Lieferung	FD Teleskopen
Dec-03 1000 PMTs	Dec-03: 900 PMTs	Los Leones Bay 1,2
Jan -04 → Feb-04 1800 PMTs	Jan.04: 1000 PMTs Feb-04 : 500 PMTs	Coihueco Baya 1,4 Coihueco Bay

Tabelle 7.2: Überblick über die gelieferten Serien (oben) und die getesteten Serien (unten). Bis zu 1000 PMTs können pro Woche getestet werden.

7.3.1 Ergebnisse der Klassifizierung

In Abbildung 7.6 wird die Verteilung der Verstärkungsklassen der PMTs gezeigt. Das Histogramm zeigt die jeweilige Anzahl an PMTs in einer Klasse gemäß der Photonis Klassifizierung (rote Linie) und gemäß der in Wuppertal durchgeführten Klassifizierung (blaue Linie).

Obwohl die Verteilungen in Abb. 7.6 ähnlich aussehen, werden zum Teil erhebliche Migrationen zwischen der Wuppertaler und der Photonis Klassifizierung festgestellt. Dies ist in Abb.7.7 deutlicher zu erkennen. Die Abbildung zeigt die Korrelation zwischen Wuppertaler und Photonis Klassen für die vier Testphasen (Tabelle 7.2). Auf der X-Achse sind die Photonis Klassen aufgetragen und auf der Y-Achse die Wuppertaler Klassen.

In erster und zweiter Testphase (oben links und rechts) beobachten wir eine Migration, zum Teil über mehrere Klassen, der Korrelationsfaktor beträgt jeweils 0.869 und 0.771.

In der dritten und vierten Testphase (unten links und rechts) ist die Migration deutlich verbessert und der Korrelationsfaktor beträgt jeweils 0.947 und 0.90.

Da die Verschiebungen in beide Richtungen gehen, ist der systematische Fehler der absoluten Verstärkungskalibration als Migrationsursache ausgeschlossen.

Der Parameter α der in Gleichung 7.3 berechnet wird, ist in Abb.7.8 als Funktion der Verstärkungsklasse und in Abb. 7.9 als Funktion der Produktionsserien (Batch) gezeigt. Wie erwartet (siehe Abschnitt 5.2.5) liegen die berechneten Mittelwerte von

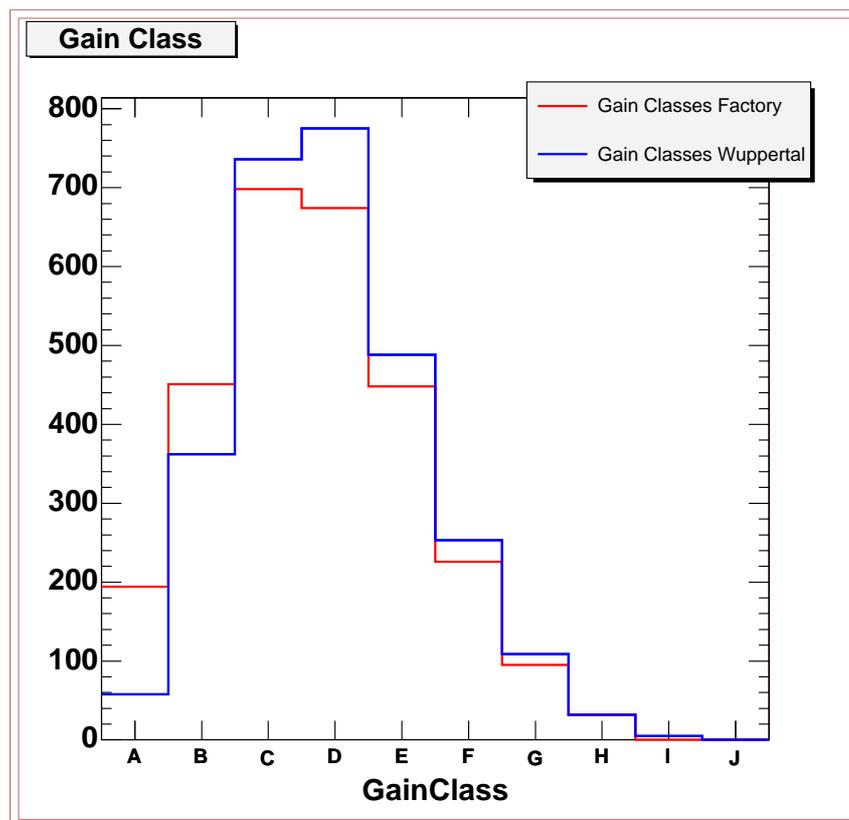


Abbildung 7.6: Ergebnisse der Klassifizierung. Die rote Linie ist die Zuordnung von Photonis, die blaue Linie von Wuppertal.

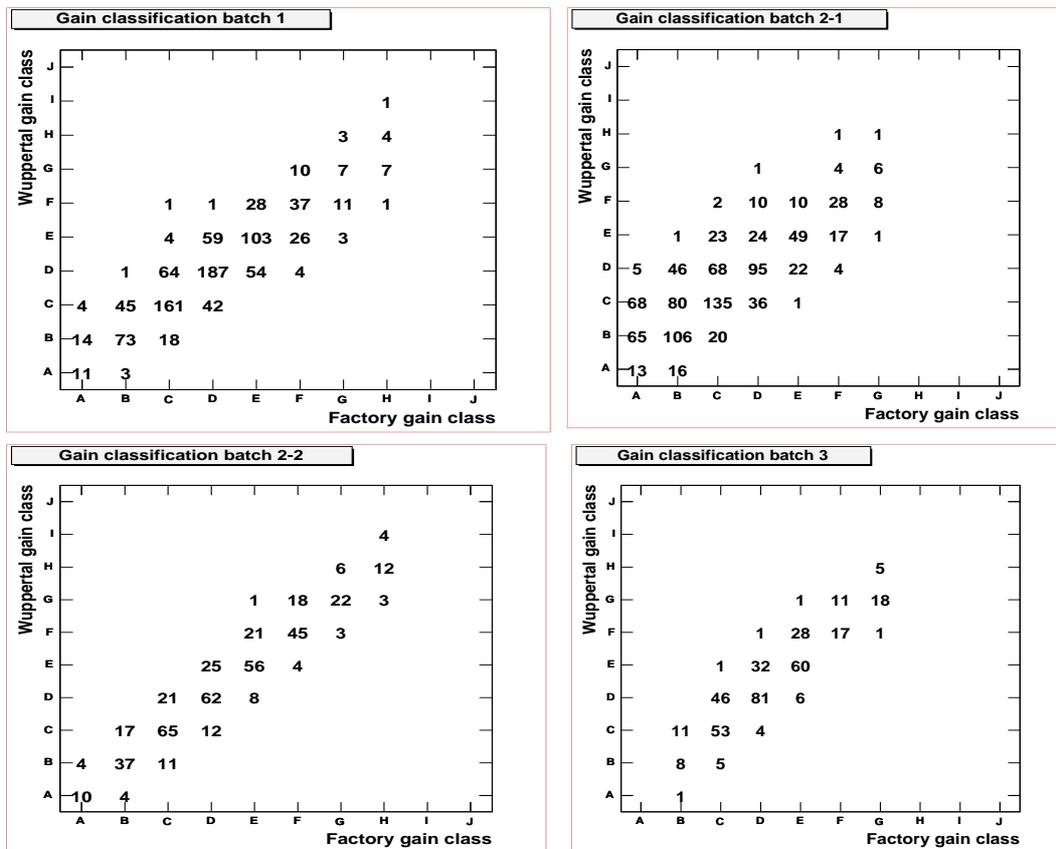


Abbildung 7.7: Korrelation und Migration zwischen Wuppertaler und Photonis Klassifizierung.

α bei $\approx 6.2 \pm 0.06$. Die Fehlerbalken geben die Varianz der α -Verteilung wider.

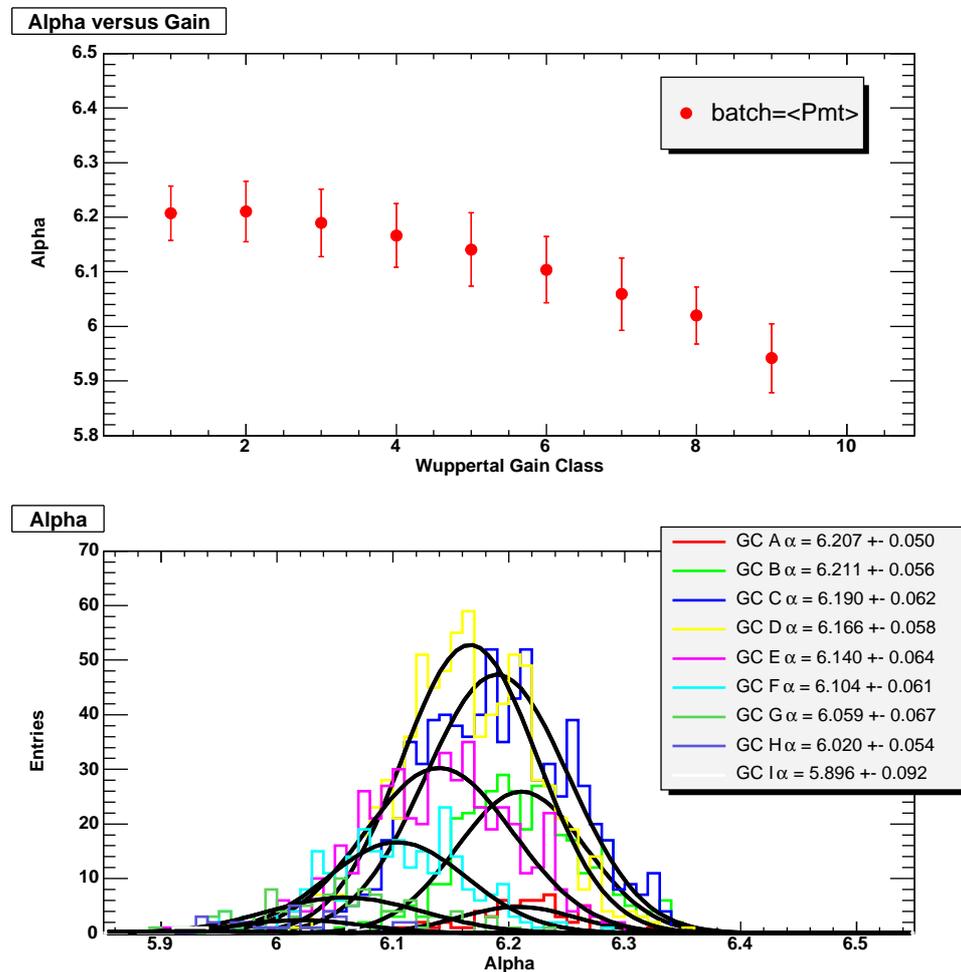


Abbildung 7.8: Im oberen Teilbild ist der Mittelwert α gegen die Verstärkungsklassen von A bis I (1 bis 9) gezeigt. Im unteren Teilbild ist die α -Verteilung der verschiedenen Verstärkungsklassen histogrammiert. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen einer Gaussfunktion.

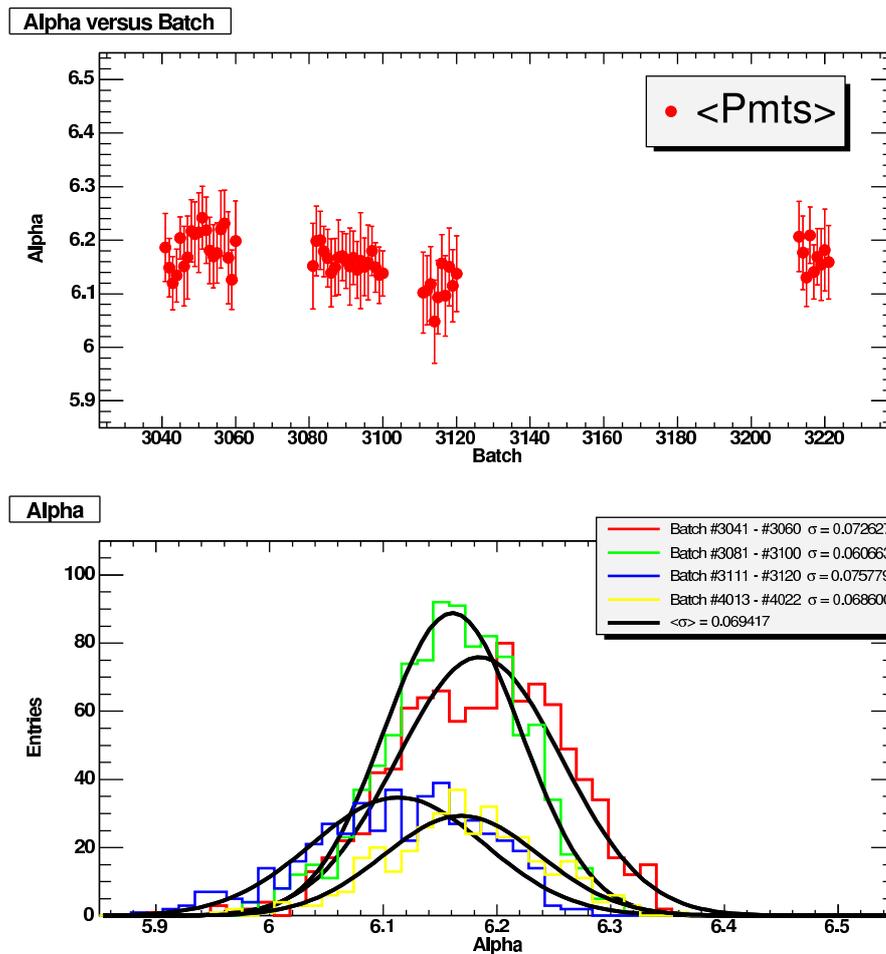


Abbildung 7.9: Im oberen Teilbild ist der berechnete Mittelwert α gegen die Produktionsseriennummer geplottet. Im unteren Teilbild ist die α -Verteilung für getesteten Produktionsserien histogrammiert. Die durchgezogenen Linien sind jeweils Anpassungen einer Gaussfunktion.

7.3.2 Ergebnisse der Linearitätstest

Wie im Abschnitt 7.2.2 beschrieben wurde, wird der Linearitätskoeffizient für jeden Photomultiplier erfasst. In der Abbildung 7.10 ist die Verteilung der Linearitätskoeffizienten histogrammiert.

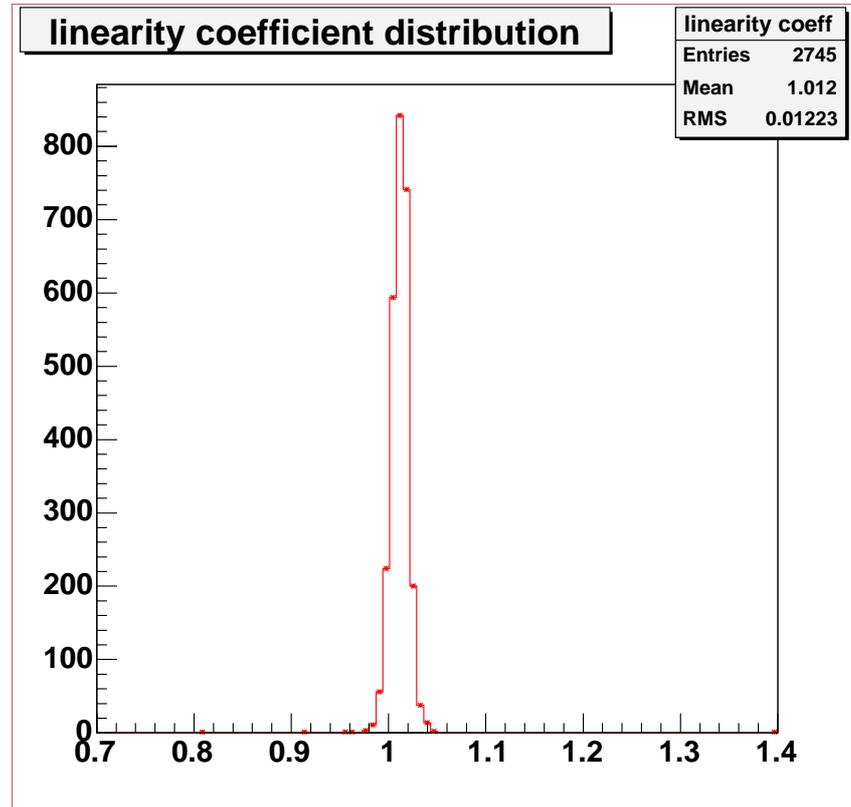


Abbildung 7.10: Verteilung des Linearitätskoeffizienten.

Der Mittelwert der Verteilung der Linearitätskoeffizienten liegt dicht bei 1, die Standardabweichung beträgt ≈ 0.01 , wodurch die lineare Beziehung aus Formel 7.4 bestätigt.

7.3.3 Ergebnisse der Spektralen Empfindlichkeit der Kathode

In Abbildung 7.11 sind die R-Werte histogrammiert, links für $\lambda = 337 \text{ nm}$, rechts für $\lambda = 390 \text{ nm}$. Die Streuung ist ziemlich klein, weniger als $\pm 4\%$. Die Ausreißer stimmen mit PMTs überein, die schon in den Messungen der Verstärkung vom Abschnitt 7.2.1 als instabil oder defekt festgestellt wurden.

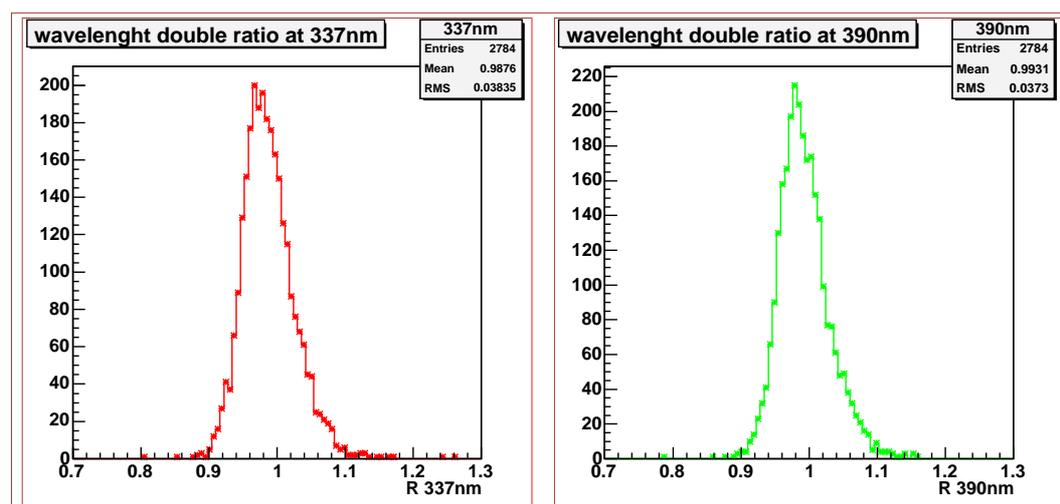


Abbildung 7.11: Die relative spektrale Sensitivität der getesteten PMTs. Links für $\lambda = 337 \text{ nm}$ rechts für $\lambda = 390 \text{ nm}$.

7.3.4 Weitere charakteristische Ergebnisse

Stabilität der Referenz-PMTs

Für einen kontrollierten Betrieb des Teststands ist es notwendig, das zeitliche Verhalten der Verstärkung zu untersuchen. Um die Stabilität der Messanordnung sicherzustellen, wurden die HV_0 -Werte der Referenz-PMTs als Funktion der Messreihen betrachtet. In Abbildung 7.12 (oben) sind die HV_0 -Werte der vier Referenz-PMTs als Funktion der Nummer der Messreihen aufgetragen, die über einen Zeitraum von 4 Monaten durchgeführt wurden. Die mittlere Standardabweichung σ beträgt ≈ 2.6 was einer relativen Spannungsabweichung von ungefähr 0.26% entspricht. Das zeigt eine hohe Stabilität der Messanordnung.

Homogenitätstest

In Abbildung 7.13 sind die prozentualen Schwankungen der Lichtintensität in Abhängigkeit von der Position, bezogen auf Position 19 (siehe Abbildung 6.3), dargestellt. Die Messung wurde mit dem gleichen PMT an jeder Position durchgeführt. Die maximalen Abweichungen betragen $\pm 8\%$ (April und Dezember). Dies zeigt, dass die Ausrichtung der Lichtquelle bzw. die Zerstreung des Lichts im Diffuser nicht vollkom-

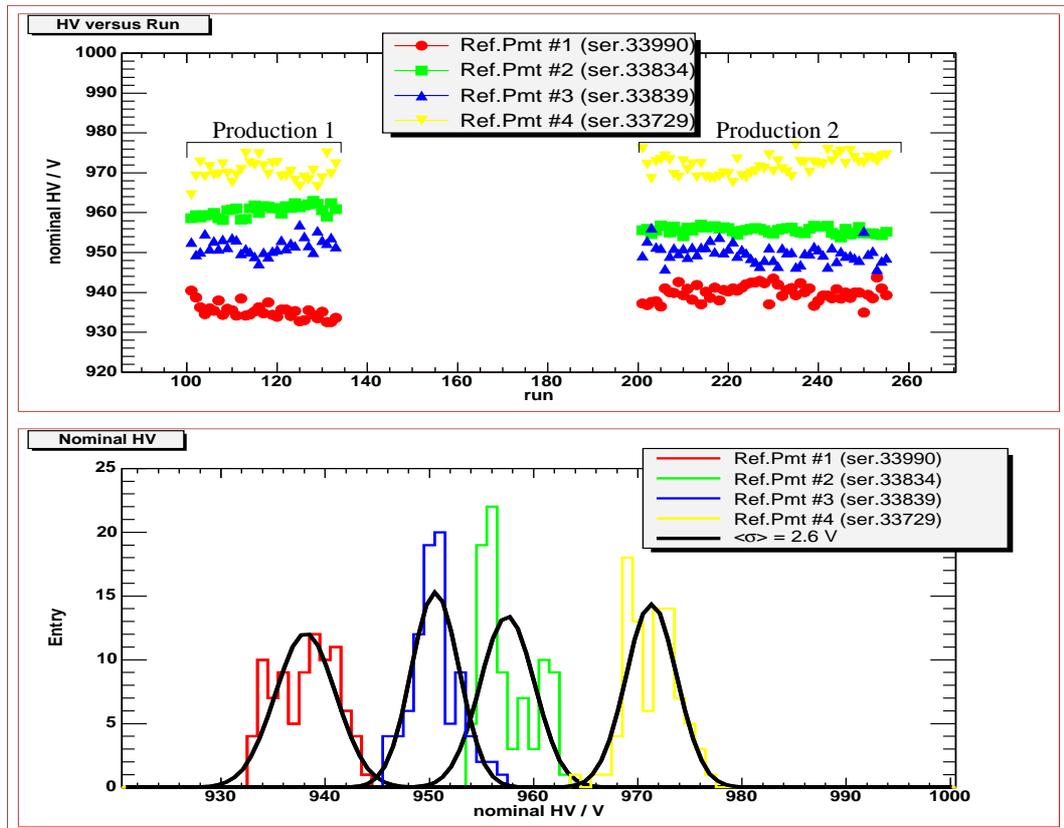


Abbildung 7.12: Stabilität der Referenzphotomultiplier.

men ist. Zwischen Dezember 2003 und Januar 2004 wurde die Messanordnung umgestellt. Die entsprechenden Änderungen im Intensitätsdiagramm (Abbildung 7.13) sind sichtbar. Zwischen März und April wurde die Messanordnung nochmal umgestellt, eine sichtbare Änderung ist in Position 29 zu sehen. Die gute Übereinstimmung der Messungen, besonders wenn die Messanordnung nicht verändert wurde, zeigt die gute Zeitstabilität des Systems (siehe Abb. 7.12). Auf die gefundenen relativen Intensitäts-Werte wird in der Klassifizierungsmessung korrigiert.

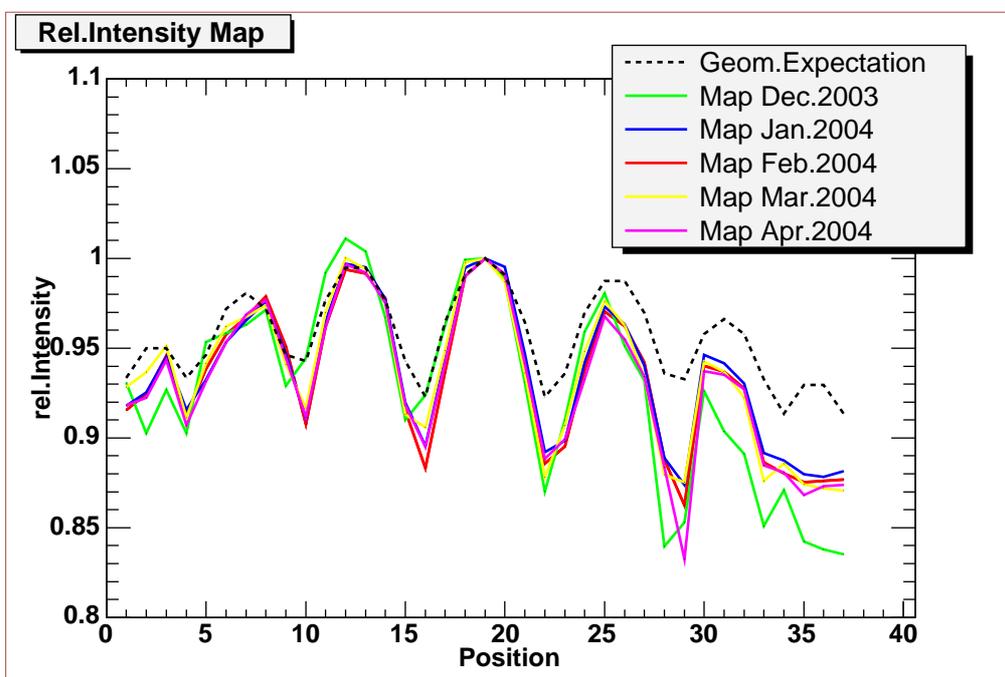


Abbildung 7.13: Positionsabhängigkeit der Lichtintensität.

Kapitel 8

Resümee

Thema der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung und der Bau eines Teststandes zur Untersuchung der Photonis XP3062 Photomultiplier, bevor diese in die Kamera der Fluoreszenzteleskope des Pierre Auger Observatoriums in Argentinien eingesetzt werden. Diese Detektoren sollen mit etwa 11000 Photomultiplier instrumentiert werden.

Das Testverfahren war auf die Hauptanforderungen zielgerichtet:

- Identifizierung von defekten und instabilen PMTs.
- Klassifizierung der PMTs in Verstärkungsklassen (*gain classes*).
- Linearitätstest der Verstärkung bei unterschiedlichen Lichtintensität.
- Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der Verstärkung bei $\lambda = 337 \text{ nm}$ und $\lambda = 390 \text{ nm}$.

Die Messungen wurden in einer lichtdichten Kiste (*black box*) durchgeführt. 33 Photomultiplier konnten pro Messreihe und bis zu 1000 PMTs pro Woche geprüft werden. Als Lichtquellen für die hier beschriebenen Messungen wurden eine blaue LED und eine Xe-Lampe verwendet. Die Lichtintensität und das Lichtspektrum können mit den Absorptions- bzw. Farbfilter eingestellt werden.

Zurzeit sind bereits etwa 4300 PMTs getestet und nach Malargüe geliefert worden. Die Ergebnisse sind archiviert und können als Entscheidungsgrundlage für die Auswahl der Photomultiplier zum Einbau in den Detektor dienen.

Literaturverzeichnis

- [1] www-hfm.mpi-hd.mpg.de/CosmicRay/CosmicRaySites
- [2] Wiebel-Sooth, B.& Biermann, P. L., Chapter 7.6: Cosmic Rays, Landolt-Bornstein; New Series, vol. VI 3C, p. 37-90 (1998)
- [3] P.Auger Projekt Design Report(1997), <http://www.auger.org>
- [4] T.K Gaiser, cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press, 1990
- [5] M. Teschima, Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Rom 2, 697, 1995
- [6] D.Schmele, Dissertation, II. Institut für Experimentalphysik, Universität at Hamburg (1998)
- [7] D.& Schmele, D., Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, nur zu beziehen über astro-ph/9909125 (1999)
- [8] Bhattacharjee P. & Sigl G., Phys. Rep. 327, 109 (2000)
- [9] Hayashida, N., et al, Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, Volume 3, p 256 (1999)
- [10] D.J. Bird et al. (Fly's Eye-Kollaboration), Phys. Rev Lett. 71, 3401, 1993
- [11] N. Chiba et al., Nucl. Instr. and Meth. A311, 338, 1992
- [12] M. Nagano et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18, 423, 1992
- [13] B. Baschek, A. Unsold Der neue Kosmos 6. Auflage, Springer Verlag (1999)
- [14] D. S. Gorbunov, P. G. Tinyakov, I. I. Tkachev, S. V. Troitsky Evidence for a connection between ray and highest-energy cosmic ray emissions by BL Lacs arXiv:astro-ph, 0204360 (2002).
- [15] S. Yoshida et al., Astroparticle Physics3, 105, 1995
- [16] M.J. Ryan et al., Phys. Rev. Lett. 28, 985, 1972
- [17] I.P. Ivanenko et al., Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary 2, 17, 1993
- [18] K. Asakimori et al. (JACEE-Kollaboration), Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary 2, 21, 1993

-
- [19] V.I. Zatsepin et al., Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary 2, 21, 1993
- [20] D. Müller et al., *Astrophys. J.* 374, 356, 1991
- [21] J.J. Engelmann et al., *Astron. Astrophys.* 233, 96, 1990
- [22] K. Asakimori et al. (JACEE-Kollaboration), Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conference, Calgary 2, 25, 1993
- [23] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16, 748, 1966
- [24] G.T. Zatsepin, V.A. Kuz'min, *JETP Lett.* 4, 78, 1966
- [25] G. Battistoni, Proc. of the Fourth School Non-Accelerator Particle Astrophysics, eds. E. Bellotti et al., World Scientific, 341, 1996
- [26] J.P. Wefel, Cosmic Rays, Supernovae and the Interstellar Medium, eds. M.M. Shapiro et al., NATO ASI Series C 337, 29, 1991
- [27] M.S. Longair High Energy Astrophysics, Volume 1+2, Cambridge University Press, 1992+1994
- [28] M.G. Garcia-Munoz et al., *Astrophys. J.* 217, 859, 1977
- [29] A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astrophys.* 22, 425, 1984
- [30] V.L. Ginzburg, S.I. Syrovatskii, The Origin of Cosmic Rays, Pergamon Press, 1964
- [31] W.I. Axford et al., Proc. of the 15th Int. Cosmic Ray Conference 11, 132, 1977
- [32] R.D. Blandford und J.P. Ostriker, *Astrophys. J.* 221, L29, 1978
- [33] A.R. Bell, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 182, 147, 1978
- [34] G.F. Krymsky, *Doc. Acad. Nauk. USSR* 234, 1306, 1977
- [35] P.O. Lagage, C.J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.* 125, 249, 1983
- [36] P.L. Biermann, Proc. of the 23th Int. Cosmic Ray Conference, Calgary, Invited Papers, eds. D.A. Leahy et al., World Scientific, 45, 1994
- [37] G. Sigl, *Astrpart. Phys.* 2, 401, 1994
- [38] E. Fermi, *Phys. Rev.* 75, 1169, 1949
- [39] V. Hess Über die Beobachtung der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten, *Physikalische Zeitschrift*, 13, 1084 (1912)
- [40] M. Hess Untersuchung der Struktur von Luftschauern und Suche nach TeV γ -Strahlung von Supernova-Überresten Dissertation (1998)
- [41] N. Gotting Monte-Carlo-Simulationen für Systeme großflächiger Cherenkov-Teleskope mit hochauflösenden Kameras Diplomarbeit (1998)

-
- [42] www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA, Cluster analysis of extremely high energy cosmic rays in the northern sky , Y. Uchihori et al., *Astropart. Phys.* 13 (2000) 151-160
- [43] <http://hires.physics.utah.edu>
- [44] Auger Design Report
- [45] H. O. Klages, J. Kleinfeller Das Südexperiment des Pierre-Auger-Projekts. Forschungszentrum Karlsruhe Technik und Umwelt NACHRICHTEN Aus dem Inhalt: Teilchen- und Astrophysik Jahrgang 33 2/2001
- [46] Karl-Heinz Kampert und Hans Blümer, Die Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung, *Physik Journal* 3/2000 S.39
- [47] Photonis, XP3062 Datenblatt
- [48] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley and Sons, Inc. (1989)
- [49] HAMAMATSU, PHOTOMULTIPLIER TUBE R5912 Tentative Data (1994)
- [50] PHILIPS, photomultiplier tubes, principles and applications, Philips Photonics (1994)
- [51] BURLE, Photomultiplier Handbook, Theorie, Design and Application (1989)
- [52] PHILIPS, Fast Response Photomultipliers, Application Book (1971)
- [53] Katsushi Arisaka University of California, Los Angeles, Department of Physics and Astronomy, Auger-FD PMT Specs and Calibration (Talk)
- [54] H. R. Krall et al., Recent Developments in GaP(Cs)-Dynode Photomultipliers, RCA Electronic Components Lancaster, Pennsylvania
- [55] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1987)
- [56] W. E. Spicer, Photoemissive, Photoconductive, and Optical Studies of Alkali-Antimony Compounds, *Physical Review*, Vol. 112, Nr. 1 (1958)
- [57] B. Dawson, Auger Hybrid Simulation code V1.01
- [58] P. Facal San Luis, E. Kemp, G. Matthiae, P. Privitera, The test system for the photomultipliers of the Fluorescence Detector, Auger GAP Note 2001-042.
- [59] **Hamamatsu** Hi-Tech Lamps 800-229-6509, Xenon Flash Lamps.
- [60] iseg Spezialelektronik GmbH, *NHQ 202M - Precision NIM High Voltage Supply, Operators Manual*, Version 2.04,1998, <http://www.iseg-hv.com>
- [61] Wolfgang Wagner ICRC In Vorbereitung.
- [62] Wolfgang Wagner, private Mitteilung, 2003.

- [63] Struck Innovative Systems, *SIS3300/SIS3301 65/80/100 MHz VME FADCs Users Manual*, <http://www.struck.de>
- [64] Struck Innovative Systems, *SIS1100/SIS3100 Standard Design Firmware Version 5 User Manual*, Version: 1.30 as of 18.08.02, <http://www.struck.de>
- [65] <http://root.cern.ch>
- [66] Karlsruhe setup, e.g. DPG talk.
- [67] PMT-Testing Uni- Wuppertal. Pierre Auger **Internal Note GAP-2004-???** In Work.

Danksagung

Viele Leute haben einen sehr großen Beitrag dazu geleistet, daß diese Arbeit realisiert werden konnte. An dieser Stelle möchte ich allen direkt und indirekt Beteiligten für ihre Hilfe danken.

- Prof. Dr. K.-H. Kampert für die Ermöglichung und Anregung dieser Arbeit.
- Ein besonders großes Dankeschön möchte ich meinem Betreuer Dr. ch. Wiebusch aussprechen. Vielen Dank für die Betreuung während der Diplomarbeit.
- Außerdem möchte ich mich bei der gesamten Gruppe Astroteilchenphysik in Wuppertal für ihre Unterstützung während meiner Diplomarbeit bedanken. Vielen ist es zu verdanken, dass dem Leser Formulieringsfehler, Rechtschreibfehler, Lupen und einiges mehr erspart bleiben. Vielen Dank deshalb Heiko Geenen, V. Scherini, Dr. A. Behrmann, Dr. L. Perrone , S. Hartmann, K.H. Becker, W. Wagner, T. Messarius, B. Benberouch, O. Tascau, A. Groß, K. Münich. In diesem Zusammenhang möchte ich auch Frau I. Schaarwächter für die große Hilfe bei administrativen Dingen danken.
- Ich möchte mich bedanken bei Pof. Dr. Dr. W. Rhode und Prof. Jakobi.
- Ganz herzlich möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, ohne die dieses Studium nicht möglich gewesen wäre. Ein besonderes Dank an meine Frau Türkan cabadag-Elechaouri die mich auf eine unglaubliche Art unterstützt hat.

Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.