

DESY 2x

# Untersuchung der Ortsempfindlichkeit der Signalhöhen an rechteckigen, sowie kreissektor- und bogenförmigen Plastikszintillatoren

DIPLOMARBEIT

am 1. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
**JOACHIM PAUL**  
aus Lübeck

HAMBURG, den  
25. November 1991

Erwerb der **DESY** Bibliothek  
Library  
Zugriff  
3 1. MRZ. 1992  
Linn

Untersuchung der Ortsempfindlichkeit  
der Signalhöhen an rechteckigen,  
sowie kreissektor- und bogenförmigen  
Plastikszintillatoren

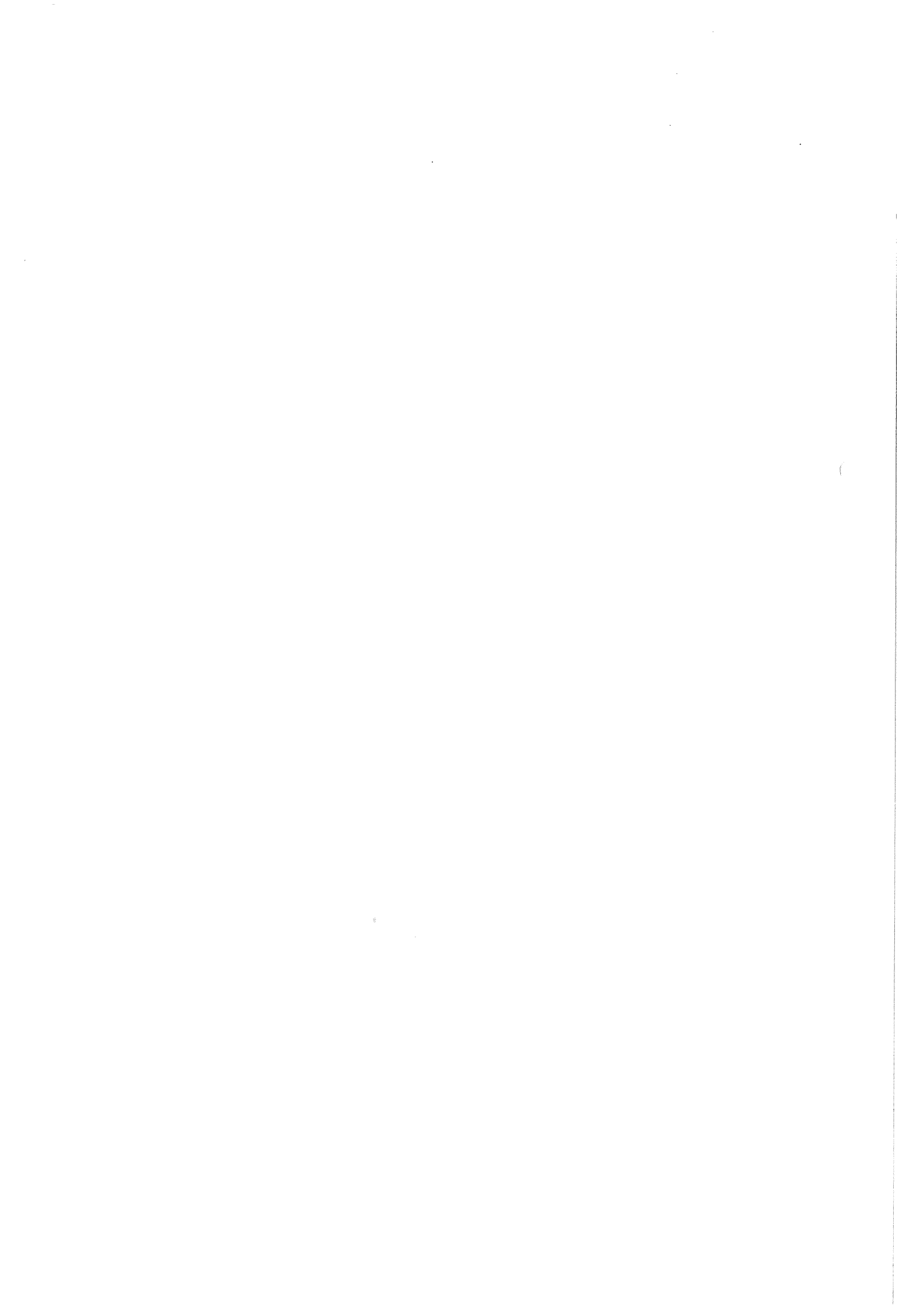
DIPLOMARBEIT

am 1. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
JOACHIM PAUL ✓  
aus Lübeck

6 X

HAMBURG, den  
25. November 1991



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	HERA . . . . .	4
1.2	Der H1-Detektor . . . . .	4
1.3	Über diese Arbeit . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Szintillationsmeßtechnik</b>	<b>8</b>
2.1	Lumineszenz . . . . .	8
2.1.1	Anregungs- und Relaxationsprozesse organischer Moleküle . . . . .	8
2.1.2	Molekularer Aufbau und Energietransport in SCSN-38 . . . . .	9
2.1.3	Der Aufbau eines Szintillationszählers . . . . .	10
2.1.4	Lichtausbreitung im Szintillationszähler . . . . .	12
2.2	Lichtauslese durch Photodiode und Photomultiplier . . . . .	14
2.2.1	Spektrale Empfindlichkeit von Photodioden . . . . .	14
2.2.2	Photoeffekt und Sekundärelektronen-Emission in PM-Röhren . . . . .	16
2.2.3	Photostatistik . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Messungen mit einer Quecksilberlampe</b>	<b>21</b>
3.1	Die Abmessungen der Szintillatoren . . . . .	21
3.2	Die Meßanordnung . . . . .	22
3.2.1	Beschreibung der Hg-Lampe . . . . .	22
3.3	Datenauswertung . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Messungen am <math>e^-</math>-Teststrahl bei DESY</b>	<b>30</b>
4.1	Meßaufbau . . . . .	30
4.2	Gang der Datenauswertung . . . . .	33
4.2.1	Berechnung des Maximums der Verteilungen . . . . .	34
<b>5</b>	<b>Ergebnisse und Vergleiche der Messungen</b>	<b>38</b>
5.1	Ergebnisse für die 180 cm-Szintillatoren . . . . .	38
5.2	Ergebnis für den Kreissektor-Szintillator . . . . .	46
5.3	Ergebnisse für den bogenförmigen Szintillator und das Referenzstück . . . . .	48
5.4	Ergebnis für den Lichtleiterwinkel . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Betrachtungen zur Effizienz der Lichtauslese</b>	<b>58</b>
6.1	Die Sechs-Kegel-Methode . . . . .	58
<b>A</b>	<b>Parameter des Szintillators SCSN-38</b>	<b>61</b>

---

<b>B</b>	<b>Lichttechnische Daten der Hg-Lampe</b>	<b>62</b>
<b>C</b>	<b>Daten der Photodiode</b>	<b>63</b>
<b>D</b>	<b>Daten des Photomultipliers</b>	<b>64</b>
<b>E</b>	<b>Strahlungsverluste</b>	<b>65</b>
E.1	Der Energieverlust von Elektronen durch Ionisation . . . . .	65
E.2	Der Energieverlust durch Bremsstrahlung . . . . .	66
E.3	Die Energieverlust-Verteilung nach Landau . . . . .	67
E.4	Das Birk'sche Theorem . . . . .	67
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>70</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

*Demokrit meint, daß die Atome .... im unendlichen Leeren, in dem es kein Oben und Unten, keine Mitte und keine äußerste Grenze gibt, sich so bewegen, daß sie infolge von Zusammenstößen untereinander zusammenhängen, woraus dann alle Dinge hervorgingen, die es in der sichtbaren Welt gibt, und diese Bewegung der Atome erfolge von keinem Anfang aus, sondern von Ewigkeit her.*  
(CICERO: Von den Lebenszielen I 17)

In der *Hochenergiephysik* wird die Erzeugung von Elementarteilchen unter dem Einfluß der starken, schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung beobachtet. Die zugehörigen Experimente wurden sozusagen in Ergänzung zur Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung vorangetrieben. Weltweit wurden nach dem Zweiten Weltkrieg Beschleunigungsanlagen in immer größeren Dimensionen gebaut und betrieben. Auf Grund der bei höheren Energien immer kleiner werdenden DE BROGLIE - Wellenlängen, testen die Hochenergiekollisionen die Wechselwirkungen bei kleinsten Abständen. Die Theorie der Teilchen und ihrer Wechselwirkungen im Energiebereich bis ca. 100 GeV nennt man das *Standard-Modell der Teilchen*; das Standard-Modell wurde in den sechziger Jahren entwickelt und behandelt die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung unter einem einheitlichen Gesichtspunkt, der *Quantenelektrodynamik*, sowie die Wechselwirkungen der Hadronen in der *Quantenchromodynamik*. Es enthält 21 freie Parameter, die experimentell zu bestimmen sind.

Man kann grob zwei Richtungen in der heutigen Elementarteilchenphysik unterscheiden:

1. Die eine Richtung fordert in Weiterentwicklung der Theorie eine Vereinigung aller drei Wechselwirkungen nach dem Vorbild der QED, mit der noch in der Zukunft liegenden Perspektive, die Gravitation mit einzubinden (*grand unification*).
2. die andere Richtung befaßt sich mit der Suche nach weiteren elementaren Teilchen (*Supersymmetrie*) und möglicher Substrukturen, der bislang noch für elementar geltenden Quarks und Leptonen.

Für die experimentelle Überprüfung dieser Fragestellungen werden in den neunziger Jahren große Beschleunigungsanlagen in Betrieb genommen - LEP, LHC, HERA, SSC - in denen die Lepton-Lepton-, Quark-Lepton- und Quark-Quark-Wechselwirkung bei höheren Schwerpunktsenergien bis in den TeV-Bereich untersucht werden können.

## 1.1 HERA

Die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA ist die erste Speicherring-Anlage, bei der Elektronen ( $e^-$ ) und Protonen (p) in zwei getrennten Systemen beschleunigt und zur Wechselwirkung gebracht werden können. Nach mehr als sechsjähriger Bauzeit wurde der HERA-Tunnel mit seinen technischen Anlagen im Jahre 1990 fertiggestellt. Der Tunnel verläuft im Mittel etwa 20 m unterhalb der Erdoberfläche und hat einen Durchmesser von ca. 5 m. Wegen seiner beträchtlichen Länge von 6,3 km liegt der HERA-Tunnel nur zum Teil auf dem DESY-Gelände. Die vorhandenen älteren Speicherringe von DESY werden als Vorbeschleunigungssysteme für HERA zur Injektion der Teilchen genutzt. DORIS III<sup>1</sup>, liefert *Synchrotronstrahlung* für das HASYLAB<sup>2</sup>.

HERA beschleunigt Protonen auf 830 GeV und Elektronen auf 30 GeV Endenergie, die an vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht werden können. Damit steht eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV zur Verfügung, die es unter anderem ermöglicht,

- die Strukturfunktion des Protons zu messen,
- neue Quarkanregungen zu studieren und
- nach den von der Theorie vorhergesagten Leptoquarks zu suchen.

Bei diesen Kollisionen kommt es zu tiefinelastischen Stößen (Streuprozessen) zwischen Elektronen und Quarks in den Protonen. Die Abb. 1.1 zeigt die in BORNscher Näherung einfachste mögliche Wechselwirkung zwischen Quark und Elektron.

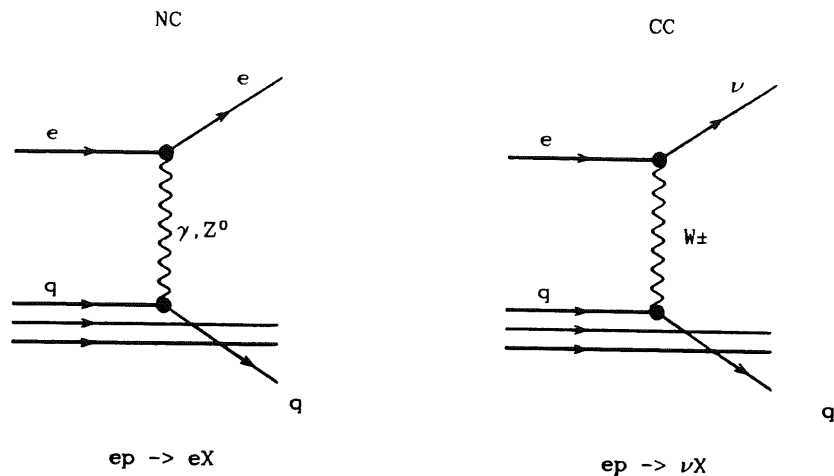
## 1.2 Der H1-Detektor

Die Reaktionsprodukte werden von zwei technisch konkurrierenden Detektorsystemen, ZEUS und H1, nachgewiesen, deren endgültige Fertigstellung im Zeitpunkt dieser Arbeitsniederschrift noch nicht abgeschlossen ist. Der H1-Detektor, vgl. Abb. 1.2, besteht aus einem System von gasgefüllten Spurendetektoren um den Vertexpunkt, die von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter und einer supraleitenden Magnetspule ( $d=6$  m) umgeben sind. Im Bereich der Spurdetektoren erzeugt die Spule ein axiales Magnetfeld von 1.2 T. Strahleintritt- und -austrittsöffnungen sind durch sog. warme Kalorimeter, das Silizium-instrumentierte *Plug-Kalorimeter* und das *Blei-Szintillator-elektromagnetische Rückwärtskalorimeter (BEMC)*<sup>3</sup> abgedeckt. Ein Eisenjoch nimmt den Magnetfeldrückfluß auf; es ist mit Streamerkammern ausgerüstet und fungiert als *tail-catcher*, die die im Kalorimeter nicht absorbierte Hadronenenergie aufnimmt. Außerdem sind weitere Komponenten für den Myonennachweis vorhanden.

<sup>1</sup>Doppelring-Speicher

<sup>2</sup>Hamburger SYNchrotronstrahlungsLABor

<sup>3</sup>Backward ElectroMagnetic Calorimeter



**Abb. 1.1: Feynman-Diagramme.**

Die Graphik zeigt FEYNMAN-Diagramme der beiden einfachsten Elektron-Proton- bzw. Elektron-Quark-Streuprozesse. Bei neutral-current-Ereignissen (NC) ist das Feldquant ungeladen ( $\gamma, Z_0$ ), bei (charged-current-Ereignissen (CC)) verwandelt sich das Elektron ( $\mp$ ) durch Wechselwirkung mit  $W_{\pm}$  in ein Neutrino ( $\nu$ ). ( $W_{\pm}, Z_0$  sind die 1983 am CERN erstmalig nachgewiesenen intermediären Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung. Im Ausgangskanal entstehen neben den Leptonen Teilchenjets in Richtung des angestoßenen Quarks und der verbleibenden Zuschauerquarks, mit Hilfe derer im Fall der Neutrinoproduktion der Impulsübertrag bestimmt werden muß.

Aus der Abb. 1.2, die eine Gesamtansicht des H1-Detektors darstellt, geht die räumliche Lage des erwähnten elektromagnetischen Kalorimeters (BEMC) hervor (12); zwischen BEMC und Kompensationsmagnet (7) werden die beiden sogenannten inneren VETO-Wände positioniert. Ihre Aufgabe liegt in der Unterdrückung von störendem Signaluntergrund auf Basis der Flugzeitdifferenz zwischen den prompt mit dem Protonenstrahl eintreffenden Untergrundereignissen und den verzögert kommenden gestreuten Elektronen. Der Abstand beider Wände vom Vertexpunkt beträgt 1,90 bzw. 2,10 m. Die Untergrundereignisse werden im wesentlichen durch Wechselwirkungen mit den Strahlrohrwänden und dem Restgas ( $\leq 10^{-9}$  Torr) erzeugt. Ein während der Planung des Detektors vorgesehene Konzept sah vor, die VETO-Wände als Kreisringwände zu bauen, mit einem Durchmesser von 0,81 m, die den Innendetektor auf der Einschussseite der Protonen abdecken sollten [H1K86]. Dieses Design wurde zugunsten einer schachbrettartigen Segmentierung der VETO-Wände abgeändert, wobei eine VETO-Szintillatorplatte vier Module des BEMC überdeckt.



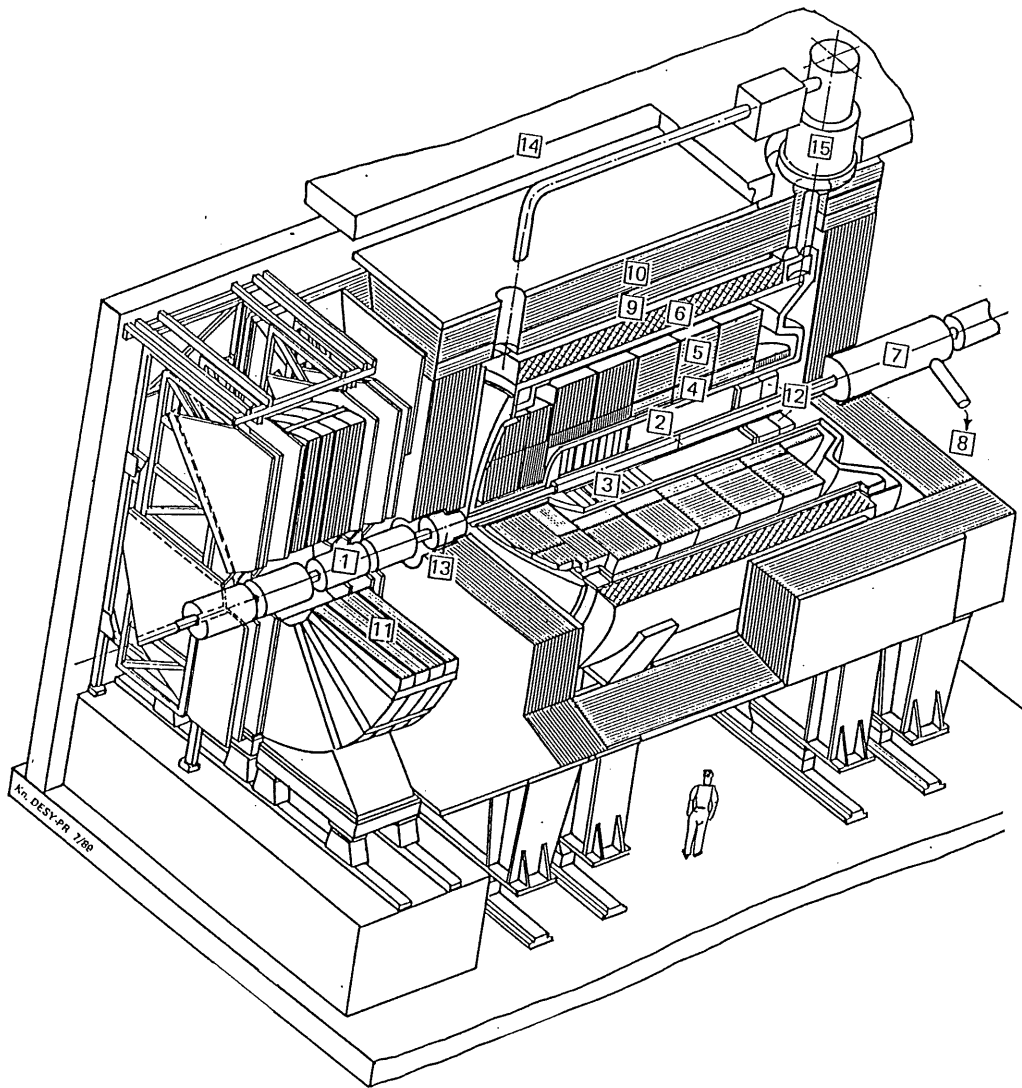
### 1.3 Über diese Arbeit

Die Gruppe, in der diese Arbeit entstand, hatte die Aufgabe, das schon erwähnte elektromagnetische Kalorimeter für den Rückwärtswinkelbereich im H1-Detektor, das sog. BEMC, zu bauen, und befaßte sich zusätzlich mit dem Test von Szintillatoren für die inneren VETO-Wände. Die untersuchten Szintillatorplatten sind aus dem Material SCSN-38, das eine relativ gute Strahlenresistenz besitzt [KEK81], [ZEU87], [STI89].

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurden quader-, kissektor- und bogenförmige 1 bis 2 cm dicke Szintillationsplatten, die aus SCSN-38 gefertigt waren, mit einer Hg-Lampe und Photodiodenauslese und mit dem 6 GeV  $\epsilon^-$ -Teststrahl des DESY-Synchrotrons mit Photomultiplierauslese untersucht. Die in der Arbeit untersuchte kissektorförmige Szintillatorplatte war ein Testmodul zum erstgenannten Entwurf der VETO-Wände.

Gemessen wurden die ortsabhängigen Signalhöhen, sog. Abschwächungskurven, für deren Verlauf eine Vielzahl von Effekten eine Rolle spielen, u.a. die geometrische Form, die Reflexionseigenschaften der Hüllfolien für die Szintillatoren und die Art der Lichtauskopplung mit Hilfe eines Lichtleiters.

Es war Ziel dieser Untersuchungen, eine geeignete Szintillatorgeometrie auf Grundlage der gemessenen Signalhöhen zu bestimmen, die volle Ansprechwahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen garantiert.



**Abb. 1.2: Dreidimensionale Gesamtansicht des H1-Detektors.**

1 - Strahlrohr und -magnete. 2 - Zentrale Spurenkammern. 3 - Vorwärtsspurenkammern und Übergangsstrahlungsmodul. 4 - Elektromagnetisches Kalorimeter. 5 - Hadronisches Kalorimeter. 6 - Supraleitende Spule. 7 - Kompensationsmagnet. 8 - Helium-Kälteanlage. 9 - Myon-Kammern. 10 - Eisenplatten und Streamerröhren-Detektoren. 11 - Myon-Toroid-Magnet. 12 - Warmes elektromagnetisches Kalorimeter. 13 - Vorwärts-Kalorimeter. 14 - Betonabschirmung. 15 - Flüssig-Argon-Kryostat.

# Kapitel 2

## Grundlagen der Szintillationsmeßtechnik

*Dieses Kapitel beschreibt die Lichterzeugung eines angeregten Systems, die optischen Eigenschaften von Plastiksintillatoren und die Technik der Photodetektoren.*

### 2.1 Lumineszenz

Wird Energie von gewissen Atomen, Molekülen oder Festkörpern absorbiert und diese als Lichtemission wieder abgebaut, so spricht man von *Lumineszenz*. Die anregende Energie kann aus UV- oder aus Korpuskularstrahlung (z.B. Elektronen) bestehen. Diese Energie führt zur Ionisation, aber auch zur Anregung von Molekülzuständen, und diese Anregungsenergie steht dann der Emission von Photonen ( $\gamma$ ) zur Verfügung. Die aufgenommenen Energien können auf unterschiedliche Weise abgebaut werden. Wir wollen uns hier beschränken auf die Umwandlung der absorbierten Energien in *Lumineszenzstrahlung*.

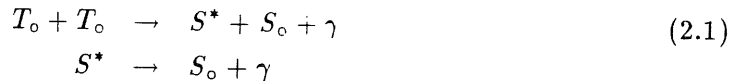
Nach der zeitlichen Dauer des Leuchtens, teilt man die Lumineszenz ein in *Fluoreszenz*- und *Phosphoreszenzerscheinungen*. Die Dauer des Abklingens der Fluoreszenz ist sehr kurz ( $10^{-9} - 10^{-5}$  s), dagegen verläuft die Phosphoreszenz in Zeiträumen, die um mehrere Größenordnungen länger sind ( $> 10^{-5}$  bis einige s und mehr!).

Die Wirkungsweise der Lumineszenz anhand der chemischen Struktur zu erklären ist verwickelt und noch nicht vollständig verstanden. Lumineszenz tritt in allen Aggregatzuständen und bei gewissen organischen und anorganischen Verbindungen auf. BIRKS [BIR64] führt die Lumineszenz bei aromatischen Molekülen zurück auf die Präsenz von  $\pi$ -Elektronen.

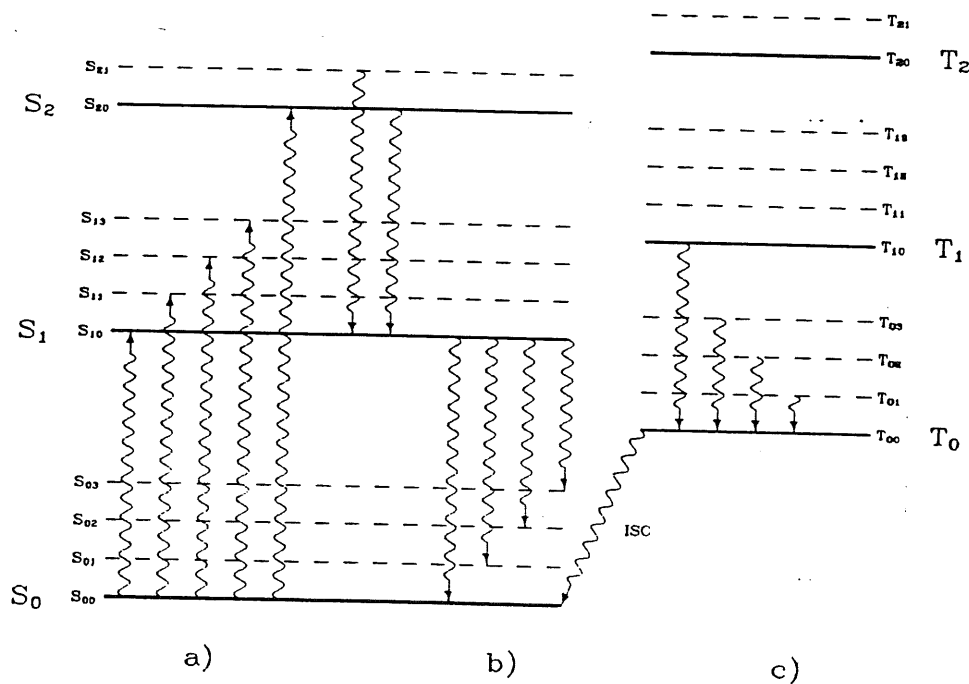
#### 2.1.1 Anregungs- und Relaxationsprozesse organischer Moleküle

Die Wechselwirkungen zwischen dem elektromagnetischen Feld und den Elektronen der Moleküle lassen sich an Hand von Termschemata, sog. JABLONSKI-Diagrammen, ablesen. Die Abb. 2.1 zeigt ein vereinfachtes Schema eines lumineszenzfähigen organischen Moleküls. Die ausgezogenen Geraden stellen den Grundzustand ( $S_0$ ) und die angeregten *Singulett*- bzw. *Triplet*-Zustände ( $S_1, \dots, S_n; T_1, \dots, T_n$ ) dar. Über den genannten elektronischen Anregungszuständen sind die *Vibrationszustände* gestrichelt eingezeichnet. Die aufwärtsgerichteten geschlängelten Pfeile zeigen die Absorption **a**

und die abwärtsgerichteten geschlängelten Pfeile stellen die Emissionen, wie Fluoreszenz b) und Phosphoreszenz c) dar. Die Fluoreszenz ist die Lichtemission, die das angeregte Elektron bei einem erlaubten Übergang von einem höheren in ein tieferes Quantenniveau aussendet. Die Phosphoreszenz dagegen ist verzögerte Emission über den metastabilen Zwischenzustand  $T_0$  [FIN76], d.h. Übergänge vom Typ



bzw. Übergänge auf Grund von *Singulett-Triplett-Konfigurationsmischungen*. Durch genannte Anregung bzw. Abregung von zwei Triplett-Zuständen ist das *Intersystem Crossing (ISC)* zwischen dem Triplett- und dem Singulett-System möglich.



**Abb. 2.1: Singulett- und Triplett-Niveaus.**  
 Vereinfachte Darstellung der Energiezustände eines organischen Moleküls mit π-Elektronen-Struktur.

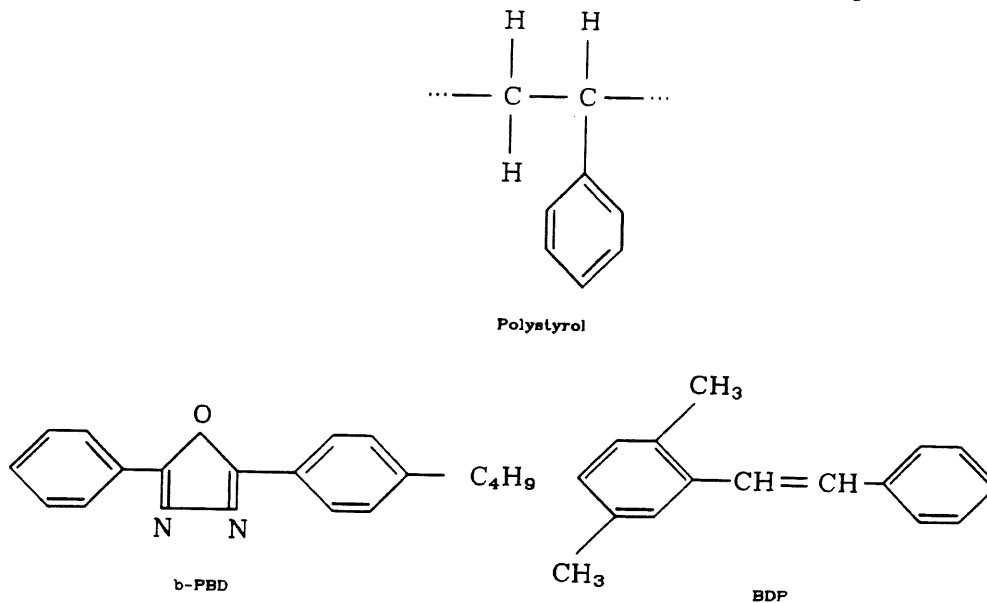
### 2.1.2 Molekularer Aufbau und Energietransport in SCSN-38

Es gibt organische und anorganische Szintillatoren in festem, flüssigem und gasförmigem Zustand mit unterschiedlichen Dichten. Organische Szintillatoren besitzen Dichten von  $0,8 \leq \rho \leq 1,2 \frac{g}{cm^3}$ .

Das in den Experimenten benutzte Material, SCSN-38, ist ein *organischer Plastikszintillator*, bei dem zwei fluoreszierende Farbstoffe in geringer Konzentration in einer Matrix gelöst sind. Der Szintillator besteht zu 98% aus Polystyrol (PMMA)<sup>1</sup> und zu

<sup>1</sup>Polymethylmethacrylat

2% aus b-PDB und BDB<sup>2</sup>. Die Abb. 2.2 zeigt die Konfigurationsformeln und die Abb. 2.3 das Absorptions- und Emissionsspektrum der beiden Farbstoffkomponenten.



**Abb. 2.2: Konfigurationsformeln des Polystyrols und der beiden Farbstoffe.**

Der obere Teil der Graphik zeigt einen Baustein von Polystyrol, der untere Teil die beiden Farbstoffmoleküle. Diese enthalten aromatische CH-Strukturen, deren Szintillations-eigenschaften u. a. durch die Doppel- und Einfachbindungen bestimmt wird.

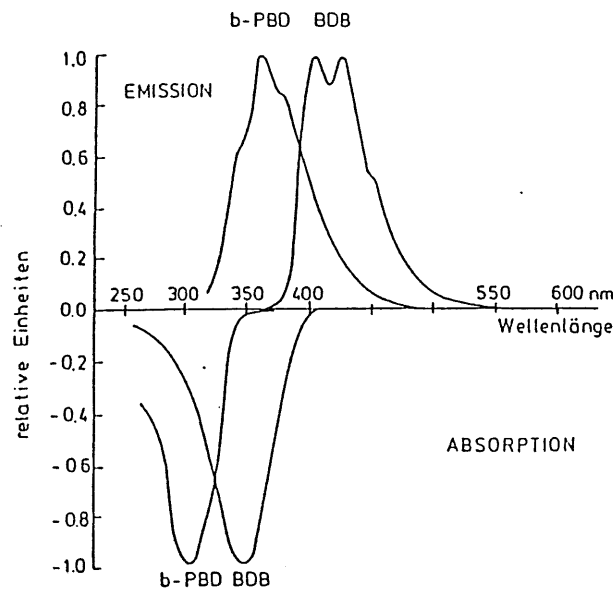
Die Zusammensetzung der Fluore, der Matrix und die Mischungsverhältnisse der Substanzen bestimmen u.a. die Lichtausbeute und die Transmission. Die Tab. A.1 im Anhang zeigt weitere technische Daten des Szintillators SCSN-38.

### 2.1.3 Der Aufbau eines Szintillationszählers

Die Abb. 2.4 zeigt den vollständigen Aufbau eines Szintillationszählers mit Photomultiplerauslese.

Szintillatoren zählt man zu den *Anregungsdetektoren*, da der Nachweis von Teilchen oder Strahlung in der Anregung der Moleküle besteht, aus denen er selbst zusammengesetzt ist. Die Energien der nachzuweisenden Teilchen werden zu etwa 3% in Lichtblitze umgewandelt, die mittels *Reflexionen* und *Totalreflexionen* an den inneren Flächen über Lichtleiter bis an die *Photodetektoren* geleitet werden. Die geometrische Form solcher Szintillatoren und Lichtleiter beeinflusst die Überführung und optimale Signalumwandlung des erzeugten Lichtes.

<sup>2</sup>1,9% b-PDB: 2-(4-t-butylphenyl)-5-phenyl-oxadiazol; 0,1% BDB: 4,4'-bi-(2,5-dimethyl-styryl)-biphenyl.



**Abb. 2.3: Emissions- und Absorptionsspektrum von b-PBD und BDB**

*Das kurzwellige Szintillationslicht wird von beiden Farbstoff-Komponenten jeweils absorbiert und zu längeren Wellen hin verschoben (Wellenlängenverschiebung). Die Absorptions- und Emissionsmaxima liegen bei 305 und 306 nm für b-PBD und 360 und 405/425 nm für BDP.*

In einem endlich ausgedehnten Szintillator, also z.B. einem Szintillatorstab, wird die  $1/l^2$ -Intensitätsabnahme entsprechend dem Abstand  $l$  vom Strahlungszentrum durch Totalreflexion wesentlich modifiziert, so daß man nach dem Lichtleiterprinzip in einigem Abstand von der Lichtquelle im Mittel konstanten Lichtfluß längs des Szintillatorstabes erwarten könnte. Auf Grund der Selbstabsorption des Lichtes im Szintillator ergibt sich anstelle des konstanten Wertes ein exponentieller Abfall des Lichtstromes  $\Phi$  mit wachsendem Abstand  $l$  vom Lichtanregungszentrum:

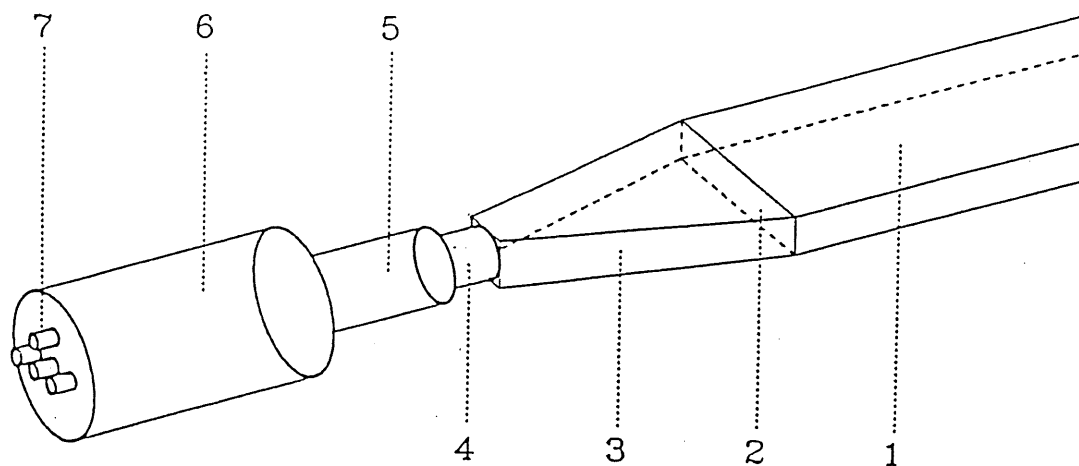
$$\Phi(l) = \Phi_0 e^{-\frac{l}{\lambda}} \quad (2.2)$$

$\lambda$  ist die effektive Absorptionslänge, die auch Lichtverluste durch nichtperfekte Oberflächen mitberücksichtigt und  $\Phi_0$  ist die Anfangsintensität des Lichtstromes.<sup>3</sup>

Zusammenfassend läßt sich der Meßvorgang mit dem Szintillationszähler in folgende Stufen unterteilen:

1. Absorption der einfallenden Strahlung durch den Szintillator.
2. Der eigentliche Fluoreszenzprozeß; Übertragung der Anregungsenergie auf die Fluoreszenzmoleküle und optische Emission. Bei Verwendung von mehreren Farbstoffkomponenten erfolgt jeweils eine Verschiebung zwischen Absorption und Emis-

<sup>3</sup>Die effektive Absorptionslänge liegt für die verwendeten SCSN-38-Szintillatoren bei  $\lambda \simeq 90\text{cm}$  [FUN88].



**Abb. 2.4: Bestandteile eines Szintillationszählers.**

Szintillator (1) und Lichtleiter (3) sind beide mit einer inneren Hüllfolie (Reflektorfolie) umgeben, die den Anteil nutzbaren Lichtes erhöht. Zusätzlich sind sie mit einer äußeren, meist schwarzen Hüllfolie gegen Lichteinfall von außen geschützt. Der Lichtleiter überführt das Licht auf die Photokathode, dessen Eintrittsfenster mit der Auslesefläche des Lichtleiters verbunden ist. Die Dynoden des Photomultipliers (5) werden über einen Spannungsteiler (6) an eine Hochspannungseinheit angeschlossen. Eine antimagnetische Metallhülse schirmt die Photomultiplier-Röhre gegen äußere Magnetfelder ab. Die analogen Signale werden an der Anode (7) abgegriffen.

sionsspektrum zu längeren Wellenlängen (vgl. Abb. 2.3), d.h. der Szintillator wird für Szintillationen durchsichtig.

3. Lichttransport durch den Szintillator, der abhängig ist von der Geometrie und der Selbstabsorption (Dichte der gelösten Farbstoffmoleküle).
4. Übergang des Lichtes auf die Photokathode. Absorption der Photonen an der Photokathode und Emission von Photoelektronen (*Photoeffekt*). Die Zahl der emittierten Photoelektronen ist abhängig vom Einfallsort auf der Photokathode.
5. Der Vervielfachungsprozeß der Elektronen an den aufeinanderfolgenden Dynoden des Multipliers (*Sekundärelektronenemission*).<sup>4</sup>

#### 2.1.4 Lichtausbreitung im Szintillationszähler

Das Licht wird innerhalb des Szintillators isotrop in alle Raumrichtungen abgestrahlt. Stößt das Licht auf eine Grenzfläche, so wird ein Teil den Detektor unter *Refraktion* ver-

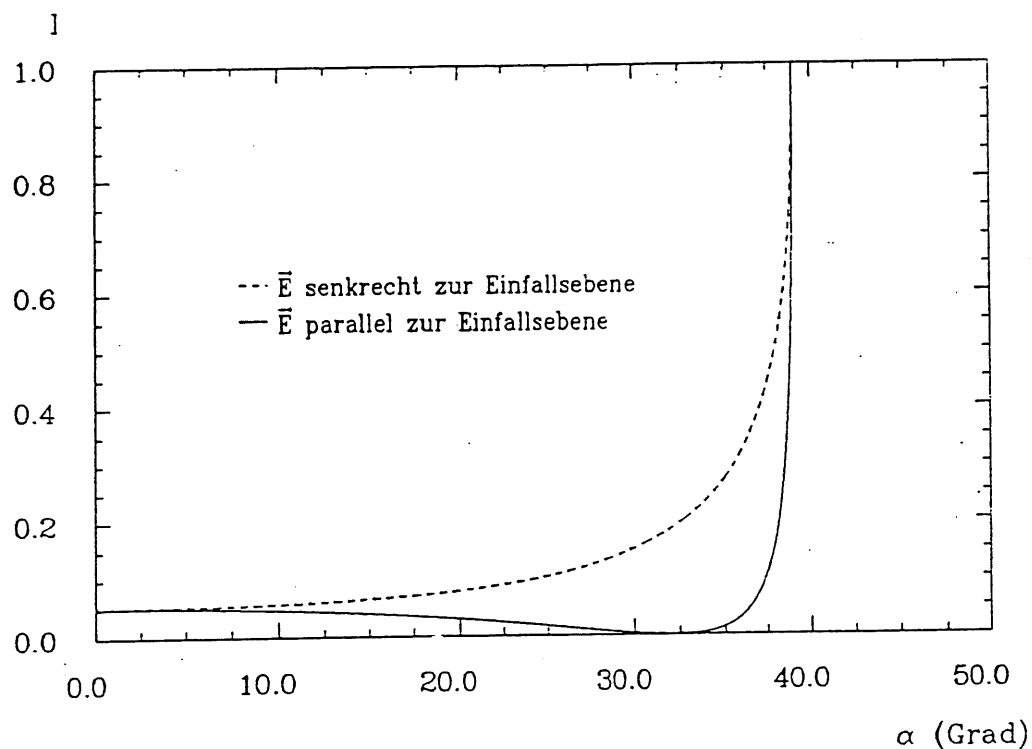
<sup>4</sup>Anstelle des Photomultipliers wurden auch Halbleiter-Photodioden verwendet.

lassen und ein Teil reflektiert werden. Ist der Einfallswinkel kleiner als der Grenzwinkel  $\alpha_c$ , so berechnet sich die Amplitude der reflektierten ( $r$ ) und der gebrochenen Welle ( $t$ ) nach den FRESNELSchen Formeln:

$$r_{\perp} = \frac{n_i \cos(\alpha_i) - n_t \cos(\alpha_t)}{n_i \cos(\alpha_i) + n_t \cos(\alpha_t)} \quad t_{\perp} = \frac{2n_i \cos(\alpha_i)}{n_i \cos(\alpha_i) + n_t \cos(\alpha_t)} \quad (2.3)$$

$$r_{\parallel} = \frac{n_t \cos(\alpha_i) - n_i \cos(\alpha_t)}{n_t \cos(\alpha_i) + n_i \cos(\alpha_t)} \quad t_{\parallel} = \frac{2n_i \cos(\alpha_i)}{n_t \cos(\alpha_i) + n_i \cos(\alpha_t)} \quad (2.4)$$

Die Formeln 2.3 gelten für  $\vec{E}$  senkrecht und die Formeln 2.4 für  $\vec{E}$  parallel zur Einfallsebene.



**Abb. 2.5: Abhängigkeit der Lichtintensität vom Reflexionswinkel.**

Die Kurven wurden nach Gl. 2.3 und 2.4 für die Grenzfläche zwischen SCSN-38 ( $n=1,59$ ) und Luft ( $n=1,0$ ) berechnet. Die Intensität der einfallenden Welle wurde auf eins normiert. (Nach PICHLER [PIC89])

Für Einfalls- und Brechungswinkel gilt das SNELLIUS-Gesetz:

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha_t} = \frac{n_t}{n_i} \sim \frac{1}{n_i} \quad (2.5)$$

$n_i$  bzw.  $n_t$  ist der optische Brechungsindex für den Szintillator bzw. das außen liegende Medium;  $\alpha_i$  ist der Winkel zwischen der Flächennormalen und dem einfallenden Strahl und  $\alpha_t$  der korrespondierende Winkel auf der Austrittsseite. Für Winkel



größer als der kritische Winkel  $\alpha_c$  mit  $\sin \alpha_c = \frac{1}{n_1}$ , wird alles Licht in den Szintillator zurückreflektiert (*Totalreflexion*).

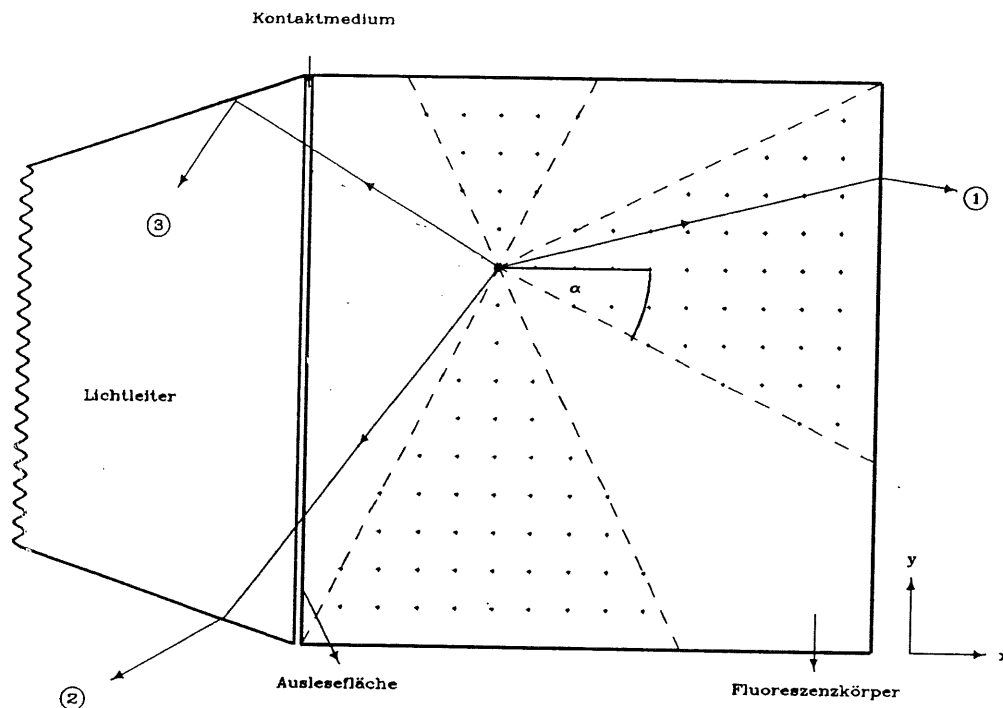


Abb. 2.6: Emission von Fluoreszenzlicht.

Die Figur zeigt einen Ausschnitt aus Szintillator und Lichtleiter. In einer Position auf dem Szintillator erfolge eine Fluoreszenzanregung. Wird das Licht von dieser Position in den durch Punkte gekennzeichneten drei Winkelbereichen  $\Delta\Theta = 2\alpha_c$  abgestrahlt, so verläßt der Hauptanteil des Lichtes den Szintillator unter Brechung; in den nichtpunktierten Bereichen wird das Licht an der Szintillatorgrenze totalreflektiert. Durch optischen Kontakt mit dem Lichtleiter wird versucht, das an der Kontaktfläche auftreffende Licht möglichst vollständig in den Lichtleiter zu überführen (Anpassung der Brechungsindizes).

## 2.2 Lichtauslese durch Photodiode und Photomultiplier

### 2.2.1 Spektrale Empfindlichkeit von Photodioden

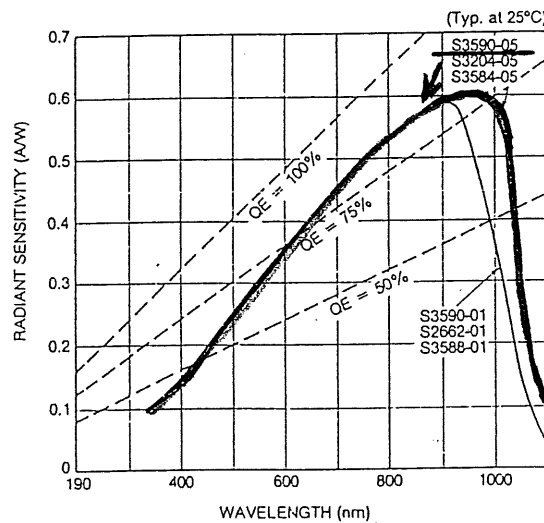
In den Messungen wurden Silizium-PIN-Photodioden (Baureihe HAMAMATSU S 3590-05) benutzt. Diese PIN-Photodioden enthalten 3 Typen von Halbleitern, nämlich p-, eigen- und n-leitendes Material. Bei Bestrahlung mit Licht erzeugen sie einen Strom ( $I_{ph}$ ), der in einer eigenleitenden lichtempfindlichen Schicht erzeugt wird. Dieser *Pho-*

*tostrom* ist in guter Näherung der dabei erzeugten Rate von *Elektron-Loch-Paaren* proportional. Er hängt auch von den Reflexionseigenschaften der Diode und der Eindringtiefe der Lichtquanten ab [PAU85].

Die *spektrale Empfindlichkeit*  $s_e(\lambda)$ , definiert durch das Verhältnis von erzeugtem Photostrom  $I_{ph}$  zur auftreffenden Strahlungsleistung  $\Phi_{e,\lambda}$ , lautet:

$$s_e(\lambda) = \frac{d I_{ph}}{d \Phi_{e,\lambda}} \left[ \frac{A}{W} \right] \quad (2.6)$$

Die Abb. 2.7 zeigt die spektrale Empfindlichkeit der HAMAMATSU-Photodiode S 3590-05.



**Abb. 2.7: Spektrale Empfindlichkeit der Photodiode Hamamatsu S 3590-05**

Die ausgezogene Kurve zeigt die spektrale Empfindlichkeit *radiant sensitivity* der Silizium-PIN-Photodiode Hamamatsu S 3590-05. Das Maximum der Kurve liegt bei ca. 0,6 A/W bei einer Wellenlänge der Strahlung von ca. 950 nm [HAM86a].

Die spektrale Empfindlichkeit ist proportional der *Quantenausbeute* (QE)<sup>5</sup> und umgekehrt proportional der Energie  $hc/\lambda$  der einfallenden Lichtquanten:

$$s_e(\lambda) = \frac{\epsilon_0 \lambda}{h c} QE \left[ \frac{mA}{W} \right] \quad (2.7)$$

<sup>5</sup>Die Quantenausbeute (QE [mA/W]) ist definiert als das Verhältnis von freigesetzten Elektronen zur Anzahl der auftreffenden Photonen.

( $\epsilon_0$  ist die Elementarladung).

Die Lichtempfindlichkeit wird nach kleinen Wellenlängen hin durch Absorption im Eintrittsfenster und nach großen Wellenlängen durch die Bandlücke von Silizium [1.14 eV] begrenzt. Im Zwischenbereich  $500\text{nm} \leq \lambda \leq 1100\text{nm}$  ist die Quantenausbeute annähernd konstant und dementsprechend wird die spektrale Empfindlichkeit nach Gl. (2.7) näherungsweise linear in  $\lambda$ .

### 2.2.2 Photoeffekt und Sekundärelektronen-Emission in PM-Röhren

Photomultiplier bestehen i.a. aus einem evakuierten zylindrischen Glaskolben aus Mineralglas, der an der Vorderseite mit einem Fenster aus UV-durchlässigem Quarzglas versehen ist. Im Glaskolben befindet sich die auf negativem Potential gelegene *Photokathode* (–) und die auf positivem Potential gelegene *Anode* (+). Hinter der Kathode und der Fokussierungseinrichtung für die Elektronen sind eine Anzahl von *Dynoden*, meist sind es 10 bis 12, die das *elektronenoptisches Vervielfachungssystem* bilden.

Photonen, die auf die Kathode treffen, werden absorbiert und lösen mit der Wahrscheinlichkeit QE ein Elektron aus dem Atomverband des Kathodenmaterials heraus. Die Energie des befreiten Elektrons beträgt nach Überwindung der Austrittsarbeit  $A_0$  (COULOMB-Barriere)  $E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu - A_0$ ; sie liegt zwischen 0 und 1 eV. Nach Verlassen der Kathode werden die Elektronen zur ersten Dynode, die ein positives Potential von 100 – 300 eV besitzt, beschleunigt. Dieses Potential bestimmt die kinetische Energie, die die Elektronen beim Auftreffen auf die Dynode besitzen. Die Energie, die ein Elektron aufnehmen muß, um das Dynodenmaterial zu verlassen, beträgt, wie bei den Kathoden, etwa 2 – 3 eV. Daher kann ein einfallendes Elektron theoretisch etwa 30 Elektronen pro 100 V Beschleunigungsspannung anregen. Weitere Elektronen erreichen zwar die Oberfläche, haben aber Energie verloren und können die Potentialbarriere nicht überwinden. Nur ein Bruchteil der angeregten Elektronen tritt also als *Sekundärelektronen* aus dem Material aus. Dieser Prozeß verläuft ähnlich dem Prozeß der Photoemission. Für konventionelle Dynoden werden Materialien mit kleiner Elektronen-Austrittsarbeit benutzt (z.B. Cs<sub>3</sub>Sb).

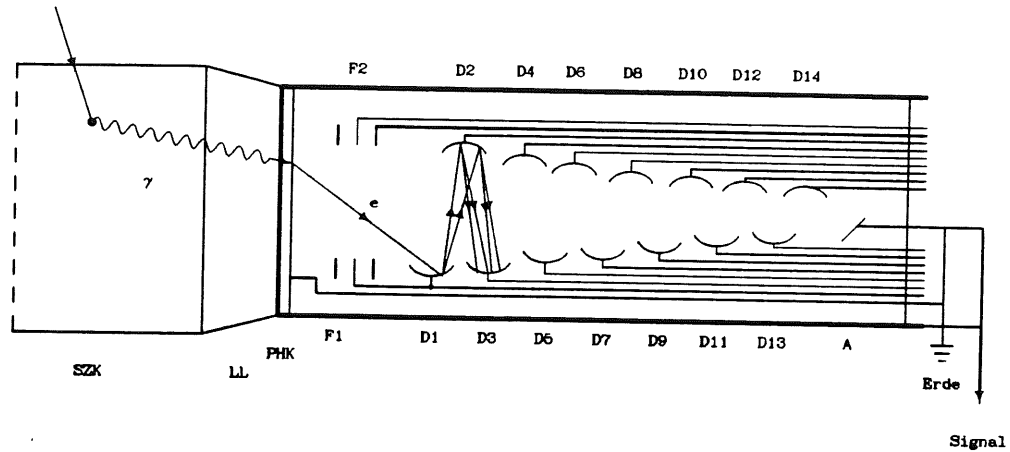
Die Abb. 2.8 zeigt einen Photomultiplier, der mit einem Szintillator zusammengekoppelt ist.

Der Photomultiplier wird mit einem *Spannungsteiler* betrieben, um die Hochspannung  $U_{ges}$  zwischen Kathode, den Dynoden und der Anode entsprechend den Herstellerangaben des Photomultipliers aufzuteilen. Die Spannung zwischen Kathode und erster Dynode ist dabei meist größer als die zwischen den anderen Dynoden. Neben der Erhöhung der Elektronenemissionsrate der ersten Dynode, dient dieses auch der besseren Fokussierung der wenigen Photoelektronen, die auf die erste Dynode prallen. Ein Spannungsteiler wird aus in Reihe geschalteten Widerständen aufgebaut. Kondensatoren, die parallel zu den Widerständen geschaltet sind, fungieren als Ladungsspeicher, so daß die Spannung bei größeren Strömen konstant bleibt.

Die Abb. 2.9 zeigt den nach Herstellerangabe [VAL87] gebauten Spannungsteiler für den Photomultiplier VALVO XP 2011.<sup>6</sup>

Für die Impulsverstärkung eines n-stufigen Photomultipliers gilt folgende Beziehung:

<sup>6</sup>Der Spannungsteiler für diesen Photomultiplier wurde von H. Weser [WES88] hergestellt.



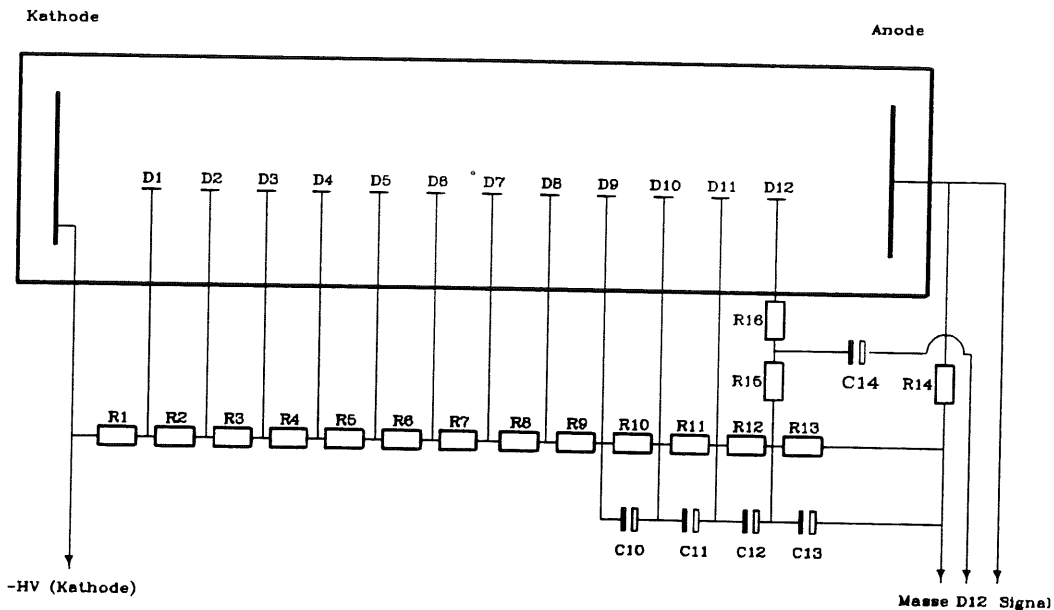
**Abb. 2.8: Photoeffekt und Sekundärelektronenemission.**

*SZK - Szintillationskörper, LL - Lichtleiter, PHK - Photokathode, F1, F2 - Fokussiereinrichtung, D1 bis D14 - Dynoden, A - Anode. Der Prozeß der Sekundärelektronenemission ist hier nur bis D3 dargestellt.*

$$V_s = \delta^n = (aU^\alpha)^n = \left[ a \left( \frac{U_{ges}}{n+1} \right)^\alpha \right]^n = K U_{ges}^{\alpha n} \quad (2.8)$$

Es bedeuten:

- $U_{ges}$  = Hochspannung zwischen Anode und Kathode
- $K$  = Apparate-Konstante (nach Herstellerangabe)
- $n$  = Anzahl der Dynoden
- $\alpha$  = Exponent des Verstärkungsgrades



**Abb. 2.9: Schaltungsdiagramm des Spannungsteilers für den Photomultiplier VALVO XP 2011**

$D1$  bis  $D12$  = Dynoden,  $R1 = R4 = 10k\Omega$ ,  $R3 = R5 = R6 = R7 = R8 = R9 = R10 = 100k\Omega$ ,  $R4 = R11 = 160k\Omega$ ,  $R12 = 200k\Omega$ ,  $R13 = 330k\Omega$ ,  $R15 = R16 = 50\Omega$ ;  $C10 = 0,02\mu F$ ,  $C11 = 0,047\mu F$ ,  $C12 = 0,1\mu F$ ,  $C13 = 0,22\mu F$ ,  $C14 = 0,47\mu F$ . Die Schaltung des Photomultipliers VALVO XP 2011 wurde hergestellt nach Angaben aus [VAL87].

Die Empfindlichkeit von Photokathoden  $s_{e(\lambda)} \left[ \frac{mA}{nm W} \right]$  wird ebenso wie bei der Photodiode im wesentlichen durch die *Quantenausbeute*  $QE \left[ \frac{mA}{W} \right]$  beschrieben. Nach [HAM86b] gilt:

$$s_{e(\lambda)} = QE [\%] \frac{\lambda [nm]}{124} \cdot \left[ \frac{mA}{W} \right] \quad (2.9)$$

Die Abb. 2.10 zeigt die spektrale Empfindlichkeit  $s_{e(\lambda)}$  der Photokathode des VALVO-Photomultiplier, XP 2011. Diese Kathoden bestehen aus Bialkalischichten (Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs) und haben im Bereich des sichtbaren Lichtes eine hohe Empfindlichkeit. Das Maximum liegt im Bereich von 440 nm.

### 2.2.3 Photostatistik

Die Zahl und der Zeitpunkt der an der Photokathode bzw. der Photodiode ankommenden Photonen sind statistischen Gesetzen unterworfen, die eine gewisse Verteilung des Lichtsignals (Signalhöhe, Pulsform) bewirken. Dabei sind das Zeitverhalten der Fluoreszenz, als auch Unterschiede der möglichen optischen Wege zu berücksichtigen. Darüberhinaus ergeben sich bei der Umsetzung der Lichtsignale in elektrische Signale zusätzliche Fluktuationen, die für den Photomultiplier näher erläutert werden sollen.

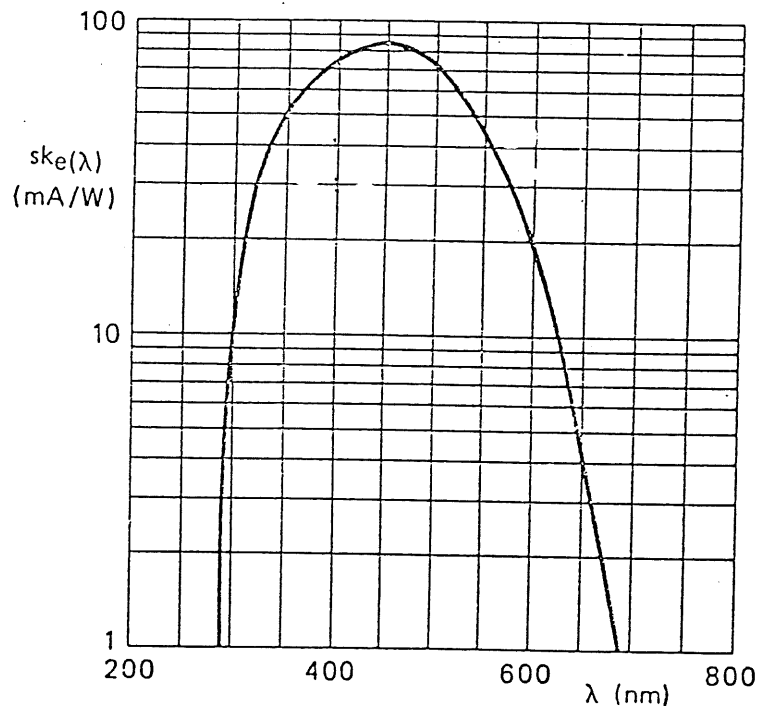


Abb. 2.10: VALVO XP 2011.

Spektrale Empfindlichkeit  $s_{e(\lambda)}$  des Photomultipliers XP 2011.

An der Photokathode werden nur eine begrenzte Anzahl von Photoelektronen erzeugt, so daß die statistischen Schwankungen ( $\sigma \propto \sqrt{N}$ ) zumindestens für kleinere Signale ausschlaggebend sind. Natürlich muß durch weitere Verstärkung an den Dynoden mit zusätzlich auftretender Verbreiterung des Energiesignals gerechnet werden. Neben der Elektronenanzahl sind auch die Elektronenlaufzeiten erheblichen Schwankungen unterworfen, so daß von Seiten des Photomultipliers Schwankungen der Signalhöhe und der Pulsform zu erwarten sind. Die Ursache dieser Fluktuationen werden zusammenfassend in folgenden 4 Punkten aufgeführt:

1. Statistische Schwankungen in der Anzahl der erzeugten Photoelektronen ( $\sigma \propto \sqrt{N}$ ).
2. An Wahrscheinlichkeitsgesetzen gebundene Raten der Sekundärelektronenemissionen an den Dynoden, wegen
  - (a) herstellungsbedingten Unregelmäßigkeiten der Dynodenoberflächen und
  - (b) variierenden Einfallswinkeln und Einfallsorten der Primärelektronen auf den Dynoden.
3. Zeitabhängigkeiten der Photomultipliersignale, wegen
  - (a) Abhängigkeiten des Flugweges der Elektronen von der Kathode zur ersten Dynode, bedingt durch den Ort der Erzeugung auf der Kathode und unterschiedliche Emissionswinkel und Anfangsgeschwindigkeiten, sowie

- 
- (b) Laufzeitschwankungen während des Verstärkungsprozesses der nachfolgenden Dynoden.
  4. Den Signalen überlagert ist das Rauschen des Dunkelstroms des Photomultipliers, dessen Ursache in *Thermo-Emissionen* der Kathode bei normalen Betriebstemperaturen zu suchen ist.

## Kapitel 3

# Messungen mit einer Quecksilberlampe

*Die Messungen der Szintillatoren S1 bis S6 gliedert sich in zwei Abschnitte. Dieses Kapitel beschreibt die Meßwerterfassung mit einer Hg-Lampe.*

### 3.1 Die Abmessungen der Szintillatoren

Für die Untersuchungen standen SCSN-38-Szintillationsbretter und Lochraster aus 3 mm dicken Aluminiumplatten mit folgenden geometrischen Abmessungen zur Verfügung (s. Abb. 3.4 – 3.7):

- Ein rechtwinkliges Brett mit den Maßen  $1800 \cdot 100 \cdot 20 \text{ mm}^3$  (S1).
- Ein rechtwinkliges Brett mit den Maßen  $1800 \cdot 100 \cdot 10 \text{ mm}^3$  (S2).
- Ein Brett, dessen Breite sich nach und nach verjüngt (Kreissektor-Szintillator), mit den Maßen  $730 \cdot 100(20) \cdot 20 \text{ mm}^3$  (S3).<sup>1</sup>
- Ein Brett in Form eines halben Kreisringes mit den Maßen:
  - a) Äußerer Durchmesser  $\varnothing_a = 240 \text{ mm}$
  - b) Innerer Durchmesser  $\varnothing_i = 140 \text{ mm}$Breite  $100 \text{ mm}$  und Dicke  $20 \text{ mm}$  (S4).
- Ein rechtwinkliges Brett, das als Vergleichsbrett zu S4 fungiert, das *Referenzstück*, mit den Maßen  $720 \cdot 100 \cdot 20 \text{ mm}^3$  (S5).
- Ein Lichtleiterwinkel aus Plexiglas GS 214 mit den Maßen  $530(510) \cdot 100 \text{ mm}^3$  (S6).

Alle Objekte sind mit den gleichen Lichtleitern LL1 aus Plexiglas GS 214<sup>2</sup> verbunden. Bei den Szintillatorbrettern S1, S2 und S6, liegt der Lichtleiter in der Ebene der Längsachse, bei S3, S4 und S5 steht der Lichtleiter senkrecht zur Szintillatorebene. Das Licht wird mit Hilfe eines 45°-Prismas um 90° umgelenkt.

<sup>1</sup>Die Zahl in Klammern ist die Breite gegenüber dem Lichtleiter.

<sup>2</sup>Hersteller Röhm, Kunststoffe, Darmstadt



## 3.2 Die Meßanordnung

Zur Aufnahme der Meßreihen wurden die bereits erwähnten Aluminium-Lochplatten verwendet und mit Plastikkappen versehen, die den Lichteinfall in die nicht bestrahlten Löcher verhindert. Die Aluminiumplatten waren bei S1, S2 und S5 längs der Mittelachse mit Bohrungen ( $d=4$  mm) in 35 mm Abstand versehen. Die Platten für S1 und S2 hatten 35 Bohrungen pro Reihe in einem Lochabstand von 50 mm. Die Kreissektorplatte S3 hatte 28 Bohrungen auf der Mittellinie in 25 mm Lochabstand und 14 Bohrungen auf einem Nachbarradius mit  $\varphi = 10^\circ$  zur Mittellinie und 52 mm Lochabstand. (Das Zentrum befindet sich in 930 mm Abstand vom rechtwinklig abgeklebten Lichtleiter; vergl. Abb. 3.4). Die Platte für den Bogen S4 hatte 3 Reihen von Bohrungen, für die Radien  $r = 150, 190$  und  $230$  mm in Winkelabständen von  $\Delta\varphi = 5^\circ$ , beginnend bei  $15^\circ$ . Insgesamt hatte jede Reihe 32 Bohrungen. Die Referenzplatte S5 hatte pro Reihe die gleiche Anzahl Bohrungen wie die Mittellinie von S4 in 20 mm Lochabstand. Die Aluminiumlochmasken werden bei der Montage direkt auf den Szintillator gelegt. Die Unterseite des Szintillators und die sonstigen Flächen von Szintillator und Lichtleiter, wurden in den meisten Fällen mit einer aluminisierten Mylar-Reflektorfolie abgedeckt, die mit SCOTCH-Tape befestigt wurde. Eine äußere schwarze Folie aus 2 mm dickem geschäumtem Plastikmaterial verhinderte störenden Lichteinfall.

Es wurden drei verschiedene Meßreihen aufgenommen:

1. Ohne Reflektorfolie, so daß Szintillator und Lichtleiter nur mit schwarzer Folie umgeben waren,
2. mit aluminisierter Mylarfolie und
3. mit  $\text{TiO}_2$  gespritzter Mylarfolie (weiß).

Die Lichtauslese erfolgt durch die schon erwähnte Photodiode HAMAMATSU S3590-05 bzw. bei den DESY-Teststrahlungsmessungen durch den Photomultiplier VALVO XP 2011. Die Photodiode wird auf die Stirnseite des Lichtleiters aufgeklebt und durch ein abschraubbares Plastikgehäuse vor Lichteinfall geschützt. Die Gesamtanordnung wurde auf einer Sperrholzplatte mit Schraubzwingen befestigt.

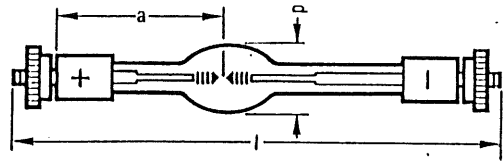
Die Messungen werden wie folgt durchgeführt:

1. Einstrahlung des UV-Lichtes in die verschiedenen Lochpositionen und Messung der Signalhöhe mit einem analogen  $\mu\text{A}$ -Meter der Fa. KEITHLEY in Abhängigkeit vom Einstrahlort.
2. Wiederholte Messung an einer Position (Referenzpunkt), um Intensitätsänderungen der Hg-Quelle zu überwinden. Die Intensität  $I_0$  wird dann ins Verhältnis zur Intensität  $I_{Ref}$  des Referenzpunktes gesetzt ( $\frac{I_0}{I_{Ref}}$ ).

### 3.2.1 Beschreibung der Hg-Lampe

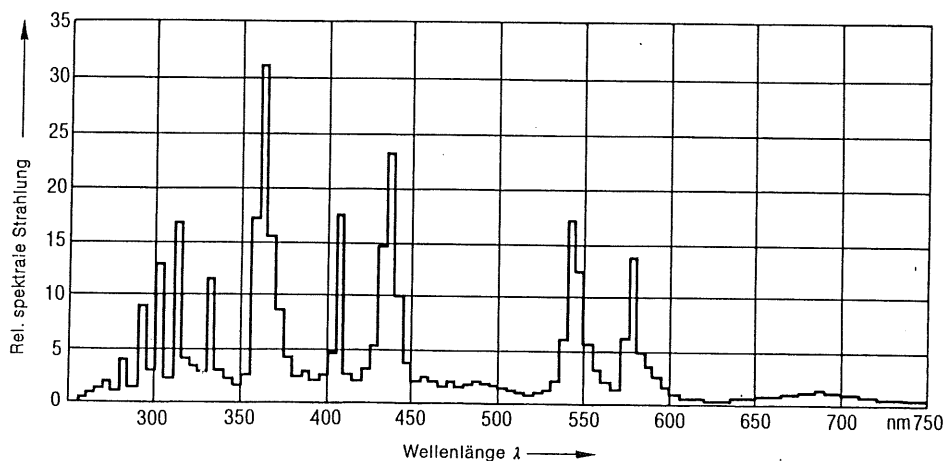
Bei den Untersuchungen wurde eine Zahnarztlampe der Fa. LITEMA benutzt, die mit einer OSRAM-Entladungsröhre HBO-100W ausgestattet war. Die Osramröhre war in einem rechteckigen Metallgehäuse untergebracht, das eine elektronische Schaltung zur

Leistungsregulierung und eine regulierbare Zeitabschalt-Automatik enthielt. Die von der Röhre abgegebene Strahlung wurde über eine Sammellinse in ein angeschlossenes ca. 30 cm langes Lichtleiterkabel eingestrahlt, das mit seinem Ende an ein zweites, dünneres Kabel verschraubt war, dessen Endstück direkt in die Löcher der Aluminiumplatte gesteckt werden konnte.<sup>3</sup> Die Abb. 3.1 und 3.2 zeigen den Aufbau und die spektrale Strahlungsverteilung dieses Lampentyps [OSR86]. Da die Quelle häufig Schwankungen der Intensität aufwies, mußte die Röhre innerhalb eines Zeitraumes von 6 Monaten dreimal ausgetauscht werden.



**Abb. 3.1: Bau der Entladungsröhre OSRAM HBO-100W.**

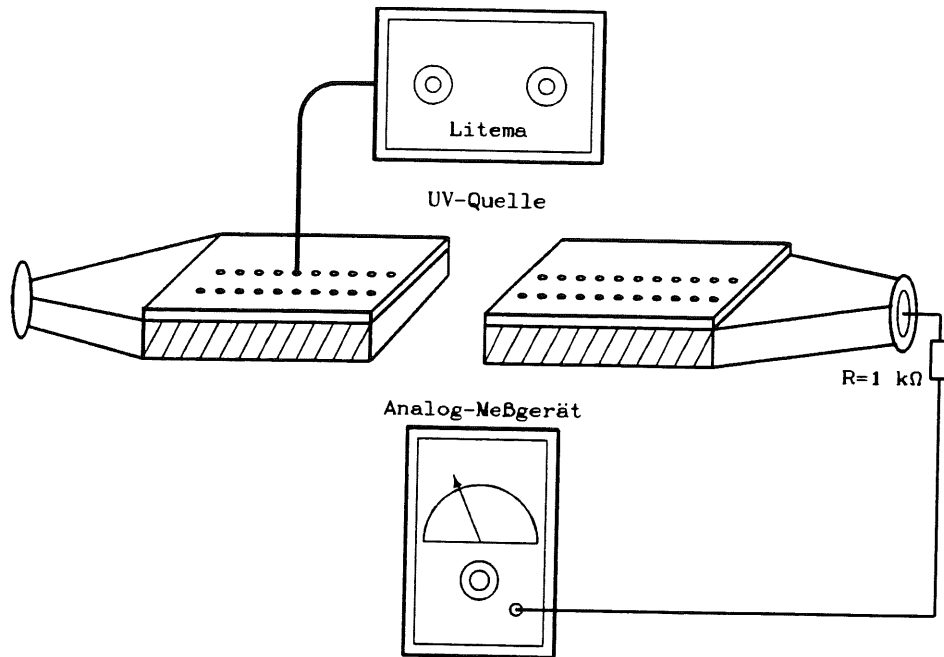
*HBO-Röhren bestehen aus Quarzglas, das mit Quecksilberdampf gefüllt ist, das unter hohem Druck steht. Zwei Elektroden mit einem Abstand von 7 mm fachen die Gasentladung an. Die Röhre hat eine Länge  $l = 114,2$  mm, eine Breite  $d = 31$  mm (am elliptischen Entladungsraum) und eine Anodenlänge  $a = 44,7$  mm.*



**Abb. 3.2: Spektrum der Röhre OSRAM HBO-100W.**

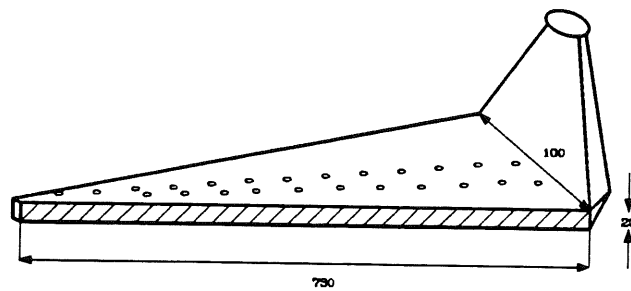
*Das Maximum der Strahlung befindet sich etwa bei 360 nm.*

<sup>3</sup>Die Lichtauskopplung der Hg-Lampe wurde für diesen speziellen Zweck von Herrn Dipl. Phys. H. Krause modifiziert.



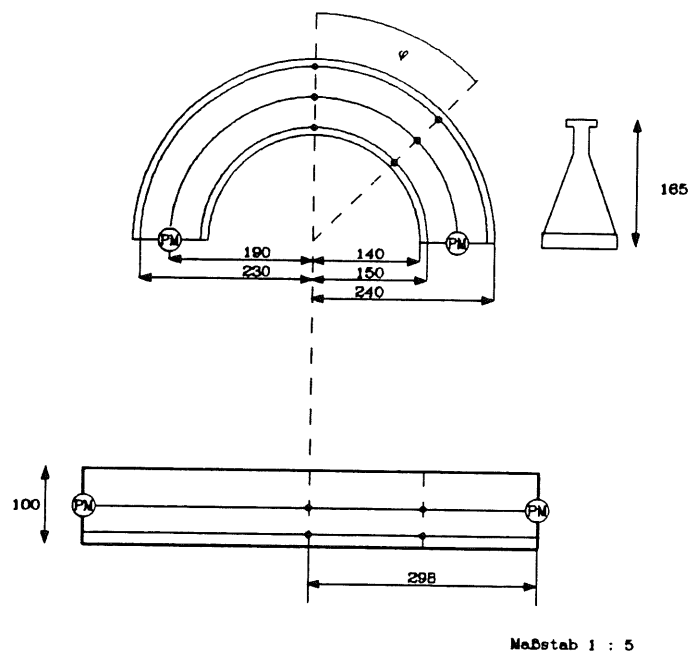
**Abb. 3.3: Meßaufbau mit der UV-Quelle (S1, S2).**

Das UV-Licht wird mit Hilfe eines Glasfaserkabels durch die Lochmaske in den Szintillator gestrahlt, der aus Platzgründen aufgeschnitten dargestellt ist. Das Szintillationslicht wird mit Hilfe einer Photodiode über einen  $1\text{ k}\Omega$ -Widerstand, der mit einem KEITHLEY-Nano-Amperemeter verbunden ist, Punkt für Punkt aufgenommen.



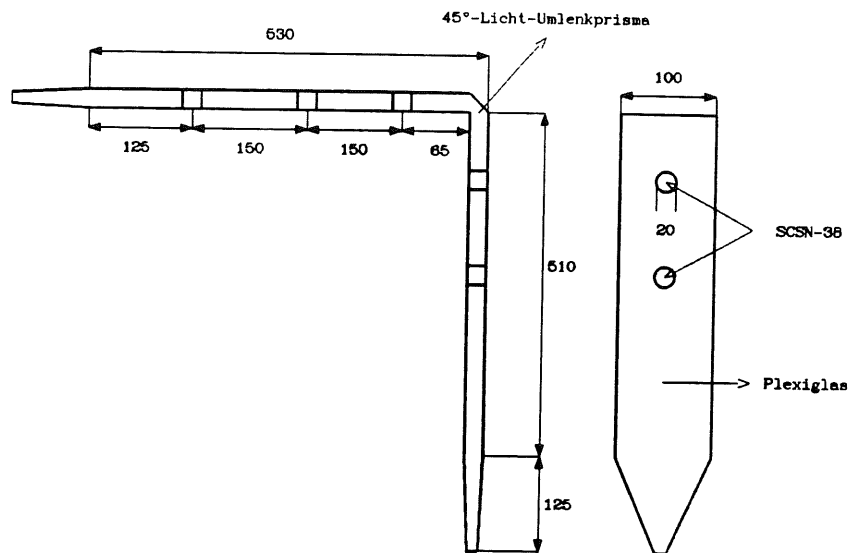
**Abb. 3.4: Kreissektor-Szintillator (S3).**

Die Graphik zeigt den Kreissektorausschnitt mit dem rechtwinklig angeklebten Lichtleiter, der zur Lichteinspiegelung an der Klebestelle zum Kreissektorsegment unter  $45^\circ$  abgescrängt ist.



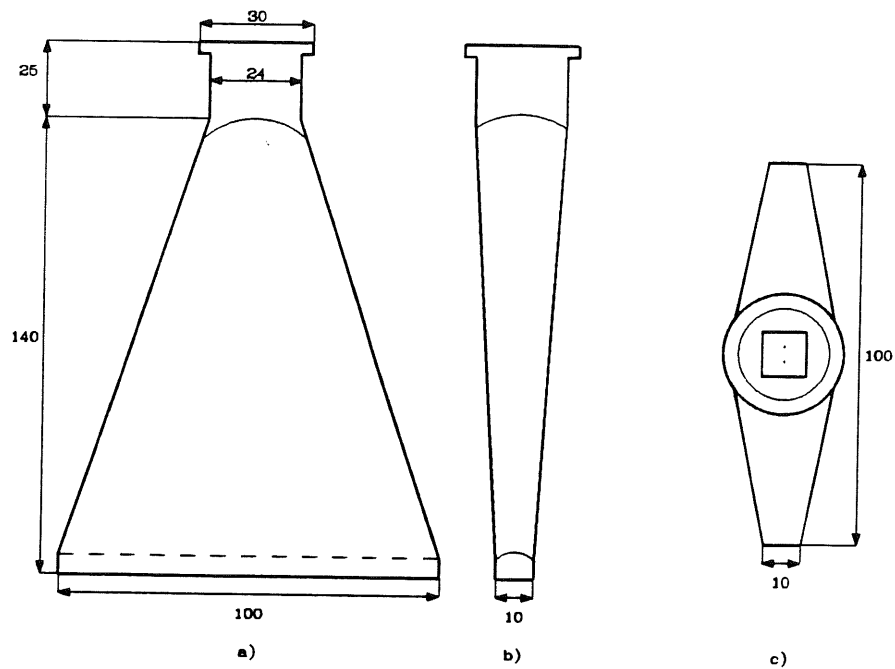
**Abb. 3.5: Bogen- und Referenz-Szintillator.(S4, S5)**

Die vertikale Linie ist die Symmetrieachse der Einstrahlorte beider Szintillatoren die die Umrechnung der Lage der Orte des Referenzbrettes auf den Bogen in Polarkoordinaten gestattete. Die Photomultiplier bzw. Photodioden von Szintillatorbogen und Referenzbrett sind wie in Abb. 3.4 durch rechtwinklig unten abgeschrägte, sich nach oben verjüngende Lichtleiter angekoppelt und stehen senkrecht über der Szintillatorfläche. Die Einstrahlorte auf dem Szintillatorbogen lagen auf den eingezeichneten Krümmungsradien. Die Messungen auf dem Bogen können für den Mittelradius mit den Ergebnissen für das gerade Referenzstück verglichen werden ( $\pi r = 596\text{mm}$ ).



**Abb. 3.6: Lichtleitwinkel (S6).**

*Der Lichtleitwinkel in Seiten- und Vorderansicht. Auf dem oberen und unteren Schenkel erkennt man die Szintillatorstopfen aus SCSN-38, die in das Plexiglas eingeklebt sind.*



**Abb. 3.7: Fishtail-Lichtleiter(LL1).**

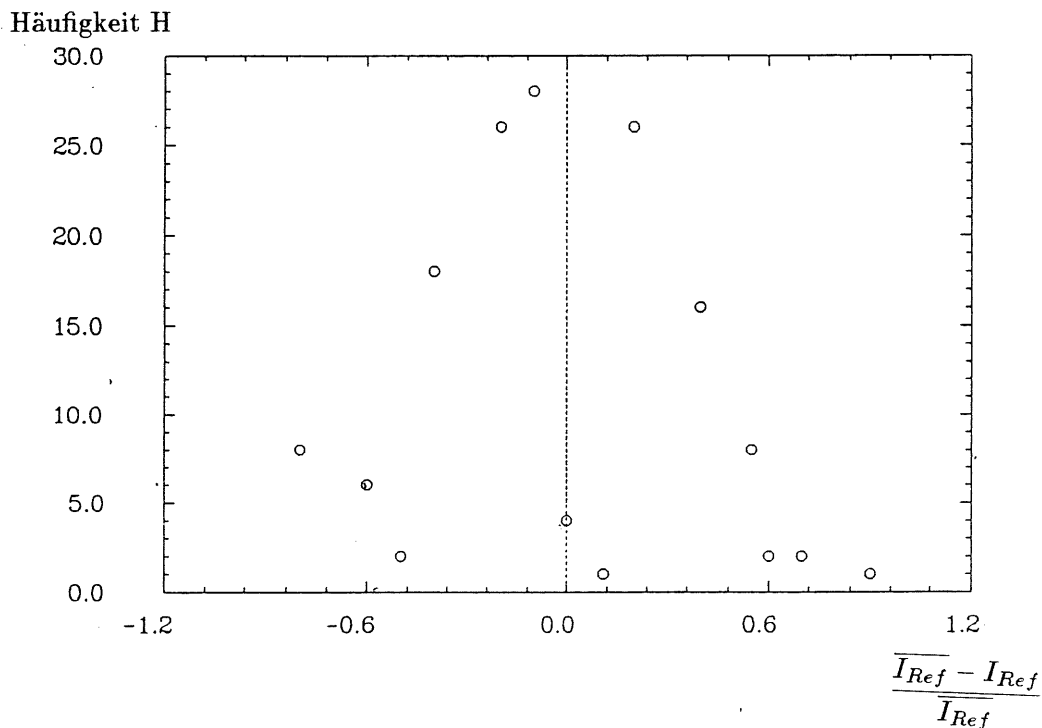
Der Lichtleiter in a) Vorder-, b) Seiten- und c) Aufsicht. In c) ist das Quadrat mit den beiden Punkten die Photodiode, der innere Kreis ist der Durchmesser eines vorbereiteten Befestigungsflansches für den Photomultiplier. Da die Fläche der Photodiode mit  $100 \text{ mm}^2$  kleiner ist als die runde Endfläche des Lichtleiters mit  $706 \text{ mm}^2$ , wurde zu Beginn der Messungen ein zweiter kegelförmiger Lichtleiter, LL2, mit einem optischen Fett aufgesetzt, um die Lichtverluste zu minimieren.

### 3.3 Datenauswertung

Die in den verschiedenen Einstrahlpositionen gemessenen Signale (Photostromwerte  $I_k(x_j)$ ) wurden durch die zeitlich benachbart gemessenen Referenzsignale  $I_{Ref,k}$  dividiert und die Mittelwerte der Quotientenverteilungen gebildet:

$$\overline{I(x_j)} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{I_k(x_j)}{I_{Ref,k}} \quad (3.1)$$

Diese Mittelwerte, die meist auf  $N = 4$  Meßpunkten basieren, sind die in Kap. 5 für jede Einstrahlposition angegebenen Meßergebnisse. Die Quotientenbildung erwies sich als erforderlich, weil die Hg-Lampe beachtliche Intensitätsschwankungen aufwies. Abb. 3.8 zeigt die Verteilung der Photostromsignale für einen festen Referenzpunkt über einen Zeitraum von ca. 2 Stunden. Es werden Schwankungen der Lichtausbeute um den Faktor 2 und in den 2 mittleren Meßpunkten beachtliche Abweichungen von der erwarteten GAUSS-Verteilung beobachtet. Dies zeigt, daß eine simultane Messung von Signal- und Referenzsignal zur Überwachung wesentlich besser gewesen wäre. Leider konnte die simultane Messung mit Verzweigung der Lichtsignale in der Arbeit nicht realisiert werden.



**Abb. 3.8: Intensitätsschwankungen der Hg-Lampe.**

Die Verteilung des gemessenen Referenzsignals (140 Messungen).



## Kapitel 4

# Messungen am $e^-$ -Teststrahl bei DESY

*Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wurde als Anregungsquelle für die Szintillatoren ein Elektronenstrahl benutzt. Die Teststrahlbauten befinden sich am Teststrahl 22 in einer Experimentierhalle tangential zum Synchrotron DESY I. Unserer Experimentiergruppe stand der  $e^-$ -Teststrahl während dreier Meßphasen, jeweils etwa vierzehntäglich zur Verfügung.*

### 4.1 Meßaufbau

Der Elektronen-Teststrahl bei DESY entsteht durch Erzeugung von  $\gamma$ -Bremsstrahlung an einem Kohlefadentarget und nochmaliger Konversion zu Elektronen mit anschließender magnetischer Selektion der gewünschten Energie. Die Energie ist zwischen 1 und 5 GeV kontinuierlich einstellbar. Die Abb. 4.1 zeigt eine Skizze des Meßaufbaus. Nach Austritt des Strahls aus dem Analysiersystem (Austrittskollimator) weitet sich der Strahl, der einen anfänglichen Durchmesser von  $1\text{ cm}^2$  besitzt, auf, so daß die Einstrahlpositionen auf dem Meßobjekt durch *Triggerzähler* definiert werden muß.

Die zu vermessenden Szintillatoren standen mit den Photomultipliern versehen auf der horizontal und vertikal zu bewegendem Platte eines Meßtisches, mit dem sie relativ zum Strahl fernsteuerbar bewegt werden konnten. In den ersten beiden Meßzeiten wurde die Strahlachse mit einem Nivellier-Fernrohr eingestellt. In der letzten Meßzeit wurde für diesen Zweck ein HeNe-Laser installiert, dessen direkt sichtbares Licht sich gut zur Justierung eignete. Auf der Unterkante der Szintillatoren war mm-Papier aufgeklebt, auf dem die Einstrahlpunkte eingezeichnet waren.

Die Hochspannung ( $U=1800\text{ V}$ ) für die Photomultiplier wurde von einer Hochspannungseinheit LECROY HV 4032A geliefert. Anstelle der üblichen BNC-Kabel wurden C-Kabel, die größere Leiterquerschnitte aufwiesen, benutzt. Die Elektronik und Datenaufnahme befand sich in einer separaten Meßhütte. Die räumliche Entfernung der Hütte betrug ca. 20 m.

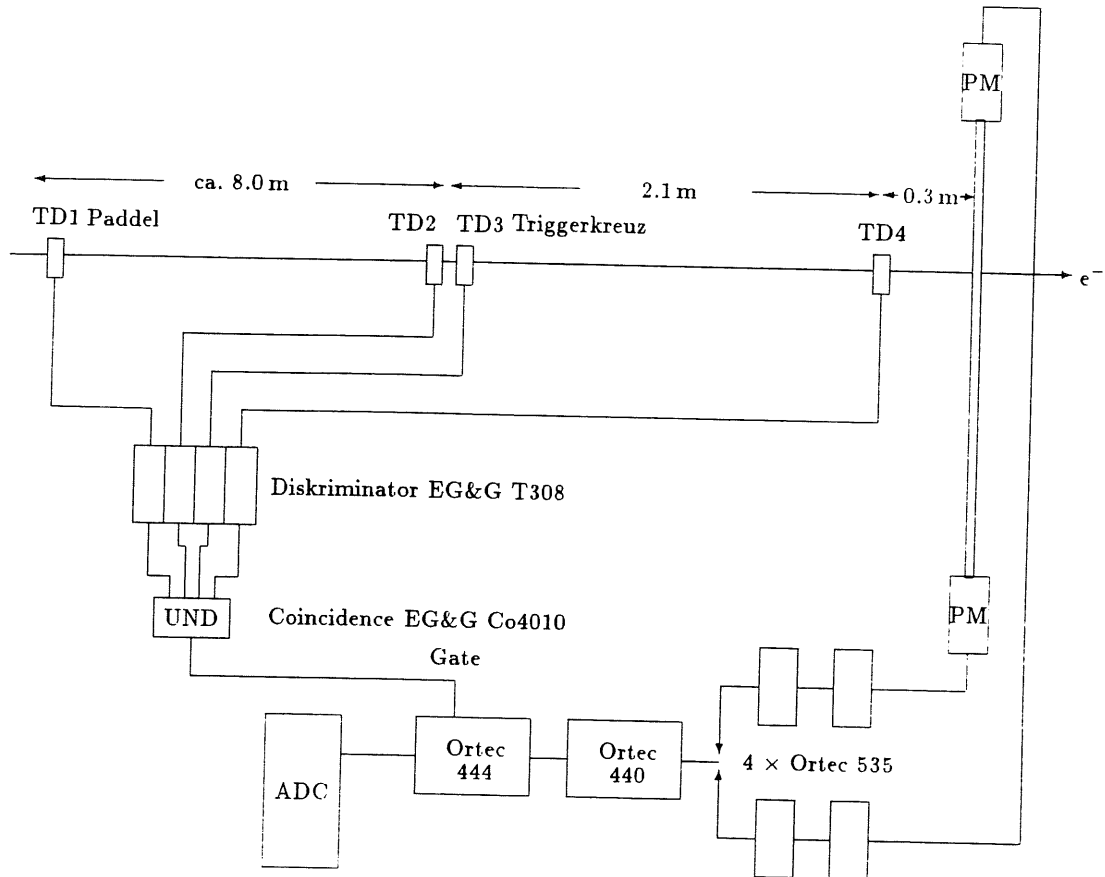
Der erste der 4 Triggerzähler TD1 ist ein großflächiges Szintillatorpaddel ( $200 \times 800\text{ mm}^2$ ) (TD1), das in etwa 300 mm Abstand hinter dem Kollimator die Zählraten des  $e^-$ -Strahls bestimmt. TD2 und TD3 sind zwei Szintillationszähler mit einer Fläche von je  $100 \times 10\text{ mm}^2$ , die in einem Abstand von ca. 2100 mm vom Meßszintillator

aufgestellt waren. Diese Trigger bilden ein Kreuz, das die räumliche Position des  $e^-$ -Strahls festlegt. Der letzte Triggerzähler TD4 ( $49 \text{ mm}^2$ ) befand sich 30 cm vor dem zu untersuchenden Zähler und definiert zusammen mit dem Zählerkreuz die Größe und Position des Strahlflecks auf dem Meßobjekt. Die Zählraten lagen bei 100 Hz, so daß *pile up* vernachlässigt werden konnte. Dennoch wurde in der letzten Messung am DESY-Teststrahl ein großflächiger *Veto-Lochzähler* mit in das Triggersystem eingebaut. Die elektronischen Zählraten der Triggerdetektoren werden getrennt auf separaten Eingängen einer Diskriminatoreinheit geleitet (EG&G T308), die aus diesen Signalen NIM-Standardimpulse formt. Diese NIM-Signale werden auf eine Koinzidenzeinheit EG&G Co4010 gegeben, deren Ausgangssignal als Gate-Signal für den GBA (*Gated Biased Amplifier*) ORTEC444 dient. Die beiden analogen Signale aus den Photomultipliern der Meßszintillatoren wurden über je zwei in Serie geschalteten *spectroscopy amplifier* (ORTEC535) und anschließend in einen Hauptverstärker (ORTEC440) verstärkt und dann wahlweise auf den schon erwähnten GBA geleitet. Vom GBA gelangen die Signale zum ADC (*Analog-to-Digital-Converter*) des *Vielkanalanalysators* und werden dort entsprechend ihrer Pulshöhe in Kanäle abgespeichert.

Während der Meßzeiten sind alle Szintillatoren am Teststrahl vermessen worden. Für die Datenaufnahme der ersten Meßzeit stand ein PC mit dem Programm MICRORUN zur Verfügung. Die Signalhöhenspektren wurden als Einzelspektren im sog. *acquire mode* gemessen, die Daten wurden auf Diskette geschrieben und nach Datenkonvertierung anschließend auf dem IBM-Computer bei DESY ausgewertet.

Für die Datenaufnahme der folgenden beiden Meßzeiten wurde ein Vielkanalsystem benutzt, das aus zwei Rechnern des Typs DEC LSI 11/23 und DEC  $\mu$ J/11 besteht und Messungen im *list-mode*-Verfahren gestattet. Zur Aufnahme der eindimensionalen Pulshöhenspektren allerdings, war das schon oben genannte *acquire-mode*-Verfahren ausreichend.

Für die spätere Auswertung auf der DESY-IBM mußte diese Datenstruktur mehrfach umformatiert werden, dann erst konnten die Auswerteprogramme nach [FUN88] benutzt werden.



**Abb. 4.1: Der Meßaufbau am Teststrahl.**

Die Graphik zeigt den Verlauf des  $e^-$ -Strahls, seinen Durchgang durch die Triggerdetektoren und den Meß-Szintillator, sowie ein Blockschaltbild der Elektronik.

## 4.2 Gang der Datenauswertung

Die Datenauswertung gliedert sich in die folgenden Schritte:

1. Die auf Disketten vorliegenden Meßdaten werden mit Hilfe des Programmpakets **IOPACK**<sup>1</sup> aus der CERN-Programm-Bibliothek auf die DESY-IBM kopiert.
2. Dieses Datenformat wird von einem Programm **READLM**<sup>2</sup> auf sequentielle Files im **NEWLIB**-Datenformat umkopiert.
3. Ein weiteres Programm **LMOFF**<sup>3</sup> kopiert diese Rohdaten ein drittesmal um, für die graphische Darstellung und Weiterverarbeitung im **GEP**-Format<sup>4</sup>. **LMOFF** erzeugt die graphischen Rohdaten-Spektren.
4. Mit dem Programm **REDUCE** konnten die Spektren von 4096 auf 1024 Kanäle komprimiert werden.
5. **BOODST**<sup>5</sup> speichert die erzeugten Spektren nach **GEP**-Konvention ab.
6. Den eigentlichen Auswerteschritt leistet das Programm **MULTIFIT**, das eine **LANDAU-GAUSS**-Verteilung an die Daten anpaßt.
7. Das Maximum der **LANDAU-GAUSS**-Verteilung wird berechnet u.a. mit Hilfe der *Zufallszahlen-Generatoren* **LANMIN**, **GAUSSMIN** aus der DESY-Programm-Bibliothek **VALLEY**.<sup>6</sup>

Die Graphik 4.2 faßt diese Schritte noch einmal zusammen.

---

<sup>1</sup>**I**nput-**O**utput-**P**ACkaging

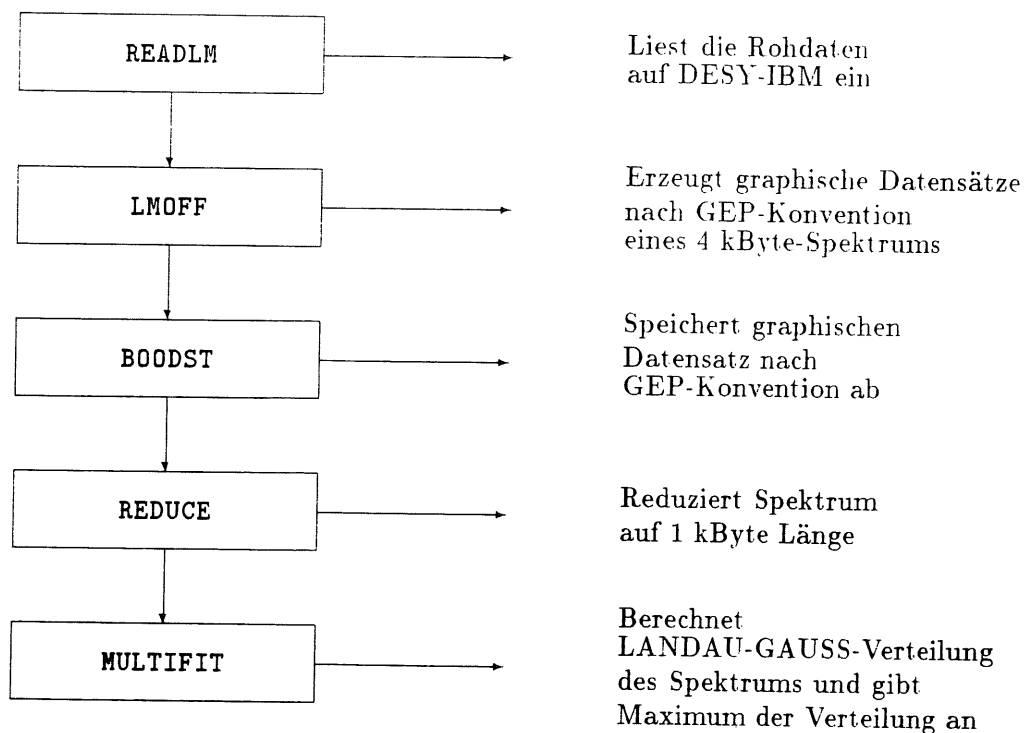
<sup>2</sup>**R**EAD-**L**ist-**M**ode

<sup>3</sup>**L**ist-**M**ode-**O**FFset

<sup>4</sup>**G**raphics-**E**ditor-**P**rogram

<sup>5</sup>**B**OOking of **D**ata **S**eTs

<sup>6</sup>geschrieben von Prof. V. Blobel



**Abb. 4.2: Flußdiagramm der Programme.**

Die Rechtecke zeigen von oben nach unten die benutzten Programme für die Datenauswertung.

#### 4.2.1 Berechnung des Maximums der Verteilungen

Nach [FUN88] wird das Maximum der aufgenommenen Pulshöhenverteilungen durch eine *Integralfaltung* der Form

$$F(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x) f_2(x) dx \quad (4.1)$$

$$= f_1 * f_2 \quad (4.2)$$

und die Abweichung des Spektrums von der Funktion  $F(u)$  mit Hilfe des  $\chi^2$ -Testes

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(F(u_i) - G(u_i))^2}{\text{err}(G_i)^2} \quad (4.3)$$

mit  $(4.4)$

$$\text{err}(G_i) = \sqrt{G_i}$$

bestimmt. Die Variable  $u_i$  entspricht der Kanalnummer und  $G(u_i)$  den entsprechenden Inhalt. Die Faltungsfunktion  $F(u)$  lautet explizit:

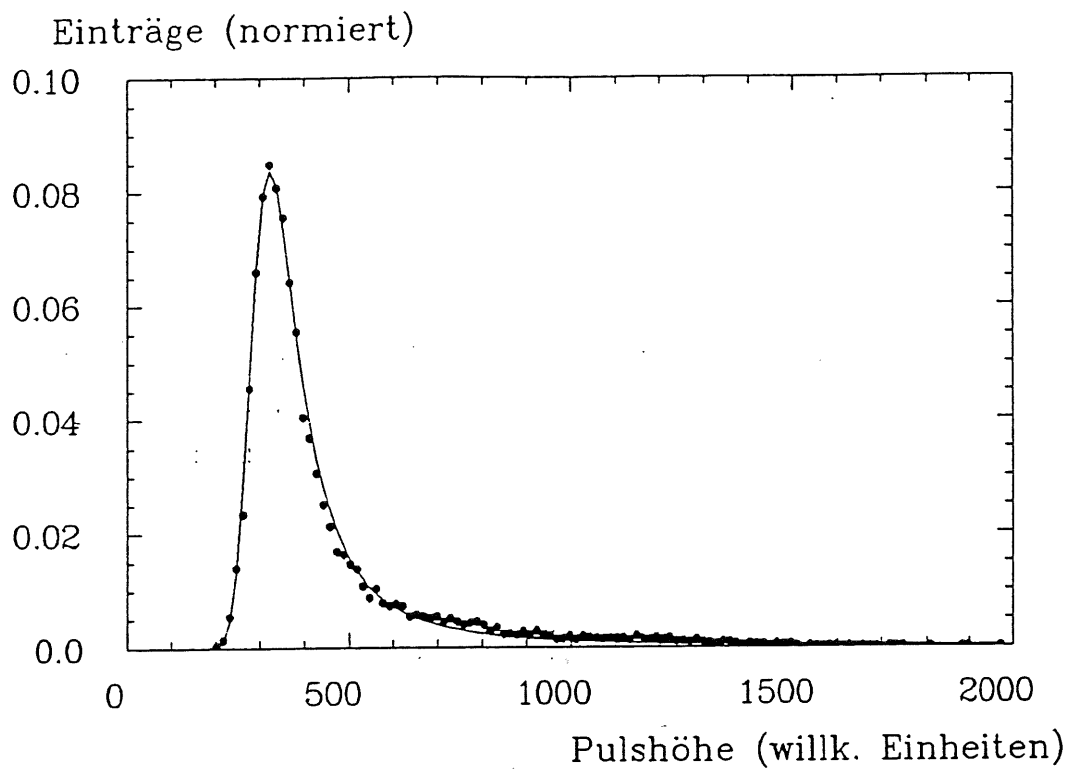
$$F(u) = \frac{1}{K} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi\left(\frac{u'-\eta}{\kappa}\right) \epsilon^{-\frac{1}{2}\left(\frac{u'-x}{\sigma}\right)^2} du' . \quad (4.5)$$

Die Faltungskonstante  $\frac{1}{K}$  ist proportional zum Normierungsfaktor für die GAUSS-Verteilung  $\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}}$  und zum reziproken Breite-Parameter der LANDAU-Verteilung  $\frac{1}{\kappa}$ , wie in [FUN88] beschrieben. Die Funktion  $\Phi\left(\frac{u'-\eta}{\kappa}\right)$  ist identisch mit der im Anhang angegebenen Gl. E.7, wobei  $\eta$  die Lage des Maximums der LANDAU-Verteilung bezeichnet.

Das Maximum  $F_{max}$  der Faltungsfunktion  $F(u)$  hängt nur von den beiden Parametern  $\eta$  und  $\kappa$  der LANDAU-Verteilung ab. Diese Parameter berechnen sich mit Hilfe eines Unterprogramms aus der Bibliotheksroutine VALLEY des DESY-Rechenzentrums. Die Funktion Gl. 4.5 wurde mit möglichen Werten der beiden Parameter durch ein Unterprogramm der MAG-LIBRARY <sup>7</sup> berechnet und anschließend mit VALLEY gefittet. Bei den geraden Szintillatoren konnten rationale Fits der Meßdaten erzielt werden (s. Kap. 5), beim Bogen- und beim Kreissektor-Szintillator traten größere Abweichungen auf.

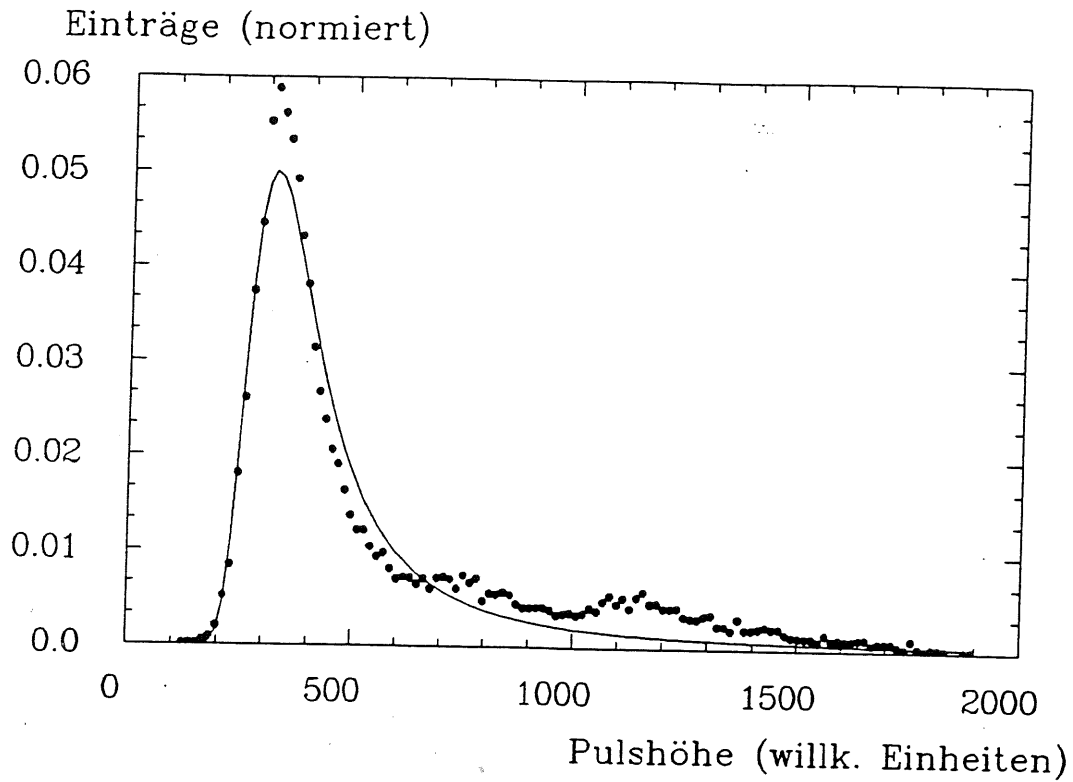
---

<sup>7</sup>Numerical Algorithmic Group



**Abb. 4.3: Pulshöhenspektrum S1 am Referenzort.**

*Einschuß von 3 GeV-Elektronen am Ort  $x = 880\text{ mm}$ ,  
 $y = 50\text{ mm}$ . Das Spektrum wurde mit der Faltungsfunktion  
4.5 gefittet.*



**Abb. 4.4:** Pulshöhenspektrum S1 bei (350, 50).

*Einschuß von 3 GeV-Elektronen am Ort  $x = 350\text{ mm}$ ,  $y = 50\text{ mm}$ . Das Spektrum wurde ebenfalls mit der Faltungsfunktion 4.5 gefittet, es weist kleinere lokale Maxima im hinteren Teil der Fit-Funktion auf, die auf eine Aufschauering des Elektronenstrahls vor dem Meßzintillator hinweisen.*



## Kapitel 5

# Ergebnisse und Vergleiche der Messungen

*In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen mit der Hg-Lampe und dem  $e^-$ -Teststrahl in graphischen Darstellungen und in tabellarischer Form vorgestellt, um die Daten direkt miteinander vergleichen zu können. Die Lichttransportverluste der Szintillatoren werden in sog. **Abschwächungskurven** dargestellt, die die Stromstärke der Photodiode oder der Pulshöhe des Photomultipliersignals als eine Funktion des Abstandes vom Anregungsort im Szintillator zeigt.*

### 5.1 Ergebnisse für die 180 cm-Szintillatoren

Die Abb. 5.1, 5.2 und 5.5, 5.6 zeigen die *Ortsabhängigkeit* der Signalhöhe für die 1 und 2 cm dicken Szintillatorbretter von 1,80m Länge. Aufgetragen sind die Meßergebnisse der Hg-Lampe für die in Kap. 3 erwähnten unterschiedlichen Verpackungen der Szintillatorbretter, ohne Reflektorfolie, mit aluminisierter Mylarfolie und mit  $\text{TiO}_2$  gespritzter weißer Reflektorfolie. Die Abb. 5.3, 5.4, 5.7 und 5.8 zeigen zusätzlich für die Verpackung mit Mylarfolie die angefttete Exponentialfunktion  $F(x) = \text{const.}(\exp(-\frac{x}{\lambda}))$  an die gemessenen Signalhöhen; zur Berechnung der Fitkurve sind die Daten mit Fehlerbalken versehen worden, die den Meßprotokollen entnommen wurden.

Der Referenzpunkt war in 880 mm Abstand von der Klebefläche zum Lichtleiter lokalisiert. Auf Grund der Quotientenbildung  $\frac{I_c}{I_{Ref}}$ , machen sich absolute Helligkeitsunterschiede für die verschiedenen Verpackungen nicht bemerkbar. Der ähnliche Verlauf aller Meßkurven zeigt, daß die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute durch die Art der Reflektorfolien wenig beeinflusst wird, und läßt im übrigen aber auf eine ganz gute Reproduzierbarkeit der Messungen schließen.

Wenn man den Nahbereich ( $0 \leq x \leq 10\text{cm}$ ) unberücksichtigt läßt, fällt die Intensität im 1-cm-Szintillator und im 2-cm-Szintillator angenähert exponentiell ab, mit etwas unterschiedlichen Abschwächungsfaktoren 2 bis 3 über die gesamte Länge für Außen- und Mittelposition auf dem Szintillatorbrett. Die Verwendung der reflektierenden Mylarfolie bzw. der mit  $\text{TiO}_2$  gespritzten Mylarfolie ergibt etwas kleinere Abschwächungsfaktoren und damit größere Abschwächlängen  $\lambda$  als die schwarz eingepackten Szintillatorbretter. Im Nahbereich wird das unterschiedliche Verhalten in

Mittel- und Außenposition noch deutlicher. In der Mittelposition nähert man sich mit  $x \rightarrow 0$  auf Grund der Szintillatorgeometrie immer mehr dem Photomultiplier und darf also mit einem immer größer werden Raumwinkel für direkt gemessene Strahlung und einen entsprechenden Intensitätsanstieg rechnen. In der Außenposition verändert sich der Raumwinkel mit  $x \rightarrow 0$  nur geringfügig. Das beobachtete Abflachen des Intensitätsanstiegs (Maximum) erscheint verständlich.

Die Abb. 5.9 zeigt die gemessene Pulshöhe für den 1.80 m-Szintillator am DESY-Teststrahl bei 3 GeV, hier ist keine Quotientenbildung erforderlich, da der Teststrahl konstante Energie liefert. Es wurde jedoch der gleiche Meßpunkt ( $x = 880\text{ mm}$ ), wie bei den Messungen mit der Hg-Lampe auf die Signalhöhe 1 normiert. Der Signalthöhenverlauf läßt sich annähernd durch eine Exponentialfunktion  $F(x) = \text{const.}(\exp(-\frac{x}{\lambda}))$  beschreiben.<sup>1</sup> Die Abweichungen zu den Messungen mit der Hg-Lampe finden sich besonders im Nahbereich und es ergeben sich sehr verschiedene Abschwächlängen (Vergl. 5.1 und 5.2). Eine Möglichkeit der Interpretation dieser Diskrepanz ist, daß die geringe Eindringtiefe des Hg-Lichtes in den Szintillator (Punktquelle), verglichen mit den den Szintillator durchquerenden Elektronenspuren, die eine Linienquelle ergeben, für die beobachteten Unterschiede verantwortlich sind. Ich möchte aber nochmals betonen, daß die Messung mit der Hg-Lampe auf Grund der Instabilität der Lampe mit beträchtlichen Fehlern behaftet ist.

---

<sup>1</sup>Die errechneten Werte für  $\lambda$  findet man in den Tabellen 5.1 und 5.2.

Lin. Einheiten

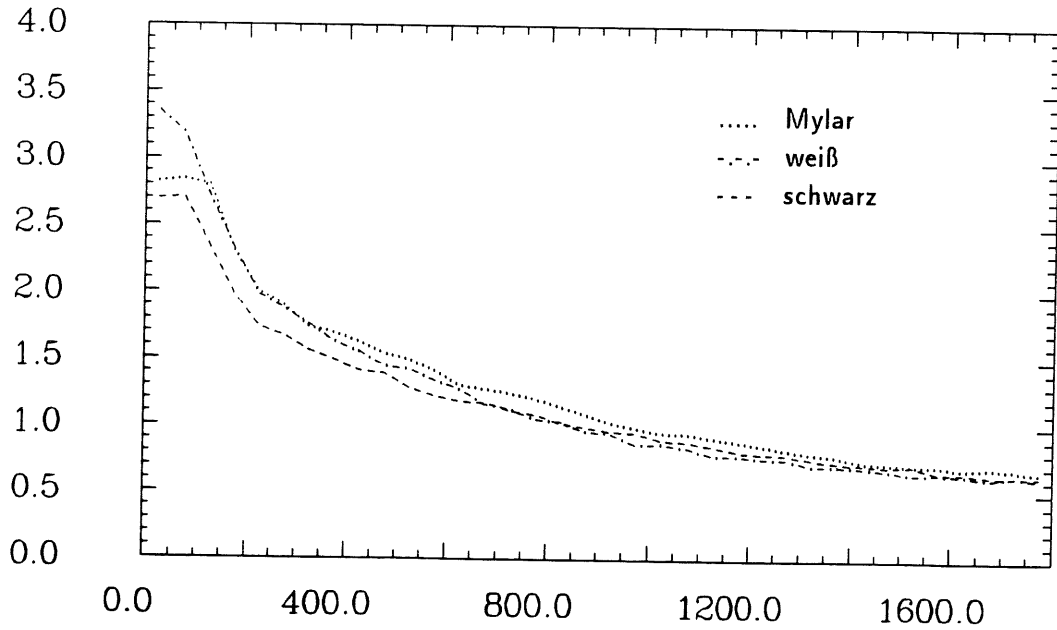


Abb. 5.1: S1 AR.

x [mm]

Abschwächungskurve 1cm-Szintillator - Außenreihe.

Lin. Einheiten

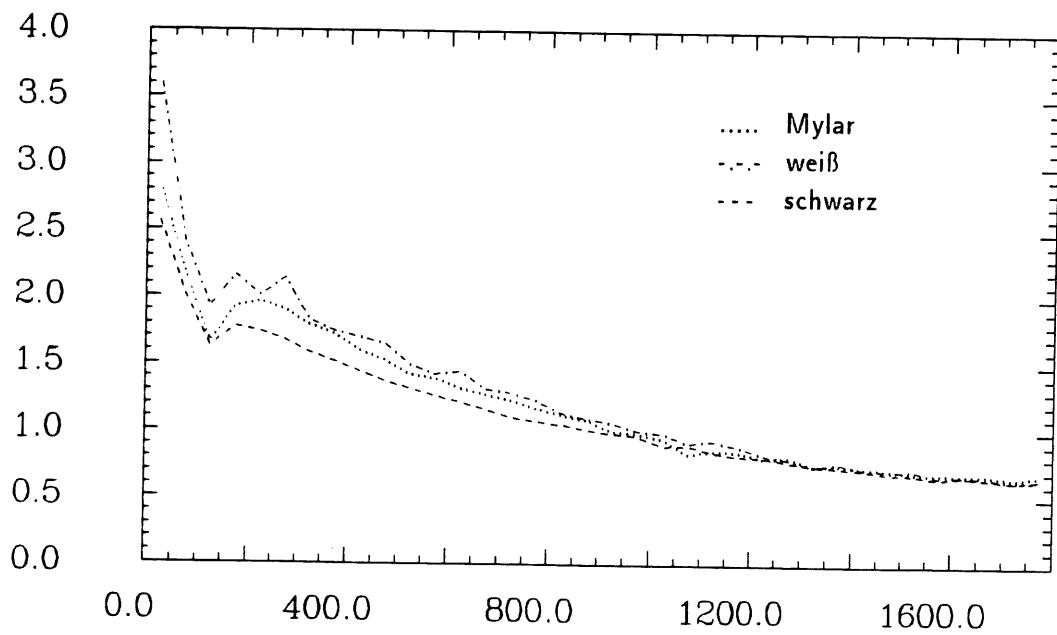
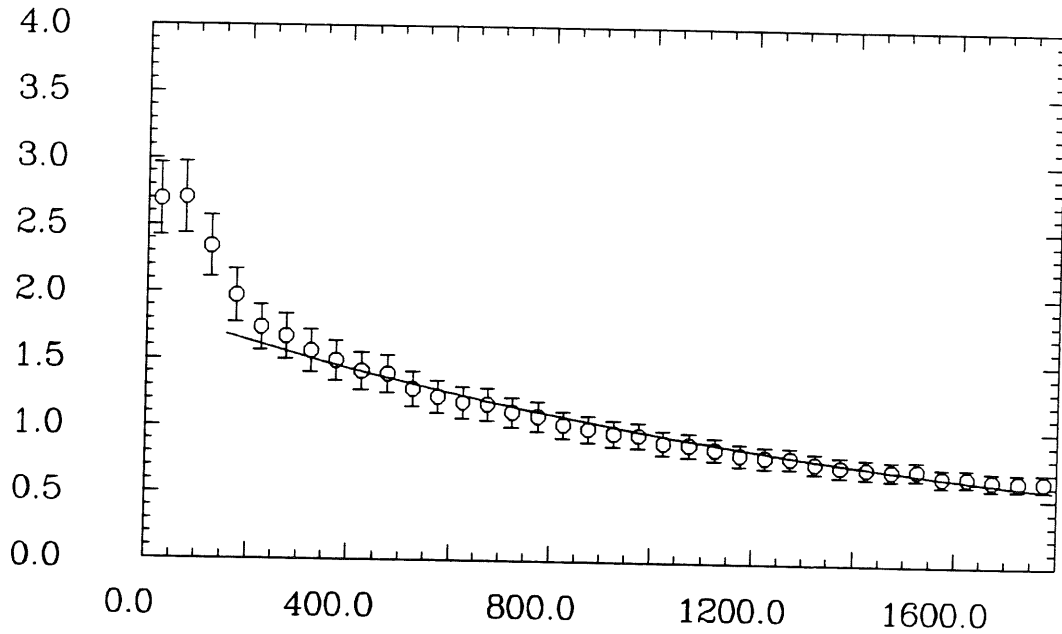


Abb. 5.2: S1 MR.

x [mm]

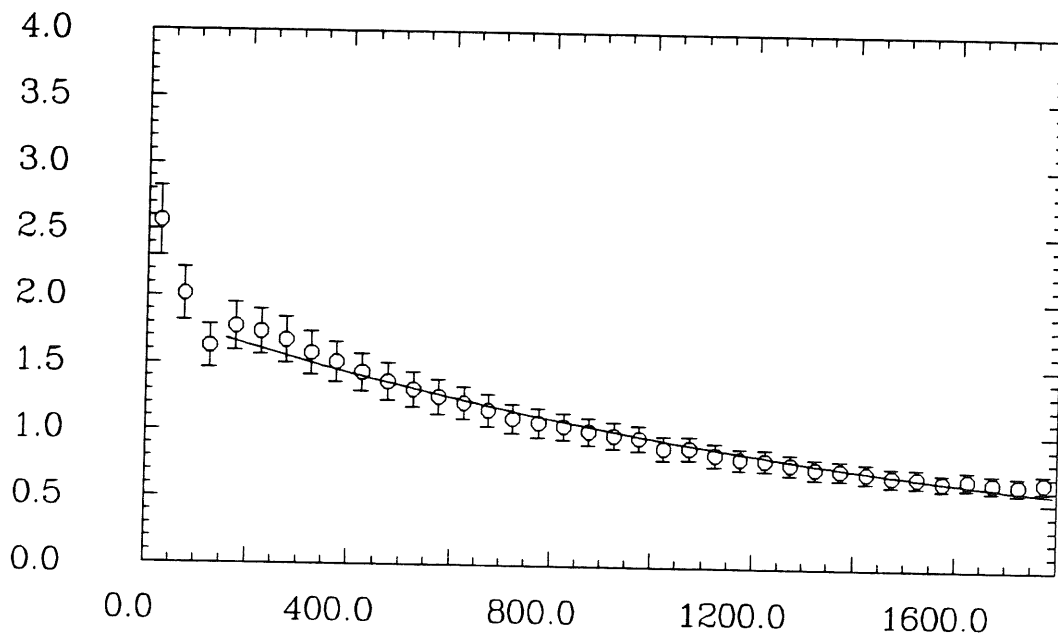
Abschwächungskurve 1cm-Szintillator - Mittelreihe.

Lin. Einheiten



**Abb. 5.3: S1 e-Funktion (AR, Mylar)** x [mm]  
 Angefittete Exponentialfunktion an die Meßdaten des Szintillators S1 (Mylar) an die Außenreihe ( $\lambda = 1166,1\text{mm}$ ).

Lin. Einheiten



**Abb. 5.4: S1 e-Funktion (MR, Mylar)** x [mm]  
 Angefittete Exponentialfunktion an die Meßdaten des Szintillators S1 (Mylar) an die Mittelreihe ( $\lambda = 1215,3\text{mm}$ ).

Lin. Einheiten

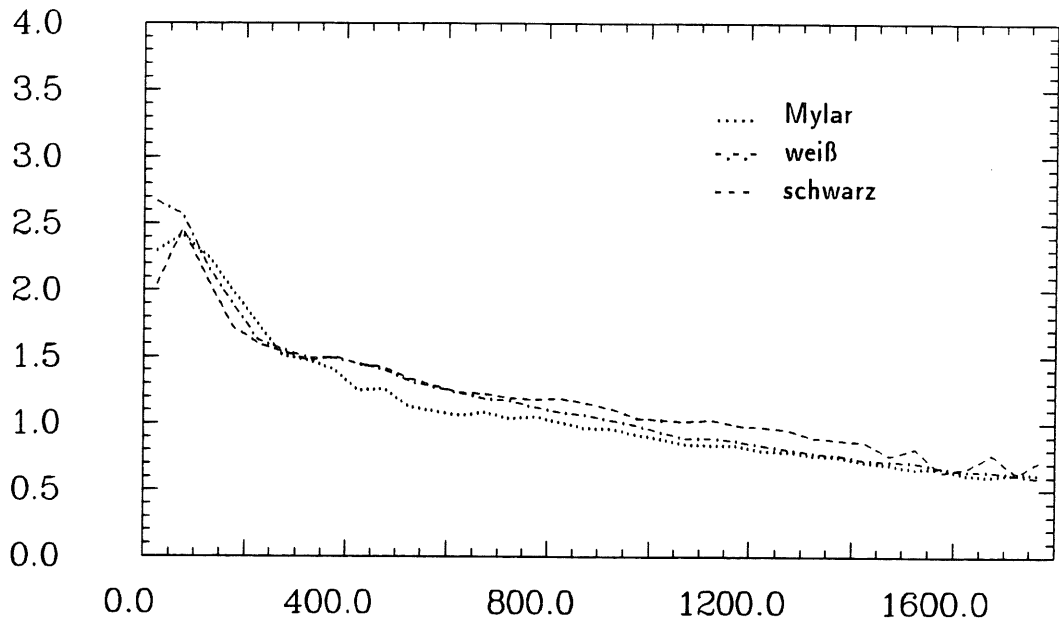


Abb. 5.5: S2 AR.

Abschwächungskurve 2cm-Szintillator - Außenreihe.

x [mm]

Lin. Einheiten

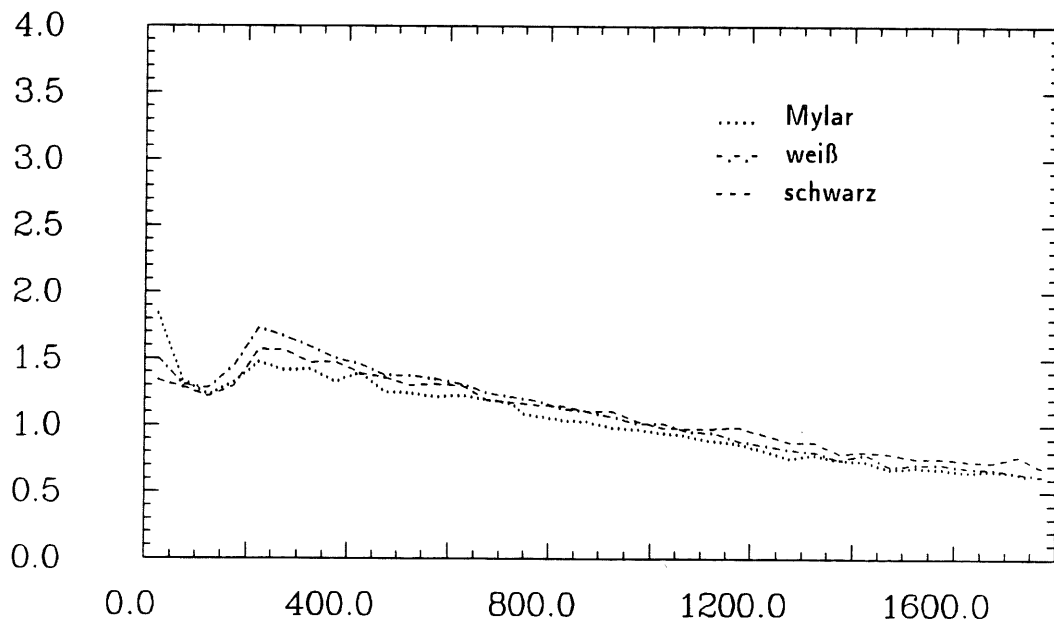


Abb. 5.6: S2 MR.

Abschwächungskurve 2cm-Szintillator - Mittelreihe.

x [mm]

Lin. Einheiten

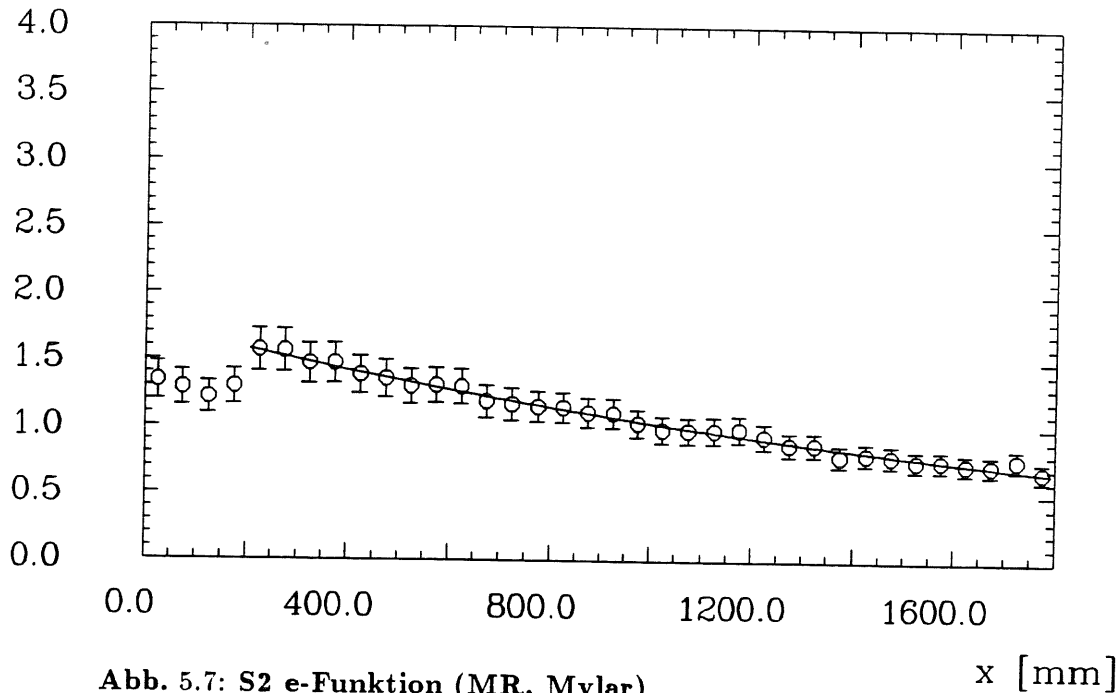


Abb. 5.7: S2 e-Funktion (MR, Mylar)

Angefittete Exponentialfunktion an die Meßdaten des Szintillators S2 (Mylar) an die Mittelreihe ( $\lambda = 1345,5\text{mm}$ ).

Lin. Einheiten

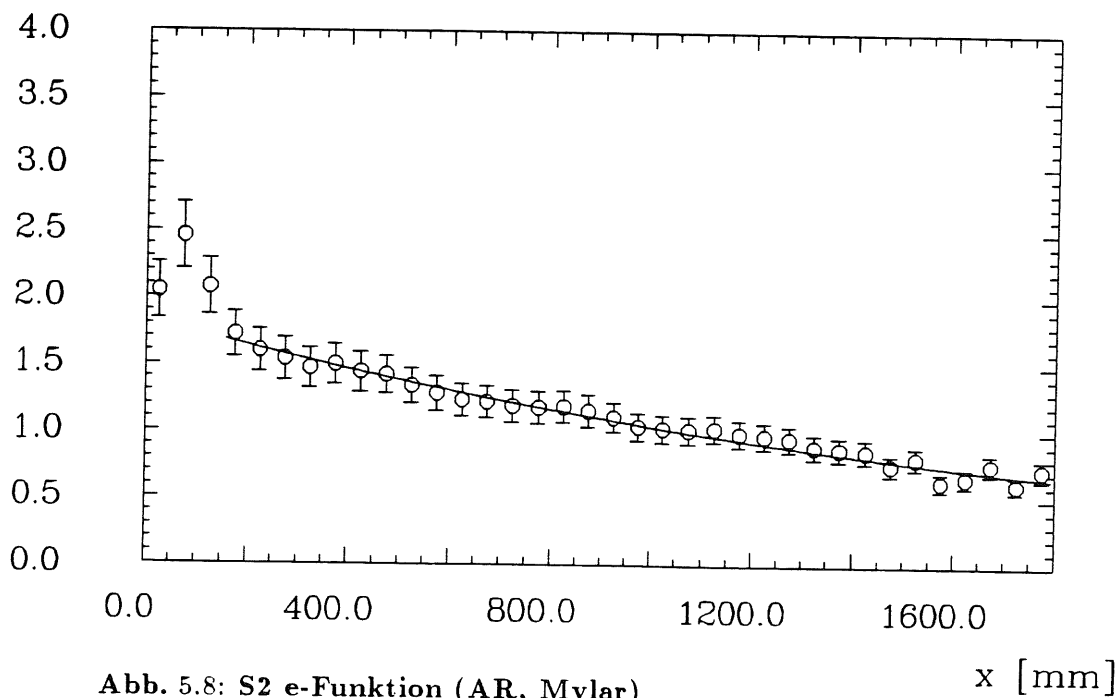
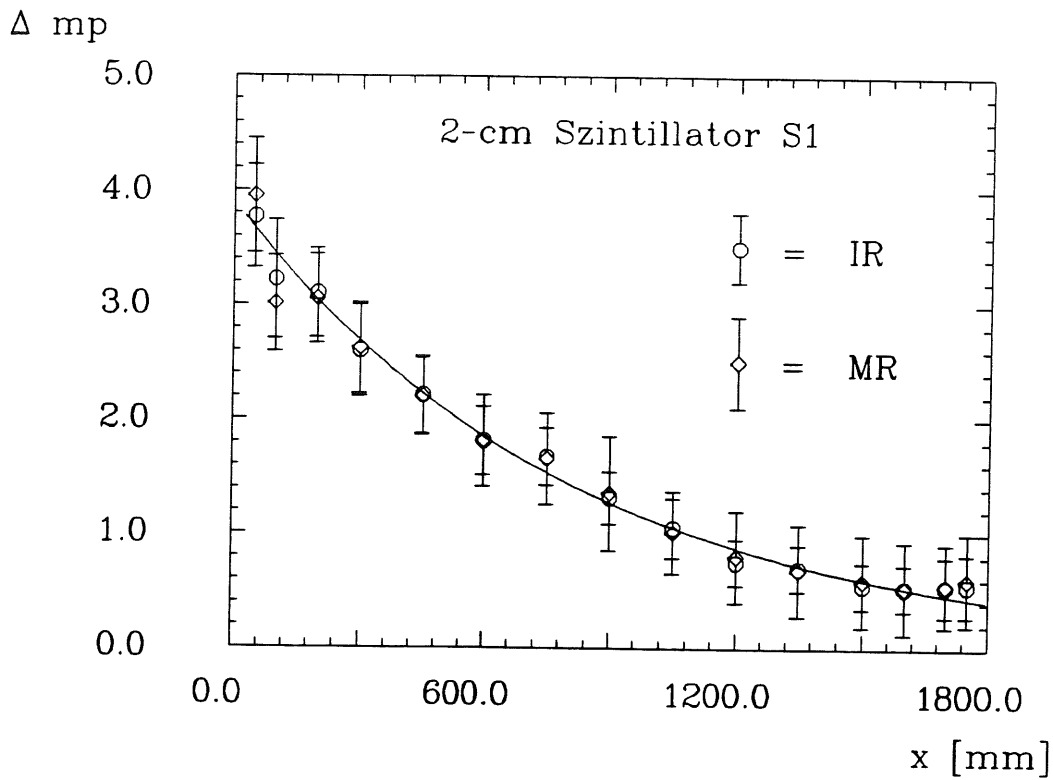


Abb. 5.8: S2 e-Funktion (AR, Mylar)

Angefittete Exponentialfunktion an die Meßdaten des Szintillators S2 (Mylar) an die Außenreihe ( $\lambda = 1408,2\text{mm}$ ).



**Abb. 5.9: Ergebnisse vom DESY-Teststrahl (3GeV) für den Zähler S1.**

Alle gezeigten Pulshöhen wurden auf den Referenzpunkt ( $x = 880\text{mm}$ ), wie bei den Messungen mit der Hg-Lampe, normiert. Die Fehlerbalken entsprechen den Halbwertsbreiten (FWHM) der im Vielkanalanalysator gemessenen Linien. (Fitfunktion  $f(x) = ce^{-\frac{x}{\lambda}}$ , mit  $\lambda = 997\text{mm}$ ).

$\lambda$ [mm] aus Exponentialfunktion			
Typ	Einstrahlungsort	Umhüllung	$\lambda$
S1	MR	schwarz	1664,2
S1	MR	Mylar	1822,3
S1	MR	weiß	1825,6
S1	AR	schwarz	1722,3
S1	AR	Mylar	1836,4
S1	AR	weiß	1842,5
S2	MR	schwarz	1536,2
S2	MR	Mylar	1664,8
S2	MR	weiß	1701,9
S2	AR	schwarz	1585,0
S2	AR	Mylar	1699,2
S2	AR	weiß	1718,4
$\lambda$ [mm] aus Maxima der LANDAU-Fits			
Typ	Einstrahlungsort	Umhüllung	$\lambda$
S1	MR	schwarz	969,2
S1	MR	Mylar	1215,3
S1	MR	weiß	1100,6
S1	AR	schwarz	998,3
S1	AR	Mylar	1166,1
S1	AR	weiß	1223,7
S2	MR	schwarz	1009,1
S2	MR	Mylar	1345,5
S2	MR	weiß	1409,9
S2	AR	schwarz	999,6
S2	AR	Mylar	1408,2
S2	AR	weiß	1438,2

**Tab. 5.1: Abschwächungslängen.**

Die Tabelle zeigt die berechneten Abschwächungslängen  $\lambda$  von S1 und S2 der Messungen mit der Hg-Lampe (oben) und des  $\epsilon^-$ -Strahls (unten).



## 5.2 Ergebnis für den Kreissektor-Szintillator

Die Abb. 5.9 zeigt die Messungen mit dem Elektronenstrahl am Kreissektorszintillator in Abhängigkeit von der radialen Position des Einschußortes. Im Fernbereich ( $x \geq 120\text{mm}$ ) ergibt sich eine konstante Pulshöhe. Der im Gegensatz zu den parallel verlaufenden Kanten am Szintillatorbrett spitzwinklige Verlauf der Kanten im Kreissektor ergibt verbesserte Reflexionsbedingungen für Totalreflexion, so daß die Signalhöhe zu größeren Entfernungen nicht abfällt. Im Nahbereich beobachtet man einen Anstieg, der von den Messungen mit der Hg-Lampe (s. Abb. 5.11 und 5.12) allerdings nicht bestätigt wird.

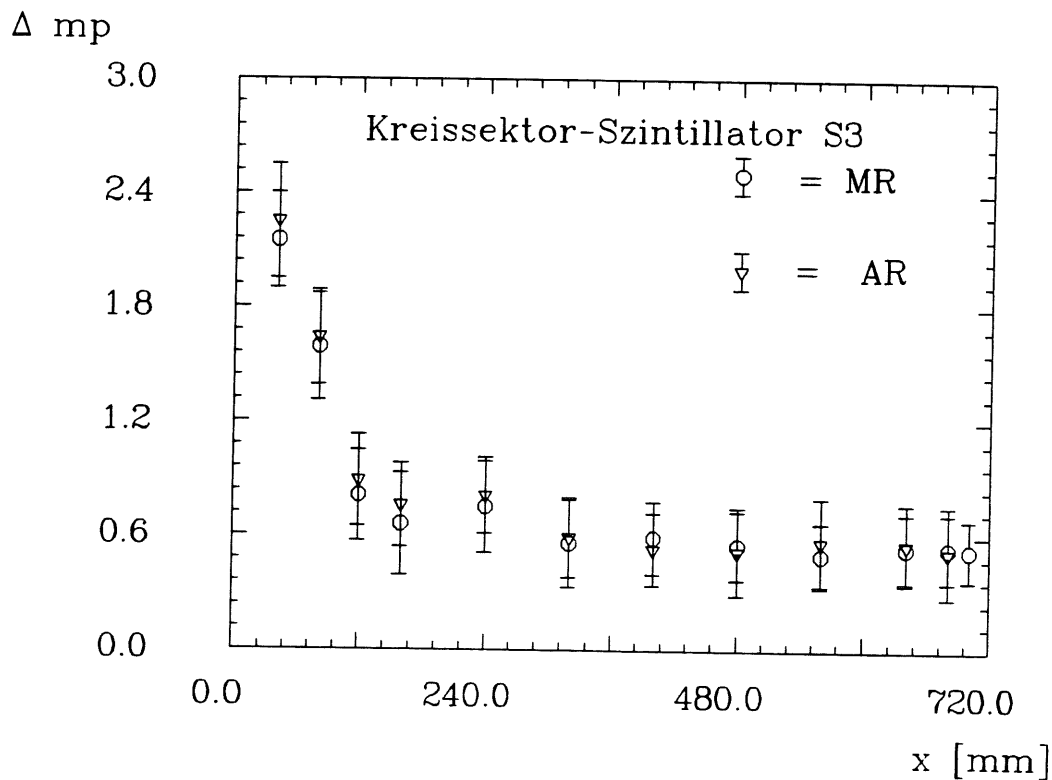


Abb. 5.10: DESY-Teststrahlergebnisse für den Kreissektor-Szintillator S3.

Die Pulshöhen wurden auf den Referenzpunkt ( $x = 240\text{mm}$ ) der Hg-Lampenmessungen normiert. Der Abstand des Kreissektors wird in radialer Richtung gemessen.

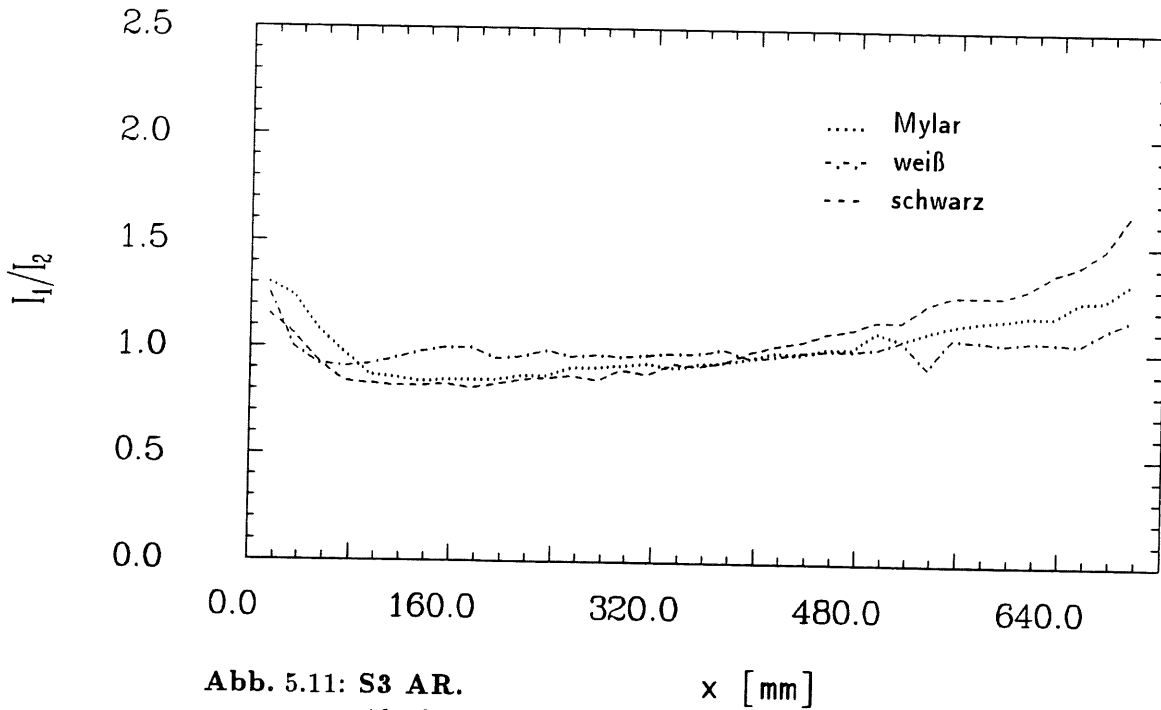


Abb. 5.11: S3 AR. x [mm]  
 Abschwächungskurve Kreissektor-Szintillator - Außenreihe.

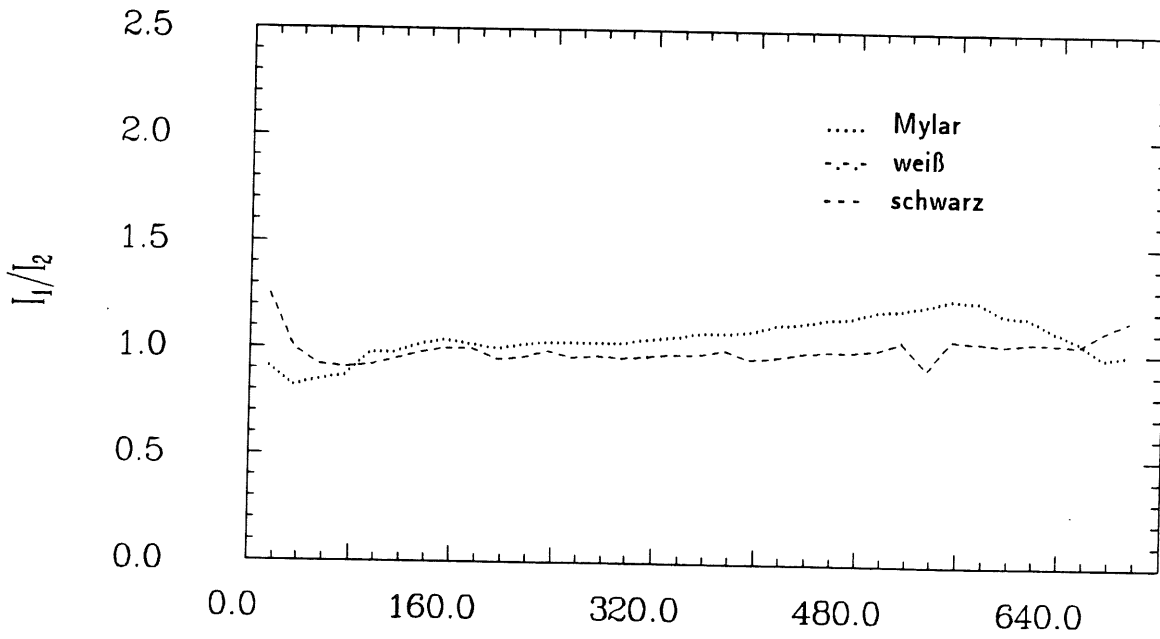


Abb. 5.12: S3 MR. x [mm]  
 Abschwächungskurve Kreissektor-Szintillator - Mittelreihe.

### 5.3 Ergebnisse für den bogenförmigen Szintillator und das Referenzstück

Bei dem Szintillatorbogen werden die Einstrahlorte durch Polarkoordinaten  $r, \varphi$  beschrieben;  $r$  beschreibt den Radius des Kreisbogens und  $\varphi$  den Drehwinkel, gemessen gegen den Uhrzeigersinn. Die Länge des Referenzbrettes entspricht der Länge des Bogens bei einem mittleren Radius von  $r = 190 \text{ mm}$ . Die kartesischen Koordinaten des Referenzbrettes werden in Polarkoordinaten umgerechnet.

Die Abb. 5.13, 5.14 und 5.15 zeigen die Lichtausbeutekurven (Hg-Lampe) für den Bogendetektor für Außen-, Innen- und Mittelreihe. Die Abb. 5.18, 5.19, 5.20, 5.21 und 5.22 zeigen für die Verpackung mit Mylarfolie die angefittete, bereits erwähnte Fitkurve an die mit Fehlerbalken versehenen gemessenen Signalhöhen. Für Winkelpositionen größer als  $90^\circ$ , die nicht mehr im unmittelbaren Sichtbereich oder besser gesagt, die nicht mehr im Sichtabstand vom Ausleseaufsatzes des Photomultipliers liegen,<sup>2</sup> wird dennoch eine beträchtliche, nur mehr schwach mit zunehmender Entfernung abfallende Intensität beobachtet, die ganz offensichtlich auf die Lichtleitereigenschaften des Szintillators zurückgeführt werden muß. Im Nahbereich ( $0 \leq \varphi \leq 60^\circ$ ), beobachtet man besonders auf dem Innenbogen einen beträchtlichen Intensitätsanstieg, der deutlich größer ist als auf dem geraden Referenzstück. Die Messungen mit Hg-Lampe und Elektronenstrahl in Abb. 5.23 sind qualitativ in Übereinstimmung.

<sup>2</sup>Da der Photomultiplier senkrecht auf dem bogenförmigen Szintillator aufgesetzt ist, ist streng genommen die gesamte Szintillatorfläche dem unmittelbaren Sichtbereich des Photomultipliers entzogen.

$\lambda$ [mm] aus Exponentialfunktion			
Typ	Einstrahlungsort	Umhüllung	$\lambda$
S4	MR	schwarz	1284,2
S4	MR	Mylar	1213,5
S4	MR	weiß	1225,4
S4	AR	schwarz	1099,4
S4	AR	Mylar	972,4
S4	AR	weiß	1125,4
S4	IR	schwarz	1475,7
S4	IR	Mylar	1458,3
S5	AR	schwarz	1558,2
S5	AR	Mylar	1627,3
S5	AR	weiß	1633,1
S5	MR	schwarz	1561,9
S5	MR	Mylar	1722,3
S5	MR	weiß	1719,5
$\lambda$ [mm] aus Maxima der LANDAU-Fits			
Typ	Einstrahlungsort	Umhüllung	$\lambda$
S4	MR	schwarz	1120,9
S4	MR	Mylar	1235,3
S4	MR	weiß	1237,6
S4	AR	schwarz	1015,6
S4	AR	Mylar	1186,3
S4	AR	weiß	1344,7
S5	MR	schwarz	899,1
S5	MR	Mylar	994,5
S5	MR	weiß	1111,9
S5	AR	schwarz	988,7
S5	AR	Mylar	996,2
S5	AR	weiß	1100,5

**Tab. 5.2: Abschwächungslängen.**

Die Tabelle zeigt die berechneten Abschwächungslängen  $\lambda$  von S4 und S5 der Messungen mit der Entladungsröhre und des  $e^-$ -Strahls.

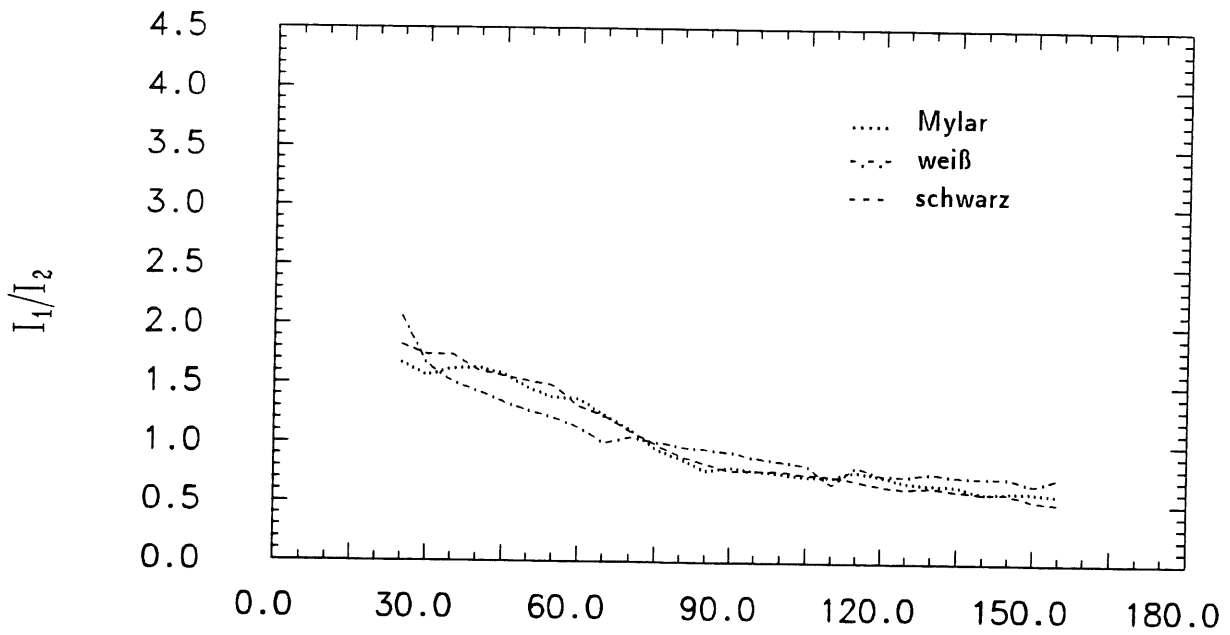


Abb. 5.13: S4; AR  
Abschwächungskurve Bogendetektor; Außenreihe.

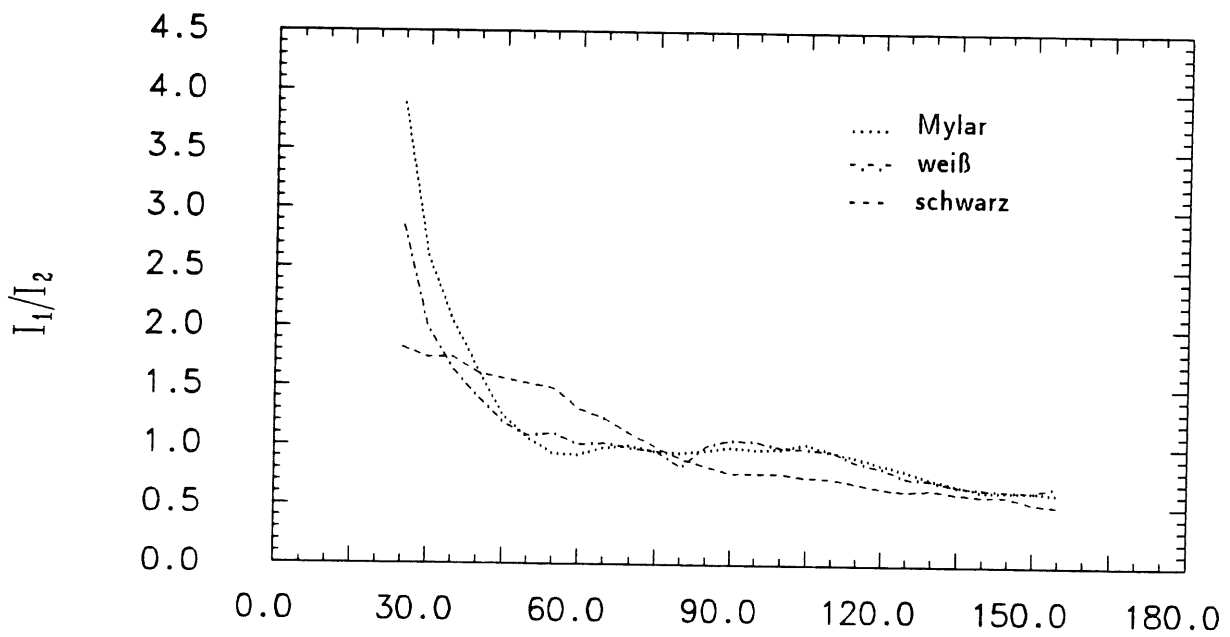


Abb. 5.14: S4; IR  
Abschwächungskurve Bogendetektor; Innenreihe.

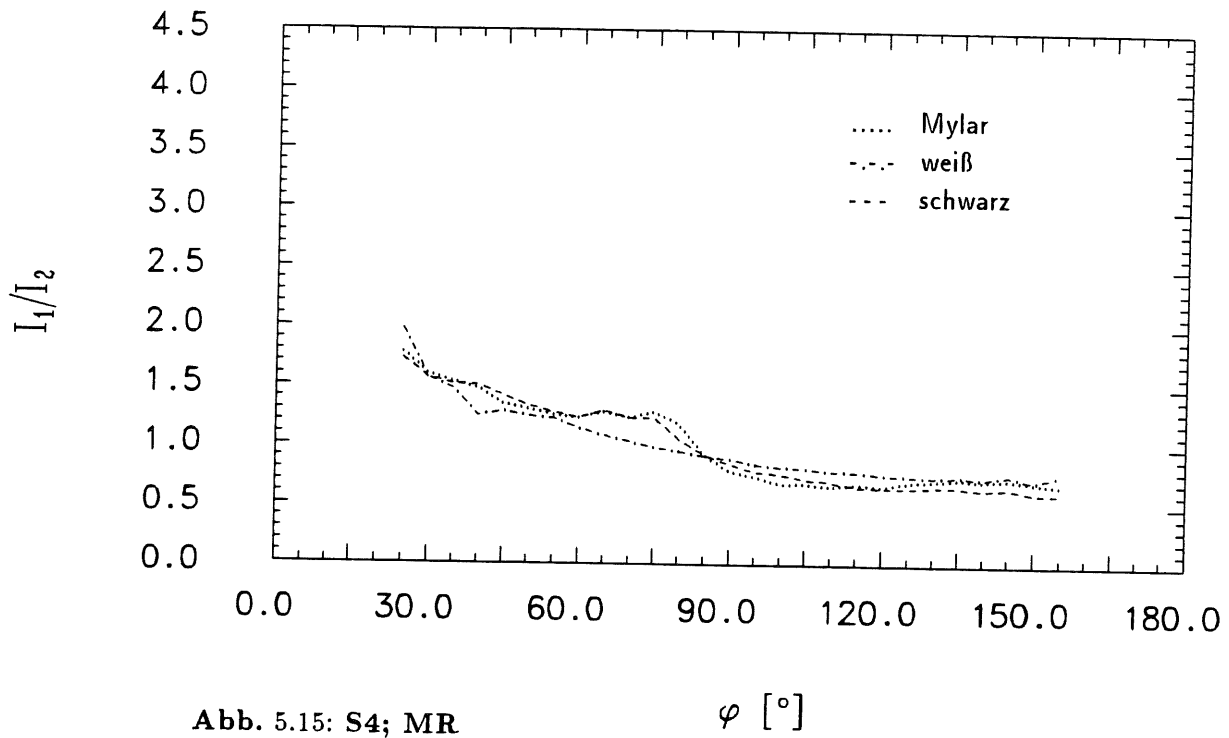


Abb. 5.15: S4; MR

Abschwächungskurve Bogendetektor; Mittelreihe.

willk. Einheiten

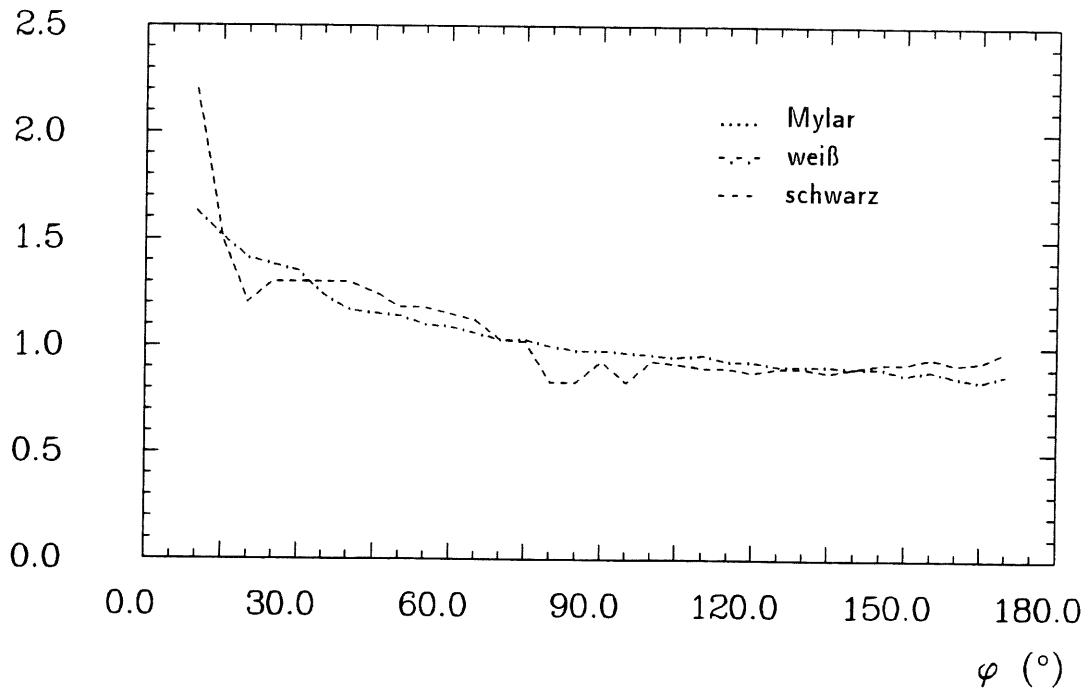


Abb. 5.16: S5; AR  
Abschwächungskurve Referenzdetektor; Außenreihe.

willk. Einheiten

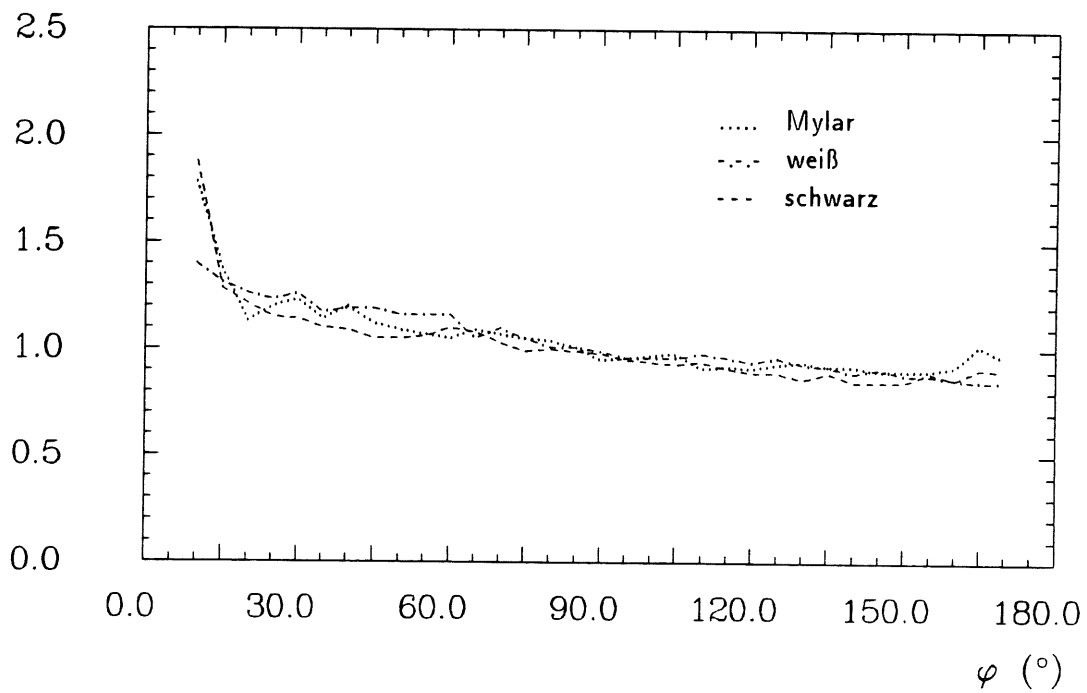
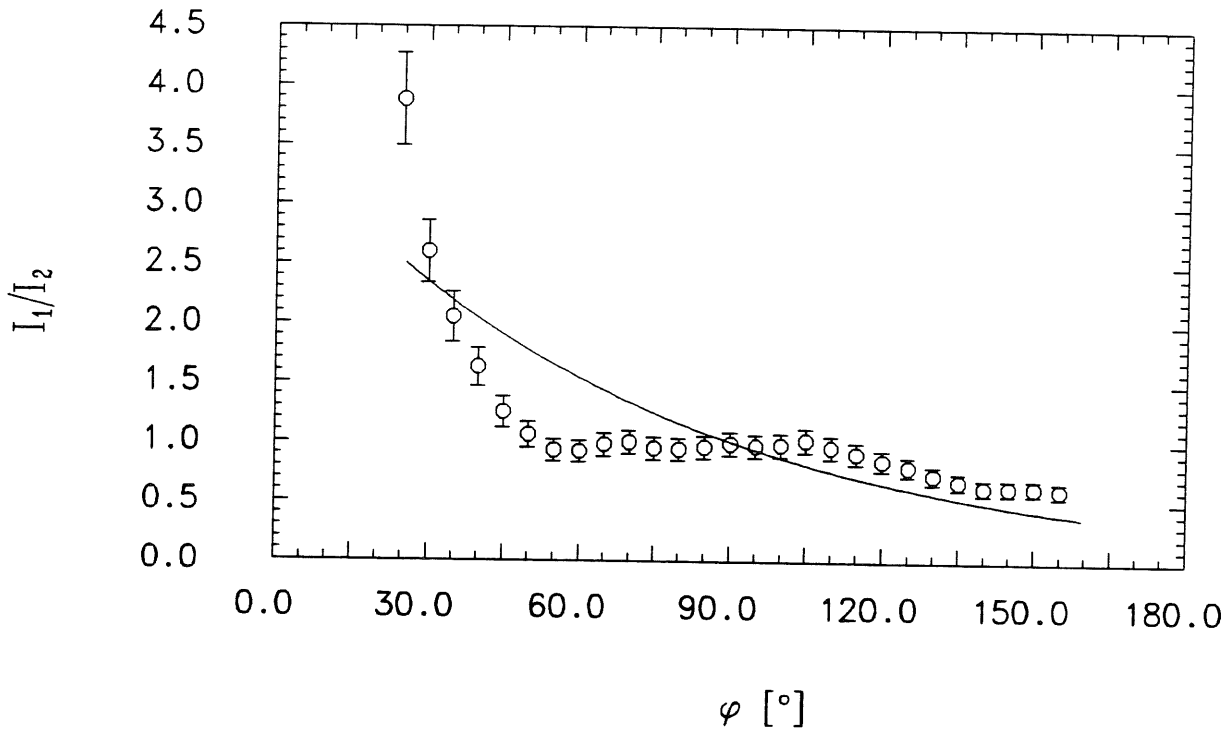
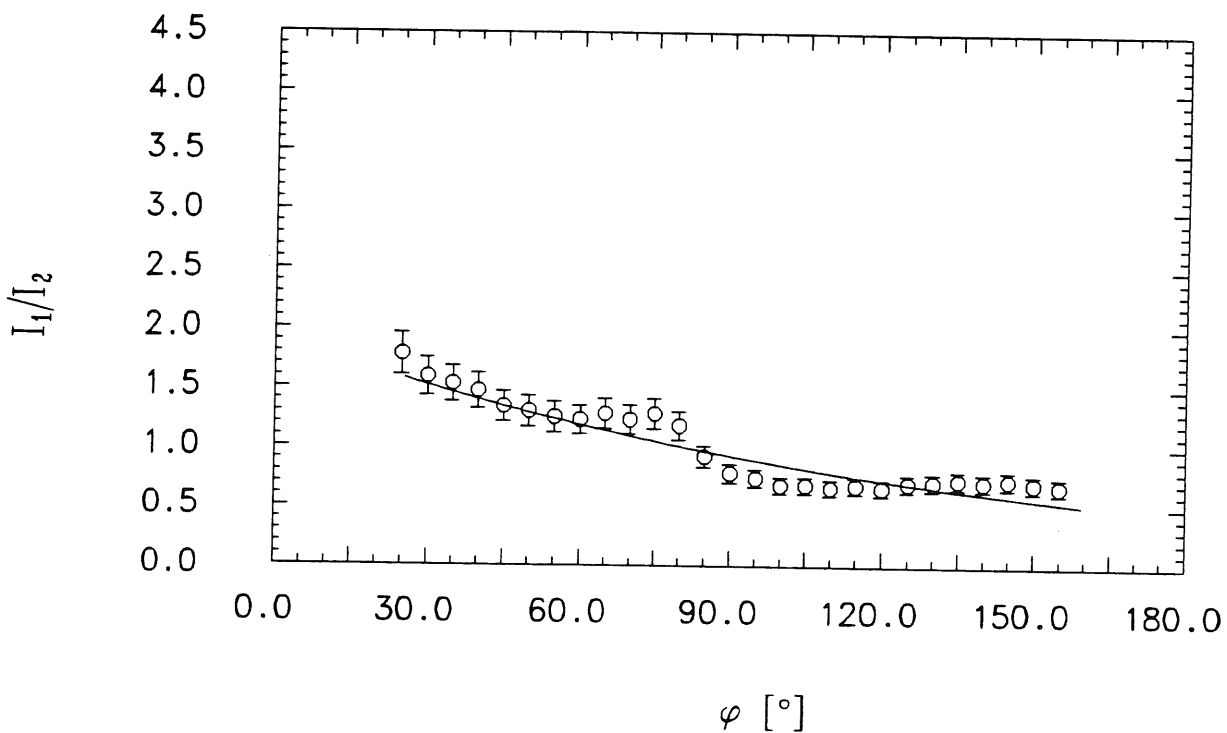


Abb. 5.17: S5; MR  
Abschwächungskurve Referenzdetektor; Mittelreihe.

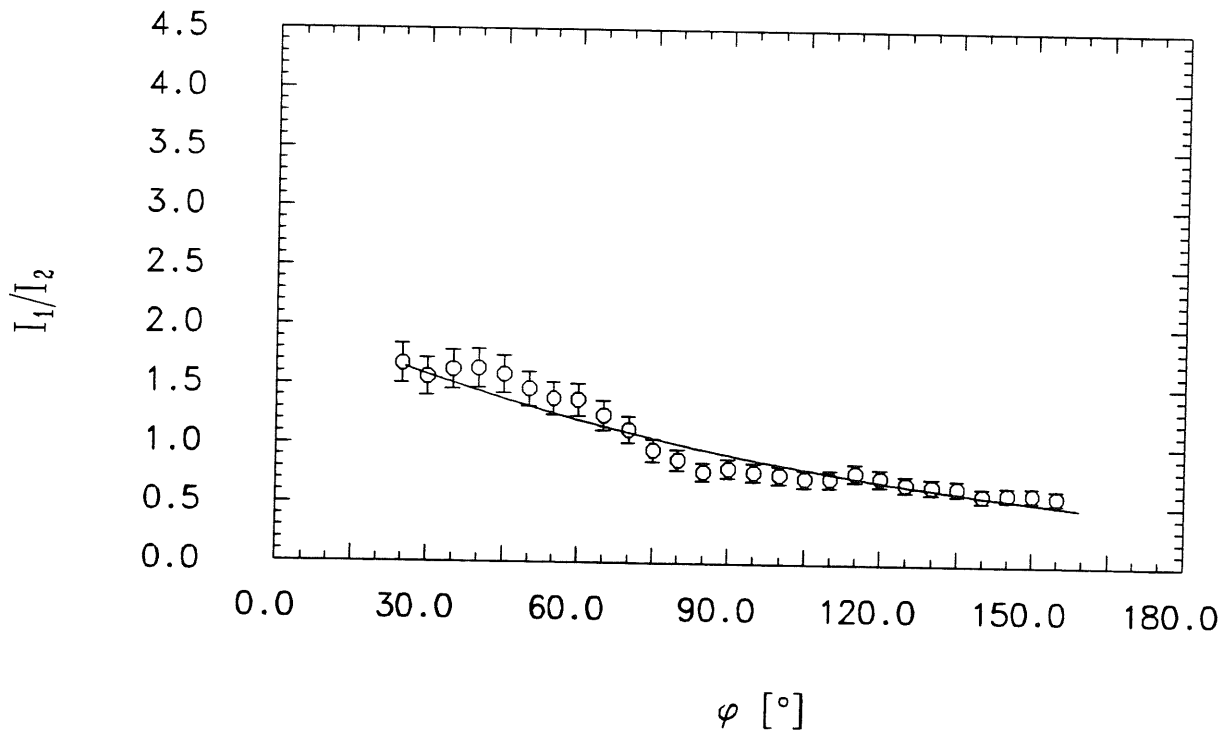


**Abb. 5.18: Bogen e-Funktion (IR, Mylar)**  
 Angefittete Exponentialfunktion an die Meßdaten des Bogens (Mylar) an die Innenreihe ( $\lambda = 1186,3\text{mm}$ ).



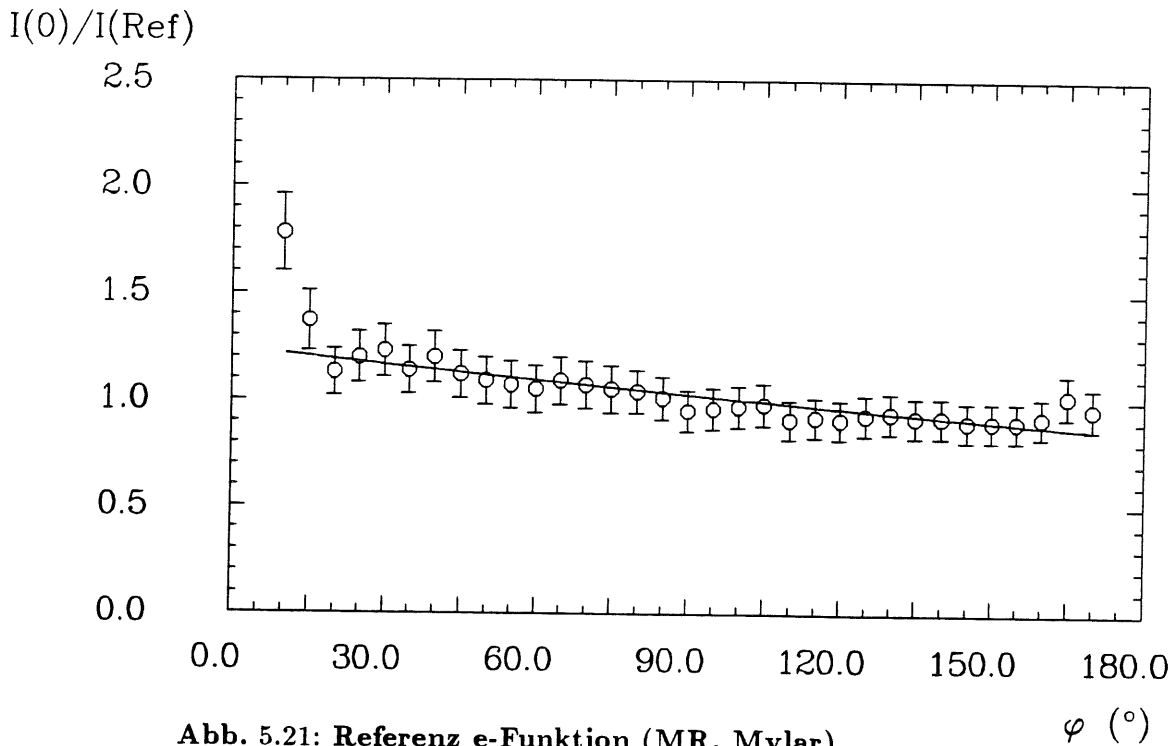
**Abb. 5.19: Bogen e-Funktion (MR, Mylar)**  
 Angefittete Exponentialfunktion an die Meßdaten des Bogens (Mylar) an die Mittelreihe ( $\lambda = 1235,5\text{mm}$ ).



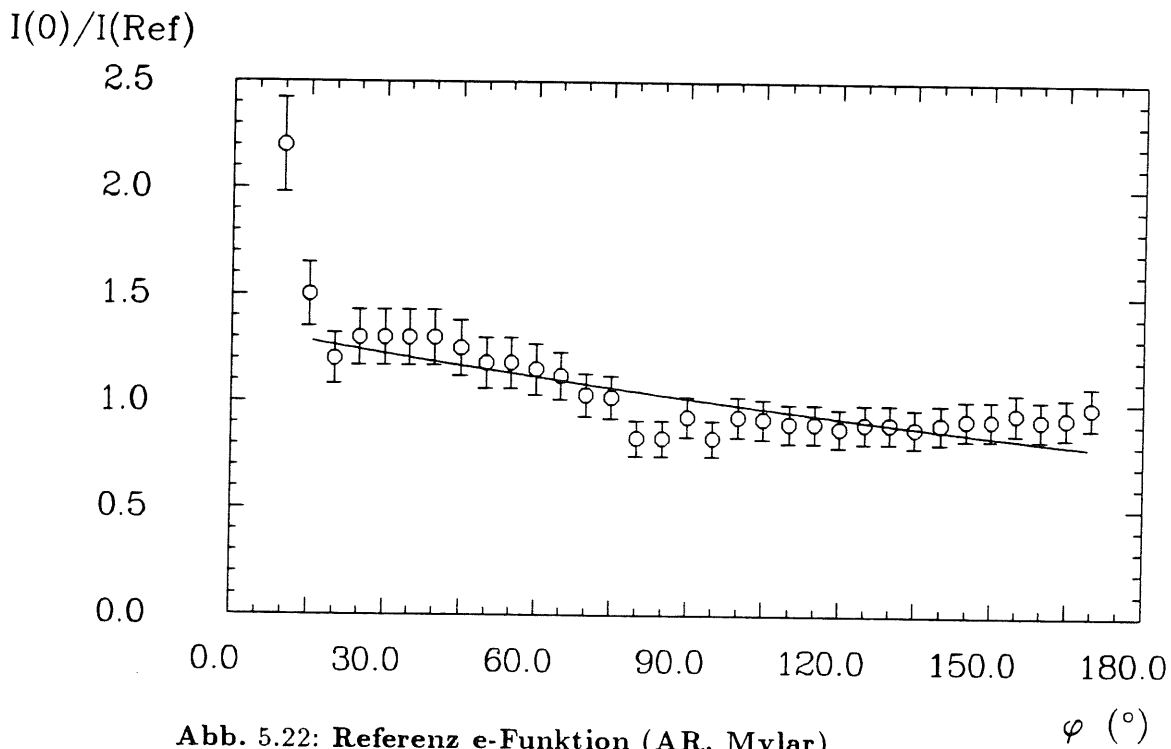


**Abb. 5.20: Bogen e-Funktion (AR, Mylar)**

*Angefitte Exponentialfunktion an die Meßdaten des Bogens (Mylar) an die Außenreihe ( $\lambda = 1186, 3\text{mm}$ ).*



**Abb. 5.21: Referenz e-Funktion (MR, Mylar)**  
 Angefittete Exponentialfunktion an die Meßdaten der Referenz (Mylar) an die Mittelreihe ( $\lambda = 994,5\text{mm}$ ).



**Abb. 5.22: Referenz e-Funktion (AR, Mylar)**  
 Angefittete Exponentialfunktion an die Meßdaten der Referenz (Mylar) an die Außenreihe ( $\lambda = 996,2\text{mm}$ ).

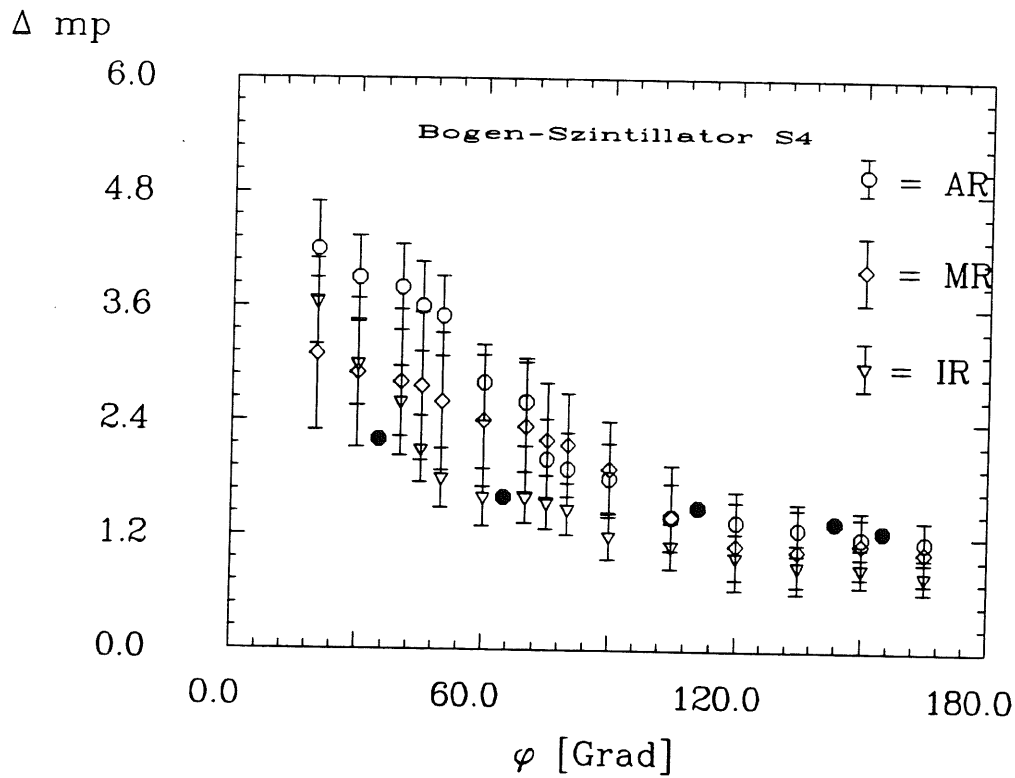


Abb. 5.23: Ergebnisse vom DESY-Teststrahl (3GeV) für den Bogen-Szintillator S4.

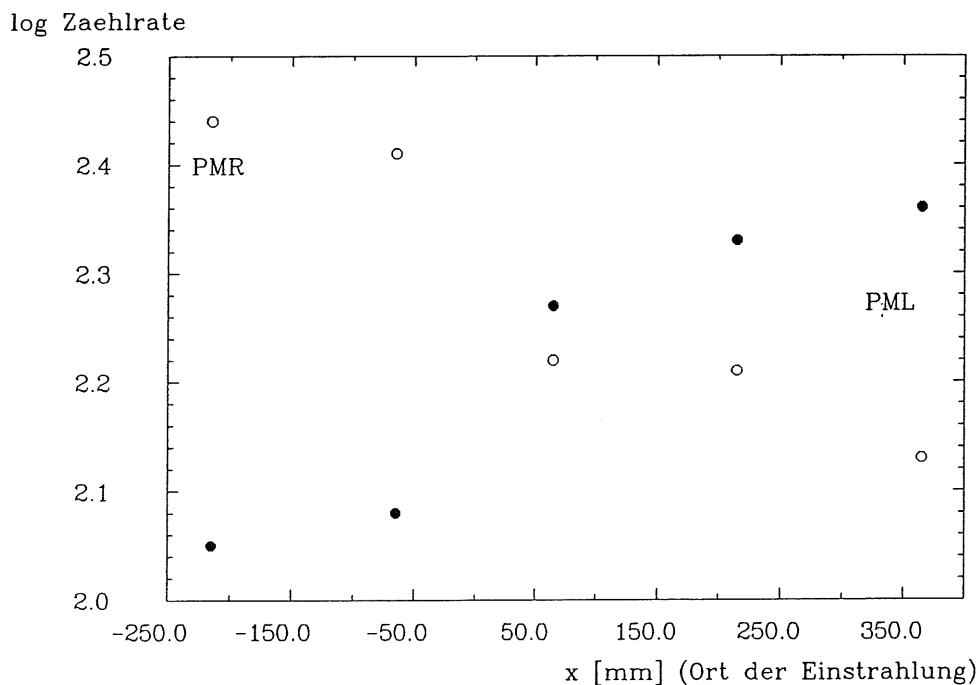
Alle Messungen wurden auf den Referenzpunkt ( $\varphi = 90^\circ$ ) der Hg-Lampenmessungen normiert; die schwarzen Kreise sind fünf ausgewählte Pulshöhen des Referenzdetektors.

## 5.4 Ergebnis für den Lichtleiterwinkel

Um den Lichttransport längs rechtwinklig angeordneter Lichtleiter zu studieren, wurde als letztes Meßobjekt der Lichtleiterwinkel (s. Abb. 3.6) untersucht.

Er besteht aus zwei 10 cm breiten Plexiglasplatten, die unter  $90^\circ$  zusammengeklebt sind. Auf der Mittelachse der Platten sind insgesamt 5 kleine Szintillationszylinder mit einem Durchmesser von 20 mm in Bohrungen eingeklebt, in die das Licht eingestrahlt wird. Das Licht wird mit je einem Photomultiplier auf den beiden Schenkeln ausgelesen. Mit dem Lichtleitwinkel läßt sich die prozentuale Abschwächung des Lichtes bei  $90^\circ$  Umlenkung bestimmen.

Man erkennt in den Meßpunkten in Abb. 5.24, daß die Intensität wie bei den geraden Szintillatorbrettern mit wachsender Entfernung vom Photomultiplier abnimmt. Die  $90^\circ$ -Umlenkung bzw. die Klebestelle am Umlenkprisma hat einen Intensitätssprung von einem Faktor 1,07 zur Folge.



**Abb. 5.24: Pulshöhen S6**

Man erkennt in den Meßpunkten der hellen Kreise (Photomultiplier links = PML) eine Intensitätsveränderung von extrapoliert 2,11  $\rightarrow$  2,27 und in den Meßpunkten der dunklen Kreise (Photomultiplier rechts = PMR) Intensitätsveränderungen von extrapoliert 2,38  $\rightarrow$  2,22, das entspricht einem Faktor von 1,07.

## Kapitel 6

# Betrachtungen zur Effizienz der Lichtauslese

*Dieses Kapitel stellt eine Methode zur Bestimmung der Lichtsammelleffizienz mittels Totalreflexion in einem quaderförmigen Szintillator vor.*

### 6.1 Die Sechs-Kegel-Methode

Unter der Voraussetzung, daß nur das mit Totalreflexion weitergeleitete Licht die Auslesefläche erreicht, kann die Lichtsammelleffizienz einer Szintillator-Lichtleiteranordnung abgeschätzt werden ([SHU49], [KEI70]). Wir behandeln die Lichtleitung in quaderförmigen Blöcken.

Für das Verständnis des Lichttransportes ist es entscheidend, daß es sich um ein Ineinandergreifen zweier Symmetrien handelt: Ein einzelnes angeregtes Molekül sendet Licht mit Kugelsymmetrie aus, das im Falle eines Quaders an seinen aufeinander senkrecht stehenden sechs Oberflächen nur in einem eingeschränkten Winkelbereich totalreflektiert wird. Man geht davon aus, daß die Oberflächen für die Reflektion des Lichtes exakt hergestellt sind. Die Lichtabsorption innerhalb des Lichtleiterblocks werde vernachlässigt. Am Emissionsort des Lichtes werden sechs Kegel definiert, deren Mittelachse jeweils das Lot vom Emissionsort auf eine der sechs Flächen des Quaders ist (Abb. 6.1). Der Öffnungswinkel beträgt  $2\alpha_c$  (doppelter Totalreflexionswinkel). Die Kegel begrenzen innere Winkelbereiche, in denen keine Totalreflexion stattfinden kann, und daher die Lichtintensität nach wenigen Reflexionen auf Null abfällt. Licht, das außerhalb dieser Winkelbereiche emittiert wird, verbleibt durch Totalreflexion im Körper. Das in einem quaderförmigen Szintillator durch Totalreflexion eingeschlossene Licht soll mit der Sechs-Kegel-Methode abgeschätzt werden.

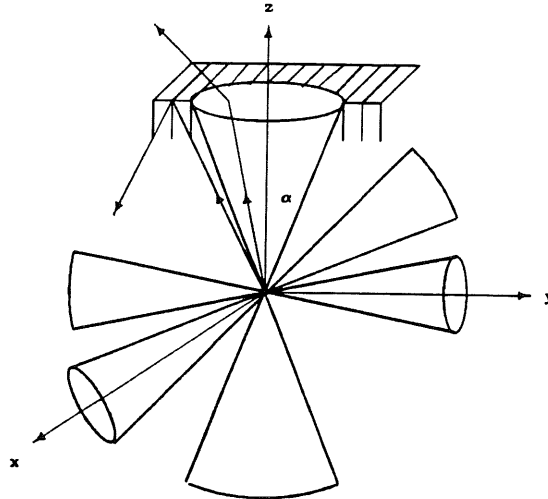
Der minimale Einfallswinkel  $\alpha_c$ , unter dem gerade noch Totalreflexion stattfindet, ist gegeben durch:

$$\sin \alpha_c = \frac{1}{n} \quad (6.1)$$

$$\text{mit} \quad (6.2)$$

$$n(SCSN - 38) = 1,59 \quad (6.3)$$

$$- \alpha_c = 39^\circ \quad (6.4)$$



**Abb. 6.1: Lichtfluchtkegel.**

Die obige Graphik zeigt eine dreidimensionale Darstellung der sog. Lichtkegel. Der schraffierte Bereich ist der Szintillationskörper.

Ein Kegel umschließt den Raumwinkel (normiert auf 1):

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{\alpha_c} 2\pi \sin \alpha \, d\alpha \\
 &= \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - 1} \right)
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

Insgesamt entweicht in die 6 Raumrichtungen ein Anteil proportional zu  $F_E = 6F_1$ . Dieses Ergebnis ist nicht von den Abmessungen des Quaders abhängig. Wenn eine der Quaderflächen kleiner ist als die Grundfläche des zugehörigen Kegels, so entweicht das Licht teilweise durch die anderen Flächen des Quaders. Insgesamt entweicht ein Anteil proportional zu  $F_E = 6F_1$ . Das durch Totalreflexion im Quader gefangene Licht, ist dann proportional zum verbleibenden Raumwinkel:

$$\begin{aligned}
 F_T &= 1 - F_E \\
 &= 3 \cos \alpha_c - 2 \\
 &= 3 \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} - 2
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

Wenn an eine Quaderfläche des Szintillators ein Lichtleiter gleichen Querschnitts angeschlossen wird, so ist nach KEIL ([KEI70]) der Lichttransport durch den Lichtleiter gegeben durch:

$$F = \frac{1}{2} \left[ \frac{7\sqrt{n^2 - 1}}{n} - 3 \right] \quad (6.7)$$

## Anhang A

# Parameter des Szintillators SCSN-38

Parameter des Plastiksintillators SCSN-38	
Dichte	1,03
Brechungsindex	1,59
Matrix	Polystyrol (PS)
1. Fluor	1% b-PBD
2. Fluor	0,02% BDB
Max. [nm]	445
Hersteller	Kyowa-Gas

**Tab. A.1: Materialdaten von SCSN-38.**

*Die optischen Eigenschaften des Szintillators SCSN-38 ergeben sich u. a. aus dem Brechungsindex und dem Maximum des erzeugten Lumineszenzlichtes.*



## Anhang B

# Lichttechnische Daten der Hg-Lampe

Daten der OSRAM HBO 100W		
Leistung	P	100 [W]
Lichtstrom	$\Phi$	19500 [lm]
Lichtausbeute	$\frac{\Phi}{P}$	55,5 [ $\frac{lm}{W}$ ]
Lichtstärke	L	2100 [cd]
Mittl. Leuchtdichte	$\frac{L}{A}$	50000 [ $\frac{cd}{cm^2}$ ]
Leuchtfeld	A	0,8 · 2,7 [mm <sup>2</sup> ]
Durchmesser	d	20 [mm]
Länge	l	118 [mm]

Tab. B.1: Parameter der Hg-Lampe OSRAM HBO100W.  
Daten nach [OSR86]

## Anhang C

# Daten der Photodiode

Photodiode Hamamatsu S3590-05	
Sensitive Fläche	10 × 10 mm <sup>2</sup>
Sensitiver Wellenlängenbereich	320 – 1060 nm
Max. Empfindlichkeit	900 ± 50 nm
Quantenausbeute ≥ 75%	600 – 900 nm
Spektrale Empfindlichkeit	0,25 – 0,6 A/W bei 480 nm

**Tab. C.1: Kenngrößen der Photodiode**

*Veröffentlichte technische Größen nach [HAM86a]*

## Anhang D

# Daten des Photomultipliers

Technische Daten VALVO XP 2011B	
Durchmesser	39,5 mm
Länge	109,0 mm
Kathodendurchmesser	32 mm
Betriebsspannung	1800 V
Max. Anodenstrom	0,2 mA
Max. Spannung	300 V
Kathodenmaterial	SbRbCs
Empfindlichkeitsbereich	300 - 600 nm
Max. Empfindlichkeit bei	440 nm
Dynodenanzahl	10
Dynodenmaterial	CuBe
Verstärkung	$\sim 7 \cdot 10^5$
Dunkelstrom	$< 20$ nA
Signallaufzeit	$\sim 30$ ns

Tab. D.1: Daten des Photomultipliers XP2011

Veröffentlichte Größen nach [VAL87]

# Anhang E

## Strahlungsverluste

### E.1 Der Energieverlust von Elektronen durch Ionisation

*Die Anregung der Szintillatoren mit Elektronen führt zu einem Energieverlust, deren Ursache in komplizierten Wechselwirkungen mit den niederenergetischen Hüllenelektronen der Moleküle der Absorbersubstanz zu suchen ist.*

Die Funktion, die den Energieverlust von Elektronen beim Durchgang von Materie beschreibt, ist die nach BETHE-BLOCH-Funktion, mit der Korrektur nach STERNHEIMER [STE61]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n_e e^4 Z^2}{mc^2 \beta^2} \left[ \ln \frac{(2mc^2 \beta^2 \gamma^2) T}{w^2} - 2\beta^2 - \Delta \right] \quad (\text{E.1})$$

Die Größe  $\Delta$  in E.1 hängt von  $X = \log_{10}(\gamma\beta)$  ab. Sie wird von STERNHEIMER wie folgt angegeben:

$$\Delta = \begin{cases} 0 & \text{für } X < X_0 \\ 4,606X + C + a(X_1 - X)^s & \text{für } X_0 < X < X_1 \\ 4,606X + C & \text{für } X_1 < X \end{cases} \quad (\text{E.2})$$

mit

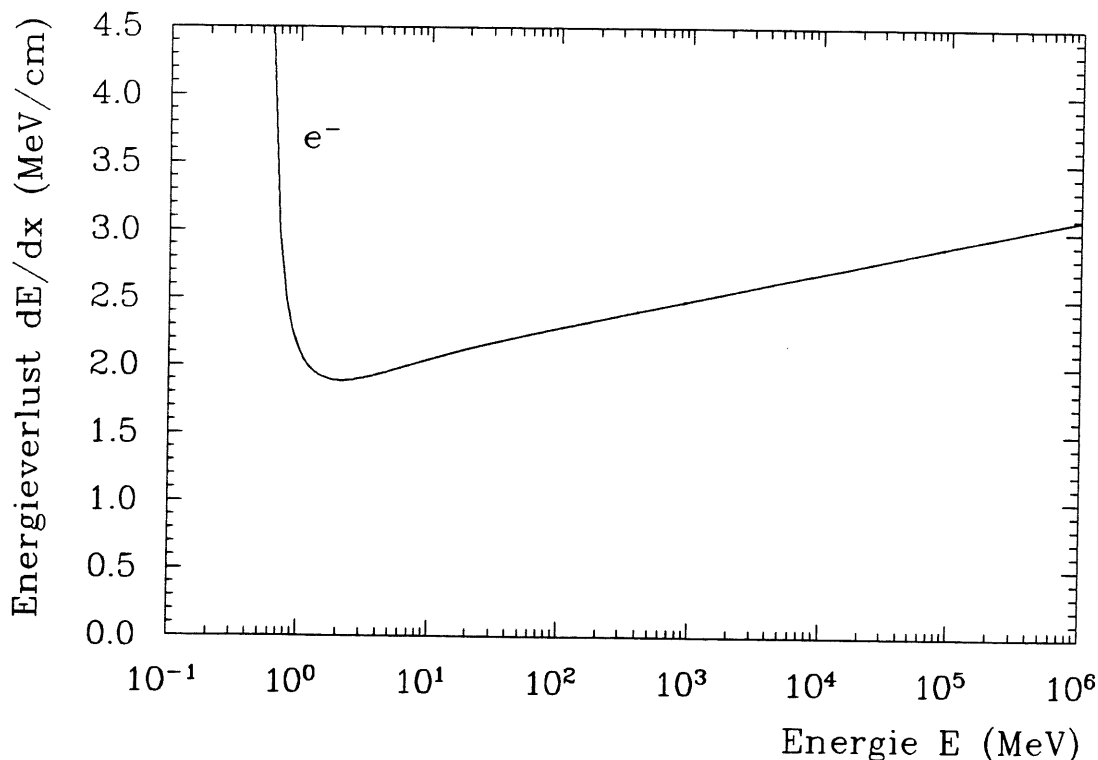
$$C = (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \quad (\text{E.3})$$

$\Delta$  ist Null im Bereich kleiner Energien  $X < X_0$ , d.h. die Kurve fällt steil ab in der Nähe des Kurvenminimums  $X_0 < X < X_1$  und im Beginn des ansteigenden Astes der Kurve  $X_1 < X$  nimmt  $\Delta$  feste Werte an, die jeweils vom Absorbermedium abhängen.

Die Abb. E.1 zeigt den berechneten Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  als eine Funktion der Energie der Elektronen unter Berücksichtigung des Dichteparameters  $\Delta$ .

Aus der Funktion  $\frac{dE}{dx}$  lassen sich die Folgerungen aus den beiden Grenzfällen ganz einfach ableiten:

1. Bei kleinem  $\beta = \frac{v}{c}$ , d.h. wenn die Geschwindigkeit der einfallenden Elektronen vergleichbar mit der Geschwindigkeit (Energie) der gebundenen Elektronen ist, muß man weitere Korrekturen hinzufügen.



**Abb. E.1: Der Energieverlust von Elektronen.**

Die Darstellung zeigt den typischen Verlauf einer Bethe-Bloch-Funktion: Einen steilen Abfall bis hin zu einem Minimum und ein langsames Anwachsen des Energieverlustes nach höheren Energien. Die Berechnung der Kurve stützte sich auf Gl. E.1 .

2. Bei großem  $\beta$ , d.h. wenn sich das Verhältnis  $\frac{v}{c}$  der 1 oder einer Konstanten nähert, kommen weitere physikalisch mögliche Prozesse als Ursache der einfallenden Elektronen in Betracht: Čerenkov-Strahlung, Übergangsstrahlung, Bremsstrahlung, Paarbildungseffekte usw.

## E.2 Der Energieverlust durch Bremsstrahlung

Neben dem Energieverlust durch Ionisation existiert ein zweiter Energieverlustmechanismus, die *Bremsstrahlung*. Elektronen können im Feld der Atomkerne abgebremst werden und Strahlung aussenden. Oberhalb einer kritischen Energie  $E_c$  überwiegt der Energieverlust durch Bremsstrahlung.

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung für einen 2cm und einen 1cm dicken Szintillator aus SCSN-38 aus Polystyrol unter Vernachlässigung des Einflusses der Farbstoffkomponenten kann man angeben [KNO79]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Br(1cm)} = 0,016 \cdot E_c \tag{E.4}$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Br(2cm)} = 0,026 \cdot E_c \tag{E.5}$$

In einem Szintillator ist die Umwandlung von Bremsstrahlung in nutzbares Szintillationslicht sehr gering, das bedeutet, daß die Ionisation der Farbstoffmoleküle der wichtigste Prozeß zur Erzeugung von Szintillationslicht ist.

### E.3 Die Energieverlust-Verteilung nach Landau

Da Stöße mit kleinem Energieübertrag auf die Valenzelektronen wahrscheinlicher sind als jene mit großem Energieübertrag, ist der Energieverlust keine feste Größe; er ist *statistischen Fluktuationen* unterworfen, so daß man in diesem Zusammenhang von einer *Energieverlust-Verteilung* spricht. Diese Verteilungsfunktion wurde erstmals von L. D. LANDAU 1944 unter bestimmten Annahmen hergeleitet und von P. V. VAVILOV 1956 verallgemeinert [LAN44], [VAV57].

LANDAU entwickelte eine Funktion  $f_L$ , die abhängt vom Energieverlust  $\Delta = \frac{dE}{dx}$  eines einzelnen Elektrons und der Dicke  $x$  des absorbierenden Mediums, in unserem speziellen Fall also des Szintillators:

$$f_L(\Delta, x) = \frac{1}{\xi} \Phi(\lambda) \tag{E.6}$$

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \exp(u \ln u + \lambda u) du \tag{E.7}$$

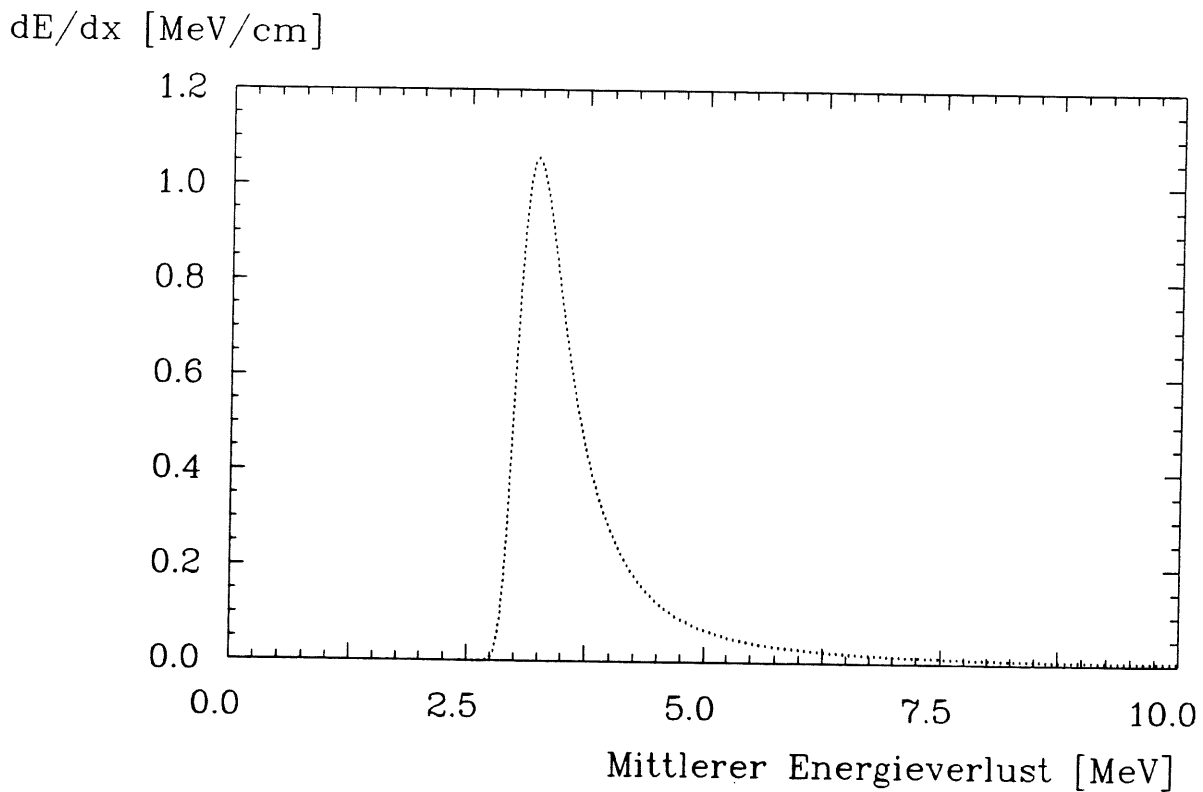
mit

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\Delta - \bar{\Delta}}{\xi - 1 - \beta^2 + C - \ln \frac{\xi}{\epsilon_{max}}} \\ &= \frac{\Delta - (\Delta_{mp} - \xi \lambda_0)}{\xi} \end{aligned} \tag{E.8}$$

- $\bar{\Delta}$  = Mittlerer Energieverlust
- $C$  = 0,577... EULERSche Zahl
- $\lambda_0$  = Maximalwert für  $\Phi$  ( $\lambda_0 \approx -0,225$ )
- $\Delta_{mp}$  = Wahrscheinlichster Energieverlust der Landau-Fluktuation

### E.4 Das Birk'sche Theorem

Das BIRKSche Theorem lautet: Wenn ein geladenes Teilchen als Folge eines Energieverlustes die Farbstoffmoleküle des Szintillators in der Größenordnung  $\frac{dE}{dx}$  anregt, so erzeugt ein organischer Szintillator  $\frac{dL}{dx}$  Einheiten Licht [BIR64]; d.h. es besteht in sehr



**Abb. E.2: Landau-Verteilung.**

*Mittlere Energieverlust-Verteilung für Elektronen bei 3 GeV  
für einen 2cm dicken Szintillator, berechnet nach der Gl. E.7.*

guter Näherung eine Proportionalität zwischen dem Energieverlust der Teilchen und der angeregten Lichtemission in den Fluoreszenzzentren der Moleküle.

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (\text{E.9})$$

$S_{abs}$  ist die absolute Szintillationsausbeute und  $kB$  ist eine Konstante.

## Schlußbemerkung

In der vorgelegten Arbeit werden Messungen zur Signalhöhe an verschiedenen Formen von Szintillatorplatten durchgeführt (geradlinige Bretter, ein Kreissektor, ein Bogen und ein Lichtleitwinkel). Die Messungen mit der Hg-Lampe wurden durch wiederholte Messung an einem Referenzpunkt normiert. Die Lichtintensität ist in Abhängigkeit vom Ort in allen Szintillatorgeometrien weniger als ein Faktor 5 unterschiedlich, so daß alle Geometrien als Triggerzähler in Hochenergieexperimenten verwendet werden können. Insbesondere ist es ohne 'efficiency'-Verlust möglich, mit Szintillatorbögen sozusagen ringförmig eine Kreisfläche zu belegen. Unter dem Gesichtspunkt guter Zeitauflösung, die mit Verwendung beider Photomultiplier erreicht werden kann, ist diese Bogengeometrie der Belegung mit Kreissektoren ohne Zeitkompensation vorzuziehen.

Ich möchte anmerken, daß die Meßphase dieser Arbeit in enger Nachbarschaft zu den Diplomarbeiten von Herrn Funk ([FUN88]) und Herrn Weser ([WES88]) entstanden ist. Herr Funk hat im wesentlichen DESY-Teststrahlraten verwendet und die Auswerteprogramme, die ich mitbenutzt habe, geschrieben. Herr Weser hat sich mit der Zeitauflösung der Szintillatoren befaßt. So ist es verständlich, daß ich die Messungen mit der Hg-Lampe stärker hervorgehoben habe. Die Fehlerquote hätte durch Verzweigen des Lichtsignals und simultane Messung des Referenzsignals wesentlich verbessert werden können. Ich habe dies im Rahmen meiner Arbeit leider nicht mehr realisieren können.



# Literaturverzeichnis

- [BAS85] E. Bassler  
*G E P - Graphical Editor Program for Presenting User Data*,  
Internal Report, DESY R02-81/02, 1985
- [BET34] H. Bethe, F. Bloch:  
*Die Angabe dieser Originalarbeit findet sich in [STE61]*
- [BIR64] J. B. Birks  
*The Theory and Practise of Scintillation Counters*  
Academic Press 1964
- [DUH86] H. H. Duhm, M. Funk, R. Langkau, J. Paul, W. Scobel, H. Weser  
*Scintillation counters for H1*  
Jahresbericht 84/85, I. Inst. f. Exp. Phys.  
Hamburg, 1986
- [DUH89] Hans-Heinrich Duhm  
*Persönliche Mitteilung*
- [FIN76] W. Finkelnburg  
*Einführung in die Atomphysik*  
Berlin, Heidelberg, New York 1976
- [FUN88] Matthias Funk  
*Untersuchungen des Pulshöhenverhaltens  
von geraden und bogenförmigen Plastikszintillatoren*  
Diplomarbeit  
Hamburg 1988
- [FIN89] Gisela Finsel  
*Untersuchungen zum Verhalten von Trioden, Tetroden und  
8-stufigen Photomultipliern in Magnetfeldern bis zu 1.5 T*  
Diplomarbeit  
Hamburg 1989
- [HAM86a] HAMAMATSU  
*Light Diodes*  
Technical Data Sheet No. S-504-01  
1986

- [HAM86b] HAMAMATSU  
*Photomultiplier Tubes For High Magnetic Environments*  
Technical Data Sheet No. T-101  
1986
- [H1K86] *Technical Proposal for the H1 - Detector*  
H1 - Collaboration  
Hamburg, 1986
- [KAM83] Kamon et al.  
*A New Scintillator and Wavelength Shifter*  
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.  
213 (1983) 261-269
- [KEI70] G. Keil  
*Measurements of the Light Output  
of Fluorescence Radiation Converters*  
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.  
89 (1970) 111-123
- [KLW82] Klawonn et al.  
*A New Type of Acrylic Scintillator*  
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.  
195 (1982) 483 - 489
- [KNO79] G. F. Knoll  
*Radiation Detection and Measurement*  
New York, 1979
- [KEK81] *A New Type of Plastic Scintillators*  
KEK Preprint 81-18, June 1981, Tsukuba
- [LAN44] L. D. Landau  
*On the Energy Loss of Fast Particles By Ionization*  
J. of Exp. and Theor. Phys. , JETP  
Moskau 1944
- [MOR89] Silke Mordhorst  
*Untersuchungen an Photomultipliern in einem Magnetfeld*  
Diplomarbeit  
  
Hamburg 1989
- [OSR86] *Licht für Kinoprojektion, Technik und Wissenschaft*  
Technischer Bericht  
OSRAM  
Hamburg - München 1986
- [PAU85] R. PAUL  
*Optoelektronische Halbleiterbauelemente*  
Stuttgart 1985

- [PIC89] Christian Pichler  
*Pulshöhe und Zeitauflösung  
der Szintillatorplatten für die inneren Veto-Wände  
des HERA H1-Detektors*  
Diplomarbeit  
  
Hamburg 1990
- [ROE85] RÖHM Kunststoffe  
Darmstadt, 1985
- [SEI85] *Konstruktion und Arbeitsweise der Photomultiplier*  
Dr. R. Seitner GmbH, 1985
- [SHU49] Shurcliff and Jones  
*Light Produced Within Objects of High Geometrical Symmetry*  
J. of the Opt. Soc. of Am.  
39,11 (1949)
- [STI89] V. Stieber  
*Messungen von Strahlenschäden an organischen Plastikszintillatoren*  
Diplomarbeit  
Hamburg 1989
- [STE61] R. M. Sternheimer  
*Interactions Of Radiation With Matter;*  
in L. C. L. Yuan:  
*Methods Of Experimental Physics, Vol. 5, New York, 1961*
- [VAL87] VALVO  
Datenbuch  
*Photovervielfacher etc.*  
Hamburg, 1987
- [VAV57] P. V. Vavilov  
*Ionization Losses of High-Energy Heavy Particles*  
J. of Exp. and Theor. Phys. , JETP  
5,4 Moskau 1957
- [WES88] Harald Weser  
*Untersuchungen zur Zeitauflösung an Plastikszintillatoren  
mit verschiedenen Geometrien*  
Diplomarbeit  
Hamburg 1988
- [ZEU87] *The ZEUS-Detector*  
Statusreport 1987  
ZEUS-Kollaboration

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit geholfen haben, meinen HERZLICHEN DANK aussprechen:

- Herrn Prof. Dr. R. Langkau für die Aufgabenstellung,
- Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm für die sorgfältige Korrektur des Manuskripts,
- meinen ehemaligen Mit-Diplomanden, Matthias Funk und Harald Weser, für ihre Hilfestellung,
- der Werkstatt des Zyklotrons für die exakte Anfertigung der Szintillatoren und aller weiteren mechanischen Teile und
- meinen ehemaligen Kommilitonen, Ralph Maudrich und Michael Harning, deren freundschaftliche Unterstützung mir stets gewährt wurde.

Ganz besonders zu Dank verpflichtet, bin ich meiner Mutter, Frau Lotte Paul, die mich während der Dauer meines Studiums und dieser Diplomarbeit, die sich über einen längeren Zeitraum erstreckte, finanziell unterstützte. Ohne sie wäre mein Physikstudium und dieser Abschluß dieser nicht möglich gewesen.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Hamburg, den 25. November 1991

JOACHIM PAUL

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman-Diagramme . . . . .	5
1.2	Dreidimensionale Gesamtansicht des H1-Detektors . . . . .	7
2.1	Singulett- und Triplett-Niveaus . . . . .	9
2.2	Konfigurationsformeln des Polystyrols und der beiden Farbstoffe . . . . .	10
2.3	Emissions- und Absorptionsspektrum von b-PBD und BDB . . . . .	11
2.4	Bestandteile eines Szintillationszählers . . . . .	12
2.5	Abhängigkeit der Lichtintensität vom Reflexionswinkel . . . . .	13
2.6	Emission von Fluoreszenzlicht . . . . .	14
2.7	Spektrale Empfindlichkeit der Photodiode Hamamatsu S 3590-05 . . . . .	15
2.8	Photoeffekt und Sekundärelektronenemission . . . . .	17
2.9	Schaltungsdiagramm des Spannungsteilers für den Photomultiplier VALVO XP 2011 . . . . .	18
2.10	VALVO XP 2011 . . . . .	19
3.1	Bau der Entladungsröhre OSRAM HBO-100W . . . . .	23
3.2	Spektrum der Röhre OSRAM HBO-100W . . . . .	23
3.3	Meßaufbau mit der UV-Quelle (S1, S2) . . . . .	24
3.4	Kreissektor-Szintillator (S3) . . . . .	25
3.5	Bogen- und Referenz-Szintillator(S4, S5) . . . . .	26
3.6	Lichtleitwinkel (S6) . . . . .	27
3.7	Fishtail-Lichtleiter(LL1) . . . . .	28
3.8	Intensitätsschwankungen der Hg-Lampe . . . . .	29
4.1	Der Meßaufbau am Teststrahl . . . . .	32
4.2	Flußdiagramm der Programme . . . . .	34
4.3	Pulshöhenspektrum S1 am Referenzort . . . . .	36
4.4	Pulshöhenspektrum S1 bei (350, 50) . . . . .	37
5.1	S1 AR . . . . .	40
5.2	S1 MR . . . . .	40
5.3	S1 e-Funktion (AR, Mylar) . . . . .	41
5.4	S1 e-Funktion (MR, Mylar) . . . . .	41
5.5	S2 AR . . . . .	42
5.6	S2 MR . . . . .	42
5.7	S2 e-Funktion (MR, Mylar) . . . . .	43
5.8	S2 e-Funktion (AR, Mylar) . . . . .	43
5.9	Ergebnisse für S1 . . . . .	44

5.10	DESY-Teststrahlergebnisse für den Kreissektor-Szintillator S3 . . . . .	46
5.11	S3 AR . . . . .	47
5.12	S3 MR . . . . .	47
5.13	S4: AR . . . . .	50
5.14	S4: IR . . . . .	50
5.15	S4: MR . . . . .	51
5.16	S5: AR . . . . .	52
5.17	S5: MR . . . . .	52
5.18	Bogen e-Funktion (IR, Mylar) . . . . .	53
5.19	Bogen e-Funktion (MR, Mylar) . . . . .	53
5.20	Bogen e-Funktion (AR, Mylar) . . . . .	54
5.21	Referenz e-Funktion (MR, Mylar) . . . . .	55
5.22	Referenz e-Funktion (AR, Mylar) . . . . .	55
5.23	Ergebnisse für S4 . . . . .	56
5.24	Pulshöhen S6 . . . . .	57
6.1	Lichtfluchtkegel . . . . .	59
E.1	Der Energieverlust von Elektronen . . . . .	66
E.2	Landau-Verteilung . . . . .	68

# Tabellenverzeichnis

5.1	Abschwächungslängen . . . . .	45
5.2	Abschwächungslängen . . . . .	49
A.1	Materialdaten von SCSN-38 . . . . .	61
B.1	Parameter der Hg-Lampe OSRAM HBO100W . . . . .	62
C.1	Kenngrößen der Photodiode . . . . .	63
D.1	Daten des Photomultipliers XP2011 . . . . .	64