

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Stefan Hanke
aus Pirna

April 2004

**Untersuchung verschiedener
Photodetektortypen
für den Einsatz im HESS-Projekt
und Entwicklung einer Messumgebung**

Die Diplomarbeit wurde von Stefan Hanke ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg

unter der Betreuung von
Herrn Prof. Werner Hofmann

Untersuchung verschiedener Photodetektortypen für den Einsatz in HESS und Entwicklung einer Messumgebung: Die abbildende Cherenkov-technik gehört zur Zeit zu den leistungsfähigsten Methoden, hochenergetische kosmische Strahlung nachzuweisen. Mit den Erfolgen der 1. Ausbaustufe des HESS-Projektes (High Energy Stereoscopic System) ist eine zukünftige Erweiterung wahrscheinlich. Die Effizienz eines solchen Systems hängt auch von den verwendeten Photodetektoren ab. Zur Zeit kommen Photomultiplier zum Einsatz, da sie bezüglich der Verstärkung, der Energie- und Zeitauflösung das Optimum darstellen. Durch Neuerungen auf dem Gebiet der Photodetektoren weisen erstmalig auch andere Detektionskonzepte Eigenschaften auf, die teilweise den Anforderungen der Cherenkovtechnik genügen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Messumgebung entwickelt, die die Untersuchung der verschiedenen Eigenschaften unterschiedlichster Photodetektoren ermöglicht. In dieser Umgebung wurden zwei Detektoren auf ihre Eignung für den zukünftigen Einsatz in HESS untersucht. Eine Si-Avalanche-Photodiode und ein neuentwickelter Si-Photomultiplier. Ein dritter untersuchter Detektor, der bereits eingesetzte Photomultiplier XP2960, wurde in Bezug auf verschiedene geometrische Effekte untersucht und diente auch als Referenz der entwickelten Messverfahren.

Investigation of three different types of photodetectors for their use in HESS telescopes and the development of a test environment: Today, the Cherenkov technique is the most powerful method for the detection of high energy cosmic ray. The big success of the first stage of HESS (high energy stereoscopic system) makes an upgrade to the more sophisticated system of HESS II possible. The efficiency of such a system depends also on the photodetector used. Up to now, PMTs are used because of their optimal parameters for amplification and energy- and timeresolution. Recent findings on the fields of photodetectors seems to make it possible to use alternative systems for Cherenkov telescopes. This work describes the development of a test environment for the investigation of different types of photodetectors. In this environment two photodetectors, a Si-Avalanche photodiode, and a newly developed Si-PM were tested. The third detector, the PMT XP2960/14, which is currently used in HESS cameras, was studied for geometrical effects and also acts as a reference.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Kosmische Strahlung	1
1.2	Nachweis der kosmischen Strahlung	2
1.2.1	Der Cherenkov-Effekt	2
1.2.2	Cherenkov-Teleskope	3
1.3	Zielsetzung dieser Arbeit	3
2	Entwicklung der Messumgebung	5
2.1	Die optische Messstrecke	5
2.1.1	Verwendete Hardware	5
2.1.2	Veränderliche Parameter des Aufbaus	8
2.2	Eichung des Lichtflusses	9
2.2.1	Die kalibrierte Diode	10
2.2.2	Kontinuierliche und gepulste Beleuchtung	10
2.2.3	Eichung des Graufilterrades	11
2.2.4	Homogenität des Lichtfeldes	13
2.3	Kühlung der Photodetektoren	14
3	Untersuchung eines Photomultipliers	19
3.1	Grundlagen	19
3.2	Das Einzelektronen-Spektrum	20
3.3	Verstärkung	22

3.4	Quanteneffizienz	25
3.5	Sammeleffizienz	27
3.6	Einfluß des Lichteinfallsortes auf der Kathode	29
3.7	Einfluß des Lichteinfallswinkels	37
4	Untersuchung einer Silizium-Avalanche-Photodiode	43
4.1	Grundlagen	43
4.2	Besonderheiten	44
4.3	Die Kapazität	44
4.4	Die Verstärkung	46
4.5	Die Quanteneffizienz	48
4.6	Temperaturabhängige Parameter der APD	51
4.6.1	Einfluß der Temperatur auf die Kennlinie	51
4.6.2	Dunkelstrom	53
4.6.3	Rauschen	54
5	Untersuchung eines Silizium-Photomultipliers	55
5.1	Aufbau und Funktionsweise eines SiPM	55
5.2	Das Einzelelektronen-Spektrum	57
5.3	Der Dunkelstrom	59
5.4	Die Verstärkung	59
5.5	Einfluß von Hintergrundbeleuchtung	63
5.6	Absolute Quanteneffizienz	70
5.7	Temperaturabhängigkeit der Verstärkung	74
5.8	Die Signalantwort	74
6	Zusammenfassung	77
6.1	Der Photomultiplier	77
6.2	Die Avalanche Photodiode	78

6.3 Der Silizium Photomultiplier 78

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Kosmische Strahlung

Im Jahre 1912 entdeckte der österreichische Physiker Victor Hess bei Ballonexperimenten eine bis dahin unbekannte, mit der Höhe zunehmende Strahlung. Er erklärte diese Beobachtung mit einer neuen Art von Strahlung, die er Höhenstrahlung nannte. Dem französischen Physiker Pierre Auger gelang 1938 erstmalig der Nachweis dieser Strahlung auch am Erdboden. Die Ursache dieser Strahlung sind Elementarteilchen, die mit hoher Energie auf die Erdatmosphäre treffen und dort Schauer von Sekundärteilchen erzeugen. Der Strom von primären Teilchen deckt einen sehr breiten Energiebereich von etwa $10^6 - 10^{20}$ eV ab und setzt sich aus 99 % Hadronen, 1 % Leptonen und nur 0,1 % γ -Quanten zusammen. Die Häufigkeit von Primärteilchen nimmt dabei zu hohen Energien mit $E^{-2,7}$ ab. Die heutige Teilchen-Astrophysik, ein inzwischen sehr umfangreiches Gebiet, widmet sich der Erforschung der Entstehungsmechanismen dieser Strahlung.

Kein bekanntes Objekt im Universum weist Temperaturen auf, die die Entstehung der beobachteten Strahlung auf thermischem Weg erklären könnte. Man kennt jedoch verschiedene Objekte, die durch nichtthermische Wechselwirkungen zwischen geladenen Teilchen kosmische γ -Strahlung emittieren. Zu diesen Objekten gehören Supernovaüberreste, Pulsare, aktive Galaxienkerne sowie Röntgen-Doppelsternsysteme. Um diese Strahlungsquellen erforschen zu können, steht nur die anteilig sehr geringe γ -Komponente der Strahlung zur Verfügung. Die hadronische und leptonische Komponente wird durch das galaktische Magnetfeld abgelenkt und verliert somit jede Richtungsinformation, die zur Zuordnung einer Quelle nötig wäre. Somit kann nur mit dem Fluß der γ -Strahlung gearbeitet werden.

1.2 Nachweis der kosmischen Strahlung

Der direkte Nachweis ist nur außerhalb der Erdatmosphäre möglich, da diese für die entsprechenden Wellenlängen undurchsichtig ist. Eine Möglichkeit sind Ballon- und Satellitenexperimente wie EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope). Da der Fluß der Primärstrahlung zu hohen Energien schnell abnimmt und bei solchen Experimenten die Detektorflächen nicht beliebig groß gewählt werden können, sind mit diesen direkten Methoden nur Untersuchungen bis zu Energien von 10 GeV möglich. Um die kosmische Strahlung auch bei höheren Energien beobachten zu können, kann sie indirekt detektiert werden. Dabei nutzt man die Wechselwirkung der Primärstrahlung mit der Erdatmosphäre, bei der Luftschauer entstehen, die ihrerseits Cherenkovlicht emittieren. Auch bei diesen Luftschauern wird zwischen hadronischen und elektromagnetischen unterschieden. Hadronische Schauer entstehen durch Protonen oder Atomkerne, elektromagnetische Schauer durch Elektronen oder γ -Quanten.

1.2.1 Der Cherenkov-Effekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein dielektrisches Medium mit dem Brechungsindex $n > 1$ und ist dabei seine Geschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichts $c_{ph} = \frac{c}{n}$, tritt der Cherenkoveffekt auf. Dann werden die Atomhüllen des Mediums zu Dipolschwingungen angeregt, die konstruktiv interferieren können und so die Emission einer elektromagnetischen Welle ermöglichen. Diese Emission erfolgt analog einem Mach'schen Kegel mit einem für Luft typischen Öffnungswinkel von rund 1° . Die spektralen Eigenschaften des Cherenkovlichts zeigt Abb. 1.1.

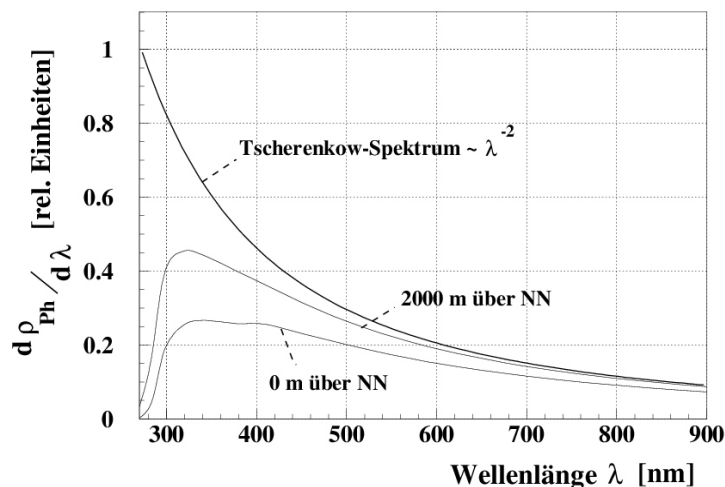


Abbildung 1.1: Wellenlängenabhängiger relativer Fluß des Cherenkovspektrums für verschiedene Höhen über dem Meeresspiegel.

1.2.2 Cherenkov-Teleskope

Der Nachweis des durch die Luftschauer entstehenden Cherenkovlichts erfolgt durch abbildende Cherenkovteleskope. Werden mehrere Teleskope zusammengeschaltet, ist eine verbesserte Rekonstruktion von Energie und Richtung des primären Teilchens möglich. Dies wurde erstmalig mit der auf LaPalma befindlichen Anlage HEGRA (High Energy Gamma Ray Astronomy) realisiert. Der große Erfolg von HEGRA führte zu der aus 4 Teleskopen bestehenden Anlage HESS (High Energy Stereoscopic System), die sich auf einer in 1800 m Höhe befindlichen Ebene in Namibia befindet. Als Photodetektoren kommen in der HESS-Kamera Photomultiplier (PMT) vom Typ XP2960 von Photonis zum Einsatz. Allgemein sind zur Zeit Photomultiplier die besten Detektoren für Cherenkovlicht, da sie bezüglich der Kombination einzelner Parameter den besten Kompromiß darstellen. Solche Einzelparameter sind z.B. die Verstärkung, die Quanteneffizienz oder die Bandbreite. Einige Anforderungen an einen Detektor sind

- Eine hohe Quanteneffizienz im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm (siehe Abb. 1.1), um möglichst viele Photonen in ein Signal wandeln zu können.
- Eine hohe Verstärkung in der Größenordnung 10^5 , um auch einzelne Photonen nachweisen zu können.
- Eine hohe Bandbreite, die die Detektion der wenige Nanosekunden langen Lichtpulse ermöglicht.
- Eine gute Amplitudenauflösung, die sich im Einzelelektronenspektrum als großes Signal-zu-Rausch-Verhältnis und als geringe relative Signalbreite äußern.
- Eine gute Linearität, sodaß die Signalantwort auf verschieden starke Lichtpulse mit deren Stärke korreliert.
- Ein gegen die Lichtintensität des Nachthimmels geringer Dunkelstrom.

1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit war eine grundlegende Untersuchung verschiedener Detektortypen auf ihre Eignung als zukünftiger Ersatz der Photomultiplier in den Kameras der Cherenkovteleskope. Dazu wurden verschiedene Eigenschaften einer Silizium-Avalanche-Photodiode (APD) von Hamamatsu und eines neuentwickelten Silizium-Photomultipliers (SiPM) untersucht. Zusätzlich zu den Messungen an diesen beiden neuen Typen wurden an dem in HESS verwendeten PMT-Typ weiterführende Messungen durchgeführt. Diese dienen einerseits dem besseren Verständnis einiger geometrischer Eigenschaften der PMTs, andererseits wurden auch frühere Messungen wiederholt, um eine Reproduzierbarkeit der Resultate zu sichern.

Für die Durchführung all dieser Experimente war zuerst eine geeignete Messumgebung zu entwickeln, die die Untersuchung verschiedener Detektortypen bezüglich ihrer Eigenschaften ermöglicht. Dabei galt das Interesse besonders der Flexibilität des Aufbaus hinsichtlich der Fragestellungen, seiner Reproduzierbarkeit und der Bandbreite an unterschiedlichen Umgebungsbedingungen.

Mit dieser entwickelten Umgebung und ihren Möglichkeiten befaßt sich Kapitel 2. Die Untersuchungen zu den drei Detektortypen sind in Kapitel 3 für den PMT, in Kapitel 4 für die APD und in Kapitel 5 für den SiPM beschrieben. Die Ergebnisse der einzelnen Messungen und auch ihre Konsequenzen finden sich direkt in den entsprechenden Abschnitten und als kurze Zusammenfassung noch einmal in Kapitel 6.

Kapitel 2

Entwicklung der Messumgebung

2.1 Die optische Messstrecke

Ein Hauptziel dieser Arbeit war die systematische Entwicklung einer Messumgebung, mit der die Parameter verschiedener Photodetektoren untersucht werden können. Die Anforderung lag hierbei in der Flexibilität des Aufbaus. Ein schneller Wechsel zwischen verschiedenen Bedingungen wie z.B. Art und Wellenlänge der Beleuchtung ermöglicht die Messung unterschiedlichster Detektor-Parameter ohne langwierige Umbauten.

Außerdem sollte erreicht werden, daß dieser Wechsel der Umgebungsbedingungen keine unwägbareren Veränderungen mit sich bringt, sondern daß alle verfügbaren Anordnungen gut verstanden und mit möglichst hoher Genauigkeit reproduzierbar sind.

2.1.1 Verwendete Hardware

Für die Versuchsanordnung stehen eine Reihe von Geräten zur Verfügung, deren Eigenschaften im folgenden kurz erläutert werden. Abb. 2.1 gibt einen Überblick über die Anordnung, die in folgende Funktionsblöcke unterteilt werden kann.

- Lichtquelle
- Optische Elemente zur Intensitätsregulierung
- Monochromator
- UV-transparente Quarzfaser
- Detektor

Die Auswahl der Geräte hängt immer vom jeweiligen Experiment ab.

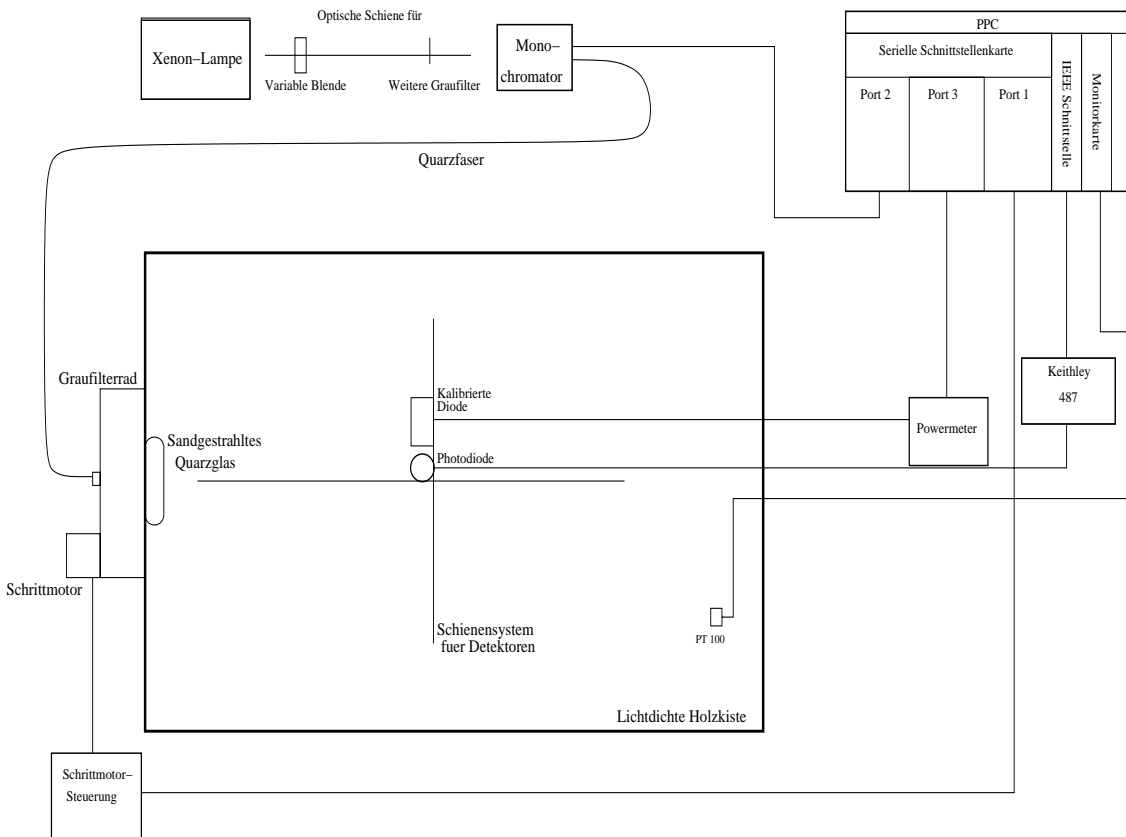


Abbildung 2.1: Allgemeiner Aufbau der optischen Messstrecke.

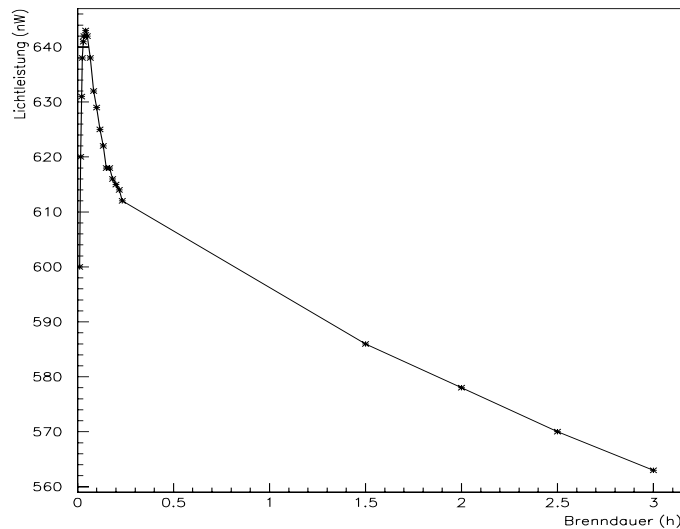


Abbildung 2.2: Die Zeitabhängigkeit der relativen Lichtintensität der Xenon-Lampe nach dem Einschalten.

- Die Xenon-Lampe (Müller LXH100) dient als konstante Beleuchtungsquelle. Ihr stark diskontinuierliches Spektrum reicht vom UV- bis in den IR-Bereich. Sie benötigt einige Minuten, um ihre Betriebstemperatur zu erreichen. Daher kommt es zu einer starken Schwankung der Lichtintensität nach dem Einschalten. Hat die Lampe nach etwa 15 min ihr thermisches Gleichgewicht erreicht, bleibt noch eine konstante Drift von etwa 3 % Abfall der Intensität je Stunde. Der zeitliche Verlauf der relativen Lichtintensität nach dem Einschalten ist in Abb. 2.2 dargestellt. Besteht nun die Anforderung, die Lichtleistung auf 1 % genau zu kennen, so muß ein Experiment nach spätestens 20 Minuten beendet sein, oder der Lichtfluss und seine Veränderung muß ebenfalls gemessen werden.
- Der Monochromator (C.V.I. CM112) dient zur Auswahl einer gewünschten Wellenlänge aus dem Spektrum der Lampe und kann sowohl manuell als auch rechnergestützt gesteuert werden. Die Wahl der Wellenlänge ist zwischen 200 nm und $1,2 \mu\text{m}$ mit einer Bandbreite von etwa 10 nm möglich. Lampe und Monochromator sind fest auf einer optischen Bank in einer Position fixiert, die eine maximale Lichtintensität am Monochromator gewährleistet.
- Zwischen Lampe und Monochromator befindet sich eine optische Schiene, auf die bei Bedarf weitere optische Elemente, wie variable Blenden oder Graufilter, gesetzt werden können.
- Mit der für UV-Licht transparenten Quarzfaser kann nun das vom Monochromator durchgelassene Licht in eine lichtdichte Holzkiste - oder bei anderen Messvarianten in andere Behältnisse - eingekoppelt werden.

- Außerhalb an der Holzkiste angebracht, und damit zwischen Quarzfaserende und dem Innenraum der Kiste, befindet sich ein schrittmotorgesteuertes Graufilterrad. Mit ihm kann rechnergestützt die Lichtintensität innerhalb der Kiste verändert werden, ohne daß an Lampe oder Blenden Veränderungen vorgenommen werden müssen. Zusätzlich sind diese Intensitätsveränderungen durch das Filterrad nach entsprechender Eichung bekannt und reproduzierbar.
- Ein Stück sandgestrahltes Quarzglas direkt am Eintritt der Faser sorgt durch seine Streuung für eine Homogenisierung des Lichtfeldes innerhalb der Kiste.
- Die Holzkiste stellt den für Fremdlicht dichten Detektorraum dar. Im Inneren existiert ein Schienensystem zur präzisen Aufstellung der zu untersuchenden Photodetektoren. Sämtliche benötigten Verbindungen wie Spannungsversorgungen und Signalausgänge wurden lichtdicht eingeführt.
- Alternativ zur kontinuierlichen Beleuchtung können auch Messungen im gepulsten Betrieb durchgeführt werden. Dann fungieren Leuchtdioden, betrieben mit einem Pulsgenerator (PM5786), als Lichtquelle. Die 3 verfügbaren LEDs haben ihre maximale Emission bei 480, 560 und 620 nm. Die Anordnung der LEDs hängt von den Umständen ab. Sehr einfach ist die Aufstellung innerhalb der Holzkiste oder ohne Quarzfaser direkt an ihrer Öffnung. Bei einigen besonders empfindlichen Experimenten spielen elektrische Störungen eine wichtige Rolle. Um diese zu vermeiden, müssen verschiedene Geräte wie Schrittmotoren oder Laser abgeschaltet werden. Auch die elektrischen Pulse für die LED stellen einen Störfaktor dar. Deshalb wurde bei empfindlichen Messungen die LED in einer angepassten Aluminiumkiste aufgestellt. Diese wird mit der Quarzfaser an die Detektorkiste angekoppelt und bietet im Inneren ein Schienensystem zur Aufstellung der LED sowie eine Linse zur maximalen Lichtbündelung in die Faser.
- Die Betriebsspannung für die Detektoren liefert bei Spannungen unter 500 V das Keithley 487. Es ist mit einer entsprechenden Schaltung (Abb. 2.3) in der Lage, gleichzeitig zur Spannungsversorgung den durch den Detektor fließenden Strom zu messen. Dabei kann die Spannung von -500 bis +500 V in mV-Schritten gesetzt und der Strom in pA gemessen werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, das Gerät rechnergestützt zu steuern und auszulesen. Spannungen über 500 V liefert ein HV-Modul auf NIM-Basis. Auf dieser Plattform arbeiten auch die sonstigen weiterverarbeitenden Geräte wie Verstärker, Gate-Generator oder ADCs.

2.1.2 Veränderliche Parameter des Aufbaus

Generell kann durch das Filterrad oder zusätzliche Graufilter die Lichtintensität über einen weiten Bereich eingestellt werden. Die Wellenlänge ist bei DC-Beleuchtung über den Monochromator beliebig wählbar, bei AC-Licht stehen nur 3 Wellenlängen - durch 3 LEDs - zur Verfügung. Durch die Verbindung der meisten Geräte mit

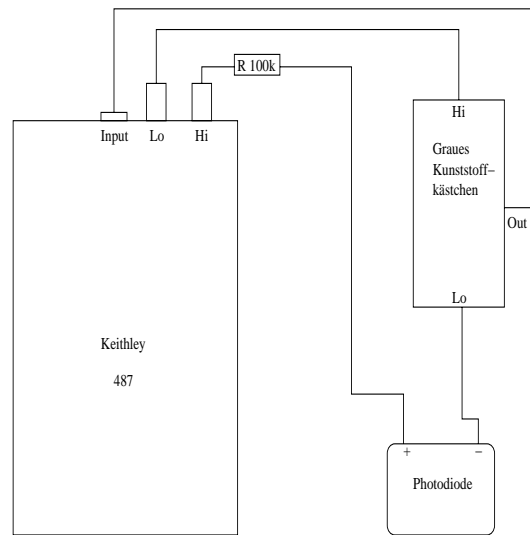


Abbildung 2.3: Beschaltung des Keithley 487 zur Strommessung.

dem Computer ist es möglich, viele Messungen mit entsprechenden Programmen automatisch durchlaufen zu lassen und die Ergebnisse sofort in Dateien abzulegen. Die über Software steuerbaren bzw. auslesbaren Parameter sind:

- Absolute Lichtleistung in nW/cm^2 für die gewählte Wellenlänge
- Relative Intensitätsänderung durch das Filterrad
- Wellenlänge durch den Monochromator (nur DC)
- Betriebsspannung des Detektors durch das Keithley (nur $\text{HV} < 500 \text{ V}$)
- Stromfluss im Detektor mit Keithley (nur bei $\text{HV} < 500 \text{ V}$)

2.2 Eichung des Lichtflusses

Durch den Aufbau einer optischen Messstrecke steht nun eine Anordnung von Geräten zur Verfügung, die für die verschiedenen Untersuchungen unterschiedlichster Detektoren schnell und trotzdem reproduzierbar verändert werden kann.

Eine elementare Forderung an einen optischen Messaufbau ist die Kenntnis des absoluten Lichtflusses bei jeder gewünschten Wellenlänge. Die Bestimmung dieses Parameters muß zum Einen für einen weiten Intensitätsbereich möglich sein, um den verschiedenen Empfindlichkeiten verschiedener Detektoren Rechnung tragen zu können.

Zum Anderen mu die Frage beantwortet werden inwiefern die unterschiedlichen Detektorgrößen für eine Aussage über den Lichtfluß relevant sind. Da bestimmte Messungen mit kontinuierlicher Beleuchtung durchgeführt werden und andere im gepulsten Betrieb, muß die Möglichkeit der Lichtflußmessung auch für beide Beleuchtungsmodi gesichert sein.

Das Ziel ist, den absoluten Lichtfluß und seine Unsicherheit bei jeder Wellenlänge und beinahe jeder Intensität zu kennen.

2.2.1 Die kalibrierte Diode

Für die Absolutmessung des Lichtflusses steht eine kalibrierte Diode (Newport - 818-UV) zur Verfügung. Diese Diode gibt in Verbindung mit dem zugehörigen Powermeter (1830-C) für eine gewählte Wellenlänge direkt die Lichtleistung in Watt an. Diese Leistung bezieht sich auf die Detektorfläche der Diode von 1 cm^2 . Die Diode arbeitet im Wellenlängenbereich von 250 bis 1100 nm und im Leistungsbereich von etwa 1 nW bis $100 \mu\text{W}$ mit einem vom Hersteller angegebenen Fehler von 2 %. Das Powermeter ist außerdem mit einer RS 232 Schnittstelle ausgerüstet. Somit ist es möglich, die aktuelle Lichtleistung mit dem Computer auszulesen.

Um Alterungseffekte der Diode ausschließen, und somit nur mit dem vom Hersteller angegebenen Fehler rechnen zu müssen, wurde die für diese Arbeit verwendete Diode mit einer zweiten verglichen. Dazu wurde mehrmals bei verschiedenen Wellenlängen ein konstanter Lichtfluß mit beiden Dioden gemessen und die Ergebnisse miteinander verglichen. Innerhalb des vom Hersteller genannten Fehlers arbeiten beide Dioden gleich, sodaß die Werte der verwendeten Diode als zuverlässig angesehen werden können.

2.2.2 Kontinuierliche und gepulste Beleuchtung

Um die Lichtintensität bei kontinuierlicher Beleuchtung durch die Xenon-Lampe zu messen, sind neben der Direktmessung mit der kalibrierten Diode noch zwei Dinge zu beachten. Zum Einen muß wegen des inhomogenen Lichtfeldes sichergestellt werden, daß die Diode und anschließend der Detektor an der gleichen Position stehen. Zum Anderen sind ihre unterschiedlichen Detektorflächen zu berücksichtigen.

Im Falle der gepulsten Beleuchtung durch eine der drei verfügbaren Leuchtdioden kann zwar ebenfalls mit der kalibrierten Diode der Lichtfluß gemessen werden, dieser ist jedoch ein zeitlich gemittelter Fluß. Kennt man die Periode der Pulse, kann auf die Leistung während eines Pulses geschlossen werden.

Dazu ist es aber notwendig, zu überprüfen, inwieweit die Diode auf die Periode und die Dauer der Lichtpulse reagiert und eventuell falsche Leistungswerte liefert.

Zunächst wurde mit einer LED, betrieben bei fester Amplitude und Pulsdauer, überprüft, ob die Leistungsangaben der kalibrierten Diode von der Periode der Pulse abhängen. Dies wurde über den Bereich von $0,5 - 500 \mu\text{s}$ innerhalb des Ablesefehlers ausgeschlossen. Nun mußte noch der Einfluß der Pulsdauer auf die Leistungsmessung

untersucht werden. Dies wurde mit zwei LEDs identischen Types vorgenommen, wobei diese vollkommen unabhängig voneinander mit zwei Pulsgeneratoren angesteuert wurden. Den Trigger lieferte das Clocksignal eines der beiden Pulsgeneratoren. Beide LEDs wurden in Dauer und Amplitude der Pulse etwa gleich betrieben. Für abnehmende Pulsdauer wurde jeweils die Lichtleistung mit LED 1, mit LED 2 und mit beiden LEDs gemessen. Im Idealfall ist die Summe der Lichtleistung der beiden einzeln betriebenen LEDs gleich der Leistung im kombinierten Fall. Dies konnte bis zu einer minimalen Pulsdauer von 40 ns bestätigt werden. Die aufgetretenen Fehler wurden immer durch die Fluktuation der Leistung dominiert. Eine weitere Reduktion der Pulsdauer war wegen der dann zu niedrigen Gesamtintensität nicht möglich. Somit kann jedoch davon ausgegangen werden, daß die für DC-Beleuchtung vorgesehene kalibrierte Diode auch bei AC-Beleuchtung verlässliche Werte angibt.

2.2.3 Eichung des Graufilterrades

Um verschiedene Detektoren untersuchen zu können und immer die Möglichkeit der Lichtflußmessung zu haben, ist eine kontrollierte und reproduzierbare Einflußnahme auf die Lichtintensität notwendig.

Dazu dient ein Graufilterrad, das zwischen der lichtdichten Kiste und dem Quarzfaserausgang eingebaut ist und über eine Schrittmotorsteuerung mit dem Computer angesteuert werden kann. Das Graufilterrad weist eine stufenlose, logarithmisch zunehmende optische Dichte auf. Zwischen 300° (transparent) und 10° (maximale Absorption) kann gearbeitet werden. Der Bereich, in dem sich die Absorption wie vorgegeben alle 25° verdoppelt, erstreckt sich jedoch nicht auf das gesamte Filterrad sondern liegt zwischen 75° und 225° .

Die Steuersoftware teilt eine komplette Drehung in 16000 Schritte und ermöglicht dadurch Schrittweiten von $0,02^\circ$. Allerdings ist diese Genauigkeit nicht sinnvoll, da der Motor mit Getriebe deutlich größere Unsicherheiten aufweist und der hindurchtretende Lichtstrahl mit seiner Ausdehnung von mindestens 1 mm selbst schon einen Winkel von 1° abdeckt. Deshalb sollte sinnvollerweise nur mit ganzen Grad gearbeitet werden, wobei selbst das im Rahmen dieser Arbeit nie nötig war. Diese allgemeine Charakteristik war noch etwas genauer zu untersuchen. So hängt die Absorption bei einer bestimmten Stellung des Filterrades von der verwendeten Wellenlänge ab (Abb. 2.4). Hierzu wurde für 4 Wellenlängen das Absorptionsverhalten des Filterrades gemessen. Der Vergleich von zwei Absorptionskurven zeigt eine beachtliche Abhängigkeit der optischen Dichte von der Wellenlänge. Ohne Berücksichtigung dieses Effektes sind je nach Wellenlänge im Arbeitsbereich zwischen 75° und 225° Fehler bis zu 50 % gegenüber dem erwarteten Wert möglich. Um dies zu vermeiden, muß bei Messungen, bei denen das Filterrad als Steuerelement zum Einsatz kommt, die wahre Absorption des Filters bestimmt werden. Dazu ist zuerst festzustellen, welche Absorption für den Versuch verwendet wird. Für diese zwei benötigten Filterstellungen muß dann im gesamten Wellenlängenbereich die exakte Absorption ermittelt werden.

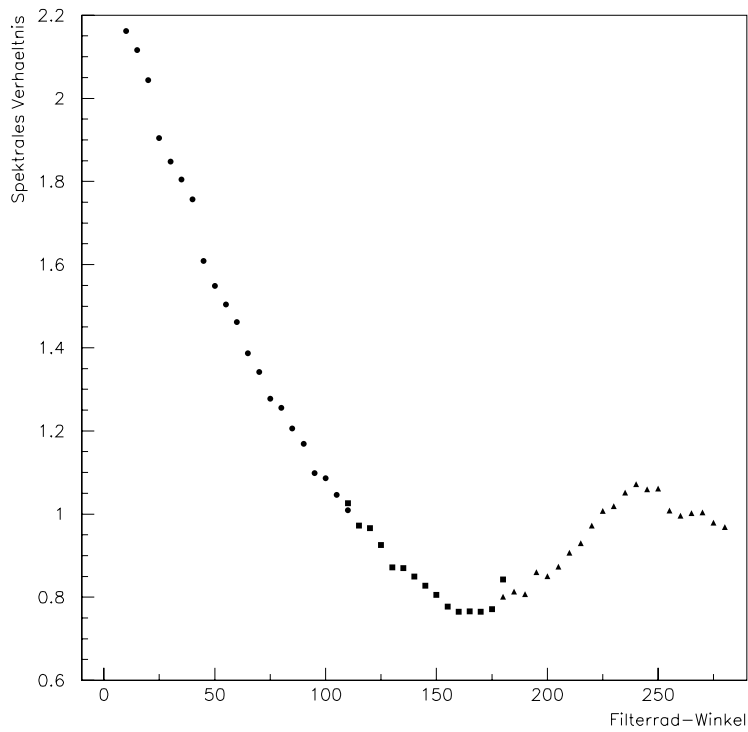


Abbildung 2.4: Nachweis der wellenlängenabhängigen Absorption des Filterrades. Der Vergleich der Absorption des Filterrades wurde bei 350 nm und 600 nm durchgeführt. Aus den bei beiden Wellenlängen gemessenen, vom Winkel abhängigen, absoluten Lichtintensitäten wurde das Verhältnis gebildet. Wäre die Absorption unabhängig von der Wellenlänge, ergäbe sich eine Gerade mit der Steigung 0.

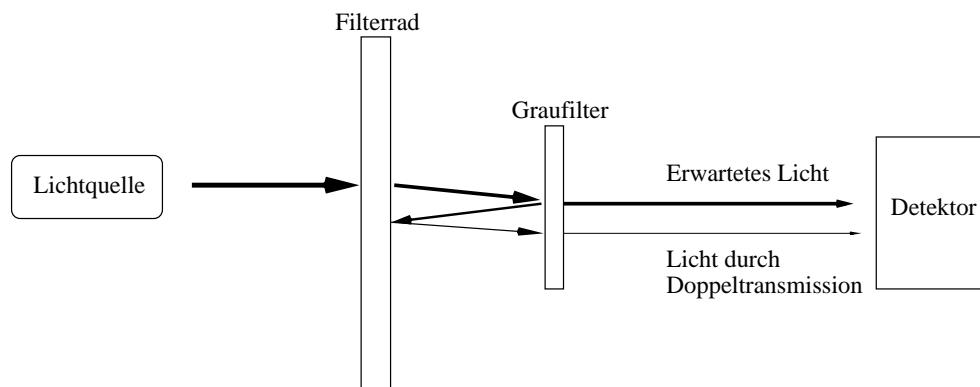


Abbildung 2.5: Problem der Doppeltransmission bei der Verwendung eines zusätzlichen Graufilters.

Ein weiterer Effekt des Filtrerrades in Verbindung mit einem zusätzlichen Graufilter ist die Doppeltransmission. Im Laufe der Arbeit traten Situationen auf, in denen die Abschwächung des Filtrerrades nicht ausreichend war. Um den Bereich der Intensität zu erweitern, kam an der Innenseite der Kiste, direkt am Lichteintritt, ein zusätzlicher Graufilter zum Einsatz. Wie sich aus Messungen der Einzel- und Gesamtabsorption ergab, verursachte dieser zusätzliche Filter folgenden Effekt. Licht, das das Filtrerrad passiert, trifft auf den Graufilter. Dort wird ein Teil durchgelassen und erreicht den Detektor, ein Teil wird absorbiert und ein Teil wird reflektiert. Das so reflektierte Licht trifft nun wieder in umgekehrter Richtung auf das Filtrerrad. Je höher seine optische Dichte ist, umso höher ist wiederum seine Reflektivität. Das vom zusätzlichen Filter zurückgeworfene Licht kann nun am Filtrerrad ein zweites Mal reflektiert werden und hat damit eine zweite Möglichkeit, den Zusatzfilter zu passieren. Dieser Lichtweg ist in Abb. 2.5 skizziert. Die Gesamtabsorption des Systems weicht mit zunehmender Absorption des Filtrerrades immer weiter vom Erwartungswert ab. Der Fehler beträgt bei 200° noch weniger als 1 %, steigt aber auf 30 % bei 70° an. Die Konsequenz aus dieser Beobachtung war eine andere Anordnung, bei der der eventuell nötige zusätzliche Graufilter zwischen Lampe und Monochromator angebracht wurde.

2.2.4 Homogenität des Lichtfeldes

Die untersuchten Detektoren und die kalibrierte Diode haben unterschiedlich große Detektorflächen, und auch die Positionierung innerhalb der Kiste kann um wenige Millimeter variieren.

Damit diese Unterschiede nicht zu unvorhersagbaren Abweichungen führen, wurde ein sandgestrahltes Stück Quarzglas in der Kiste direkt am Lichteintritt positioniert. Somit wurde ein möglichst homogenes Lichtfeld geschaffen. Um die tatsächliche Homogenität des Lichtfeldes in der Kiste zu untersuchen, wurde ein Photomultiplier mit einer 1 mm Lochblende versehen und in der Kiste so plaziert, daß er sich definiert

in horizontaler und vertikaler Richtung verschieben ließ. Um die von der Position abhängige relative Lichtintensität zu ermitteln, wurde rechnergesteuert bei mehreren Wellenlängen (350, 400, 500, 600 nm) der Anodenstrom des PMT gemessen. Die ermittelten Abweichungen hängen nicht nur von der Position des PMT, sondern auch von der Wellenlänge ab. Außerdem ist zu beobachten, daß die Abweichungen bei negativer vertikaler Positionierung größer sind als bei entsprechender positiver Abweichung vom Zentrum. Als Fehler in der Lichtintensität muß je nach Wellenlänge und Position ein Wert von 3 - 5 % angenommen werden. Diese Abschätzung gilt jedoch nur, wenn die Abweichung von der Mittelposition - sei es durch ungenaue Positionierung oder durch eine extrem große Detektorfläche - maximal ± 7 mm in horizontaler oder $+2/-10$ mm in vertikaler Richtung beträgt. Diese und die Fehler bei größerem Abstand zur Zentralposition zeigt Abb. 2.6. Da die Abweichungen auch von der Wellenlänge abhängen, wurden Fehlerintervalle angegeben. Dabei ist der Fehler umso größer, je langwelliger das Licht ist.

Der im Zusammenhang mit dem Graufilterrad beschriebene Effekt der Doppeltransmission wurde auch bezüglich des verwendeten Streuers untersucht. Zwar ist die Reflektivität des Streuers weit geringer als die eines Graufilters, eine Überprüfung wurde aber trotzdem vorgenommen. Hierzu wurden die Intensitäten aller Kombinationen aus 4 Wellenlängen, 3 Filterstellungen und mit/ohne Streuer gemessen und jeweils die Daten mit/ohne Streuer verglichen. Die Ergebnisse waren alle innerhalb von 5 % konsistent. Daraus ist zu schließen, daß der Effekt der Doppeltransmission beim System Filterrad/Streuer nicht auftritt.

Aus diesen untersuchten Effekten, den systematischen Fehlern der verwendeten Instrumente und den zufälligen Fehlern bei jeder Messung ergibt sich eine Gesamtunsicherheit bei der Bestimmung der Lichtintensität von 10 %. Dieser Fehler kann bei sorgfältiger Justage und wellenlängenabhängiger Eichung des Filterrades als obere Abschätzung angesehen werden.

2.3 Kühlung der Photodetektoren

Verschiedene Eigenschaften von Photodetektoren hängen von der Betriebstemperatur ab. Besonders stark sind solche Effekte bei Detektoren auf Halbleiterbasis. Um dahingehend Versuche durchführen zu können, wurde eine Anordnung geplant und aufgebaut, mit der der Betrieb kleinerer Detektoren in gekühlter Umgebung möglich ist.

Zuerst wurde dazu ein Aufbau konzipiert und seine vorraussichtlichen Eigenschaften abgeschätzt. Vor allem die zu erbringende Kühlleistung bei vorgegebener Größe und Temperaturdifferenz mußte abgeschätzt werden. Die allgemeine Beziehung

$$Q = \frac{A \cdot \Delta T \cdot k}{d} \quad (2.1)$$

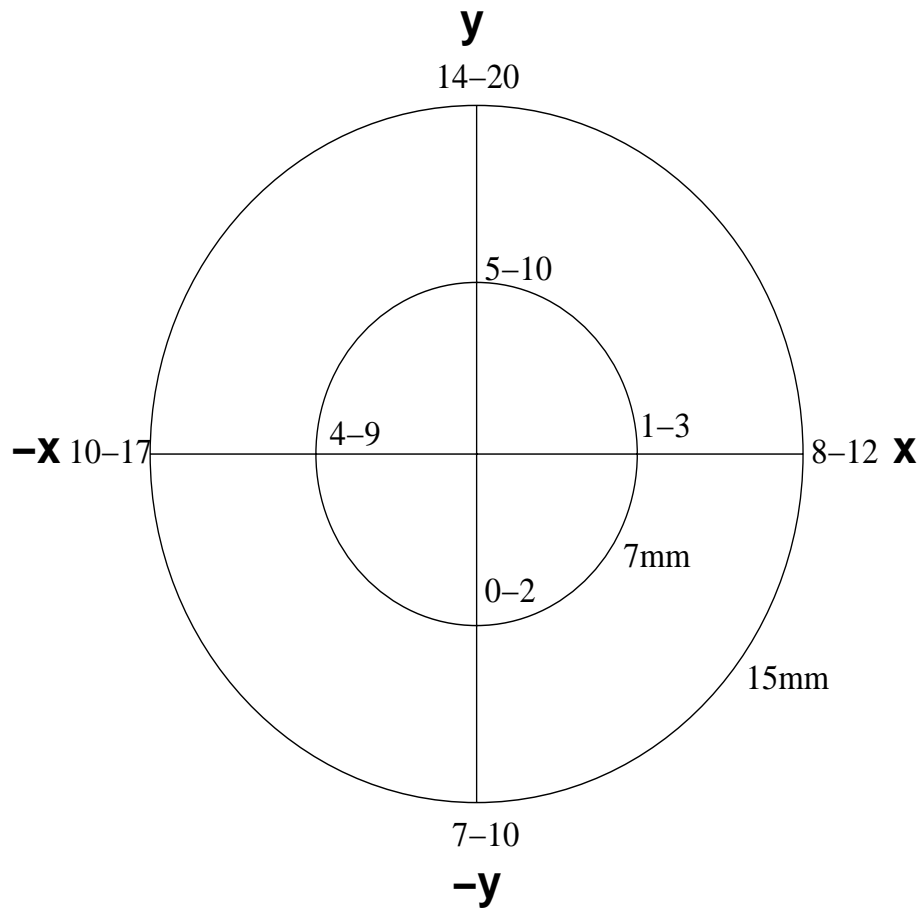


Abbildung 2.6: Prozentuale Fehler auf die Lichtintensität bei 7 mm / 15 mm Abweichung von der Zentralposition. Die Fehlerbereiche beziehen sich auf die verschiedenen untersuchten Wellenlängen.

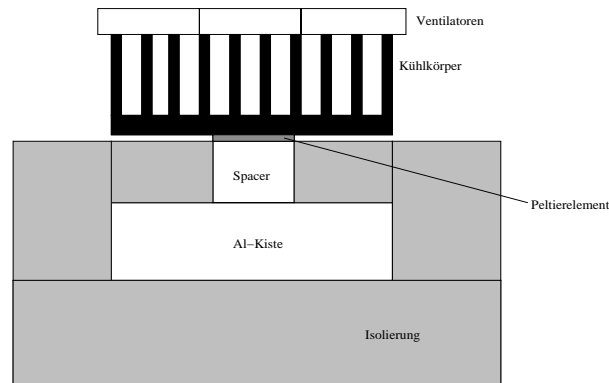


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Kühlung im Querschnitt.

gibt den theoretischen Wärmeverlust (Q) bei einer abstrahlenden Oberfläche (A), einer Temperaturdifferenz (ΔT), einer Isolationsschicht-Dicke (d) und einer spezifischen Wärmeleitfähigkeit (k) an.

Da als Isolation Styropor verwendet wird, ist $k = 0,035 \text{ W/m}\cdot\text{K}$. Dieser Wert gibt an, daß eine Styroporschicht von 1 m Dicke $0,035 \text{ W}$ Wärmeleistung je Kelvin Temperaturdifferenz passieren lässt. Auf der Basis dieser Werte wurde der in Abb. 2.7 im Querschnitt gezeigte Aufbau entwickelt. Die lichtdichte Al-Kiste ist fast vollständig von Styropor umgeben, lediglich auf der Oberseite stellt ein Kupferblock den thermischen Kontakt zum Peltierelement her. Die kalte Seite des Elements liegt somit am Kupfer, die heiße Oberseite wird mit einem durch drei Lüfter gekühlten Rippenkühlkörper auf einer möglichst niedrigen Temperatur gehalten. Dies ist notwendig, da die effektive Kühlleistung des Elements umso höher ist, je kleiner die Temperaturdifferenz zwischen kalter und heißer Seite ausfällt. Die thermisch relevanten Anschlußstellen Spacer - Kiste, Spacer - Peltier und Peltier - Kühlkörper wurden mit Wärmeleitpaste optimiert. Zur Stromversorgung des 120 W Peltierelements kam das TSX 1820P von TTI zum Einsatz. Im Laufe der Arbeit mit den eingesetzten Geräten zeigte sich ein optimales Ergebnis bei einem Betrieb des Peltierelements mit 13 V und 10 A . So kann eine Minimaltemperatur innerhalb der Kiste von $-14 \text{ }^\circ\text{C}$ erreicht werden. Dabei wird der Kühlkörper von drei 12 V Ventilatoren bei einer Temperatur von etwa $50 \text{ }^\circ\text{C}$ stabilisiert. Eine weitere Absenkung der Innentemperatur wäre bei einer niedrigeren Kühlkörpertemperatur zwar möglich, allerdings steht dann der Aufwand in keinem Verhältnis zum Gewinn. Die Messung der Innentemperatur erfolgt über ein PT100, dessen Widerstand mit der Temperatur über

$$T(^{\circ}\text{C}) = (R(\Omega) - 100) \cdot 2,5 - 1,4 \quad (2.2)$$

zusammenhängt. Hier ist allerdings zu beachten, daß bei schnellen Temperaturveränderungen, wie bei Kühlbeginn, die durch das PT100 ermittelte und die im Detektor aktuelle Temperatur stark differieren können, da das Volumen des Detektors eine unbekannte Wärmekapazität darstellt. Bei Erreichen der Minimaltemperatur nach etwa 1 Stunde kann aber von einer zuverlässigen Messung ausgegangen werden, da der Kühlprozess asymptotisch immer langsamer verläuft, je weiter die

Innentemperatur absinkt. Beide Stirnseiten der lichtdichten Al-Kiste sind mit einer Ventilöffnung versehen, die eine Spülung der Kiste mit Stickstoff ermöglicht. Dadurch wird verhindert, daß beim Abkühlen die sonst in der Kiste eingeschlossene Raumluft kondensiert und die Messungen verfälscht, oder durch Kurzschluss den Detektor beschädigt. Eine Seite des Al-Behälters besitzt einen SMA-Anschluss zur Ankopplung der Lichtfaser, die andere die benötigten elektrischen Anschlüsse. Durch den Monochromator ist zwar die Wellenlänge bekannt, die kalibrierte Diode kann aber in der kleinen Kühlkiste nicht betrieben werden. Deshalb sind in gekühlter Umgebung nur Relativmessungen bezüglich der Lichtintensität oder daraus ermittelter Größen durchführbar.

Kapitel 3

Untersuchung eines Photomultipliers

3.1 Grundlagen

Der Photomultiplier (PMT) wandelt einfallende Photonen in ein elektrisches Signal um. Er besteht im Wesentlichen aus einer Vakuumröhre mit Eintrittsfenster und elektrischen Kontakten, der Photokathode, einer Dynodenstruktur und der Anode. Den schematischen Aufbau eines typischen PMT zeigt Abb. 3.1. Die einzelnen Bestandteile und ihre jeweilige aufeinanderfolgende Funktion werden im Folgenden beschrieben.

- Die hinter einem Eintrittsfenster liegende photosensitive Schicht der Kathode kann Photonen absorbieren und Photoelektronen reemittieren.
- Diese freien Elektronen werden nun durch die von außen angelegte Hochspannung beschleunigt, fokussiert und auf die erste Dynode gelenkt.
- Dort auftreffend wird ihre Anzahl durch Sekundäremission erhöht und diese erhöhte Elektronenzahl auf die nächste Dynode beschleunigt. Diese Vervielfachung setzt sich bis zur letzten Dynode fort.
- Die Anode sammelt schließlich die vervielfachten Sekundärelektronen der letzten Dynode und stellt diese dann als messbares Signal zur Verfügung.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wurde ausschließlich der bei HESS eingesetzte Typ Photonis XP2960 verwendet. Der in Abb. 3.2 gezeigte Spannungsteiler versorgt die Kathode, alle Dynoden und die Anode derart mit Anteilen der angelegten Hochspannung, daß die gesamte Verstärkungskette optimal arbeitet. Da dieser PMT-Typ bereits in mehreren Arbeiten ausführlich charakterisiert wurde ([3], [7], [8]), diente er für diese Arbeit auch als Vergleich. Neben der Beantwortung neuer Fragestellungen war so auch eine Überprüfung der entwickelten Messverfahren auf ihre

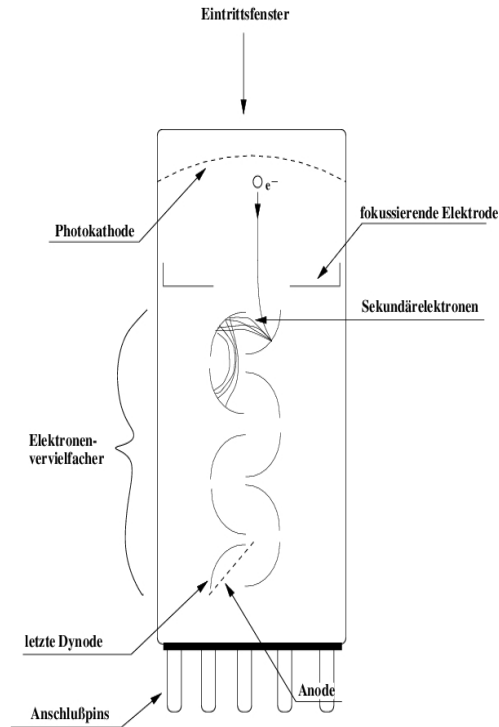


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers im Querschnitt.

Eignung und Konsistenz mit früheren Messungen möglich. Deshalb wird in diesem Rahmen auf eine ausführliche Beschreibung der verschiedenen PMT-Ausführungen und ihrer Eigenschaften verzichtet.

3.2 Das Einzelelektronen-Spektrum

Einzeln auf den PMT auftreffende Photonen erzeugen Einzelphotoelektronen (SPE). Um diesen Zustand zu erreichen muß der Lichtfluss für die Röhre soweit abgeschwächt werden, daß die Signale zweier aufeinanderfolgender Photonen im zeitlichen Mittel so auseinander liegen, daß sie vom PMT getrennt detektiert werden können. Da die Amplitude dieser Pulse nach der Verstärkung durch den PMT stark schwankt nimmt man ein Amplitudenspektrum auf. Dieses zeigt dann die Häufigkeit der Signalamplituden. Den Aufbau für die Aufnahme eines SPE-Spektrums zeigt Abb. 3.3.

Ein weiteres Problem bei der Aufnahme eines SPE-Spektrums ist die rauscharme Verstärkung des sehr schwachen Signals. Dafür ist die Wahl des Verstärkers von großer Bedeutung. Außerdem ist auf kurze und gut geschirmte Kabelverbindungen zu achten.

Als Hochspannungsversorgung des PMT diente das C.A.E.N. N126. Für die Aufnahme eines SPE-Spektrums wurde die Röhre bei 1400 V betrieben und mit gepul-

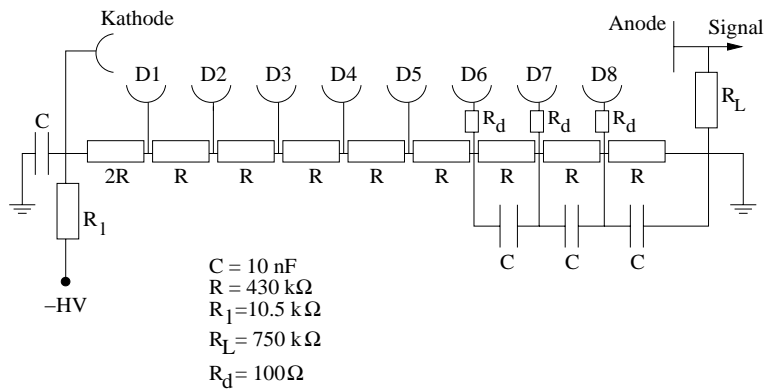


Abbildung 3.2: Elektrische Beschaltung eines PMT im Normalbetrieb.

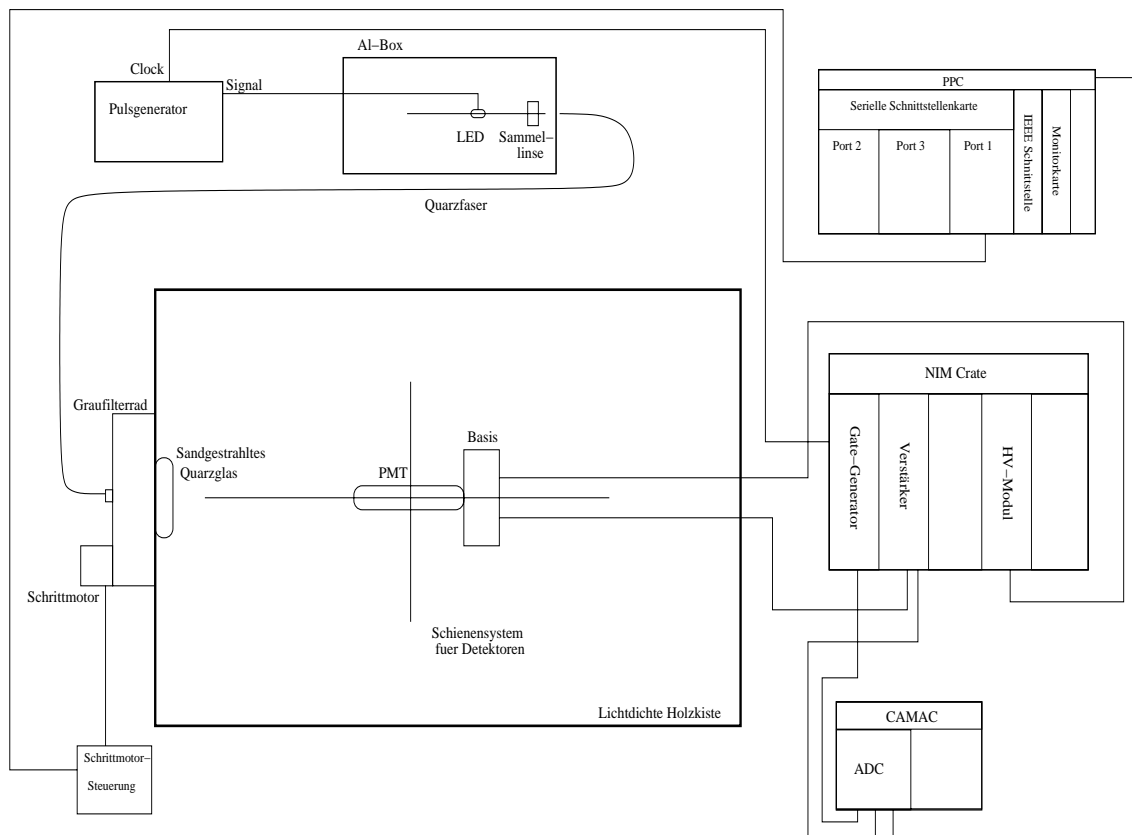


Abbildung 3.3: Aufbau für die Aufnahme eines Einzelelektronenspektrums.

stem Licht beleuchtet. Dabei steuerte der Pulsgenerator PM 5786 die blaue LED mit 480 nm, die direkt außen an der schwarzen Kiste aufgestellt wurde. Die Intensität kann durch die Amplitude des Pulsgenerators und durch das Filterrad gesteuert werden. Zur Verstärkung des PMT-Signal diente ein LeCroy 612AM mit einer Verstärkung von 40. Das so verstärkte Signal wurde einem ladungsempfindlichen ADC (LeCroy 2249A) übergeben. Dieser integriert die Ladung, die während eines extern vorgegebenen Zeitfensters fließt und digitalisiert das Ergebnis. Um dieses Zeitfenster zu generieren, wurde das Clock-Signal des Pulsgenerators in ein NIM-Signal gewandelt, dem DualTimer C.A.E.N. 2255B und anschließend dem Diskriminator LeCroy 821 übergeben. Das so generierte Fenster mit einer Breite von etwa 20 ns kann am Diskriminator in der Breite und über die Verzögerung am Pulsgenerator in der Position beeinflusst werden. Liegen der Puls eines Einzelelektrons und das Integrationsfenster zeitlich übereinander, kann der ADC das Signal digitalisieren. Das so erhaltene SPE-Spektrum zeigt Abb. 3.4. Deutlich sind der Rausch-Peak, der SPE-Peak (1pe) und sogar noch der zweifach Photoelektronen-Peak (2pe) zu erkennen. Die Zwei- und Dreifachereignisse entstehen wenn zwei oder drei Photonen innerhalb des ADC-Zeitfensters die Kathode erreichen, zu Photoelektronen umgewandelt werden und sich dann zu einem Puls entsprechend doppelter oder dreifacher Amplitude vereinen. Da solch ein Mehrfachereignis statistisch weniger wahrscheinlich ist als ein SPE, sind die Häufigkeiten entsprechend geringer.

3.3 Verstärkung

Die Verstärkung V , genauer die Dynodenverstärkung, ist der Faktor der Elektronenvervielfachung durch die gestaffelten Dynoden innerhalb des PMT und ist durch

$$V = \frac{\text{Anzahl der an der Anode ankommenden Elektronen}}{\text{Anzahl der auf die erste Dynode treffenden Photoelektronen}} \quad (3.1)$$

definiert.

Um diese wichtige Größe für den verwendeten PMT zu messen, wurde

1. die Verstärkung des verwendeten LeCroy 612AM bestimmt,
2. eine Ladungseichung des ADC LeCroy 2249A vorgenommen und
3. mit diesen Konstanten verschiedene Einzelelektronenspektren ausgewertet,

um dann mit der Beziehung

$$V = \frac{ADC_{single} \cdot Q}{M \cdot e} \quad (3.2)$$

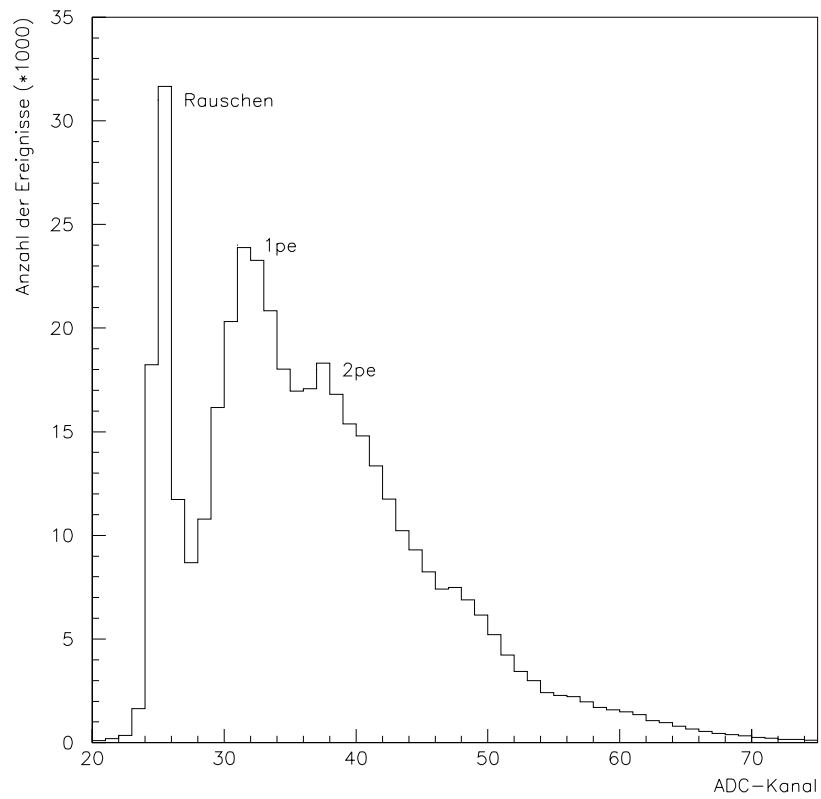


Abbildung 3.4: Einzelelektronenspektrum des Photonis XP2960 bei 1400V.

die PMT-Verstärkung bei mehreren HV-Werten zu ermitteln. Dabei ist ADC_{single} die Position des Einzelelektronenpeaks in ADC-Kanälen abzüglich des entsprechenden Wertes des Rauschpeaks. Q ist die ermittelte Ladungskonstante des verwendeten ADCs. Sie gibt an, welcher Ladungsmenge ein Kanal im Spektrum entspricht. Zuletzt geht mit M noch der Verstärkungsfaktor des zwischen PMT und ADC arbeitenden Verstärkers ein.

Eichung des Verstärkers

Hierzu wurden mit dem Pulsgenerator Pulse verschiedener Amplituden generiert und deren Fläche jeweils mit und ohne Verstärkung direkt am Oszilloskop vermessen. Zum Einsatz kam dabei Kanal 1 des LeCroy 612AM. Für andere Verstärkungen wurden die anderen Kanäle des Verstärkers verwendet. Als Verstärkung M wurde auf diesem Weg ein Faktor von

$$M = 40 \pm 5\% \quad (3.3)$$

bestimmt.

Ladungseichung des ADC

Das Ziel war, die Ladungsempfindlichkeit des ADC zu bestimmen. Mit dieser Information ist es dann möglich, vom Kanal auf die geflossene Ladungsmenge zu schließen. Dazu wurden wieder Generator-Pulse verschiedener Amplituden direkt am Oszilloskop bezüglich ihrer Fläche vermessen und anschließend mit dem ADC digitalisiert. Aus der gemessenen Fläche in pVs und dem Abschlußwiderstand von 50Ω kann die Ladung errechnet werden. Diese verschiedenen Ladungen entsprechen nach der Digitalisierung verschiedenen Kanälen. Somit konnte die Ladungsempfindlichkeit dieses ADCs durch die Eichung mittels Oszilloskop auf 0.25 pC/Kanal bei einer Unsicherheit von 5% bestimmt werden. Dieser Wert ist auch konsistent mit der Herstellerangabe.

Mit der Kenntnis dieser Parameter konnten nun bei verschiedenen Hochspannungen aufgenommene SPE-Spektren ausgewertet werden. Die ermittelten Verstärkungen des PMT zeigt Tabelle 3.1. Dabei tritt zum Einen eine Unsicherheit beim Ablesen der ADC-Position auf, zum Anderen ist ein systematischer Fehler in dieser ADC-Position enthalten, der ebenfalls zu berücksichtigen ist und im Folgenden näher erläutert wird. Ein SPE-Spektrum weist eine Rausch- und eine Einzelelektronenverteilung auf, die je nach den Bedingungen mehr oder weniger gut voneinander getrennt sind. In der Einzelelektronenverteilung sind die Signale enthalten, die von Photonen verursacht wurden, die die Detektionskette des PMT wie oben beschrieben durchliefen. Allerdings ist dies nicht immer der Fall. Es ist auch möglich, daß entstandene Photoelektronen die erste Dynode verfehlen und direkt auf die zweite treffen. Von dort ist

Hochspannung (V)	Verstärkung
1200	$2,2 \cdot 10^5$
1300	$3,5 \cdot 10^5$
1400	$5,1 \cdot 10^5$

Tabelle 3.1: Verstärkung des PMT bei verschiedenen Spannungen.

zwar ihre Verstärkung immer noch möglich, die bis zur Anode erfahrene Verstärkung ist für diese Elektronen jedoch geringer. Eine andere Möglichkeit ist, daß das entstandene Photoelektron zwar die erste Dynode trifft, dort aber elastisch in Richtung der zweiten Dynode reflektiert wird und keine weiteren Elektronen durch Stoßionisation freisetzt. Auch dann wird es zwar detektiert, jedoch mit deutlich geringerer Verstärkung als bei optimaler Ausnutzung der gesamten Verstärkerkette. Somit gibt es eine Wahrscheinlichkeit, daß Photonen detektiert werden, das daraus entstehende Signal jedoch eine deutlich geringere Amplitude aufweist als im Idealfall. Signale mit solch reduzierter Amplitude liegen im Amplitudenspektrum bei kleineren Kanälen und werden der Rauschverteilung zugeordnet, obwohl sie eigentlich - von Photonen stammend - zur Einzelelektronenverteilung gehören. Bestimmt man nun die Kanalposition (Amplitude) im SPE-Spektrum, macht man einen systematischen Fehler. Denn die wahre Position, die auch die Beiträge kleinerer Kanäle berücksichtigt, liegt bei etwas kleineren Amplituden als die abgelesene Position. Eine Abschätzung dieses Fehlers liegt bei etwa 10 % und kommt noch zu den Ablesefehlern von ungefähr 10 % hinzu. Dieser systematische Beitrag zum Gesamtfehler der Verstärkung ist aber nicht symmetrisch sondern bewirkt eine Überschätzung der Verstärkung. Somit kann auch die Verstärkung mit ihrer ursprünglichen Unsicherheit von 10 % als obere Abschätzung betrachtet werden.

3.4 Quanteneffizienz

Die Quanteneffizienz (QE) eines Detektors ist ein wellenlängenabhängiger Parameter und definiert durch

$$QE = \frac{\text{Anzahl der aus der Photokathode austretenden Elektronen}}{\text{Anzahl der auf die Detektorfläche auftreffenden Photonen}} \quad (3.4)$$

Somit bezeichnet die QE die Wahrscheinlichkeit, daß ein den Detektor treffendes Photon auch ein Photoelektron erzeugt, das dann weiter verstärkt werden kann. Die Messung der QE erfolgte unter Verwendung des in Abb. 3.5 dargestellten Aufbaus.

Der absolute Lichtfluß jeder verwendeten Wellenlänge wurde mit der kalibrierten Diode an der Position gemessen, die vorher der PMT hatte. Außerdem wurde den unterschiedlichen Flächen der kalibrierten Diode und der Röhre mit einer PMT-Blende von 1 cm^2 Rechnung getragen. Unter Kenntnis des absoluten, auf den PMT

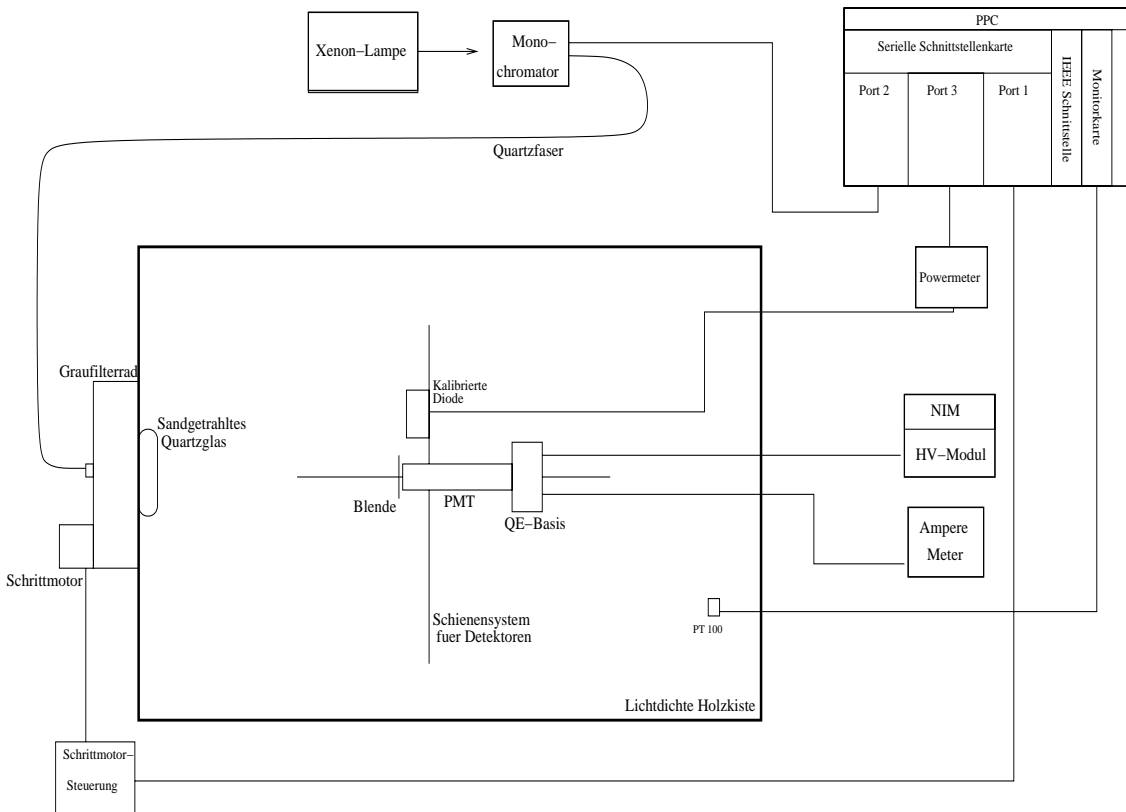


Abbildung 3.5: Aufbau zur Messung der Quanteneffizienz.

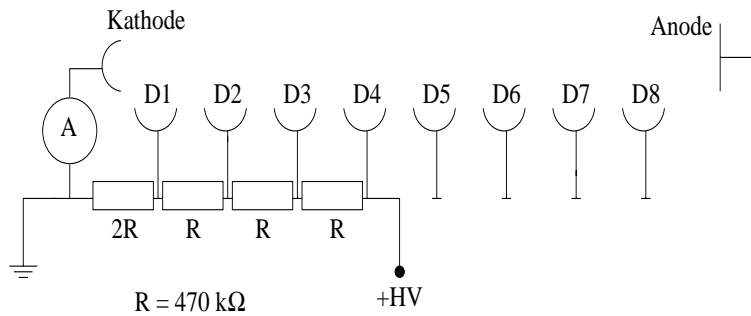


Abbildung 3.6: Elektrische Beschaltung eines PMT zur Messung des Kathodenstromes für die Bestimmung der Quanteneffizienz. Nur die Dynoden D1 bis D4 werden verwendet.

treffenden, Lichtflusses $\Phi(\lambda)$, der Wellenlänge λ und des Kathodenstromes I_K des PMT kann mit

$$QE(\lambda) = \frac{n_{pe}}{n_{ph}} = \frac{hc}{e} \cdot \frac{I_K}{\Phi(\lambda) \cdot \lambda} \quad (3.5)$$

die QE ermittelt werden. Die Messung des Kathodenstromes für jede Wellenlänge erfolgte mit dem Nano-Amperemeter von Knick. Um den Kathodenstrom, nicht wie üblich den Anodenstrom, messen zu können, muß der PMT mit einem besonderen Spannungsteiler in der Basis (Abb. 3.6) betrieben werden. Diese Beschaltung entlastet die hinteren Dynoden und die Anode, macht eine Messung des Stromes direkt an der Kathode möglich und stellt sicher, daß die elektrischen Felder im vorderen PMT-Bereich wie im normalen Betrieb geformt sind.

Sowohl bei der Messung des Kathodenstromes als auch des Lichtflusses wurden für jede Wellenlänge die Werte bei Lichteinfall und auch die Dunkelwerte erfasst. Der von der kalibrierten Diode gemessene Lichtfluss war bei Verdunklung 0 nW, die messbaren Dunkelströme des PMT wurden jeweils vom entsprechenden Strom bei Beleuchtung subtrahiert. Abb. 3.7 zeigt den Verlauf der so ermittelten QE gegen die Wellenlänge. Die Fehler auf die einzelnen Werte setzen sich aus Ablesefehlern und der Unsicherheit bei der Positionierung von Diode und PMT in der Kiste zusammen. Um weitere systematische Fehler ausschließen zu können, wurde stichprobenartig mit einem anderen nA-Meter (Keithley 617) und bei anderen Intensitäten gemessen. Diese Stichproben ergaben innerhalb der angenommenen Fehlergrenzen die gleichen Werte für QE.

3.5 Sammeleffizienz

Die Sammeleffizienz (CE) eines Photomultipliers gibt darüber Auskunft, wie wahrscheinlich ein einmal entstandenes Photoelektron auch auf die erste Dynode trifft

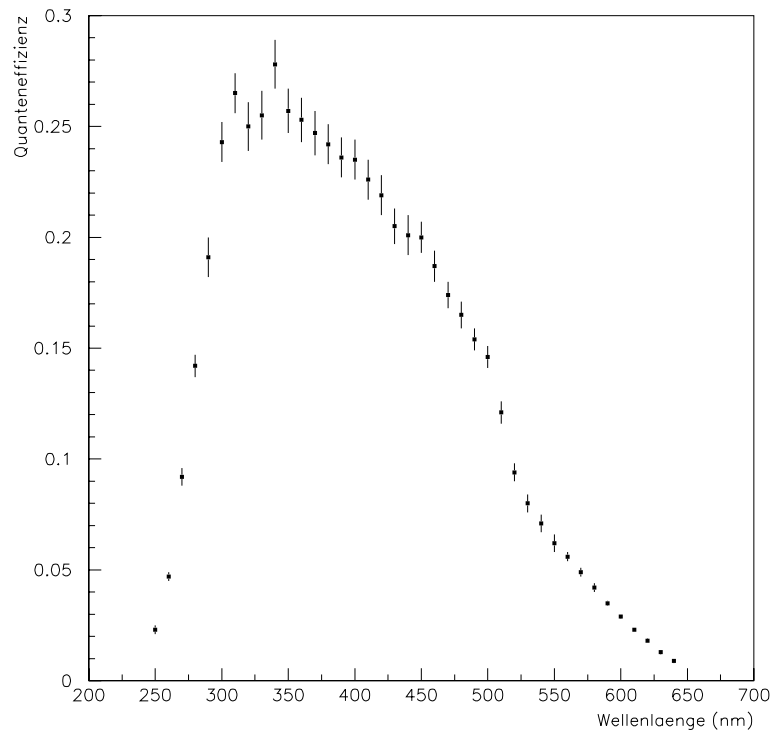


Abbildung 3.7: Ermittelte Quanteneffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den PMT Photonis XP2960. Die angegebenen Fehler von 10 % sind auf Ablesefehler und Unsicherheiten bei der Lichtflussbestimmung zurückzuführen.

und somit verstärkt und detektiert werden kann. Sie ist durch

$$CE(\lambda) = \frac{\text{Anzahl der auf die erste Dynode auftreffenden Photoelektronen}}{\text{Anzahl der aus der Photokathode austretenden Photoelektronen}} \quad (3.6)$$

definiert. Auch bei diesem Parameter ist eine Wellenlängenabhängigkeit zu erwarten, da die kinetische Energie eines Photoelektrons mit der Energie des ursprünglichen Photons steigt. Ist die kinetische Energie der Photoelektronen zu hoch, ist nicht mehr sichergestellt, daß die fokussierenden elektrischen Felder stark genug sind, jedes Elektron auf die erste Dynode zu lenken. Somit ist eine mit der Wellenlänge steigende CE zu erwarten.

Für die Bestimmung der CE kam derselbe Aufbau wie bei der Messung der QE zum Einsatz. Lediglich die Basis des PMT war hier wieder die vollständig beschaltete Standard-Basis, über die die Röhre mit 1200 V versorgt wurde. So wurde für jede untersuchte Wellenlänge der Anodenstrom des PMT I_A (wieder mit der 1 cm² Blende) und der absolute Lichtfluss $\Phi(\lambda)$ an der gleichen Stelle mit der Newport-Diode gemessen. Die Messung mit beiden Detektoren fand jeweils ohne Veränderung des Lichtflusses statt. Das schließt zum Einen einen Fehler aus, der vom Filterrad herrührt, zum Anderen hat es einen höheren Ablesefehler bei der Flußmessung ($P < 1$ nW) zur Folge. Über die Beziehung

$$CE(\lambda) = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{QE(\lambda) \cdot \text{Verstärkung}} \cdot \frac{I_A}{\Phi(\lambda) \cdot \lambda} \quad (3.7)$$

kann mit den vorher ermittelten Größen QE und Verstärkung die Sammeleffizienz ermittelt werden. Das Ergebnis im Wellenlängenbereich von 250 nm bis 640 nm zeigt Abb 3.8. Es zeigt sich eine deutliche Wellenlängenabhängigkeit der CE, unterhalb einer Wellenlänge von etwa 420 nm ist die elektrische Feldstruktur mit steigender Photonenenergie immer weniger in der Lage, alle Photoelektronen der Verstärkungskette zuzuführen. Somit sinkt in diesem Spektralbereich die Sammeleffizienz um etwa 25 % ab. Die Unsicherheiten der CE setzen sich aus den Fehlern auf die QE und auf die Verstärkung zusammen. Der hier eingehende Fehler der Verstärkung setzt sich - wie bereits beschrieben - aus einem Ablesefehler und einem nicht symmetrischen systematischen Effekt bei der Auswertung eines Spektrums zusammen. Dieser systematische Fehler verursacht eine Überschätzung der Verstärkung. Somit ist die angegebene CE mit einem Fehler von ± 10 % als untere Abschätzung anzusehen.

3.6 Einfluß des Lichteinfallsortes auf der Kathode

Um ein Photoelektron zu einem möglichst großen Signal zu verstärken, muß es die erste Dynode treffen. Da diese wesentlich kleiner als die photosensitive Schicht des PMT ist, müssen alle entstehenden Photoelektronen auf sie fokussiert werden. Das ermöglichen die bereits erwähnten elektrischen Felder im vorderen Bereich der Röhre. Eine zwangsläufige Folge dieser Bündelung sind unterschiedlich lange Wege vom

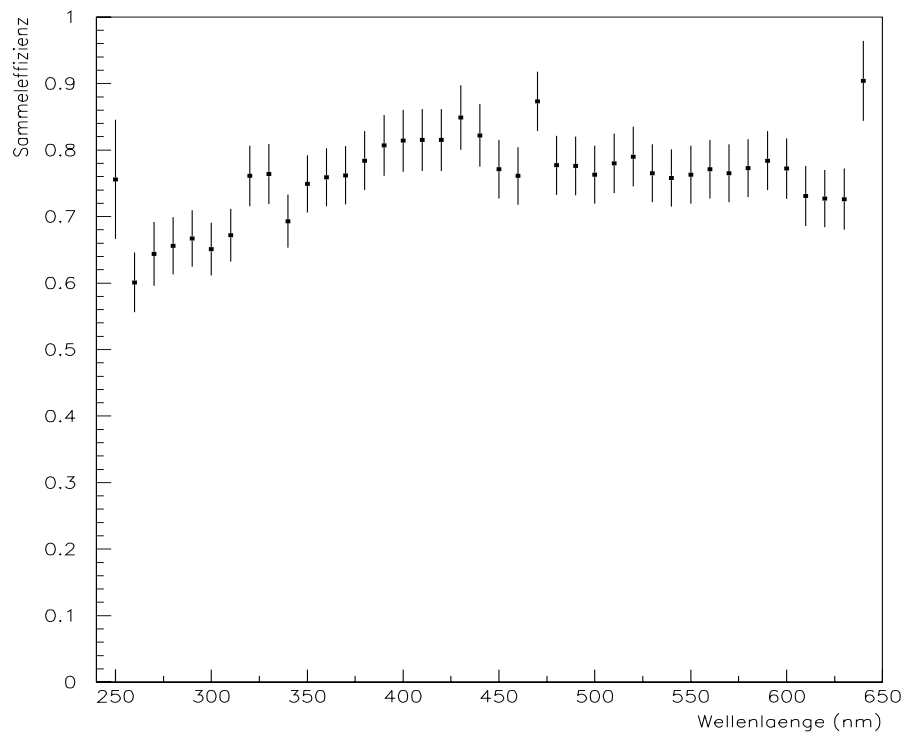


Abbildung 3.8: Ermittelte Sammeffizienz in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den PMT Photonis XP2960.

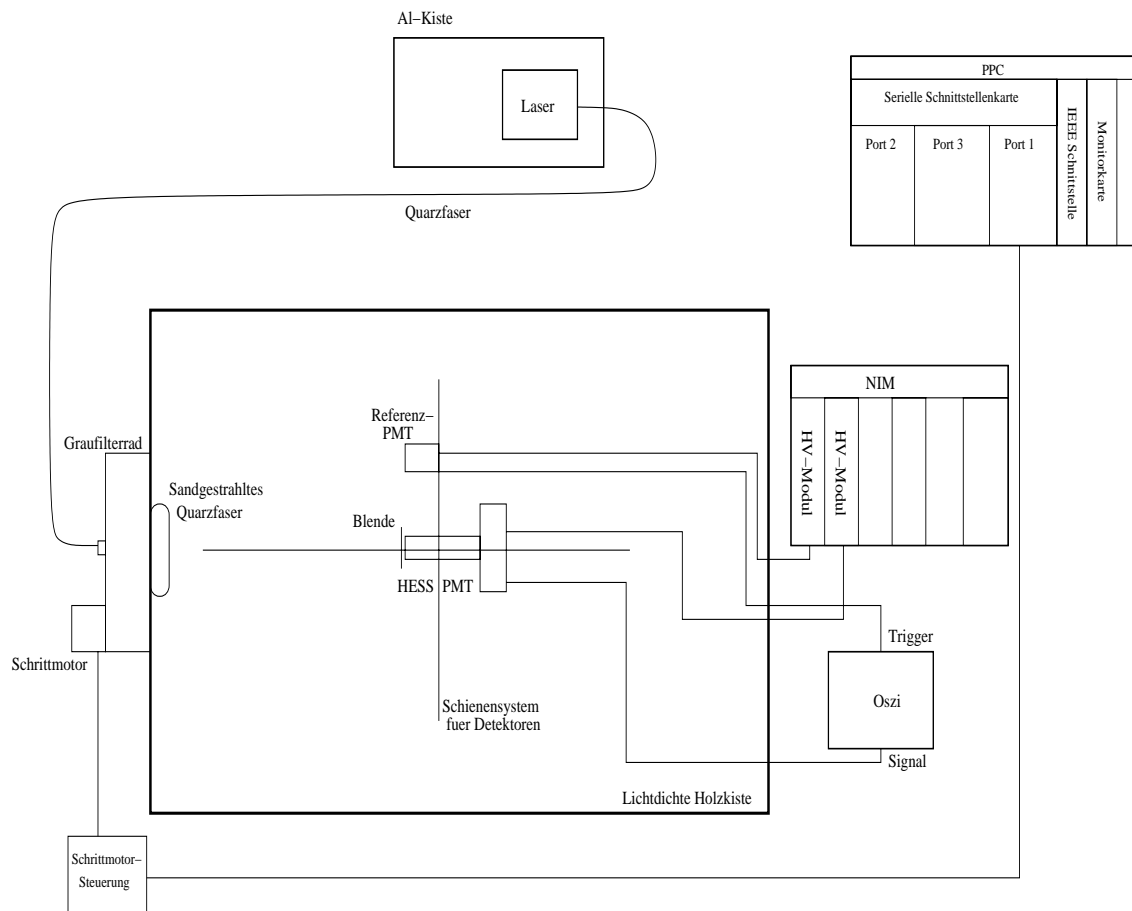


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau für die Untersuchungen des Verhaltens des PMT bei der Beleuchtung verschiedener Kathodenpositionen.

Entstehungsort eines Elektrons bis zum Auftreffen auf die erste Dynode. Je weiter am Rand der Detektorfläche ein Photon in ein Elektron umgewandelt wird, umso weiter ist der bis zur Dynode zurückzulegende Weg. Dieser Effekt sollte sich nun in einer entsprechend größeren Signallaufzeit auswirken wenn der PMT am Rand beleuchtet wird. Der folgende Abschnitt beschreibt den Versuch, diesen Effekt bei dem auch bisher verwendeten Photomultiplier XP2960 nachzuweisen.

Um die Kathode an verschiedenen Positionen eng begrenzt beleuchten zu können wurde der PMT mit einer Blende betrieben, die 8 Löcher von 1 mm Durchmesser aufweist. Durch Drehung der Blende in 90° Schritten und Abkleben von jeweils 7 nicht benötigten Löchern erhält man ein x/y Kreuz mit 15 Lochpositionen auf jeder Achse. Dabei liegt die x-Achse (horizontal) parallel zur ersten Dynodenschaukel, die y-Achse (vertikal) senkrecht zu ihr. Den schematischen Aufbau für diese Messung zeigt Abb. 3.9.

Als Lichtquelle kam der sehr hohen Intensität wegen ein Stickstofflaser mit einer Pulsrate von etwa 10 Hz zum Einsatz. Die hohe Lichtintensität war auf Grund der durch die Lochblende extrem verkleinerten effektiven Detektorfläche notwendig. Das

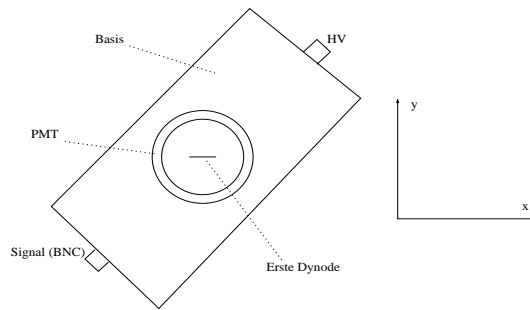


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der PMT-Lage von vorn gesehen. Dargestellt sind die Röhre, im Inneren die erste Dynode und im Hintergrund die Basis.

Signal der HESS-Röhre wurde direkt am Oszilloskop 40 Sekunden lang gemittelt, dargestellt und gespeichert. Den Trigger dafür lieferte ein zweiter PMT, das Modell R5600P von Hamamatsu, welcher konstant mit 600 V betrieben wurde. Die Lage des Photomultipliers wurde so gewählt, daß die erste, mit dem bloßen Auge von außen sichtbare Dynodenschaufel waagrecht zu Liegen kam (Abb. 3.10). Die Lichtquelle von der LED auf den Laser umzustellen war zwar wegen der Intensität nötig, brachte allerdings ein anderes Problem mit sich. Der Laser verursacht elektrische Störungen, die selbst mit einer Abschirmung durch eine Al-Kiste nicht soweit reduziert werden können, daß die Signale der PMTs ungestört bleiben. Zum Einen entstehen starke Störungen im auszuwertenden Signal der HESS-Röhre und machen eine Auswertung bezüglich Amplitude oder Breite sehr unsicher. Zum Anderen wird auch das Triggersignal der Referenzröhre mit diesen Störungen überlagert, was einen mit diesen Störungen schwankenden Triggerzeitpunkt - einen sog. Jitter - zur Folge hat. Das Jitterproblem konnte mit der Al-Ummantelung des Lasers und mit der Wahl eines weniger empfindlichen Referenz-PMTs (R5600P) gelöst werden. Für die Störung des Signals des HESS-PMTs durch den Laser wurde eine indirekte Lösung gefunden. Mit dem Oszilloskops wurden mit gleichen Einstellungen jeweils die Daten mit Signal (900 oder 1200 V) und die ohne (0 V) aufgenommen. Dabei wurde über jeweils 400 Pulse gemittelt. Da die Phasenlage der überlagernden Störungen konstant war, addierten sie sich in exakt gleicher Weise zum Signal, gleich ob dies mit Puls (HV an) oder ohne (HV aus) war. Somit konnten die Störungen des Lasers durch Subtraktion der gestörten Grundlinie vom Puls-Signal sehr gut unterdrückt werden. Siehe dazu auch Abb. 3.11.

Nach der so durchgeführten Unterdrückung der Störungen des Lasers konnten die Daten ausgewertet werden. Das Ergebnis war für jede x/y Position eine Amplitude und deren zeitliche Lage. Diese Messwerte wurden nun nach Koordinaten getrennt ausgewertet. Dabei bedeuten die Amplituden der einzelnen Lochpositionen eine relative Empfindlichkeit des Photomultipliers in Anhängigkeit vom Einfallsort des Lichts auf der Kathode (Abb.3.13). Die zeitlichen Positionen dieser Amplituden machen dagegen eine Aussage über die Zeitverzögerung eines Signals, das am Kathodenrand seinen Ursprung hat (Abb. 3.14).

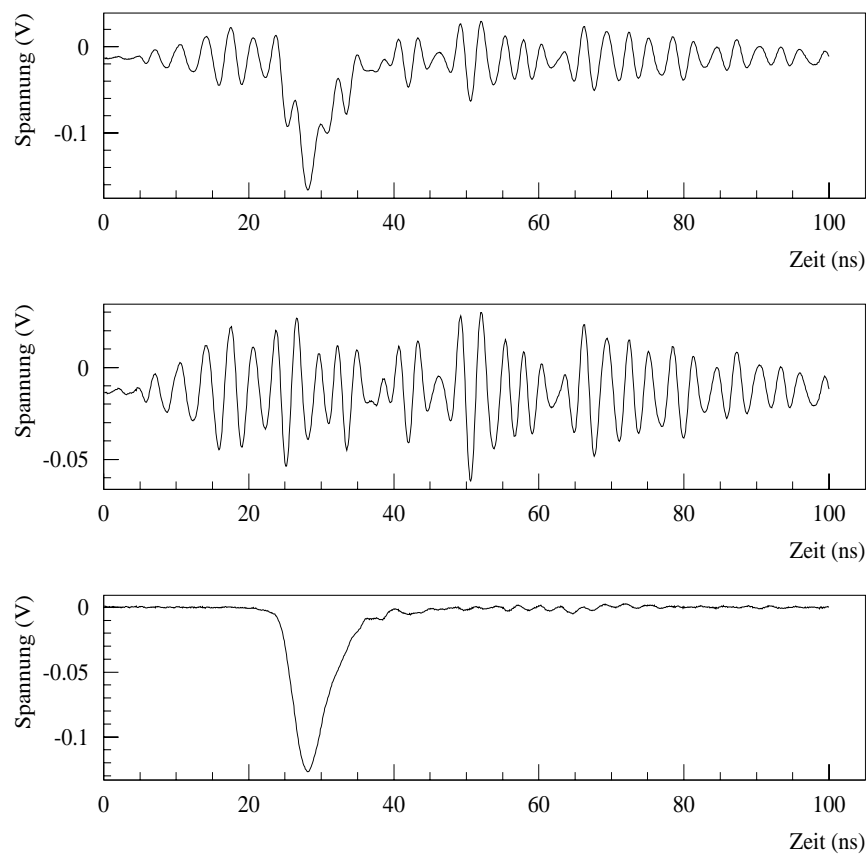


Abbildung 3.11: Ein Beispiel für die Beseitigung der Laser-Störungen durch Subtraktion der Grundlinie mit Störungen (mitte) vom Original (HV an) mit Störungen (oben). Das Ergebnis (unten) zeigt kaum noch Beeinflussung.

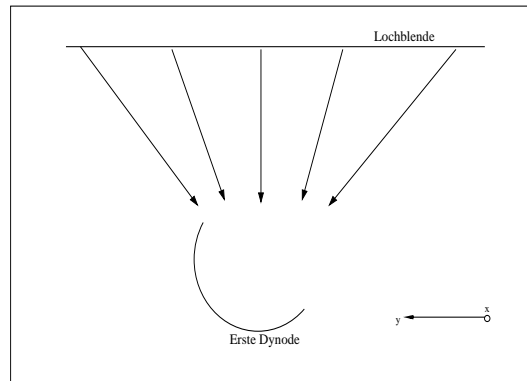


Abbildung 3.12: Veränderung des Lichteinfalls auf die erste Dynode bei Änderung der y-Lochposition.

Wie zu erkennen ist, ist der PMT im Kathodenzentrum empfindlicher als am Rand. Dabei ist dieser Effekt spannungsabhängig. Unterscheiden sich minimale und maximale Amplituden bei 1200 V um etwa 30 %, so sind es bei 900 V nur etwa 15 %. Die Ergebnisse bezüglich der Signallaufzeiten entsprechen ebenfalls den Erwartungen. Zum Einen ist eine zunehmende Laufzeit bei zunehmender Entfernung vom Kathodenzentrum zu beobachten. Zum Anderen ist dieser Effekt (auf der x-Achse) bei 1200 V mit etwa 1,1 ns kleiner als bei 900 V mit etwa 1,8 ns. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei erhöhter Spannung auch am Kathodenrand entstandene Photoelektronen stärker zur ersten Dynode beschleunigt werden.

Ein weiterer Effekt spiegelt sich als Unterschied im Verhalten bei x- und y-Variation wider. Sowohl die Amplituden als auch die Laufzeiten sind auf der x-Achse in guter Näherung symmetrisch zum Zentrum. Dies ist jedoch auf der y-Achse nicht der Fall. Eine mögliche Erklärung dafür ist die geometrische Lage des PMT. Da die erste Dynode waagrecht orientiert ist, spielt sie für die Änderung der x-Position keine Rolle. Bei der Veränderung der y-Position verändert sich die effektive Fläche der Dynode sehr stark (Abb 3.12). Deshalb reagieren die Amplitude und die Laufzeit auf eine Änderung der y-Position stärker und nicht symmetrisch zum Kathodenzentrum. Auf der Seite, auf der die Dynode 'frontal' getroffen wird (entspricht negativen y-Werten), ist somit das Gesamtsystem empfindlicher (größere Amplitude) und schneller (kleinere Zeitspanne zwischen Signal und Trigger). Die gemessenen Laufzeitunterschiede zwischen Kathodenrand und Zentrum tragen zu einer allgemeinen Signalverbreiterung bei. Wird die gesamte Kathodenfläche genutzt, kommen die Photonen statistisch verteilt auf der ganzen Kathode an. Da Photoelektronen, die ihren Ursprung am Rand haben, bis zu 2 ns länger bis zur ersten Dynode brauchen, verbreitert sich entsprechend das Signal des PMT.

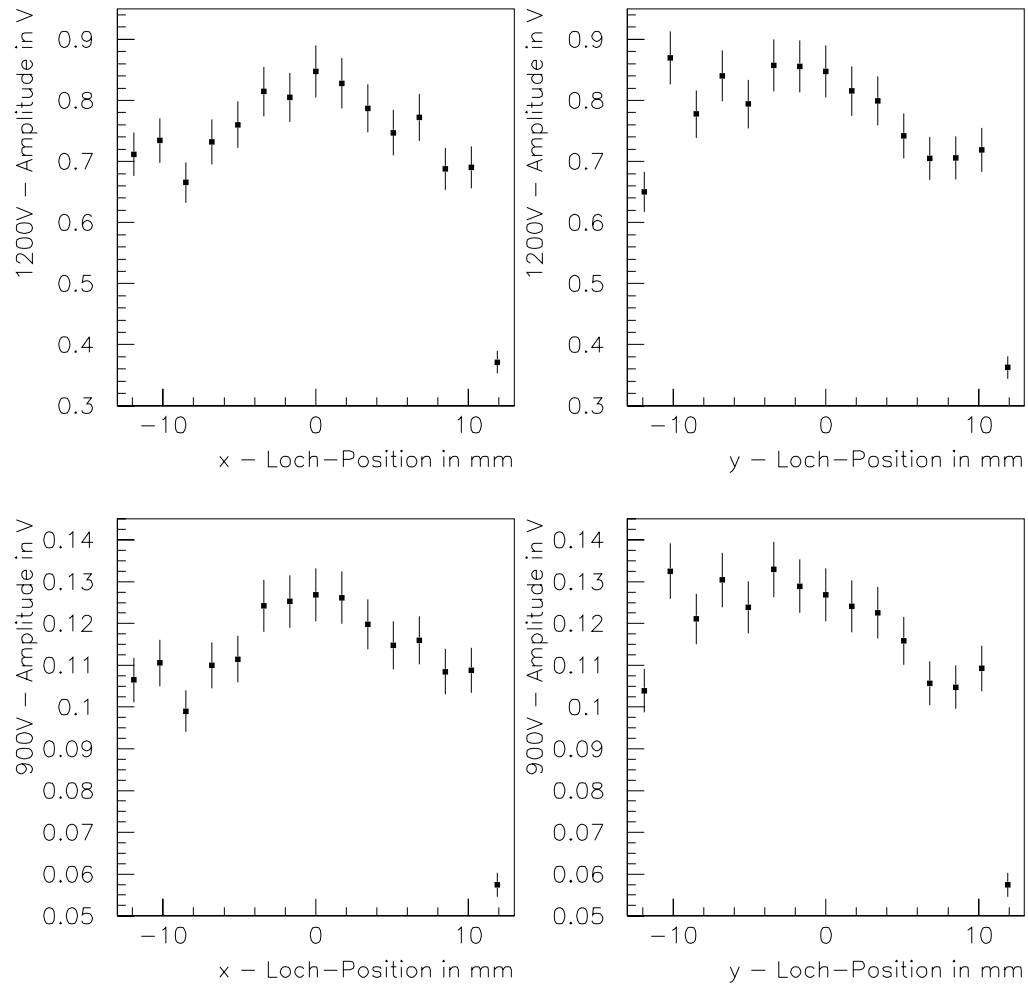


Abbildung 3.13: Gemessene Amplituden als Funktion der Kathodenposition jeweils für 1200 V und 900 V. Die Fehler von 10 % werden durch die systematischen Unsicherheiten bei Messung und Rauschreduktion verursacht.

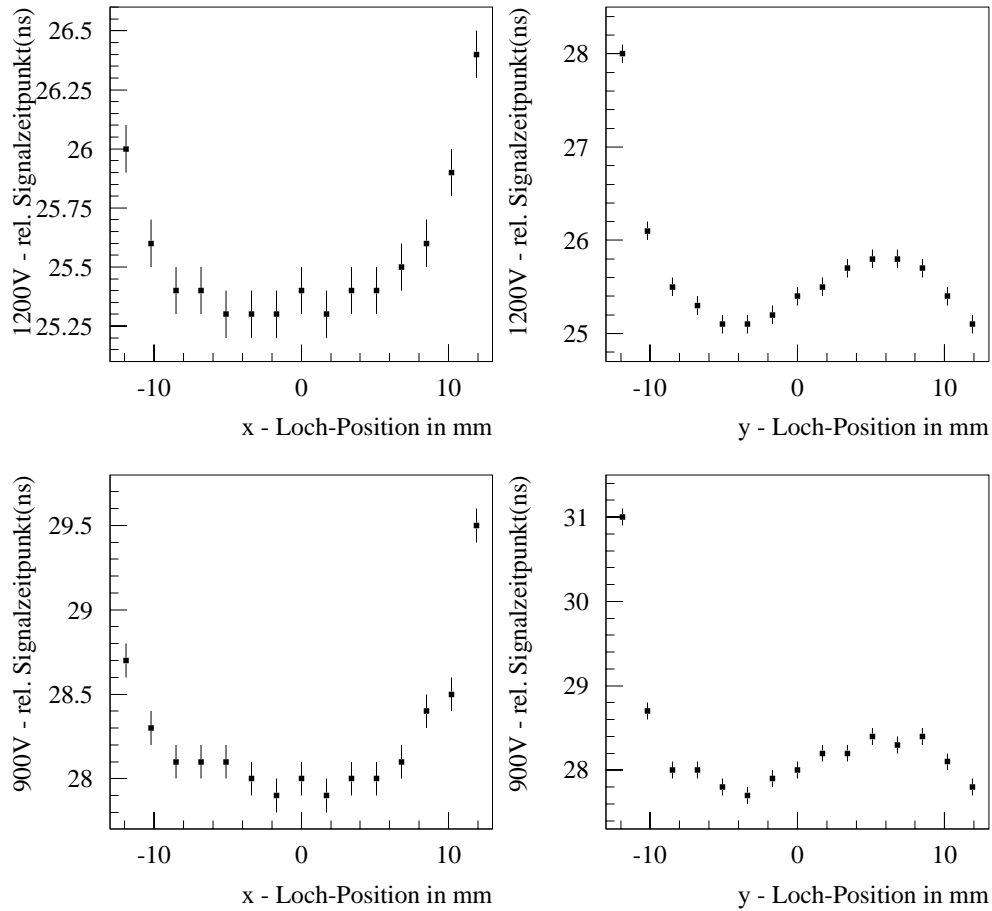


Abbildung 3.14: Gemessene Signalzeiten zwischen PMT und Trigger als Funktion der Kathodenposition jeweils für 1200 V und 900 V. Die Fehler sind auf 100 ps abgeschätzt und kommen durch systematische Unsicherheiten durch Reststörungen des Lasers zustande.

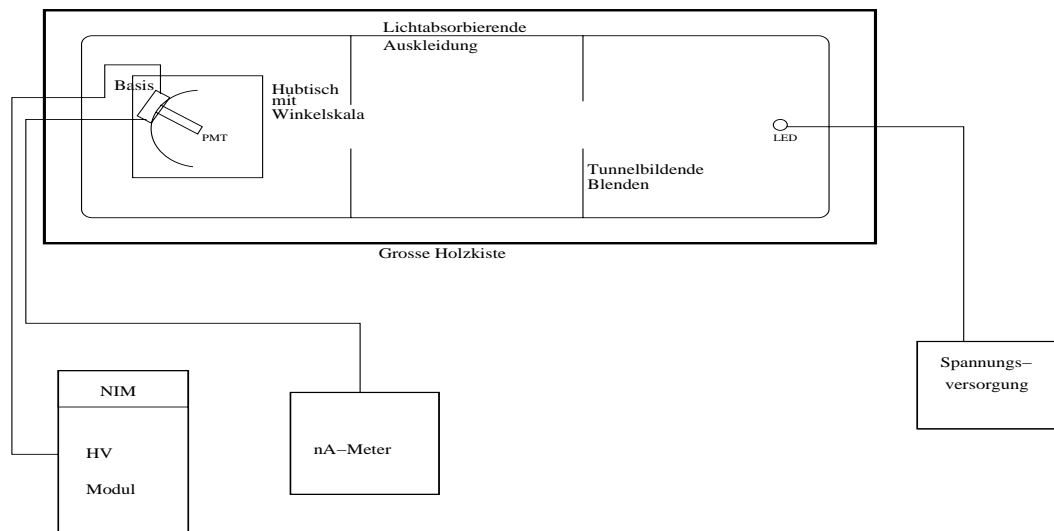


Abbildung 3.15: Schematischer Aufbau für die Untersuchungen des PMT bei schrägem Lichteinfall.

3.7 Einfluß des Lichteinfallswinkels

Nachdem im oberen Abschnitt die Ausdehnung der Kathode berücksichtigt wurde, geht dieser Abschnitt der Fragestellung nach, welchen Einfluß der Einfallswinkel des Lichts auf die Kathode hat. Diese Frage ist auch für den Betrieb der Photomultiplier in der HESS-Kamera von Interesse. Um das Gesamtsystem der Kamera so effizient wie möglich zu gestalten, werden an der Vorderseite der PMT sog. Winston Cones angebracht. Diese sechseckigen, auf der Innenseite verspiegelten Lichttrichter haben die Aufgabe, das gesamte Licht, das die Fläche der Kamera erreicht, zu den Kathoden der Röhren zu leiten. Schräg oder zwischen den PMTs einfallendes Licht wird an den Trichtern reflektiert und zum Zentrum geleitet. Dort kann es dann, wie das direkt einfallende Licht, vom PMT detektiert werden. Licht, das die Kathode nur über den Umweg des Trichters erreichen kann, fällt jedoch unter einem deutlich größeren Winkel auf die Kathode als bei Direktbeleuchtung. Um die systematischen Effekte für dieses schräg einfallende Licht zu untersuchen, wurde die in Abb. 3.15 skizzierte Anordnung entwickelt. Das Experiment wurde in einer größeren Holzkiste aufgebaut, sodaß genügend Raum zur Handhabung und eine größere Entfernung zwischen Lichtquelle und PMT realisiert werden konnte. Außerdem war so keine Veränderung des Standard-Aufbaus in der kleinen Kiste notwendig. Zum Einsatz kamen für die Spannungsversorgung der DC-betriebenen blauen LED das TSX 1820P von TTI und für die Strommessung direkt am PMT das Keithley 617 oder das Knick. Eine wichtige Voraussetzung für diesen Aufbau war es, Sekundärlicht vollständig zu unterdrücken. Dieses hätte von Reflexionen an der Kistenwand oder an Metallteilen herrühren können. Zum Einen wurde die Kiste an entsprechend gefährdeten Stellen mit schwarzem Flies ausgekleidet. Zum Anderen wurde mit zwei, den Kistenquerschnitt vollständig ausfüllenden, schwarzen Blenden eine Verengung des

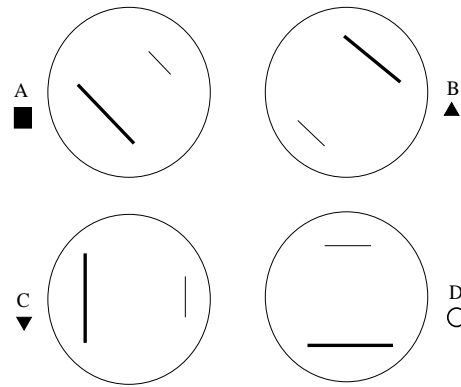


Abbildung 3.16: Orientierungen der ersten (dicke Linie) und zweiten (dünne Linie) Dynode und ihre zugehörigen Kennzeichnungen.

Lichtweges auf etwa 5 cm erreicht. Anschließende Messungen bestätigten, daß die indirekte Beleuchtung auf ein nicht mehr messbares Niveau reduziert wurde. Um die Auswirkung möglicher Inhomogenitäten im Lichtfeld zu vermeiden und mit der Kathode immer im Strahlzentrum zu bleiben, wurde der PMT so angebracht, daß sich sein Drehpunkt genau an der Kathode befindet. Außerdem wurde, um bei größeren Auslenkungen Randeffekte an der Röhre selbst zu vermeiden, mit einer Blende gearbeitet, die den sensitiven Bereich auf 20 mm Durchmesser einengt. Im Laufe der Experimente erwies es sich als günstig, diese Blende aus schwarzer Folie herzustellen und nicht wie vorher aus Blech. Das Blech war in doppelter Hinsicht nachteilig. Erstens hat es eine Dicke von 1 mm und erschwert somit eine exakte Berechnung der Öffnungsfläche bei größeren Winkeln und zweitens bestand die Gefahr der Reflexion an der Innenkante des Loches.

Grundsätzlich wurde mit 4 Orientierungen der Röhre gearbeitet. Die von vorn gesehenen Dynodorientierungen zeigt Abb. 3.16. Die Strommessungen bei jedem Winkel einer Orientierung beinhalten die Anodenströme (Standardbasis) bei 1200 V und 900 V sowie den Kathodenstrom (QE-Basis, 400 V). Dabei wurde der jeweilige Dunkelstrom überwacht. Alle gemessenen Werte wurden für die Auswertung auf die vom Winkel abhängige effektive Kathodenfläche normiert. Somit sind die bei verschiedenen Winkeln gemessenen Ströme direkt miteinander vergleichbar. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.17 gezeigt. Die Fehler beim Kathodenstrom sind deutlich größer als bei den Anodenströmen, da die Messung des Kathodenstromes generell deutlich schwieriger und unsicherer ist. Dies liegt an den geringen Werten von wenigen 100 pA und der daraus resultierenden Sensibilität auf alle äußeren Einflüsse. Da die Orientierungen A und B spiegelverkehrt zueinander sind, sollten die Originalkurven von A und die Kurven von B mit negierten Winkeln (Spiegelung an 0°) identisch sein. Das Ergebnis zeigt Abb. 3.18. Bei den Anodenströmen zeigt sich jedoch eine Abweichung zwischen beiden Orientierungen. Besonders bei negativen Winkeln sind die Ströme der Orientierung B größer als die von A. Eine mögliche Erklärung dafür ist ein geringer Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Wechselwirkung zwischen elektrischem Feld und den beschleunigten Elektronen im PMT. Eine Aussage über eine Winkelabhängigkeit der Dynodenverstärkung der Röhre kann mit diesen Wer-

ten ebenfalls getroffen werden. Dabei wird das Verhältnis von Anodenstrom und Kathodenstrom betrachtet. Eine vom Beleuchtungswinkel unabhängige Verstärkung hätte ein konstantes Verhältnis der beiden Ströme zur Folge, da aus einem Elektron an der Dynode immer gleich viele Elektronen an der Anode werden. Somit würden zwar die Einzelströme vom Winkel abhängen, nicht aber ihr Verhältnis. Um dies zu überprüfen, wurden die aufgenommenen Daten auch dahingehend ausgewertet. Das Ergebnis zeigt Abb. 3.19. Einerseits sind durch die Unsicherheiten des Kathodenstromes auch die betrachteten Verhältnisse entsprechend unsicher. Andererseits ist ein Trend in der Größenordnung von 10 % zu kleineren Verhältnissen (also kleineren Verstärkungen) bei schrägem Lichteinfall festzustellen. Um diesen Effekt zukünftig genauer untersuchen zu können, muß die Messung des Kathodenstromes optimiert werden.

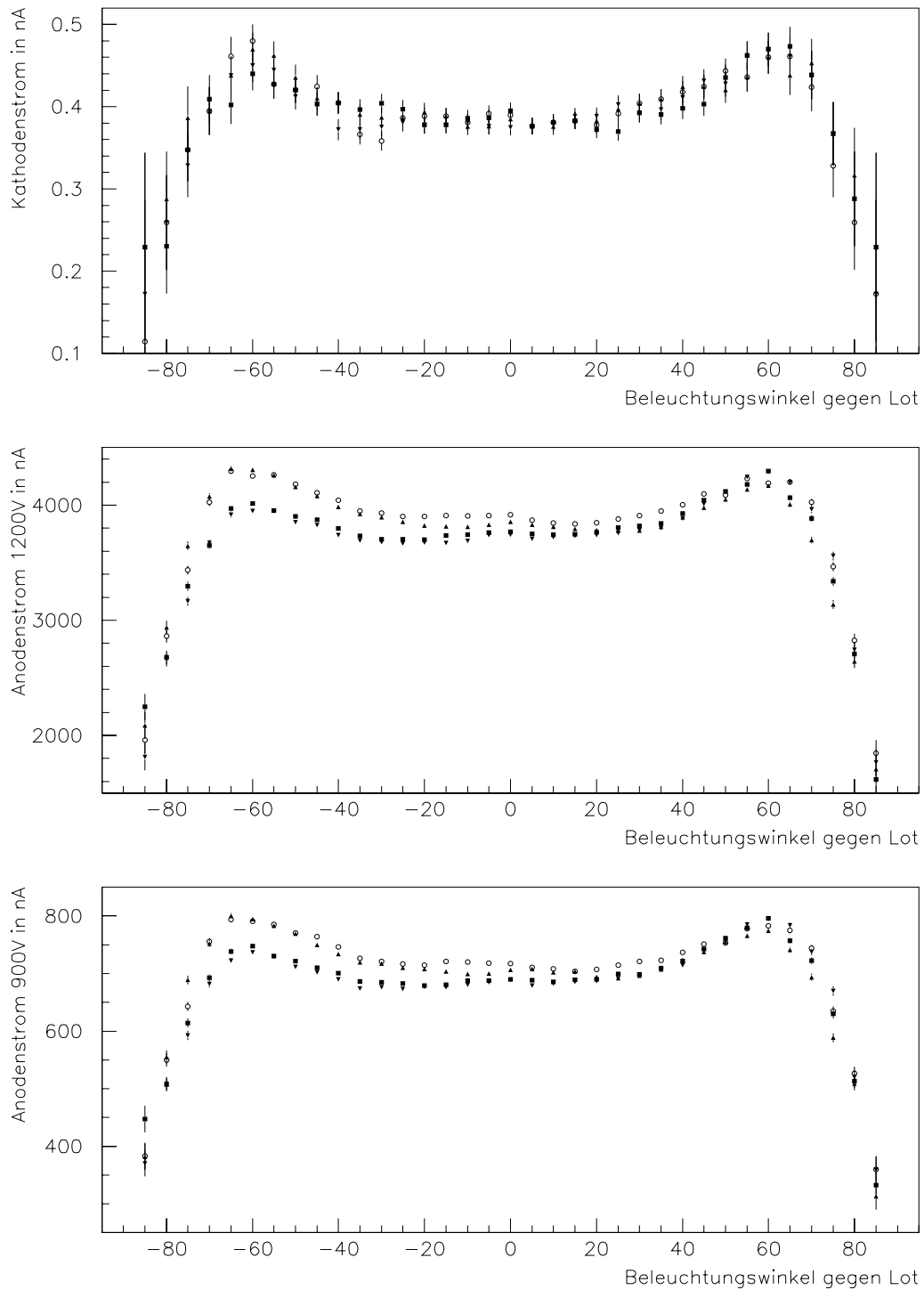


Abbildung 3.17: Flächennormierte Anoden- und Kathodenströme aller Orientierungen in Abhängigkeit vom Beleuchtungswinkel.

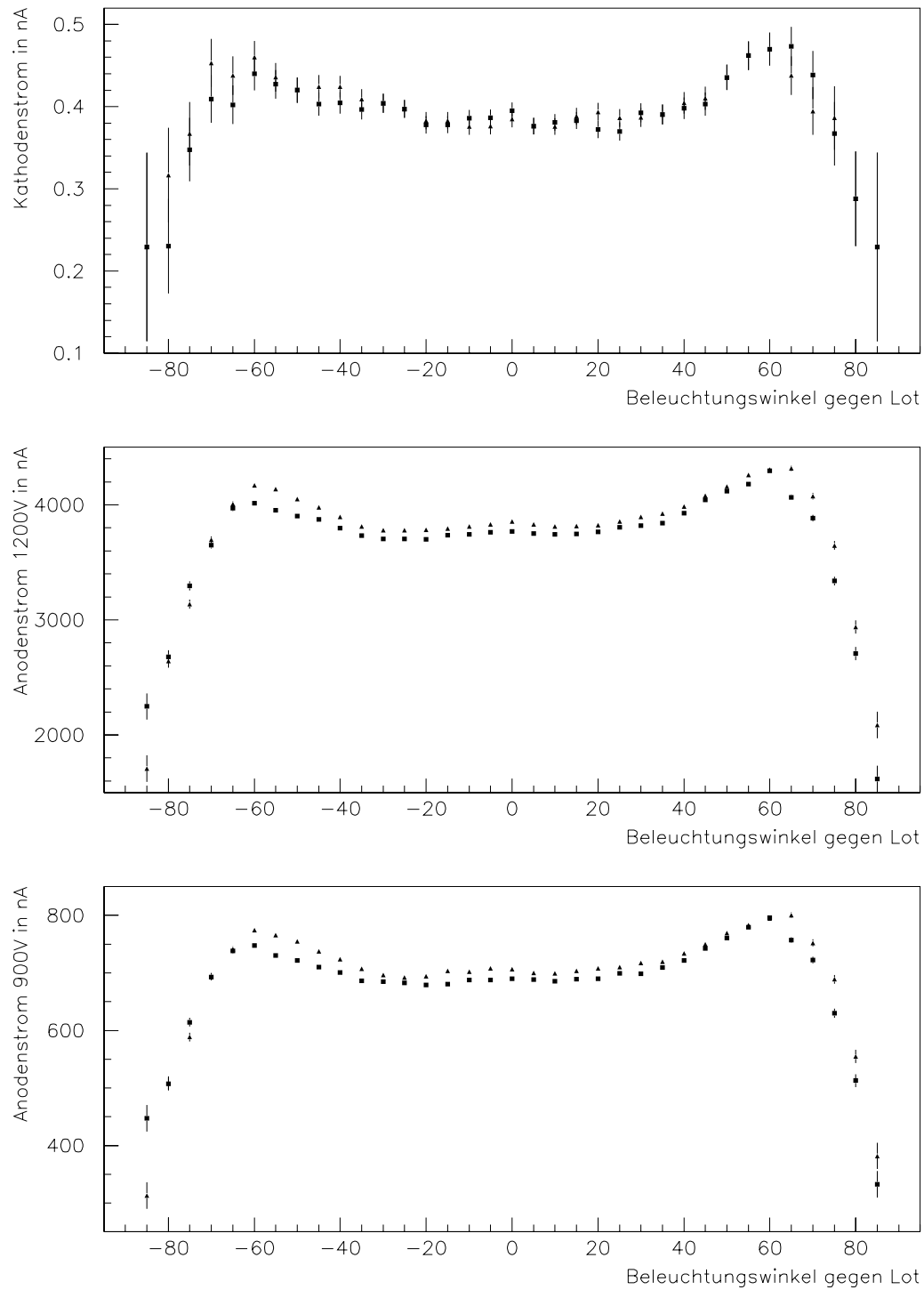


Abbildung 3.18: Flächennormierte Anoden- und Kathodenströme der Orientierungen A und B gegen den Beleuchtungswinkel. Dabei wurde die Orientierung B an 0° gespiegelt.

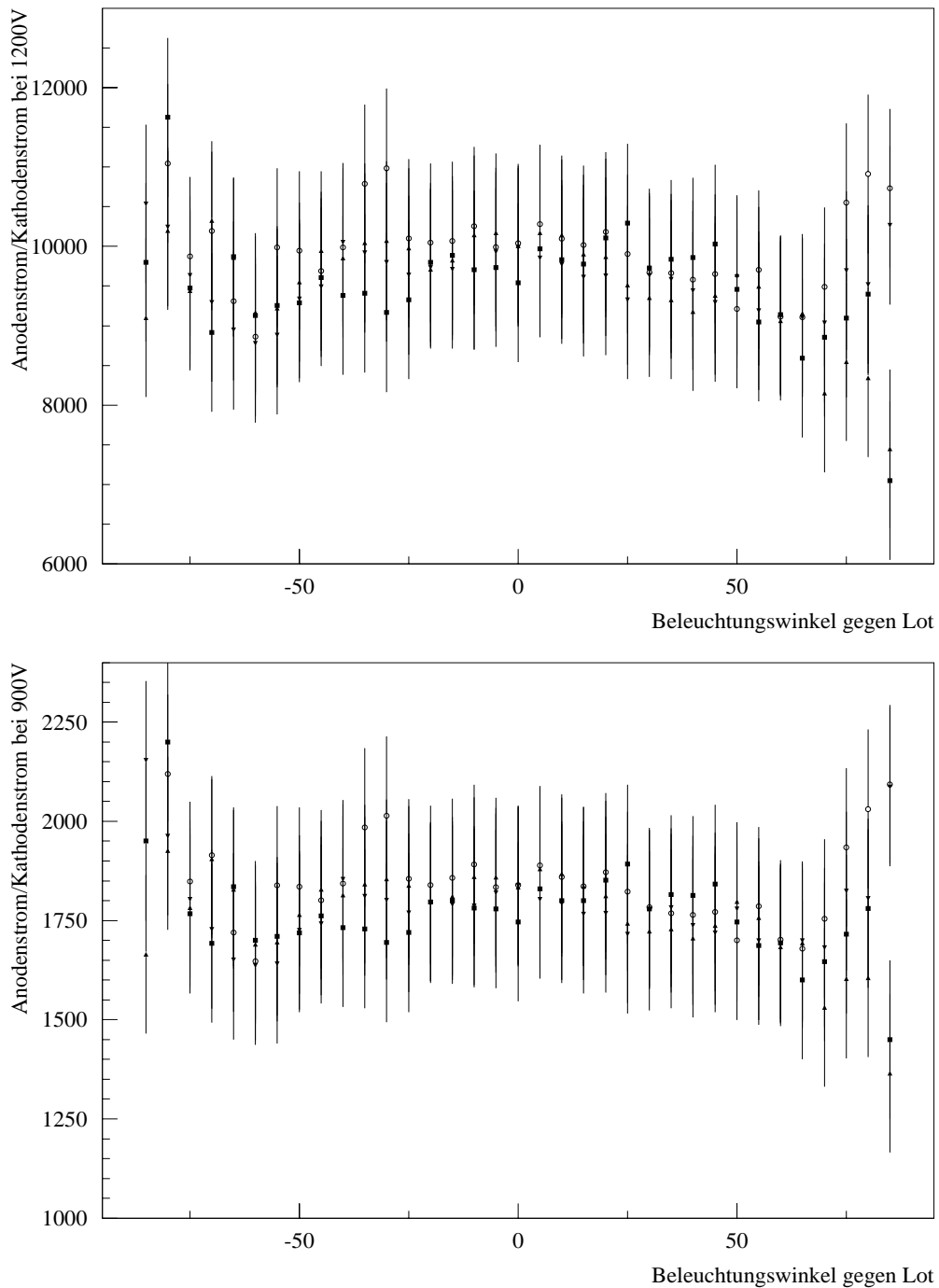


Abbildung 3.19: Die Verhältnisse von Anoden- und Kathodenstrom aller Orientierungen bei 1200 V und 900 V. Die Einheiten der y-Achse sind willkürlich, da die Messungen von Kathoden- und Anodenstrom bei unterschiedlichem Lichtfluss durchgeführt werden mußten.

Kapitel 4

Untersuchung einer Silizium-Avalanche-Photodiode

4.1 Grundlagen

Die Avalanche-Photodiode (APD) ist ein Photodetektor auf Halbleiterbasis. Ihre allgemeinen Vorzüge gegenüber dem PMT liegen vor allem in der kompakten Bauweise, der deutlich höheren Quanteneffizienz und einer niedrigeren Versorgungsspannung. Die genauen Charakteristika und auch die signifikanten Nachteile in anderen Bereichen werden im Laufe dieses Abschnittes deutlich. Grundsätzlich arbeitet eine APD wie eine normale, in Sperrrichtung betriebene pn-Photodiode. Dabei wird eine Spannung knapp unter der Durchbruchsspannung angelegt. Wird diese Durchbruchsspannung erreicht, fließt durch die Diode ein unkontrollierter, hoher Strom, der auch eine Zerstörung nach sich ziehen kann. Treffen Photonen auf die Diode, dringen sie in die Sperrschicht ein und erzeugen dort Elektron/Loch-Paare. Da die Versorgungsspannung auf einem räumlich engen Gebiet abfällt, werden innerhalb der APD sehr hohe Feldstärken von bis zu 10^5 V/m erreicht. Somit erfahren die entstandenen Elektronen eine starke Beschleunigung. Ist ihre Energie hoch genug, gelingt die Erzeugung weiterer Elektron/Loch-Paare durch Stoßionisation. Auch diese Sekundärelektronen werden durch das elektrische Feld beschleunigt und können weitere Elektronen auslösen. Dadurch entsteht eine Elektronen-Lawine, die als Strompuls gemessen werden kann.

Da bei einem Photodetektor auf Halbleiterbasis einfallende Photonen bis zur Verarmungszone des pn-Übergangs vordringen müssen, um den Signalbildungsprozeß zu starten, ist die Eindringtiefe von entscheidender Bedeutung. Nur langwellige Photonen mit genügend großer mittlerer Eindringtiefe können zu einem meßbaren Signal verstärkt werden.

Alle folgenden Untersuchungen wurden mit der Si-APD vom Typ S8664-55 von Hamamatsu durchgeführt. Es stehen zwei Exemplare zur Verfügung, die sich laut Hersteller geringfügig unterscheiden. So liegen die angegebenen Durchbruchsspannungen bei 351 V (A) und 353 V (B). Für alle in diesem Kapitel beschriebenen

Messungen kam die Diode B zum Einsatz. Als Spannungsversorgung und Strommessgerät diente das Keithley 487. Hier ist nun die bereits beschriebene Eigenschaft des Keithley, Spannungen auf 0,1 V genau und zeitlich konstant liefern zu können, von Bedeutung. Je näher an der Durchbruchsspannung der Diode gearbeitet wird, umso stärker wirken sich Spannungsdifferenzen auf den Strom aus. Da jedoch erst nahe der Durchbruchsspannung eine hohe Verstärkung auftritt und somit dort der Arbeitsbereich liegt, muß die Spannungsversorgung entsprechend zuverlässig arbeiten, um die Diode nicht zu gefährden.

4.2 Besonderheiten

Bei der Arbeit mit der APD treten zwei grundsätzliche Probleme auf. Zum Einen stellt die APD eine Kapazität dar, deren Wert Einfluß auf das elektrische Verhalten hat, jedoch stark von der Spannung abhängt. Zum Anderen ist die Diode in ihrer kompakten Bauweise nur theoretisch in die einzelnen Ablaufphasen der Detektion zu unterteilen. Sie ist ein Verbund, der lediglich in seiner Gesamtheit untersucht werden kann. Dies hat zur Folge, daß die experimentelle Trennung zwischen Quanteneffizienz, Sammeleffizienz und Verstärkung wie beim PMT nicht machbar ist. Es ist nur möglich, durch Kenntnis des absoluten Lichtflusses und Messung des Diodenstromes die gesamte Kette innerhalb der Diode in ihrer Gesamtheit zu beschreiben. Die Vorgehensweise zur Ermittlung einzelner Parameter und die dafür nötigen Annahmen werden in den jeweiligen Abschnitten genauer beschrieben. Ein weiterer Effekt wird bei kontinuierlicher Strommessung nach dem Einschalten oder Ändern der Versorgungsspannung deutlich. Je größer der Spannungssprung, umso deutlicher ist die Änderung des Stromes mit der Zeit bei konstanter Lichtintensität (Abb 4.1). Dieser Effekt wurde dahingehend berücksichtigt, daß nach dem Einschalten der Spannung mit dem Messbeginn eine angemessene Zeit gewartet wurde. Diese richtete sich auch nach der Größe der anderen möglichen Messfehler.

4.3 Die Kapazität

Die Verarmungszone des pn-Übergangs in der Diode ist ein elektrisch neutraler Bereich, in dem erst durch einfallende Photonen Elektron/Loch-Paare erzeugt werden. Dieser Bereich stellt eine Kapazität dar. Da nun die Diode in Sperrichtung betrieben wird, verbreitert sich die Verarmungszone bei steigender Betriebsspannung. Deshalb hat eine Erhöhung der Spannung eine Verminderung der Kapazität der APD zur Folge. Für die Messung der Kapazität wurde ein LCR-Meter verwendet, das die Messung direkt am entsprechenden Bauteil vornehmen kann. Als problematischer erwies sich die Kapazitätsmessung beim Betrieb der Diode mit verschiedenen Spannungen. Es war nicht nur sicherzustellen, daß das LCR-Meter von der Versorgungsspannung der APD abgeschirmt wird. Ebenso stellt das die Betriebsspannung bereitstellende Keithley wiederum eine Kapazität dar, die - unbekannt und auch spannungsabhängig -

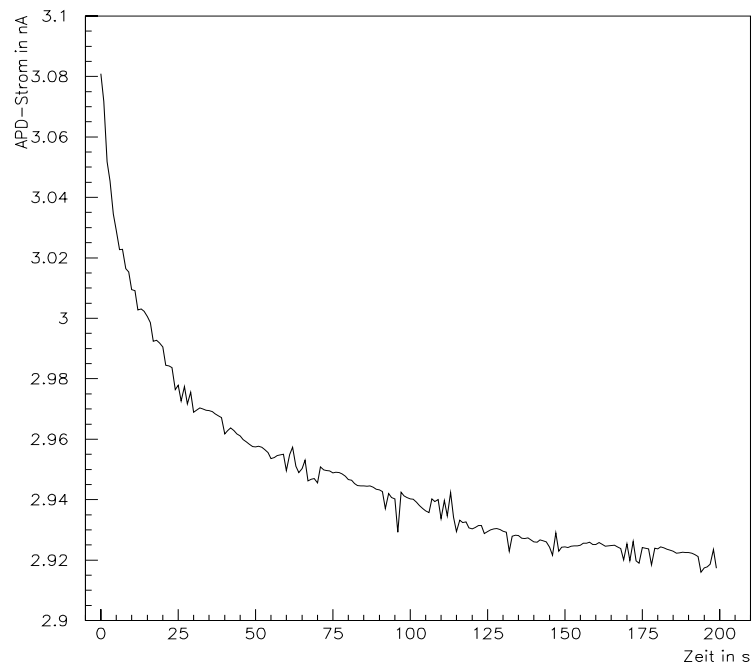


Abbildung 4.1: Zeitliche Veränderung des Stromes bei Beleuchtung nach dem Einschalten der HV beim Sprung von 0 V auf 100 V. Bei 0 V war der Strom 2,4 nA, stieg bei 100 V auf 3,1 nA, um dann wieder auf 2,9 nA abzusinken.

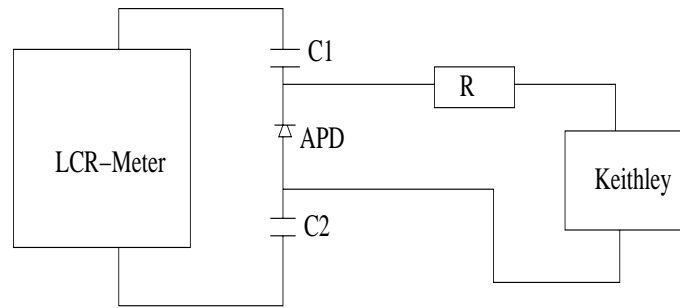


Abbildung 4.2: Schaltung zur Messung der Kapazität der APD.

nicht in das Messergebnis einfließen darf. Das Ergebnis ist die in Abb. 4.2 gezeigte Schaltung. Die Kondensatoren C_1 und C_2 schützen das LCR-Meter vor der APD-Spannung und sind mit 7,2 nF und 8,7 nF bekannt. Um die Kapazität des Keithley ignorieren zu können, mute R mit der Beziehung

$$R = \frac{1}{\omega \cdot C_{Keithley}} \quad (4.1)$$

entsprechend groß gewählt werden. Dabei ist $\omega = 1$ kHz die Taktrate des LCR-Meters. Gewählt wurden 10 M Ω . Nun wurde bei jeder Spannung die Kapazität der gesamten Schaltung gemessen und mit obiger Beziehung sowie den Gesetzmäßigkeiten der Reihen- und Parallelschaltung von Kapazitäten die gesuchte Größe ermittelt. Das Ergebnis (Abb. 4.3) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Angaben des Herstellers (Abb. 4.4).

4.4 Die Verstärkung

Die Verstärkung eines Detektors ist einer der wichtigsten Parameter, da sie für die Sensitivität hauptverantwortlich ist. Da die APD nicht in der Lage ist, SPE zu detektieren, sind QE und Verstärkung experimentell nicht trennbar. Somit bleibt für die Messung der Verstärkung lediglich die Strommessung bei bekanntem absoluten Lichtfluss und eine Annahme für die QE. Diese wurde mit Hilfe des Datenblattes getroffen. Aus dem gemessenen Strom, der Anzahl der aufgetroffenen Photonen und der QE kann analog zum PMT auf die Verstärkung geschlossen werden. Dieses Verfahren wurde für 4 Wellenlängen (400, 600, 800, 1000 nm) durchgeführt, wobei die entsprechenden QE mit 65, 85, 83, 28 % dem Datenblatt des Herstellers entnommen wurden (siehe auch Abb. 4.7 (QE von Hamamatsu, hinten)). Die so ermittelten Verstärkungen zeigt Abb. 4.5.

Zuerst fällt auf, daß die Verstärkung, verglichen mit PMTs, extrem niedrig ist. Es ist schlicht unmöglich, mit einer Verstärkung unter 100 die wichtige Anforderung der Detektion von Single-Photolektronen zu realisieren. Außerdem zeigt sich eine Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung. Diese sinkt bei sehr großen Wellenlängen.

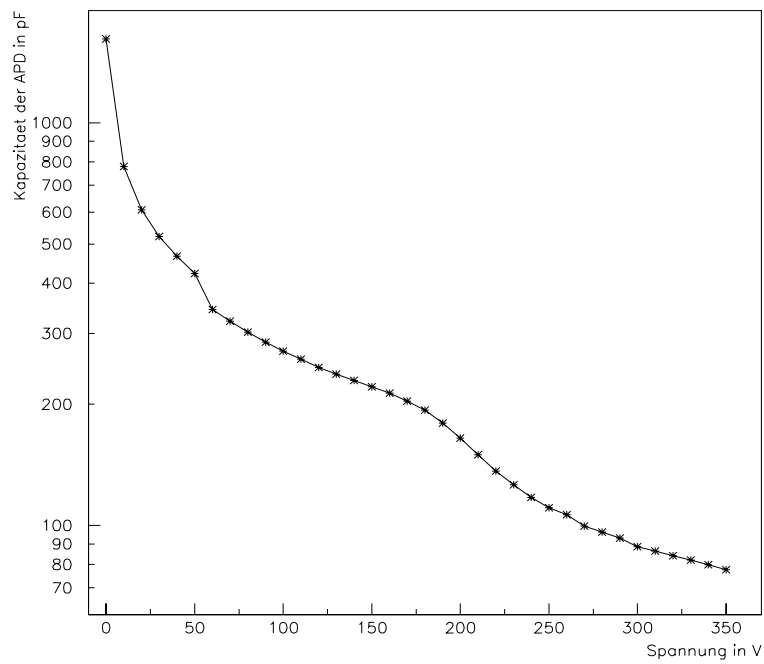


Abbildung 4.3: Die gemessene Kapazität der APD in Abhängigkeit von der Betriebsspannung.

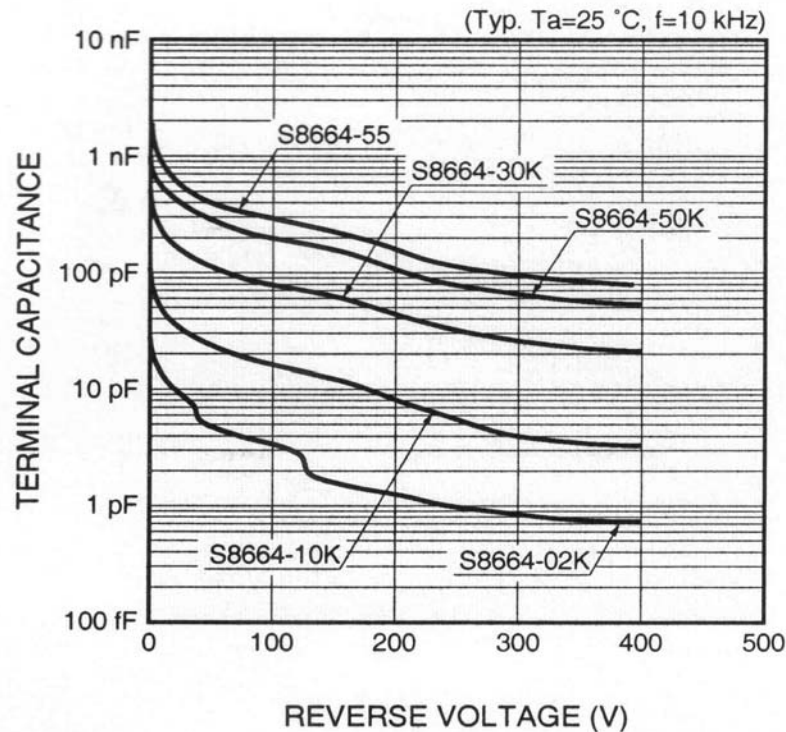


Abbildung 4.4: Die Kapazität der APD (S8664-55) in Abhängigkeit von der Betriebsspannung laut Hersteller.

Es ist nicht klar, ob dieser Effekt auf eine Verminderung der Verstärkung bei großen Wellenlängen oder auf eine Verminderung der QE im langwelligen Bereich bei steigender Betriebsspannung zurückzuführen ist. Somit muß davon ausgegangen werden, daß sowohl die QE als auch die Verstärkung von der Wellenlänge abhängen.

4.5 Die Quanteneffizienz

Die Problematik der zusammenhängenden Größen QE und Verstärkung zeigt sich nun auch bei der Messung der Quanteneffizienz. Wird die APD mit Licht bekannten Flusses und bekannter Wellenlänge beleuchtet, kann aus dem gemessenen Strom nur auf einen Parameter geschlossen werden, der die Verstärkung und die Quanteneffizienz beinhaltet. Für eine Bestimmung der QE muß - analog zur Bestimmung der Verstärkung - die andere Größe festgelegt werden. Da bei der Bestimmung der Verstärkung bereits so vorgegangen wurde, hat es keinen Sinn, hier noch einmal eine Größe durch die Annahme der Anderen zu bestimmen. Somit wurde der Parameter Quanteneffizienz lediglich qualitativ untersucht. Alle Messungen wurden auf den wellenlängenabhängigen absoluten Lichtfluss und das Flächenverhältnis von kalibrierter Diode und APD korrigiert. Es konnte jedoch keine Umrechnung in eine absolute QE durchgeführt werden. Allerdings zeigt die Auswertung (Abb. 4.6) den Verlauf der relativen QE über den untersuchten Wellenlängenbereich. Die Ermittlung dieser

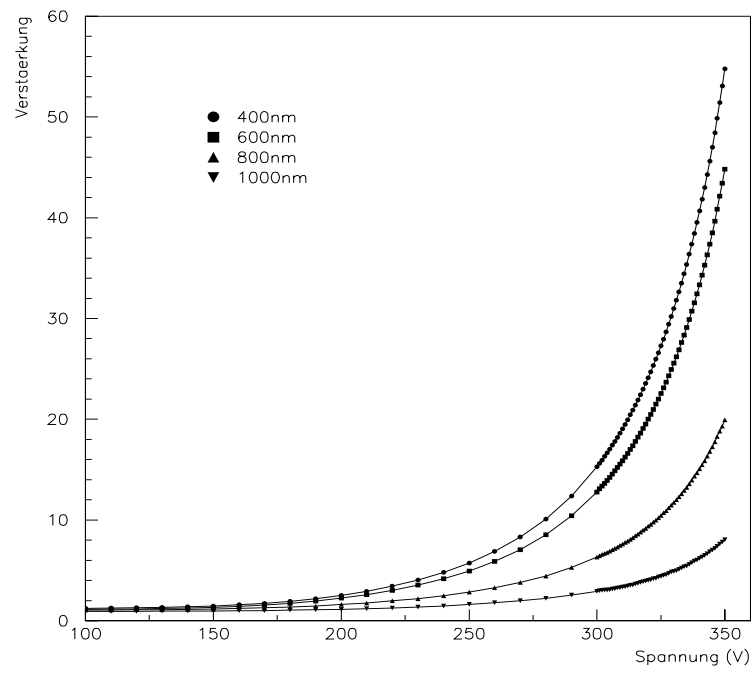


Abbildung 4.5: Die Verstärkung der APD gegen die Betriebsspannung für 400 nm, 600 nm, 800 nm und 1000 nm.

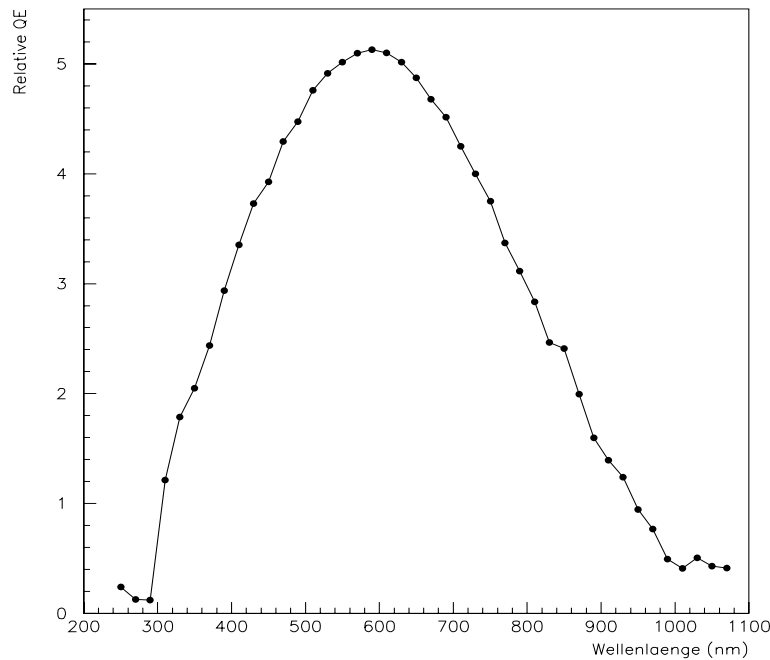


Abbildung 4.6: Die Relative Quanteneffizienz der APD (willkürliche Einheiten) gegen die Wellenlänge bei einer Betriebsspannung von 350 V.

relativen QE aus den Messwerten setzt allerdings die Annahme einer wellenlängenunabhängigen Verstärkung voraus. Im Verlauf der relativen QE über die Wellenlänge ist eine Abweichung von der absoluten QE im Datenblatt des Herstellers (Abb. 4.7) zu erkennen. Diese Abweichung zeigt sich in einem Abfall der QE oberhalb 600 nm auf ein Minimum bei 1000 nm. Die Herstellerangaben zeigen dagegen einen signifikanten Abfall der QE erst oberhalb von 800 nm. Dort ist aber die experimentell ermittelte relative QE bereits auf etwa 1/3 des Maximalwertes abgesunken.

Ein scheinbar auf die QE einflußnehmender Parameter ist die Betriebsspannung. Es zeigte sich, daß der Verlauf der QE über die Wellenlänge eine deutliche Abhängigkeit von der Spannung aufweist. Abb. 4.8 zeigt vier relative Quanteneffizienzen bei unterschiedlichen Spannungen. Einerseits stellen die Herstellerangaben zur QE einen Idealfall dar, der nur bei sehr geringen Spannungen auftritt. Bei diesen Spannungen ist jedoch die Verstärkung der APD noch geringer und diese somit noch weniger empfindlich. Andererseits bleiben für diesen Effekt zwei Erklärungen. Entweder erblindet die Diode im Langwelligen mit zunehmender Spannung oder die Verstärkung ist wellenlängenabhängig und sinkt bei zunehmender Wellenlänge stark ab. Endgültig kann diese Frage nicht beantwortet werden, da keine Möglichkeit gefunden werden konnte, Quanteneffizienz und Verstärkung experimentell zu entkoppeln.

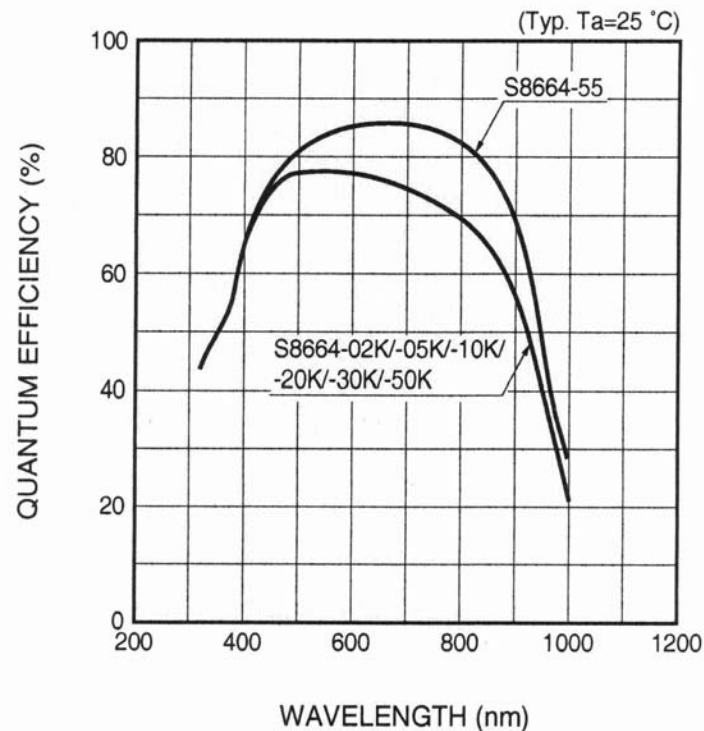


Abbildung 4.7: Die Quanteneffizienz der APD laut Hersteller bei unbekannter Spannung.

4.6 Temperaturabhängige Parameter der APD

4.6.1 Einfluß der Temperatur auf die Kennlinie

Für den Vergleich der Kennlinien bei Raumtemperatur und Kühlung wurde die APD in der Kühlbox untergebracht und mit DC-Licht der Xenon-Lampe beleuchtet. Dabei war durch die Verwendung des Monochromators die Wellenlänge bekannt, die absolute Intensität kann jedoch in der Kühlumgebung nicht bestimmt werden.

Um die Kennlinien für die Wellenlängen 300 nm, 400 nm, 500 nm und 600 nm zu vergleichen, wurden zuerst alle Kennlinien bei Raumtemperatur aufgenommen und anschließend mit der Kühlung begonnen. Bei der nach etwa 1 Stunde erreichten Minimaltemperatur von $-3\text{ }^\circ\text{C}$ wurden dann alle vier Kennlinien nochmals gemessen. Nach Abzug der jeweiligen Dunkelströme wurde für jede Wellenlänge das Verhältnis von Strom unter Kühlung und Strom bei Raumtemperatur gegen die Betriebsspannung aufgetragen. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.9. Zum Einen ist eine deutliche Erhöhung des Stromes bei gleicher Lichtintensität durch die Kühlung zu beobachten. Zum Anderen muß der Einfluß der Wellenlänge auf das Ausmaß dieses Effektes beachtet werden. Wird eine temperaturunabhängige QE angenommen, so bedeutet die Erhöhung des Stromes eine Steigerung der Verstärkung um denselben Faktor. Dieser Faktor weist eine Wellenlängenabhängigkeit auf.

Wird durch die Kühlung die Verstärkung der APD bei 300 nm ungefähr verdreifacht,

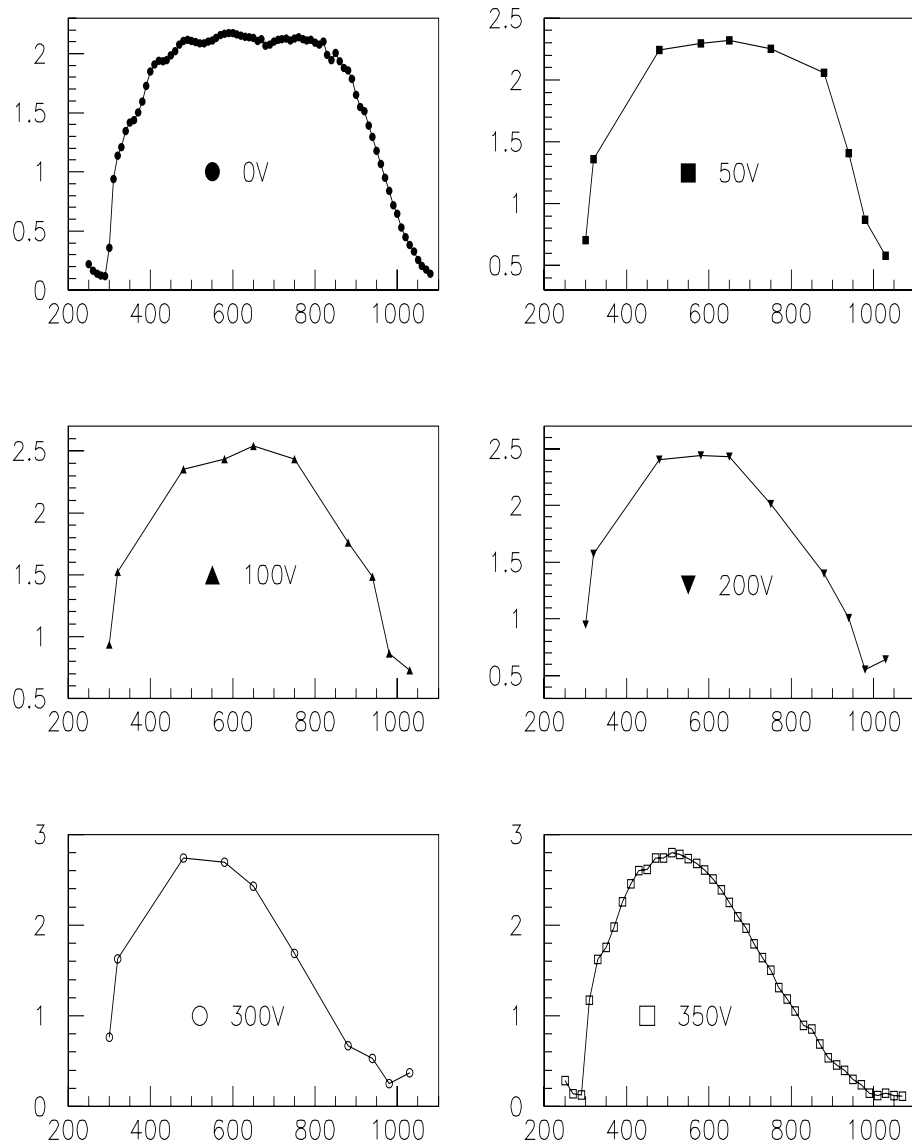


Abbildung 4.8: Die Relativen Quanteneffizienzen (willkürliche Einheiten) gegen die Wellenlänge (nm) für 0 V, 50 V, 100 V, 200 V, 300 V und 350 V. Feine Wellenlängenabstufungen wurden nur bei 0 V und 350 V vorgenommen.

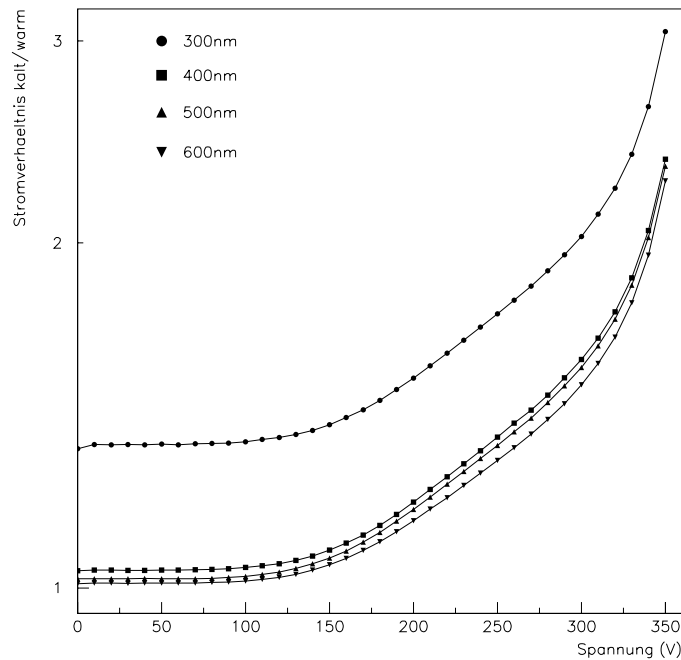


Abbildung 4.9: Gezeigt sind die Verhältnisse der Ströme im Betrieb der APD bei $-3\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ gegen die Spannung bei gleicher Lichtintensität. Die Verhältnisse können auch als Faktoren der Verstärkungssteigerung betrachtet werden.

so steigt sie bei den anderen Wellenlängen nur auf das 2,3fache.

4.6.2 Dunkelstrom

Ein idealer Detektor zeigt nur bei Lichteinfall eine Reaktion und hat somit keinen Dunkelstrom oder Rauschen. Da jedoch kein Detektor ideal ist, muß für die Beurteilung seiner Eignung auch der Parameter Dunkelstrom untersucht werden. Dazu war festzustellen, inwieweit der Dunkelstrom der APD von einigen nA im Normalbetrieb durch eine Absenkung der Betriebstemperatur reduziert werden kann. Die APD wurde ohne Beleuchtung bei 350 V betrieben und während der Temperaturabsenkung wurde der Strom gemessen. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.10. Die mit geringem Aufwand zu realisierende Abkühlung von Zimmertemperatur auf $-3\text{ }^{\circ}\text{C}$ reduziert den Dunkelstrom der Diode bereits auf etwa 15 %.

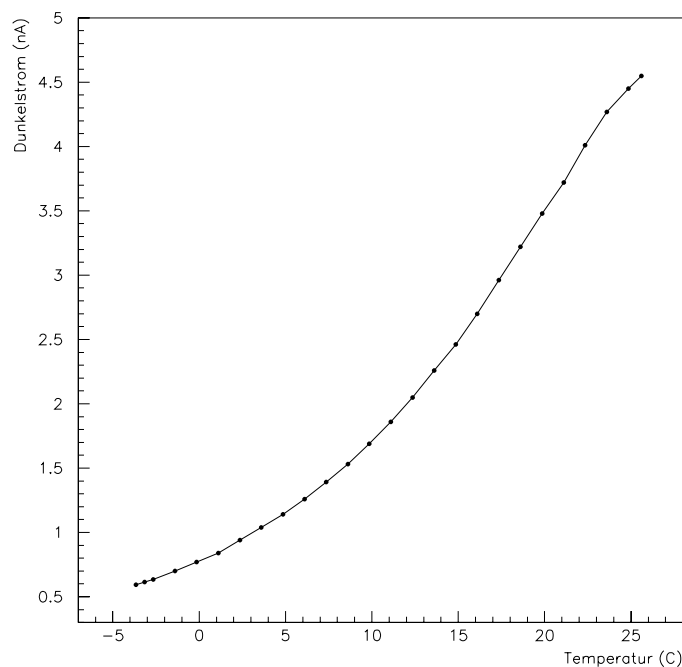


Abbildung 4.10: Gemessener Dunkelstrom der APD gegen die Betriebstemperatur.

4.6.3 Rauschen

Da der Dunkelstrom eine deutliche Abhängigkeit von der Temperatur aufweist, wurde anschließend untersucht, ob auch das Rauschen auf eine Temperaturveränderung reagiert. Dazu wurde die Diode ohne Beleuchtung bei 350 V betrieben. Ihr Signal wurde über den zum Transimpedanzverstärker umgebauten Canberra und einen Ortec 452 Endverstärker mit $2 \mu\text{s}$ Pulsformzeit dem 13bit-ADC übergeben. Mit diesem konnten nun bei verschiedenen Temperaturen Amplitudenspektren aufgenommen werden. Da die Breite der so aufgenommenen Verteilungen keine messbare Temperaturabhängigkeit aufweist, wurde mit derselben Anordnung bei Raumtemperatur durch systematische Veränderungen in der Signalkette die Hauptquelle des Rauschens gesucht. Das gesamte Rauschen wird, unabhängig von anderen Einflüssen, vollständig vom Vorverstärker generiert und stammt nicht von der Diode. An diesem Punkt müssen bei eventuellem weiteren Arbeiten mit der APD im gepulsten Betrieb Verbesserungen vorgenommen werden. Die Verstärkung des Transimpedanzverstärkers ist zwar ausreichend, Lichtpulse mit wenigen 100 Photonen je Puls registrieren zu können, sein Rauschverhalten und auch seine Geschwindigkeit von etwa 200 ns müssen dann aber noch weiter verbessert werden.

Kapitel 5

Untersuchung eines Silizium-Photomultipliers

5.1 Aufbau und Funktionsweise eines SiPM

Der Silizium-Photomultiplier (SiPM) ist ein Photodetektor auf Halbleiterbasis, der, wie auch die APD, den Lawinen-Effekt ausnutzt. Allerdings hat er eine andere interne Struktur und damit den Vorteil, deutlich höhere Verstärkungen von 10^5 bis 10^6 und eine schnellere Signalantwort zu erreichen. Eindringende Photonen erzeugen in der Verarmungszone des pn-Übergangs Elektron/Loch-Paare. Durch das elektrische Feld wandern die Elektronen in Richtung der positiv dotierten Nadeln (siehe Abb. 5.1). In der Nähe dieser Nadeln, in der sogenannten Avalanche- oder Lawinenzone, herrscht ein durch ihre geometrische Form bedingtes starkes elektrisches Feld. Dort erfahren die Elektronen eine so hohe Beschleunigung, daß ihre Geschwindigkeit ausreicht, um durch Stoßionisation neue Elektronen freizusetzen. Bei diesem Vorgang arbeiten die Zellen des SiPM im sogenannten Geigermodus. Dabei entspricht die entstandene Elektronenlawine einem Stromfluß durch die Widerstandsschicht. Diese ist so konzipiert, daß an ihr ein Teil der anliegenden Spannung abfällt und somit die verbleibende Spannung nicht ausreicht, um sofort weitere Lawinen auszulösen. Wäre dies nicht der Fall, würde jedes einzelne Signal durch ununterbrochene Lawinen den Durchbruch verursachen. So wird jedoch ein Einzelsignal in eine einmalige, nach der Sättigung auslaufende Elektronenlawine umgewandelt, die dann als einzelner Strompuls gemessen werden kann. Da alle Elektronenlawinen der verschiedenen Einzelzellen durch die gemeinsame Widerstandsschicht abfließen, werden die Einzelsignale der Zellen zu einem einzigen Analogsignal des gesamten Detektors zusammengefasst. Somit stellt das Detektorsignal die Summe der Signale der Einzelzellen dar. Dies hat die Anforderung zur Folge, daß alle Einzelzellen hinsichtlich ihrer Verstärkung sehr ähnlich sein müssen. Wäre dies nicht der Fall, würde die Signalamplitude stark vom Detektionsort auf dem SiPM abhängen und somit die Verteilung im Amplitudenspektrum verschmieren. Dann wären die Verteilungen von Rauschen und Einzelelektronen nicht mehr trennbar.

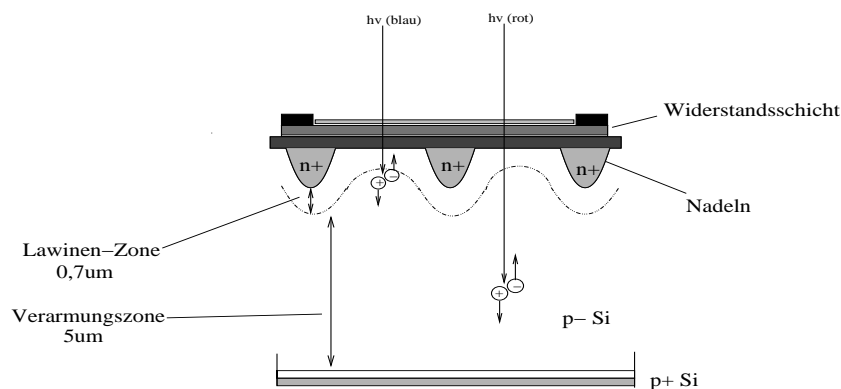


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Struktur eines SiPM [11]. Der verwendete Detektor besteht aus rund 1600 solcher Einzelzellen, die jeweils etwa $30 \times 20 \mu\text{m}$ groß sind.

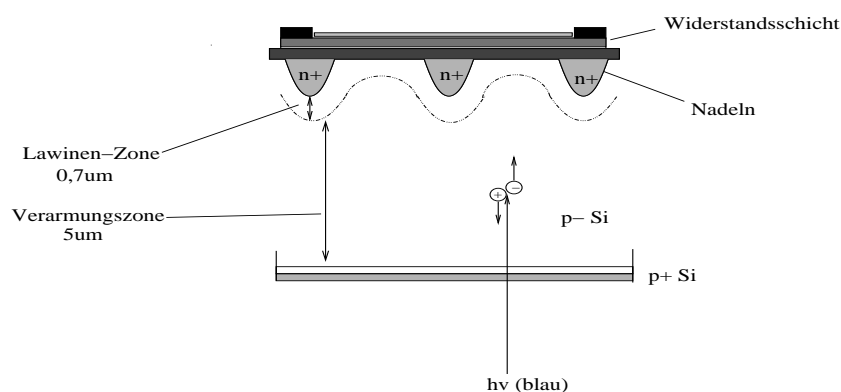


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung eines rückseitig beleuchteten SiPM. Die vergrößerte Eindringwahrscheinlichkeit hat eine verbesserte QE im kurzwelligen Bereich zur Folge [11].

Entstehen die Elektron/Loch-Paare nicht in der Verarmungszone, sondern in der Nähe der Nadeln im Lawinenbereich, werden die Elektronen auf kürzerer Strecke beschleunigt. Dann ist ihre Geschwindigkeit entsprechend kleiner, der Lawineneffekt schwächer ausgeprägt und somit der Detektor unempfindlicher. Aufgrund der geringeren Eindringtiefe von kurzwelligem Licht trifft diese Reduktion der Empfindlichkeit auf diesen Wellenlängenbereich zu. Um dies zu umgehen, ist die Konstruktion von rückseitig beleuchteten SiPMs möglich (Abb. 5.2), die dann für den blauen Spektralbereich besonders geeignet sind, im Langwelligen jedoch entsprechend an Sensitivität einbüßen. Im Rahmen dieser Arbeit kam ein vorderseitig beleuchteter SiPM zum Einsatz, der von V. Saveliev entwickelt und zur Verfügung gestellt wurde. Er hat eine quadratische Detektorfläche von 1 mm^2 und besteht aus rund 1600 Einzelzellen, die jeweils etwa $30 \times 20 \mu\text{m}$ groß sind.

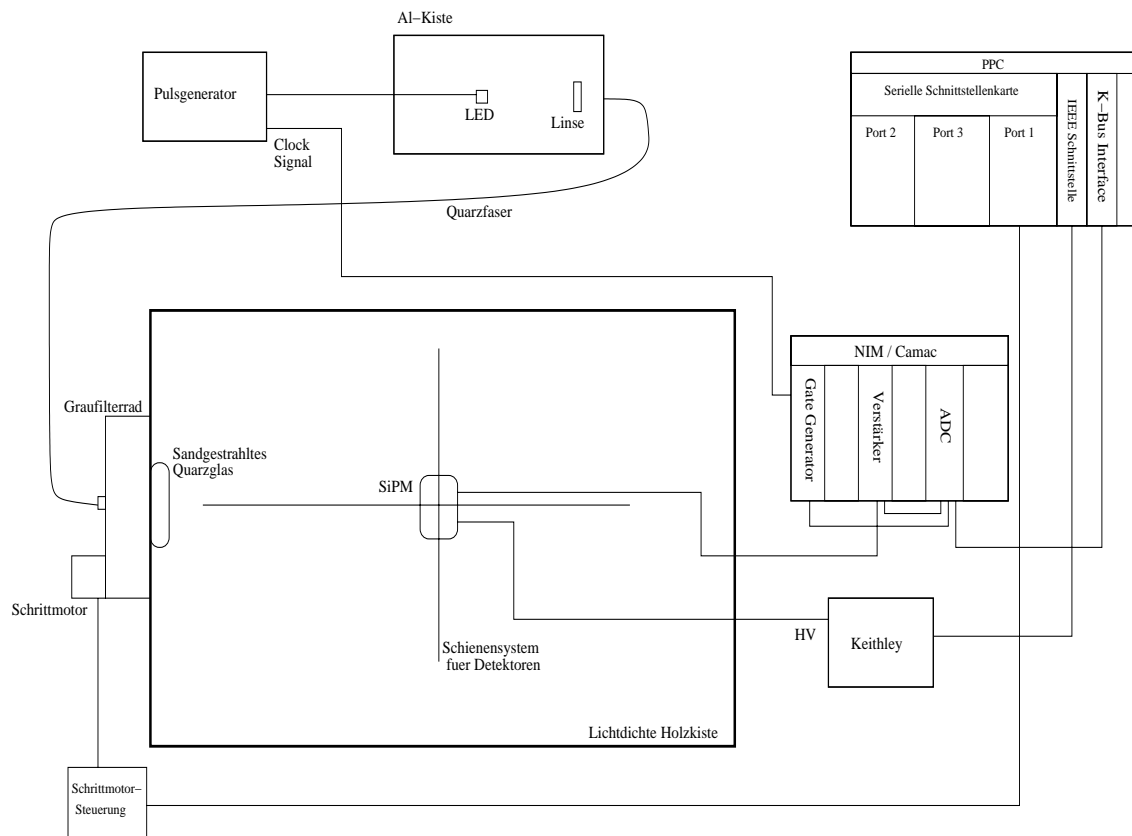


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Messumgebung für die Aufnahme von SPE-Spektren.

5.2 Das Einzelelektronen-Spektrum

Für die Aufnahme eines SPE-Spektrums wurde der SiPM mit der roten LED gepulst beleuchtet. Für eine passende Lichtintensität der Pulse wurde die LED mit dem Pulsgenerator bei etwa 5 V und mit einer Pulsdauer von etwa 7 ns betrieben. Den gesamten Aufbau zeigt Abbildung 5.3. Das Signal des mit -50,5 V betriebenen SiPM wurde verstärkt und digitalisiert. Das für den ADC benötigte Zeitfenster kann in seiner zeitlichen Position durch die Verzögerung am Pulsgenerator eingestellt werden. Zeitfenster und Signal müssen nun so synchronisiert werden, daß der Puls des SiPM möglichst immer und vollständig im Integrationsfenster des ADC liegt.

Das so aufgenommene Spektrum (Abb. 5.4) zeigt den Rauschpeak und die Einzel-, Zweifach-, Dreifach- und Vierfach-Elektronenereignisse.

Unter der Voraussetzung, daß das Spektrum eine Überlagerung von einzelnen Gaußfunktionen darstellt (Rauschen (0pe), Einzelphotoelektronen (1pe) usw.), können die Spektren mit einer Näherungsfunktion analysiert werden. Das aufgenommene

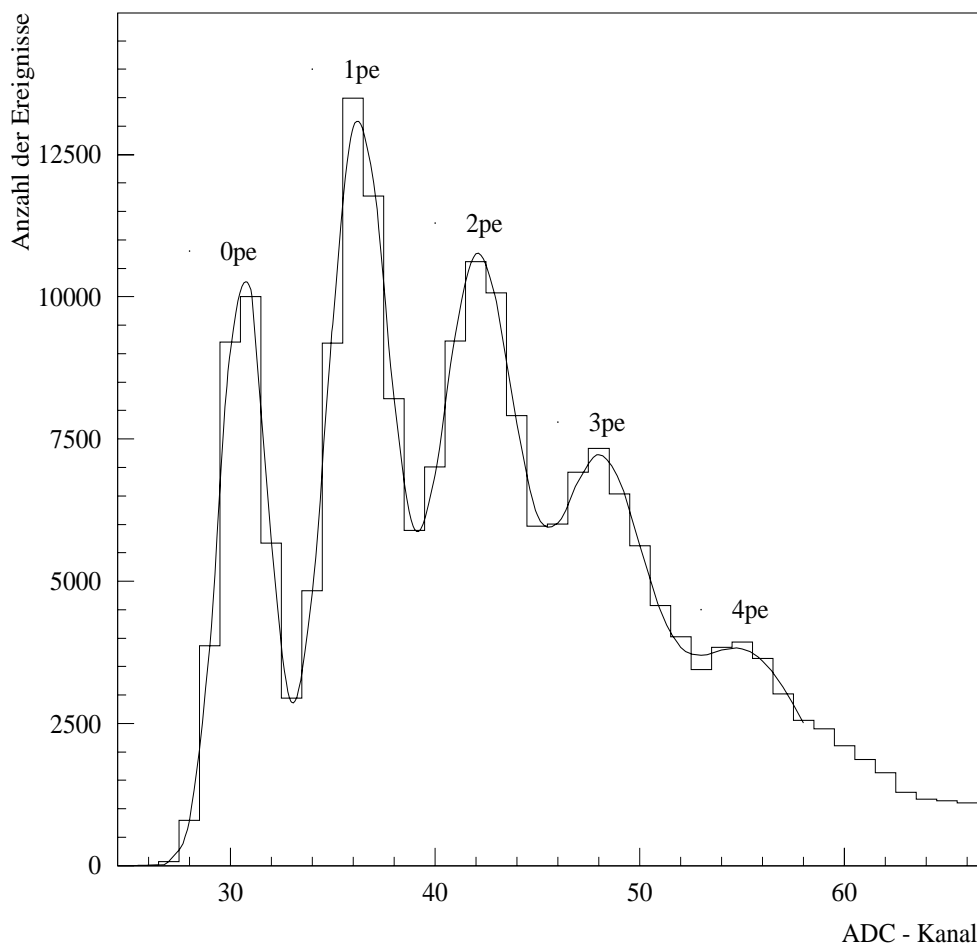


Abbildung 5.4: Einzelelektronenspektrum des SiPM bei -50,5 V mit Näherungsfunktion.

Spektrum wurde bis zum 4pe-Ereignis mit der Näherungsfunktion

$$F(x) = \sum_{i=0}^4 w_i \cdot e^{-\frac{(x-x_i)^2}{2\sigma_i^2}} \quad (5.1)$$

angepasst. Dabei sind x_i die Kanalposition, σ_i die Breite der i -ten Verteilung und w_i ein Parameter, der schon hier die Information der Poissonverteilung des Spektrums tragen kann, bei der angewandten Näherung jedoch frei gehalten wurde. Aus den Parametern der Näherung konnte die Fläche und damit die Wahrscheinlichkeit für eine Einzelverteilung (z.B. 0pe) ermittelt werden. Das genäherte Spektrum zeigt Abb. 5.4. Aus dem Verhältnis der Breite der Rauschverteilung und dem Abstand von Rauschen und Einzelelektron geht die Auflösung des SiPM hervor. Dieses Verhältnis ist bei dem abgebildeten Spektrum 0,21. Somit hat der SiPM unter diesen Bedin-

gungen eine Auflösung von etwa 0,2 Photoelektronen.

5.3 Der Dunkelstrom

Der Dunkelstrom des SiPM kann mit dem Keithley 487 gemessen werden. Dazu ist nur eine Abschaltung oder Abschattung der jeweiligen Beleuchtung notwendig. Es zeigt sich, daß der Dunkelstrom des SiPM bei -50,5 V und Raumtemperatur mit 0,5 μA bis 1 μA sehr viel höher liegt als bei den bisher untersuchten Detektoren. Außerdem weist er eine zeitliche Abhängigkeit auf, die in Abb. 5.5 dargestellt ist. Beim Betrieb des Detektors bei -14 °C zeigt der Dunkelstrom einerseits keine meßbare Veränderung nach dem Einschalten mehr, andererseits ist er mit etwa 40 % deutlich geringer als bei Raumtemperatur. Ein Erwärmung des Detektors im Betrieb kann den beobachteten Effekt nicht erklären, da dann auch im gekühlten Zustand eine zeitliche Veränderung zu messen wäre. Da auch die anderen Versuchsbedingungen, außer der Temperatur, identisch waren, ist der Einfluß auf die Zeitabhängigkeit nicht zu erklären. Die generelle Reduktion des Dunkelstromes durch Kühlung entspricht aber dem erwarteten Ergebnis. Wie auch bei der APD sinkt dann die Entstehungsrate thermisch verursachter Elektron/Loch-Paare und damit der Dunkelstrom.

Da auf der typischen Zeitskala von Experimenten der Dunkelstrom bei Raumtemperatur erheblich vom Anfangswert abweicht, wurde bei allen Versuchen, bei denen der Dunkelstrom relevant ist, dieser bei jeder Einzelmessung erfasst. So waren die zeitlichen Veränderungen von Strom und Dunkelstrom bekannt und nach der Subtraktion nicht mehr von Bedeutung.

5.4 Die Verstärkung

Die Messung der Verstärkung des SiPM erfolgte durch die Auswertung von Einzelelektronen-Spektren. Die Versuchsbedingungen, der Aufbau und die Datennahme entsprachen deshalb denen des vorangegangenen Abschnittes. Lediglich die Betriebsspannung des SiPM war hier zusätzlich von Interesse, sodaß die Aufnahme der SPE-Spektren bei verschiedenen Spannungen durchgeführt wurde.

Der Abstand des 0pe und 1pe Peaks im Spektrum repräsentiert den Unterschied der Amplituden zwischen einem und zwei innerhalb des Zeitfensters detektierten Photonen. Mit den bereits ermittelten Parametern der Verstärkung (Verstärker) und Ladungseichung (ADC) ist auch die restliche Signalkette berechenbar. So lässt sich aus einem Einzelelektronen-Spektrum mit der Beziehung

$$G = \frac{ADC \cdot L}{M \cdot e} \quad (5.2)$$

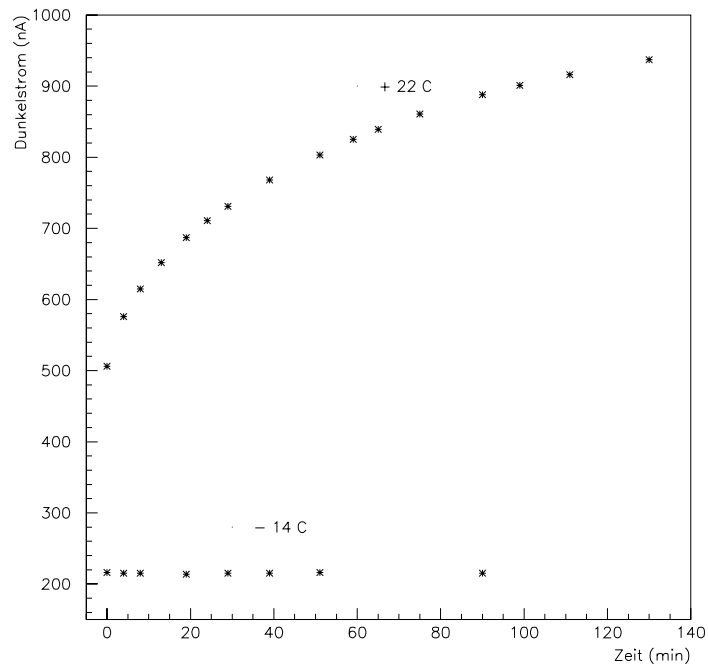


Abbildung 5.5: Der Dunkelstrom des SiPM gemessen über die Zeit nach dem Einschalten der konstanten Betriebsspannung von $-50,5$ V. Durch Kühlung kann eine Verminderung des Dunkelstromes und ein Unterbinden seiner Zeitabhängigkeit erreicht werden.

Spannung (V)	Verstärkung
-49,5	$1,75 \cdot 10^5$
-50,0	$2,10 \cdot 10^5$
-50,5	$2,34 \cdot 10^5$
-51,0	$2,34 \cdot 10^5$

Tabelle 5.1: Die absolute Verstärkung des SiPM in Abhängigkeit von der Spannung. Die Unsicherheit der Einzelwerte liegt bei 10 % und setzt sich aus den Fehlern der Verstärker- und Ladungseichung zusammen.

die Verstärkung (G) des SiPM ermitteln. Dabei ist ADC die Differenz zwischen 2 Peaks in Kanälen, $M = 40$ der Faktor des Verstärkers 612AM und $L = 0,25$ pC/Kanal die Ladungseichung des ADC. Die so ermittelten absoluten Verstärkungen verschiedener Betriebsspannungen zeigt Tabelle 5.1. Die Ergebnisse weisen eine Unsicherheit von etwa 10 % auf, verursacht durch die Toleranz des Faktors M und der Ladungseichung. Eine Messung der Verstärkung bei noch niedrigeren Spannungen war nicht möglich, da dann wegen der zu geringen Verstärkung des SiPM die Einzelpeaks des Spektrums nicht mehr voneinander getrennt werden können.

Zusätzlich zur Bestimmung der Verstärkung wurde der Frage nachgegangen, welchen Einfluß die Betriebsspannung und somit auch die Verstärkung auf die Breite einer Amplitudenverteilung hat. Die Messung dazu wurde wie zur Aufnahme eines SPE-Spektrums durchgeführt. Lediglich die Pulsdauer, mit der der Pulsgenerator die rote LED betreibt, und damit die mittlere Lichtintensität, wurde auf etwa 15 Photoelektronen je Puls erhöht.

Für mehrere Spannungen konnte nun im entsprechenden Spektrum die Position des Maximums und die Breite der Verteilung in halber Höhe jeweils in ADC Kanälen ermittelt werden. Von allen Amplituden wurde wieder der Beitrag des Untergrundes subtrahiert, die Ergebnisse sind in Abb. 5.6 dargestellt. Mit zunehmender Spannung steigt die Verstärkung und damit auch die Amplitude oder der ADC Kanal (oben). Diese Darstellung macht jedoch, im Gegensatz zu Tabelle 5.1 nur eine Angabe über die relative Verstärkung. Je größer die Verstärkung ist, umso größer ist die Anzahl der resultierenden Elektronen. Deshalb steigt mit zunehmender Spannung auch die absolute Breite der Amplitudenverteilung (mitte).

Eine mögliche Interpretation der Reduktion der relativen Breite (unten) mit zunehmender Spannung liefert ein interner Effekt des SiPM. Der Detektor besteht - wie am Anfang dieses Kapitel beschrieben - aus vielen Einzelzellen, die jede für sich Photonen detektieren und verstärken können. Für die Reaktion des Detektors ist es jedoch unwichtig, welche Einzelzelle das Signal produzierte, da sie alle ihr Signal dem Gesamtverbund der Zellen, dem SiPM, übergeben. Nun besteht aber die Möglichkeit, daß die Verstärkungen der Einzelzellen durch leicht unterschiedliche individuelle Eigenschaften nicht gleich groß sind. Dann hätte der Detektionsort auf dem SiPM doch einen Einfluß auf das Signal. Die dann vom Auftreffort abhängige Verstärkung würde das Signal eines auf dem ganzen Detektor auftreffenden Lichtpulses verschmie-

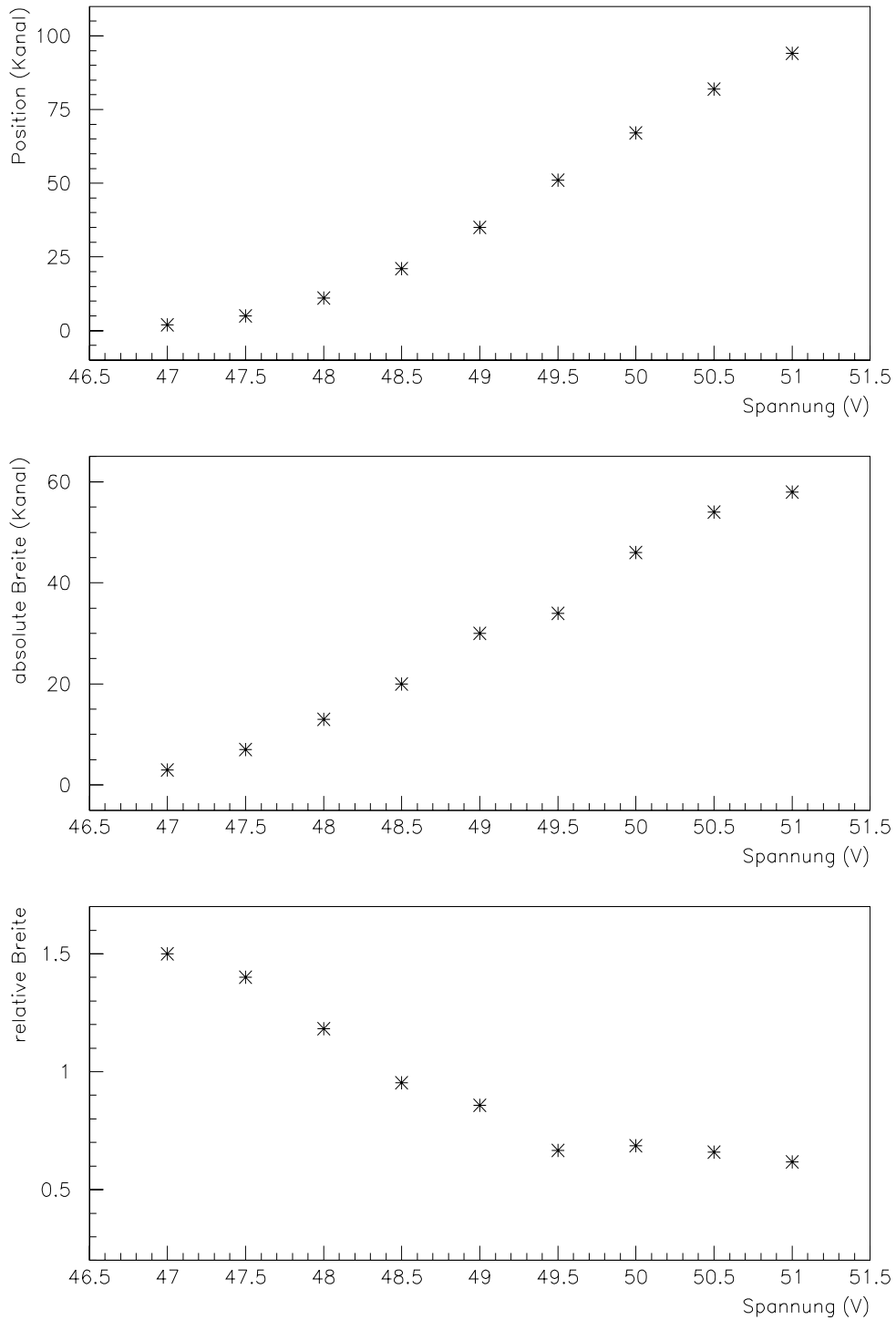


Abbildung 5.6: Die Kanalposition (oben), die absolute Breite (mitte) und die relative Breite (unten) von Amplitudenverteilungen bei verschiedenen Spannungen. Die Breiten sind jeweils die volle Verteilungsbreite in halber Höhe. Der obere Teil stellt eine relative Verstärkung dar und ergänzt damit Tabelle 5.1 bei niedrigeren Spannungen, bei denen die Messung der absoluten Verstärkung nicht mehr möglich war.

ren. Dies hätte also eine relative Verbreiterung des Signals zur Folge.

Der im unteren Teil der Abb. 5.6 gezeigte Verlauf der relativen Breite könnte nun daher stammen, daß die Streuung der individuellen Zellenverstärkung abnimmt. Eine gesicherte Aussage über die Ursache der Abhängigkeit der relativen Signalbreite von der Spannung kann jedoch nicht gemacht werden.

5.5 Einfluß von Hintergrundbeleuchtung

Die von einem Cherenkov-Teleskop zu detektierenden Lichtpulse sind immer von einer Hintergrundhelligkeit des Nachthimmels überlagert. Deshalb muß für die eingesetzten Detektoren der Einfluß dieser Hintergrundbeleuchtung auf ihr Verhalten bekannt sein. Aus diesem Grund wurde auch für den SiPM untersucht, welchen Einfluß eine kontinuierliche Hintergrundbeleuchtung auf seine Eigenschaften hat.

Dazu wurde wie für die Aufnahme von SPE-Spektren vorgegangen. Die Pulsdauer der roten LED wurde jedoch so verlängert, daß innerhalb des Zeitfensters der ADC-Integration viele Photoelektronen entstehen. Dadurch entsteht eine Verteilung, wie sie in Abb. 5.7 gezeigt ist.

Zusätzlich zu diesen nun nicht mehr veränderten Pulsen der roten LED wurde mit der grünen LED eine kontinuierliche Hintergrundbeleuchtung realisiert. Da die grüne LED außerhalb der Kiste direkt am Lichteinlaß aufgestellt wurde, konnte durch das Graufilterrad die Intensität der Hintergrundbeleuchtung eingestellt werden. Eine einmalige absolute Eichung der Hintergrundintensität mit der kalibrierten Diode ermöglichte schließlich die Angabe des absoluten Hintergrundflusses.

Die so bei verschiedenen Hintergrundbeleuchtungen aufgenommenen Verteilungen - mit und ohne Pulse - wurden bezüglich ihrer Kanalposition und ihres RMS ausgewertet. Außerdem wurden noch die jeweiligen Ströme und Dunkelströme erfasst. Die Ergebnisse zeigen Abb. 5.8 und 5.9. Der Strom (gemessener Strom abzüglich des aktuellen Dunkelstromes) zeigt eine Erhöhung bei steigender Hintergrundhelligkeit. Dies entspricht der Erwartung, da immer mehr Photonen des Hintergrundes auftreffen und in ein Signal umgewandelt werden. Deshalb ist die Zunahme des Stromes ausschließlich auf die Hintergrundbeleuchtung zurückzuführen. Die Breite der Verteilungen ohne Puls steigt mit der Helligkeit des Hintergrundes, da immer mehr Photoelektronen des Hintergrundes eine statistische Verbreiterung bewirken.

Eine weitere Beobachtung ist die Verringerung der mittleren Signalamplituden um $1/3$ durch den Hintergrund von 25 MHz/mm^2 , die sich durch die Veränderung der Kanalposition zeigt. Im Zusammenhang mit diesen sinkenden Amplituden steht auch eine entsprechende Reduktion der Verteilungsbreite mit Puls. Außerdem kann noch eine etwa 10 %ige Erhöhung der relativen Breite beobachtet werden.

Um die Verringerung der Signalamplituden mit zunehmender Hintergrundbeleuchtung zu verstehen, wurden weiterführende Versuche durchgeführt. Die erste untersuchte Möglichkeit, diesen Effekt erklären zu können, war eine zeitliche Drift im Verhalten des SiPM oder der gepulsten roten LED. Beides konnte jedoch durch mehrmalige zeitlich versetzte Messungen bei identischen Bedingungen ausgeschlos-

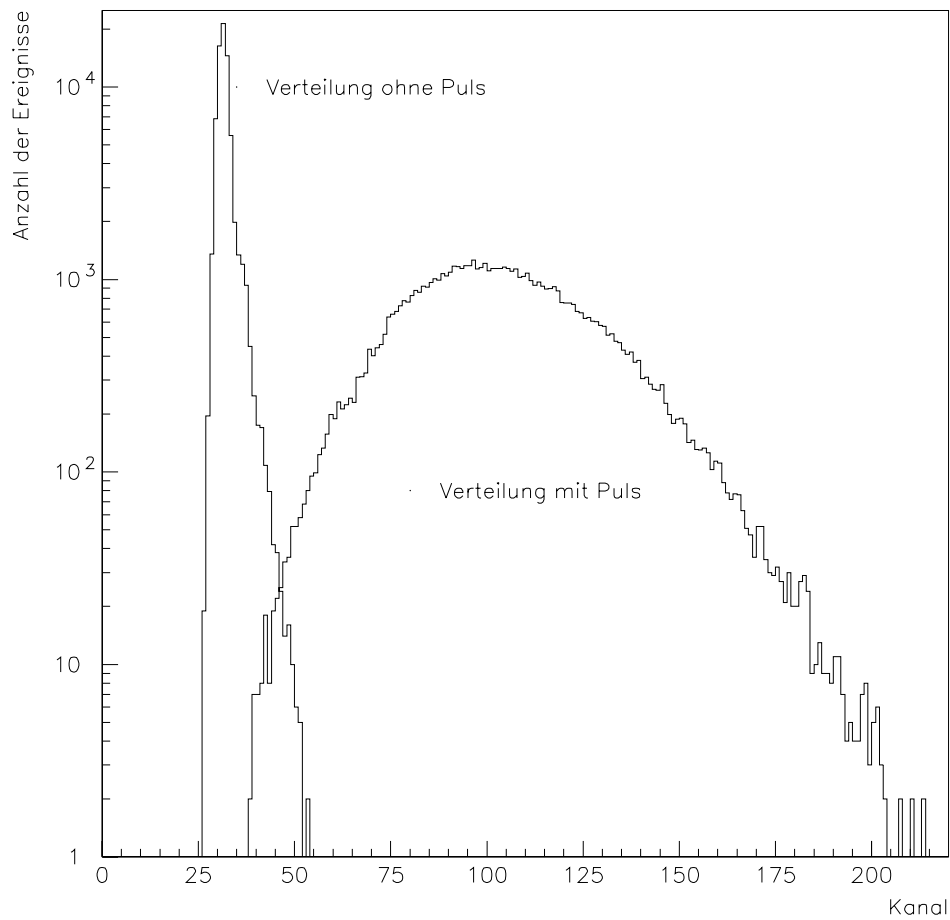


Abbildung 5.7: Überlagerung eines typischen Spektrums des SiPM bei Lichtpulsen hoher Intensität mit einem Spektrum ohne Lichtpulse.

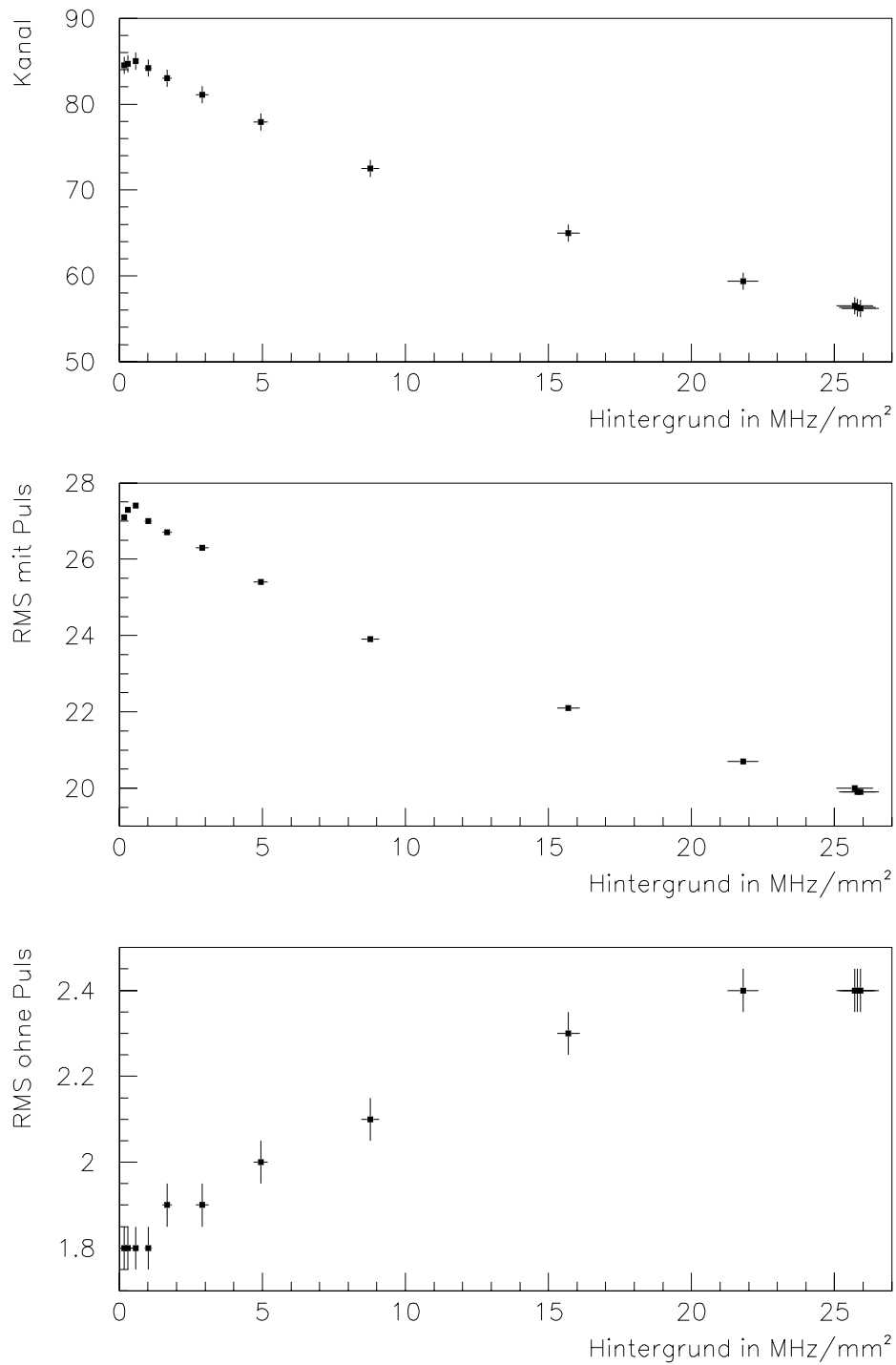


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der mittleren Amplitude (oben) sowie der Verteilungsbreiten mit Puls (mitte) und ohne Puls (unten) von der Intensität der Hintergrundbeleuchtung.

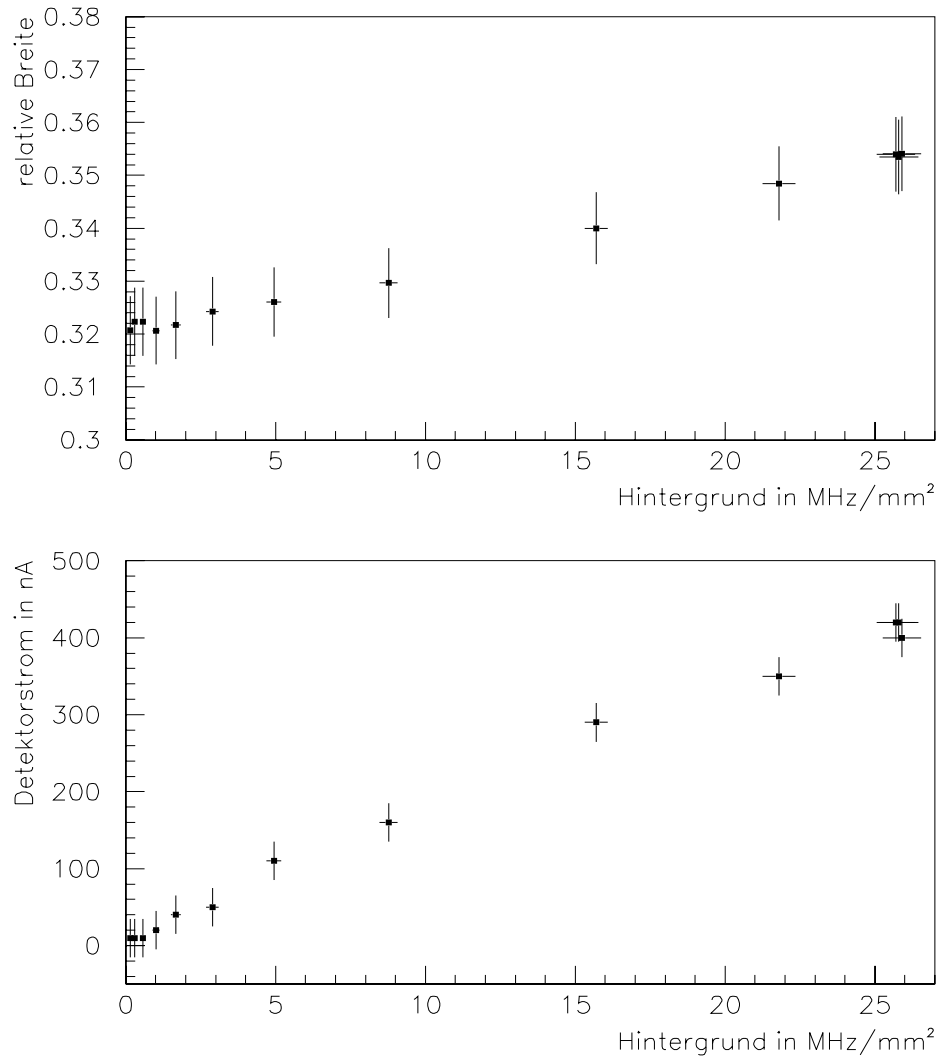


Abbildung 5.9: Abhängigkeit der relativen Verteilungsbreite (oben) und der Strom/Dunkelstrom-Differenz des Detektors (unten) von der Intensität der Hintergrundbeleuchtung.

sen werden. Die entsprechenden Resultate waren untereinander konsistent. Die zweite mögliche Ursache für die Reaktion auf Hintergrundlicht ist eine Verminderung der internen Verstärkung des SiPM. Um dieser Möglichkeit nachzugehen, wurden mit der kurz gepulsten roten LED SPE-Spektren bei ein- und ausgeschalteter Hintergrundbeleuchtung aufgenommen. Dabei lag der Fluß der Hintergrundbeleuchtung bei etwa 20 MHz. Unter der Voraussetzung, daß das gesamte Spektrum mit den getrennten Einzelverteilungen (Rauschen (0pe), Einzelphotoelektronen (1pe) usw.) eine Überlagerung mehrerer Gaußverteilungen darstellt, wurden die Spektren wieder mit einer Näherungsfunktion überlagert. Die beiden untersuchten Spektren mit dieser Näherung zeigen die Abbildungen 5.10 und 5.11.

Die Auswertung der so gewonnenen Informationen erfolgte zuerst bezüglich der Abstände zwischen den Verteilungen von 0pe und 1pe. Dieser Abstand ist ein Maß für die interne Verstärkung des SiPM. Da die Näherungsfunktion eine sehr genaue Analyse ermöglicht, konnte eine Reduktion des Abstandes und damit eine Verminderung der Verstärkung um etwa 4 % ermittelt werden.

Die Diskrepanz zwischen der Verminderung der Effizienz um 1/3 und der Verstärkungsreduktion von lediglich 4 % legt den Schluß nahe, daß auch die QE auf Hintergrundbeleuchtung reagiert. Um dies zu überprüfen, wurde die Analyse der genähereten Spektren auf die Flächen der einzelnen Verteilungen ausgeweitet. Da es sich um die Überlagerung mehrerer Gaußverteilungen handelt, kann die Fläche einer Einzelverteilung ermittelt werden. Die Fläche ist dabei gleichbedeutend mit der Anzahl der Ereignisse für diesen Fall (z.B. 0pe). Das Verhältnis zwischen der Häufigkeit eines Einzelereignisses und der des gesamten Spektrums stellt die Wahrscheinlichkeit dar, daß der betrachtete Einzelfall eintritt. Nach diesem Verfahren wurden nun die Wahrscheinlichkeiten für 0pe mit und ohne Hintergrundbeleuchtung ermittelt. Da die Näherungsfunktion die Tatsache berücksichtigt, daß das gesamte Spektrum einer Poissonverteilung mit

$$P(\mu, k) = \frac{\mu^k \cdot e^{-\mu}}{k!} \quad (5.3)$$

folgt, kann aus der Einzelfallwahrscheinlichkeit für 0pe mit

$$\ln P(0pe) = -\mu \quad (5.4)$$

auf den Mittelwert des gesamten Spektrums geschlossen werden. Diese Analyse ergibt als mittlere Photoelektronenzahl 1,84 pe mit Hintergrund und 1,99 pe ohne Hintergrund. Das bedeutet, daß bei einem festen Lichtpuls die Ausbeute an Photoelektronen im Fall der verwendeten Hintergrundhelligkeit um 8 % sinkt. Dies kann auch als Absinken der QE bei steigendem Hintergrundfluß bezeichnet werden.

Die Deutung dieses Zusammenhangs ergibt sich aus der Betrachtung der internen Struktur des SiPM. Wird er mit Hintergrundlicht zusätzlich zum eigentlichen Puls beleuchtet, besteht eine zunehmende Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon des Pulses

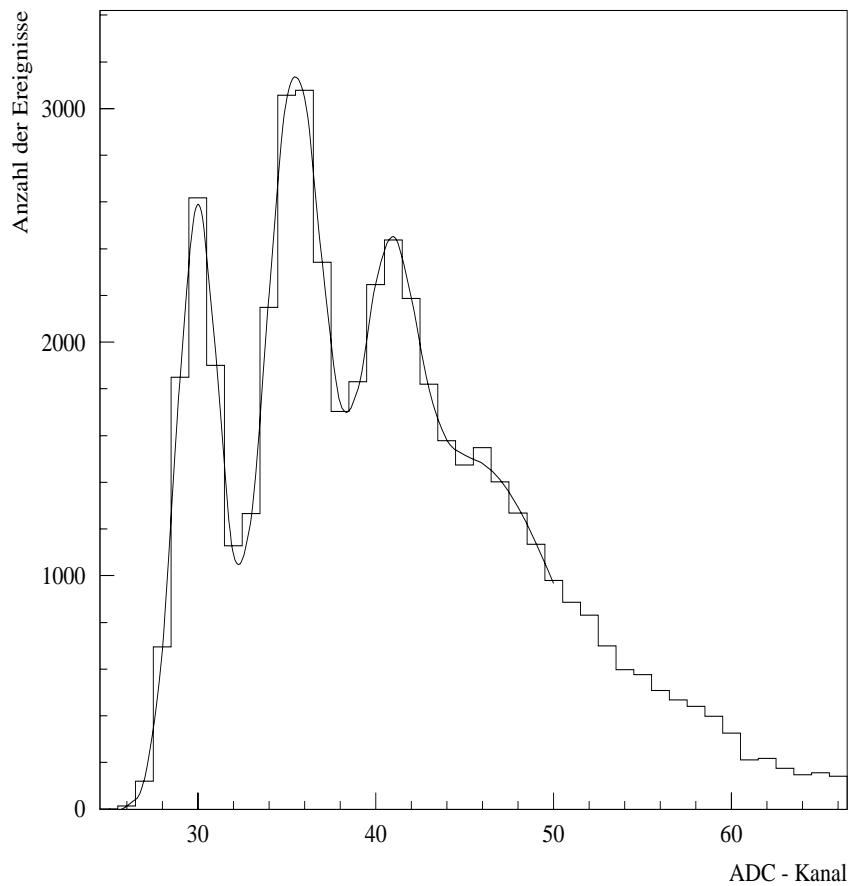


Abbildung 5.10: Zur beschriebenen Auswertung herangezogene SPE-Spektren mit entsprechenden Näherungsfunktionen der Einzelverteilungen (0pe, 1pe, 2pe und 3pe). Gezeigt ist der Fall mit Hintergrundbeleuchtung.

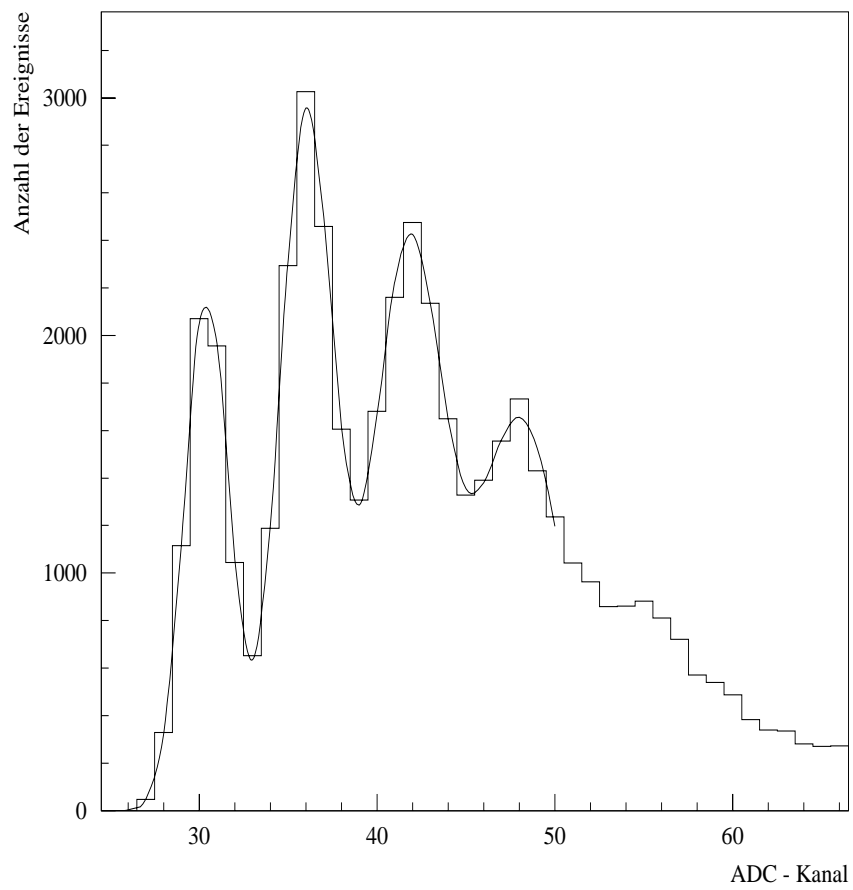


Abbildung 5.11: Genähertes SPE-Spektrum ohne Hintergrundbeleuchtung.

auf eine bereits durch den Hintergrund aktivierte Einzelzelle trifft. Diese ist in dem Moment nicht empfangsbereit, das Photon geht somit verloren und die Ausbeute sinkt.

Diese Ausfallrate lässt sich abschätzen. Der SiPM besteht aus 1600 Zellen und wird mit einem Hintergrundfluß von etwa 20 MHz beleuchtet. Daraus folgt eine mittlere Photoelektronenrate von 12,5 kHz je Zelle. Die für diesen Detektor spezifische Totzeit der Zellen ist nicht bekannt. Nimmt man jedoch an, daß die Verminderung der QE ausschließlich auf den beschriebenen Effekt zurückzuführen ist, dann würde dies eine Totzeit von rund 6,4 μs bedeuten.

Somit vermindern zwei untersuchte Effekte die Detektoreffizienz beim Betrieb mit Hintergrundlicht. Zum einen sinkt die interne Verstärkung um 4 %, zum Anderen die QE um 8 %. Beide Angaben sind wiederum mit einem Fehler behaftet. Da die Ergebnisse jedoch durch die Auswertung der Näherungsfunktion für die Spektren gewonnen wurden, ist dieser sehr viel kleiner als die Unsicherheit des absoluten Lichtflusses von 10 %.

Diese beiden Effekte verursachen eine Gesamtverminderung der Detektoreffizienz um etwa 12 %. Dieses Ergebnis ist mit dem anfänglich gefundenen Effekt der Amplitudenreduktion um etwa 33 % nicht konsistent. Die Gründe für diese Diskrepanz konnten im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht ermittelt werden.

5.6 Absolute Quanteneffizienz

Die Ermittlung der QE erfolgte mit dem in Abb. 5.12 gezeigten Aufbau. Der SiPM wurde dabei mit -50,5 V betrieben.

Da für die Messung der QE der SiPM erstmalig mit DC-Licht betrieben wurde, muß an dieser Stelle auf die üblichen Ströme des Detektors eingegangen werden. Der Maximalstrom des SiPM ist mit 2 μA angegeben. Dieser Wert stellt eine Sicherheitsgrenze dar und macht keine Angabe über einen geeigneten Arbeitsbereich. Beim Erreichen solch hoher Ströme zeigen sich bereits Sättigungseffekte. Dann ist mit einer Erhöhung des Lichtflusses nicht mehr eine entsprechende Erhöhung des Stromes verbunden. Außerdem fällt bereits bei Strömen von etwa 100 nA die Effizienz des SiPM signifikant ab. Dies wurde im Zusammenhang mit den Messungen zur Hintergrundbeleuchtung festgestellt und bei der Messung der QE berücksichtigt. So muß bei sehr viel kleineren Strömen (Differenzströme) gearbeitet werden, um eine sichere Korrelation von Lichtintensität und Strom zu gewährleisten. Um die Abhängigkeit der Effizienz vom Lichtfluß auszuschließen, wurde der SiPM so beleuchtet, daß bei den unterschiedlichen Wellenlängen und somit unterschiedlichen Lichtintensitäten der Detektorstrom immer unter 50 nA lag. Somit wurde sichergestellt, daß der Detektor bei geringen Lichtintensitäten von maximal 5 MHz betrieben wird (siehe auch Abb. 5.8) und damit kein zusätzlicher signifikanter Fehler auf seine Verstärkung die Messung der QE verfälschen kann. Um Strom und Dunkelstrom möglichst genau erfassen zu können, wurden sie mit dem Rechner ausgelesen und eine Mittelung über

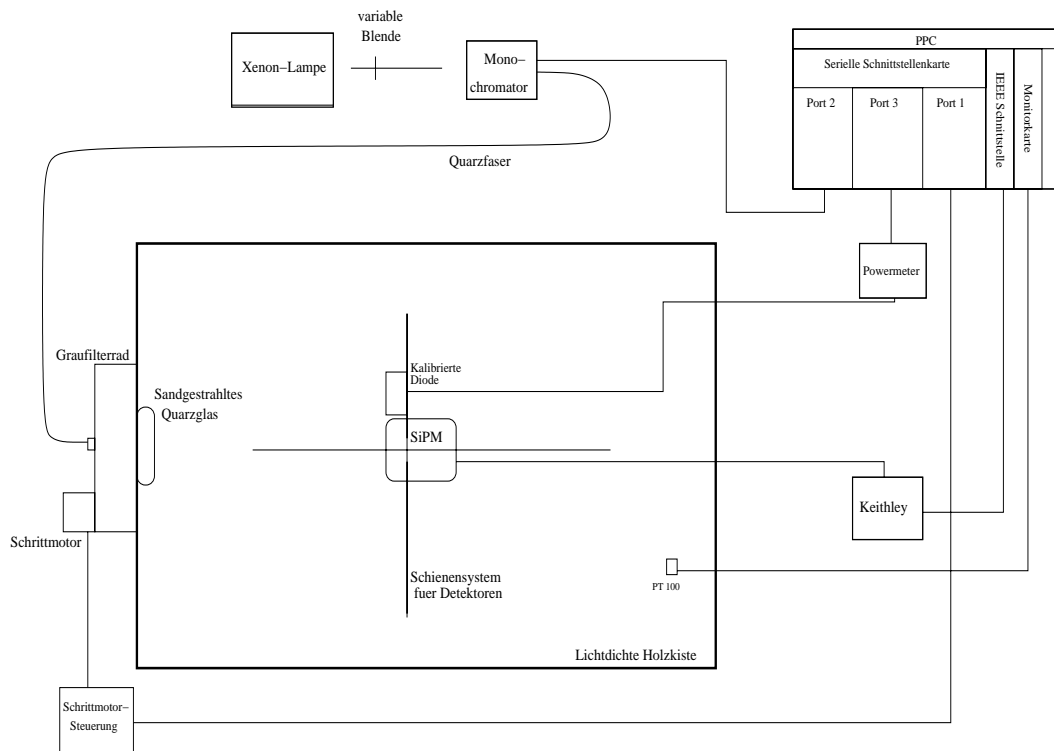


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der QE.

etwa 10 s und 100 Meßwerte vorgenommen. Da die Lichtintensität bei verschiedenen Wellenlängen sehr unterschiedlich ist, wurde die Einstellung des Detektorstromes durch das Filterrad erreicht, indem es bei jeder Wellenlänge so eingestellt wurde, daß der Strom zwischen 20 und 50 nA lag. Anschließend wurden mit der kalibrierten Diode die wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten des Filterrades bei den verschiedenen verwendeten Stellungen ermittelt. Schließlich war noch der absolute Lichtfluß an der Detektorposition für die verwendeten Wellenlängen bei geöffnetem Filterrad zu bestimmen.

Für jede Wellenlänge waren somit der absolute Fluß am Detektor bei geöffnetem Filter sowie die individuelle Absorption des Filterrades bekannt. Aus diesen Werten konnte auf den wellenlängenabhängigen absoluten Lichtfluß geschlossen werden. Mit der bereits ermittelten Verstärkung war somit ein Strom errechenbar, der fließen würde, wenn der Detektor jedes Photon in ein Photoelektron umwandeln könnte. Das Verhältnis des gemessenen Stromes zu diesem Idealwert ist die Quanteneffizienz des Detektors. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.13.

Sehr deutlich ist zum Einen die zu kleinen Wellenlängen hin stark sinkende QE. Dies stimmt mit den Erwartungen für einen vorderseitig beleuchteten SiPM überein, dessen Sensitivität für tiefer eindringende - langwelligere - Photonen größer ist.

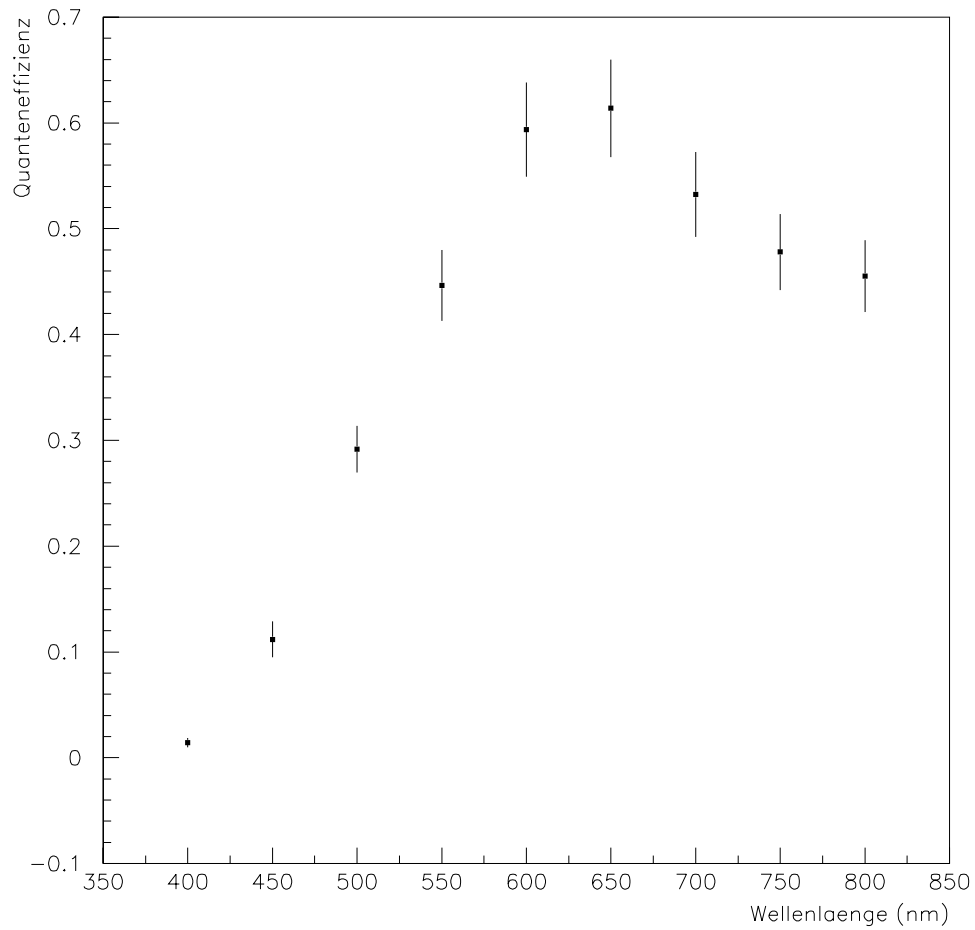


Abbildung 5.13: Gemessene Quanteneffizienz des SiPM. Die Fehler von 15 % werden durch die Unsicherheiten auf den absoluten Lichtfluss und auf die Verstärkung verursacht.

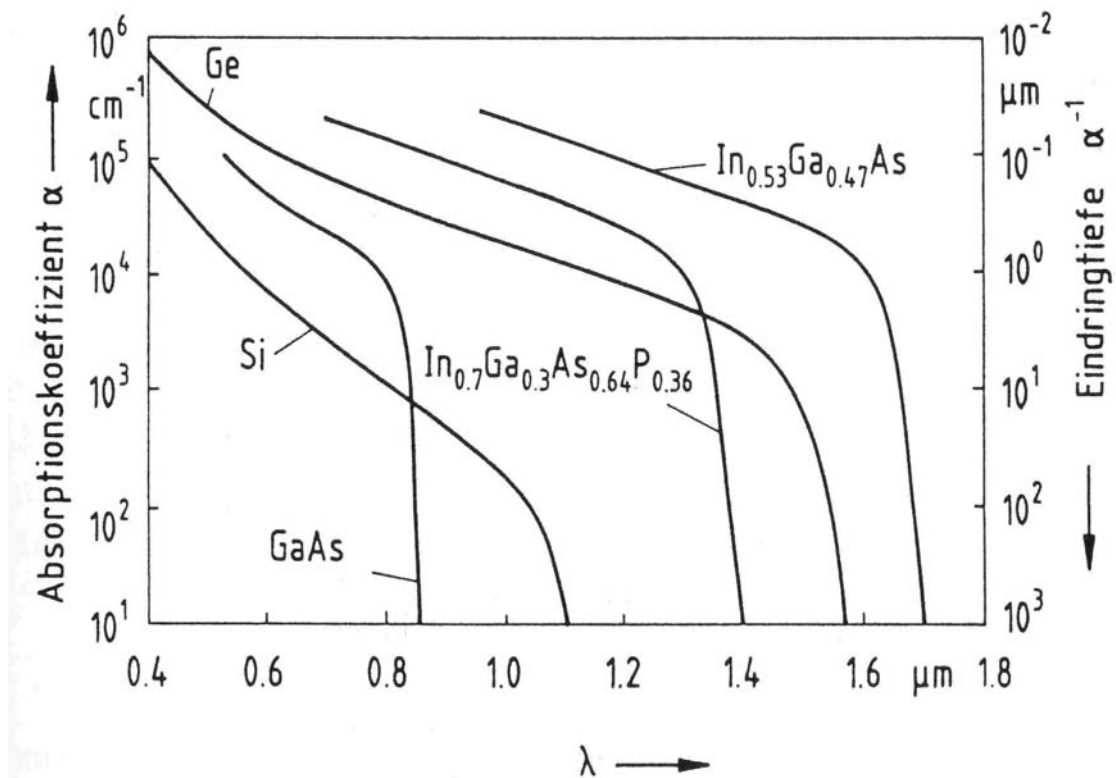


Abbildung 5.14: Wellenlängenabhängige Eindringtiefe für Silizium ([4], [11]).

Zum Anderen ergibt sich eine, mit etwa 60 % bei 650 nm, sehr viel höhere maximale QE als bei typischen Photomultipliern. Die Unsicherheit auf die QE des SiPM ist höher als beim PMT, da hier die Ermittlung des absoluten Photonennflusses schwieriger und mit mehr Einzelmessungen verbunden war. Deshalb ist die zum Fehler der Verstärkung hinzukommende Unsicherheit auf den Lichtfluß größer.

Da die Eindringtiefe in Silizium bei Raumtemperatur für 800 nm etwa $10\ \mu\text{m}$ beträgt (siehe Abb. 5.14) und für den verwendeten Detektor eine Verarmungszonendicke von nur $5\ \mu\text{m}$ angegeben ist ([5], [11]), bedeutet dies eine Absorptionswahrscheinlichkeit von rund 40 %. Somit liegt die höchstmögliche QE bei dieser Wellenlänge bei 40 %. Der ermittelte Wert von 45 % mit seiner 15 %igen Unsicherheit widerspricht diesem Maximalwert nicht. Allgemein zeigt dieses Ergebnis deutlich, daß das Prinzip des SiPM bezüglich der Quanteneffizienz sehr vielversprechend ist. Für die Detektion im kurzwelligen Bereich gilt jedoch das zukünftige Interesse eher dem rückseitig beleuchteten Typ.

5.7 Temperaturabhängigkeit der Verstärkung

Neben der bereits beantworteten Frage, inwieweit der Dunkelstrom und seine Zeitabhängigkeit von der Temperatur beeinflußt werden, wurde auch die Auswirkung der Temperatur auf andere Parameter des SiPM untersucht. Dazu wurden mit dem in Abb. 5.15 dargestellten Aufbau bei verschiedenen Temperaturen und sonst identischen Bedingungen Einzelelektronenspektren aufgenommen. Diese wurden dann, wie schon beschrieben, mit einer Näherungsfunktion ausgewertet. Weder die Effizienz als Verhältnis der Gesamtzahl von Ereignissen zur Wahrscheinlichkeit für 0pe noch der statistische Mittelwert des gesamten Spektrums zeigen eine meßbare Temperaturabhängigkeit.

Lediglich die Verstärkung, ermittelt aus dem Abstand der 0pe- und 1pe-Verteilung, steigt bei niedrigeren Temperaturen (siehe Abb. 5.16). Bei der Abkühlung von Raumtemperatur auf $-14\ ^\circ\text{C}$ ist trotz der großen Schwankungen zwischen den Einzelwerten ein Anstieg der Verstärkung um etwa 20 % zu beobachten. Die Fehler der relativen Verstärkung werden durch die Unsicherheiten beim Finden der besten Näherungsfunktion dominiert und liegen bei etwa 10 %.

5.8 Die Signalantwort

Für die Bestimmung eines typischen Antwortpulses wurde der SiPM bei $-50,5\ \text{V}$ betrieben, mit der roten LED gepulst beleuchtet und das Signal direkt mit dem Oszilloskop ausgewertet. Da das Detektorsignal nicht verstärkt wurde, war das Amplituden-Rausch-Verhältnis gering (siehe Abb. 5.17). Um den aufgenommenen Puls trotzdem auswerten zu können, wurde einer mit großer Amplitude gewählt, der jedoch durch mehrere Photoelektronen verursacht wurde. Die Flächenbestimmung mit dem Oszilloskop von $5,7 \pm 0,3\ \text{pVs}$ und die bekannte Verstärkung von $2,34 \cdot 10^5$ liefern für den

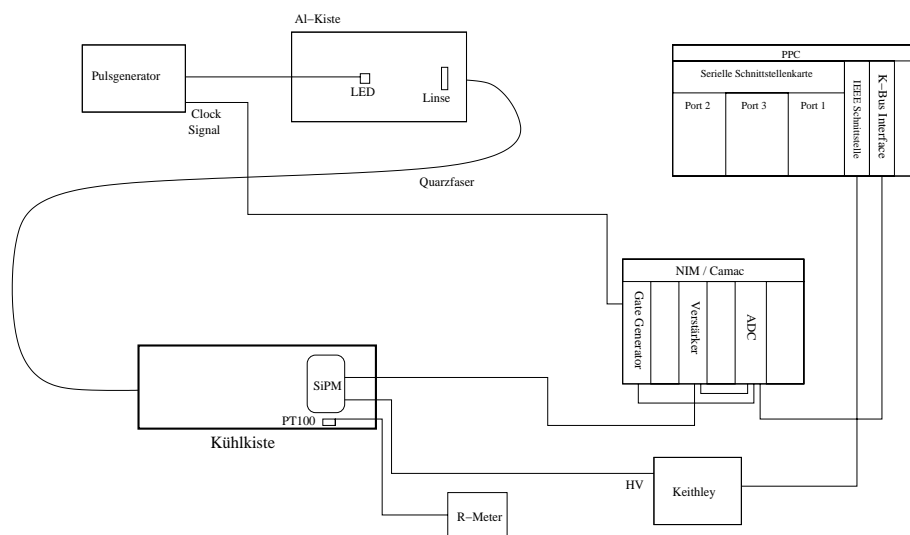


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Aufnahme eines SPE-Spektrums in gekühlter Umgebung.

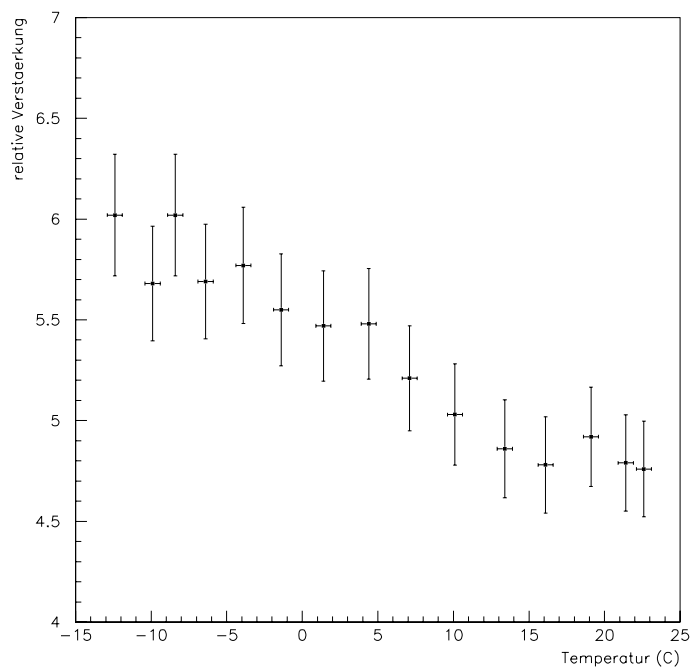


Abbildung 5.16: Die relative Verstärkung des SiPM in Abhängigkeit von der Temperatur.

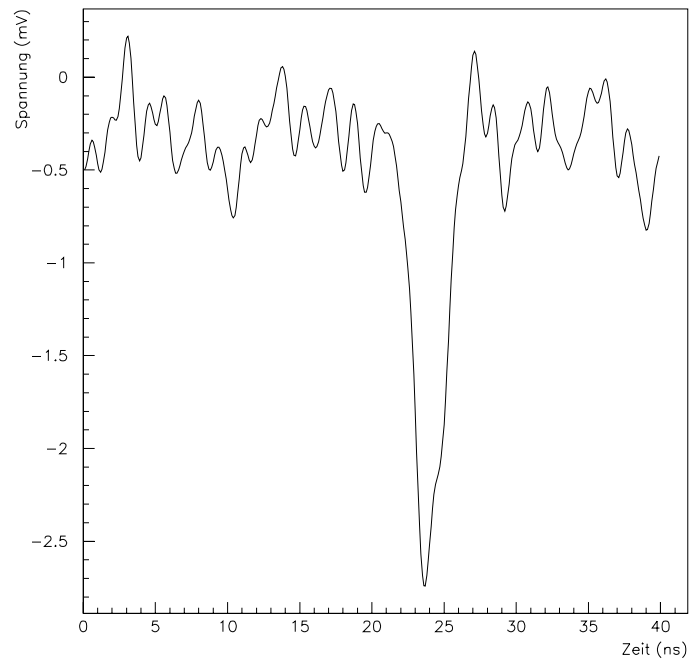


Abbildung 5.17: Typische Pulsantwort des SiPM auf 3 Photoelektronen bei -50,5 V.

dargestellten Puls den Wert von $3,04 \pm 0,16$ Photoelektronen. Dabei weist dieser eine Breite in halber Höhe von etwa 2,6 ns auf. Mit dieser schnellen Antwort erfüllt der SiPM somit auch die Anforderung einer hohen Bandbreite.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung einer Umgebung für die Messung der verschiedenen Eigenschaften unterschiedlichster Photodetektoren. Auf dieser Basis wurden dann drei verschiedene Detektortypen auf ihre Eignung für die Kamera von Cherenkovteleskopen untersucht. Die verschiedenen Resultate werden im Folgenden noch einmal zusammengefasst und, falls möglich, zwischen den Detektoren verglichen.

6.1 Der Photomultiplier

Die Messungen der Verstärkung und der QE erfolgten sowohl als Bestätigung der Konsistenz mit früheren Messungen als auch zur Überprüfung der Funktion des experimentellen Aufbaus. Die ermittelte Verstärkung von z.B. $5,1 \cdot 10^5$ bei 1400 V und auch die QE mit einem Maximalwert von etwa 26 % bei 350 nm sind innerhalb ihrer Unsicherheiten mit älteren Messungen konsistent. Die Sammeleffizienz des PMT stimmt ebenfalls gut mit früheren Messungen überein und zeigt auch den erwarteten Abfall zu niedrigeren Wellenlängen.

Erstmalig wurden Versuche zur Ausdehnung der Kathode und zu schrägem Lichteinfall durchgeführt. Dabei konnten deutliche Effekte nachgewiesen werden. So zeigen die relativen Empfindlichkeiten der verschiedenen Kathodenorte des PMT Abweichungen bis zu 20 % und zusätzlich noch eine Abhängigkeit von der Lage der ersten Dynode. Der Umwandlungsort auf der Kathode hat auch einen Einfluß auf die Laufzeiten eines Signals. Einerseits konnte gezeigt werden, daß eine Erhöhung der Spannung von 900 V auf 1200 V eine Laufzeitverkürzung des Signals um etwa 2,5 ns zur Folge hat. Andererseits zeigt sich eine Verlängerung der Laufzeit eines Signal um rund 0,5 ns bei seiner Entstehung am Kathodenrand. Außerdem konnte wieder ein Einfluß der Lage der ersten Dynodenschaufel festgestellt werden.

Erstmalig wurde auch der Einfluß des Lichteinfallswinkels auf das Verhalten des PMT untersucht. Die Messung zeigt einen Anstieg der Sensitivität um etwa 10 % bei Winkeln zwischen 50° und 70° gegenüber dem senkrechten Einfall. Dies könn-

te auf eine Erhöhung der QE bei einer größeren Weglänge durch die photosensitive Schicht der Kathode zurückzuführen sein.

6.2 Die Avalanche Photodiode

Dieser Photodetektor erwies sich schnell als ungeeigneter Kandidat für die Nachfolge der PMTs in Cherenkovteleskopen. Seine wellenlängenabhängige Verstärkung von maximal 55 ist viel zu niedrig für den Einsatz in den Kameras solcher Teleskope. Der Einfluß der Betriebsspannung auf die Effizienz spiegelt sich als spannungsabhängige relative QE wider. Die Versuche in gekühlter Umgebung bei $-3\text{ }^{\circ}\text{C}$ lieferten ein Ansteigen der Verstärkung um einen Faktor 2 bis 3 sowie eine Reduktion des Dunkelstromes auf etwa 15 %. Auf Grund der geringen Verstärkung wurde dem gepulst beleuchteten Betrieb der APD wenig Zeit gewidmet. Um die geringe Detektorverstärkung kompensieren zu können, ist eine hochverstärkende Signalkette notwendig. Je höher diese Nachverstärkung ist, umso schwieriger ist die Realisierung einer hohen Bandbreite. Der für diesen Zweck angepasste Vorverstärker wies schließlich eine Pulsbreite von 200 ns auf.

6.3 Der Silizium Photomultiplier

Dieser Detektor stellt die neueste und vielversprechendste Alternative zum PMT dar. Ein grundsätzlicher Vorteil zum PMT ist seine, mit 50 V sehr einfach zu realisierende, Spannungsversorgung. Die Messungen, die lediglich einen ersten Einblick bieten können, zeigen verschiedene Charakteristika, die denen von PMTs gleich kommen. So beträgt die experimentell ermittelte Verstärkung $2,3 \cdot 10^5$ bei $-50,5\text{ V}$, erreicht damit die Größenordnung der Verstärkung von PMTs und ermöglicht auch die Aufnahme von Photoelektronen-Spektren bis zu 4pe bei einer Auflösung von 0,2 PE. Die Signalantwort des Detektors erfolgt unter 5 ns und erfüllt somit auch die Anforderung einer hohen Bandbreite. Der Dunkelstrom zeigt sowohl eine Zeit- als auch eine Temperaturabhängigkeit und muß deshalb bei Messungen ständig überwacht werden. Die Quanteneffizienz liegt mit einem Maximalwert von 60 % bei 650 nm deutlich höher als beim PMT. Unterhalb von 400 nm ist der SiPM jedoch unempfindlich. Für den für Cherenkovteleskope relevanten Wellenlängenbereich ist somit das zukünftige Konzept des rückseitig beleuchteten SiPM von Interesse.

Die Versuche bezüglich der Hintergrundbeleuchtung ergaben für einen Hintergrund mit 25 MHz die Reduktion der Verstärkung um 4 % und eine Verminderung der QE um 8 %. Schließlich zeigt auch die Verstärkung eine Temperaturabhängigkeit, denn die Kühlung auf $-14\text{ }^{\circ}\text{C}$ erhöht die Verstärkung um etwa 20 %.

Literaturverzeichnis

- [1] Silicon photomultiplier and its possible applications, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 504, Issues 1-3, 21 May 2003, Pages 48-52 P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, A. Karakash, F. Kayumov, S. Klemin, E. Popova and S. Smirnov
- [2] Study of the Hamamatsu avalanche photodiode at liquid nitrogen temperatures, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 504, Issues 1-3, 21 May 2003, Pages 58-61 A. Dorokhov, A. Glauser, Y. Musienko, C. Regenfus, S. Reucroft and J. Swain
- [3] Detaillierte Untersuchungen an Photomultipliern für den Einsatz in den Kameras des HESS-Teleskopsystems, Diplomarbeit, MPI-K Heidelberg, 2000 J. Dost
- [4] Integrierte Optoelektronik, Springer Verlag, 2. Aufl., ISBN 3-540-54655-3, 1992 K.J. Ebeling
- [5] Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 518, Issues 1-2, 1 February 2004, Pages 560-564 V. Golovin and V. Saveliev
- [6] Wavelength dependence of avalanche photodiode (APD) parameters, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 387, Issues 1-2, 1 March 1997, Pages 202-204 Th. Kirn, D. Schmitz, J. Schwenke, Th. Flügel, D. Renker and H. P. Wirtz
- [7] Quantum and collection efficiency measurements of the Photonis XP2960 Photomultipliers, HESS Internal Notes 01/07, 2001 A. Koch, A. Kohnle
- [8] Untersuchung verschiedener Photomultipliertypen für den Einsatz in den hochauflösenden Kameras der HESS-Teleskope, Diplomarbeit, MPI-K Heidelberg, 1999 J. Mattes
- [9] Photometrische Messung des Nachthimmelhintergrundlichtes auf La Palma und in Namibia, Diplomarbeit, MPI-K Heidelberg, 2000 S. Preuß

- [10] Properties of avalanche photodiodes for applications in high energy physics, astrophysics and medical imaging, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 486, Issues 1-2, 21 June 2002, Pages 164-169 D. Renker
- [11] The history of MRS Avalanche photodiode, Internal Notes V. Saveliev

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Mein besonderer Dank gilt dabei Herrn Prof. Werner Hofmann für die interessante Aufgabenstellung und die gute Betreuung während des ganzen Jahres.

Herrn Dr. German Herrmann danke ich für die intensive Betreuung und seine ständige Hilfsbereitschaft und Geduld bei allen meinen Fragen und Problemen. Durch seine langjährige Erfahrung wurde mir viel Wissen hinsichtlich Laborarbeit, Programmierung, aber auch allgemeineren Fähigkeiten eines Physikers vermittelt.

Herrn Baumgart danke ich für seine Unterstützung bei Messungen und technischen Problemen verschiedenster Art.

Frank Garrecht, Stefan Schmidt und allen anderen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt danke ich für die immer hochgenaue und schnelle Durchführung aller Sonderwünsche.

Volker Wieder, Norbert Bulian und den anderen Mitarbeitern der Elektronik Werkstatt danke ich für die Beratung und technische Hilfe bei den verschiedensten Problemen elektronischer Art.

Der gesamten HESS-Gruppe möchte ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die stete Hilfsbereitschaft danken.

Der größte Dank gebührt jedoch meinen Eltern, die es mir, durch ihr unerschütterliches Vertrauen und ihre moralische und finanzielle Unterstützung, überhaupt erst ermöglicht haben, das Studium und diese Arbeit zu bewältigen.

Erklärung:

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

Heidelberg, den _____