

Pulshöhe und Zeitauflösung der Szintillatorplatten für
die inneren Veto-Wände des HERA H1-Detektors

Christian Pichler

experimentelle Diplomarbeit
am I. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

31. Oktober 1989

Physikalisches Institut
2 Hamburg 36, Jungfernstieg 9

N4

1135

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Physikalische Grundlagen	8
2.1	Energieverlust geladener Teilchen in Materie	8
2.2	Szintillation	10
2.2.1	Die Szintillationsausbeute	10
2.2.2	Der Szintillationsprozeß in Plastikszintillatoren	11
2.2.3	Der Energietransport in SCSN-38	13
2.3	Lichtsamm lung und Lichtleitung	14
2.3.1	Reflexion und Brechung	14
2.3.2	Überlegungen zur Lichtausbreitung im Szintillator	15
2.4	Der Photomultiplier	18
3	Die Meßanordnungen	20
3.1	Beschreibung der untersuchten Detektoren	20
3.2	Meßaufbau am DESY-Teststrahl	22
3.3	Das Datenaufnahmesystem	25
4	Ergebnisse	27
4.1	Auswertung der Meßdaten	27
4.2	Die Pulshöhenspektren	27
4.2.1	Abhängigkeit der Pulshöhe vom Ort	29
4.2.2	Vergleich der verschiedenen 3 cm dicken Szintillatoren	31
4.2.3	Fehler	33
4.3	Die Laufzeitmessungen	36
4.3.1	Messungen mit dem Constant-Fraction-Diskriminator	36
4.3.2	Messungen mit dem Leading-Edge-Diskriminator	39
4.3.3	Schlußfolgerung	41
5	Simulationsrechnungen zum Lichttransport im Szintillator	42
5.1	Das Simulationsprogramm	42
5.1.1	Bestimmung des Emissionswinkels des Lichtes	45
5.1.2	Berechnung der Laufzeitverteilung	45
5.1.3	Maßnahmen zum Test des Programmes	47
5.2	Rechnungen zur Lichtsamm lung	49
5.2.1	Abschätzung der Anzahl der Photoelektronen	49
5.2.2	Variation der Kegelparameter	49
5.2.3	Ausleuchtung der auszulesenden Fläche	50
5.2.4	Aufschlüsselung der Lichtverluste	50
6	Zusammenfassung	53

A Grundkonzepte der Simulationsrechnungen	54
A.1 Berechnung des Lichtweges	54
A.1.1 Berechnung der Reflexionswand und des Reflexionsortes	55
A.1.2 Berechnung des Richtungsvektors des reflektierten Strahles	56
A.1.3 Abnahme der Intensität des Lichtes	57
A.2 Schematischer Ablaufplan	59
B Photomultiplierdaten	60
C Materialdaten	62

Abbildungsverzeichnis

1.1	Gesamtansicht des H1-Detektors	6
1.2	Segmentierung der Vetowände	7
2.1	Landauverteilung	9
2.2	Energieniveauschema eines Plastiksintillators	12
2.3	Absorptions- und Emissionsspektren der Szintillatorsubstanzen in SCSN-38	13
2.4	Reflexion und Brechung an der Grenzfläche SCSN-38 → Luft	14
2.5	Abhängigkeit der Lichtintensität vom Reflexionswinkel	16
2.6	Winkelbereiche der Totalreflexion	17
3.1	Halterung für die Szintillatoren	21
3.2	Aufbau der untersuchten Szintillatoren	22
3.3	Befestigung des Photomultipliers	23
3.4	Trigger und Blockschaltbild der Elektronik bei der ersten Teststrahl-Meßzeit	24
3.5	Trigger und Blockschaltbild der Elektronik bei der zweiten Teststrahl-Meßzeit	25
4.1	Pulshöhenspektrum eines der vorderen Detektoren	28
4.2	Pulshöhenspektrum des hinteren Detektors	29
4.3	Typische Pulshöhenverteilung im Plastiksintillator	30
4.4	Mittiger Einschuß in den Photomultiplier ohne Szintillator	31
4.5	Pulshöhenverteilung eines 3 cm dicken Szintillators	32
4.6	Abhängigkeit der Pulshöhe vom Einschußort für den 2 cm dicken Szintillator	33
4.7	Pulshöhenspektrum für einen Einschußort am Rand des Zylinders	34
4.8	Vergleich des Pulshöhenverhaltens der verschiedenen 3 cm dicken Szintillatoren	35
4.9	Zeitlicher Gang der Pulshöhe	36
4.10	Pulshöhe bei Ankoppelung des Photomultipliers mit Silikonfett im Vergleich zur Ankoppelung ohne Silikonfett.	37
4.11	Signalformung im Constant-Fraction-Diskriminator	38
4.12	Laufzeitspektrum bei Einschuß am Rand des Zylinders	39
4.13	Abhängigkeit der Signallaufzeit vom Einschuß-Ort	40
4.14	Ansprechverhalten des LE-Diskriminators	41
5.1	Erklärung der verwendeten Koordinaten	43
5.2	Abhängigkeit der Intensität von der Anzahl der Reflexionen	44
5.3	Nachweis der Kugelsymmetrie der Lichtemission	45
5.4	Zeitliche Verteilung der Intensität	46
5.5	Bipolare Signale im CFD	47

5.6	Überprüfung der Reflexionswinkel	48
5.7	Laufzeitverteilung für verschiedene Kegelradien	50
5.8	Pulshöhenverteilung für verschiedene Kegelradien	51
5.9	Ausleuchtung der auszulesenden Fläche	52
B.1	Spannungsteiler für die 16-stufigen Photomultiplier	61

Kapitel 1

Einleitung

Zum Jahresende 1990 soll die Beschleunigeranlage HERA bei DESY den Betrieb aufnehmen. Bei HERA sollen Elektronen von 30 GeV und Protonen von 820 GeV, die in zwei übereinander liegenden Ringen in entgegengesetzter Richtung umlaufen, zur Kollision gebracht werden, um die Wechselwirkungsmechanismen zwischen Elektronen und Protonen zu untersuchen. Der Protonenstrahl wird relativ zu den Elektronen so abgelenkt, daß sich die Bahnen der Elektronen und der Protonen an den vier sogenannten Wechselwirkungspunkten kreuzen. Die Schwerpunktenenergie beträgt dabei 314 GeV, und der maximale Impulsübertrag liegt bei 10^5 GeV. Es wird eine Luminosität von $2 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ angestrebt.

An zwei Wechselwirkungspunkten werden die Großdetektoren H1 und ZEUS aufgebaut. Das erste Institut für Experimentalphysik ist mit dem Bau des elektromagnetischen Rückwärts¹-Kalorimeters (**B**ackward **E**lektromagnetischer **C**alorimeter, kurz: BEMC), des Plug-Kalorimeters und zweier Veto-Wände am H1-Experiment beteiligt. Abb. 1.1 zeigt den Aufbau des H1-Detektors, insbesondere auch die Position der inneren Veto-Wände (**T**ime **o**f **F**light-System, kurz: TOF), für die die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden.

Die beiden Veto-Wände (Abb. 1.2) befinden sich in einem Abstand von 1.9 m bzw. 2.1 m vom Wechselwirkungspunkt hinter dem BEMC. Ihre Aufgabe besteht darin, Teilchen, die nicht aus einer Reaktion im Wechselwirkungspunkt (Vertex) stammen, anhand ihrer Ankunftszeit zu erkennen. Diese sogenannte Untergrundstrahlung resultiert im wesentlichen aus Wechselwirkungen der Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr (Beamgas-Events). Die dabei entstehenden Untergrundteilchen werden etwa 13 ns vor der Ankunftszeit der Teilchen aus der Wechselwirkungszone von den Veto-Wänden registriert.

Für eine sichere Erkennung des Untergrundes ist eine Zeitauflösung σ der Veto-Wände mit

$$3\sigma \leq 13 \text{ ns}$$

erforderlich. Die Zeitauflösung des BEMC mit Photodiodenauslese reicht zur Identifizierung des Untergrundes nicht aus [Kas89].

Ursprünglich war geplant, die Veto-Wände aus kreisringförmigen Szintillatoren aufzubauen [Fun88]. Der schachbrettartige Aufbau des BEMC und die Möglichkeit einer räumlichen Korrelation zwischen BEMC und Veto-Wänden führten dazu, daß das ursprüngliche Design zugunsten einer Segmentierung in quadratische Szintillatoren verworfen wurde. Dabei überdeckt ein Veto-Szintillator genau vier Module des BEMC.

¹Nach der H1-Konvention wird die Flugrichtung der Protonen als Vorwärtsrichtung festgelegt. Das Rückwärts-Kalorimeter dient zum Nachweis von Teilchen, die sich in Rückwärtsrichtung bewegen.

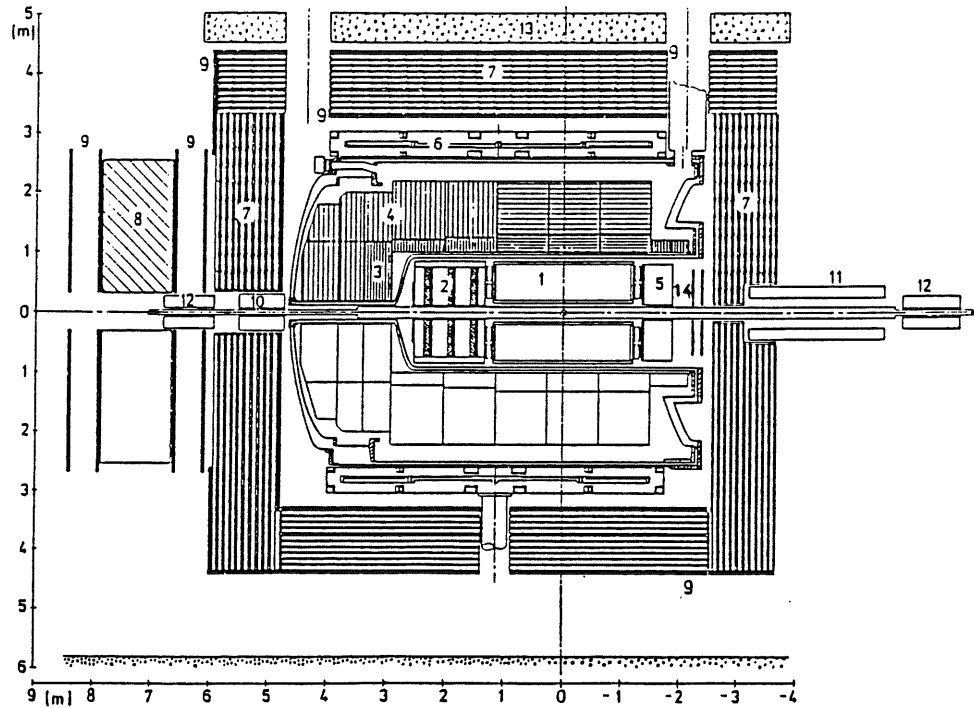


Abb. 1.1: Gesamtansicht des H1-Detektors

1 - Innendetektor, 2 - Spurkammern, 3 - Elektromagnetisches Flüssig-Argon Kalorimeter, 4 - Hadronisches Flüssig-Argon Kalorimeter, 5 - Elektromagnetisches Rückwärts-Kalorimeter, 6 - Spule, 7 - Eisenjoch mit Streamer-Röhren, 8 - Muon-Toroid-Magnet, 9 - Muon-Kammern, 10 - Plug-Kalorimeter, 11 - Ausgleichsspule, 12 - HERA-Quadrupol, 13 - Beton, 14 - Szintillator-Veto-Wände

Die Szintillatoren der vorderen und der hinteren Veto-Wand sind so gegeneinander versetzt, daß ihre Projektion in Strahlrichtung auf das BEMC genau dessen Segmentierung ergibt (Abb. 1.2).

Als Szintillatormaterial für die Veto-Wände und das BEMC wurde SCSN-38 gewählt, das eine hohe Lichtausbeute besitzt, eine gute Zeitaufösung ermöglicht und zudem eine vergleichsweise hohe Resistenz gegen Strahlenschädigung aufweist [ZEU87].

Gegenstand der Untersuchungen dieser Arbeit sind die Pulshöhenverteilung und die Zeitaufösung der einzelnen Szintillatorplatten der Veto-Wände. Die quadratischen Platten mit 32 cm Kantenlänge und 2 cm Dicke werden in der Mitte durch Photomultiplier ausgelesen (Kap. 3.1). Das Licht wird durch eine kegelförmige Bohrung in der Szintillatorplatte zu dem senkrecht stehenden Photomultiplier hin reflektiert. Dabei werden keine Lichtleiter verwendet, die Kathode des Photomultipliers steht in direktem Kontakt mit dem aktiven Volumen des Szintillators. Eine ähnliche Detektorgeometrie wurde auch schon von V. Hausteин im Zusammenhang mit Čerenkovstrahlung untersucht [Hau88].

Die Veto-Wände und die zur Lichtauslese verwendeten Photomultiplier befinden sich in einem Magnetfeld von 1.2 Tesla. Photomultiplier mit Transmissions-Dynoden [Ham85] liefern auch in derart hohen Magnetfeldern noch genügend große Signale [Mor89]. Früher mußten die Photomultiplier außerhalb des Magnetfeldes installiert und die Lichtsignale über Lichtleiter zugeführt werden.

In dieser Arbeit werden die mit den einzelnen Szintillatorplatten der Veto-Wände erreichbare Zeitaufösung und die Abhängigkeit der Signalamplitude vom Einstrah-

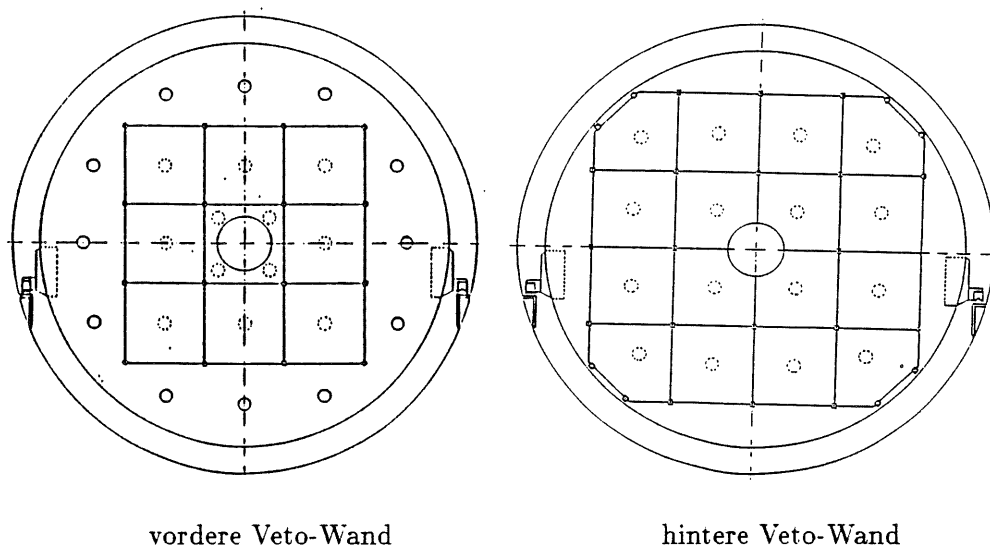


Abb. 1.2: Segmentierung der Vetowände

Die Abbildung zeigt die Veto-Wände von der Protonen-Richtung aus gesehen. Die Kreise deuten die Lage der Photomultiplier an. Jeder der Veto-Szintillatoren überdeckt jeweils vier Module des BEMC.

lungsort sowie der Einfluß diffuser Reflektoren auf die Signalamplitude untersucht. Außerdem werden die Ergebnisse der Messungen mit Simulationsrechnungen verglichen und Vorschläge zur Verbesserung der Geometrie der Szintillatoren in Bezug auf die Zeitauflösung gemacht.

Im folgenden Kapitel 2 wird auf die Mechanismen, die vom Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Szintillator, bis zur Erzeugung des Photomultiplier-Ausgangssignales führen, der Reihe nach kurz eingegangen. In Kapitel 3 werden die verwendeten Versuchsaufbauten, insbesondere die Geometrie der Szintillatoren mit der zentralen Auslese beschrieben. Kapitel 4 enthält die Ergebnisse der Pulshöhenmessungen sowie der Zeitmessungen. Bei den Pulshöhenmessungen wird zunächst die Form der Spektren und die Methode zur Bestimmung des Maximums der Verteilung beschrieben. Anschließend wird das Verhalten der Pulshöhe in Abhängigkeit vom Einschubort diskutiert und auf die Unterschiede zwischen den an verschiedenen Stellen mit Reflektoren versehenen Szintillatoren eingegangen. Bei den Zeitmessungen werden die Unterschiede zwischen verschiedenen Zeitdiskriminatoren (Constant-Fraction-Diskriminator und Leading-Edge-Diskriminator) diskutiert. Dabei ist besonders die Abhängigkeit der gemessenen Laufzeit von der Pulshöhe von Interesse. Den gemessenen mittleren Pulshöhen und Laufzeiten für den zwei Zentimeter dicken Szintillator (als Funktion des Einschubortes) werden die aus den Simulationsrechnungen erhaltenen Ergebnisse gegenübergestellt. Im 5. Kapitel wird das Monte-Carlo-Programm zur Simulation der Lichtausbreitung im Szintillator vorgestellt. Das 6. Kapitel beinhaltet eine Zusammenfassung der Ergebnisse. Im Anhang werden die mathematischen Grundlagen der Simulationsrechnungen erläutert, die Spannungsteilerschaltungen gezeigt und wichtige Materialdaten angegeben.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie aufgrund verschiedener in Kap. 2.1 beschriebener Prozesse Energie. Der Energieverlust minimal ionisierender Teilchen¹ in dünnen Absorbern ist ein statistischer Prozeß. Die Verteilung der Energieverluste wird durch die Landaufunktion beschrieben.

In Szintillatoren wird ein Teil der von geladenen Teilchen deponierten Energie in Licht umgewandelt. Kap. 2.2.2 beschreibt den Szintillationsprozeß in organischen Szintillatoren, die aufgrund ihrer guten Zeitaufösung vorwiegend für Zeitmessungen verwendet werden.

Da das entstehende Licht vom Szintillator selbst wieder absorbiert werden kann, bestehen viele Szintillatoren aus einem Gemisch mehrerer Substanzen mit aufeinander abgestimmten Emissions- und Absorptionsspektren. Dies bewirkt eine Verschiebung der Wellenlänge des Szintillationslichtes durch internen Energietransport (Kap. 2.2.3) zu längeren Wellenlängen. Abb. 2.3 zeigt die Absorptions- und Emissionsspektren der Szintillatorsubstanzen des bei allen Messungen verwendeten Szintillatormaterialies SCSN-38.

Bei den untersuchten Detektoren gelangt das Szintillationslicht direkt oder durch Reflektion an den Wänden des Szintillators zum Photomultiplier, wo es über den Photoeffekt in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Die bei der Lichtleitung wirksamen Mechanismen werden in Kap. 2.3 beschrieben.

2.1 Energieverlust geladener Teilchen in Materie

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie im wesentlichen Energie durch Ionisation der Moleküle (bzw. Atome) des Absorbermaterialies und durch Bremsstrahlung.

Ionisation

Bei der sogenannten Ionisationsbremsung wird durch unelastische Stöße ein Teil der kinetischen Energie des Projektils auf die Hüllenelektronen der Atome des Absorbermediums übertragen. Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{m_e v^2 E_e}{2I^2(1-\beta^2)} + (1-\beta^2) - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\right)^2 \right\} \quad (2.1)$$

¹Teilchen, deren Energie im Laborsystem größer als $3m_0c^2$ ist, werden als minimal ionisierende Teilchen bezeichnet. Der Energieverlust solcher Teilchen in Materie hängt nur schwach von ihrer Energie ab (Kap 2.1).

Darin ist e die Elementarladung, m_e die Ruhemasse des Elektrons, v die Geschwindigkeit des Projektils, $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ und n_e die Ladungsdichte der Elektronen des Absorbermediums. E_e ist die Energie des Projektils und I das mittlere Ionisationspotential des Absorbers, das aus den Beiträgen für die verschiedenen Atome der Trägersubstanz (Polystyrol) berechnet werden kann.

Die angegebene Gleichung gilt speziell für Elektronen. Die Abschirmung der Projektilspur durch Polarisation der umliegenden Moleküle wurde hierbei nicht berücksichtigt, dies kann jedoch durch die Einführung einer Dichtekorrektur [Fun88] geschehen. Ein Proton gleicher Energie erzeugt im nicht relativistischen Fall eine entsprechend dem Massenverhältnis m_p/m_e etwa 2000 mal höhere Ionisationsdichte als ein Elektron. Im hoch relativistischen Fall sind die Ionisationsverluste, wegen $c = const$, unabhängig von der Einschussenergie etwa gleich und konstant [Mus88].

Die Bethe-Bloch-Formel gibt nur die Mittelwerte der vom Projektil durch Ionisation des Absorbers deponierten Energie an.

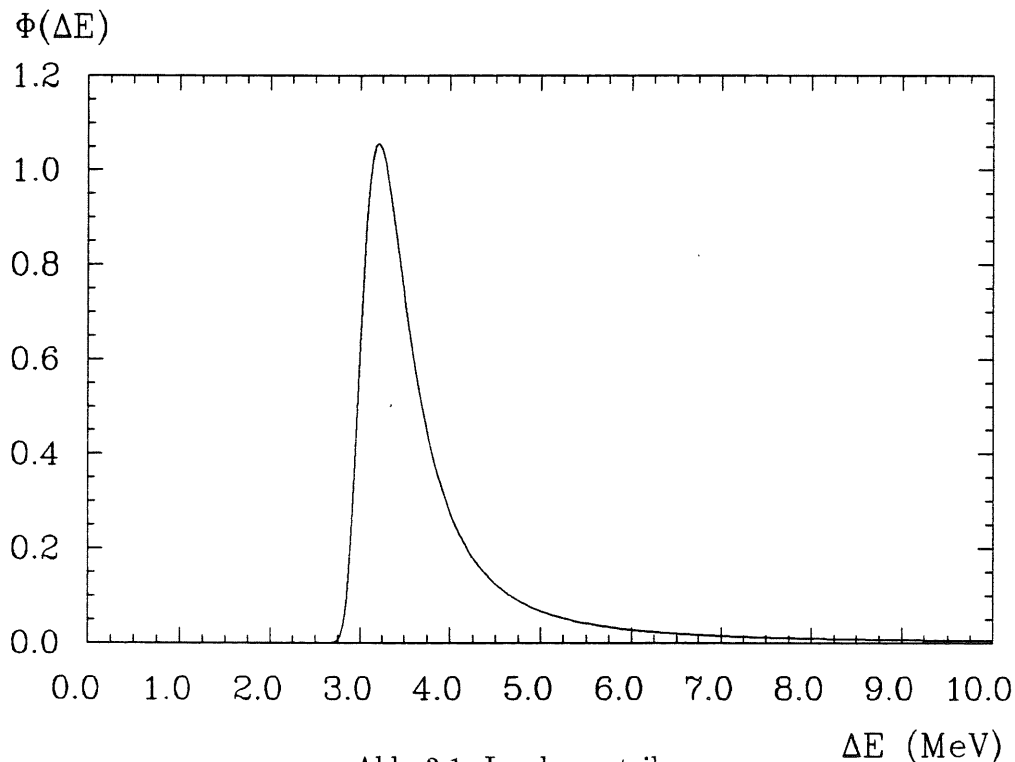


Abb. 2.1: Landauverteilung

Detektorspezifische Energieverlust-Verteilung für 3 GeV Elektronen in einem 2 cm dicken SCSN-38 Szintillator nach [Fun88].

Die tatsächlich deponierte Energie weicht zum Teil erheblich von diesen Mittelwerten ab, da es mit einer geringen aber endlichen Wahrscheinlichkeit zu Wechselwirkungen mit großem Energieübertrag der Projektile auf den Absorber kommen kann. Dies gilt besonders für dünne Absorber und leichte Teilchen.

Die Energieverlustverteilung weist daher eine Asymmetrie zu Gunsten hoher Werte auf. Der Mittelwert liegt bei einer höheren Energie als das Maximum der Verteilung. Abb. 2.1 zeigt die Energieverlustverteilung (Landauverteilung [Lan44]) von Elektronen mit einer Energie von 3 GeV in 2 cm SCSN-38. Eine genauere Beschreibung der Landaufunktion findet sich bei [Fun88].

Bremsstrahlung

Bremsstrahlung entsteht durch die Ablenkung (Beschleunigung) der Projektile im Coulomb-Feld der Atomkerne und in geringerem Maße auch im Feld der Hüllenelektronen des Mediums. Die Intensität der Strahlung ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des Projektils und daher für schwere Teilchen vernachlässigbar. Die Strahlungsverluste können näherungsweise durch die Formel

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = N_v E_e Z^2 f(\ln E_e) \quad (2.2)$$

beschrieben werden. Hierbei ist N_v/m^3 die Atomkonzentration, Z die Kernladungszahl des Mediums, E_e die Energie des Projektils und f eine lineare Funktion. Im ultrarelativistischen Grenzfall gilt:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = konst \cdot E_e Z^2 \quad (2.3)$$

Die Bremsstrahlungsverluste sind also proportional zur Energie des Teilchens.

Die Energie, die ein Teilchen nach Durchqueren eines Absorbers der Dicke x noch hat, wird daher durch

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (2.4)$$

beschrieben. E_0 ist hierbei die Energie des Teilchens vor dem Absorber. X_0 bezeichnet die Strahlungslänge, die im Medium zurückgelegte Strecke, nach der die Energie des Projektils durch Emission von Bremsstrahlung um einen Faktor $1/e$ abgesunken ist. Die Strahlungslänge von SCSN-38 beträgt 42 cm.

In 2 cm SCSN-38 verliert ein Elektron mit einer Energie von 3 GeV etwa 4 MeV durch Ionisation und 75 MeV durch Bremsstrahlung. Das Spektrum der Bremsstrahlungspotonen ist ein Kontinuum, die Strahlung wird im Laborsystem stark bevorzugt in Vorwärtsrichtung abgegeben.

Die hochenergetischen Photonen der Bremsstrahlung können im Absorber ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Diese neu entstandenen geladenen Teilchen können wiederum durch Ionisation und Bremsstrahlung Energie auf den Absorber abgeben, es entsteht ein sogenannter elektromagnetischer Schauer.

Die Wahrscheinlichkeit für die Schauerentwicklung ist jedoch in einem dünnen Szintillator so gering ($2 \text{ cm SCSN-38} \approx 0.05 X_0$), daß das Szintillationslicht fast ausschließlich durch die primären Teilchen erzeugt wird.

2.2 Szintillation

2.2.1 Die Szintillationsausbeute

Ein Teil der von einem geladenen Teilchen in einem Szintillator durch Ionisation deponierten Energie kann in Szintillationslicht umgewandelt werden.

Für kleine Ionisationsdichten, etwa durch hochenergetische Elektronen, ist die Energie des pro Weglänge emittierten Szintillationslichtes proportional zu dE/dx :

$$\frac{dL}{dx} = S \cdot \frac{dE}{dx} \quad (2.5)$$

Die Proportionalitätskonstante S nennt man Szintillationsausbeute.

Für hohe Ionisationsdichten muß jedoch eine Minderung der Szintillationsausbeute durch die Schädigung von Molekülen des Szintillators berücksichtigt werden. Die Dichte

der geschädigten Moleküle entlang der Teilchenspur ist proportional zur Ionisationsdichte:

$$\frac{dN_{dam}}{dx} = B \cdot \frac{dE}{dx}$$

Hierbei ist N_{dam} die Anzahl der geschädigten Moleküle und B eine Proportionalitätskonstante. Ein Anteil k dieser geschädigten Moleküle kann keinen Szintillationsprozeß mehr ausführen. Dieser Sachverhalt wird durch die Birks'sche Formel

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.6)$$

beschrieben.

Für extrem hohe Ionisationsdichten, wie sie zum Beispiel durch Alpha-Teilchen hervorgerufen werden, vereinfacht sich die Birks'sche Formel zu:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S}{kB} \quad (2.7)$$

Der Faktor kB kann, wenn dL/dE für hochenergetische Elektronen und dL/dx für Alpha-Teilchen gemessen wurde, gemäß

$$kB = \frac{\left(\frac{dL}{dE}\right)_{\alpha}}{\left(\frac{dL}{dx}\right)_{el}} \quad (2.8)$$

berechnet werden. Für SCSN-38 gilt [Bra86]:

$$kB = 0.83 \cdot 10^{-2} \text{ g}/(\text{MeV} \cdot \text{cm}^2).$$

Dieser Wert wurde an Hand der gemessenen Einschußenergien von Protonen und Elektronen, die die gleiche Lichtmenge im Szintillator erzeugten, nach Gl. 2.5 und 2.6 berechnet. Da die Energie der Elektronen sowie der Protonen bei diesem Experiment nur in der Größenordnung von 1 MeV lag, ist jedoch fraglich, ob der berechnete kB -Wert auch zur Beschreibung der Lichtausbeute minimal ionisierender Teilchen geeignet ist.

2.2.2 Der Szintillationsprozeß in Plastikszintillatoren

Die meisten organischen Szintillatoren, so auch b-PBD² und BDB³, basieren auf organischen Molekülen, die eine sogenannte π -Elektronen-Struktur aufweisen. Abb. 2.2 zeigt das Energieniveau-Schema eines organischen Szintillators. Bei Raumtemperatur befinden sich fast alle Moleküle im Grundzustand (S_{00}), da die Energiedifferenzen zwischen den Vibrationszuständen etwa um einen Faktor 6 größer sind als mittlere thermische Energien (0.025 eV). Ein den Szintillator durchquerendes Teilchen regt die höheren Singulett-Zustände (Spin 0) der Moleküle an (aufwärtsgerichtete Pfeile). Das geschieht praktisch zeitgleich mit dem Teilchendurchgang. Durch strahlungslose innere Umwandlungen fallen innerhalb einiger Pikosekunden die höher angeregten Moleküle in einen S_{1n} -Zustand zurück. Außerdem gehen alle Moleküle aus Zuständen mit höherer Vibrationsenergie (wie S_{11}, S_{12}) in den S_{10} Zustand über, da sie sich nicht im thermischen Gleichgewicht mit ihren Nachbarn befinden. Von hier aus sind drei verschiedene Prozesse möglich:

²b-PBD : 2-(4-t-butylphenyl)-5-phenyl-oxadiazol, erster Fluor in SCSN-38.

³BDB : 4,4'-bi-(2,5-dimethyl-styryl)-biphenyl, zweiter Fluor in SCSN-38.

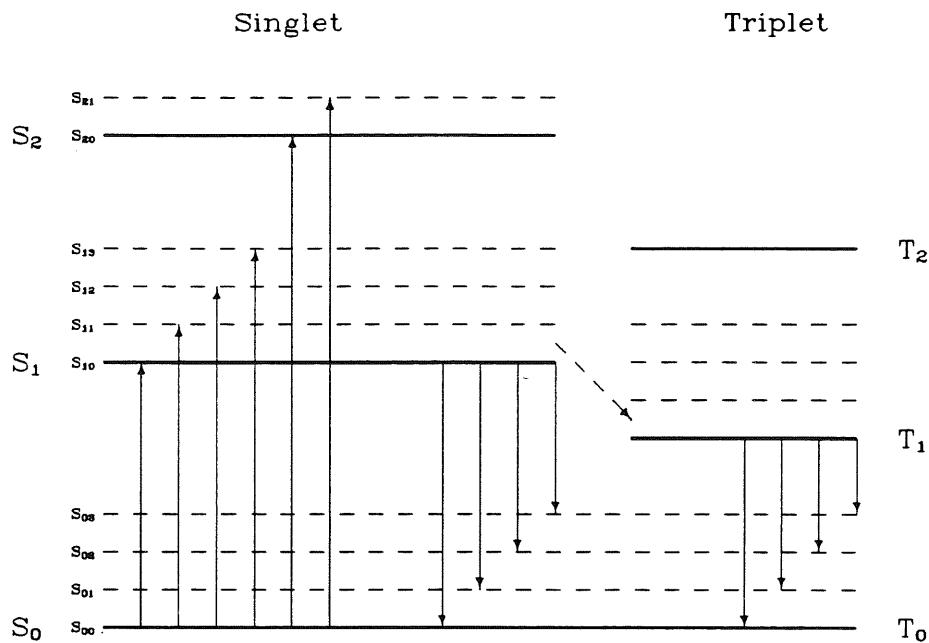


Abb. 2.2: Energieniveauschema eines Plastiksintillators

Ein den Szintillator durchquerendes Teilchen regt die höheren Singulett-Zustände (Spin 0) und die darauf aufbauenden Vibrationszustände (wie S_{11}, S_{12}, \dots) der Moleküle an (aufwärtsgerichtete Pfeile). Diese fallen durch strahlungslose innere Umwandlungen auf den S_{10} -Zustand zurück. Von hier aus kann der Übergang in einen S_{0n} -Zustand (prompte Fluoreszenz) oder in ein T_{1n} -Niveau erfolgen. Aus dem langlebigen T_1 -Zustand können die Moleküle in ein Vibrationsniveau des Grundzustandes (Phosphoreszenz) übergehen oder durch Aufnahme von Energie zurück in einen S_{1n} -Zustand gehoben werden und dann ihre Energie durch Fluoreszenz wieder abgeben (verzögerte Fluoreszenz).

Prompte Fluoreszenz

Unter prompter Fluoreszenz versteht man den Übergang eines Moleküles aus dem S_{10} -Niveau in ein Vibrationsniveau (S_{0n}) des Grundzustandes. Die Intensität des Fluoreszenzlichtes ist durch

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

gegeben. Die Zerfallszeit τ des S_{10} -Zustandes liegt in der Größenordnung einiger Nanosekunden.

Phosphoreszenz

Bei der Phosphoreszenz gehen die Moleküle zunächst in einen Triplett-Zwischenzustand (T_{1n}) mit der Spinquantenzahl 1 über, von wo aus sie strahlungslos in den T_{10} -Zustand fallen, dessen Lebenszeit in der Größenordnung von Mikrosekunden liegt. Von dort aus erfolgt, unter Emission eines Photons, der Übergang in ein Vibrationsniveau des Grundzustandes. Da das T_{10} -Niveau energetisch tiefer liegt als das S_{10} -Niveau, ist das durch Phosphoreszenz emittierte Licht langwelliger.

Verzögerte Fluoreszenz

Aus dem T_1 -Zustand können einige Moleküle durch Anregung wieder in den S_1 -Zustand zurückspringen und von dort aus durch prompte Fluoreszenz ihre Energie wieder abgeben. Diesen Prozeß bezeichnet man als verzögerte Fluoreszenz.

Da prompte Fluoreszenz den schnellsten Prozeß darstellt, sind zur Erreichung einer guten Zeitauflösung solche Szintillatoren am besten geeignet, bei denen der Hauptteil des Lichtes durch prompte Fluoreszenz emittiert wird.

2.2.3 Der Energietransport in SCSN-38

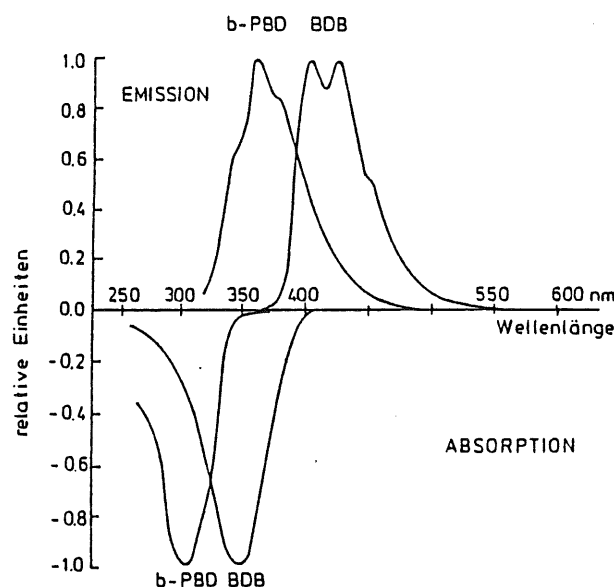


Abb. 2.3: Absorptions- und Emissionsspektren der Szintillatorsubstanzen in SCSN-38

SCSN-38 besteht zu 98% aus dem Matrixmaterial Polystyrol, das selbst fluoresziert, zu 2% aus dem primären Fluor b-PBD und zu 0.1% aus dem sekundären Fluor BDB. Die Absorptions- und Emissionsspektren dieser Stoffe sind in Abb. 2.3 dargestellt.

Der größte Teil der Energie, die geladene Teilchen im aktiven Volumen verlieren, wird an die Matrix abgegeben. Bei den Matrixmolekülen überlappen sich das Absorptions- und das Emissionsspektrum jedoch so stark, daß das kurzwellige Szintillationslicht nach wenigen Zentimetern Lichtweg von den Nachbarmolekülen bereits vollständig absorbiert wird.

Ein Teil dieses Lichtes kann jedoch Moleküle des ersten Fluors anregen, die dann unter Aussendung von Strahlung größerer Wellenlänge wieder in den Grundzustand zurückfallen. Da die Matrix für dieses Licht transparent ist, kann diese Strahlung nur noch durch Moleküle des ersten oder zweiten Fluors absorbiert werden. Wegen der geringeren Konzentration dieser Stoffe ist eine Reabsorption jedoch entsprechend unwahrscheinlich.

Die angeregten Moleküle des zweiten Fluors emittieren wiederum Licht einer noch größeren Wellenlänge, das weder von der Matrix noch vom ersten Fluor absorbiert werden kann. Dies verringert die Wahrscheinlichkeit für Reabsorption nochmals beträchtlich und bewirkt außerdem eine bessere Anpassung der Wellenlänge des Szintillationslichtes an die spektrale Empfindlichkeit des Photomultipliers.

λ [nm]	375	380	385	390	395	400	410	420
X_a [cm]	0.039	0.048	0.063	0.088	0.145	0.258	1.754	33.0

Tab. 2.1: Abschwächlänge in SCSN-38, nach [Sti89].

2.3 Lichtsammlung und Lichtleitung

Das beim Szintillationsprozeß entstehende Licht wird isotrop abgestrahlt. Da die auszulesende Fläche nur einen kleinen Anteil des gesamten Raumwinkels einnimmt oder, wie z.B. bei den untersuchten Szintillatoren, für die meisten Anregungsorte überhaupt nicht durch direktes Licht erreichbar ist (Abb. 3.2), muß das Licht über eine oder mehrere Reflexionen an den Begrenzungsflächen des Szintillators zur auszulesenden Fläche gelangen. Dabei wird im allgemeinen ein Teil des Lichtes aus dem Szintillator herausgebrochen. Durch Reflexion an der Umhüllung kann wiederum ein Teil dieses Lichtes zurück in den Szintillator gelangen. Dieses Licht kann jedoch in den meisten Fällen nicht mehr durch Totalreflexion zur auszulesenden Fläche geleitet werden, weil es, wegen der Umkehrbarkeit des Lichtweges, an der Austrittsfläche sowie allen dazu parallelen Flächen nicht mehr totalreflektiert wird.

Auch durch die zurückgelegte Weglänge im Szintillator reduziert sich der Anteil des an der Photokathode ankommenden Lichtes. Dies wird durch die Einführung einer material- und wellenlängenabhängigen Größe, der sogenannten Abschwächlänge, beschrieben. Nach einer Abschwächlänge X_a hat sich die Intensität I des Lichtes um einen Faktor $1/e$ verringert. Es gilt:

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{X_a}} \quad (2.9)$$

Die Abschwächlänge für SCSN-38 in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Tab. 2.1 dargestellt.

2.3.1 Reflexion und Brechung

Man unterscheidet im wesentlichen zwischen geometrischer und diffuser Reflexion. Realiter hat man es meist mit einer Mischung dieser beiden Prozesse zu tun.

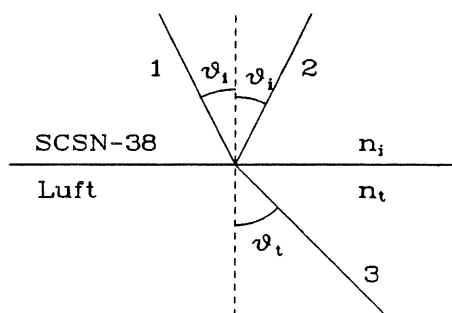


Abb. 2.4: Reflexion und Brechung an der Grenzfläche SCSN-38 → Luft
 1 - einfallender Strahl, 2 - reflektierter Strahl, 3 - gebrochener Strahl. Der Brechungsindex n_i von SCSN-38 beträgt 1.59, der kritische Winkel liegt bei 39° .

Geometrische Reflexion

Bei diesem Modell wird davon ausgegangen, daß die Begrenzungsflächen ideal sind, d.h. keine Rauigkeit besitzen. Der Einfallswinkel ϑ_i ist dann gleich dem Reflexionswinkel. Für den Brechungswinkel ϑ_t gilt das **Snellius'sche Brechungsgesetz**:

$$\frac{\sin(\vartheta_t)}{\sin(\vartheta_i)} = \frac{n_i}{n_t} \quad (2.10)$$

n_i bezeichnet darin den Brechungsindex des ersten Mediums und n_t den Brechungsindex des zweiten Mediums.

Für $n_i > n_t$ gibt es einen Einfallswinkel, ab dem das Licht vollständig reflektiert wird. Dieser sogenannte **Grenzwinkel für Totalreflexion** oder auch **kritische Winkel** berechnet sich nach:

$$\vartheta_{\text{krit}} = \arcsin\left(\frac{n_t}{n_i}\right)$$

Für den Übergang vom Szintillatormaterial SCSN-38 in Luft gilt $\vartheta_{\text{krit}} = 39^\circ$.

Ist der Einfallswinkel kleiner als ϑ_{krit} , so berechnet sich die Amplitude der reflektierten und der gebrochenen Welle nach den **Fresnel'schen Formeln**:

$$r_{\perp} = \frac{n_i \cos(\vartheta_i) - n_t \cos(\vartheta_t)}{n_i \cos(\vartheta_i) + n_t \cos(\vartheta_t)} \quad t_{\perp} = \frac{2n_i \cos(\vartheta_i)}{n_i \cos(\vartheta_i) + n_t \cos(\vartheta_t)} \quad (2.11)$$

$$r_{\parallel} = \frac{n_t \cos(\vartheta_i) - n_i \cos(\vartheta_t)}{n_t \cos(\vartheta_i) + n_i \cos(\vartheta_t)} \quad t_{\parallel} = \frac{2n_i \cos(\vartheta_i)}{n_t \cos(\vartheta_i) + n_i \cos(\vartheta_t)} \quad (2.12)$$

wobei die erste Formel für \vec{E} senkrecht zur Einfallsebene und die zweite Formel für \vec{E} parallel zur Einfallsebene gilt. Abb. 2.5 zeigt die Intensität der reflektierten Welle an der Grenzfläche von SCSN-38 zu Luft.

Diffuse Reflexion

Einer eventuell vorhandenen Rauigkeit der Oberflächen kann dadurch Rechnung getragen werden, daß man einen Teil des Lichtes als diffus reflektiert betrachtet. Ein gebräuchlicher Ansatz hierfür ist das **Lambert'sche Gesetz**, nach dem die in einem Winkel α zur Flächennormalen abgestrahlte Intensität proportional zu $\cos \alpha$ ist.

2.3.2 Überlegungen zur Lichtausbreitung im Szintillator

Da die Veto-Szintillatoren eine quaderförmige Grundform aufweisen, wird zunächst die Lichtausbreitung in einem Quader untersucht.

Lichtausbreitung in einem quaderförmigen Szintillator

Ausgehend von isotroper Lichtemission an einem beliebigen Punkt P innerhalb des Quaders (Abb. 2.6), lassen sich verschiedene Bereiche des Emissionswinkels unterscheiden.⁴ Alle Lichtstrahlen, die mit einem Winkel größer als ϑ_{krit} zu den Normalenvektoren aller 6 Wände des Quaders emittiert werden, werden permanent totalreflektiert.

Lichtstrahlen, die innerhalb der sechs Kegel mit dem Öffnungswinkel $2\vartheta_{\text{krit}}$ auf eine der Begrenzungsflächen auftreffen, verlieren bei jeder Reflexion an Intensität. Aus Abb. 2.5 wird deutlich, daß selbst für Reflexionswinkel, die nur um 1° kleiner als ϑ_{krit} sind, die Intensität des Lichtes nach wenigen Reflexionen vernachlässigbar ist.

⁴Die folgenden Überlegungen setzen voraus, daß der kritische Winkel des Szintillators kleiner als 45° ist.

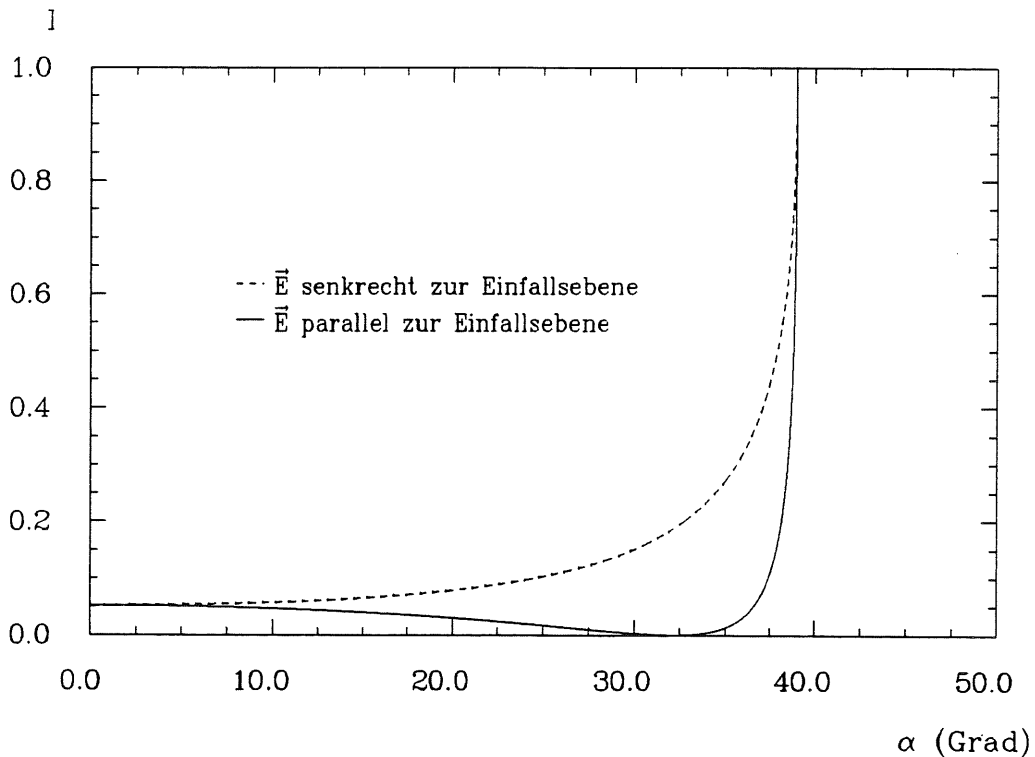


Abb. 2.5: Abhängigkeit der Lichtintensität vom Reflexionswinkel
 Die Kurven wurden nach Gleichung 2.11 und 2.12 für die Grenzfläche zwischen SCSN-38 und Luft berechnet. Die Intensität der einfallenden Welle wurde dabei auf eins normiert. Die Nullstelle der durchgezogenen Kurve liegt bei 32° . Für diesen Winkel (Brewster-Winkel) ist das reflektierte Licht vollständig senkrecht zur Einfallsebene polarisiert.

Lässt man die Abschwächungslänge unberücksichtigt, so entweicht durch jede Fläche derselbe Anteil κ_1 an Licht. Dieser ist durch das Verhältnis des Raumwinkels eines Kegels mit dem Öffnungswinkel ϑ_{krit} zum gesamten Raumwinkel 4π gegeben:

$$\kappa_1 = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\vartheta_{\text{krit}}} 2\pi \sin \vartheta d\vartheta = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} \right) \quad (2.13)$$

Dieser Wert ist von den Abmessungen des Quaders unabhängig. Der Anteil des Lichtes, das durch Totalreflexion im Quader gefangen bleibt, ist durch

$$\kappa_r = 1 - 6 \cdot \kappa_1 = 3 \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} - 2 \quad (2.14)$$

gegeben und beträgt für SCSN-38 etwa 33%.

Zentrale Lichtauslese mit Hilfe eines ausgefrästen Kegels

Es wird von der in Abb. 3.2 gezeigten Szintillatorgeometrie ausgegangen. Im Gegensatz zu den ausschließlich regulären Strahlengängen⁵ in einem quaderförmigen Szintillator treten durch die Reflexion an dem ausgefrästen Kegel auch chaotische Lichtwege auf.⁶ Parallele Lichtstrahlen sind nach der Reflexion am Kegel divergent.

⁵Benachbarte Strahlen sind auch nach vielen Reflexionen noch benachbart.

⁶In einem chaotischen System laufen Bahnen mit geringfügig unterschiedlichen Anfangsbedingungen exponentiell auseinander [Wun89]. Langfristige Vorhersagen sind daher unmöglich.

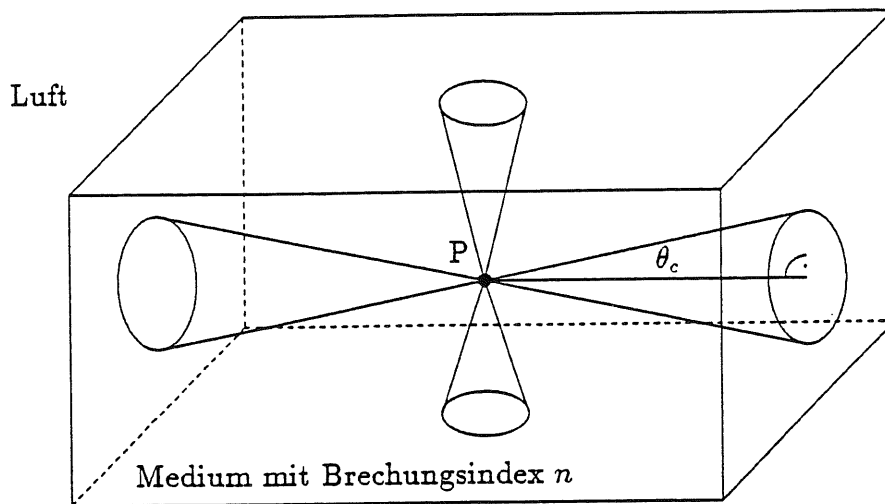


Abb. 2.6: Winkelbereiche der Totalreflexion

Die eingezeichneten Kegel geben die Winkelbereiche an, innerhalb derer ein vom Punkt P emittierter Lichtstrahl nicht totalreflektiert wird. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind nur vier der insgesamt sechs Kegel eingezeichnet. Für alle anderen Winkel erfolgt Totalreflexion, und zwar auch bei allen weiteren Reflexionen.

Da der Kegel klein gegen die Abmessungen der Szintillatorplatte ist, ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß Licht von einem Punkt am Rand des Szintillators aus direkt auf den Kegel trifft, gering.

Für einen großen Abstand r des Emissionsortes vom Zentrum des Szintillators kann der Anteil Ω_{rel} des Kegels am gesamten Raumwinkel 4π näherungsweise aus dem Verhältnis des Kegelquerschnittes zur Oberfläche einer Kugel mit dem Radius r berechnet werden:

$$\Omega_{rel} = \frac{r_k h_k}{4\pi r^2} \quad (2.15)$$

Hierbei ist r_k der Radius und h_k die Höhe des Kegels. Bei isotroper Emission entspricht Ω_{rel} der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Lichtstrahl ohne vorhergehende Reflexion den Kegel trifft. Diese ist recht gering und beträgt bei dem in Kap. 3.1 beschriebenen 2 cm dicken Szintillator für einen Emissionsort in 15 cm Entfernung vom Zentrum etwa 0.14%.

Es wird zudem nicht jeder Strahl, der den Kegel trifft, zur auszulesenden Fläche reflektiert. Daher ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Lichtstrahl mit nur einer Reflexion an der Photokathode ankommt, sehr gering. Es ist zu erwarten, daß der Hauptteil des Lichtes auf seinem Weg zur Photokathode mehrmals reflektiert wird.⁷ Dies bewirkt einen längeren Lichtweg und vergrößert damit die Laufzeit des Lichtsignals zum Photomultiplier.

Für Einschußorte nahe der Mitte des Szintillators erfaßt die auszulesende Fläche einen großen Raumwinkel: ein Teil des emittierten Lichtes kann die Photokathode ohne Reflexion erreichen. Dies hat einen starken Anstieg der Pulshöhe zur Folge, und der Laufzeitunterschied zwischen Mitte und Rand des Szintillators ist größer, als man es aufgrund des Abstandes erwarten würde (Kap. 4.3).

⁷Dieser Sachverhalt wird durch die Monte-Carlo Rechnungen bestätigt (Abb. 5.2).

2.4 Der Photomultiplier

Die Aufgabe des Photomultipliers (PM) besteht darin, das schwache optische Signal des Szintillators in einen registrierbaren elektrischen Impuls umzuwandeln. Es gibt verschiedene Typen von Photomultipliern, die sich im wesentlichen durch ihre Dynodenstruktur unterscheiden. Für Messungen in Magnetfeldern eignen sich nur Photomultiplier mit Transmissionsdynoden [Ham85].

Die beiden wesentlichen Bestandteile eines PM sind die Photokathode und das nachfolgende System zur Elektronenvervielfachung.

Die Photokathode

Einfallende Photonen lösen durch den Photoeffekt aus der Photokathode Elektronen aus. Hierfür ist eine Photonenenergie von mindestens

$$h\nu = \Phi_0 + E_w$$

erforderlich. E_w beschreibt hier die Energie, die das Elektron auf dem Weg zur Oberfläche durch Elektron-Elektron-Wechselwirkungen verliert, und Φ_0 die Austrittsarbeit aus dem Kathodenmaterial. Letztere liegt für Metalle bei 3-4 eV und für Halbleiter bei 1.5-2 eV. Daher ist die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode nach unten (zu kleineren Frequenzen) beschränkt. Die Begrenzung nach oben wird durch das Eintrittsfenster des Photomultipliers bestimmt. Glas wird für Photonenenergien größer als 3.5 eV und Quarzglas für Photonenenergien größer als 7.8 eV undurchlässig [Knoll79].

Die beim Photoprozeß entstehenden Elektronen sind niederenergetisch und verlieren auf dem Weg zur Oberfläche schon nach wenigen Nanometern ihre gesamte kinetische Energie. Daher trägt nur eine sehr dünne Schicht zur Umwandlung von Photonen in freie Elektronen bei. Da diese für Photonen semitransparent ist, erzeugen weniger als die Hälfte der eintreffenden Photonen Photoelektronen. Man definiert die sogenannte Quantenausbeute:

$$QA = \frac{\text{Anzahl der emittierten Photoelektronen}}{\text{Anzahl der einfallenden Photonen}}$$

Diese beträgt je nach Photomultiplier etwa 20-30%.

Die Elektronenvervielfachung

Die durch Lichteinstrahlung aus der Photokathode befreiten Elektronen haben eine kinetische Energie von weniger als etwa 1 eV. Sie werden daher durch ein statisches elektrisches Feld in Richtung einer Elektrode (Dynode) beschleunigt. Da die Beschleunigungsspannung typischerweise mehrere 100 V beträgt, wird die kinetische Energie, mit der ein Elektron an der ersten Dynode ankommt, nahezu vollständig durch die Beschleunigungsspannung gegeben.

Das einfallende Elektron löst aus dem Dynodenmaterial mehrere Sekundärelektronen aus. Diese werden wiederum durch ein elektrisches Feld in Richtung der nächsten Dynode beschleunigt, um dort abermals Sekundärelektronen auszulösen. In jeder Verstärkungsstufe wächst die Anzahl der Elektronen bei den für die Messungen verwendeten Photomultipliern mit 16 Dynoden (Hamamatsu R2490) um etwa einen Faktor 2.4.

Die Stromverstärkung⁸ dieses Photomultipliertyps beträgt nach Angabe des Herstellers bei der empfohlenen Betriebsspannung von 2500 V etwa $1.5 \cdot 10^6$.

⁸Das Verhältnis der Anzahl der Photoelektronen zur Anzahl der an der Anode ankommenden Elektronen wird als Stromverstärkung bezeichnet.

Kapitel 3

Die Meßanordnungen

Zur Untersuchung des Pulshöhenverhaltens und vor allem des Zeitverhaltens von Szintillationsdetektoren ist es erforderlich, deren aktives Volumen an verschiedenen räumlich begrenzten Stellen zur Szintillation anzuregen.

Für die Messung von Laufzeiten ist es insbesondere wichtig, daß die Anregung durch kurze Pulse erfolgt, deren Anstiegszeit klein gegen die zu messenden Laufzeitdifferenzen ist.

Zu diesem Zweck eignen sich minimal ionisierende Teilchen, die den Detektor nahezu mit Lichtgeschwindigkeit durchqueren.¹ Da sowohl die Pulshöhe als auch die Laufzeit innerhalb der untersuchten Szintillatoren sehr stark mit dem Ort variieren, muß der Ort des Teilchendurchganges möglichst genau bekannt sein. Eine genaue Festlegung des Durchgangsortes durch weitere Detektoren in teleskopförmiger Anordnung geschieht jedoch auf Kosten des Raumwinkels und der Zählrate.

Da die Ereignisrate der kosmischen Strahlung bei ausreichender Ortsauflösung sehr gering ist, wurden ausschließlich Messungen am DESY-Teststrahl² durchgeführt. Die Energie der anregenden Elektronen betrug dabei stets 3 GeV.

In diesem Kapitel werden zunächst die zu untersuchenden Detektoren beschrieben. Anschließend wird der mechanische und der elektronische Aufbau bei den verschiedenen Meßzeiten vorgestellt. Änderungen des Meßaufbaues auf Grund von Erfahrungen, die während der Messungen gewonnen wurden, sowie auch die Maßnahmen, die ergriffen wurden, um Pulshöhenvergleiche zwischen den verschiedenen Szintillatoren zu ermöglichen, werden erklärt. Eine kurze Beschreibung des Datenaquisitionssystems und der Datenaufnahme im List-Mode wird am Schluß des Kapitels gegeben.

3.1 Beschreibung der untersuchten Detektoren

Bei der ersten Meßzeit am DESY-Teststrahl wurde mit dem in Abb. 3.1 gezeigten Aufbau aus drei quadratischen Szintillatorplatten (32 cm Kantenlänge) gemessen. Dabei befanden sich zwei Szintillatoren nebeneinander und einer 33.5 cm dahinter.

Das aktive Volumen des Szintillators Abb. 3.2 hatte die Form eines Quaders mit den Abmessungen $32 \times 32 \times 2 \text{ cm}^3$ ($32 \times 32 \times 3 \text{ cm}^3$) und bestand aus SCSN-38. In der Mitte befand sich ein ausgebohrter Kegel, an dessen polierten Mantelflächen die Umlenkung

¹Die Durchgangszeit minimal ionisierender Teilchen durch den Szintillator (2 cm Dicke) beträgt etwa 70 ps.

²Es handelt sich hierbei um einen Elektronenstrahl mit einer frei wählbaren Energie, bis maximal 6 GeV. Mit Hilfe eines Kohlefasertargets werden Elektronen des DESY-Ringes in hochenergetische γ 's konvertiert, die dann in einem zweiten Target (aus Kupfer) wieder Elektronen erzeugen. Mit Hilfe eines Magneten und eines Kollimators lassen sich daraus Elektronen einer bestimmten Energie selektieren.

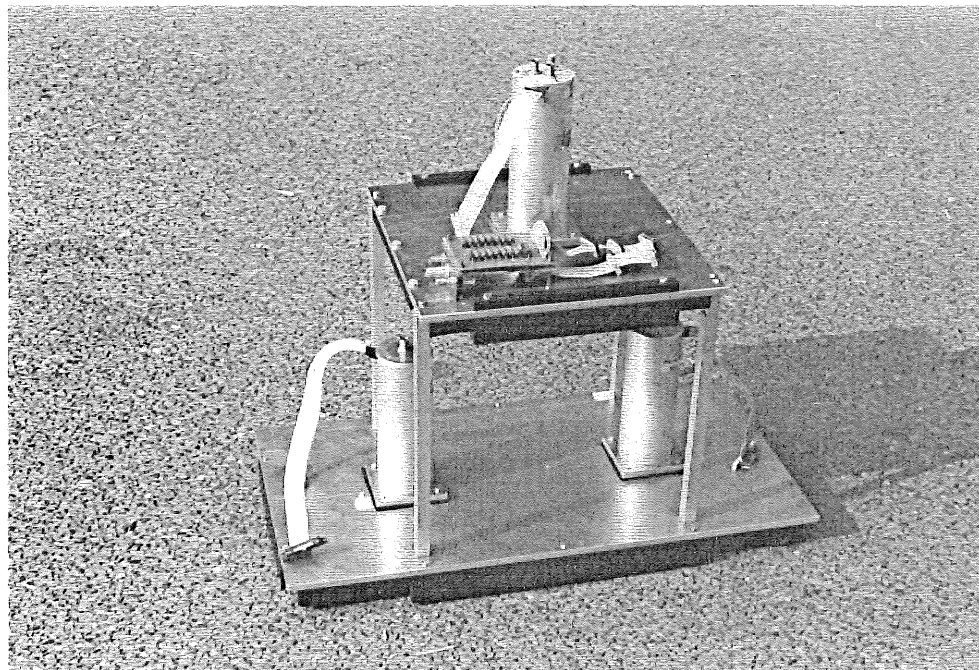


Abb. 3.1: Halterung für die Szintillatoren

des Lichtes zum Photomultiplier erfolgte. Der Kegel hatte eine Flankensteilheit von 45° , seine Spitze lag 1 mm unterhalb der Oberfläche des Szintillators. Um die geringere Materialdicke im Bereich des Kegels auszugleichen, wurde über dem Kegel ein 2 cm hoher Zylinder (Kegelstumpf) aus SCSN-38 aufgeklebt, der gleichzeitig den Übergang zum Photomultiplier bildete. Der Zylinder hatte einen Radius von 2 cm, die Radien des Kegelstumpfes betragen 1.9 cm und 2.8 cm. Für die Klebung wurde ein Silikon-Klebstoff³ verwendet, der für das Szintillationslicht transparent ist und annähernd den gleichen Brechungsindex aufweist wie SCSN-38.

Die Szintillatoren wurden unterschiedlich je nach Versuchsanordnung mit weißem Reflektorpapier belegt (Kap. 4.2.2) und mit zwei Lagen Schrumpffolie⁴ bis auf einen kreisförmigen Ausschnitt für die Durchführung des Lichtleiters bzw. des Szintillatoraufsatzes lichtdicht eingepackt.

Zur Halterung der Szintillatoren dienten 8 mm starke Aluminiumplatten auf der Rückseite der Detektoren, an denen die Szintillatorplatten mit dem Szintillatoraufsatz zum Photomultiplier gerichtet durch PVC-Winkelstücke befestigt waren (Abb. 3.1). Zur optischen Dichtung wurde eine schwarze Gummimatte (1 mm stark) verwendet. Die Aluminiumplatten besaßen ein Loch von 64 mm Durchmesser in der Mitte für die Durchführung des Lichtleiters bzw. des über dem Kegel angebrachten zylindrischen Szintillators. Auf den Aluminiumplatten war ein Rahmen mit einem Innengewinde befestigt, in den die Aluminiumgehäuse mit den Photomultipliern (Abb. 3.3) eingeschraubt wurden. Zwei Führungsringe zentrierten die Photomultiplier in den Aluminiumrohren, eine Spiralfeder sicherte den Andruck. Die Dynodenspannungen wurden über Flachbandkabel von dem außerhalb der Rohre auf der Aluminiumplatte befestigten Spannungsteiler (Anhang B) zugeführt. Die Kondensatoren zur Stabilisierung der Dynodenspannungen befanden sich direkt an der Fassung der Photomultiplier, im Innern der Rohre.

Zum Nachweis des durch ein geladenes Teilchen im Szintillator erzeugten Szin-

³Firma: General Electric. Silicone Rubber Compound RTV 615A, -615B.

⁴Polyverpackung GMBH: LPDE-Schrumpfschlauch-Folie, opak schwarz 350 × 0.1 mm -biaxial-.

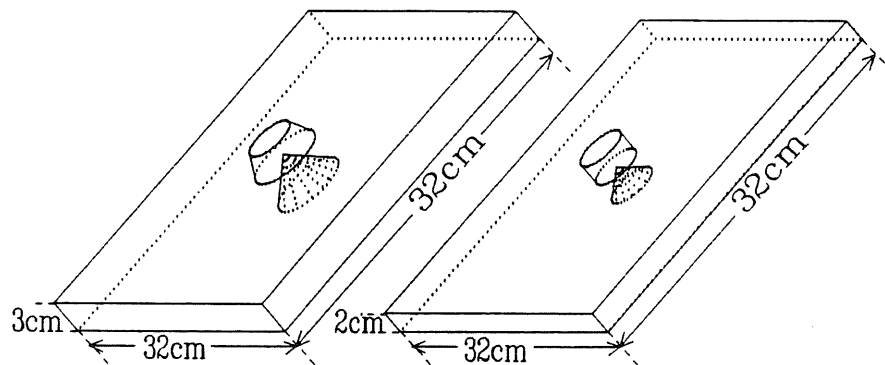


Abb. 3.2: Aufbau der untersuchten Szintillatoren

Der ausgebohrte Kegel in der Mitte der Szintillatorplatten soll die Umlenkung des Lichtes zum Photomultiplier bewirken. Die Flankensteilheit des Kegels beträgt 45° , seine Spitze liegt einen Millimeter unter der Oberfläche des Szintillators. Zum Ausgleich der geringeren Szintillatordicke im Zentrum der Platten wurde ein 2 cm hoher Zylinder mit einem Radius von 2 cm (bzw. Kegelstumpf mit $R_1 = 2.8$ cm und $R_2 = 1.9$ cm) aus SCSN-38 aufgeklebt.

tillationslichtes dienten 16-stufige Photomultiplier (Hamamatsu R2490), die je nach Messung mit Silikonfett⁵ oder über einen Luftspalt angekoppelt wurden. Durch ihre spezielle Dynodenstruktur sind diese Photomultiplier auch für den Einsatz in einem longitudinalen Magnetfeld geeignet. Die Verstärkung nimmt mit zunehmendem Magnetfeld vergleichsweise geringfügig, bei 1.2 Tesla um den Faktor 70 ab [Mor89].

3.2 Meßaufbau am DESY-Teststrahl

Erste Teststrahl-Meßzeit

Die Photomultiplier aller drei Szintillatoren wurden durch einen gemeinsamen Spannungsteiler (Anh. B) über Flachbandkabel mit den einzelnen Dynodenspannungen versorgt. Die Gesamtspannung betrug 2300 V⁶ und wurde von einer LeCroy HV4032-Spannungsversorgung geliefert.

Die negativen, schnellen⁷ Photomultiplierpulse wurden mit einem Ortec 454 Timing-Filter-Amplifier verstärkt⁸ und mit einem Fan-In/Out (Phillips Scientific, Model 744) in einen Pulshöhen- und einen Zeitweig aufgeteilt (Abb. 3). Bei allen Messungen wurden die Pulshöhen aller drei Szintillatoren sowie die jeweiligen Laufzeiten bezogen auf das Ausgangssignal der Koinzidenzeinheit aufgezeichnet. Zusätzlich wurde noch die Laufzeit zwischen dem Signal des Triggerfingers und dem Ausgangssignal der Koinzidenz gemessen.

⁵Da dieses Fett annähernd den selben Brechungsindex aufweist wie das Szintillatormaterial, kann der Lichtverlust durch die Reflektion an der auszulesenden Fläche vernachlässigt werden. Man bezeichnet diese Art der Ankoppelung als optische Ankoppelung.

⁶Die empfohlene Betriebsspannung von 2500 V wurde nicht angelegt, da die Photomultiplier damit zu große Eingangssignale für den verwendeten Verstärker (Ortec 454) lieferten.

⁷Die Breite der Photomultiplierpulse beträgt etwa 30 ns.

⁸Es wurde kein Puls-Shaping angewandt.

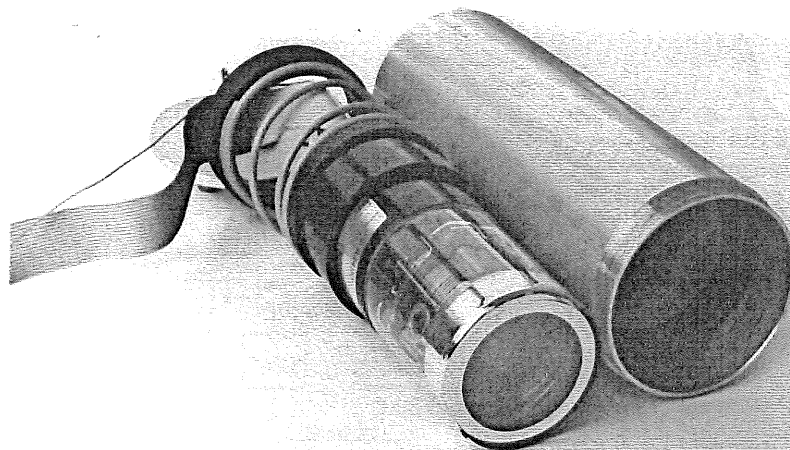


Abb. 3.3: Befestigung des Photomultipliers

Der Photomultiplier befand sich in einem Aluminiumrohr von 7 cm Durchmesser, das in die Aluminiumplatte der Halterung der Szintillatoren eingeschraubt wurde. Zwei Führungsringe aus Kunststoff fixierten seine Position in der Mitte der Röhre. Eine Stahlfeder sicherte den Andruck an den Szintillator. Die Kondensatoren für die Stabilisierung der Dynodenpotentiale und der Widerstand, an dem das Signal abgegriffen wurde, befanden sich am Sockel des Photomultipliers im Innern des Rohres, das Signalkabel konnte an eine BNC-Buchse an der Deckplatte des Aluminiumrohres angeschlossen werden.

Zur Digitalisierung der Signale im Pulshöhenzweig wurde ein LeCroy LRS 2259B-ADC⁹ verwendet.

Im Zeitzweig wurde aus den Ausgangssignalen der Detektoren mit Hilfe eines Constant-Fraction-Diskriminators (Eigenbau des ersten Institutes für Experimentalphysik) ein kurzes Zeitsignal erzeugt, das als ein Stoppsignal des TDC's¹⁰ (LeCroy 2228A) diente. Der Triggerfinger (F) lieferte ein weiteres Stoppsignal. Als gemeinsames Startsignal wurde das Ausgangssignal der Koinzidenzeinheit verwendet; der zeitlich schlecht definierte Zeitpunkt dieses Signales läßt sich durch Differenzbildung eliminieren.

Zur Erzeugung des Triggersignales dienten vier kleine Szintillationsdetektoren P, K1, K2 und F (Abb. 3.4). Aus deren Photomultiplierpulsen wurden durch Diskriminatoren (EG&G T308/NL) negative NIM-Pulse¹¹ erzeugt, die in einer schnellen Koinzidenz-Einheit (EG&G CO4010) durch ein logisches "UND" verknüpft wurden. Dazu mußten vorhandene Laufzeitunterschiede zwischen den Signalen der einzelnen Triggerdetektoren durch Verzögerungsstufen ausgeglichen werden, um einen für das Ansprechen der Koinzidenz erforderlichen Mindest-Überlapp der Eingangssignale von 5 ns zu gewährleisten.

Aufgrund der Anordnung und Größe der Triggerdetektoren konnte der Teilchendurchgangsort durch die zu untersuchenden Szintillatoren auf etwa 1 cm² genau festge-

⁹ADC steht für Analog to Digital Converter.

¹⁰Time to Digital Converter (TDC's) digitalisieren die Zeitunterschiede zwischen Start- und Stop-Signal.

¹¹National Instruments Methods, Standard-Elektronik.

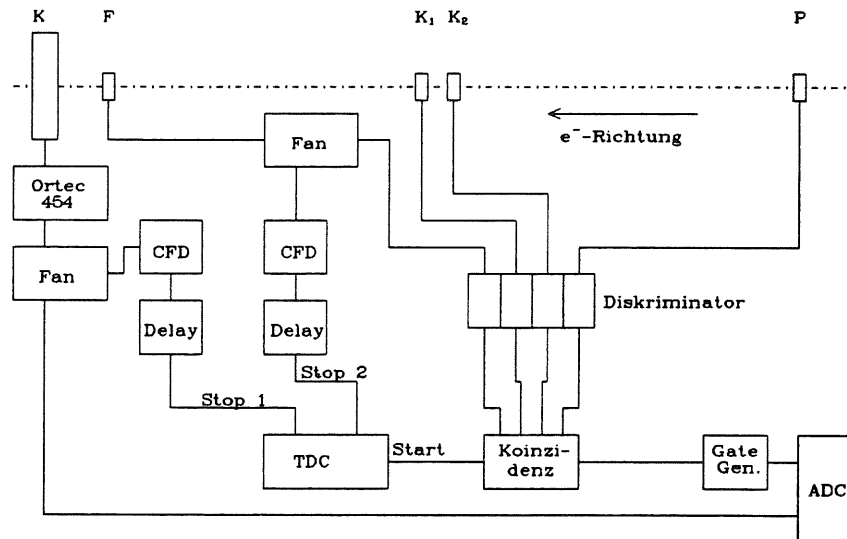


Abb. 3.4: Trigger und Blockschaltbild der Elektronik bei der ersten Teststrahl-Meßzeit. Als Trigger dienten die vier mit F, K_1, K_2 und P bezeichneten kleinen Szintillationsdetektoren, die jeweils über einen Diskriminator (EG&G T 308/NL) an eine Koinzidenz (EG&G CO 4010) angeschlossen waren. Das Ausgangssignal der Koinzidenz lieferte sowohl das Gate-Signal für die ADC's (LeCroy 2259B) als auch über einen Gate-Generator (LeCroy 2323A) das gemeinsame Startsignal für die TDC's (LeCroy 2228A). Das Ausgangssignal der untersuchten Szintillatoren wurde durch einen Timing-Filter-Amplifier (Ortec 454) verstärkt, bevor es mit einem Fan-In/Out (Phillips Scientific Model 744) in Pulshöhen- und Zeitweig aufgeteilt wurde.

Im Zeitweig lieferten der Triggerfinger (T) sowie jeder der drei untersuchten Szintillatoren (S) je ein Signal, aus dem, mit Hilfe von Constant-Fraction-Diskriminatoren (Eigenbau des 1. Instituts für Experimentalphysik), ein Stoppsignal für die TDC's erzeugt wurde. So konnten die Laufzeitdifferenzen zwischen dem Triggerfinger und allen zu untersuchenden Szintillatoren gemessen werden.

legt werden.

Zweite Teststrahl-Meßzeit

Der bei der zweiten Meßzeit verwendete Aufbau wird in Abb. 3.5 dargestellt. Im Unterschied zur ersten Meßzeit wurden jetzt ladungsempfindliche ADC's (LRS 2249A) verwendet. Außerdem wurde der bei der ersten Meßzeit verwendete Aufbau aus drei Szintillatoren aufgegeben und jeder Szintillator einzeln mit demselben Photomultiplier untersucht.

Eine Vergleichsmessung der Photomultiplier ergab große Unterschiede in der Verstärkung zwischen den drei 16-stufigen Photomultipliern. Daher wurde in dieser Meßzeit nur der Photomultiplier mit der größten Verstärkung verwendet, der zudem auch noch die am besten reproduzierbaren Ergebnisse lieferte.

Da die ADC's Ladungsmengen zwischen 0 und 126 pC digitalisieren konnten, war es unnötig, die Photomultipliersignale zu verstärken.

Anstatt des Triggerkreuzes (K_1, K_2) wurde bei der zweiten Meßzeit ein Lochzähler (L) verwendet, dessen Ausgangssignal eine Antikoinzidenzbedingung für die Logik-

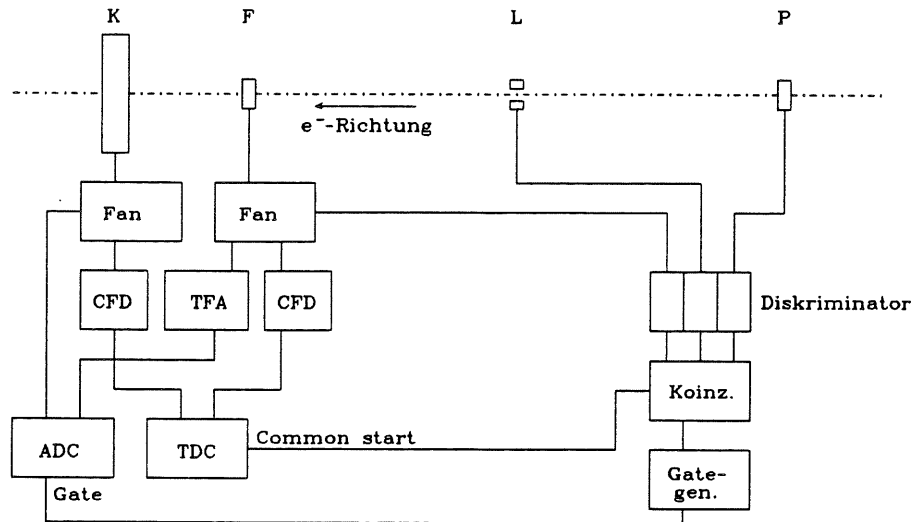


Abb. 3.5: Trigger und Blockschaltbild der Elektronik bei der zweiten Teststrahl-Meßzeit. Das Triggersignal wurde durch die Koinzidenz zweier kleiner Szintillationsdetektoren (P und F) gebildet, die mit einem weiteren (L), in dessen Zentrum sich ein Loch von 10 mm Durchmesser befand, in Antikoinzidenz geschaltet waren. Im Unterschied zur ersten Meßzeit wurden jetzt ladungssensitive ADC's (LRS 2249A) verwendet, womit die Pulshöhensignale der Detektoren unverstärkt aufgenommen werden konnten. Zusätzlich wurde das Pulshöhenspektrum im Triggerfinger aufgezeichnet. Hierfür war ein Verstärker (Ortec 454) erforderlich.

Einheit lieferte. Dieser stand in Strahlrichtung gesehen 5 cm hinter dem Triggerfinger (F) in ca. 50 cm Abstand vom zu untersuchenden Szintillator (S). Auch hiermit war der Teilchendurchgangsort auf etwa 1 cm^2 genau festgelegt.

3.3 Das Datenaufnahmesystem

Bei fast allen Messungen wurden die in den ADC's und TDC's digitalisierten Signale mit einem von W. Strauß entwickelten und von M. Funk modifizierten Vielkanalsystem (Multi-Parameter-Analysator, MPA) aufgenommen. Dieses besteht aus zwei Rechnern vom Typ LSI 11/23 und Micro J11 (beide von DEC) und kann bis zu 32 Parameter gleichzeitig verarbeiten. Für eine Kontrolle und Vorauswertung während des laufenden Experimentes konnten die Meßdaten in Pulshöhen- bzw. Laufzeit-Spektren einsortiert und auf einem Bildschirm angezeigt werden. Für eine genauere Auswertung wurden die Daten im List-Mode (siehe nächster Abschnitt) auf Magnetband abgespeichert und auf der DESY-IBM ausgewertet. Mit Hilfe eines Fortran-Programmes konnten die Daten in sogenannten BOS-Banks¹² [Blo87] eingelesen werden. Dieses ermöglicht einen schnellen Zugriff auf alle Daten.

¹²Ein von V. Blobel entwickeltes Datenbank-System.

List-Mode

Die Aufzeichnung der digitalisierten Signalamplituden erfolgte im List-Mode. Dabei wurden die Pulshöhen und Laufzeiten aller Detektoren (incl. des Zeitsignales des Triggerfingers 7 Parameter) ereignisweise zusammengefaßt auf Magnetband gespeichert.

Bei der Auswertung konnte daher für jeden Parameter eine eigene Eichung durchgeführt werden, ferner konnten Korrelationen zwischen einzelnen Parametern wie Pulshöhe und Laufzeit untersucht werden. Auch war es möglich, die Pulshöhenverteilung derjenigen Ereignisse zu ermitteln, die kein Zeitsignal auslösten. Ein weiterer Vorteil des List-Mode-Verfahrens ist, daß die Parameter der einzelnen Ereignisse in ihrer zeitlichen Reihenfolge abgespeichert werden.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Auswertung der Meßdaten

Bei den Untersuchungen der Szintillatoren am DESY-Teststrahl wurden in der ersten Meßzeit pro Einschubort etwa 20 000 Ereignisse aufgezeichnet. Dafür wurden je nach Luminosität des Teststrahles 20-30 Minuten benötigt.

Zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Pulshöhe mußte für jeden Meßpunkt eine charakteristische Signalhöhe (z.B. das Maximum) in der Pulshöhenverteilung bestimmt werden. Dies geschah mit Hilfe eines Fitprogrammes [Fun88]. Die angefittete Funktion wird im folgenden Kapitel näher beschrieben.

Zur Untersuchung der Zeitaufösung wurde der Unterschied in der Signallaufzeit für verschiedene Einschuborte in den Szintillator, bezogen auf den Zeitpunkt des Teilchendurchganges durch den Triggerfinger, gemessen. Da die für einen Einschubort gemessene Laufzeitverteilung nahezu gaußförmig war, wurde zur Bestimmung der mittleren Signallaufzeit t_0 und der Standardabweichung σ eine Gaußfunktion an die gemessenen Werte angepaßt. Dies geschah mit Hilfe eines Programmpaketes zur Darstellung und Manipulation von Meßdaten (GEP [Bas85]).

4.2 Die Pulshöhenspektren

Die bei der ersten Meßzeit verwendete, in Abb. 3.1 skizzierte Anordnung der Szintillatoren hatte zur Folge, daß die Elektronen des Teststrahls für einige Einschuborte bereits 3 cm Szintillatormaterial und eine 0.8 cm dicke Aluminiumplatte durchqueren mußten, bevor sie in dem hinteren Szintillator nachgewiesen werden konnten. Das entspricht insgesamt 0.16 Strahlungslängen. Während die Pulshöhenspektren im vorderen Szintillator die typische Form einer Landauverteilung aufwiesen, zeigten sich in den hinteren Szintillatoren kleinere Nebenmaxima bei höheren Energien (Abb. 4.2). Die Erklärung hierfür liegt darin, daß einige Elektronen im vorderen Szintillator und dessen Aluminiumhalterung einen elektromagnetischen Schauer auslösen, wodurch mehrere minimal ionisierende Teilchen den hinteren Szintillator durchqueren.

Zur Bestimmung des Maximums der gemessenen Pulshöhenverteilung wurde die Faltung einer Landaufunktion mit einer Gaußfunktion benutzt:

$$F(x) = \frac{1}{\kappa} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi\left(\frac{X' - \eta}{\kappa}\right) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{X' - x}{\sigma}\right)^2} dX' \quad (4.1)$$

η beschreibt die Lage des Maximums der Landaufunktion, κ und σ die Breite der Landau- bzw. Gaußfunktion. $\phi(\lambda)$ ist eine universelle Funktion, die wie folgt aussieht

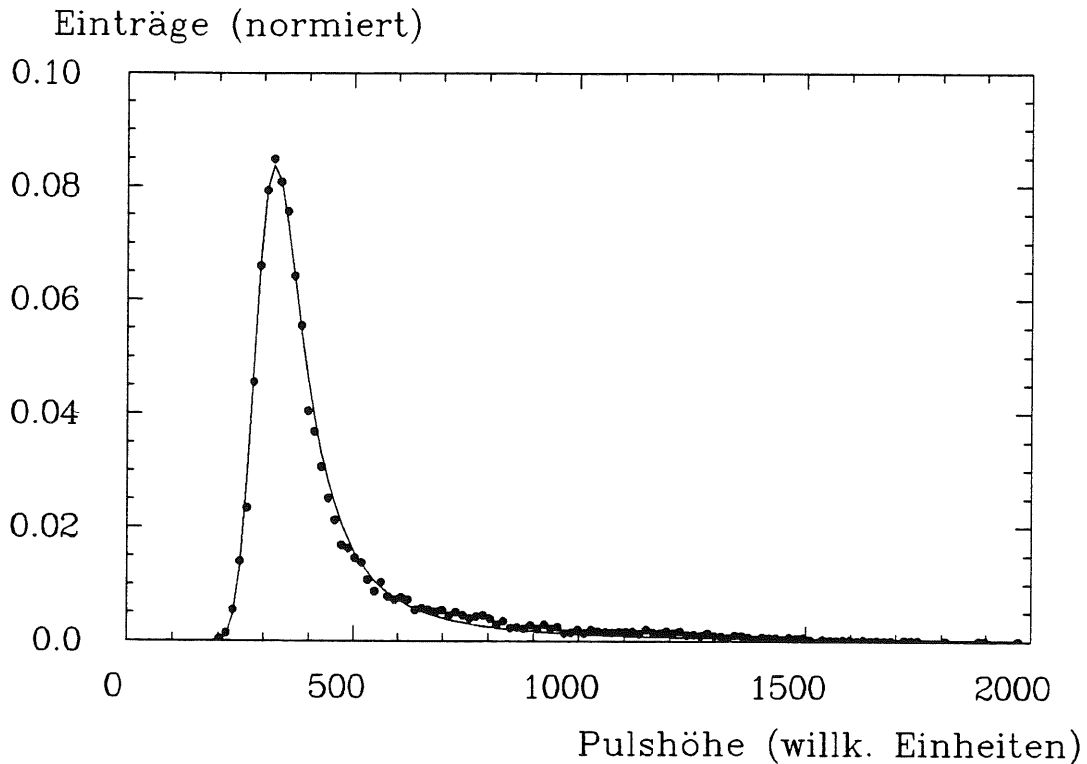


Abb. 4.1: Pulshöhenspektrum eines der vorderen Detektoren

Einschuß von 3 GeV-Elektronen an der Stelle $x=4\text{ cm}$, $y=8\text{ cm}$. Abb. 5.1 zeigt das verwendete Koordinatensystem. Das Spektrum weist die charakteristische Form einer Landauverteilung auf. Bei der angefitzten Funktion handelt es sich um die Faltung einer Landaufunktion mit einer Gaußfunktion.

[Köl83]:

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty+\epsilon}^{+i\infty+\epsilon} e^{u \ln u + \lambda u} du, \quad \epsilon > 0 \quad (4.2)$$

Da sowohl die Fläche unter der gemessenen Verteilung als auch die Fläche unter der Fitfunktion auf eins normiert wurden, entfiel der Funktionswert im Maximum als vierter Parameter. Die drei Parameter η , κ und σ wurden mit Hilfe eines Fitprogrammes so bestimmt, daß das Fehlermaß

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(F(x_i) - Y(x_i))^2}{(dY_i)^2} \quad (4.3)$$

minimal wurde [Fun88]. n ist dabei die Anzahl der gemessenen Werte $(x_i, Y(x_i))$. Zur Anpassung der Fitfunktion an die gemessenen Werte diente die Fit-Routine Valley aus der Desy-Programm-Bibliothek [Bas84].

Die theoretische Energieverlustverteilung (Landau-Verteilung) ist nur durch die Dicke des Szintillators und die Einschußenergie bestimmt. Die Lage des Maximums E_{mp} und die Breite der Verteilung ξ stehen in einem festen Verhältnis ($\xi/E_{mp} = 5.2\%$ für 2 cm Szintillator und 3 GeV Elektronen). Läßt man das Rauschen des Detektors außer Betracht, so ist die gemessene Pulshöhe für einen festen Einschußort proportional zum Energieverlust des Teilchens. Das bedeutet, daß auch die Pulshöhe der gemessenen Verteilung X_{mp} und deren Breite κ das Verhältnis $\kappa/X_{mp} = 5.2\%$ aufweisen sollten. Normiert man die Fläche unter der Kurve auf eins, so besitzt die Landaufunktion nur

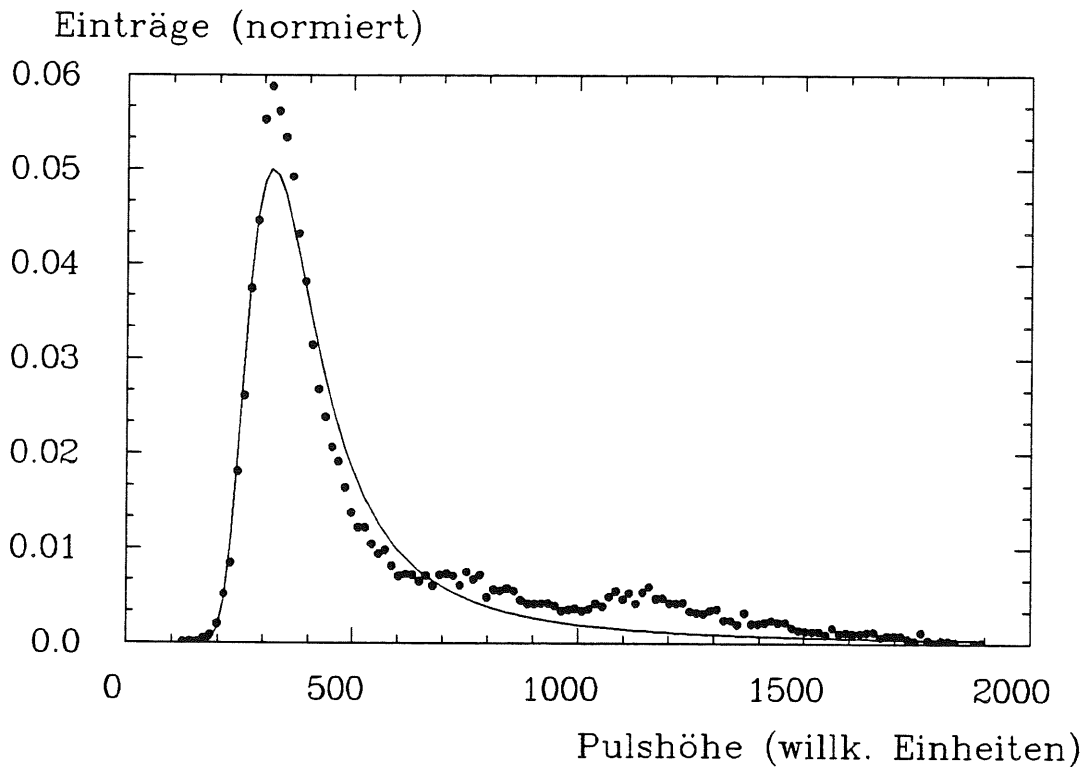


Abb. 4.2: Pulshöhenspektrum des hinteren Detektors

Die kleineren lokalen Maxima bei höheren Energien entstehen durch das Aufschauern einiger Elektronen im vorderen Detektor und dessen Aluminiumhalterung.

noch einen freien Parameter. Trotzdem zeigt sich, daß die Landau-Gauß-Faltung den Verlauf der gemessenen Verteilung besser beschreibt, wenn die beiden Parameter der Landaufunktion als unabhängig voneinander betrachtet werden (Abb. 4.3). Der Grund dafür liegt vermutlich darin, daß das σ der Gauß-Verteilung, welche die Auflösung des Detektors beschreibt, nicht unabhängig von der Pulshöhe ist. Eine Zunahme des Rauschens mit zunehmender Pulshöhe bewirkt einen steileren Anstieg und einen flacheren Abfall der gemessenen Verteilung, wie es auch durch den 3-Parameter-Fit (Abb. 4.3) beschrieben wird.

4.2.1 Abhängigkeit der Pulshöhe vom Ort

Die Abhängigkeit der gemessenen Pulshöhe vom Ort wird durch folgende Faktoren verursacht:

- die unterschiedliche Dicke des durchquerten Szintillatormaterials,
- die Abschwächung auf Grund des Abstandes vom Photomultiplier,
- Lichtsammel- und Raumwinkeleffekte.

Während die gemessene Pulshöhe bei langen Szintillator-Brettern exponentiell mit dem Abstand von der auszulesenden Fläche abnimmt [FUN88], spielt bei den $32 \times 32 \times 3 \text{ cm}^3$ großen Szintillatoren der direkte Abstand eine untergeordnete Rolle, da der größte Teil des Lichtes über viele Reflexionen zum Photomultiplier gelangt (Abb. 5.2). Außerdem kommt erschwerend hinzu, daß die Dicke des Szintillators im Bereich des Kegels vom

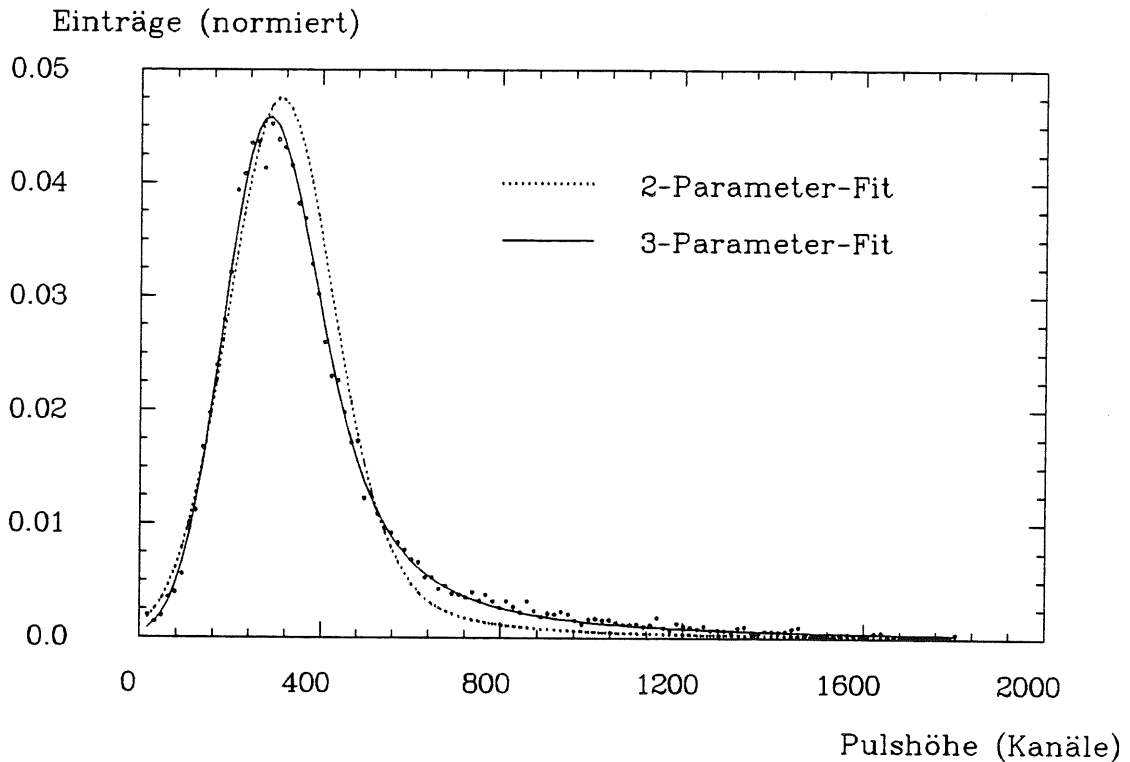


Abb. 4.3: Typische Pulshöhenverteilung im Plastiksintillator
 Typische Pulshöhenverteilung für geraden Einschuss in den Plastiksintillator. Die durchgezogene Linie zeigt einen Landau-Gauß-Fit mit drei freien Parametern, bei der durch die gestrichelte Linie dargestellten Landau-Gauß-Faltung wurde das Verhältnis κ/η gleich 5.265% ¹ gesetzt.

Ort abhängt (Abb 3.2) und für mittigen Einschuss die Teilchen den Photomultiplier durchqueren. Letzterer Effekt ist jedoch gering, wie Messungen der Pulshöhe bei direkten Einschuss in den Photomultiplier ohne Szintillator (Abb. 4.4) zeigen.

Abb. 4.5 zeigt das Verhalten der Pulshöhe in Abhängigkeit vom Abstand des Meßpunktes vom Szintillatormittelpunkt für den Szintillator mit dem an allen Flächen mit Ausnahme des Szintillatorkaufsatzes eng anliegenden, weißen Reflektor. Erstaunlich hierbei ist, daß für die Pulshöhe nur der radiale Abstand entscheidend ist und sich die quadratische Form des Szintillators und die damit verbundene Abweichung von der Zylindersymmetrie überhaupt nicht bemerkbar macht. Dasselbe Verhalten zeigten alle untersuchten 3 cm dicken Szintillatoren.

Bei dem 2 cm dicken Szintillator wurde in einer weiteren Meßzeit die Pulshöhenmessung bis in die Mitte des Szintillators fortgesetzt. Dabei zeigte sich, daß die wahrscheinlichste Pulshöhe bei zentralem Einschuss um einen Faktor 15 größer ist als die wahrscheinlichste Pulshöhe für einen Ort am Rand des Szintillators (Abb. 4.6). An der Grenze zum aufgeklebten Zylinder weist die Pulshöhenverteilung einen Sprung um etwa einen Faktor 4 auf. Das zugehörige Pulshöhenspektrum hat zwei Peaks bei deutlich unterschiedlichen Energien (Abb. 4.7). Dies läßt sich dadurch erklären, daß auf Grund der endlichen Ausdehnung des Strahlfleckes ca. die Hälfte der Elektronen den zylindrischen Szintillatorkaufsatz treffen und deshalb deutlich mehr Energie im Szin-

¹Da das Maximum von $\phi(\lambda)$ bei $\lambda = -0.222782$ liegt [Köl84], gilt $X_{mp} = 0.222782 \cdot \kappa + \eta$. Mit $\kappa/X_{mp} = 5.2\%$ folgt dann $\kappa/\eta = 5.265\%$.

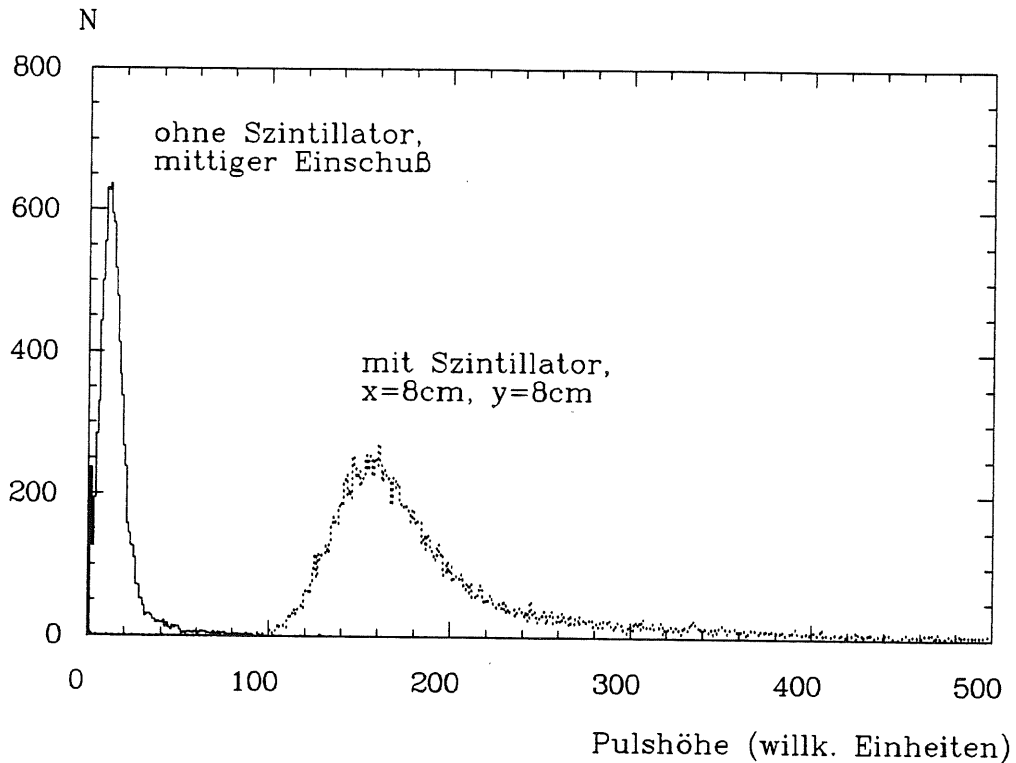


Abb. 4.4: Mittiger Einschuss in den Photomultiplier ohne Szintillator
Pulshöhenspektrum für mittigen Einschuss in den Photomultiplier ohne Szintillator (durchgezogene Linie), im Vergleich zum Spektrum für den Einschuss in den Szintillator im Punkt $x=8\text{ cm}$, $y=8\text{ cm}$ (gepunktete Linie). Die Pulshöhe bei mittigem Einschuss in den Szintillator ist noch um einen Faktor 15 größer.

tillator verlieren als diejenigen Elektronen, die den Aufsatz verfehlen. Benutzt man anstelle eines Zylinders einen Kegelstumpf als Szintillatorkaufsatz, so gibt es, da sich die Szintillatordicke als Funktion des Ortes nicht mehr sprunghaft, sondern stetig ändert, keine derart starke Trennung der beiden Peaks der Pulshöhenverteilung [Har89].

4.2.2 Vergleich der verschiedenen 3 cm dicken Szintillatoren

Die absolute Amplitude des Signals eines Szintillationsdetektors hängt unter anderem davon ab, wie groß der Anteil des Lichtes ist, der an den Begrenzungsflächen des szintillierenden Materiales herausgebrochen und von der Umhüllung absorbiert wird. Deshalb empfiehlt es sich, die Grenzflächen mit einem Reflektor zu belegen, der durch diffuse oder geometrische Reflexion einen möglichst großen Anteil des aus dem aktiven Volumen herausgebrochenen Lichtes wieder in den Szintillator zurückreflektiert.

Zur Untersuchung der Lichtverluste an den verschiedenen Grenzflächen wurden fünf verschiedene Arten der Umhüllung ausprobiert, wobei jeweils weißer Zeichenkarton als Reflektor verwendet wurde:

Szintillator 1 wurde an allen Flächen, mit Ausnahme des Kegelstumpfes und der auszulesenden Fläche, mit Zeichenkarton belegt. Dieser wurde durch das anschließende Einschrumpfen des Szintillators in den Schrumpfschlauch automatisch leicht angedrückt.

Szintillator 2 wurde zunächst mit einem Netz aus $300\ \mu\text{m}$ dicker Angelsehne überzogen, bevor er an den gleichen Flächen mit Zeichenkarton belegt und eingeschrumpft

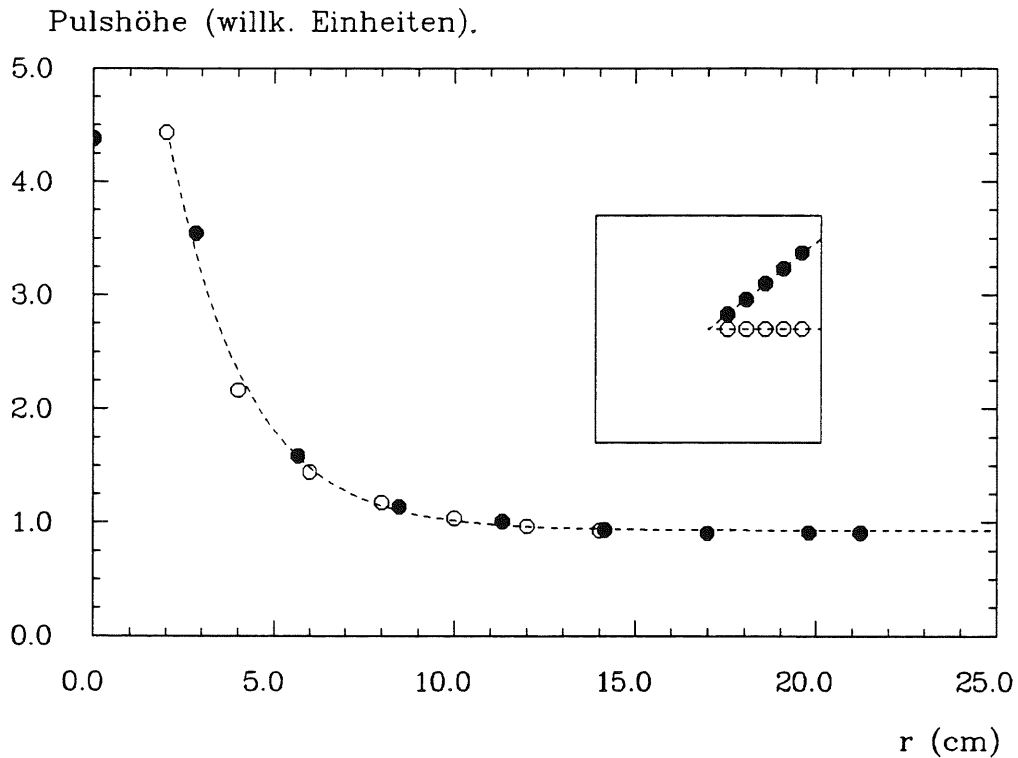


Abb. 4.5: Pulshöhenverteilung eines 3 cm dicken Szintillators

Gemessen wurde diese Kurve mit dem Szintillator, der mit eng anliegendem diffussem Reflektor versehen war. Auffällig ist die Unabhängigkeit der Pulshöhe von der Scan-Richtung. Ein ähnliches Verhalten zeigten alle 3 cm dicken Szintillatoren. Die angepaßte Funktion ist die abfallende Flanke einer Gaußkurve.

wurde. Die Angelsehne sorgte dafür, daß der Zeichenkarton nicht an den Szintillator anlag und der Sprung im Brechungsindex zwischen Luft und SCSN-38 gewährleistet wurde.

Szintillator 3 wurde nur an den schmalen Flächen mit einem Reflektor belegt.

Szintillator 4 wurde ohne Reflektor eingeschrumpft.

Szintillator 5 wurde an den schmalen Flächen und im Kegel aufgerauht.²

Abb. 4.8 zeigt das Pulshöhenverhalten der verschiedenen 3 cm dicken Szintillatoren in Abhängigkeit vom Einschußort. Die Kurven wurden in der ersten Meßzeit aufgenommen. Da die Szintillatoren mit verschiedenen Photomultipliern ausgelesen wurden deren Verstärkung erheblich differierte, und die Ankopplung mit optischem Fett schlecht reproduzierbar war, wurde die Vergleichbarkeit in der zweiten Meßzeit dadurch hergestellt, daß an allen Szintillatoren ohne optisches Fett und mit demselben Photomultiplier an vier aus Symmetriegründen gleichwertigen Einschußorten Vergleichsmessungen durchgeführt wurden. Der dabei verwendete Photomultiplier hatte die größte Verstärkung, und die damit gemessenen Spektren konnten auch nach mehrmaligem An- und Abbau des Rohres sehr gut reproduziert werden.

Mit den beiden rundum mit weißem Reflektor belegten Szintillatoren wurden für alle Einschußorte die größten Pulshöhen gemessen (Abb. 4.8). Dabei erwies es sich als unnötig, durch einen Nylonfaden den direkten Kontakt des Reflektors mit dem Szintillator zu verhindern. Mit dem Szintillator ohne "Abstandshalter" (Szintillator 1) wurden

²Hierfür wurde 320-er Schmirgelleinen verwendet.

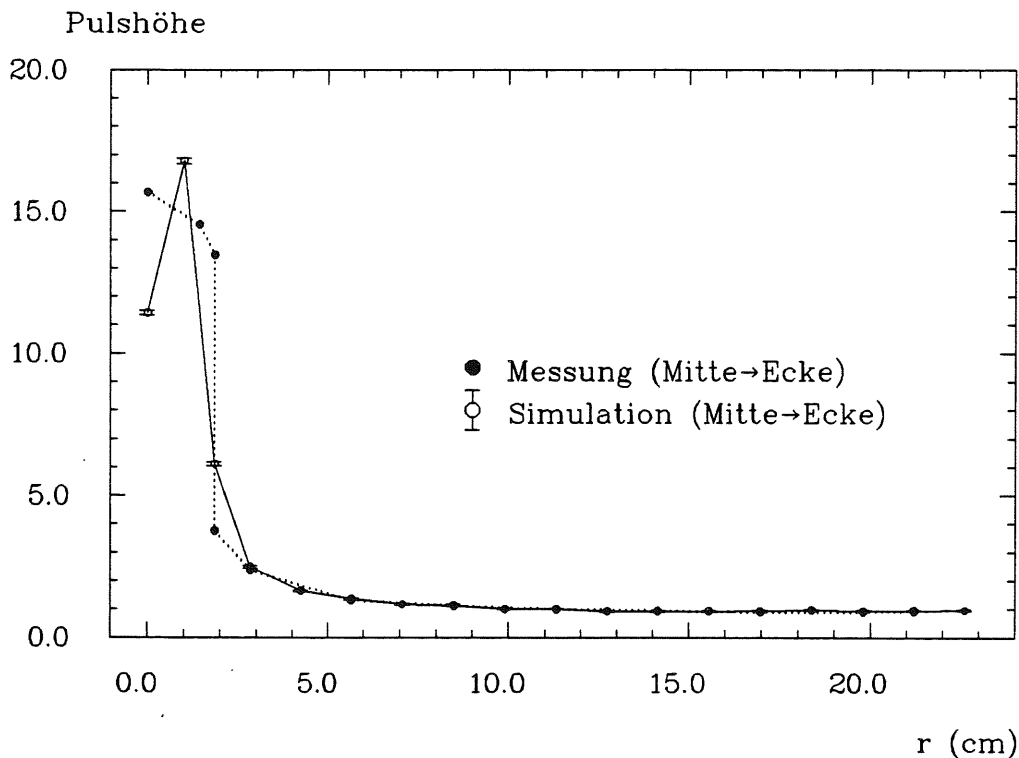


Abb. 4.6: Abhängigkeit der Pulshöhe vom Einschußort für den 2 cm dicken Szintillator. Die Abweichung der Simulation von den Meßwerten im Bereich nahe des Photomultipliers liegt in der Ortsabhängigkeit der Lichtempfindlichkeit der Photokathode begründet.

sogar geringfügig höhere Pulshöhen gemessen als mit dem "lose umhüllten" Szintillator. Die mit Szintillator 3 gemessene Pulshöhe betrug für alle Einschußorte nur etwa 60% der Pulshöhe von Szintillator 1. Die Pulshöhen des Szintillators ohne Reflektor waren noch um etwa einen Faktor 2 kleiner, und die mit Szintillator 5 gemessenen Pulshöhen waren mit Abstand am kleinsten (10% von Szintillator 1). Dieser Szintillator wird in Abb. 4.8 aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt.

Bei dem Vergleich der Szintillatorplatten wurde stets davon ausgegangen, daß die Klebung des aufgesetzten Zylinders bei allen Szintillatoren die gleiche Qualität hatte. Möglicherweise führen jedoch Unterschiede in der Dicke oder der Beschaffenheit der Klebstoffschicht (z.B. Verunreinigungen oder leicht unterschiedliches Mischverhältnis der beiden Klebstoffkomponenten) zu einer unterschiedlichen Transparenz für das Szintillationslicht.

4.2.3 Fehler

Statistische Fehler

Zur Abschätzung der statistischen Fehler bei der Bestimmung des Maximums der Landau-Gauß-Verteilung wurde eine Meßreihe von 20 000 Ereignissen in mehrere kürzere, zeitlich aufeinanderfolgende Meßreihen aufgeteilt und anschließend jeweils die wahrscheinlichste Pulshöhe durch Anpassung der Fitfunktion (Kap. 4.2.1) bestimmt. Dabei zeigte sich, daß der statistische Fehler der wahrscheinlichsten Pulshöhe deutlich unter 1% liegt (Abb. 4.9). Da jedoch alle Pulshöheninformationen aus einer Gesamtmessung

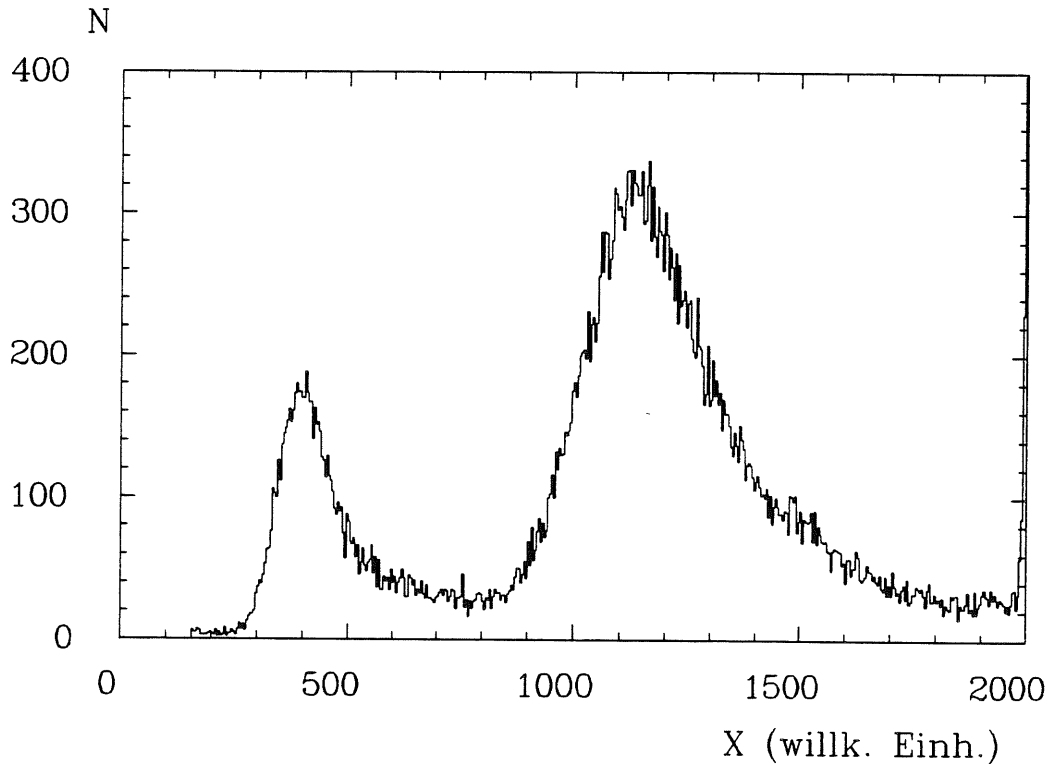


Abb. 4.7: Pulshöhenspektrum für einen Einschußort am Rand des Zylinders
Man erkennt zwei landauförmige Verteilungen bei unterschiedlichen Pulshöhen X , hervorgerufen durch Elektronen, die den Zylinder treffen, und solchen, die ihn verfehlen.

von 30 Minuten Dauer gewonnen wurden, bleiben langfristige zeitliche Schwankungen unbemerkt. Obwohl ein signifikanter zeitlicher Gang in Abb. 4.9 nicht zu erkennen ist, empfiehlt es sich für zukünftige Messungen, in größeren zeitlichen Abständen während der gesamten Meßzeit Kontrollmessungen an einem festen Einschußort durchzuführen.

Systematische Fehler

Folgende Fehlerquellen sind denkbar:

- Unterschiedliche Qualität der Ankoppelung an den Photomultiplier
 In der ersten Meßzeit wurde ausschließlich die Ankoppelung mit optischem Fett verwendet. Diese bringt gegenüber der Ankoppelung mit Luftspalt eine um einen Faktor von ca. 2.5 höhere Lichtausbeute (Abb. 4.10). Die Reproduzierbarkeit ist dafür jedoch deutlich schlechter. Während der Fehler der Einzelmessung bei der Ankopplung mit Luftspalt unter 1% liegt, beträgt er bei der Ankopplung mit optischem Fett ca. 8%. Die Ankopplung mit optischem Klebstoff wurde nicht untersucht, da die Gefahr bestand, den Photomultiplier beim späteren Ablösen vom Szintillator zu beschädigen.
- Unterschiedliche Qualität der Klebung des Aufsatzes
 Der optische Klebstoff wurde für alle Szintillatoren gleichzeitig angerührt und unter den gleichen Temperaturbedingungen aushärten gelassen. Luftblasen wurden nach dem Anmischen unter Vakuum beseitigt und die Szintillatoren vor dem Kleben stets auf die gleiche Art gereinigt. Wegen der langen Aushärtezeiten des

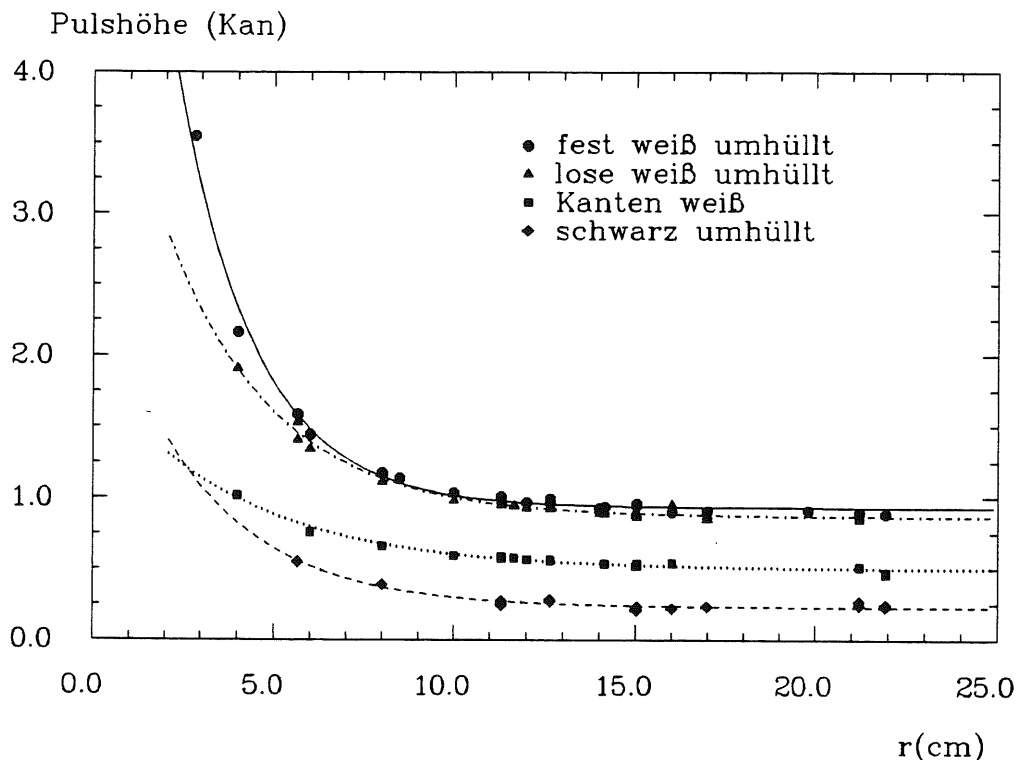


Abb. 4.8: Vergleich des Pulshöhenverhaltens der verschiedenen 3 cm dicken Szintillatoren

Die Abb. zeigt die mit den verschiedenen Szintillatoren gemessene wahrscheinlichste Pulshöhe in Abhängigkeit vom Abstand des Einschusses vom Mittelpunkt des jeweiligen Szintillators. Die angepaßten Kurven (abfallende Flanke einer Gaußfunktion) sollen nur dem Auge als Hilfe dienen und haben keine physikalische Bedeutung. Für $r > 10$ cm ist die Pulshöhe für alle Szintillatoren nahezu unabhängig vom Einschussort. Die beiden rundum mit weißem Reflektor belegten Szintillatoren zeigen die größten Pulshöhen, wobei es keinen Unterschied macht, ob der Reflektor eng anliegt oder nicht.

Klebstoffes und der Notwendigkeit, die Umhüllung des Szintillators zu öffnen, wurde der Einfluß einer unterschiedlichen Qualität der Klebung auf die Pulshöhen im Szintillator nicht untersucht. Über den daraus resultierenden Fehler können daher keine Aussagen gemacht werden.

- Asymmetrien innerhalb eines Szintillators

Asymmetrien der gemessenen Pulshöhe innerhalb eines Szintillators erklären sich durch Ungenauigkeiten in der Geometrie und in der Oberflächenbeschaffenheit des Szintillators sowie durch Unterschiede in der Umhüllung. Zum Beispiel wurde beim Öffnen der Umhüllung eines Szintillators festgestellt, daß die Schrumpffolie durch Feuchtigkeitseinschluß an einigen Stellen fest anlag. Bei dem betreffenden Szintillator wurden die größten Asymmetrien festgestellt. Die Ungenauigkeit in der Einjustierung des Einschussortes stellt für Messpunkte, deren Abstand zum Mittelpunkt größer als ca. 10 cm ist, keine wesentliche Fehlerquelle dar, da die Pulshöhe in diesem Bereich keine nennenswerte Ortsabhängigkeit aufweist. Der Fehler der Einzelmessung bei Einschuss an vier aus Symmetriegründen gleichwertigen Punkten liegt bei etwa 3%.

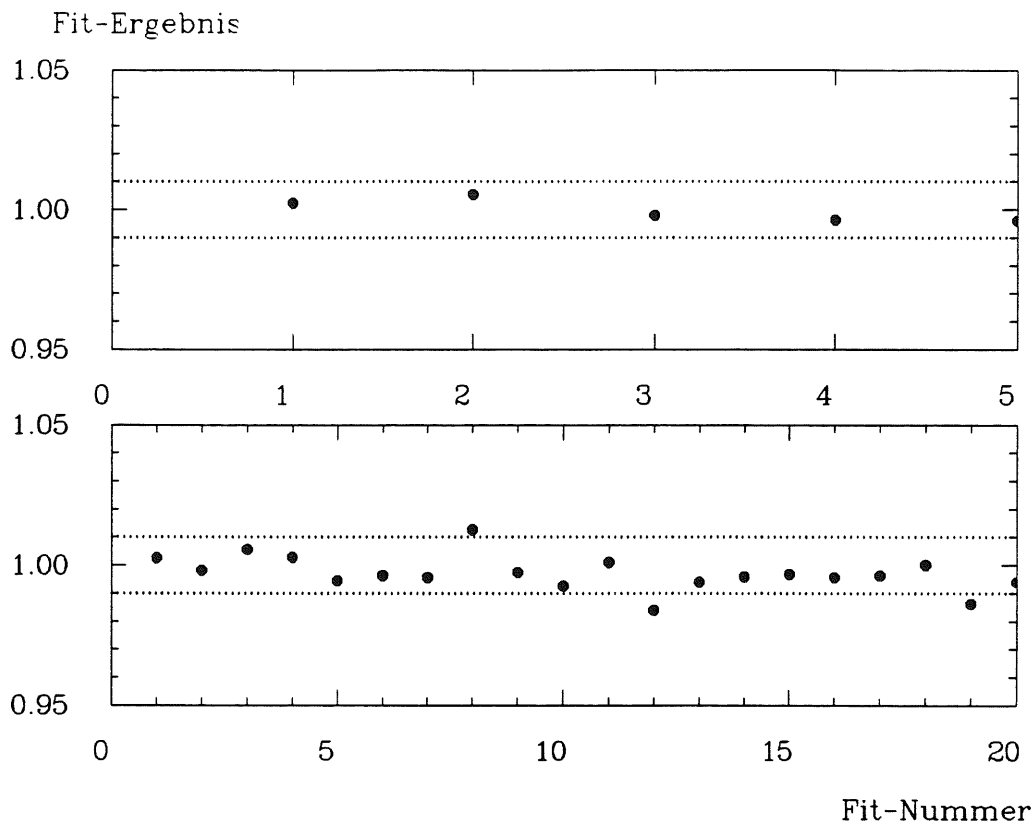


Abb. 4.9: Zeitlicher Gang der Pulshöhe

Aus den List-Mode-Daten einer Pulshöhenmessung (20 000 Ereignisse) wurden 5 bzw. 20 Spektren erzeugt, die aus je 4 000 bzw. 1 000 zeitlich aufeinanderfolgenden Ereignissen bestanden. Das Maximum jedes Spektrums wurde durch Anpassung einer Landau-Gauß-Faltung bestimmt. Der Mittelwert der Pulshöhe wurde auf 1 normiert.

4.3 Die Laufzeitmessungen

Da ein Photomultiplier-Signal zeitlich nicht scharf begrenzt ist³ und zudem dessen Pulshöhe und Pulsform erheblich variiert, eignet es sich nicht als Start- oder Stop-Signal einer Zeitmessung. Es muß also ein Signal generiert werden, das eine sehr kurze Anstiegszeit, eine feste Amplitude und eine wohldefinierte Relation zum zeitlichen Schwerpunkt des Photomultiplierpulses aufweist. Zu diesem Zweck werden Zeitdiskriminatoren verwendet. Auf die Funktionsweise der bei den Zeitmessungen verwendeten Diskriminatortypen, Constant-Fraction-Diskriminator und Leading-Edge-Diskriminator, und die daraus resultierenden Konsequenzen für die Messung des Zeitverhaltens der untersuchten Szintillatoren, soll im folgenden eingegangen werden.

4.3.1 Messungen mit dem Constant-Fraction-Diskriminator

Beim Constant-Fraction-Diskriminator (CF-Diskriminator) wird das Eingangssignal in zwei Signale aufgespalten, von denen das eine invertiert und um eine Zeit t_v verzögert und das andere um einen Faktor f (die sogenannte "fraction") abgeschwächt wird. Anschließend werden die beiden Teilsignale wieder addiert. Es ergibt sich ein Signal mit Nulldurchgang (Abb. 4.11 b.)). Mit Hilfe eines internen Komparators wird die Nulldurchgangszeit t_0 des Summensignales bestimmt und ein zeitlich sehr kurzes

³Die Anstiegszeit beträgt etwa 10 Nanosekunden, die Abklingzeit liegt bei ca. 20 ns.

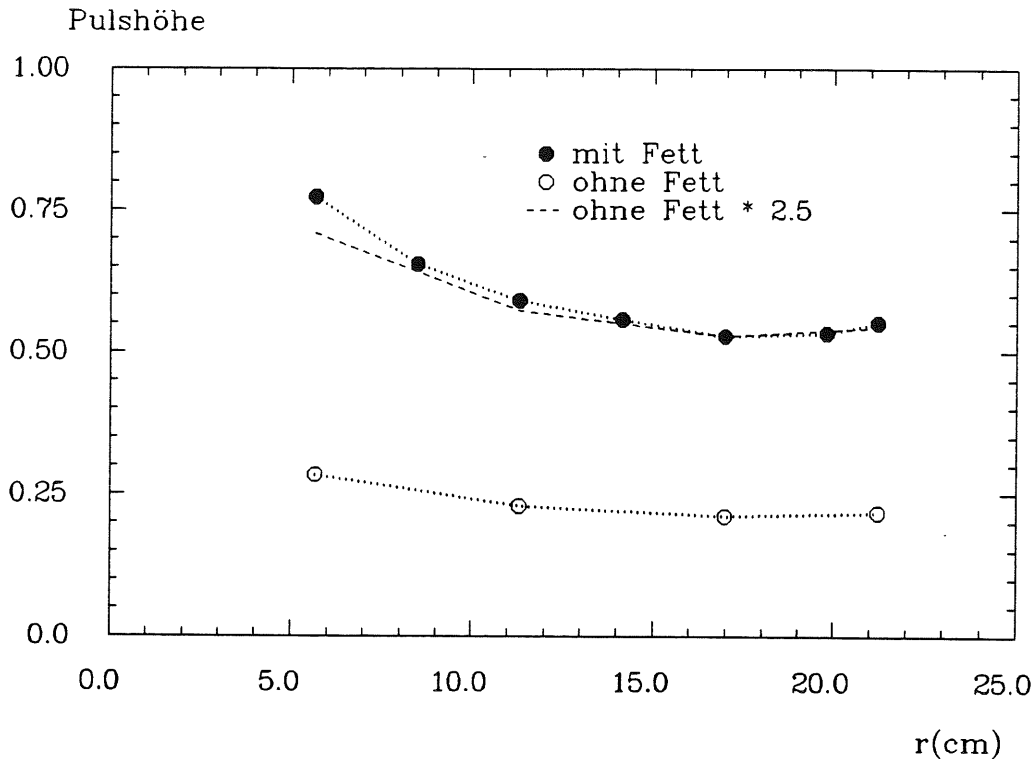


Abb. 4.10: Pulshöhe bei Ankoppelung des Photomultipliers mit Silikonfett im Vergleich zur Ankoppelung ohne Silikonfett.

Die Pulshöhe bei der Ankoppelung mit optischem Fett ist für alle Einschußorte etwa um einen Faktor 2.5 größer.

Ausgangssignal⁴ konstanter Pulshöhe (ca. -1 V) erzeugt. Der Zeitpunkt des Nulldurchganges ist im Idealfall unabhängig von der Pulshöhe und der Anstiegszeit der Pulse (ARC-Timing [WES88]).

Idealisiert man die ansteigende Flanke des Eingangspulses als linear, so gilt für die Nulldurchgangszeit :

$$t_0 = \frac{t_v}{1 - f}$$

Ist das Eingangssignal jedoch übersteuert, so erfolgt der Nulldurchgang des Summensignales für die übersteuerten Pulse zu einem früheren Zeitpunkt, nämlich im Extremfall eines Rechteckpulses nach der Verzögerungszeit t_v .

Wenn die Pulshöhe der Eingangssignale so stark variiert, daß einige Pulse übersteuert sind, so ergibt sich daraus ein Unterschied in der Laufzeit zwischen den übersteuerten und den nicht übersteuerten Pulsen.

Dieser beträgt maximal :

$$\Delta t = \frac{f}{1 - f} \cdot t_v$$

Bei einer Verzögerungszeit von 5 ns und einer typischen "fraction" von 0.3 ist $\Delta t = 2.15$ ns.

Die maximalen mit dem CF-Diskriminator gemessenen Laufzeitunterschiede innerhalb eines Szintillators lagen bei 5 ns (Abb. 4.13). Für die meisten Einschußorte sind die gemessenen Laufzeiten annähernd gaußverteilt, mit einem σ von typischerweise etwa 300 ps. Für Einschußorte in etwa zwei Zentimetern Entfernung von der Mitte des Szintillators erhält man jedoch eine Laufzeitverteilung mit zwei deutlich getrennten Peaks

⁴Die Anstiegszeit des (negativen) CF-Ausgangssignales beträgt etwa 4 ns, die Abklingzeit liegt bei 8 ns.

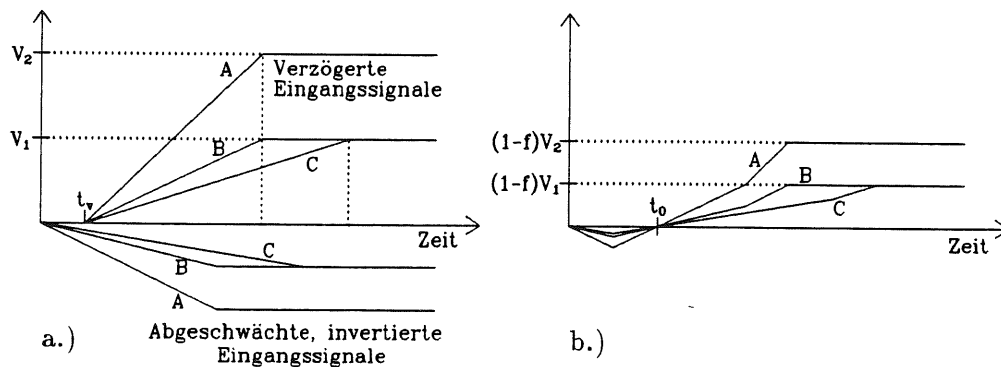


Abb. 4.11: Signalformung im Constant-Fraction-Diskriminator

- a.) Eingangssignale mit verschiedenen Anstiegszeiten und unterschiedlicher Amplitude (A, B und C) werden jeweils in einen um einen Faktor f abgeschwächten, invertierten und einen um eine Zeit t_v verzögerten Teil aufgespalten. Die Verzögerungszeit wurde so gewählt, daß die Überlagerung der Teilsignale erfolgt, bevor das invertierte und abgeschwächte Signal sein Minimum erreicht.
- b.) Die Nulldurchgangszeit der Summensignale ist unabhängig von der Pulshöhe und der Anstiegszeit der Eingangssignale.

(Abb. 4.12).

Anhand der List-Mode Daten läßt sich zeigen, daß eine Zuordnung der beiden Zeitpeaks zu den beiden Peaks im Pulshöhenspektrum (Abb. 4.7) möglich ist. Sortiert man nur die Laufzeiten derjenigen Ereignisse, bei denen die zugehörige Pulshöhe im ersten Peak der Pulshöhenverteilung liegt, in ein Zeitspektrum ein, so erhält man nur den rechten Peak des in Abb. 4.12 gezeigten Laufzeitspektrums. Daraus läßt sich schließen, daß diejenigen Elektronen, die den Zylinder treffen (d.h. deren Pulshöhe im zweiten Peak liegt), früher ein Zeitsignal verursachen.

Vergleicht man die in Monte-Carlo-Rechnungen bestimmten Laufzeitwerte mit den Meßwerten, so fällt ein Sprung der gemessenen Laufzeit von ca. 1 ns bei $r=2$ cm auf. Dieser liegt vermutlich in dem oben erwähnten Verhalten des CF-Diskriminators bei Übersteuerung begründet, da sich die Pulshöhe an der Grenze zum Zylinder schlagartig sehr stark ändert, wie es an Hand von Abb. 4.7 diskutiert wurde.⁵

Efficiency

Im Rahmen der Messungen der ersten Teststrahlmeßzeit wurden für den Einschubort $x=15$ cm, $y=0$ cm (minimale Pulshöhe) bei einer Gesamtzahl von 19 987 Ereignissen drei Ereignisse festgestellt, bei denen zwar ein Pulshöhensignal, aber kein dazu korrespondierendes Zeitsignal gemessen wurde. Daraus ergibt sich eine Efficiency von besser als 99.9%.

⁵Eine andere mögliche Erklärung, die zur Zeit überprüft wird [Har 89] liefert der Čerenkoeffekt. Das dabei entstehende Licht wird im Gegensatz zum Szintillationslicht prompt emittiert und kann daher früher ein Zeitsignal erzeugen.

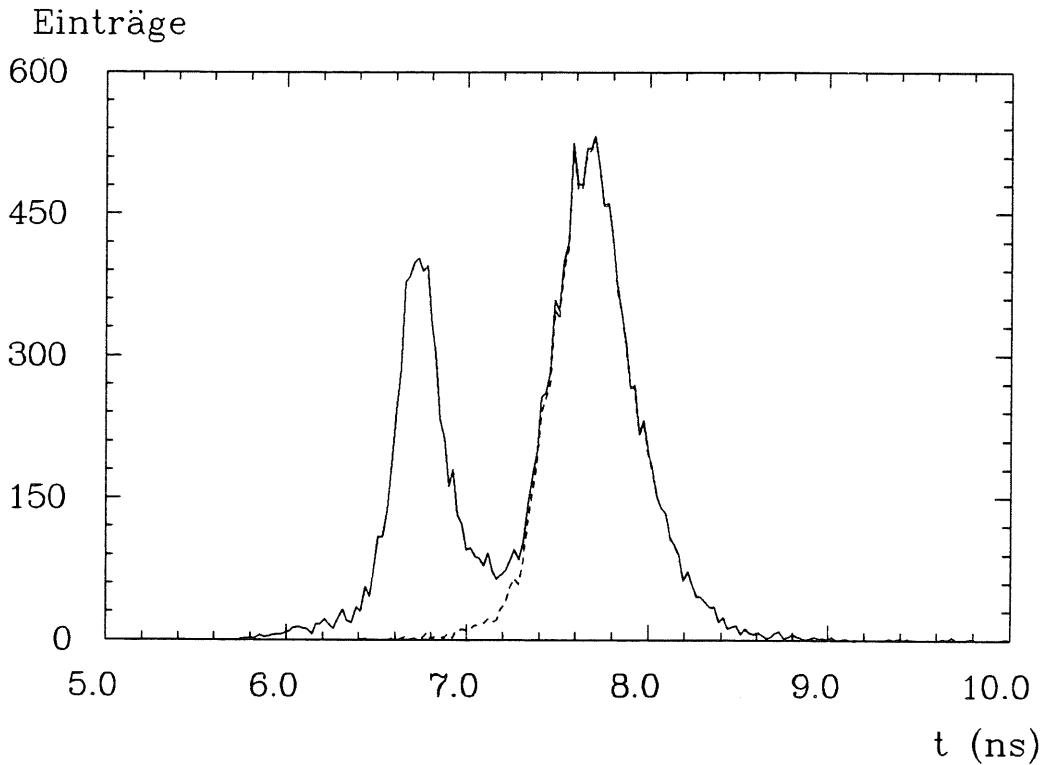


Abb. 4.12: Laufzeitspektrum bei Einschuss am Rand des Zylinders

Aus den unverstärkten Signalen des Szintillators wurde mit einem Constant-Fraction-Diskriminator das Stoppsignal für den TDC erzeugt. Die gestrichelte Linie gibt das Laufzeitspektrum derjenigen Ereignisse wieder, bei denen die zugehörige Pulshöhe im ersten Peak der Pulshöhenverteilung (Abb. 4.7) liegt.

4.3.2 Messungen mit dem Leading-Edge-Diskriminator

Das Prinzip des Leading-Edge-Diskriminators (LE-Diskriminator) ist wesentlich einfacher. Wenn die Pulshöhe des Eingangssignales eine bestimmte einstellbare Schwelle übersteigt, wird ein kurzes Ausgangssignal konstanter Pulshöhe erzeugt.

Da unterschiedlich große Pulse im allg. die Schwelle zu unterschiedlichen Zeiten überschreiten, ist diese Methode der Zeitmessung gegenüber dem CF-Prinzip unterlegen. Der Vorteil des LE-Diskriminators ist jedoch sein niedrigerer Preis.

Theoretisch wird die Abhängigkeit der gemessenen Laufzeit von der Pulshöhe mit abnehmender Schwelle geringer. In der Praxis jedoch zeigt sich, daß sich die Zeitauflösung für sehr kleine Schwellen verschlechtert, da die Schwelle dann in den Bereich der Rauschamplitude kommt.

Für die Zeitmessung mit der LE-Methode muß die Schwelle so tief gesetzt werden, daß auch die kleinen Signale⁶ noch erfaßt werden, andererseits aber das Rauschen des Detektors unterhalb der Schwelle liegt. Die gemessene Laufzeitdifferenz hängt stark von der Höhe der eingestellten Schwelle ab.

Setzt man bei einer maximalen Signalhöhe von 1.5 V ⁷ die LE-Schwelle auf 9 mV , ein Wert, der nur den Hauptteil des Rauschens unterdrückt⁸, so beträgt die gemessene

⁶Die minimale Pulshöhe an $50\ \Omega$ beträgt etwa 150 mV .

⁷Gemeint ist hier die wahrscheinlichste Pulshöhe bei Einschuss in der Mitte des Szintillators.

⁸Durch die Forderung des koinzidenten Ansprechens zweier Szintillatoren aus je einer Veto-Wand ließen sich im HERA-Experiment noch weitere Rauschanteile unterdrücken.

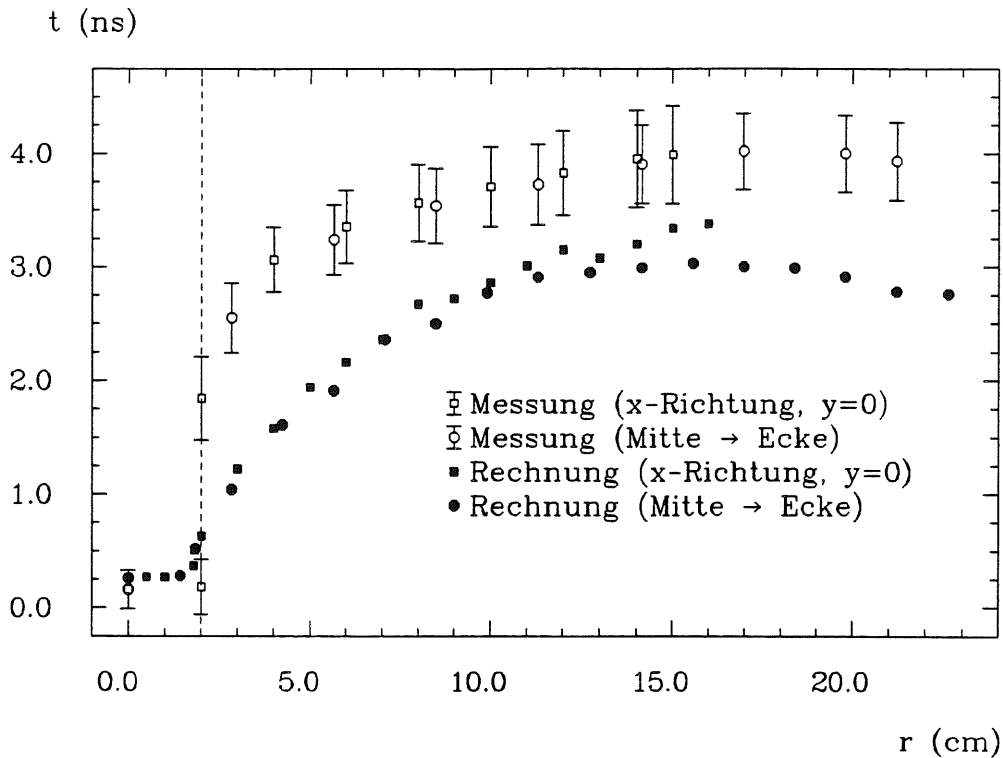


Abb. 4.13: Abhängigkeit der Signallaufzeit vom Einschuß-Ort

Gemessen wurde nach der Constant-Fraction-Methode, die Verzögerungszeit betrug 5 ns. Der angegebene Fehler ist das σ der Gaußverteilung. Die gestrichelte Linie gibt die Begrenzung des aufgeklebten Zylinders an. An dieser Stelle weist die gemessene Laufzeitverteilung einen Sprung von etwa 1 ns auf, hier ändert sich auch die Pulshöhe schlagartig um etwa einen Faktor 4. Für Einschuß-Orte am Rand des Zylinders wies das Zeitspektrum auf Grund der Unschärfe des Elektronen-Strahles zwei Maxima auf, entsprechend den zwei Maxima in der Pulshöhenverteilung (Abb. 4.7). Da bei den Monte-Carlo-Rechnungen nur der zeitlichen Schwerpunkt der Lichtverteilung berechnet wird, treten dabei keine Pulshöheneffekte auf.

Laufzeitdifferenz zwischen Mitte und Rand des Szintillators mehr als 6 ns.

Eine Abschätzung des Unterschiedes der mit dem LE-Diskriminator gemessenen Laufzeit für Signale verschiedener Pulshöhe soll im folgenden durchgeführt werden. Stellt man sich die ansteigende Flanke der Photomultipliersignale linear vor und betrachtet die Anstiegszeit der Pulse als unabhängig von der Pulshöhe⁹, so wird der Wert der LE-Schwelle zu einem Zeitpunkt t_1 erreicht, für den gilt:

$$t_1 = \frac{\epsilon \cdot \tau}{h}$$

Dabei ist ϵ die Schwelle, τ die Anstiegszeit und h die Pulshöhe.

Da nach Überschreitung der Schwelle erst eine bestimmte Ladungsmenge q gesammelt werden muß, bevor das Ausgangssignal erzeugt wird, erhöht sich die Zeitdifferenz zwischen dem Beginn des Eingangspulses bis zur Erzeugung des Ausgangssignales um eine weitere Zeit t_2 :

$$t_2 = \sqrt{\frac{2q}{dI/dt}}$$

⁹Tatsächlich beträgt die Anstiegszeit der Pulse unabhängig von ihrer Größe etwa 10 ns.

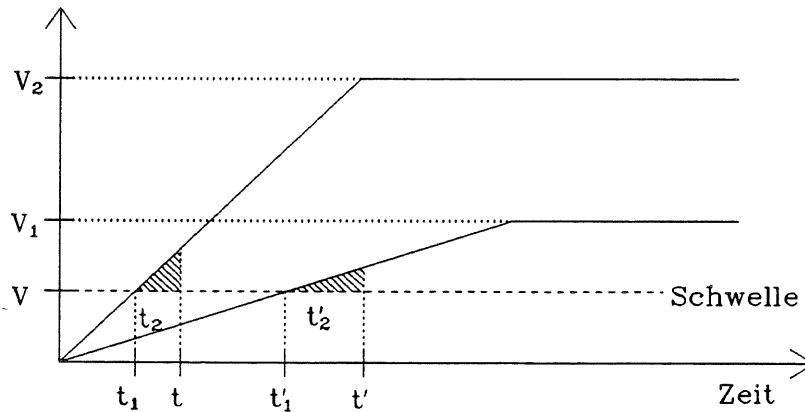


Abb. 4.14: Ansprechverhalten des LE-Diskriminators

Je größer ein Puls ist, desto früher wird die Schwelle des LE-Diskriminators V_{th} überschritten. Bis zur Erzeugung des Ausgangssignales muß jedoch noch eine bestimmte Ladungsmenge q gesammelt werden. Für große Pulse ist die zur Sammlung dieser Ladungsmenge benötigte Zeit geringer.

dI/dt ist die als konstant angenommene Steigung des Eingangspulses und beträgt für die kleinsten Pulse etwa 0.24 mA/ns . Zur Sammlung einer Ladungsmenge von 1 pC ist demzufolge eine Zeit von 2.9 ns erforderlich.

4.3.3 Schlußfolgerung

Auf Grund der starken Variation der Pulshöhe ist die für das H1-Experiment geforderte Zeitaufösung mit LE-Diskriminatoren nicht erreichbar. Unter Verwendung von CF-Diskriminatoren liegt die Zeitaufösung gerade noch an der Toleranzgrenze. Es erscheint daher sinnvoll, die Geometrie des Szintillators so umzukonstruieren, daß der Anstieg der Pulshöhe in der unmittelbaren Nähe des Photomultipliers durch eine geringere Szintillatordicke ausgeglichen wird.

Kapitel 5

Simulationsrechnungen zum Lichttransport im Szintillator

Der Bau neuer Detektorgeometrien ist mit einem erheblichen Zeit- und Kostenaufwand verbunden. In vielen Fällen läßt sich deren Verhalten allein durch theoretische Überlegungen kaum vorhersagen, und einige Parameter müssen willkürlich festgelegt werden. Bei den Szintillatoren der Veto-Wände gilt dies insbesondere für die Abmessungen des eingebohrten Kegels, an dem die Umlenkung des Lichtes zum Photomultiplier erfolgt.

Monte-Carlo-Rechnungen ermöglichen es, diese Parameter vor dem Bau des Szintillators zu optimieren. Da jedoch für die Rechnungen idealisierende Annahmen gemacht werden müssen und außerdem nicht immer alle Effekte bedacht werden können, ersetzen diese keineswegs die Messungen.

Durch den Vergleich der Meßergebnisse mit den Ergebnissen der Rechnungen läßt sich die Richtigkeit des dem Programm zu Grunde liegenden Modelles überprüfen und unter Umständen ein tieferer Einblick in die physikalischen Vorgänge im Detektor erzielen.

Im folgenden Kapitel wird ein Programm zur Simulation der Entstehung und Ausbreitung von Szintillationslicht in den untersuchten Detektoren vorgestellt. Einige aus dem Programm erhaltenen Ergebnisse werden diskutiert und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

Mit Hilfe der aus dem Programm erhaltenen Werte für den prozentualen Anteil des an der Photokathode ankommenden Lichtes am gesamten, entlang der Ionisationsspur eines geladenen Teilchens im Detektor emittierten Szintillationslichtes wird eine Abschätzung der Anzahl der Photonen, die die Photokathode erreichen, der Photoelektronen und der Ladungsmenge des Photomultiplierpulses vorgenommen.

5.1 Das Simulationsprogramm

Das Programm berechnet den Anteil des beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch den Szintillator entstehenden Szintillationslichtes, der die Kathode des Photomultipliers erreicht. Da der Teilchendurchgang für die Rechnungen stets in z -Richtung¹ erfolgte, waren als Eingabeparameter des Durchgangsortes nur die x - und y -Koordinate erforderlich.

Die z -Koordinate des Anregungsortes wird als gleichverteilt innerhalb des Szintillators angenommen und mit Hilfe eines Zufallsgenerators bestimmt. Wegen der geringen

¹Das verwendete (kartesische) Koordinatensystem wird in Abb. 5.1 erklärt.

Szintillatordicke und der hohen Energie der Projektile ist diese Annahme gerechtfertigt.

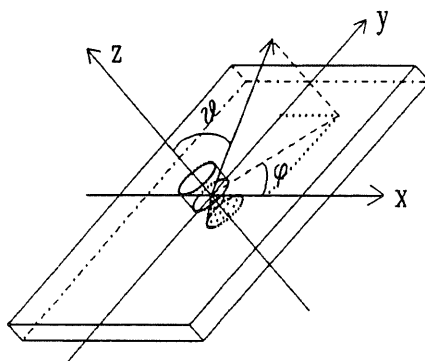


Abb. 5.1: Erklärung der verwendeten Koordinaten

Die Spitze des ausgebohrten Kegels liegt im Ursprung des Koordinatensystems, die z-Richtung fällt mit der Symmetrie-Achse des Kegels und des Zylinders zusammen.

Die Emission des Szintillationslichtes erfolgt isotrop, die Bestimmung der Winkel wird in Kapitel 5.1 erläutert.

Nachdem Entstehungsort und Richtung der Lichtemission festgelegt sind, wird zunächst berechnet, welche Begrenzungsfläche des Szintillators zuerst getroffen wird. Dann wird der Winkel des einfallenden Lichtstrahles zur entsprechenden Flächennormalen ermittelt. Falls dieser Winkel kleiner als der Grenzwinkel für Totalreflexion ist, wird die Abschwächung des Lichtes bei der Reflexion nach den Fresnel'schen Formeln (Kap 2.5) berechnet, ansonsten erfolgt Totalreflexion.

Der reflektierte Strahl wird solange weiterverfolgt, bis entweder die auszulesende Fläche getroffen, die Intensität des im Szintillator verbleibenden Lichtes auf unter 1% abgesunken, oder 50 Reflexionen überschritten werden. Die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der Anzahl der Reflexionen, nach denen ein Lichtstrahl die Photokathode erreicht, wird in Abb. 5.2 gezeigt. Für die Rechnungen wurde eine Abschwächlänge von 90 cm [Ina81] verwendet. Die berechneten Pulshöhen geben den Anteil des an der Photokathode ankommenden Lichtes am Gesamtlicht in % an.

Bei allen Simulationsrechnungen wurden sämtliche Lichtverluste detailliert berechnet. Auf diese Weise konnte auch der Einfluß der verschiedenen Szintillatoroberflächen auf die Lichtleitung untersucht werden. Die Lichtverluste durch die Beschränkung auf 50 Reflexionen liegen in der Größenordnung von 10% der ausgelesenen Lichtmenge.

Neben der Pulshöhe werden auch die Laufzeitverteilung des entstehenden Lichtes sowie der Schwerpunkt dieser Verteilung berechnet (Kap. 5.1.2). Die bei den Berechnungen benutzten vereinfachenden Annahmen und Idealisierungen werden im folgenden zusammengefaßt:

- Die Reflexion erfolgt nach den Fresnel'schen Formeln, die Oberflächen sind also völlig glatt. Es wurden die Gesetze der Strahlenoptik benutzt, was auf Grund der großen Anzahl der beim Szintillationsprozeß entstehenden Photonen ($10^4/\text{cm}$)

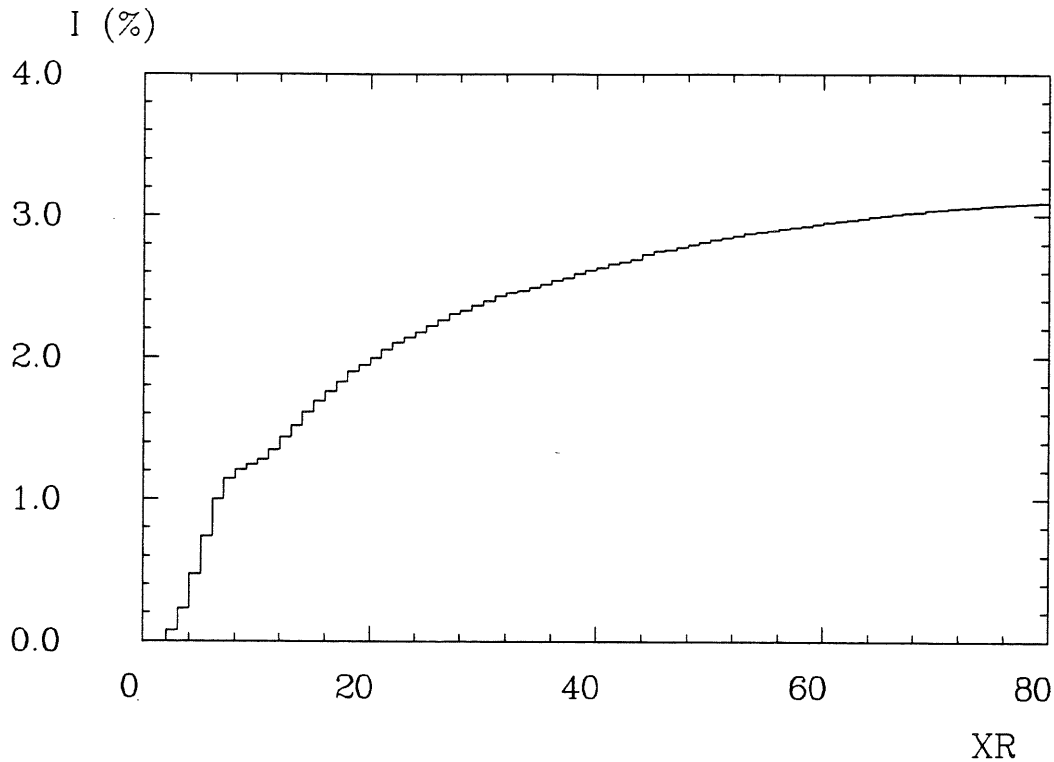


Abb. 5.2: Abhängigkeit der Intensität von der Anzahl der Reflexionen
 Der Teilchendurchgang erfolgte in z -Richtung an der Stelle $x=8\text{ cm}$, $y=8\text{ cm}$. Etwa 84% des für diesem Einschussort an der Photokathode ankommenden Lichtes wurde ausschließlich totalreflektiert. Aufgetragen ist die Intensität, d.h. die Anzahl der auf der Fläche der Photokathode mit einem Gewichtsfaktor versehenen Photonenbündel in Abhängigkeit von der Anzahl der Reflexionen XR auf dem Weg vom Emissionsort bis zur Photokathode. Der Gewichtsfaktor berücksichtigt die Reflexionsverluste nach Fresnel bei "idealen Oberflächen" und die Abschwächlänge im Szintillatormaterial. Die Prozentangaben beziehen sich auf die Gesamtmenge des beim Szintillationsprozeß emittierten Lichtes. Nach 50 Reflexionen befinden sich noch maximal 5% des Ausgangslichtes im Szintillator.

und der Inkohärenz des Szintillationslichtes berechtigt ist.

- Licht, das auf dem Weg zur auszulesenden Fläche aus dem Szintillator herausgebrochen wird, wird nicht mehr weiterverfolgt. Die Umhüllung ist also vollständig absorbierend.
- Licht, das an der auszulesenden Fläche ankommt, wird dort vollständig aufgenommen, unabhängig vom Einfallswinkel. Der Sprung im Brechungsindex zwischen SCSN-38 und dem Silikonfett sowie eine eventuelle Richtungsabhängigkeit der Empfindlichkeit der Photokathode werden nicht berücksichtigt.
- Die Lichtempfindlichkeit der Photokathode wird als unabhängig vom Ort angenommen.
- Die x - und y -Koordinate des Teilchendurchgangsortes sind exakt bestimmt und mit keiner Unschärfe behaftet.

Die Grundkonzepte des Programmes sowie ein schematischer Ablaufplan werden in Anh. A gegeben.

5.1.1 Bestimmung des Emissionswinkels des Lichtes

Zunächst wird ein zufälliger Winkel ϑ zwischen 0 und π berechnet. Dazu wird mit Hilfe der Funktion RN(Dummy) der DESY-Programmbibliothek eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 bestimmt, die mit π multipliziert den zufälligen Winkel ergibt.

Zur Gewichtung des Raumwinkelelementes mit $\sin \vartheta$ wird anschließend eine weitere Zufallszahl $X < 1$ ermittelt. Falls X größer als $\sin \vartheta$ ist, wird ϑ verworfen; im anderen Fall wird ein zufälliger Winkel φ im Intervall $[0, 2\pi]$ bestimmt. ϑ und φ legen die Richtung der Lichtemission fest, die Berechnung des Lichtweges kann beginnen.

Daß ϑ und φ die Kugeloberfläche gleichmäßig ausfüllen und die Zufallszahlen RN keine Korrelation aufweisen, zeigt Abb. 5.3. Da der Aufruf der Funktion RN sehr wenig Rechenzeit erfordert, einfach und übersichtlich ist, ist diese Methode zur Erzielung einer kugelsymmetrischen Verteilung gut geeignet.

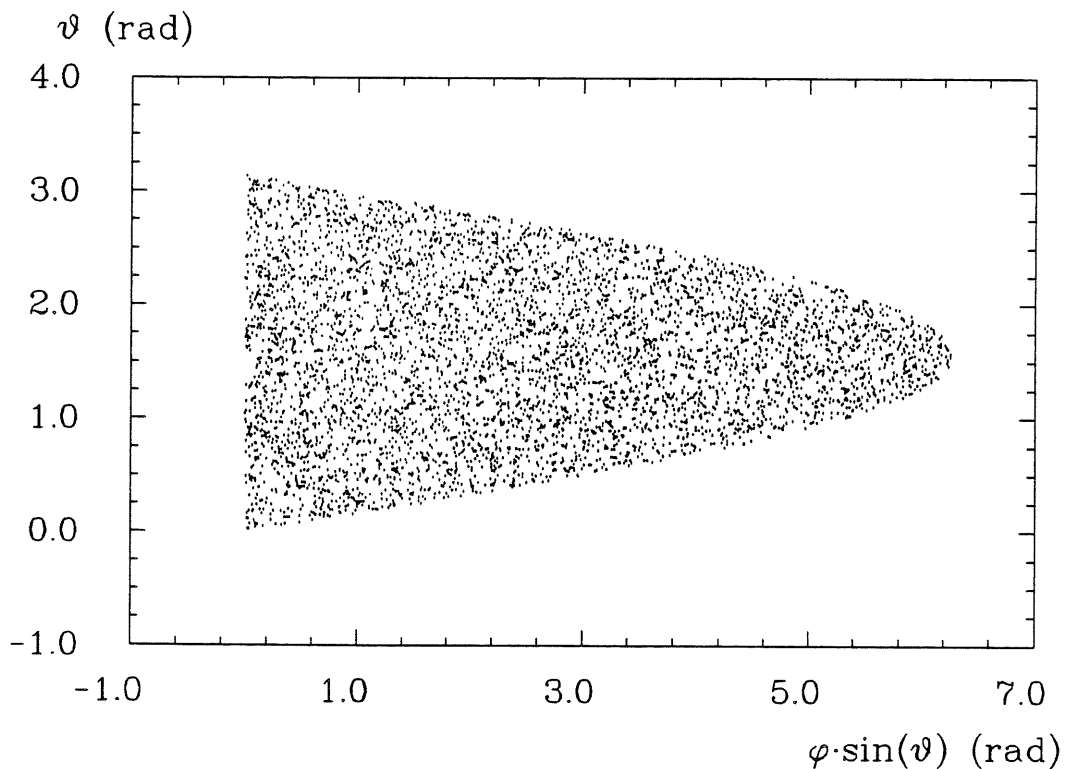


Abb. 5.3: Nachweis der Kugelsymmetrie der Lichtemission
Die Abb. zeigt die Emissionswinkel ϑ und φ für 5167 Strahlen (1 min Rechenzeit).

5.1.2 Berechnung der Laufzeitverteilung

Das Programm bietet die Möglichkeit, für jeden an der auszulesenden Fläche ankommenden Strahl die Zeit zwischen der Ankunft des geladenen Teilchens an der Frontfläche des Szintillators und dem Auftreffen des Lichtstrahles auf die auszulesende Fläche zu berechnen. Hierbei wurde zunächst davon ausgegangen, daß die Anregung und der Zerfall der für die Szintillation wichtigen Vibrationszustände augenblicklich erfolgen.

Trägt man die berechnete Zeit gegen die Intensität des ankommenden Lichtes auf, so erhält man die in Abb. 5.4 mit einer durchgezogenen Linie dargestellte Verteilung.

Die Intensität des Szintillationspulses in Abhängigkeit von der Zeit kann durch die Funktion

$$S = S_0 \cdot (\epsilon^{-\frac{t}{\tau_2}} - \epsilon^{-\frac{t}{\tau_1}}) \quad (5.1)$$

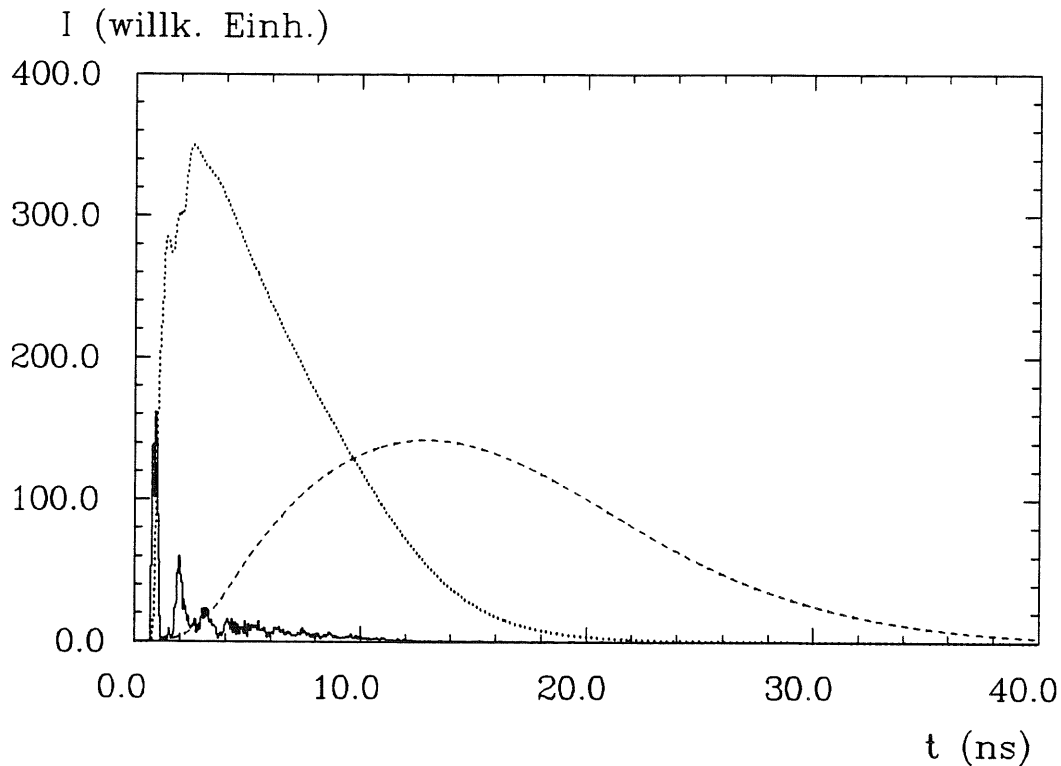


Abb. 5.4: Zeitliche Verteilung der Intensität

Die Intensitätsverteilung unter der Annahme, daß das Licht unmittelbar zum Zeitpunkt des Teilchendurchganges durch den Szintillator entsteht (durchgezogene Kurve), wird durch die zeitliche Verteilung der Emission des Szintillationslichtes verbreitert (gepunktete Kurve). Dieses Signal wird durch die endliche Auflösung des Photomultipliers noch breiter (gestrichelte Kurve) und verliert seine ursprüngliche Struktur. Die beiden zuletzt erwähnten Verteilungen sind gegenüber der Ausgangsverteilung um einen Faktor 20 in der Intensität angehoben.

beschrieben werden. Die Anstiegszeit τ_1 und die Zerfallszeit τ_2 betragen für SCSN-38 nach [Iwa86] 0.2 ns bzw. 2.5 ns.

Die zeitliche Verteilung der Intensität des Lichtpulses am Photomultiplier ist durch die Faltung der Laufzeitverteilung mit der zeitlichen Verteilung der Intensität bei der Emission des Szintillationslichtes (Gl. 5.1) gegeben (gepunktete Kurve in Abb. 5.4). Das Ausgangssignal wird zusätzlich durch die Streuung der Elektronenlaufzeit im PM verbreitert, es weist eine Anstiegszeit von etwa 10 ns und eine Abfallzeit von etwa 20 ns auf. Der Schwerpunkt des Ausgangssignales verschiebt sich parallel zur Verschiebung des Schwerpunktes der primären Verteilung und sollte daher ein Maß für die zu erwartende Verschiebung der Signallaufzeit in Abhängigkeit vom Einschubort sein. Ein Vergleich der gemessenen Zeitverzögerung mit der berechneten Verschiebung des Zeit-schwerpunktes ist in Abb. 4.13 dargestellt.

Außerdem wurde versucht, die Laufzeitmessung mit dem CF-Diskriminator zu simulieren. Zu diesem Zweck wurde die zeitliche Verteilung der Intensität des an der Photokathode ankommenden Szintillationslichtes, mit einer Verteilung des Emissionszeitpunktes gemäß Gl. 5.1, berechnet. Einer zusätzlichen Verbreiterung des Signales durch die Laufzeitstreuung im Photomultiplier wurde durch die Faltung mit einer asymmetrischen Gaußverteilung Rechnung getragen. Da im Datenblatt des Photomul-

tiplierherstellers nur die Anstiegszeit² $\tau = 2.7$ ns des Ausgangspulses bei Beleuchtung der Photokathode mit einem deltafunktionsartigen Lichtpuls angegeben war, wurden die Breiten $\sigma_1 = 1.288$ ns des ansteigenden Teiles und $\sigma_2 = 10$ ns des abfallenden Teiles der Verteilung so gewählt, daß sich die richtige Anstiegszeit der Gaußverteilung ergab und das Ergebnis der Faltung etwa den im Experiment beobachteten Intensitätsverlauf aufwies.

Das daraus resultierende Signal wurde in der folgenden Rechnung verdoppelt, ein Signal um 5 ns verzögert, das zweite Signal um einen Faktor 0.3 abgeschwächt und invertiert. Das Summensignal ist in Abb. 5.5 für drei verschiedene Einschußorte dargestellt.

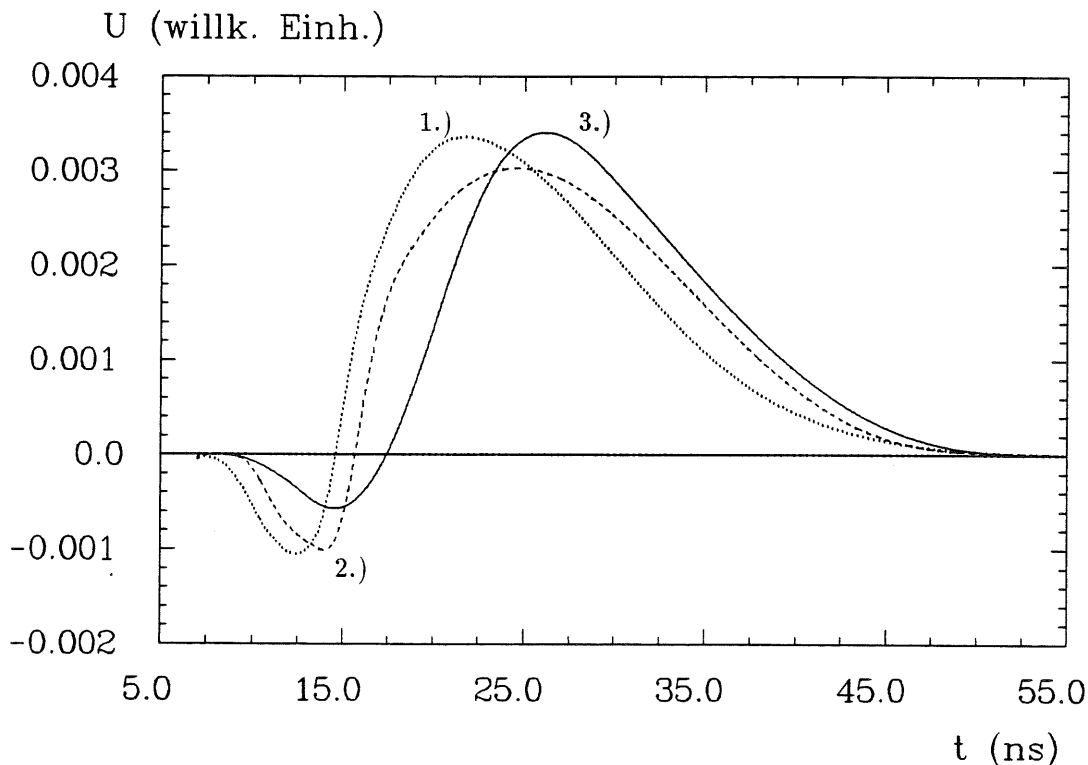


Abb. 5.5: Bipolare Signale im CFD

Gerechnete bipolare CF-Signale, für drei verschiedene Einschußorte. 1.) $x=0, y=0$; 2.) $x=4, y=4$; 3.) $x=8, y=8$. Die Nulldurchgänge der Signale liegen bei 14,5 ns, 15,5 ns und 17,3 ns und lassen eine Zeitverschiebung von insgesamt 3 ns erwarten.

5.1.3 Maßnahmen zum Test des Programmes

Für ein einwandfreies Funktionieren des Programmes ist zunächst wichtig zu überprüfen, ob die Reflexion an den richtigen Stellen stattfindet und ob die Reflexionswinkel stimmen.

Am einfachsten läßt sich dies testen, indem die Anfangsbedingungen so gewählt werden, daß sich das Licht in einer Ebene ausbreitet. Mit Hilfe des Programmpaketes GEP [Bas85] ist es möglich, den Weg der Lichtstrahlen graphisch darzustellen. Abb. 5.6 zeigt einen der Tests, die gemacht wurden, um die Reflexion an den Szintillatoroberflächen zu überprüfen.

²Unter der Anstiegszeit wird hier die Zeit verstanden, in der der Puls von 10% auf 90% des Maximalwertes ansteigt.

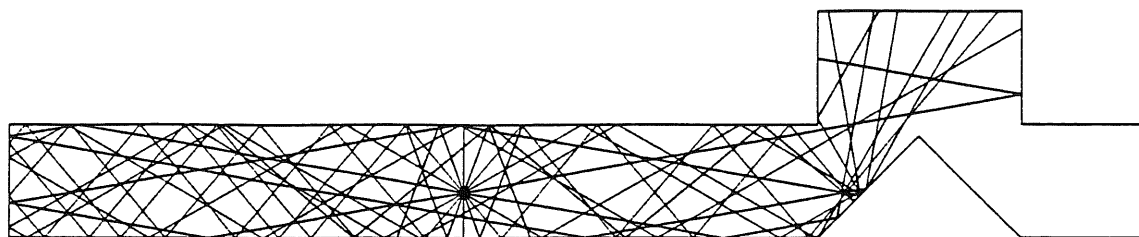


Abb. 5.6: Überprüfung der Reflexionswinkel

Die Anfangswinkel sowie der Ausgangsort der Lichtstrahlen wurden so gewählt, daß das Licht in der x - z -Ebene bleibt. Jeder Strahl wurde so lange verfolgt, bis entweder die auszulesende Fläche erreicht, die Intensität auf unter 1% abgesunken oder 10 Reflexionen berechnet waren.

An den Kanten des Szintillators kann es auf Grund von Rundungsfehlern im Prinzip vorkommen, daß die Wand, an der die Reflexion stattfindet, falsch berechnet wird und stattdessen an einer benachbarten Wand reflektiert wird. Dies hat stets zur Folge, daß der Lichtstrahl den Szintillator verläßt. Bei allen Berechnungen wurden solche Ereignisse gezählt und ausgegeben. Auf Grund ihrer geringen Wahrscheinlichkeit (weniger als 1:40 000) ist der dadurch entstehende Fehler vernachlässigbar. Eine höhere Rechengenauigkeit³ oder der Ausschluß der Strahlen, die den Szintillator verlassen, ist daher unnötig.

Als Test des Algorithmus zur Berechnung der Intensitäten nach der Reflexion wurden die Verluste an den Oberflächen eines Quaders ($32 \times 32 \times 2 \text{ cm}^3$) bei isotroper Lichtemission ohne Berücksichtigung der Abschwächlänge berechnet. Wie nach den Überlegungen in Kap. 2.3 zu erwarten war, ergaben sich an allen Oberflächen die gleichen Verluste.

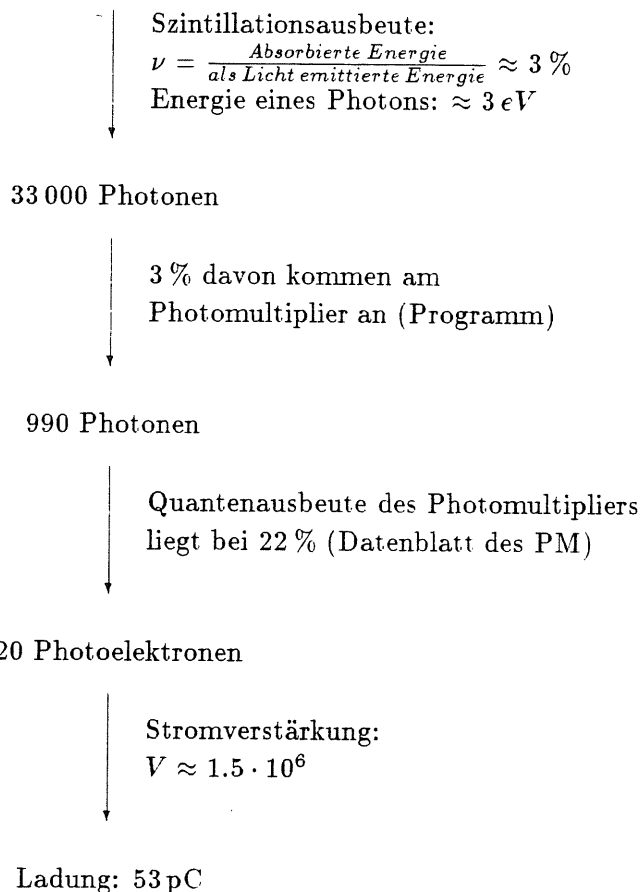
³Dies ist durch Verwendung doppelt- oder sogar vierfach-genauer Variablen leicht möglich, erhöht jedoch die Rechenzeit.

5.2 Rechnungen zur Lichtsammlung

5.2.1 Abschätzung der Anzahl der Photoelektronen

Da der Anteil des Szintillationslichtes der an der auszulesenden Fläche ankommt berechnet werden konnte, läßt sich die Anzahl der entstehenden Photoelektronen abschätzen. Dies soll, ausgehend vom wahrscheinlichsten Energieverlust ΔE_{mp} eines 3 GeV-Elektrons in 2 cm SCSN-38, für einen Einschubort am Rand des Szintillators geschehen:

$$\Delta E_{mp} = 3.286 \text{ MeV (2 cm SCSN-38)}$$



Obwohl dies sicherlich nur eine grobe Abschätzung sein kann, stimmt dieser Wert mit den gemessenen Pulshöhen recht gut überein.

5.2.2 Variation der Kegelparameter

Zur Optimierung der Detektorgeometrie wurde für verschiedene Kegelradien das Pulshöhen- und Zeitverhalten des Szintillators simuliert. Die Höhe des Kegels betrug dabei stets 1.9 cm. Die berechneten Laufzeiten sind die jeweiligen Schwerpunkte der berechneten Laufzeitverteilungen.

Wie in Abb. 5.7 zu sehen ist, nehmen die Laufzeitunterschiede innerhalb des Detektors für größere Kegelradien erkennbar ab. Mit zunehmender Kegeloberfläche trifft das Licht im Mittel früher den Kegel und wird daher früher zum Photomultiplier umgelenkt. Abb. 5.8 zeigt die zu Abb. 5.7 zugehörige Pulshöhenverteilung.

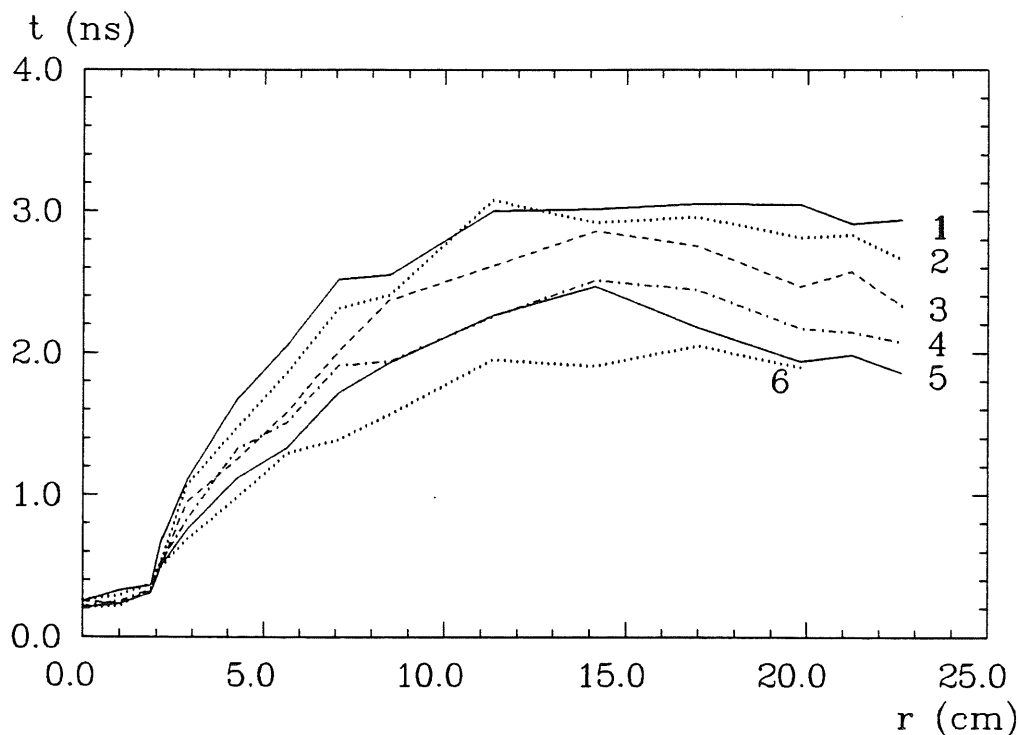


Abb. 5.7: Laufzeitverteilung für verschiedene Kegelradien
 Die Zahlen an den Kurven geben den Radius des Kegels in cm an. Mit zunehmendem Kegelradius nehmen die Laufzeitdifferenzen innerhalb des Szintillators ab.

5.2.3 Ausleuchtung der auszulesenden Fläche

Um die Abweichungen der Simulationsrechnungen von den experimentellen Ergebnissen für Einschüßorte nahe dem Photomultiplier zu verstehen, wurde die Verteilung des Lichtes über die auszulesende Fläche berechnet und graphisch dargestellt. Abb. 5.9 zeigt die Ergebnisse für drei verschiedene Einschüßorte. Während die auszulesende Fläche für Einschüßorte außerhalb des aufgeklebten Zylinders recht gleichmäßig ausgeleuchtet wird, wird dagegen für Einschüßorte innerhalb des Zylinders die Photokathode stark bevorzugt an der Stelle beleuchtet, wo der Teilchendurchgang erfolgt, da die Photokathode in der für die Rechnungen verwendeten Geometrie unmittelbar auf dem Szintillator aufsaß. Eine eventuell vorhandene Ortsabhängigkeit der Lichtempfindlichkeit der Photokathode kann sich hier auf die Pulshöhenmessung auswirken.

5.2.4 Aufschlüsselung der Lichtverluste

Zur Untersuchung des Einflusses der Reflexion und der Selbstabsorption des Lichtes im Szintillator auf die Lichtleitung wurden die Verluste am Kegel, am Zylinder, an den schmalen Seitenflächen, an der Front- und Rückseite des Szintillators sowie die Verluste durch die zurückgelegte Wegstrecke getrennt berechnet. Tab. 5.1 zeigt die prozentualen Lichtverluste für verschiedene Einschüßorte.

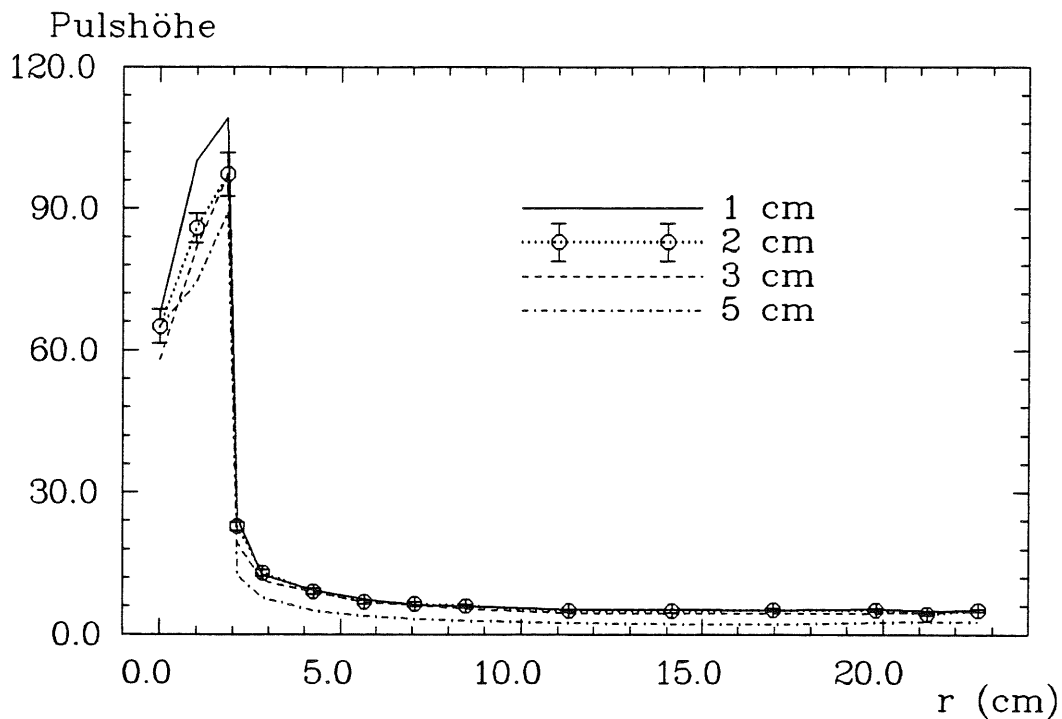


Abb. 5.8: Pulshöhenverteilung für verschiedene Kegelradien

Mit zunehmendem Kegelradius nimmt die Pulshöhe etwas ab. Bei $r=5$ cm sind die Pulshöhenunterschiede innerhalb des Szintillators gegenüber den Pulshöhenunterschieden bei den kleineren Kegelradien etwa um den Faktor 2 größer. Die Höhe des Kegels betrug stets 1.9 cm.

Ort	$x=y=0$	$x=y=2$	$x=y=4$	$x=y=8$	$x=y=16$
Verlust am Kegel	1.43	3.55	1.92	1.50	1.42
Verlust am Zylinder	37.5	1.55	0.89	0.64	0.64
Verlust durch Weglänge	15.6	31.7	33.3	34.7	34.0
Verlust an den schmalen Flächen	10.4	30.9	34.4	34.4	35.1
Verlust an den quadratischen Flächen	3.2	21.7	21.6	21.8	21.8
Verlust durch Schnitt in der Reflektiosanzahl	1.99	3.35	3.72	3.83	3.98
Verlust durch Schnitt in der Intensität	0.10	0.15	0.16	0.16	0.16

Tab. 5.1: Prozentueller Lichtverlust durch die Reflexion an den verschiedenen Begrenzungsflächen und durch die Absorptionslänge des Szintillators

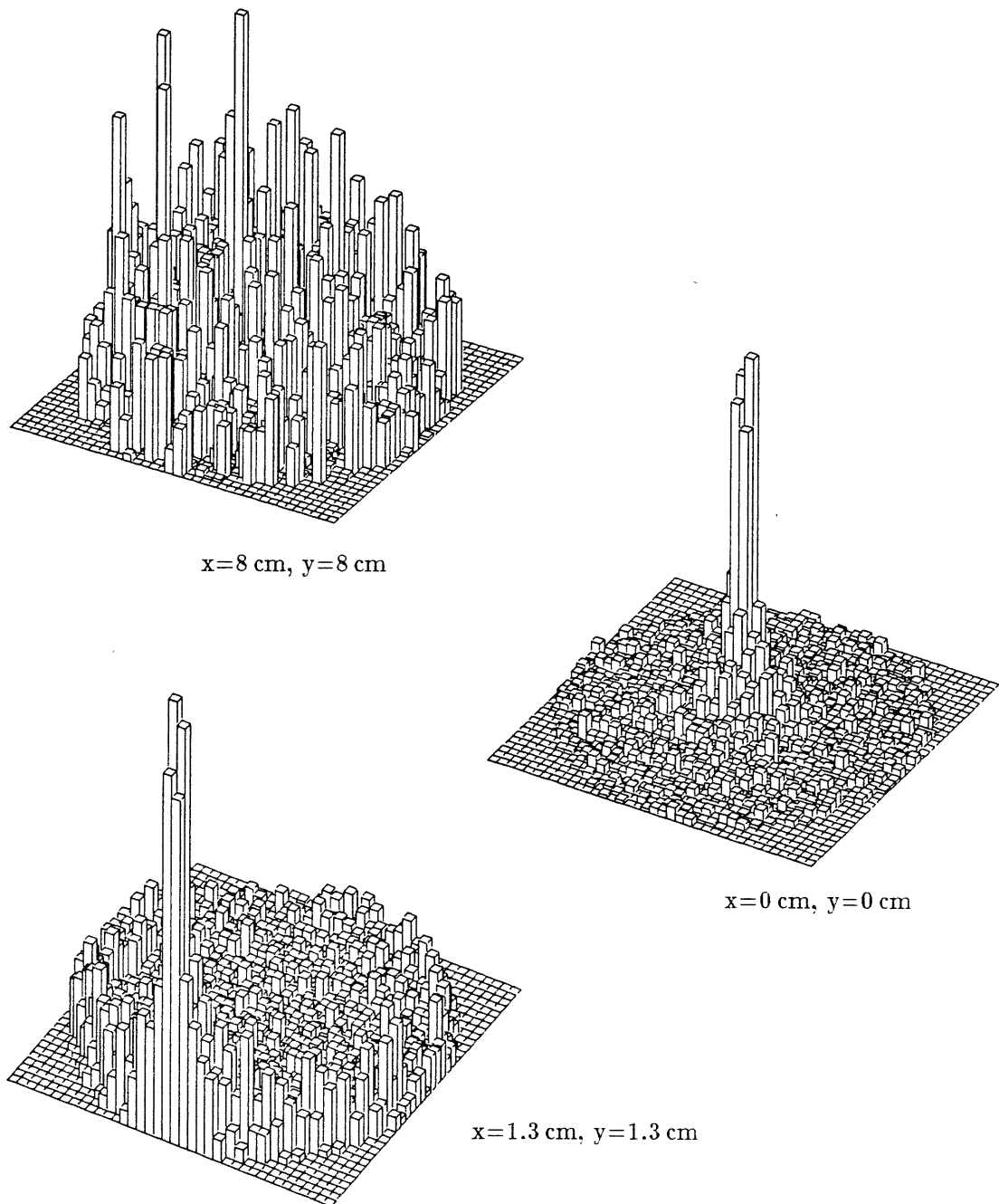


Abb. 5.9: Ausleuchtung der auszulesenden Fläche

Während die auszulesende Fläche für Einschussorte außerhalb des aufgeklebten Zylinders recht gleichmäßig ausgeleuchtet wird, wird dagegen für Einschussorte innerhalb des Zylinders die Photokathode stark bevorzugt an der Stelle beleuchtet, wo der Teilchendurchgang erfolgt.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit war die Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Pulshöhe und der Zeitauflösung von quadratischen Szintillatorplatten, die in der Mitte durch einen Photomultiplier ausgelesen wurden. Die Umlenkung des Szintillationslichtes zum Photomultiplier erfolgte durch die Reflexion an einem aus dem Szintillatormaterial herausgefrästen Kegel. Die Szintillatoren wurden durch Elektronen des DESY-Teststrahles mit einer Energie von 3 GeV vermessen.

Es konnte gezeigt werden, daß die Zeitauflösung¹ der untersuchten Detektoren bei Verwendung von Constant-Fraction-Diskriminatoren besser als 4 nsec ist. Dieser Wert ist für die Anforderungen im H1-Experiment ausreichend. Die Verwendung von Leading-Edge-Diskriminatoren liefert jedoch, aufgrund der starken Pulshöhenunterschiede innerhalb eines Szintillators, keine ausreichende Zeitauflösung. Die Pulshöhe in der Mitte des Szintillators ist bei der verwendeten Geometrie um etwa einen Faktor 15 größer als die minimale Pulshöhe. Dieser Faktor sollte sich durch eine Verminderung der Dicke des in der Mitte angebrachten Szintillatoraufsatzes verringern lassen.

Als weiterer Bestandteil dieser Arbeit wurde ein Programm zur Simulation der Lichtausbreitung im Szintillator geschrieben. Damit konnte das Pulshöhen- und Zeitverhalten der Detektoren qualitativ, bis auf Abweichungen bei Einschluß in der unmittelbaren Nähe des Photomultipliers, reproduziert werden.²

¹Hier ist nicht die Zeitauflösung für einen festen Einschlußort gemeint, sondern die Zeitauflösung des gesamten Szintillators. Dabei spielen die Laufzeitunterschiede zwischen verschiedenen Einschlußorten die Hauptrolle.

²Neuere Messungen von T. Hartmann [Har89] weisen darauf hin, daß Čerenkovlicht im Szintillator einen deutlich meßbaren Beitrag liefern. Die Emission dieses Lichtes erfolgt im Gegensatz zum Szintillationslicht prompt und liefert damit eine mögliche Erklärung für die oben erwähnten Abweichungen zwischen den Simulationsrechnungen und den gemessenen Laufzeiten.

Anhang A

Grundkonzepte der Simulationsrechnungen

A.1 Berechnung des Lichtweges

Für die folgenden Betrachtungen werden das in Abb. 5.1 gezeigte Koordinatensystem und die Abmessungen des zwei Zentimeter dicken Szintillators (Kap. 3.1) zu Grunde gelegt. \vec{P}_n und \vec{R}_n geben den Ausgangspunkt und die Richtung des emittierten Lichtstrahles an. Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß alle Wände des Quaders parallel zu den durch die Koordinatenachsen aufgespannten Ebenen sind.

Es wird zwischen insgesamt 9 Flächen ($\hat{=}$ Wänden) unterschieden, die in Tab. A.1 dargestellt sind.

Fläche 1:	$x = 16$	$-16 < y < 16$	$-1.9 < z < 0.1$	
Fläche 2:	$x = -16$	$-16 < y < 16$	$-1.9 < z < 0.1$	
Fläche 3:	$y = 16$	$-16 < x < 16$	$-1.9 < z < 0.1$	
Fläche 4:	$y = -16$	$-16 < x < 16$	$-1.9 < z < 0.1$	
Fläche 5:	$z = -1.9$	$-16 < x < 16$	$-16 < y < 16$	
Fläche 6:	$z = 0.1$	$-16 < x < 16$	$-16 < y < 16$	$\sqrt{x^2 + y^2} > 2$
Fläche 7:	$z = 2.1$	$\sqrt{x^2 + y^2} < 1.999$		
Fläche 8:	$z = m\sqrt{x^2 + y^2}$	$-1.9 < z < 0.1$	$m = -1$	
Fläche 9:	$z = s\sqrt{x^2 + y^2} + h_0$	$0.1 < z < 2.1$	$s = -1999.19$	$h_0 = 3998.48$

Fläche 1 bis Fläche 6 beinhalten die Wände des Quaders. Die auszulesende Fläche ist der Teil der Fläche 7, der einen Abstand von weniger als 2 Einheiten von der z-Achse hat. Fläche 8 beinhaltet die Mantelfläche des ausgebohrten Kegels und Fläche 9 die Mantelfläche des Szintillatoraufsatzes. Dieser Zylinder von 2 cm Höhe wird als Kegelstumpf mit annähernd gleichem oberen und unteren Radius behandelt. Dadurch wird einerseits eine einfache Abwandlung des Szintillatoraufsatzes in einen Kegelstumpf ermöglicht, andererseits kann für den ausgebohrten Kegel und den Szintillatoraufsatz der gleiche Formalismus benutzt werden. Die Steigung s und die Höhe h_0 des entsprechenden Kegels ergaben sich aus dem oberen und unteren Radius des Kegelstumpfes, die für die Rechnungen gleich 1.999 cm und 2.0 cm gesetzt wurden.

Die Flächen (in der angegebenen Form) umschließen den Szintillator vollständig. Die Reflexion an Flächen im Inneren des Szintillators, z.B. am "Durchgang" zum auf-

geklebten Zylinder (Kegelstumpf), wird durch das (weiter unten beschriebene) "Aus-schalten" der Wand 6 für $\sqrt{x^2 + y^2} < 2$ bewirkt.

A.1.1 Berechnung der Reflexionswand und des Reflexionsortes

Zur Bestimmung der Wand, an der die jeweils nächste Reflexion stattfindet, wird für alle in Frage kommenden Wände¹ ein Parameter λ berechnet, der den Abstand des Ortes \vec{P}_n vom Schnittpunkt (\vec{P}_{n+1}) des Lichtstrahles mit der jeweiligen Wand in Einheiten des Richtungsvektors R_n angibt. Die zuerst getroffene Wand weist den kleinsten positiven Wert von λ auf.

Wände des Quaders

Exemplarisch sei hier eine Wand, deren Normalenvektor in x-Richtung zeigt, herausgegriffen. Diese kann durch eine Gleichung der Form $x=a=const$ beschrieben werden.² Der Schnittpunkt \vec{P}_{n+1} des Lichtstrahles mit dieser Wand kann nach folgender Formel berechnet werden:

$$\vec{P}_{n+1} = \vec{P}_n + \lambda \cdot \vec{R}_n = \begin{pmatrix} a \\ P_{n+1}(2) \\ P_{n+1}(3) \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Bei bekanntem \vec{P}_n , \vec{R}_n und a benötigt man zur Berechnung von λ nur die Gleichung für die erste Komponente. Ist λ bekannt, so läßt sich aus den anderen beiden Gleichungen \vec{P}_{n+1} berechnen.

Kegel und Szintillatoraufsatz

Der Formalismus, der sowohl zur Berechnung des Schnittpunktes eines Lichtstrahles mit dem Kegel wie auch mit dem Szintillatoraufsatz benutzt wurde, soll hier anhand eines Kegels, der sich in die negative z-Richtung erstreckt und dessen Spitze bei $x = 0$, $y = 0$, $z = h_0$ liegt, vorgestellt werden.

Die Mantelfläche eines solchen Kegels ist gegeben durch:

$$P_{n+1}(3) = s \cdot \sqrt{P_{n+1}(1)^2 + P_{n+1}(2)^2} + h_0 \quad (\text{A.2})$$

mit $s < 0$. Einsetzen von

$$\vec{P}_{n+1} = \vec{P}_n + \lambda \cdot \vec{R}_n \quad (\text{A.3})$$

ergibt eine quadratische Gleichung in λ , deren Lösungen - falls existent - durch die Gleichung

$$\lambda_{1,2} = -\frac{b}{2a} \pm \sqrt{-\left(\frac{b}{2a}\right)^2 - \frac{c}{a}} \quad (\text{A.4})$$

mit

$$\begin{aligned} a &= s^2(R_n(1)^2 + R_n(2)^2) - R_n(3)^2 \\ b &= 2s^2(P_n(1)R_n(1) + P_n(2)R_n(2)) - 2P_n(3)R_n(3) + 2h_0R_n(3) \\ c &= s^2(P_n(1)^2 + P_n(2)^2) - P_n(3)^2 - h_0^2 + 2h_0P_n(3) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

und $P_{n+1}(3) < h_0$ gegeben sind. Ist λ bekannt, so läßt sich der Schnittpunkt mit dem Kegel gemäß Gl. A.3 berechnen.

¹Für $R_n(3) \geq 0$ läßt sich z.B. Wand 5 ausschließen.

²Analoges gilt auch für alle anderen Wände des Quaders.

“Ausschalten” einer Wand

Da der Richtungsvektor die Norm 1 besitzt und der Szintillator eine endliche Größe hat, ist der Wertebereich des Parameters λ für die Reflexion an der jeweils nächsten Wand beschränkt. Eine obere Abschätzung liefert die Raumdiagonale des Quaders mit einer Länge von 45.3 Einheiten des Richtungsvektors. Das “Ausschalten” einer Wand an bestimmten Bereichen (z.B. an der Grenzfläche zwischen Szintillatorplatte und Szintillatorkaufsatz) funktioniert nun wie folgt:

Zunächst wird auf die oben beschriebene Art λ bestimmt und nach Gl. A.3 der Reflexionsort \vec{P}_{n+1} berechnet. Nun kann, wenn \vec{P}_{n+1} nicht im Definitionsbereich der Reflexionsfläche liegt, die Reflexion dadurch verhindert werden, daß dem Parameter λ dieser Fläche ein negativer Wert zugeordnet wird, bevor die Fläche mit dem kleinsten, positiven λ (die endgültige Reflexionswand) bestimmt wird.

A.1.2 Berechnung des Richtungsvektors des reflektierten Strahles

Bei der Reflexion an einer Wand mit dem Normalenvektor \vec{n} wird die zum Normalenvektor parallele Komponente des Richtungsvektors invertiert, die Tangentialkomponente bleibt erhalten.

Für alle Wände des Quaders sind die Normalenvektoren parallel zu einer Achse des Koordinatensystems, daher wechselt bei einer Reflexion jeweils nur die entsprechende Koordinate des Richtungsvektors ihr Vorzeichen.

Für die Reflexion am Kegel und am Zylinder muß der Richtungsvektor zunächst in ein Koordinatensystem transformiert werden, in dem eine Komponente parallel zum Normalenvektor am Reflexionsort ist.

Transformation des Koordinatensystemes

Zunächst wird der Reflexionsort \vec{P}_{n+1} auf dem Kegel berechnet. Aus dem Vektorprodukt von \vec{P}_{n+1} mit e_z erhält man einen Vektor \vec{P}'_{n+1} , der senkrecht zu \vec{P}_{n+1} und e_z ist. Dieser liegt in der x-y-Ebene. Ein Vektor in Normalenrichtung des Kegelman-tels im Punkt \vec{P}_{n+1} ist dann gegeben durch: $\vec{P}''_{n+1} = \vec{P}_{n+1} \times \vec{P}'_{n+1}$. Die Vektoren $\vec{A}_1 := \vec{P}_{n+1}/\|\vec{P}_{n+1}\|$, $\vec{A}_2 := \vec{P}'_{n+1}/\|\vec{P}'_{n+1}\|$ und $\vec{A}_3 := \vec{P}''_{n+1}/\|\vec{P}''_{n+1}\|$ bilden ein Ortho-normalssystem.

Die Koordinatentransformation des Richtungsvektors \vec{R}_n wird durch die Multipli-kation mit der Matrix A mit $A_{i,j} := A_i(j)$ von links bewirkt. Nach der Koordinaten-transformation wird das Vorzeichen der dritten Komponente gewechselt.

Da die Zeilenvektoren von A ein Orthonormalsystem bilden, ist A nach dem Ortho-gonalitätssatz [Köc83] eine orthogonale Matrix und es gilt $A \cdot {}^t A = {}^t A \cdot A = E$, mit der zu A transponierten Matrix ${}^t A$ und der Einheitsmatrix E . Die Umkehrtransformation erfolgt daher durch die Multiplikation mit der transponierten Matrix ${}^t A$ von links.

Berechnung des Reflexionswinkels

Der Winkel α zwischen den Richtungsvektoren \vec{R}_n und \vec{R}_{n+1} des einfallenden und des reflektierten Strahles läßt sich nach

$$\cos \alpha = \frac{\langle \vec{R}_n, \vec{R}_{n+1} \rangle}{\|\vec{R}_n\| \|\vec{R}_{n+1}\|} \quad (\text{A.6})$$

berechnen. Für den Einfallswinkel ϑ des Strahles gilt:

$$\vartheta = \frac{1}{2}(\pi - \alpha) = \frac{1}{2} \arccos\left(-\frac{\langle \vec{R}_n, \vec{R}_{n+1} \rangle}{\|\vec{R}_n\| \|\vec{R}_{n+1}\|}\right) \quad (\text{A.7})$$

A.1.3 Abnahme der Intensität des Lichtes

Die Intensität eines Lichtstrahles in einem Punkt \vec{P}_n wird als Wahrscheinlichkeit interpretiert, daß ein Photon, welches ursprünglich an einem Punkt \vec{P}_0 emittiert wurde, am Punkt \vec{P}_n ankommt. Die Anfangsintensität wird daher gleich eins gesetzt.

Intensitätsverluste durch Reflexion

Zur Berechnung der Lichtverluste bei der Reflexion muß zunächst der Einfallswinkel ϑ berechnet werden. Falls dieser größer als ϑ_{krit} ist, erfolgt Totalreflexion, d.h. die Intensität des Lichtstrahles bleibt unverändert.

Ist $\vartheta < \vartheta_{krit}$, so wird die Abschwächung des Lichtes nach den Fresnel'schen Formeln (Kap. 2.3) berechnet.

Der Abschwächfaktor hängt dabei i.a. von der Polarisationsrichtung des Lichtes ab. Das beim Szintillationsprozeß entstehende Licht ist zunächst unpolarisiert. Vor der ersten Reflexion wird daher eine zufällige Polarisationsrichtung berechnet. Dazu wird mit Hilfe eines zufälligen Azimutalwinkels ϕ ein Vektor der Norm eins in der x-y-Ebene bestimmt und das Koordinatensystem so gedreht, daß die z-Richtung in die Richtung des Richtungsvektors des Lichtstrahles weist.

Dieser "Polarisationsvektor" \vec{X}_n wird bei einer Reflexion mit einem von Null verschiedenen Einfallswinkel in seine Komponenten parallel und senkrecht zur Einfallsebene zerlegt. Dazu wird das Vektorprodukt $\vec{P}_{n+1} \times \vec{P}_n$ gebildet, welches einen Vektor \vec{V}_n senkrecht zur Einfallsebene liefert. Das Vektorprodukt \vec{W}_n von \vec{V}_n und \vec{P}_n ist ein Vektor in der Einfallsebene, senkrecht zum Strahl. Mit Hilfe dieser beiden Vektoren kann man die Komponenten $I_{n,\perp}$ (\vec{E} senkrecht zur Einfallsebene) und $I_{n,\parallel}$ (\vec{E} in der Einfallsebene) des Polarisationsvektors berechnen:

$$I_{n,\perp} = \|\vec{V}_n\|^{-1} \cdot \langle \vec{X}, \vec{V}_n \rangle \quad (\text{A.8})$$

$$I_{n,\parallel} = \|\vec{W}_n\|^{-1} \cdot \langle \vec{X}, \vec{W}_n \rangle \quad (\text{A.9})$$

Anschließend wird für beide Polarisationskomponenten die Intensitätsabnahme nach den Fresnel'schen Formeln berechnet und aus den Intensitäten $I_{n+1,\perp}$ und $I_{n+1,\parallel}$ nach der Reflexion gemäß

$$\vec{V}_{n+1} = \vec{V}_n \quad (\text{A.10})$$

$$\vec{W}_{n+1} = \vec{V}_n \times \vec{P}_{n+1} \quad (\text{A.11})$$

$$\vec{X}_{n+1} = I_{n+1,\perp} \cdot \vec{V}_{n+1} \cdot \|\vec{V}_{n+1}\|^{-1} + I_{n+1,\parallel} \cdot \vec{W}_{n+1} \cdot \|\vec{W}_{n+1}\|^{-1} \quad (\text{A.12})$$

der neue Polarisationsvektor \vec{X}_{n+1} gebildet. $\|\vec{X}_{n+1}\|$ gibt die Intensität des Lichtstrahles nach der n-ten Reflexion an.

Für senkrechten Einfall des Lichtstrahles werden beide Komponenten des Polarisationsvektors gleich stark abgeschwächt, der Polarisationsvektor wird mit dem durch die Fresnel'schen Formeln gegebenen Abschwächfaktor (ca. 0.04 siehe Abb. 2.5) multipliziert.

Intensitätsverluste durch Weglänge

Die Strecke d_{n-1} zwischen zwei aufeinanderfolgenden Reflexionspunkten \vec{P}_n und \vec{P}_{n+1} wird nach der Formel

$$d_{n-1} = \|\vec{P}_{n+1} - \vec{P}_n\| \quad (\text{A.13})$$

berechnet. Die gesamte zurückgelegte Strecke eines Lichtstrahles vom Emissionsort zum Punkt \vec{P}_{n+1} ergibt sich dann zu

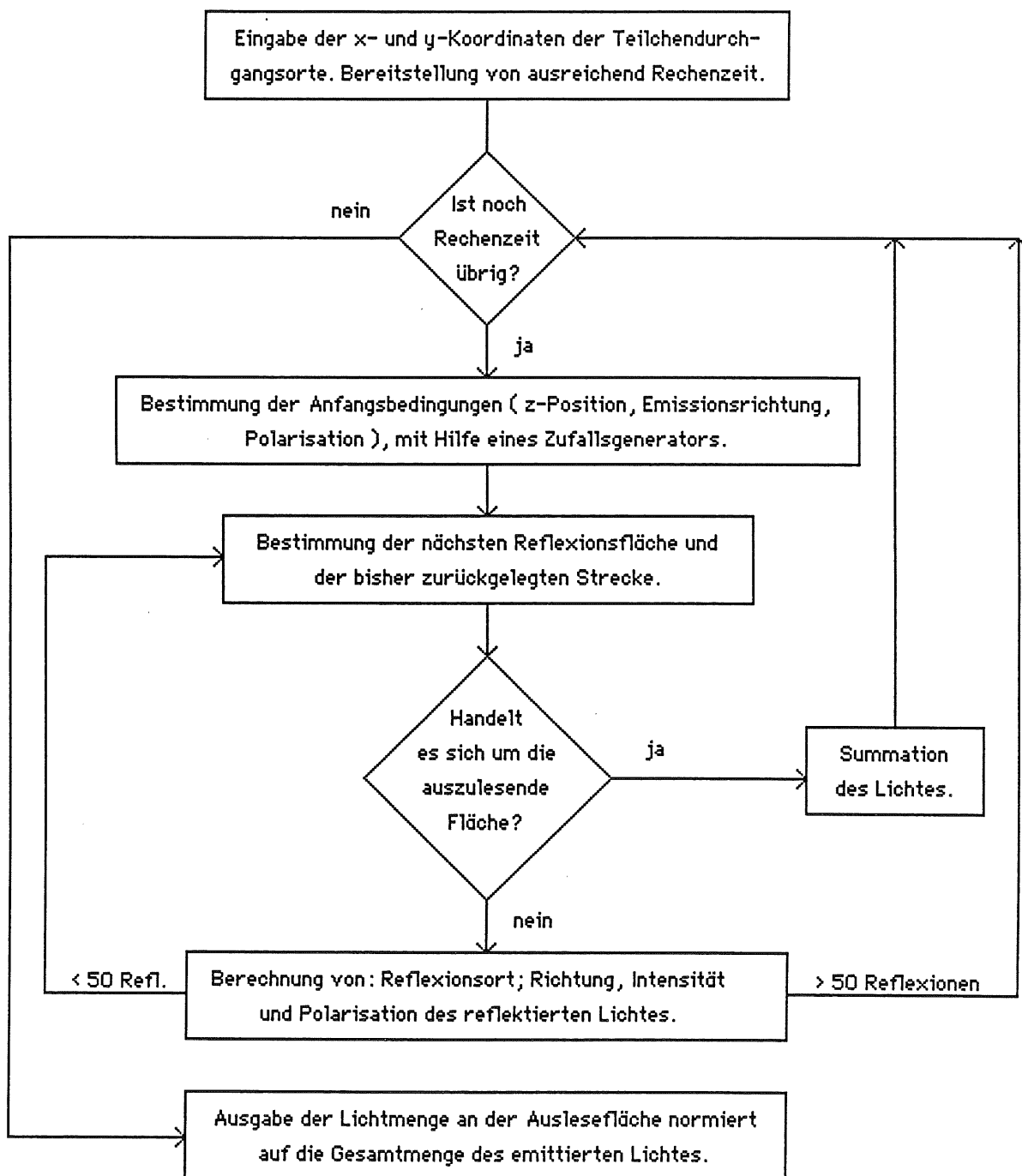
$$d = \sum_{i=1}^{n+1} d_i, \quad (\text{A.14})$$

die Intensität I_{n+1} des Lichtstrahles nach der Reflexion im Punkt \vec{P}_{n+1} ist gegeben durch

$$I_{n+1} = \|\vec{X}_{n+1}\| \cdot e^{-\frac{d}{X_a}}, \quad (\text{A.15})$$

wobei X_a die Abschwächlänge im Szintillator darstellt. Bei allen Berechnungen wurde $X_a = 90$ cm gesetzt.

A.2 Schematischer Ablaufplan



Anhang B

Photomultiplierdaten

Die Untersuchungen der Szintillationsdetektoren wurden mit Photomultipliern vom Typ Hamamatsu R2490 durchgeführt. In der folgenden Tabelle sind einige Kenngrößen dieses Photomultipliers aufgeführt.

	Hamamatsu R2490
Durchmesser	51 mm
Länge	116 mm
Kathodendurchmesser	38 mm
$U_{\text{Kathode-Anode}}$	2500 V
max. Anodenstrom	0.1 mA
max. Spannung zwischen Anode und letzter Dynode	250 V
Kathodenmaterial	Bialkali
Empfindlichkeitsbereich	300–650 nm
max. Empfindlichkeit bei	420 nm
Dynodenanzahl	16
Dynodenmaterial	Bialkali
Verstärkung	$\sim 1.5 \cdot 10^6$ *
Dunkelstrom	< 600 nA
Streuung der Signallaufzeit	~ 0.92 ns

Tab. B.1: Photomultiplierdaten
Kenngrößen des bei den Untersuchungen verwendeten Photomultipliers.

*bei $U_{\text{ges}} = 2500$ V

Spannungsteiler

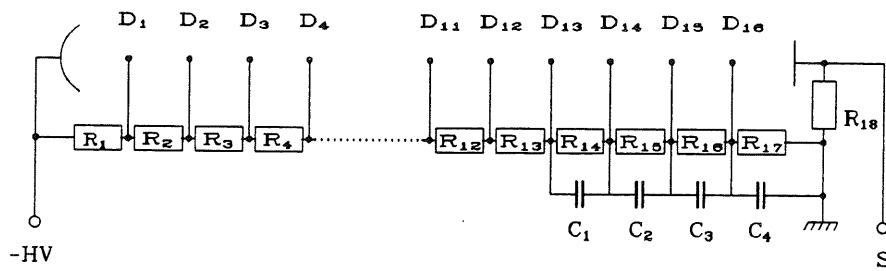


Abb. B.1: Spannungsteiler für die 16-stufigen Photomultiplier

R_1	=	150 k Ω
$R_2 \dots R_{17}$	=	67 k Ω
R_{18}	=	10 k Ω
$C_1 \dots C_4$	=	15 nF
HV	=	2500 V

Anhang C

Materialdaten

	SCSN-38
Dichte	$1.032 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Brechungsindex	1.59
Wellenlängenbereich des Szintillationslichtes	~400 – 550 nm
Wellenlänge bei max. Intensität	430 nm
Abklingzeit des Szintillationspulses	2.5 ns
Trägersubstanz	Polystyrol
Szintillator	1% b-PBD
Wellenlängenschieber	0.02% BDB
Hersteller	Kyowa Gas

Tab. C.1: Materialdaten von SCSN-38

Dichte	$1.060 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
Z/A	0.5377
mittleres Ionisierungspotential	68.7 eV
mittlere Elektronendichte	$3.342 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$

Tab. C.2: Materialdaten von Polystyrol

Literaturverzeichnis

- [Bas85] E. Bassler; *GEP - Graphical Editor Program for Presenting User Data*, Internal Report, DESY R02-81/02, 1985
- [Bir60] J. B. Birks; *Scintillation Counters*, Pergamon Press, Oxford, 1960
- [Bir64] J. B. Birks; *The theory and practise of scintillation counting*, Pergamon press, Oxford, 1964
- [Blo87] V. Blobel; *The BOS System Dynamik memory management*, Internal Report, DESY R1-88/01, 1988
- [Bra86] U. Brandenburg; *Diplomarbeit*, Hamburg, 1986
- [Cla74] D. Clark; *Nucl. Instr. and Meth.*, **117** (1974) 295
- [Duh85] H. H. Duhm, M. Funk, R. Langkau, J. Paul, W. Scobel und H. Weser; *Scintillation counters for H1 (1)*, Jahresbericht 84/85, I. Inst. f. Exp. Phys. Hamburg, 1986
- [Fun88] M. Funk; *Diplomarbeit*. Hamburg, 1988
- [Hau88] V. Haustein; *Diplomarbeit*, Hamburg, 1988
- [Har89] T. Hartmann; *Diplomarbeit in Vorbereitung*, Hamburg, 1989
- [Ham85] Hamamatsu Photonics K. K.; *Photomultiplier Tubes*, 1985
- [Hec74] E. Hecht und A. Zajac; *Optics*, Addison-Wesley, London, 1974
- [Hül85] B.-J. Hülsmann; *Diplomarbeit*, Erlangen, 1985
- [Ina81] T. Inagaki und R. Takashima; *KEK Preprint 81-18*, 1981
- [Iwa86] T. Iwata et.al.; *Nucl. Instr. and Meth.*, **A244** (1986) 434
- [Kam77] T. Kamon, A. K. Kondo und A. Yamashita; *Nucl. Instr. and Meth.*, **213** (1983) 261
- [Kas89] P. Kasselmann; *Diplomarbeit in Vorbereitung*, Hamburg, 1989
- [Kei70] G. Keil; *Nucl. Instr. and Meth.*, **87** (1970) 111
- [Kil70] A. I. Kilvingston, C. A. Baker und P. Illinesi; *Nucl. Instr. and Meth.*, **80** (1970) 177
- [Kno79] G. F. Knoll; *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, 1979

- [Köl84] K. S. Kölbig und B. Schorr; *Comp. Phys. Comm.*, **31** (1984) 97
- [Köc83] M. Köcher; *Lineare Algebra und analytische Geometrie* Springer-Verlag, 1983
- [Kre89] B. Krebs; *Diplomarbeit*, Hamburg, 1989
- [Lan44] L. Landau; *J.Phys. U.S.S.R.*, **8** (1944) 201
- [Mar69] P. Marmier; Academic Press, New York, 1969
- [Mor89] S. Mordhorst; *Diplomarbeit*, Hamburg, 1989
- [Mus88] G. Musiol, J. Ranft, J. Reif, D. Seeliger; *Kern und Elementarteilchenphysik*, VCH Weinheim, 1988
- [Lan66] R. Langkau; in H. Neuert, *Kernphysikalische Meßverfahren*, Braun, Karlsruhe, 1966
- [Que70] H. Quehl und H. J. Stuckenberg; *Vergleichsmessungen von Absorptionslängen in einigen Plastikszintillatoren*, Interner Bericht, DESY F56-70/9, Hamburg, 1970
- [Seg77] E. Segré; *Nuclei and Particles*, W. A. Benjamin, London, 1977
- [Ste61] R. M. Sternheimer; *Interactions of Radiation with Matter*, in L. C. L. Yuan, *Methods of Experimental Physics*, Vol. 5, Academic Press, New York, 1961
- [Sti89] V. Stieber; *Diplomarbeit*, Hamburg, 1989
- [Wes88] H. Weser; *Diplomarbeit*, Hamburg, 1988
- [Wun89] G. Wunner; *Phys. Blätter*.5 Hamburg, **45** (1989) 139
- [ZEU87] ZEUS-Collaboration: *The ZEUS-Detector. Status Report 1987*, PRC87-02, Hamburg, 1988

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit wertvolle Hilfe geleistet haben:

- Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm für viele interessante Anregungen und Ideen bei der Auswertung und Interpretation der Meßergebnisse,
- Herrn Prof. Dr. R. Langkau und Herrn Prof. Dr. W. Scobel für die Hilfsbereitschaft bei allen anfallenden großen und kleine Problemen,
- Herrn Dipl. Phys. M. Funk für seine Unterstützung bei den Meßzeiten und Hilfe beim Umgang mit dem Strauß'schen Vielkanalsystem,
- Herrn Dr. W. Bauhoff für die Simulationsrechnungen zum Pulshöhenspektrum der untersuchten Detektoren,
- Herrn B. Leicht und seinen Mitarbeitern in der Werkstatt des Institutes für die prompte und exakte Anfertigung der Szintillatoren und aller weiteren mechanischen Teile,
- Herrn Dipl. Phys. H. Krause für seine Unterstützung im Umgang mit jeglicher Hardware und seine Hilfsbereitschaft während der Meßzeiten,
- allen Mitgliedern der H1-Gruppe des Institutes für ihre Unterstützung während der Meßzeiten, beim Umgang mit der IBM und für ein freundliches Arbeitsklima,
- meinen Eltern und meiner Freundin Melanie für ihre Hilfe beim Korrekturlesen.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Hamburg, im Oktober 1989