

Untersuchungen zur Stabilität
von Fine-Mesh-Photomultipliern

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. K. Meier

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von

Holger Knoblich
aus Sindelfingen

1994

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.....	2
1.1 Der physikalische Hintergrund	2
1.2 Das Experiment H1	2
1.3 Das neue Spaghettikalorimeter.....	4
1.4 Das Ziel dieser Arbeit	6
2. Photomultiplier.....	7
2.1 Allgemeine Beschreibung	7
2.1.1 Die Kathode	8
2.1.2 Das Verstärkungssystem.....	13
2.2 Wirkungsweise eines FINE-MESH-Photomultiplier	16
2.3 Der Spannungsteiler.....	19
2.4 Stabilität von Photomultipliern.....	24
2.4.1 Normale Einflüsse auf die Sensitivität des Photomultipliers....	25
2.4.2 Anomale Verstärkungsänderungen	30
3. Meßaufbau.....	34
3.1 Mechanischer Aufbau.....	34
3.2 Elektronik	36
3.2.1 Aufbau der Meßelektronik	36
3.2.2 Trigger	37
3.2.3 Auslese.....	41
3.3 Datenstrukturen.....	43
3.3.1 Rohdaten.....	43
3.3.2 Daten zur Analyse mit PAW	44
4. Messungen und Ergebnisse.....	45
4.1 Langzeitstabilität.....	45
4.1.1 Stabilität ohne äußere Einflüsse	46
4.1.2 Hochspannungsabhängigkeiten der Verstärkung	52
4.1.3 Wellenlängenabhängigkeiten	55
4.2 Ratenabhängigkeit der Stabilität	59
4.2.1 Verstärkungsänderungen nach kurzer intensiver Beleuchtung .	59
4.2.2 Trainingseffekte.....	66
4.2.3 Hochspannungsabhängigkeiten bei starker Beleuchtung.....	73
4.2.4 Wellenlängenabhängigkeiten bei anomalen Änderungen.....	74
5. Zusammenfassung.....	78
Figurenverzeichnis.....	79
Literaturverzeichnis	81

1. Einleitung

1.1 Der physikalische Hintergrund

Am 1990 fertiggestellten Speicherring HERA werden Elektronen auf 26.7 GeV und Protonen auf 820 GeV beschleunigt und zur Kollision geführt. Die Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems beträgt 313 GeV. Der daraus festgelegte maximale Impulsübertrag und die sehr hohe Luminosität bieten die Möglichkeit, sehr tief in das Proton hineinzuschauen und neue Teilchen und ihre Wechselwirkungen zu studieren. Die Wege der im Ringbeschleuniger gespeicherten Protonen und Elektronen kreuzen sich an zwei Punkten, an deren Stelle die beiden großen Detektoren H1 und ZEUS sich befinden.

Das virtuelle Photon, das die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den geladenen Teilchen vermittelt, kann eine so kleine "Wellenlänge" haben, daß Strukturen des Protons von dem 1000sten Teil seiner Ausdehnung aufgelöst werden können, die bisher noch verborgen geblieben sind. Besonders interessant ist auch die Verteilung der Anteile am Protonimpuls auf die Partonen, den Bestandteilen des Protons. Der Impulsanteil wird durch die Bjørken-Skalen-Variable x ausgedrückt.

Wichtig im Zusammenhang mit der Erforschung des Protoninneren ist in den letzten Jahren die Entdeckung geworden, daß die Partonendichte mit kleiner werdendem Impulsanteil am Protonimpuls anwächst.

Studiert wird auch die Möglichkeit einer stark wechselwirkenden Komponente innerhalb der elektromagnetischen Wechselwirkung, bei der das virtuelle Photon über geladene hadronische Anteile mit dem Proton wechselwirkt.

Die hohe Schwerpunktsenergie ermöglicht den Nachweis von Teilchen, die von der Standard-Theorie der starken und elektro-schwachen Wechselwirkung gefordert werden, sowie die Entdeckung noch unbekannter Teilchen.

1.2 Das Experiment H1

Fig. 1 zeigt einen Längsschnitt durch den Detektor H1 parallel zur Teilchenflugrichtung. In diesem Experiment sollen Impulse und Energien der an einer Kollision beteiligten Teilchen gemessen und damit die Teilchen identifiziert werden. Der Detektor ist achsensymmetrisch um die Strahlröhre herum gebaut, aber zeigt eine Asymmetrie entlang der Röhrenachse. Die Protonen kommen in dieser Figur von rechts.

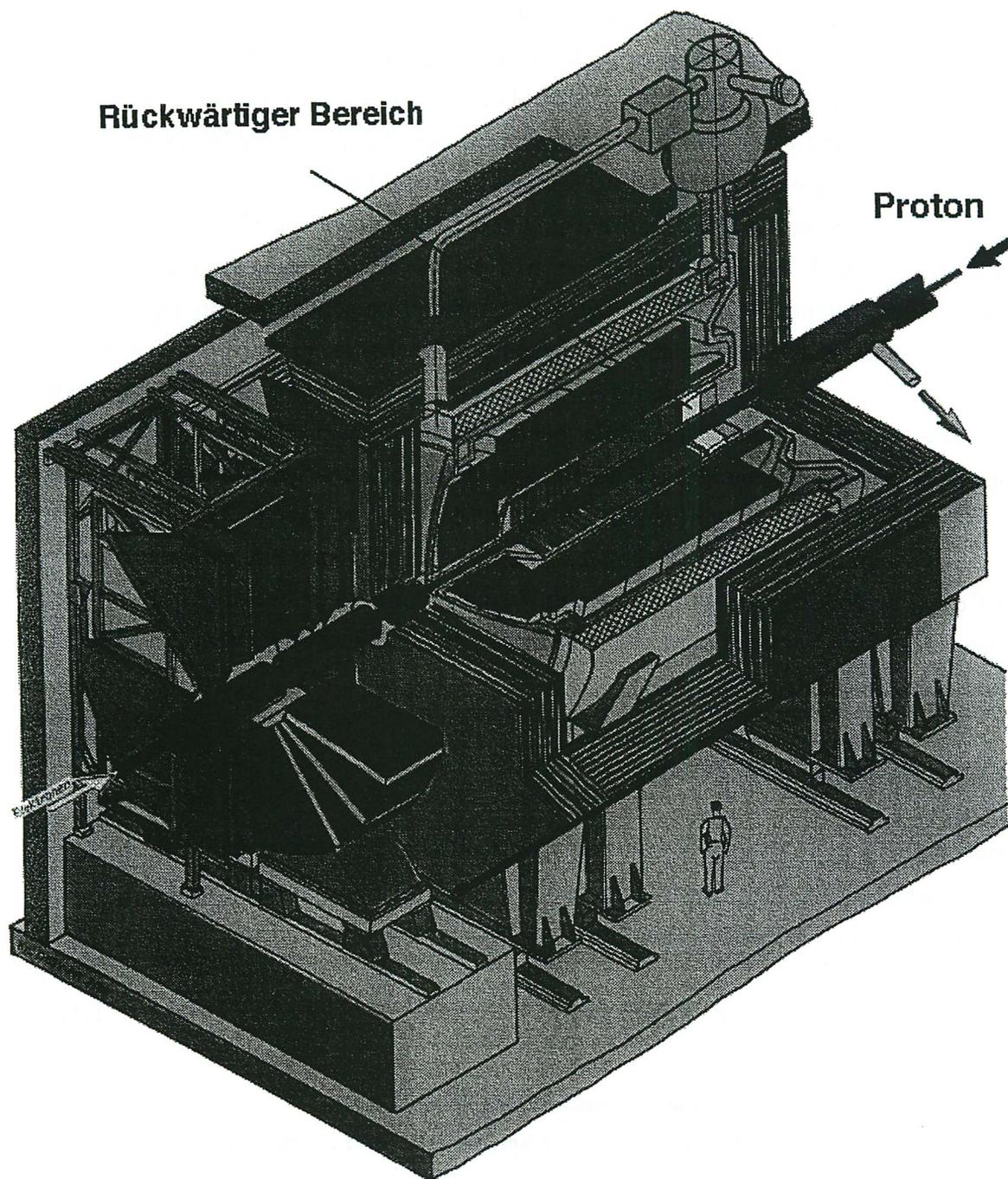


Fig. 1 Der Teilchendetektor H1

Für die Erforschung der Konstituenten des Protons mit kleinem Impulsanteil x und auch für diese Arbeit ist aber die Region in entgegengesetzter Richtung, der "rückwärtige" Bereich in Elektronenflugrichtung von Bedeutung. Dieser rückwärtige Bereich ist durch Elektronstreuwinkel zwischen 0 und 30 Grad definiert.

Direkt an dem Strahlrohr befindet sich das Spurerkennungssystem, daran schließen sich nach außen hin Vorrichtungen zur Energiemessung an, im folgenden Kalorimeter genannt. In Vorwärtsrichtung sind dies Samplingkalorimeter, deren aktives Material für die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung flüssiges Argon ist, während im rückwärtigen Bereich Plastiksintillatoren verwendet werden, die mittels der Intensität des erzeugten Lichts die Energie des eintretenden Teilchens messen. Die Kalorimeter wurden innerhalb des Magneten angeordnet. Damit herrscht am Ort der Kalorimeter ein Magnetfeld, das mit 1,2 T das Erdmagnetfeld um das 10^4 -fache übertrifft. Für die Rückführung des magnetischen Flusses wurde der gesamte Detektor mit einem Eisenmantel umgeben, der mit sogenannten Streamer-Rohrkammern ausgestattet ist. Diese dienen zum Nachweis der durch die Kalorimeter durchgehenden Teilchen, insbesondere für die Materie durchdringenden Myonen sowie kosmische Myonen, welche die Detektion der bei der Elektron-Proton-Kollision auftretenden Teilchen stören. Der Impuls von Myonen wird auch in dem Vorwärts-Spektrometer gemessen, das aus sechs Lagen Driftkammern besteht, die einen Magneten umfassen. Zur Messung der Luminosität und zum Nachweis von Elektronen unter besonders kleinen Streuwinkeln befindet sich ein Cerenkov-Kalorimeter in 30 Meter Entfernung vom Hauptdetektor. Ein weiteres Kalorimeter zur Bestimmung der Luminosität befindet sich 100 Meter hinter dem Detektor und dient zum Nachweis der Bremsstrahlung.

1.3 Das neue Spaghettikalorimeter

Der Impulsübertrag Q^2 bei einer Elektron-Proton-Kollision kann unter anderem über die Energiemessung des gestreuten Elektrons \hat{E} und den durch die Spurrekonstruktion ermittelten Streuwinkel Θ dieses Elektrons bestimmt werden.

$$Q^2 = 4 \cdot E \cdot \hat{E} \cdot \sin^2(\Theta/2) \quad (1.1)$$

E ist die im Strahl erreichte Anfangsenergie des stoßenden Elektrons.

Um die Dichteverteilung im Proton für kleine Impulsanteile und kleine Impulsüberträge zu bestimmen, muß die Energiebestimmung in diesem Bereich präzise sein. Der von dem bisherigen Kalorimeter abgedeckte Winkelbereich ($4^\circ < \Theta < 25^\circ$) entspricht einem nutzbaren Impulsübertragbereich von $5 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ für die gestreuten Elektronen.

Das bisherige elektromagnetische Kalorimeter besitzt prismenförmige Zellen mit senkrecht zur Strahlröhre angelegten Blei-Szintillator-Schichten, die sich um die Strahlröhre herum anlagern. Diese Zellen werden mittels Wellenlängenschiebern über Photodioden ausgelesen.

Ein Nachteil des Kalorimeters besteht in der schlechten Unterscheidung von stark wechselwirkenden Pionen gegenüber Elektronen.

Um einen größeren Winkelbereich besonders zu kleinen Winkeln hin abzudecken und die Energiemessung stark wechselwirkender Teilchen zu verbessern, wurde der Einbau eines Spaghettikalorimeters [TEC 1993] vorgeschlagen. Dieses besteht aus Bleischichten, in die fadenförmige Plastikszintillatoren eingelagert sind. Das neue Kalorimeter soll ebenfalls die Strahlröhre umgeben, so daß die Szintillatorfäden parallel zur Teilchenflugrichtung liegen.

Die Energieauflösung und die zeitliche Auflösung der Ankunftszeit des Signals sollen sehr gut sein. Eine gute Zeitauflösung wird benötigt, um über die Flugzeitunterschiede zwischen Signalen, deren Ursprung außerhalb des Detektors oder in der Kollisionszone liegen zu unterscheiden. Für die genaue Messung der den Stoßprozess festlegenden Variablen ist neben anderem die Eichunsicherheit der Energiemessung wichtig.

Auch sollen über die Energiemessung im Kalorimeter Triggerschwellen definiert werden.

Die geringe Lichtausbeute von 4 Photoelektronen pro deponierter Energie in Megaelektronenvolt fordert zwingend eine hohe Verstärkung des Kalorimetersignals. Herkömmliche Photodioden leisten dies nur mit einem niedrigen Signal-zu-Rauschverhältnis. Die Verwendung von Sekundärelektronenvervielfacher (Photomultipliern) wird durch das starke Magnetfeld am Ort des geplanten Kalorimeters erschwert. Konventionelle Photomultiplier fallen mit wachsender Flußdichte rapide in der Verstärkung ab, da die Elektronenbahnen durch die Lorentzkräfte empfindlich gestört werden. Die von der Firma Hamamatsu Photonics K.K. entwickelten FINE-MESH-Photomultiplier zeigen bei einer Flußdichte von 1 Tesla noch Verstärkungen von der Größenordnung 10^4 .

Die Photomultiplier zeichnen sich durch ihr Verstärkungssystem aus, das aus parallel angeordneten Elektrodengittern mit feinen Maschen ("fine meshes") besteht.

1.4 Das Ziel dieser Arbeit

Um die Teilchenenergie im Mittel auf 5 Promille genau zu bestimmen [TEC 1993], muß die Kalibration der Energie auf diesen Betrag genau bestimmbar und stabil bleiben. Auch für die Festlegung von Triggerschwellen muß die Eichung zeitlich konstant bleiben. Die absolute Energieeichung kann mit Hilfe der Strahlenergie der Elektronen durchgeführt werden. Der Nachweis elastisch gestreuter Elektronen, die nahezu ohne Energieübertrag an das Parton im Kalorimeter landen, legt die Energieskala des Kalorimeters fest.

Der Photomultiplier ist an der Energiemessung direkt beteiligt. Damit keine Unsicherheiten über die Eichung bestehen, muß die Stabilität der Lichtmessung durch die Photomultiplier garantiert sein. Für den Einsatz in dem geplanten Kalorimeter sollen in dieser Arbeit die Photomultiplier auf ihre zeitliche Stabilität in verschiedenen Betriebssituationen untersucht werden.

Verbleibende Instabilitäten der Photomultiplier sollen über ein Kalibrationssystem, das die Signalantwort der Photomultiplier während des Beschleunigerbetriebs mißt, korrigiert werden. Dazu sollen Vorinformationen über die erwarteten Zeitskalen der Photomultiplierstabilität ermittelt werden.

2. Photomultiplier

2.1 Allgemeine Beschreibung

Ein Photomultiplier ist eine Vakuumröhre, die Lichtquanten in Elektronen wandelt und diese in ein meßbares elektrisches Signal verstärkt. Typische Verstärkungen liegen im Bereich $10^4 - 10^8$. In Fig. 2 ist schematisch ein Photomultiplier mit den wichtigsten Elementen dargestellt. Die Umwandlung von Licht in Elektronen geschieht an der Kathode des Photomultipliers mit Hilfe des photoelektrischen Effektes. Die Photonen treffen von vorne auf die Kathode und lösen Elektronen aus, die dann auf der entgegengesetzten Seite austreten. Diesen Typ von Kathode bezeichnet man auch als transmissive Kathode. Die Elektronen werden an den Dynoden durch Sekundärelektronenemission verstärkt. Damit die Elektronen ausreichend viele Sekundärelektronen aus der Dynode ausschlagen können, muß zwischen benachbarten Dynoden eine Potentialdifferenz von der Größenordnung 100 V anliegen. Die Elektronen des Sekundärelektroneneffektes werden jeweils auf der Seite der Dynode ausgeschlagen, auf der auch die Primärelektronen einfallen. Die Sekundärelektronen werden durch das elektrische Feld zwischen den Dynoden auf die nächste Dynode fokussiert.

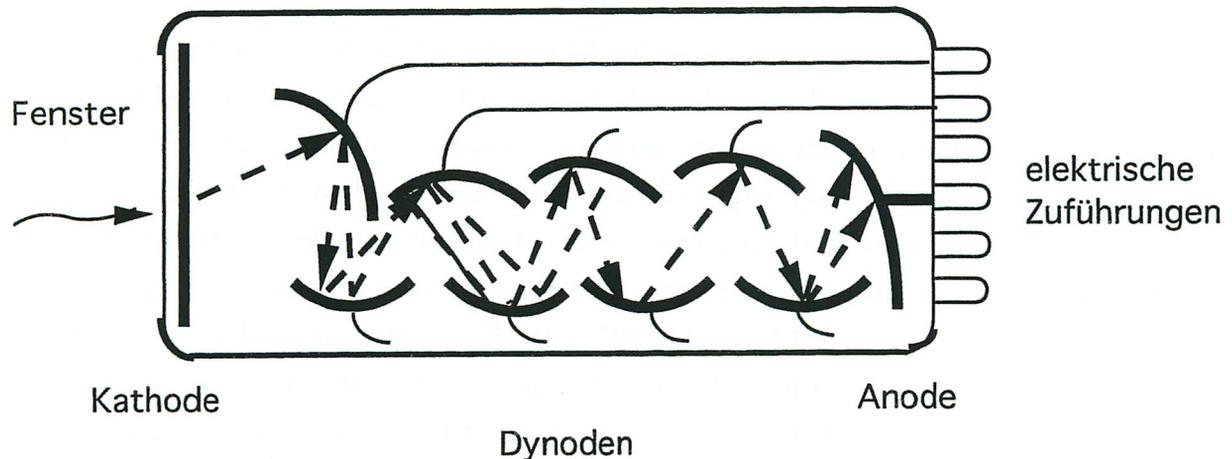


Fig. 2 Schematischer Aufbau eines konventionellen Photomultipliers

Für die verschiedenen Anwendungen gibt es auch unterschiedliche Dynodenanordnungen. Die hier gezeigte Anordnung heißt linear fokussierende Konfiguration.

Das elektrische Feld ist bei dieser Dynodenkonfiguration nicht homogen. Die Kunst besteht nun darin, durch geschickte Wahl der Dynodenform die Laufzeiten der Elektronen von Dynode zu Dynode unabhängig vom Startpunkt der Sekundärelektronen zu halten.

Die zeitliche Verschmierung eines Photomultipliersignals ist in der Hauptsache durch unterschiedliche Laufzeiten der Elektronen in der Röhre bestimmt. Ein kritischer Bereich in dieser Hinsicht ist der Raum zwischen Kathode und erster Dynode.

Die Elektronenflugrichtung ist hier nicht für alle Elektronen gleich. Damit ist der Photomultiplier empfindlich auf Magnetfelder, die Elektronen ablenken.

2.1.1 Die Kathode

Bei einem Photomultiplier treffen die durch das Glasfenster durchgelassenen Photonen auf das Kathodenmaterial, werden dort absorbiert und schlagen Elektronen aus der Kathode heraus. Der Impuls des Photons wird auf das emittierte Elektron und das Kathodenmaterial übertragen. Das Photon, welches durch seine Energie definiert ist, wird vollständig absorbiert und kann daher höchstens ein Elektron freisetzen. Der Photoeffekt an freien Elektronen würde Impuls- und Energieerhaltungssatz verletzen. Nach A. Einstein [EIN 1905] gilt für den Photoeffekt:

$$h \cdot \nu = E_{kin} + \Phi \quad (2.1)$$

Mit ν ist die Frequenz des absorbierten Lichts bezeichnet, h ist das Plancksche Wirkungsquantum, E_{kin} die kinetische Energie des Elektrons und Φ die Austrittsarbeit des emittierenden Materials. Die Formel gilt in dieser Form nur für Leitungselektronen in Metallen, auf die das Modell des Kastenpotentials angewandt werden kann. Bei Halbleitern, die gemäß ihren elektrischen Eigenschaften eine Energielücke zwischen Valenzband und Leitungsband von einigen Elektronenvolt besitzen, ist die Austrittsarbeit die Differenz zwischen Elektronenergie im Leitungsband und Vakuumenergie. Die Vakuumenergie ist als die Energie eines ruhenden freien Elektrons definiert. Nach J.N. Dodd [DOD 1991] werden auch Elektronen aus Valenzbändern über das Vakuumniveau hinausgehoben und emittiert. Dies entspricht der Beobachtung, daß Halbleiter eine größere Effizienz besitzen Photonen zu konvertieren als Metalle, was man nicht vermuten würde, wenn man allein die Ladungsträgerdichte betrachtet. Bei Energien der optischen Photonen von 2-4 eV müssen die entsprechenden Energieniveaus sehr eng beieinanderliegen und die Austrittsarbeiten ebenso gering sein. Die niedrigsten Austrittsarbeiten zeigen Alkalimetalle. Diese sind mit den Ionisationsenergien eng korreliert. Tabelle 1 zeigt die Ionisationsenergien und Austrittsarbeiten ausgewählter Elemente:

Element	Ionisationsenergie [eV]	Austrittsarbeit [eV]
Cäsium [Cs]	3.89 ¹	1.81 ⁵
Kalium [K]	4.34 ²	2.3 ⁵
Natrium [Na]	5.14 ¹	2.35 ⁵
Lithium [Li]	5.39 ¹	2.4 ⁵
Kupfer [Cu]	7.73 ¹	4.65 ⁵
Platin [Pt]	9 ¹	5.56 ⁵
Rhubidium [Rb]	4.18 ³	2.16 ⁵
Antimon [Sb]	8.64 ⁴	4.55 ⁵

Tab. 1 Austrittsarbeit und Ionisierungsenergie von Kathodenmaterialien

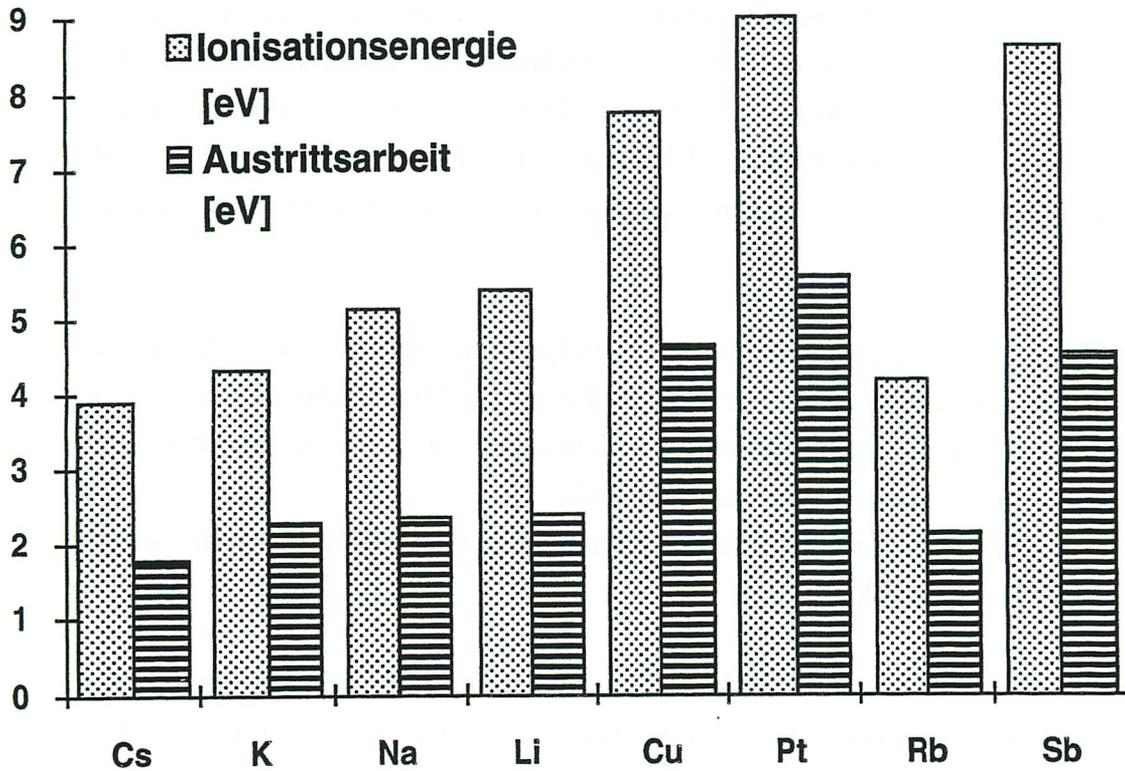


Fig. 3 Austrittsarbeit und Ionisierungsenergie von Kathodenmaterialien

¹aus [EAS 1970]
²aus [VAN 1972]
³aus [LAZ 1967]
⁴aus [GOR 1972]
⁵aus [MOO 1980]

Das Verhältnis von Anzahl der Primärelektronen $N_{EI}(\lambda)$ zu Anzahl der eingestrahlenen Photonen $N_P(\lambda)$ bezeichnet man mit Quanteneffizienz:

$$\eta(\lambda) = \frac{N_{EI}(\lambda)}{N_P(\lambda)} \quad (2.2)$$

Sie ist eine Eigenschaft des verwendeten Kathodenmaterials und von der Wellenlänge λ des verwendeten Lichts abhängig. Die Quanteneffizienz ist auf Grund der vollständigen Absorption eines Photons für alle Materialien kleiner als eins.

Das Spektrum der durch sichtbares Licht emittierten Elektronen spiegelt nicht nur die elektronische Zustandsdichte der Materie wieder, sondern enthält eine Häufung der Elektronenenergien um 1-2 eV. Diese Elektronen werden als "echte" Sekundärelektronen bezeichnet [IBA 1989, BER 1964].

Nach W.E. Spicer [SPI 1958] müssen Elektronen aus tieferen Atomlagenschichten emittiert werden, um die gebräuchlichen Quanteneffizienzen zu erzeugen. Diese Elektronen verlieren auf dem Weg zur Oberfläche durch Stöße mit den Leitungselektronen des Materials einen Teil ihrer Energie, bevor sie aus dem Material austreten können. Das Verhältnis von Absorptionslänge der Kathode zu mittlerer freier Weglänge des Elektrons ist der dominierende Parameter in der Bestimmung der Quanteneffizienz. Es kann in einem Bereich von vier Größenordnungen variieren .

Auf Grund der geringeren Ladungsträgerdichten in Halbleitern gegenüber Metallen und der damit verbundenen geringeren freien Weglängen der an die Oberfläche diffundierenden Elektronen sind Halbleiter die geeigneteren Kathodenmaterialien. Viele Kathoden sind aus einem Alkalimetallgemisch auf Halbleiterbasis hergestellt.

Die Photokathode der in dieser Arbeit verwendeten Photomultiplier besteht aus einem Gemisch von Sb-Rb-Cs und Sb-K-Cs [HAM 1993].

Fig. 4 zeigt die Quanteneffizienz als Funktion der Dicke einer Kaliumschicht für verschiedene Wellenlängen [MAY 1957, THO 1957]. Die Sättigung kommt durch die endliche Photonabsorptionslänge zustande.

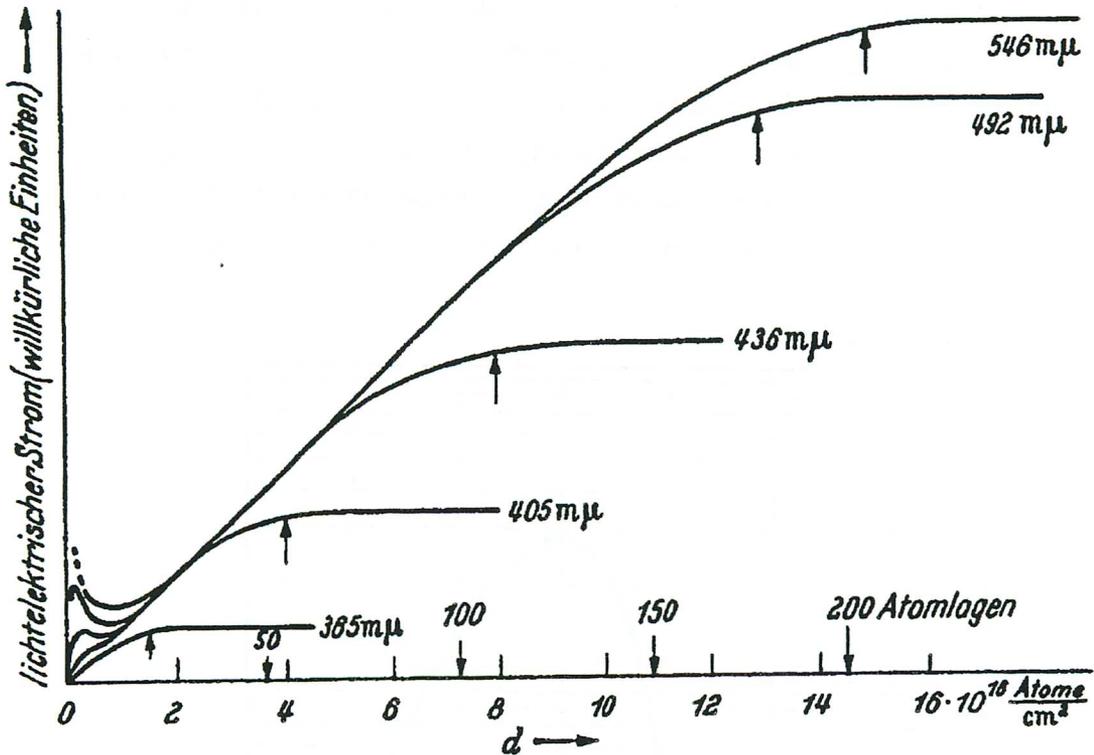


Fig. 4 Schichtdickenabhängigkeit des Photostroms bei Kaliumschichten auf Quarzunterlage für verschiedene Wellenlängen des eingestrahnten Lichts [THO 1957]

Die spektrale Antwort eines Photomultipliers auf einfallendes Licht wird durch die Quanteneffizienz und die Empfindlichkeit beschrieben.

Die spektrale Empfindlichkeit einer Kathode $C(\lambda)$ ist durch das Verhältnis von dem an der Kathode emittierten elektrischen Strom $I_c(\lambda)$ und der pro Energieintervall einfallenden Lichtintensität $P(\lambda)$ definiert.

$$C(\lambda) = \frac{I_c(\lambda)}{P(\lambda)} \tag{2.3}$$

Sie ist mit der Quantenausbeute über die Wellenlänge des absorbierten Lichts verbunden.

$$C(\lambda) = \lambda \cdot \eta(\lambda) \cdot \frac{e}{h \cdot c} \tag{2.4}$$

Mit e ist die Elementarladung und mit c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bezeichnet.

Die spektrale Empfindlichkeit einer Kathode nimmt zum kurzwelligen Spektralbereich hin ab. Wegen der endlichen Austrittsarbeit und der minimalen Energie zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren wird die Quanteneffizienz bei geringerer Photonenergie kleiner. Mit wachsender Energie kann das Photon von Elektronen höherer Bindungsenergie absorbiert werden. Die verbliebene Energie zur Auslösung aus dem Festkörper nimmt ab. So ist ein qualitatives Verständnis des typischen Verlaufs von Quanteneffizienz und der Sensitivität $C(\lambda)$ möglich. Fig. 5 zeigt die Quanteneffizienz der in dieser Arbeit verwendeten Photomultiplier.

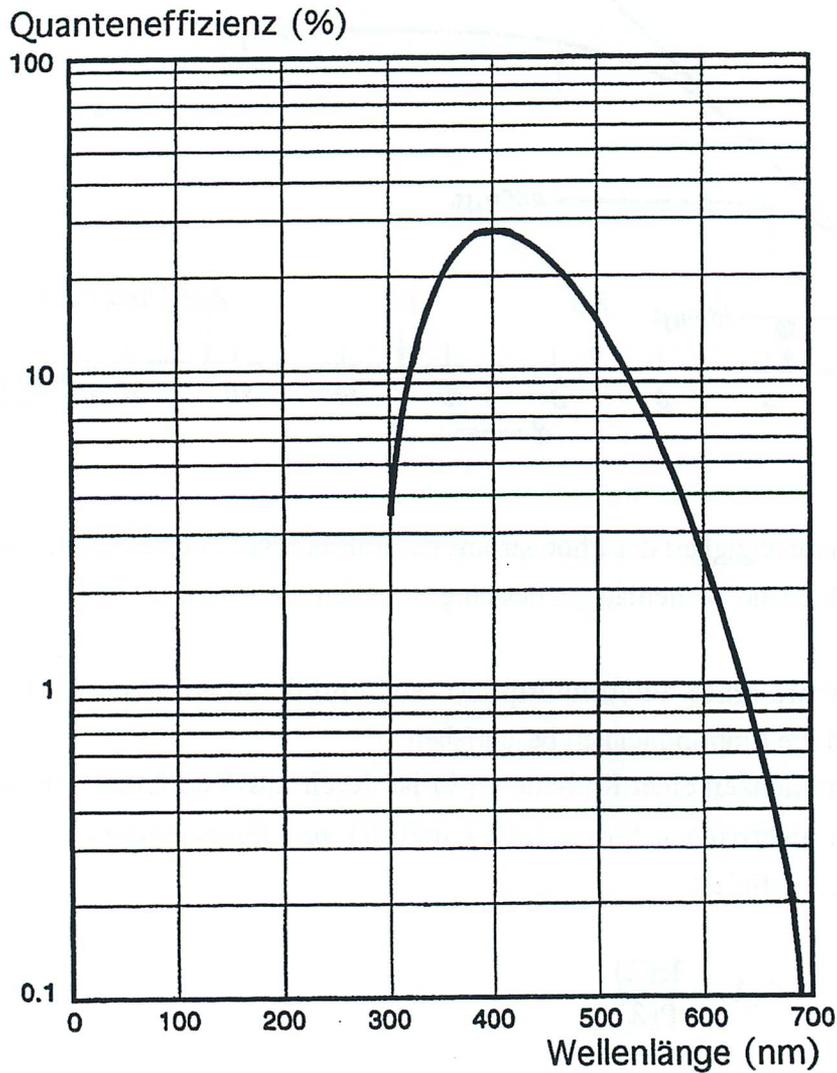


Fig. 5 Quanteneffizienz der FINE-MESH-Photomultiplier R5506 von Hamamatsu
[HAM 1993]

2.1.2 Das Verstärkungssystem

Die von der Kathode emittierten Elektronen werden durch das angelegte elektrische Feld beschleunigt und treffen auf die erste Dynode. Die auftreffenden Elektronen lösen dort durch Stoß Sekundärelektronen aus. Das Primärelektron kann wegen der endlichen Ruhemasse des Elektrons seine Energie auf mehrere Stoßpartner verteilen. Wegen der geringen freien Weglänge von Elektronen der hier vorherrschenden Energie in Materie werden die Elektronen auf derselben Seite emittiert, auf der die Primärelektronen absorbiert werden. Fig. 6 zeigt ein typisches Sekundärelektronenspektrum. Die Elektronen mit einer Energie kleiner als 50 eV werden als "echte" Sekundärelektronen bezeichnet, wohingegen die Elektronen mit Energien größer als 50 eV als zurückgestreute oder inelastisch reflektierte Elektronen bezeichnet werden. Die Grenze ist willkürlich gezogen [DEK 1958].

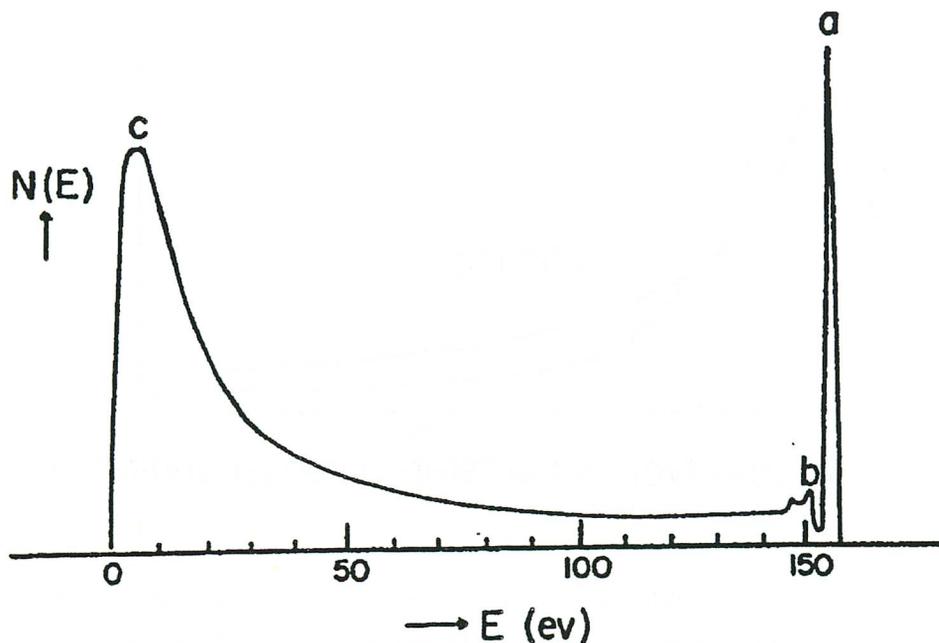


Fig. 6 Energiespektrum von Sekundärelektronen (Elektronen mit 155 eV auf Silberschicht)
[DEK 1958]

Die Energien der "echten" Sekundärelektronen zeigen ein Maximum bei 1-2 eV. In einer Arbeit von P.A. Wolff [WOL 1954], welche die Sekundärelektronenemission von Metallen beschreibt, wird angenommen, daß die produzierten Sekundärelektronen auf dem Weg an die Oberfläche durch Stöße mit den Leitungselektronen ihre Energien verlieren. Ist die verbliebene Restenergie kleiner als die Austrittsarbeit, fallen die Elektronen in den See der

Leitungselektronen zurück. Um die Energieverteilung der emittierten Elektronen zu gewinnen, kann man allgemein bei Energieverlusten durch Stöße die Boltzmannsche Stoßgleichung anwenden. Die errechnete Verteilung ergab eine gute Übereinstimmung mit den Meßdaten. Fig. 7 zeigt das Sekundärelektronenspektrum von Lithium bei einer Primärelektronenenergie von 80 eV und die errechnete Datenkurve.

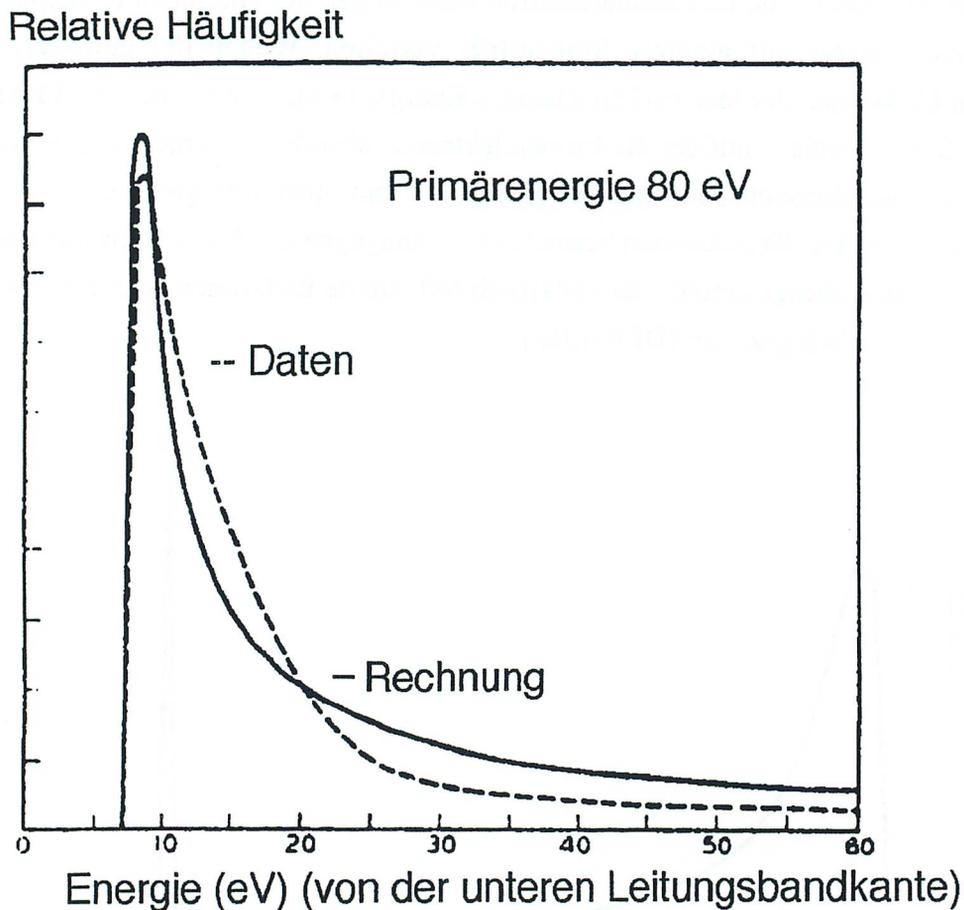


Fig. 7 Sekundärelektronenspektrum von Lithium bei einer Primärenergie von 80 eV
Vergleich der Meßdaten mit dem errechneten Spektrum [WOL 1954]

Die Verstärkung eines Photomultipliers ist direkt verknüpft mit der Sekundärelektronenausbeute der einzelnen Dynode. Bei Annahme gleichartiger Dynoden, homogener Feldverteilung zwischen den Dynoden und ausgeschlossenen Verlusten von Sekundärelektronen an Rändern erhält man den Zusammenhang:

$$g = \delta^n \quad (2.5)$$

Mit n ist die Anzahl der Dynoden bezeichnet, δ beschreibt die Elektronenausbeute einer einzelnen Dynode, und g ist die Verstärkung des Photomultipliers.

Die Sekundärelektronenausbeute der meisten Metalle, vieler Halbleiter und Nichtleiter ist für Primärelektronenenergien kleiner als 200 eV proportional zur Energie der einfallenden Elektronen [DEK 1958]:

$$\delta = k \cdot e \cdot U_D \quad (2.6)$$

e ist die Elementarladung, U_D die zwischen den Dynoden angelegte Spannung. Die Proportionalitätskonstante k ist materialabhängig. Mit der obigen Formel (2.5) erhält man für die Verstärkung des Photomultipliers einen exponentiellen Zusammenhang:

$$g = konst. \cdot U_D^n \quad (2.7)$$

Bei 15 Dynoden mit gleicher Potentialdifferenz zwischen benachbarten Dynoden, entspricht die obere Grenze des Proportionalitätsbereichs einer angelegten Hochspannung von 3200 V.

Bei nicht senkrechtem Einfall der Primärelektronen auf die Dynodenebene muß man die obige Gleichung modifizieren. Der Tatsache, daß bei streifendem Einfall mehr Elektronen aus oberflächennahen Schichten ausgelöst werden, wird mit einem Faktor $1/\cos \varphi$ Rechnung getragen [REI 1973]. Mit φ ist der Winkel senkrecht zur Dynoden ebene bezeichnet.

$$\delta = k \cdot e \cdot U_D \cdot \frac{1}{\cos \varphi} \quad (2.8)$$

Bei streifendem Einfall steigt die Elektronenausbeute rapide an.

Für die Winkelverteilung der emittierten Elektronen kann der Zusammenhang

$$\frac{dN}{d\Omega} = konst. \quad (2.9)$$

angenommen werden. Dies entspricht der Isotropie des Emissionsprozesses [ARD 1962].

Die verschiedenen Anwendungen von Photomultipliern haben auch unterschiedliche Dynodenkonfigurationen hervorgebracht. Für die in dieser Arbeit verwendeten FINE-MESH-Photomultiplier soll die Dynodenkonfiguration und die Funktionsweise der Verstärkung einer einzelnen Dynode im folgenden Kapitel beschrieben werden.

2.2 Wirkungsweise eines FINE-MESH-Photomultiplier

Eine Abbildung der in dieser Arbeit untersuchten Photomultiplier (Typ R5506 von Hamamatsu Photonics K.K.) zeigt Fig. 8.

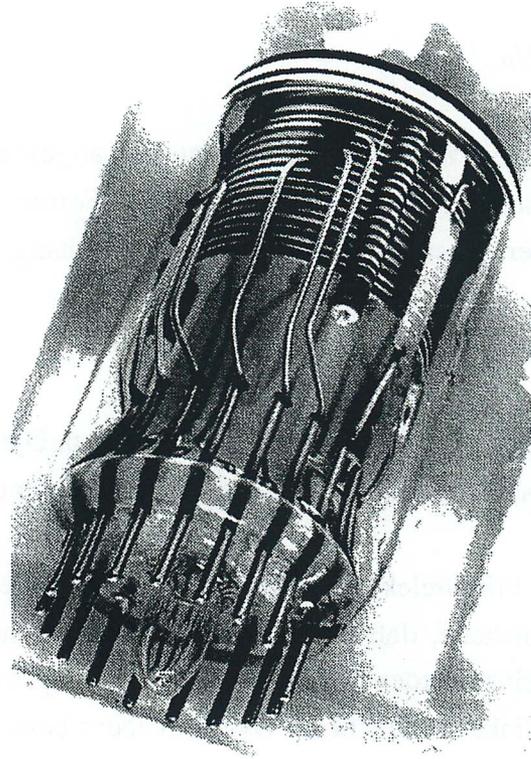


Fig. 8 FINE-MESH-Photomultiplier TYP R5506

Die Röhre hat einen äußeren Durchmesser von 25,3 mm und einen Fensterdurchmesser von 17,4 mm. Ihre Länge beträgt 40 mm ohne elektrische Zuführungen. Die Dynoden von FINE-MESH-Photomultipliern sind engmaschige Gitter, die senkrecht zur Röhrenachse hintereinander befestigt sind.

Der Abstand zwischen den Dynoden beträgt 0,8 mm. Die kurzen Abstände zwischen den Dynoden minimieren die Laufzeitschwankungen der Elektronen und verringern dadurch die zeitlichen Schwankungen der Signale. Die Anstiegszeit des Photomultiplierpulses wurde in dieser Arbeit zu 2,2 ns gemessen. Die statistischen Schwankungen auf die Anstiegszeit ("Jitter") betrug 70 ps. Der Jitter wurde gemessen, in dem die Ankunftszeit zweier Photomultiplierpulse, die von demselben Szintillator über optische Fasern beleuchtet wurden, miteinander verglichen wurden. Das eine Signal startete einen Zeit-Signal-Wandler (TDC) mit 50 ps Auflösung, das andere stoppte ihn. Die Schwellen der Signale waren fest eingestellt.

Das elektrische Feld zwischen den Dynoden ist homogen im gesamten Dynodenbereich des Photomultipliers, so daß ein parallel zur elektrischen Feldrichtung überlagertes homogenes Magnetfeld die Bewegung der Elektronen nicht so stört wie bei Photomultipliern anderer Bauart. Messungen mit diesen Photomultipliern zeigen, daß die Verstärkung bei anwesendem Magnetfeld zwar mit wachsender Flußdichte sinkt, aber für den Einsatz in dem projektierten Kalorimeter noch ausreichende Werte von der Größenordnung 10^4 erreicht.

Fig. 9 zeigt eine Messung der Anodensignale bei gleichbleibender Beleuchtungsintensität und verschiedener magnetischer Feldstärken parallel zur Röhrenachse.

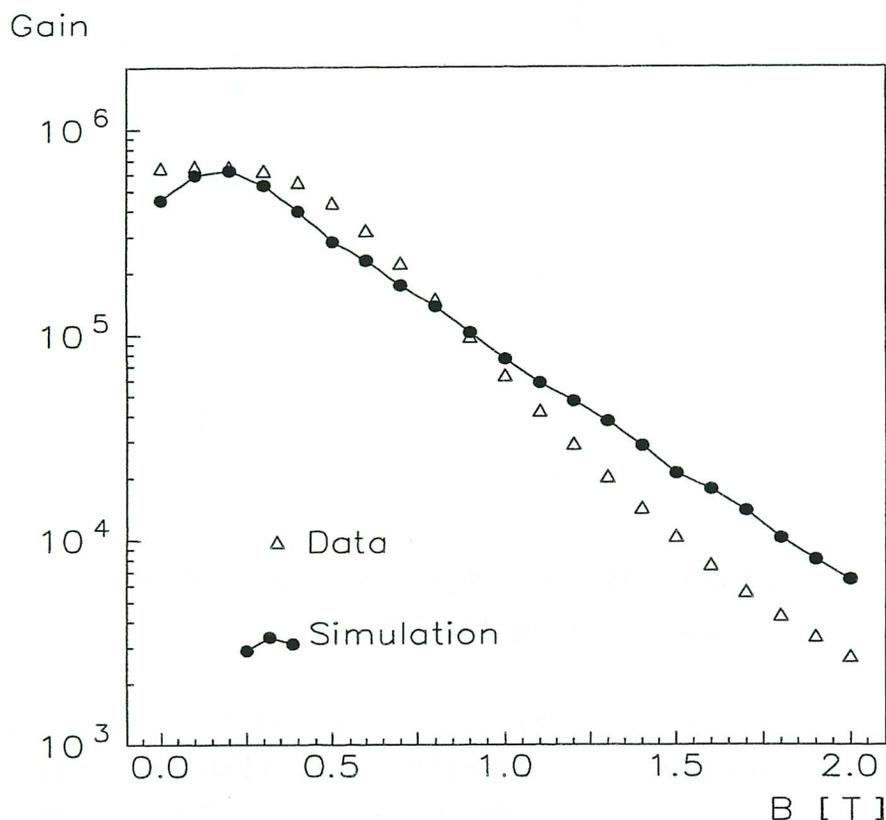


Fig. 9 Verstärkung eines FINE-MESH-Photomultiplier im Magnetfeld [JAN 1993]

Wird die Achse des Photomultipliers gegen das magnetische Feld verdreht, mißt man zuerst ein Ansteigen der Verstärkung mit wachsendem Scheitelwinkel, bei größeren Winkeln ein starkes Absinken der Verstärkung.

In Fig. 10 ist die absolute Verstärkung gegen den Neigungswinkel aufgetragen. Man erkennt, daß die Verstärkungsänderungen bei großen Magnetfeldstärken stärker ausgeprägt sind.

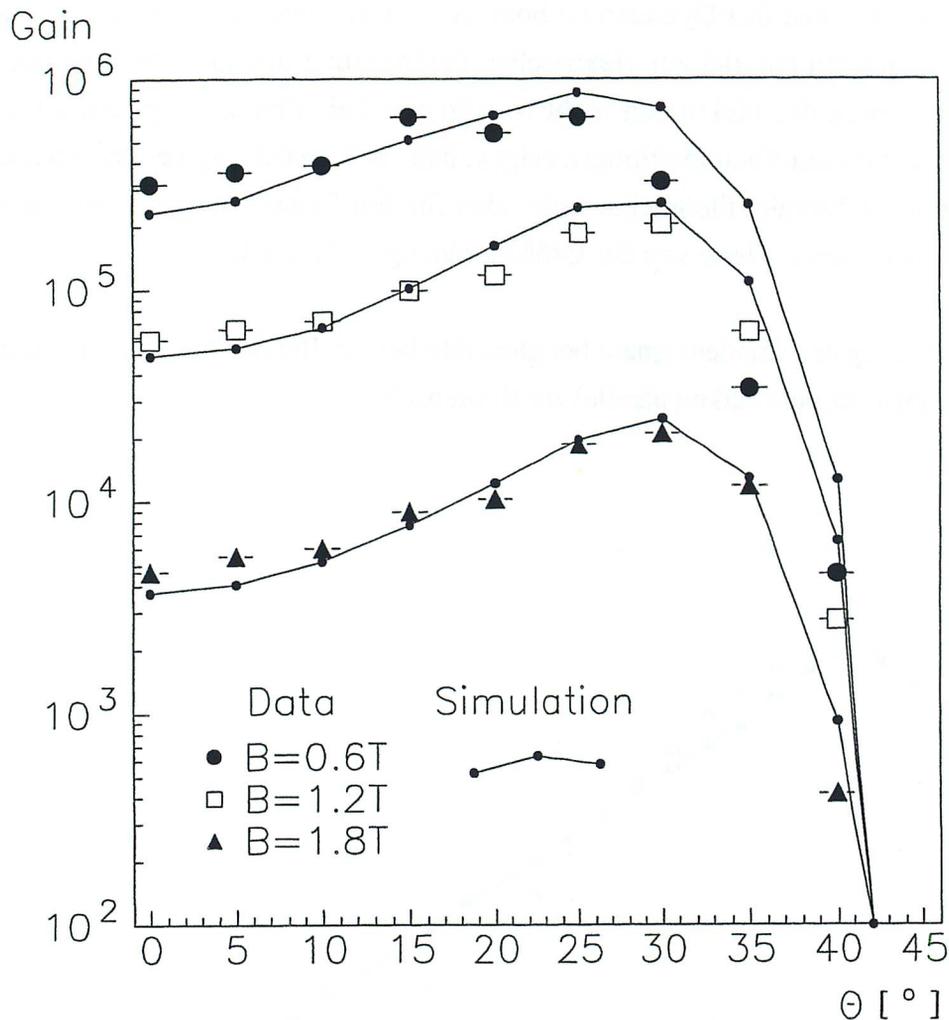


Fig. 10 Verstärkung eines FINE-MESH-Photomultiplier bei verschiedenen Winkeln zur Magnetfeldrichtung [JAN 1993]

Der Verlauf der Verstärkungskurven in Fig. 9 läßt sich mit einigen einfachen Annahmen erklären. Simulationen der Verhältnisse zwischen zwei Dynoden und Extrapolation mit Hilfe der Formel (2.5) stimmen recht gut mit den Daten überein (siehe Fig. 9 und 10). Die Annahmen der Simulationen sind:

Freie Elektronen einer typischen Energie von 100-200 eV treffen auf eine Gitter-Dynode. Die Dynode hat die vom Hersteller angegebenen Ausmaße. Die Lochgröße der Gitter wird mit $12 \mu\text{m}$ und die Stegbreite mit $6 \mu\text{m}$ angenommen. Dies entspricht den Angaben einer elektronenmikroskopischen Aufnahme von einer Dynode [MOR 1989]. Das Querschnittsprofil der Gitterstege wird vereinfacht als quadratisch angenommen.

Nur Elektronen, die durch das Gitter fallen oder Sekundärelektronen, die direkt durch die Löcher schlupfen, tragen zur Verstärkung bei (siehe Fig. 11)

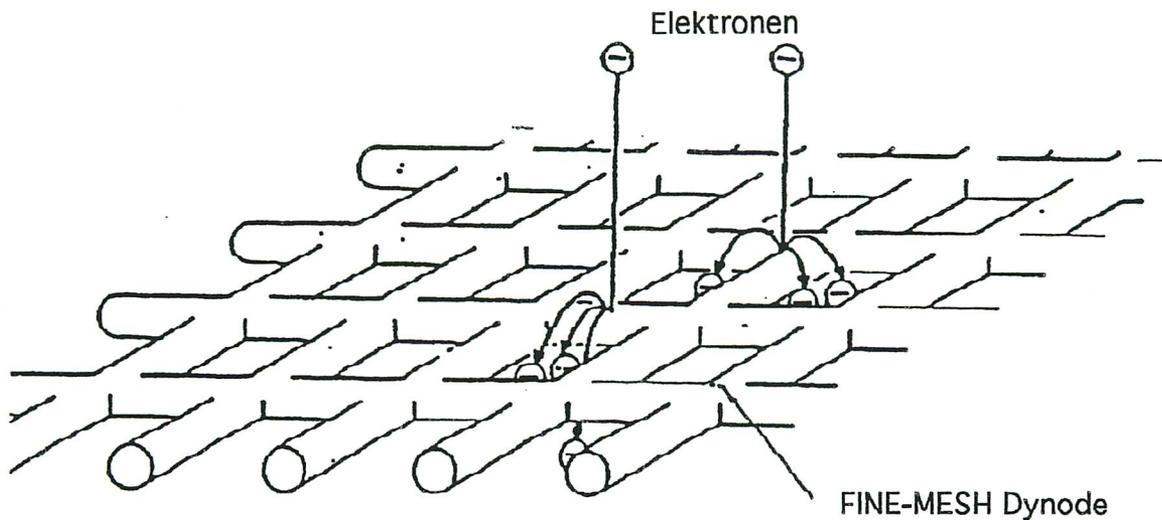


Fig. 11 Sekundärelektronenemission an einer FINE-MESH-Dynode [HAM 1993a]

Die Wahrscheinlichkeit, daß die durchkommenden Elektronen auf die nächste Dynode treffen, wird mit einer Schnittflächenfunktion berechnet, deren relevante Flächen die Fronten der Elektronenwolke und der Dynodenfläche sind.

Die Elektronenwolke wird wegen der unterschiedlichen Geschwindigkeitskomponenten der Sekundärelektronen senkrecht zum elektrischen Feld aufgeweitet. Die Winkelverteilung der emittierten Elektronen ist nach Formel (2.5) berechnet. Da Sekundärelektronen auf der Seite der Primärelektronen emittiert werden, laufen sie eine gewisse Zeit entgegen der Feldrichtung und kehren ihre Bewegungsrichtung um. Die Wechselwirkungen zwischen den Elektronen werden vernachlässigt.

2.3 Der Spannungsteiler

Die Potentialdifferenzen, die zwischen den Dynoden anliegen, sind gleich. Fig. 12 zeigt einen linearen Verlauf der Spannungsabfälle, die an den hier verwendeten Basen gemessen wurden.

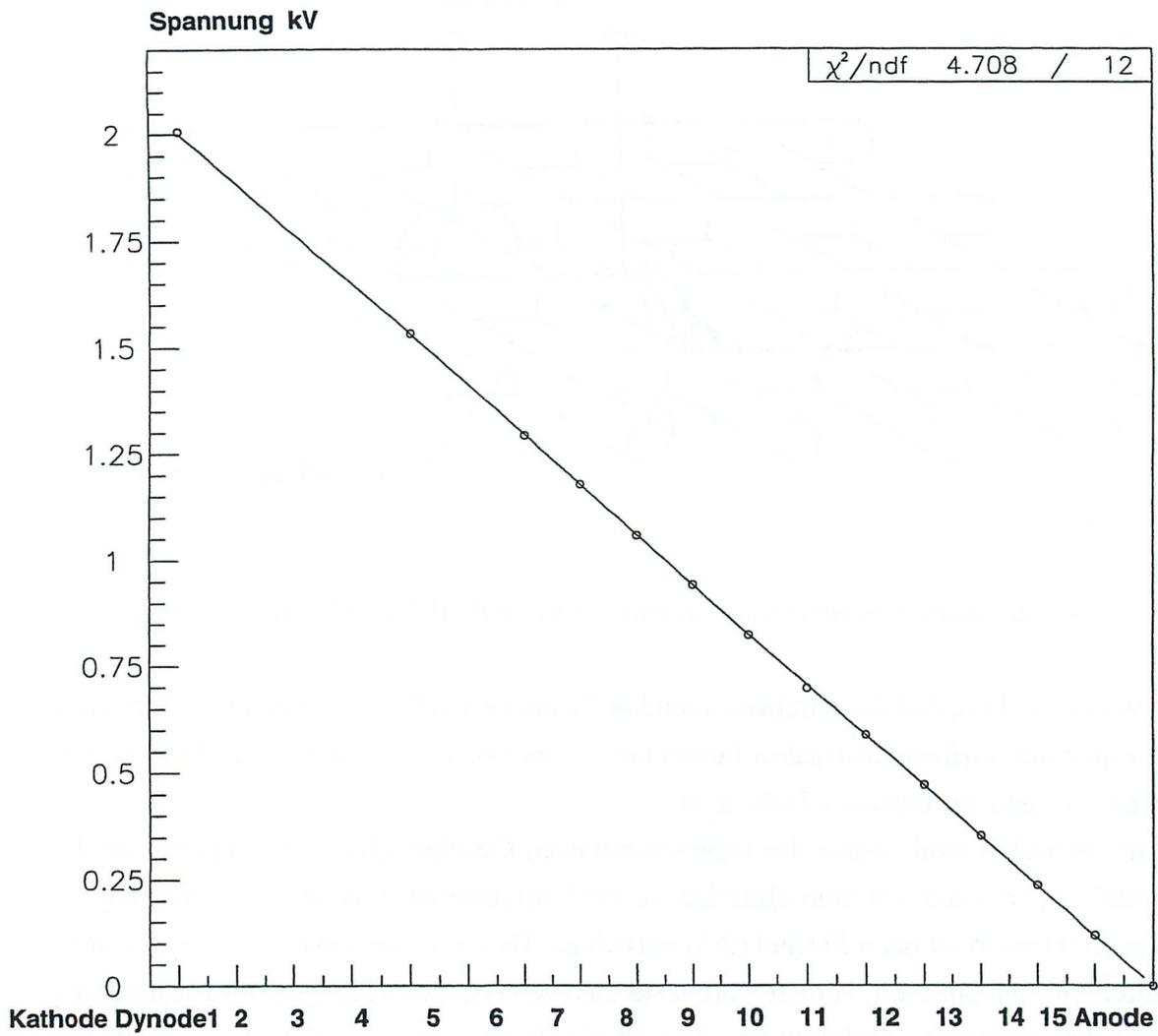


Fig. 12 Linearität des Photomultiplierspannungsteilers

Die Konfiguration des Spannungsteilers ist in Fig. 13 angegeben.

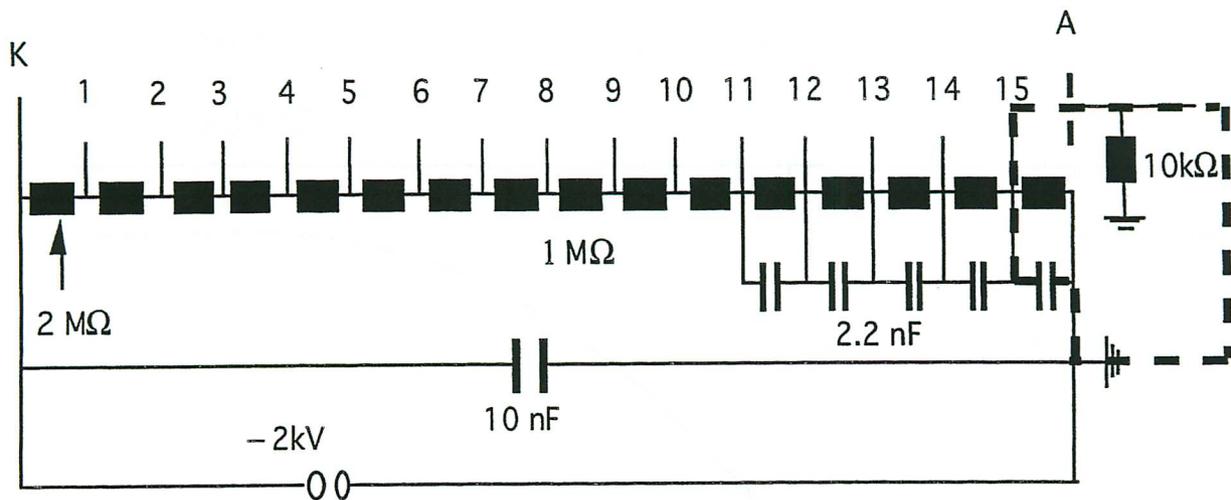


Fig. 13 Bestückung des Spannungsteilers

Der Toleranzbereich der Widerstände liegt nach Herstellerangaben bei 1% pro Jahr. Der große Kondensator dient zur Stabilisierung der Hochspannung an der Kathode gegen Ladungsverluste der Kathode und gegen Netzschwankungen.

Bei den Messungen in dieser Arbeit liegt an der Kathode eine Spannung negativer Polarität. Die Ladung an der geerdeten Anode kann dabei direkt abgegriffen werden und wird durch Schwankungen der Hochspannung nicht verfälscht. Der Einfluß der Elektronik auf das Photomultipliersignal wird minimiert, was bei Stabilitätsmessungen wichtig ist.

Bei Messungen mit Anode auf hohem negativen Potential müßte das Signal über einen Kondensator abgegriffen werden. Dieser Hochpaß würde die Pulsform verfälschen. Die hohe Spannungsdifferenz zwischen Kathode und unmittelbarer Umgebung erhöht die Feldemission an der Kathode und damit den Dunkelstrom und verschlechtert das Signal zu Rauschverhältnis. Die Kondensatoren zwischen den letzten Dynoden dienen dazu, die abgegebene Ladung zu ersetzen. Die Beweglichkeit der Elektronen in den Widerständen (bei dieser Base $R=17\text{ M}\Omega$) kann so gering sein, daß bei großen Ladungsverlusten der Dynoden diese kurzfristig nicht genügend Ladung besitzen, um das Signal stabil zu halten. Dem Kondensator an der letzten Dynode wird diejenige Ladung entnommen, die als Photomultipliersignal am ADC nachgewiesen wird. Der Stromkreis, der für die Ladungsmessung ausschlaggebend ist, ist in Fig. 13 mit unterbrochenen Strichen angedeutet.

Ein typisches Spannungssignal, das der Photomultiplier abgibt ist in Fig. 14 angedeutet.

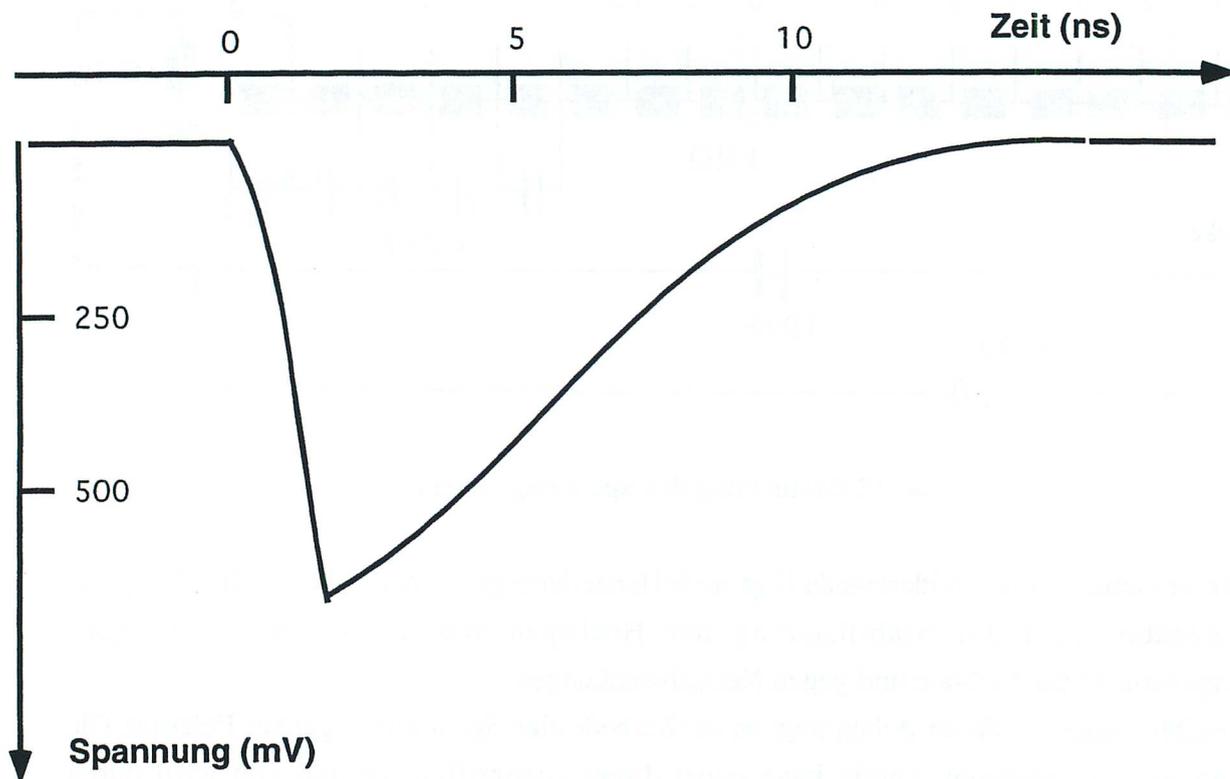


Fig. 14 typisches Signal eines FINE-MESH-Photomultipliers am Oszilloskop

Die führende Flanke hat eine Anstiegszeit von 2-5 ns. Sie kommt vorwiegend durch unterschiedliche Elektronenlaufzeiten zustande. Die Spannungsspitze liegt bei dieser Arbeit im Bereich einiger hundert Millivolt. Die abfallende Flanke hat eine Zeitkonstante von 10-20 ns und entsteht durch die Kondensatorwirkung der Anode und den daraus ergebenden Entladungscharakteristiken. Die Pulsbreite setzt sich aus der Breite des Lichtpulses und der Breite der Photomultiplierantwort zusammen. Bei Beleuchtung des Photomultipliers mit Licht aus einem Plastiksintillator⁶ wurde eine typische Pulsbreite von 5 ns gemessen. Der Szintillator hatte eine Zeitkonstante von 3.5 ns nach Herstellerangaben.

Die Ladung Q_c , die der Kondensator an der letzten Dynode abgeben kann, ist um eine Größenordnung höher als die bei einer Teilchenenergie von 30 GeV an dem neuen Kalorimeter erwarteten Ladung Q_{max} . Man erhält dabei

⁶NE 110

$$Q_{\max} = \frac{1 \text{ Photoelektron}}{1 \text{ MeV}} \cdot 30 \text{ GeV} \cdot e \cdot g \approx 50 \text{ pC} \quad (2.10)$$

$$Q_c = 2.2 \text{ nF} \cdot \frac{2000 \text{ V}}{17} \approx 250 \text{ nC}$$

Die Rechnung ist mit der maximalen Verstärkung von 10^7 , die für die Photomultiplier ohne Magnetfeld angegeben sind, durchgeführt. Die Kapazität, die die letzte Dynode gegenüber der Anode besitzt, wird als vernachlässigbar betrachtet.

Bei den Untersuchungen der Ratenabhängigkeiten der Photomultiplerverstärkung sind die am Detektor H1 auftretenden Raten berücksichtigt worden. Die am Speicherring HERA maximal auftretenden Raten haben ihren Ursprung aus Stoßereignissen des Protonstrahls mit dem Restgas und mit der Wand der Strahlröhre und betragen maximal 100 kHz [ROE 1994].

Die typische Aufladezeit des Kondensators, die sich aus

$$\tau = R \cdot C \quad (2.11)$$

errechnen läßt ($\tau \approx 40 \text{ ms}$ mit $R=17 \text{ M}\Omega$ und $C=2.2 \text{ nF}$) ist zwar größer, aber der erwartete maximale Strom an der Dynode ist mit $1 \mu\text{A}$ um drei Größenordnungen kleiner als der gemessene Querstrom, der durch die Widerstände fließt und die Kondensatoren auflädt.

Damit wird garantiert, daß dem Photomultiplier genügend Ladung zur Verfügung gestellt wird. Messungen mit einer Basenkonfiguration, bei der höhere Querströme möglich sind, zeigten ein verbreitertes Pulshöhenspektrum [JAN 1993].

Die Anode wird mit einem Widerstand geerdet, der die Signalbasis auf gleichbleibendem Potential hält. Fehlt dieser Widerstand, kann es dazu kommen, daß Ladung von der Anode auf einen an das Signalkabel angeschlossenen Kondensator aufgesammelt wird, und die Messung verfälscht wird. Dieser angeschlossene nicht geerdete Kondensator tritt bei der sogenannten kapazitiven Einkopplung in ein Meßgerät auf. Die kapazitive Einkopplung wird bei Wechselstrommessungen verwendet.

Bei Ladungsmessungen wie sie in dieser Arbeit gemacht worden sind, sollte der Meßeingang gleichstromgekoppelt sein. Das Signalkabel muß direkt auf den mit 50Ω abgeschlossenen Eingang geführt werden, damit während der Zeit, in der der ADC keine Ladung integriert, nicht zusätzliche Ladungen auf den Eingangskondensator geführt werden.

2.4 Stabilität von Photomultipliern

Variationen der Verstärkung von Photomultipliern können durch die Änderungen an den Dynoden oder durch Änderungen an der Kathode hervorgerufen werden. Allein eine Änderung der Hochspannung um zum Beispiel 1 % kann bei einem 15-stufigen Photomultiplier eine Änderung der Verstärkung um 15 % zur Folge haben. Differenziert man die Formel (2.7) nach der Spannung erhält man :

$$\frac{dg}{g} = n \cdot \frac{dU_D}{U_D} \quad (2.12)$$

n ist die Anzahl der Dynoden im Photomultiplier.

Fig. 15 zeigt das Anwachsen des Photomultipliersignals bei gleicher Beleuchtungsintensität als Funktion der Hochspannung für den hier verwendeten FINE-MESH-Photomultiplier.

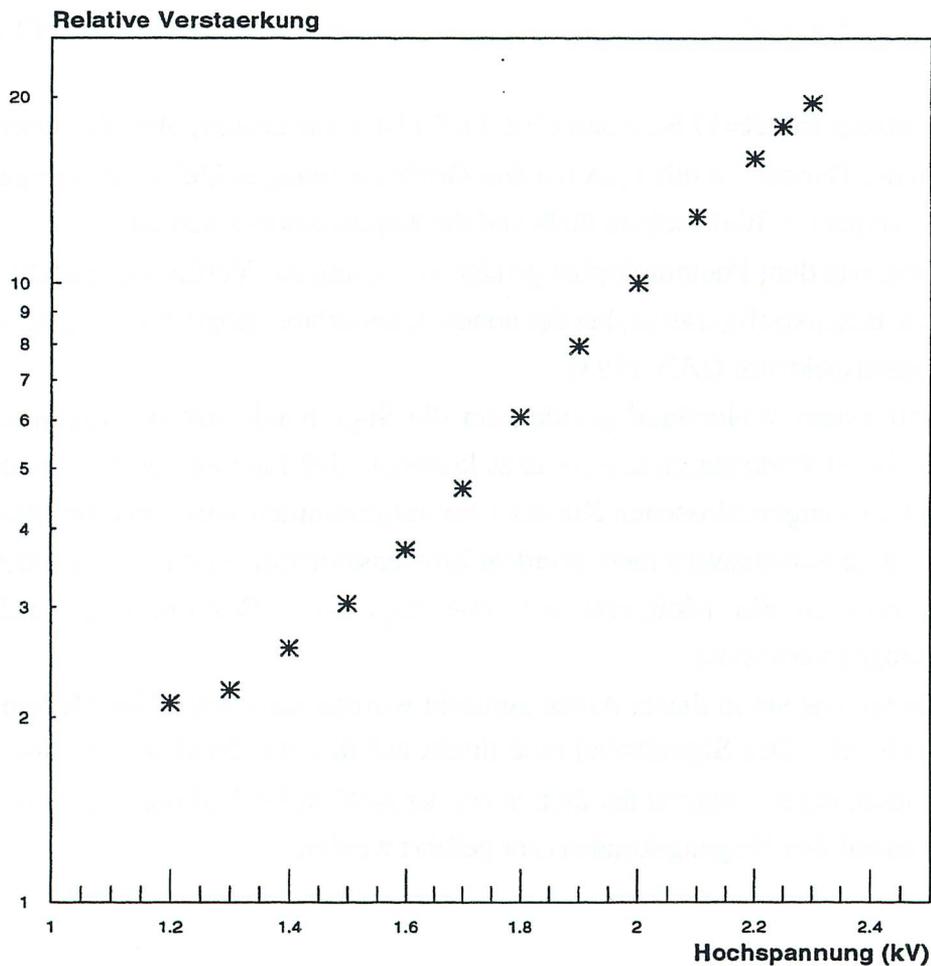


Fig. 15 Anwachsen der Verstärkung von FINE-MESH-Photomultipliern mit der angelegten Hochspannung

Man sieht, daß die Verstärkung erst ab einer Hochspannung von 1800 V der Beziehung (2.12) gehorcht. Damit ist eine untere Grenze für den Betrieb der Photomultiplier gegeben.

Die Anzahl der Ladungsträger in Metallen und Halbleitern ist über die Fermiverteilung der Elektronen temperaturabhängig. Sie nimmt mit steigender Temperatur zu. Temperaturänderungen haben über die mittlere freie Weglänge von Elektronen in Materie Einfluß auf die Quanteneffizienz beziehungsweise auf die Sekundärelektronenausbeute, da bei weniger Stößen die Energie der Elektronen eher ausreicht, die Coulombbarriere des Festkörperrumpfes zu überwinden.

Mit anomalen Verstärkungsänderungen werden diejenigen Änderungen bezeichnet, deren Ursachen nicht in offensichtlicher Weise die Konvertierung in Elektronen und deren Vervielfältigung beeinflussen. Schonkeren [SCH 1970] geht davon aus, daß diese Art von Instabilitäten hauptsächlich im Dynodensystem oder im Raum zwischen den Dynoden zu suchen sind.

2.4.1 Normale Einflüsse auf die Sensitivität des Photomultipliers

Die hier gezeigten Daten beziehen sich auf Messungen, die an FINE-MESH-Photomultipliern und anderen Röhren von verschiedenen Autoren durchgeführt worden sind.

Fig. 16 zeigt den Einfluß von Schwankungen in der Linearität des Spannungsteilers. Dabei wurde bei fester Hochspannung einzig das Potential der vierten Dynode eines zehnstufigen Photomultipliers verändert, indem diese Dynode über einen Schiebewiderstand mit dem Spannungsteiler verbunden war. Der Gesamtwiderstand des Spannungsteilers war konstant, ebenso der Widerstand zwischen den beiden benachbarten Dynoden.

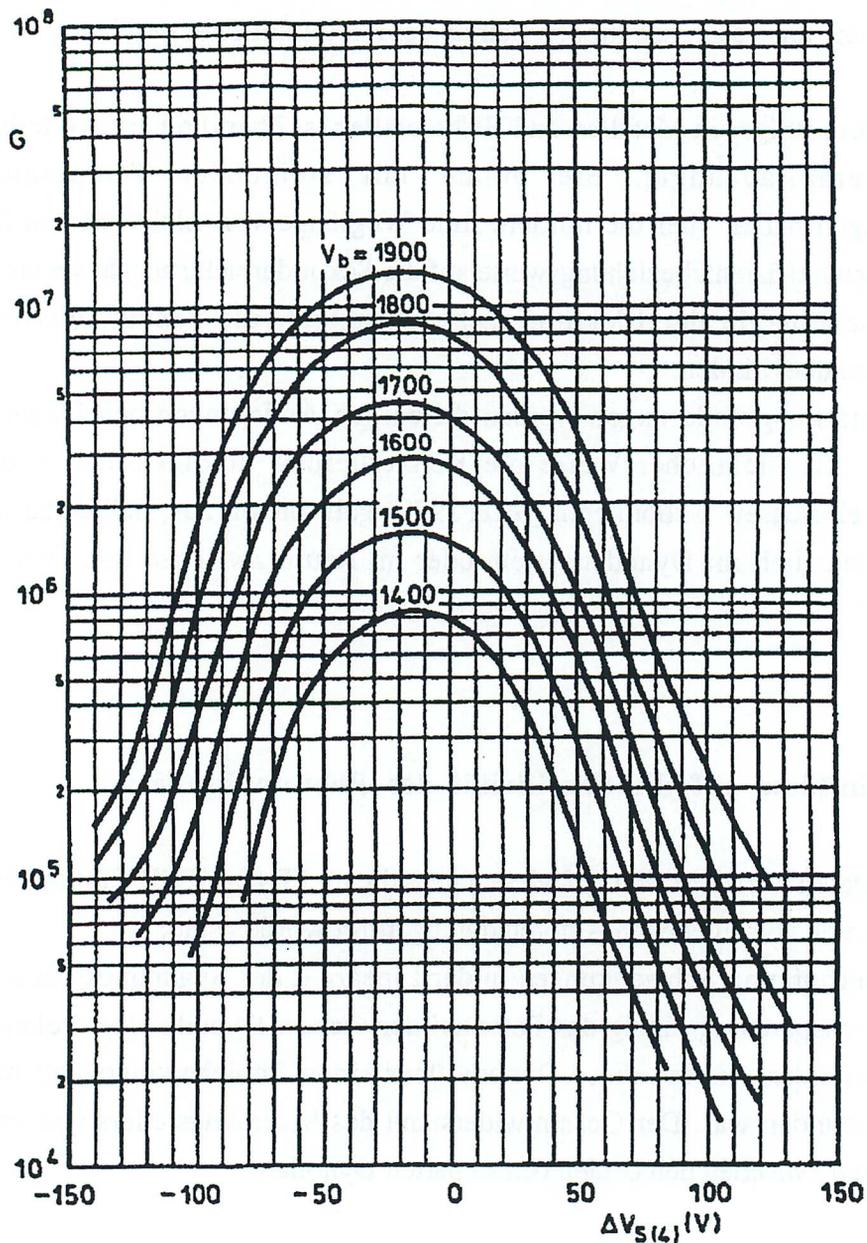


Fig. 16 Verstärkungsverlust bei Nichtlinearität des Spannungsteilers [SCH 1970]

Daß die Sensitivität der Kathode durch Beleuchtung eines Photomultipliers ohne angelegte Hochspannung beeinträchtigt werden kann, ist nachgewiesen. Fig. 17 zeigt den Einfluß, den starke Beleuchtung auf den Dunkelstrom hat. Hier wurde die Kathode eines Photomultipliers stark beleuchtet. Danach wurde die Hochspannung angelegt und der Dunkelstrom gemessen. Die Strahlungsintensitäten lagen im Bereich μW .

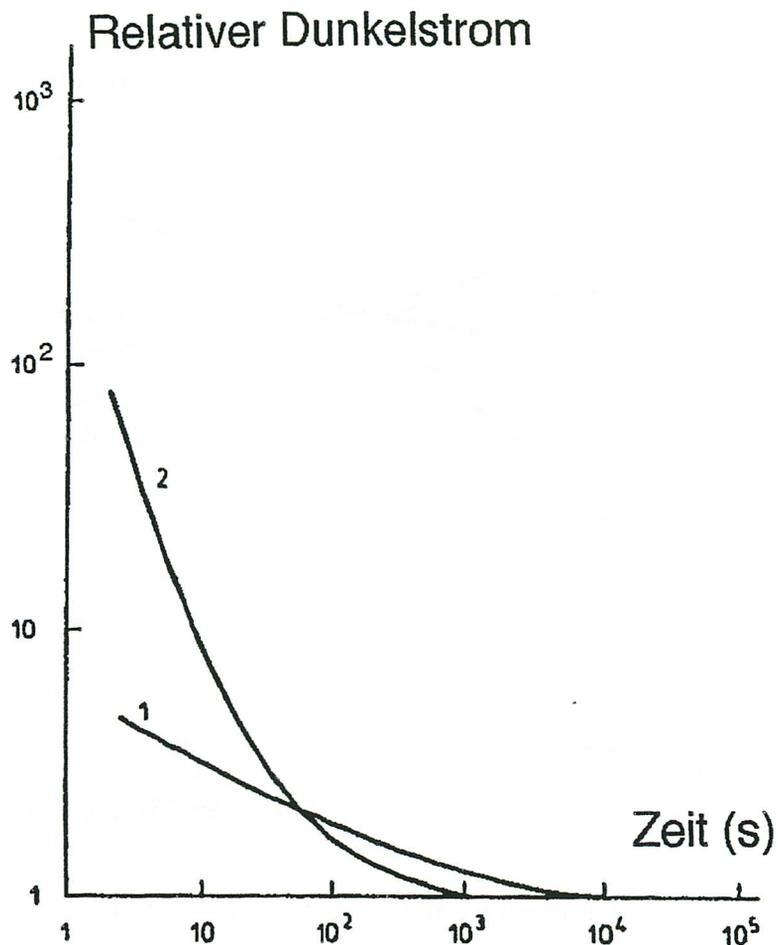


Fig. 17 Einfluß vom starker Beleuchtung auf den Dunkelstrom [SCH 1970]

Die typischen Erholungszeiten liegen dabei im Bereich von einigen Minuten. Bei beiden Kurven war die Strahlungsmenge, die der Photomultiplier erhalten hat, dieselbe, bei Kurve 2 war die Strahlungsintensität höher.

Die Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz einer Halbleiterkathode ist abhängig von der verwendeten Wellenlänge des eingestrahlt Lichts. Fig. 18 zeigt den qualitativen Verlauf der Verstärkung als Funktion der Temperatur für verschiedene Wellenlängen sichtbaren Lichts.

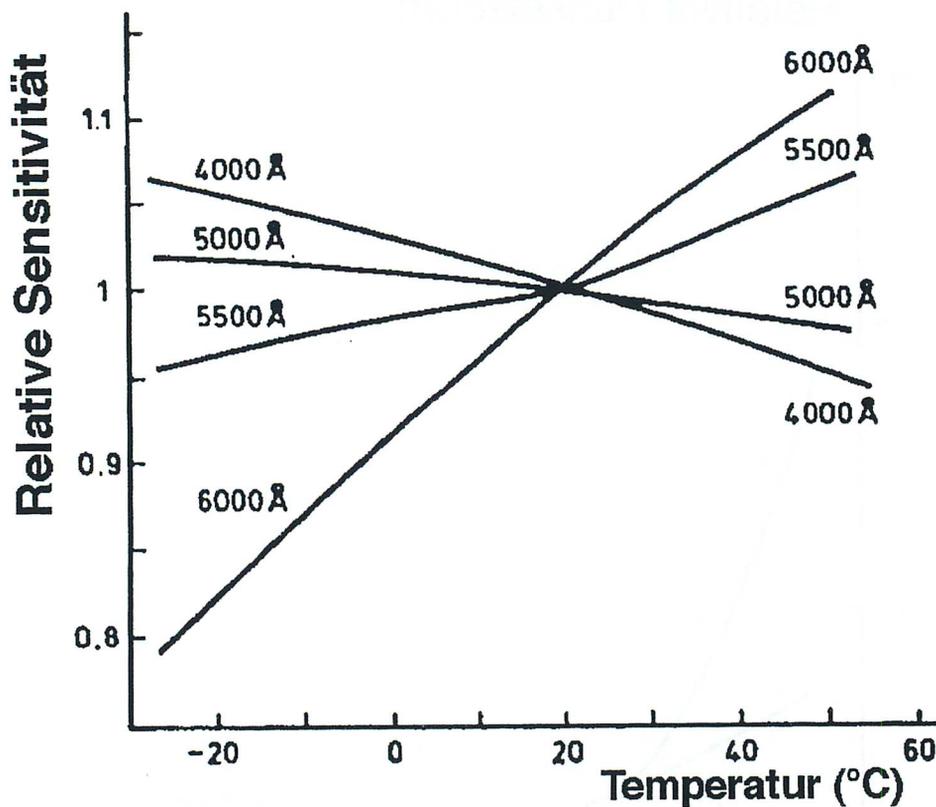


Fig. 18 Einfluß der Temperatur auf die Verstärkung [SCH 1970]

Bei Messungen an den in dieser Arbeit verwendeten Photomultipliern wurde ein Absinken der Verstärkung mit wachsender Temperatur bemerkt [BIP 1994]. Die Veränderungen sind mit 0,5%/K so stark, daß bei großen Temperaturgradienten am Ort des Photomultipliers die Temperatur einen wichtigen Einfluß auf die Signalausbeute hat. Fig. 19 zeigt die Schwankung der Verstärkung mit der Temperatur. Bei den in dieser Arbeit gemachten Messungen wurde der Einfluß der Temperatur vernachlässigt. Im Rahmen der Meßgenauigkeiten wurden keine Verstärkungsschwankungen registriert, die mit Tag-und-Nachtschwankungen der Temperatur korreliert werden konnten.

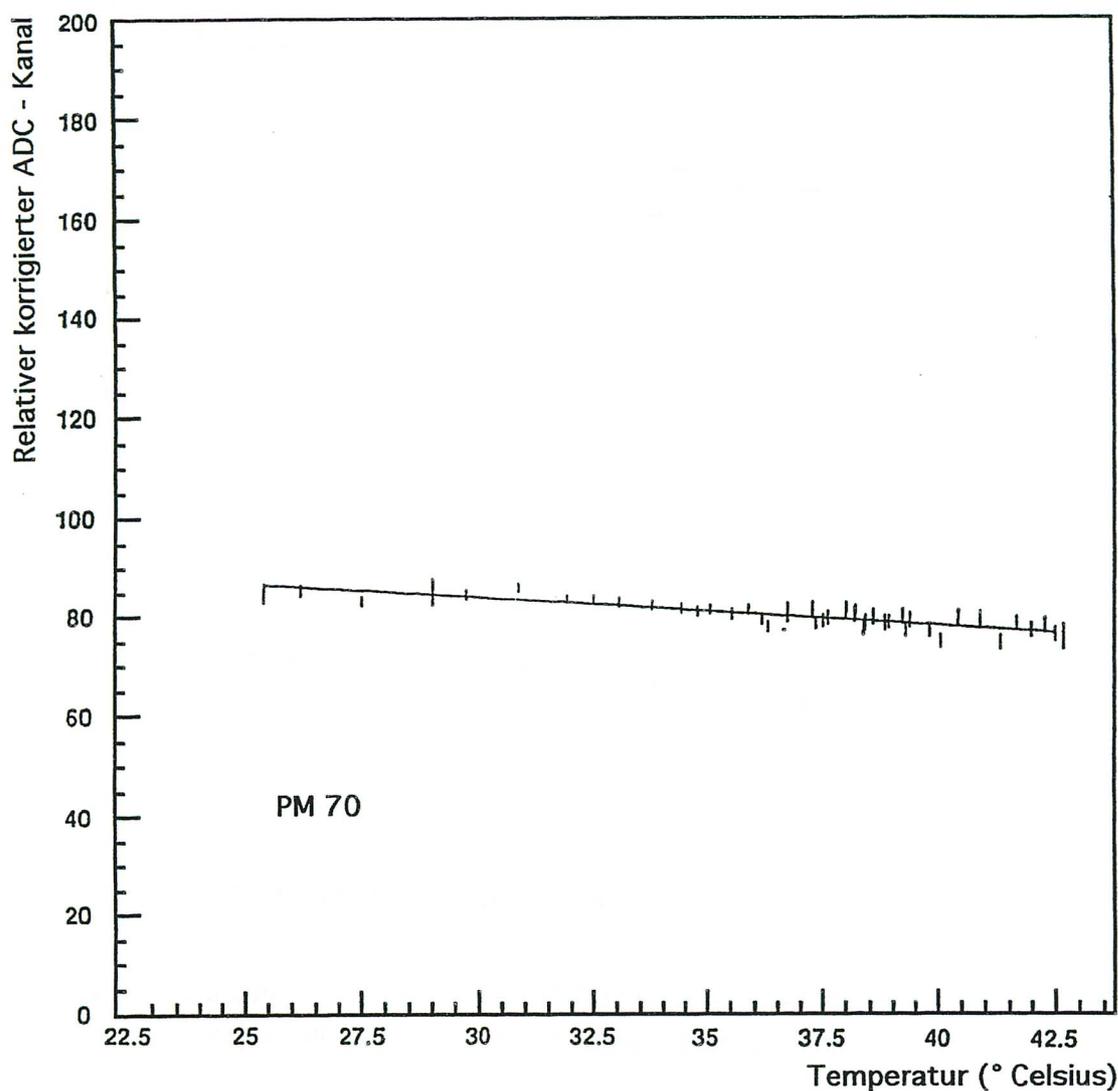


Fig. 19 Verstärkung von FINE-MESH-Photomultipliern in Abhängigkeit der Temperatur
[BIP 1994]

Die Messung der Stabilität an FINE-MESH-Photomultipliern wurde für hohe Anodenströme von der Firma Hamamatsu an Röhren durchgeführt, die einen im Vergleich zu den hier untersuchten Photomultipliern größeren Kathodendurchmesser hatten. Fig. 20 zeigt das zeitliche Verhalten der Ausgangsströme bei konstanter Beleuchtung mit einer Wolframlampe. Die Anodenstrombelastung betrug in der Größenordnung $1 \mu\text{A}$.

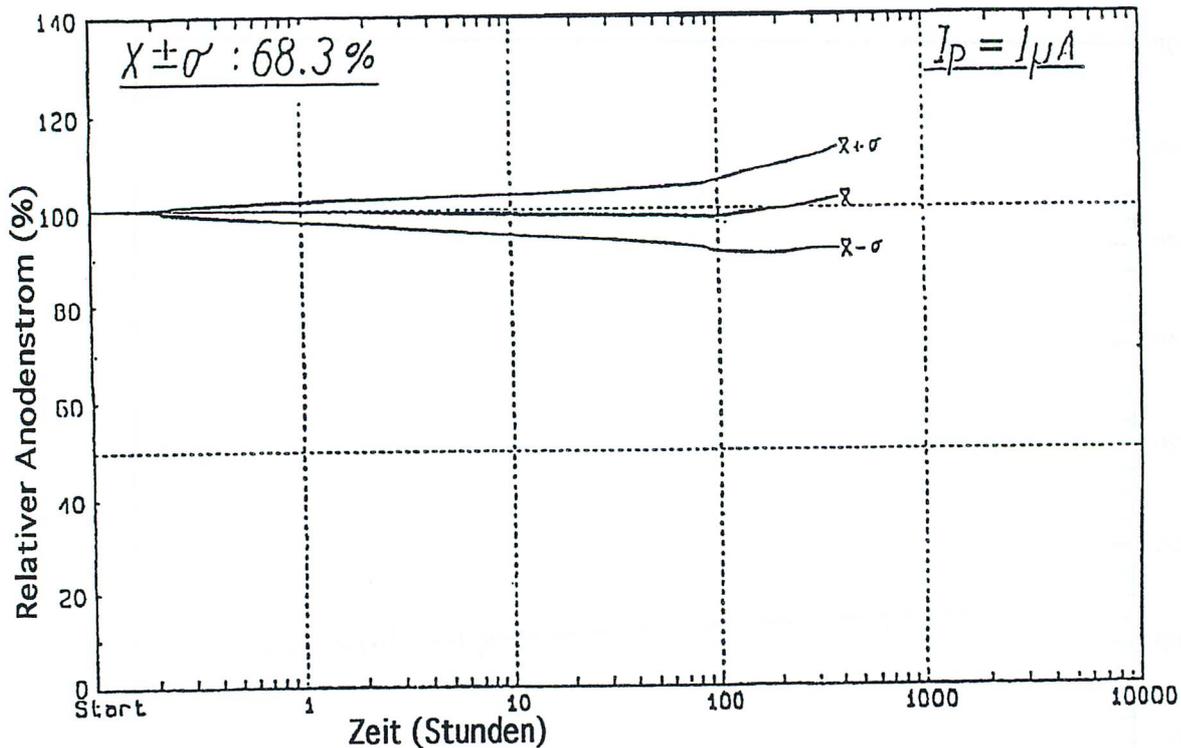


Fig. 20 Stabilität von FINE-MESH-Photomultipliern [HAM 1992]

Es wurden mehrere Photomultiplier gemessen. Innerhalb des durch die obere und untere Kurve definierten Bandes liegen bei Annahme normalverteilter Werte 68 % aller Photomultiplier.

2.4.2 Anomale Verstärkungsänderungen

Anomale Verstärkungsänderungen an Photomultipliern sind immer wieder festgestellt worden: M. Yamashita [YAM 1977] berichtet von Hystereseeffekten in der Ratenabhängigkeit der Verstärkung von Photomultipliern. Gemessen wurde das Spannungsmaximum des Photomultipliers in Abhängigkeit von der Zeit als Antwort auf eine mit verschiedenen Frequenzen gepulste grüne Leuchtdiode mit 500 ns Pulsdauer. Der Photomultiplier vom Typ R580 (Hamamatsu TV Co. Ltd.) hatte zehn Dynoden mit linearer fokussierender Dynodenkonfiguration und eine Kathode, deren Zusammensetzung und spektraler Sensitivität der in dieser Arbeit verwendeten Röhren entspricht [HAM 1993]. Fig. 21 zeigt die Pulshöhe des Signals als Funktion der benutzten Rate.

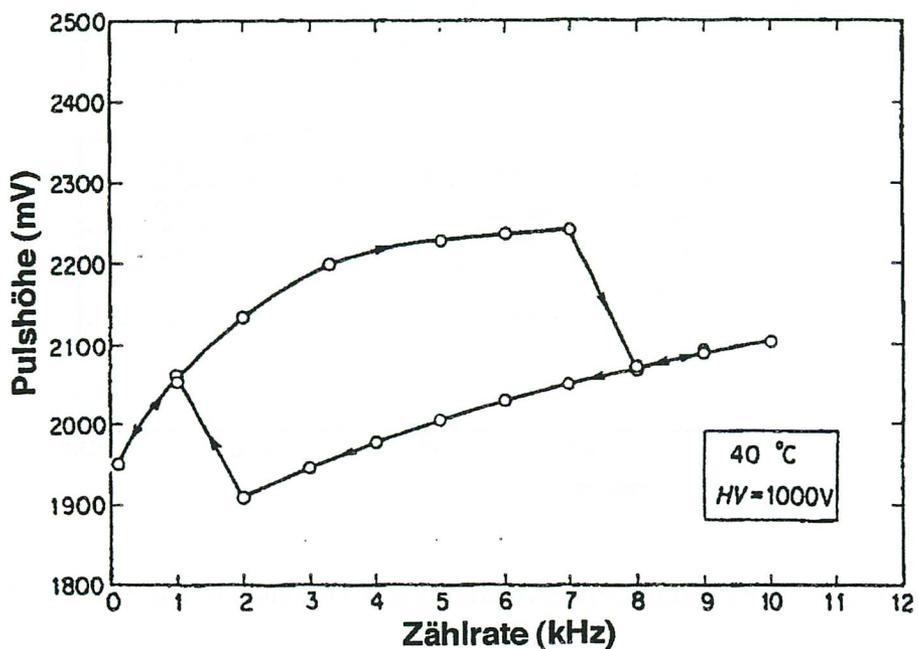
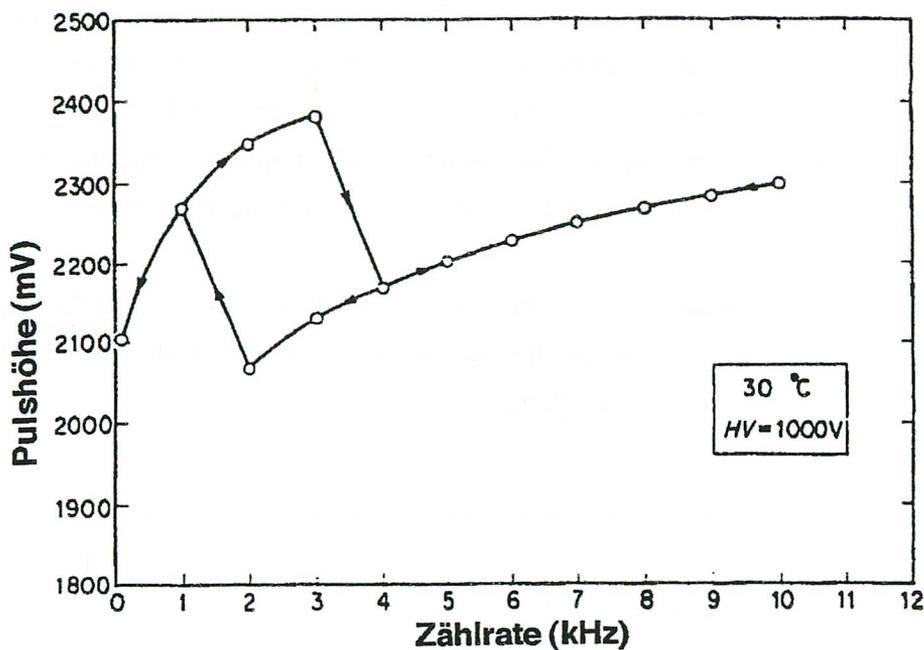


Fig. 21 Anomale Verstärkungsänderngen an Photomultipliern [YAM 1977]

Die Verstärkungsänderungen betragen bis zu 13 % bei einer auch für diesen Photomultiplier recht niedrigen Hochspannung von 1000 V. Man bemerkt, daß wenn man den oberen Ast der Kurve durchläuft, die Verstärkung mit höheren Raten ansteigt, während sie bei Durchfahren des unteren Astes sinkt. Für manche Frequenzen gibt es damit zwei stabile Niveaus der Verstärkung. Die ansteigende Verstärkung läßt den Schluß zu, daß die Basen so konfiguriert

sind, daß genügend Ladung zur Verfügung gestellt wird, und die Effekte keine Erschöpfung beim Bereitstellen der Ladung darstellen. Die Effekte sind für denselben Typ von Photomultiplier zu Photomultiplier unterschiedlich. Von vier baugleichen Typen zeigen zwei Photomultiplier größere Abweichungen, während zwei Röhren späterer Produktion kaum Instabilitäten zeigen. Yamashita betont die Reproduzierbarkeit und die Stabilität in der Größenordnung der Effekte. Bei veränderten Temperaturen zeigen die Hystereseflächen ein verändertes Aussehen.

Den zeitlichen Verlauf der Verstärkung für verschiedene Beleuchtungsdauern zeigt die Fig. 22. Am Anstiegspunkt der Kurven wurde jeweils die Beleuchtungsrate von 1 kHz auf 9 kHz erhöht und nach der Zeit T die Rate auf den Ausgangswert erniedrigt.

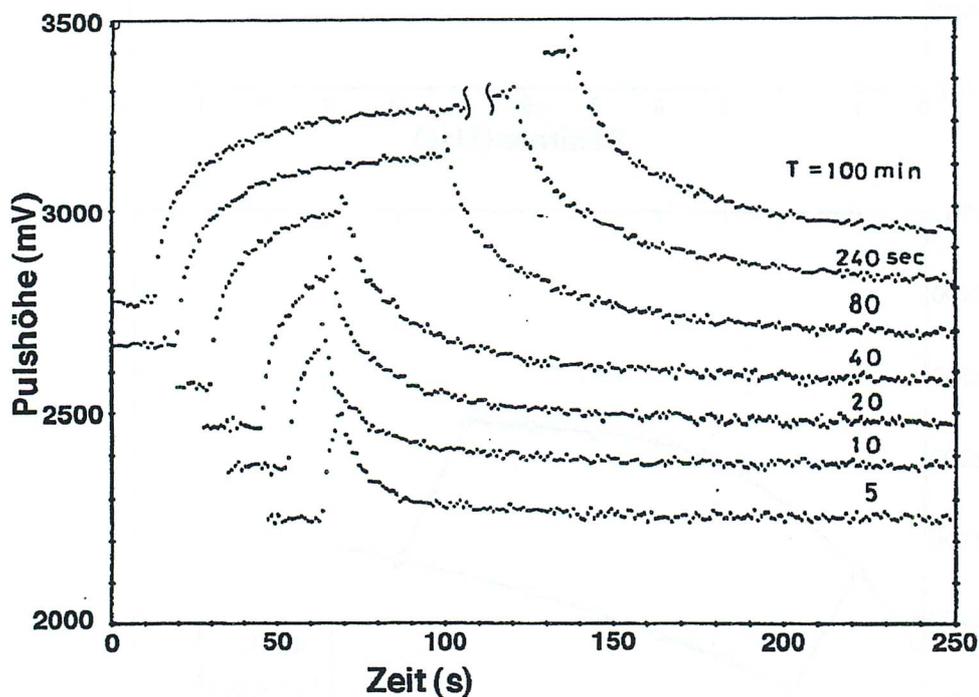


Fig. 22 Zeitlicher Verlauf der Photomultiplerverstärkung bei Ratenänderung [YAM 1980]

Aufgetragen ist der zeitliche Verlauf des Spannungsmaximums mit der Beleuchtungsdauer als variabler Parameter.

Hier stieg die Verstärkung der Photomultiplier bei hohen Raten an. Am Ende der starken Belastung erreichte die Verstärkung nach einer Erholungsphase einen etwas vom Ausgangswert verschiedenen Wert. Die Photomultiplier waren vom gleichen Typ für die Messungen in Fig. 21 und Fig. 22. Der Meßaufbau war derselbe.

Über Zählratenabhängigkeiten berichtet auch W. Michaelis [MIC 1963]. Hier wurde ein Gammapräparat vor einen Szintillator aus NaJ gehalten, dessen Licht der Photomultiplier sah. Die Zählrate wurde bei angenommener Isotropie der Gammaemission über den Abstand zum Szintillator variiert. Es wurden Präparate mit verschiedener Quellstärke verwendet.

Fig. 23 zeigt die zeitliche Änderung der Verstärkung eines 14-stufigen Photomultipliers (RCA6810) bei einer Änderung der Zählrate.

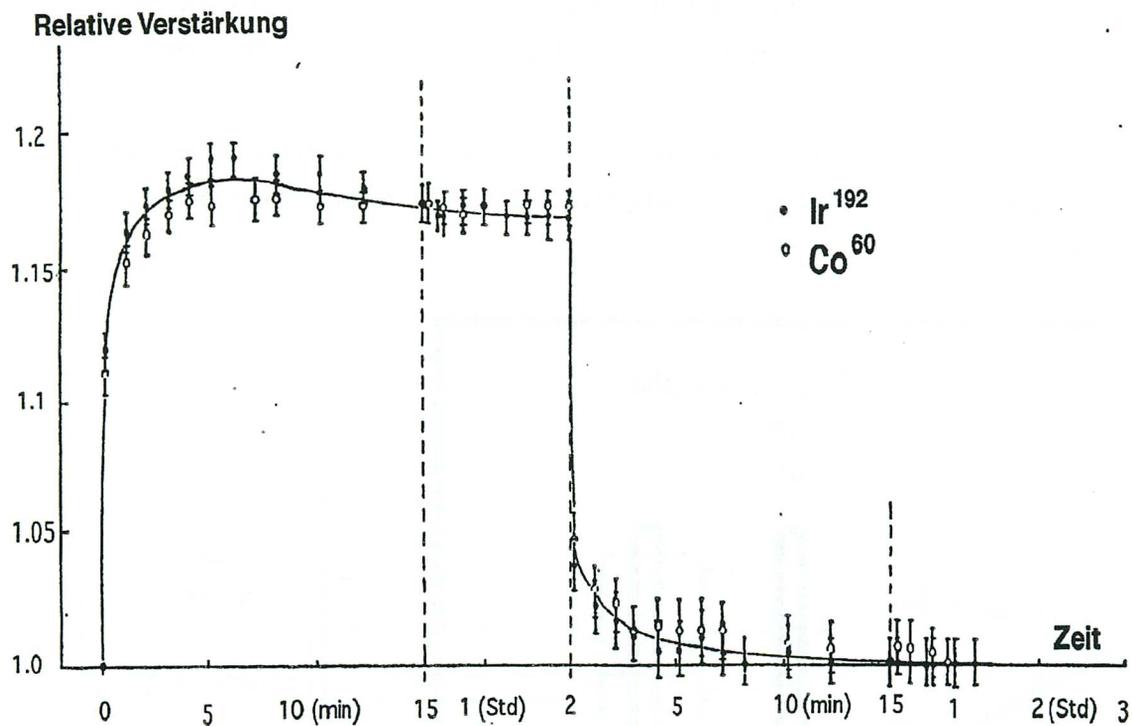


Fig. 23 Verstärkungsänderungen im Vergleich für verschieden starke Belastungen der Kathode [MIC 1963]

Zur Zeit $t=0$ wird die Zählrate auf 16 kHz heraufgesetzt und nach zwei Stunden auf 500 Hz herab. Die Hochspannung wurde so verändert, daß am Photomultipliausgang die gleichen Ströme auftraten. Die Kurve mit der Co^{60} -Quelle unterscheidet sich durch die höhere Gammaenergie und damit durch eine höhere Belastung der Photokathode insbesondere bei hoher Zählrate von der Kurve mit einer Ir^{192} -Quelle. Der annähernd gleiche Verlauf der Kurven deutet auf darauf hin, daß das Dynodensystem den größten Beitrag zur Instabilität des Photomultipliers liefert.

3. Meßaufbau

3.1 Mechanischer Aufbau

Für die gesamten Messungen wird der in Fig. 24 dargestellte Meßaufbau verwendet. Photomultiplier müssen auf Grund der hohen Lichtempfindlichkeit ihrer Kathode gegen große Lichtintensitäten geschützt werden. Für die Untersuchungen wird dazu eine mit schwarzem Filz ausgeschlagene Holzkiste benutzt, in der sich die Photomultiplier samt Halterungen und Beleuchtungsrichtungen befinden.

Äußeres Licht wird dadurch ausgeschlossen und störendes Streulicht wird absorbiert. Die mit diesem Aufbau gemessenen Dunkelströme entsprachen den Herstellerangaben. Sie liegen im Bereich von 0.1 nA bis 5 nA.

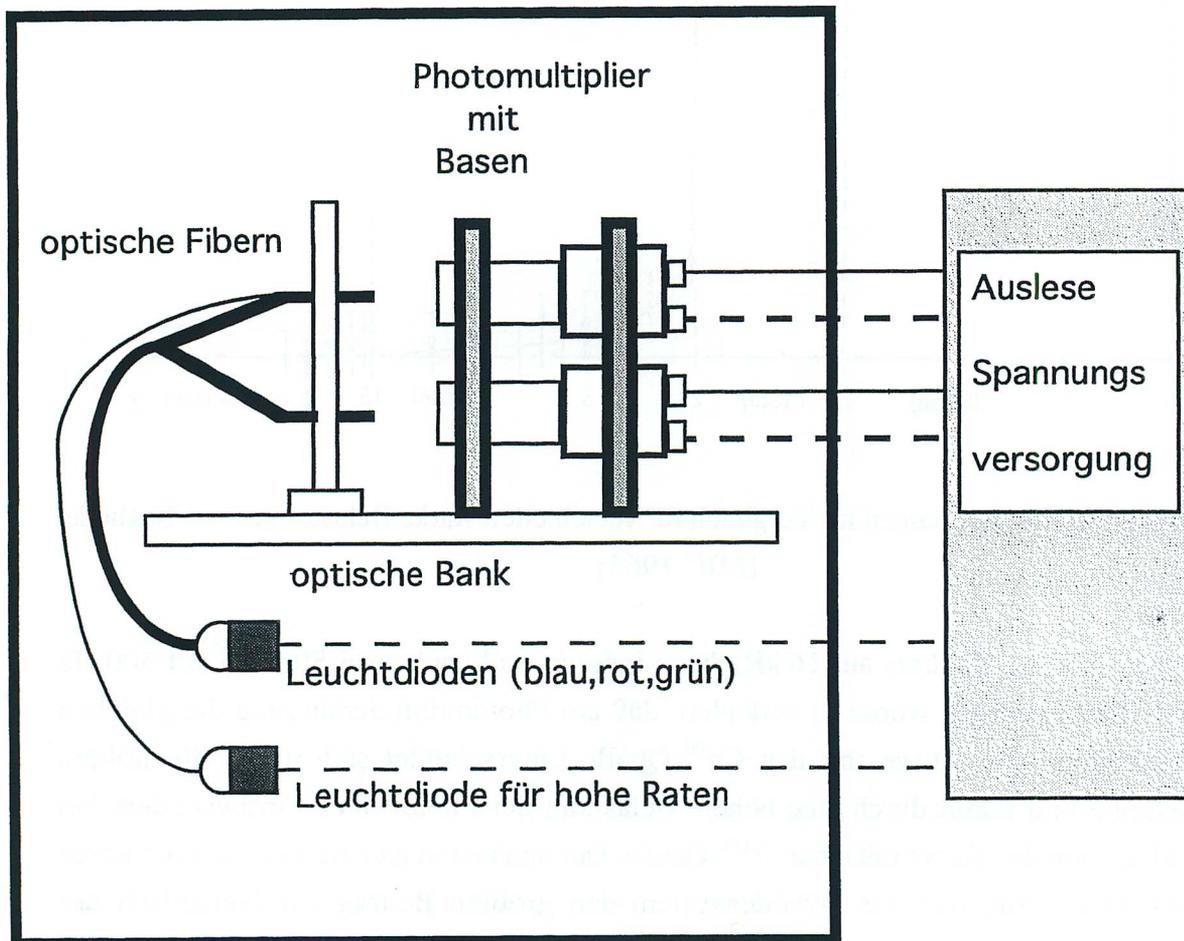


Fig. 24 Mechanischer Aufbau

Die Hochspannungsversorgung sowie Steuer- und Signalkabel werden in lichtdichten Durchführungen an Photomultiplier und Leuchtdioden herangeführt. Um die Pulsform nicht zu verfälschen, werden BNC-Signalkabel⁷ verwendet. Zur Vermeidung von störenden Einflüssen werden möglichst wenig Kabelübergänge eingebaut.

Zwei Photomultiplier werden mitsamt den zugehörigen Basen auf eine optische Bank montiert und diese in der Kiste angebracht. Dabei dient einer der beiden Photomultiplier, der in Vorversuchen zeitlich stabile Ausgangssignale abgegeben hatte, als Referenzsystem.

Die Halterung für die Photomultiplier ist mechanisch stabil.

Eine extern angesteuerte Leuchtdiode gibt Licht ab, das über Plastikfibern auf die Photokathoden geführt wird. Um eine gute Lichtausbeute zu erzielen, wird der Kopf der LED aufgebohrt und die optischen Fibern direkt vor dem Spiegel der LED festgeklebt. Ein schwarzer Schrumpfschlauch soll seitliches Austreten von Licht verhindern. Es werden zwei Fibern an einer Leuchtdiode festgeklebt, deren Enden je einen Photomultiplier beleuchten.

Zwischen dem Fiberenden und dem Glasfenster des Photomultipliers befindet sich ein Luftspalt. Die Halterungen für die Fibern sind fest auf der optischen Bank montiert, so daß die mechanische Anordnung bis auf thermische Ausdehnungen stabil ist.

Für die Untersuchung der Sensitivität bei Beleuchtung mit unterschiedlichen Wellenlängen wird das Licht von drei Leuchtdioden verschiedener Farben über einzelne Fibern auf jeweils einen Photomultiplier gebracht. Der Photomultiplier wird so in den aus der Fiber austretenden Lichtkegel positioniert, daß die Kathode möglichst homogen ausgeleuchtet wird und kein Photomultiplier Licht der jeweils anderen Fiber sieht.

Für die Messungen mit hohen Raten wird eine zusätzliche Leuchtdiode angesteuert, deren Licht über Fibern desselben Materials und des gleichen Durchmessers auf nur einen Photomultiplier geführt wird.

⁷RG 58 C/U

3.2 Elektronik

3.2.1 Aufbau der Meßelektronik

Eine gepulste Leuchtdiode beleuchtet zwei Photomultiplier, deren Ausgangssignale über längere Zeiten von einigen Stunden bis Tagen gemessen werden. Bei Messungen mit starken Belastungen der Photomultiplier wird eine zweite Leuchtdiode, die einen Photomultiplier beleuchtet, von einem unabhängigen Pulsgenerator gepulst.

Die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier geschieht über ein externes Hochspannungsnetzgerät. Typische Hochspannungen zwischen Kathode und Anode liegen im Bereich 1800-2300 V. Die meisten Messungen mit Ausnahme der Hochspannungsabhängigkeiten werden bei einer Spannung von 2000 V vorgenommen. Das Gerät besitzt eine digitale Hochspannungsanzeige, die während der gesamten Meßperiode die programmierte Spannung mit einer maximalen Abweichung von 0.5 V anzeigt.

Die Signale der Photomultiplier werden auf einen Analog-Digital-Converter (ADC)⁸ geführt, der elektrische Ladung integriert und diese anschließend digitalisiert. Die Linearität des ADC wurde geprüft, indem Rechteckpulse verschiedener Amplitude auf den Eingang des ADC gegeben wurde. Der ADC befindet sich in einem CAMAC-Crate, das die Möglichkeit bietet, mehrere elektronische Module gleichzeitig anzusteuern.

Ein Pulsgenerator steuert über einen Rechteckspannungspuls mit genormter positiver Amplitude⁹ einen elektronischen Pulser an, der die Leuchtdiode zu einem ca. 100 ns breiten Lichtpuls anregt. Das Licht trifft auf beide Photomultiplier, deren Anodenausgangssignale auf den ADC gegeben werden.

Die Integrationszeit ("Gate") des ADC wird durch den Pulsgenerator bestimmt, der auch die Leuchtdiode ansteuert. Der ADC soll nur während des gepulsten Lichtsignals Ladung integrieren. Das Gate-Signal des ADC wird verzögert, um Laufzeiten der Pulseransteuerung zu kompensieren. Der verwendete ADC hat einen Messbereich von 250 pC. Die Auflösung beträgt 0,25 pC/Kanal. Dies entspricht einer Datenmenge von 10 Bit.

Der Inhalt des ADC wird über einen CAMAC-Controller in Form von standardisierten elektrischen Pulsen auf einen Computer¹⁰ übertragen. Ein Ausleseprogramm¹¹ startet und überwacht die Datennahme. Es liest ADC-Eingangskanal, ADC-Inhalt, die Meßzeit und weitere Informationen für einen Meßdurchgang und speichert diese (siehe Kapitel 3.2.3).

⁸ADC-Modell 2249A von LeCroy

⁹TTL-Spannungspuls

¹⁰Macintosh IICI mit MICRON-Karte

¹¹MACintosh-DataAcquisitionprogram Version I.3.0/28.1.1993 von M.Landon

Die Meßdaten werden anschließend auf einen Arbeitsplatzrechner übertragen und dort analysiert (siehe Kapitel 3.3). Für die Messungen mit hohen Raten müssen die Photomultiplier von einer unabhängig gesteuerten Leuchtdiode beleuchtet werden. Diese Pulse können nicht getrennt ausgelesen werden, da der Computer Meßraten, die größer sind als 100 Hz sind, nicht verarbeiten kann (siehe Kapitel 3.2.3).

3.2.2 Trigger

In diesem Kapitel wird beschrieben, in welcher zeitliche Abfolge die einzelnen Elemente des Meßaufbaus geschaltet sind, damit die Daten eines einzigen Ereignisses aufgezeichnet werden können. Fig. 25 zeigt ein Blockschaltbild der Ausleselogik.

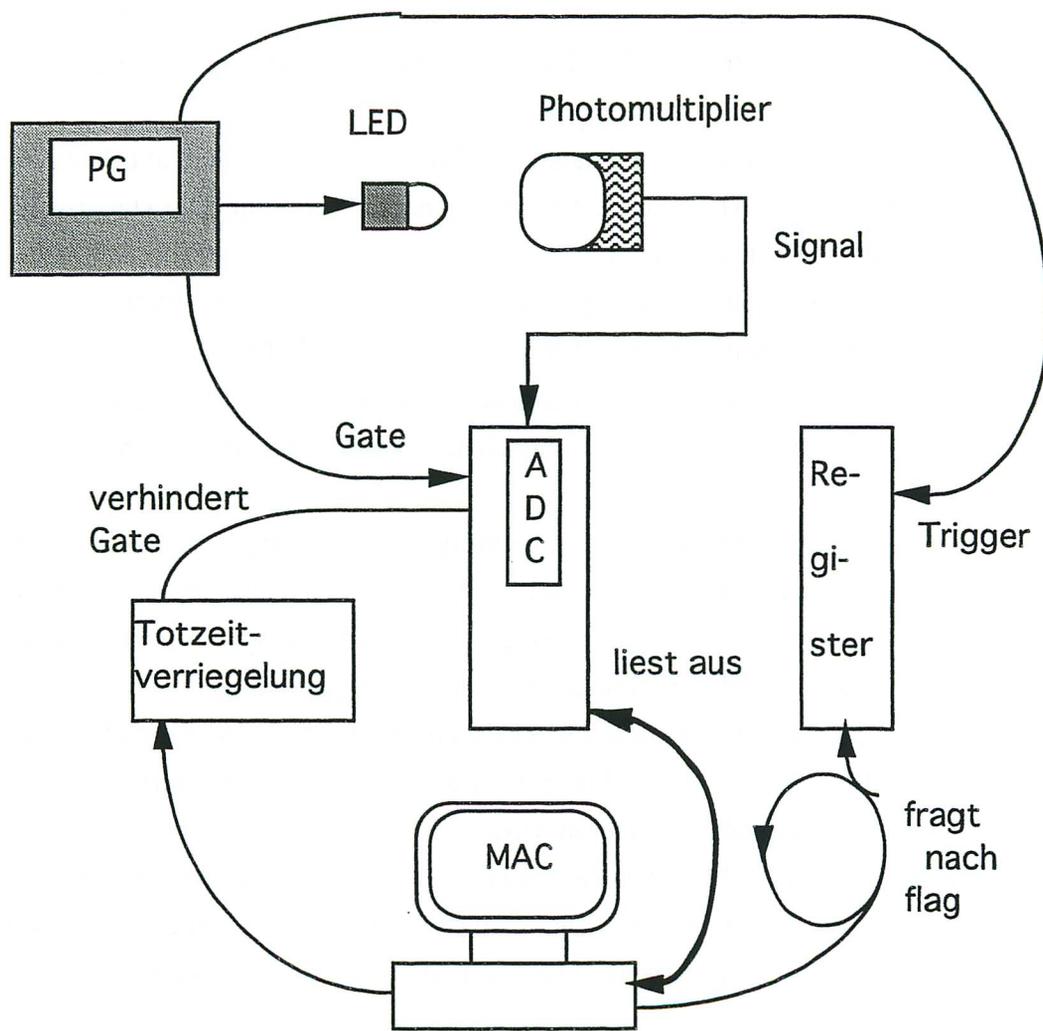


Fig. 25 Blockschaltbild

Das Auslösesignal ("Trigger"-Signal) für den gesamten Meßprozeß kommt von einem Pulsgenerator¹², welcher in dem Blockschaltbild links oben zu sehen ist. Dieser erzeugt fortlaufend NIM-Rechteckpulse¹³, welche sowohl die Leuchtdiode als auch den ADC ansteuern. Die Frequenz des Pulsgenerators entspricht der Triggerfrequenz für die Datennahme. Bei allen Messungen betrug die Frequenz 1 Hz. Dies entspricht bei Messungen mit einer Leuchtdiode auch der Beleuchtungsfrequenz der Photomultiplier. Bei Messungen mit drei Leuchtdioden verschiedener Farben beträgt die Beleuchtungsfrequenz 3 Hz.

Der Pulsgenerator erzeugt ein Anregungssignal für die Leuchtdiode und zur selben Zeit ein Signal, um den ADC zu sensitivieren (Gatesignal). Der Eingang des ADC bleibt 400 ns offen, um das Photomultipliersignal zu integrieren.

In dieser Zeit wird auch Ladung integriert, die nicht direkt von dem Photomultiplierpuls herührt. Der ADC integriert intern Ladung, um den Nullpunkt der Messung genauer darzustellen. Zusätzlich kann über den Signaleingang Ladung integriert werden, die nicht direkt zum Meßsignal gehört. Diese Ladung erhöht den Meßwert um einen konstanten Betrag ("Pedestal"). Die Pedestalschwankungen durch thermisches Rauschen verbreitern das Pulsspektrum des Photomultipliers.

Um die Gatezeit zeitlich konstant zu halten und damit die Pedestalschwankungen zu minimieren wird das Gatesignal mit einem Pulsformer ("cable timed shaper") erzeugt. Die statistischen Schwankungen auf die Gatezeit betragen ± 4 ns.

Damit die integrierte Ladung in elektrisch digitalisierte Pulse umgewandelt werden kann, benötigt der ADC eine Konvertierungszeit von 100 μ s. Nach dieser Zeit wird dem Computer über das Bitmuster eines Zählregisters¹⁴ ("flag") angezeigt, mit der Auslese zu beginnen. Der entsprechende Startpuls wird über eine Verzögerungsschaltung dann generiert, wenn der ADC nicht mehr sensitiv ist.

Die Totzeit auf Grund der endlichen Auslesegeschwindigkeit des Computers, in der keine neuen Signale verarbeitet werden können, beträgt im Mittel 50 ms. Das Ende des ADC-Öffnungssignals setzt die Totzeitverriegelung in Gang. Diese wird von dem Ausgangssignal, das der Computer am Ende jeder Ausleseroutine sendet, wieder freigesetzt.

Die Totzeitverriegelung geschieht durch ein Rechtecksignal, das über ein logisches UND mit dem Öffnungssignal des ADC verbunden ist. Damit wird verhindert, daß ein Photomultipliersignal nur unvollständig eingelesen wird.

Für die Messung mit mehreren Leuchtdioden werden ein paar Elemente zur obigen Schaltung hinzugefügt, die in Fig. 26 zu sehen sind. Der Pulsgenerator startet neben der ersten Leuchtdiode in periodischer Abfolge zwei weitere Leuchtdioden verschiedener Farbe.

¹²Dual Timer mod N93B C.A.E.N

¹³Spannungspulse mit genormter negativer Spannung

¹⁴16Fold Register 2341S von LeCroy

Die Triggerfrequenz des ADC verdreifacht sich dadurch.

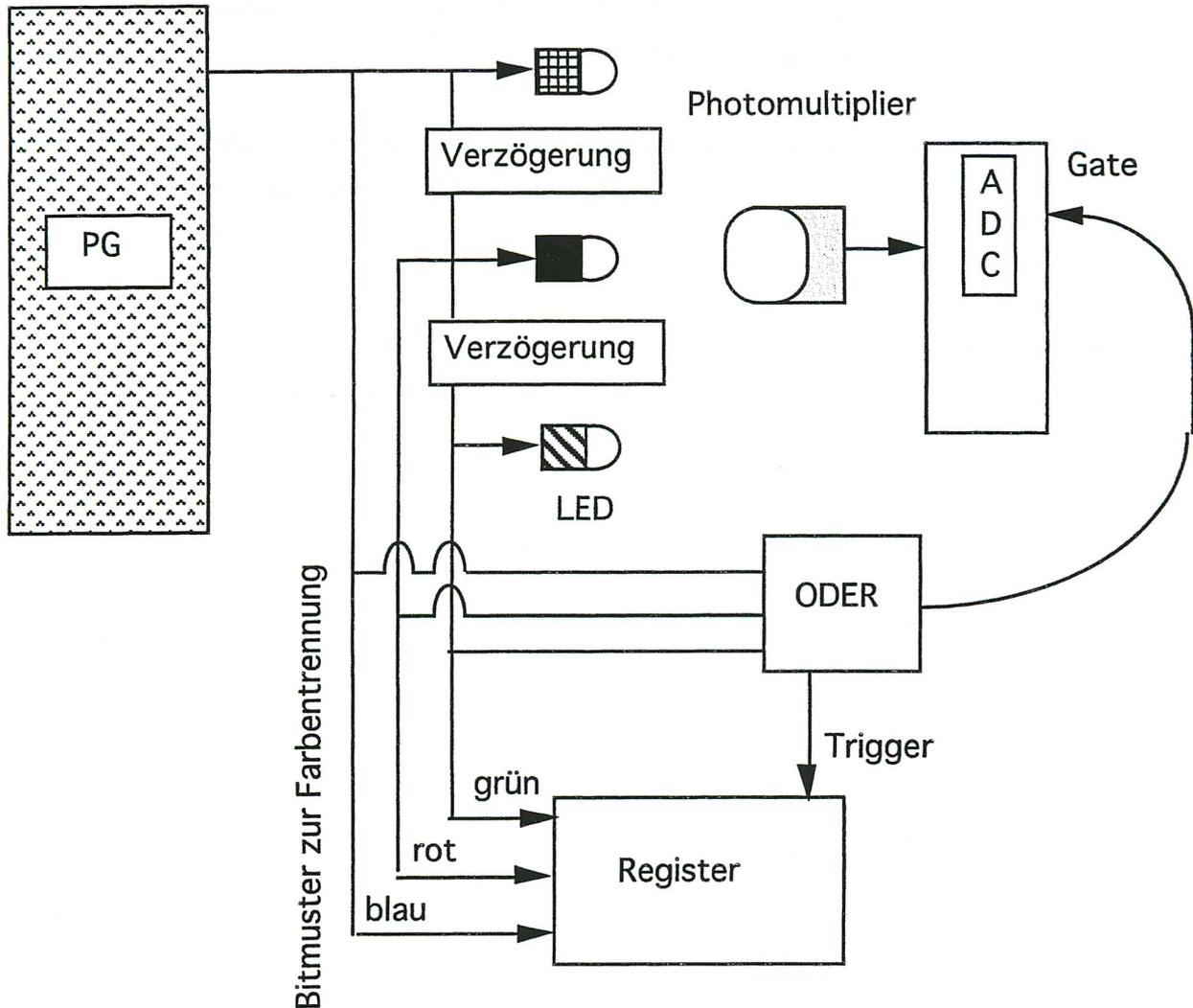


Fig. 26 Schaltung mit mehreren Leuchtdioden

Jedes Signal an irgendeine Leuchtdiode wird über ein logisches ODER von einem Gatesignal für den ADC begleitet. So ist der ADC für jede Farbe dieselbe Zeit offen. Die Pedestalwerte für die einzelnen Farben haben sich im Rahmen der Meßungenauigkeiten nicht unterschieden. Jeder Lichtpuls einer bestimmten Farbe wurde von einem NIM-Puls begleitet, der ein definiertes Bitmuster in dem Zählregister erzeugt hat, das zusammen mit den Daten der ADC's vom Computer gespeichert wird. Damit wird es möglich die einzelnen Pulshöhenspektren nach Farben zu trennen.

Die Schwankungen auf die Periode des Pulsgenerators waren vernachlässigbar klein. Der elektronische Meßaufbau war also zeitlich stabil.

Hinzu kommt, daß die Ladungsmessung bei konstanter zugeführter Ladung über einen großen Frequenzbereich von 1 Hz bis 1 kHz unabhängig von der Frequenz ist. Um dies zu ermitteln wurden Rechteckpulse einer bestimmten Amplitude und Dauer auf den ADC gegeben und die Meßapparatur mit verschiedenen Frequenzen betrieben.

Fig. 27 zeigt den Mittelwert pro Ereignis der in einem Meßdurchgang konvertierten Ladung in Abhängigkeit von der Messfrequenz. Dieser ist im Rahmen der Messgenauigkeit konstant.

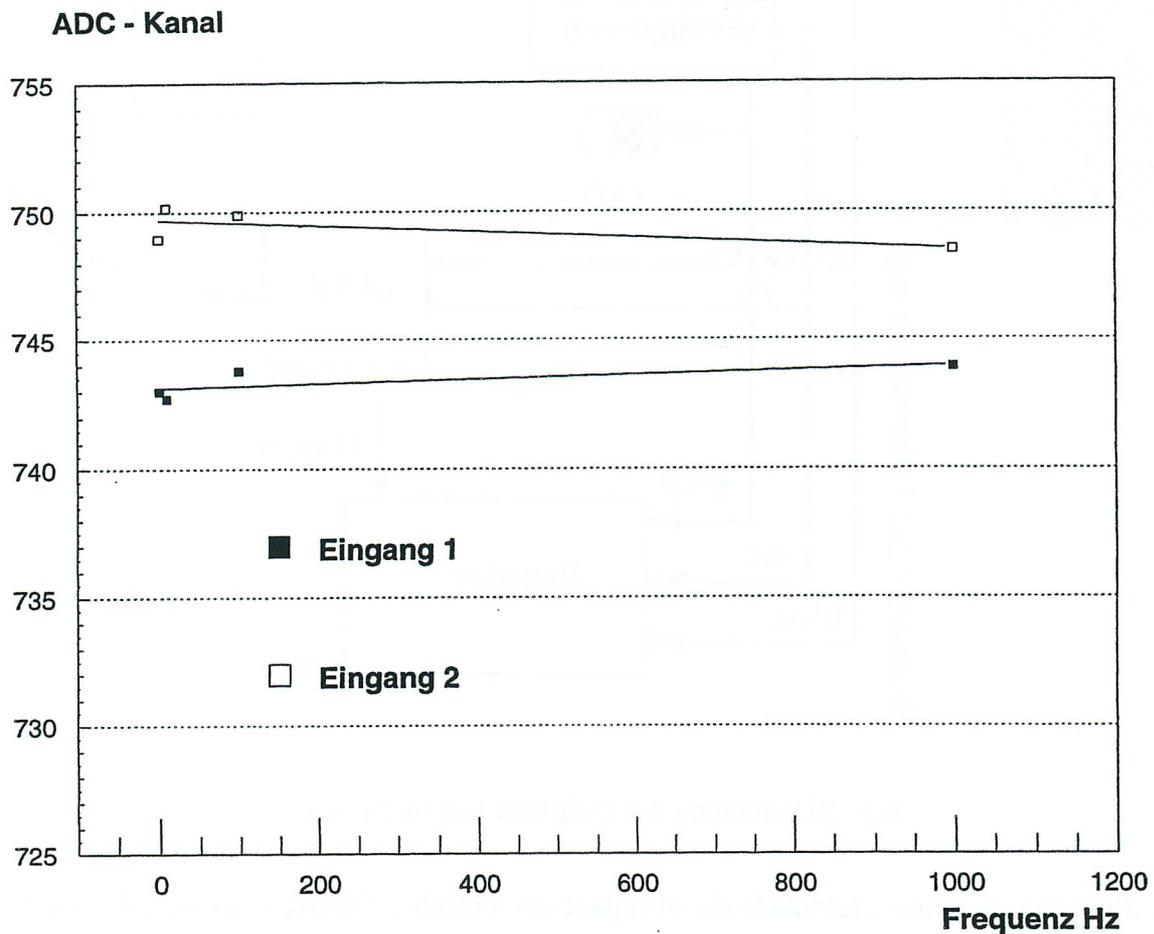


Fig. 27 Ratenunabhängigkeit der Datennahme

3.2.3 Auslese

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die ADC-Daten während einer Messung ausgelesen und auf einen Computer übertragen werden. Das Datenausleseprogramm des Computers wurde benutzt, um die Meßdaten des ADC über den CAMAC-Controller einzulesen. Dieses Programm liest die Module eines CAMAC-Crates aus und erzeugt ein Datenfile mit den ermittelten Daten. Das Programm enthält die Möglichkeit, jeden Kanal eines elektronischen Moduls innerhalb des CAMAC-Crates direkt anzusteuern.

Zunächst zeigt das Bitmuster eines Zählregisters dem Computer an, daß der ADC ein Signal erhalten hat. Ist das entsprechende Bitmuster nicht vorhanden, wird das Programm weiter ausgeführt und Verrichtungen wie das Zeichnen des Sichtfensters auf dem Terminal oder die Aktivierung der Maus aufrechterhalten. In wiederkehrenden Abständen wird das Register abgefragt. Ist das vom ADC gesetzte Bit vorhanden, wird daraufhin der ADC-Inhalt ausgelesen. Ebenso wird das gesamte Bitmuster des Registers ausgelesen, das die zusätzliche Information enthält, welche der verschiedenfarbigen Leuchtdioden gerade gepulst hat. Wird die blaue Leuchtdiode gepulst, so wird das zweite Bit gesetzt, bei der roten wird das dritte Bit gesetzt und bei der grünen das vierte Bit. So können bei den Untersuchungen auf die Wellenlängenabhängigkeit der Photomultiplierstabilität die Meßdaten getrennt werden.

Dies ist notwendig, da bei den von dem Programm automatisch generierten Histogrammen alle Ladungswerte, die von einem ADC-Eingang ermittelt werden, in dasselbe Histogramm eingetragen werden. Wie diese Trennung bei den Daten vorgenommen wird, die das Ausleseprogramm erzeugt, wird in Kapitel 3.3.1 erklärt.

Die Ausleseroutine benötigt eine gewisse Zeit, während der keine Daten genommen werden können. Außerdem ist der Computer nicht mit einem Interruptsystem ausgestattet, so daß gewisse Standardprozeduren des Computers eine höhere Priorität genießen als die Datennahme. Dadurch erhöht sich die Totzeit. Um zu ermitteln, bei welchen Frequenzen eine sinnvolle Datennahme, insbesondere bei Messungen der Ratenabhängigkeit des Photomultipliers, noch möglich ist, wurde eine Totzeitmessung durchgeführt.

Der ADC wurde dabei mit genormten Rechteckpulsen gefüttert und die Anzahl der erzeugten Pulse mit der Anzahl der in das Histogramm eingetragenen Pulse verglichen. In dem Diagramm in Fig. 28 wird der Quotient aus unterdrückten Ereignisse zu erzeugten Ereignisse über die Frequenz der Datennahme aufgetragen.

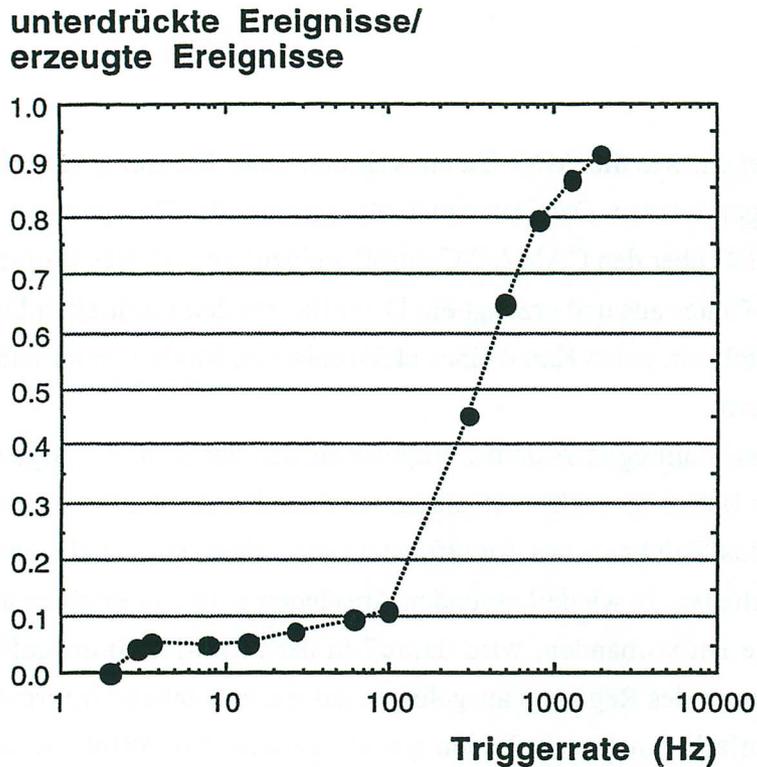


Fig. 28 Anstieg der Triggerunterdrückung mit der Rate
Totzeit der Datennahme

Man sieht, daß ab ca. 100 Hz eine vernünftige Datennahme nicht mehr möglich ist. Ebenso ist erkennbar, daß die Meßapparatur auch bei der niedrigen Frequenz von 3 Hz nicht völlig totzeitfrei ist. Der Anteil der unterdrückten Ereignisse ist jedoch mit 5 % vernachlässigbar gering und wurde während der gesamten Meßdauer in regelmäßigen Abständen kontrolliert.

Um die pro Puls von dem Photomultiplier abgegebene Ladung zu ermitteln, muß der Pedestalwert abgezogen werden. Der Pedestalwert ist in diesem Versuch abhängig von der Breite des Gates, den vorhandenen elektrischen Abschwächungen der Signale, den für jeden Photomultiplier unterschiedlichen Dunkelströmen und den eventuell vorhandenen Lichtlecks. Die Pedestalmessung wird jeweils im Anschluß an die Messung gemacht. Um den Pedestalwert zu ermitteln, werden so viele Daten genommen, daß der Fehler auf den Mittelwert kleiner als 0.5 Promille beträgt. Bei allen in dieser Arbeit gezeigten Diagrammen ist das Pedestal abgezogen. Wo elektrische Abschwächglieder benutzt wurden, wurde pro Abschächereinstellung eine Pedestalmessung gemacht, da bei den Messungen die Pedestalwerte mit größerer Abschwächung größer wurden.

Wo während einer Messung die Hochspannung verändert wurde, sind jeweils zwei Pedestalmessungen vorgenommen worden. Bei Messungen mit zwei Hochspannungen (1900 V und 2100 V) wurden jedoch nur Abweichungen des Pedestalmittelwertes von einem Promille festgestellt. Bei Messungen mit der Ampelschaltung waren die Pedestals unabhängig von der Reihenfolge der Trigger. Daher wurden die Pedestals unabhängig von der Farbe der gepulsten Leuchtdiode subtrahiert.

3.3 Datenstrukturen

3.3.1 Rohdaten

Die Daten, die durch das Ausleseprogramm erzeugt werden, besitzen die in Fig. 29 gezeigte lineare Struktur. Alle Daten werden nacheinander eingelesen. Die Gesamtheit der Daten ist in Datenblöcke aufgeteilt, deren Länge variabel ist .

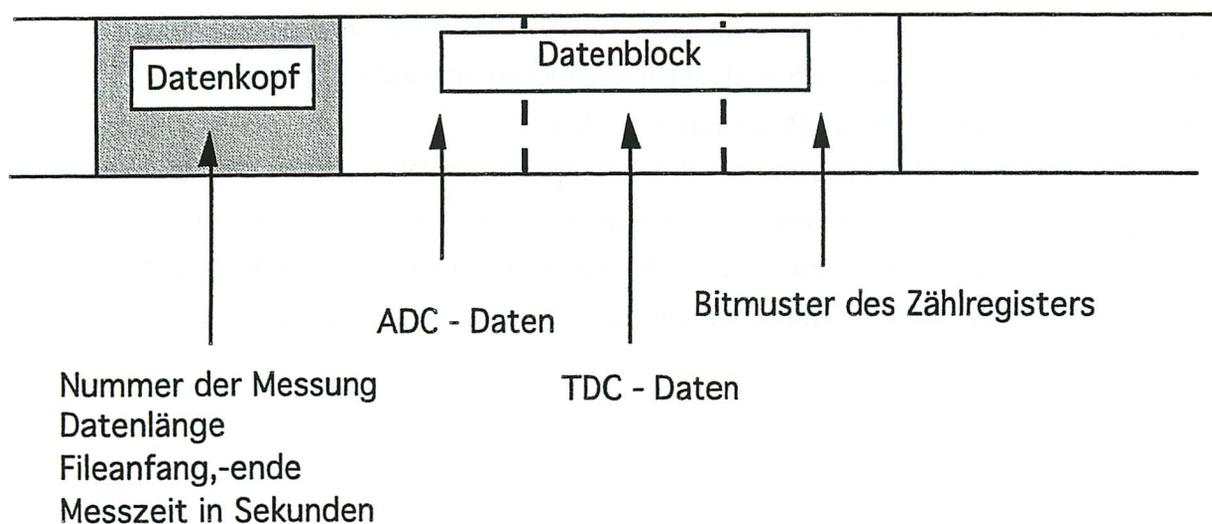


Fig. 29 Struktur eines Datenblocks

Ein Datenblock besteht aus einem Datenkopf und den angehängten Daten. Der Datenkopf, der den ausgelesenen Daten vorangestellt ist, gibt die Länge eines Datenblocks und Uhrzeit der Datennahme an. Die Zeit ist in Sekunden seit dem Beginn der Datennahme angegeben. Außerdem werden noch die Anzahl der bis zu diesem Ereignis bereits gesetzten Trigger angezeigt sowie eine laufende Nummer, die zur Identifikation der Messung dient. In dem Datenkopf ist noch der Anfang und das Ende des gesamten Datensatzes gesondert ausgezeichnet. Der Datenkopf wird für jeden Trigger neu angelegt.

An den Datenkopf sind die Rohdaten, die den ausgelesenen ADC-Kanalinhalt angeben sowie das Bitmuster des Zählregisters angehängt. Mit Hilfe der Fortran-Funtion BTEST kann jedes gesetzte Bit der Daten nachgefragt werden. Bei Messungen mit einem TDC sind auch diese Daten enthalten. Diese Daten sind als Integerzahlen mit positivem Vorzeichen ("unsigned long") angelegt und belegen pro Meßpunkt und Meßgröße vier Byte Speicherplatz.

3.3.2 Daten zur Analyse mit PAW

Das Analyseprogramm, ein FORTRAN-Programm, das auf einem UNIX Arbeitsplatzrechner¹⁵ installiert ist, fügt die Daten, die zu einem Trigger gehören, wieder zusammen und liest diese nacheinander in die gewünschten Diagramme ein. Mit Hilfe des Programmpaketes HBOOK¹⁶ werden Histogramme angelegt und diese mit den pedestalbereinigten Daten gefüllt. Um ein Histogramm mit Daten zu füllen, müssen diese in Form von Gleitkommazahlen der Länge vier Byte vorliegen.

Die Histogramme werden mit Hilfe des Programmpaketes PAW¹⁷ weiter analysiert. Für Diagramme, die das zeitliche Verhalten von Daten beschreiben, werden die Daten in Histogramme gefüllt, die erlauben, mehrere Daten einer Zeitspanne zu einem Meßwert zusammenzufassen und die Fehler auf den Mittelwert auszudrucken. In welchen Zeitskalen die Daten zusammengefaßt werden, wurde im Programm festgelegt.

Die Ausgleichskurven werden mit Hilfe des Programmpaketes MINUIT¹⁸ erstellt. Dieses paßt eine Multiparameterkurve vorgegebener Struktur an die Daten mit ihren Fehlern an und wählt diejenige Kurve mit dem minimalen χ^2 aus. Der Fehler auf die ermittelten Parameter wird durch den Wert des Parameters bestimmt, den man erhält, wenn das χ^2 um eins von dem minimalen χ^2 abweicht.

¹⁵HP 9000/755 bzw. HP 9000/735

¹⁶R. Brun D.Lienart HBOOK Users Guide, Version 4.20(1993), CERN COMPUTING and Networks Division

¹⁷R. Brun Physical Analysis Workstation Version 2.03 (1993) CERN COMPUTING and Networks Division

¹⁸F. James MINUIT Users Guide, Version 92.1(1992) CERN COMPUTING and Networks Division

4. Messungen und Ergebnisse

Im folgenden Kapitel sollen die Messungen an den Photomultipliern vorgestellt und die Effekte diskutiert werden. Im einzelnen wurden an Meßreihen ausgeführt:

- die Untersuchung der Langzeitstabilität der Verstärkung unter niedrigen Raten an acht Photomultipliern
- die zeitliche Reaktion auf Änderungen der Hochspannung an drei Photomultipliern
- die Langzeitstabilität für eine niedrige Hochspannung von 1800 V an einem Photomultiplier
- den Einfluß der Hochspannung auf die Kathodeneffizienz
- den Einfluß der Wellenlänge des verwendeten Lichts auf die Langzeitstabilität
- die Ratenabhängigkeit der Verstärkung an sechs Photomultipliern
- den zeitlichen Verlauf der Verstärkung bei hohen Raten bzw. hohen Anodenströmen
- den Einfluß der Hochspannung auf diesen Verlauf
- den Vergleich von verschiedenen Wellenlängen des eingestrahnten Lichts bei Photomultipliern unter hoher Belastung

4.1 Langzeitstabilität

Die Langzeitstabilität der Photomultiplier bezieht sich auf Änderungen der Verstärkung innerhalb eines Zeitraumes von einigen Stunden. Die Beleuchtungsintensität und die Beleuchtungsrate sollen zeitlich konstant bleiben. Indem man den Quotienten aus den Ausgangsladungen von zwei verschiedenen Photomultipliern bildet, die Licht von derselben Leuchtdiode erhalten haben, können Schwankungen der Leuchtdiodeneffizienz herausgekürzt werden. Beim Vergleich des zeitliche Verhaltens der Ausgangssignale stellt man fest, daß statistisch signifikante Veränderungen der Größenordnung 2-10% bei beiden Photomultipliern auftauchen. Diese Schwankungen sind für die verwendete Leuchtdiode charakteristisch. Eine blaue Leuchtdiode, deren absolute Lichtausbeute sehr schwach ist, zeigt besonders große Schwankungen in der Lichtausbeute, die von den Photomultipliern registriert werden. Im zeitlichen Verhalten des Quotienten sind nur noch die Veränderungen, die von den Photomultiplier herrühren zu sehen.

Um Stabilitäten zu messen, wurde daher ein FINE-MESH-Photomultiplier¹⁹ als Referenz herangezogen, der in Vorversuchen kaum Drift gezeigt hat (< 0.1 Promille pro Stunde).

Die Messungen haben gezeigt, daß die Zuverlässigkeit der Leuchtdioden sehr hoch ist. In einer Meßperiode mit 160 Stunden Dauer sind die Leuchtdioden bei 500000 Pulsen kein einziges Mal ausgefallen. Dies wurde festgestellt, indem eine Schwelle für die Ausgangsladung gesetzt

wurde, die nicht unterschritten wurde. Die Schwelle ist durch eine 30 %-ige Abweichung vom Mittelwert über die gesamte Meßperiode gekennzeichnet.

Bei der Messung mit geringer Rate wurde vorausgesetzt, daß der Einfluß der Beleuchtungsrate auf die Instabilitäten vernachlässigt wird. Dies konnte bestätigt werden bei Messungen desselben Photomultipliers mit mehreren nacheinander gepulsten Leuchtdioden.

Die Beleuchtungsrate auf die Kathode desselben Photomultipliers variierte dabei von Meßperiode zu Meßperiode zwischen 2 und 3 Hz. Es wurden keine Abweichungen im zeitlichen Verhalten des Quotienten festgestellt.

4.1.1 Stabilität ohne äußere Einflüsse

Für die Messungen mit niedrigen Raten standen acht Photomultiplier zur Verfügung.

Ein typisches Photomultipliersignal hatte ein Spannungsmaximum von einigen hundert Millivolt. Alle Photomultiplier in dieser Serie werden bei einer Hochspannung von 2000 V gemessen.

Bei den Messungen mit niedrigen Raten kann man Unterschiede in den Schwankungen der Photomultiplerverstärkung und der Lichtausbeute bei verschiedenen Zeitskalen feststellen. Kurzfristige Schwankungen sind in diesen Messungen statistisch signifikante Abweichungen auf einer Skala von wenigen Stunden, langfristige Veränderungen sind in einem Bereich von mehreren Stunden bis Tagen beobachtbar.

Auf einer Skala von einer Stunde sind alle Schwankungen statistische Fluktuationen. Fig. 30 zeigt, daß sowohl die Ausgangsladungen der Photomultiplier als auch der Quotient aus den Ladungen über eine Integrationszeit von einer Stunde normalverteilt sind. Aufgetragen ist in logarithmischer Skala die Anzahl der Trigger innerhalb einer Stunde über den Ladungen und dem auf den Mittelwert normierten Quotienten.

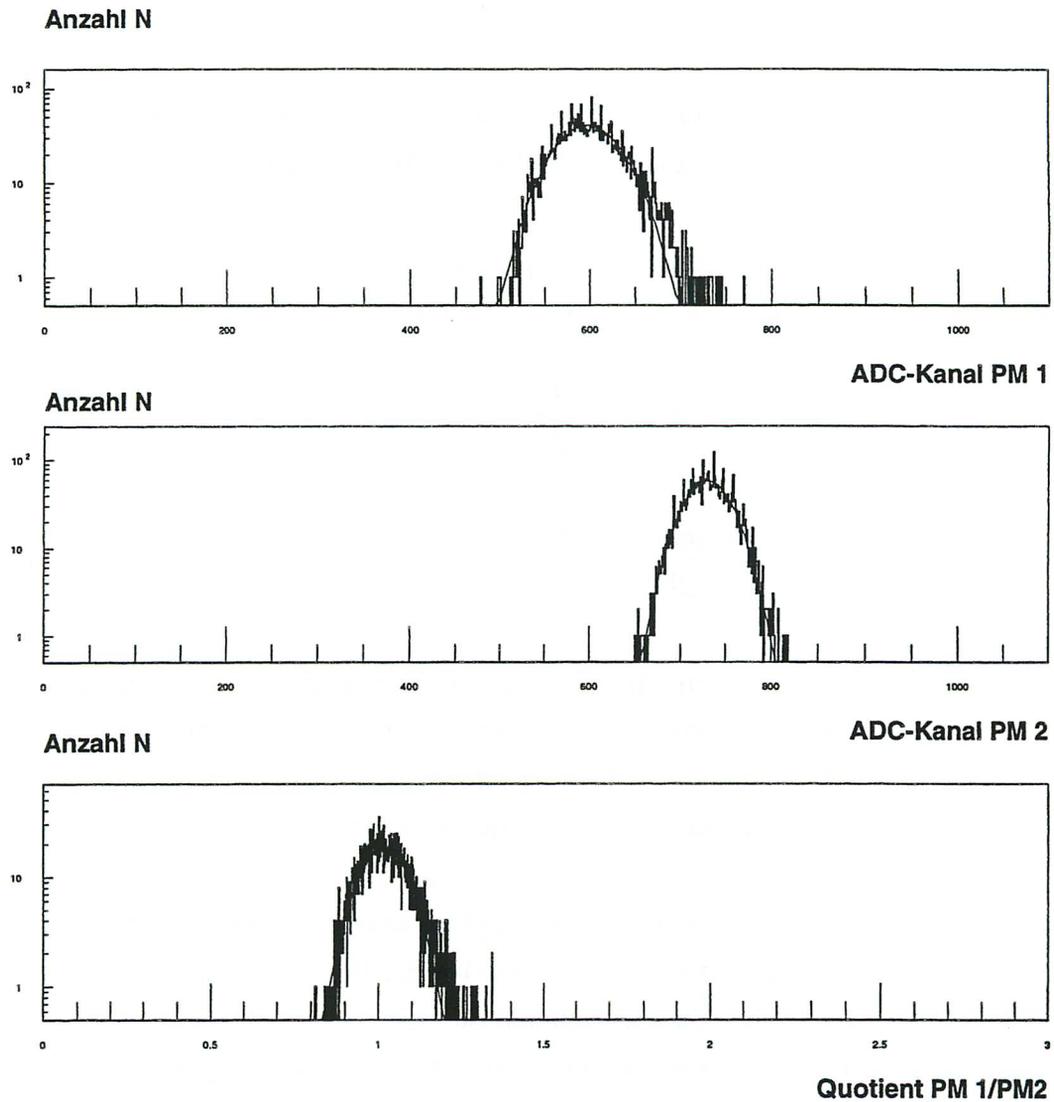


Fig. 30 Statistische Fluktuationen der Photomultiplerverstärkung und der Lichtausbeute

Eine Abschätzung für die vorhandene Anzahl der Photoelektronen N_P erhält man, wenn man die Herstellerangaben für Verstärkung ($g=10^5-10^6$) sowie die in diesen Untersuchungen typischen Werte für die im ADC gemessene Ladung (175pC=700 Kanäle) heranzieht. Aus :

$$\frac{Q}{e} = g \cdot N_{PE} \quad (4.1)$$

erhält man für der Anzahl der Photoelektronen N_{PE}

$$N_{PE} = \frac{Q}{e \cdot g} = \frac{175 pC}{e \cdot 10^5} = 10^4 \quad (4.2)$$

Die Korrelationen zwischen den Photomultipliersignalen sind auf dieser Skala von einer Stunde sehr gering. Aus dem Vergleich der relativen Breiten des Pulsspektrums

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_g}{g}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_N}{N_{PE}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_g}{g}\right)^2 + \frac{1}{N_{PE}} \quad (4.3)$$

und der relativen Breiten des Quotienten $R = \frac{Q_1}{Q_2}$, für die gilt:

$$\left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{Q1}}{Q1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{Q2}}{Q2}\right)^2 \quad (4.4)$$

Dabei ist die Gleichung bis auf 1 Promille erfüllt. Damit ist ersichtlich, daß auf diesem Niveau kaum Korrelationen herrschen. Somit wird angenommen, daß auf der Skala von einer Stunde allein die statistischen Schwankungen der Photoelektronenanzahl und die Verschmierung durch das Verstärkungssystem des Photomultipliers für die Breite des Pulsspektrums verantwortlich ist.

Für die statistischen Schwankungen des Photomultipliers erhält man aus der Anpassung einer Glockenkurve an das Pulsspektrum eine mittlere relative Breite von 3-4 %, die fast ausschließlich auf die Photoelektronenstatistik zurückzuführen ist.

Die langfristigen Schwankungen beeinflussen die Energiekalibration. Fig. 31 zeigt den zeitlichen Verlauf der Ausgangsladungen und der Quotienten bei einer Meßdauer von 60 Stunden. Man erkennt bei den Ausgangssignalen der einzelnen Photomultiplier die Schwankungen in der Lichtintensität. Der Verlauf des Quotienten ist für die meisten Messungen ähnlich. Nach einer Einlaufphase, bei der die Verstärkung exponentiell abfällt und die im Bereich von ein paar Stunden liegen, sieht man einen glatten Verlauf der Verstärkung, die entweder konstant bleibt oder wie hier eine leichte lineare Änderung ("Drift") der Verstärkung mit der Zeit zeigt.

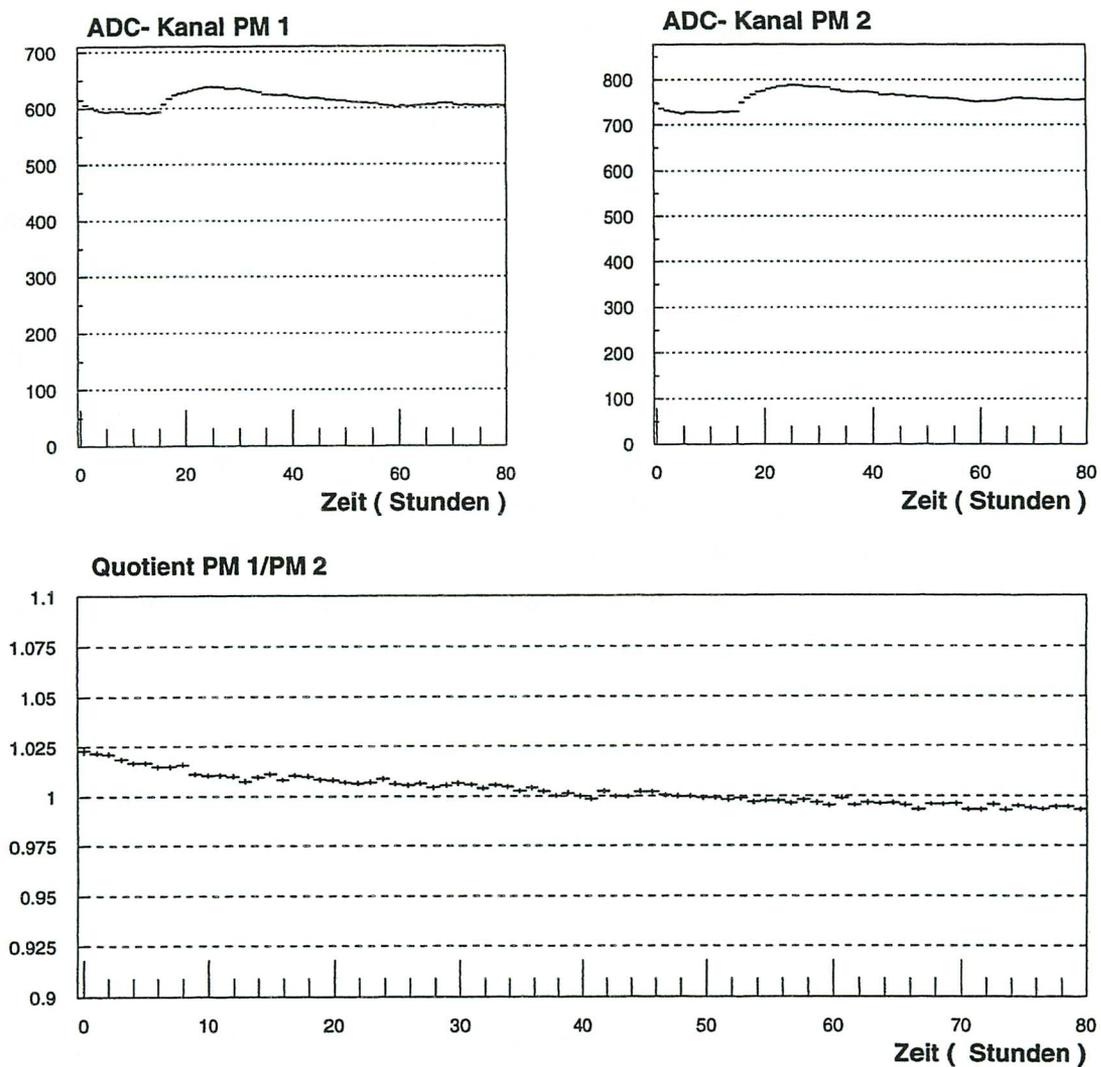


Fig. 31 Drift der Verstärkung von FINE-MESH-Photomultipliern

Die Größenordnung der Drift bewegt sich im Bereich von 0-2 Promille pro Stunde. Die Verstärkung kann sowohl zunehmen als auch abnehmen.

Die in Fig. 31 zu sehende Einlaufphase, die durch nichtlineare Verstärkungsänderungen charakterisiert ist, tritt bei allen Photomultipliern auf, die nach längerer Ruhephase wieder unter Hochspannung gestellt werden. Die Änderungen liegen im Bereich von 1.5-8 %.

Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden.

1. Beide Photomultiplier werden nach einer Ruhephase von wenigen Tagen in Betrieb genommen. Dabei sinkt die Verstärkung des zu messenden Photomultipliers stärker ab als die Verstärkung des Referenzphotomultipliers. Der Quotient fällt daher ebenfalls in der Zeit ab.

2. Ein Photomultiplier wird kurz nach einer vorhergehenden Messung unter Hochspannung gesetzt. Dabei bleibt das Signal des Referenzphotomultipliers konstant, während der eingewechselte Photomultiplier in der Verstärkung ansteigt oder nachläßt.

Der Referenzphotomultiplier zeigte nach Ruhephasen immer ein Absinken der Verstärkung, nie ein Zunehmen.

Die Dauer der Einlaufphase liegt zwischen 4 und 12 Stunden.

Bei einem Photomultiplier²⁰, der während der gesamten Zeit innerhalb dieser Arbeit besonders lang in Betrieb war, sind die Änderungen extrem groß und die Einlaufphase besonders lang. Die Änderungen während der Einlaufphase bis hin zum Zeitpunkt konstanter Verstärkungsänderungen betragen bei einer Messung 4 %.

Bei einer Nachmessung ein halbes Jahr später an diesem Photomultiplier wird eine deutlich vergrößerte Änderung von 8 % gemessen.

Die Einlaufphase wird an einem Photomultiplier²¹ bei Messungen im Abstand von drei Tagen reproduzierbar in Änderung und Anwärmdauer gemessen. Die Änderung wird zu $(4 \pm 0.5)\%$ bestimmt und die Dauer wird bei 4 ± 0.5 Stunden abgelesen.

Veränderungen an der Kathode scheinen bei den niedrigen verwendeten Raten unwahrscheinlich. Auch sprechen die langen Einlaufzeiten dagegen. Gegen Einbrenneffekte an der Dynode sprechen die niedrigen Raten.

Störung des Vakuums durch Ausgasen von Atomen und Molekülen ist eine wahrscheinliche Möglichkeit. Nach Herstellerangaben [HAM 1994] beträgt der Druck im Photomultiplier 10^{-7} Torr. Das entspricht einer mittleren Teilchenzahldichte bei Zimmertemperatur von $\approx 10^{15}$ Teilchen/ m^3 und einer Teilchenzahl von $\approx 10^9$ in dem Zwischenraum zwischen letzter Dynode und Kathode.

Die Drift im Photomultiplier kann durch Nachlassen des Unterdrucks im Photomultiplier innerhalb eines Zeitraum von Jahren verursacht werden. Die Firma Hamamatsu gibt eine mittlere Verschlechterung des Drucks im Photomultiplier mit 0.1 Promille pro Stunde als wahrscheinlich an [HAM 1994a].

Um die Drift zu bestimmen, werden an die Meßpunkte außerhalb der Einlaufphase Geraden angepaßt, und deren Steigungen bestimmt.

In Tabelle 2 ist die Drift in Promille pro Stunde für die einzelnen Photomultiplier aufgeführt. Die Messungen liefen über wenigstens 20 Stunden für jeden Photomultiplier. Die schraffierten Säulen geben den Wert der Drift für eine zweite Messung wieder. Die Reproduktionsmessung wurde einige Tage später durchgeführt. Man sieht, daß die Photomultiplier ohne äußere Einwirkungen sich in ihrer Verstärkung ändern. Mit Driften zwischen 0.5 und 4 Promille pro

²⁰WA 0036

²¹WA 0090

Stunde muß man rechnen. Bemerkenswert ist, daß ein Photomultiplier reproduzierbar in der Verstärkung zunimmt.

Photomultiplier	Drift (%/Std)	Drift (%/Std) 2. Messung
CA 86	-0.05	0.1
WA 21	-0.1	
WA 32	-0.05	-0.005
WA 36	-0.10	
WA 38	-0.12	
WA 47	-0.02	-0.23
WA 83	-0.03	
WA 90	0.03	0.078

Tabelle 2 Übersicht der Drift von FINE-MESH-Photomultiplier

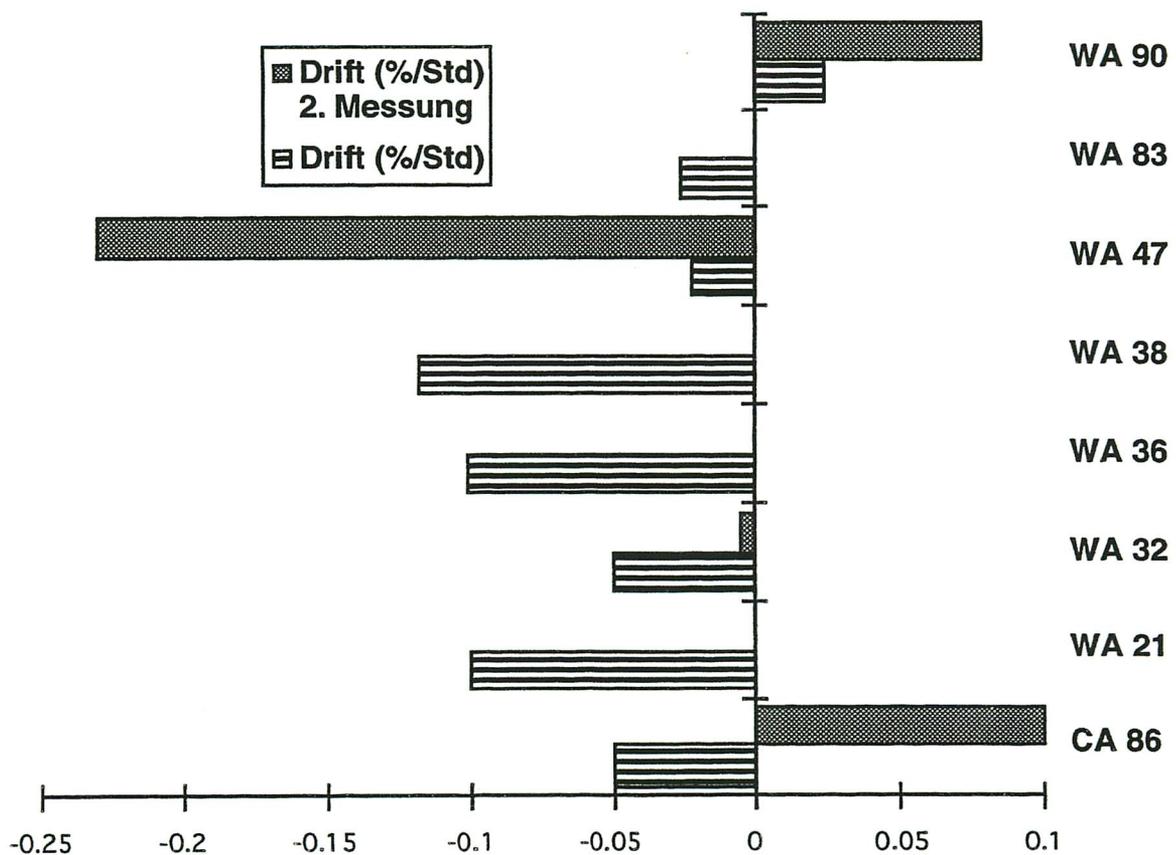


Fig. 32 Gemessene Drift für acht FINE-MESH-Photomultiplier

Es sind keine Korrelationen zwischen der Drift eines Photomultipliers und der Sensitivität der Kathode oder der absoluten Verstärkung des Photomultipliers erkennbar.

4.1.2 Hochspannungsabhängigkeiten der Verstärkung

Sind die Photomultiplier nach einer längeren Ruhephase wieder in Betrieb zu setzen, erreicht die Verstärkung unmittelbar nach Einschalten der Hochspannung nicht sofort einen konstanten Wert. Wird die Hochspannung jedoch während des Betriebes verändert, reagieren die Photomultiplier recht schnell. Fig. 33 zeigt das zeitliche Verhalten des Ausgangssignal eines Photomultipliers, bei dem die Hochspannung innerhalb von wenigen Sekunden heruntergefahren wird. Danach wird der Photomultiplier einige Minuten in Ruhe gelassen, bevor die Hochspannung wieder angelegt wird. Die Anfahrzeit beträgt zehn Sekunden. Der Photomultiplier reagiert innerhalb der Meßgenauigkeit von zehn Sekunden sofort auf die Änderung der Hochspannung. Dies wurde bei allen drei getesteten Photomultiplier festgestellt.

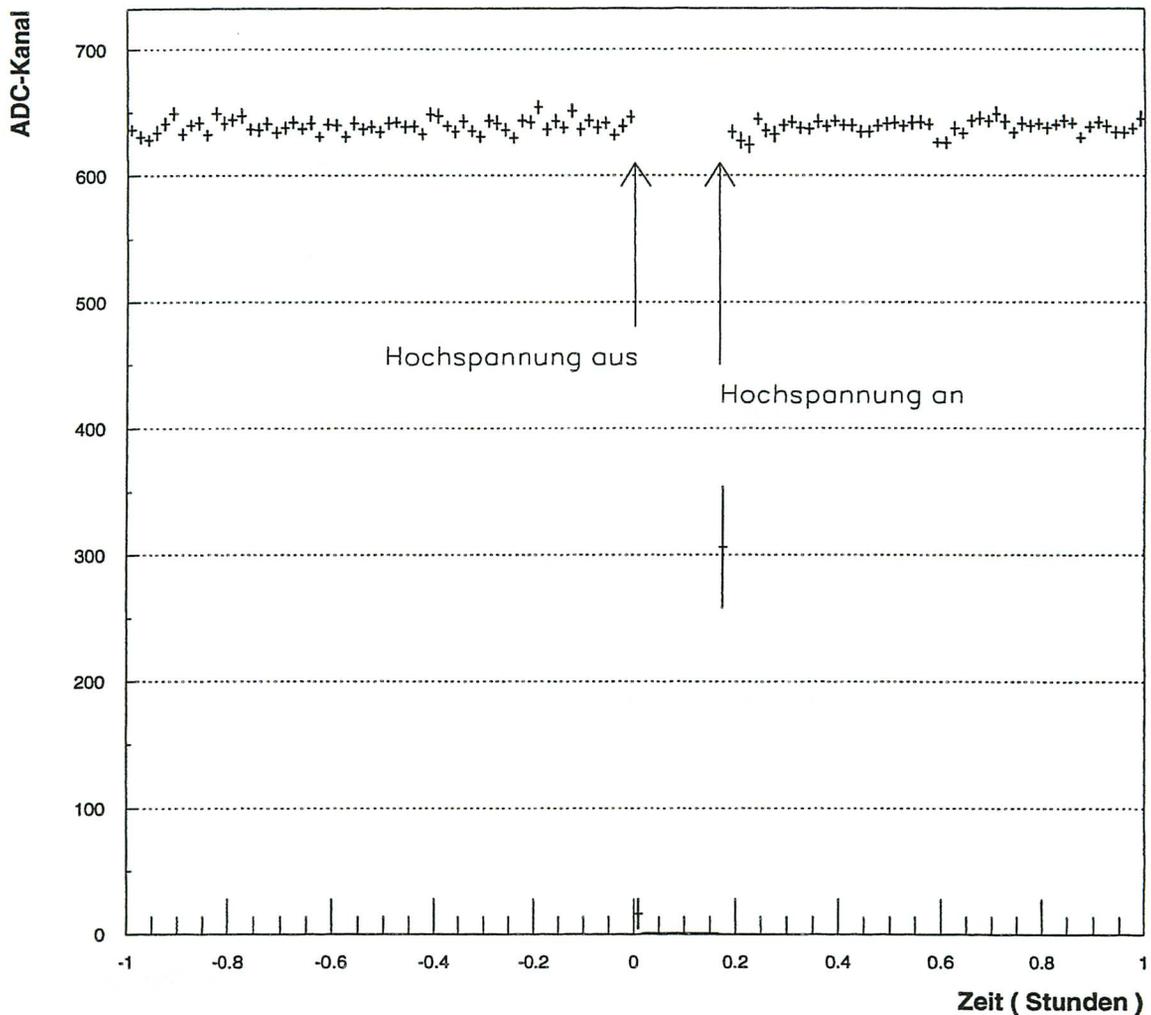


Fig. 33 Reaktion des Photomultipliers auf Anfahren der Hochspannung

Die sofortige Reaktion gilt auch, wenn die Hochspannung des Photomultipliers von 2000 V auf 1900 V oder von 2000 V auf 2100 V gesetzt wird. Fig. 34 zeigt das zeitliche Verhalten eines Photomultipliersignals bei 2000 V und bei 1900 V. Die Verstärkung ist vor und nach der Änderung der Hochspannung gleich stabil.

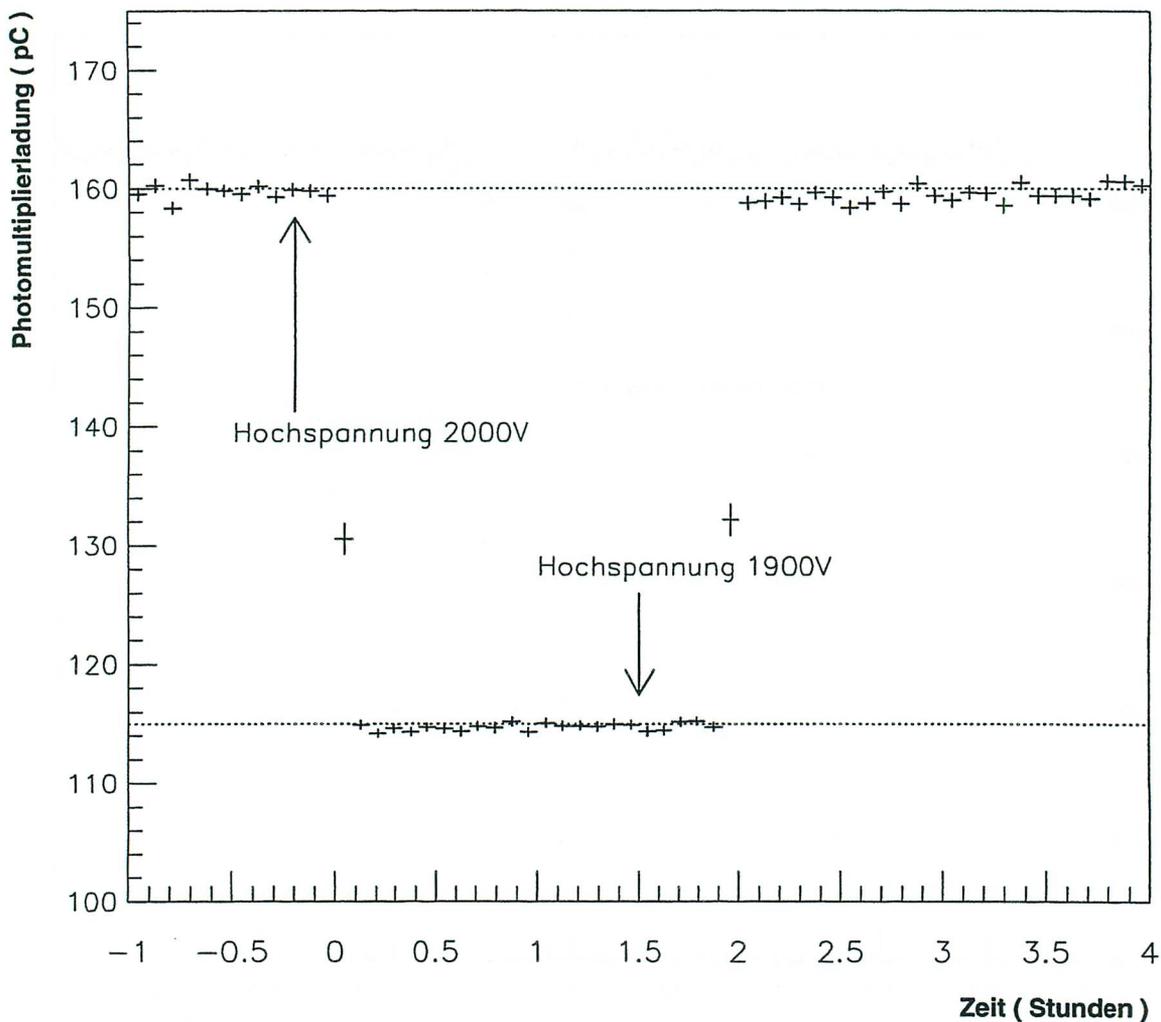


Fig. 34 Reaktion der Photomultiplier auf Veränderung der Hochspannung

Auch hier ist die sofortige Reaktion auf die Änderung der Hochspannung zu sehen. Dies wurde bei den drei getesteten Photomultipliern festgestellt.

Bei einem Photomultiplier mit niedriger Hochspannung von 1800 V wurde die Stabilität gemessen, und keine nennenswerte Veränderung in der Drift festgestellt. Fig. 35 zeigt den Verlauf des Quotienten der Photomultipliersignale mit der Zeit. Bei dieser Messung sind beide Photomultiplier mit einer Hochspannung von 1800 V betrieben.

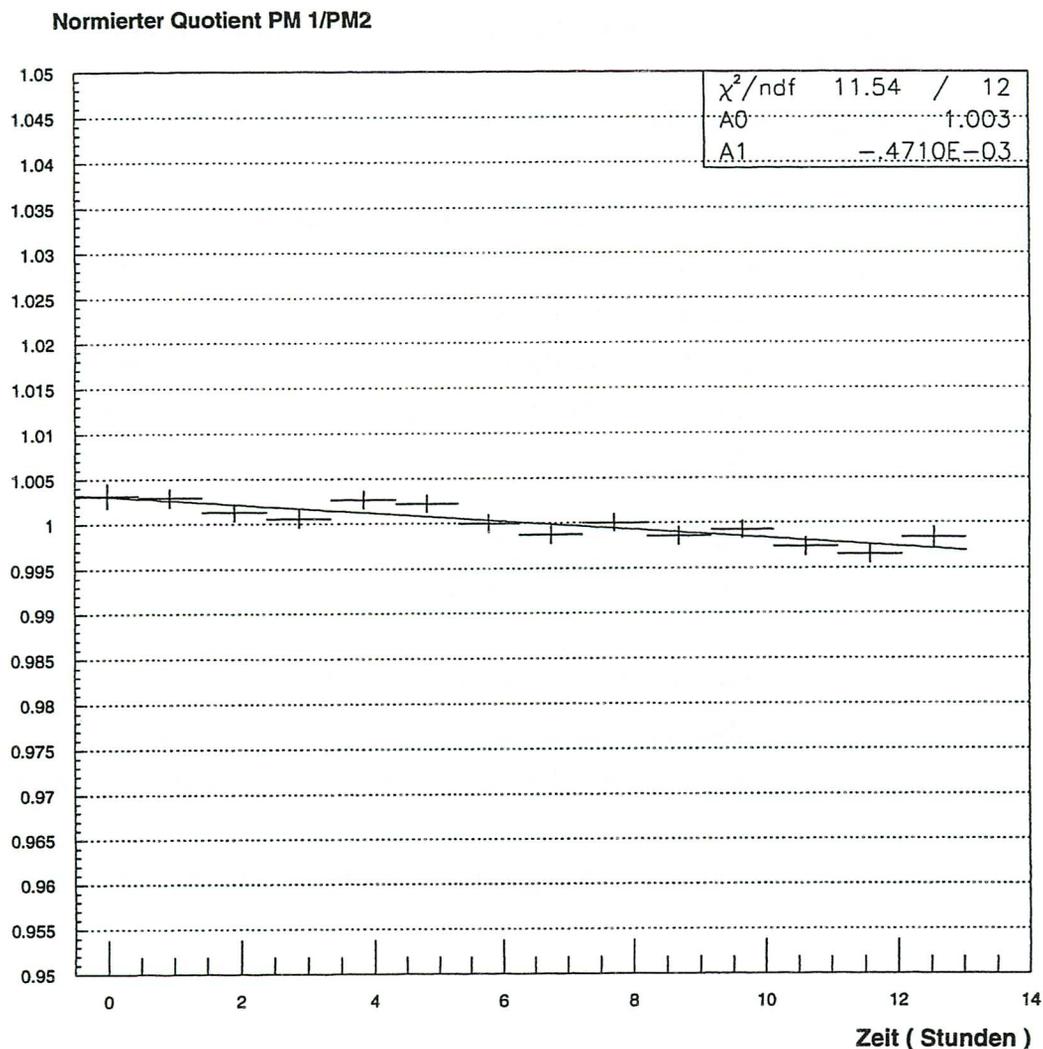


Fig. 35 Drift von FINE-MESH-Photomultipliern bei niedriger Hochspannung

Die Drift von -0.05 % pro Stunde weicht um 10 % von dem für diesen Photomultiplier reproduzierbar gemessenen Wert bei 2000 V angelegter Hochspannung.

4.1.3 Wellenlängenabhängigkeiten

Die Abhängigkeit der Stabilität von der Wellenlänge des eingestrahnten Lichts wird gemessen, indem Licht von gepulsten Leuchtdioden verschiedener Farbe auf die Kathode des Photomultipliers geschickt wird. Die Photomultiplier sollen für alle drei Lichtsignale dieselbe Ladung abgeben. Die Beleuchtungsintensität wird dabei über die an die Leuchtdiode

angelegte Spannung und den Abstand der jeweiligen optischen Fiber zur Kathode der Photomultiplier geregelt. Die blaue Leuchtdiode wird dabei mit der größtmöglichen Spannung betrieben und die Fibern so justiert, daß kein Fiberende störend in den Lichtkegel der anderen Fiber hineinragt.

Die Beleuchtungsrate beträgt pro Leuchtdiode 1 Hz. Damit werden die Photomultiplier mit 3 Hz beleuchtet.

Die Instabilitäten der Leuchtdioden werden durch den Quotienten der Photomultipliersignale eliminiert. Um die Abhängigkeiten der Wellenlänge auf die Stabilität der Quanteneffizienzen zu sehen, müssen diese Quotienten miteinander dividiert werden.

Da die Sekundärelektronen des Photomultiplier die Farbe der eingestrahelten Photonen nicht erkennen können, kann die Instabilität an der Dynoden der einzelnen Photomultiplier nur zu einem konstanten Faktor zum Quotient der Farben $\Gamma(t)$:

$$\Gamma(t) = \frac{R(\text{blau}, t)}{R(\text{grün}, t)} = \text{konst.} \cdot \frac{\eta(\text{blau}, t)}{\eta(\text{grün}, t)} \quad (4.5)$$

beitragen. Hier ist t die Zeit, η ist wieder die jeweilige Quanteneffizienz. Die letzte Identität folgt unter der Annahme, daß die absolute Verstärkung nicht wellenlängenabhängig ist. Alle Veränderungen dieses Quotienten deuten auf Instabilitäten in der Quanteneffizienz der Kathode hin.

In Fig. 36 ist das typische zeitliche Verhalten der relevanten Größen Signalladung, Quotient für eine Farbe und Quotientenvergleich für verschiedenen Farben angezeigt.

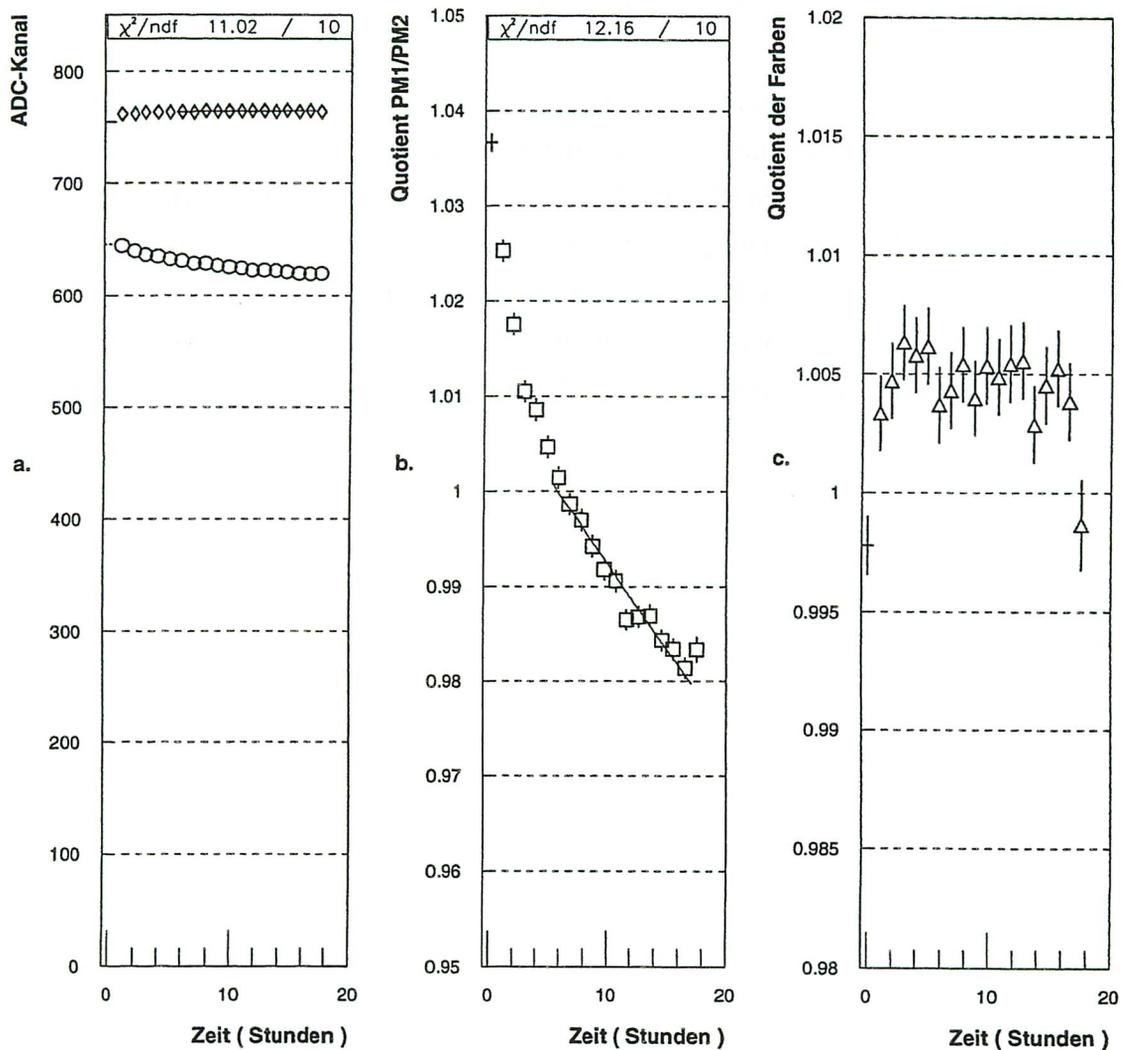


Fig. 36 Vergleich der Driften bei verschiedenen Farben
des eingestrahnten Lichts

In Fig. 36a sieht man die Ladung der beiden Photomultiplier in Abhängigkeit von der Zeit. In der oberen Kurve ist die Signalantwort des Referenzphotomultipliers aufgetragen. Beide Photomultiplier sind von einer grünen Leuchtdiode bestrahlt.

Fig. 36b zeigt den Quotienten der Daten aus den beiden Kurven für die grüne Farbe. Man sieht die Drift nach unten für den gemessenen Photomultiplier²².

Fig. 36c zeigt den Quotienten der Farben für die Farben blau geteilt durch grün. Die Drift ist um mindestens eine Größenordnung zurückgegangen. Die Instabilitäten im Langzeitverhalten eines Photomultipliers sind weniger auf Änderungen an der Kathode, sondern eher auf Veränderungen im Verstärkungssystem zurückzuführen.

An Hand der Antwort des Referenzphotomultipliers auf die grüne Leuchtdiode erkennt man, daß die Gesamtantwort des Referenzphotomultiplier weniger als 0.1 Promille Drift pro Stunde zeigt, während die Drift des zweiten Photomultipliers 1.8 Promille pro Stunde beträgt.

Daß die Änderung der Hochspannung nichts an der Sensitivität der Kathode ändert, zeigt Fig. 37. Hier ist das Signal eines Photomultipliers, dessen Hochspannung um 200 V von 2100 V auf 1900 V verändert wurde gegen die Zeit aufgetragen. Der Sprung in der Verstärkung ist deutlich. Zum Vergleich ist der Quotient der Farben aufgetragen, der bis auf Promille keine Abweichungen zeigt.

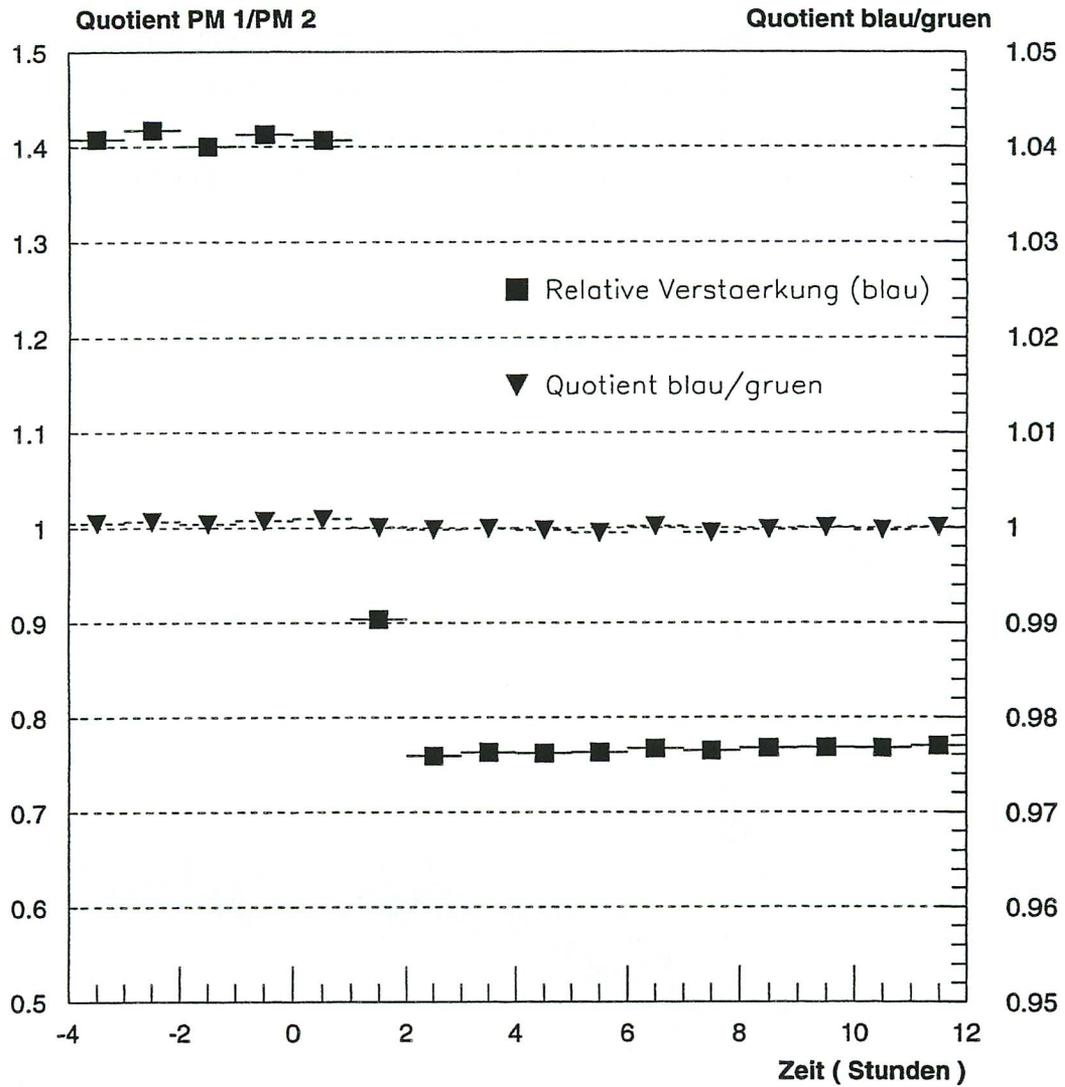


Fig. 37 Einfluß der Hochspannung auf die Kathode

4.2 Ratenabhängigkeit der Stabilität

4.2.1 Verstärkungsänderungen nach kurzer intensiver Beleuchtung

Um die Ratenabhängigkeit der Verstärkung zu messen, wird neben der Beleuchtung mit niedriger Zählrate ein Photomultiplier mit zusätzlichen hohen Raten beleuchtet. Die Rate beträgt

500 Hz. Dies entspricht bei der vorgegebenen Hochspannung von 2000 V einem mittleren Anodenstrom von $0.5 \text{ } 0.8 \text{ } \mu\text{A}$. Damit wird der Dunkelstrom während der zusätzlichen Beleuchtung um den Faktor 1000 überschritten. In einer ersten Reihe werden sechs Photomultiplier mit dieser Rate 5 Minuten lang beleuchtet. Zuvor waren die Photomultiplier einige Tage in Ruhe. In Fig. 38 ist der Quotient der beiden Photomultipliersignale PM1 und PM2 für eine typische Messung mit blauem Licht gegen die Zeit aufgetragen.

Zu der mit dem Pfeil angedeuteten Zeit wird der Photomultiplier PM1 fünf Minuten lang beleuchtet.

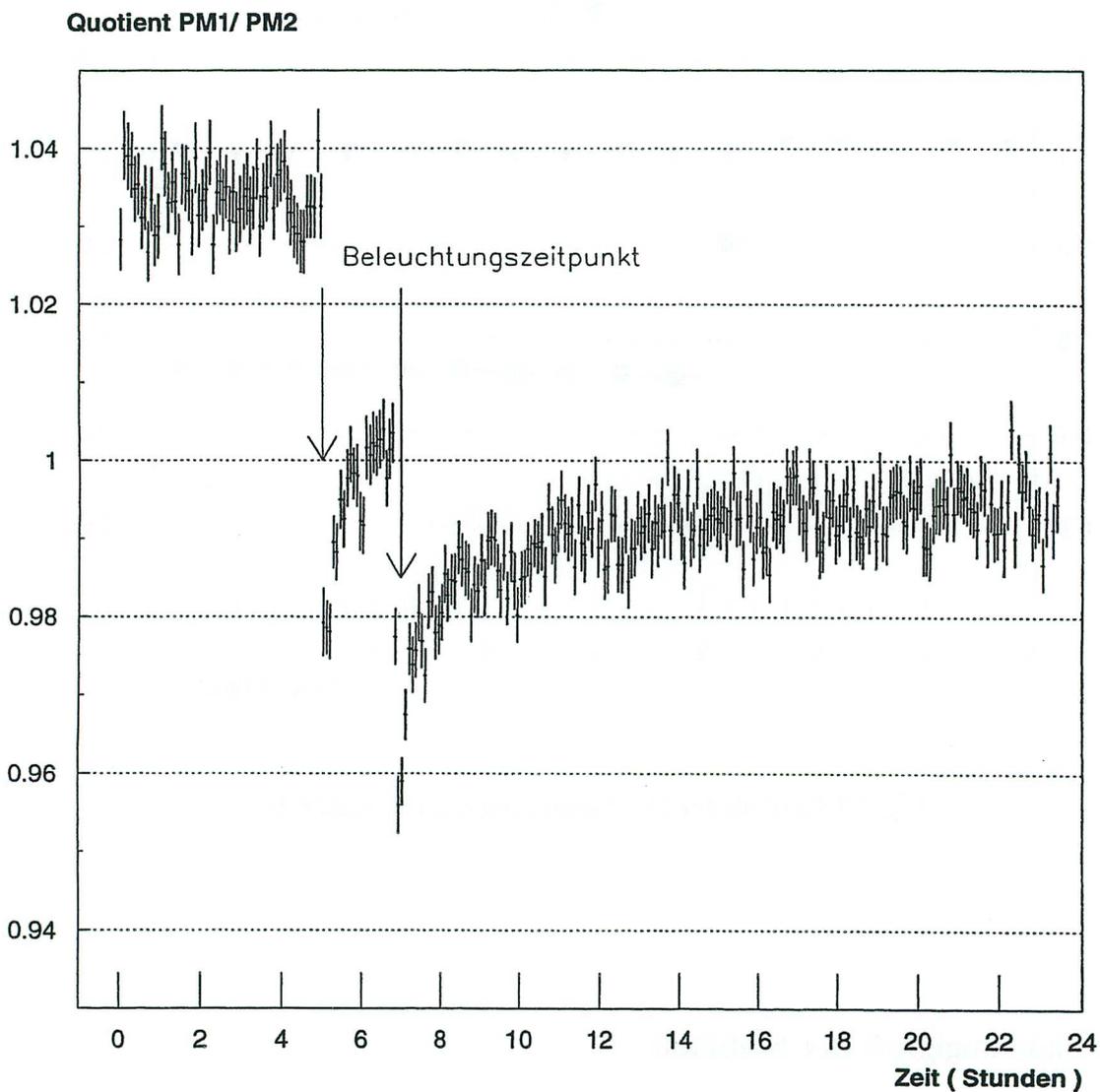


Fig. 38 Zeitlicher Verlauf der Verstärkung bei starker Beleuchtung

Man sieht, daß die Verstärkung des beleuchteten Photomultipliers zum Zeitpunkt der Beleuchtung sofort abnimmt. Während der Beleuchtung bleibt die Verstärkung auf einem niedrigeren Niveau. Nach der Beleuchtung erholt sich die Verstärkung wieder. Nach der Erholungsphase hat der Photomultiplier eine um 2 % niedrigere Verstärkung gegenüber dem Wert vor der Beleuchtung. Die Dauer der Erholungsphase ist hier 3 Stunden.

Alle Photomultiplier zeigen eine Veränderung der Verstärkung während der Beleuchtungsphase. Die einzelnen Photomultiplier reagieren auf die Beleuchtung in unterschiedlich starker Weise. Von den fünf untersuchten Photomultipliern zeigten drei irreversible Verstärkungsänderungen, während bei zwei Photomultipliern die Änderungen zum Teil nach sehr langen Erholphasen von 10 Stunden Dauer zurückgingen.

Für die Zeitabhängigkeit des Quotienten nach der Beleuchtung wird ein einfacher Exponentialzusammenhang angenommen, um die relativen Änderungen und die Erholzeiten zu bestimmen.

$$R(t) = 1 - \Delta \cdot \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau}\right) \quad (4.6)$$

t ist die Zeit in Stunden, t_0 der Zeitpunkt der Beleuchtung, τ die Erholzeit in Stunden. Mit Δ ist die Änderung zum Zeitpunkt der Beleuchtung bezeichnet.

Die Abnahme der Verstärkung trat bis auf eine Ausnahme bei allen Photomultipliern auf, die gemessen wurden. Die Verstärkungsänderungen, die zum Zeitpunkt der Beleuchtung auftreten, sind in der Größenordnung reproduzierbar. Die Verstärkung sinkt während der 5 Minuten andauernden Beleuchtung um 1-5 %. Bei einem Photomultiplier²³ trat eine Zunahme der Verstärkung um 10 % auf.

Die Dauer der Erholungsphase ist für jeden Photomultiplier verschieden lang und in der Größenordnung reproduzierbar. Im allgemeinen liegt sie im Bereich von 10 Minuten bis 10 Stunden.

Sättigungseffekte an der Base werden wegen der Zeitskala der Erholungsphase ausgeschlossen. Es gibt keine mögliche Verknüpfung von Widerständen und Kapazitäten, deren Zeitglieder mit den hier gemessenen langen Zeiten verträglich wäre.

Die Erholzeiten sind nicht mit den Verstärkungsänderungen Δg korreliert.

Hingegen herrscht ein Zusammenhang zwischen den Erholzeiten und der absoluten Verstärkung der Photomultiplier. Fig. 39 zeigt die gemessenen Erholzeiten für die Meßreihe mit 5 Minuten andauernder Beleuchtung über den von der Firma Hamamatsu angegebenen Verstärkungen für die einzelnen Photomultiplier.

²³WA 0004

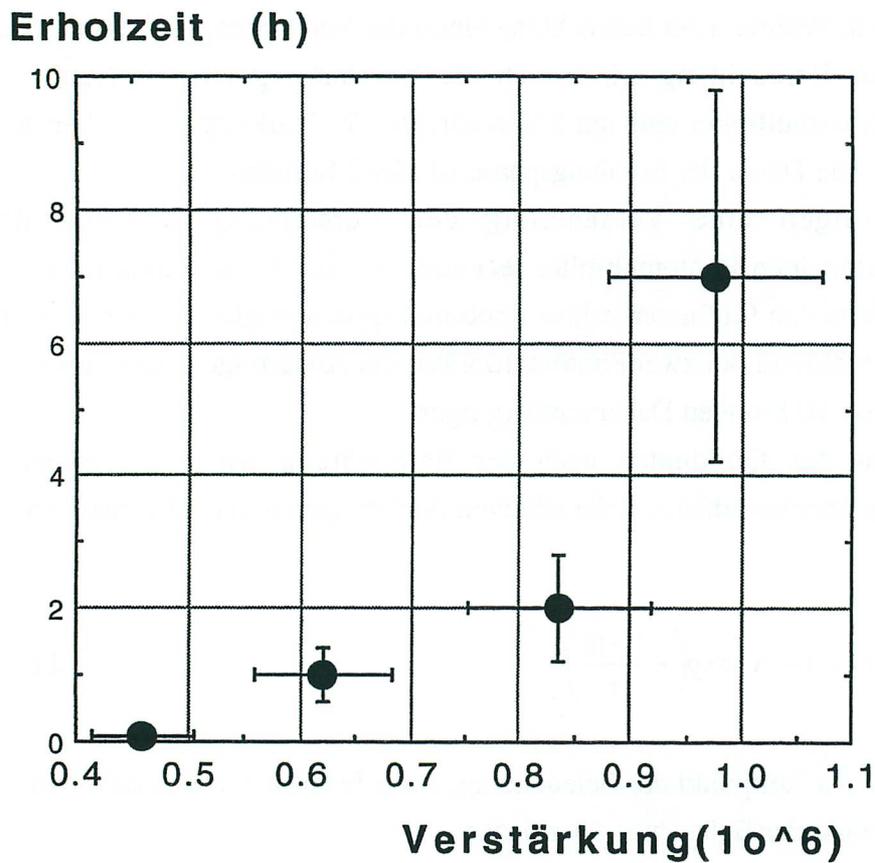


Fig. 39 Zusammenhang zwischen absoluter Verstärkung und Erholungsphase nach starker Beleuchtung

Man erkennt, daß sich Photomultiplier mit geringerer Verstärkung sich schneller erholen als solche mit größerer Verstärkung.

Um zu bestimmen, ob die Pulsrate bei gleicher Intensität eine Rolle spielt, wurde ein Photomultiplier mit einer Leuchtdiode beleuchtet, die einmal mit Gleichstrom betrieben und einmal in gepulstem Modus betrieben wurde.

In Fig. 40 sind die Kurven zum Vergleich dargestellt.

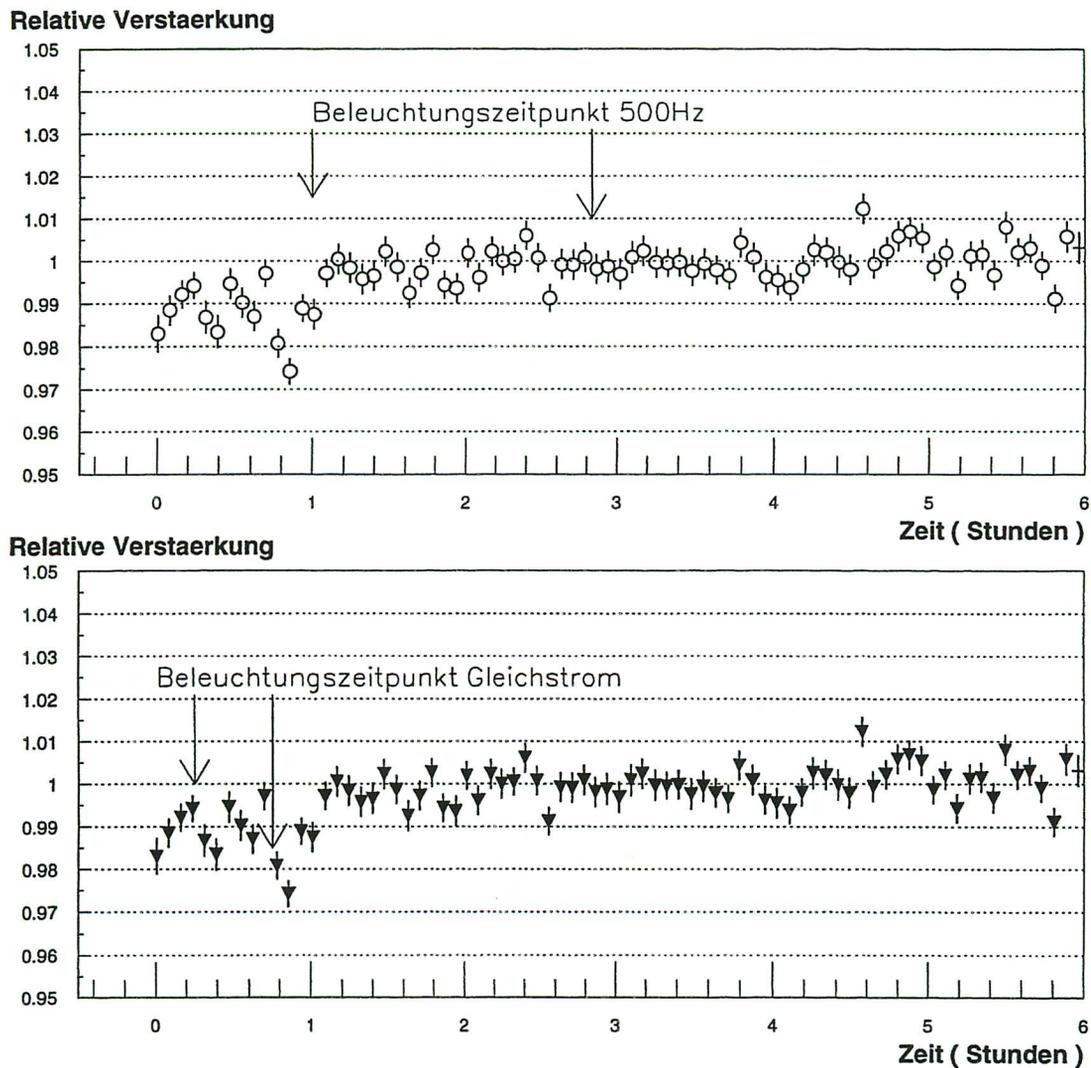


Fig. 40 Verstärkungseinbrüche bei gleichmäßiger und gepulster Beleuchtung

Die gemessenen Anodenströme sind von derselben Größenordnung. Es wurden 350 ± 20 nA gemessen. Man sieht, daß in beiden Fällen die Verstärkung durch die Beleuchtung abnimmt. Die Verstärkung wird bei gepulsten Leuchtdioden etwas stärker beeinträchtigt. Die Verstärkungsänderung ist nicht nur eine Funktion der Anodenströme, sondern auch direkt abhängig von der Beleuchtungsrate.

Die Abweichungen in der Photomultiplerverstärkung sind nicht proportional zu den dabei auftretenden Anodenströmen. Bei einer Meßreihe wurde die zusätzliche Beleuchtung jeweils 15 Minuten lang bei unterschiedlichen Raten betrieben.

Fig. 41 zeigt den zeitlichen Verstärkungsverlauf bei einer Beleuchtung mit 5 kHz, 2 kHz, 1 kHz und 50 Hz Beleuchtungsrate. Die Anodenströme, die dabei proportional zur Rate ansteigen, betragen 0,05, 1,15, 2,3 und 5,6 μA .

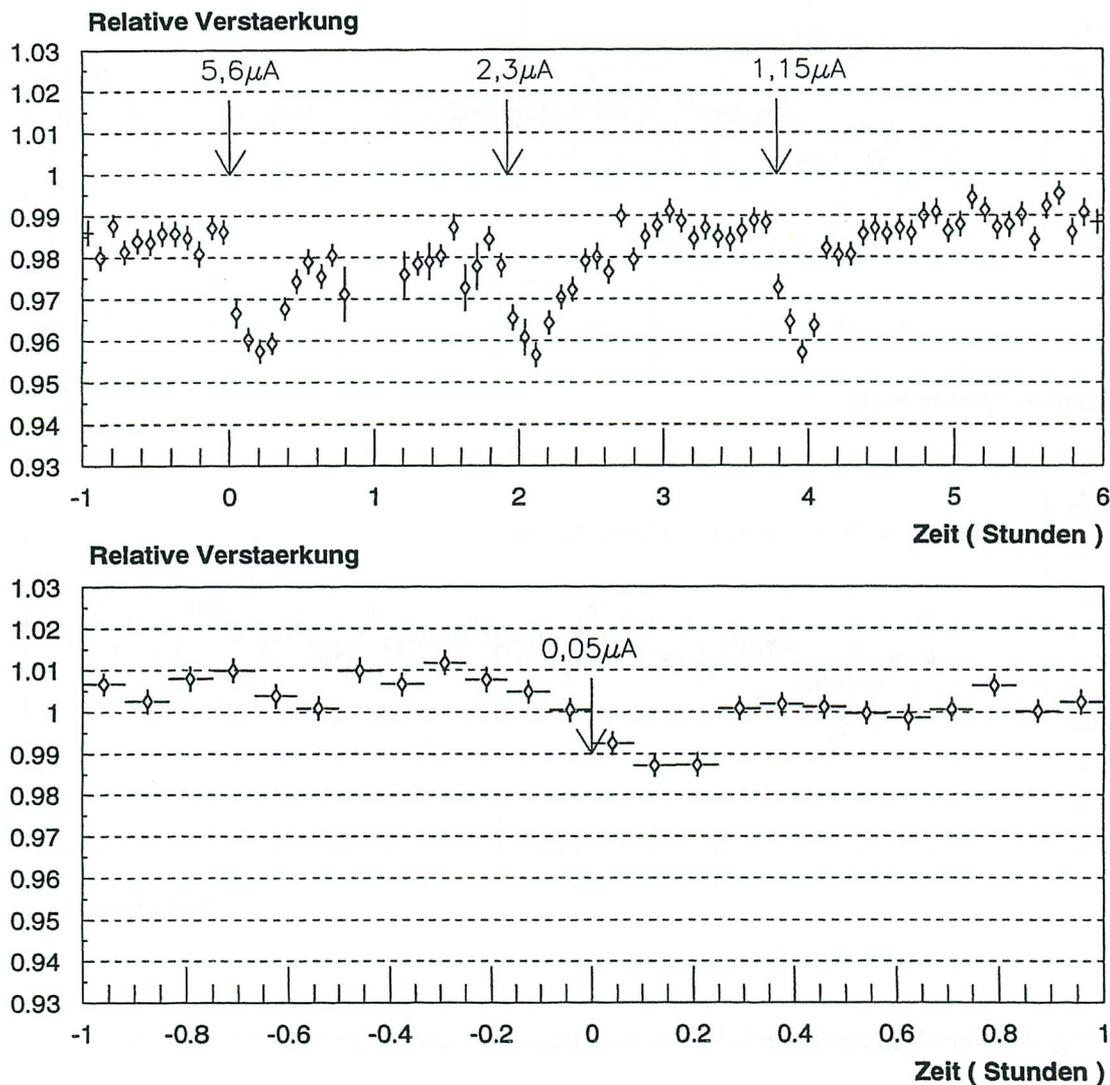


Fig. 41 Verhalten des Photomultiplier bei kurzer Beleuchtung mit verschiedenen Lichtintensitäten

Die auftretenden Anodenströme variierten dabei von 0,05-5,6 μA , also in einem Bereich von zwei Größenordnungen. Die Photomultiplier hatten zwischen den Beleuchtungsphasen genügend Zeit, sich zu erholen. Die Verstärkungsabweichungen in Prozent unterscheiden nur gering. Vergleicht man die einzelnen Kurven miteinander, stellt man nur fest, daß das Absinken

der Verstärkung bei hohen Beleuchtungsraten schneller geschieht als bei niedrigen Raten. Damit ist auch der Verlust bei hohen Raten etwas größer.

Dieses Ergebnis gilt nur für kurze Beleuchtungszeiträume von wenigen Minuten, in der die Sättigungsgrenze für den Verstärkungsverlust noch nicht erreicht ist.

Bei langen Beleuchtungszeiträumen spielt die Beleuchtungsrate eine Rolle. Der Verstärkungsverlust ist auch hier nicht proportional zur Beleuchtungsintensität.

In Fig. 42 wurde derselbe Photomultiplier zuerst mit 100 Hz zwei Stunden beleuchtet, danach mit 1 kHz kurz beleuchtet und anschließend die Raten in langsamen Schritten bis auf 3 kHz erhöht. Danach wurde der Photomultiplier mit 500 Hz Dauerbeleuchtung einige Stunden belastet.

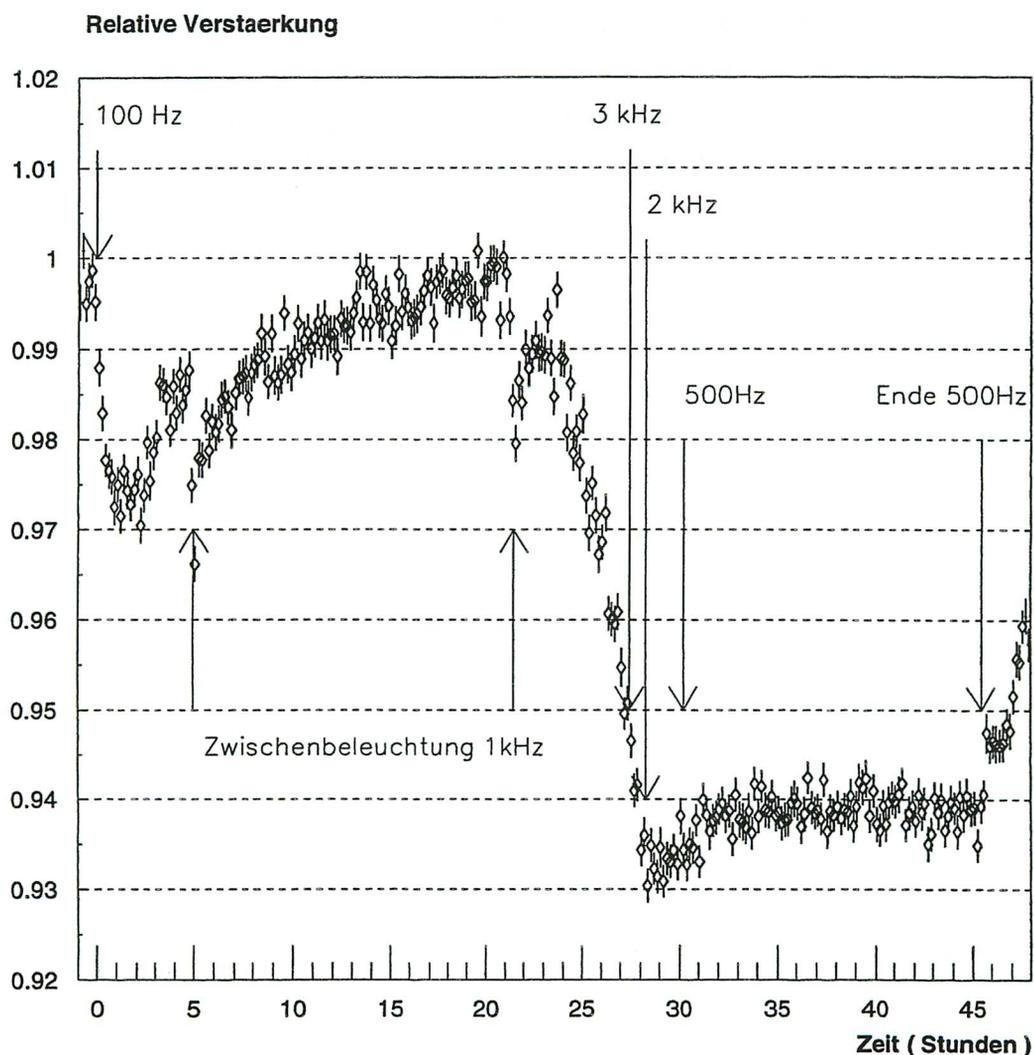


Fig. 42 Verstärkungsverlust in Abhängigkeit der Raten

Die Sättigungswerte sind deutlich verschieden. Die Anodenströme betragen bei 50 Hz 72 nA und bei 500 Hz 320 nA. Die Photomultiplier verlieren mit höheren Raten an Verstärkung. Die Größenordnungen der Verluste sind aber deutlich kleiner als die der Anodenströme.

Die relative Unabhängigkeit der Verluste bei kurzer Beleuchtung der Größenordnung 15 Minuten deutet darauf hin, daß die Verstärkungsänderungen bei einsetzender Beleuchtung eine gewisse Zeit benötigen, um einen "Sättigungswert" zu erreichen.

4.2.2 Trainingseffekte

Bei wiederholter Beleuchtung wird bei zwei Photomultipliern ein Absinken der Verstärkung registriert. Für jede Beleuchtungsphase sinkt die Verstärkung in der Größenordnung 1-4 %. In Fig. 43 sieht man den Verlauf der Verstärkung eines Photomultipliers, der zuerst 5 Minuten bei 500 Hz beleuchtet wurde. Anschließend wurde eine halbe Stunde beleuchtet, danach noch einmal 5 Minuten.

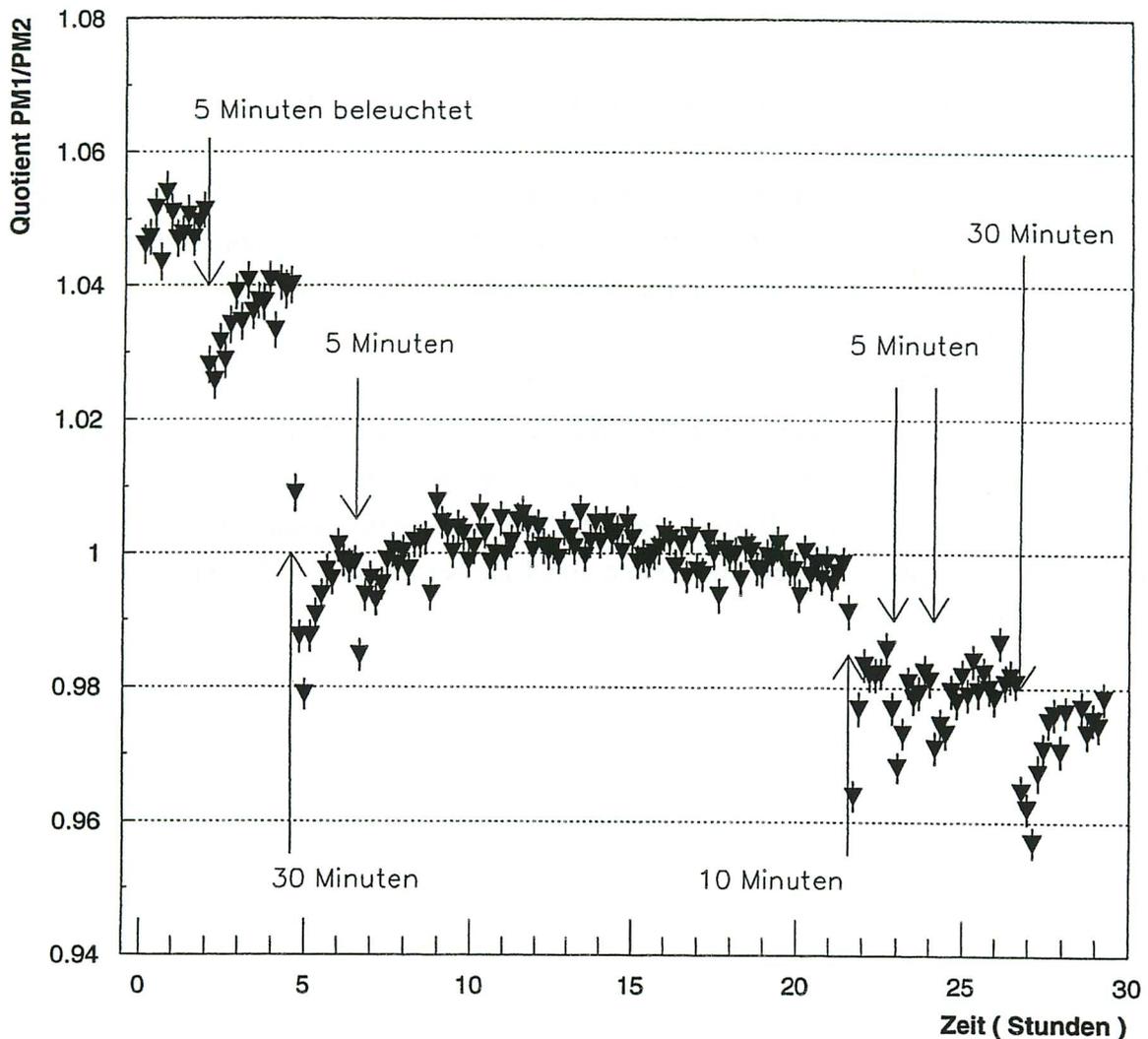


Fig. 43 Verstärkungsverlust bei wiederholter Beleuchtung

Der Betrag der kurzfristigen reversiblen Änderung bei wiederholter Beleuchtung wird für dieselbe Beleuchtungsdauer und -stärke zunehmend kleiner. Dies wird deutlich, wenn man die Größe der Sprünge für 5 Minuten Beleuchtungsdauer betrachtet. Der Photomultiplier kann also auf starke Beleuchtung trainiert werden.

Die Verstärkungsänderung nach der Beleuchtung bleibt auf einer Skala von 20 Stunden erhalten. Es scheinen irreversible Veränderungen am Photomultiplier stattgefunden zu haben. Das Niveau der Verstärkung, das nach der Erholungsphase erreicht wird, sinkt mit der Anzahl der Beleuchtungsphasen. Dieses Absinken der absoluten Verstärkung tritt auch bei

Photomultipliern auf, die bereits schon mehrere Tage unter Hochspannung standen und beleuchtet wurden. Es ist offensichtlich, daß der Photomultiplier bei hoher Belastung wesentlich schneller altert. Schon Anodenströme im Mikroamperebereich und integrierte Beleuchtungsdauern von zwei Stunden genügen, die Verstärkung um insgesamt 10 % zu verschlechtern.

Das erreichte Niveau der Verstärkung nimmt nicht linear mit der integrierten Strahlungsenergie ab. Die Verstärkung erreicht ein konstantes Niveau, das nach andauernder Beleuchtung wieder erreicht wird. Ob dies echte irreversible Verstärkungsänderungen sind oder die Erholzeiten nur extrem lang sind, ist nicht klar. Das Verhalten bei wiederholter Beleuchtung ist für Photomultiplier zu Photomultiplier verschieden. Diese Irreversibilitäten traten bei drei von sechs untersuchten Photomultipliern auf.

Bei einem Photomultiplier gab es Anzeichen, daß sich Verstärkungsänderungen vollständig zurückbilden. Fig. 44 zeigt die Daten einer Messung, bei der ein Photomultiplier mehrere Tage unter Hochspannung stand und dabei mit zum Teil sehr starken Intensitäten beleuchtet wurden, die einen Anodenstrom von bis zu $10 \mu\text{A}$ erzeugten. Bei der anschließenden Messung wurde der Photomultiplier nur noch mit der Ausleserate von 1 Hz betrieben. Fig. 44 zeigt den zeitlichen Verlauf des Quotienten.

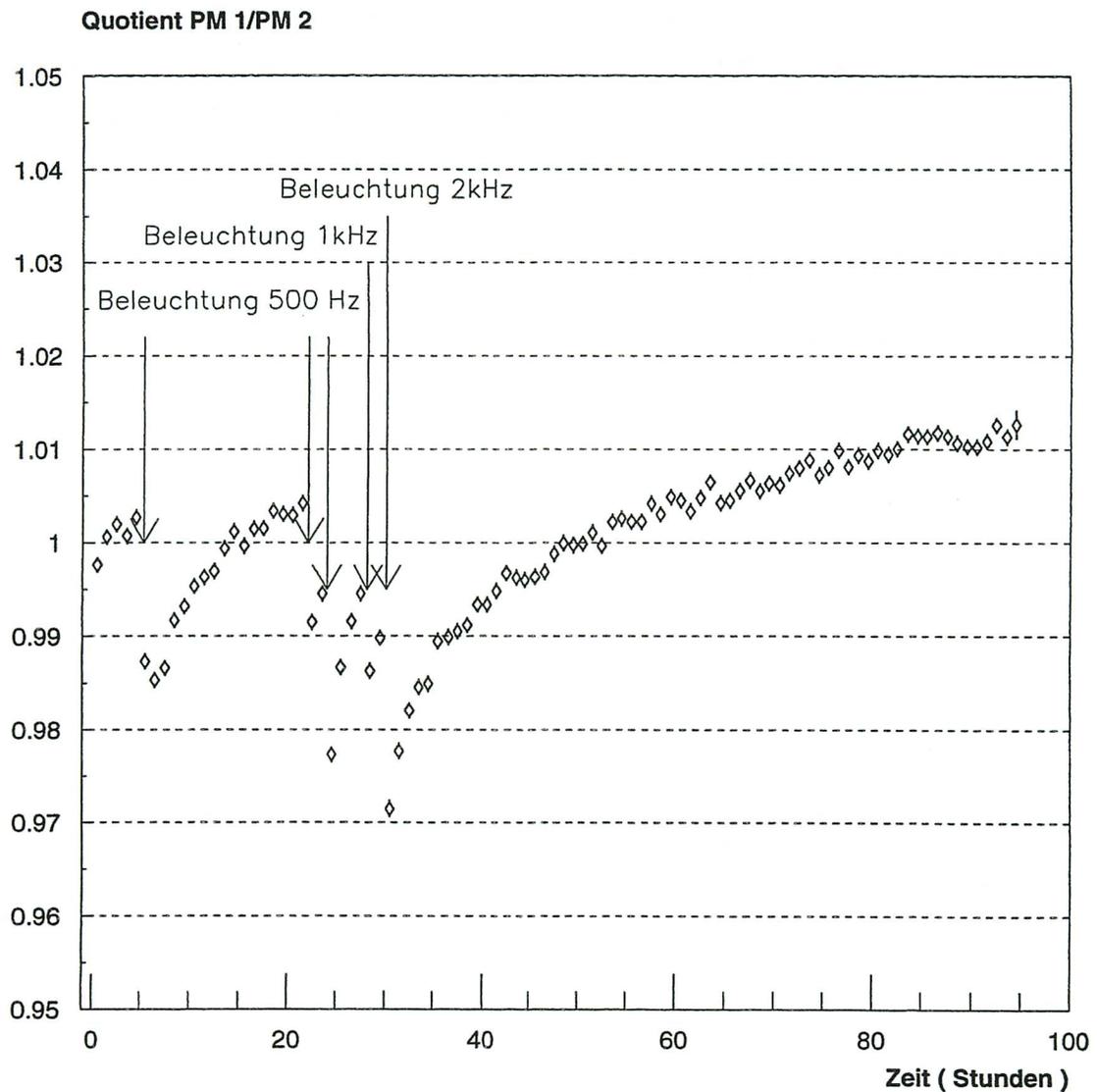


Fig. 44 Erholung eines Photomultipliers nach intensiver Beleuchtung

Man sieht die Sprünge in der Verstärkung und die anschließende sehr langanhaltende Erholungsphase, bis das ursprüngliche Niveau wieder erreicht ist. In dieser letzten Phase ist nicht mehr unterscheidbar, ob der Photomultiplier sich noch erholt oder ein ansteigende Drift in der Verstärkung zeigt.

Die Mechanismen, die im Photomultiplier zur Verbesserung der Verstärkung führen, sind nicht klar. Eventuell werden ausgegaste Ionen, die zur sensitiven Schicht auf der Dynode gehören, durch das angelegte Feld wieder zur Dynode geführt und für die Sekundärelektronenemission nutzbar gemacht.

Das Absinken der Verstärkung während der starken Beleuchtung geschieht auf einer mit 5–10 Minuten sehr kurzen Skala. Danach stellt sich ein Sättigungswert ein. In Fig. 45 wurde der Photomultiplier eine Stunde lang bei einem Anodenstrom von $0.6 \mu\text{A}$ beleuchtet. Die Kurve stellt den zeitlichen Verlauf der Verstärkungsänderungen dar. Wieder ist der Quotient gegen die Zeit aufgetragen.

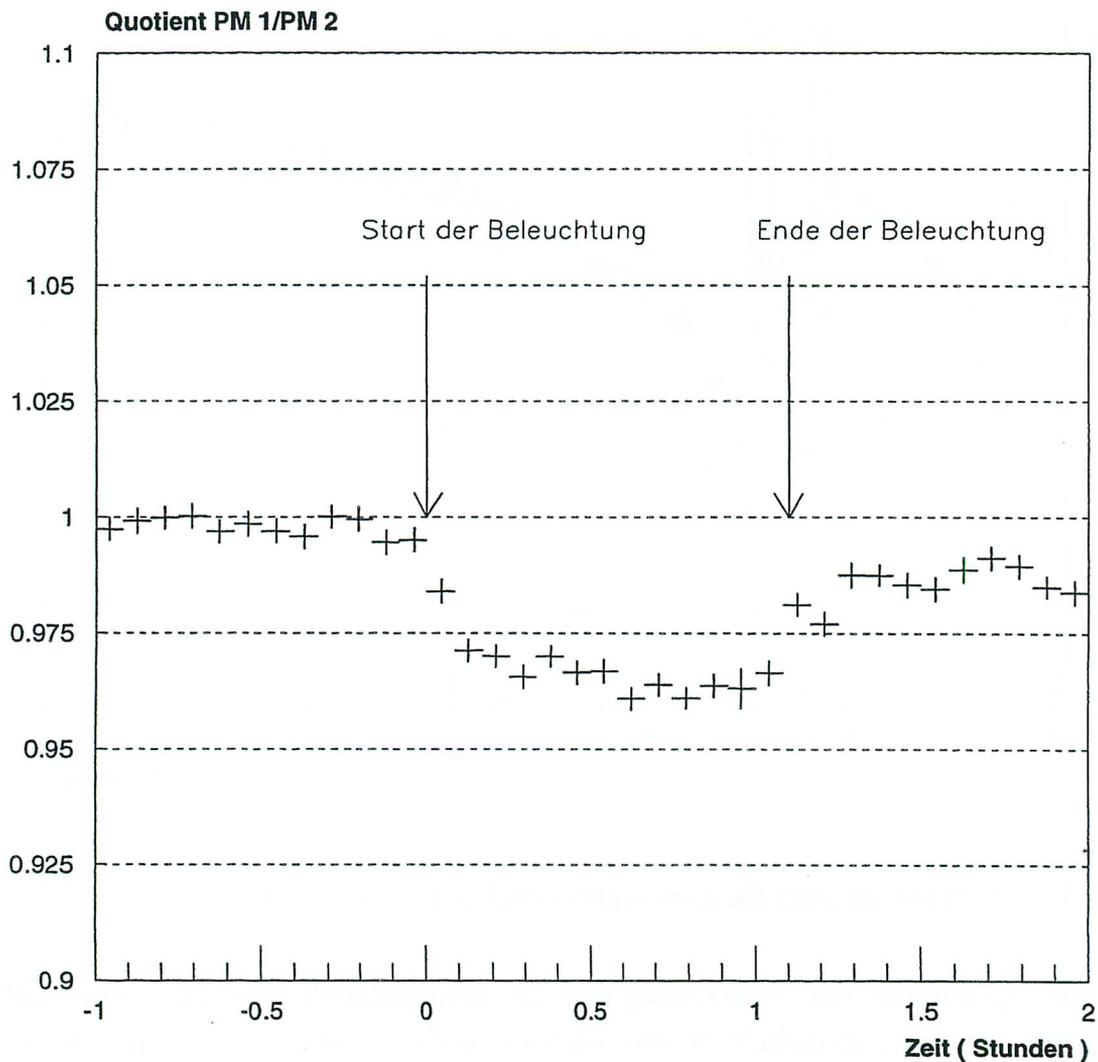


Fig. 45 Zeitliches Verhalten bei Beleuchtung mit hohen Raten

Auf einer Skala von einer halben Stunde senkt sich die Verstärkung noch einmal um 1 %, danach ändert sich die Verstärkung nicht mehr. Die Größe dieses langsamen Verstärkungsverlustes ist ratenabhängig.

Am Ende der Beleuchtung erholt sich der Photomultiplier wieder. Dieser Verlauf der Verstärkungsänderungen mit zwei Zeitskalen trat bei allen längeren Beleuchtungen auf.

In einer Meßreihe wurde ein Photomultiplier bei konstantem Lichtstrom unterschiedlich lang beleuchtet. Fig. 46 zeigt den zeitlichen Verlauf des Quotienten.

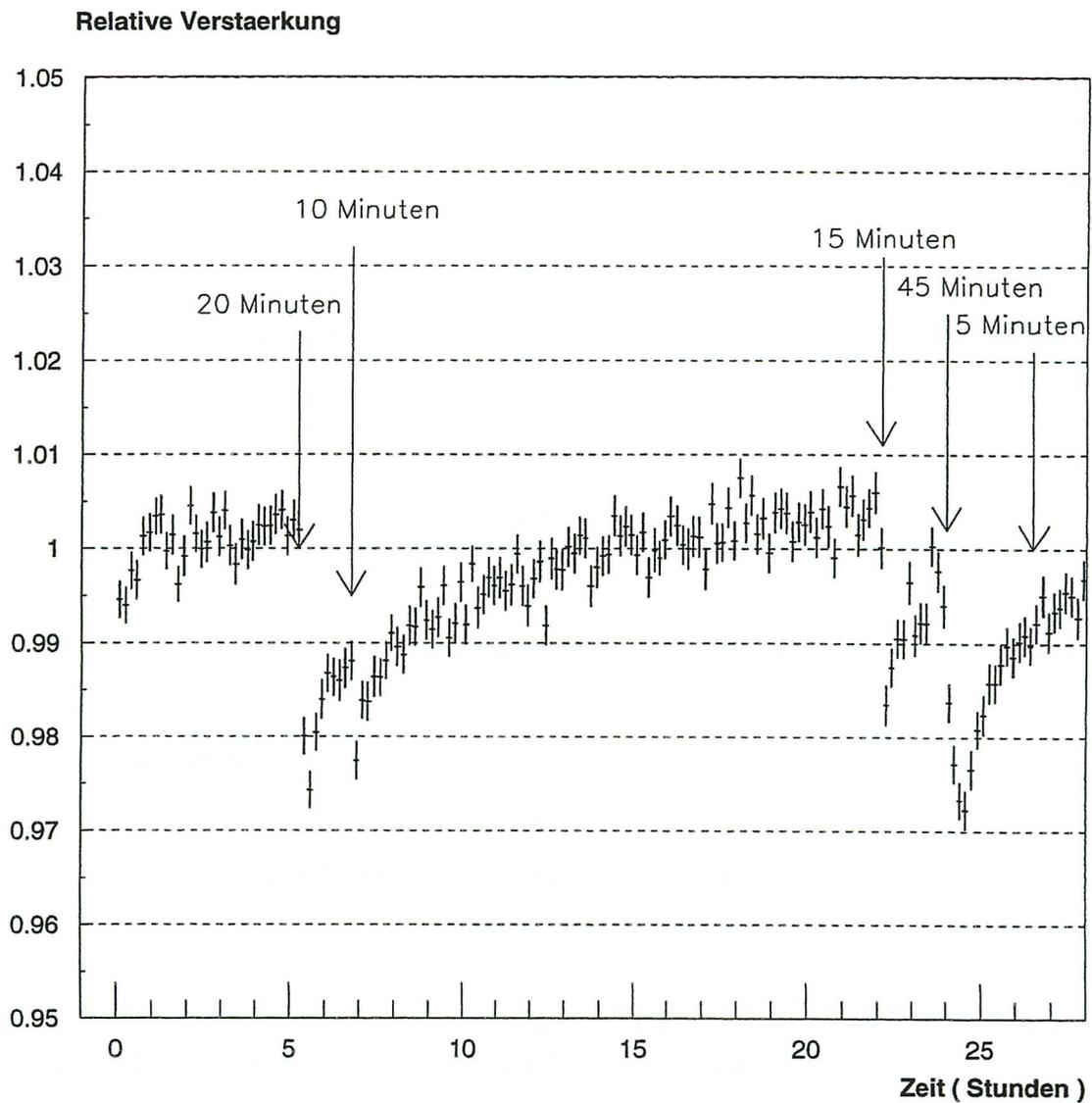


Fig. 46 Verstärkungsinstabilitäten bei verschiedener Beleuchtungsdauer

Der Photomultiplier wird verschieden lang beleuchtet. Die Beleuchtungsspannen betragen 20, 10, 15, 45 und 5 Minuten. Man sieht, daß die Beleuchtungsdauer innerhalb der ersten halben Stunde einen Einfluß auf die Abschwächung der Verstärkung hat.

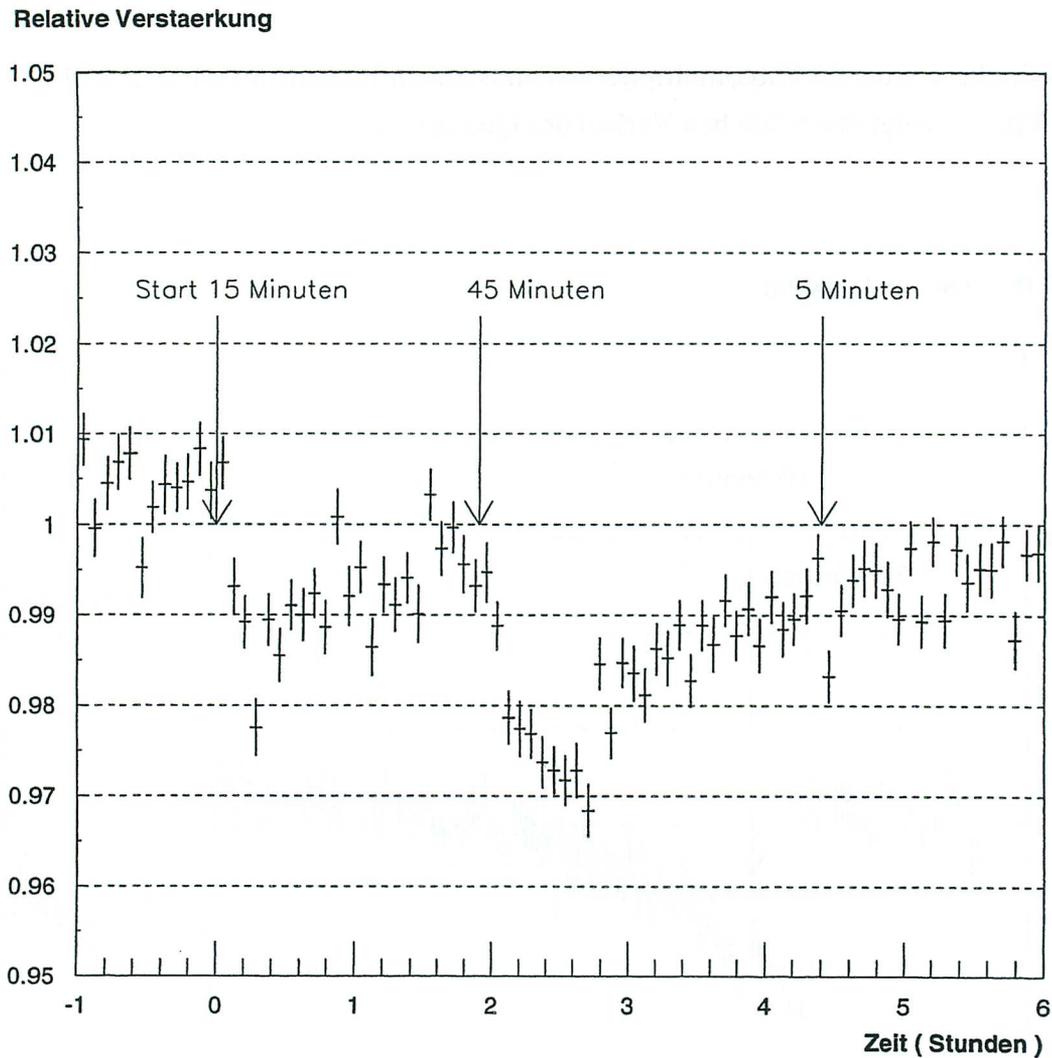


Fig. 47 Zeitlicher Verlauf der Verstärkung bei starker Beleuchtung mit unterschiedlicher Dauer

Betrachtet man die einzelnen Beleuchtungsphasen genauer, wie in Fig. 47 dargestellt, dann ist auch hier eine steile absinkende Flanke mit einer Länge von 10 Minuten und eine langsamere Abschwächung innerhalb einer halben Stunde sichtbar. Auch die Erholungsphase spielt sich auf zwei Zeitskalen ab. Damit sind für diesen Photomultiplier schnelle Erholungsphasen, wie hier bei 5 Minuten Beleuchtungsdauer möglich.

4.2.3 Hochspannungsabhängigkeiten bei starker Beleuchtung

Die Frage war zu beantworten, ob die relativen Verstärkungsverluste von der an die Photomultiplier angelegten Hochspannung abhängen. Ein Photomultiplier wurde bei 1900 V und 2050 V untersucht. Die Beleuchtungsintensität war dieselbe. Die Beleuchtungsdauer betrug bei den Messungen eine Stunde. Fig. 48 zeigt den zeitlichen Verlauf der Verstärkung für beide Messungen.

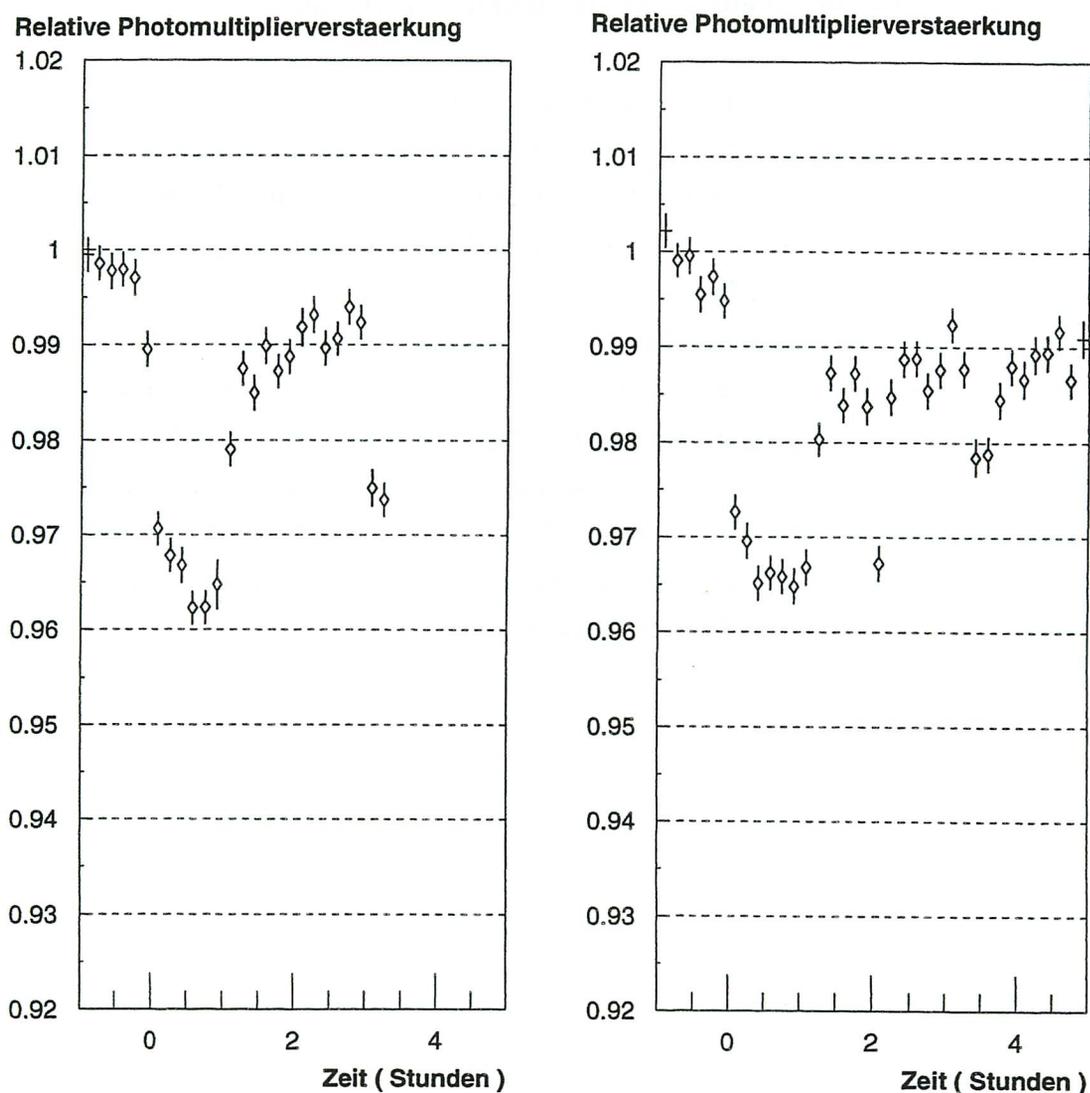


Fig. 48 Verstärkungsänderung bei zwei verschiedenen Hochspannungen

Man sieht, daß die Abweichungen von der gleichen Größenordnung sind, obwohl die auftretenden Ströme bei der Messung mit hoher Hochspannung um 50 % größer sind als bei der Messung mit niedriger Hochspannung. Der absolute Verstärkungsverlust wächst damit mit der pro Puls an die Anode abgegebenen Ladungsmenge.

Bei der Erholung der Verstärkung sieht man auch hier unterschiedliche Zeitskalen. Zuerst geht die Verstärkung innerhalb von 10 Minuten um 2 % herauf. Danach erholt sie sich auf einer Zeitskala von Stunden. Die Zeiten der langfristigen Erholung sind bei der größeren Hochspannung etwas ausgedehnter.

4.2.4 Wellenlängenabhängigkeiten bei anomalen Änderungen

Um der Frage nach den Ursachen für die Verstärkungsverluste nachzugehen, wurde wieder das Signalverhältnis von blauem Licht zu grünem Licht betrachtet. Die Wellenlängenabhängigkeiten, falls vorhanden, dürfen nur in der Kathode ihren Ursprung haben. Fig. 49 zeigt die Messung bei einem Photomultiplier, der sehr starke Verstärkungsverluste unter hochfrequenter Beleuchtung von 500 Hz mit einer grünen Leuchtdiode zeigte. Die Beleuchtungsphase dauerte 5 Minuten. Der relative Verstärkungsverlust bei Beobachtung mit blauem Licht und das Verhältnis zu grünem Licht ist gegen die Zeit aufgetragen. Da die gemessene Ladung an der Anode die gleiche war und die Quanteneffizienz für blaues und grünes Licht sich um einen Faktor zwei nach Herstellerangaben unterscheiden, ist die eingestrahlte Lichtintensität der niederfrequenten Beleuchtung für grünes Licht stärker als für blaues Licht. Veränderungen an der relativen Quanteneffizienz müßten sich im Verhältnis der Farben zueinander bemerkbar machen.

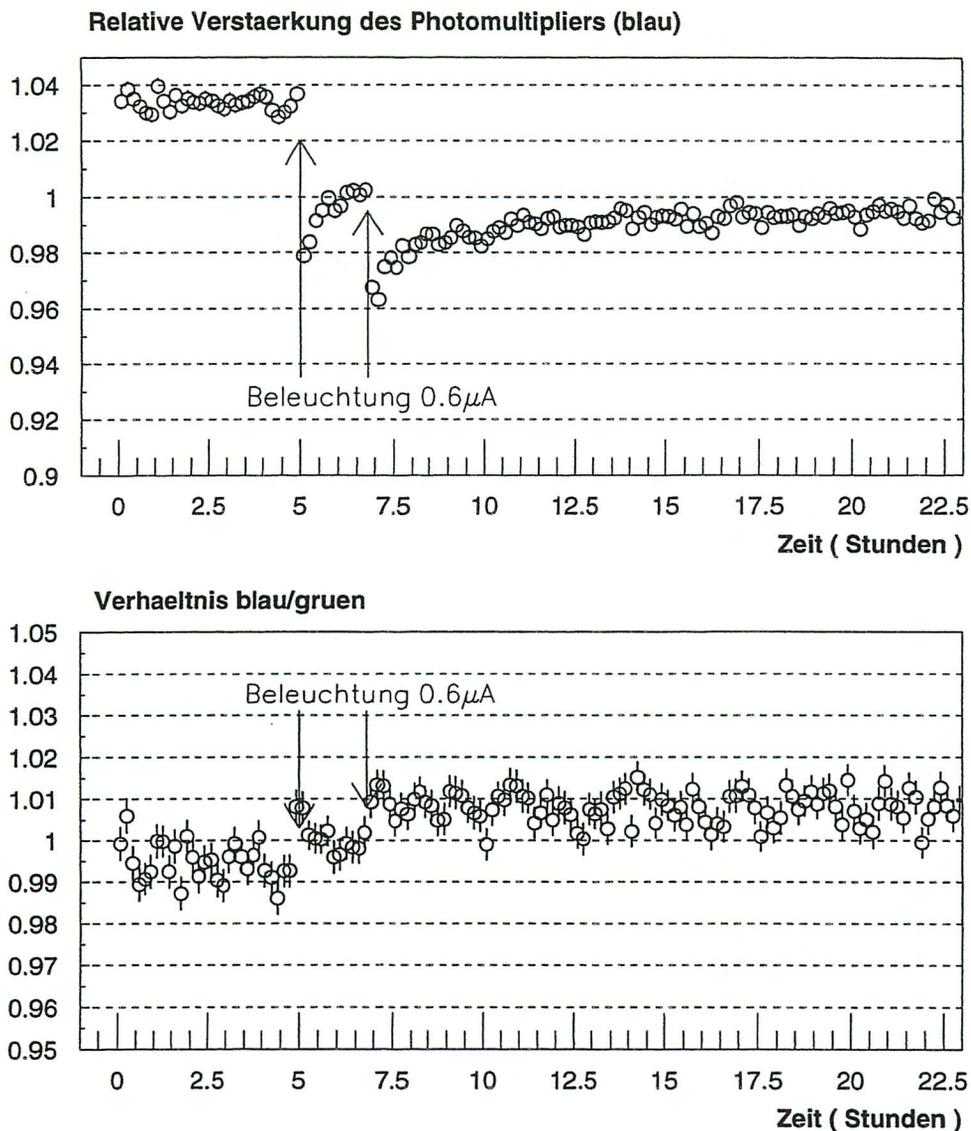


Fig. 49 Einfluß der Quanteneffizienz auf die Verstärkungsverluste

Man sieht, daß die Verstärkung des Photomultiplier eine Abschwächung um 4 % zeigt, während das Verhältnis der Farben um ein Prozent gewachsen ist. Die Abschwächung für grünes Licht ist stärker. Die Größenordnungen der Effekte, die wellenlängenabhängig sind, sind im Vergleich zu den Verstärkungsänderungen wesentlich geringer. Die typischen Zeitabhängigkeiten sind für den Vergleich der Farben nicht zu sehen. Die Änderungen an der Kathode spielen also bei dem Verstärkungsverlust eine Rolle. Sie sind hier irreversibel. Diese irreversiblen Veränderungen sind bei Photomultiplier, die bereits unter starkem Beleuchtungseinfluß standen, aufgetreten. Sie sind unabhängig vom Betriebsdauer der Photomultiplier aufgetreten.

Fig. 50 zeigt denselben Vergleich für den Photomultiplier WA 0004, der nach der Beleuchtung eine Zunahme der Verstärkung gezeigt hat. Auch hier war die Lichtintensität für grünes Licht kleiner als für blaues Licht.

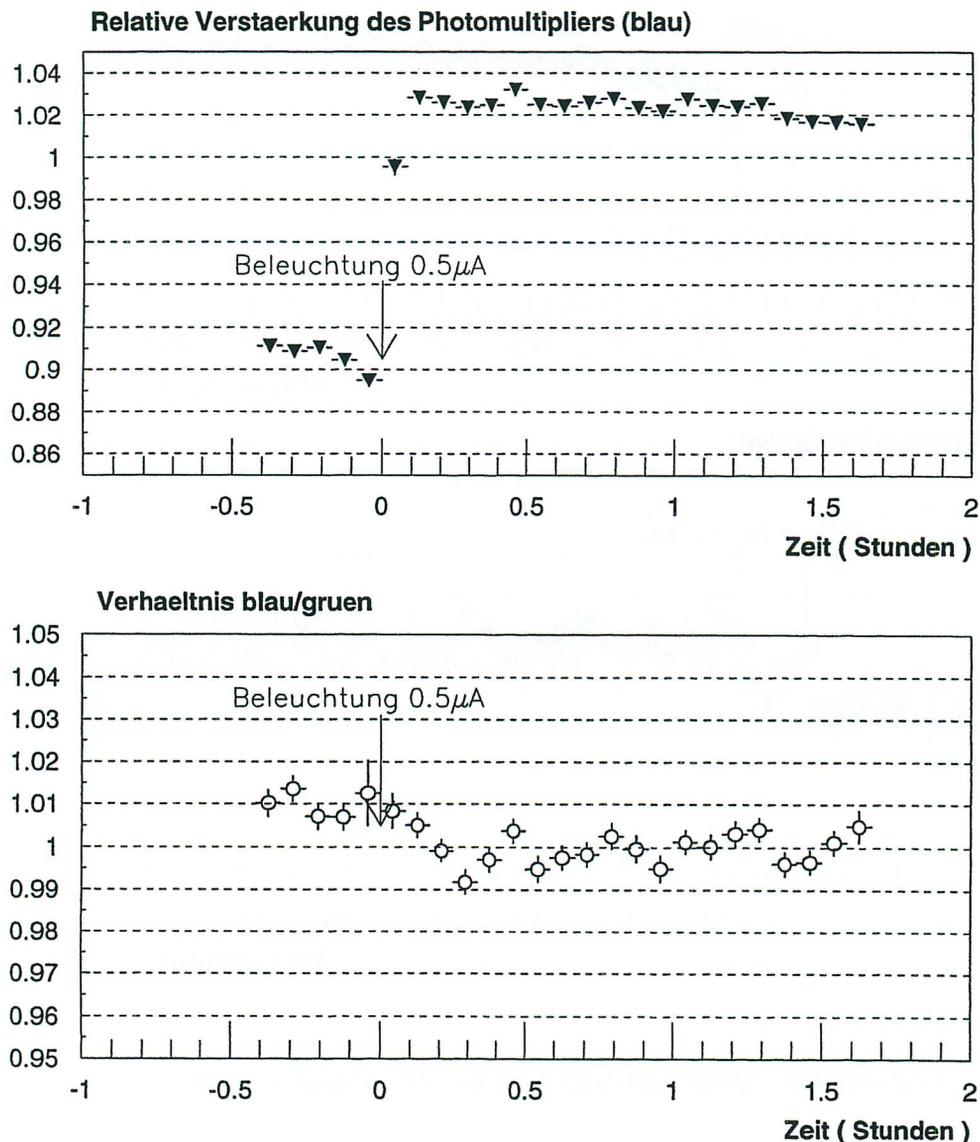


Fig. 50 Beitrag der Quanteneffizienz auf anomale Verstärkungsänderungen

Auch bei dem einzigen Photomultiplier, der eine Zunahme der Verstärkung nach der Beleuchtung gezeigt hat, ist eine leichte Veränderung des Farbvergleichsquotienten zu sehen. Hier verändert sich das Niveau zu kleineren Werten des Farbvergleichsquotienten hin, erholt sich aber wieder. Die relativen Unterschiede zwischen den Farben sind um eine Größenordnung kleiner als die Verstärkungsverluste.

Bei einer Messung mit einem weiteren Photomultiplier ist das Verhältnis der verschiedenen Farben während der Beleuchtung und in der Erholungsphase nicht verschieden von dem Wert vor und nach der Beleuchtung. Fig. 51 zeigt die Messung bei einem Photomultiplier, der öfters mit 500 Hz beleuchtet wurde. Danach wurde mit 1 kHz und mit 2 kHz beleuchtet.

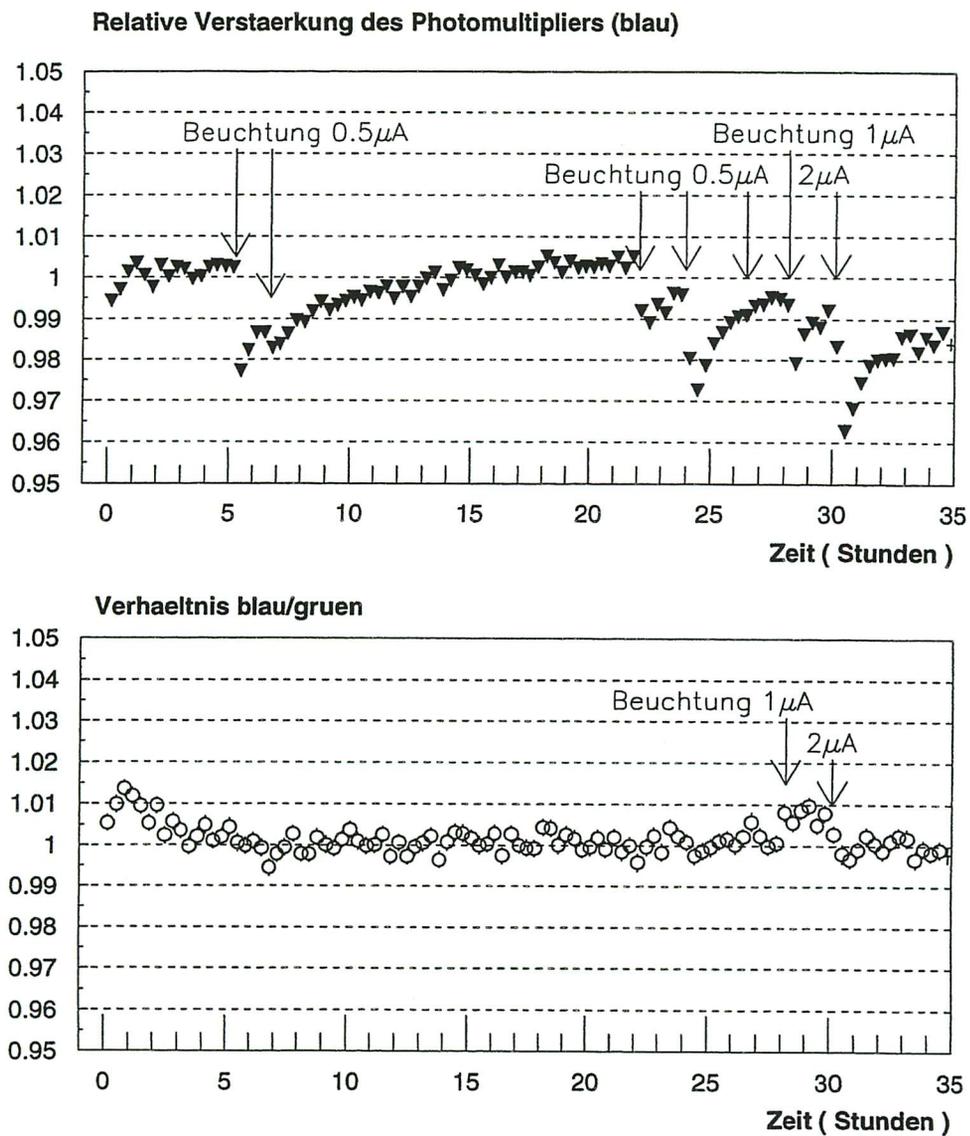


Fig. 51 Reversible Änderungen der Verstärkung gemessen bei verschiedenen Wellenlängen des eingestrahnten Lichts

Man erkennt nur bei der besonders starken Beleuchtung mit 1 μA und 2 μA Anodenstrom eine Änderung des Farbvergleichsquotienten, die nach der Beleuchtung wieder zurückgeht. Damit

wird angedeutet, daß Veränderungen an der Kathode nur bei starker Beleuchtung eine Rolle spielen.

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden mehrere FINE-MESH-Photomultiplier der Firma Hamamatsu auf ihre zeitliche Stabilität untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden systematische Untersuchungen zu Betriebsbedingungen gemacht, die direkt auf die Stabilität der Photomultiplier wirken. Es wurden Messungen unternommen, um den Ursprung der Instabilitäten zu bestimmen.

Die Photomultiplier zeigen bei niedrigen Beleuchtungsraten und vernachlässigbar kleinen integrierten Anodenströmen eine langsame Änderung der Sensitivität bis 2 Promille pro Stunde. Die langsamen Änderungen sind unabhängig von der Wellenlänge des verwendeten Lichts. Die an die Photomultiplier angelegte Hochspannung hat keinen merklichen Einfluß auf die Stabilität.

Die Photomultiplier sind allerdings nicht stabil gegen Änderungen in der Beleuchtungsrate. Es sind Änderungen der Sensitivität für hohe Raten bei allen untersuchten Photomultipliern beobachtet worden.

Von sechs Photomultipliern zeigen fünf ein Absinken der Verstärkung um 1-10 % während der Beleuchtung, ein Photomultiplier zeigt reproduzierbar anomale Verstärkungsänderungen, die die Verstärkung in wenigen Minuten um 10 % ansteigen lassen.

Das zeitliche Verhalten dieser Änderungen ist untersucht worden. Die beobachteten Zeitskalen sind für jeden Photomultiplier verschieden. Bei Änderung der Beleuchtungsrate sind schnelle Änderungen innerhalb der Zeitspanne von Sekunden bis Minuten zu sehen. Eine zweite Zeitskala ist bei länger anhaltender Beleuchtung zu sehen. Die Verstärkung erreicht einen von der Beleuchtungsrate abhängigen und von Photomultiplier zu Photomultiplier verschiedenen Sättigungswert. Der Sättigungswert ist nicht proportional zur Beleuchtungsrate.

Das zeitliche Verhalten der Sensitivität bei abgeschalteter Beleuchtung zeigt vergleichbare Zeitskalen. Eine langanhaltende Regeneration der Verstärkung ist bei allen Photomultipliern sichtbar. Die Dauer dieser Phase bewegt sich im Bereich von Stunden.

Die Kathode wird bei Belastung durch Beleuchtung, aus denen Anodenströme im Mikroamperebereich resultieren, zum Teil beeinträchtigt.

Die Änderungen der Sensitivität sind für manche Photomultiplier irreversibel. Beeinträchtigungen der Quanteneffizienz waren insbesondere bei irreversiblen Sensitivitätsänderungen beobachtbar.

Bei Vergleichen der Sensitivitätsänderungen mit Licht verschiedener Wellenlängen waren die Unterschiede im zeitlichen Verhalten bis zu einer Größenordnung kleiner als die Änderungen in der absoluten Verstärkung. Diese Tatsache und der Zusammenhang der Zeitskalen mit der Sekundärelektronenausbeute führen zu dem Schluß, daß Änderungen im Vervielfachungssystem den größten Einfluß auf die Instabilitäten des Photomultipliers haben.

Figurenverzeichnis

Kapitel 1

Fig. 1 Der Teilchendetektor H1 Seite 3

Kapitel 2

Fig. 2 Schematischer Aufbau eines konventionellen Photomultipliers Seite 7

Tabelle 1 Austrittsarbeit und Ionisierungsenergie von Kathodenmaterialien Seite 9

Fig. 3 Austrittsarbeit und Ionisierungsenergie von Kathodenmaterialien Seite 9

Fig. 4 Schichtdickenabhängigkeit des Photostroms bei Kaliumschichten für verschiedene Wellenlängen [THO 1957] Seite 11

Fig. 5 Quanteneffizienz der FINE-MESH-Photomultiplier [HAM 1993] Seite 12

Fig. 6 Energiespektrum von Sekundärelektronen [DEK 1985] Seite 13

Fig. 7 Sekundärelektronenspektrum

Vergleich der Meßdaten mit dem errechneten Spektrum [WOL 1954] Seite 14

Fig. 8 FINE-MESH-Photomultiplier TYP R5506 Seite 16

Fig. 9 Verstärkung eines FINE-MESH-Photomultiplier im Magnetfeld [JAN 1993] Seite 17

Fig. 10 Verstärkung eines FINE-MESH-Photomultiplier bei verschiedenen Winkeln zur Magnetfeldrichtung [JAN 1993] Seite 18

Fig. 11 Sekundärelektronenemission an einer FINE-MESH-Dynode [HAM 1993a] Seite 19

Fig. 12 Linearität des Photomultiplierspannungsteilers Seite 20

Fig. 13 Bestückung des Spannungsteilers Seite 21

Fig. 14 typisches Signal eines FINE-MESH-Photomultipliers am Oszilloskop Seite 22

Fig. 15 Anwachsen der Verstärkung von FINE-MESH-Photomultipliern mit der angelegten Hochspannung Seite 24

Fig. 16 Verstärkungsverlust bei Nichtlinearität des Spannungsteilers [SCH 1970] Seite 26

Fig. 17 Einfluß vom starker Beleuchtung auf den Dunkelstrom [SCH 1970] Seite 27

Fig. 18 Einfluß der Temperatur auf die Verstärkung [SCH 1970] Seite 28

Fig. 19 Verstärkung von FINE-MESH-Photomultipliern in Abhängigkeit der Temperatur [BIP 1994] Seite 29

Fig. 20 Stabilität von FINE-MESH-Photomultipliern [HAM 1992] Seite 30

Fig. 21 Anomale Verstärkungsänderungen an Photomultipliern [YAM 1977] Seite 31

Fig. 22 Zeitlicher Verlauf der Photomultiplerverstärkung bei Ratenänderung [YAM 1980] Seite 32

Fig. 23 Verstärkungsänderungen im Vergleich für verschieden starke Belastungen der Kathode [MIC 1963]	Seite 33
Kapitel 3	
Fig. 24 Mechanischer Aufbau	Seite 34
Fig. 25 Blockschaltbild	Seite 37
Fig. 26 Schaltung mit mehreren Leuchtdioden	Seite 39
Fig. 27 Ratenunabhängigkeit der Datennahme	Seite 40
Fig. 28 Anstieg der Triggerunterdrückung mit der Rate Totzeit der Datennahme	Seite 42
Fig. 29 Struktur eines Datenblocks	Seite 43
Kapitel 4	
Fig. 30 Statistische Fluktuationen der Photomultiplerverstärkung und der Lichtausbeute	Seite 47
Fig. 31 Drift der Verstärkung von FINE-MESH-Photomultipliern	Seite 49
Tabelle 2 Übersicht der Drift von FINE-MESH-Photomultiplier	Seite 51
Fig. 32 Gemessene Drift für acht FINE-MESH-Photomultiplier	Seite 51
Fig. 33 Reaktion des Photomultipliers auf Anfahren der Hochspannung	Seite 53
Fig. 34 Reaktion der Photomultiplier auf Veränderung der Hochspannung	Seite 54
Fig. 35 Drift von FINE-MESH-Photomultipliern bei niedriger Hochspannung	Seite 55
Fig. 36 Vergleich der Driften bei verschiedenen Farben des eingestrahnten Lichts	Seite 57
Fig. 37 Einfluß der Hochspannung auf die Kathode	Seite 59
Fig. 38 Zeitlicher Verlauf der Verstärkung bei starker Beleuchtung	Seite 60
Fig. 39 Zusammenhang zwischen absoluter Verstärkung und Erholungsphase nach starker Beleuchtung	Seite 62
Fig. 40 Verstärkungseinbrüche bei gleichmäßiger und gepulster Beleuchtung	Seite 63
Fig. 41 Verhalten des Photomultiplier bei kurzanhaltender Beleuchtung mit verschiedenen Lichtintensitäten	Seite 64
Fig. 42 Verstärkungsverlust in Abhängigkeit der Raten	Seite 65
Fig. 43 Verstärkungsverlust bei wiederholter Beleuchtung	Seite 67
Fig. 44 Erholung eines Photomultipliers nach intensiver Beleuchtung	Seite 69
Fig. 45 Zeitliches Verhalten bei Beleuchtung mit hohen Raten	Seite 70
Fig. 46 Verstärkungsinstabilitäten bei verschiedenen Beleuchtungsdauer	Seite 71
Fig. 47 Zeitlicher Verlauf der Verstärkung bei starker Beleuchtung mit unterschiedlicher Dauer	Seite 72
Fig. 48 Verstärkungsänderung bei zwei verschiedenen Hochspannungen	Seite 73

Fig. 49 Einfluß der Quanteneffizienz auf die Verstärkungsverluste	Seite 75
Fig. 50 Beitrag der Quanteneffizienz zu anomalen Verstärkungsänderungen	Seite 76
Fig. 51 Reversible Änderungen der Verstärkung gemessen bei verschiedenen Wellenlängen des eingestrahnten Lichts	Seite 77

Literaturverzeichnis

[ARD 1962]

M. von Ardenne: Tabellen zur angewandten Physik VEB, Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin 1962

[BER 1964]

C.N. Berglund and W.E. Spicer: Photoemission studies of Copper and Silver: Experiment Phys. Rev. A 4 (1964) 1044

[BIP 1994]

T. Bipp: private Mitteilung

[DEK 1958]

A.J. Dekker: Secondary Electron Emission Solid State Physics 6 (1958) 251

[DOD 1991]

J.N. Dodd: Atoms and Light: Interactions, Physics of Atoms and Molecules
Plenum Press New York, London 1991

[EAS 1970]

D.E. Eastman: Phys. Rev. B2 (1970) 1

[EIN 1905]

A. Einstein: Über einen die Erzeugung und Vernichtung des Lichts betreffenden
heuristischen Gesichtspunkt, Ann.d.Phys. 17 (1905) 132

[GOR 1972]

D.A. Gorodetskii and A.A. Yas'ko: Sov.Phys. Solid State 13(11) (1972) 2928

[HAM 1992]

private Mitteilung der Firma Hamamatsu Photonics K.K.

[HAM 1993]

Hamamatsu Photonics K.K.: Photomultiplier Tubes and Assemblies for
Scintillation Counting & High Energy Physics (1993)

[HAM 1993a]

Zeichnung der Firma Hamamatsu Photonics K.K. aus [JAN 1993]

[HAM 1994]

private Mitteilung der Firma Hamamatsu Photonics K.K.

[IBA 1989]

H. Ibach and H. Lüth: Festkörperphysik Springer Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo HongKong 1989

[JAN 1993]

J. Janoth: Untersuchungen zum Verhalten von Photomultipliern in Magnetfeldern bei Feldstärken bis zu 2 Tesla Diplomarbeit (1993) (unveröffentlicht)

[LAZ 1967]

V.B. Laza and Y.I. Malov Fiz.Met.Metalloved 24(3) (1967) 565

[MAY 1957]

Mayer and H. Thomas: Z. Physik 147 (1957) 415ff.

[MIC 1963]

W. Michaelis, H. Schmidt und C. Weitkamp: Nucl. Instr. & Meth. 21 (1963) 65

[MOO 1980]

C.E. Moore: Analysis of optical Spectra, NSRDS-NBS 34, Office of standard reference Data, National Bureau of Standards, Washington,D.C.
zitiert nach Handbook of Chemistry and Physics CRC Press 61st Edition (1980)

[MOR 1989]

S. Mordhorst: Untersuchungen von Photomultipliern im Magnetfeld, Diplomarbeit (1989) (unveröffentlicht)

[REI 1973]

L.Reimer; G. Pfefferkorn: Raster-Elektronenmikroskopie Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo HongKong 1973

[ROE1994]

A. de Roeck: private Mitteilung

[SCH 1970]

J.M. Schonkeren: Photomultipliers N.V.Philips' Gloeilampenfabrieken Eindhoven (1970)

[SPI 1958]

W.E. Spicer: Phys. Rev. 112 (1958) 114

[TOM 1957]

H. Thomas: Zum äußeren lichtelektrischen Effekt der Alkalimetalle Z. Phys.147 (1957) 399ff.

[TEC 1993]

the H1 Collaboration: Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector PRC 93/02 (1993)

[VAN 1972]

VanOirschot, van den Brink, Sachtler Surf.Sci.29 (1972) 189

[WOL 1954]

P.A. Wolff: Phys. Rev. 95 (1954) 56

[YAM 1977]

M. Yamashita: Nucl. Instr. & Meth. 142 (1977) 435

[YAM 1980]

M. Yamashita: Rev. Sci. Instr. 51(6) (1980) 768

Danksagung

Zuerst bedanke ich mich bei Herrn Professor K. Meier für die Aufgabenstellung und für die Möglichkeit am Institut für Hochenergiephysik zu arbeiten.

Herrn Professor K. Tittel danke ich für seine Bereitschaft zur Zweitkorrektur.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. J. Stiewe und bei Herrn Dr. K. Zuber für die Diskussionen und Hilfen.

Dann danke ich Chr. Brune, A. Heck, U. Hoelzke, J. Janoth, S. Tapprogge, S. Schleif für manchen wertvollen Hinweis und der gesamten H1-Gruppe am Institut für Hochenergiephysik für die Diskussions- und Hilfsbereitschaft.

Den Herren K. Schmitt, T. Steigleder und E. Ulses sowie der gesamten elektrischen Werkstatt danke ich für die Unterstützung, ebenso danke ich den Herren H. Meier und R. Musch von der mechanischen Werkstatt für ihre Arbeit.

Mein Dank richtet sich auch an Dr. O. Braun, E. Damaschek, E. Grimm, G. Moser, I. Spindler, L. Voerg sowie den Damen des Sekretariats E. Lieb-Braunagel, H. Pieper und E.-M. Schmidt. Die Ungenannten mögen im Dank an alle Angestellten des Instituts für Hochenergiephysik eingeschlossen sein.

Auch möchte ich mich bei H. und Chr. Doerr für ihre Gastfreundschaft in der letzten Phase der Diplomarbeit bedanken.

Meiner Familie möchte ich für die vielfältige Unterstützung während des Studiums danken.