

Eigenschaften der Auslese von Szintillatoren mit
Wellenlängenschieber und Lichtleitfasern

Michael Schmitz

Diplomarbeit

II.Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

April 1987

Eigenschaften der Auslese von Szintillatoren mit Wellenlängenschieber und Lichtleitfasern

Michael Schmitz

Diplomarbeit

II.Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

April 1987

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theorie zum Szintillationszähler	8
2.1	Szintillator und Lumineszenz	8
2.2	Lichtauskopplung und Weiterleitung	10
2.2.1	Lichtfluß in fluoreszierenden Medien	10
2.2.2	Konventioneller Lichtleiter	12
2.2.3	Wellenlängenschieber zur Lichtauskopplung	14
2.3	Photomultiplier und Elektronik	17
3	Die Meßtechnik	19
3.1	Meßmethode für die Photoelektronenausbeute	19
3.2	Meßmethode für das Zeitverhalten	21
3.3	Der Meßaufbau	22
3.3.1	Der Eichvorgang	25
4	Messungen an Szintillator und Wellenlängenschieber	29
4.1	Materialien und Erwartungen	29
4.2	Lichtauslese mit herkömmlichem Lichtleiter	31
4.2.1	Photoelektronenausbeute	32
4.2.2	Zeitverhalten	35
4.3	Lichtauslese mittels Wellenlängenschieber	37
4.3.1	Photoelektronenausbeute	37
4.3.2	Zeitverhalten	40
4.4	Vergleichende Diskussion	41
5	Optische Fasern	44
5.1	Theorie über Lichtleitfasern	44
5.1.1	Funktionsweise, Klassifizierung und Herstellung	44
5.1.2	Merkmale einer Stufenfaser	46
5.2	Auswahl der Fasern und Erwartungen	50
5.3	Messung einiger Fasereigenschaften	52
5.3.1	Messung der Verluste durch Krümmung und Absorption	53
5.3.2	Messung der Zeitdispersion	54
6	Das Gesamtsystem	60
6.1	Auslese mit Wellenlängenschieber und Faserbündel	60
6.1.1	Photoelektronenausbeute und Einkopplung	62

6.1.2	Zeitverhalten	65
6.2	Abschätzungen für gedachte Geometrien	65
7	Zusammenfassung	71
A	Technische Details	73
A.1	Liste der elektronischen Geräte	73
A.2	Schaltpläne der Spannungsteiler	74
	Literatur	76
	Danksagung	78

Abbildungsverzeichnis

1.1	Wellenlängenschieber und Lichtleitfaser zur Lichtauslese von Szintillatoren . . .	6
2.1	Zur Berechnung der Fluoreszenzlichtanteile	11
2.2	Verluste bei Verjüngung des Lichtleiters	13
2.3	Konventionelle Lichtauslese contra Wellenlängenschieberteknik	15
2.4	Querschnitt durch einen typischen Photomultiplier	17
3.1	Prinzipieller Messaufbau mit Triggeranordnung	23
3.2	Elektronischer Aufbau	24
3.3	Gaußförmiges LED-Pulshöhenspektrum	28
3.4	Einphotoelektronenspektrum des Photomultipliers 56AVP	28
4.1	Emissionsspektren des Szintillators SCSN38 und des Wellenlängenschiebers Y7	30
4.2	Spektrale Quantenausbeute der S11 und S20 Photokathoden	30
4.3	Aufbau zu den Messungen am Szintillator	32
4.4	Photoelektronenausbeute des SCSN38 bei herkömmlicher Lichtauslese	33
4.5	Zeitspektrum des SCSN38 auf Einphotoelektronenniveau	36
4.6	Zeitaufösung in Abhängigkeit von der Photoelektronenausbeute	36
4.7	Aufbau zu den Messungen an Szintillator und Wellenlängenschieber	37
4.8	Photoelektronenausbeute des SCSN38 bei Wellenlängenschieberauslese	38
4.9	Zeitspektrum des Y7 auf Einphotoelektronenniveau	40
5.1	Aufbau einer Lichtleitfaser	44
5.2	Unterscheidung optischer Fasern nach ihrem Brechungsindexverlauf	45
5.3	Lichtstrahlverlauf in einer Stufenfaser	47
5.4	Winkelverteilung der Intensität in einer Stufenfaser	48
5.5	Laufzeitverteilung des Lichtes in einer Stufenfaser	49
5.6	Simulierte Winkelverteilung an der Auslesefläche des WLS	52
5.7	Aufbau zur Messung einiger Fasereigenschaften mit LED-Licht	52
5.8	Krümmungsverhalten der Mitsubishi-Faser	55
5.9	Krümmungsverhalten der Schott-Faser	55
5.10	Längenabhängige Verluste der Schott-Faser	56
5.11	Zeitspektren der Schott-Faser für drei Faserlängen	57
5.12	Zeitverhalten der beiden Fasertypen	57
6.1	Aufbau zur Auslese des Szintillators mit Wellenlängenschieber und Lichtleitfasern	61
6.2	Anschlußstelle Wellenlängenschieber-Lichtleiter im Querschnitt	61
6.3	Photoelektronenausbeute bei Auslese mit Lichtleitfasern	65
6.4	Photoelektronenausbeute für drei gedachte Lichtauslesesysteme	68
6.5	Zeitaufösung für drei gedachte Lichtauslesesysteme	69

A.1	Spannungsteiler für den 56AVP-Photomultiplier	75
A.2	Spannungsteiler für den XP2233B-Photomultiplier	75

Kapitel 1

Einleitung

Der Szintillationszähler stellt in der Hochenergiephysik ein weit verbreitetes Teilchennachweisgerät dar. Hauptsächlich kommt es dabei auf die schnelle Information an, ob und wann ionisierende Strahlung den Zähler getroffen hat. Der Szintillator stellt den empfindlichen Bestandteil des Zählers dar. Wird er von einem geladenen Teilchen durchquert, so entsteht in ihm Licht, welches als Zeichen für den Teilchendurchgang gewertet werden kann. Anfangs wurde dieses Szintillationslicht noch mit bloßem Auge registriert. Die Entwicklung von elektronischen Bauteilen, die das Licht in elektrische Signale umsetzen, vereinfachte die Signalverarbeitung entscheidend. Der Szintillationszähler gewann dadurch immer mehr an Bedeutung. Er besteht im wesentlichen aus 3 Stufen:

1. Dem **Szintillator**, der das als Signal zu verwertende Licht erzeugt
2. Dem **Lichtleitsystem**, welches das Szintillationslicht aus dem Szintillator auskoppelt und möglichst verlustfrei zum lichtempfindlichen elektronischen Bauteil weiterleitet
3. Dem **lichtempfindlichen Bauteil**, welches ein Photomultiplier oder eine Photodiode sein kann, und der nachgeschalteten Elektronik, durch die ein elektronisches Erfassen der Information erst möglich wird

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich in erster Linie mit Punkt 2, da er auf die Lichtausbeute einen großen Einfluß hat. Um Mißverständnissen vorzubeugen sei auf die konsequente Trennung der Begriffe Szintillator und Szintillationszähler hingewiesen.

Neben den energiemessenden und spurerkennenden Detektorkomponenten eines größeren Experimentes in der Hochenergiephysik, dienen Szintillationszähler der Flugzeitmessung und als Trigger, d.h. daß sie eine Bedingung vorgeben unter der andere Vorgänge gestartet werden. Unter diesem Gesichtspunkt sollte der in Planung befindliche H1-Detektor am HERA-Speicherring mit großflächigen Szintillationszählern ausgerüstet werden. Mit dem Bau des Speicherringes wurde bereits begonnen. Die hohe Rate von 10MHz , mit der sich die Elektronen- und Protonenpakete bei dieser Maschine an den Wechselwirkungspunkten treffen werden, macht eine schnelle Vorauswahl brauchbarer Ereignisse notwendig. Diese Aufgabe könnte von geeignet positionierten Szintillationszählern übernommen werden.

Eine Schwierigkeit für den Betrieb der Szintillationszähler stellt das starke Magnetfeld dar. Im Fall des H1-Detektors ist eine magnetische Feldstärke im Bereich von 1.2T geplant. Herkömmliche Photomultiplier sind unter diesen Bedingungen nicht einsetzbar, da ihre Verstärkung und ihre Photoelektronensammlung für derart starke Magnetfelder drastisch

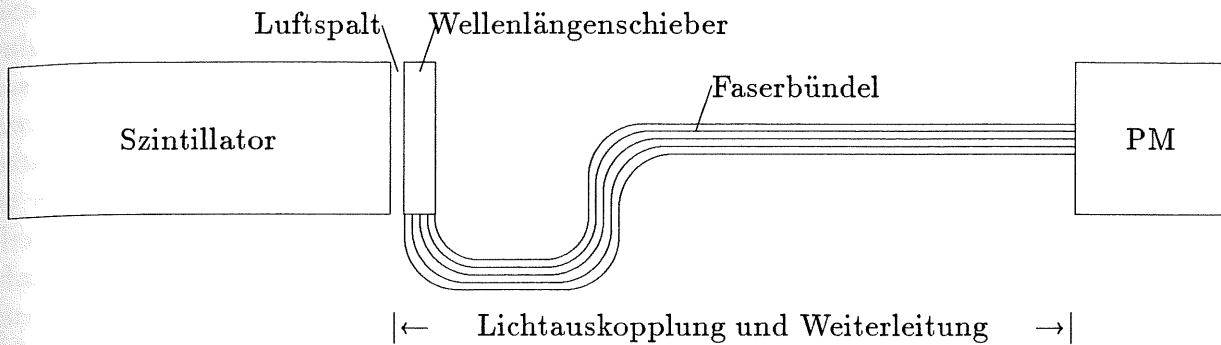


Abbildung 1.1: Wellenlängenschieber und Lichtleitfaser zur Lichtauslese von Szintillatoren

absinkt. Speziell für den Einsatz bei höheren Feldstärken bis zu $1.5T$ wurden Photomultiplier entwickelt, deren Gesamtverstärkung jedoch nur im Bereich um 10^4 bis 10^6 liegt, z.B. Hamamatsu R2021 [10]. Sie ist damit um Größenordnungen kleiner als diejenige der üblichen Photomultiplier (typisch 10^7 bis 10^8). Hohe Verstärkungsfaktoren sind vorteilhaft, da sie den Einsatz von zusätzlichen Verstärkern überflüssig macht. Daher untersucht die vorliegende Arbeit die Möglichkeit das Licht des Szintillators zunächst in Bereiche kleinerer Feldstärke zu transportieren, um dort magnetfeldempfindliche Photomultiplier betreiben zu können. Der Szintillationszähler soll dabei, wie jedes gute Meßgerät, ein Maximum an Empfindlichkeit und ein Minimum an störenden Einflüssen besitzen. Daraus lassen sich folgende Anforderungen an das Lichtleitsystem ableiten:

- **platzsparend**, um innerhalb eines kompakten Detektors überhaupt untergebracht werden zu können und wenig toten Detektorraum zu erzeugen, der nicht mehr für andere Meßgeräte zur Verfügung steht
- **verlustarm**, um eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers zu gewährleisten
- **lang**, um das Licht aus dem Bereich hoher Magnetfeldstärke herauszutransportieren
- die **Zeitauflösung** nicht beeinträchtigend, um einen schnellen Zähler zu ermöglichen

Lange und aufwendig geformte Plexiglaslichtleiter könnten den ersten beiden Punkten nicht ausreichend gerecht werden. Aus diesem Grund bieten neue Materialien, wie fluoreszierende Farbstoffe, auch Wellenlängenschieber genannt, oder flexible Lichtleitfasern mit geringer Absorption, bei der Lösung dieser Fragestellung interessante Perspektiven. So stellt die in Abb.1.1 gezeigte Szintillationszähleranordnung den Kern der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen dar. Der Wellenlängenschieber WLS (Y7 bzw. Bayer gelb) transformiert das Szintillationslicht (SCSN38) auf eine kleinere Querschnittsfläche, die wiederum durch ein Bündel optischer Fasern (Glasfasern von Schott bzw. Kunststofffasern von Mitsubishi) ausgelesen wird, welche das Licht zum Photomultiplier PM (Valvo Typen 56AVP bzw. XP2233B) überführen.

Die Verwendung von Wellenlängenschiebern ist im Zusammenhang mit Kalorimetern in der Hochenergiephysik durchaus üblich. Dort leisten sie gute Dienste, um ein raumsparendes Lichtauslesesystem zu realisieren. Bei der Auslese eines einzelnen Szintillators, welcher als Triggerzähler für minimalionisierende Teilchen dienen soll, liegen hingegen andere Verhältnisse vor. Zum einen entsteht in einem einzelnen Szintillator weitaus weniger

Licht als in einem Kalorimeter. Zum anderen erwartet man durch den Einsatz eines Wellenlängenschiebers, dessen Abklingzeit groß ist im Vergleich zu derjenigen eines Szintillators, eine Verschlechterung der Zeitaufösung des Szintillationszählers.

Inwieweit die angestrebten Eigenschaften mit dem in Abb.1.1 gezeigten Lichtauslese- und Leitsystem verwirklicht werden können, zeigen die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit. Sie beginnen mit einem Aufbau, bei welchem das Szintillationslicht mit Hilfe eines kurzen Plexiglaslichtleiters vom Szintillator zum Photomultiplier geführt wird. Dieses System wird schrittweise durch Wellenlängenschieber und Lichtleitfasern verändert bzw. erweitert. Dadurch ist es möglich, den Einfluß jeder Komponente auf die Lichtausbeute und die Zeitaufösung vergleichend herauszustellen.

Im nachfolgenden **Kapitel 2** werden zunächst die notwendigen Grundprinzipien der Lichtentstehung, Weiterleitung und Umsetzung in ein elektrisches Signal behandelt. Den Schwerpunkt bildet die Abschätzung des Anteils, des im Szintillator erzeugten Lichtes, welcher mit einer gegebenen Anordnung zum Photomultiplier gelangt. Außerdem wird der Einsatz eines Wellenlängenschiebers motiviert und mit einem normalen Lichtauslesesystem verglichen.

In **Kapitel 3** werden die benutzten Meßmethoden und der daraus resultierende elektronische Meßaufbau vorgestellt. An einem ausführlichen Beispiel wird die Eichung eines Vielkanalanalysators in Photoelektronen durchgeführt.

Kapitel 4 widmet sich dem experimentellen Vergleich zwischen der herkömmlichen Auslese eines Szintillators mit optisch gekoppeltem Plexiglaslichtleiter und der Anwendung der Wellenlängenschiebertchnik. Als Wellenlängenschieber und Photomultiplier stehen je zwei unterschiedliche Produkte zur Verfügung. Die beiden vorrangigen Ziele der Messungen sind die Bestimmung des Zeitverhaltens und der Photoelektronenausbeute der beiden Auslesemethoden.

Vor der Erweiterung durch optische Fasern, werden diese in **Kapitel 5** sowohl in theoretischer als auch in experimenteller Hinsicht isoliert untersucht. Dazu gehört die Berechnung der Winkelverteilung der Intensität innerhalb einer zylindrischen Faser. Sie bietet die Grundlage zur Abschätzung der weiterleitbaren Energie, d.h. der Einkoppelverluste. Gegenstand der Messungen sind die Absorption, die Zeitdispersion und das Krümmungsverhalten von zwei verschiedenen Fasertypen.

In **Kapitel 6** wird schließlich das in Abb.1.1 angedeutete Gesamtsystem behandelt. Die Verwendung eines Bündels optischer Fasern wird mit dem Einsatz starrer Plexiglasstäbe verglichen, um die Verluste bei der Einkopplung experimentell zu bestimmen. Außerdem werden Abschätzungen für große Szintillatoren angestellt, die mit einem derartigen Auslesesystem betrieben werden.

In der **Zusammenfassung** werden alle relevanten Messungen und Überlegungen dieser Arbeit übersichtlich dargestellt.

Der **Anhang** enthält technische Details über die im Meßaufbau verwendeten elektronischen Geräte, sowie die Schaltpläne der Spannungsteiler für die benutzten Photomultiplier.

Kapitel 2

Theorie zum Szintillationszähler

Dieses Kapitel erläutert die theoretische Funktionsweise aller Komponenten, die im Szintillationszähler vereint sein können. In der logischen Reihenfolge von der Lichtentstehung im Szintillator bis zur Umsetzung in ein elektronisch auswertbares Signal werden die physikalischen Grundlagen behandelt. Im Rahmen dieser Theorie wird besonderer Wert auf die Hervorhebung optischer Grundgesetze gelegt, die bei der Optimierung eines Zählers im Hinblick auf die Lichtausbeute Grenzen setzen.

Der so gewonnene Einstieg in das Thema vermittelt jenes Wissen, welches notwendig ist, um verschiedene Ausführungen von Szintillationszählern in ihren Eigenschaften grob abschätzen und vergleichen zu können. Mit verschiedenen Ausführungen sind im speziellen die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Szintillationszählergeometrien gemeint. Sie unterscheiden sich hauptsächlich in der Art der Lichtauskopplung, im Lichtleiter selbst und in den Eigenschaften des Photomultipliers.

2.1 Szintillator und Lumineszenz

Der Szintillator stellt in der Kette der Bestandteile des Szintillationszählers das erste Glied dar. Sein Name leitet sich von Szintillation ab, was so viel bedeutet wie kurzes Aufblitzen oder Aufleuchten. Wird er von geladenen elementaren Teilchen an einer bestimmten Stelle getroffen oder durchdrungen, so entsteht dort entlang des Teilchenweges Szintillationslicht, welches als Signal für den Teilchendurchgang gewertet wird.

Grundlage für die Lichtentstehung bildet die Lumineszenz. Unabhängig davon, ob sie den Eigenschaften einzelner Atome bzw. Moleküle oder ihrer periodischen Anordnung in einem Kristall entspringt, bezeichnet man mit dem Begriff ganz allgemein den Zerfall angeregter Elektronenzustände unter Aussendung von Photonen.

Ein auf welche Art auch immer angeregtes System, bei dem Elektronen in energetisch höhere Zustände gehoben wurden, kann auf zwei Arten in den Grundzustand zurückkehren. Entweder fallen die Elektronen unter Aussendung elektromagnetischer Strahlung in einen tieferliegenden Zustand oder es findet ein strahlungsloser Prozeß statt, bei welchem die Elektronen ihre Anregungsenergie in Form von Stößen verlieren und in das thermische Gleichgewicht zurückkehren. Für strahlende Übergänge in Elektronensystemen gibt es Auswahlregeln, die auf der Erhaltung von Quantenzahlen basieren und das Ausbleiben oder Zustandekommen eines Überganges beschreiben. Sie drücken sich experimentell in den unterschiedlichen Lebensdauern der Niveaus aus.

Daraufhin unterteilt man die Lumineszenz zum einen in die Fluoreszenz, ein relativ schneller

Prozess mit einer Lebensdauer von 10^{-9} bis 10^{-5} s, zum anderen in die Phosphoreszenz, bei der die Lebensdauer des beteiligten Zustandes Werte bis zu einigen Minuten annimmt, wie es die Leuchtziffern einer Uhr zeigen. Beide Lumineszenzprozesse besitzen dennoch große Zeikonstanten verglichen mit denen strahlungsloser Übergänge. Als tiefstliegende angeregte Zustände werden die Lumineszenzniveaus mit Hilfe strahlungsloser Zerfälle rasch bevölkert und zeigen folglich ein von der Art der Anregung unabhängiges Lumineszenzspektrum.

Die Szintillation, als spezielle Art der Lumineszenz, bedient sich bei der Anregung derjenigen Energie, die geladene Teilchen aufgrund ihrer Wechselwirkung mit dem Szintillatormaterial verlieren. Die Kunst in der Herstellung lumineszierender Stoffe liegt einerseits darin, die zur Lumineszenz in Konkurrenz stehenden Prozesse auszuschalten oder zu unterdrücken, andererseits im Ermöglichen von Lumineszenzübergängen. Letzteres wird bei anorganischen Kristallen durch den gezielten Einbau von Fremdstoffen erreicht. Durch diese Aktivatoratome entstehen Lumineszenzzentren, die sich meist in zusätzlichen Niveaus innerhalb der Bandlücke ausdrücken, von denen Lumineszenz ausgehen kann.

Das Angebot an szintillierenden Stoffen reicht von Gasen über Flüssigkeiten bis hin zu festen Stoffen aus dem Bereich der organischen und anorganischen Chemie. Unter den anorganischen Kristallen seien die Sulfide, wie ZnS mit Ag, Cu oder Mn als Aktivator, und die Alkalihalogenide, wie NaJ oder CsJ mit Tl aktiviert, genannt. Neben einigen szintillierenden Gasen, wie Edelgasen und Stickstoff, sei auf die große Gruppe der organischen Kristalle, wie Anthrazen, Naphtalen und Stilben hingewiesen, die in fester oder flüssiger Phase vorliegen können. Als Lösungsmittel fungieren Toluol, Xylol oder Benzol.

Eine besondere Klasse von organischen Szintillatoren stellen die Plastiksintillatoren dar. Dabei handelt es sich um feste Lösungen von einer oder mehreren fluoreszierenden Substanzen in einem häufig schon selbst schwach szintillierenden Trägermaterial, meist Polyvinyltoluol oder Polystyrol. Bei solchen Gemischen finden komplizierte Übertragungen der Anregungsenergie zwischen den beteiligten Stoffen statt, bis es schließlich zum Lumineszenzübergang kommt.

Die Auswahl einer Szintillatorart fällt nicht schwer, wenn die Anforderungen klar umrissen sind. Als Kernstück für schnelle Zähler sollte der Szintillator in der Hochenergiephysik folgende Ansprüche erfüllen:

- geringe Abklingzeit
- hohe Lichtausbeute, bei geringer Absorption des Szintillationslichtes
- großflächige Einsetzbarkeit, die eine robuste Ausführung und leichte Bearbeitbarkeit voraussetzt

Plastiksintillatoren werden diesen Anforderungen am ehesten gerecht. Ihre Lichtausbeute liegt nur geringfügig unter der von Anthrazen. Abklingzeiten im Bereich weniger ns bieten eine gute Voraussetzung und auch in den Punkten der Transparenz und den mechanischen Eigenschaften sind sie von Vorteil. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden ebenfalls Plastiksintillatoren verwendet.

Die anderen Szintillatorarten sind dennoch nicht bedeutungslos. So werden die anorganischen szintillierenden Kristalle für energiemessende Detektorkomponenten eingesetzt. In diesem Fall kann man ihre relativ große Zerfallszeit von einigen hundert ns in Kauf nehmen. Sie wird vor allem durch das lange Umherdriften der angeregten Elektronen im Kristall verursacht, bis sie von einem Lumineszenzzentrum eingefangen werden und ein strahlender Übergang stattfindet. Bei gasförmigen oder flüssigen Szintillatoren ist zu berücksichtigen, daß sie schlecht zu handhaben sind, da in jedem Fall ein Behältnis benötigt wird.

Als Abschluß soll in diesem Abschnitt auf die für die Praxis sehr nützliche Überlegung der Lichtausbeute eines Szintillators eingegangen werden. Die Abschätzung ist zugeschnitten auf organische Szintillatoren.

Von der ursprünglich im Szintillator deponierten Energie E_{EX} , die das Teilchen infolge seiner Wechselwirkung verloren hat, wird etwa 33% in Ionisation und 67% in molekulare Anregung umgesetzt. Nur etwa 10% des zuletzt genannten Anteils entfällt auf die Anregung, der für die Lumineszenz nützlichen Zustände. Folglich steht den Lumineszenzphotonen ein Bruchteil von 6 bis 7% von E_{EX} zur Verfügung. Wie gut dieser Anteil durch strahlende Übergänge und nicht durch konkurrierende Prozesse genutzt wird, hängt vom jeweiligen Szintillator ab. Das Verhältnis aus integrierter Energie aller Szintillationsphotonen und E_{EX} bezeichnet man als Wirkungsgrad η_{SZ} des Szintillators. Vereinfachend kann der Wirkungsgrad wie folgt berechnet werden [1, S.26ff]:

$$\eta_{SZ} = \frac{\overline{N_{PH}} \cdot \overline{E_{PH}}}{E_{EX}}$$

wobei statt der spektralen Verteilung der Photonen nur die Mittelwerte ihrer Energie E_{PH} und ihrer Anzahl N_{PH} gegeben sind.

Für Anthrazen wurden Werte von η_{SZ} um 4% gemessen [3, S.241ff]. Mit diesem Wert und einer für Szintillatoren typischen mittleren Wellenlänge von 400nm, die einer Energie von $\overline{E_{PH}} \approx 3.1eV$ entspricht, wird:

$$\overline{N_{PH}} = \frac{0.04 \cdot E_{EX}}{3.1eV} \approx 1.3 \cdot \frac{E_{EX}}{100eV} \quad (2.1)$$

Aus diesen Abschätzungen entspringt die häufig benutzte Faustformel, bei der die Lichtausbeute von Plastiksintillatoren mit **1 Photon pro 100eV** im Szintillator deponierter Energie abgeschätzt wird [2, S.43].

Für minimalionisierende Teilchen, mit einem laut Bethe-Bloch Formel spezifischen Energieverlust von 1 bis $2MeV cm^2/g$, die einen Plastiksintillator der Dichte $1.03g/cm^3$ durchqueren, erwartet man daher etwa 1000 bis 2000 Photonen pro mm Teilchenweg im Szintillator mit der spektralen Verteilung des betreffenden Szintillatormaterials.

2.2 Lichtauskopplung und Weiterleitung

Nach der Klärung der Entstehungsmechanismen von Fluoreszenzlicht, gilt es jetzt seine Weiterleitung zu verfolgen. Gefragt ist nach dem Bruchteil des Szintillationslichtes, der bis zum lichtempfindlichen Nachweisgerät überführt werden kann.

2.2.1 Lichtfluß in fluoreszierenden Medien

Die Berechnung der Fluoreszenzlichtanteile, die bei einem geometrischen Körper hoher Symmetrie durch die einzelnen Flächen entweichen können oder aufgrund der Totalreflexion innerhalb des Körpers gefangen bleiben, ist u.a. von G.Keil [5] ausführlich behandelt worden und soll an dieser Stelle kurz rekapituliert werden. Dazu werden folgende idealisierende Annahmen gemacht:

- isotrope Entstehung des Fluoreszenzlichtes an einem Punkt innerhalb des Mediums
- homogenes Medium, in dem weder Streuung noch Absorption stattfindet

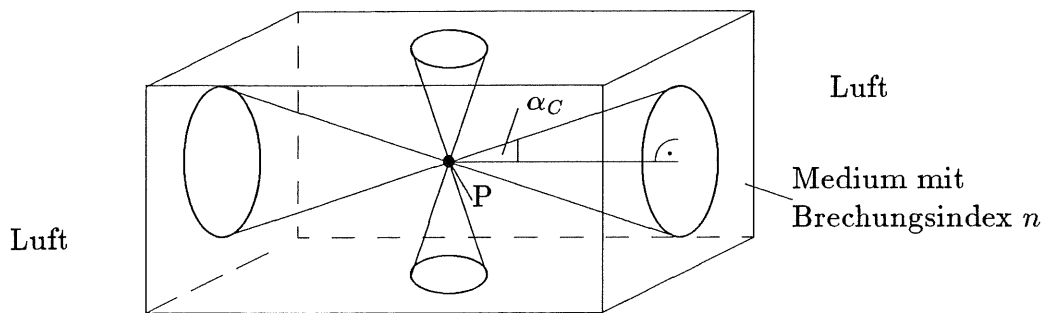


Abbildung 2.1: Zur Berechnung der Fluoreszenzlichtanteile

- ideale Grenzflächen
- die Abmessungen des Körpers sind in jedem Fall sehr groß gegenüber der Wellenlänge des Lichtes, so daß strahlenoptische Methoden angewandt werden können

Die Überlegungen sollen anhand der Abb.2.1 für Quader durchgeführt werden, weil diese Form im Umgang mit Szintillatoren und Wellenlängenschiebern am häufigsten auftritt. Der Quader mit Brechungsindex n sei ausschließlich mit Luft umgeben, so daß der minimale Einfallswinkel α_c , für den gerade noch Totalreflexion stattfindet, durch das Brechungsgesetz gegeben ist:

$$\sin \alpha_c = \frac{1}{n}$$

Als Einfallswinkel ist dabei immer der zwischen dem Strahl und dem Einfallslot auftretende Winkel gemeint.

Vom Punkt P, in dem isotropes Licht entsteht, werden Kegel mit einem halben Öffnungswinkel der Größe α_c eingezeichnet. Die Kegelachse ist das Lot von P auf die jeweilige Fläche, so daß jeder der Flächen ein Kegel zugeordnet werden kann. Der Übersicht halber sind nur 4 der 6 Kegel eingezeichnet.

Der Wert des Brechungsindex läßt sich aufgrund der Konsequenzen für die Größe der Kegel in 3 Bereiche einteilen:

Fall 1: $n \geq \sqrt{2} \iff \alpha_c \leq 45^\circ$, so daß die Kegel an keiner Stelle überlappen

Fall 2: $n \leq 1.225 \iff \alpha_c \geq 54.7^\circ$, so daß die Kegel den gesamten Raumwinkel überdecken

Fall 3: $1.225 \leq n \leq \sqrt{2} \iff 45^\circ \leq \alpha_c \leq 54.7^\circ$, so daß die Kegel teilweise überlappen

Die Behandlung von Fall 1 ist am unkompliziertesten und stellt für die in der Praxis betrachteten Stoffe die häufigste Variante dar. Wie man sich leicht klarmachen kann, gilt für alle Lichtstrahlen, die innerhalb eines Kegels liegen, daß sie den Quader nur durch die Fläche verlassen können, die diesem Kegel zugeordnet ist. Dies gilt für beliebige Abmessungen des Quaders, etwa auch dann, wenn der Kegel nicht nur mit der ihr zugeordneten Fläche Schnittpunkte besitzt, wie in Abb.2.1 vereinfachend dargestellt, sondern auch die anliegenden Flächen schneidet.

Ein Lichtstrahl bilde mit einer bestimmten Fläche den Einfallswinkel α und liege in dem dieser Fläche zugeordneten Kegel, so daß $\alpha \leq \alpha_c$. Flächen, die senkrecht zu der bestimmten Fläche angeordnet sind, können aus oben erwähnten Gründen der Abmessungen des Quaders auch von diesem Lichtstrahl erreicht werden. Der Einfallswinkel auf diese Flächen ist aus

geometrischen Gründen im Minimalfall gerade $90^\circ - \alpha$. Der Wert von $90^\circ - \alpha$ ist, unter der gemachten Voraussetzung $\alpha_c \leq 45^\circ$, immer größer als α_c , so daß an diesen Flächen Totalreflexion stattfindet und der Lichtstrahl den Quader letztendlich doch an der ihm zugeordneten Fläche verläßt.

Der Einfallswinkel α bezüglich einer Fläche bleibt in einem Quader erhalten, unabhängig davon, ob oder wie oft der Lichtstrahl vor Erreichen dieser Fläche an den anderen, senkrecht dazu stehenden Flächen reflektiert wurde.

Lichtstrahlen, die nicht innerhalb eines Kegels liegen, haben keine Chance den Quader zu verlassen, da sie an jeder Grenzfläche totalreflektiert werden.

Die Berechnung der jeweiligen Anteile fällt nach diesen Vorbemerkungen nicht mehr schwer. Durch jede Fläche entweicht derselbe Anteil von Licht, nämlich F_1 . Er ist bei isotroper Lichtentstehung allein durch das Verhältnis des Raumwinkels eines Kegels zum gesamten Raumwinkel 4π gegeben:

$$F_1 = \frac{1}{4\pi} \cdot 2\pi \int_{x=0}^{\alpha_c} \sin x \, dx = \frac{1}{2} (1 - \cos \alpha_c) = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} \right) \quad (2.2)$$

Dies ist der Grund, warum großflächige Szintillatoren nicht an ihrer größten Fläche, sondern an einer schmalen Kante ausgelesen werden.

Durch alle 6 Flächen des Quaders entweicht insgesamt der Anteil $F_E = 6 \cdot F_1$, so daß sich für den restlichen Anteil F_T , der mittels der Totalreflexion im Quader gefangen bleibt, folgender Wert ergibt:

$$F_T = 1 - F_E = 3 \cos \alpha_c - 2 = 3 \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} \quad (2.3)$$

An dieser Stelle muß daran erinnert werden, daß die Überlegungen von einem Quader ausgehen, welcher an jeder Fläche von Luft umgeben war. Der Anteil F_T bleibt also nur dann im Quader gefangen, sofern das Licht über einen Luftspalt ausgekoppelt wird. Er steht hingegen zur Verfügung, wenn die brechende Grenzfläche Quader/Luft an mindestens einer Stelle aufgehoben wird, wie es im Fall eines optisch gekoppelten Lichtleiters geschieht.

Im Fall 2 ist $F_T = 0$, da es keinen Raumwinkelbereich gibt, welcher nicht in mindestens einem der Kegel liegt.

Für Fall 3 gestalten sich die Berechnungen etwas schwieriger, da der Raumwinkelbereich des Überlappungsbereiches der Kegel bestimmt werden muß, wie es von W.A.Shurcliff und R.C.Jones [4] im Einzelnen durchgeführt wurde.

2.2.2 Konventioneller Lichtleiter

Unter konventionellem Lichtleiter sind hier Plexiglasprofile gemeint, die das an der auszu-lesenden Fläche eines Szintillators zur Verfügung stehende Licht unter optischem Kontakt auskoppeln und über einen mehr oder weniger langen Weg zur Photokathode des Photomultipliers führen. Im Gegensatz zur Lichtauskopplung über einen Luftspalt, spricht man von optischer Kopplung, wenn der Lichtleiter derart mit dem Szintillator verbunden ist, daß bei annähernder Übereinstimmung der Brechungsindizes an der Grenzfläche Szintillator-Lichtleiter eine zu vernachlässigende brechende Schicht existiert.

Entlang des Lichtleiters treten, den Anforderungen entsprechend, Krümmungen und qualitative als auch quantitative Veränderungen der Querschnittsfläche auf, die zu Lichtverlusten

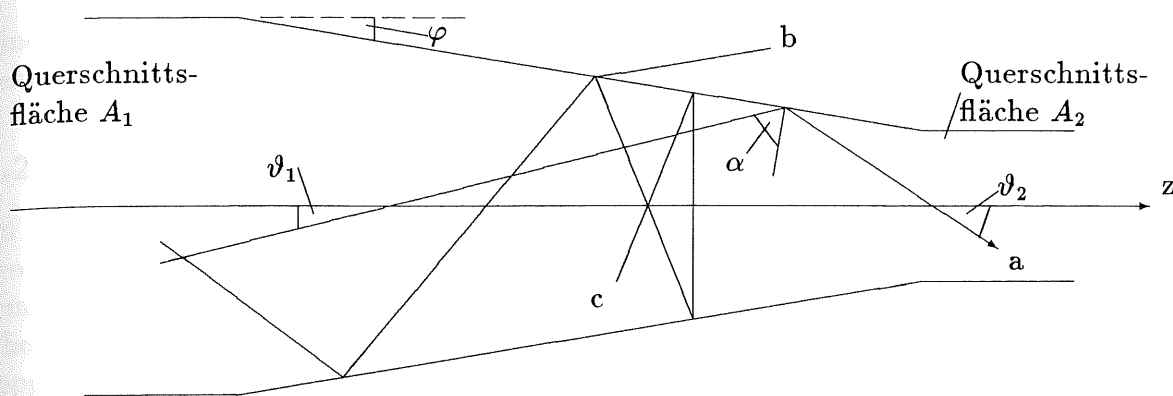


Abbildung 2.2: Verluste bei Verjüngung des Lichtleiters

führen. In den meisten Fällen ist die Auslesefläche am Szintillator größer als die Photokathode, so daß eine Verjüngung des Lichtleiters stattfinden muß .

Die Auswirkungen sind in Abb.2.2 skizziert. Für einen Lichtstrahl, der sich von links nach rechts durch diese Verengung bewegt, nimmt der Einfallswinkel α von Reflexion zu Reflexion ab. Für einige Strahlen vom Typ b tritt daher die Situation ein, daß sie die Bedingung der Totalreflexion nicht mehr erfüllen und daraufhin nicht weitergeleitet werden können.

Auch für den Fall, daß der Lichtleiter in Aluminiumfolie eingepackt ist, würden gewisse Lichtstrahlen die Verengung aufgrund des Effektes c ebenfalls nicht passieren, da sich ihre Fortpflanzungsrichtung bezüglich der z-Achse umkehrt.

Strahlen vom Typ a hingegen, bei denen der Winkel α entlang der Verengung nie kleiner wird als der kritische Winkel der Totalreflexion, werden vom Beginn der Verengung bei der Querschnittsfläche A_1 bis zum verjüngten Ende mit der Querschnittsfläche A_2 geleitet. Die damit einhergehende Vergrößerung des Winkels ϑ zwischen Lichtstrahl und z-Achse, ist von C.C.Timmermann [6, S.112ff] unter der Annahme eines kleinen Winkels φ , also einer langsamen Veränderung des Lichtleiters berechnet worden. Es gilt:

$$A_1 \cdot \sin^2 \vartheta_1 = A_2 \cdot \sin^2 \vartheta_2$$

Diese auch als **Sinusbedingung von Abbé** bekannte Regel gilt allgemein für optisch abbildende Elemente. Sie besagt, daß die Fokussierung eines Strahlenbündels nur in Verbindung mit der Vergrößerung seiner Divergenz, also einer Winkelspreizung einhergeht, wie man es am Beispiel einer Sammellinse leicht einsehen kann. Die Sinusbedingung ist letztlich auch nur eine Erscheinungsform des **Liouville Theorems** über die Konstanz des Phasenraumvolumens.

Für einen Lichtleiter, in dem im wesentlichen ¹ nur Winkel im Bereich der Totalreflexion vorliegen, führt dies zu der Tatsache, daß bestenfalls der Anteil A_2/A_1 , des bei A_1 anstehenden Lichtes, weitergeleitet werden kann, wobei $A_2 \leq A_1$ sei.

Der in Abb.2.2 gezeigte Lichtleiter in entgegengesetzter Richtung betrieben, würde alle bei der Fläche A_2 schon innerhalb der Totalreflexion vorliegenden Strahlen weiterleiten und dabei den Öffnungswinkel des Lichtes verkleinern. In diesem Fall geht die Abnahme der Divergenz des Lichtes mit einer Zunahme der Fläche einher, auf der das Licht zur Verfügung steht.

Ein Lichtleiter, dessen Querschnittsfläche sich in der Form nicht aber im Betrag ändert, nennt man **adiabatisch**, sofern eine langsame Transformation der Flächenelemente stattfindet, die dem Licht keine Möglichkeit bietet zu entweichen.

¹Bei Verwendung von Reflektoren können auch größere Winkel ϑ vorliegen

Eine Erhöhung der Anzahl der Photonen pro Querschnittsfläche findet jedoch bei keiner denkbaren Konstruktion eines Lichtleiters statt.

2.2.3 Wellenlängenschieber zur Lichtauskopplung

Im vorangegangenen Abschnitt ist deutlich geworden, daß sich die Anzahl der Photonen pro Flächeneinheit unter Beibehaltung ihrer Winkelverteilung nicht vergrößern läßt. In diesem Abschnitt soll ein Hilfsmittel erläutert werden, mit dem es möglich ist das Liouville Theorem zu "umgehen", nämlich der Wellenlängenschieber. Seine Verwendung als lichtauskoppelnde Komponente für Szintillatoren wurde schon vor Jahrzehnten von R.L.Garwin und W.A.Shurcliff diskutiert [7,8]. Mit Wellenlängenschiebern bezeichnet man in der Hochenergiephysik fluoreszierende Farbstoffe, die in einem Trägermaterial eingearbeitet sind. Als Trägermaterial dient meist Plexiglas PMMA (PolyMethylMethAcrylat), da es hinsichtlich der Transparenz, der mechanischen Eigenschaften und der Handhabung viele Vorteile bietet. Im Gegensatz zu Glas entfallen hohe Verarbeitungstemperaturen, bei denen die komplizierten Farbstoffmoleküle zerstört würden.

Das Lumineszenzprinzip hat der Wellenlängenschieber mit dem Szintillator gemein. Die Abgrenzung erfolgt auch hier lediglich durch die Art, in der die jeweiligen Stoffe zur Lumineszenz angeregt werden. Anstelle der Szintillation tritt beim Wellenlängenschieber die Photolumineszenz, bei der die Anregung durch Absorption vorwiegend optischer Photonen, also Licht des sichtbaren Spektralbereiches, geschieht.

Zwischen dem Mittelwert der Wellenlänge des Absorptionsspektrums und dem des Emissionsspektrums besteht eine Differenz, die **Stokes Shift**, denn die Energie des abgestrahlten Photons kann nie größer sein als die des absorbierten Quants. Daraufhin ist der Spektralbereich der Emission gegenüber dem der Absorption zu größeren Wellenlängen hin verschoben, womit der Name Wellenlängenschieber seine Berechtigung erhält.

Aufgrund mangelnder Begriffstrennung wird das komplette System aus Trägermaterial und Fluoreszenzfarbstoff als Wellenlängenschieber bezeichnet. Dies soll der Einfachheit halber auch in dieser Arbeit beibehalten werden, obwohl streng genommen auch in den meisten Szintillatoren Wellenlängenschieber eingebaut sind, die das primär entstehende Szintillationslicht der Anwendung gemäß spektral verschieben. Mit der Lage der Spektren zueinander hängt nicht nur die Quantität der Lichtausbeute sondern auch die Winkelverteilung der emittierten Photonen zusammen.

Habe in einem Gedankenexperiment ein Fluoreszenzfarbstoff als Absorptions- wie als Emissionsspektrum eine exakt scharfe Linie bei derselben Wellenlänge, so hätte jedes emittierte Photon, verglichen mit dem absorbierten, denselben Energiebetrag und denselben Impulsvektor. Abgesehen von der Tatsache, daß das emittierte Photon relativ schnell wieder absorbiert würde, liegt die Betonung auf dem Impuls als Vektor, d.h. das emittierte Photon kann seine Richtung gegenüber der des absorbierten nicht ändern. Im Fall energetisch voneinander getrennt liegender Spektren ist eine Richtungsänderung jedoch möglich, da das Farbstoffmolekül die, aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung auftretende, Rückstoßenergie übernehmen kann. Je größer die Stokes Shift ist, umso eher erfolgt die Emission mit einer isotropen Winkelverteilung. Liegt eine isotrope Winkelverteilung vor, so gelten die Überlegungen über die Lichtanteile aus Abschnitt 2.2.1. Mit ihnen wird am Ende dieses Abschnittes gezeigt, daß mit einem Wellenlängenschieber eine Erhöhung der Lichtintensität möglich ist. Sie stellt eines der Argumente für die Verwendung eines WLS dar.

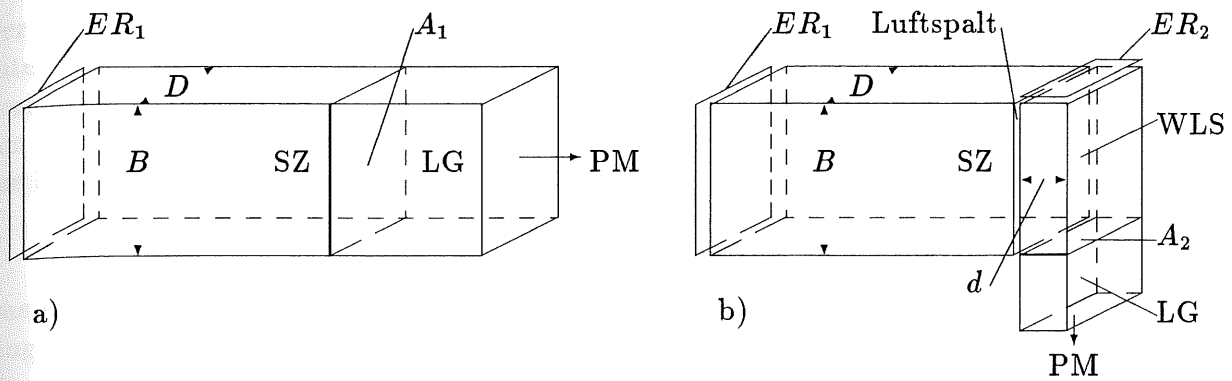


Abbildung 2.3: Herkömmliche Lichtauslese a) und Wellenlängenschieberteknik b)

Die Anforderungen an die Herstellung von Wellenlängenschiebern decken sich prinzipiell mit denen von Szintillatoren. Sie sollen einen möglichst großen Anteil der Anregungsenergie innerhalb einer geringen Zerfallszeit in Fluoreszenzphotonen verwandeln, deren spektrale Verteilung auf die Anwendung hin optimiert sein muß. Außerdem sollten sich Absorptions- und Emissionsspektren so wenig wie möglich überlappen, damit das entstandene Fluoreszenzlicht nicht wieder absorbiert und folglich eine hohe Lichtausbeute ermöglicht werden kann.

Leider ist es bislang noch sehr schwierig, einen Wellenlängenschieber unter der Vorgabe seines Absorptions- und Emissionsverhalten herzustellen, da man sich bei der Synthese optimal zugeschnittener Moleküle eher in der Versuchsphase als auf der Basis gesicherter Erkenntnisse befindet.

Um die Vorteile eines Wellenlängenschiebers herauszustellen, wird zum Abschluß dieses Abschnittes eine vergleichende Abschätzung zur Lichtauskopplung eines Szintillators vorgenommen. Zum einen soll die Lichtauskopplung durch einen konventionellen, optisch gekoppelten Lichtleiter erfolgen, zum anderen wird die Wellenlängenschieberteknik angewandt. Ausgehend von einem quaderförmigen Szintillator SZ, wie er in Abb.2.3 skizziert ist, stellt sich die Frage, wieviele der im Szintillator entstehenden Photonen mit Hilfe der beiden alternativen Auskoppelmethode zum Photomultiplier überführt werden. Das Licht soll nur über eine Fläche des Szintillators ausgekoppelt werden.

Für die Abschätzungen werden sämtliche Verlustmechanismen vernachlässigt, d.h. im Szintillator, Wellenlängenschieber oder Lichtleiter tritt keine Absorption auf. Die Quantenausbeute des Wellenlängenschiebers, das ist das Verhältnis von emittierten zu absorbierten Photonen, sei 100%. Realistische Brechungsindizes von Plastikszintillatoren liegen bei $n_{SZ} = 1.59$. Der Brechungsindex der Wellenlängenschieber liegt bei $n_{WLS} = 1.49$, da ihr Grundmaterial Plexiglas ist. In Verbindung mit den Gleichungen 2.2 und 2.3 ergeben sich folgende Lichtanteile:

$$F_1^{SZ} := F_1(n_{SZ} = 1.59) = 0.11 \quad \text{und} \quad F_T^{SZ} := F_T(n_{SZ} = 1.59) = 0.34$$

$$F_1^{WLS} := F_1(n_{WLS} = 1.49) = 0.13 \quad \text{und} \quad F_T^{WLS} := F_T(n_{WLS} = 1.49) = 0.22$$

Im konventionellen Fall würde man die in Abb.2.3a) gezeigte Anordnung wählen. Die der Auslesefläche A_1 gegenüberliegende Fläche ist mit einem glatten Spiegel versehen, der nur über Luft mit der Fläche in Verbindung steht, damit die Totalreflexion an dieser Fläche erhalten bleibt. Bei einem glatten Spiegel ist der Ausfallswinkel gleich dem Einfallswinkel. Dadurch wird der Anteil F_1^{SZ} , der ohne Endreflektor ER_1 entweichen würde, zur Auslesefläche reflektiert, ohne in seinem Winkelbereich geändert zu werden.

Der sowohl an der Auslesefläche als auch am Photomultiplier PM optisch gekoppelte Lichtleiter LG (LightGuide) sei ideal im Sinne von adiabatisch, d.h. alle Photonen, die bei A_1 zur Verfügung stehen, werden zur Photokathode geleitet. Die Anzahl der Photonen N_1 , die von den ursprünglich insgesamt entstandenen Szintillationsphotonen N_{PH} mit dieser Anordnung zur Photokathode gelangen, berechnet sich zu:

$$N_1 = (F_1^{SZ} + R \cdot F_1^{SZ} + F_T^{SZ}) \cdot N_{PH} \stackrel{R=1}{=} 0.56 \cdot N_{PH} \quad (2.4)$$

Das Ergebnis ist zusammengesetzt aus F_1^{SZ} , dem Anteil der die Fläche A_1 auch bei Luftkoppelung verlassen würde, einem Beitrag $R \cdot F_1$, der durch den Endreflektor mit einer Reflektivität R erzielt wird, und dem Anteil F_T^{SZ} , der nur aufgrund der optischen Kopplung des Lichtleiters entweichen kann.

Die Benutzung eines Wellenlängenschiebers führt zu der in Abb.2.3b) gezeigten Anordnung. Der Wellenlängenschieber WLS steht der Auslesefläche des Szintillators gegenüber. Sie müssen durch einen Luftspalt voneinander getrennt sein, da bei optischer Kopplung der Hauptteil des im Wellenlängenschieber entstandenen Lichtes wieder in den Szintillator, anstatt zum Photomultiplier, gelangen würde. Die Abmessungen des Wellenlängenschiebers sind bis auf seine Dicke d durch die Auslesefläche vorgegeben. Das wellenlängengeschobene Licht wird in herkömmlicher Weise, mit einem entsprechend dimensionierten Lichtleiter LG, an der Fläche A_2 weitergeleitet. Sowohl Szintillator als auch Wellenlängenschieber besitzen, bezogen auf ihre Ausleseflächen, einen glatten Endreflektor ER_1 und ER_2 .

Vom Szintillator gelangt der Anteil $F_1^{SZ} + R \cdot F_1^{SZ} \stackrel{R=1}{=} 0.22$ in den Wellenlängenschieber. Nimmt man an, daß er vollständig absorbiert und wie vorausgesetzt 100%ig umgesetzt wird, so gelangt davon wiederum nur der Anteil $F_1^{WLS} + R \cdot F_1^{WLS} + F_T^{WLS} \stackrel{R=1}{=} 0.48$ in den Lichtleiter. An dieser Stelle sei noch einmal auf die verschiedenen Brechungsindizes von SZ und WLS hingewiesen, wodurch die entsprechenden Lichtanteile unterschiedliche Werte annehmen. Insgesamt gelangen mit dieser Technik N_2 Photonen zum Photomultiplier:

$$N_2 = \underbrace{(F_1^{SZ} + R \cdot F_1^{SZ})}_{SZ \rightarrow WLS} \cdot \underbrace{(F_1^{WLS} + R \cdot F_1^{WLS} + F_T^{WLS})}_{WLS \rightarrow LG} \cdot N_{PH} \stackrel{R=1}{=} 0.11 \cdot N_{PH} \quad (2.5)$$

Es fällt sofort auf, daß man durch den Einsatz des Wellenlängenschiebers mindestens eine um den Faktor 5 geringere Lichtausbeute bekommt. Gleichzeitig muß erwähnt werden, daß das Wellenlängenspektrum dieser Photonen gegenüber demjenigen der Szintillationsphotonen zu größeren Wellenlängen verschoben ist. Leider nimmt die Quantenausbeute der Photomultiplier in diesem Bereich ab. Letztendlich ist es aber die Ausbeute an Photoelektronen die über die Güte eines Zählers entscheidet, denn sie bestimmt, abgesehen von der nachgeschalteten Elektronik, seine Ansprechwahrscheinlichkeit. Vergleicht man die betrachteten Auslesemethoden unter diesem Gesichtspunkt, so schneidet die Anordnung mit Wellenlängenschieber aus eben erwähnten Gründen noch etwas schlechter ab. Wie sich in den Messungen von Kapitel 4 zeigen wird, beträgt der an der Anzahl der Photoelektronen gemessene Verlust durch den Einsatz eines Wellenlängenschiebers etwa einen Faktor 20.

Betrachtet man hingegen das Verhältnis aus der Anzahl der Photonen und der Fläche, auf der sie zur Verfügung stehen, also eine flächenmäßige Dichte ρ , so wird der Vorteil der Wellenlängenschieberteknik klarer. Das Verhältnis dieser Dichten für die beiden betrachteten Auskoppelmethoden lautet:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{N_2}{A_2} \cdot \frac{A_1}{N_1} = \frac{0.11 \cdot N_{PH}}{D \cdot d} \cdot \frac{B \cdot D}{0.56 \cdot N_{PH}} \approx 0.2 \cdot \frac{B}{d} \quad (2.6)$$

Werte für d liegen, aufgrund der Absorptionslängen von Wellenlängenschiebern für Szintillationslicht, im Bereich weniger mm , während B bei größeren Szintillatoren, wie sie zur Flugzeitmessung in vielen Detektoren vorkommen, mehrere cm erreicht. Aus diesem Grund nimmt das Verhältnis der Dichten in Gleichung 2.6 sehr leicht Werte größer als 1 an. Diese Tatsache bedeutet eine Erhöhung der Photonendichte, wie sie mit der herkömmlichen Technik nicht erreicht werden konnte (s. Abschnitt 2.2.1).

Die Wellenlängenschieberteknik ist immer dann sinnvoll, wenn die auszulesende Fläche um ein Vielfaches größer ist als die lichtempfindliche Nachweisfläche. Anders herum ausgedrückt läßt sich bei vorgegebener Nachweisfläche, wie es normalerweise durch die Auswahl eines Photomultipliers der Fall ist, ein größerer Szintillator auslesen oder aus Gründen der Homogenität der Lichtausbeute bezüglich des Szintillationsortes eine Zweiflächenauslese durchführen. Kommt es primär nicht auf eine hohe Lichtausbeute an, so greift das Argument der Querschnittsverkleinerung immer noch in dem Fall, wo man um ein platzsparendes, kompaktes Lichtleitsystem bemüht ist.

Auch bei der Umsetzung der Sonnenenergie in elektrische Energie verspricht man sich Vorteile durch die Verwendung von Wellenlängenschiebern. Im speziellen versucht man bei der Photovoltaik das Sonnenlicht direkt in elektrische Energie umzuwandeln. Prinzipiell gibt es dabei keine Probleme, denn Solarzellen, die sich die Umkehrung des Leuchtdiodenprinzips zu Nutze machen, existieren, aber der wirtschaftliche Einsatz scheitert sowohl an ihrem Wirkungsgrad als auch an ihrem Preis. Anstatt große kostspielige Flächen von Solarzellen aufzustellen, versucht man die Lichtintensität mittels Fluoreszenzkollektoren, wie Wellenlängenschieber in diesem Bereich genannt werden, zu erhöhen. Auch hier geht es also um die Konzentration von Photonen auf eine kleinere Fläche.

2.3 Photomultiplier und Elektronik

Als letzter Bestandteil des Szintillationszählers hat der Photomultiplier in Verbindung mit der nachgeschalteten Elektronik für elektronisch auswertbare Signale zu sorgen. Sein Aufbau ist schematisch in Abb.2.4 dargestellt. Die an der Photokathode auftreffenden Photonen setzen dort aufgrund des Photoeffektes sogenannte Photoelektronen frei. Um auch für langwelligere Photonen genügend empfindlich zu sein, wählt man verschiedene Legierungen von Alkalimetallen, die sich durch ihre geringe Austrittsarbeit auszeichnen. In Abhängigkeit vom Material ergibt sich der charakteristische spektrale Verlauf der Quantenausbeute. Das ist die

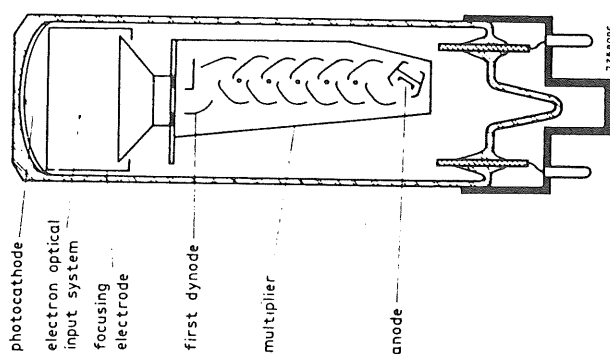


Abbildung 2.4: Querschnitt durch einen typischen Photomultiplier [9, S.5]

Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon der Wellenlänge λ ein Photoelektron verursacht. Ihr Maximum liegt meist im Bereich um $400nm$, und ist daher recht gut an das Emissionsspektrum typischer Szintillatoren angepaßt.

In der zweiten Stufe des Photomultipliers, dem elektronenoptischen System, werden die freigesetzten Photoelektronen gesammelt und zur ersten Dynode hin beschleunigt. Eine gute Optik zeichnet sich durch einen hohen Sammlungsgrad und geringe Laufzeitunterschiede der Elektronen bezüglich verschiedener Orte der Photokathode aus.

An der ersten Dynode angelangt, setzt das Photoelektron seine im elektrischen Feld zwischen Photokathode und erster Dynode gewonnene Energie in die Erzeugung mehrerer Sekundärelektronen um, deren Anzahl sich wiederum an der zweiten Dynode vervielfacht und so fort. Die im Vervielfacherteil des Photomultipliers als Dynoden bezeichnete Elektroden bestehen meist aus einer CuBe-Legierung.

Am Ende dieses Sekundärelektronenvervielfachers, wie Photomultiplier auch genannt werden, wird die Elektronenlawine von der Anode aufgenommen und kann über einem Lastwiderstand als Spannungspuls verarbeitet werden.

Voraussetzung für den Betrieb einer solchen Elektronenröhre ist ein in Abb.2.4 nicht eingezeichneter Spannungsteiler. Er legt jede Elektrode auf ein Potential, welches jeweils gegenüber dem der nachfolgenden Elektrode negativ ist, damit eine Beschleunigung von Dynode zu Dynode stattfinden kann. Die mittlere Gesamtverstärkung \bar{G} ergibt sich zu:

$$\bar{G} = \prod_{i=1}^n \bar{g}_i$$

wobei \bar{g}_i die mittlere Verstärkung der i -ten Dynode und n die Gesamtanzahl der Dynoden bezeichnet. Da oft alle Dynoden unter denselben Bedingungen betrieben werden, kann \bar{G} auch vereinfachend geschrieben werden:

$$\bar{G} = \bar{g}^n \quad (2.7)$$

Bei typischen Dynodenverstärkungsfaktoren von $\bar{g} \approx 4$ ergeben sich für 12- oder 14-stufige Photomultiplier Gesamtverstärkungen im Bereich von 10^7 bis 10^8 , so daß die elektrischen Ausgangspulse hinreichend groß sind und ohne den Einsatz von Vorverstärkern in einen Vielkanalanalysator oder einen Diskriminator gegeben werden können.

Der Photomultiplier erzeugt auch Signale, die nicht durch ein Photon ausgelöst wurden. Eine der Ursachen für dieses Rauschen ist die Freisetzung einzelner Elektronen aus der Photokathode aufgrund ihrer thermischen Energie, welche durch Kühlung der Photokathode reduziert werden kann. Ein gravierender Nachteil des Photomultipliers ist jedoch seine Magnetfeldabhängigkeit. Sie wird deutlich, wenn man sich überlegt, daß die noch langsamen Photoelektronen auf ihrem Weg zur ersten Dynode stark abgelenkt werden und folglich ihr Ziel verfehlen. Abschirmungen aus Eisen und anderen Materialien hoher magnetischer Permeabilität, sogenannte μ -Metalle, schaffen nur bis zu gewissen Feldstärken Abhilfe. Daher ist man gezwungen den Photomultiplier außerhalb eines starken Magnetfeldes zu betreiben oder auf solche Typen zurückzugreifen, die speziell für den Einsatz in starken Magnetfeldern entwickelt wurden. Die Gesamtverstärkung solcher Photomultiplier liegt im Bereich von 10^4 bis 10^6 .

Kapitel 3

Die Meßtechnik

Bevor die Messungen gestartet werden können, stellt sich die Frage, wie man die charakteristischen Größen der beiden Aspekte Lichtausbeute und Zeitauflösung gewinnen kann. Die Antwort soll in diesem Kapitel behandelt werden.

3.1 Meßmethode für die Photoelektronenausbeute

Im gesamten Verlauf dieser Arbeit geht es immer wieder darum verschiedene Geometrien von Szintillationszählern hinsichtlich ihrer Lichtausbeute miteinander zu vergleichen. Die Anzahl der Photonen ist jedoch nicht direkt meßbar. Lediglich das Ausgangssignal des Photomultipliers ist der Messung zugänglich. Eine relevante und vergleichbare Größe ist daher die mittlere Anzahl der Photoelektronen $\overline{N_{PE}}$, die an der Photokathode ausgelöst werden. Genauer gesagt diejenigen, die davon auch die erste Dynode erreichen, denn nur diese können den Vervielfachungsprozeß antreten und einen Puls hervorrufen. Im folgenden wird auf die Möglichkeiten eingegangen, wie $\overline{N_{PE}}$ gemessen werden kann:

1. **Methode:** Aus dem Pulshöhenspektrum der Photomultiplierpulse
2. **Methode:** Aus der Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers

Beide Methoden fordern eine Auseinandersetzung mit der Statistik der Photonen und Photoelektronen in einem Szintillationszähler. Sie wurde ausführlich von E. Breitenberger [11] durchgeführt und soll hier nur anhand der wesentlichen Ergebnisse skizziert werden.

Die mittlere Anzahl von Elektronen \overline{A} , die an die Anode eines Photomultipliers gelangen, ist gegeben durch:

$$\overline{A} = \overline{N_{PH}} \cdot \overline{T} \cdot \overline{G}$$

mit,

$\overline{N_{PH}}$: mittlere Anzahl von Photonen, die pro Szintillation im Szintillator entstehen

\overline{T} : mittlere Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon aus dem Szintillator durch das Lichtleitsystem zur Photokathode gelangt und dort ein Photoelektron auslöst, welches die erste Dynode erreicht. \overline{T} sei, unabhängig von Entstehungsort und Emissionswinkel, für jedes Photon dasselbe

\overline{G} : mittlere Gesamtverstärkung des Multipliers

Für die relative Varianz von \bar{A} ergibt sich nach umfangreichen Rechnungen:

$$\left(\frac{\sigma_{\bar{A}}}{\bar{A}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{\overline{N_{PH}}}}{\overline{N_{PH}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\bar{T}}}{\bar{T}}\right)^2 \cdot \frac{1}{\overline{N_{PH}}} + \left(\frac{\sigma_{\bar{G}}}{\bar{G}}\right)^2 \cdot \frac{1}{\overline{N_{PH}} \cdot \bar{T}}$$

Die σ bezeichnen die Standardabweichungen der indizierten Mittelwerte. Bei dem Mittelwert \bar{T} handelt es sich um die Verteilung von Ja-Nein Ereignissen, denn ein Photon hat nur die Möglichkeit ein oder kein Photoelektron zu erzeugen. Für eine derartige Verteilung gilt $(\sigma_{\bar{T}})^2 = \bar{T} \cdot (1 - \bar{T})$.

Bei \bar{G} hingegen hat man es mit einem Kaskadenprozeß zu tun. Unter den Voraussetzungen, daß die Verstärkung an jeder Dynode poissonverteilt ist und daß jede Dynode dieselbe mittlere Verstärkung zeigt, gilt $(\sigma_{\bar{G}})^2 = (\bar{g} - 1)^{-1} \cdot \bar{G}^2$. Die Größen \bar{g} und \bar{G} sind unter diesen Voraussetzungen nach Gleichung 2.7 miteinander verknüpft.

Die Verteilung der Anzahl der Photonen ist bestimmt durch die asymmetrische Energieverlustverteilung des ionisierenden Teilchens, und deshalb recht kompliziert. Erzeugt man die Photonen nicht durch Szintillation, sondern durch kurzes Aufleuchten einer Leuchtdiode, dann ist die Photonenzahl in guter Näherung poissonverteilt, so daß $(\sigma_{\overline{N_{PH}}})^2 = \overline{N_{PH}}$ gilt.

Die entsprechenden Pulshöhenspektren sind für hinreichend große Werte von $\overline{N_{PE}}$ nahezu gaußförmig (s. Abb.3.3). Aus ihrer vollen Breite auf halber Höhe $FWHM$ und der Kanalnummer des Maximums $PEAK$ errechnet sich ohne Schwierigkeiten der Quotient aus $\sigma_{\bar{A}}$ und \bar{A} . Nach dem Einsetzen und unter Berücksichtigung, daß $\overline{N_{PH}} \cdot \bar{T}$ die gesuchte Größe $\overline{N_{PE}}$ ist, ergibt sich:

$$\overline{N_{PE}} = \left(\frac{2.36 \cdot PEAK}{FWHM}\right)^2 \cdot \left(1 + \frac{1}{\bar{g} - 1}\right) \quad (3.1)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung lassen sich die Kanalnummern eines Vielkanalanalysators in Photoelektronen eichen (s. Abschnitt 3.3.1).

In der zahlreichen Literatur [11,12,13,14] zu diesem Thema werden auch die Abweichungen von den oben ausgeführten Ideal-Voraussetzungen behandelt. So etwa der Einfluß unterschiedlicher Stufenverstärkung im Multiplier oder die Auswirkung einer, durch die optische Geometrie des Zählers verursachten, unterschiedlichen Wahrscheinlichkeit für die Photonen die Photokathode zu erreichen.

Die zweite unabhängige Methode berechnet $\overline{N_{PE}}$ aus der Ansprechwahrscheinlichkeit oder Efficiency ϵ des Zählers. Das ist das Verhältnis aus der Anzahl der nachgewiesenen und der Anzahl der tatsächlichen Ereignisse. Die Möglichkeit, daß kein Photomultiplier-Signal entsteht, obwohl ein Photon die Photokathode getroffen hat, wird vorrangig durch die Statistik der Photoelektronen an der Photokathode und im elektronenoptischen System bestimmt. Gelangen pro Ereignis bzw. Lichtpuls im Mittel $\overline{n_{PE}}$ Photoelektronen zur ersten Dynode, so besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit für den Fall, daß keine Elektronen die erste Dynode erreichen. Die damit verbundene Nicht-Ansprechwahrscheinlichkeit oder Inefficiency $1 - \epsilon$ berechnet sich mit Hilfe der Poisson-Statistik zu:

$$1 - \epsilon = \exp(-\overline{n_{PE}}) \iff \overline{n_{PE}} = -\ln(1 - \epsilon) \quad (3.2)$$

An dieser Stelle muß unbedingt auf den Unterschied zwischen $\overline{n_{PE}}$ und $\overline{N_{PE}}$ hingewiesen werden.

$\overline{N_{PE}}$ bezeichnet den Mittelwert des Pulshöhenspektrums, und kann deshalb nie kleiner als 1 werden. $\overline{N_{PE}}$ ist die mittlere Anzahl von Photoelektronen, die zur ersten Dynode gelangen,

wenn überhaupt welche dorthin kommen. $\overline{n_{PE}}$ hingegen gibt die Anzahl von Photoelektronen an, die im Mittel pro Lichtpuls zur ersten Dynode gelangen. Dieser Wert kann durchaus kleiner als 1 sein. Liegt die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ nah bei 100% so werden beide Größen gleich, denn es besteht der Zusammenhang:

$$\overline{n_{PE}} = \overline{N_{PE}} \cdot \epsilon \quad (3.3)$$

Die 2. Methode wird immer dann angewandt, wenn die Ansprechwahrscheinlichkeit meßbar unter 100% liegt. Sie deckt daher den Bereich $\overline{N_{PE}} \leq 4$ ab. Für den restlichen Bereich muß mit der 1. Methode gearbeitet werden.

3.2 Meßmethode für das Zeitverhalten

Die in dieser Arbeit durchgeführten Testmessungen sollen die Möglichkeit bieten die Zeitauflösung einer noch nicht existierenden Zähleranordnung abzuschätzen. Ähnlich wie bei der Lichtausbeute ist auch hier nach einer Meßmethode gesucht, die eine Hochrechnung auf andere Zählergeometrien zuläßt. Eine geeignete Methode besteht darin die Zeitspektren auf dem Niveau einzelner Photoelektronen zu messen. Die Gründe hierfür sollen in diesem Abschnitt erläutert werden.

Mit der Zeitauflösung eines Szintillationszählers ist die Genauigkeit gemeint, mit der man den Zeitpunkt des Teilchendurchganges bestimmen kann. Meßtechnisch steht dafür ein Vielkanalanalysator TDC (Time to Digital Converter) zur Verfügung, der das zwischen einem Start- und Stoppsignal auftretende Zeitintervall bestimmt, und einen Eintrag in dem Kanal vornimmt, der dieser Zeit zugeordnet ist. Während der Startzeitpunkt durch eine Triggeranordnung erzeugt wird, ist der Stopzeitpunkt durch das Photomultipliersignal des zu vermessenden Szintillationszählers festgelegt.

Ein so gewonnenes Zeitspektrum zeigt die Schwankungen der Zeitdifferenz aus Start- und Stopzeit an. Sein Verlauf gibt Aufschluß über die Zeitauflösung des Szintillationszählers. Neben der Genauigkeit des Startzeitpunktes tragen folgende Punkte zur Verbreiterung des Zeitspektrums bei:

1. Abklingverhalten der fluoreszierenden Stoffe, wie Szintillator und Wellenlängenschieber
2. Laufzeitunterschiede der Photonen aufgrund von Weglängenunterschieden oder unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von ihrer Wellenlänge
3. Laufzeitunterschiede der Photoelektronen und Sekundärelektronen im Photomultiplier
4. Auflösung der verarbeitenden Elektronik des zu vermessenden Zählers

Darüberhinaus hängt die Zeitauflösung entscheidend von der Anzahl der nachgewiesenen Photoelektronen ab. Die folgende Betrachtung setzt voraus, daß Einphotoelektronenpulse von der Elektronik als Stoppsignal erkannt werden.

Entsteht pro Szintillation im wesentlichen nur ein oder kein Photoelektron, so spiegelt das zugehörige Zeitspektrum die Verteilung aller möglichen Stopzeiten wider, da die Zeitverteilung einzelner Photonen betrachtet wird. Werden hingegen im Mittel $\overline{N_{PE}}$ Photoelektronen pro Szintillation erzeugt, mit $\overline{N_{PE}} \geq 1$, dann wird der Stopzeitpunkt durch den frühesten der $\overline{N_{PE}}$ Einphotoelektronenpulse bestimmt. Anders formuliert stehen bei jeder Szintillation

im Mittel $\overline{N_{PE}}$ Stopzeiten zur Verfügung, die zufällig aus der Verteilung der Stopzeiten für einzelne Photonen $f_1(t)$ gezogen wurden. Maßgebend für den Eintrag im TDC ist lediglich die kleinste der $\overline{N_{PE}}$ Stopzeiten.

Die entsprechende Zeitverteilung $f_{\overline{N_{PE}}}(t)$ gibt die Streuung der frühesten Stopzeiten an und zeigt notwendigerweise eine geringere Breite als $f_1(t)$. Ist $f_1(t)$ bekannt, so läßt sich $f_{\overline{N_{PE}}}(t)$ auf mathematischem Wege bestimmen:

$$f_{\overline{N_{PE}}}(t) = C \cdot f_1(t) \cdot \left(\int_{x=t}^{\infty} f_1(x) dx \right)^{\overline{N_{PE}}-1} \quad (3.4)$$

C stellt eine Normierungskonstante dar.

Die Frage lautet, wie die Standardabweichung σ_t der Verteilung $f_{\overline{N_{PE}}}(t)$ von $\overline{N_{PE}}$ abhängt. Für viele Funktionen $f_1(t)$, wie etwa die Gaußverteilung, läßt sich Gleichung 3.4 gar nicht ohne Näherungen anwenden. Auch gemessene Verteilungen $f_1(t)$ würden, sofern sie überhaupt analytisch darstellbar sind, in obiger Gleichung einige Schwierigkeiten bereiten. Aus diesem Grund behilft man sich mit Monte-Carlo Methoden oder empirischen Gesetzen. Nach B. Atwood [15] gilt für Szintillationszähler die empirische Formel:

$$\sigma_t(\overline{N_{PE}}) = \sqrt{\left(\sigma_t(1) \cdot \frac{1}{\sqrt{\overline{N_{PE}}}} \right)^2 + (\sigma_{t0})^2} \quad (3.5)$$

Die Beiträge 1.) bis 3.) der Aufstufung am Anfang dieses Abschnittes sind in $\sigma_t(1)$ vereint. σ_{t0} beinhaltet den von der Anzahl der Photoelektronen unabhängigen Beitrag der Elektronik des zu vermessenden Zählers und die Genauigkeit des Startzeitpunktes.

Diese Überlegungen zeigen, daß die Zeitspektren, die bei $\overline{N_{PE}} \approx 1$ gemessen werden, eine universelle Basis für die Abschätzung der Zeitauflösung einer anderen Zählgeometrie darstellen, z.B. wenn der Szintillator doppelt so dick ist wie in den Testmessungen.

3.3 Der Meßaufbau

Bei allen Messungen dieser Arbeit handelt es sich generell um die in Abb.3.1 dargestellte Anordnung. Die drei Bestandteile Szintillator, Lichtleitung und Photomultiplier werden zu Beginn einer jeden Messung konkretisiert. Der Szintillator SZ wird mit den Elektronen aus dem Zerfall radioaktiver ^{106}Ru Kerne angeregt. ^{106}Ru zerfällt ausschließlich unter Emission von Elektronen in ^{106}Rh , welches seinerseits unter β -Emission in ^{106}Pd übergeht. Dabei treten maximale β -Energien von 3.55MeV auf. Nach K. Schmeiser [16, S.40ff] und J.M. Cork [17, S.171ff] ergibt sich für diese Energien aus den Regeln von Feather, Flammersfield und Glendenin eine maximale Reichweite der Elektronen von 17mm in Szintillatormaterial der Dichte 1g/cm^3 . Das verwendete Ru-Präparat besaß eine Stärke von etwa $45\mu\text{Ci}$, dies sind rund 1600 Zerfälle pro Sekunde.

Zur Festlegung des Ortes und des Zeitpunktes des Teilchendurchganges dienen die beiden Szintillationszähler T1 und T2. Ihr Szintillator besitzt eine quadratische Grundfläche der Seitenlänge 20mm und ist 2mm dick. Sie werden mit herkömmlichem Lichtleiter ausgelesen, der das Licht zu einem Standardphotomultiplier des Typs 56AVP von Valvo überführt. Um die Zeitauflösung der Triggerzähler zu ermitteln wurde ein Zeitspektrum aufgenommen, bei welchem der eine Triggerzähler T1 den Startzeitpunkt und der andere Triggerzähler T2 den

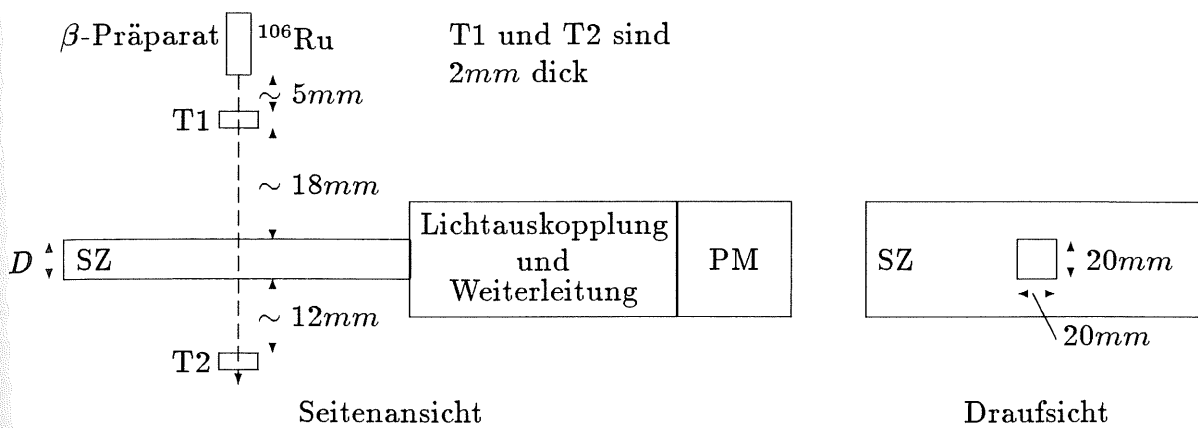


Abbildung 3.1: Prinzipieller Messaufbau mit Triggeranordnung

Stopzeitpunkt festlegte. Zur Bestimmung der Zeitpunkte wurden für beide Zähler Constant Fraction Diskriminatoren eingesetzt. Die volle Breite des Zeitspektrums auf halber Höhe betrug 600ps [19]. Die Auflösung eines Zählers beträgt daher $600/\sqrt{2}\text{ps} = 425\text{ps}$.

Die Abmessungen der Triggeranordnung samt Ru-Präparat läßt zwischen tatsächlicher Flugbahn des Elektrons und der Senkrechten, einen maximalen Winkel von etwa 20° zu. Die effektive Länge des Elektronenweges im SZ liegt daher im Bereich zwischen D und $1.06 \cdot D$. Verlangt man eine Koinzidenz der T1 und T2 Signale, so hat das Elektron den SZ vollständig durchdrungen. In diesem Fall kann man davon ausgehen, daß es während des gesamten Weges im SZ minimalionisierend gewesen ist.

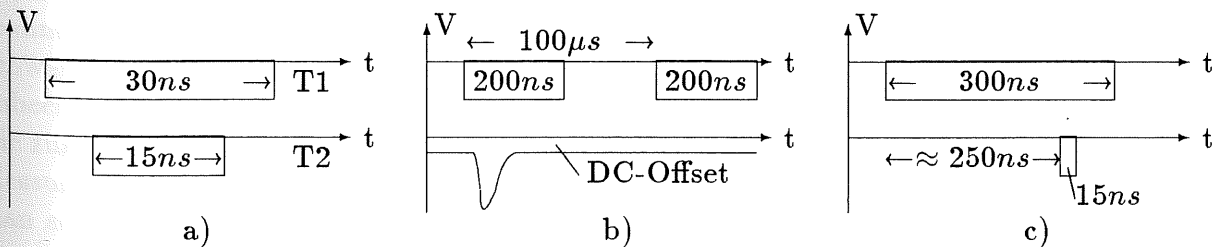
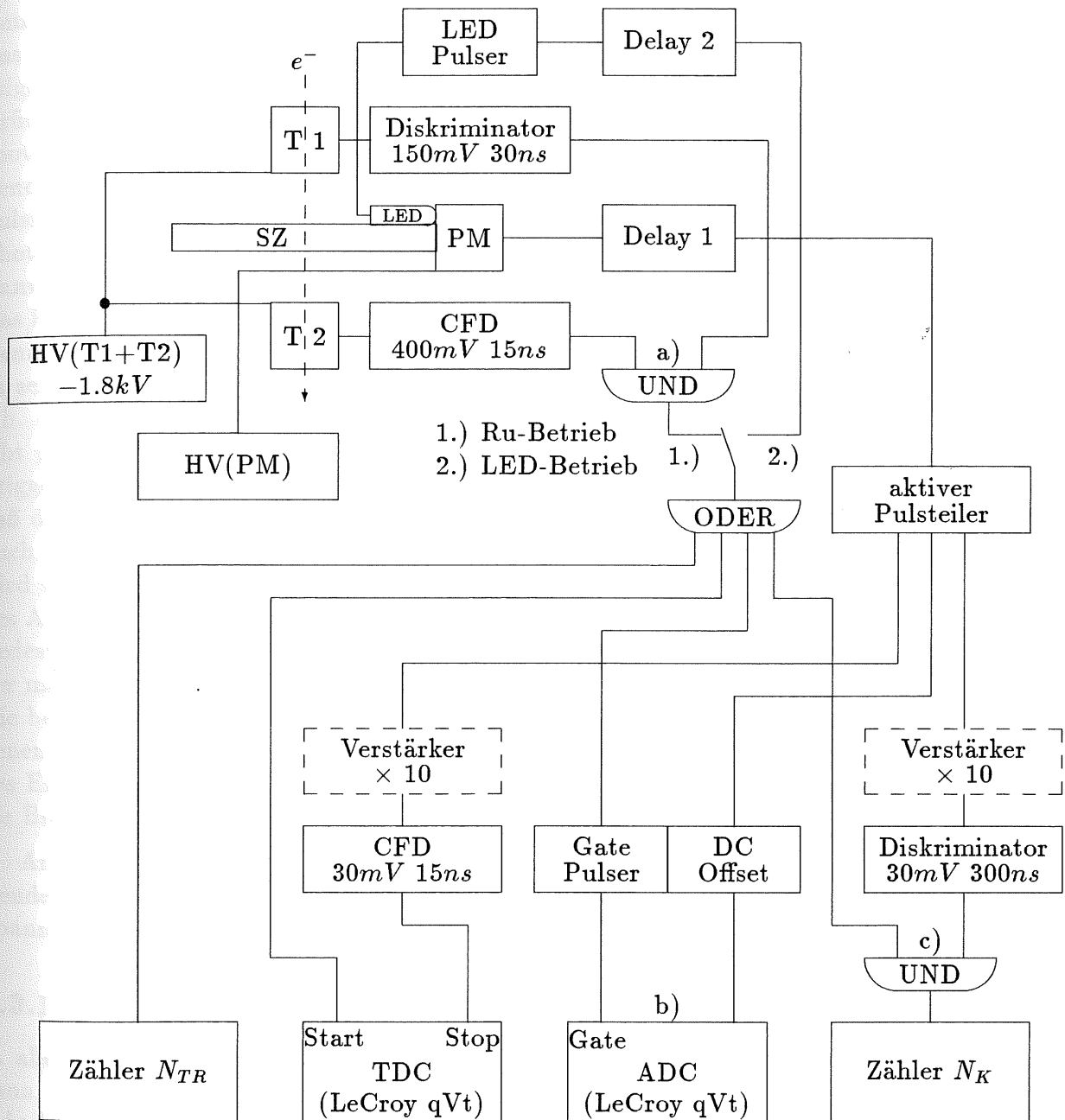
Der zugehörige elektronische Aufbau folgt aus den Anforderungen, welche durch die Meßmethoden, wie sie in den Abschnitten 3.1 und 3.2 dargelegt wurden, vorgegeben sind. Die in Abb.3.2 gezeigte Schaltung besteht grob aus zwei Teilen. Zum einen aus der Triggerelektronik und zum anderen aus dem zu vermessenden Szintillationszähler mit seinem Photomultiplier PM. Je nachdem, ob das Licht realer Szintillation oder der Leuchtdiode LED entspringt, wird zwischen Ru-Betrieb und LED-Betrieb unterschieden. Die Leuchtdiode muß so positioniert sein, daß ihr Licht in irgendeiner Weise den PM trifft. Meist sitzt sie unter der lichtdichten Verpackung des Lichtleiters.

Im Ru-Betrieb wird der Triggerpuls aus der Koinzidenz der diskriminierten Pulse von T1 und T2 gewonnen. Zeitbestimmend für die Koinzidenz ist der diskriminierte Puls von T2 (s. Abb.3.2a). Er wird durch einen Constant Fraction Diskriminator CFD erzeugt. Ein CFD besitzt den Vorteil, daß er für gleichgeformte Eingangspulse einen amplitudenunabhängigen Triggerzeitpunkt festlegt. Auf diese Weise wird der bei normalen Diskriminatoren auftretende Time-Walk eliminiert.

Im LED-Betrieb ist das Triggersignal durch einen zusätzlichen Ausgang des LED-Pulsers gegeben. Um sicher zu gehen, daß die Leuchtdiode bei jedem Triggerpuls aufleuchtet, muß der sie versorgende Spannungspuls hinreichend groß $\geq 4V$, aber dafür kurz etwa 5 bis 10ns und steilflankig sein.

Aus Trigger- und Photomultiplier-Signal können die Ansprechwahrscheinlichkeit, das Zeitspektrum und das Pulshöhenspektrum des zu vermessenden Szintillationszählers bestimmt werden.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit oder Efficiency ist durch das Verhältnis der Zählerstände N_K und N_{TR} gegeben. N_{TR} gibt die Anzahl der Triggerpulse an. N_K ist die Anzahl der Koinzidenzen aus Triggersignal und diskriminiertem PM-Puls. Als koinzident werden hierbei



T2 gibt den Zeitpunkt der Koinzidenz an

Delay 1 bzw. Delay 2 so, daß der PM-Puls gut im 1. Gate-Signal liegt

dargestellt ist derjenige Zustand für die frühest möglichen PM-Signale

Abbildung 3.2: Elektronischer Aufbau

auch solche PM-Pulse gewertet, die gegenüber den frühest möglichen um etwa 250ns später kommen (s. Abb.3.2c).

Das Zeitspektrum wird mit Hilfe des TDC aufgenommen. Den Startzeitpunkt gibt das Triggersignal. Der Stopzeitpunkt wird aus dem diskriminierten PM-Puls gewonnen. Aus Gründen, die in Abschnitt 3.2 erläutert wurden, werden die Zeitspektren auf dem Einphotoelektronenniveau gemessen. Dazu ist eine künstliche Abschwächung des Lichtes notwendig. Sie wird durch ein Graufilter erreicht, welches vor die Photokathode gelegt wird. Pulshöhenschwankungen sind nach Gleichung 3.1 umso größer, je geringer die Anzahl der Photoelektronen ist. Der Einsatz eines CFD für die Festlegung des Stopzeitpunktes ist daher sinnvoll.

Das Pulshöhenspektrum kann mit dem ADC (Analog to Digital Converter) gemessen werden. Genau gesagt wird die Ladung digitalisiert, die während der Zeit in den ADC fließt, in der an seinem Gate-Eingang ein Signal anliegt. Das Pulshöhenspektrum kann daher vollständig, d.h. schwellenfrei gemessen werden. Die Gate-Signale werden vom Gate-Pulser erzeugt. Er gibt pro Triggersignal zwei 200ns breite Gate-Pulse ab. Das zeitliche Verhältnis zwischen Triggersignal und zugehörigem PM-Puls ist mit dem entsprechenden Delay so eingestellt, daß der PM-Puls innerhalb des ersten Gate-Pulses liegt (s. Abb.3.2b). Dem PM-Puls ist durch den DC-Offset ständig eine konstante Gleichspannung überlagert. Genau dieser Anteil wird während des zweiten Gate-Pulses gemessen. Auf diese Weise kann einer Kanalnummer des ADC die Pulshöhe bzw. Ladung Null zugeordnet werden. Damit ist der Nullpunkt, das Pedestal des Spektrums festgelegt. Der $100\mu\text{s}$ Abstand der beiden Gate-Pulse ergibt sich aus der maximalen Totzeit des ADC.

Die beiden Photomultiplier-Signalverstärker werden nur bei jenen Messungen verwendet, bei denen gewährleistet sein muß, daß die Schwelle der Diskriminatoren weit im unteren Bereich des Einphotoelektronenspektrums liegt. Die Werte für die Schwelle des Diskriminators und die Breite seines Ausgangssignales sind für jeden Diskriminator in Abb.3.2 angegeben.

An dieser Stelle sei auch auf den Anhang A hingewiesen. Neben einer Liste der verwendeten Elektronik unter Angabe der Typenbezeichnung enthält er die Schaltpläne der Spannungsteiler für die Photomultiplier.

3.3.1 Der Eichvorgang

In allen Fällen, in denen $\overline{N_{PE}}$ nicht aus der Ansprechwahrscheinlichkeit gemessen werden kann, muß eine Eichung der ADC-Kanäle in Photoelektronen vorgenommen werden. Sie ist jedoch nur für den betreffenden Photomultiplier samt Spannungsteiler und gewählter Hochspannung gültig. Jede Veränderung dieser Parameter erfordert eine neue Eichung. Um von Schwankungen mit Zeitkonstanten, die groß sind gegen die Dauer einer Meßperiode ($\approx 3h$), unbeeinflusst zu sein, wurde zu Beginn jeder Messung eine aktuelle Eichung vorgenommen. Die zugehörige Prozedur wird im folgenden erläutert. Außerdem wurde zu Beginn einer jeden Messung eine Beharrungszeit von mindestens einer halben Stunde eingehalten. Mit ihr befreit man sich von Einflüssen durch Schwankungen mit kleinen Zeitkonstanten. Solche Schwankungen können z.B. nach einem Umbau auftreten, bei dem der PM kurzzeitig abgeschaltet und dem Tageslicht ausgesetzt war.

Zunächst wird die Hochspannung $HV(\text{PM})$ festgelegt. Sie muß so gewählt werden, daß der Photomultiplier, bei den in der Messung zu erwartenden Lichtintensitäten, noch nicht in Sättigung geht, sondern ein der Beleuchtung der Photokathode proportionales Ausgangssignal zeigt. Bei dieser Hochspannung wird der PM mit einer gepulsten Leuchtdiode be-

leuchtet. Mit der auf LED-Betrieb geschalteten Elektronik (s. Abb.3.2) wird das zugehörige Pulshöhenspektrum aufgenommen. Die Helligkeit der Leuchtdiode ist dabei so eingestellt, daß sie zu einer hinreichend großen mittleren Anzahl von Photoelektronen führt. Hinreichend groß bedeutet $\overline{N_{PE}} \geq 6$, so daß die Poissonstatistik schon recht gut durch eine Normalverteilung angenähert werden kann. Aus dem korrigierten Spektrum, d.h. Umrechnung der Kanalnummern unter Berücksichtigung des Pedestals und eventueller Pulsteiler oder Abschwächer, läßt sich ohne weiteres die Kanalnummer des Maximums PEAK und die volle Breite auf halber Höhe FWHM ablesen. In Abb.3.3 ist ein typisches Pulshöhenspektrum eines mit einer gepulsten LED beleuchteten PM zu sehen. Der Fit zeigt die gute Übereinstimmung mit einer Gaußverteilung.

Würde man in Gleichung 3.1 den Ausdruck der zweiten Klammer gleich 1 setzen, d.h. $\bar{g} \rightarrow \infty$ annehmen und damit den Beitrag der Dynodenstatistik vernachlässigen, so ließe sich eine vorläufige Zuordnung zwischen Kanalnummer und mittlerer Photoelektronenanzahl durchführen. Für das in Abb.3.3 abgebildete Spektrum ist $PEAK \approx 647$ und $FWHM \approx 162$, womit sich $\overline{N_{PE}} \approx 88$ bestimmt. Daraus ergibt sich eine vorläufige Eichung von 7.35 Kanälen pro Photoelektron.

Zur Berücksichtigung der Dynodenstatistik muß \bar{g} , die mittlere Stufe zu Stufe Verstärkung, berechnet werden. Für den benutzten Vielkanalanalysator von LeCroy wird laut Bedienungsanleitung [18] eine Eichung der Kanäle in Einheiten der Ladung von $1pC/Kanal$ angegeben. Mit diesem Wert läßt sich aus dem PEAK auf die Ladungsmenge schließen, die im Mittel pro Lichtpuls an der Anode des PM gesammelt wird. Dabei ist zu berücksichtigen, daß schon aufgrund des Lastwiderstandes, über dem der Anodenpuls abgegriffen wird, nur ein Bruchteil der gesamten Anodenladung in den ADC fließt. Der Quotient aus der Ladungsmenge an der Anode und der Ladung der Photoelektronen, deren Anzahl unter Vernachlässigung der Dynodenstatistik bestimmt wurde, entspricht der mittleren Gesamtverstärkung \bar{G} des Photomultipliers. Aus diesem Wert kann mit Gleichung 2.7 auf \bar{g} geschlossen werden. Erst jetzt kann der Dynodenstatistik Rechnung getragen werden. Dazu wird die vorläufig bestimmte Eichung mit dem Faktor $1 + (\bar{g} - 1)^{-1}$ (s. Gleichung 3.1) korrigiert.

Die Methode ist nicht ganz einwandfrei. In Gleichung 3.1 sind durch die Messung nur die Größen PEAK und FWHM bekannt, \bar{g} und $\overline{N_{PE}}$ sind unbekannte Größen. Trotzdem werden sie nacheinander aus dieser Gleichung bestimmt.

In einem Gedankenbeispiel wird deutlich, daß diese Methode dennoch brauchbare Werte liefert. Ein 12-stufiger Photomultiplier habe eine Gesamtverstärkung von $\bar{G} = 4096$, so daß sich nach Gleichung 2.7 eine mittlere Stufenverstärkung von $\bar{g} = 2$ ergibt. Für diesen Fall gilt $1 + (\bar{g} - 1)^{-1} = 2$, d.h. die unter Vernachlässigung der Dynodenstatistik bestimmte Anzahl von Photoelektronen beträgt die Hälfte des wahren Wertes. Die daraus ermittelte Gesamtverstärkung wäre doppelt so groß wie die tatsächliche. Die Auswirkungen auf die mittlere Stufenverstärkung sind hingegen gering, da sich ihr relativer Fehler aus dem relativen Fehler der Gesamtverstärkung ergibt, wenn man letzteren durch die Anzahl der Dynoden teilt. In diesem Beispiel würde man aus der Messung eine Stufenverstärkung von $\bar{g} = 2.12$ erhalten. Der gefundene Wert ist immer noch auf 6% genau. Die Verstärkung des Photomultipliers für dieses Beispiel wurde absichtlich so klein gewählt, da der Einfluß der Dynodenstatistik für kleine \bar{G} bzw. \bar{g} besonders stark ist.

Das Beispiel zeigt, daß selbst für diese unrealistischen Zahlenwerte eine hinreichend genaue Bestimmung der Verstärkung und damit des Korrekturfaktors möglich ist. Insbesondere wenn die Verstärkungsfaktoren der in dieser Arbeit verwendeten Photomultiplier im Bereich von 10^7 bis 10^8 liegen, bereitet die vorgestellte Methode keine Schwierigkeiten. Zum Abschluß

soll der Eichvorgang für einen konkreten Fall beschrieben werden, um das Verfahren zu verdeutlichen.

Der Photomultiplier 56AVP soll für eine Spannung von $2.0kV$ geeicht werden. Für 6 verschiedene LED-Helligkeiten wurden die zugehörigen Pulshöhenspektren aufgenommen. Eine Mittelung der 6 gefundenen Eichwerte (ohne Dynodenstatistik) ergibt eine Eichung von (16.6 ± 1.4) Kanäle pro Photoelektron. Daraus folgt eine Gesamtverstärkung $\bar{G} = (1.56 \pm 0.12) \cdot 10^8$ bzw. $\bar{g} = (3.85 \pm 0.02)$. Der Faktor aufgrund der Dynodenstatistik ergibt $1 + (\bar{g} - 1)^{-1} = 1.35$, womit sich die korrigierte Eichung von (12.2 ± 1.0) Kanälen pro Photoelektron ergibt. Ein unter sonst identischen Verhältnissen gemessenes Pulshöhenspektrum einzelner Photoelektronen zeigt Abb.3.4. Die Helligkeit der Leuchtdiode wurde dazu entsprechend heruntergeregelt. Das Maximum dieses Spektrums liegt im Bereich der Kanalnummer 12. Diese unabhängig gewonnene Information deckt sich mit der Eichung und beweist die Anwendbarkeit der Meßmethode.

Alle Eichungen fanden unter Verwendung einer grünen Leuchtdiode statt, deren Emissionsmaximum bei etwa $565nm$ liegt. Um eventuelle Abhängigkeiten der Eichung von der Wellenlänge des Lichtes zu ergründen, wurde dieselbe Prozedur mit einer roten Leuchtdiode mit einem Maximum bei $660nm$ durchgeführt. Innerhalb der Meßgenauigkeit ließ sich kein Unterschied feststellen.

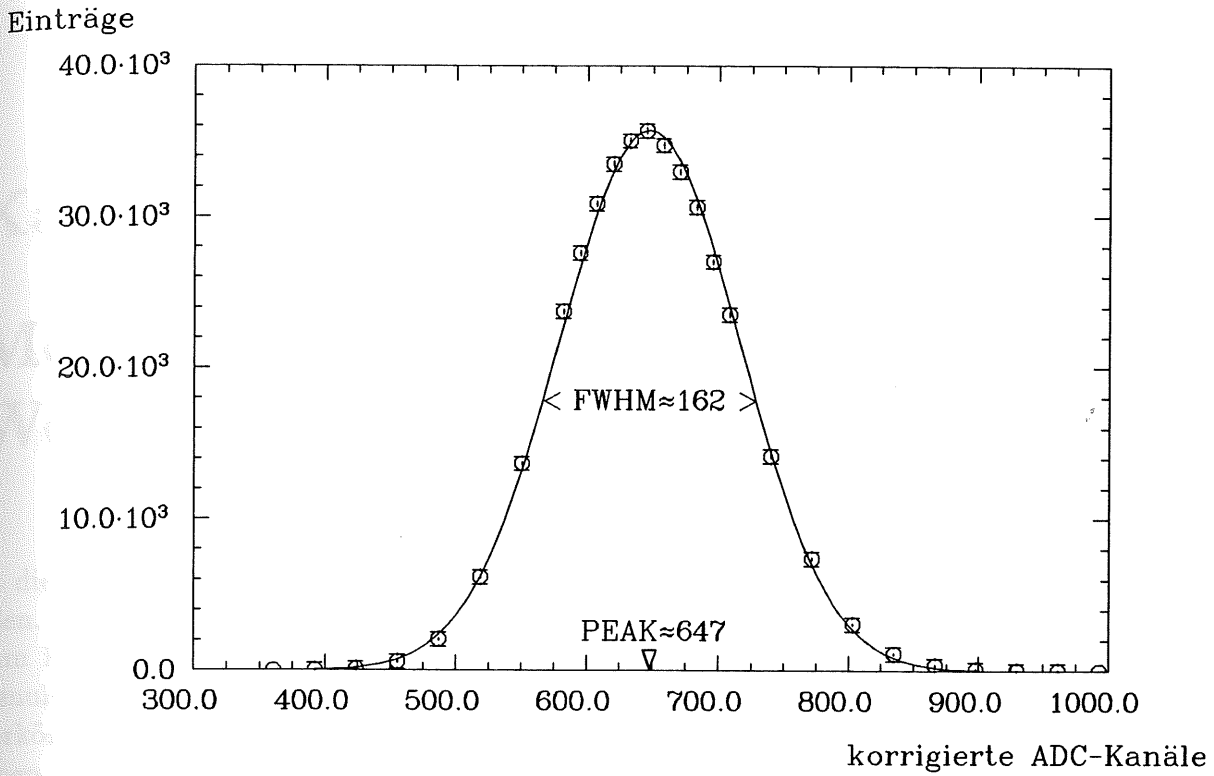


Abbildung 3.3: Gaußförmiges Pulshöhenspektrum eines mit einer gepulsten LED beleuchteten PM, $N_{PE} \approx 88$

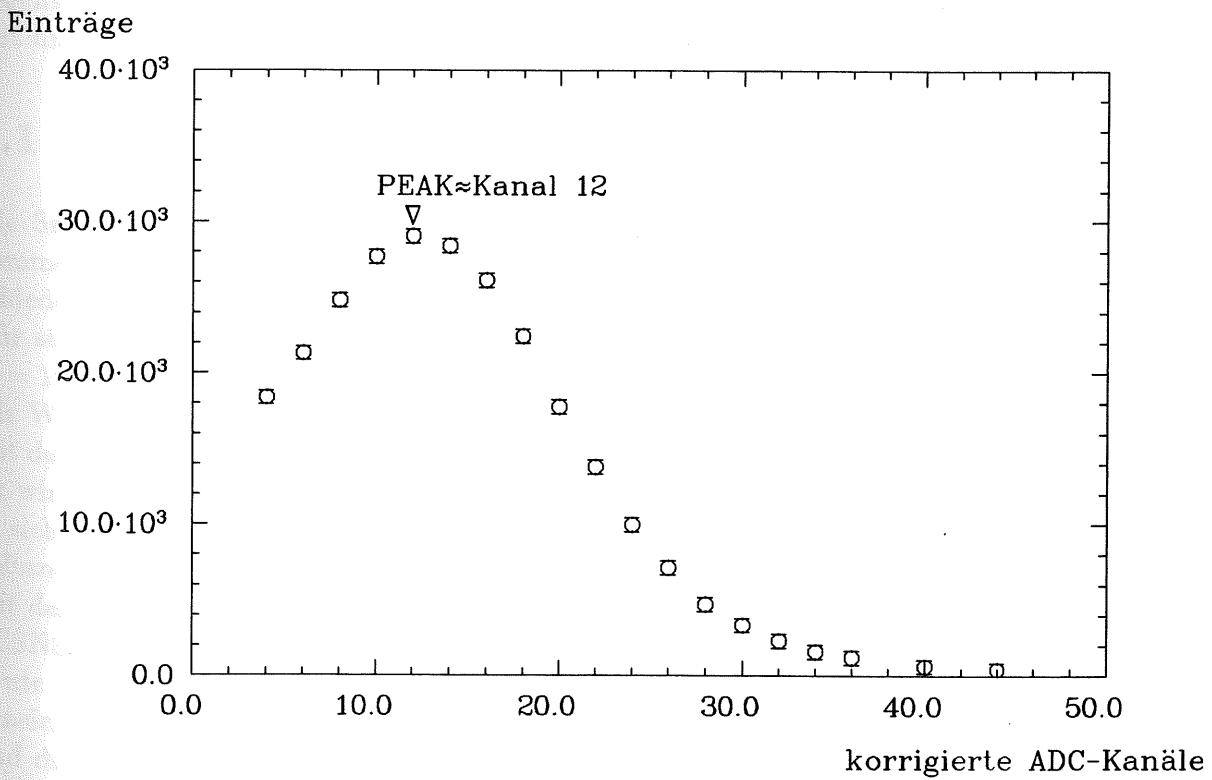


Abbildung 3.4: Einphotoelektronenspektrum des Photomultipliers 56AVP bei 2.0kV, mit LED beleuchtet

Kapitel 4

Messungen an Szintillator und Wellenlängenschieber

In diesem Kapitel werden zwei Lichtauskoppelmethoden experimentell miteinander verglichen. Bei der ersten Methode wird das Szintillationslicht mit Hilfe eines Plexiglaslichtleiters zum Photomultiplier geführt. Der Lichtleiter ist sowohl am Szintillator als auch am Photomultiplier optisch gekoppelt. Diese Art der Lichtauskopplung wird im weiteren auch mit herkömmlicher oder konventioneller Lichtauslese bezeichnet. Die zweite Methode verwendet einen Wellenlängenschieber zur Lichtauskopplung. Ein zusätzliches Lichtleitsystem entfällt, da der Wellenlängenschieber direkt auf die Photokathode des Photomultipliers gesetzt ist. Ziel der Messungen ist die quantitative Erfassung der Vor- und Nachteile, die durch Verwendung eines Wellenlängenschiebers entstehen. Neben der Bestimmung der charakteristischen Eigenschaften von Szintillator und Wellenlängenschieber, wie Abschwächungslänge, Abklingzeit und Lichtausbeute, wird der Einfluß von Reflektoren gemessen.

4.1 Materialien und Erwartungen

Als Szintillator wird der, von der japanischen Firma Kyowa Gas Chemical Industry Co. kommerziell hergestellte, Plastikszintillator SCSN38 verwendet. Er besteht aus zwei verschiedenen fluoreszierenden Stoffen und besitzt sein Emissionsmaximum bei etwa 430nm . Für sämtliche Messungen wurde ein quaderförmiges Stück der Dicke $D = 3\text{mm}$, der Breite $B = 10\text{cm}$ und der Länge $L = 50\text{cm}$ benutzt.

Als Wellenlängenschieber werden zwei Produkte getestet. Ein grün emittierender Farbstoff mit dem Namen Y7, der besonders gut auf das Szintillationslicht des SCSN38 abgestimmt ist. Er wird ebenfalls von oben genannter Firma produziert. Bei dem zweiten Produkt handelt es sich um einen gelben Farbstoff der Firma Bayer, mit einem Emissionsbereich von 540 bis 650nm . In einer Arbeit von F.Fischer [20] wurde eine sehr ähnliche Farbstoffkomposition mit dem Namen BASF241 getestet. Die Kombination dieses Wellenlängenschiebers mit dem SCSN38-Szintillator ist laut F.Fischer der Kombination SCSN38/Y7 bezüglich der Lichtausbeute überlegen. Der gelbe WLS wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit mit Bayer gelb bezeichnet. Die Wellenlängenschieberstäbe besitzen die Dicke $d = 3\text{mm}$, die Breite $b = 8\text{mm}$ und die Länge $l = 25\text{cm}$. In Abb.4.1 ist das Emissionsspektrum des Szintillators, sowie die spektrale Verteilung der Absorption und Emission für Y7 aufgetragen.

Bei dem Photomultiplier wird ebenfalls mit zwei verschiedenen Typen gearbeitet. Sie unterscheiden sich im wesentlichen durch das Material der Photokathode. Der 14-stufige 56AVP

Intensität [relative Einheiten]

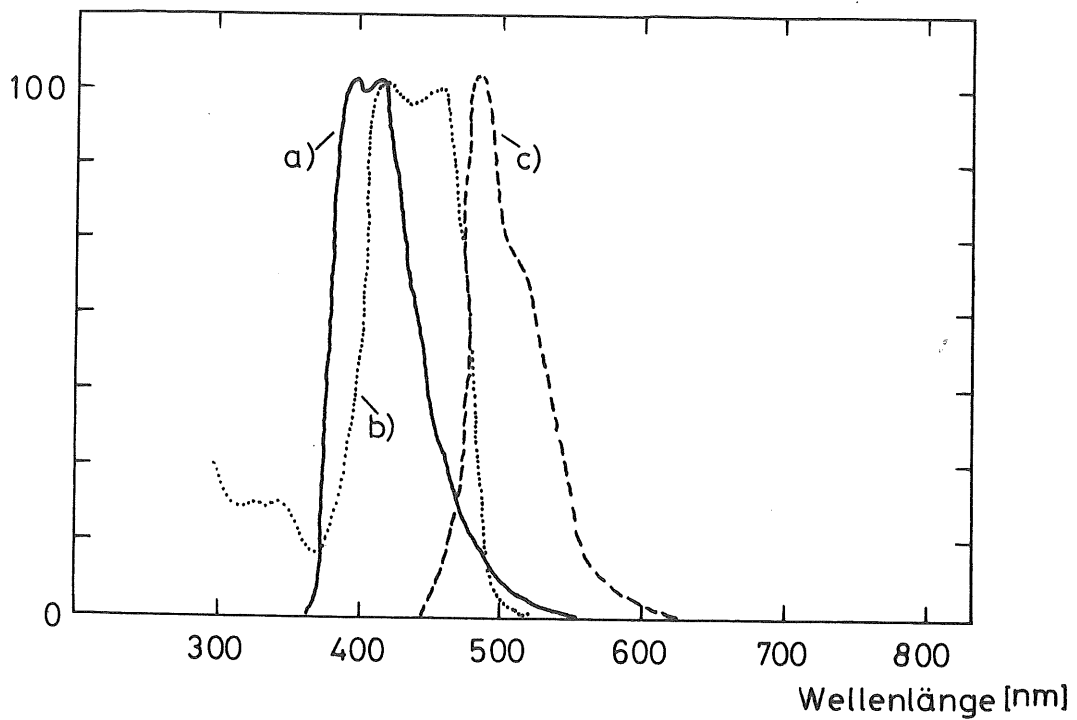


Abbildung 4.1: a) Emissionsspektrum des Szintillators SCSN38
b) Absorptions- und c) Emissionsspektrum des Wellenlängenschiebers Y7 [21]

Quantenausbeute [%]

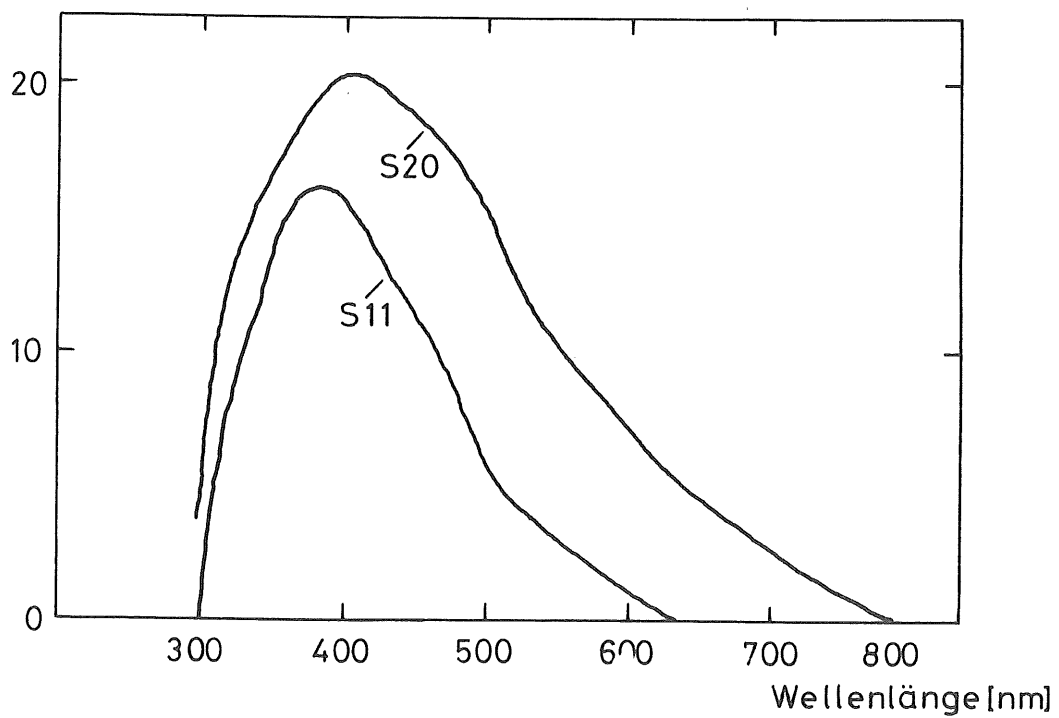


Abbildung 4.2: Spektrale Quantenausbeuten der S11- und S20-Photokathoden [22]

von Valvo besitzt eine S11-Photokathode. Sie besteht aus einer SbCs-Legierung. Die Photokathode des 12-stufigen XP2233B von Valvo besteht hingegen aus einer SbNaKCs-Legierung. Mit dieser S20-Photokathode ist der Photomultiplier auch noch für langwelliges Licht empfindlich. Die Kürzel S11 und S20 sind die vom Hersteller verwendeten Bezeichnungen. Die von Valvo angegebene spektrale Verteilung der Quantenausbeute beider Photokathodensorten ist in Abb.4.2 gezeigt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Empfindlichkeit der benutzten Photomultiplier aufgrund von Exemplarschwankungen quantitativ von der angegebenen Kurve abweichen kann. Aus den angegebenen Verteilungen läßt sich die mittlere Quantenausbeute einer Photokathodensorte bezüglich der Emission von SCSN38 oder Y7 grob bestimmen. Für das Szintillationslicht ergibt sich mit der S11-Photokathode eine Quantenausbeute von etwa 14%. Mit der S20-Kathode liegt sie bei etwa 19%. Für das wellenlängengeschobene Licht von Y7 berechnet sich die Quantenausbeute der S11-Photokathode zu 5%, die der S20 zu 14%. Mit dieser groben Abschätzung erwartet man, insbesondere bei Verwendung eines Wellenlängenschiebers, eine deutliche Überlegenheit des XP2233B-Photomultipliers gegenüber dem 56AVP in Bezug auf die Photoelektronenausbeute. Besonders stark sollte sich seine Empfindlichkeit im langwelligen Bereich in Verbindung mit dem gelben Wellenlängenschieber (Bayer gelb) auswirken, denn die S11-Photokathode ist für gelbes Licht ($\approx 590\text{nm}$) nahezu unempfindlich.

Für die Zeitauflösung läßt sich von vornherein eine Verschlechterung durch den Einsatz eines Wellenlängenschiebers voraussagen. Zum einen wird durch ihn die Lichtausbeute verringert, die nach Gleichung 3.5 die Zeitauflösung beeinflusst, zum anderen bedingt schon die größere Abklingzeit des Wellenlängenschiebers eine schlechtere Zeitauflösung.

Als Spannungsteiler für die beiden Photomultiplier wurden im wesentlichen die von Valvo empfohlenen Beschaltungen übernommen. Es handelt sich um einfache Widerstandsketten. Zusätzliche Kondensatoren zwischen den benachbarten der letzten sechs Dynoden und zwischen letzter Dynode und Anode stabilisieren die Spannung. Allein in der Beschaltung der ersten Dynoden unterscheiden sich die beiden Spannungsteiler (s. Anhang A.2).

Bei dem 56AVP läßt sich die Spannung der Fokussierelektrode relativ zur Kathode und zur ersten Dynode mit einem Potentiometer einstellen. Mit dieser Spannung wird vor allem die Photoelektronensammlung, also der elektronenoptische Überföhrungsgrad von der Kathode zur ersten Dynode beeinflusst. Durch ein zweites Potentiometer, mit dem sich die Spannung der dritten Dynode bezogen auf die Zweite und Vierte einstellen läßt, wird vorrangig die Gesamtverstärkung verändert.

Beim XP2233B liegt die Fokussierelektrode auf demselben Potential wie die erste Dynode. Auch dieser Spannungsteiler ermöglicht die Beeinflussung der Gesamtverstärkung durch ein Potentiometer, welches die Spannung der zweiten Dynode bezüglich der Ersten und der Dritten einstellt.

Beide Potentiometer für den 56AVP und dasjenige des XP2233B-Spannungsteilers wurden jeweils so eingestellt, daß der betreffende Photomultiplier maximale Photoelektronensammlung bei maximaler Verstärkung zeigt.

4.2 Lichtauslese mit herkömmlichem Lichtleiter

Der Aufbau zu den Messungen dieses Abschnittes ist in Abb.4.3 gezeigt. Triggerzähler und zugehörige Elektronik sind nicht dargestellt. Beides wurde hinreichend in Abschnitt 3.3 erläutert. Hier soll nur auf den zu vermessenden Zähler eingegangen werden.

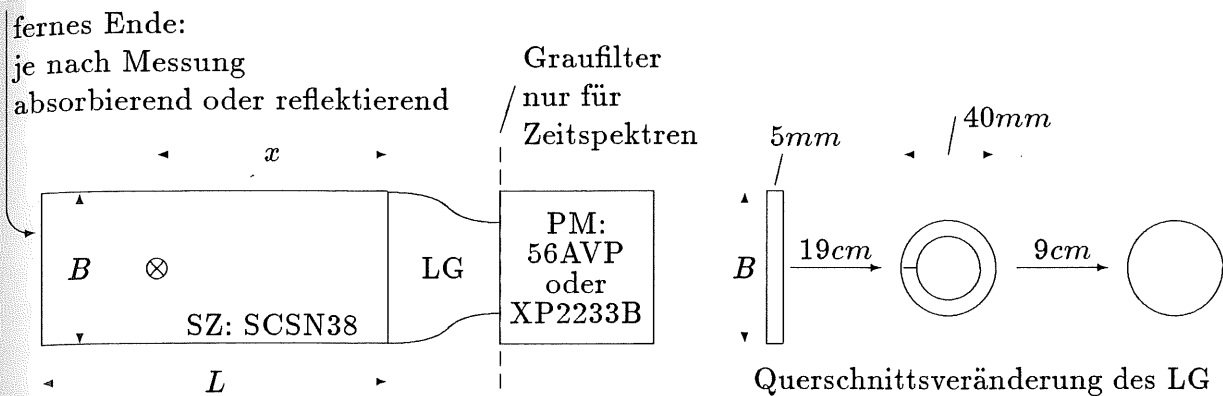


Abbildung 4.3: Aufbau zu den Messungen am Szintillator
 $B = 10\text{cm}$, $L = 50\text{cm}$

Die Triggerzähler legen den Szintillationsort fest. Er ist in der Abbildung mit einem \otimes gekennzeichnet. Der kürzeste Weg von dort bis zur Auslesefläche wird mit x bezeichnet. Um die rechteckige $10\text{cm} \times 3\text{mm}$ große Auslesefläche des 50cm langen Szintillators auf die kreisförmige Photokathodenfläche von etwa 42mm Durchmesser zu überführen, muß ein kurzes Plexiglasstück benutzt werden. Seine Querschnittsfläche ändert sich nur qualitativ, wie in Abb.4.3 skizziert. Die rechteckige Fläche wird innerhalb einer Länge von 19cm auf einen Kreisring verformt. Diese Fläche ist auf einen massiven Plexiglaszylinder der Länge 9cm geklebt. Er ermöglicht die gleichmäßige Ausleuchtung der Photokathode. Auf Lichtverluste, die durch die Krümmungen des Lichtleiters entstehen, wird am Ende des Abschnitts 4.2.1 eingegangen. Der Lichtleiter LG ist fest an den Szintillator geklebt. Zum Photomultiplier besteht ebenfalls optischer Kontakt mit Hilfe von Silikonfett.

Die Anordnung bietet mehrere Variationsmöglichkeiten. Neben dem Austausch der Photomultiplier läßt sich das ferne Ende des Szintillators absorbierend oder reflektierend gestalten. Unter dem fernen Ende ist dabei immer die der Auslesefläche gegenüberliegende Fläche gemeint. Alle anderen Flächen des Szintillators sind ebenso wie der Lichtleiter locker in Aluminiumfolie eingewickelt. Darüberhinaus bietet sich die Möglichkeit, zwischen Lichtleiter und Photokathode einen Graufilter zu legen (Neutral Density Filter). Er bewirkt eine wellenlängenunabhängige Abschwächung des Lichtes. Mit diesem Hilfsmittel läßt sich die Anzahl der Photoelektronen künstlich herabsenken, z.B. bis auf das Einphotoelektronenniveau.

4.2.1 Photoelektronenausbeute

Zunächst soll die Photoelektronenausbeute dreier Kombinationen in Abhängigkeit von der Länge x gemessen werden. Die erste Kombination benutzt den 56AVP-Photomultiplier, die Zweite den XP2233B. Für die ersten beiden Kombinationen ist das ferne Ende des Szintillators absorbierend, d.h. schwarz. Praktisch wurde dies durch ein fest angedrücktes Klebeband erreicht. Die dritte Kombination arbeitet wiederum mit dem 56AVP. Das ferne Ende ist jetzt jedoch reflektierend, indem es genauso lose in Aluminiumfolie eingewickelt wurde, wie die anderen Flächen. Die Messungen wurden selbstverständlich ohne Graufilter durchgeführt, da es auf die Photoelektronenausbeute ankommt. Die Anzahl der Photoelektronen wurde, nach vorangegangener Eichung der ADC-Kanäle, aus der Kanalnummer des Maximums des Pulshöhenspektrums bestimmt.

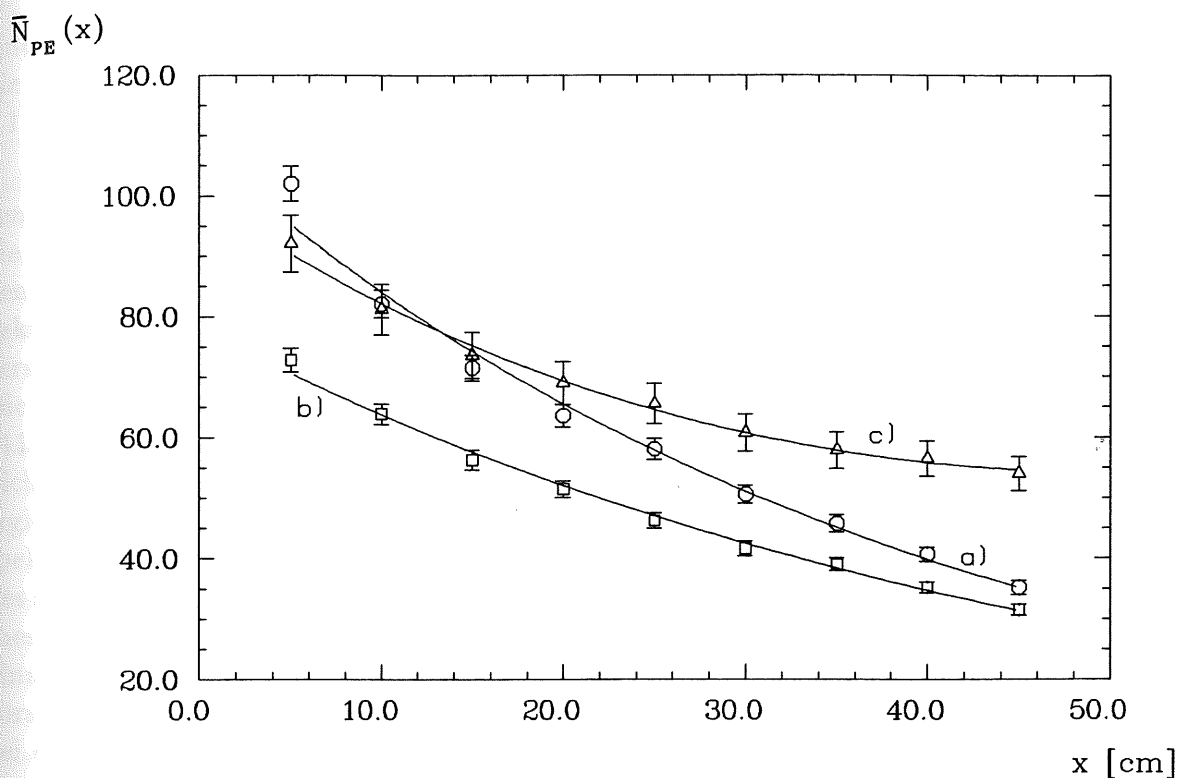


Abbildung 4.4: Photoelektronenausbeute des SCSN38 bei herkömmlicher Lichtauslese
 fernes Ende schwarz und a) 56AVP(2.0kV) bzw. b) XP2233B(2.3kV)
 c) fernes Ende reflektierend und 56AVP(1.9kV)

Für das schwarze Ende wird eine exponentielle Abhängigkeit der Photoelektronenanzahl $\overline{N_{PE}(x)}_{schwarz}$ von x erwartet:

$$\overline{N_{PE}(x)}_{schwarz} = \overline{N_{PE}(0)} \cdot e^{-\frac{x}{L_0}} \quad (4.1)$$

wobei L_0 die Absorptionslänge des Szintillators darstellt.

Ist das ferne Ende reflektierend, muß der über Reflexion beitragende Lichtanteil berücksichtigt werden. Sein kürzester Weg beträgt $2 \cdot L - x$. Daher ergibt sich für $\overline{N_{PE}(x)}_{reflektierend}$:

$$\overline{N_{PE}(x)}_{reflektierend} = \overline{N_{PE}(0)} \cdot \left(e^{-\frac{x}{L_0}} + R \cdot e^{-\frac{(2L-x)}{L_0}} \right) \quad (4.2)$$

Da nicht der gesamte Anteil des Lichtes, der an das ferne Ende gelangt, an der Aluminiumfolie reflektiert wird, sondern je nach Einfallswinkel auch Totalreflexion erleiden kann, stellt R

fernes Ende	PM	HV(PM)	$\overline{N_{PE}(0)}$	L_0 [cm]	R
absorbierend	56AVP	2.0kV	108 ± 2	40.2 ± 1.3	—
absorbierend	XP2233B	2.3kV	78 ± 2	49.4 ± 1.7	—
reflektierend	56AVP	1.9kV	92 ± 6	40.8 ± 8.5	1.0 ± 0.5

Tabelle 4.1: Lichtausbeute und Abschwächungslänge des SCSN38 bei herkömmlicher Lichtauslese

einen Mittelwert der Reflektivität des Aluminiums und der Totalreflexion dar. In Abb.4.4 sind die Meßergebnisse graphisch dargestellt. Die entsprechenden Fitfunktionen nach Gleichung 4.1 bzw. 4.2 liefern Werte für $\overline{N_{PE}}(0)$, L_0 und R .

Tabelle 4.1 vereint die wesentlichen Ergebnisse der Messungen. Entgegen den Erwartungen zeigt die S20-Photokathode für Szintillationslicht eine schlechtere Quantenausbeute als die S11-Kathode des 56AVP. Die Werte $\overline{N_{PE}}(0)$ für den 56AVP sollten für den absorbierenden und reflektierenden Fall identisch sein. Eine Ursache für den niedrigeren Wert im reflektierenden Fall könnte in der niedrigeren Hochspannung von $1.9kV$ liegen. Möglicherweise verschlechtert sich dadurch die Photoelektronensammlung.

Die Abschwächungslänge des Szintillators ist mit der S20-Photokathode größer als mit der S11-Kathode. Dies ist verständlich, da sich der Mittelwert der Wellenlänge des detektierten Lichtes verändert hat. Mit detektiertem Licht ist jene Spektralverteilung gemeint, die sich ergibt wenn man die Produktfunktion aus der spektralen Emission des Szintillators, dem spektralen Transmissionsverhalten des Lichtleitsystems und der spektralen Quantenausbeute des PM bildet. Diese Verteilung gibt nichts weiter an als die Verteilung des Lichtes, durch welches überhaupt Elektronen an der Photokathode ausgelöst werden können. Im übertragenen Sinne kann man sich die Kombination aus Lichtleitsystem und Photomultiplier wie ein Filter vorstellen. Durch Veränderung der optischen Eigenschaften des Lichtleitsystems oder wie bei dieser Messung derjenigen der Photokathode verändert sich das "Filter". Dadurch wird ein anderer Bereich aus dem gesamten Spektrum des Szintillationslichtes ausgeblendet. Die Abschwächungslänge L_0 eines Szintillators ist deshalb abhängig von den Komponenten des Szintillationszählers.

Der Übergang von einer S11- zu einer S20-Photokathode bedeutet, daß der Mittelwert des detektierten Lichtes ansteigt. Mit zunehmender Wellenlänge nehmen Absorption und Streuung im Basismaterial des Szintillators ab. Die größere Abschwächungslänge im S20-Fall ist daher verständlich.

Der Wert für die Reflektivität läßt aufgrund seines großen Fehlers keine relevante Aussage zu.

Um eine grobe Bewertung des SCSN38 vornehmen zu können, wurde ein NE110-Plastikszintillator auf seine Lichtausbeute untersucht. Dieser $30cm \times 10cm \times 5mm$ große Szintillator wurde lediglich mit dem 56AVP ($1.8kV$) und absorbierendem fernen Ende getestet. Der Lichtleiter war derselbe wie bei den SCSN38-Messungen. Es ergab sich $\overline{N_{PE}}(0) = 162 \pm 5$ und $L_0 = (29.9 \pm 1.7)cm$. Korrigiert man die Photoelektronenausbeute durch Multiplikation mit $3/5$ auf eine Dicke von $3mm$, so sind die beiden Szintillatorarten praktisch identisch in ihrer Lichtausbeute. Etwas schlechter schneidet der NE110 bei der Absorptionslänge ab.

Die Verluste, die durch den gekrümmten Lichtleiter entstehen wurden ebenfalls gemessen. Dazu wurde ein schmaler Streifen, mit den Abmessungen $30cm \times 3cm \times 5mm$, des NE110-Materials hergestellt. Er konnte direkt, d.h. ohne das Lichtleiterstück, auf die Photokathode des 56AVP ($1.8kV$) Photomultipliers gesetzt werden. Das ferne Ende war auch hier absorbierend gestaltet. Für diesen Streifen wurde $\overline{N_{PE}}(0) = 400 \pm 22$ und $L_0 = (8.4 \pm 0.2)cm$ gemessen. Die geringe Abschwächungslänge erklärt sich aus der mangelnden Oberflächenbeschaffenheit der Schnittflächen des Szintillatorstreifens. Sie wurden nicht optimal poliert. $\overline{N_{PE}}(0)$ ist jedoch von der Absorption unabhängig, so daß der Vergleich mit obiger NE110-Messung unmittelbar den durch den Lichtleiter hervorgerufenen Verlust ergibt. Es ist:

$$2.5 \pm 0.2 = \frac{\text{Abschwächungsfaktor des}}{\text{Lichtleiterstückes}}$$

4.2.2 Zeitverhalten

Zur Bestimmung der Zeitaufösung einer gegebenen Anordnung wird ein Zeitspektrum nach der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Methode auf dem Einphotoelektronenniveau aufgenommen. Die Messung wurde mit dem SCSN38-Szintillator, dessen fernes Ende schwarz war, und dem 56AVP-Photomultiplier durchgeführt. Der Szintillationsort lag bei $x = 45\text{cm}$. Das Graufilter, das jetzt zwischen Lichtleiter und Photokathode gelegt war, erzeugte eine künstlich herabgesenkte Ansprechwahrscheinlichkeit von etwa 3%. Dadurch ist $\overline{n_{PE}} = 0.03$ bzw. $\overline{N_{PE}} \approx 1.0$. Das gemessene Zeitspektrum ist in Abb.4.5 gezeigt.

Der Anstieg des Spektrums ist durch Laufzeitunterschiede der Photonen im Szintillator und der Elektronen im PM, durch den Bevölkerungsprozeß der angeregten Szintillatorniveaus und durch die zeitliche Verschmierung aufgrund des Startzeitpunktes bestimmt. Der abfallende Teil beinhaltet die Überlagerung der diversen Zerfallsprozesse mit unterschiedlichen Zeitkonstanten. In logarithmischer Darstellung erkennt man den Einfluß der schnellsten Komponente. Sie verursacht den rein exponentiellen Abfall des Spektrums innerhalb der ersten 15 Kanäle hinter dem Maximum. Die Anpassung einer Exponentialfunktion in diesem Bereich ergibt eine Abklingzeit von $\tau = (3.26 \pm 0.14)\text{ns}$. Der Deutlichkeit halber wurde die Exponentialfunktion über den Fitbereich hinaus dargestellt.

Eine weitere wichtige Größe stellt Γ_t dar. Mit ihr soll in dieser Arbeit die volle Halbwertsbreite von gemessenen Zeitspektren bezeichnet werden. Sie gibt ein Maß für die Zeitaufösung eines Zählers. Für den SCSN38 ergab sich bei einzelnen Photoelektronen $\Gamma_t(1) = (4.37 \pm 0.14)\text{ns}$.

Durch den Einbau verschieden starker Graufilter konnten die Zeitspektren in Abhängigkeit von der Photoelektronenausbeute gemessen werden. In Abb.4.6 ist Γ_t in Abhängigkeit von $\overline{N_{PE}}$ aufgetragen. Die beiden Punkte bei $\overline{N_{PE}} = 35.2$ bzw. $\overline{N_{PE}} = 54.0$ wurden ohne Graufilter gemessen, wobei das ferne Ende des Szintillators absorbierend bzw. reflektierend war. In Anlehnung an den empirischen Zusammenhang von Gleichung 3.5 ließen sich die Daten durch folgende Funktion beschreiben:

$$\Gamma_t(\overline{N_{PE}}) = \sqrt{\left(\Gamma_t(1) \cdot \left(\frac{1}{\overline{N_{PE}}}\right)^\delta\right)^2 + \left(\frac{0.49\text{ns}}{\Gamma_{t0}}\right)^2}$$

Die beiden freien Parameter wurden zu $\Gamma_t(1) = (4.44 \pm 0.09)\text{ns}$ und $\delta = 0.41 \pm 0.03$ bestimmt.

Dazu ist zu sagen, daß die Größe δ von der Form des Zeitspektrums einzelner Photonen abhängt. Das empirische Gesetz, bei dem $\delta = 0.5$ ist, gilt für Szintillationszähler mit großen Szintillatoren. Dort wird die Zeitverteilung der einzelnen Photonen neben dem Abklingverhalten zusätzlich durch ihre unterschiedlichen Laufzeiten im Szintillator geprägt. Der zweite Beitrag ist bei dem hier verwendeten Szintillator aufgrund seiner Länge geringer. Eine exakte Bestätigung des empirischen Gesetzes mit $\delta = 0.5$ ist daher auch nicht zu erwarten.

Der Anteil Γ_{t0} , der von der Anzahl der Photoelektronen unabhängig ist, wurde aus der Auflösung des Startzählers ($\Gamma_{tStart} = 425\text{ps}$ gemessen s. S.23) und derjenigen der Elektronik des Nachweiszählers ($\sigma_{tElektronik} = 100\text{ps}$ angenommen) bestimmt. Daher ist:

$$\Gamma_{t0} = \sqrt{(425)^2 + (2.35 \cdot 100)^2} \text{ ps} \approx 490\text{ps}$$

Einträge

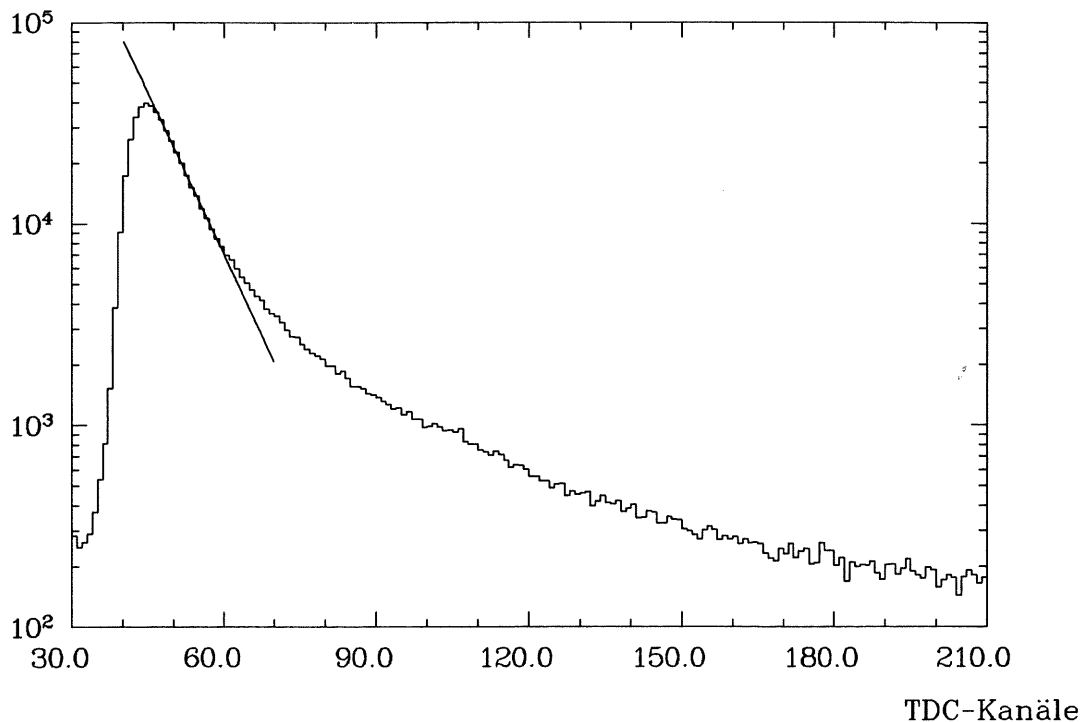


Abbildung 4.5: Zeitspektrum des SCSN38 auf Einphotoelektronenniveau
logarithmische Darstellung mit angepaßter Exponentialfunktion, 10Kanäle \equiv 4ns

$\Gamma_t(\bar{N}_{PE})$ [ns]

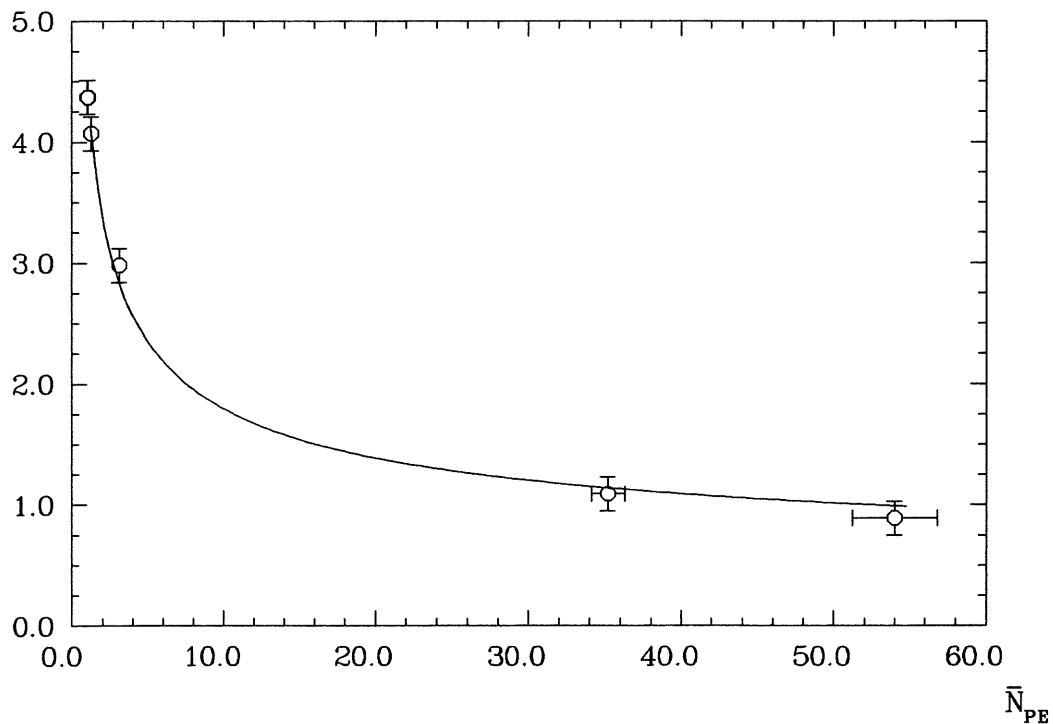


Abbildung 4.6: Zeitaufösung (volle Halbwertsbreite Γ_t) des mit optisch gekoppeltem Licht-
leiter ausgelesenen SCSN38 in Abhängigkeit von der Photoelektronenausbeute

4.3 Lichtauslese mittels Wellenlängenschieber

Der Szintillator wird jetzt nicht mit einem optisch gekoppelten Lichtleiter, sondern mit den Wellenlängenschiebern Y7 bzw. Bayer gelb ausgelesen. Den zugehörigen Aufbau zeigt Abb.4.7. Das ferne Ende des Szintillators ist schwarz. Seine restlichen Flächen sind, bis auf die Auslesefläche, locker in Aluminiumfolie gewickelt.

Der Wellenlängenschieber ist je nach Messung verschieden verspiegelt. Dabei ist zwischen einem Endreflektor und einem Rückwandreflektor zu unterscheiden. Der Endreflektor befindet sich am fernen Ende des Wellenlängenschiebers, während der Rückwandreflektor die hintere Fläche des WLS verspiegelt, die dem Szintillator gegenüberliegt. Die Verspiegelungen des WLS konnten ohne großen Aufwand verändert werden, da der Wellenlängenschieber und der Photomultiplier in einem lichtdichten schwarzen Kasten untergebracht waren. Sie mußten daher nicht in lichtdichte Folie eingewickelt werden. Die auszulesende Seite des Szintillators konnte durch eine lichtdichte Durchführung in den Kasten geschoben werden. Der restliche Teil des Szintillators befand sich ebenso wie die Triggerzähler außerhalb des Kastens und mußte selbstverständlich mit Folie eingewickelt werden, um vor Licht geschützt zu sein.

4.3.1 Photoelektronenausbeute

Aufgrund der Verwendung eines Wellenlängenschiebers wird eine geringe Ausbeute an Photoelektronen erwartet. Ihre Anzahl wird daher nicht aus dem Pulshöhenspektrum sondern aus der Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers bestimmt. Dabei ist zu gewährleisten, daß alle Photomultiplier-Pulse elektronisch erkannt werden. Zur Festlegung der Hochspannung der beiden Photomultiplier wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit unter Benutzung der PM-Verstärker in Abhängigkeit von der Hochspannung gemessen. Ab einem gewissen Wert ändert sich die Ansprechwahrscheinlichkeit nicht mehr. Ab dieser Hochspannung liegt nur noch ein verschwindender Anteil der PM-Pulse unterhalb der $30mV$ -Schwelle des Diskriminators, so daß annähernd alle Pulse erfaßt werden. Daher wurde $HV(56AVP) = 2.2kV$ und $HV(XP2233B) = 2.5kV$ gewählt.

Zuerst wurde die Photoelektronenausbeute des SCSN38 (fernes Ende absorbierend) mit Wellenlängenschieberauslese in Abhängigkeit von x gemessen. Die Wellenlängenschieber sind

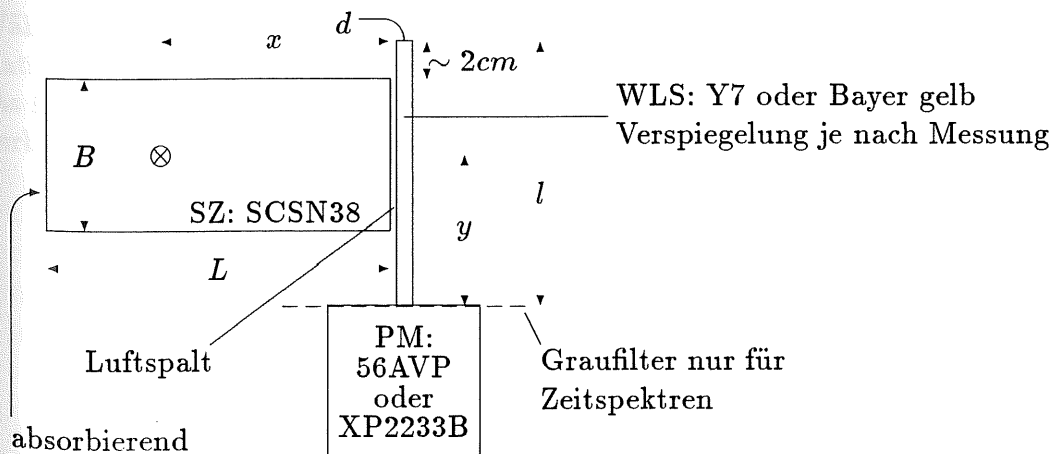


Abbildung 4.7: Aufbau zu den Messungen an Szintillator und Wellenlängenschieber
 $B = 10cm$, $L = 50cm$, $d = 3mm$, $l = 25cm$, $y = 18cm$, der WLS ist $8mm$ breit

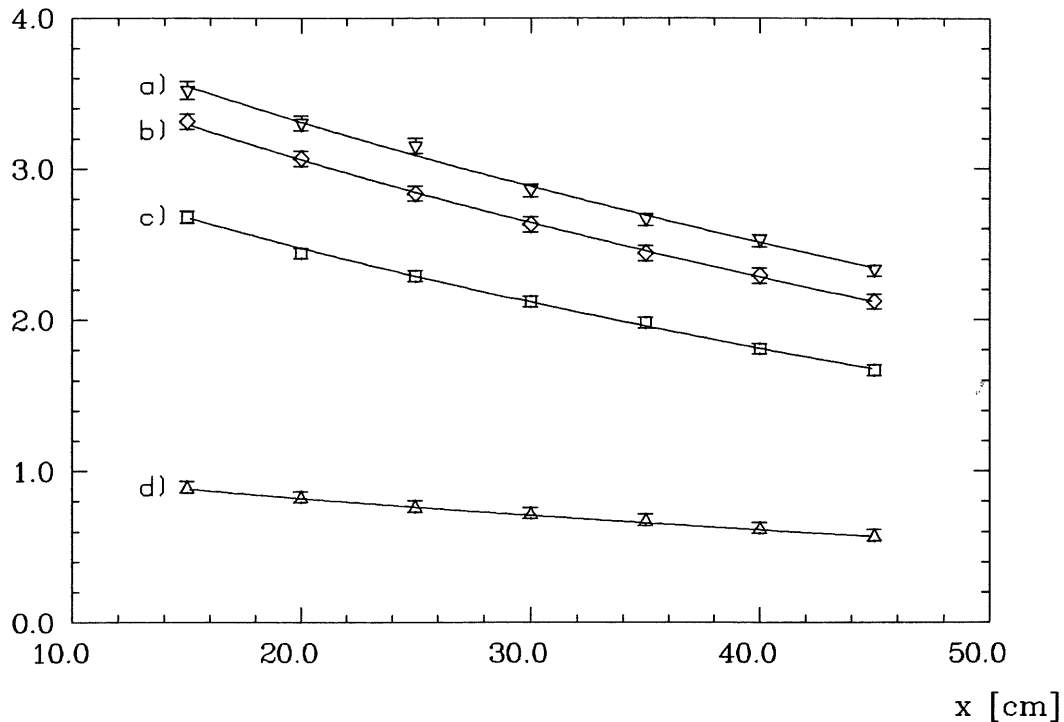
$\bar{n}_{PE}(x)$ 

Abbildung 4.8: Photoelektronenausbeute des SCSN38 bei Wellenlängenschieberauslese mit Y7 und c) 56AVP bzw. b) XP2233B mit Bayer gelb und d) 56AVP bzw. a) XP2233B

vollständig in Alufolie eingewickelt, wobei ein ausreichender Spalt freigelassen wurde, durch den das Szintillationslicht einkoppeln kann. Da zwei Wellenlängenschieber und zwei Photomultiplier getestet werden sollen, ergeben sich vier Kombinationen. Die in Abb.4.8 dargestellten Meßergebnisse zeigen einen exponentiellen Verlauf, deren charakteristische Größen $\bar{n}_{PE}(0)$ und die Abschwächungslänge L_0 in Tabelle 4.2 aufgeführt sind.

Wie erwartet bildet die Kombination Bayer gelb/56AVP die schlechteste Anordnung. In Verbindung mit der S20-Kathode steht der gelbe Wellenlängenschieber jedoch an erster Stelle. Während sich bei der Auslese mit optisch gekoppeltem Lichtleiter der Einsatz einer S20-Kathode negativ auswirkte, betrug die Photoelektronenausbeute im Fall Y7/XP2233B etwa das 1.2-fache gegenüber der Kombination Y7/56AVP. Erwartet wurde jedoch eine deutlichere Verbesserung um das 2.8-fache.

SZ	WLS	PM	$\bar{n}_{PE}(0)$	L_0 [cm]
SCSN38 mit absorbierendem fernem Ende	Y7	56AVP	3.38 ± 0.05	64.2 ± 1.8
		XP2233B	4.10 ± 0.06	68.2 ± 1.9
	Bayer gelb	56AVP	1.10 ± 0.01	68.8 ± 1.2
		XP2233B	4.36 ± 0.07	72.6 ± 2.6

Tabelle 4.2: Lichtausbeute und Abschwächungslänge des SCSN38 mit WLS-Auslese

WLS-Beschaffenheit	Lichtausbeute (relative Werte)		
	Theoretische Abschätzung	Y7	Bayer gelb
1 · d , allseitig Luft	$F_T + F_1 = 0.35 =: C$	100	100
1 · d , Endreflektor	$\frac{100}{C} \cdot (F_T + (1 + R) \cdot F_1) = 137$	135	134
1 · d , Rückwandreflektor	—	119	105
2 · d , allseitig Luft	—	132	106
3 · d , allseitig Luft	—	140	106

Daraus ergibt sich die charakteristische Absorptionslänge der Wellenlängenschieber für Szintillationslicht zu:

$$d_0(\text{Y7}) = (2.60 \pm 0.05 \text{ mm})$$

$$d_0(\text{Bayer gelb}) = (0.77 \pm 0.06 \text{ mm})$$

Tabelle 4.3: Einfluß von Verspiegelung und verschiedener Dicke des Wellenlängenschiebers auf seine Lichtausbeute

Die Abschwächungslänge bei WLS-Auslese liegt um 70cm. Von T.Kamon et al. [21] wurde für die Kombination SCSN38/Y7 eine Abschwächungslänge von $(91.0 \pm 11.5)\text{cm}$ angegeben. Sie ist damit fast doppelt so groß wie diejenige für den konventionell ausgelesenen Szintillator. Die Vergrößerung wird dadurch hervorgerufen, daß ein Wellenlängenschieber meist nur den langwelligen Anteil des Szintillationslichtes absorbiert (s. Abb.4.1). Für diesen Spektralbereich besitzt der Szintillator eine geringere Absorption.

Die gute Anpassung des Y7 an den SCSN38 wurde durch eine Vergleichsmessung mit einem NE110-Szintillator bestätigt. Die Anordnung SCSN38/Y7/56AVP zeigte etwa die 1.7-fache Photoelektronenausbeute gegenüber der Kombination NE110/Y7/56AVP.

Als Zweites wurde mit dem Aufbau aus Abb.4.7 die charakteristische Absorptionslänge d_0 der Wellenlängenschieber für Szintillationslicht gemessen. Dazu ist eine Variation der Dicke der Wellenlängenschieber notwendig. Sie wird durch Hintereinanderlegen von zwei bzw. drei WLS-Stäben erreicht, die jeweils die Dicke $d = 3\text{mm}$ besitzen. Für diese Messungen sind die WLS-Stäbe allseitig allein durch Luft, d.h. ohne Reflektoren, abgegrenzt. Außerdem wurde die Veränderung der Lichtausbeute durch Rückwand- oder Endreflektor gemessen.

Die Messungen wurden bei konstantem Szintillationsort $x = 45\text{cm}$ durchgeführt. Die in Tabelle 4.3 zusammengefaßten Ergebnisse sind auf den Fall des einzelnen (1·d), von Luft umgebenen WLS-Stab normiert. Der Fall des Endreflektors wird mit einer groben Abschätzung, nach der in Abschnitt 2.2.1 behandelten Theorie über Lichtanteile, verglichen. In der Abschätzung wird die Selbstabsorption des WLS vernachlässigt und die Reflektivität des Endreflektors zu 1 angenommen. Die Abschätzung steht in guter Übereinstimmung mit den Messungen.

Weiterhin sollte festgehalten werden, daß ein Rückwandreflektor etwa denselben Effekt haben sollte wie eine Verdoppelung der WLS-Dicke, denn er verdoppelt den Weg, auf welchem das Szintillationslicht absorbiert werden kann. Für den gelben Wellenlängenschieber bestätigt sich dieser Effekt. Im Fall des Y7 besteht eine Diskrepanz. Sie ist unverständlich.

Als entscheidendes Ergebnis ist jedoch die Zunahme der Lichtausbeute mit zunehmender Dicke anzusehen. Die drei Meßpunkte wurden gemäß einer Funktion $a \cdot (1 - \exp(-d/d_0))$

Einträge

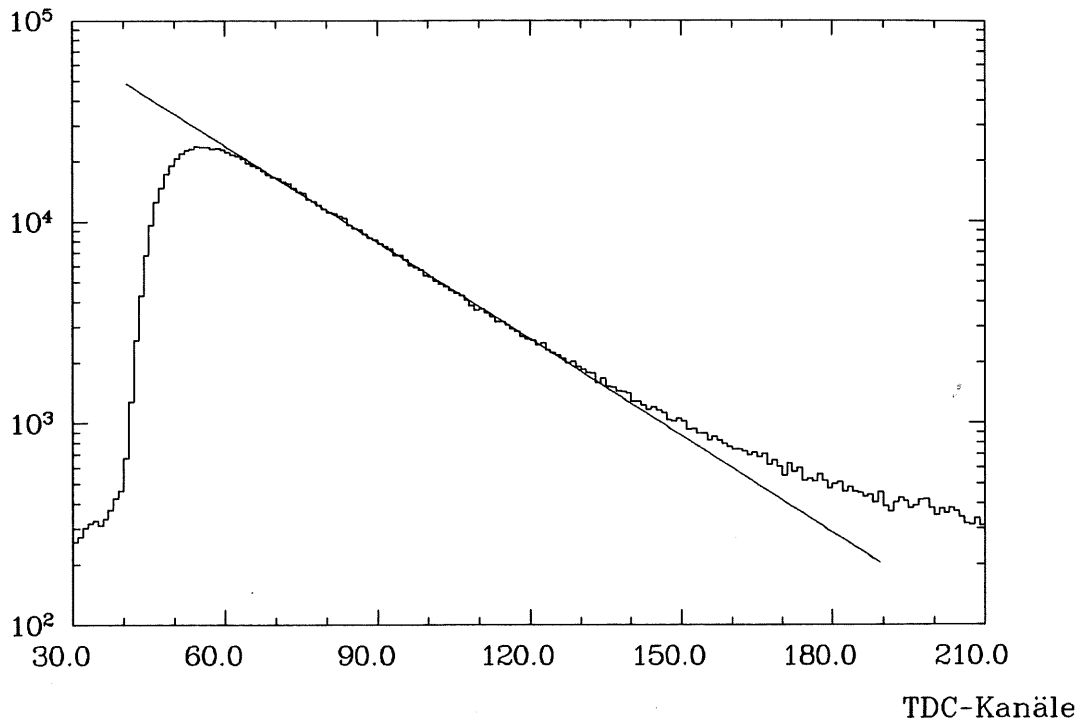


Abbildung 4.9: Zeitspektrum des Y7 auf Einphotoelektronenniveau
 logarithmische Darstellung mit angepaßter Exponentialfunktion, 10Kanäle \equiv 4ns

beschrieben. Für Y7 wurde $d_0 = 2.60\text{mm}$ und für Bayer gelb $d_0 = 0.77\text{mm}$ bestimmt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß diese Werte von der Farbstoffkonzentration abhängig sind. Für die hier benutzten WLS-Stäbe ist sie leider unbekannt. Von T.Kamon et al. [21] wurde für Y7(10ppm) bei $\lambda = 460\text{nm}$ ein $d_0 = 5.95\text{mm}$ gemessen und Cheng et al. [23] geben einen Wert von $d_0 = (4.7 \pm 0.2)\text{mm}$ bei einer Konzentration von 30ppm an. Der niedrige Wert von d_0 für Bayer gelb deutet auf eine hohe Konzentration des gelben Farbstoffes hin.

Die Messung der Selbstabsorptionslänge der WLS wurde nicht durchgeführt. Für Y7 liegt sie nach Messungen von T.Kamon et al. [21] je nach Farbstoffkonzentration zwischen 1.3 und 2.0m. Sie ist daher groß gegen die Länge des hier benutzten Stabes von 25cm.

4.3.2 Zeitverhalten

Nach bekannter Methode wird auch für die beiden Wellenlängenschieber das Zeitspektrum auf dem Einphotoelektronenniveau gemessen. Abb.4.9 zeigt das für Y7 gemessene Spektrum.

WLS	$\Gamma_t(1)$ [ns]	τ_f [ns]	τ_s [ns]
Y7	12.7 ± 0.2	10.9 ± 0.4 10.2 ± 0.5 [23]	— 540 ± 80 [23]
Bayer gelb	12.0 ± 0.2	9.8 ± 0.3	—

Tabelle 4.4: Zeitverhalten der Wellenlängenschieber

Für den Verlauf des Spektrums gilt ähnliches wie für Abb.4.5. Bei der Bestimmung einer Zerfallszeit wurde hier nur diejenige des schnellsten Prozesses beachtet. Für Y7 wird von anderen Autoren meist ein Zerfallsprozeß mit einer schnellen τ_f und einer langsamen Zerfallszeit τ_s angegeben. Tabelle 4.4 vergleicht die hier gemessenen Ergebnisse mit anderen Messungen. Darüberhinaus ist dort die volle Halbwertsbreite $\Gamma_t(1)$ der Zeitspektren von Y7 und Bayer gelb eingetragen. Es ist zu berücksichtigen, daß es sich bei den Zeitspektren um den kombinierten Effekt von Szintillator und Wellenlängenschieber handelt. Das Zeitverhalten der Wellenlängenschieber ist jedoch dominierend, so daß eine Entfaltung der Beiträge unnötig ist.

4.4 Vergleichende Diskussion

Als günstigste Kombination für die Lichtauslese des Szintillators mit optisch gekoppeltem Lichtleiter bestätigte sich der Einsatz von S11-Photokathoden. Die S20-Photokathode erfüllt sowohl bei Szintillationslicht, als auch bei WLS-Licht nicht die Erwartungen. Das Verhältnis aus ihrer Quantenausbeute zu derjenigen der S11-Kathode ist in den Messungen etwa um den Faktor 2 kleiner als das Verhältnis der erwarteten Werte aus Abschnitt 4.1. Dennoch ist die S20-Photokathode absolut gesehen der S11-Kathode bei WLS-Auslese überlegen.

Vergleicht man die beste Kombination bei herkömmlicher Auslese mit $\overline{N_{PE}}(0) \approx 100$ und $L_0 \approx 40\text{cm}$ mit der besten Anordnung bei WLS-Auslese (Bayer gelb/S20) mit $\overline{n_{PE}}(0) \approx 4.4$ und $L_0 \approx 70\text{cm}$, so stellt man fest, daß der WLS-Einsatz die Photoelektronenausbeute um einen Faktor 23 reduziert. Da sich aber die Auslesefläche bei WLS-Auslese von $3\text{mm} \times 10\text{cm}$ (Stirnfläche des Szintillators) auf $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ ¹ um einen Faktor von 33 gegenüber der herkömmlichen Auslesemethode verkleinert, erhöht sich die Anzahl der Photoelektronen pro Ausleseflächenelement um das 1.5-fache. Dem immensen Verlust an Photoelektronen steht jedoch die größere Abschwächungslänge bei WLS-Auslese gegenüber, so daß die Diskrepanz in der Photoelektronenausbeute für Szintillationsorte, die weit von der Auslesefläche des Szintillators entfernt sind, immer geringer wird. So beträgt die Photoelektronenausbeute eines 2m langen in herkömmlicher Art und Weise ausgelesenen Szintillators, der in der Mitte angeregt wird, nur noch das 8-fache gegenüber der WLS-Auslese.

In der Tabelle 4.5 wird die Ausbeute an Photoelektronen für die beiden Kombinationen SCSN38/LG/56AVP und SCSN38/Y7/XP2233B theoretisch abgeschätzt und mit den Ergebnissen der Messung verglichen. Das ferne Ende des Szintillators ist absorbierend. Tabelle 4.5 geht von einer mittleren Anzahl von 3000 bis 6000 Photonen aus, die in einem 3mm dicken Szintillator von einem minimalionisierenden Teilchen erzeugt werden (s. Gleichung 2.1). Die danach aufgelisteten Bruchteile für den Anteil der zum Ziel kommenden Photonen stammen entweder aus der Theorie über Lichtanteile (s. Abschnitt 2.2.1), aus einer Messung (Verlust durch den Lichtleiter s. Abschnitt 4.2.1) oder einer groben Abschätzung (Quantenausbeute der Photokathoden s. Abschnitt 4.1). Die Quantenausbeute der S20-Photokathode für Y7-Licht wurde jedoch aufgrund der Meßergebnisse (siehe oben) halbiert.

Für die Kombination SCSN38/LG/56AVP stimmt die Abschätzung gut mit der Messung überein. Für die Kombination mit Wellenlängenschieber liegt der abgeschätzte Bereich gegenüber dem gemessenen Wert jedoch um das 2.7-fache zu hoch. Eine große Unsicherheit stellen Reemissionseffekte und interne Verluste im WLS dar. Bei der Abschätzung wurde

¹Der WLS-Stab war nur aus meßtechnischen Gründen 8mm breit. Bei exakter Positionierung braucht er nur so breit sein wie der Szintillator dick ist, nämlich 3mm .

SCSN38/LG/56AVP		SCSN38/Y7/XP2233B	
Photonen im SZ	3000 - 6000	Photonen im SZ	3000 - 6000
SZ \rightarrow LG	$\frac{F_T}{2} + F_1 = 0.28$	SZ \rightarrow WLS	$F_1 = 0.11$
		Fresnelreflexion ^{a)}	0.80
		Absorption für SZ-Licht im WLS	0.90
Verluste im LG	0.40	WLS \rightarrow PM	$F_T + (1 + R) \cdot F_1 \stackrel{R=1}{=} 0.48$
Quantenausbeute	0.14	Quantenausbeute	0.07
Photoelektronen		Photoelektronen	
abgeschätzt:	47 - 94	abgeschätzt:	8 - 16
gemessen:	≈ 100	gemessen:	≈ 4.4

^{a)} Transmission an den Grenzflächen SZ/Luft und Luft/WLS

Tabelle 4.5: Abschätzung der Photoelektronenausbeute für konventionelle und WLS-Auslese

angenommen, daß die Quantenausbeute des Wellenlängenschiebers 100% beträgt. Damit ist das Verhältnis aus der Anzahl der emittierten und der Anzahl der absorbierten Photonen gemeint. Außerdem wurde bei der Berechnung des Lichtanteils, welcher vom WLS zum PM gelangt, vorausgesetzt, daß das im Wellenlängenschieber emittierte Licht eine rein isotrope Winkelverteilung zeigt. Von F.Fischer [20, S.63ff] wurden die internen Verluste eines anderen Wellenlängenschiebers gemessen. Für den oben erwähnten Lichtanteil, der im Idealfall wie angegeben 48% beträgt, ergab die Messung von Fischer einen Wert von nur knapp 20%. In diesem Wert sind dann allerdings auch die in der Tabelle 4.5 gesondert aufgeführten Verluste durch die Absorption des Szintillationslichtes enthalten. Trotzdem kann die starke Diskrepanz zwischen Abschätzung und Messung durch dieses Ergebnis von Fischer erklärt werden. Eine weitere Unsicherheit bei der Abschätzung liegt sicherlich in der tatsächlichen Quantenausbeute der Photomultiplier.

Der Verlust an Photoelektronen aufgrund der Verwendung eines WLS beträgt gegenüber der herkömmlichen Auslesemethode etwa einen Faktor von 10 bis 20 (s.o.). Der Verlust könnte durch einen 10- bis 20-fach dickeren Szintillator kompensiert werden. So wäre zwar die Anzahl der Photoelektronen identisch, die Zeitauflösung des konventionell ausgelesenen Szintillators ist bei gleicher Photoelektronenausbeute jedoch immer noch um das 2.3-fache besser. Um die größere Abklingzeit des Wellenlängenschiebers aufzufangen müßte der Szintillator um einen weiteren Faktor von $2.3^2 = 5.3$ dicker sein ($\sqrt{\text{-}}$ Abhängigkeit der Zeitauflösung s. Gleichung 3.5).

Die Überlegung zeigt, daß auf die herkömmliche Lichtauslese mit optisch gekoppeltem Lichtleiter nicht verzichtet werden kann, wenn eine sehr gute Zeitauflösung, wie etwa im Fall von Flugzeitzählern, angestrebt wird. Für Kalorimeter hingegen ist der Einsatz von Wellenlängenschiebern sinnvoll, da sie einerseits die Abschwächungslänge vergrößern, wodurch eine geringere Abhängigkeit des Signals vom Szintillationsort erreicht wird. Andererseits liefern sie die Voraussetzung zu einer raumsparenden kompakten Bauweise.

Abschließend sollte noch auf die Tatsache hingewiesen werden, daß die Verspiegelung eines Quaders (SZ oder WLS) an seinen zu der Auslesefläche senkrecht stehenden Flächen nie in

den bisher angestellten Abschätzungen berücksichtigt wurde. Es wurde so gerechnet als ob diese Flächen allein durch Luft abgegrenzt sind. Das ist auch vernünftig, wenn man bedenkt, daß diejenigen Photonen, die durch solche Reflektoren zur Auslesefläche gelangen, zum einen sehr große Wege zurücklegen und zum anderen auch eine große Anzahl von Reflexionen hinter sich haben. Entscheidend ist Letzteres, denn diese Reflexionen finden an der Verspiegelung statt und somit nicht mit einer Reflektivität von 1. Die mittlere Anzahl von Reflexionen $\overline{N_{REF}}$ in einem quaderförmigen Material lautet:

$$\overline{N_{REF}} = x \cdot \left(\frac{1}{B} + \frac{1}{D} \right) \cdot \overline{\tan \Theta} \quad (4.3)$$

wobei x den kürzesten Weg zur Auslesefläche, Θ den Winkel des Lichtstrahles zur Normalen auf die Auslesefläche und B bzw. D die Breite bzw. die Dicke des Quaders bezeichnen. Für Lichtstrahlen innerhalb der Totalreflexion eines Szintillators mit $n_{SZ} = 1.59$ gilt $\overline{\tan \Theta} = 0.7$. Für Lichtstrahlen außerhalb der Totalreflexion gilt $\Theta \geq 90^\circ - \alpha_c \approx 51^\circ$ ($n_{SZ} = 1.59$). Für den hier benutzten Szintillator ($B = 10\text{cm}$, $D = 3\text{mm}$) haben diejenigen Lichtstrahlen, die nicht durch Totalreflexion geleitet werden, nach $x = 5\text{cm}$ mindestens 21 Reflexionen an der Aluminiumfolie erlitten. Das heißt selbst bei einer Reflektivität von 90% ist dieser Anteil so stark abgeschwächt, daß er gegenüber den anderen Anteilen vernachlässigbar wird.

Kapitel 5

Optische Fasern

Nach einer Einführung in das Funktionsprinzip von Lichtleitfasern sollen in diesem Kapitel die charakteristischen Größen, die im Umgang mit zylindrischen Lichtleitern hilfreich sind, erklärt werden. Aus dieser Betrachtung folgt die Entscheidung für zwei Produkte. Die beiden ausgewählten Lichtleitfasern werden anhand ihrer technischen Daten vorgestellt. Abschluß dieses Kapitels bildet die experimentelle Untersuchung einiger ihrer Eigenschaften, z.B. Krümmungsverhalten, Absorption und Zeitdispersion, mit Hilfe des Lichtes einer grünen Leuchtdiode.

5.1 Theorie über Lichtleitfasern

Das Angebot an optischen Fasern hat sich mit zunehmender Anwendung auf dem Gebiet der Informationsübertragung ständig vergrößert. Die richtige Auswahl zu treffen, bedarf der Auseinandersetzung mit der Funktionsweise und den charakteristischen Größen eines solchen Lichtleiters.

5.1.1 Funktionsweise, Klassifizierung und Herstellung

Der Aufbau einer optischen Faser soll anhand der Abb.5.1 erläutert werden. Wir gehen von einem transparenten Medium (Glas oder Kunststoff) mit Brechungsindex n aus, welches von Luft umgeben ist. In dieser Art wird es als normaler Lichtleiter verwendet, bei welchem die Totalreflexion an der Grenzfläche Medium/Luft stattfindet. Sie ist ungeschützt und kann da-

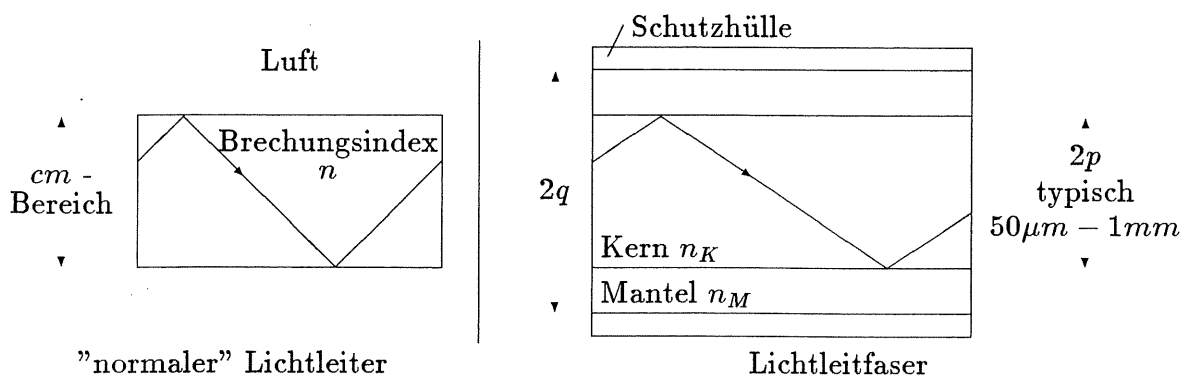


Abbildung 5.1: Aufbau einer Lichtleitfaser

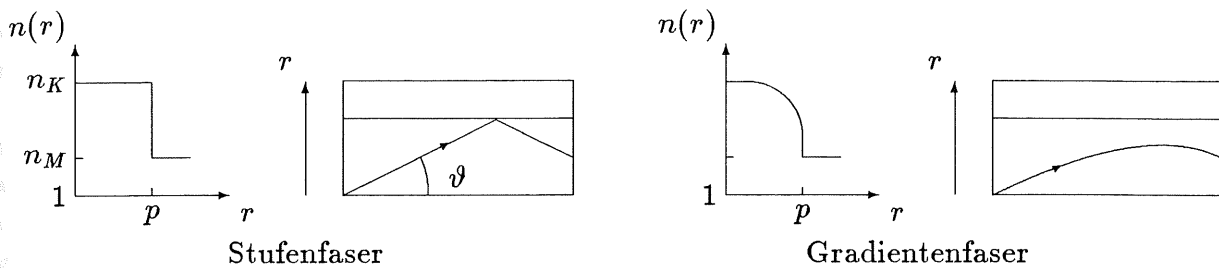


Abbildung 5.2: Unterscheidung optischer Fasern nach ihrem Brechungsindexverlauf

her leicht verunreinigt oder durch das Einwickeln in Alufolie verkratzt werden. Darüberhinaus berührt die Aluminiumfolie den Lichtleiter an zahlreichen Stellen. An diesen Stellen ist die Totalreflexion erheblich gestört, wenn nicht sogar vollständig außer Kraft gesetzt. Darunter leidet selbstverständlich das Reflexionsvermögen und letztendlich das Transmissionsverhalten des Lichtleiters.

Eine Faser hingegen besteht aus einem Kern, der von einer Mantelschicht umgeben ist, deren Dicke $q - p$ wenige μm beträgt. Der Brechungsindex des Mantels n_M ist kleiner als derjenige des Kerns n_K , so daß zwischen Kern und Mantel eine geschützte brechende Schicht auftritt, die eine hohe Transmission gewährleistet. Die fertige Faser wird oftmals mit einer Schutzhülle versehen, durch die sie einerseits lichtdicht, andererseits vor mechanischer Beschädigung geschützt ist. Der Durchmesser des Kernes einer Faser $2p$ liegt typischerweise im Bereich weniger μm bis hin zu wenigen mm . Daraus entspringt neben der Flexibilität auch die Tatsache, daß Lichtverluste erst bei sehr kleinen Krümmungsradien auftreten.

Der eben beschriebene Aufbau führt an der Grenze zwischen Kern und Mantel zu einem Sprung bzw. einer Stufe im Brechungsindex. Daher erhält diese Klasse von Fasern den Namen Stufenfasern (step index fibers). Mit Hilfe geeigneter Herstellungsmethoden läßt sich aber ebenso ein mit dem Abstand von der Faserachse kontinuierlich abnehmender Brechungsindex realisieren. Derartige Fasern werden als Gradientenfasern (graded index fibers) bezeichnet. Abb.5.2 zeigt beide Fasertypen. In der Gradientenfaser wird der Lichtstrahl kontinuierlich gebrochen. Der größere Weg der weiter nach außen führenden Bahnen wird durch die erhöhte Lichtgeschwindigkeit ¹ teilweise kompensiert. Dadurch ist die Streuung der Laufzeiten geringer als bei einer Stufenfaser, d.h. die Dispersion ist kleiner. Dies ist der Grund für die Herstellung von Gradientenfasern, denn eine geringe Dispersion ist die Voraussetzung für hohe Übertragungsraten, erst recht bei kilometerlangen Übertragungstrecken. Bei der Stufenfaser läßt sich eine geringe Dispersion erreichen, wenn nur Lichtstrahlen mit kleinem Winkel ϑ von der Faser geleitet werden. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn der Brechungsindex des Mantels n_M nur geringfügig unter dem des Kernes n_K liegt. In diesem Fall tritt Totalreflexion nur für Lichtstrahlen ein, die sehr flach auf die Grenzfläche Kern/Mantel einfallen. Die relative Brechungsindexdifferenz $(n_K - n_M)/n_K$ ist für Stufenfasern daher meist kleiner als 5%. Je vorteilhafter sich ein geringer Brechungsindexunterschied auf die Dispersion auswirkt, umso mehr verschlechtert sich damit die Fähigkeit der Faser, Energie weiterzuleiten. Dies ist verständlich, denn ein kleiner Winkelbereich ϑ , für den die Bedingung der Totalreflexion erfüllt ist, entspricht einer geringen "Anzahl" von Lichtstrahlen, die weitergeleitet werden. Auf die beiden konkurrierenden Größen Dispersion und Einkopplung wird im folgenden Abschnitt quantitativ eingegangen.

¹Der Brechungsindex ist dort kleiner als in der Nähe der Faserachse

Da der Kerndurchmesser $2p$ einer Faser oftmals schon in die Größenordnung der Wellenlänge λ des sie durchquerenden Lichtes gelangt, muß eine Lichtleitfaser als Wellenleiter behandelt werden. Dieser Tatsache entspringt eine weitere Möglichkeit der Klassifizierung, nämlich die Unterscheidung in Mehrmoden- bzw. Einzelmodenfaser. Für $\lambda \approx p$ besitzt die Wellengleichung nur eine geringe Anzahl von diskreten Lösungen, sogenannten Moden. Bei einer Einzelmodenfaser sind die Abmessungen so berechnet, daß bei einer vorgegebenen Wellenlänge nur genau eine Lösung der Wellengleichung existiert. Für $\lambda \ll p$ sind in der Faser eine Vielzahl von Wellentypen (Moden) ausbreitungsfähig, so daß man von einer Mehrmodenfaser spricht. In diesem Fall gehen die diskreten Lösungen in ein Kontinuum über. Schon in einer $50\mu\text{m}$ -dicken Stufenfaser mit Brechungsindizes von $n_K = 1.62$ und $n_M = 1.47$ sind für $\lambda = 1\mu\text{m}$ rund 10^4 Moden ausbreitungsfähig [25, S.8]. Für Mehrmodenfasern ist daher die anschauliche Beschreibung mit Hilfe der Strahlenoptik ausreichend. Im weiteren Verlauf wird ohnehin nur auf Mehrmodenfasern mit Stufenprofil eingegangen, da auch die für die Messungen ausgewählten Fasern von diesem Typ sind.

Zur Herstellung von Glasfasern werden zwei Methoden angewendet:

Bei der ersten Methode wird SiCl_4 bei 1600°C verdampft und zu SiO_2 oxidiert, welches sich auf der Innenseite eines Glasrohres oder der Außenseite eines Glasstabes niederschlägt. Durch Beimischung anderer Stoffe z.B. GeCl_4 oder P_2O_5 kann der Brechungsindex variiert werden, um eine Gradientenfaser herzustellen. Das Glasrohr, in dem einer kleiner Restkanal offen bleibt, bzw. der Glasstab werden danach bis zur Erweichungstemperatur erhitzt, so daß ein starrer Glasstab - die Vorform - entsteht. Aus dieser Vorform, die praktisch eine vergrößerte Faser darstellt, wird die Glasfaser gezogen. Beim Faserziehprozeß bleibt die Verteilung der Glassorten und damit der radiale Brechungsindexverlauf erhalten.

Die zweite Methode gewinnt die Faser direkt aus der Schmelze. Kern- und Mantelglas befinden sich in getrennten Tiegeln. Die Gläser werden geschmolzen und laufen in eine Doppeldüse. Direkt an der Doppeldüse wird die Faser abgezogen. Auch mit dieser Methode lassen sich Gradientenfasern herstellen, da die Glassorten gleich unter der inneren Düse ineinander diffundieren.

Bei allen Herstellungsarten ist darauf zu achten, daß äußerst wasserfrei gearbeitet wird. Das Absorptionsverhalten einer Faser ist nämlich hauptsächlich durch die OH^- -Absorptionsbande bestimmt. Eine Konzentration von 1ppm OH^- führt bei 950nm (2. Oberschwingung der OH^- -Bande) zu einer Absorption von 1.25dB/km , d.h. jeden Kilometer ein Intensitätsabfall auf 87% [25, S.89].

5.1.2 Merkmale einer Stufenfaser

In diesem Abschnitt soll der Strahlenverlauf in einem zylindrischen Lichtleiter quantitativ erfaßt werden. Abb.5.3 zeigt eine Faser im Längs- und Querschnitt. Zunächst werden zwei Arten von Lichtstrahlen unterschieden, nämlich meridionale und schiefe Strahlen. Die meridionalen Strahlen bleiben bei ihrem gesamten Durchgang durch die Faser in einer Ebene. Sie schneiden zwischen je zwei Reflexionen an der Kern/Mantel Grenze die Faserachse und die Länge ρ des Lotes von der Einfallsebene auf die Faserachse ist gleich Null. Für schiefe Strahlen ist $\rho \neq 0$. Sie schneiden die Faserachse nicht, sondern winden sich auf einem mehr oder weniger spiralartigen Weg durch die Faser. Die Größe ρ bleibt für einen Lichtstrahl auf seinem gesamten Weg durch die Faser erhalten.

Mit geometrischen Methoden läßt sich der Einfallswinkel Θ_c bestimmen, bis zu welchem Lichtstrahlen auf die Faserstirnfläche einfallen dürfen, um - nach der Brechung - in der Faser

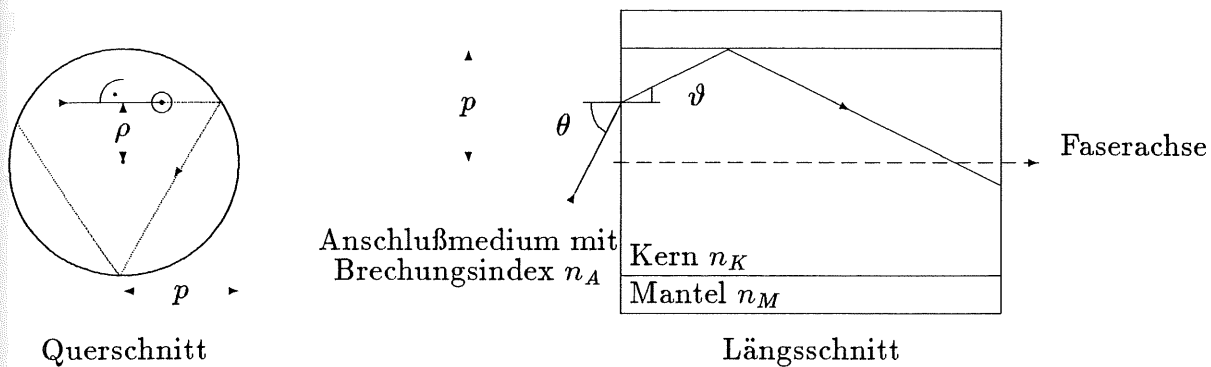


Abbildung 5.3: Lichtstrahlverlauf in einer Stufenfaser

weitergeleitet zu werden. Es gilt [25, S.14]:

$$\sin \Theta_c = \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{n_M}{n_K}\right)^2}{1 - \left(\frac{\rho}{p}\right)^2}} \cdot \frac{n_K}{n_A} \quad (5.1)$$

Sofern der Ausdruck auf der rechten Seite der Gleichung 5.1 größer als 1 ist, gilt $\Theta_c = 90^\circ$. Interessant ist die ρ -Abhängigkeit. Durch sie wird die Eigenschaft der schiefen Strahlen ausgedrückt. Sie können nämlich auch bei einem großen Winkel zur Faserachse relativ flach auf die Grenzfläche Kern/Mantel einfallen und deshalb totalreflektiert werden. Die anderen Abhängigkeiten sind klar, denn je größer n_K/n_M umso eher tritt Totalreflexion ein und je größer n_K/n_A umso mehr werden die Strahlen zur Faserachse hin gebrochen. Setzt man in Gleichung 5.1 $\rho = 0$ und $n_A = 1$, so erhält man die numerische Apertur der Faser. Sie bezeichnet den Sinus des maximalen Winkels Θ , für den meridionale Strahlen weitergeleitet werden. Dieser Winkel gibt die Öffnung des Lichtkegels an, welcher von der Faser mit Hilfe von meridionalen Strahlen weitergeleitet wird. Er soll in dieser Arbeit mit Θ_{OEFF} bezeichnet werden. Der zugehörige Winkel ϑ_{OEFF} innerhalb der Faser berechnet sich daraus nach dem Brechungsgesetz. Es gilt:

$$\sin \Theta_{OEFF} = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \iff \sin \vartheta_{OEFF} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_M}{n_K}\right)^2} \quad (5.2)$$

Als Einkopplung E bezeichnet man das Verhältnis aus der in der Faser durch Totalreflexion weitergeleiteten Energie und der an der Faserstirnfläche angebotenen Energie:

$$E = \frac{\text{weitergeleitete Energie}}{\text{angebotene Energie}} = \frac{\int I(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta}{\int I(\Theta) \sin \Theta d\Theta} \quad (5.3)$$

dabei ist $I(\Theta)$ die Winkelverteilung der Intensität im Anschlußmedium und $I(\vartheta)$ ist die daraus resultierende Winkelverteilung der Lichtstrahlen innerhalb der Faser, welche die Bedingung der Totalreflexion erfüllen. Die Berechnung von $I(\vartheta)$ bei vorgegebenen Brechungsindizes und bekanntem $I(\Theta)$ läßt sich analytisch durchführen [24]. Abb.5.4 zeigt die Winkelverteilungen von zwei verschiedenen Fasern, deren Stirnfläche isotrop beleuchtet wird, wobei das Anschlußmedium denselben Brechungsindex besitzt wie der Kern der Faser, d.h. $I(\Theta) = \text{const}$ für $0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ$ und $n_A = n_K$. Die gedachten Fasern unterscheiden sich allein im Verhältnis n_K/n_M , d.h. in ihrem Öffnungswinkel. Der Fall $n_K/n_M = 1.5$ entspricht einem zylindrischen

$I(\vartheta)$ [willkürliche Einheiten]

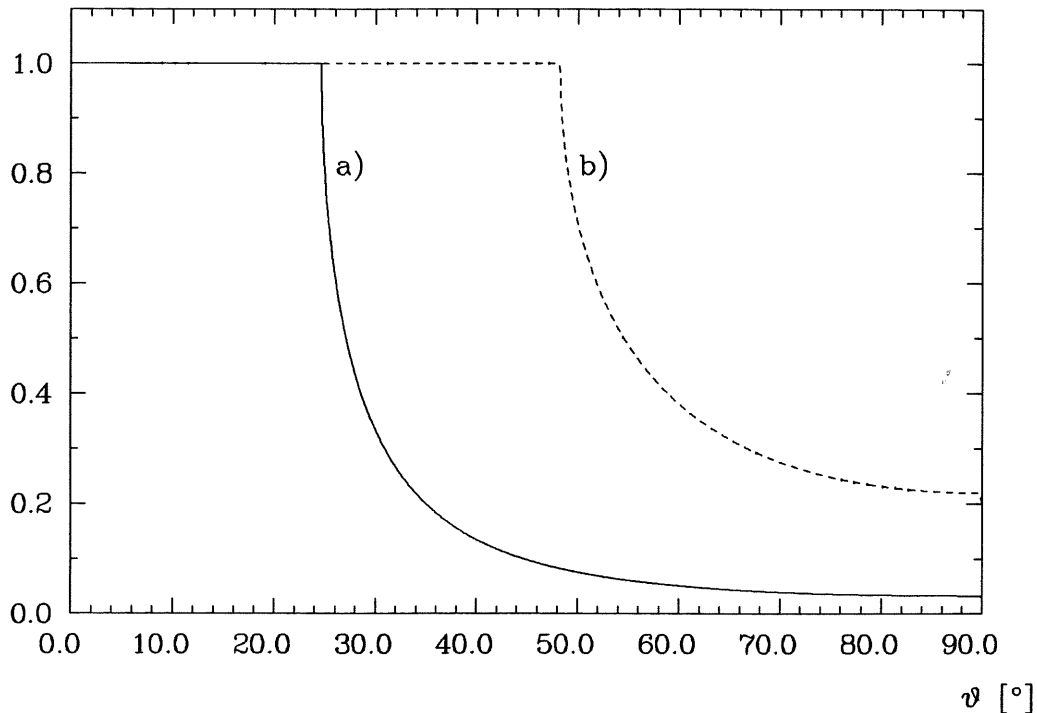


Abbildung 5.4: Winkelverteilung der Intensität in einer Stufenfaser, $n_A = n_K$ und
 a) $n_K/n_M = 1.1 \iff \vartheta_{EFF} = 24.6^\circ$, b) $n_K/n_M = 1.5 \iff \vartheta_{EFF} = 48.2^\circ$

Plexiglasstab ($n = 1.49$), der von Luft ($n = 1$) umgeben ist. Der andere Fall $n_K/n_M = 1.1$ stellt bezüglich des Öffnungswinkels eine obere Grenze unter den erhältlichen Lichtleitfasern dar. Die Verteilungen lassen sich wie folgt erklären. Im Bereich $0^\circ \leq \vartheta \leq \vartheta_{EFF}$ werden alle Strahlen unabhängig von ρ akzeptiert. Für $\vartheta \geq \vartheta_{EFF}$ tragen nur noch schiefe Strahlen zur Bevölkerung der Winkelverteilung bei.

Die Berechnung der Einkopplung für dieses einfache Beispiel ($I(\Theta) = 1$ für $0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ$) besteht lediglich in der Bestimmung der Fläche unter der mit $\sin \vartheta$ multiplizierten Winkelverteilungen von Abb.5.4, denn der Nenner von Gleichung 5.3 ist für diesen Fall gleich 1. Im Fall a) beträgt die Einkopplung 17% im Fall b) sind es 56%.

Im Hinblick auf die Auslese eines Wellenlängenschiebers sind diese Werte inkorrekt, denn die Winkelverteilung des Lichtes an der Auslesefläche eines WLS ist sicherlich nicht isotrop von 0° bis 90° . In Anbetracht der Tatsache, daß das Licht im WLS hauptsächlich durch Totalreflexion zur Auslesefläche gelangt, wird die Winkelverteilung dort zwar isotrop sein, aber nur im Bereich von $0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ - \alpha_c \approx 48^\circ$ ² (s. auch Abb.5.6). Die Einkopplung für diesen Fall ist daher größer. Insbesondere für einen normalen Plexiglaslichtleiter, dessen Querschnitt dem der Auslesefläche in Größe und Form entspricht, liegt die Einkopplung bei 100%, wie man leicht einsehen wird. Die genaue Berechnung der Einkopplung für die beiden ausgewählten Fasertypen erfolgt im folgenden Abschnitt 5.2.

Neben dem Verlust, welcher durch die in Gleichung 5.1 ausgedrückte Bedingung der Totalreflexion hervorgerufen wird, ist noch ein weiterer Punkt zu beachten, wenn man berechnen will welcher Anteil der Energie beim Übergang auf ein Bündel von Lichtleitfasern weitergeleitet wird. Um etwa einen Wellenlängenschieber mit Lichtleitfasern auszulesen, muß dessen

² α_c ist der kritische Winkel der Totalreflexion im Plexiglas des WLS, $n_{WLS} = 1.49$

$I(t)$ [willkürliche Einheiten]

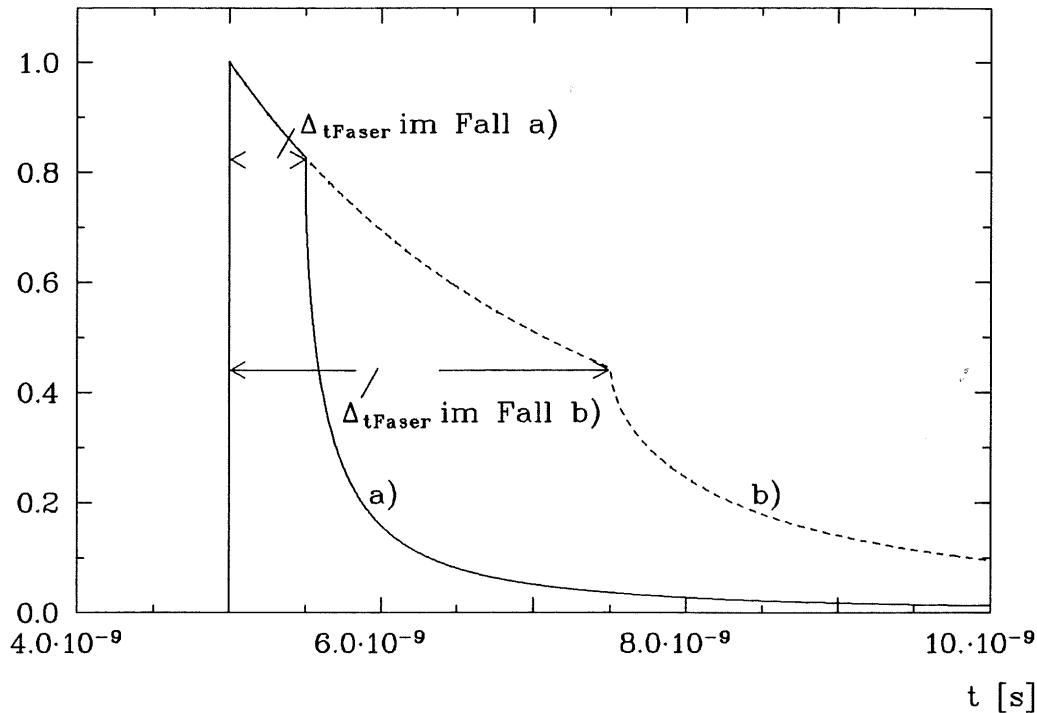


Abbildung 5.5: Laufzeitverteilung des Lichtes in einer isotrop beleuchteten Stufenfaser, $n_A = n_K = 1.5$, Faserlänge $z = 1\text{m}$, und a) $n_K/n_M = 1.1$, b) $n_K/n_M = 1.5$

Auslesefläche mit einem Bündel einzelner Fasern belegt werden. Selbst bei optimal dichtester Packung gibt es Bereiche, die nicht von einer Faser ausgelesen werden können. Außerdem ist die Fläche des Mantels einer Faser für die Weiterleitung unwirksam. Die Flächenbelegung oder Packungsdichte P ist der Anteil der auszulesenden Fläche, welcher von den Kernflächen aller im Bündel vorhandener Fasern abgedeckt wird. Bei dichtester Packung gilt:

$$P = 0.91 \cdot \left(\frac{p}{q}\right)^2 \quad (5.4)$$

wobei $2p$ den Durchmesser des Faserkernes und $2q$ den Außendurchmesser des Fasermantels gemäß Abb.5.1 bezeichnet.

Als letztes wird die Zeitdispersion angesprochen. Damit ist die zeitliche Verbreiterung eines Pulses mit zunehmender Faserlänge gemeint.

Der Haupteffekt liegt in den unterschiedlichen Lichtwegen, die in der Faser zurückgelegt werden. Ein Lichtstrahl, der mit der Faserachse einen Winkel ϑ bildet, legt effektiv den Weg s zurück und benötigt dafür die Zeit t :

$$s(\vartheta) = \frac{z}{\cos \vartheta} \iff t(\vartheta) = \frac{n_K}{c} \cdot \frac{z}{\cos \vartheta} \quad (5.5)$$

Die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist mit c , die Länge der Faser mit z und ihr Kernbrechungsindex mit n_K bezeichnet. Aus Gleichung 5.5 in Verbindung mit der bekannten Winkelverteilung einer Faser, läßt sich die Ankunftszeitverteilung $I(t)$, mit $I(t) dt = I(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta$, der Lichtstrahlen berechnen, nachdem sie eine gewisse Faserlänge durchquert haben. Abb.5.5 zeigt die aus den Winkelverteilungen in Abb.5.4 gewonnenen Zeitverteilungen für eine Faserlänge $z = 1\text{m}$ und einen Kernbrechungsindex von $n_K = 1.5$. Die Verteilungen zeigen

ähnliche Merkmale wie die Winkelverteilungen. Die minimale Laufzeit ist für $\vartheta = 0^\circ$ gegeben. Bei einer Zeit, die $\vartheta = \vartheta_{\text{OEFF}}$ entspricht, fällt die Verteilung rasch ab. Da theoretisch Winkel bis $\vartheta = 90^\circ$ auftreten, hat die Verteilung einen Ausläufer bis $t \rightarrow \infty$. In der Praxis entfallen diese Winkel, die sehr großen Wegen entsprechen, aufgrund von Absorption. Eine charakteristische Größe zur Beschreibung der Breite einer solchen Zeitverteilung ist die Differenz zwischen der minimalen Laufzeit und der Laufzeit, die für $\vartheta = \vartheta_{\text{OEFF}}$ benötigt wird. Diese Differenz soll mit $\Delta_{t_{\text{Faser}}}$ bezeichnet werden. Sie berechnet sich zu:

$$\Delta_{t_{\text{Faser}}}(z) = t(\vartheta = \vartheta_{\text{OEFF}}) - t(\vartheta = 0^\circ) = \frac{n_K}{c} \cdot z \cdot \left(\frac{1}{\cos \vartheta_{\text{OEFF}}} - 1 \right) = \frac{n_K}{c} \cdot z \cdot \left(\frac{n_K}{n_M} - 1 \right) \quad (5.6)$$

Im Fall a) ergibt sich daher eine spezifische, d.h. auf die Länge z normierte, Zeitdispersion von $0.50ns/m$, im Fall b) $2.5ns/m$.

Neben den unterschiedlichen Lichtwegen gibt es zwei weitere Ursachen, die zur Dispersion beitragen, nämlich die Materialdispersion und die Wellenleiterdispersion.

Die Materialdispersion entspringt der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindizes in einem Medium. Timmermann [6, S.56] gibt für Quarzglas, welches mit einer Leuchtdiode beleuchtet wird, die ihr Licht bei $850nm$ mit einer spektralen Breite von $50nm$ emittiert, einen Wert von $(3 - 6)ns/km$ an. Bei $1300nm$ verschwindet die Materialdispersion für Quarzglas nahezu. Deshalb werden viele Übertragungstrecken bei dieser Wellenlänge betrieben.

Die Wellenleiterdispersion ist ein weiterer Beitrag. Sie existiert, da sich die Lösungen der Wellengleichung in Abhängigkeit von λ/p verändern. Sowohl Material- als auch Wellenleiterdispersion können in Mehrmodenfasern mit Stufenprofil vernachlässigt werden, da der Beitrag aufgrund unterschiedlicher Lichtwege bei solchen Fasertypen um einige Größenordnungen überwiegt.

5.2 Auswahl der Fasern und Erwartungen

Die Fasern sollen im Gesamtsystem das Licht des Wellenlängenschiebers zum Photomultiplier leiten. Dabei soll der Lichtverlust so gering wie möglich gehalten werden. In den vorangegangenen Abschnitten über die Theorie einer Lichtleitfaser wurde deutlich, daß dafür nur Fasern mit einem großen Öffnungswinkel ϑ_{OEFF} in Frage kommen können. Die damit verbundene größere Dispersion wird die Gesamtzeitauflösung des Zählers kaum beeinträchtigen, denn der Beitrag des Wellenlängenschiebers dominiert aufgrund seiner großen Abklingzeit (s. Tabelle 4.4).

Das Angebot an Lichtleitfasern ist groß. Ihre Öffnungswinkel sind meist sehr klein ($\vartheta \leq 10^\circ$), da sie für den Zweck der Datenübertragung mit hohen Übertragungsraten konzipiert sind. Die beiden ausgewählten Produkte von Schott bzw. Mitsubishi besitzen mit $\vartheta_{\text{OEFF}} = 24.85^\circ$ bzw. 18.24° relativ große Öffnungswinkel.

Das Produkt der Firma Schott ist ein Glasfaserbündel. Jede Einzelfaser ist $50\mu m$ dick. Rund 220 Einzelfasern sind durch eine Schutzhülle aus Kunststoff zu einem Bündel mit einem Durchmesser von knapp $1mm$ zusammengefaßt. Der Lichtleiter von Mitsubishi ist eine Kunststofffaser. Der Kern besitzt einen Durchmesser von $980\mu m$ und besteht aus PMMA. Der $10\mu m$ dicke Mantel besteht aus Fluorin Polymer. Die komplette Faser wird von einer Schutzummantelung aus Polyäthylen umgeben.

Bei beiden Produkten handelt es sich um Stufenfasern. Alle sonstigen vom Hersteller angegebenen Daten sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Dabei ist z_0 die charakteristische Abschwächungslänge, nach welcher die Lichtintensität auf $1/e$ abgefallen ist.

Eigenschaften	Schott-Faser	Mitsubishi-Faser
Produktbezeichnung	Lichtleitkabel LK1 Faserbezeichnung A2	Lichtleitkabel EH4001 Faserbezeichnung EK40
Faserart	Stufenprofil	Stufenprofil
Kernmaterial	Glas	PMMA
Mantelmaterial	Glas	Fluorin Polymer
Brechungsindizes	$n_K = 1.62, n_M = 1.47$	$n_K = 1.492, n_M = 1.417$
Öffnungswinkel	$\vartheta_{OEFF} = 24.85^\circ$	$\vartheta_{OEFF} = 18.24^\circ$
Durchmesser	$2p = 46\mu m, 2q = 50\mu m$	$2p = 980\mu m, 2q = 1000\mu m$
Packungsdichte	$P = 0.77$	$P = 0.87$
Absorption ^{a)}	$\leq 1dB/m \Leftrightarrow z_0 \geq 8.7m$	$\leq 0.4dB/m \Leftrightarrow z_0 \geq 22m$
Zeitdispersion	$\Delta_{tFaser}/z = 0.55ns/m$	$\Delta_{tFaser}/z = 0.26ns/m$
Preis	1.60DM/m	1.56DM/m

^{a)} Im Wellenlängenbereich $\lambda \approx 500nm$

Tabelle 5.1: Herstellerangaben über die Eigenschaften der verwendeten Lichtleitfasern [26,27]

Absorption und Dispersion werden noch in diesem Kapitel experimentell mit Hilfe von Leuchtdioden-Messungen bestimmt. Öffnungswinkel, Packungsdichte und die damit verbundene Einkopplung können erst in der Anordnung WLS mit Faserbündelauslese gemessen werden. Dies geschieht in Kapitel 6.

An dieser Stelle soll jedoch ein Wert für die zu erwartende Einkopplung berechnet werden. Dazu wird die Winkelverteilung $I(\Theta)$ des Lichtes an der Auslesefläche eines Wellenlängenschiebers benötigt. Der Winkel Θ wird dabei zwischen der Normalen auf die Auslesefläche und Lichtstrahl im Innern des WLS gemessen. Diese Winkelverteilung wurde mit einem Simulationsprogramm erzeugt. Das Programm läßt an einem Punkt innerhalb des Quaders isotrop verteiltes Licht entstehen. Das Licht wird bis zur Auslesefläche verfolgt. Die anderen Flächen des Quaders können frei wählbar verspiegelt werden. Das Licht erleidet Verluste durch Absorption, sowie bei jeder Reflexion an der Aluminiumfolie, sofern vorhanden. Abb.5.6 zeigt die simulierte Winkelverteilung an der Auslesefläche eines WLS-Stabes ($b = 8mm, l = 25cm, d = 3mm$), bei dem das Licht im Abstand $y = 18cm$ von der Auslesefläche erzeugt wird. Seine Auslesefläche ist optisch gekoppelt. Alle anderen Flächen sind bis auf die Einkopplfläche für das SZ-Licht in Aluminiumfolie gewickelt. Ihre Reflektivität wurde gleich 90% gesetzt. Gemäß dem Brechungsindex $n_{WLS} = 1.49$ fällt die Verteilung bei $\Theta = 90^\circ - \alpha_c = 48^\circ$ ab. Die Bevölkung der Winkel $\Theta \geq 48^\circ$ erfolgt auch hier durch solche Lichtwege, die bei den Lichtleitfasern mit schiefen Strahlen bezeichnet wurden.

Berechnet man mit dieser Winkelverteilung die Einkopplung nach Gleichung 5.3 für die Schott- bzw. Mitsubishi-Faser, so ergeben sich $E = 0.38$ für die Schott-Faser und $E = 0.19$ für die Mitsubishi-Faser. Berücksichtigt man noch die Packungsdichte, so ergibt sich für die effektive Einkopplung aufgrund dieser Berechnung:

29% für die Schott-Faser und
17% für die Mitsubishi-Faser.

$I(\theta)$ [willkürliche Einheiten]

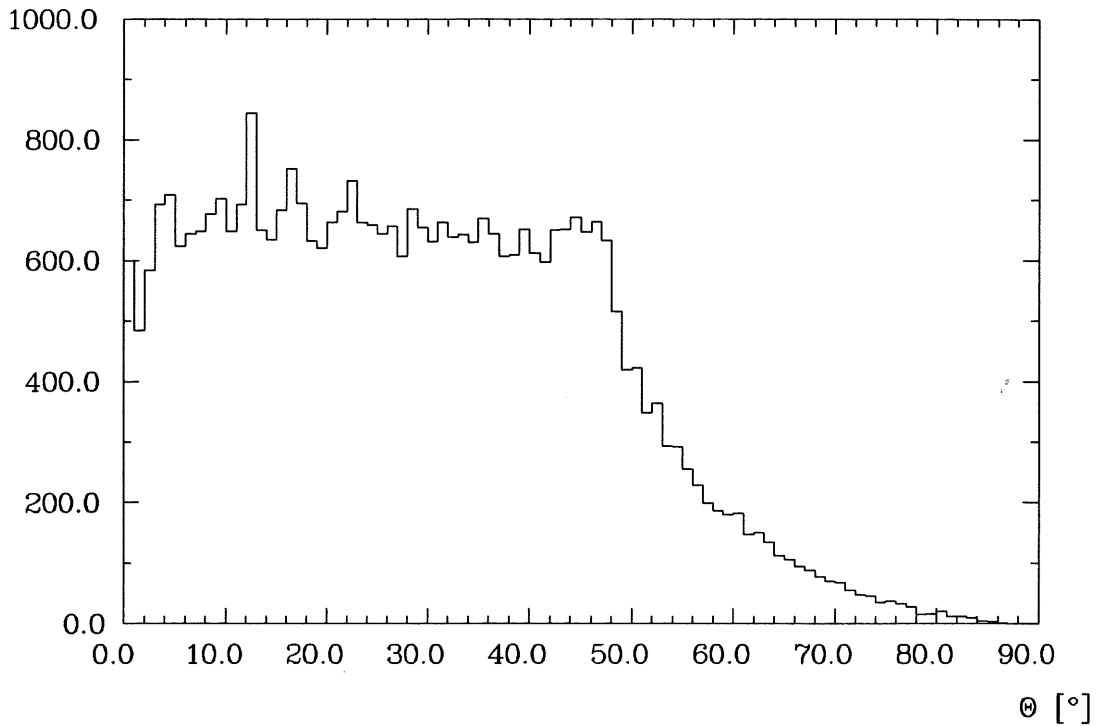


Abbildung 5.6: Simulierte Winkelverteilung an der Auslesefläche des WLS
 $b = 8\text{mm}$, $l = 25\text{cm}$, $d = 3\text{mm}$ und $n_{WLS} = 1.49$

5.3 Messung einiger Fasereigenschaften

Mit dem einfachen Aufbau von Abb.5.7 können neben den krümmungs- und längenabhängigen Verlusten auch die Zeitdispersion der Lichtleitfasern gemessen werden. Dieser Aufbau soll die Verhältnisse des in Kapitel 6 behandelten Gesamtsystems, bei dem der Wellenlängenschieber mit einem Faserbündel ausgelesen wird, angenähert vertreten. Warum wird nicht gleich mit dem Gesamtsystem gemessen? Für die Messung der Absorption und Dispersion muß die

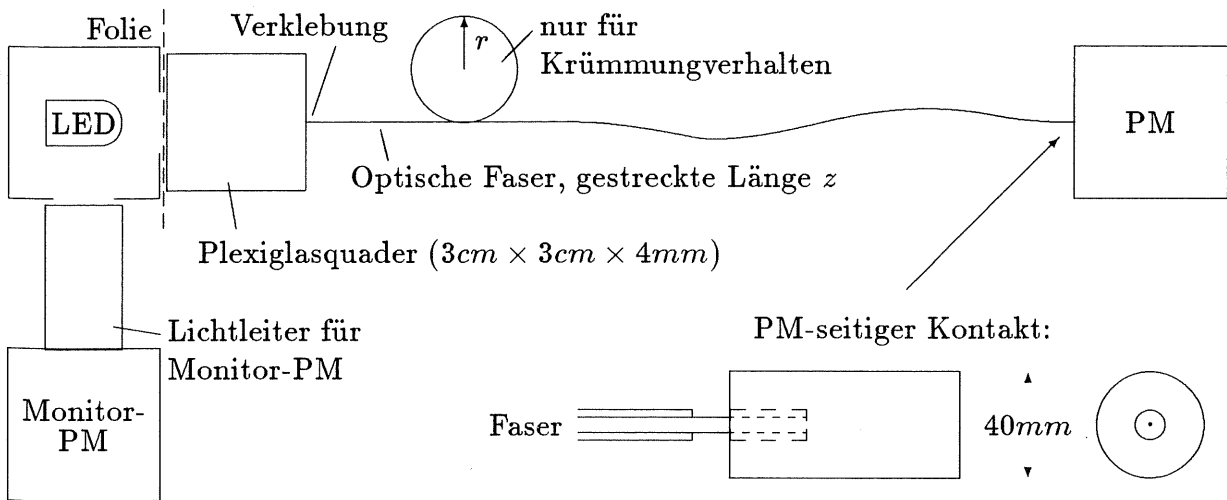


Abbildung 5.7: Aufbau zur Messung einiger Fasereigenschaften mit LED-Licht

Faserlänge z variiert werden, d.h. nach jedem Meßpunkt wird die Faser um ein bestimmtes Maß gekürzt. Für die Messungen wird demnach am wenigsten Material benötigt, wenn sie nur mit einer Einzelfaser, bzw. im Fall der Schott-Faser mit nur einem Glasfaserbündel,³ durchgeführt werden. Die Lichtintensität an der Auslesefläche ist jedoch klein, wodurch die Zählrate bei Verwendung nur einer Faser zu gering wäre.

Aus diesem Grund wird als Lichtquelle eine grüne Leuchtdiode mit einem Emissionsmaximum bei 565nm verwendet. Sie befindet sich in einem Hohlraum, der zwei Spalte besitzt, durch die das Licht austreten kann. Durch den einen Spalt wird das Licht über einen kurzen Lichtleiter zu einem Photomultiplier geführt, dessen Signal als Referenz für die absolute Helligkeit der Leuchtdiode dienen soll. Der zweite Spalt beleuchtet einen 4mm dicken quadratischen Plexiglasquader. An der gegenüberliegenden Seite des Quaders ist das Lichtleitkabel angeklebt. PM-seitig wird es mit Silikonfett in die zentrale Bohrung eines 15cm langen Plexiglaszylinders vom Durchmesser 40mm gesteckt. Zwischen Plexiglaszylinder und Photokathode besteht ebenfalls optischer Kontakt. Die Schutzummantelung wurde an beiden Enden der Faser auf etwa 2cm entfernt.

Der Plexiglasquader, an den die Faser angeklebt ist, steht stellvertretend für einen Wellenlängenschieber. Material- und Lichtleiteigenschaften sind identisch. Zwischen Leuchtdiode und Plexiglasquader liegt eine aufgerauhte Kunststoffolie, die diffuses Licht liefert, mit welchem im Plexiglasquader alle Winkel innerhalb der Totalreflexion bevölkert werden sollten. Unter diesen Bedingungen sollte an der Fläche, an der die Faser angeklebt ist, eine ähnliche Winkelverteilung vorliegen wie an der Auslesefläche eines Wellenlängenschiebers. Der Plexiglasquader ist nicht in Aluminiumfolie eingewickelt.

Der erste Punkt der Untersuchungen widmet sich der Verklebung. Es standen 4 Klebstoffe zur Verfügung. Zunächst zwei Klebstoffe, die auch sonst in der Lichtleitertechnik Verwendung finden, Acrifix 90 und Stycast 1264; darüberhinaus ein Sekundenkleber und UHU-endfest 300. Ein Test auf die mechanische Belastbarkeit der Verklebung zeigte, daß alle Klebstoffe eine ausreichende Festigkeit bieten. Die Fasern wurden dazu mit ihrer Stirnfläche auf eine polierte Plexiglasoberfläche geklebt. Die Schott-Faser wurde lediglich geschnitten, während die Stirnfläche der Mitsubishi-Kunststofffaser zusätzlich plangeschliffen wurde. Zur Bestimmung der optischen Eigenschaften der Verklebung wurden alle Kombinationen aus Klebstoff und Faser mit dem Aufbau von Abb.5.7 getestet. Dazu wurden nacheinander die Pulshöhenspektren von Monitor-PM und PM aufgenommen. Das Verhältnis der daraus ermittelten Photoelektronenanzahl ist ein Maß für die Transparenz der Verklebung.

Die Messungen ergaben, daß alle Klebstoffe anwendbar sind. Keiner stellte sich bezüglich der Transparenz als besonders vorteilhaft gegenüber den anderen heraus. Wahrscheinlich liegt dies an dem äußerst geringen Weg, den das Licht im Klebstoff zurücklegen muß. Aufgrund der großen Verarbeitungszeit von Stycast 1264 wurde im weiteren dieser Klebstoff verwendet. Weiterhin wurde deutlich, daß die Mitsubishi-Faser nach dem Abschneiden unbedingt geschliffen werden muß. Beim Abschneiden wird sie gequetscht und infolgedessen milchig-trüb. Die Transmission verringert sich dadurch um bis zu 20%. Das anschließende Schleifen entfernt die gequetschte Zone.

5.3.1 Messung der Verluste durch Krümmung und Absorption

Mit Verlust durch Krümmung ist gemeint, ab welchem Krümmungsradius der Faser die Transmission erheblich abnimmt. Die Messungen wurden mit dem Aufbau aus Abb.5.7 durch-

³Beim Lichtleitkabel LK1 sind mehrere Einzelglasfasern zu einem Bündel zusammengefaßt (s. Abschnitt 5.2)

geführt. Die etwa $1m$ lange Faser wurde einmal vollständig um ein Rohr mit Durchmesser $2r$ gewunden. Die Photoelektronenausbeute am PM wurde in Abhängigkeit von r gemessen. Auf die Benutzung des Monitor-PM konnte verzichtet werden. Die Messungen im vorangegangenen Abschnitt haben gezeigt, daß die Leuchtdiode, für eine konstante Einstellung am LED-Pulser, bezüglich ihrer Lichtintensität als stabil angesehen werden kann. Die in Abhängigkeit von r gemessene Photoelektronenanzahl wurde auf die Photoelektronenausbeute der ungekrümmten Faser bezogen. Dieses als Transmission bezeichnete Verhältnis $\overline{n_{PE}}(r)/\overline{n_{PE}}(r \rightarrow \infty)$ ist in Abb.5.8 bzw. 5.9 in Abhängigkeit von r dargestellt. Die Pfeile geben die Reihenfolge der Messungen an.

Bei der Mitsubishi-Faser wird die Transmission ab Krümmungen mit $r \leq 30mm$ erheblich gestört. Vom Hersteller wird ein kritischer Radius von $25mm$ angegeben [27]. Ihr Wert fällt bei $r = 5mm$ bis auf 20% ab. Vergrößert man den Krümmungsradius wieder, so tritt eine Art Hystereseeffekt auf. Durch die Krümmung sind bei der Kunststoffaser vermutlich feine Risse an der Oberfläche entstanden. Der Messung nach sind diese Schäden jedoch regenerierbar, denn letztendlich wird wieder eine Transmission erreicht, die dem Anfangswert entspricht. Ein ganz anderes Verhalten zeigt die Glasfaser von Schott. Bei ihr fällt die Transmission für $r \leq 5mm$ schlagartig ab. Dies entspricht dem von Schott angegebenen Wert [26]. Bei einer Vergrößerung des Krümmungsradius nimmt die Transmission aber nicht wieder zu, sondern bleibt konstant auf einem niedrigeren Wert. Diese Merkmale lassen auf irreversible Faserbrüche schließen. Es sei daran erinnert, daß in einem Kabel etwa 220 einzelne Glasfasern zusammengefaßt sind. Eine Abnahme der Transmission von 100% auf etwa 90% deutet somit auf das Zerbrechen von rund 22 Fasern hin.

Die längenabhängigen Verluste wurden mit demselben Aufbau gemessen. Beginnend bei einer Faserlänge von $z = 61m$ wird die Faser schrittweise verkürzt. Bei jeder Länge z wird die Anzahl der Photoelektronen $\overline{n_{PE}}(z)$ am PM aus seiner Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt. Auch bei dieser Messung wird der Monitor-PM nicht benutzt, da es nur auf die längenabhängige Veränderung der Lichtausbeute ankommt. Die Einstellung der Leuchtdiode bleibt während einer Meßreihe unverändert.

Das Ergebnis für die Glasfaser von Schott ist in Abb.5.10 dargestellt. Die Meßergebnisse können durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden, deren charakteristischer Exponent zu einer Abschwächungslänge $z_0 = (9.34 \pm 0.02)m$ bzw. $(0.929 \pm 0.002)dB/m$ führt. Mit der Kunststoffaser wurde genauso verfahren, wobei die Faser nach dem Abschneiden aus bekannten Gründen geschliffen wurde. Die Daten zeigen ebenfalls einen exponentiellen Verlauf mit $z_0 = (28.6 \pm 0.2)m$ bzw. $(0.303 \pm 0.002)dB/m$. Die Meßergebnisse stimmen gut mit den Herstellerangaben von Tabelle 5.1 auf Seite 51 überein.

Ein Transmissionsverlust bei Alterung der Fasermaterialien, insbesondere als Folge einer Bestrahlung wurde nicht untersucht. In diesem Zusammenhang sei auf einen Artikel von J.P. de Brion et al. [28] hingewiesen. In ihm wird unter anderem auch die Abnahme der Transmission einer Mitsubishi-PMMA-Faser gemessen, indem sie der Strahlung eines ^{60}Co -Präparates ausgesetzt ist.

5.3.2 Messung der Zeitdispersion

Im Hinblick auf das Gesamtsystem stellt sich die Frage, ob sich das Zeitverhalten des Zählers durch den Einbau optischer Fasern, mit einer Länge von rund $5m$, entscheidend verändern wird. Es ist zu vermuten, daß der Einfluß der Fasern auf das Zeitverhalten laut berechnetem Wert aus Tabelle 5.1 vernachlässigbar ist gegenüber dem Einfluß des Wellenlängenschiebers

Transmission(r)

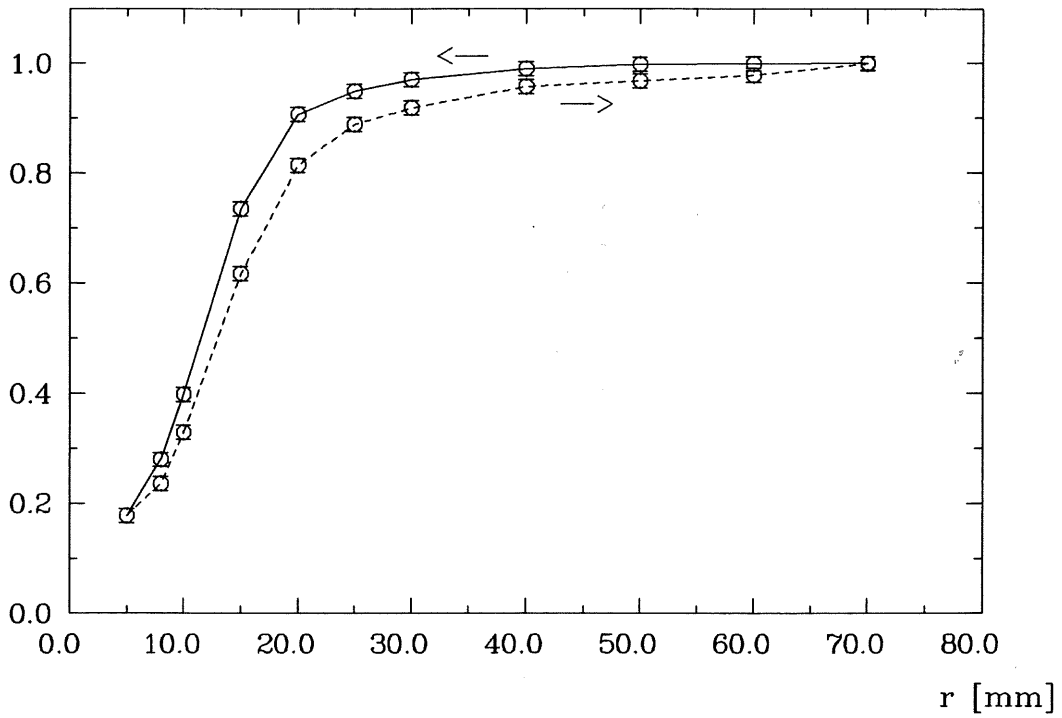


Abbildung 5.8: Transmission der Mitsubishi-Faser EH4001 in Abhängigkeit von ihrem Krümmungsradius r

Transmission(r)

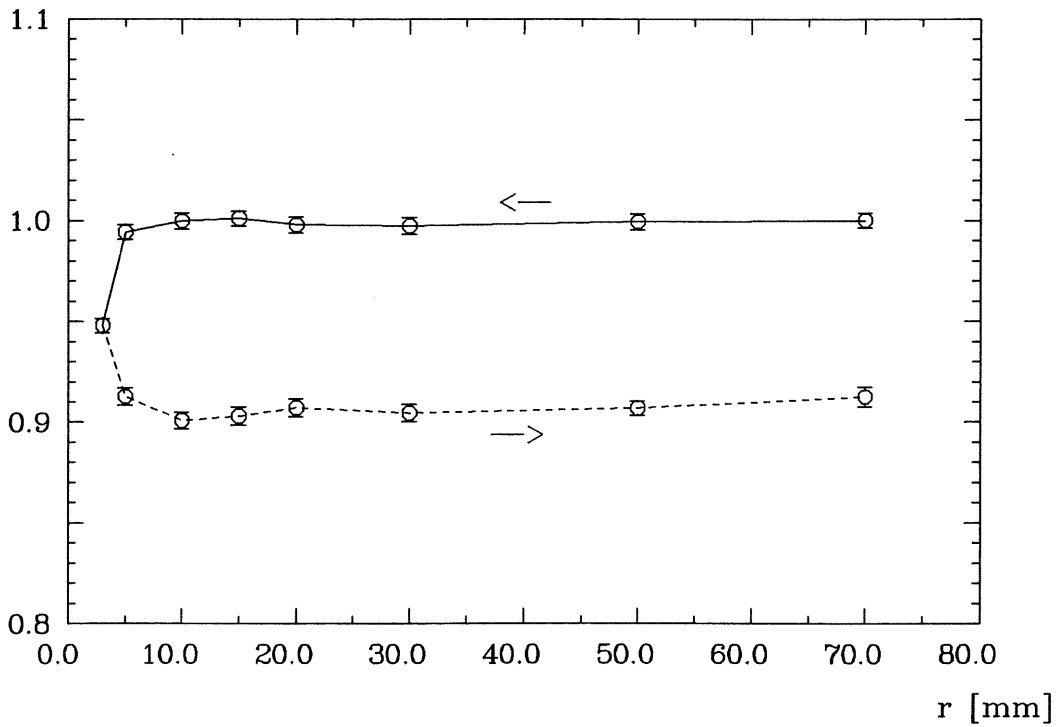


Abbildung 5.9: Transmission der Schott-Faser LK1 in Abhängigkeit von ihrem Krümmungsradius r

mit seiner relativ großen Abklingzeit von rund $10ns$ (s. Tabelle 4.4). Die folgenden Messungen bestätigen diese Vermutung.

Mit dem Aufbau aus Abb.5.7 soll der Einfluß der Faser auf die Zeitaufösung bestimmt werden. Dazu werden für verschiedene Faserlängen z Zeitspektren auf dem Einphotoelektronenniveau gemessen. Das Startsignal liefert der LED-Pulser bei jedem Spannungspuls, der die Leuchtdiode aufleuchten läßt. Der tatsächliche Zeitpunkt des Aufleuchtens wird damit nicht erfaßt. Da einzelne Photonen verfolgt werden, wird durch den Startzeitpunkt der gesamte Zeitraum abgetastet, in welchem die Leuchtdiode überhaupt die Möglichkeit hat aufzuleuchten. Diese Möglichkeit ist solange gegeben, solange die Versorgungsspannung der Leuchtdiode oberhalb der Grenzspannung liegt, die zum Aufleuchten notwendig ist. Die zeitliche Breite des Startzeitpunktes hängt also von der Art des Spannungspulses ab, welcher die Leuchtdiode betreibt. Das Stoppsignal liefert der PM, nachdem das Licht die Faser durchquert hat. Die Genauigkeit des Stopzeitpunktes ist vor allem durch Laufzeitschwankungen im Photomultiplier und zu einem untergeordneten Teil durch die Elektronik bestimmt. Start- und Stopzeitgenauigkeit sind jedoch von der Faser und ihrer Länge vollkommen unabhängig. Sie verursachen lediglich einen längenunabhängigen Grundbeitrag zur Breite des Zeitspektrums.

Abb.5.11 zeigt die gemessenen Zeitspektren für drei verschiedene Längen der Schott-Faser.

Da es nicht auf die absolute Zeit ankommt, wurden die Spektren gegeneinander verschoben und zusätzlich auf ihr Maximum normiert. Man erkennt, daß sich ihre ansteigenden Flanken decken. Ihre Steilheit ist von der Länge der Faser unabhängig, da sie allein durch die längenunabhängigen Beiträge gebildet wird. Der reine Faserbeitrag besitzt eine sehr steile Flanke (s. Abb.5.5). Insbesondere wird an den Spektren deutlich, daß eine Verbreiterung mit zunehmender Länge stattfindet.

Der längenabhängige Beitrag wurde schon am Ende des Abschnittes 5.1.2 diskutiert. Glei-

$\bar{n}_{PE}(z)$

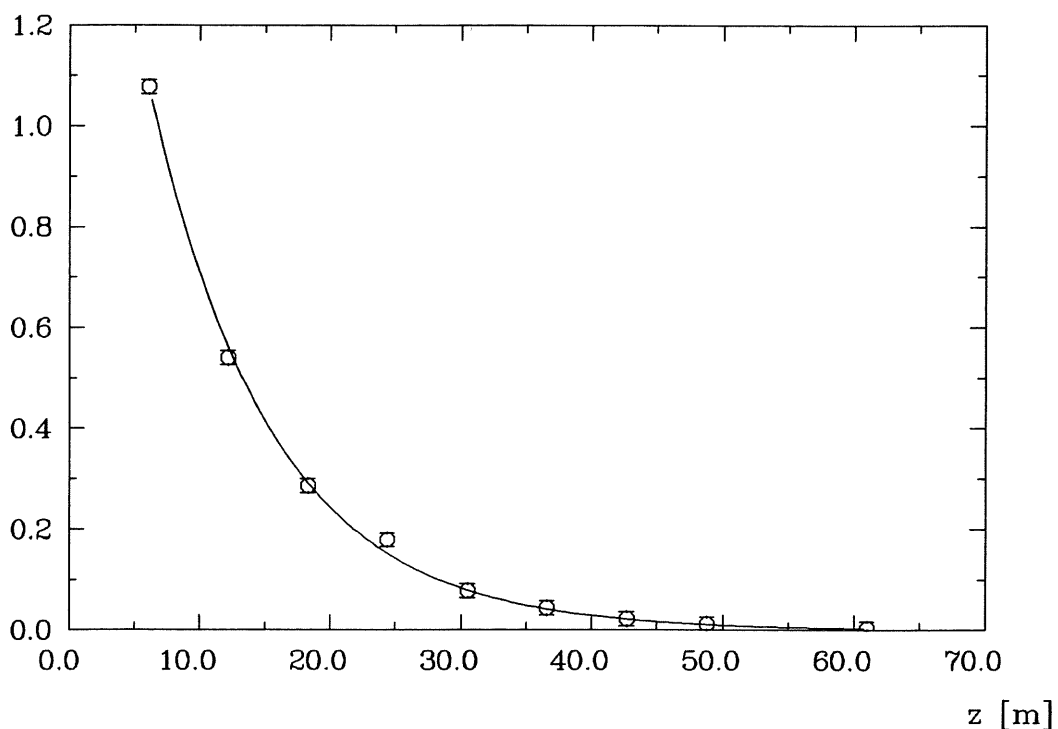


Abbildung 5.10: Transmission der Schott-Faser LK1 in Abhängigkeit von ihrer Länge z

Einträge, auf Maximum normiert

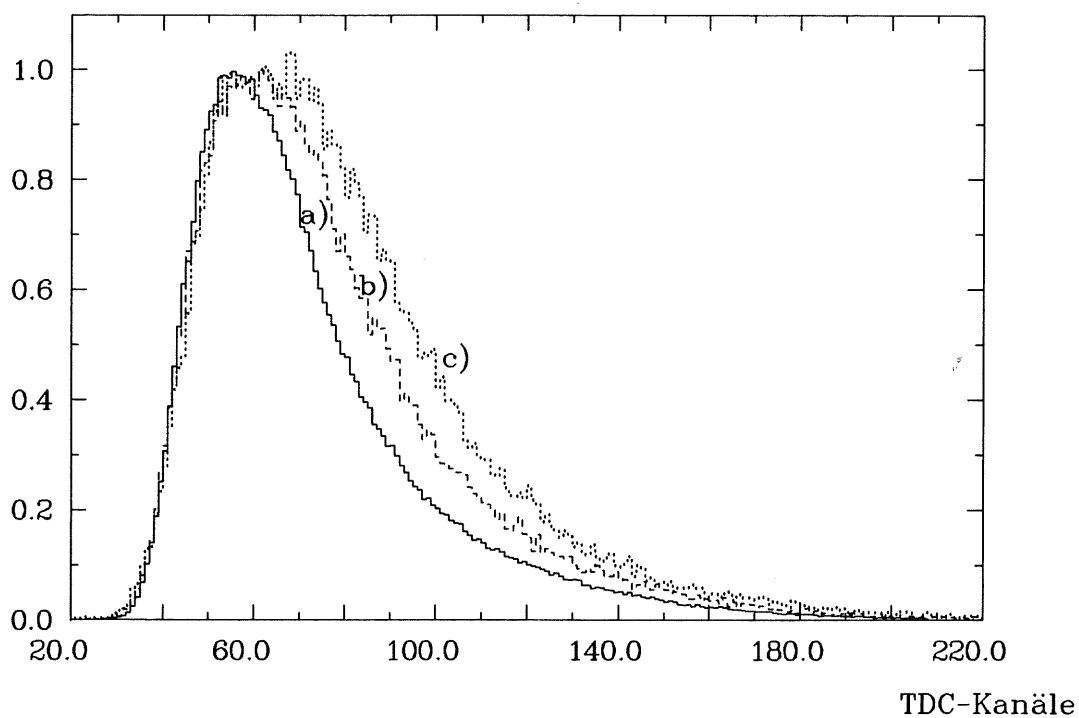


Abbildung 5.11: Zeitspektren der Schott-Faser LK1 für einzelne Photoelektronen bei drei Faserlängen, a) $z = 24.4m$, b) $z = 42.7m$, c) $z = 61.0m$, 10Kanäle $\equiv 4ns$

$$\left(\Gamma_t(z)\right)^2 \text{ [(ns)}^2\text{]}$$

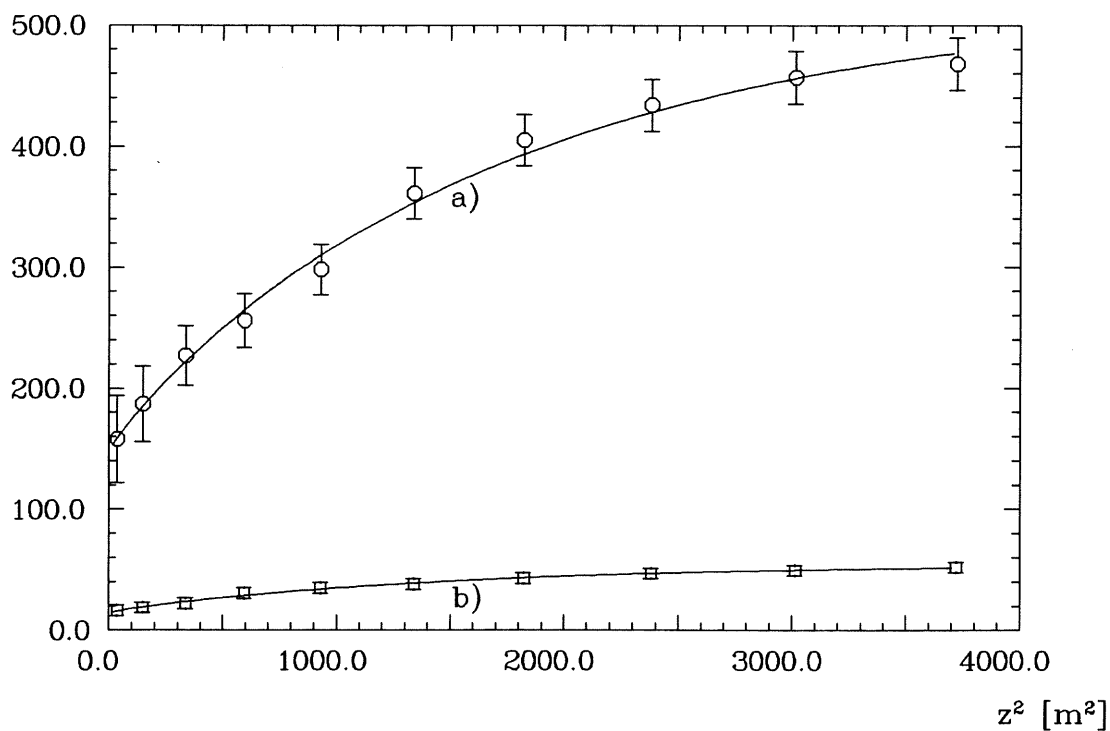


Abbildung 5.12: Volle Halbwertsbreite Γ_t^2 der Zeitspektren als Funktion der Faserlänge z^2
 a) Schott-Faser LK1, b) Mitsubishi-Faser EH4001

chung 5.6 sagt eine der Faserlänge proportionale Verbreiterung der Zeitspektren voraus. Die gemessenen Verteilungen beinhalten jedoch auch einen davon unabhängigen Anteil Γ_{t_0} . Beide Beiträge ergeben die gemessene Halbwertsbreite $\Gamma_t(z)$:

$$(\Gamma_t(z))^2 = (\Delta_{tFaser}(z))^2 + \Gamma_{t_0}^2 \quad \text{dabei gilt: } (\Delta_{tFaser}(z))^2 \propto z^2$$

In Abb.5.12 ist das Quadrat der vollen Halbwertsbreite $\Gamma_t(z)$ der gemessenen Zeitspektren gegen das Quadrat der Faserlänge aufgetragen. Anstelle des in dieser Auftragung erwarteten linearen Verlaufs, wächst die Halbwertsbreite mit zunehmender Faserlänge immer schwächer an. Die Schnittpunkte mit der y-Achse sind verschieden, da die Einstellung des Leuchtdioden-Spannungspulses zwischen beiden Messungen geändert wurde.

Das Verständnis des nicht-linearen Verlaufs bereitete zunächst einige Schwierigkeiten. Er läßt sich jedoch wie folgt erklären: Theoretisch sollte der Winkel ϑ , der zwischen Faserachse und Lichtstrahl auftritt für einen Lichtstrahl während seines Weges durch die Faser konstant bleiben. In der Praxis wird dieser Winkel aber durch Streuung an Unreinheiten im Kernmaterial und bei der Reflexion an der Kern/Mantel Grenze verändert. Letzteres geschieht, da die Grenzfläche - mikroskopisch gesehen - eine gewisse Rauigkeit besitzt. Als Folge davon ist der Winkel ϑ keine Konstante mehr, sondern besitzt eine Verteilung, deren Breite mit zunehmender Faserlänge wächst. Dadurch passiert es, daß ein Lichtstrahl, der am Anfang der Faser noch akzeptiert wurde, die Bedingung der Totalreflexion nach mehreren Streuungen nicht mehr erfüllen kann und daher nicht mehr weitergeleitet wird. Bei zunehmender Faserlänge können mehr und mehr auch solche Lichtstrahlen die Grenze der Totalreflexion überschreiten, die ursprünglich sehr kleine Winkel ϑ mit der Faserachse bildeten. Der Gesamteffekt, der übrigens nur einen geringfügigen Beitrag zum Absorptionsverhalten der Faser liefert, läßt sich, ohne das Einzelschicksal eines jeden Lichtstrahles zu verfolgen, von vornherein dadurch ausdrücken, daß der Öffnungswinkel der Faser mit zunehmender Faserlänge abnimmt.

Von der Fa. Schott wird dieser Zusammenhang sogar erwähnt. Demnach soll der gegen Luft ($n_A = 1$) gemessene Öffnungswinkel Θ_{OEFF} (s. Gleichung 5.2) für das Lichtleitkabel LK1 linear mit einer Steigung von $a_L = 0.24^\circ/m$ abnehmen. Daraus folgt $\Theta_{OEFF}(z) = \Theta_{OEFF}(0) - a_L \cdot z$, wobei $\Theta_{OEFF}(0)$ den im allgemeinen als Öffnungswinkel bezeichneten und in Gleichung 5.2 definierten Wert Θ_{OEFF} darstellt. Aus diesem Grund muß Gleichung 5.6 modifiziert werden:

$$\Delta_{tFaser}^*(z) = \frac{n_K}{c} \cdot z \cdot \left(\frac{1}{\cos(\vartheta_{OEFF}(z))} - 1 \right) \quad (5.7)$$

$$\text{mit } \vartheta_{OEFF}(z) = \arcsin \left(\frac{1}{n_K} \cdot \sin(\Theta_{OEFF}(0) - a_L \cdot z) \right)$$

Unter diesen Umständen erklärt sich der nicht-lineare Verlauf der gemessenen Halbwertsbreite in doppelt-quadratischer Darstellung, denn:

$$(\Gamma_t(z))^2 = (\Delta_{tFaser}^*(z))^2 + \Gamma_{t_0}^2 \quad \text{dabei gilt: } (\Delta_{tFaser}^*(z))^2 \not\propto z^2$$

Die Meßergebnisse der Schott-Faser können durch diesen funktionalen Zusammenhang quantitativ beschrieben werden. Die Parameter lauten $a_L = (0.19 \pm 0.01)^\circ/m$ und $\Gamma_{t_0} = (12.2 \pm 0.5)ns$. Die entsprechende Funktion ist als durchgezogene Linie in Abb.5.12 dargestellt. Der Wert für a_L ist verträglich mit der Herstellerangabe, die ohnehin nur als typischer Wert deklariert wurde.

Die Meßergebnisse der Mitsubishi-Faser bereiten allerdings eine Schwierigkeit. Für sie gelingt

eine Beschreibung nur, sofern $\Theta_{OEFF}(0)$ statt 27.8° (theoretischer Wert nach Gleichung 5.2) auf $(24.0 \pm 0.8)^\circ$ reduziert wird. Die Parameter lauten dann $a_L = (0.11 \pm 0.01)^\circ/m$ und $\Gamma_{t0} = (3.8 \pm 0.1)ns$. Ohne den theoretisch zu berechnenden Wert für Θ_{OEFF} zu ändern, könnte man argumentieren, daß der Öffnungswinkel der Mitsubishi-Faser innerhalb der ersten Meter durch eine Störung um einen konstanten Wert gesenkt wird. Eine Störung könnte darin liegen, daß die Mitsubishi-Faser auf einer Kabeltrommel aufgewickelt war. Das Faserende, welches die inneren Windungen belegte, wurde seitlich aus der Trommel geführt. Dabei könnten Krümmungen aufgetreten sein, die obigen Effekt erklären würden. Diese Vermutung wurde jedoch nicht genauer untersucht.

Abgesehen von dieser Unklarheit läßt sich feststellen, daß die in Tabelle 5.1 erwartete Dispersion durch die Messung bestätigt wurde. Sie entspricht der Ableitung von $\Delta_{tFaser}^*(z)$ nach z an der Stelle $z = 0m$. Auf alle Fälle, und das ist das eigentliche Ergebnis dieser Messungen, ist der Faserbeitrag zur Zeitauflösung vernachlässigbar bis zu Faserlängen von rund $10m$, sofern mit Wellenlängenschiebern gearbeitet wird, deren Abklingzeit um $10ns$ liegt.

Kapitel 6

Das Gesamtsystem

Dieses Kapitel widmet sich der experimentellen Untersuchung der Lichtauslese mit Wellenlängenschieber und Lichtleitfasern. Das Szintillationslicht wird vom Wellenlängenschieber absorbiert. Er ist von der Auslesefläche des Szintillators durch einen schmalen Luftspalt getrennt. Das wellenlängengeschobene Licht wird von der Auslesefläche des WLS durch ein Bündel optisch gekoppelter Fasern zum Photomultiplier geleitet. Die Eigenschaften der Auslese mittels Faserbündel wird denen eines Plexiglasstabes gegenübergestellt. Es stellt sich die Frage inwieweit die geringere Einkopplung bei einer Faser durch ihre höhere Transmission kompensiert werden kann, oder besser, ab welcher Lichtleiterlänge beide Auslesearten gleichwertig werden.

6.1 Auslese mit Wellenlängenschieber und Faserbündel

Unter dem Begriff Gesamtsystem verbirgt sich die in Abb.6.1 dargestellte Anordnung. Im Gegensatz zu den Messungen in Abschnitt 4.3 trifft das Licht des Wellenlängenschiebers jetzt nicht direkt auf die Photokathode, sondern wird entweder durch einen starren Plexiglasstab oder durch ein Bündel optischer Fasern dorthin geleitet. Wesentliches Ziel der Messung ist die experimentelle Bestimmung der Einkoppelverluste durch den Einsatz optischer Fasern. Außerdem soll die Abschwächungslänge des Plexiglasses und der Lichtleitfasern für das Licht der beiden Wellenlängenschieber gemessen werden.

Der 3mm dicke SCSN38-Szintillator, dessen fernes Ende absorbierend gestaltet ist, wird bei $x = 45\text{cm}$ angeregt. Dieser Szintillationsort bleibt für alle Messungen erhalten. Der Wellenlängenschieber ist bis auf einen Einkoppelspalt für das Szintillationslicht vollständig in Aluminiumfolie gewickelt. Die Position des Wellenlängenschiebers wird nicht verändert. Die Auslesefläche des WLS ist fest mit dem jeweiligen Lichtleiter verklebt. Als Klebstoff diente Stycast 1264. Während der zylindrische Plexiglasstab direkt an den Wellenlängenschieber geklebt werden konnte, erfordern die Fasern eine vorherige Bündelung. Sie geschah mit Hilfe eines U-Profiles aus Kunststoff, welches als Fassung diente (s. Abb.6.2). Die von ihrer Schutzhülle befreiten Fasern wurden in das U-Profil gelegt. Die Fassung wurde anschließend an der noch offenen Seite verschlossen, indem dort eine Platte aus demselben Kunststoff angeschraubt wurde. Mit mehreren Tropfen des dünnflüssigen Stycast 1264 konnten die Fasern innerhalb der Bündelung miteinander verklebt werden. Abschließend wurden alle Fasern im verklebten Zustand plangeschliffen und poliert. Die Abmessungen des auf diese Weise entstandenen rechteckigen Faserbündels sind größer als diejenigen der WLS-Auslesefläche, damit die Auslesefläche des WLS auch an den Rändern von derselben periodischen Struk-

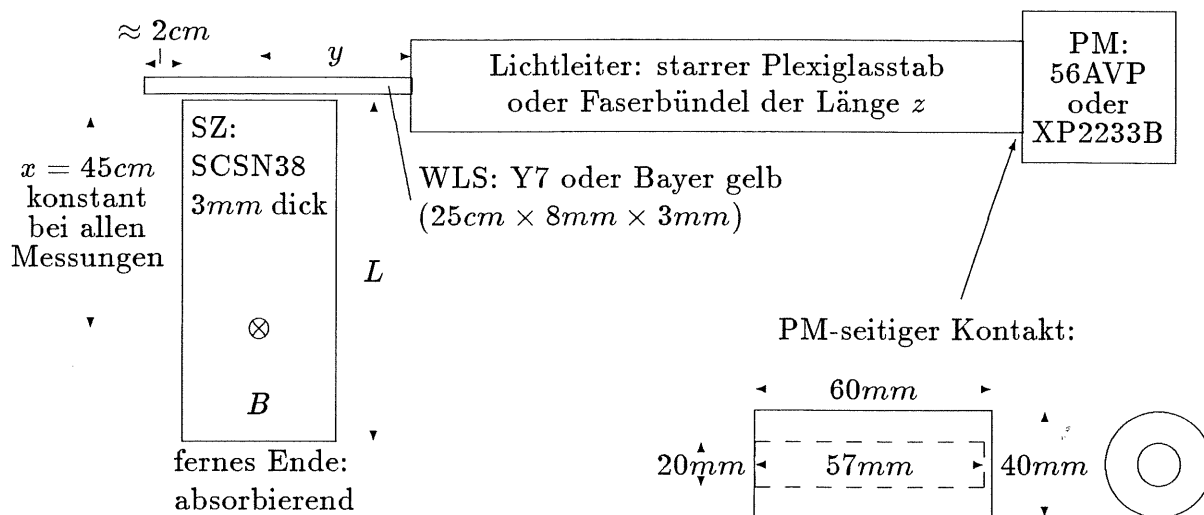
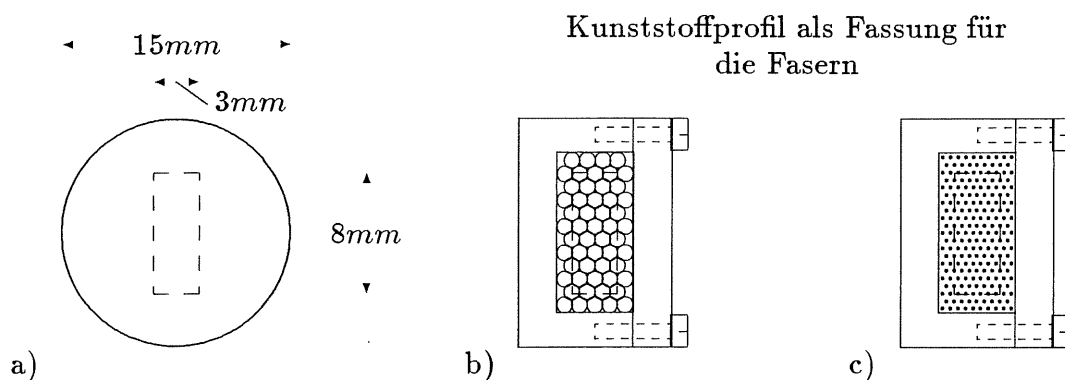


Abbildung 6.1: Aufbau zur Auslese des Szintillators mit Wellenlängenschieber und Lichtleitfasern

$$B = 10\text{cm}, L = 50\text{cm}, y = 18\text{cm}$$

tur der Faserbelegung erfaßt ist. In Abb.6.2 sind die Verhältnisse an der Anschlußstelle Wellenlängenschieber-Lichtleiter für jeden der drei verwendeten Lichtleiter im Querschnitt dargestellt. Der Anschluß des Lichtleiters an den Photomultiplier wurde ähnlich wie bei den Messungen zu den Fasereigenschaften verwirklicht. Die Photokathode ist fest mit einem 60mm langen Plexiglaszylinder vom Durchmesser 40mm verbunden. Er besitzt eine 57mm tiefe zentrische Bohrung mit einem Durchmesser von 20mm (s. Abb.6.1). In diese Bohrung passen sowohl die Faserbündel als auch der Plexiglasstab. Um den optischen Kontakt zu gewährleisten ist diese Bohrung ausreichend mit Silikonfett gefüllt. Auf diese Weise läßt sich die Lichtleiterlänge z relativ einfach verändern.

Für jeden der drei Lichtleiterarten, Plexiglaszylinder, Schott-Faserbündel oder Mitsubishi-Faserbündel, gibt es 4 Kombinationen, da zwei verschiedene Wellenlängenschieber und zwei unterschiedliche Photomultiplier getestet werden. Alle insgesamt 12 Anordnungen wurden untersucht.



Die WLS-Auslesefläche ist als gestricheltes Rechteck gezeichnet

Abbildung 6.2: Anschlußstelle Wellenlängenschieber-Lichtleiter im Querschnitt
a) Plexiglasstab, b) Mitsubishi-Faserbündel, c) Schott-Faserbündel

6.1.1 Photoelektronenausbeute und Einkopplung

Die Photoelektronenausbeute wurde in Abhängigkeit von der Lichtleiterlänge z für jede der 12 Kombinationen mit Hilfe der Ansprechwahrscheinlichkeit gemessen.

Zunächst werden die **Lichtleitfasern** von Schott und Mitsubishi in Verbindung mit den beiden Wellenlängenschiebern und den beiden verschiedenen Photomultipliern getestet. Die maximale Länge des Faserbündels betrug je nach Messung $6m$ bzw. $3m$. In den Kurven a) und b) der Abb.6.3 auf Seite 65 sind die Ergebnisse zweier Kombinationen graphisch aufgetragen. Sowohl diese als auch die Daten der anderen Meßreihen zeigen den erwarteten exponentiellen Verlauf als Funktion der Lichtleiterlänge z :

$$\overline{n_{PE}}(z) = \overline{n_{PE}}(z = 0) \cdot e^{-\frac{z}{z_0}} \quad (6.1)$$

Die Größe z_0 gibt direkt die Abschwächungslänge des jeweiligen Lichtleiters an. Die beiden charakteristischen Größen dieser Gleichung, $\overline{n_{PE}}(z = 0)$ und z_0 , sind für jede Kombination in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Die Abschwächungslänge der Schott-Faser liegt je nach Kombination im Bereich von $6m$ bis $8m$. Diejenige der Mitsubishi-Faser um $20m$. Auffällig ist der große Sprung der Abschwächungslänge dieser Faser von der Kombination Bayer gelb/56AVP ($z_0 = 16.4m$) zur Anordnung Bayer gelb/XP2233B ($z_0 = 8.28m$). Er resultiert aus der starken Veränderung des Absorptionsverhalten der Mitsubishi-Faser in diesem Bereich. Laut Datenblatt besitzt die Absorptionskurve bei $580nm$ ein Minimum und bei $620nm$ ein lokales Maximum. Die mittlere Wellenlänge des detektierten Lichtes liegt vermutlich für die eine Anordnung in der Nähe des Minimums, für die andere Anordnung im Bereich des Maximums, so daß die unterschiedliche Abschwächungslänge verständlich ist.

Die Untersuchungen mit dem **Plexiglasstab** gestalten sich ähnlich. Es handelte sich um einen $2m$ langen zylindrischen Stab mit einem Durchmesser von $15mm$. Er bestand aus Plexiglas GS218 der Firma Röhm. Diese Sorte besitzt einen Transmissionsverlauf, der erst bei Wellenlängen kleiner als $350nm$ auf 0 abfällt. Dasselbe Material wird üblicherweise als Lichtleiter zur Auslese von Szintillationslicht verwendet. Auch für den Plexiglasstab zeigen die Daten einen exponentiellen Verlauf nach Gleichung 6.1. Seine Abschwächungslänge liegt je nach Kombination zwischen $1.6m$ und $2.3m$. Von Birks [3, S.103] wird für einen zylindrischen Stab von $25.4mm$ ($1inch$) Durchmesser eine Abschwächungslänge von $1.36m$ für blaues Licht mit der spektralen Verteilung eines typischen SZ angegeben. Neben der Abschwächungslänge sind auch die Werte von $\overline{n_{PE}}(z = 0)$ für die Messungen mit dem Plexiglasstab im einzelnen in Tabelle 6.1 eingetragen.

Die Messungen zur Photoelektronenausbeute bestätigen die schon in Abschnitt 4.3 erkannte Tatsache, daß eine S20-Photokathode die Photoelektronenausbeute bei Y7-Licht gegenüber der S11-Photokathode nur um etwa das 1.2-fache erhöht. Für das Licht von Bayer gelb ist sie jedoch unbedingt notwendig.

Zur Bestimmung der **Einkoppelverluste** wird der eben erwähnte Wert $\overline{n_{PE}}(z = 0)$ benötigt. Dazu vergleicht man diesen Wert mit der entsprechenden Kombination aus Abschnitt 4.3. Dort ist der WLS - ohne zusätzlichen Lichtleiter - unmittelbar auf die Photokathode gesetzt worden. Selbstverständlich sind nur die Werte für $x = 45cm$ zu nehmen, da die Szintillationsorte übereinstimmen müssen. Der Übersicht halber wurde auch dieser aus Tabelle 4.2 ermittelte Wert der Photoelektronenausbeute für den Szintillationsort $x = 45cm$ in die Tabelle 6.1 aufgenommen. Er ist in den Zeilen mit dem Kennzeichen *ohne Lichtleiter* zu finden. Die Einkoppelverluste lassen sich jetzt anhand von Tabelle 6.1 leicht ermitteln. Man berechnet das Verhältnis aus der Photoelektronenanzahl $\overline{n_{PE}}(z = 0)$ für einen bestimmten

SZ: SCSN38 mit absorbierendem fernem Ende. Die Anregung des Szintillators findet bei $x = 45\text{cm}$ statt!					
PM	WLS	Lichtleiter	$\overline{n_{PE}}(z = 0)$	$z_0 [m]$	
56AVP	Y7	ohne ^{a)}	1.68 ±0.04	—	
		Plexiglasstab	1.16 ±0.01	1.78 ±0.02	
		Schott	0.371 ±0.001	6.02 ±0.04	
		Mitsubishi	0.361 ±0.001	20.5 ±0.4	
	Bayer gelb	ohne ^{a)}	0.572 ±0.008	—	
		Plexiglasstab	0.387 ±0.002	2.24 ±0.02	
		Schott	0.111 ±0.001	5.97 ±0.10	
		Mitsubishi	0.0789 ±0.0004	16.4 ±0.8	
	XP2233B	Y7	ohne ^{a)}	2.12 ±0.04	—
			Plexiglasstab	1.43 ±0.01	1.65 ±0.01
Schott			0.448 ±0.001	6.93 ±0.04	
Mitsubishi			0.424 ±0.001	30.6 ±0.8	
Bayer gelb		ohne ^{a)}	2.35 ±0.06	—	
		Plexiglasstab	1.51 ±0.01	2.26 ±0.02	
		Schott	0.542 ±0.002	4.42 ±0.04	
		Mitsubishi	0.396 ±0.001	8.28 ±0.13	

^{a)} Messungen aus Abschnitt 4.3

Tabelle 6.1: Lichtausbeute des Gesamtsystems aus Szintillator, Wellenlängenschieber, Lichtleiter und PM. z_0 ist die Abschwächungslänge des jeweiligen Lichtleiters.

Fall mit Lichtleiter und der entsprechenden Kombination ohne Lichtleiter. Dieser Quotient gibt die effektive Einkopplung an. Damit ist das Produkt aus der Einkopplung E und der Packungsdichte P gemeint.

Im Fall der Auslese mit den Faserbündel von Schott und Mitsubishi sind die Ergebnisse dieser Prozedur für jede Kombination in Tabelle 6.2 aufgeführt. Vergleicht man die gemessenen Werte mit den in Abschnitt 5.2 theoretisch ermittelten Werten, so stellt man eine recht gute Übereinstimmung für die Mitsubishi-Faser fest. Bei der Schott-Faser besteht eine deutliche Abweichung zum erwarteten Wert. Die gemessenen Werte sind im Mittel um das 1.4-fache zu klein. Es könnte sein, daß die Glasfasern nicht so dicht wie möglich gepackt waren. Im Gegensatz zu den 1mm dicken Mitsubishi-Fasern, läßt sich die optimale Packung der Schott-Fasern nicht so leicht überprüfen. Ein zweiter Punkt könnte die Endenbearbeitung darstellen. Auch hier gestaltet sich die Handhabung der Kunststoffaser einfacher als die der Glasfaser, denn die Werkzeuge für eine fachgerechte Glasverarbeitung standen nicht zur Verfügung. Im Falle einer Anwendung der Auslese mit Faserbündeln, die über den Zweck von Testmessungen hinausgeht, empfiehlt sich daher die Benutzung industriell hergestellter Faserbündel mit Endhülsen und polierter Stirnfläche.

Für den Plexiglasstab wurde eine Einkopplung $E = (0.67 \pm 0.02)$ gemessen. Dieser Wert

Lichtleiter	WLS	PM	effektive Einkopplung ($E \cdot P$)	
			gemessen	theoretisch
Schott Faserbündel	Y7	56AVP	0.22 ± 0.02	0.29
		XP2233B	0.21 ± 0.02	
	Bayer gelb	56AVP	0.19 ± 0.02	
		XP2233B	0.23 ± 0.04	
Mitsubishi Faserbündel	Y7	56AVP	0.21 ± 0.02	0.17
		XP2233B	0.20 ± 0.02	
	Bayer gelb	56AVP	0.14 ± 0.01	
		XP2233B	0.17 ± 0.03	

Tabelle 6.2: Gemessene Einkoppelverluste für die Faserbündel

liegt deshalb nicht bei 100%, da es sich um einen Übergang vom rechteckigen Querschnitt des WLS auf den kreisförmigen des Plexiglaszylinders handelt. Lichtstrahlen, die an der Auslesefläche des WLS im Winkelbereich $0^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ - \alpha_c \approx 48^\circ$ vorliegen, werden ausnahmslos vom Plexiglasstab weitergeleitet, weil der Grenzwinkel der Totalreflexion für beide Materialien derselbe ist. Für größere Winkel wird die Fähigkeit des Plexiglaszylinders, Licht weiterzuleiten, von ρ abhängig (s. Gleichung 5.1). In diesem Winkelbereich kommt es zu Fällen, daß ein Lichtstrahl aus dem WLS nicht weitergeleitet wird, da der ihm zugeordnete Parameter ρ einem Grenzwinkel Θ_c entspricht, der kleiner ist als sein Einfallswinkel. In der Praxis würde man ohnehin, anstatt des zylindrischen Plexiglasstabes, einen mit rechteckigem Querschnitt verwenden und somit keine Verluste bei der Einkopplung in Kauf nehmen. Aus diesem Grund sind die für den zylindrischen Plexiglasstab gemessenen Werte von $\overline{n_{PE}}(z=0)$ im weiteren Verlauf dieser Arbeit von untergeordneter Bedeutung.

Es stellt sich die Frage, welcher der drei Lichtleiter Plexiglas, Schott-Faserbündel oder Mitsubishi-Faserbündel am günstigsten ist. Dazu werden die Ergebnisse der drei Lichtleiter in Kombination mit dem Wellenlängenschieber Bayer gelb und dem Photomultiplier XP2233B miteinander verglichen. In Abb.6.3 ist die Anzahl der Photoelektronen für diese drei Anordnungen in Abhängigkeit von der Lichtleiterlänge z aufgetragen. Neben den beiden Kurven a) und b) für die Faserbündel zeigt die durchgezogene Linie c) den Verlauf für eine effektive Einkopplung von 100% und eine Abschwächungslänge von 2.26m. Dies sind genau die Verhältnisse für einen Plexiglasstab, dessen Querschnitt, anders als bei den Messungen, demjenigen der WLS-Auslesefläche entspricht und daher keine Einkoppelverluste verursacht. Die Abschwächungslänge entspricht der gemessenen (s. Tabelle 6.1). In dieser Kurve sind keine zusätzlichen Verluste enthalten, die bei einem normalen Plexiglaslichtleiter aufgrund von Krümmungen oder Querschnittsveränderungen auftreten. Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, wurde die durchgezogene Kurve mit einem Faktor von 0.5 multipliziert und als gestrichelte Linie dargestellt. Ein Faktor von 0.5 ist gerechtfertigt, wenn man bedenkt, daß das kurze gekrümmte Lichtleiterstück zur Lichtauslese des Szintillators in Abschnitt 4.2.1 Verluste in ähnlicher Größenordnung hervorgerufen hat. Im Vergleich aller Kurven erkennt man die beträchtlichen Verluste bei der Einkopplung im Fall der Faserbündelauslese. Gleichzeitig wird aber auch deutlich, daß das Signal mit zuneh-

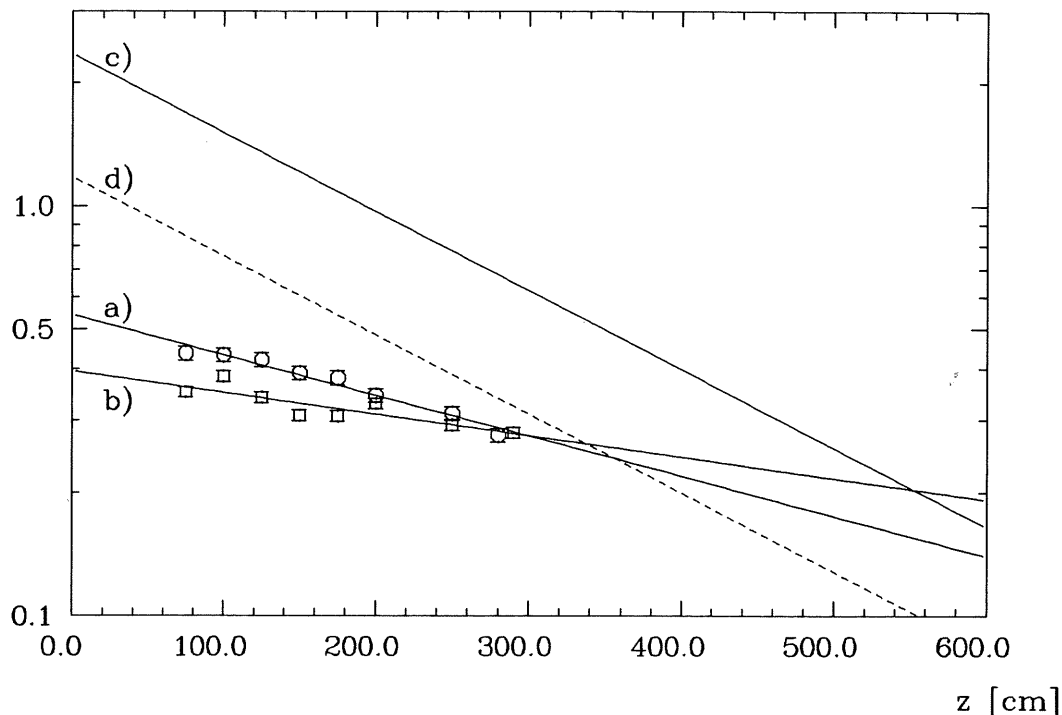
$\bar{n}_{PE}(z)$ 

Abbildung 6.3: Photoelektronenausbeute (logarithmische Darstellung) der Kombination SCSN38/Bayer gelb/Lichtleiter/XP2233B als Funktion der Lichtleiterlänge z , a) Schott-Faserbündel, b) Mitsubishi-Faserbündel, c) Plexiglasstab mit $E = 1.0$, d) Plexiglasstab mit $E = 1.0$ und zusätzlichen Verlusten z.B. durch Krümmungen

mender Länge des Faserbündels aufgrund der großen Abschwächungslänge kaum abnimmt. Der Einsatz eines Faserbündels ist daher ab einer Lichtleiterlänge von $z \approx 5m$ günstiger als ein normaler Lichtleiter.

6.1.2 Zeitverhalten

Für jede Kombination, die im vorangegangenen Abschnitt 6.1.1 getestet wurde, ist auch ein Zeitspektrum nach bekannter Methode, auf dem Niveau einzelner Photoelektronen, aufgenommen worden. Eine Änderung der Form sowie der Breite der Spektren in Abhängigkeit von der Lichtleiterlänge z konnte erwartungsgemäß nicht festgestellt werden, da die Gesamtzeitauflösung durch das Abklingverhalten des beteiligten Wellenlängenschiebers bestimmt wird (s. Abschnitt 5.3.2). Für das Zeitverhalten des Gesamtsystems gelten daher die Messungen aus Abschnitt 4.3.2.

6.2 Abschätzungen für gedachte Geometrien

Im Rahmen der Testmessungen stand bezüglich der Abmessungen des Szintillators kein realistisches Gesamtsystem zur Verfügung. Mit den Ergebnissen aus diesem Kapitel in Verbindung mit denjenigen des Kapitels 4 ist es jedoch möglich, die Photoelektronenausbeute sowie das Zeitverhalten einer anderen Szintillationszählgeometrie abzuschätzen. Für eine vorgegebene Anordnung ist dann letztendlich nach der Dicke des Szintillators gefragt, mit

der eine bestimmte Anzahl von Photoelektronen bzw. eine bestimmte Zeitauflösung erreicht werden kann. Wie eine solche Berechnung aussieht, soll an dem folgenden Beispiel gezeigt werden.

Ein quaderförmiger Szintillator vom Typ SCSN38 sei $2m$ lang ($L = 2m$). Seine Breite B braucht nicht festgelegt zu werden, da sie im Fall der WLS-Auslese nur die Länge des Wellenlängenschiebers beeinflussen würde. Damit die Länge des WLS klein bleibt gegen seine Selbstabsorptionslänge (typisch $1m$ bis $2m$), sollte B nicht größer als $30cm$ sein. Die Dicke des Szintillators wird bei den Betrachtungen mit D bezeichnet. Der Szintillator soll einseitig ausgelesen werden, wobei das ferne Ende des Szintillators reflektierend ist. Das Lichtleitsystem soll eine Strecke der Länge z überbrücken. Im folgenden werden drei Lichtauslesesysteme miteinander verglichen:

1. Anordnung: SCSN38/Plexiglaslichtleiter/56AVP

Das Szintillationslicht wird mit einem optisch gekoppelten Plexiglaslichtleiter zu einer S11-Photokathode geleitet.

2. Anordnung: SCSN38/Y7/Mitsubishi Fasern/XP2233B

Szintillator mit Wellenlängenschieber-Auslese (Y7). Der WLS wiederum wird mit einem optisch gekoppelten Bündel von Lichtleitfasern (Mitsubishi EH4001) ausgelesen. Sie führen das Licht zu einer S20-Photokathode.

3. Anordnung: SCSN38/Bayer gelb/Plexiglaslichtleiter/XP2233B

Szintillator mit Wellenlängenschieber-Auslese (Bayer gelb). Der WLS wiederum wird mit einem optisch gekoppelten Plexiglaslichtleiter ausgelesen, welcher das Licht zu einer S20-Photokathode führt.

Die Photoelektronenausbeute in Abhängigkeit vom Szintillationsort x kann wie folgt geschrieben werden:

$$\overline{n_{PE}}(x) = \overline{n_{PE}}(x=0) \cdot \frac{D}{3mm} \cdot \left(e^{-\frac{x}{L_0}} + R \cdot e^{-\frac{(2L-x)}{L_0}} \right) \cdot e^{-\frac{z}{z_0}} \quad (6.2)$$

dabei wird der Szintillator senkrecht von einem minimalionisierenden Teilchen durchquert. Der Durchschußort befindet sich mittig im Abstand x von der Auslesefläche. Die Größe $\overline{n_{PE}}(x=0)$ ist der in den Testmessungen ermittelte Wert für den $3mm$ dicken Szintillator. Die Größe L_0 bezeichnet die Abschwächungslänge des Szintillators für die betreffende Anordnung und R die Reflektivität seines Endreflektors. Der Faktor $\exp(-z/z_0)$ berücksichtigt die Absorption des Lichtleiters. Verluste aufgrund von Krümmungen oder Querschnittsveränderungen des Lichtleiters können im konkreten Fall durch einen zusätzlichen Faktor in Gleichung 6.2 berücksichtigt werden. Dieser Faktor ist nur von Interesse, sofern diese Verluste nicht bereits in $\overline{n_{PE}}(x=0)$ enthalten sind.

Für die Zeitauflösung $\sigma_t(\overline{N_{PE}})$ gilt in Anlehnung an die Gleichungen 3.5 und 5.6:

$$\sigma_t(\overline{N_{PE}}) = \frac{1}{2.36} \cdot \sqrt{\frac{1}{\overline{N_{PE}}} \cdot \left((\Gamma_t(1))^2 + \left(\frac{n_{SZ}}{c} \cdot x \cdot (n_{SZ} - 1) \right)^2 + \left(\frac{n_K}{c} \cdot z \cdot \left(\frac{n_K}{n_M} - 1 \right) \right)^2 \right)} \quad (6.3)$$

Der erste Summand unter der Wurzel repräsentiert den Beitrag aufgrund des Zerfallsprozesses im SZ bzw. WLS. Der zweite Beitrag berücksichtigt Laufzeitdifferenzen im Szintillator und der dritte diejenigen im Lichtleiter. Im Fall des Plexiglaslichtleiters ist $n_K = 1.49$ und $n_M = 1.0$.

Für einen vorgegebenen Szintillationsort x wird man zunächst die Anzahl der Photoelektronen

Parameter	1.Anordnung	2.Anordnung	3.Anordnung
Photoelektronenausbeute $\overline{n_{PE}}(x=0)$	100	0.822	4.36
Abschwächungslänge des SZ L_0 [m]	0.40	0.68	0.73
Absorption des Lichtleiters z_0 [m]	1.4	30.6	2.3
Reflektivität R	0.9	0.9	0.9
Zeitverhalten $\Delta_t(1)$ [ns]	4.4	12.0	12.0

Tabelle 6.3: Parameter zur Berechnung dreier gedachter Szintillationszähleranordnungen

$\overline{n_{PE}}(x)$ berechnen. Aus diesem Wert kann mit Gleichung 3.3 die Größe $\overline{N_{PE}}$ gewonnen werden. Mit ihr kann die Zeitauflösung bestimmt werden.

Zurück zu den gedachten Anordnungen. Die für die Gleichungen 6.2 und 6.3 benötigten Parameter, sind in Tabelle 6.3 aufgelistet.

Die Parameter für die 1.Anordnung stammen aus den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2. Die Abschwächungslänge von Plexiglas für Szintillationslicht ist nicht gemessen worden. Der Wert $z_0 = 1.4m$ stammt aus Angaben von Birks (s. Abschnitt 6.1.1). Zusätzliche Verluste werden nicht angenommen, da in dem Wert für $\overline{n_{PE}}(x=0)$ bereits die Verluste des kurzen gekrümmten Lichtleiterstückes enthalten sind. Sie wurden am Ende von Abschnitt 4.2.1 zu einem Faktor von knapp 2.5 bzw. $1/2.5$ bestimmt.

Bei der 2.Anordnung treten in den seltensten Fällen zusätzliche Verluste auf, da sie im Fall der Lichtleitfaser erst bei sehr starken Krümmungen in Erscheinung treten. Die Werte $\overline{n_{PE}}(x=0)$ und z_0 sind der Tabelle 6.1 entnommen, wobei der dortige Wert $\overline{n_{PE}}(z=0) = 0.424$ für einen Szintillationsort von $x = 45cm$ gilt. Er wurde, mit der Abschwächungslänge des Szintillators ($L_0 = 68.2cm$ s. Tabelle 4.2), auf den entsprechenden Wert für $x = 0$ korrigiert. Die Abschwächungslänge der Mitsubishi-Faser für Y7-Licht und S20-Auslese liegt laut Tabelle 6.1 bei $30.6m$.

Die Parameter für die 3.Anordnung greifen auf die Messungen in Abschnitt 4.3 zurück. Der Wert 4.36 für $\overline{n_{PE}}(x=0)$ stammt aus Tabelle 4.2, d.h. daß für den Plexiglaslichtleiter, der an den Wellenlängenschieber anschließt, eine Einkopplung von 100% vorausgesetzt wird. Der Wert für L_0 stammt ebenfalls aus dieser Tabelle. Die Abschwächungslänge des Plexiglasses für diesen Fall ist in Tabelle 6.1 angegeben. Für die 3.Anordnung wurden keine zusätzlichen Verluste durch Krümmungen oder Querschnittsveränderungen angenommen, obwohl sie im konkreten Fall auftreten können. Überlegungen über das Ausmaß solcher Verluste wurden von T.Massam [29] für Lichtleiter mit rechteckigem Querschnitt angestellt. Der Beitrag zur Zeitauflösung aufgrund der Abklingzeit des Wellenlängenschiebers ist bei der 3.Anordnung genauso groß wie bei der 2.Anordnung.

Die Reflektivität R des Endreflektors am Szintillator wurde auf 90% gesetzt.

Um einen graphischen Eindruck über die Verhältnisse der drei Anordnungen zu gewinnen ist der Zusammenhang von Gleichung 6.2 für einen $10mm$ dicken ($D = 10mm$) Szintillator in Abb.6.4 aufgetragen. Es werden die Ergebnisse eines kürzeren Lichtleitersystems mit $z = 1m$ denen eines längeren mit $z = 5m$ gegenübergestellt. Die daraus resultierende Zeitauflösung des Zählers in Abhängigkeit vom Szintillationsort x zeigt Abb.6.5.

Zunächst fällt auf, daß die Kurvenverläufe sowohl bei der Photoelektronenanzahl als auch bei der Zeitauflösung einen breiten Funktionswertebereich überstreichen. Dies liegt an der relativ

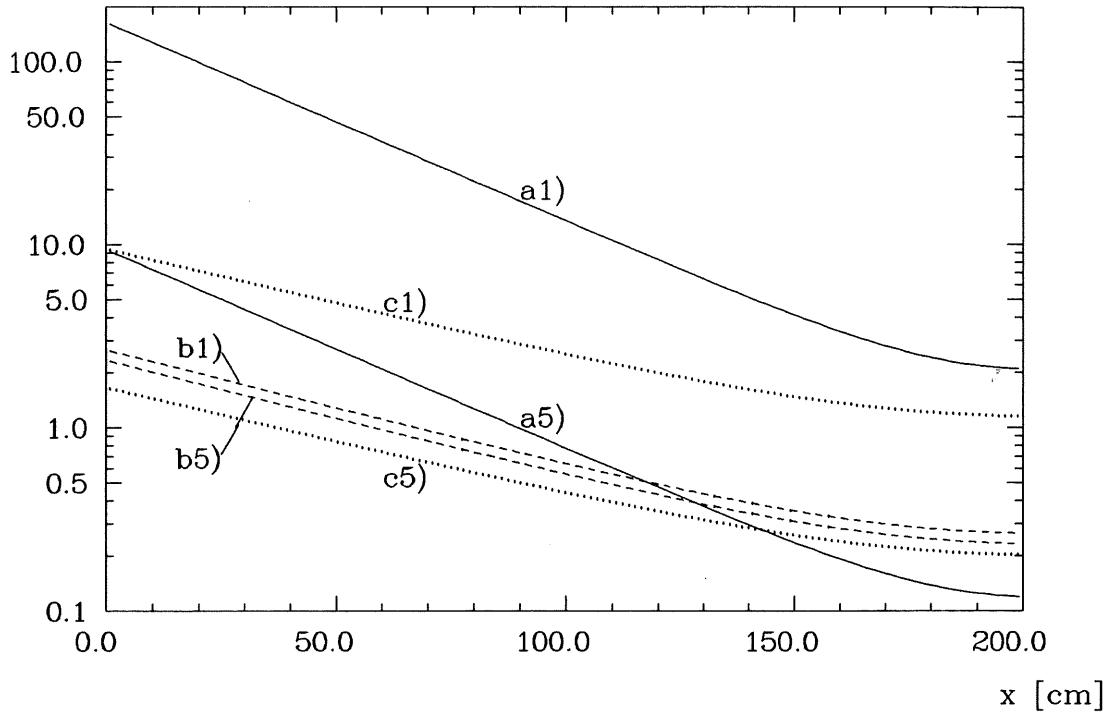
$\bar{n}_{PE}(x)$


Abbildung 6.4: Photoelektronenausbeute (logarithmische Darstellung) für drei gedachte Lichtauslesesysteme eines $2m$ langen $10mm$ dicken Szintillators, der einseitig ausgelesen wird a1) und a5) 1.Anordnung, b1) und b5) 2.Anordnung, c1) und c5) 3.Anordnung, die Ziffer hinter a, b oder c entspricht der Länge z in m

kleinen Abschwächungslänge L_0 des Szintillators. Ihr Wert von $40cm$ bzw. $\approx 70cm$ für WLS-Auslese ist zum einen von der Oberflächenbeschaffenheit des Szintillators und zum anderen von seinen Abmessungen abhängig. Bei den Abmessungen bestimmt vorrangig die Dicke D die mittlere Anzahl von Reflexionen, denn nach Gleichung 4.3 ist sie dem Kehrwert der Dicke D proportional, sofern $B \gg D$. Für die Hochrechnung von $D = 3mm$ auf $D = 10mm$ fällt die mittlere Anzahl der Reflexionen auf 33% ihres ursprünglichen Wertes ab. Wären die Verluste bei der Reflexion an einer nicht idealen Oberfläche die alleinige Ursache für die Absorption, so müßte gelten:

$$R^{N_{ref}} = e^{N_{ref} \cdot \ln R} \stackrel{!}{=} e^{-\frac{x}{L_0}} \iff \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{B} \right) \propto \frac{1}{L_0}$$

Die Größe R ist das Reflexionsvermögen an der Grenzfläche Szintillator/Luft und N_{ref} die in Gleichung 4.3 definierte Anzahl von Reflexionen. Das heißt, daß die Abschwächungslänge mit zunehmender Dicke größer wird. Aus diesem Grund würden die geschätzten Kurven flacher verlaufen. Nach diesen Ausführungen wird deutlich, daß L_0 eine recht unsichere Größe bei der Hochrechnung auf andere Geometrien darstellt. Da sie für die Eigenschaften großer Szintillatoren von zentraler Bedeutung ist, müßte sie im speziellen Fall neu bestimmt werden, um den aktuellen Abmessungen und der tatsächlichen Oberflächenbeschaffenheit Rechnung zu tragen.

Die Abschätzungen für $z = 1m$ sind gut mit den Messungen von Cheng et al.[23] vergleichbar. Dort wurden verschiedene Lichtauslesesysteme von etwa $1m$ Länge für einen $1.8m$ langen $10mm$ dicken SCSN38-Szintillator getestet. Unter anderem auch ein System mit WLS-

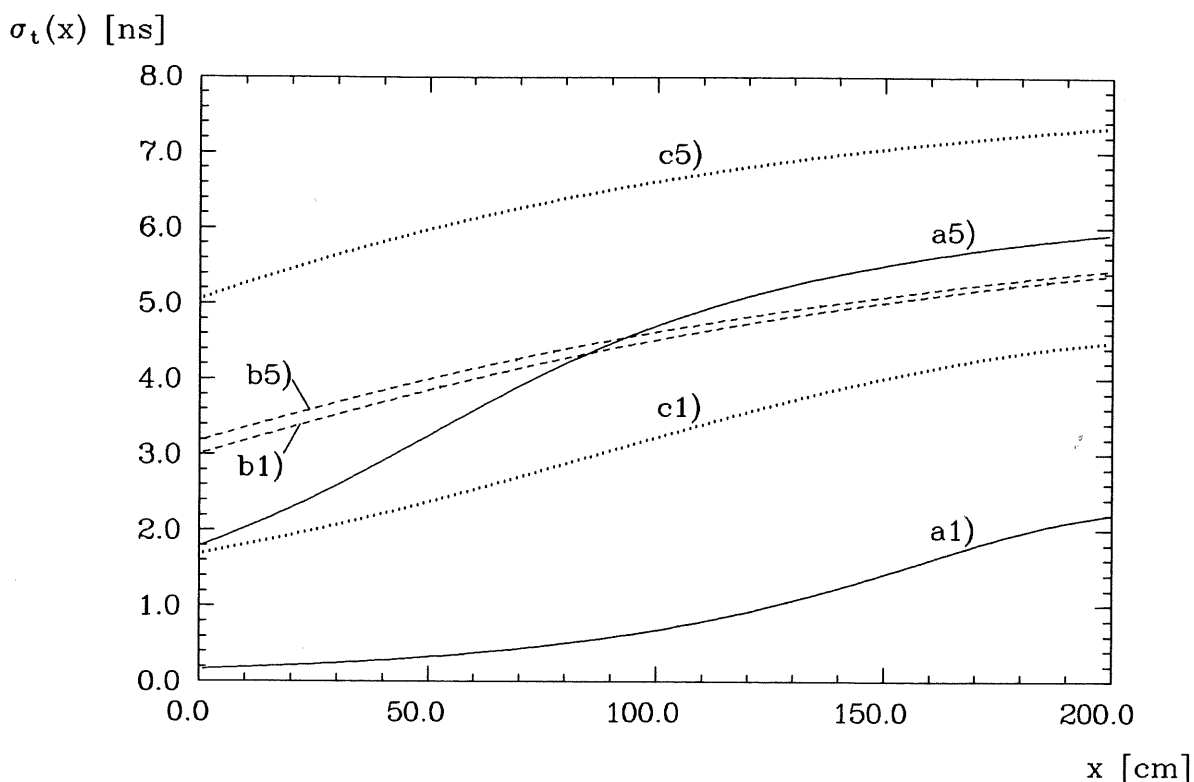


Abbildung 6.5: Zeitauflösung für drei gedachte Lichtauslesesysteme eines 2m langen 10mm dicken Szintillators, der einseitig ausgelesen wird
a1) und a5) 1.Anordnung, b1) und b5) 2.Anordnung, c1) und c5) 3.Anordnung, die Ziffer hinter a, b oder c entspricht der Länge z in m

Auslese (Y7). Allerdings wurde der Szintillator an der Stirnfläche bei $x = 0$ und zusätzlich an einer Längsseite ausgelesen. Für eine Position, die hier $x = 16\text{cm}$ entspricht, wurden 14 Photoelektronen gemessen. Halbiert man diesen Wert, um auf die Einflächenauslese zu korrigieren, so ergeben sich 7 Photoelektronen. Sie sind mit dem Wert der Kurve c1) von Abb.6.4 bei 16cm verträglich. Entsprechendes gilt auch für die 1.Anordnung.

Eine gute Zeitauflösung $\sigma_t \leq 1\text{ns}$ kann in jedem Fall nur mit einem herkömmlichen Lichtauslesesystem nach Art der 1.Anordnung erreicht werden. Hat man sich jedoch für eine WLS-Auslese entschieden, so ist der Einsatz optischer Fasern zur Überbrückung großer Wege $z \geq 5\text{m}$ unbedingt sinnvoll. Geht man von der 2.Anordnung mit $z = 5\text{m}$ aus und nimmt eine Abschwächungslänge von $L_0 = 1.0\text{m}$ an (anders als in den Abbildungen 6.4 und 6.5), die mit dicken Szintillatoren leicht erreicht werden kann, so ergibt sich in der Mitte ($x=1\text{m}$) des 2m langen Szintillators eine Ausbeute an Photoelektronen von etwa **1Pe/cm**. Sie resultiert bei einem 1cm dicken Szintillator in einer Zeitauflösung von $\sigma_t \approx 4.0\text{ns}$. Eine derartige Zeitauflösung ist ausreichend, wenn man an die in der Einleitung aufgeworfene Fragestellung bezüglich der Unterscheidung zweier aufeinanderfolgender Wechselwirkungs-Zeitpunkte im HERA-Speicherring denkt. Der zeitliche Abstand, in dem sich die Elektronen- und Protonenpakete treffen, beträgt 100ns . Falls keine Möglichkeit besteht den Ort des Teilchendurchganges im Szintillator zu rekonstruieren, kommt eine weitere zeitliche Schwankung des Signales aufgrund der unterschiedlichen Lichtlaufzeit für verschiedene Szintillationsorte zustande. Sie ist von gleicher Größenordnung wie die für einen festen Szintillationsort angegebene Zeitauflösung von 4ns . Das Zeitverhalten dieser Anordnung wäre also unter dem oben erwähnten

Gesichtspunkt zufriedenstellend. Die geringe Photoelektronenausbeute führt allerdings zu einer schlechten Ansprechwahrscheinlichkeit.

Für eine 95%ige Ansprechwahrscheinlichkeit wäre schon ein 3cm dicker Szintillator notwendig, mit dem eine Zeitauflösung von 3ns erreicht werden könnte. Für eine weitere Verbesserung der Zeitauflösung, bietet sich dann eine Zwei-Seitenauslese an. In der Mitte des 3cm dicken Szintillators ergäben sich dann 6 Photoelektronen und eine Zeitauflösung von 2.2ns .

Kapitel 7

Zusammenfassung

Das Ziel der Arbeit bestand in der experimentellen Untersuchung der Eigenschaften des folgenden Lichtauslese- und Leitsystems:

Kern der Messungen: Das Szintillationslicht wird durch einen Wellenlängenschieber über einen schmalen Luftspalt ausgekoppelt und danach mit einem optisch gekoppelten Bündel aus Lichtleitfasern zu einem Photomultiplier geführt.

Für die Messungen wurde ein 3mm dicker, 10cm breiter und 50cm langer Szintillator vom Typ SCSN38 verwendet, der mit einem β -Präparat (^{106}Ru) angeregt wurde. Sein fernes Ende war absorbierend gestaltet. Der Auskopplung des Szintillationslichtes diente entweder ein grüner Wellenlängenschieber des Typs Y7 oder ein gelber Wellenlängenschieber von Bayer. Zur Lichtleitung wurde eine Glasfaser (Lichtleitkabel LK1) der Fa. Schott und eine Kunststofffaser aus PMMA (Typ EH4001) von Mitsubishi untersucht. Die Umsetzung des Lichtes in ein elektrisches Signal geschah entweder durch einen Photomultiplier des Typs 56AVP (S11-Photokathode) von Valvo oder einen vom Typ XP2233B (S20-Photokathode) ebenfalls von Valvo. Als beste der 8 Kombinationsmöglichkeiten aus den Komponenten Szintillator/Wellenlängenschieber/Lichtleitfaser/ und Photomultiplier stellte sich die Anordnung SCSN38/Bayer gelb/LK1/XP2233B heraus. Für einen Szintillationsort nahe an der Auslesefläche des Szintillators und für ein 1m langes Faserbündel ergaben sich $(0.803 \pm 0.030)\text{Pe}/3\text{mm}$. Dieser geringe Wert kommt zum einen durch die Lichtverluste aufgrund des WLS-Einsatzes zustande. Sie betragen etwa einen Faktor von 25. Zum anderen kann nur $(21 \pm 2)\%$ (LK1) bzw. $(18 \pm 3)\%$ (EH4001) des WLS-Lichtes in das Faserbündel einkoppeln. Den drastischen Verlusten steht jedoch eine größere Abschwächungslänge des Szintillators bei WLS-Auslese und die äußerst geringe Absorption der Lichtleitfasern gegenüber. Die getesteten Fasern besaßen, für das grüne Licht von Y7, eine Absorptionlänge von etwa 7m (LK1) bzw. 30m (EH4001). Für eine Anordnung mit etwa 5m Faserlänge ist daher die Kombination SCSN38/Y7/EH4001/XP2233B am günstigsten. Ebenfalls für einen Szintillationsort nahe der Auslesefläche erhält man $(0.696 \pm 0.026)\text{Pe}/3\text{mm}$.

Die Zeitauflösung eines solchen Systems liegt meist weit über 1ns (s.u.). Sie ist bestimmt durch die Abklingzeit der angeregten WLS-Moleküle $(10.9 \pm 0.4)\text{ns}$ (Y7) und $(9.8 \pm 0.3)\text{ns}$ (Bayer).

Eine Abschätzung der Photoelektronenausbeute und der Zeitauflösung für einen 2m langen Szintillator, der beidseitig mit dem Wellenlängenschieber Y7 und jeweils einem 5m langen Bündel von Mitsubishi-Fasern (EH4001) ausgelesen wird, wurde angestellt. Für ein minimalionisierendes Teilchen, welches den Szintillator in der Mitte durchquert, könnten an einer

Benutzung eines Wellenlängenschiebers	
Vorteile:	Nachteile:
<ul style="list-style-type: none"> • ermöglicht ein platzsparendes Auslesesystem, weil die auszulesende Fläche verkleinert wird • vergrößert die Abschwächungslänge bezüglich einer Variation des Szintillationsortes 	<ul style="list-style-type: none"> • verursacht große Lichtverluste von etwa einem Faktor 25 • verschlechtert die Zeitauflösung des Zählers aufgrund der großen Zerfallskonstante von rund $10ns$
Benutzung von Lichtleitfasern	
Vorteile:	Nachteile:
<ul style="list-style-type: none"> • Flexibilität erspart aufwendige Plexiglasverformungen • hohe Transmission 	<ul style="list-style-type: none"> • Lichtverluste bei der Einkopplung von etwa einem Faktor 5

Tabelle 7.1: Vor- und Nachteile beim Einsatz von Wellenlängenschieber und Lichtleitfaser

S20-Photokathode etwa 2 Photoelektronen pro cm Szintillatordicke nachgewiesen werden. Die Zeitauflösung für einen $3cm$ dicken Szintillator läge für denselben Szintillationsort immerhin bei $\sigma_t = 2.2ns$. Wie erwartet ist dieser Wert speziell für Flugzeitähler zu schlecht. Für viele Anwendungen, wie etwa der Unterdrückung der durch kosmische Strahlung erzeugten Ereignisse oder der Trennung zweier Wechselwirkungszeitpunkte im HERA-Speicherring, ist dieses Zeitverhalten gut genug. Auch die abgeschätzte Photoelektronenausbeute gewährleistet einen Zähler mit ausreichend hoher Ansprechwahrscheinlichkeit.

Tabelle 7.1 faßt die Vor- und Nachteile eines mit Wellenlängenschieber und Lichtleitfasern betriebenen Auslesesystems zusammen. Ein derartiges System kann verbessert werden, wenn es gelingt:

- Wellenlängenschieber mit kleineren Zerfallskonstanten zu entwickeln
- Die Verluste bei der Einkopplung zu verringern, indem Fasern produziert werden, bei denen die Differenz der Brechungsindizes von Kern- und Mantelmaterial groß ist

Der zweite Punkt ist sicherlich ohne weiteres machbar, steht jedoch im Widerspruch zu dem eigentlichen Einsatzbereich von Lichtleitfasern in der Nachrichtentechnik, wo es auf hohe Übertragungsraten und damit auf eine geringe Dispersion ankommt.

Anhang A

Technische Details

Dieser Anhang gibt Informationen über die bei den Messungen verwendeten elektronischen Geräte. In einem zweiten Abschnitt sind die Spannungsteiler für den 56AVP- und den XP2233B-Photomultiplier als Schaltplan abgebildet. Dieser Anhang steht daher im engen Zusammenhang mit den Ausführungen über den Meßaufbau in Abschnitt 3.3.

A.1 Liste der elektronischen Geräte

Die nachfolgende Auflistung spezifiziert die im elektronischen Meßaufbau der Abb.3.2 auf Seite 24 verwendeten Elektronik-Komponenten. Es handelt sich vorwiegend um NIM-Norm Einschübe.

Hochspannungsversorgung:

Oltronix Type LS 529R Regulated High Voltage Power Supply

Delay:

Sen Model FE 291 Quad Delay

Normaler Diskriminator:

LeCroy Model 821 Quad Discriminator (NIM-Einschub)

Constant Fraction Diskriminator:

EG&G Model 934 Quad Constant-Fraction 100MHz-Discriminator (NIM-Einschub)

PM-Signalverstärker:

LeCroy Model 612A 12-Channel PM-Amplifier (NIM-Einschub)

aktiver Pulsteiler, DC-Offset:

LeCroy Model 428 Linear FAN-IN/FAN-OUT (NIM-Einschub)

Das Gerät besitzt vier Eingänge und vier Ausgänge. An einer ZERO-Stellschraube kann dem Signal eine Gleichspannung überlagert werden.

Koinzidenz:

LeCroy Model 365AL 4-Fold Logic Unit (NIM-Einschub)

ADC / TDC:

LeCroy Model 3001 qVt-Multichannel Analyzer im q- bzw. t-Mode (NIM-Einschub)
zur Auslese des Vielkanalanalysators wurde das entsprechende Interface benutzt

LeCroy Model 3157 qVt-Interface

Gate-Pulser:

Berkeley Nucleonics Corp. Model 8020 Pulse Generator (NIM-Einschub)

LED-Pulser:

Hewlett Packard Model 8012B Pulse Generator

Oszilloskop:

Tektronix Model 485 Oscilloscope

A.2 Schaltpläne der Spannungsteiler

Die abgebildeten Spannungsteiler wurden in den Messungen verwendet. Der in Abb.A.1 dargestellte Spannungsteiler gilt auch für die in den beiden Triggerzählern verwendeten Photomultiplier des Typs 56AVP. Der Spannungsteiler von Abb.A.2 wurde ausschließlich für den XP2233B verwendet. Die Elektroden der Photomultiplier sind wie folgt bezeichnet:

K: Photokathode des Photomultipliers

FOK: Fokussierelektrode, durch ihr elektrisches Feld wird die Photoelektronensammlung erheblich beeinflusst

D1 bis D12 bzw. D14: Dynoden des Photomultipliers

A: Anode des Photomultipliers

Die Seriennummer des verwendeten Photomultipliers vom Typ 56AVP ist nicht bekannt. Diejenige des anderen Photomultipliers vom Typ XP2233B lautet 7247 ESC.

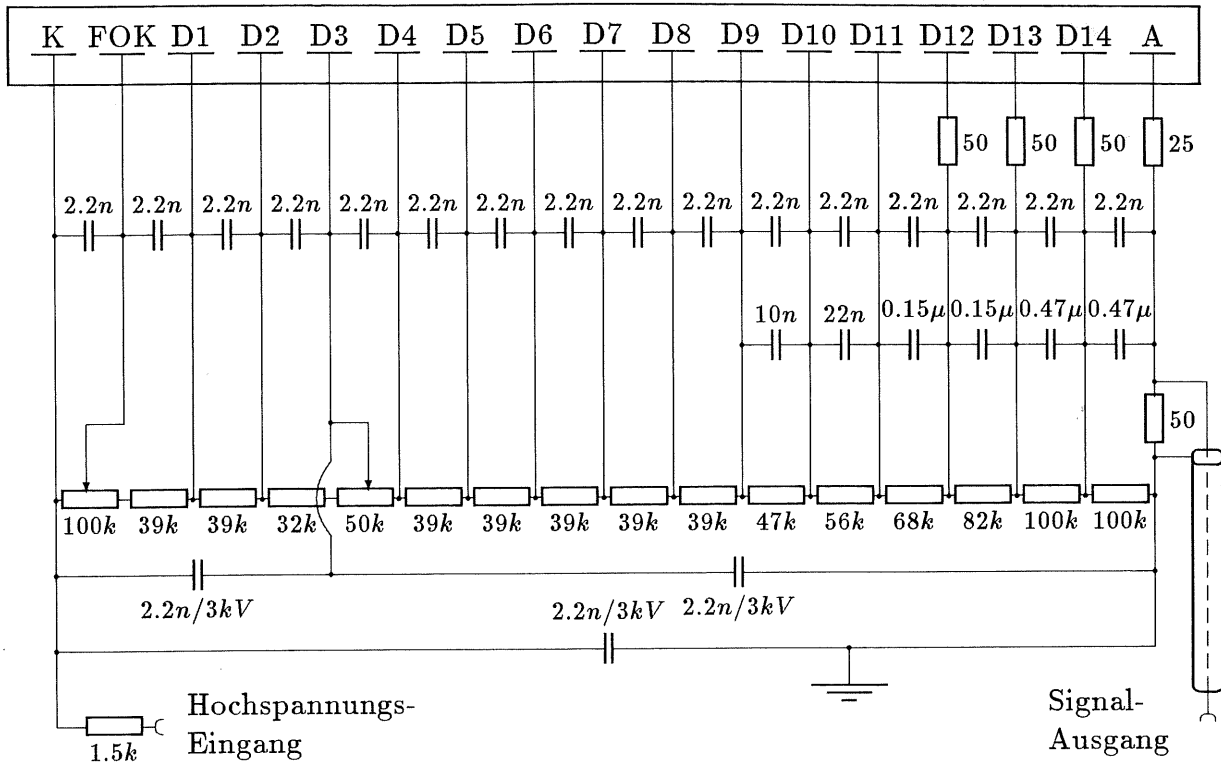


Abbildung A.1: Spannungsteiler für den 56AVP-Photomultiplier
 Der Gesamtwiderstand des Spannungsteilers beträgt $909.5k\Omega$

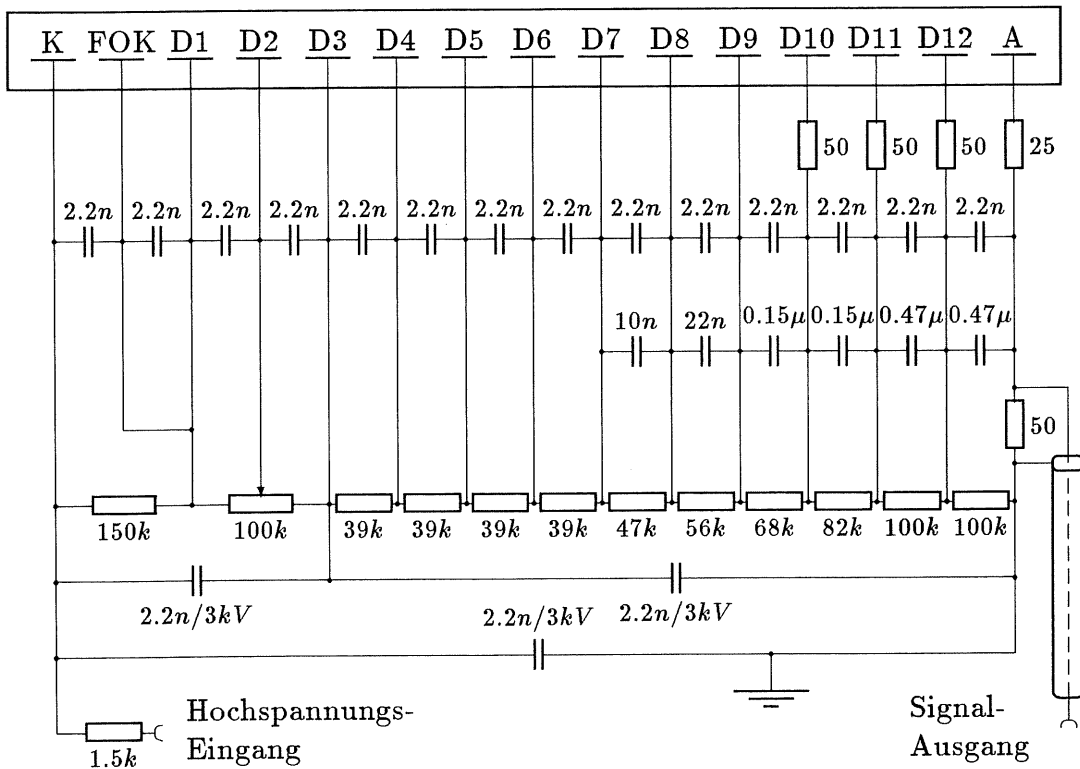


Abbildung A.2: Spannungsteiler für den XP2233B-Photomultiplier
 Der Gesamtwiderstand des Spannungsteilers beträgt $860.5k\Omega$

Literaturverzeichnis

- [1] D.L.Horrocks, Applications of Liquid Scintillation Counting, Academic Press, New York (1974)
- [2] Particle Data Group, Review of Particle Properties, CERN(Genf) (1980)
- [3] J.B.Birks, The Theorie and Practice of Scintillation Counting, Vol.27, Pergamon Press, New York (1964)
- [4] W.A.Shurcliff R.C.Jones, The Trapping of Light produced within Objects of high geometrical Symmetry, Journal of the optical Society of America Vol.39 No.11 (1949), S.912ff
- [5] G.Keil, Design Principles of Fluorescence Radiation Converters, Nuclear Instruments and Methods 89 (1970), S.111ff
- [6] C.C.Timmermann, Lichtwellenleiter, Vieweg, Braunschweig (1981)
- [7] R.L.Garwin, The Collection of Light from Scintillation Counters, Review of Scientific Instruments 31 (1960), S.1010ff
- [8] W.A.Shurcliff, Journal of the optical Society of America 41 (1951), S.209ff
- [9] J.M.Schonkeren, Photomultipliers, Philips Application Book, Eindhoven (1970)
- [10] M.Rioval, Test of a Photomultiplier Tube with very thin Dynodes in a high Magnetic Field, Universités Paris VI et VII Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Énergies, Paris (1985)
- [11] E.Breitenberger, Scintillation Spectrometer Statistics, Progress in Nuclear Physics Vol.4 (1955), S.56ff
- [12] G.T.Wright, Statistics of Photomultiplier Scintillation Counters, Journal of Scientific Instruments 31 (1954), S.377ff
- [13] J.R.Prescott, A statistical Model for Photomultiplier Single-Electron Statistics, Nuclear Instruments and Methods 39 (1966), S.173ff
- [14] R.Foord et al. , The Use of Photomultiplier Tubes for Photon Counting, Applied Optics Vol.8 No.10 (1969)
- [15] W.B.Atwood, Time of Flight Measurements, SLAC California, Proc. of Summer Institute on Particle Physics, Konferenz Stanford (1980)

- [16] K.Schmeiser, Radionuclide 2.Auflage, Springer Verlag, Berlin (1963), und dortige Referenzen
- [17] J.M.Cork, Radioactivity and Nuclear Physics 3.Edition, D.van Nostrand Company, Princeton (1957), und dortige Referenzen
- [18] LeCroy, Manual zu QVT NIM Model 3001, Manual Version Number 1.01, (1977)
- [19] U.Blancke, persönliche Mitteilung, Die Messung der Zeitauflösung der Triggerzähler wurde von ihm durchgeführt
- [20] F.Fischer, Verbesserungen der Wellenlängenschieber-Photodioden-Lichtauslesetechnik (Diplomarbeit), München (1985)
- [21] T.Kamon et al. , A new Scintillator and Wavelengthshifter, Nuclear Instruments and Methods 213 (1983), S.261ff
- [22] Valvo, Valvo-Handbuch Fotoervielfacher, Hamburg (1973)
- [23] C.P.Cheng et al. , Parameters of various Types of Lightguides for large Area Scintillation Counters, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A252 (1986), S.67ff
- [24] V.Maxia et al. , Angular Distribution of Light transmitted by a Cylindrical Guide, Applied Optics Vol.12 No.1 (1973), S.98ff
- [25] G.Cancellieri U.Ravaioli, Measurements of Optical Fibers and Devices: Theory and Experiments, Artech House Inc. , Dedham (1984)
- [26] Schott Glaswerke, Datenblatt und Lieferprogramm für Lichtleitkabel
- [27] Mitsubishi, Technical Bulletin Eska Cables(1), Mitsubishi Rayon Co. Ltd. (1981)
- [28] J.P. de Brion et al. ,Comparative Experimental Study of the Ageing of Non-Scintillating PMMA and Polystyrene Fibers and Scintillating Polystyrene Fibers under Irradiation, Commissariat a l'Energie Atomique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, DPhPE 86-07 (1986), und dortige Referenzen
- [29] T.Massam, Light Guide Design for Timing Measurements in Large Counters, Nuclear Instruments and Methods 141 (1977), S.251ff

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in den Forschungsgruppen F22 und F11 des Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg. An dieser Stelle möchte ich allen Gruppenmitgliedern für die Zusammenarbeit und die gute Arbeitsatmosphäre danken.

Besonders bedanken möchte ich mich bei:

- den Herren Prof. Dr. R.Felst und Prof. Dr. G.Heinzelmann sowohl für die Themenstellung als auch die Ermöglichung dieser Arbeit.
- Herrn Prof. Dr. G.Heinzelmann für die gute Betreuung der Arbeit. Seine zahlreichen Diskussionen und Anregungen bei Problemen experimenteller oder theoretischer Natur haben mich motiviert und mein Verständnis auf dem Gebiet der Lichtleiter- und Szintillationszählertechnik vertieft.
- den Technikern J.Bech, B.Mahlcke und H.J.Seidel für die Durchführung vieler Sonderwünsche und Einzelarbeiten.
- den Herren H.Krehbiel und V.Masbender für die hilfreiche Unterstützung bei elektronischen Problemen.
- Herrn J.H.Peters für die kritische Durchsicht der Arbeit.
- und meinen Eltern für die moralische und finanzielle Unterstützung des Studiums.

Abschließend danke ich meinen Mit-Diplomanden Ulrich Blancke, Volker Haustein und Rainer Vick für das gute Gruppenklima sowie für interessante Diskussionen vielfältiger Art.

In ganz spezieller Weise möchte ich meiner Freundin Eva Schröder danken. Sie hat mir den nötigen Mut und die Ausdauer gegeben Schwierigkeiten dieser Arbeit zu überwinden.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit selbstständig unter Angabe der verwendeten Literatur verfaßt zu haben.

Hamburg, den 27. April 1987

Michael Schmitz