

Untersuchungen zur
Lichtsammeleffizienz der dreieckigen
und trapezförmigen Szintillatorplatten
für die BEMC-Module des HERA
H1-Detektors

Experimentelle Physik-Diplomarbeit
am I. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Markus Eschweiler

28. Februar 1991

Für Amelie

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	8
2.1	Elektromagnetische Schauer	8
2.2	Sampling-Kalorimeter	11
2.3	Der Aufbau des BEMC-Kalorimeters	12
2.4	Die Koordinatensysteme für die 5 Formen der BEMC-Module	19
2.5	Die Erzeugung und Ausbreitung von Lichtsignalen in SCSN-38 und Y-7 . .	20
2.6	Die Ergebnisse der Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz an den quadratischen Szintillatorplatten der BEMC-Module	26
3	Experimentelle Methoden	30
3.1	Der Meßaufbau	30
3.1.1	Die UV-Lichtquelle	32
3.1.2	Der mechanische Aufbau	33
3.1.3	Die Elektronik	39
3.2	Die Struktur des Daten-Analyse-Programmes	40
3.3	Vorbereitende Untersuchungen	42
3.3.1	Linearität der Elektronik	42
3.3.2	Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse	43
3.3.3	Vergleichsmessung der für die Laboruntersuchungen verwendeten Wellenlängenschieber	45
4	Durchführung und Ergebnisse der Messungen	46
4.1	Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz für das große Trapez-Modul . . .	47
4.2	Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz für das kleine Trapez-Modul und die Dreieck-Module	54
4.3	Druckuntersuchungen	62
5	Zusammenfassung	69
A	Die BEMC-Module	71
A.1	Aufbau der Kalorimeter-Module des BEMC	71

A.2	Materialeigenschaften von SCSN-38	72
A.3	Technische Daten der Photodioden	73
B	Die im Laboraufbau verwendeten Lochmasken	74
C	Die Meßdaten	77
C.1	Der quadratische Szintillator	77
C.1.1	Messung mit weißem Reflektorpapier	77
C.1.2	Messungen mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier (nach [Eis90] sowie die Messungen (1) und (2))	79
C.2	Der große trapezförmige Szintillator	82
C.2.1	Messung mit weißem Reflektorpapier	82
C.2.2	Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier . .	85
C.2.3	Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier unter Anwendung der Gewichtungsfaktoren α_i	88
C.3	Der kleine trapezförmige Szintillator	91
C.3.1	Messung mit weißem Reflektorpapier	91
C.3.2	Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier . .	94
C.3.3	Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier unter Anwendung der Gewichtungsfaktoren α_i	97
C.4	Der große dreieckige Szintillator	100
C.4.1	Messung mit weißem Reflektorpapier	100
C.4.2	Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier . .	102
C.4.3	Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier unter Anwendung der Gewichtungsfaktoren α_i	104
C.5	Der kleine dreieckige Szintillator	106
C.5.1	Messung mit weißem Reflektorpapier	106
C.5.2	Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier . .	109
C.5.3	Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier unter Anwendung der Gewichtungsfaktoren α_i	112
D	Die Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale	115
E	Die Datensatz-Bibliothek 'I04MES.PROGS.AND.DATA'	119
	Abbildungsverzeichnis	121
	Tabellenverzeichnis	123
	Literaturverzeichnis	124
	Danksagung	127

Kapitel 1

Einleitung

Zur Zeit befindet sich beim DESY¹ in Hamburg der Speicherring HERA² in der Endphase der Fertigstellung. Dies ist die erste Anlage, in der man die bei der Kollision hochenergetischer Leptonen (Elektronen) und Hadronen (Protonen) auftretenden Wechselwirkungen untersuchen kann. Die Wechselwirkungsenergie zwischen den Elektronen und Protonen beträgt im Schwerpunktsystem 314 GeV .

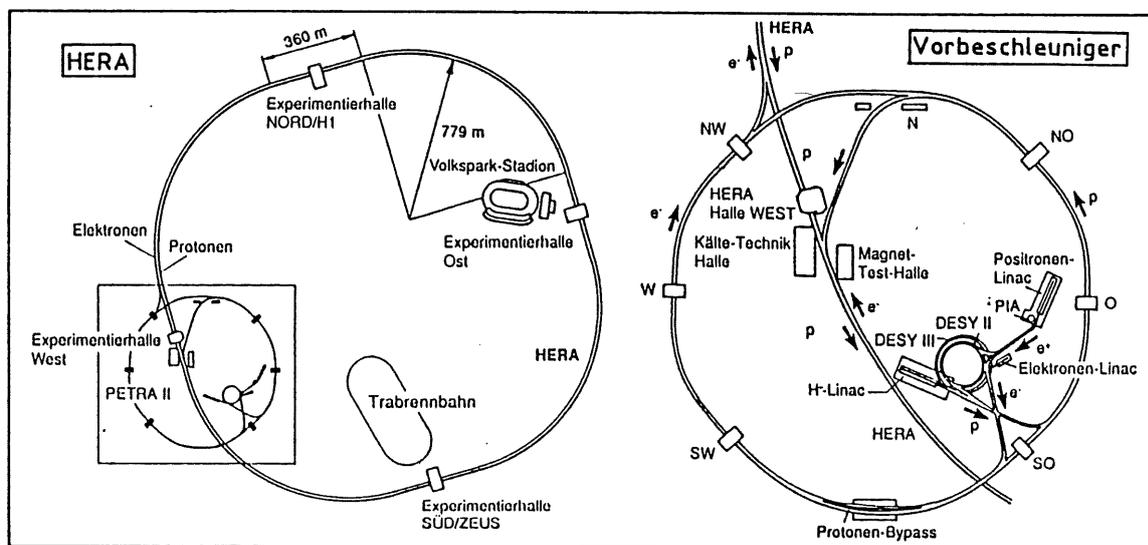


Abb. 1.1: Der Speicherring HERA und die entsprechenden Vorbeschleuniger
Links: Die HERA-Speicherringe mit den Experimenten H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd).
Rechts: Die Vorbeschleuniger (Endenergie jeweils in Klammern).
 Elektronen: Linac (200 MeV); Synchrotron DESY II (7 GeV); Synchrotron PETRA II (14 GeV).
 Protonen: Hochfrequenz-Quadrupol (750 keV) und $H^{(-)}$ -Linac (50 MeV) für $H^{(-)}$ -Ionen; Synchrotron DESY III (7.5 GeV), beim Einschub werden die beiden Elektronen von den $H^{(-)}$ -Ionen abgestreift; Synchrotron PETRA II (40 GeV) [Scm90].

¹Deutsches-Elektronen-Synchrotron

²Hadron-Elektron-Ring-Anlage

Mit den Bauarbeiten für den Speicherring wurde 1984 begonnen. Im August 1988 war der Bau des Elektronen-Ringes abgeschlossen und im November 1990 ist die Kühlanlage für die supraleitenden Magnete des Protonen-Ringes in Betrieb genommen worden. Im Frühjahr 1991 werden die beiden Großdetektoren H1 und ZEUS installiert und im Sommer 1991 kann voraussichtlich mit den physikalischen Experimenten begonnen werden.

Der 6336m lange Speicherring befindet sich 10 bis 25m unter dem Straßenniveau in einem Tunnel mit einem Innendurchmesser von 5.2m. Die Elektronen und Protonen haben eine Maximalenergie von 30 GeV bzw. 820 GeV und werden an 3 Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht. Die Wechselwirkungsenergie von 314 GeV im Schwerpunktsystem von Elektron und Proton ermöglicht Erkenntnisse über die Struktur des Protons bzw. der Quarks bis zur Größenordnung von einigen 10^{-18} cm [Wol86].

An 2 der 3 Wechselwirkungspunkte von HERA werden Großdetektoren errichtet, H1 in der Halle Nord und ZEUS in der Halle Süd. Da die Energie der Protonen größer ist als die der Elektronen, wird die Impulsverteilung der Reaktionsprodukte im Laborsystem unsymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt verteilt sein — der Großteil der Reaktionsprodukte bewegt sich in Vorwärts-Richtung³. Das spiegelt sich auch im Aufbau der Detektoren wieder (siehe Abb. 1.2). Wesentliche Komponenten des H1-Detektors sind folgende:

- Die **Spurenkammern** umschließen das Strahlrohr und haben einen Durchmesser von ca. 170cm. Sie bestehen aus einem Zentral- und einem Vorwärts-Bereich und dienen zur Vertexbestimmung sowie zur Unterstützung der Teilchenidentifikation geladener Wechselwirkungsprodukte.
- Der H1-Detektor besitzt zwei **elektromagnetische Kalorimeter**. Den zentralen Bereich deckt ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) ab, das mit Blei als Absorber arbeitet, und im rückwärtigen Bereich zwischen $\theta = 150.6^\circ$ und $\theta = 175.6^\circ$ befindet sich ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC⁴).
- Als **hadronisches Kalorimeter** befindet sich im zentralen Bereich ebenfalls ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) mit Stahl als Absorber und im extremen Vorwärtsbereich (bis zu Winkeln von 0.7°) ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter (Plug).
- Das Flüssig-Argon-Kalorimeter wird von der **supraleitenden Magnetspule** umschlossen, die im Innendetektor ein homogenes axiales Magnetfeld von 1.2 T erzeugt.
- Der Rückfluß des Magnetfeldes erfolgt durch das **Eisenjoch**, das zur Unterstützung des LAr-Kalorimeters mit **Streamer-Röhren** durchsetzt ist.
- An den Außenseiten des H1-Detektors sind **Myonen-Kammern** installiert.

³Da im Laborsystem der resultierende Gesamtimpuls in die Flugrichtung der Protonen zeigt, ist diese Richtung nach HERA-Konvention als Vorwärtsrichtung definiert. Eine weitere Übereinkunft der HERA-Konvention ist, daß die Flugrichtung der Protonen die positive z-Achse bildet und den Polarwinkel $\theta = 0^\circ$ hat.

⁴Backward-Elektro-Magnetic-Calorimeter

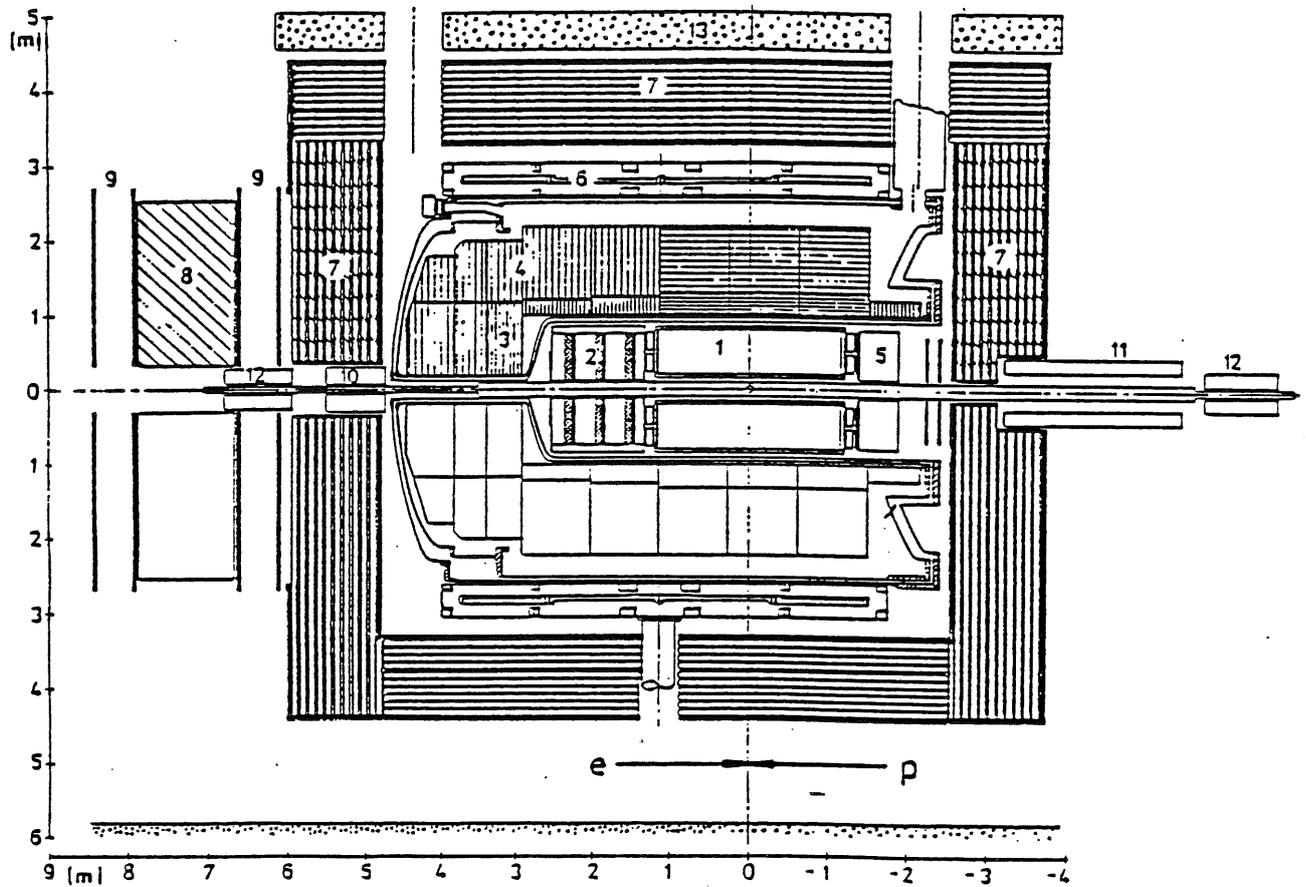


Abb. 1.2: Gesamtansicht des H1-Detektors (Schnittbild)

- 1.) Innendetektor
- 2.) Spurenkammern
- 3.) Elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter
- 4.) Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter
- 5.) BEMC
- 6.) Magnetspule
- 7.) Eisenjoch mit Streamer-Röhren
- 8.) Muon-Toroid-Magnet
- 9.) Muon-Kammern
- 10.) Plug-Kalorimeter
- 11.) Ausgleichsspule
- 12.) HERA-Quadrupol
- 13.) Beton

Die vorliegende Arbeit ist im Zusammenhang mit der Entwicklung des BEMC entstanden. Das BEMC-Kalorimeter besteht aus 88 Modulen (Stacks), wobei in den 56 quadratischen Modulen der Großteil der Energie deponiert wird, und die 32 dreieckigen bzw. trapezförmigen Module im Außenbereich des Kalorimeters die Energiebestimmung der Quadrat-Module unterstützen (siehe Abb. 1.3). Im Winkelbereich zwischen 150.6° und ca. 155° trägt neben dem BEMC-Kalorimeter auch der rückwärtige Bereich des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters (BBE⁵) zur Energiebestimmung bei (siehe Abb. 1.2).

Das BEMC ist ein Sampling-Kalorimeter mit Blei als Absorbermaterial (49 Schichten) und Plastikszintillatoren als aktivem Material (50 Schichten). Die Szintillatoren werden über Wellenlängenschieber mit Photodioden ausgelesen, wobei zur Erhöhung der Lichtausbeute sowohl die Szintillatorplatten als auch die Wellenlängenschieber weitgehend mit Reflektorpapier umhüllt sind.

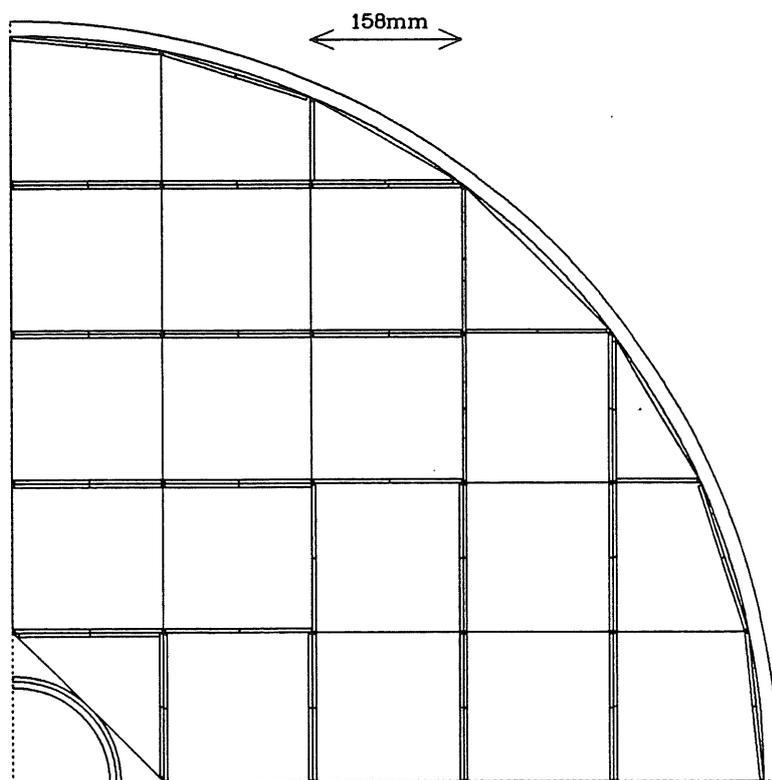


Abb. 1.3: Rechter oberer Quadrant des BEMC ([Kas90])

Es ist der Trägerring aus Aluminium und das Strahlrohr sowie die Anordnung der BEMC-Module und der elektromagnetischen Wellenlängenschieber dargestellt. Die Wellenlängenschieber sind so angeordnet, daß ihre Breitseiten möglichst nicht parallel zur Flugrichtung der Primärelektronen liegen. Die durch die Wellenlängenschieber auftretenden 'Cracks' werden so minimiert.

⁵ Backward-Barrel-Elektromagnetic

Die Aufgabe des BEMC ist, die Energie der Elektronen, die von den Protonen in den rückwärtigen Bereich gestreut werden, mit einer Energieauflösung von $\leq \frac{10\%}{\sqrt{E}}$ bei einer Homogenität H_E der Energiesignale über den gesamten Detektorbereich von $H_E \leq 1\%$ zu bestimmen. Der Auftreffpunkt (impact point) der Elektronen auf das BEMC wird durch die vor dem BEMC befindliche ortsempfindliche Proportionalkammer BPC⁶ bestimmt. Dadurch, daß alle Module mit 4 (bzw. 3) Einzeldiodensignalen zur Energiebestimmung beitragen, wird eine hohe Granularität erreicht, die eine intrinsische Ortsrekonstruktion des BEMC ermöglicht (344 Einzeldiodensignale).

Nach Untersuchungen an Prototypen mit 3 cm breiten Wellenlängenschieberplatten (WLS) auf jeder Seite der Kalorimeter-Module hat sich herausgestellt [Wun88,Pep89], daß die für das BEMC-Kalorimeter geforderte Homogenität der Energiebestimmung von $H_E \leq 1\%$ nicht erreicht wird, wenn die Ortsabhängigkeit der Lichtsammelleffizienz⁷ jeder einzelnen Szintillatorplatte nicht verringert werden kann. Als Fortsetzung der Untersuchungen zur Lichtsammelleffizienz in neuer Wellenlängenschiebergeometrie, die von Eisen [Eis90] für die Quadrat-Module durchgeführt wurden, definiert sich die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit folgendermaßen:

Für die dreieckigen und trapezförmigen Szintillatorplatten des BEMC-Kalorimeters soll die laterale Abhängigkeit der Lichtsammelleffizienz durch eine geeignete Kombination von

- 1. Schwärzungsmustern auf dem die Szintillatoren umgebenden Reflektorpapier und*
- 2. durch Bestimmung von Gewichtungsfaktoren für die Einzeldiodensignale*

verringert und die dann resultierende Lichtsammelleffizienz ermittelt werden.

Im Kapitel '**Grundlagen**' werden die für die Schauerentwicklung im Kalorimeter relevanten physikalischen Phänomene dargestellt, ein Überblick über den Aufbau des BEMC gegeben und die wichtigsten Resultate der Untersuchungen an den quadratischen Szintillatorplatten vorgestellt [Eis90].

Im Kapitel '**Experimentelle Methoden**' wird der verwendete Meßaufbau erklärt und begründet.

Im Kapitel '**Durchführung und Ergebnisse der Messungen**' werden die Untersuchungen der Lichtsammelleffizienz für die verschiedenen Modulformen beschrieben und eine Bewertung der Ergebnisse im Kontext mit dem Gesamtprojekt BEMC gegeben.

In der '**Zusammenfassung**' werden schließlich die Ergebnisse dieser Arbeit kurz aufgelistet.

⁶ Backward-Proportional-Chamber

⁷ Als Lichtsammelleffizienz wird das Signal definiert, das Anregungen einzelner Szintillatorplatten bei der für die BEMC-Module gegebenen Auslesegeometrie erzeugen. Die Lichtsammelleffizienz hängt zum einen von dem Abstand der Auslekanten des Szintillators von den Photodioden ab — also von der relativen Position des Szintillators zu den Wellenlängenschiebern (longitudinale oder z-Abhängigkeit) — und zum anderen von der Position, an der der Szintillator angeregt wird (laterale oder x-y-Abhängigkeit).

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Elektromagnetische Schauer

Für die Energiemessung hochenergetischer Elektronen spielt die Entwicklung elektromagnetischer Schauer eine bedeutende Rolle¹. Die wichtigsten Prozesse, die die Entstehung eines Schauers bewirken, sind Bremsstrahlung von Elektronen und Positronen einerseits und die Paarbildung von Photonen andererseits.

Trifft ein Elektron auf Materie, so wird es durch Wechselwirkung mit ihr Energie verlieren. Im Coulomb-Feld der im Vergleich zum Elektron sehr schweren Atomkerne können Elektronen stark von ihrer Bahn abgelenkt werden und nach den Gesetzen der Elektrodynamik Bremsstrahlung emittieren. Der hierzu konkurrierende Prozess ist die Ionisation, also die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Materie. Møller- und Bhabha-Streuung sowie e^+e^- -Annihilation spielen eine geringere Rolle und sollen hier vernachlässigt werden. Der Energieverlust pro Wegstrecke $-\left(\frac{dE}{dx}\right)$ wird bei hohen Energien durch Bremsstrahlung und bei niedrigen Energien durch Ionisation dominiert.

Als kritische Energie E_{krit} bezeichnet man die absorberspezifische Energie, bei der die Ionisationsverluste gleich den Strahlungsverlusten sind:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion}^{E=E_{krit}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Str}^{E=E_{krit}} \quad (2.1)$$

Für Absorber mit Kernladungszahlen $Z \geq 13$ gibt [Ama81] folgende Näherungsformel für die kritische Energie an:

$$E_{krit}(MeV) \simeq \frac{550}{Z} \left(\frac{\Delta E_{krit}}{E_{krit}} \leq \pm 10\% \right) \quad (2.2)$$

Die beim Prozess der Bremsstrahlung entstehenden Photonen können im Prinzip beliebige Energien haben, höchstens jedoch die Gesamtenergie des sie erzeugenden Elektrons. Beim Durchqueren von Materie geben sie ihre Energie durch Photo-Effekt, Compton-Effekt und Paarbildung ab. Für Photonenenergien $E_\gamma \gg 10MeV$ wird der Energieverlust der γ -Quanten durch Paarbildung dominiert. Solche hochenergetischen Photonen bringen den elektromagnetischen Schauer durch Erzeugung eines e^+e^- -Paares in Gang. Elektron und Positron erhalten jeweils die Hälfte der Energie und sind ihrerseits wieder in der

¹Entsprechendes gilt auch für die Energiemessung energiereicher Positronen und γ -Quanten.

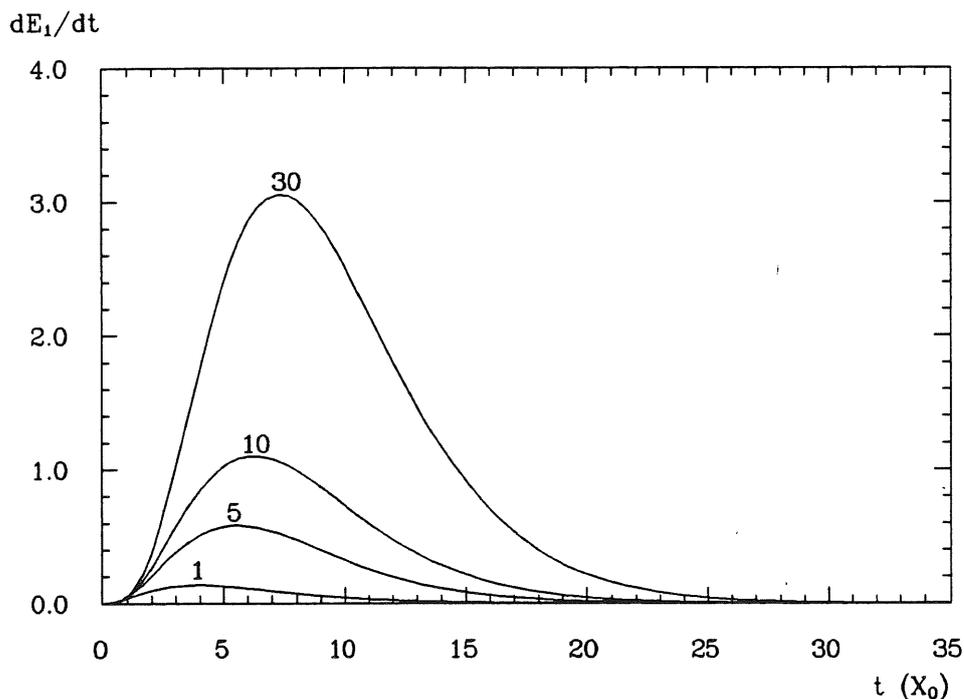


Abb. 2.1: Schauerprofile von 1, 5, 10 und 30 GeV Elektronen in Blei
 Es sind die Schauerprofile von 1, 5, 10 und 30 GeV-Elektronen dargestellt, die gemäß Gleichung 2.3 für einen homogenen Absorber aus Blei berechnet sind.

Lage, Bremsstrahlung zu emittieren. Jede Wiederholung dieses Prozesses bewirkt, daß die Anzahl der Schauerelektronen zunimmt und die mittlere Energie E pro Schauerelektron abnimmt. Der elektromagnetische Schauer kommt zum Erliegen, wenn die Paarbildung kinematisch unmöglich wird.

Für elektromagnetische Schauer, die in einem Absorber mit der Strahlungslänge X_0 durch Elektronen der Primärenergie E_0 erzeugt werden, gilt nach [Lon75] folgende Parametrisierung für die im Absorber pro Wegstrecke x deponierte Energie E_1 :

$$\frac{dE_1}{dt} = E_0 \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} t^\alpha \exp(-\beta t) \quad ; t = \frac{x}{X_0} \quad (2.3)$$

Dabei ist $\beta \simeq 0.5$, $\alpha = \beta x_{max}$ und x_{max} die Tiefe des Schauermaximums. In Abbildung 2.1 sind 4 Schauerprofile für Elektronen mit verschiedenen Primärenergien und Blei als Absorber dargestellt. Die Kurven steigen steiler an als sie abfallen, und das Schauermaximum x_{max} verschiebt sich mit wachsender Primärenergie E_0 zu größerem t .

Mit der Einschränkung auf eine eindimensionale Betrachtungsweise der Schauerentwicklung, der Näherung, daß die Ionisationsverluste $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion}$ nicht von der Energie abhängen sowie der Vernachlässigung von Vielfach- und Compton-Streuung haben B. Rossis Berechnungen [Ros64] für Elektronen der Energie E_0 als Primärteilchen bei elektromagnetischen Schauern zu folgenden Ergebnissen geführt²:

- Der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung ist proportional zur mittleren Energie E der Schauerelektronen, was bedeutet, daß die Energie E mit dem im Medium zurückgelegten Weg x exponentiell abnimmt:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Str} = \frac{E}{X_0} \quad \Rightarrow \quad E = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \quad (2.4)$$

Die Strahlungslänge X_0 ist eine für die Beschreibung von Schauern wichtige absorberspezifische Größe, die besagt, nach welcher Strecke im Medium sich die Energie eines Elektrons im Mittel auf $1/e$ verringert hat.

- Die Strahlungslänge wird zu

$$X_0 = \left[4\alpha\rho r_e^2 N_A \frac{Z(Z+1)}{A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)\right]^{-1} \quad (2.5)$$

berechnet, wobei α die Feinstrukturkonstante, r_e der klassische Elektronenradius und N_A die Avogadro-Zahl ist sowie ρ , A und Z die Massendichte bzw. Massen- und Kernladungszahl des Absorbers sind. Aus Gleichung 2.5 folgt, daß Stoffe hoher Kernladungszahl geringere Strahlungslängen haben als solche mit kleiner Kernladungszahl. Im Zusammenhang mit elektromagnetischen Schauern dient die Strahlungslänge gewöhnlich als Längeneinheit, weil sie die Beschreibung absorberunabhängig macht.

Die Strahlungslängen der für das BEMC relevanten Materialien werden in Tabelle 2.2 angegeben.

- Der Ort des Schauermaximums x_{max} — gemessen in Strahlungslängen X_0 — wächst mit dem Logarithmus der Primärenergie E_0 des Elektrons:

$$x_{max} \simeq \ln\left(\frac{E_0}{E_{krit}}\right) - 1 \quad (2.6)$$

- Ein für die Energiebestimmung von elektromagnetischen Schauern besonders wichtiges Ergebnis besagt, daß die totale Spurlänge T , das heißt die Summe der Spurlängen aller am Schauer beteiligten Elektronen, proportional zur Primärenergie E_0 ist:

$$T \propto E_0 \quad (2.7)$$

²Für Positronen gelten die gleichen Formeln und für γ -Quanten unterscheiden sie sich durch geringe Korrekturen (siehe [Ros64]).

Die wesentliche Einschränkung in Rossis Berechnungen ist die eindimensionale Betrachtungsweise des Schauervorganges. Insbesondere die Vielfachstreuung der Elektronen führt jedoch zu einer transversalen Aufweitung des Schauers. Als Einheit für diese Aufweitung wird in Analogie zur Strahlungslänge X_0 der ebenfalls absorberspezifische Moliere-Radius R_M eingeführt. Für Absorber mit großen Ordnungszahlen ($Z \geq 13$) berechnet [Ama81] den Moliere-Radius folgendermaßen:

$$R_M = \frac{E_s}{E_{krit}} X_0 \quad ; E_s = 21 \text{ MeV} \quad (2.8)$$

Die wesentlichen absorberspezifischen Größen zur Schauerbeschreibung sind also die kritische Energie E_{krit} , die Strahlungslänge X_0 und der Moliere-Radius R_M , deren Bedeutung für die Entwicklung elektromagnetischer Schauer zum Beispiel bei [Ros64,Lon75,Ama81] eingehend erläutert wird.

2.2 Sampling-Kalorimeter

In der Elementarteilchenphysik wird die Energie von Elektronen mit elektromagnetischen Kalorimetern gemessen. Ein solches Kalorimeter ist im Prinzip ein Materieblock, der die Energie der Elektronen absorbiert und ein dieser Energie proportionales Signal liefern soll.

Beim Eintreten eines hochenergetischen Elektrons in diesen Materieblock entwickelt sich nach den in Kap. 2.1 geschilderten Gesetzmäßigkeiten ein elektromagnetischer Schauer mit longitudinaler und lateraler Ausdehnung. Die zu bestimmende Primärenergie E_0 der Elektronen ist nach den erwähnten Berechnungen von B.Rossi proportional zur totalen Spurlänge T . Deshalb ist die Aufgabe elektromagnetischer Kalorimeter, ein zu T proportionales Signal zu liefern.

Sampling-Kalorimeter bestehen aus abwechselnden Schichten aus passivem und aktivem Material. Da in dem passiven Material die Schauerprozesse stattfinden — die Energie wird absorbiert —, ist eine geringe Strahlungslänge von Vorteil und als Absorber werden Materialien mit großer Kernladungszahl, wie Blei ($Z=82$) oder Uran ($Z=92$), verwendet.

Das aktive Material, das zum Beispiel aus Plastiksintillatoren bestehen kann, soll das Energiesignal liefern. Beim Durchgang von Elektronen durch einen Plastiksintillator werden dessen Hüllenelektronen angeregt und übertragen ihre Energie auf in die Matrix eingelagerte Farbstoffmoleküle. Diese Farbstoffmoleküle emittieren Licht einer Wellenlänge, für das der Szintillator weitgehend transparent ist, so daß es ausgelesen werden kann. Das Licht-Signal ist dann proportional zu dem von den Elektronen im Szintillator zurückgelegten Weg.

Mit einem Sampling-Kalorimeter kann nicht die totale Spurlänge T bestimmt werden, sondern nur die im Szintillator zurückgelegte Spurlänge T_{Sz} . T_{Sz} ist deshalb ein Maß für die im Szintillator deponierte Energie E_s , welche als sichtbare Energie (visible energy) bezeichnet wird. Die für ein Sampling-Kalorimeter entscheidende Bedingung ist die Proportionalität der sichtbaren Energie E_s zur Primärenergie E_0 .

Für eine gute Energieauflösung ist es wichtig, daß möglichst wenige der am Schauer beteiligten Elektronen und γ -Quanten das Kalorimeter verlassen. Als Leckrate (leakage) bezeichnet man den Teil der Primärenergie, der nicht im Kalorimeter deponiert wird. Eine für die Dimensionierung von Kalorimetern wichtige Größe ist die Tiefe $L(98\%)$. Sie

ist ein Richtwert für die longitudinale Abmessung, die ein Kalorimeter haben muß, damit im Mittel 98 % der Primärenergie E_0 im Kalorimeter deponiert wird, und wird bei [Ama81] für $E_0 \leq 100 \text{ GeV}$ — in Einheiten der Strahlungslänge X_0 — folgendermaßen berechnet:

$$L(98\%) = 2.6 \cdot \ln\left(\frac{E_0}{E_{krit}}\right) + 1 \quad (2.9)$$

Für die transversale Leckrate gibt es einen entsprechenden Richtwert $R(95\%)$, wonach bei einem Kalorimeter, das die Schauerachse mit einem Radius von $R(95\%) = 2R_M$ zylinderförmig umschließt, 5 % der Energie an den Seiten verloren gehen. Bei einem Kalorimeter mit einem Radius von $3R_M$ beträgt die Leckrate nur noch 1 % [Gen87].

Im Gegensatz zum homogenen Kalorimeter, bei dem aktives und passives Material identisch ist (z.B. Bleiglaszähler), hat das Sampling-Kalorimeter den Vorteil, daß es bedeutend billiger und kompakter ist und daher besser an räumliche Gegebenheiten angepaßt werden kann. Dadurch, daß im Sampling-Kalorimeter weite Teile des Kalorimeters nicht ausgelesen werden (Absorberschichten), hat es eine schlechtere Energieauflösung als vergleichbare homogene Kalorimeter.

2.3 Der Aufbau des BEMC-Kalorimeters

Das BEMC-Kalorimeter wurde konstruiert, um die Energie von Elektronen im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors mit einer Homogenität der Signale über den gesamten Detektor von $\leq 1\%$ bei einer Energieauflösung $\leq \frac{10\%}{\sqrt{E}}$ zu bestimmen. Im BEMC werden die am Proton gestreuten Elektronen des Winkelbereiches zwischen $\theta = 150.6^\circ$ und $\theta = 175.6^\circ$ erwartet, die Energien bis zu 32 GeV haben können³.

Eine zylinderförmige Tonne aus Aluminium mit einem Durchmesser von 162 cm , einer Tiefe von 45 cm und einer Aussparung in der Mitte von 21 cm Durchmesser für das Strahlrohr bildet den Rahmen für die 88 Module des BEMC. Die Form des Kalorimeters ist bedingt durch die Zylinder-Symmetrie der physikalischen Ereignisse am Kollisionspunkt (Vertex) von Elektron und Proton.

Da die Einzelmodule fast 50 kg wiegen, sind sie mit der Vorder- und Rückseite in die Front- und Rückwand der Aluminiumtonne eingehängt. Durch diesen Aufbau wird ein hoher Druck auf die unteren Module vermieden.

Die trapez- bzw. dreieckförmigen BEMC-Module, die auch als exotische Modulformen bezeichnet werden, sind nur am Rand der Aluminiumtonne zu finden (siehe Abb. 1.3 auf Seite 6); das bedeutet, daß die Signale, die sie liefern, oft mit erheblichen Leckraten verbunden sind, was zu einer schlechteren Energieauflösung führt. Deshalb dienen sie im Rahmen des BEMC dazu, die Energiemessung ihrer quadratischen Nachbarmodule zu unterstützen, ansonsten muß eine Addition der Energiesignale des BEMC und des elektromagnetischen Rückwärts-Kalorimeters im LAr-Tank (BBE) durchgeführt werden ($150.6^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$).

³Die Maximalenergie der Elektronen von 32 GeV ist bei Elektronenstreuwinkeln von ca. 25° — entsprechend 155° in HERA-H1-Konvention — aus kinematischen Gründen größer als die Primärenergie der Elektronen im Elektronen-Ring von 30 GeV .

Alle Module bestehen aus abwechselnden Schichten von 4mm Plastiksintillator⁴ und 2.5mm Blei, wobei die erste und letzte Schicht jeweils von Szintillatoren gebildet wird. Die Szintillatoren sind überall — mit Ausnahme der Auslekanten⁵ — mit Reflektorpapier⁶ belegt, um Lichtverluste so gering wie möglich zu halten.

Das Auslesen der Szintillatorplatten erfolgt an zwei Längsseiten der Kalorimeter-Module durch Wellenlängenschieberplatten⁷, die über die ganze Breite sowie über die gesamte Länge der Module angebracht sind. Am Ende der Wellenlängenschieber sind Photodioden⁸ aufgeklebt. Hinter der letzten Szintillatorplatte sind die Wellenlängenschieber leicht nach innen gebogen, um zu verhindern, daß Schauerelektronen oder durch Bremsstrahlung erzeugte γ -Quanten durch den Wellenlängenschieber in die Photodioden gelangen und dadurch das Energiesignal stören können. Die Wellenlängenschieber sind in Aluminium-Kassetten gelagert, die zur Optimierung der Lichtausbeute mit dem gleichen Reflektorpapier belegt sind, welches auch die Szintillatoren umgibt. Zur weiteren Verbesserung der Lichtausbeute sind die Wellenlängenschieber von den Szintillator- bzw. Bleiplatten durch einen 0.2mm breiten Luftspalt getrennt, der durch zwischengelegte Nylonfäden erzeugt wird und die Totalreflexion des innerhalb der Wellenlängenschieber sich ausbreitenden Lichtes ermöglicht.

An jeder der beiden Ausleseflächen befinden sich zwei durch die Aluminium-Kassetten optisch voneinander getrennte Wellenlängenschieber mit je einer aufgeklebten Photodiode. Die einzige Ausnahme bildet die schmale Seite des kleinen Dreieck-Moduls; hier ist aus Platzgründen nur ein Wellenlängenschieber angebracht. Wegen der unterschiedlichen Größe der Auslekanten, mußten auch unterschiedlich breite Wellenlängenschieber verwendet werden. Die Länge und Dicke beträgt bei allen Wellenlängenschiebern 366mm bzw. 3mm. Einen Überblick über die relevanten Maße der Szintillatoren und Wellenlängenschieber sowie ihre Anordnung zueinander bietet Tabelle 2.1 .

Die Quadrat-Module und die großen Trapez-Module haben neben den langen Wellenlängenschiebern an den anderen beiden Schmalseiten kurze (hadronische) Wellenlängenschieber. Diese überdecken den Bereich der letzten 15 Szintillatorplatten, sind doppelt so breit wie die langen Wellenlängenschieber und werden mit je zwei parallel geschalteten Photodioden ausgelesen. Sie dienen nicht der eigentlichen Energiebestimmung im BEMC, sondern zur Unterscheidung der Signale von Elektronen und Pionen [Lip90]. Die letzten 15 Szintillator- und Bleiplatten der Quadrat- und großen Trapez-Module sind entsprechend kleiner als die vorderen Platten.

Zur Halterung der Module sind vor der ersten und hinter der letzten Szintillatorplatte 18mm starke Aluminiumplatten angebracht. Die 49 Blei- und 50 Szintillatorschichten sind

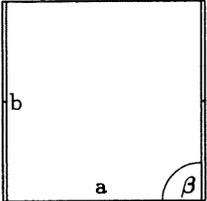
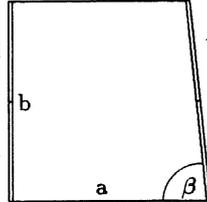
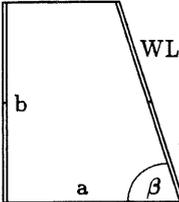
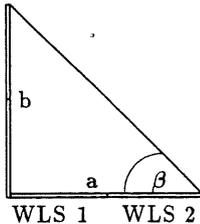
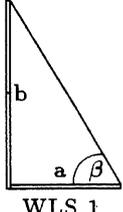
⁴Es wurde der Plastiksintillator SCSN-38 verwendet, der von der Firma Kyowa Gas Chemical Ind. Co. Ltd. (Tokyo, Japan) hergestellt und von der Firma Mitsui & Co. Deutschland (Düsseldorf) bezogen wurde.

⁵Die Schmalseiten der Szintillatorplatten, an denen das Licht in die Wellenlängenschieber eintreten kann, werden als Auslekanten bezeichnet, obwohl es sich streng genommen um *Flächen* handelt.

⁶Als Reflektormaterial wurde Tyvecpapier verwendet, welches über die Firma Klinke Druck in Hamburg-Norderstedt bezogen wurde.

⁷Es wurde der Wellenlängenschieber Y-7 verwendet. Dieser Typ Wellenlängenschieber besteht aus einer Matrix aus Plexiglas (PMMA), in dem der Farbstoff Y-7 in einem Verhältnis von 30 ppm gelöst ist. Der Wellenlängenschieber Y-7 ist speziell auf den Szintillator SCSN-38 abgestimmt [Kam83]. Bezogen wurde das Wellenlängenschiebermaterial ebenfalls von der Firma Mitsui & Co. Deutschland in Düsseldorf.

⁸Es wurden Photodioden der Firma Hamamatsu vom Typ S2575 verwendet. Die technischen Daten dieser Photodioden sind in Anhang A.3 aufgeführt.

Modulform	Maße der Szintillatoren (mm)			Breite der Wellenlängenschieber (mm)			
	a	b	β	WLS 1	WLS 2	WLS 3	WLS 4
	149.8	156.8 (149.8)	90.0	78	78	78	78
	149.6 (149.3)	156.8 (149.8)	84.2	78	78	78	78
	133.2	156.8	72.4	80	80	78	78
	148.4	148.4	45.0	74	74	74	74
	84.0	144.6	59.8	84	—	74	74

Tab. 2.1: Die geometrischen Abmessungen der in den BEMC-Modulen verwendeten Szintillatorplatten

Alle Szintillatorplatten sind 4mm dick. Die Werte in Klammern gelten für die hinteren Szintillatorplatten des Quadrat-Moduls und des großen Trapez-Moduls, die wegen der hadronischen Wellenlängenschieber kleiner sind, als die vorderen Szintillatoren.

mit den Wellenlängenschiebern in eine lichtundurchlässige schwarze Folie⁹ eingeschweißt und unter leichtem Druck in einen 0.2mm starken Stahlmantel verpackt, der mit den Aluminiumplatten an der Vorder- und Rückseite verschraubt wurde (siehe Anhang A.1).

Das Elektronikgehäuse ist auf die hintere Aluminiumplatte aufgeschraubt. Es enthält ladungsempfindliche Vorverstärker¹⁰, die die Diodensignale weiterverarbeiten mit nachgeschalteten 'Line-Drivers', die die Signale über 30m lange Kabel zu den Hauptverstärkern weiterleiten. Die Spannungsversorgung für die Vorverstärker und die Photodioden (Bias-Spannung) erfolgt über einen Steckkontakt am Elektronikgehäuse. Zur Kalibration der BEMC-Module besteht die Möglichkeit, Testpulssignale simultan auf alle Vorverstärker zu geben.

Für die oben beschriebene Sampling-Struktur des BEMC läßt sich aus Gleichung 2.4 die effektive Strahlungslänge X_0^{BEMC} berechnen. Wenn man für x eine Sampling-Schicht von 0.65cm — bestehend aus 0.4cm Szintillator und 0.25cm Blei — einsetzt, erhält man für X_0^{BEMC} :

$$\begin{aligned}
 E(0.65cm) &= E_0 \exp\left(-\frac{0.65cm}{X_0^{BEMC}}\right) = E_0 \exp\left(-\frac{0.4cm}{X_0^{Sz}} - \frac{0.25cm}{X_0^{Pb}}\right) \\
 \Rightarrow \frac{0.65cm}{X_0^{BEMC}} &= \frac{0.4cm}{X_0^{Sz}} + \frac{0.25cm}{X_0^{Pb}} \quad ; \quad X_0^{Sz} = 42.40cm \\
 & \quad ; \quad X_0^{Pb} = 0.56cm \\
 X_0^{BEMC} &= 1.43cm \quad (2.10)
 \end{aligned}$$

Mit der gemachten Näherung, daß $-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion}$ konstant ist, und der Definition von E_{krit} läßt sich über die durch Ionisation abgegebene Energie E_{Ion} auch die effektive kritische Energie E_{krit}^{BEMC} für die Sampling-Struktur der BEMC-Module bestimmen (siehe Gl. 2.1 und Gl. 2.4):

$$\begin{aligned}
 \frac{E_{krit}}{X_0} &= -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Str}^{E=E_{krit}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion}^{E=E_{krit}} \\
 E_{Ion}(x) &= \frac{E_{krit}}{X_0} \cdot x \\
 E_{Ion}(0.65cm) &= \frac{0.65cm \cdot E_{krit}^{BEMC}}{X_0^{BEMC}} = \frac{0.4cm \cdot E_{krit}^{Sz}}{X_0^{Sz}} + \frac{0.25cm \cdot E_{krit}^{Pb}}{X_0^{Pb}} \\
 E_{krit}^{BEMC} &= \left(\frac{0.4cm \cdot E_{krit}^{Sz}}{X_0^{Sz}} + \frac{0.25cm \cdot E_{krit}^{Pb}}{X_0^{Pb}}\right) \cdot \frac{X_0^{BEMC}}{0.65cm} \quad ; \quad E_{krit}^{Sz} = 85.4MeV \\
 & \quad ; \quad E_{krit}^{Pb} = 7.2MeV \\
 E_{krit}^{BEMC} &= 8.9MeV \quad (2.11)
 \end{aligned}$$

Die für die Materialkonstanten eingesetzten Werte sind Tabelle 2.2 entnommen.

⁹Es ist 'Tedlar-Folie' (Dupont Produkt) verwendet worden, die von der Firma Krempel in Vaihingen/Enz bezogen wurde.

¹⁰Die Vorverstärker wurden nach einem Vorschlag aus dem Max-Planck-Institut in München von der Firma Vitrohm gebaut.

Material	Strahlungslänge $X_0(cm)$	kritische Energie $E_{krit}(MeV)$	Moliere-Radius $R_M(cm)$
Luft	30420	66.7	9574.6
SCSN-38	42.4	85.4	10.43
Al	8.90	38.9	4.80
Fe	1.76	20.5	1.80
Pb	0.56	7.2	1.63
U	0.32	6.5	1.03
BEMC	1.43	8.9	3.38

Tab. 2.2: Materialkonstanten

Die in der letzten Reihe angegebenen Werte sind für eine Sampling-Schicht des BEMC (61.5 % SCSN-38 und 38.5 % Blei) nach den Gleichungen 2.10, 2.11 bzw. 2.8 berechnet. Die übrigen Werte sind [Par88] entnommen.

Zu den Tabellenwerten (Tab 2.2), die die Sampling-Struktur des BEMC betreffen, seien noch folgende Bemerkungen gemacht:

1. Die Strahlungslänge $X_0^{BEMC} = 1.43cm$ entspricht 2.2 Schichten der Sampling-Struktur des BEMC.
Für das Schauermaximum x_{max} erhält man nach der Gleichung 2.6 für die maximale Elektronenenergie von $E_0 = 32GeV$:

$$x_{max}(X_0) \simeq 7.2 \quad \text{oder} \quad x_{max} \simeq 10.3cm \quad (2.12)$$

Das Schauermaximum x_{max} liegt damit im Bereich der 16. Szintillatorplatte der BEMC-Module.

Da die longitudinale Ausdehnung des BEMC $22.55 X_0$ beträgt (siehe Tab. 2.3), wird für das BEMC bei einer Primärenergie $E_0 = 32GeV$ gemäß Gleichung 2.9

$$L(98\%) = 2.6 \cdot \ln\left(\frac{E_0}{E_{krit}}\right) + 1 = 22.29 X_0 \leq 22.55 X_0$$

ein mittlerer longitudinaler Schauereinschluß von mehr als 98% errechnet.

2. Da die kritische Energie E_{krit}^{BEMC} der BEMC-Module bei $8.9MeV$ liegt, und Elektronenenergien E_0 im GeV -Bereich erwartet werden, folgt für das BEMC, daß $E_0 \gg E_{krit}^{BEMC}$ ist.
3. Die Quadrat-Module haben eine Fläche von ca. $15 \times 15cm^2$. Bei einem Moliere-Radius von $R_M = 3.38cm$ ist daher stets mit Signalen in mehreren Modulen zu rechnen.

Die laterale Leckrate hängt selbstverständlich davon ab, wo das Kalorimeter von dem Elektron getroffen wird. In der Nähe des Strahlrohres und im Außenbereich des BEMC werden die lateralen Verluste groß sein, dazwischen ist mit gutem Einschluß zu rechnen. Da der theoretische Vertex¹¹ von der Vorderfront des BEMC $144cm$ entfernt ist, sind

¹¹Als theoretischer Vertex sei hier derjenige Ort bezeichnet, an dem die Elektronen und Protonen bei idealer Strahlführung kollidieren würden. Durch die unvermeidbare Aufweitung der Teilchenstrahlen kann der reale Wechselwirkungspunkt von Elektronen und Protonen bis zu $10cm$ vor oder hinter dem theoretischen Vertex liegen (vertex smearing).

Material	Dicke	
	(cm)	(X_0)
Aluminium	1.8	0.20
Szintillator	$50 \cdot 0.4 = 20$	0.47
Blei	$49 \cdot 0.25 = 12.25$	21.88
BEMC-Modul	—	22.55

Tab. 2.3: Die Tiefe des BEMC in Einheiten der Strahlungslänge X_0

Es sind nur die Komponenten der Module berücksichtigt worden, die sich vor dem letzten auslesenden Szintillator befinden — also die vordere Aluminiumplatte sowie die 50 Szintillator- und 49 Bleiplatten.

Der Beitrag des Reflektorpapieres zur Kalorimetertiefe ist vernachlässigt worden, weil keine Angaben über die Strahlungslänge des Papieres vorliegen. Da die Strahlungslänge X_0 von Tyvecpapier vergleichbar mit der Strahlungslänge von Aluminium sein sollte und die Dicke des Reflektorpapieres $100 \cdot 0.2\text{mm} = 20\text{mm}$ beträgt, würde der Einschluß des Reflektorpapieres in die Berechnungen eine Erhöhung der Gesamttiefe des BEMC-Kalorimeters im Prozentbereich bedeuten.

wegen der lateralen Leckrate nur im Winkelbereich von ca. 154° bis ca. 175° verwertbare Signale zu erwarten [Pep89] (siehe auch Abb. 2.2). Auch bei Addition der BEMC-Signale mit den Signalen des elektromagnetischen Rückwärts-Kalorimeters im LAr-Tank wird sich für $151^\circ \leq \theta \leq 154^\circ$ eine gewisse Lücke, in jedem Fall aber schlechtere Energieauflösung ergeben.

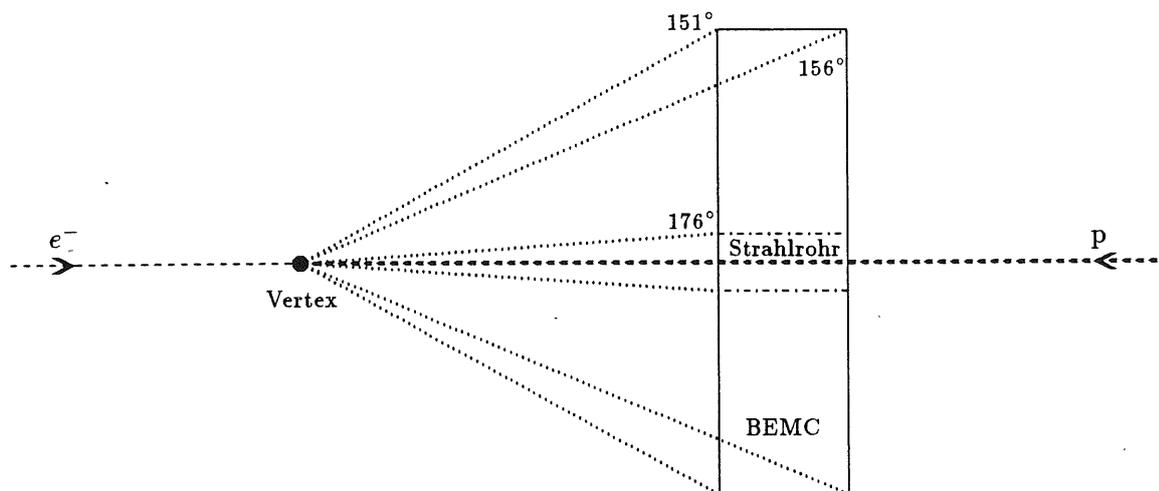


Abb. 2.2: Der für das BEMC-Kalorimeter relevante Winkelbereich der Wechselwirkungsprodukte

Nur im Winkelbereich zwischen ca. 154° und ca. 175° sind auf Grund der lateralen Leckrate verwertbare Ergebnisse zu erwarten.

Bei der Energiebestimmung mit dem BEMC-Kalorimeter müssen folgende geometrischen Gegebenheiten berücksichtigt werden:

- Für jeden Auftreffwinkel der Elektronen ist mit einer longitudinalen Leckrate im Prozent-Bereich zu rechnen, bei bestimmten Winkeln sogar mit erheblich größeren lateralen Leckraten.
- Die Wellenlängenschieber, die einen Teil des Detektorvolumens ausmachen, stellen für die Schauerelektronen und γ -Quanten einen Kanal (Crack) dar, den sie mit minimalem Energieverlust passieren können. Schauerelektronen und γ -Quanten, die eine längere Strecke in den Wellenlängenschiebern zurücklegen, erhöhen dadurch die longitudinale Leckrate. Auch der 0.2mm starke Stahlmantel, der die Module umgibt, hat Einfluß auf die Energiesignale des BEMC.
- Die Ortsabhängigkeit — x-y-Abhängigkeit sowie z-Abhängigkeit — der Lichtsammeleffizienz¹² verursacht eine Inhomogenität der Energiesignale des BEMC.

Die Verringerung der im letzten Punkt erwähnten x-y-Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz ist das Thema der vorliegenden Arbeit.

¹²Zur Definition der Lichtsammeleffizienz siehe Fußnote 7 auf Seite 7.

2.4 Die Koordinatensysteme für die 5 Formen der BEMC-Module

Zur Beschreibung der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wird für jede Modulform ein eigenes Koordinaten-System — bestehend aus x-Achse und y-Achse — eingeführt, dessen Ursprung $(x, y) = (0, 0)$ jeweils als der Schnittpunkt der beiden Seitenhalbierenden gemäß Abbildung 2.3 definiert wird. Da alle Modulformen als trapezförmig angesehen werden — dabei werden Dreiecke als Trapeze mit einer Kante der Länge 0mm betrachtet —, wird eine der Seitenhalbierenden jeweils als x-Achse definiert und die y-Achse steht senkrecht dazu. Diese Regelung entspricht einer Übereinkunft innerhalb der H1-Kollaboration.

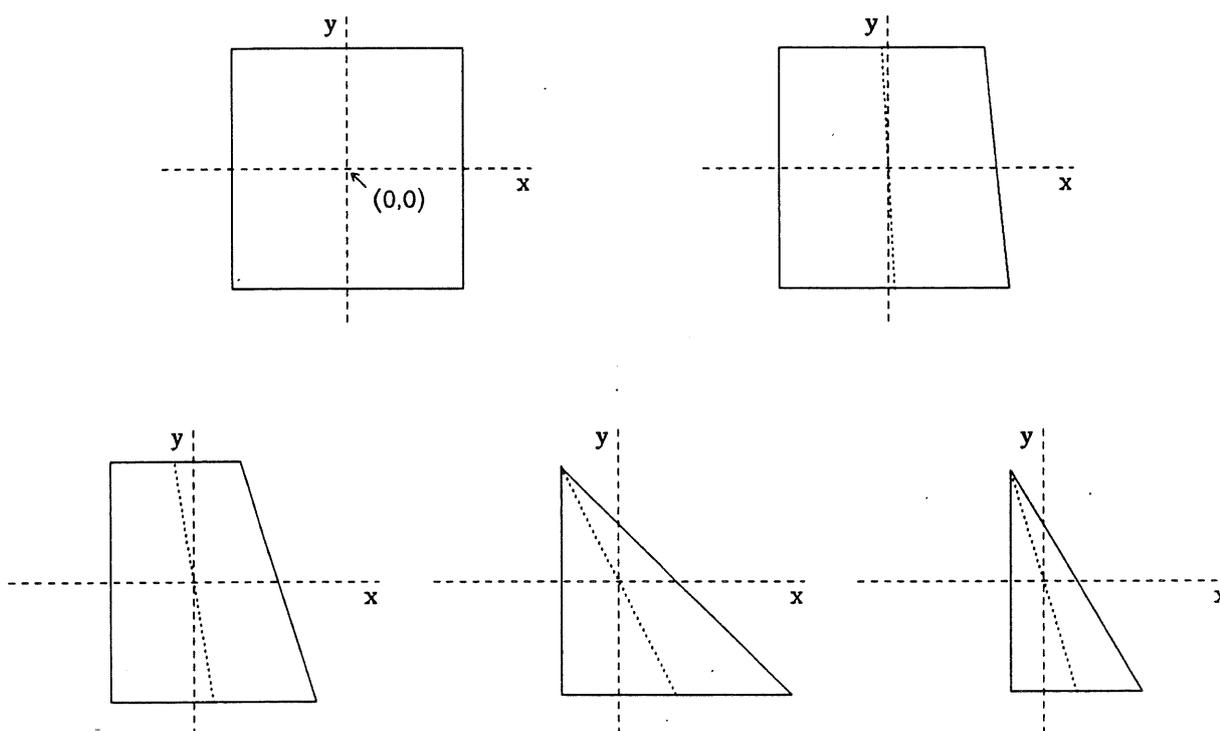


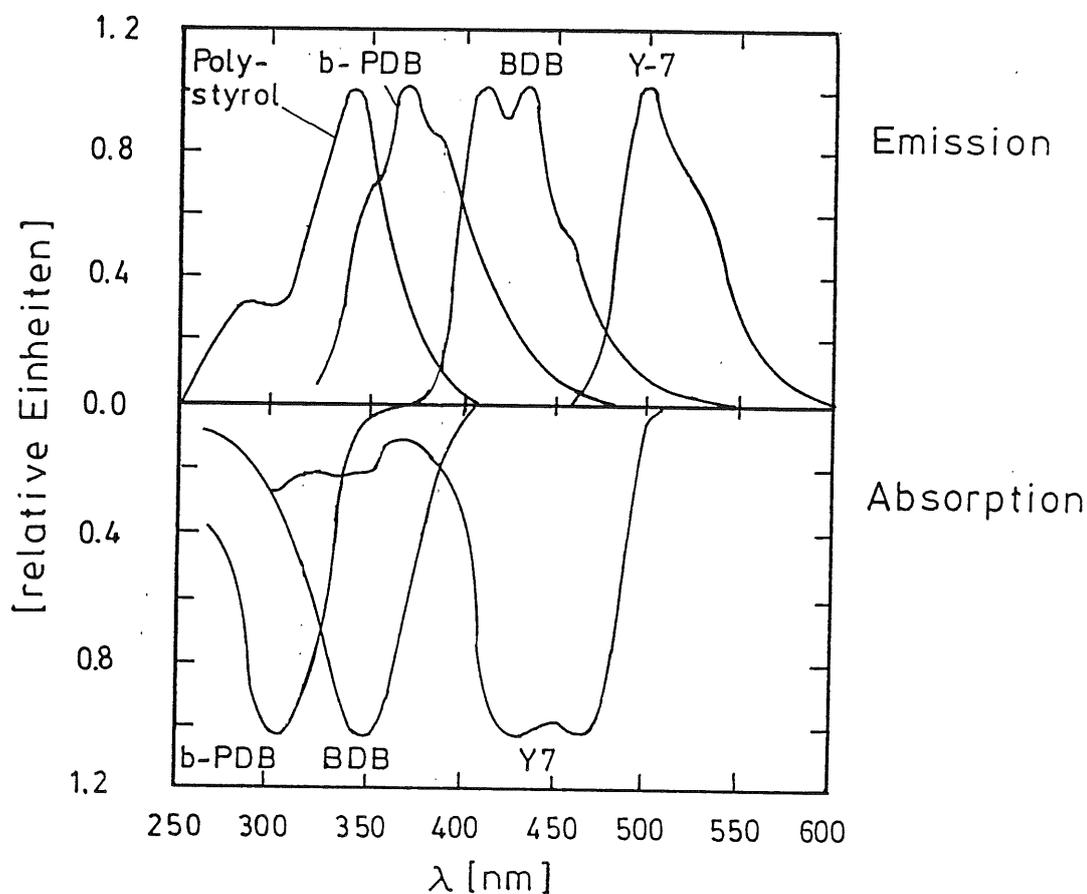
Abb. 2.3: Die Koordinatensysteme für die 5 Formen der BEMC-Module

- = Seitenhalbierende
- = x- bzw. y-Achse des Koordinatensystems
- = Außenmaße der Szintillatorplatten

Die Dreieck-Module werden als trapezförmig mit einer schmalen Kante von 0mm Länge angesehen, so daß alle Modulformen jeweils zwei Seitenhalbierende haben. Der Ursprung der Koordinaten-Systeme (bei dem Quadrat-Modul ist er angedeutet) wird für alle Modulformen durch den Schnittpunkt ihrer Seitenhalbierenden definiert, wobei eine der Seitenhalbierenden die x-Achse bildet und die y-Achse senkrecht zur x-Achse steht.

2.5 Die Erzeugung und Ausbreitung von Lichtsignalen in SCSN-38 und Y-7

Der Szintillator SCSN-38 besteht zu 99% aus Polystyrol, das zu 1% mit dem Farbstoff b-PDB und zu 0.02% mit dem Farbstoff BDB dotiert ist. Die wesentliche Eigenschaft dieser Farbstoffe ist, daß ihre Emissionsbanden gegenüber den Absorptionsbanden leicht zu längeren Wellenlängen hin versetzt sind (siehe Abb. 2.4). Die Kombination dieser



Wellenlänge (nm)	350	375	390	400	410	420	430
Abschwächlänge (cm) in SCSN-38	≤ 0.003	0.039	0.088	0.258	1.754	33.0	91 ± 11.5

Abb. 2.4: Absorptions- und Emissionsspektren von SCSN-38 und Y-7

Es sind die Absorptions- und Emissionsspektren von Polystyrol und den Farbstoffen b-PDB, BDB und Y-7 des Szintillators SCSN-38 bzw. des Wellenlängenschiebers Y-7 dargestellt [Kam83,Mar90].

Tabellarisch aufgeführt ist die Abschwächlänge X_A in SCSN-38 für verschiedene Wellenlängen nach [Kam83,Sti89].

beiden Farbstoffe bewirkt, daß Licht des Wellenlängen-Bereiches von 310nm in einen Wellenlängenbereich um 430nm verschoben wird.

Wenn Elektronen den Szintillator durchqueren, werden Hüllenelektronen des Polystyrols angeregt und kehren mittels Fluoreszenz (oder Phosphoreszenz) in ihren energetischen Grundzustand zurück¹³. Das hierbei vom Polystyrol emittierte UV-Licht wird von den Farbstoffen in den sichtbaren Bereich verschoben.

In Abbildung 2.4 ist neben den relevanten Absorptions- und Emissionsspektren die Abschwächlänge¹⁴ X_A in SCSN-38 für einige Wellenlängen angegeben. Es ist davon auszugehen, daß die Abschwächlänge X_A für das vom Polystyrol und vom Farbstoff b-PDB emittierte Licht (Maxima bei 325nm bzw. 366nm), das in den Wellenlängenbereich für Absorption bei den beiden Farbstoffen des Szintillators fällt (Maxima bei 305nm bzw. 360nm), die Größenordnung 0.1mm nicht überschreitet. Nimmt man also für den Wellenlängenbereich zwischen 300nm und 375nm für die Abschwächlänge $X_A \simeq 0.3\text{mm}$ an, wird das vom Polystyrol und vom Farbstoff b-PDB emittierte Licht nach einer Wegstrecke im SCSN-38 von $3X_A \simeq 0.9\text{mm}$ um den Faktor $1/e^3 = 0.05$ abgeschwächt, wogegen das vom zweiten Farbstoff BDB emittierte Licht (Maxima bei 405nm und 435nm) mit nur geringer Abschwächung den gesamten Szintillator durchqueren kann. Es wird deutlich, daß die Farbstoffe dazu dienen, das von den Elektronen im Polystyrol erzeugte Licht in einen Wellenlängen-Bereich zu verschieben, für den der Szintillator weitgehend transparent ist.

Die Wirkung eines Elektrons, das den Szintillator durchquert, läßt sich nach den obigen Betrachtungen folgendermaßen beschreiben:

Längs der Bahn des Elektrons durch den Szintillator kann man sich einen Zylinder von ca. 0.9mm Radius vorstellen, und innerhalb dieses Zylinders kann an jedem beliebigen Punkt durch Wechselwirkung mit dem 2. Farbstoff BDB Szintillationslicht einer Wellenlänge entstehen, das den Szintillator durchqueren kann. Die weitere Ausbreitung dieses Lichtes im Szintillator wird im wesentlichen durch die geometrische Optik bestimmt.

Der Brechungsindex von SCSN-38 beträgt $n_{S_z} = 1.59$ [Kam83]. Für die Grenzfläche Szintillator - Luft ergibt sich damit der Grenzwinkel für Totalreflexion α_T nach dem Gesetz von Snellius [Flü56]:

$$\alpha_T = \arcsin\left(\frac{1}{n_{S_z}}\right) \quad (2.13)$$

$$\alpha_T = 39^\circ$$

Wenn Licht, das mit einem größeren Einfallswinkel als 39° auf die Grenzfläche Szintillator - Luft trifft, wird es totalreflektiert. Bei kleinerem Einfallswinkel läßt sich mit Hilfe der Fresnel'schen Formeln berechnen, welcher Anteil austritt und welcher reflektiert wird.

¹³Eine genaue Beschreibung der beim Plastikszintillator SCSN-38 auftretenden Fluoreszenz- bzw. Phosphoreszenzphänomene befindet sich bei [Kas90].

¹⁴Wenn sich Licht in einem Medium ausbreitet, nimmt seine Intensität $I(x)$ exponentiell mit dem im Medium zurückgelegten Weg x ab:

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{X_A}\right)$$

Die Abschwächlänge X_A gibt die im Medium zurückgelegte Strecke an, nach der die Intensität des Lichtes um den Faktor $1/e$ gesunken ist.

Aus den Berechnungen, die von [Pic89,Pic90] für einen von Luft umschlossenen Plastikszintillator (SCSN-38) durchgeführt wurden, haben sich zwei interessante Folgerungen aus den Reflexionseigenschaften der Grenzschicht Szintillator – Luft ergeben, die an dieser Stelle erwähnt werden sollen:

1. In einem quaderförmigen Szintillator, innerhalb dessen an beliebiger Stelle isotrop Licht emittiert wird, wird ein erheblicher Anteil (33 %) des Lichtes immer totalreflektiert und bleibt somit in dem Szintillator eingeschlossen.
2. Da nur Licht, daß mit einem Einfallswinkel $\alpha_1 \leq \alpha_T$ auf die Grenzfläche Szintillator – Luft trifft, aus dem Szintillator austreten kann, gilt auch umgekehrt, daß aus dem Medium Luft mit einem Winkel α_0 auf diese Grenzfläche treffendes Licht nur mit einem Eintrittswinkel $\alpha_2 \leq \alpha_T$ in den Szintillator eintreten kann. Das führt dazu, daß von außen durch eine Grenzfläche (1) in den Szintillator eintretendes Licht an einer zur Grenzfläche (1) senkrechten Grenzfläche (2) wegen $\alpha_3 = 90^\circ - \alpha_2 > \alpha_T$ immer totalreflektiert wird, dagegen aber niemals an einer zur Grenzfläche (1) parallelen Grenzfläche (3) totalreflektiert wird (siehe Abb. 2.5)

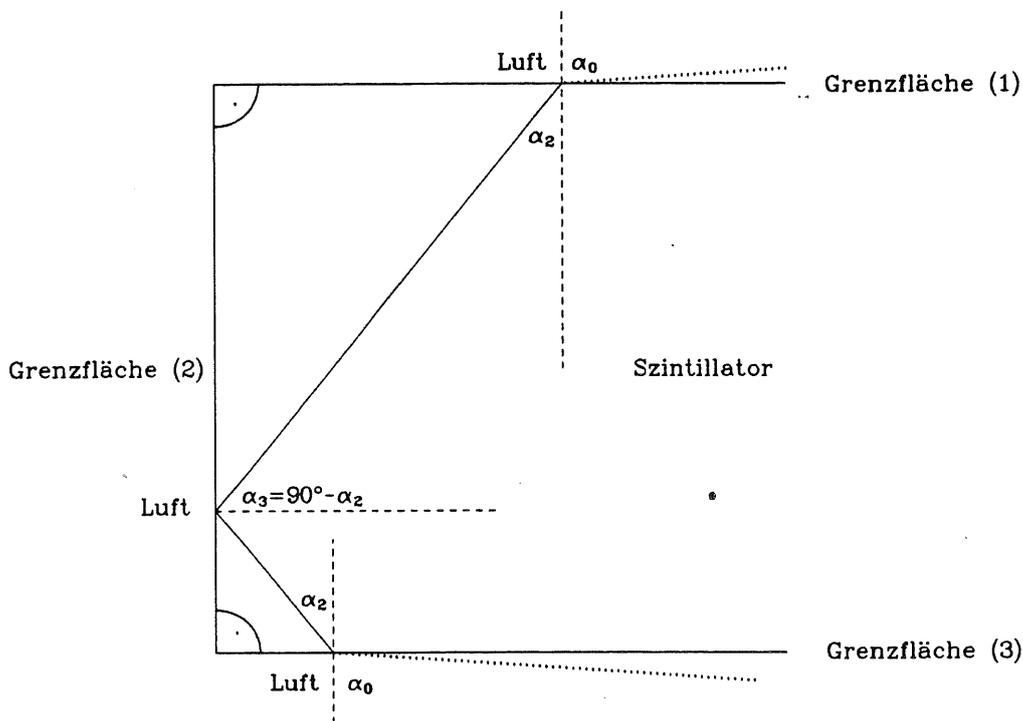


Abb. 2.5: Reflexionsverhalten der Grenzschicht Luft – Szintillator

Dargestellt ist ein möglicher Strahlenverlauf in Luft bzw. SCSN-38 von Licht, das fast parallel zur Grenzfläche (1) auf die Grenzschicht Luft – Szintillator trifft und sich mit annähernd maximalem Eintrittswinkel α_2 im Szintillator weiter ausbreitet. An der Grenzfläche (2) wird dieses Licht wegen $\alpha_3 = 90^\circ - \alpha_2 > \alpha_T$ immer totalreflektiert, wogegen es an der Grenzfläche (3) den Szintillator wegen $\alpha_2 \leq \alpha_T$ wieder verlassen kann. Der Lichtweg ist in beiden Richtungen möglich.

Das Licht, das sich im Szintillator mit einer Abschwächlänge von ca. 91 cm (siehe Abb. 2.4) ausbreiten kann, soll möglichst vollständig an den beiden Auslekanten in die Wellenlängenschieber eintreten können. Der Lichtaustritt an den anderen Oberflächen des Szintillators soll dagegen möglichst stark unterdrückt werden.

Um den Lichtverlust an den Stellen des Szintillators, an denen nicht ausgelesen wird, zu verringern, werden zum einen durch eine dünne Luftschicht an der Oberfläche des Szintillators optimale Bedingungen für Totalreflexion geschaffen, so daß möglichst wenig Licht den Szintillator verlassen kann, und zum anderen kann ein Großteil des Lichtes, das den Szintillator verlassen hat, durch gute Reflexionsbedingungen wieder in den Szintillator zurückreflektiert werden.

Entsprechend diesen Anforderungen ist der Szintillator vollständig (mit Ausnahme der Auslekanten) mit diffus reflektierendem Tyvepapier belegt worden. Dieses Reflektormaterial sorgt durch seine rauhe Oberflächenbeschaffenheit und der damit verbundenen geringen Auflagefläche auf den Szintillator für eine ausreichende Luftschicht an der Oberfläche des Szintillators und besitzt darüber hinaus gute Reflexionseigenschaften (siehe [Eis90]). An den Stellen, wo der Szintillator Kontakt mit dem Reflektorpapier hat, geht die Totalreflexion weitgehend verloren.

Wenn im Szintillator Licht der Gesamtintensität I_0 isotrop emittiert wird, kann — gemäß den oben geschilderten Bedingungen für Totalreflexion— nur ein bestimmter Anteil dieses Lichtes den Szintillator an den beiden mit Reflektorpapier belegten Flächen¹⁵ verlassen. Dieser Anteil $I_{<}$ berechnet sich mit

$$I_{<} = I_0 \cdot \frac{2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\alpha_T} d\vartheta \sin\vartheta}{4\pi} \quad (2.14)$$

zu $I_{<} = 0.22 \cdot I_0$; das heißt, maximal 22 % des emittierten Lichtes kann durch das Reflektorpapier beeinflusst werden.

Die Größe des Reflektorpapierbereiches F , auf den dieser Anteil von 22 % des isotrop emittierten Lichtes nach dem (ersten) Austritt aus dem Szintillator trifft, ist im wesentlichen durch den Winkel für Totalreflexion α_T beschränkt¹⁶ und hängt von der Entfernung x des Emissionspunktes des Lichtes von der Grenzfläche ab, wobei diese Entfernung zwischen $x = 0 \text{ mm}$ und der Szintillatordicke $x = d_{S_z} = 4 \text{ mm}$ variieren kann. Die Lichtstrahlen, die den Szintillator gemäß den beschriebenen Bedingungen für Totalreflexion an den Flächen verlassen können, bilden zwei Lichtkegel, die jeweils einen Öffnungswinkel $\beta = 2\alpha_T$ haben, deren Spitzen am Ort der Lichtemission liegen und deren Achsen senkrecht zu den Flächen des Szintillators sind (siehe Abb. 2.6).

¹⁵Im folgenden seien nur die Flächen des Szintillators, die parallel zu den Bleiplatten liegen, als Flächen bezeichnet, die anderen als Kanten.

¹⁶Die angestellten Betrachtungen sind mit der Annahme einer idealen, unendlich dünnen Luftschicht durchgeführt worden, da Licht, das mit einem Winkel $\alpha_0 = 90^\circ - d\alpha$ in das Medium Luft eintritt, bei endlicher Dicke des Luftspaltes ohne Einschränkung an beliebiger Stelle auf dem Reflektorpapier reflektiert werden kann, wenn $d\alpha$ nur klein genug ist. Der Anteil des Lichtes, der vom Ort des Durchquerens der Grenzfläche Szintillator – Luft weit entfernte Bereiche des Reflektorpapieres erreichen kann, wird bei abnehmender Tiefe des Luftspaltes jedoch vernachlässigbar gering, wodurch die gemachte Annahme gerechtfertigt wird.

Die Fläche F setzt sich zusammen aus den beiden Kreisflächen F_1 und F_2 , die durch die Schnittpunkte der Lichtkegel mit der Szintillatoroberfläche beschrieben werden und sich folgendermaßen berechnen lassen:

$$\begin{aligned} F_1 &= \pi r_1^2 \quad \text{mit} \quad r_1 = x \tan \alpha_T \quad \text{und} \\ F_2 &= \pi r_2^2 \quad \text{mit} \quad r_2 = (d_{S_z} - x) \tan \alpha_T \quad . \end{aligned}$$

Zusammen ergibt das eine Fläche F von

$$F = \pi \left(x^2 + (d_{S_z} - x)^2 \right) \tan^2 \alpha_T \quad ,$$

die für $x = 0 \text{ mm}$ bzw. $x = 4 \text{ mm}$ ihren maximalen Wert von $F = 0.33 \text{ cm}^2$ annimmt und nur 0.08 % der Gesamtoberfläche des quadratischen Szintillators beträgt.

Auf die lokale Lichtsammelleffizienz $I^{tot}(x, y)$ bei den Koordinaten (x, y) hat also nur ein geringer Bruchteil des Reflektorpapieres Einfluß, und zwar der, der sich in der direkten Umgebung vom Emissionspunkt (x, y) des Lichtes befindet. Bei Berücksichtigung von Mehrfachreflexionen am Reflektorpapier wird auch die Präsenz des weiter entfernten Reflektorpapieres relevant, insbesondere deshalb, weil das durch das Reflektorpapier in den Szintillator zurückreflektierte Licht im Szintillator an der gegenüberliegenden Fläche nicht durch Totalreflexion weitertransportiert wird, sondern wiederum die Grenzfläche Szintillator – Luft durchqueren kann (siehe Abb. 2.5). Wegen des Intensitätsverlustes, der mit jeder Reflexion am Reflektorpapier verbunden ist, nimmt jedoch die Bedeutung des Reflektorpapieres für die lokale Lichtsammelleffizienz $I^{tot}(x, y)$ mit seiner Entfernung vom Emissionspunkt (x, y) des Lichtes rasch ab.

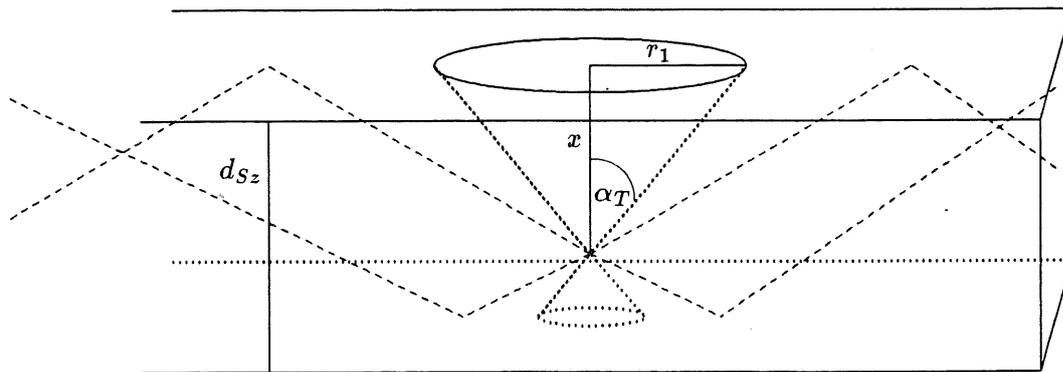


Abb. 2.6: Totalreflexion im Szintillator SCSN-38

Nur Licht, das mit einem Winkel $\beta < \alpha_T$ auf die Flächen des Szintillators trifft, kann ihn verlassen (Licht, das in den Lichtkegel emittiert wird). Für $\beta \geq \alpha_T$ findet Totalreflexion statt (gestrichelte Linien).

x ist die Entfernung des Emissionspunktes des Lichtes von der Oberfläche des Szintillators, r_1 der Radius der kreisförmigen Schnittfläche des oberen Kegels mit der oberen Fläche des Szintillators und d_{S_z} die Dicke des Szintillators.

Da nach den Gesetzen für Totalreflexion der Übergang von Licht aus dem Medium Luft in das Medium Szintillator stets mit einem Eintrittswinkel $\alpha_E \leq \alpha_T$ erfolgt, würde das vom Reflektormaterial durch die dünne Luftschicht in den Szintillator zurückreflektierte Licht bei der in den BEMC-Modulen gegebenen Auslesegeometrie an allen Ausleseflächen immer totalreflektiert (siehe Punkt 2. auf Seite 22 und Abb. 2.5) und könnte somit niemals einen Beitrag zum Energiesignal liefern, wenn die weitere Ausbreitung des Lichtes im Szintillator nur durch die Reflexionseigenschaften der Grenzfläche Szintillator – Luft bestimmt wäre. Deshalb ist es geradezu von essentieller Bedeutung für die Möglichkeit, durch die guten Reflexionseigenschaften des Reflektorpapieres die Lichtausbeute zu erhöhen, daß die durch die rauhe Oberflächenstruktur des Reflektorpapieres entstehende Luftschicht zwischen Szintillator und Reflektorpapier durch eine endliche Auflagefläche unterbrochen wird. An den Stellen, wo das Reflektorpapier mit dem Szintillator in Kontakt ist, kann Licht von dem Reflektorpapier diffus in den Szintillator zurückreflektiert werden, ohne die Grenzfläche Szintillator – Luft (bzw. Luft – Szintillator) durchquert zu haben, so daß im Szintillator auch Eintrittswinkel $\alpha_E > \alpha_T$ möglich werden. Durch diese Reflexionen an der Grenzschicht Szintillator – Reflektorpapier kann auch vom Reflektorpapier in den Szintillator zurückreflektiertes Licht an den Ausleseflächen in die Wellenlängenschieber eintreten und zum Energiesignal beitragen¹⁷.

Die obigen Betrachtungen rechtfertigen die Vorgehensweise, das Reflektorpapier durch lokale Schwärzungen in seiner Reflexionsfähigkeit einzuschränken und dadurch die Lichtsammelleffizienz in der Nähe dieser Schattierungen zu senken. Es ist zu erwarten, daß diese Schwärzungen im wesentlichen einen lokalen Effekt hervorrufen, aber da wegen des doch in gewissem Umfang vorhandenen Kontaktes von Reflektorpapier und Szintillator auch Licht beliebigen Einfallswinkels α — also auch $\alpha > \alpha_T$ — von dem Reflektorpapier diffus reflektiert werden kann, ist auch eine gewisse Fernwirkung wahrscheinlich.

Die nicht-totalen Reflexionen an der Grenzfläche Szintillator – Luft, die diffusen Reflexionen am Reflektorpapier und der im Szintillator zurückgelegte Weg sind die Ursachen dafür, daß nur ein kleiner Teil des von dem Elektron im Szintillator erzeugten Lichtes an den Auslekanten in einen der Wellenlängenschieber eintreten kann.

Das verwendete Wellenlängenschiebermaterial ist nach seinem Farbstoff Y-7 benannt. Dieser Farbstoff im Wellenlängenschieber hat vergleichbare Aufgaben wie die Farbstoffe im Szintillator. Da das Licht, das in den Wellenlängenschieber eintritt, eine Vorzugsrichtung hat, muß es vom Farbstoff absorbiert werden, um dann isotrop wieder abgestrahlt werden zu können. Außerdem verschiebt der Farbstoff die Wellenlänge des ankommenden Lichtes in einen Bereich, in dem es sich im Wellenlängenschieber sehr gut ausbreiten kann.

Die wesentlichen Abhängigkeiten der lokalen Lichtsammelleffizienz $I^{tot}(x, y, z)$ sind damit:

1. Je weiter von den Wellenlängenschiebern entfernt ein Elektron den Szintillator durchquert, desto weniger Licht wird diese Wellenlängenschieber erreichen — gemäß der exponentiellen Abnahme der Lichtintensität mit der Abschwächlänge X_A .
2. Schwärzungen des Reflektorpapieres haben auf die Lichtsammelleffizienz weitgehend lokalen Einfluß, wobei in geringerem Maße auch eine Fernwirkung zu erwarten ist.

¹⁷Es ist wegen des (wenn auch geringen) Überlappes von Emissions- und Absorptionsspektrum des Farbstoffes BDB (siehe Abb. 2.4) ebenfalls denkbar, daß von diesem Farbstoff emittiertes Licht von anderen Molekülen des selben Farbstoffes absorbiert und erneut isotrop emittiert wird. Auch durch diesen Prozess kann vom Reflektorpapier in den Szintillator zurückreflektiertes Licht im Szintillator eine Richtungsänderung derart erfahren, daß es an den Ausleseflächen den Szintillator verlassen kann.

3. Für eine geringe Entfernung von den auslesenden Wellenlängenschiebern ist die Wirkung der Schattierungen auf der Reflektorfolie stärker als für große Entfernungen, da das reflektierte Licht nur bei einer geringen Anzahl von Reflexionen an den Reflektorfolien einen signifikanten Beitrag zum Lichtsignal liefern kann.
4. Je geringer der Abstand der Szintillatorplatte von den Photodioden ist, — dies entspricht einem kürzeren Lichtweg im Wellenlängenschieber — desto stärker wird das Photodiodensignal sein.

2.6 Die Ergebnisse der Untersuchungen zur Lichtsammel-effizienz an den quadratischen Szintillatorplatten der BEMC-Module

Um das Kapitel Grundlagen zu vervollständigen, sollen die relevanten Ergebnisse der Messungen an den Quadrat-Modulen aus [Eis90] vorgestellt werden¹⁸.

Eine quadratische Szintillatorplatte ist mit UV-Licht an verschiedenen Stellen des Szintillators entsprechend einem Raster von 9 mal 11 Meßpunkten angeregt worden. Die Platte wurde an einer Schmalseite — also durch 2 der 4 Wellenlängenschieber — ausgelesen. Die Signale der beiden anderen Photodioden bzw. Wellenlängenschieber lassen sich aus Symmetrieüberlegungen ableiten. Die relevante Größe I^{tot} ist die Summe der vier Einzeldiodensignale I^{D_i} ; $i = 1, \dots, 4$. Mit Hilfe eines Höhenliniendiagramms, das aus den Summen I^{tot} erstellt wurde, lassen sich Minima und Maxima der Lichtsammel-effizienz ablesen. Abbildung 2.7.a zeigt das Höhenliniendiagramm, das aus den Meßdaten ohne jede Schattenstruktur, also mit weißem Reflektorpapier, gewonnen wurde. Die Erwartung, daß die Signale direkt vor den Wellenlängenschiebern am höchsten sind, wird bestätigt.

Die Schattenstruktur, die aus den Untersuchungen als optimal homogenisierend hervorgegangen ist, besteht aus zwei streifenförmigen Schwärzungen der Graustufe 100 % (siehe Abb. 2.7.b), die sich an den Stellen des Reflektorpapieres befinden, die den Intensitätsmaxima des Höhenliniendiagrammes aus Abbildung 2.7.a entsprechen. Die Maxima werden durch diese Schattenstruktur weitgehend kompensiert (siehe Abb. 2.7.c).

Gemäß den in Kapitel 2.5 ausgesprochenen Erwartungen zeigt sich, daß die Strukturen auf dem Reflektorpapier die Lichtsammel-effizienz lokal stark verringern (ca. 25 %) und in geringerem Maße auch eine Fernwirkung haben. Auch die Summensignale von Meßpunkten in der Mitte der Szintillatorplatte, die sich in einem Abstand von mehreren Zentimetern von den angebrachten Schattenstrukturen befinden, haben durch die Schattenstruktur um ca. 10 % abgenommen.

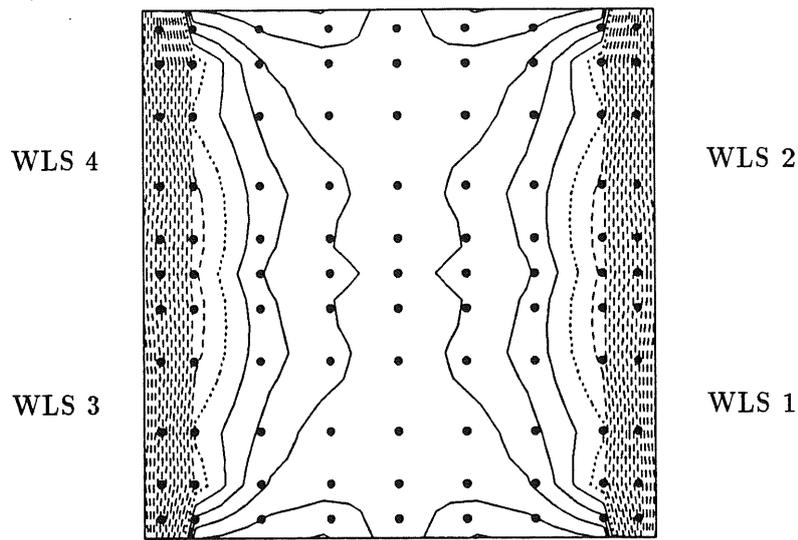
Die Homogenität¹⁹ der Summensignale konnte durch die gefundene Abschattungsstruktur von 4.5 % auf 1.1 % verbessert werden, die Lichtausbeute²⁰ der Szintillatorplatte wird jedoch durch die partielle Abschattung des Reflektorpapieres um ca. 15 % reduziert.

Wegen der symmetrischen Lage aller 4 Wellenlängenschieber zur Plattenmitte sind die Gewichtungsfaktoren der Einzeldiodensignale beim Quadrat-Modul identisch gleich "1".

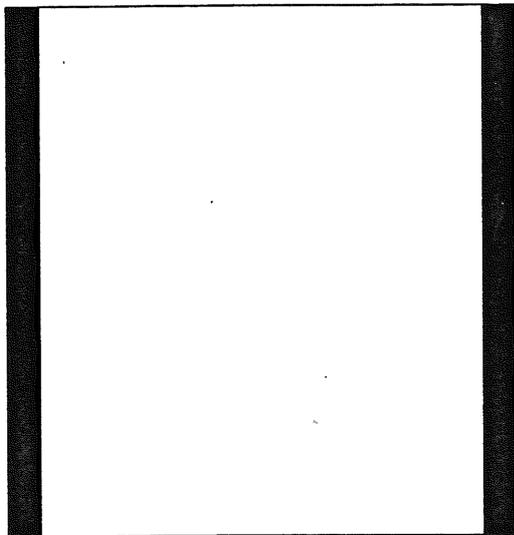
¹⁸ Der Versuchsaufbau wird in Kapitel 3.1 beschrieben.

¹⁹ Eine genaue Definition der Homogenität wird in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 3. gegeben.

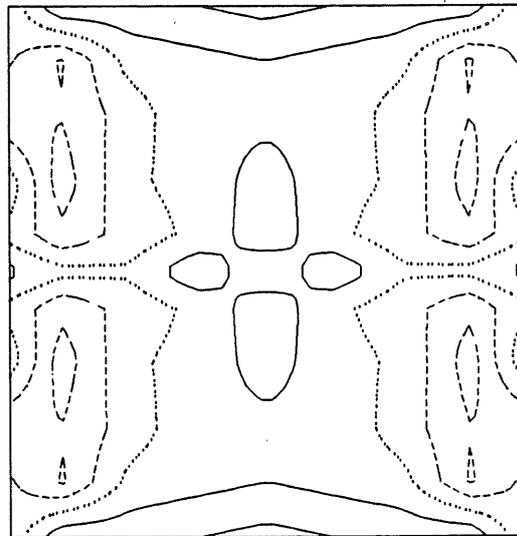
²⁰ Eine genaue Definition der Lichtausbeute wird in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 2. gegeben.



a. Höhenliniendiagramm ohne Struktur



b. Schattenstruktur (100 %)



c. Höhenliniendiagramm mit Struktur

Abb. 2.7: Die laterale Abhängigkeit der Lichtsammelleffizienz des quadratischen Szintillators

- = Höhenlinie für den Mittelwert der Summensignale
- = Linien höher als der Mittelwert im Abstand von 1 %
- = Linien kleiner als der Mittelwert im Abstand von 1 %
- = Meßpunkte

Reflektor- Papier	Lichtausbeute ^a L_{Qu}	Homogenität ^b H in % $H = \sqrt{\langle (I_{Qu}^{tot})^2 \rangle - \langle I_{Qu}^{tot} \rangle^2}$
weiß	1.00	4.5
strukturiert	0.85	1.1

^aEine genaue Definition der Lichtausbeute wird in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 2. gegeben.

^bEine genaue Definition der Homogenität wird in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 3. gegeben.

Um die z -Abhängigkeit der Lichtsammelleffizienz zu analysieren, sind 5 Meßpunkte auf dem Szintillator — also in der x - y -Ebene — an verschiedenen Positionen relativ zu den Wellenlängenschiebern — also auf der z -Achse — untersucht worden. Die Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen (siehe hierzu Abb. 2.8):

- Die z -Abhängigkeiten der 5 Meßpunkte mit verschiedenen x - y -Koordinaten unterscheiden sich nur unwesentlich.
- Bei Messungen mit weißem Wellenlängenschieber-Reflektorpapier ergibt sich für die Szintillatorplatten, die sich in der Nähe der Photodioden befinden, ein starkes Signalmaximum (gestrichelte Linie).
- Eine Schattenstruktur für das Wellenlängenschieber-Reflektorpapier konnte gefunden werden (oberes Bild), die die z -Abhängigkeit von $\pm 17\%$ auf $\pm 6\%$ reduziert (ungefüllte Symbole), wobei die noch verbleibenden Inhomogenitäten bei den ersten und den letzten Szintillatorplatten liegen.
- Die beiden Einzeldiodensignale haben über weite Bereiche einen sehr ähnlichen Verlauf (ungefüllte viereckige Symbole). Der Quotient der Einzeldiodensignale (gefüllte Kreise) weicht um ca. 2.5% im vorderen und hinteren Bereich von den Werten im mittleren Bereich des Wellenlängenschiebers ab.
- Da sich die Wellenlängenschieber der verschiedenen Modulformen um maximal 1 cm in der Breite unterscheiden, wurde diese Schattenstruktur der Wellenlängenschieber-Reflektorpapiere nicht nur für das quadratische Modul, sondern auch für die Wellenlängenschieber der exotischen Modulformen vorgesehen. Alle im folgenden beschriebenen Messungen an den exotischen Modulformen wurden daher mit diesen Schattenstrukturen auf den Wellenlängenschieber-Reflektorpapieren durchgeführt.

Da in den ersten und letzten Szintillatorplatten nur wenig Energie deponiert wird (siehe die Schauerprofile aus Abb. 2.1 auf Seite 9), verringert sich für diese Szintillatorplatten der Einfluß auf die Energiebestimmung des BEMC-Kalorimeters, und die z -Abhängigkeit der Lichtsammelleffizienz ist durch die gefundene Schattenstruktur auf den Reflektorpapieren der Wellenlängenschieber ausreichend reduziert.

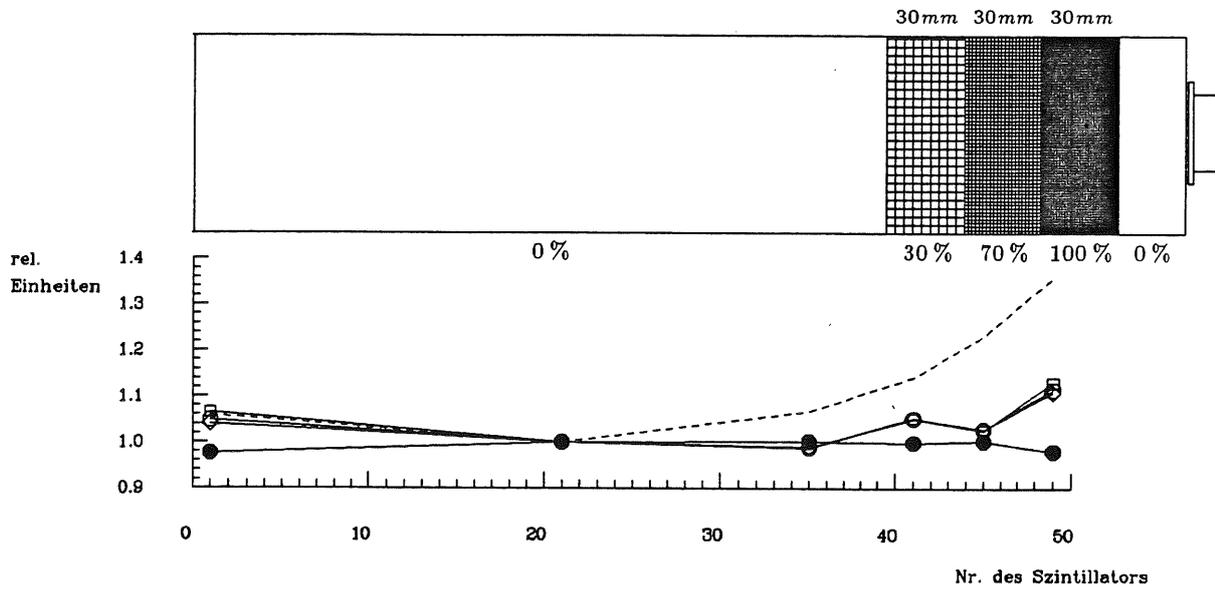


Abb. 2.8: Schattenstruktur für die Reflektorpapiere der elektromagnetischen Wellenlängenschieber

Oben: Diese Schattenstruktur wurde durch Untersuchungen an den Quadrat-Modulen als optimal homogenisierend gefunden und ist für die Wellenlängenschieber-Reflektorpapiere aller 5 Modulformen des BEMC-Kalorimeters vorgesehen.

Unten: Die z -Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz konnte von $\pm 17\%$ (gestrichelte Linie) auf $\pm 6\%$ (ungefüllte Symbole; viereckig/Einzeldiodensignale, rund/Summensignal) verringert werden. Der Quotient der Einzeldiodensignale (gefüllte Kreise) weicht für die Meßpunkte mit dem kleinsten und dem größten z -Wert um ca. 2.5% von den anderen Meßwerten ab.

Es sind die Meßdaten für den Punkt $(x, y) = (0, 2.6) \text{ cm}$ aufgetragen, die auf den jeweiligen Wert für die 21. Szintillatorplatte normiert sind [Eis90].

Kapitel 3

Experimentelle Methoden

3.1 Der Meßaufbau

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Lichtsammelleffizienz einzelner Szintillatorplatten der vier exotischen Modulformen zu homogenisieren. Da die Fertigungstoleranzen der Szintillatorplatten so gering sind, daß sich Unterschiede in den Lichtsammelleigenschaften der Platten gleicher Form vernachlässigen lassen, ist es gerechtfertigt, die an einer Szintillatorplatte gemessene Lichtsammelleffizienz als identisch bei allen Szintillatorplatten der selben Modulform anzunehmen [Sci90].

Da es nicht möglich ist, die für die Homogenisierung der Lichtsammelleffizienz notwendigen Untersuchungen mit Elektronen am DESY-Teststrahl durchzuführen (großer technischer und zeitlicher Aufwand), mußte auf eine alternative Möglichkeit der Anregung der Szintillatorplatten zurückgegriffen werden. Bei [Scr89,Eis90] wurden gute Erfahrungen mit der Anregung von Szintillatorplatten durch das UV-Licht einer Xenon-Blitzlampe gemacht, daher ist diese Xenon-Blitzlampe¹ auch für die Untersuchungen an den exotischen Modulformen verwendet worden.

Im Gegensatz zu Elektronen, die Anregungen längs der gesamten Tiefe des Szintillators erzeugen (Volumeneffekt), ist UV-Licht nach einer Eindringtiefe von einigen hundert μm weitgehend absorbiert (siehe Abb. 2.4 auf Seite 20), und die Anregung findet praktisch nur an der Oberfläche des Szintillators statt (Oberflächeneffekt). Nach bisherigen Erfahrungen [Scr89,Eis90] und den theoretischen Vorstellungen über die Lichtausbreitung im Szintillator (siehe Kap. 2.5) ist dieser Unterschied zwischen der Meßanordnung im Labor und den realen Verhältnissen in den BEMC-Modulen jedoch vernachlässigbar.

Die Verbesserung der Homogenität soll durch eine geeignete Kombination von Schattenstrukturen auf dem die Szintillatoren umgebenden Reflektorpapier einerseits und Gewichtungsfaktoren für die Einzeldiodensignale andererseits erreicht werden. Für die Meßanordnung leiten sich hieraus folgende Anforderungen ab:

- Die Szintillatorplatten müssen so untersucht werden, daß die Randbedingungen, die für die Lichtsammlung von Bedeutung sind, mit den entsprechenden Randbedingungen in den BEMC-Modulen vergleichbar sind.

¹HAMAMATSU L2188

- Eine ausreichende Anzahl von Meßpunkten muß gewährleisten, daß ein aussagekräftiges Ortsprofil der Lichtsammelleffizienz erstellt werden kann.
- Es muß mit angemessenem Aufwand möglich sein, mit verschiedenen Schattenstrukturen auf dem Reflektorpapier vor und hinter dem Szintillator die Homogenität der Summensignale zu untersuchen.

Unter Homogenisierung der Lichtsammelleffizienz soll im folgenden stets die Homogenisierung der arithmetischen² Summe I^{*tot} der M mit den Faktoren α_i ; $i = 1, \dots, M$ gewichteten Einzeldiodensignale I^{D_i} ; $i = 1, \dots, M$ verstanden werden, wobei M die Anzahl der Einzeldiodensignale der untersuchten Modulform ist:

$$I^{*tot} = \sum_{i=1}^M \alpha_i \cdot I^{D_i} \quad (3.1)$$

Im Gegensatz zu den Summen I^{*tot} , die wegen der Homogenität der Energiebestimmung eine möglichst gute Homogenität haben sollen, ist für die Einzeldiodensignale I^{D_i} zur Optimierung der intrinsischen Ortsauflösung des BEMC eine starke Inhomogenität von Vorteil.

Aus mechanischen Gründen hat es sich als praktisch erwiesen, die zu untersuchenden Szintillatoren im Versuchsaufbau jeweils nur an einer Schmalseite mit Wellenlängenschiebern auszulesen. Die Instabilität eines Aufbaus mit mehr als 2 Wellenlängenschiebern hätte die Reproduzierbarkeit der Messungen sicherlich erheblich beeinträchtigt. Daher wurde jede Auslesekannte einzeln vermessen, wodurch sich der Meßaufwand erhöht hat. Bei den Modulen mit symmetrischen Auslesekannten, wie beim Quadrat- und dem großen Dreieck-Modul, ist nur eine Kante gemessen worden, da sich die Signale der anderen Wellenlängenschieber aus Symmetrieüberlegungen ergeben.

Für die Untersuchungen an den exotischen Modulformen wurde bedrucktes Tyvecpapier in 11 verschiedenen Graustufen (von ganz weiß (0%) bis ganz schwarz (100%)) verwendet, und für die Testmessungen der verschiedenen Schattenstrukturen zur Optimierung der Homogenität der Lichtsammelleffizienz wurden die entsprechenden Graumuster ausgeschnitten und auf das weiße Reflektorpapier aufgeklebt³. Es wurde darauf geachtet, daß ein Kleber⁴ verwendet wird, der kein Lösungsmittel enthält, das die optischen Eigenschaften des Szintillators beeinträchtigen könnte. Für die Serienherstellung der Stacks ist Tyvecpapier mit aufgedruckten statt aufgeklebten Schwärzungen verwendet worden.

Die Meßanordnung im Labor gliedert sich in drei Bereiche:

1. Die UV-Lichtquelle inklusive Lichtleiter
2. Der optische Teil des Aufbaus mit Szintillator und Wellenlängenschiebern
3. Die elektronische Verarbeitung der Lichtsignale mit Photodioden und Vorverstärkern

²Die Verwendung von geometrischen Summen für die Lichtsammelleffizienz wurde nicht untersucht.

³Das gleiche gilt auch für die Untersuchungen an dem Quadrat-Modul bei [Eis90].

⁴Als Kleber ist ein Pritt-Stift der Firma Henkel verwendet worden.

3.1.1 Die UV-Lichtquelle

Für die durchgeführten Messungen wurde als UV-Lichtquelle eine Xenon-Blitzlampe verwendet, die ca. 25 UV-Blitze pro Sekunde erzeugt. Diese Lampe hat sich bereits bei der Entwicklung des Monitor-Systems für das BEMC [Scr89] und bei den Untersuchungen an den Quadrat-Modulen [Eis90] gut bewährt. Aufbau und Funktionsweise der Xenon-Blitzlampe werden ausführlich bei [Scr89] beschrieben.

In Kombination mit zwei Filtern⁵ liefert die Lampe ein kontinuierliches Spektrum zwischen 320nm und 385nm (siehe Abb. 3.1). Ein Vergleich mit den Absorptionsspektren der Komponenten des Szintillators in Abbildung 2.4 auf Seite 20 zeigt, daß das UV-Licht der Xenon-Blitzlampe vom 2. Farbstoff (BDB) sehr gut absorbiert wird. Da nur das von diesem Farbstoff emittierte Licht im Szintillator eine ausreichend große Abschwächlänge besitzt, um den Szintillator durchqueren zu können (siehe Kap. 2.5), ist dieses Licht für die Lichtsammeleffizienz entscheidend, und für die Ausbreitung dieses Lichtes spielt es keine Rolle, ob es durch Elektronen oder durch Anregung mit UV-Licht entstanden ist. Insofern ist die Anregungsmethode mit UV-Licht gerechtfertigt.

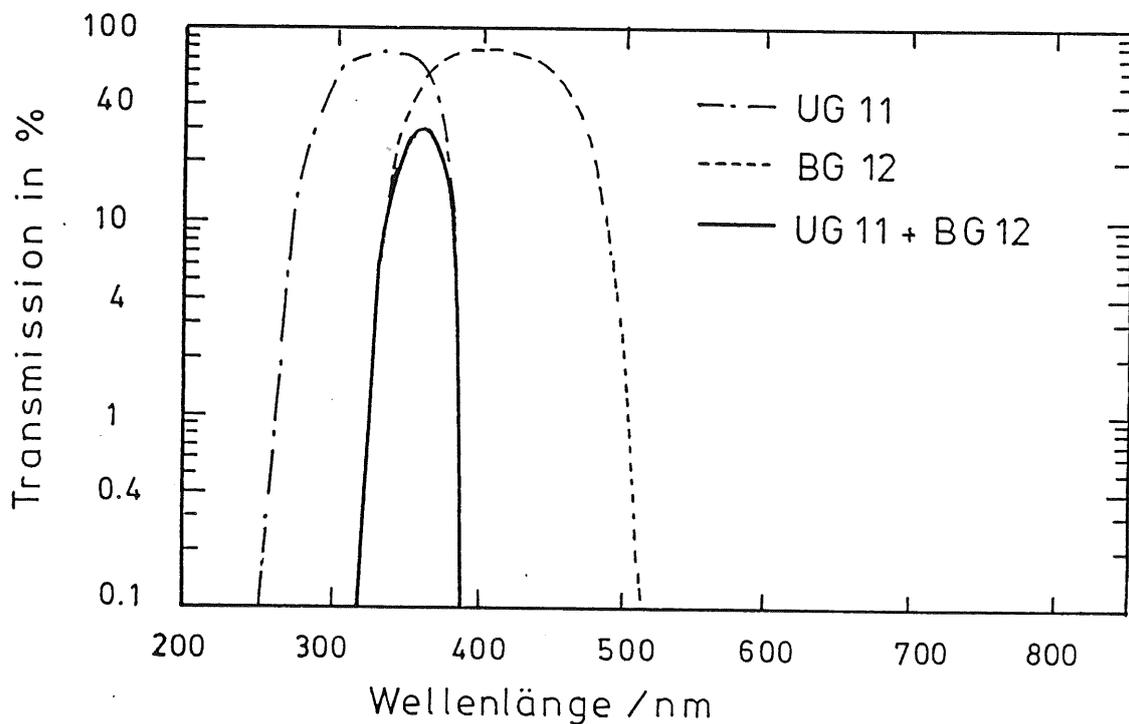


Abb. 3.1: Emissionsspektrum der Xenon-Blitzlampe

Das kontinuierliche Spektrum der Xenon-Blitzlampe ist durch die Filter UG 11 und BG 12 auf einen kleinen Wellenlängenbereich zwischen 320nm und 385nm eingeschränkt (durchgezogene Kurve) [Scr89].

⁵Es handelt sich um die Filter UG 11 und BG 12 von der Firma Spindler & Hoyer.

An die Xenon-Blitzlampe sind zwei Quarz-Glas-Fasern⁶, (Durchmesser $200\mu\text{m}$) angekoppelt. Die Enden, an denen das Licht aus den Fasern austritt, sind in Hohlstopfen so fixiert, daß eine reproduzierbare Einkopplung des UV-Lichtes in den Szintillator möglich ist.

Eine der Fasern ist mit ihrem Hohlstopfen dauerhaft fest an einem kleinen Szintillator befestigt, der mit einer Photodiode⁷ ausgelesen wird. Diese Faser wird als Referenz-Faser bezeichnet und dient zur Beobachtung der Blitz-Intensität der Xenon-Lampe. Im Gegensatz zur Referenz-Faser ist die zweite Faser beweglich, um das UV-Licht an verschiedenen Meßpunkten in den zu untersuchenden Szintillator einkoppeln zu können. Die Quarz-Glas-Fasern sind gegen Außenlicht abgeschirmt und so verlegt, daß sie einerseits möglichst wenig bewegt zu werden brauchen und andererseits kleine Krümmungsradien vermieden werden, da die Lichtleitfähigkeit dieser Fasern schon durch geringe mechanische Beanspruchung beeinträchtigt werden kann [Fle90a]. Deshalb ist auch die Stabilität der Lichtleitfähigkeit der beweglichen Quarz-Faser durch wiederholte Messung eines Referenz-Meßpunktes beobachtet worden. Jeweils nach 10 Meßpunkten wurde der Szintillator an dem Referenz-Meßpunkt angeregt und die zeitliche Stabilität der beiden Wellenlängenschiebersignale überprüft (siehe auch Abb. 4.2 unten auf Seite 49).

3.1.2 Der mechanische Aufbau

Die lichtempfindlichen Komponenten des Aufbaus, das heißt der Szintillator, die Wellenlängenschieber sowie die Photodioden befinden sich in einer lichtdichten Box aus Aluminium. Auch die Vorverstärker⁸ sind in der Aluminium-Box untergebracht, um durch möglichst kurze Anschlußkabel von den Photodioden zu den Vorverstärkern das Rauschen zu minimieren (Kabelkapazität). Die Lichtquelle und die weitere Ausleseelektronik stehen außerhalb der Box (siehe Abb. 3.2).

Die Aluminium-Box dient für die lichtempfindlichen Komponenten des Versuchsaufbaus zur Abschirmung von Außenlicht und enthält die Grundplatte mit den Wellenlängenschiebern, die Lochmaske mit dem Szintillator und die Vorverstärker.

Die Grundplatte hat zwei Aufgaben zu erfüllen. Zum einen soll sie die Wellenlängenschieber fixieren, und zum anderen die Möglichkeit bieten, die Szintillatorplatte relativ zu den Wellenlängenschiebern an mehreren Positionen reproduzierbar zu montieren. Dabei sind die fünfzig verschiedenen Positionen zu berücksichtigen, die die Szintillatorplatten im Stack relativ zu den Wellenlängenschiebern einnehmen können.

Die Wellenlängenschieber liegen auf der Basisplatte ($37 \times 23 \times 0.8\text{cm}^3$) und werden mit zwei seitlichen und einer vorderen Begrenzungsplatte aus 4mm dickem Aluminium fixiert (siehe Abb. 3.3 oben). Dabei hängt die Größe dieser Begrenzungsplatten von der Breite der Wellenlängenschieber ab (siehe Tab. 2.1 auf Seite 14). Jede Sorte von Wellenlängenschiebern hat ihr eigenes Paar von seitlichen Begrenzungsplatten, die mit je zwei Schrauben an der Basisplatte befestigt werden. Die Wellenlängenschieber liegen am hinteren Ende, an dem sie leicht gekrümmt und die Photodioden aufgeklebt sind, frei, sind

⁶Es wurde die Faser HCN-MO 200 T-12 verwendet, die von der Firma Ensign-Bickford-Optics-Company hergestellt und von der Firma Laser Components vertrieben wird. Es handelt sich um den gleichen Fasertyp, der auch im Monitor-System des BEMC Verwendung findet [Scr89,Fle90].

⁷Es wurden nur Photodioden des gleichen Typs verwendet, wie sie auch in den BEMC-Modulen installiert sind.

⁸Für die Untersuchungen im Labor sind Vorverstärker vom Typ MICRO-FLA der Firma Silena verwendet worden.

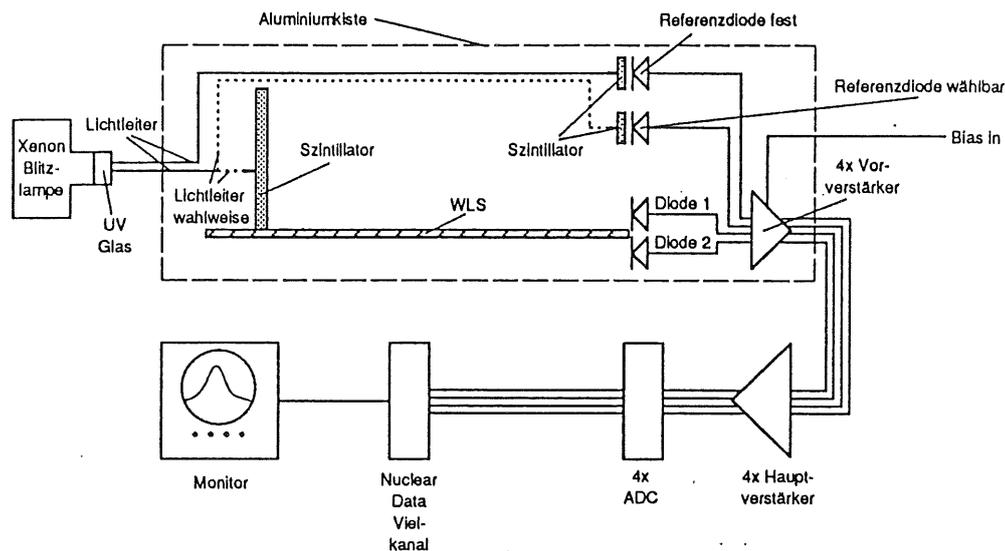


Abb. 3.2: Schematische Skizze des Meßaufbaus [Eis90]

jedoch dadurch ausreichend fixiert, daß sie an den drei anderen Seiten von Begrenzungsplatten gehalten werden.

Die den zu untersuchenden Szintillator enthaltende Lochmaske wird durch zwei Halterungen, die an den Seiten der Basisplatte festgeschraubt sind, in die gewünschte Position zu den Wellenlängenschiebern gebracht. Die Lochmaske wird von oben zwischen den Halterungen eingeschoben und auf die Wellenlängenschieber gedrückt. Dieser Aufbau gewährleistet, daß auch bei der Meßanordnung im Labor zwischen dem Szintillator und den Wellenlängenschiebern ein Abstand von einigen Zehntel Millimetern besteht, der dem durch Nylon-Fäden erzwungenen Luftspalt in den BEMC-Modulen entspricht. Untersuchungen mit diesem Aufbau haben ergeben, daß die Lichtsammeleffizienz nicht von dem Abstand zwischen Szintillator und Wellenlängenschieber abhängt, solange er kleiner als 2mm ist.

Für Untersuchungen zur z -Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz müssen unterschiedliche z -Positionen der Szintillatorplatten im Labor realisierbar sein. Aus mechanischen Gründen konnte an den Seiten der Basisplatte nur für jede zweite z -Positionen der Szintillatorplatten ein Gewinde gefräst werden. Es hat sich jedoch als ausreichend erwiesen, daß jede zweite Position meßbar ist [Eis90].

Bei den Laboruntersuchungen ist für die Wellenlängenschieber, das Wellenlängenschieber-Reflektorpapier, die Aluminium-Kassetten und die Photodioden ausschließlich Material aus der Serienproduktion für die BEMC-Module verwendet worden.

Der zu untersuchende Szintillator wird von einer Lochmaske gehalten, die einerseits den Szintillator relativ zu den Wellenlängenschiebern positionieren und andererseits die Einkopplung des UV-Lichtes in den Szintillator mittels der in Kapitel 3.1.1 beschriebenen

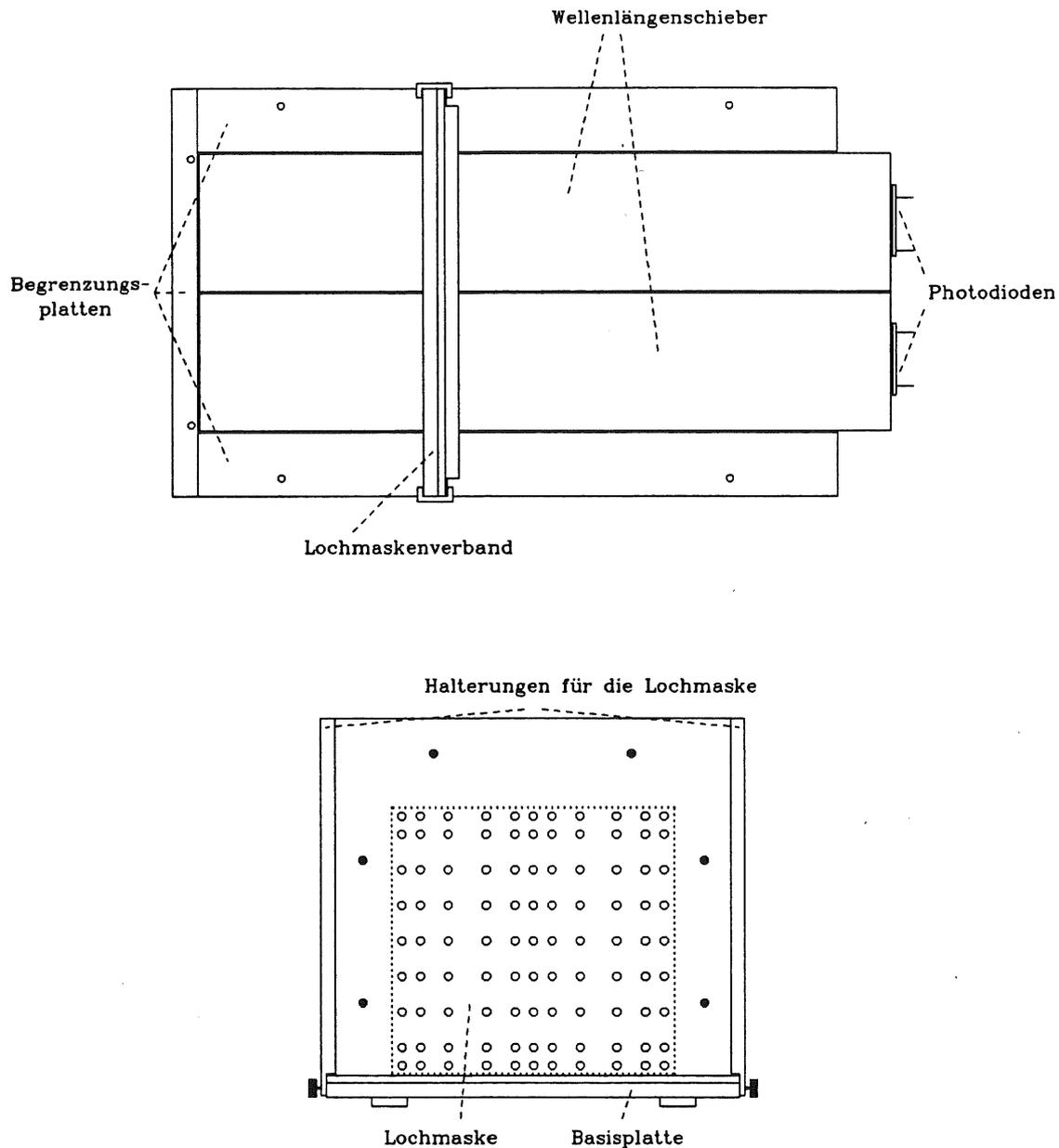


Abb. 3.3: Die Halterungen für Wellenlängenschieber und Szintillatorplatte im Labo-
raufbau

Oben ; Anordnung in Aufsicht: Die Wellenlängenschieber liegen auf der Basisplatte und werden an drei Seiten von Aluminiumplatten gehalten. Der Szintillator steht innerhalb des Lochmaskenverbandes senkrecht auf den Wellenlängenschiebern.

Unten ; Querschnitt: Die Aluminium Halter fixieren die Lochmaske so, daß der Szintillator über einen kleinen Luftspalt in optischem Kontakt mit den Wellenlängenschiebern ist. Die Position der quadratischen Szintillatorplatte (gepunktete Linie), die Schraubenpositionen (gefüllte Kreise) und die Bohrungen in der Frontplatte für die Lichteinkopplung (offene Kreise) sind angedeutet.

Hohlstopfen an den Enden der Quarz-Fasern ermöglichen soll. Gemäß den zu Beginn dieses Kapitels aufgestellten Anforderungen an den Meßaufbau wurde die Lochmaske so konstruiert, daß sie

- durch eine ausreichende Anzahl von geeignet gewählten Meßpunkten, an denen das UV-Licht in den Szintillator eingekoppelt werden kann, gewährleistet, daß ein aussagekräftiges Ortsprofil der Lichtsammeleffizienz über die gesamte Fläche des Szintillators erstellt werden kann und
- die für die Lichtsammlung wichtigen optischen Bedingungen der BEMC-Module so gut simuliert, daß die im Labor erzielten Ergebnisse sich auf die BEMC-Module übertragen lassen.

Um die Beschreibung der Lochmaske begrifflich zu vereinfachen, wird im folgenden stets der Bereich der Lochmaske, an dem der Szintillator von den Wellenlängenschiebern ausgelesen wird, als 'unten' und die Seite, von der das Licht in den Szintillator eingekoppelt wird, als 'vorne' bezeichnet. Abbildung 3.4 zeigt am Beispiel des quadratischen Szintillators den Aufbau der Lochmaske von 'vorne' und von 'unten'.

Die Rückwand aus Aluminium ($23 \times 20 \times 0.8 \text{ cm}^3$), die zur rückwärtigen Begrenzung des Szintillators dient, ist komplett mit Reflektorpapier beklebt. Da bei jedem Kleben darauf zu achten ist, daß die optischen Eigenschaften des Szintillators nicht durch Lösungsmittel oder andere Substanzen im Kleber beeinträchtigt werden, ist das Reflektorpapier an den Kanten der Aluminium-Rückwand — also ohne Kontakt des Klebers mit dem Szintillator — durch kleine Klebestreifen⁹ befestigt worden.

Der Szintillator befindet sich zwischen den beiden Reflektorpapieren, mit denen Front- bzw. Rückwand belegt sind. An der Unterkante, an der die Szintillatorplatte ausgelesen wird, schließt sie mit Front- und Rückwand der Aluminium-Halterung gemeinsam ab, ansonsten liegt sie mittig in der Lochmaske. Gegenüber der Auslekante — also an der Oberkante des Szintillators — befindet sich ein 'Wellenlängenschieberdummy' ($15.68 \times 0.3 \times 0.4 \text{ cm}^3$), der zwar aus Wellenlängenschiebermaterial besteht, aber statt 366 mm nur 4 mm lang ist und den fehlenden Wellenlängenschieber an dieser Kante ersetzt, um die optischen Verhältnisse der BEMC-Module in der Lochmaske optimal zu simulieren. An den Seiten und an der Oberkante werden Szintillator und Wellenlängenschieberdummy durch Seitenteile aus Aluminium gehalten, welche wie in Abbildung 3.4 dargestellt ebenfalls partiell von Reflektorpapier eingehüllt sind.

Die Frontplatte ist zur Lichteinkopplung mit Bohrungen versehen, die einen Durchmesser von 5.8 mm haben und damit auf die Maße des Hohlstopfens so abgestimmt sind, daß dieser relativ zum Szintillator reproduzierbar positioniert werden kann. Aus dem zwischen der Frontplatte und dem Szintillator befindlichen Reflektorpapier wurden an den Positionen der Bohrungen in der Frontplatte Ausstanzungen eines Durchmessers von 2 mm vorgenommen, die gewährleisten, daß das UV-Licht aus der Quarz-Faser nicht auf das Reflektorpapier, sondern auf den Szintillator trifft.

Der Lochmaskenverband wird durch sechs Schrauben zusammengehalten und kann mittels der dafür vorgesehenen Halterungen an der Grundplatte relativ zu den Wellenlängenschiebern fixiert werden. Alle Messungen der x-y-Abhängigkeit wurden in der Position der 19. Szintillatorplatte durchgeführt, was ungefähr der Position des Schauermaximums von 32 GeV -Elektronen entspricht (siehe Kap. 2.3). Vor jeder Messung einer Szintillatorplatte sind sowohl der Szintillator sowie der Wellenlängenschieberdummy gereinigt worden.

⁹Es sind Klebestreifen vom Typ Magic Tape der Firma TESA verwendet worden.

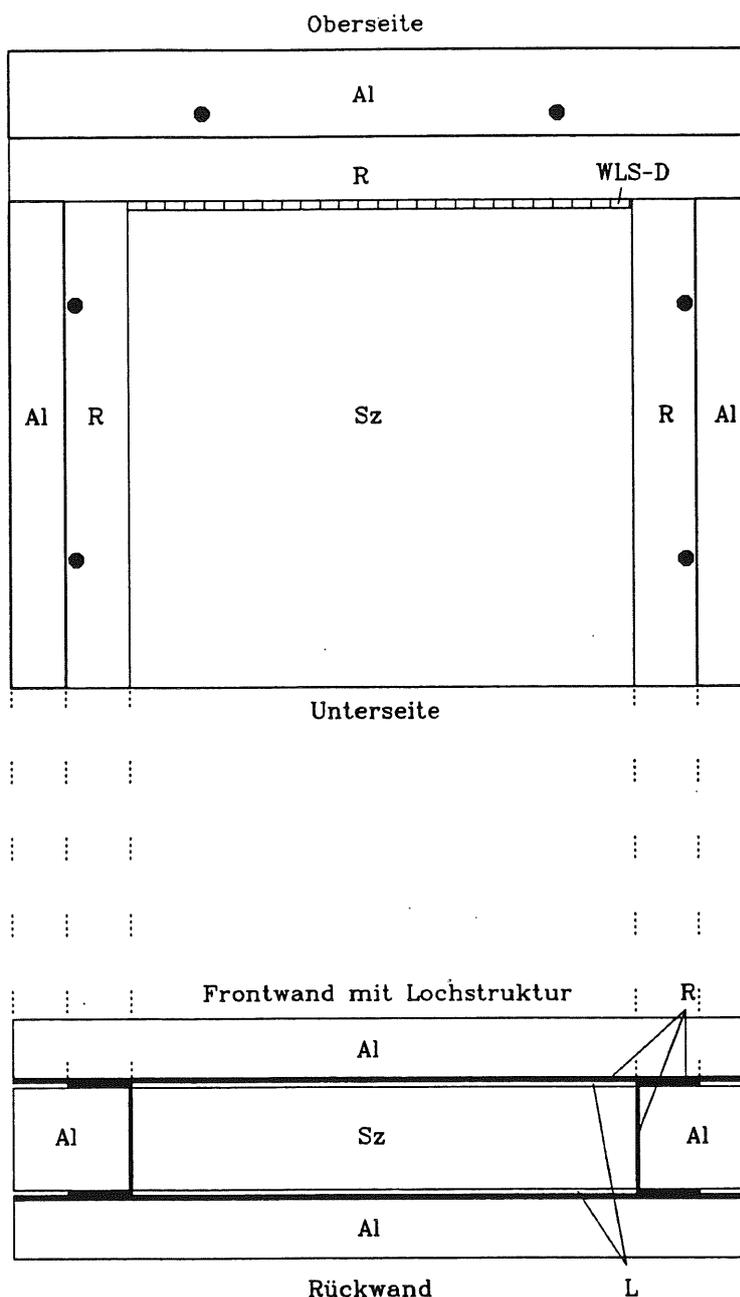


Abb. 3.4: Aufbau der Lochmaske für den quadratischen Szintillator aus der Frontansicht (oben) und aus der Ansicht von unten (unteres Bild)
 Die schwarzen Kreise im oberen Bild geben die Schraubenpositionen der Lochmaske an. Das untere Bild ist nicht maßstabgerecht.
 Al = Seitliche Begrenzungen bzw. Front- und Rückwand aus Aluminium
 Sz = Die Szintillatorplatte
 R = Das den Szintillator umgebende Reflektorpapier
 L = Luftspalt zwischen Szintillator und Reflektorpapier
 WLS-D = Der Wellenlängenschieberdummy gegenüber der Auslesekannte

Auf der einen Seite verfeinert zwar eine große Anzahl von Meßpunkten das zu erzielende Ortsprofil der Lichtsammelleffizienz, auf der anderen Seite beeinträchtigen jedoch die für die Meßpunkte notwendigen Löcher im Reflektorpapier dessen Reflexivität, da ein Loch im Reflektorpapier die gleiche Wirkung hat wie eine kreisförmige Schattenstruktur der Graustufe 100%. Deshalb sind an den Stellen, an denen ein großes Gefälle der Einzeldiodensignale erwartet werden konnte — das heißt in der Nähe der Wellenlängenschieber und zwischen zwei nebeneinanderliegenden Wellenlängenschiebern —, mehr Meßpunkte eingerichtet worden als in anderen Szintillatorbereichen. Bei den exotischen Modulformen, die schräge Kanten besitzen, wurden alle Randpunkte möglichst in dem gleichen Abstand zur Kante eingerichtet.

Drei der fünf Modulformen (die beiden Trapez-Module und das kleine Dreieck-Modul) mußten wegen der fehlenden Symmetrieeigenschaften an beiden Auslekanten gemessen werden. Für diese Module sind dementsprechend 2 Lochmasken angefertigt worden, die so mit Bohrungen versehen wurden, daß für beide Auslekanten die gleichen Positionen auf dem Szintillator gemessen wurden. Die genauen Lochmuster und die Positionen der Meßpunkte sind in Anhang B dargestellt.

Bis auf zwei unbedeutende Abweichungen konnte die Meßanordnung im Labor den Verhältnissen in den BEMC-Modulen angeglichen werden:

1. Die Fläche der **Löcher** im Reflektorpapier für die Lichteinkopplung macht laut Tabelle 3.1 bei allen Modulen weniger als 1.5% der Gesamtoberfläche der Szintillatorplatte aus. Da außerdem die Löcher relativ gleichmäßig über die gesamte Fläche verteilt sind, kann man davon ausgehen, daß ihr Einfluß auf die x-y-Abhängigkeit der Lichtsammelleffizienz zu vernachlässigen ist.

Modulform des Szintillators	Anzahl der Löcher N	Oberfläche des Szintillators $F_{Sz} (cm^2)$	Gesamtfläche der Löcher $\frac{N \cdot \pi}{F_{Sz}} (\%)$
Quadrat-Modul	99	470	0.66
Gr Trapez-Modul	96	445	0.68
Kl Trapez-Modul	91	445	1.04
Gr Dreieck-Modul	105	220	1.50
Kl Dreieck-Modul	55	122	1.42

Tab. 3.1: Die Fläche der für die Lichteinkopplung notwendigen Löcher im Reflektorpapier

Bei einem Durchmesser der Löcher von $2mm$ hat jedes Loch eine Fläche von $F_L = \pi r^2 = 3.14mm^2$.

2. Das Licht, was in den **Wellenlängenschieberdummy** eintritt, wird vom Farbstoff Y-7 absorbiert, um daraufhin isotrop emittiert zu werden, jedoch mit einer Wellenlänge, die zu größeren Wellenlängen hin verschoben ist (Kap. 2.5). Die Wahrscheinlichkeit, daß das im Wellenlängenschieberdummy vom Farbstoff Y-7 emittierte Licht in den Szintillator zurückgelangt, ist wegen der geringen Länge des Wellenlängenschieberdummys ($4mm$) erheblich größer als bei auslesenden Wellenlängenschiebern.

Der Szintillator ist für das vom Farbstoff Y-7 emittierte Licht (ca. $490nm$), wenn

es aus dem Wellenlängenschieberdummy wieder in den Szintillator eintreten kann praktisch transparent, so daß die Möglichkeit besteht, daß es nun in den auslesenden Wellenlängenschieber eintritt. Da es dort wegen seiner Wellenlänge von 490nm nicht absorbiert wird und dementsprechend auch keine Richtungsänderung im Wellenlängenschieber erfährt, führt nur ein sehr langer Weg über eine Vielzahl von nicht-totalen Reflexionen zu den Photodioden, so daß die Wahrscheinlichkeit, daß es von der Photodiode registriert wird, sehr gering ist.

3.1.3 Die Elektronik

Da Photodioden im Gegensatz zu Photomultipliern keine Eigenverstärkung haben, wurden ihre Signale durch ladungsempfindliche Vorverstärker ca. 100-fach verstärkt [Sil87]. Um das Rauschen des Systems Photodiode/Vorverstärker zu minimieren, sind die Photodioden mit einer Bias-Spannung von 24V betrieben und durch kurze (20cm) Lemo-Koaxialkabel ($100\text{pF}/\text{m}$) an die Vorverstärker angeschlossen worden. Für die Höhe des Lichtsignals, das in die zu untersuchenden Szintillatorplatten eingekoppelt wird, ist es wichtig, daß die Quarz-Glas-Fasern fachmännisch¹⁰ präpariert werden.

Neben den Signalen der Photodioden an den Enden der Wellenlängenschieber wurden auch zwei Referenzsignale gemessen. Wie in Kapitel 3.1.1 bereits erwähnt wurde, ist die Referenz-Faser über einen Hohlstopfen fest mit einem kleinen Szintillator verbunden, der durch eine Photodiode ausgelesen wird. Das Signal dieser Photodiode ist zur Überprüfung der Intensität der Xenon-Blitzlampe vorgesehen, so daß eventuelle Intensitätsschwankungen der Blitzlampe berücksichtigt werden können. Als weitere Referenz kann auch die Quarz-Glas-Faser, mit der die zu untersuchende Szintillatorplatte angeregt werden soll, durch einen zweiten kleinen Szintillator, der ebenfalls durch eine Photodiode ausgelesen wird, kontrolliert werden. Da dieser Lichtleiter bei den Messungen verschiedene Positionen auf der Lochmaske einnimmt und daher mechanischen Beanspruchungen unterliegt, ist die Kontrolle seiner Lichtleiteigenschaften unerlässlich.

Insgesamt können 4 Signale gemessen werden — 2 Signale von den Photodioden der Wellenlängenschieber (Wellenlängenschiebersignale) und 2 Referenzsignale für die Lampenintensität bzw. die Faserqualität (Lampen- bzw. Faserreferenzsignal). Diese 4 Signale werden über 4 Vorverstärker, 4 Hauptverstärker¹¹ und 4 ADC's¹² ausgelesen. Durch den Testpulsengang der Vorverstärker kann die elektronische Kette mit einem definierten Testpulssignal versorgt und auf elektronische Eigenschaften hin überprüft werden.

Durch die Hauptverstärker werden die Signale so verstärkt, daß sie in dem Linearitätsbereich der verwendeten ADC's liegen und den dynamischen Bereich der ADC's möglichst gut ausnutzen. Außerdem ist die Einstellung der Hauptverstärker vor der ersten Messung so durchgeführt worden, daß die elektronischen Ketten¹³ der beiden Wellenlängenschieber-

¹⁰Bei der Konfektionierung müssen die Enden der Quarz-Glas-Fasern mit einem Spezialwerkzeug unter Zugspannung gebrochen und anschließend poliert werden. Näheres hierzu ist bei [Fle90] beschrieben.

¹¹Es handelt sich um Emetron e.m. 1003, die ein unipolares Signal zwischen 1V und 6V liefern.

¹²Analog-to-Digital-Converter :

Die ADC's sind Bestandteile eines Vielkanalanalysators der Firma Nuclear Data, der analoge Signale zwischen 0V und 8V in 1024 Kanäle digitalisiert.

¹³Eine elektronische Kette definiert hier das System aus Vorverstärker (VV), Hauptverstärker (HV) und ADC. So bestehen die elektronischen Ketten (3) und (4) der Wellenlängenschiebersignale aus:

Kette (3): VV3 / HV3 / ADC3

Kette (4): VV4 / HV4 / ADC4

Entsprechend werden die elektronischen Ketten (1) und (2) für die Referenzsignale gebildet.

signale die gleiche Verstärkung haben. Das wurde dadurch überprüft, daß definierte, physikalische Eingangssignale über die elektronischen Ketten der Wellenlängenschiebersignale die gleichen Ausgangssignale erzeugt haben¹⁴. Dies ist vor jeder späteren Messung — bei einem Meßzeitraum von mehr als 8 Monaten — überprüft und bestätigt worden.

Das Pulshöhenspektrum der in den ADC's digitalisierten Signale kann simultan zu den Messungen (On-Line) an einem Monitor abgelesen werden. Von der Möglichkeit, die List-Mode-Daten des Vielkanalanalysators durch Gauss-Fits auszuwerten, wurde abgesehen, da es den zeitlichen Aufwand für die Messungen stark erhöht hätte. Statt dessen wurde das Spektrum so lange aufgenommen, bis eine ausreichende Signalhöhe erreicht war und der Maximalwert der Gauss-Verteilung vom Monitor abgelesen werden konnte. Die Ablesegenauigkeit der Wellenlängenschiebersignale lag bei 0.5 Kanälen und die Breite der Gauss-Verteilung auf der halben Höhe des Maximums (FWHM¹⁵) bei 7 bis 9 Kanälen. Bei einer Frequenz der UV-Blitzlampe von 25 Hz dauert die Aufnahme eines Spektrums zwischen 3 und 5 Minuten und das Messen von allen Meßpunkten einer Lochmaske zwischen 5 und 8 Stunden.

Gegenüber den Referenzsignalen, die durch kleine Szintillatoren mit aufgeklebten Photodioden ausgelesen werden, bedeutet für die Wellenlängenschiebersignale der längere Weg über den größeren Szintillator und die Wellenlängenschieber eine starke Schwächung des an den Photodioden ankommenden Lichtsignals. Deshalb werden die Referenzsignale durch ihre Hauptverstärker nur ca. 20-fach verstärkt und die Wellenlängenschiebersignale ca. 200-fach. Dementsprechend beträgt für die Referenzsignale die Halbwertsbreite nur 2 Kanäle und die Ablesegenauigkeit 0.1 Kanäle.

3.2 Die Struktur des Daten-Analyse-Programmes

Die Auswertung der für die exotischen Modulformen gewonnenen Meßdaten erfolgte mit dem Rechnerprogramm #LIGHT¹⁶, mit dem zum einen die Gewichtungsfaktoren für die Einzeldiodensignale berechnet und zum anderen die Meßdaten in Höhenliniendiagramme umgesetzt werden konnten, aus denen Unterschiede in den Signalhöhen leicht zu entnehmen waren. Die Programmstruktur von #LIGHT ist folgendermaßen aufgebaut:

1. Alle in einer Meßreihe für eine Modulform mit gegebener Abschattungsstruktur gewonnenen Werte für die M Einzeldiodensignale werden eingelesen und auf $N = 150 \times 150$ äquidistante Gitterpunkte $r_n = (x_i, y_j)$; $i, j = 1, \dots, 150$ interpoliert (@LIGHT,@GAUSS).

¹⁴Die in der Lochmaske befindliche Szintillatorplatte ist an einem beliebigen Meßpunkt angeregt und das über die elektronische Kette (3) erzeugte Signal $I(\text{Kette } (3))$ notiert worden. Daraufhin wurde das Photodiodensignal, das vorher durch die elektronische Kette (3) weiterverarbeitet worden war, in die elektronische Kette (4) eingespeist, und das resultierende Signal $I(\text{Kette } (4))$ wurde durch Feinjustierung am Hauptverstärker (HV4) auf den Wert $I(\text{Kette } (4)) = I(\text{Kette } (3))$ eingestellt.

¹⁵Full-Width-Half-Maximum

¹⁶Dieses Programm wurde von W. Bauhoff [Bau90a] zur Verfügung gestellt und den Erfordernissen der zu bearbeitenden Meßdaten angepaßt. Es enthält die Unterprogramme @LIGHT, @CONT, @COLA, @MINV und @GAUSS, die mit dem Hauptprogramm #LIGHT in der Datensatz-Bibliothek 'I04MES.PROGS.AND.DATA' für den Zugriff der Allgemeinheit zur Verfügung stehen (siehe auch Anhang E).

2. Für die Summen $I^{tot}(r_n)$ der M Einzeldiodensignale $I^{D_i}(r_n)$ dieser Meßreihe wird der Mittelwert $T_{Modul}^{Struktur}$ der Summensignale der untersuchten Modulform mit der gegebenen Schattenstruktur gemäß

$$T_{Modul}^{Struktur} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sum_{i=1}^M I^{D_i}(r_n)$$

berechnet, auf den sowohl die Einzeldiodensignale wie auch die Summensignale aller N Gitterpunkte normiert werden:

$$I_{norm}(r_n) = \frac{I(r_n)}{T_{Modul}^{Struktur}}$$

Die Bezeichnung I ohne Superskript tot bzw. D_i steht ganz allgemein für die Summensignale I^{tot} wie auch für die Einzeldiodensignale I^{D_i} .

$T_{Modul}^{Struktur}$, normiert auf den Mittelwert T_{Qu}^0 der Summensignale des Quadrat-Moduls ohne Schattenstrukturen wird als Lichtausbeute

$$L_{Modul}^{Struktur} = \frac{T_{Modul}^{Struktur}}{T_{Qu}^0} \quad (3.2)$$

definiert (@LIGHT).

3. Von der normierten und gewichteten Summe $I_{norm}^{*tot}(r_n)$, die gemäß

$$I_{norm}^{*tot}(r_n) = \sum_{i=1}^M \alpha_i \cdot I_{norm}^{D_i}(r_n)$$

von den Gewichtungsfaktoren α_i abhängt, wird die quadratische Abweichung $\Delta(\alpha_i)$ gebildet:

$$\Delta(\alpha_i) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [I_{norm}^{*tot}(r_n)]^2 - \left[\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N I_{norm}^{*tot}(r_n) \right]^2$$

Die Gewichtungsfaktoren α_i werden durch Minimierung der quadratischen Abweichung $\Delta(\alpha_i)$ mit der Nebenbedingung

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N I_{norm}^{*tot}(r_n) = 1 \quad (3.3)$$

berechnet. Die Homogenität H der Lichtsammelleffizienz wird dann als die Quadratwurzel des Minimums der quadratischen Abweichung $\Delta(\alpha_i)$ gemäß

$$H = \sqrt{\Delta_{Min}} \quad (3.4)$$

definiert (@LIGHT,@MINV).

4. Es wird je ein Höhenliniendiagramm für die ungewichteten und die gewichteten Summensignale $I_{norm}^{tot}(r_n)$ bzw. $I_{norm}^{*tot}(r_n)$ unter Anwendung von GEP¹⁷-Routinen erstellt (@LIGHT,@CONT,@COLA).

¹⁷ Graphical-Editor-Program [Bas85]

3.3 Vorbereitende Untersuchungen

Bevor die Messungen beschrieben werden, die zur Homogenisierung der Lichtsammel-effizienz der verschiedenen Szintillatorplatten durchgeführt wurden, sollen einige Aussagen über die Linearität der verwendeten Elektronik und die Reproduzierbarkeit der mit der oben beschriebenen Versuchsanordnung zu erzielenden Meßergebnisse gemacht werden.

3.3.1 Linearität der Elektronik

Da nicht die Möglichkeit bestand, die Intensität der Xenon-Blitzlampe definiert zu variieren, konnte das System Szintillator/Wellenlängenschieber/Photodioden nicht auf seine Linearität hin überprüft werden. Man kann jedoch davon ausgehen, daß in diesem Bereich keine Nichtlinearitäten auftreten.

Mit definierten Testpulssignalen auf die hierfür vorgesehenen Eingänge der Vorverstärker ist die elektronische Kette für das Lampen-Referenzsignal und die beiden Wellenlängenschiebersignale auf ihre Linearität hin überprüft worden. Hierfür wurde der Testpulser so eingestellt, daß die Signale, die er erzeugt, am Ausgang der Vorverstärker nach Form und Größe den durch Anregung der Szintillatorplatte mit der Xenon-Blitzlampe entstandenen Signalen glichen. Im ADC-Bereich von 0 bis 600 Kanälen arbeiten Elektronik und ADC's linear, daher wurde bei allen Messungen durch Anpassung der Hauptverstärker dieser ADC-Bereich gewählt. Der ADC-Offset konnte so eingestellt werden, daß der Offset der gesamten elektronischen Kette nur den Bruchteil eines Kanals beträgt (siehe Abb. 3.5).

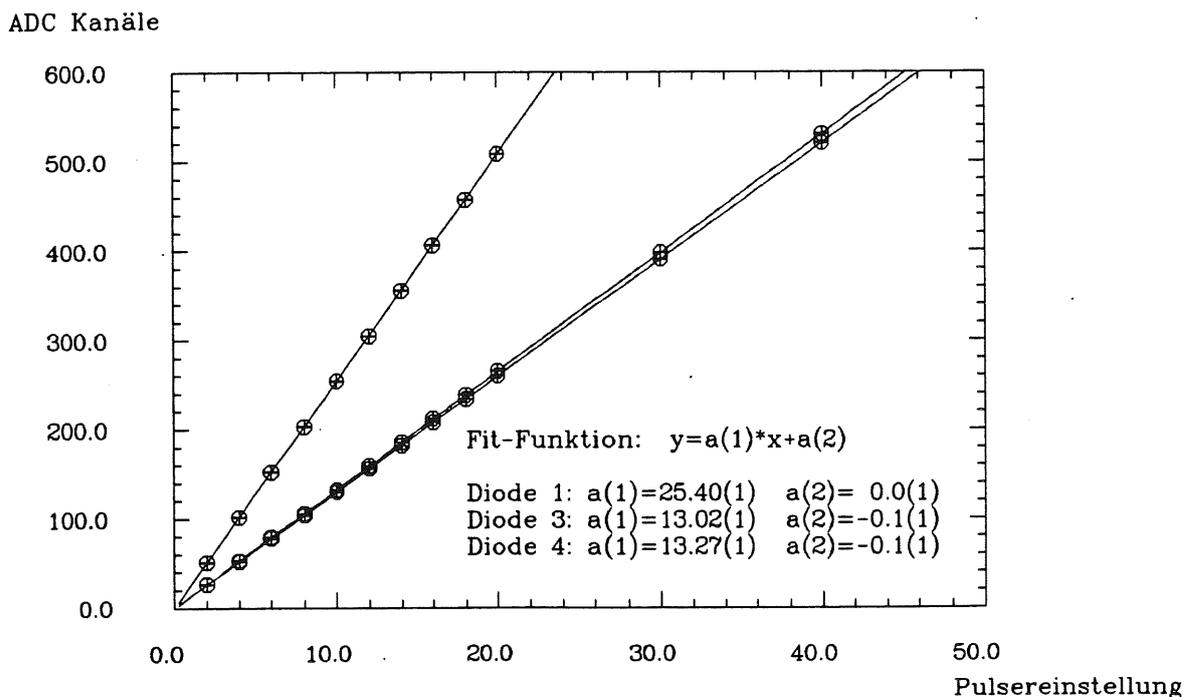


Abb. 3.5: Kalibration mit dem Testpulser

Die elektronischen Ketten des Lampen-Referenzsignals (Diode 1) und der beiden Wellenlängenschiebersignale (Dioden 3 und 4) arbeiten im Bereich bis zu 600 ADC-Kanälen linear.

3.3.2 Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse

Für eine gute Reproduzierbarkeit der durchgeführten Messungen ist der exakte Einbau der Szintillatoren in die Lochmasken besondere wichtig. Kleine Ungenauigkeiten — besonders beim Anbringen der Reflektorpapiere — können merklichen Einfluß auf die Intensitätsverteilung haben. Deshalb muß die Lochmaske immer auf dieselbe gewissenhafte Art vorbereitet werden.

Um eine Vorstellung über die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse mit der verwendeten Meßanordnung zu bekommen, ist das quadratische Modul zweimal unter möglichst identischen Bedingungen gemessen worden. Zwischen der Messung (1) und der Messung (2) lag ein Zeitraum von ca. 2 Wochen, wobei die Lochmaske für die Messung (2) vollständig neu präpariert und von einem anderen Experimentator gemessen wurde.

Für die Messungen (1) und (2) sind mit dem Programm #LIGHT die Summen $I_{norm}^{tot}(1, r_n)$ bzw. $I_{norm}^{tot}(2, r_n)$ errechnet (siehe Kap. 3.2 Punkt 1. und 2. auf Seite 40), für alle Stützpunkte r_n der Absolutbetrag ihrer Differenz $D(r_n)$ gemäß

$$D(1, 2, r_n) = \left| I_{norm}^{tot}(1, r_n) - I_{norm}^{tot}(2, r_n) \right| \quad (3.5)$$

gebildet und hieraus der Mittelwert $R(1, 2)$ nach

$$R(1, 2) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N D(1, 2, r_n) \quad (3.6)$$

bestimmt worden. $R(1, 2)$ wurde als Maß für die Reproduzierbarkeit genommen und beträgt für die beiden Messungen an der quadratischen Szintillatorplatte $0.25 \pm 0.16 \%$. Ein Vergleich der Ergebnisse von Messung (1) mit den entsprechenden bei [Eis90] erzielten Werten (Messung (1a)) ergibt $R(1, 1a) = 0.85 \pm 0.52 \%$ ¹⁸.

Abbildung 3.6 stellt an den Positionen der Meßpunkte auf dem quadratischen Szintillator die entsprechenden Summensignal-Differenzen $D(1, 2)$ (oben) bzw. $D(1, 1a)$ (unten) dar, wobei die Werte aus Darstellungsgründen mit dem Faktor 100 multipliziert wurden, also Prozentangaben sind. Die gemessenen Einzeldiodensignale und die daraus resultierenden Summensignale der Messungen (1), (2) und (1a) sind in Anhang C.1 im einzelnen aufgeführt.

Die erzielte Reproduzierbarkeit muß angesichts der hohen Empfindlichkeit optischer Signale gegenüber äußeren Einflüssen als zufriedenstellend bezeichnet werden und dürfte nur unter großem Aufwand noch verbessert werden können.

¹⁸Der im Vergleich zu $R(1, 2)$ größere Wert für $R(1, 1a)$ läßt sich im wesentlichen durch zwei von der in dieser Arbeit beschriebenen Meßanordnung abweichenden Randbedingungen im Meßaufbau für die Messung (1a) erklären, die hier nur erwähnt werden, deren Einfluß auf die Meßergebnisse jedoch erst in Kapitel 4.3 ausführlich diskutiert werden:

1. Für die Messung (1a) ist Reflektorpapier mit aufgeklebten Schattenstrukturen verwendet worden, wogegen für die Messungen (1) und (2) bereits Reflektorpapier mit aufgedruckten Schattierungen zur Verfügung gestanden hat.
2. Bei der Messung (1a) wurde das Reflektorpapier in der Lochmaske direkt auf die Szintillatorplatte gelegt (siehe [Eis90]), so daß der in Abbildung 3.4 dargestellte Luftspalt (L) nicht realisiert war.

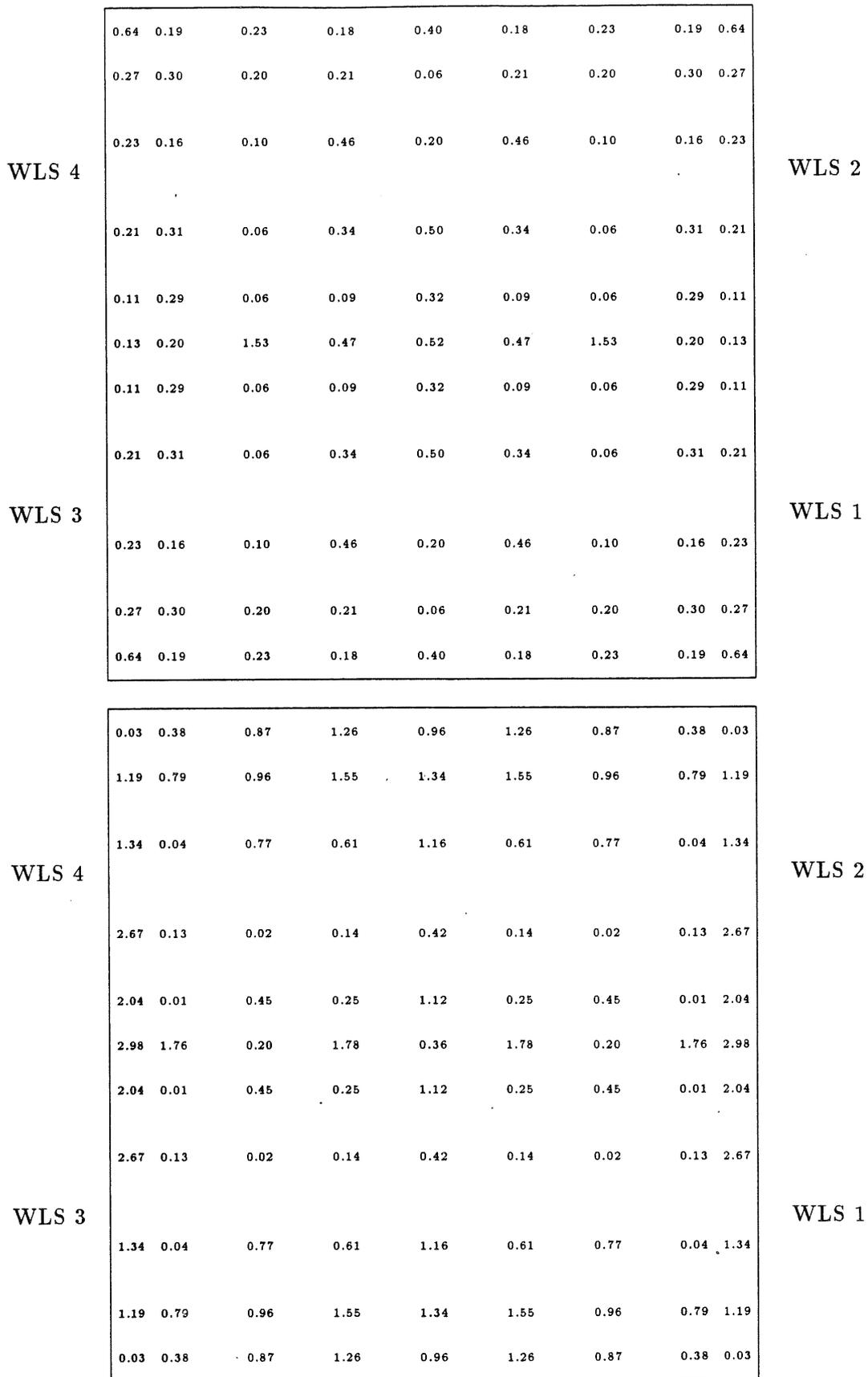


Abb. 3.6: Die Reproduzierbarkeit R der Meßwerte am Beispiel des quadratischen Szintillators
 Dargestellt sind in Prozentangaben jeweils an den Positionen der Meßpunkte des quadratischen Szintillators die Differenzen $D(1,2,r_n)$ (oben) bzw. $D(1,1a,r_n)$ (unten), die gemäß Gleichung 3.6 eine Reproduzierbarkeit von $R(1,2) = 0.25 \pm 0.16\%$ bzw. $R(1,1a) = 0.85 \pm 0.52\%$ ergeben.

3.3.3 Vergleichsmessung der für die Laboruntersuchungen verwendeten Wellenlängenschieber

Die 5 verschiedenen Modulformen werden von 4 mit unterschiedlicher Breite zugeschnittenen Wellenlängenschieberformen ausgelesen (siehe Kap. 2.3). Um die Lichtausbeute der verschiedenen Formen der Module miteinander vergleichen zu können, muß der Einfluß der Qualitätsunterschiede der einzelnen Wellenlängenschieber und Photodioden (bzw. ihrer Klebung) eliminiert werden. Deshalb ist die Lichtausbeute des Systems Wellenlängenschieber/Photodiode für alle verwendeten Wellenlängenschieber gemessen worden, indem ein definiertes Signal¹⁹ in die Wellenlängenschieber eingekoppelt wurde. Die Signalhöhe, die sich daraus am ADC ergibt, stellt ein Maß für die Lichtausbeute des Systems Wellenlängenschieber/Photodiode dar.

Die Lichtausbeute ist einerseits Folge der Qualität eines Systems, insbesondere der Qualität der Klebung von Photodioden und Wellenlängenschiebern, und andererseits abhängig von der Geometrie, das heißt in diesem Falle von der Breite der Wellenlängenschieber. Nach [Fun88] würde eine grobe Abschätzung erwarten lassen, daß die Lichtausbeute mit wachsender Breite der Wellenlängenschieber abnehme, was von den Messungen nicht bestätigt wird (siehe Tab. 3.2). Daher kann auf erhebliche Qualitätsunterschiede geschlossen werden²⁰.

Nr.	Breite (mm)	Lichtausbeute (rel. Einheiten)
1	74	1.330
2	74	1.331
3	78	1.050
4	78	1.000
5	80	1.333
6	80	1.265
7	84	1.119

Tab. 3.2: Vergleich der Lichtsammelleigenschaften der für die Labormessungen verwendeten Wellenlängenschieber

Alle Werte sind auf den Meßwert des Wellenlängenschiebers Nr. 4 normiert worden. Mit Ausnahme der schmalen Seite des kleinen Dreieck-Moduls werden alle Kanten mit 2 Wellenlängenschiebern ausgelesen.

¹⁹Der Hohlstopfen am Ende des beweglichen Lichtleiters ist in einem Quader aus Styropor fixiert worden. Dieser Quader ist auf der z-Position der 19. Szintillatorplatte, an der sämtliche in dieser Arbeit beschriebenen Messungen durchgeführt wurden, mittig auf den Wellenlängenschieber gelegt worden.

²⁰Die bei [Eis90] beschriebenen Serienmessungen der Wellenlängenschieber für die Quadrat-Module haben Qualitätsunterschiede von ca. $\pm 15\%$ ergeben.

Kapitel 4

Durchführung und Ergebnisse der Messungen

Da das große Trapez-Modul dem Quadrat-Modul, für das die Ergebnisse der Homogenitätsmessungen bereits vorlagen [Eis90], am ähnlichsten ist und daher Rückschlüsse vom Quadrat-Modul am ehesten auf das große Trapez-Modul möglich schienen, sind zunächst für das große Trapez-Modul Messungen zur Homogenisierung der Lichtsammleffizienz durchgeführt worden. Um jeweils optimal die Ergebnisse aus den vorherigen Messungen nutzen zu können, ist nach dem großen Trapez-Modul das kleine Trapez-Modul, dann das große und das kleine Dreieck-Modul untersucht worden. Allerdings werden schon kleine Abweichungen von der quadratischen Form erhebliche Veränderungen in der Homogenität der Lichtsammleffizienz hervorrufen, da insbesondere die Symmetrie der Quadratform verloren geht.

Jede Modulform ist zunächst mit der maximalen Lichtausbeute — also mit weißem Reflektorpapier — untersucht worden. Die graphisch als Höhenlinien auf den jeweiligen Modulen dargestellten resultierenden Summensignale I^{tot} erzeugten innerhalb eines Modules bis zu 34 verschiedene Höhenlinien, was bei dem Abstand von 1 % des Mittelwertes zwischen je zwei benachbarten Höhenlinien einem maximalen Intensitätsunterschied von 34 % entspricht. Diese Intensitätsunterschiede zu minimieren ist das Ziel der vorliegenden Arbeit.

Die Möglichkeit, die Lichtsammleffizienz zu erhöhen, besteht nicht, deshalb muß eine Verbesserung der Homogenität der Lichtsammleffizienz durch die Abschwächung der starken Intensitäten relativ zu den schwachen Intensitäten erreicht werden, wobei zu beachten ist, daß die Lichtausbeute nur gering beeinträchtigt werden sollte. Zwei Verfahren sind angewendet worden:

1. Die Intensität kann lokal durch das Aufkleben von grauem bzw. schwarzem Papier auf das Reflektormaterial vor und hinter dem Szintillator verringert werden. Für die Serienproduktion des BEMC sind die Graumuster der optimalen Schattenstruktur auf die Reflektorpapiere aufgedruckt worden. Da der Druck der strukturierten Reflektorpapiere zeitaufwendig war, hat bedrucktes Papier erst sehr spät zur Verfügung gestanden und nur das Quadrat-Modul sowie das große und das kleine Dreieck-Modul haben kurz vor Abschluß der vorliegenden Arbeit mit bedrucktem Papier gemessen werden können.

2. Die Summensignale I^{tot} können auf zweierlei Arten durch die Gewichtungsfaktoren α_i (siehe Kap. 3.2 Punkt 3. auf Seite 40) homogenisiert werden. Zum einen kann man z. B. durch Einstellung der Hauptverstärker die Einzeldiodensignale unterschiedlich verstärken, und zum anderen können die Einzeldiodensignale in der Datenakquisition durch entsprechende Auswerte-Programme mit den Faktoren α_i multipliziert werden. Da beide Verfahren den gleichen Effekt haben, wurde bei den vorliegenden Messungen aus Gründen der Praktikabilität von der Veränderung der Verstärker abgesehen.

Die Erfahrungen mit den quadratischen Modulen [Eis90] haben gezeigt, daß eine Homogenität von 1.1 % erreichbar ist (siehe Abb. 2.7 auf Seite 27). Da Module mit geringerer Symmetrie schwieriger zu homogenisieren sind als die Quadrat-Module, wird bei den nicht-quadratischen Modulen eine Homogenität von ca. 2.0 % angestrebt.

Auf dem Weg zur Bestimmung der optimalen Abschattungsstruktur wurde zunächst versucht, allein durch Modifikation der Schattenstrukturen auf dem Reflektorpapier maximale Homogenität zu erreichen und für diese Struktur dann optimale Gewichtungsfaktoren zu berechnen. Es hat sich herausgestellt, daß bei dieser Vorgehensweise ein Schattenmuster entsteht, das eine erhebliche Einbuße an Lichtausbeute zur Folge hat.

Um diesen Verlust an Lichtausbeute zu vermeiden, wurde folgende Vorgehensweise gewählt:

1. Die Lichtsammeleffizienz des zu untersuchenden Szintillators wird mit weißem Reflektorpapier in der entsprechenden Lochmaske gemessen.
2. Es wird das Höhenliniendiagramm erstellt, das sich aus den Summen I^{*tot} der mit den optimalen Faktoren α_i gewichteten Einzeldiodensignale ergibt.
3. Zu diesem Diagramm wird eine geeignete Schattenstruktur gewählt, das heißt an den Orten hoher Intensität wird eine Schwärzung am Reflektorpapier angebracht und an Stellen geringer Intensität bleibt das Reflektorpapier weiß.
4. Die Messung aus 1. wird mit dieser Schattenstruktur statt mit weißem Reflektorpapier durchgeführt.
5. Die Punkte 2. bis 4. werden solange wiederholt, bis keine Verbesserung der Homogenität mehr zu erzielen ist.

Durch diese Vorgehensweise wird gegenüber der zuerst beschriebenen nicht nur der Verlust an Lichtausbeute verringert, sondern auch bessere Ergebnisse bei einer geringeren Anzahl von benötigten Messungen erzielt.

4.1 Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz für das große Trapez-Modul

Wegen der fehlenden Symmetrie mußten die Signale aller 4 Wellenlängenschieber des großen Trapez-Moduls gemessen werden, und da der Meßaufbau auf das Auslesen von maximal 2 Wellenlängenschiebern beschränkt ist (siehe Kap. 3), wurden die Homogenitätsmessungen an den beiden Auslekanten nacheinander durchgeführt. Abbildung 4.1 zeigt die Lochmasken, die je eine der Auslekanten in optischen Kontakt mit den Wellenlängenschiebern bringen und die relativ zum Szintillator jeweils die gleichen Meßpunkte vorsehen.

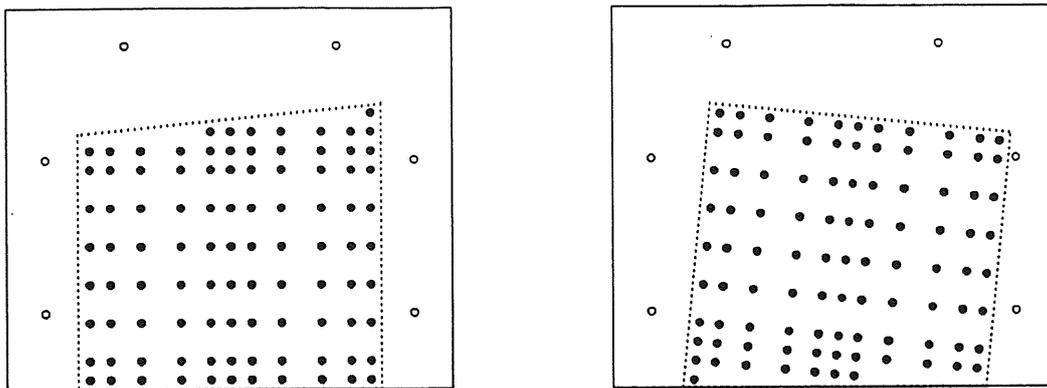


Abb. 4.1: Anordnung der Meßpunkte auf den Lochmasken des großen Trapez-Moduls

- = Position des Szintillators hinter der Frontplatte
- = Position der Löcher auf der Lochmaske
- = Position der Schrauben

Die entsprechenden Darstellungen der Lochmasken für die anderen im BEMC-Kalorimeter verwendeten Szintillatorplatten sowie die genauen Positionen der Meßpunkte sind in Anhang B enthalten.

Die Kontrollmöglichkeit der ordnungsgemäßen Präparation der Lochmaske, die mit der zu den Wellenlängenschiebern senkrechten Symmetrieebene des quadratischen Szintillators verbunden ist, ist beim großen Trapez-Modul ebenfalls nicht mehr gegeben. Zwei bezüglich dieser Ebene symmetrische Punkte müssen beim Quadrat-Modul an vertauschten Photodioden gleiche Signale liefern. War dies nicht der Fall, ist dies als Indiz dafür zu sehen, daß die Lochmaske beim Quadrat-Modul nicht ordnungsgemäß präpariert worden war. Da dieser Kontrollmechanismus bei den exotischen Modulformen nicht existiert, sind die Lochmasken mit besonderer Sorgfalt vorbereitet worden. Dadurch, daß der Szintillator mit weißem Reflektorpapier mehrfach in die Lochmaske eingebaut, stichprobenartig gemessen und wieder herausgenommen wurde, ist die Reproduzierbarkeit des Einbauvorgangs überprüft worden.

Die Intensität pro UV-Lichtblitz hat bei der verwendeten Xenon-Blitzlampe über einen Zeitraum von 4 Monaten um ca. 15 % abgenommen (siehe Abb. 4.2 oben). Für Messungen, die an einem Tag durchgeführt wurden, spielt dies keine Rolle (siehe Abb. 4.2 mitte). Weiterhin hat dieser Effekt keinen Einfluß auf die x-y-Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz. Für die Berechnung der Lichtausbeute muß er jedoch berücksichtigt werden, indem die Lichtausbeute L auf das Lampenreferenz-Signal normiert wird.

Die Schwankungen der UV-Blitzintensität über den Zeitraum, der für die Messung einer Lochmaske benötigt wird, sind $\leq 0.25\%$ (siehe Abbildung 4.2 mitte). Abbildung 4.2 unten zeigt für einen exemplarischen Meßpunkt¹ die Stabilität der Meßwerte der beiden Wellenlängenschiebersignale über den gleichen Zeitraum. Die Schwankungen der Meßwerte sind im wesentlichen durch die beschränkte Ablesegenauigkeit zu erklären, die für das schwächere der beiden Einzeldiodensignale genau der beobachteten Schwankung von

¹Es handelt sich um den Meßpunkt mit den Koordinaten $(x, y) = (8.71, -7.00)\text{cm}$.

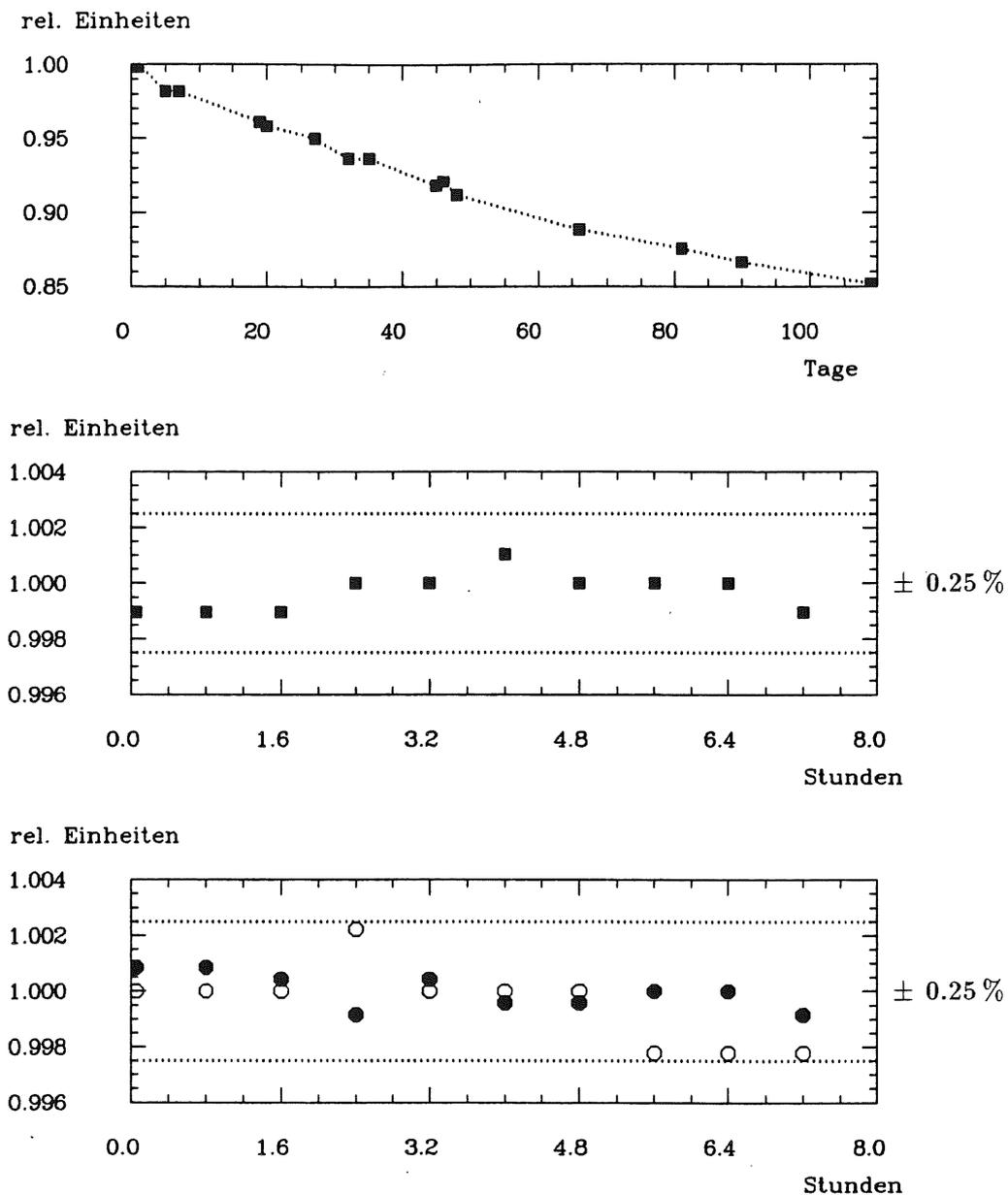


Abb. 4.2: Untersuchungen zur zeitlichen Stabilität der Xenon-Blitzlampe

Die gefüllten quadratischen Symbole stehen für die Meßwerte der Lampenreferenz und die Kreise für Wellenlängenschiebersignale, wobei die gefüllten Kreise dem stärkeren Signal und die ungefüllten Kreise dem schwächeren Signal entsprechen. Die waagerechten gepunkteten Linien deuten den Bereich von $\pm 0.25\%$ an.

Oben: Die Intensität der UV-Blitze hat im Verlauf von 5 Monaten um ca. 15% abgenommen.

Mitte: Im Verlauf der Zeit, die man für die Messung aller Meßpunkte auf einer Lochmaske des großen Trapez-Moduls benötigt (5 bis 8 Stunden), schwankt die Blitzintensität weniger als $\pm 0.25\%$.

Unten: In dem selben Zeitraum verändern sich die Wellenlängenschiebersignale ebenfalls um weniger als $\pm 0.25\%$.

$\pm 0.22\%$ entspricht.

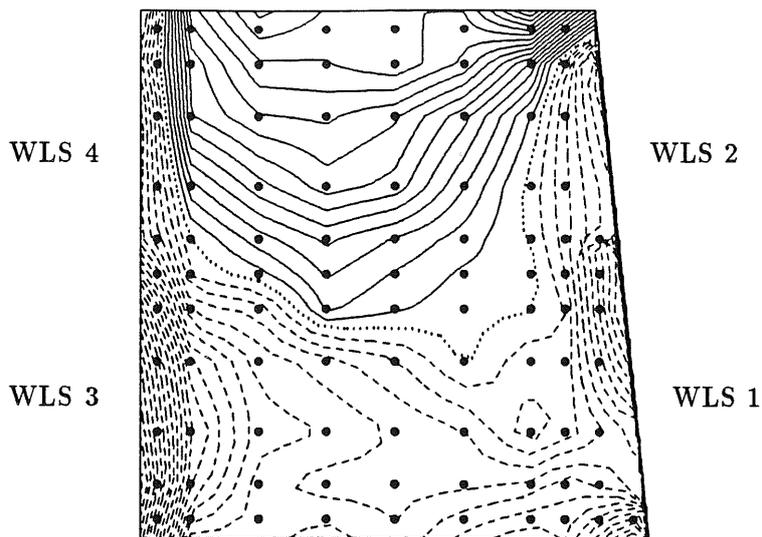
Durch die anderen geometrischen Bedingungen gegenüber dem Quadrat-Modul ergeben sich für das große Trapez-Modul stärkere Inhomogenitäten der Lichtsammelleffizienz (siehe Abb. 4.3.a):

1. Die Summensignale fallen von der breiteren zur schmaleren Seite des großen Trapez-Moduls um ca. 18 % ab.
2. Im Umfeld des stumpfen Winkels von 95.8° nimmt die Lichtsammelleffizienz innerhalb eines Bereiches von 2cm um ca. 19 % ab.
3. In dem Bereich direkt vor den auslesenden Wellenlängenschiebern treten auch beim großen Trapez-Modul Maxima der Lichtsammelleffizienz auf.

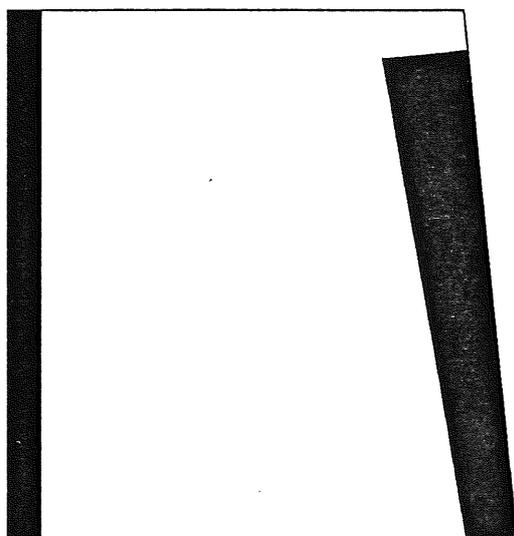
Der letzte Punkt ist unmittelbar einleuchtend; je kürzer der Weg von der Entstehung des Lichtes bis zum Auslesen ist, desto mehr Licht erreicht die Photodioden. Dieser Effekt ist auch von den Messungen an den Quadrat-Modulen her bekannt [Eis90] (siehe auch Abb. 2.7 auf Seite 27).

Da die anderen beiden Phänomene offensichtlich geometrische Effekte sind, die in der Abweichung der trapezförmigen Szintillatorplatte von der Quadratform ihre Ursache haben, ist die Berechnung dieser Effekte, bei der alle Randbedingungen, die nicht geometrischer Natur sind, weitgehend vernachlässigt wurden, mit verhältnismäßig einfachen Mitteln möglich. Mit folgenden Annahmen bzw. Näherungen ist eine derartige Berechnung angestellt worden:

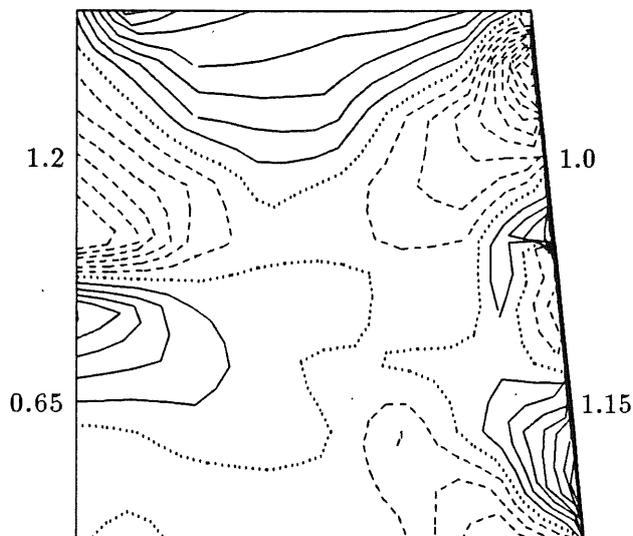
- Der Szintillator — und entsprechend die Lichtausbreitung darin — wird als 2-dimensional in der x-y-Ebene betrachtet.
- Auf der Fläche des Szintillators wird bei dem Meßpunkt mit den Koordinaten (x, y) isotrop (2-dimensional) Licht emittiert.
- Es wird der Bereich des ebenen Emissionswinkels berechnet, für den das am Meßpunkt isotrop emittierte Licht nach eventuellen Totalreflexionen von den Wellenlängenschiebern absorbiert wird. Mit Absorption ist in diesem Zusammenhang gemeint, daß das Licht mit steilerem Winkel als mit dem Winkel für Totalreflexion α_T auf die Auslekanten trifft.
- Die Größe dieses Winkelbereiches, der entsprechend zwischen 0° und 360° liegen kann, ist im Rahmen der hier gemachten Näherungen proportional zur Lichtsammelleffizienz und stellt das Maß für die Lichtsammelleffizienz dar.
- Die diffuse Rückreflexion des Reflektorpapieres in den Szintillator wird vernachlässigt, das heißt das Licht, das steiler als mit dem Winkel für Totalreflexion α_T auf die Kanten des Szintillators trifft, die nicht durch Wellenlängenschieber ausgelesen werden, kann keinen Beitrag zur Lichtsammelleffizienz leisten.
- Der Intensitätsverlust des Lichtes, der mit dem im Szintillator zurückgelegten Weg entsprechend der Abschwächlänge X_A verbunden ist, wird insofern berücksichtigt, daß der Anteil des Lichtes, der mehr als 5 Totalreflexionen durchlaufen hat, nicht zur Lichtsammelleffizienz beiträgt.



a. Höhenliniendiagramm ohne Struktur



b. Schattenstruktur (100%)



c. Höhenliniendiagramm mit Struktur

Abb. 4.3: Resultate der Abschattungsuntersuchungen für das große Trapez-Modul

- = Höhenlinie für den Mittelwert der Summensignale
- = Linien höher als der Mittelwert im Abstand von 1%
- = Linien kleiner als der Mittelwert im Abstand von 1%
- = Meßpunkte

Reflektor- Papier	Lichtausbeute ^a L_{gT}	Homogenität ^b H in %		Faktoren ^c			
		$H = \sqrt{\langle (I_{gT}^{tot})^2 \rangle - \langle I_{gT}^{tot} \rangle^2}$		α_1	α_2	α_3	α_4
weiß	1.05	6.5					
strukturiert	0.85	2.3		1.15	1.0	0.65	1.2

^aDie Lichtausbeute L wurde in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 2. definiert.

^bDie Homogenität H wurde in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 3. definiert.

^cDie Faktoren α_i wurden gemäß Punkt 3. von Kapitel 3.2 auf Seite 41. berechnet.

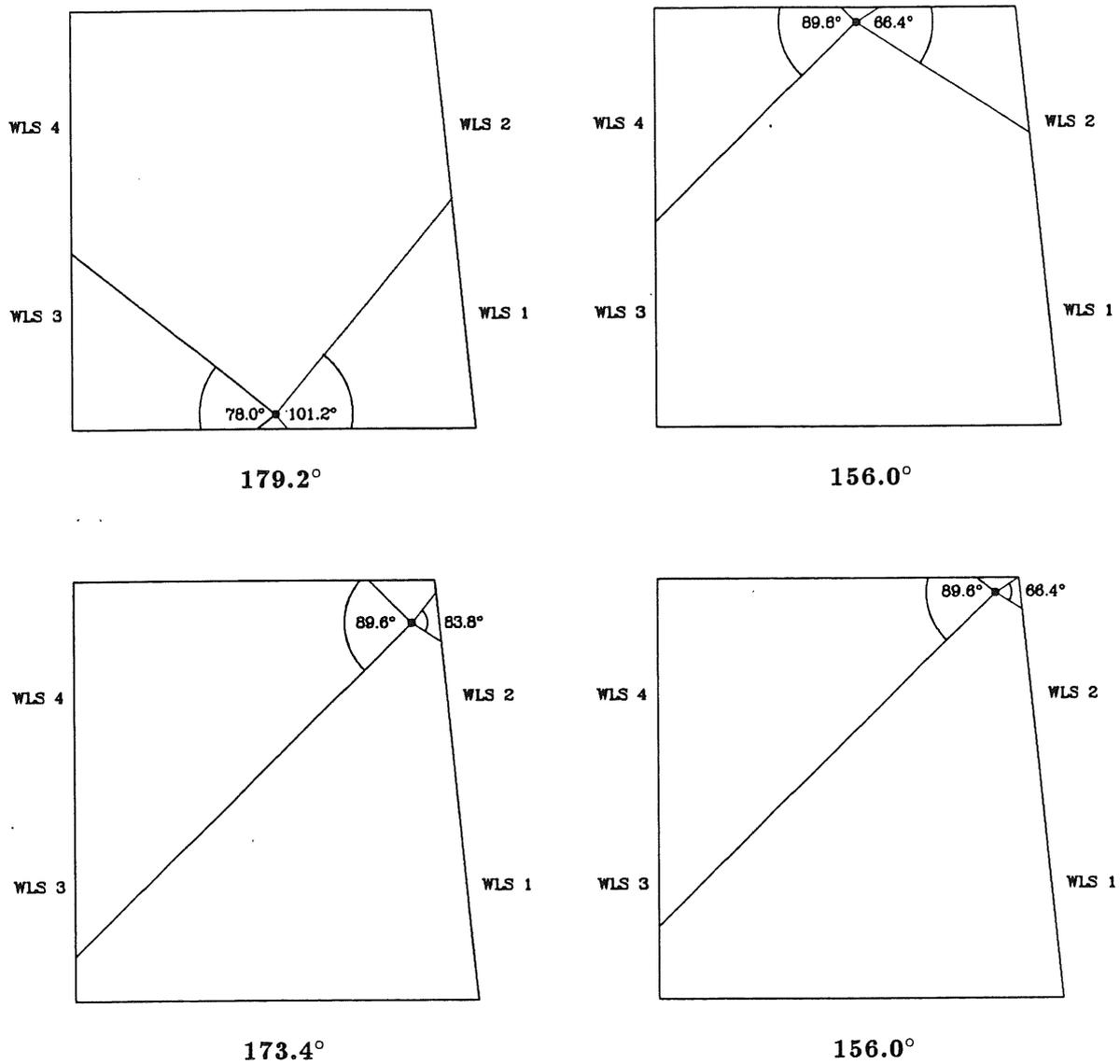


Abb. 4.4: Berechnete Lichtsammelleffizienz für 4 exemplarische Anregungspunkte des großen Trapez-Moduls

Es sind die Bereiche des Emissionswinkels berechnet worden, für die das Licht steiler als mit α_T auf die Auslesekannten trifft.

Position des entsprechenden Bildes	Koordinaten des Anregungspunktes (cm)	berechneter Wert (rel. Einheiten)	gemessener Wert (rel. Einheiten)
links oben	(0.41, -7.28)	1.000	1.000
rechts oben	(0.41, +7.28)	0.871	0.855
links unten	(5.41, -6.24)	0.968	0.981
rechts unten	(5.41, +7.28)	0.871	0.903

Die berechneten und gemessenen Werte sind auf den entsprechenden Wert des Anregungspunktes $(x, y) = (0.41, -7.28)cm$ normiert worden.

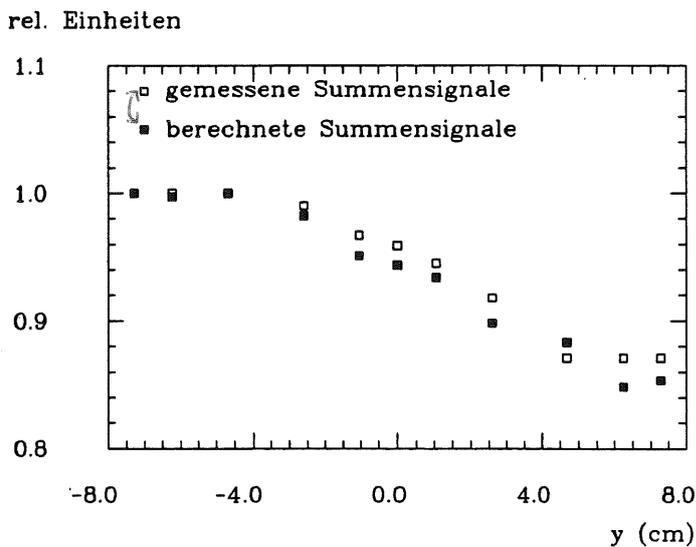
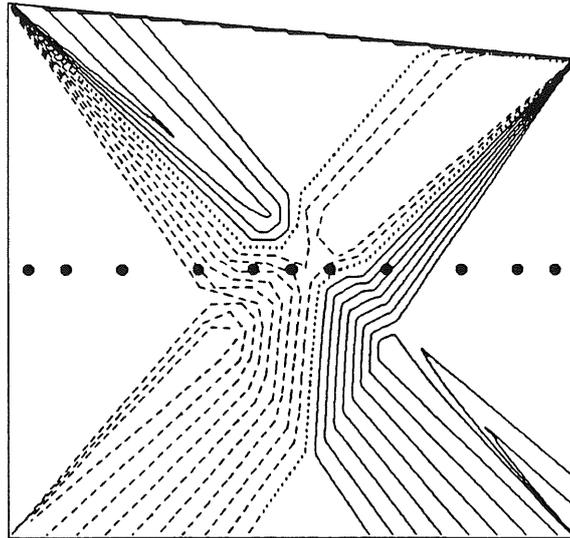


Abb. 4.5: Vergleich von gemessenen und berechneten Werten für die Lichtsammel-effizienz des großen Trapez-Moduls

Oben: Das Höhenliniendiagramm für die berechneten Summensignale.

..... = Höhenlinie für den Mittelwert der Summensignale

--- = Linien höher als der Mittelwert im Abstand von 1 %

— = Linien kleiner als der Mittelwert im Abstand von 1 %

• = Meßpunkte mit $x = 0.41\text{ cm}$

Unten: Die Summensignale sind auf den Wert des Meßpunktes

$(x, y) = (0.41, -7.28)\text{ cm}$ normiert.

Abbildung 4.4 stellt die Ergebnisse dieser Berechnungen für Meßpunkte an vier markanten Positionen grafisch dar. Es wird deutlich, daß für Meßpunkte an der schmalen Seite des Szintillators die Möglichkeit der Lichtabsorption durch die WLS 1 und 2 wegen des stumpfen Winkels von 95.8° verringert und an der breiten Seite wegen des spitzen Winkels von 84.2° vergrößert wird. Insbesondere kann das Licht, das in der direkten Umgebung des stumpfen Winkels emittiert wird, nur in einem sehr eingeschränkten Winkelbereich von den Wellenlängenschiebern an der schrägen Auslesekannte absorbiert werden.

Abbildung 4.5 stellt für die Meßpunkte des x -Wertes $x = 0.41\text{cm}$ einen Vergleich der Summen aus den gemessenen und den berechneten Einzeldiodensignalen dar. Das Intensitätsgefälle im Bereich des stumpfen Winkels und das von der breiteren zur schmaleren Seite des Szintillators werden von dieser Berechnung, die nur die geometrischen Aspekte der Lichtausbreitung im Szintillator berücksichtigt, sehr treffend reproduziert und dadurch als rein geometrische Effekte bestätigt.

Nachdem der Versuch, die Inhomogenitäten der Lichtsammelleffizienz des großen Trapez-Moduls alleine durch Schattenstrukturen auszugleichen, zu sehr hohen Verlusten der Lichtausbeute geführt hatte, ist unter Verwendung der Gewichtungsfaktoren α_i , die in Abb. 4.3.b gezeigte Schattenstruktur gefunden worden. Abbildung 4.3.c zeigt das aus Messungen mit dieser Schattenstruktur resultierende Höhenliniendiagramm mit den entsprechenden Gewichtungsfaktoren α_i für die Einzeldiodensignale.

Der Intensitätsunterschied zwischen der breiteren und der schmaleren Seite des Szintillators wird durch die Gewichtungsfaktoren verringert. Das Gefälle im Bereich des stumpfen Winkels des Szintillators kann durch Gewichtungsfaktoren kaum beeinflußt werden, da es örtlich sehr begrenzt ist. Die gewählte Aussparung in der Schattenstruktur im Bereich dieses Winkels ist die beste Lösung, die mit angemessenem Zeitaufwand erreicht werden kann. Den Intensitätsmaxima in dem Szintillatorbereich, der direkt vor den Wellenlängenschiebern liegt, wurde wie bei der Abschattung der Reflektorpapiere des Quadrat-Moduls durch streifenförmige Schwärzungen der Graustufe 100 % entgegengewirkt. Durch die Homogenitätsverbesserung unter Verwendung der Gewichtungsfaktoren entstehen direkt vor den Wellenlängenschiebern kleine, lokale Minima und Maxima der Lichtsammelleffizienz, die nicht verringert werden können.

Die Ergebnisse für dieses Modul, insbesondere die geringe Homogenität von 2.3 %, bestätigen, daß der Symmetrieverlust gegenüber dem Quadrat-Modul zu erheblicher Verringerung der Homogenität führt.

4.2 Untersuchungen zur Lichtsammelleffizienz für das kleine Trapez-Modul und die Dreieck-Module

Am Beispiel des großen Trapez-Moduls ist die Vorgehensweise bei der Durchführung und Auswertung der Homogenitätsmessungen detailliert erläutert worden. Daher soll bei den verbleibenden drei Modulformen nur auf ihre Besonderheiten eingegangen werden. Die Abbildungen 4.6, 4.7 und 4.8 auf den Seiten 56, 57 und 58 zeigen die wichtigsten Meßergebnisse für diese Module.

Im Unterschied zum großen Trapez-Modul, bei dem sich an beiden Auslesekannten 78mm breite Wellenlängenschieber befinden, wird das kleine Trapez-Modul an der schrägen Seite, die 4mm länger als beim großen Trapez-Modul ist, mit zwei 80mm breiten Wellenlängenschiebern ausgelesen (siehe Tab. 2.1). Da die Wellenlängenschieber der anderen Auslesekannte jedoch nur 78mm breit sind, hat jede Auslesekannte des kleinen Trapez-Moduls einen eigenen Satz von Wellenlängenschiebern und ebenso wie das große Trapez-Modul eine eigene Lochmaske für die Homogenitätsmessungen (siehe Anhang B).

Das große Dreieck-Modul ist sowohl rechtwinklig wie auch gleichschenkelig und wird an einem Schenkel mit zwei 74mm breiten Wellenlängenschiebern und an dem anderen Schen-

kel mit 2 Wellenlängenschiebern, die 74mm bzw. 78mm breit sind, ausgelesen. Da die Schenkel des Szintillators 148mm lang sind, hat der 78mm breite Wellenlängenschieber über eine Länge von 4mm keinen unmittelbaren optischen Kontakt zu dem Szintillator, so daß die Auslesefläche an den beiden Schenkeln identisch ist. Deshalb wurde die unterschiedliche Bestückung der Auslesekanten mit Wellenlängenschiebern vernachlässigt, und es sind nur die Signale der beiden schmalen Wellenlängenschieber gemessen worden. Der Meßaufwand des großen Dreieck-Moduls war also vergleichbar mit dem des Quadrat-Moduls.

Die schmale Seite des kleinen Dreieck-Moduls wird mit einem 84mm breiten Wellenlängenschieber und die breite Seite mit zwei 74mm breiten Wellenlängenschiebern ausgelesen. Das kleine Dreieck-Modul ist also das einzige Modul, dessen Summensignal sich aus nur drei Termen zusammensetzt, und muß daher ebenfalls an beiden Auslesekanten gemessen werden. Die Lochmasken der Dreieck-Module sind mit einem engen, äquidistanten Lochmuster versehen worden (siehe Anhang B).

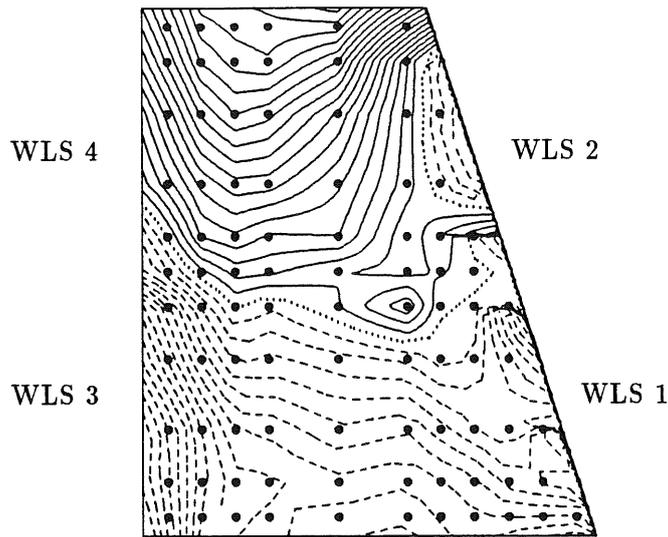
Die Abbildungen 4.6.a, 4.7.a und 4.8.a zeigen die Höhenliniendiagramme, die den Messungen ohne Schattenstruktur und ohne die gewichtenden Faktoren α_i entsprechen. Beim kleinen Trapez-Modul findet man die gleichen Charakteristika wie beim großen Trapez-Modul, jedoch fällt beim kleinen Trapez-Modul das Intensitätsgefälle von der breiten zur schmalen Seite größer und das Signalmaximum vor den WLS 3 und 4 schwächer aus als beim großen Trapez-Modul.

Die Höhenliniendiagramme der Dreieck-Module ähneln dagegen mehr dem des Quadrat-Moduls, das nur vor den Wellenlängenschiebern Intensitätsmaxima aufweist, wenn auch die Überhöhungen vor den Wellenlängenschiebern bei beiden Dreieck-Modulen bedeutend schwächer ausfallen als beim Quadrat-Modul.

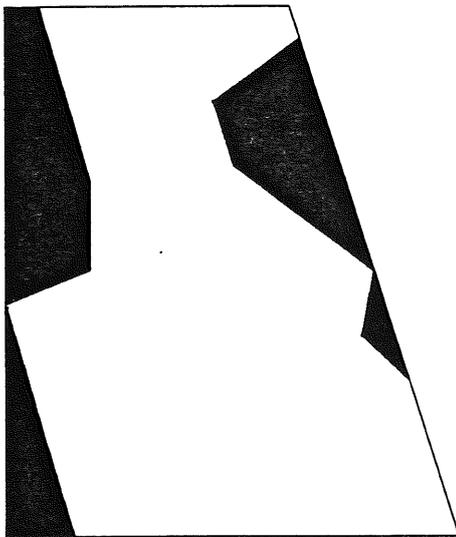
Das entsprechende Höhenliniendiagramm des kleinen Dreieck-Moduls zeigt kein Intensitätsmaximum vor dem Wellenlängenschieber an der Schmalseite. Der spitze Winkel scheint wie eine Art Spiegel zu wirken, der für alle Meßpunkte einen bedeutenden Anteil des Lichtes zurück auf die gegenüberliegende Schmalseite reflektiert, so daß das Maximum vor diesem Wellenlängenschieber zum Teil kompensiert wird. Dieser Gedanke wird bestätigt durch die vom Quadrat-Modul über das große Trapez-Modul und letztendlich bis zum kleinen Dreieck-Modul immer spitzer werdenden Winkel bei gleichzeitig schwächer werdenden Maxima vor den gegenüberliegenden Wellenlängenschiebern.

Die Komplexität der gefundenen Schattenstrukturen spiegelt die Inhomogenität der weder durch Gewichtsfaktoren noch durch Schattenstrukturen beeinflussten Lichtsammleffizienz der verschiedenen Modulformen wieder. Das kleine Trapez-Modul hat sehr differenzierte Strukturen, die Dreieck-Module dagegen einfache Schwärzungsbalken vor den Wellenlängenschiebern. Die Komplexität des großen Trapez-Moduls ist zwischen der des kleinen Trapez-Moduls und der der Dreieck-Module anzusiedeln. Prinzipiell gilt für alle Abschattungsmuster:

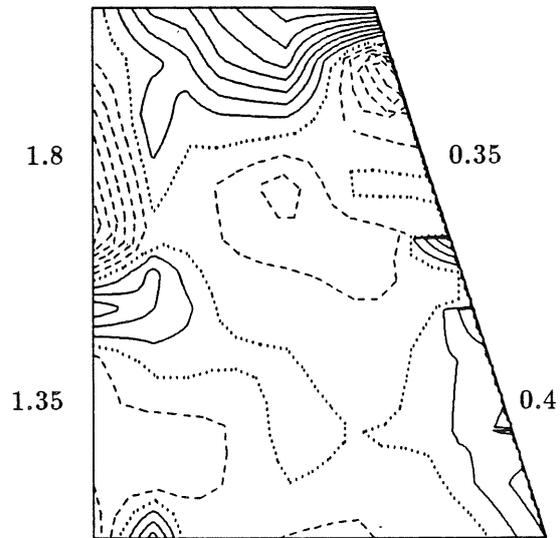
1. An den Stellen, an denen das aus Messungen mit weißem Reflektorpapier entstandene Höhenliniendiagramm Maxima aufweist, wird das Reflektorpapier geschwärzt, und sonst bleibt es weiß.
2. Je ausgeprägter ein Maximum ist, desto höher ist die verwendete Graustufe.



a. Höhenliniendiagramm ohne Struktur



b. Schattenstruktur (100%)



c. Höhenliniendiagramm mit Struktur

Abb. 4.6: Resultate der Abschattungsuntersuchungen für das kleine Trapez-Modul

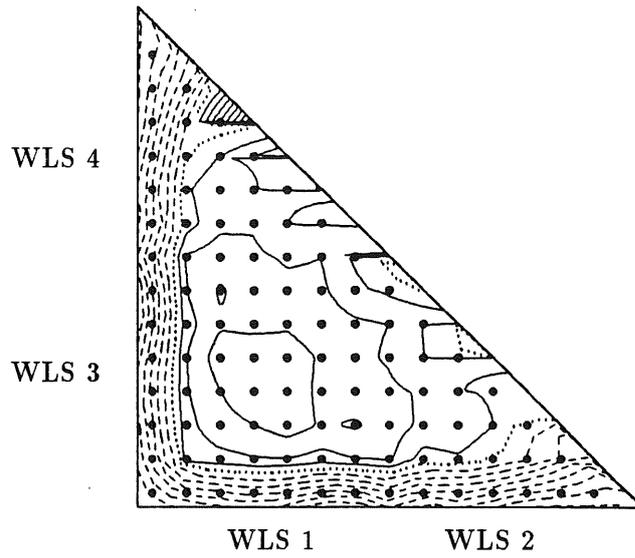
- = Höhenlinie für den Mittelwert der Summensignale
- = Linien höher als der Mittelwert im Abstand von 1 %
- = Linien kleiner als der Mittelwert im Abstand von 1 %
- = Meßpunkte

Reflektor- Papier	Lichtausbeute ^a L_{kT}	Homogenität ^b H in %		Faktoren ^c			
		$H = \sqrt{\langle (I_{kT}^{tot})^2 \rangle - \langle I_{kT}^{tot} \rangle^2}$		α_1	α_2	α_3	α_4
weiß	1.35	7.2					
strukturiert	1.2	1.8		0.4	0.35	1.35	1.8

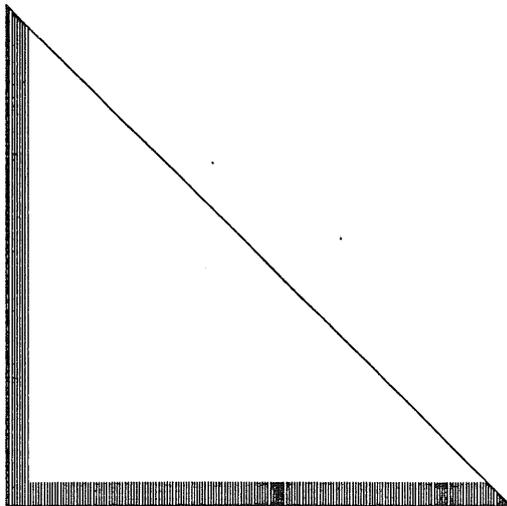
^aDie Lichtausbeute L wurde in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 2. definiert.

^bDie Homogenität H wurde in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 3. definiert.

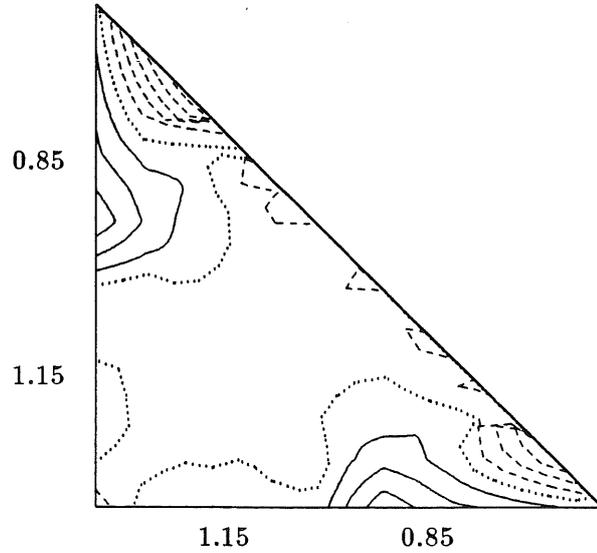
^cDie Faktoren α_i wurden gemäß Punkt 3. von Kapitel 3.2 auf Seite 41. berechnet.



a. Höhenliniendiagramm ohne Struktur



b. Schattenstruktur (50%)



c. Höhenliniendiagramm mit Struktur

Abb. 4.7: Resultate der Abschattungsuntersuchungen für das große Dreieck-Modul

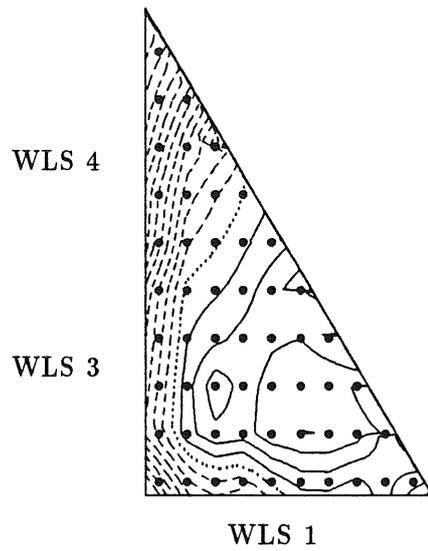
- = Höhenlinie für den Mittelwert der Summensignale
- = Linien höher als der Mittelwert im Abstand von 1 %
- = Linien kleiner als der Mittelwert im Abstand von 1 %
- = Meßpunkte

Reflektor- Papier	Lichtausbeute ^a L_{gD}	Homogenität ^b H in %		Faktoren ^c			
		$H = \sqrt{\langle (I_{gD}^{tot})^2 \rangle - \langle I_{gD}^{tot} \rangle^2}$		α_1	α_2	α_3	α_4
weiß	1.7	3.05					
strukturiert	1.55	1.1		1.15	0.85	1.15	0.85

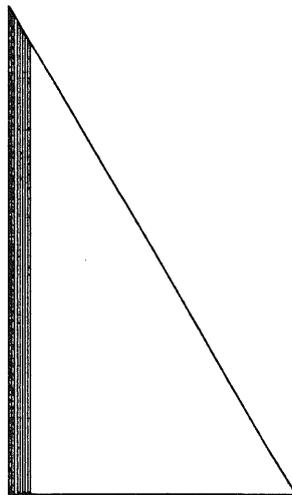
^aDie Lichtausbeute L wurde in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 2. definiert.

^bDie Homogenität H wurde in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 3. definiert.

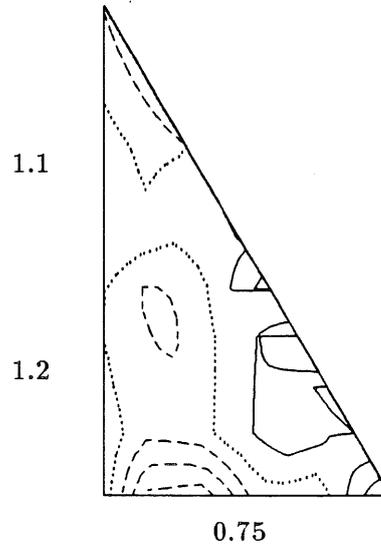
^cDie Faktoren α_i wurden gemäß Punkt 3. von Kapitel 3.2 auf Seite 41. berechnet.



a. Höhenliniendiagramm ohne Struktur



b. Schattenstruktur (50%)



c. Höhenliniendiagramm mit Struktur

Abb. 4.8: Resultate der Abschattungsuntersuchungen für das kleine Dreieck-Modul

- = Höhenlinie für den Mittelwert der Summensignale
- = Linien höher als der Mittelwert im Abstand von 1%
- = Linien kleiner als der Mittelwert im Abstand von 1%
- = Meßpunkte

Reflektor-Papier	Lichtausbeute ^a L_{kD}	Homogenität ^b H in %		Faktoren ^c			
		$H = \sqrt{\langle (I_{kD}^{tot})^2 \rangle - \langle I_{kD}^{tot} \rangle^2}$		α_1	α_2	α_3	α_4
weiß	1.9	3.6					
strukturiert	1.8	0.95		0.75	—	1.2	1.1

^aDie Lichtausbeute L wurde in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 2. definiert.

^bDie Homogenität H wurde in Kapitel 3.2 auf Seite 41 unter Punkt 3. definiert.

^cDie Faktoren α_i wurden gemäß Punkt 3. von Kapitel 3.2 auf Seite 41. berechnet.

Besonders beim kleinen Trapez-Modul zeigt der Vergleich zwischen der Schattenstruktur (Abb. 4.6.b) und dem resultierenden Höhenliniendiagramm (Abb. 4.6.c), daß überall dort, wo das Höhenliniendiagramm Intensitätsmaxima zeigt, das Reflektorpapier zu 100% geschwärzt ist und in Bereichen schwacher Signale weiß bleibt. Durch Veränderung der Schattenstruktur ist also keine weitere Verbesserung der Homogenität zu erzielen.

In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse, das heißt die Lichtausbeute L , die Homogenität H der Lichtsammelleffizienz und die Gewichtungsfaktoren α_i für die Einzeldiodensignale aller fünf Modulformen zusammengestellt:

- Die erzielte Homogenität H liegt zwischen $H = 0.95\%$ beim kleinen Dreieck-Modul und $H = 2.3\%$ für das große Trapez-Modul. Die gute Homogenität der Lichtsammelleffizienz des Quadrat-Moduls kann durch seine hohe Symmetrie erklärt werden. Für die exotischen Modulformen scheint die zu erreichende Homogenität stark von der Größe des Szintillators abzuhängen — für die kleinen Szintillatoren konnte eine erheblich bessere Homogenität erzielt werden als für die großen Szintillatoren. Bei weiteren Bemühungen, die Homogenität zu verbessern, steht der experimentelle Aufwand in keinem Verhältnis zu dem noch zu erwartenden Erfolg.
- Die Lichtausbeute nimmt mit Abnahme der Modulgröße zu. Das erklärt sich dadurch, daß die kleineren Modulformen ein günstigeres Verhältnis von Auslesefläche zu Szintillatorvolumen haben. Da die Lichtausbeute natürlich auch von der Form des Szintillators und der Anordnung der Wellenlängenschieber abhängt, sind die erhaltenen Werte qualitativ zu verstehen und bestätigen die in [Pep89] gemessenen Daten².
- Die Gewichtungsfaktoren α_i liegen zwischen 0.7 und 1.3 — mit der Ausnahme des kleinen Trapez-Moduls. Bei diesem Modul kann das starke Intensitätsgefälle von der breiten zur schmalen Seite nur durch stark unterschiedliche Faktoren ausgeglichen werden. Dieses Signalgefälle entsteht hauptsächlich durch die WLS 1 und 2, deren Beitrag zum Summensignal durch vergleichsweise kleine Faktoren (0.4 bzw. 0.35) verringert wird. Das Signal von WLS 4 wird mit einem besonders großen Faktor (1.8) versehen, um das an der schmalen Seite befindliche Minimum so weit es geht zu kompensieren.

Modul	Lichtausbeute L	Homogenität H in %		Faktoren			
		$H = \sqrt{\langle (I^{tot})^2 \rangle - \langle I^{tot} \rangle^2}$		α_1	α_2	α_3	α_4
Quadrat-Modul	0.85	1.1		1.0	1.0	1.0	1.0
Gr. Trapez-Modul	0.85	2.3		1.15	1.0	0.65	1.2
Kl. Trapez-Modul	1.2	1.8		0.4	0.35	1.35	1.8
Gr. Dreieck-Modul	1.55	1.1		1.15	0.85	1.15	0.85
Kl. Dreieck-Modul	1.8	0.95		0.75	—	1.2	1.1

Tab. 4.1: Resultate der Abschattungsuntersuchungen für alle im BEMC-Kalorimeter verwendeten Szintillatorformen
Die genauen Definitionen der Lichtausbeute L und der Homogenität H sind in Kapitel 3.2 auf Seite 41 angegeben.

²Damit ein Vergleich möglich war, sind hier die bei [Pep89] angegebenen Werte so normiert worden, daß die Lichtausbeute des Quadrat-Moduls 0.9 in relativen Einheiten beträgt. Die Angaben in Klammern sind die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Werte:

Quadrat-Modul: 0.9(0.9) Kleines Trapez-Modul: 1.16(1.2) Kleines Dreieck-Modul: 1.91(1.8)

Da die Energiemessung mit den exotischen Modulformen wegen ihrer Lage im Randbereich des BEMC stets mit einer erheblichen Leckrate verbunden ist, dienen sie im wesentlichen der Unterstützung der Signalauslese der Quadrat-Module, und die Homogenität H der Lichtsammelleffizienz hat für die exotischen Modulformen im Vergleich zu dem Quadrat-Modul eine geringere Bedeutung für die Homogenität H_E der Energiebestimmung des BEMC.

Ein weiteres Ergebnis der beschriebenen Untersuchungen ist die Ermittlung des Intensitätsbereiches der Einzeldiodensignale, die für verschiedene Auftreffpunkte auf das Kalorimeter erwartet werden müssen. Neben dem Energiebereich, für den eine exakte ($\leq \frac{10\%}{\sqrt{E}}$) Energiebestimmung möglich sein soll, ist für die notwendige Größe des dynamischen Bereiches der in der Datenakquisition des BEMC-Kalorimeters verwendeten ADC's die Spanne des Intensitätsbereiches der Einzeldiodensignale ein bestimmender Faktor. Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen haben ergeben, daß Anregungen der im BEMC-Kalorimeter verwendeten Szintillatorplatten relative Pulshöhen P der Einzeldiodensignale im Bereich von 0.05 bis 1.15 erzeugen. Die in Abb. 4.9 dargestellte Verteilung $F_{tot}(P^k)$ der relativen Pulshöhen P^k ist folgendermaßen berechnet worden:

1. Für jede Modulform³ J ; $J = 1, \dots, 5$ sind die mit optimaler Schattierung des Reflektorpapieres gemessenen M Einzeldiodensignale $I_J^{D_i}$; $i = 1, \dots, M$ gemäß Punkt 1. auf Seite 40 auf die entsprechenden Werte $I_J^{D_i}(r_n)$ für die äquidistanten Stützpunkte r_n interpoliert und auf den Mittelwert $\langle I_1^{tot}(r_n) \rangle$ der durch Schattenstrukturen homogenisierten Summensignale des quadratischen Szintillators normiert worden. Damit ergeben sich die relativen Pulshöhen

$$P_{J,i}(r_n) = \frac{I_J^{D_i}(r_n)}{\langle I_1^{tot}(r_n) \rangle} \quad (4.1)$$

2. Weiterhin wurde

- die Skala für die Pulshöhe P in 12 Bereiche P^k der Größe 0.1 — beginnend bei 0.05 — eingeteilt,
- für jede Modulform und jeden Wellenlängenschieber die Anzahl $N_{J,i}(P^k)$ aller Stützpunkte r_n bestimmt, deren Pulshöhe auf die einzelnen Bereiche P^k entfällt und
- der Quotient

$$F_{J,i}(P^k) = \frac{N_{J,i}(P^k)}{\sum_{k=1}^{12} N_{J,i}(P^k)} \quad (4.2)$$

als Pulshöhenverteilung für die Modulform J und den WLS i definiert, wobei $F_{J,i}(P^k)$ der von der Pulshöhe P^k prozentual betroffenen Fläche des Moduls vom Typ J entspricht.

³ $J = 1$ für Quadrat-Modul
 $J = 2$ für großes Trapez-Modul
 $J = 3$ für kleines Trapez-Modul
 $J = 4$ für großes Dreieck-Modul
 $J = 5$ für kleines Dreieck-Modul

Die Pulshöhenverteilungen $F_{J,i}(P^k)$ der Signale der einzelnen Wellenlängenschieber sind für alle Modulformen des BEMC-Kalorimeters in Anhang D dargestellt. Wegen der höheren Lichtausbeute der exotischen Modulformen — insbesondere des kleinen Dreieck-Moduls ($L=1.8$), dessen Summensignal sich auch nur aus 3 Einzeldiodensignalen zusammensetzt — sind Pulshöhen > 1 möglich.

3. Die einzelnen Modulformen J tragen mit ihren Pulshöhenverteilungen

$$F_J(P^k) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M F_{J,i}(P^k) \quad (4.3)$$

gemäß der Größe ihrer Grundfläche A_J und der Anzahl Z_J , mit der sie im Kalorimeter vertreten sind, zur Pulshöhenverteilung $F_{tot}(P^k)$ für das gesamte BEMC folgendermaßen bei:

$$F_{tot}(P^k) = \frac{\sum_{J=1}^5 F_J(P^k) \cdot A_J \cdot Z_J}{\sum_{J=1}^5 A_J \cdot Z_J} \quad (4.4)$$

Abbildung 4.9 zeigt die Pulshöhenverteilung $F_{tot}(P^k)$, die dem prozentualen Anteil an der Gesamtfläche der 56 quadratischen und 32 exotischen Kalorimeter-Module entspricht, für den sich die verschiedenen Pulshöhen P^k in den durchgeführten Labormessungen ergeben haben. Für einen sehr großen Bereich befinden sich die Werte zwischen 0.05 und 0.55 ,

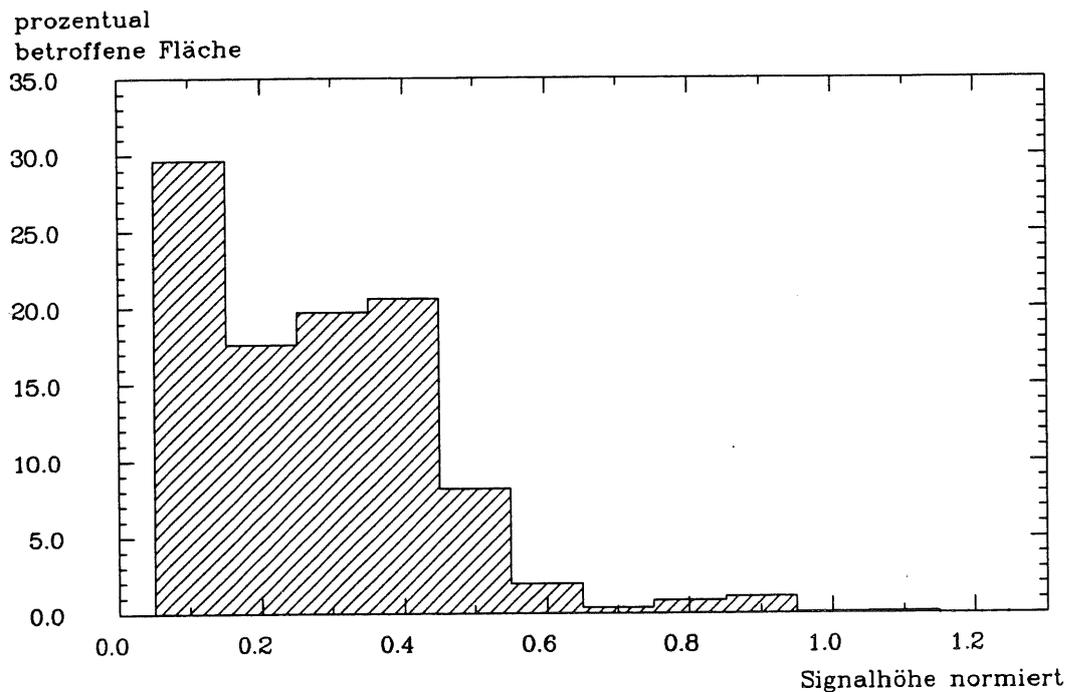


Abb. 4.9: Pulshöhenverteilung $F_{tot}(P^k)$ der Einzeldiodensignale von allen 88 BEMC-Modulen

Dargestellt ist die Pulshöhenverteilung $F_{tot}(P^k)$, die den prozentualen Anteil der Stirnfläche des BEMC-Kalorimeters angibt, für den in den Labormessungen Pulshöhen in den Bereichen P^k gemessen wurden.

und nur für die kleinen Dreieck-Module werden sogar Pulshöhen von 1.15 gemessen (siehe Anhang D).

Bei der Bewertung der so gewonnenen Pulshöhenverteilung ist zu berücksichtigen, daß diese Verteilung durch *identische* Lichtsignale an verschiedenen Positionen der 5 untersuchten Formen der Szintillatorplatten erzeugt wurden, in der Realität des BEMC-Kalorimeters jedoch die Signale durch elektromagnetische Schauer verursacht werden, die in den kleinen Modulen *weniger* Energie deponieren können als in den größeren. Deshalb werden die relativen Pulshöhen $P > 0.65$, die ausschließlich bei den Dreieck-Modulen auftreten (siehe Anhang D) niemals mit großer Energie (30 GeV) verbunden sein und damit für die Obergrenze des dynamischen Bereiches keine Bedeutung haben.

Für die Datenakquisition des BEMC-Kalorimeters ist nach [Mei91] ein dynamischer Bereich der ADC's von $4096K$ ($K=\text{ADC-Kanäle}$) mit einer Skalierung $a = 20\text{ MeV}/K$ vorgesehen. Für die Quadrat-Module des BEMC-Kalorimeters berechnet sich aus den ADC-Signalen S_m für die 4 elektromagnetischen Wellenlängenschieber mit

$$S_{tot} = \sum_{m=1}^4 S_m \quad (4.5)$$

die deponierte Energie E_{dep} (ohne Software-Korrekturen) nach [Mei91] folgendermaßen:

$$E_{dep} = \frac{S_{tot}}{4} \cdot a \quad (4.6)$$

Da die relative Pulshöhe $P = 0.25$ dem Signal entspricht, daß bei identischen Photodiodensignalen (nach Kalibration) des Quadrat-Moduls an den beteiligten ADC's entsteht, berechnet sich bei einer deponierten Energie E_{dep} und der relativen Pulshöhe P das entsprechende ADC-Signal S eines beliebigen BEMC-Moduls mit M elektromagnetischen Wellenlängenschiebern wegen $S = P \cdot S_{tot}$ ganz allgemein:

$$S = \frac{E_{dep} \cdot M \cdot P}{a} \quad (4.7)$$

So ergibt sich mit $M = 4$ für die deponierte Energie $E_{dep}^1 = 1\text{ GeV}$ und die minimale relative Pulshöhe $P^1 = 0.05$ (siehe Abb. 4.9) an den ADC's ein Signal von

$$S \simeq 10K \quad (4.8)$$

(über Pedestals) und für die maximale zu erwartende Energie $E_{dep}^2 = 32\text{ GeV}$ bei der für diese Energie als maximal angenommenen relativen Pulshöhe von $P^2 = 0.65$ an den ADC's ein Signal von $S \simeq 4160K$.

Für den Energiebereich von $1\text{ GeV} \leq E_{dep} \leq 32\text{ GeV}$ ist der dynamische Bereich der ADC's also ausreichend.

4.3 Druckuntersuchungen

Nachdem die optimalen Schattenstrukturen für alle Modulformen gefunden waren, sind die beiden Dreieck-Module mit dem Reflektorpapier, das für die Serienproduktion der BEMC-Module mit aufgedruckten statt aufgeklebten Schattenstrukturen hergestellt wurde, erneut

gemessen worden. Es sollte sichergestellt werden, daß zwischen den Ergebnissen der Messung (1) mit den aufgeklebten Schattenstrukturen und denen der Messung (2) mit dem bedruckten Reflektorpapier kein Unterschied besteht.

In Analogie zum Vergleich der Messungen (1), (2) und (1a) des Quadrat-Moduls (siehe Kap. 3.3.2 auf S. 43) ist nun für die gewichteten Summen I^{*tot} statt für I^{tot} die Reproduzierbarkeit R gemäß Gleichung 3.6 auf Seite 43 für die Messungen mit aufgeklebten und aufgedruckten Schattenstrukturen berechnet worden. Für das kleine Dreieck-Modul ergab sich $R = 0.6 \pm 0.4 \%$ und für das große Dreieck-Modul $R = 1.3 \pm 0.8 \%$, was merklich über dem entsprechenden für die Quadrat-Module erhaltenen Wert der Reproduzierbarkeit ($R(1, 2) = 0.25 \%$) liegt.

Der oben geschilderte Unterschied in der Meßanordnung scheint also nicht ohne Bedeutung zu sein, das heißt es gibt einen Unterschied für die Lichtsammelleffizienz von der Größenordnung 1 %, je nachdem ob bedruckte oder beklebte Papiere verwendet werden, was auch durch den Wert $R(1, 1a) = 0.8 \%$ für die quadratische Szintillatorplatte bestätigt wird. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, daß bei bedrucktem Reflektorpapier die Luftschicht zwischen dem Szintillator und dem Reflektorpapier erhalten bleibt (siehe Abb. 3.4 unten) und im Gegensatz dazu die auf das Reflektorpapier aufgeklebten Graumuster den Zwischenraum zwischen Szintillator und Reflektorpapier verringern und dadurch einen direkten Kontakt zwischen Szintillator und Reflektorpapier herstellen.

Für das Lichtsammelverhalten des Szintillators ist es von enormer Bedeutung, daß dieser Kontakt zwischen Szintillator und Reflektorpapier gering ist, damit über weite Bereiche die Grenzschicht Szintillator-Luft und damit die Totalreflexion innerhalb des Szintillators erhalten bleibt. Es ist bisher davon ausgegangen worden, daß die Oberflächenbeschaffenheit des Reflektorpapiers dies selbst bei einiger Druckbelastung sicherstellen würde.

Dies scheint sich jedoch durch die Ergebnisse der Messungen an den Dreieck-Modulen mit beklebtem bzw. bedrucktem Reflektorpapier nicht zu bestätigen. Die in das Kalorimeter eingebauten Szintillatoren stehen sicherlich unter einer Druckbelastung, die jedoch nur unter sehr großem Aufwand zu messen oder zu berechnen ist [Sci90]. Bevor eine realistische Beurteilung des Druckproblems abgegeben werden kann, müssen einige Informationen über die Druckabhängigkeit der Lichtsammelleffizienz vorliegen. Deshalb sind noch einige Messungen an Szintillatorplatten unter Druckbelastung durchgeführt worden.

Im Rahmen dieser Arbeit kann es bei den Druckuntersuchungen nur darum gehen, die Größenordnung des Einflusses einer Druckbelastung der Szintillatorplatten im Zusammenhang mit den bisher erzielten Ergebnissen zu bestimmen. Weiterhin soll aufgezeigt werden, welche weiteren Messungen im Zusammenhang mit der Druckabhängigkeit der Lichtsammelleffizienz eventuell nötig sind und wie der Einfluß von Druckbelastungen auf die in der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse berücksichtigt werden muß.

Unter Druckbelastung wird das Reflektorpapier zunehmend auf den Szintillator gepreßt, wodurch die Oberflächenstruktur des Papiers verändert wird. Hierdurch wird der Kontakt zwischen Szintillator und Reflektorpapier erhöht und damit die Totalreflexion verringert, was dazu führt, daß die Lichtausbeute abnimmt. Da die Veränderung der Oberflächenstruktur des Reflektorpapiers unter Druckbelastung ein langsamer Prozess sein kann, wurde die Lichtausbeute nicht nur in Abhängigkeit vom Druck, sondern zusätzlich von der Zeit beobachtet.

Da die grundsätzliche Druckabhängigkeit der Lichtsammelleffizienz von mit Tyvecpapier umbegebenen Szintillatorplatten untersucht werden sollte, wurden exemplarische Messungen am quadratischen Modul ohne jede Schattenstruktur durchgeführt.

Um die Szintillatorplatte unter Druckbelastung messen zu können, wurden Modifikationen an der Meßanordnung vorgenommen. Wie in Kap. 3.1.2 beschrieben wurde, ist der Szintillator stets durch eine dünne Luftschicht vom Reflektorpapier getrennt gewesen (siehe Abb. 3.4 unten). Deshalb ist eine 0.5mm dicke Metallscheibe mit den Abmessungen des Szintillators sowie das rückwärtige Reflektorpapier, das ebenfalls auf die Maße des Szintillators zurechtgeschnitten war, unter den Szintillator gelegt worden (siehe Abb. 4.10 unten), um diesen Luftspalt zu vermeiden und den Druck nur auf den Szintillator und nicht auf die seitlichen Halterungen auszuüben.

Da Aluminium ein sehr weiches Metall ist, wurde die Lochmaske durch zwei 2.8cm dicke und 4.8cm hohe Verstärkungen, die vor und hinter der Lochmaske über ihre ganze Breite angebracht wurden, stabilisiert (siehe Abb. 4.10 oben). So konnte zwar das Verbiegen der Aluminiumplatten bis auf ein Minimum reduziert werden, jedoch sind weiterhin Vorhersagen über die Gleichmäßigkeit der Druckbelastung über die gesamte Oberfläche des Szintillators nicht möglich.

Mit Hilfe eines Drehmomentschlüssels können die Schrauben, die den Lochmaskenverband zusammenhalten — ihre Anzahl wurde für die Messungen unter Druckbelastung von 6 auf 14 erhöht — definiert angezogen werden. Aus dem angewendeten Drehmoment den ausgeübten Druck zu berechnen, ist wegen der auftretenden Reibungskräfte mit einer großen Unsicherheit verbunden, deshalb soll vorerst die Reibung ganz vernachlässigt werden.

Die Arbeit dW_1 , die gegen das Drehmoment $M = F_1 l$ aufgebracht werden muß, berechnet sich gemäß

$$dW_1 = \frac{M}{l} dr \quad (\text{siehe Abb. 4.11 links}) \quad (4.9)$$

und ist gleich der Arbeit dW_2 , die geleistet werden muß, um auf die Fläche A des Szintillators den Druck $P = \frac{F_2}{A}$ auszuüben. dW_2 berechnet sich mit:

$$dW_2 = P A dz \quad (\text{siehe Abb. 4.11 rechts}) \quad (4.10)$$

Mit Hilfe des Windungsabstandes⁴ h läßt sich ein Zusammenhang zwischen r und z herstellen. Für eine komplette Schraubenumdrehung ergibt sich

$$\frac{r}{2\pi l} = \frac{z}{h}, \text{ woraus } \frac{dr}{dz} = \frac{2\pi l}{h} \quad (4.11)$$

folgt. Durch Gleichsetzen von dW_1 und dW_2 und Einsetzen von $\frac{dr}{dz}$ erhält man:

$$P = \frac{2\pi M}{Ah} \quad (4.12)$$

Mit dem Windungsabstand $h = 1\text{mm}$ der verwendeten Schrauben können die angewendeten Drehmomente M in den Druck P und eine Gesamtauflagekraft F_A umgerechnet werden — weiterhin unter Vernachlässigung der Reibung.

⁴Der Windungsabstand h einer Schraube gibt an, um welche Strecke man eine Schraube durch eine komplette Umdrehung von $360^\circ(2\pi)$ in das Gewinde hinein- bzw. herausdreht.

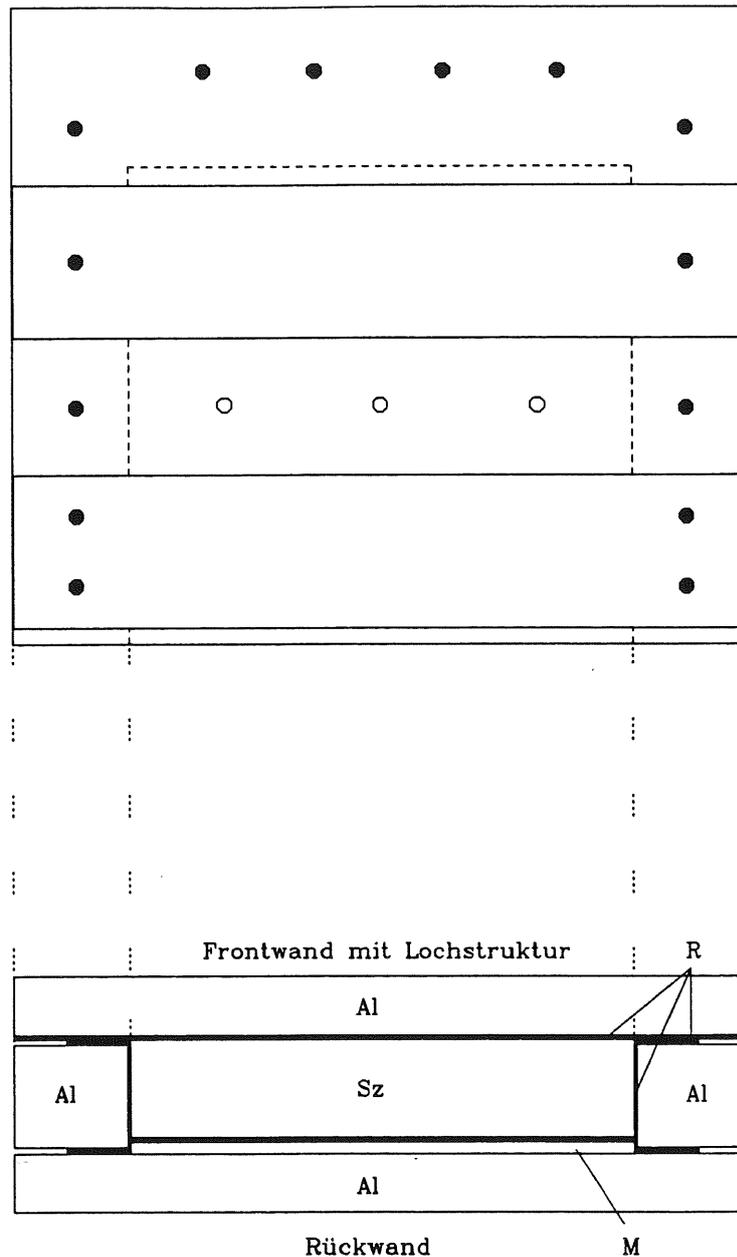


Abb. 4.10: Modifikation der Lochmaske für die Untersuchungen unter Druckbelastung

Al = Seitliche Begrenzungen bzw. Front- und Rückwand aus Aluminium

Sz = Die Szintillatorplatte

R = Das den Szintillator umgebende Reflektorpapier

M = Messingplatte (0.5mm)

Oben: Um die Szintillatorplatte gleichmäßig mit Druck belasten zu können, ist die Anzahl der Schrauben erhöht worden (gefüllte Kreise) und die gesamte Lochmaske durch Aluminiumhalterungen stabilisiert worden. Die Szintillatorplatte (gestrichelte Linien) ist an drei Meßpunkten (ungefüllte Kreise) angeregt worden.

Unten: Um Druck auf den Szintillator ausüben zu können, ist eine 0.5mm dicke Scheibe aus Messing unter den Szintillator gelegt worden (M).

Das untere Bild ist nicht maßstabsgerecht.

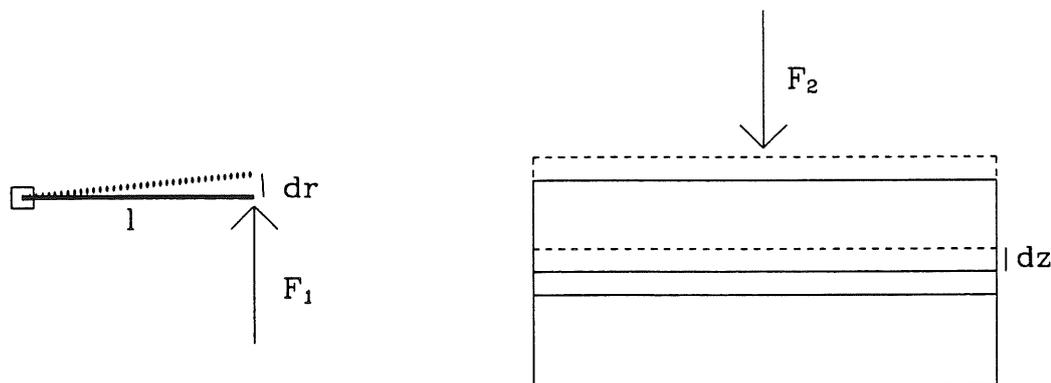


Abb. 4.11: Illustration der beim Festziehen einer Schraube auftretenden Kräfte

Der Reibungsanteil, um den der reale Druck geringer ist als der berechnete, hängt von dem benutzten Material, von seinem Zustand aber auch von dem Druck selbst ab und kann zwischen 20 % und 80 % liegen [Sci90,Kre90]. Deshalb sollen die vier verschiedenen Drehmomente lediglich für unterschiedliche Druckbelastungen stehen, deren Absolutwert jedoch nicht bekannt ist.

Da die beiden Verstärkungen vor der Lochmaske annähernd die Hälfte aller Bohrungen in der Frontplatte verdecken, hat sich die Anzahl der möglichen Meßpunkte stark reduziert. Bei den im folgenden beschriebenen Messungen ist nur in drei Punkten Licht eingestrahlt worden (siehe Abb. 4.10). Aus Symmetriegründen haben sich daraus drei verschiedene Einzeldiodensignale ergeben:

- Bei zentralem Einschuß erhält man auf beiden Photodioden das Signal S_1 ,
- bei den beiden anderen Meßpunkten ergibt sich jeweils ein starkes Signal S_2 von der nahen Photodiode und
- ein schwaches Signal S_3 von der entfernteren Photodiode.

Zunächst wurden Messungen bei fünf verschiedenen Druckbelastungen durchgeführt, indem das Drehmoment nach der Messung der 3 Meßpunkte um $1Nm$ bis zu einem maximalen Drehmoment von $4Nm$ gesteigert wurde. Abbildung 4.12 links oben zeigt, daß die

Drehmoment M (Nm)	Druck $P = \frac{2\pi M}{hA}$ (bar) (N/cm^2)		Auflagekraft $F_A = PA$ ($10^3 N$)
1	2.68	26.8	6.3
2	5.36	53.6	12.6
3	8.04	80.4	18.9
4	10.72	107.2	25.2

Tab. 4.2: Umrechnungstabelle für Drehmomente in Druck und Auflagekraft ohne die Reibung zu berücksichtigen.

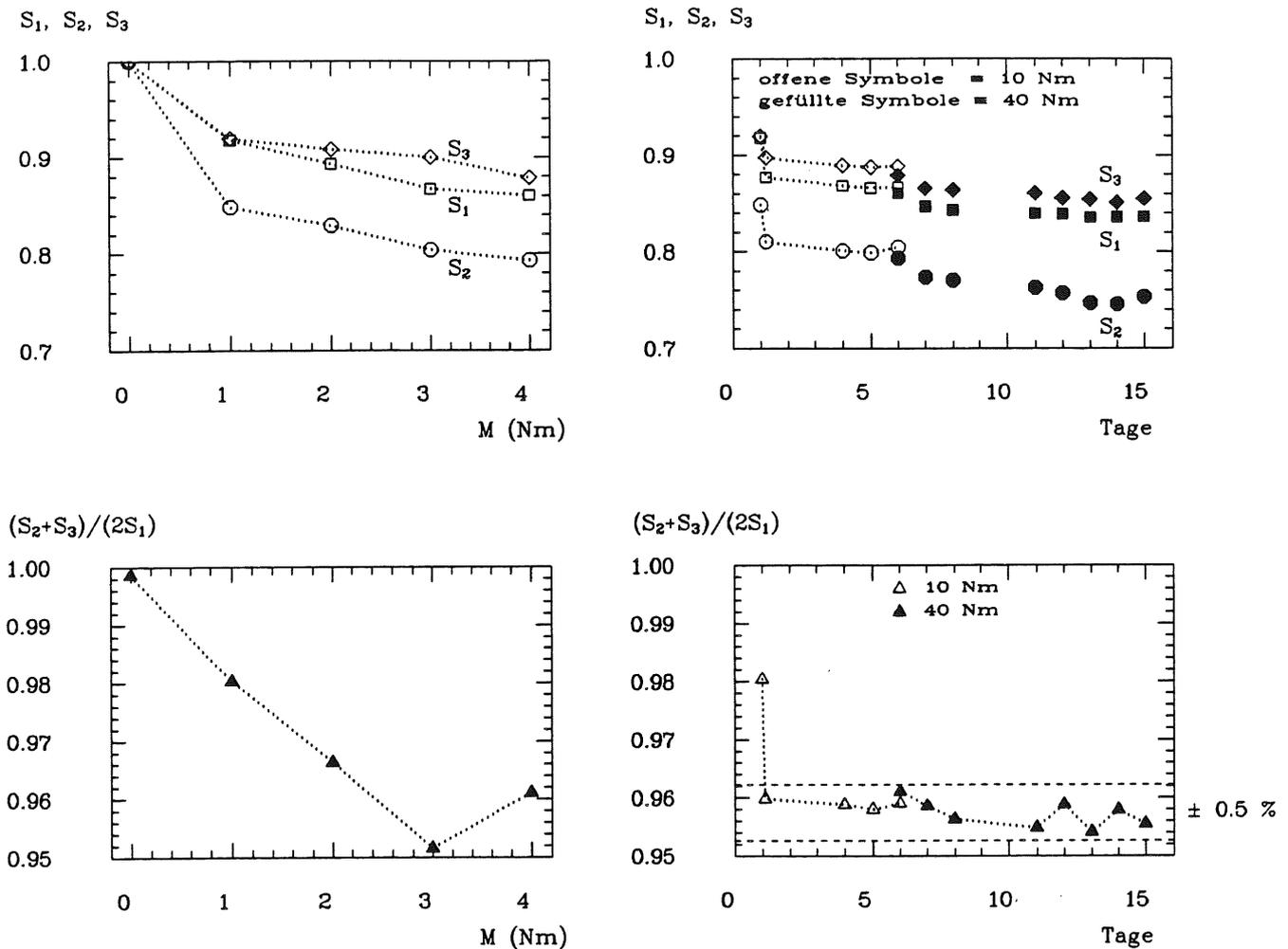


Abb. 4.12: Ergebnisse der Untersuchungen unter Druckbelastung

Ergebnisse der Druckmessungen am quadratischen Modul mit weißem Reflektorpapier. Alle aufgetragenen Daten sind auf den entsprechenden Wert ohne Druck normiert worden. In zeitlich stabilem Zustand scheint das Verhältnis $(S_2 + S_3) / (2S_1)$ nicht von dem Druck abzuhängen, es ist jedoch um ca. 4 % gesunken.

Intensität der Einzeldiodensignale bis zu 20 % bzw. 14 % und 12 % für die Signale S_3 bzw. S_1 und S_2 abnimmt.

Im Anschluß daran ist das Drehmoment wieder auf 1 Nm reduziert und die Messung bei dieser Druckbelastung ca. eine Woche lang täglich wiederholt worden. Abbildung 4.12 rechts oben zeigt, daß die Abnahme der Intensität vornehmlich in den ersten Stunden erfolgt.

Wenn durch die Druckbelastung alle Summensignale um einen bestimmten Faktor reduziert würden, hätte das noch keinen Einfluß auf die gemessene Ortsverteilung der Lichtsammeleffizienz. Da jedoch die Einzeldiodensignale unterschiedlich geschwächt werden, ist anzunehmen, daß die Druckbelastung auch die Summensignale verschiedener Meßpunkte unterschiedlich beeinflusst.

In Abbildung 4.12 links unten ist deshalb für die Messungen bei unterschiedlichem Druck das Verhältnis $\frac{S_2+S_3}{2S_1}$ des Summensignals vom dezentralen Punkt ($S_2 + S_3$) zum Summensignal des zentralen Punktes $2S_1$ aufgetragen worden. Mit zunehmendem Druck sinkt dieses Verhältnis um ca. 4 %. Die Messungen über einen längeren Zeitraum zeigen jedoch (siehe Abb. 4.12 rechts unten), daß dieses Verhältnis der beiden Summensignale für das größte und das kleinste der angewendeten Drehmomente ($1Nm$ bzw. $4Nm$) nach Ablauf nur weniger Stunden nach Einsetzen der Druckbelastung den gleichen, stabilen Wert annimmt.

Die Ergebnisse der durchgeführten Messungen unter Druckbelastung lassen zwar keine abschließende Beurteilung der Druckeffekte zu, zeigen aber, daß

1. Einzeldiodensignale bis zu 20 % abnehmen,
2. schwache Einzeldiodensignale stärker abnehmen als starke Einzeldiodensignale,
3. die Summensignale verschiedener Meßpunkte unterschiedlich stark beeinflusst werden können,
4. es einige Stunden dauert, bis sich bei gegebenem Druck ein zeitlich stabiler Zustand einstellt,
5. es bei schwacher Druckbelastung länger dauert, daß sich ein zeitlich stabiler Zustand einstellt als bei starker Druckbelastung und
6. die Lichtsammelleffizienz in zeitlich stabilem Zustand nur sehr gering vom Druck abhängt.

Für weitere Untersuchungen unter Druckbelastung wird folgende Vorgehensweise vorgeschlagen:

- Die Ergebnisse der Messungen unter Druckbelastung, die nur an drei exemplarischen Meßpunkten durchgeführt wurden, müssen durch Messungen an weiteren Punkten ergänzt werden.
- Da die Lichtsammelleffizienz in zeitlich stabilem Zustand nur sehr gering von der Druckbelastung abhängt, sollte es für die weitergehenden Messungen kein Problem darstellen, daß die Höhe und Verteilung des Druckes in den BEMC-Modulen wie auch in der Lochmaske des Laboraufbaus nur ungenau bekannt ist. Bei einer Wiederholung der Homogenitätsmessungen der verschiedenen Modulformen werden durch eine geringe Druckbelastung ($M \simeq 1Nm$) und das Abwarten eines zeitlich stabilen Zustandes die Druckverhältnisse in den BEMC-Modulen hinreichend gut simuliert, und die ohne Druckbelastung erzielten Ergebnisse für die Lichtsammelleffizienz können überprüft werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Die für das BEMC-Kalorimeter geforderte Homogenität der Energiesignale von $\leq 1\%$ über den gesamten Detektorbereich ist nur zu erreichen, wenn die Homogenität der Lichtsammelleffizienz jeder einzelnen Szintillatorplatte verbessert wird [Wun88,Pep89]. Für die Quadrat-Module ist die Homogenität der Lichtsammelleffizienz bereits untersucht worden [Eis90]. Hieran anschließend war das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Lichtsammelleffizienz der exotischen Modulformen zu ermitteln und so weit wie möglich zu homogenisieren. Die Homogenität sollte durch Schattenstrukturen auf den Reflektorpapieren vor und hinter den Szintillatoren erreicht werden, die in Kombination mit Gewichtungsfaktoren für die Einzeldiodensignale die lokalen Unterschiede der Lichtsammelleffizienz verringern.

Es sind für einzelne Szintillatorplatten der vier exotischen Modulformen die Randbedingungen, die in den BEMC-Modulen für die Lichtsammelleigenschaften relevant sind, im Labor simuliert worden. Die Szintillatorplatten wurden mit UV-Licht angeregt. Durch Untersuchungen mit verschiedenen Schattenstrukturen, die auf das Reflektormaterial aufgeklebt wurden, ist eine geeignete Kombination aus Schattenstruktur und Gewichtungsfaktoren für alle vier Modulformen ermittelt worden.

Nachdem Messungen mit aufgedruckten statt aufgeklebten Schattenstrukturen durchgeführt worden sind und sich hier Unterschiede im Prozentbereich ergeben haben, die auf unterschiedliche Druckbelastungen hindeuten, sind erste Untersuchungen zur Druckabhängigkeit durchgeführt worden. Ziel dieser Untersuchungen war es festzustellen, ob Druckbelastungen die Gültigkeit der zuvor erzielten Ergebnisse einschränken würden.

Die zusammengefaßten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sind:

1. Die **Schattenstrukturen** für das Reflektorpapier vor und hinter den Szintillatorplatten der vier exotischen Modulformen sind bestimmt worden. Die mit diesen Schattenstrukturen bedruckten Reflektorpapiere wurden in die Stacks eingebaut. Am DESY-Teststrahl wurden bereits Kalibrationsmessungen mit sämtlichen für das BEMC-Kalorimeter vorgesehenen Stacks durchgeführt, deren Ergebnisse zur Zeit ausgewertet werden, so daß die im Labor gewonnenen Daten in naher Zukunft mit den Teststrahl Daten verglichen werden können.
2. Es sind geeignete **Gewichtungsfaktoren** für die Einzeldiodensignale ermittelt worden.
3. Die **Homogenität** der Lichtsammelleffizienz konnte für die exotischen Modulformen

durch die Kombination der gefundenen Schattenstrukturen mit den entsprechenden Gewichtungsfaktoren größenordnungsmäßig um den Faktor 3 verbessert werden.

4. Es wurden **Tafeln der ungewichteten Einzeldiodensignale** aller Modulformen aufgestellt, die im H1-Simulationsprogramm verwendet werden¹ (siehe Anhang C).
5. **Druckuntersuchungen** haben ergeben, daß eine Druckbelastung in dem für das BEMC-Kalorimeter relevanten Bereich in erster Linie mit Intensitätseinbußen bis zu 20 % verbunden ist und in geringem Maße auch Einfluß auf die x-y-Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz hat. Ob die Berücksichtigung der in den BEMC-Modulen bestehenden Druckverhältnisse einen Einfluß auf die oben geschilderten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit hat, kann durch einen Vergleich mit
 - (a) den Teststrahlenden (siehe Punkt 1.) und
 - (b) den im letzten Kapitel vorgeschlagenen weiterführenden Untersuchungen an den Szintillatorplatten unter Druckbelastung

abgeschätzt werden.

Um die Daten über die Lichtsammeleffizienz der BEMC-Module zu vervollständigen, sollten zum einen die Signale der hadronischen Wellenlängenschieber des großen Trapez-Moduls ermittelt werden und zum anderen Untersuchungen der z-Abhängigkeit der Lichtsammeleffizienz bei den exotischen Modulformen durchgeführt werden.

¹Diese Tafeln stehen in der Datensatz-Bibliothek 'I04MES.PROGS.AND.DATA' auf der DESY-IBM dem Zugriff der Allgemeinheit zur Verfügung.

Anhang A

Die BEMC-Module

A.1 Aufbau der Kalorimeter-Module des BEMC

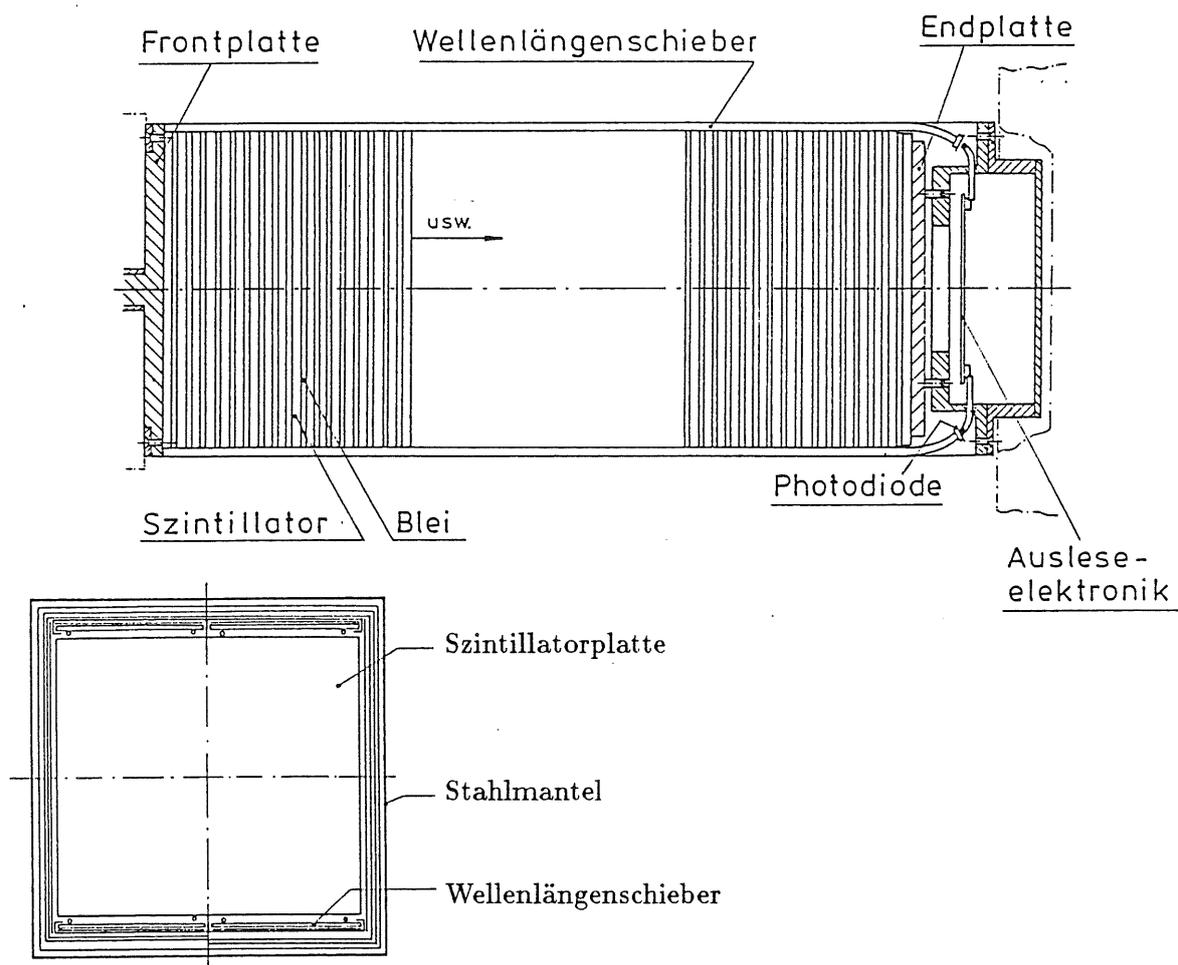


Abb. A.1: Aufbau der Kalorimeter-Module des BEMC

Der Aufbau der Kalorimeter-Module ist am Beispiel der quadratischen Modulform dargestellt.

Oben: Längsschnitt

Unten: Querschnitt (nicht maßstabgerecht)

A.2 Materialeigenschaften von SCSN-38

SCSN-38

Dichte	$1.032g/cm^3$
Brechungsindex	1.59
Wellenlängenbereich des Szintillationslichtes	$\sim 400 - 500nm$
Wellenlänge der maximalen Intensität	$430nm$
Abklingzeit des Szintillationspulses	$2.5ns$
Trägersubstanz	Polystyrol
Farbstoffe	b-PDB (1 %) BDB (0.02 %)
Hersteller	Kyowa Gas
Polystyrol	
— Dichte	$1.060g/cm^3$
— Z/A	0.537
— Mittleres Ionisationspotential	$68.7eV$
— Mittlere Elektronendichte	$3.342 \times 10^{21}/cm^3$

Tab. A.1: Materialeigenschaften von SCSN-38

A.3 Technische Daten der Photodioden

HAMAMATSU Photodiode S2575

Sensitive Fläche	$3.4 \times 30\text{mm}^2$
Sensitiver Wellenlängenbereich	320 – 1060nm
Wellenlängenbereich maximaler Empfindlichkeit	$900 \pm 50\text{nm}$
Quantenausbeute $\geq 75\%$	600 – 940nm
Spektrale Empfindlichkeit	
— im Maximum	0.6A/W
— bei 480nm	0.25A/W
Dunkelstrom bei $U_{Bias} = 30V$	
— typischer Wert	1.5nA
— maximaler Wert	ca. 5nA
Temperaturabhängigkeit des Dunkelstromes	$\times 1.15/^\circ C$
Übergangskapazität bei $U_{Bias} = 30V$	80pF
Anstiegszeit (10% — 90%) bei $U_{Bias} = 30V$ nach Laserdioden-Anregung (800nm)	15ns
Abschneidefrequenz bei $U_{Bias} = 30V$	30MHz
Maximale Bias-Spannung	50V
Fenstermaterial	Resin

Tab. A.2: Technische Daten der HAMAMATSU Photodiode S2575
(nach [Ham86])

Anhang B

Die im Laboraufbau verwendeten Lochmasken

Die Anzahl und Position der Meßpunkte ist für jede Modulform individuell festgelegt worden. Wegen der hohen Symmetrie wurde das Quadrat-Modul und das große Dreieck-Modul nur an einer Auslesekannte gemessen, die anderen Modulformen dagegen an beiden.

Für jede gemessene Auslesekannte wurde eine Lochmaske angefertigt. Die Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske und ihre Position relativ zu dem untersuchten Szintillator ist in Abbildung 4.1 auf Seite 48 exemplarisch für das große Trapez-Modul dargestellt worden. An dieser Stelle werden die entsprechenden Abbildungen der anderen verwendeten Lochmasken ergänzt.

Die gefüllten Kreise geben die Positionen der Meßpunkte an, die ungefüllten Kreise die Positionen der Schrauben und die gestrichelten Linien die Lage des Szintillators hinter der Frontplatte.

Die angegebenen Koordinaten der Meßpunkte für die verschiedenen Modulformen beziehen sich auf die jeweiligen Koordinaten-Systeme, wie sie in Kapitel 2.4 auf Seite 19 definiert sind.

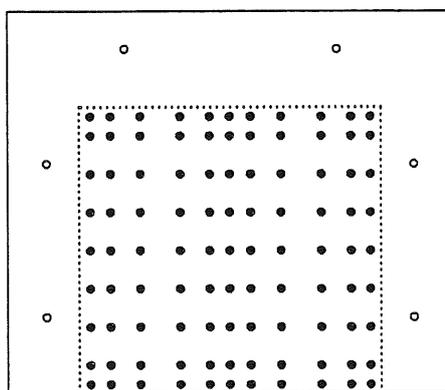


Abb. B.1: Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des Quadrat-Moduls
Der quadratische Szintillator ist an 99 Meßpunkten angeregt worden, und die erzeugten Lichtsignale wurden an einer Auslesekannte mit zwei 78mm breiten Wellenlängenschiebern ausgelesen. Die beiden Einzeldiodensignale der gegenüberliegenden Auslesekannte des Szintillators sind aus Symmetrieüberlegungen abgeleitet worden.

Die Meßpunkte befinden sich an folgenden Koordinaten (cm):

$$x = -7, -6, -4, -2, 0, 2, 4, 6, 7$$

$$y = -7.28, -6.24, -4.68, -2.60, -1.04, 0, 1.04, 2.60, 4.68, 6.24, 7.28$$

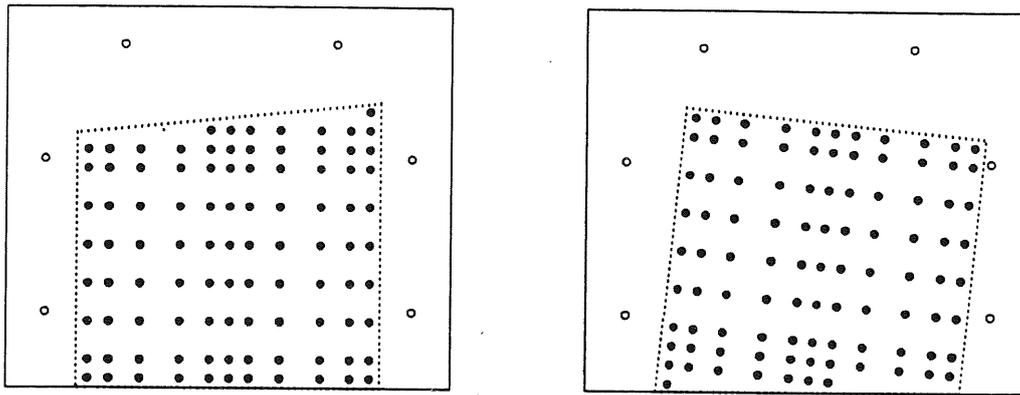


Abb. B.2: Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des großen Trapez-Moduls
Der große trapezförmige Szintillator ist an 96 Meßpunkten angeregt worden, und die erzeugten Lichtsignale wurden an den beiden Auslesekannten mit je zwei 78mm breiten Wellenlängenschiebern ausgelesen.

Die Meßpunkte befinden sich an folgenden Koordinaten (cm):

$$x = -6.59, -5.59, -3.59, -1.59, 0.41, 2.41, 4.41, 5.41, 6.41, 7.41$$

$$y = -7.28, -6.24, -4.68, -2.60, -1.04, 0, 1.04, 2.60, 4.68, 6.24, 7.28$$

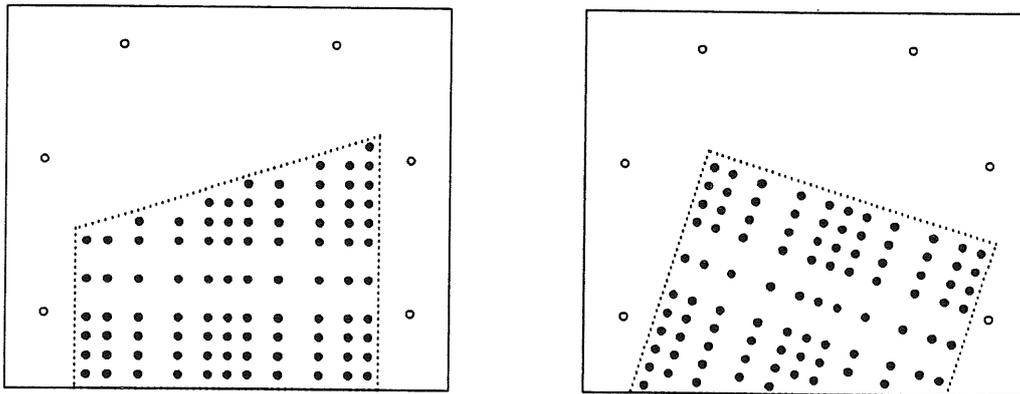


Abb. B.3: Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des kleinen Trapez-Moduls
Der kleine trapezförmige Szintillator ist an 91 Meßpunkten angeregt worden, und die erzeugten Lichtsignale wurden an der schrägen Kante mit zwei 78mm breiten Wellenlängenschiebern und an der gegenüberliegenden Kante mit zwei 80mm breiten Wellenlängenschiebern ausgelesen.

Die Meßpunkte befinden sich an folgenden Koordinaten (cm):

$$x = -4.69, -3.69, -2.69, -1.69, 0.31, 2.31, 3.31, 4.31, 5.31, 6.31, 7.31$$

$$y = -7.28, -6.24, -4.68, -2.60, -1.04, 0, 1.04, 2.60, 4.68, 6.24, 7.28$$

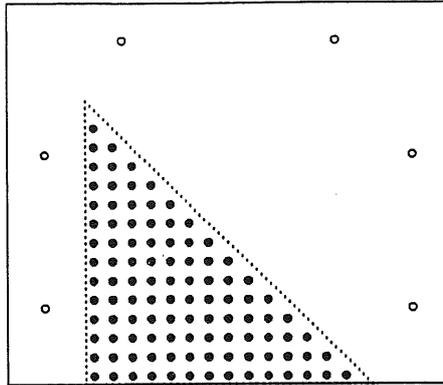


Abb. B.4: Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des großen Dreieck-Moduls
Der große dreieckige Szintillator ist an 105 Meßpunkten angeregt worden, und die erzeugten Lichtsignale wurden an einer Kante mit zwei 74mm breiten Wellenlängenschiebern ausgelesen. Die beiden Einzeldiodensignale der anderen Auslekante — die beiden Schenkel des Dreiecks sind die Auslekanten — sind aus Symmetrieüberlegungen abgeleitet worden.

Die Meßpunkte befinden sich an folgenden Koordinaten (cm):

$$x = -3.29, -2.29, -1.29, -0.29, 0.71, 1.71, 2.71, 3.71, 4.71, 5.71, 6.71, 7.71, 8.71, 9.71$$

$$y = -7, -6, -5, -4, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$$

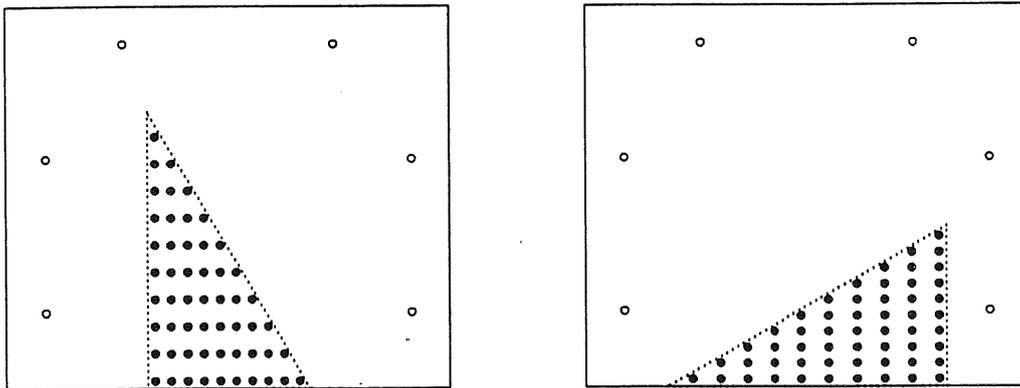


Abb. B.5: Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des kleinen Dreieck-Moduls
Der kleine dreieckige Szintillator ist an 55 Meßpunkten angeregt worden, und die erzeugten Lichtsignale wurden an der schmalen Kante mit einem 84mm breiten Wellenlängenschieber und an der breiten Kante mit zwei 74mm breiten Wellenlängenschiebern ausgelesen.

Die Meßpunkte befinden sich an folgenden Koordinaten (cm):

$$x = -1.71, -0.88, -0.05, 0.78, 1.69, 2.44, 3.27, 4.10, 4.93, 5.76$$

$$y = -6.83, -5.41, -3.99, -2.57, -1.15, 0.27, 1.69, 3.11, 4.53, 5.95$$

Anhang C

Die Meßdaten

Im folgenden sind die gemäß Punkt 2. auf Seite 41 berechneten Summen- bzw. Einzeldiodensignale aller Meßpunkte an den entsprechenden Positionen auf dem jeweiligen Szintillator dargestellt.

Für die exotischen Modulformen sind auch die mit den Faktoren α_i gewichteten Signale aufgeführt, wobei die Faktoren α_i gemäß Punkt 3. auf Seite 41 berechnet wurden.

C.1 Der quadratische Szintillator

C.1.1 Messung mit weißem Reflektorpapier

	1.080	0.972	0.954	0.949	0.961	0.949	0.954	0.972	1.080	
	1.086	1.003	0.965	0.959	0.958	0.959	0.965	1.003	1.086	
WLS 4	1.088	0.993	0.973	0.958	0.961	0.958	0.973	0.993	1.088	WLS 2
	1.092	1.008	0.979	0.970	0.955	0.970	0.979	1.008	1.092	
	1.085	1.010	0.979	0.964	0.959	0.964	0.979	1.010	1.085	
	1.084	1.007	0.974	0.969	0.959	0.969	0.974	1.007	1.084	
	1.085	1.010	0.979	0.964	0.959	0.964	0.979	1.010	1.085	
	1.092	1.008	0.979	0.970	0.955	0.970	0.979	1.008	1.092	
WLS 3	1.088	0.993	0.973	0.958	0.961	0.958	0.973	0.993	1.088	WLS 1
	1.086	1.003	0.965	0.959	0.958	0.959	0.965	1.003	1.086	
	1.080	0.972	0.954	0.949	0.961	0.949	0.954	0.972	1.080	

Abb. C.1: Lichtsammelleffizienz für die quadratische Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier nach [Eis90] (Summensignale)

	0.126	0.119	0.108	0.100	0.103	0.101	0.100	0.101	0.103
	0.132	0.126	0.115	0.108	0.102	0.103	0.103	0.103	0.103
WLS 4	0.147	0.140	0.137	0.126	0.114	0.105	0.104	0.103	0.105
	0.177	0.175	0.174	0.170	0.155	0.141	0.115	0.110	0.110
	0.206	0.204	0.205	0.204	0.206	0.201	0.187	0.134	0.125
	0.222	0.223	0.225	0.235	0.240	0.250	0.262	0.280	0.320
	0.242	0.243	0.251	0.262	0.274	0.297	0.337	0.429	0.512
	0.270	0.271	0.282	0.299	0.322	0.360	0.408	0.452	0.536
WLS 3	0.303	0.298	0.319	0.337	0.366	0.390	0.413	0.452	0.533
	0.315	0.320	0.338	0.358	0.377	0.392	0.409	0.455	0.535
	0.320	0.318	0.344	0.360	0.378	0.387	0.401	0.434	0.531

WLS 2

WLS 1

Abb. C.1.1: Lichtsammeleffizienz für die quadratische Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier nach [Eis90]
 Aus Symmetriegründen sind nur die Signale von einem Wellenlängenschieber (WLS 1) aufgetragen.

C.1.2 Messungen mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier (nach [Eis90] sowie die Messungen (1) und (2))

	1.004	0.996	0.988	0.985	0.982	0.985	0.988	0.996	1.004	
	1.013	1.021	0.997	0.993	0.990	0.993	0.997	1.021	1.013	
	1.020	1.020	1.005	0.993	0.993	0.993	1.005	1.020	1.020	
WLS 4	1.004	1.026	1.002	0.997	0.985	0.997	1.002	1.026	1.004	WLS 2
	1.008	1.017	1.006	0.998	0.983	0.998	1.006	1.017	1.008	
	0.990	0.997	0.999	0.981	1.000	0.981	0.999	0.997	0.990	
	1.008	1.017	1.006	0.998	0.983	0.998	1.006	1.017	1.008	
	1.004	1.026	1.002	0.997	0.985	0.997	1.002	1.026	1.004	
WLS 3	1.020	1.020	1.005	0.993	0.993	0.993	1.005	1.020	1.020	WLS 1
	1.013	1.021	0.997	0.993	0.990	0.993	0.997	1.021	1.013	
	1.004	0.996	0.988	0.985	0.982	0.985	0.988	0.996	1.004	
	0.111	0.111	0.100	0.089	0.089	0.090	0.090	0.090	0.087	
	0.117	0.118	0.108	0.098	0.091	0.092	0.090	0.090	0.086	
	0.134	0.138	0.132	0.119	0.105	0.094	0.093	0.093	0.089	
WLS 4	0.166	0.171	0.168	0.166	0.155	0.134	0.105	0.100	0.092	WLS 2
	0.193	0.202	0.207	0.209	0.207	0.203	0.185	0.123	0.103	
	0.207	0.222	0.232	0.233	0.250	0.258	0.267	0.276	0.288	
	0.234	0.248	0.262	0.272	0.285	0.313	0.352	0.444	0.478	
	0.269	0.282	0.294	0.315	0.338	0.382	0.436	0.473	0.478	
WLS 3	0.304	0.322	0.343	0.362	0.392	0.418	0.438	0.467	0.493	WLS 1
	0.319	0.345	0.365	0.386	0.404	0.418	0.434	0.469	0.491	
	0.316	0.344	0.372	0.390	0.402	0.416	0.427	0.452	0.489	

Abb. C.1.2: Lichtsammeleffizienz für die quadratische Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur(nach [Eis90])
 Oben Summensignale und unten exemplarisch die Einzeldiodensignale von WLS 1

Messung (1)

	1.004	0.992	0.980	0.972	0.972	0.972	0.980	0.992	1.004	
	1.025	1.014	0.987	0.978	0.977	0.978	0.987	1.014	1.025	
WLS 4	1.033	1.020	0.998	0.986	0.982	0.986	0.998	1.020	1.033	WLS 2
	1.031	1.024	1.002	0.995	0.989	0.995	1.002	1.024	1.031	
	1.028	1.017	1.002	0.995	0.994	0.995	1.002	1.017	1.028	
	1.020	1.014	1.001	0.999	0.996	0.999	1.001	1.014	1.020	
	1.028	1.017	1.002	0.995	0.994	0.995	1.002	1.017	1.028	
WLS 3	1.031	1.024	1.002	0.995	0.989	0.995	1.002	1.024	1.031	WLS 1
	1.033	1.020	0.998	0.986	0.982	0.986	0.998	1.020	1.033	
	1.025	1.014	0.987	0.978	0.977	0.978	0.987	1.014	1.025	
	1.004	0.992	0.980	0.972	0.972	0.972	0.980	0.992	1.004	
	0.110	0.108	0.095	0.087	0.086	0.086	0.087	0.087	0.083	
	0.116	0.114	0.104	0.093	0.087	0.087	0.087	0.087	0.085	
WLS 4	0.132	0.134	0.127	0.116	0.101	0.090	0.089	0.089	0.086	WLS 2
	0.166	0.177	0.170	0.165	0.152	0.131	0.099	0.093	0.090	
	0.196	0.202	0.207	0.209	0.208	0.200	0.180	0.116	0.099	
	0.216	0.225	0.233	0.242	0.249	0.257	0.267	0.282	0.294	
	0.237	0.248	0.260	0.274	0.289	0.312	0.355	0.452	0.496	
	0.267	0.280	0.296	0.316	0.342	0.383	0.436	0.475	0.508	
WLS 3	0.299	0.315	0.335	0.360	0.390	0.419	0.446	0.482	0.516	WLS 1
	0.310	0.330	0.354	0.379	0.401	0.419	0.442	0.482	0.513	
	0.309	0.331	0.359	0.382	0.400	0.417	0.438	0.466	0.501	

Abb. C.1.3: Lichtsammeleffizienz für die quadratische Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur
 Oben Summensignale und unten exemplarisch die Einzeldiodensignale von WLS 1 (Messung (1)).

Messung (2)

	0.998	0.995	0.983	0.975	0.977	0.975	0.983	0.995	0.998	
	1.023	1.018	0.986	0.981	0.977	0.981	0.986	1.018	1.023	
WLS 4	1.032	1.023	0.999	0.983	0.981	0.983	0.999	1.023	1.032	WLS 2
	1.030	1.022	1.003	0.993	0.985	0.993	1.003	1.022	1.030	
	1.028	1.021	1.002	0.995	0.992	0.995	1.002	1.021	1.028	
	1.022	1.017	0.986	0.996	0.992	0.996	0.986	1.017	1.022	
	1.028	1.021	1.002	0.995	0.992	0.995	1.002	1.021	1.028	
WLS 3	1.030	1.022	1.003	0.993	0.985	0.993	1.003	1.022	1.030	WLS 1
	1.032	1.023	0.999	0.983	0.981	0.983	0.999	1.023	1.032	
	1.023	1.018	0.986	0.981	0.977	0.981	0.986	1.018	1.023	
	0.998	0.995	0.983	0.975	0.977	0.975	0.983	0.995	0.998	
	0.113	0.112	0.097	0.086	0.084	0.083	0.082	0.083	0.079	
	0.118	0.116	0.105	0.094	0.085	0.085	0.083	0.082	0.080	
WLS 4	0.132	0.133	0.128	0.116	0.101	0.087	0.086	0.084	0.081	WLS 2
	0.163	0.169	0.170	0.164	0.152	0.132	0.100	0.089	0.086	
	0.192	0.200	0.205	0.209	0.208	0.203	0.183	0.123	0.096	
	0.213	0.221	0.223	0.239	0.248	0.259	0.270	0.288	0.298	
	0.232	0.244	0.255	0.269	0.288	0.315	0.360	0.455	0.508	
	0.261	0.275	0.292	0.311	0.340	0.385	0.442	0.489	0.520	
WLS 3	0.294	0.312	0.332	0.357	0.389	0.422	0.453	0.493	0.525	WLS 1
	0.307	0.328	0.354	0.379	0.403	0.424	0.445	0.491	0.519	
	0.308	0.333	0.361	0.384	0.404	0.422	0.443	0.468	0.499	

Abb. C.1.4: Lichtsammeleffizienz für die quadratische Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur
 Oben Summensignale und unten exemplarisch die Einzeldiodensignale von WLS 1 (Messung (2)).

C.2 Der große trapezförmige Szintillator

C.2.1 Messung mit weißem Reflektorpapier

	1.004	0.905	0.868	0.877	0.880	0.887	0.869	0.930		
	0.996	0.919	0.884	0.883	0.874	0.895	0.944	1.010		
	1.014	0.923	0.903	0.900	0.910	0.938	0.982	1.020		
WLS 4	1.024	0.965	0.936	0.917	0.926	0.961	0.996	1.019		
	1.033	0.992	0.966	0.949	0.963	0.976	0.993	1.016	1.070	
	1.065	1.000	0.985	0.960	0.972	0.983	0.986	1.010	1.063	
	1.105	1.025	1.018	0.970	0.980	0.988	0.990	1.000	1.063	
	1.146	1.073	1.037	1.025	1.013	0.989	1.009	1.004	1.047	
WLS 3	1.163	1.094	1.047	1.041	1.030	1.022	0.994	1.005	1.019	
	1.175	1.084	1.035	1.026	1.027	1.028	1.033	1.048	1.038	
	1.151	1.054	1.036	1.039	1.030	1.045	1.057	1.056	1.075	1.120
										WLS 2
										WLS 1

Abb. C.2: Lichtsammelleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (Summensignale)

	0.105	0.103	0.107	0.109	0.111	0.111	0.109	0.109		
	0.116	0.110	0.109	0.109	0.108	0.110	0.108	0.114		
	0.137	0.127	0.127	0.118	0.114	0.111	0.113	0.115		
WLS 4	0.178	0.174	0.169	0.151	0.136	0.123	0.119	0.119		
	0.214	0.211	0.208	0.195	0.187	0.178	0.158	0.139	0.129	
	0.237	0.236	0.237	0.228	0.225	0.234	0.241	0.254	0.332	
	0.263	0.260	0.266	0.263	0.265	0.289	0.329	0.382	0.480	
	0.294	0.296	0.309	0.319	0.333	0.358	0.416	0.436	0.481	
WLS 3	0.324	0.329	0.349	0.371	0.397	0.420	0.414	0.436	0.466	
	0.342	0.341	0.365	0.392	0.415	0.432	0.446	0.471	0.471	
	0.339	0.340	0.373	0.408	0.426	0.441	0.461	0.468	0.495	0.564
	0.280	0.281	0.291	0.292	0.305	0.323	0.339	0.380		
	0.281	0.279	0.287	0.299	0.304	0.336	0.386	0.437		
	0.265	0.256	0.279	0.299	0.331	0.366	0.405	0.435		
WLS 4	0.243	0.245	0.262	0.285	0.316	0.362	0.402	0.424		
	0.226	0.228	0.244	0.265	0.285	0.313	0.360	0.402	0.469	
	0.212	0.215	0.232	0.240	0.249	0.263	0.272	0.282	0.266	
	0.205	0.208	0.217	0.219	0.213	0.212	0.183	0.153	0.117	
	0.189	0.190	0.191	0.182	0.169	0.142	0.108	0.100	0.100	
WLS 3	0.175	0.170	0.159	0.141	0.122	0.105	0.092	0.092	0.092	
	0.170	0.159	0.142	0.118	0.105	0.099	0.096	0.096	0.094	
	0.164	0.156	0.141	0.114	0.102	0.095	0.102	0.095	0.093	0.095

Abb. C.2.1: Lichtsammeleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (oben WLS 1 und unten WLS 2)

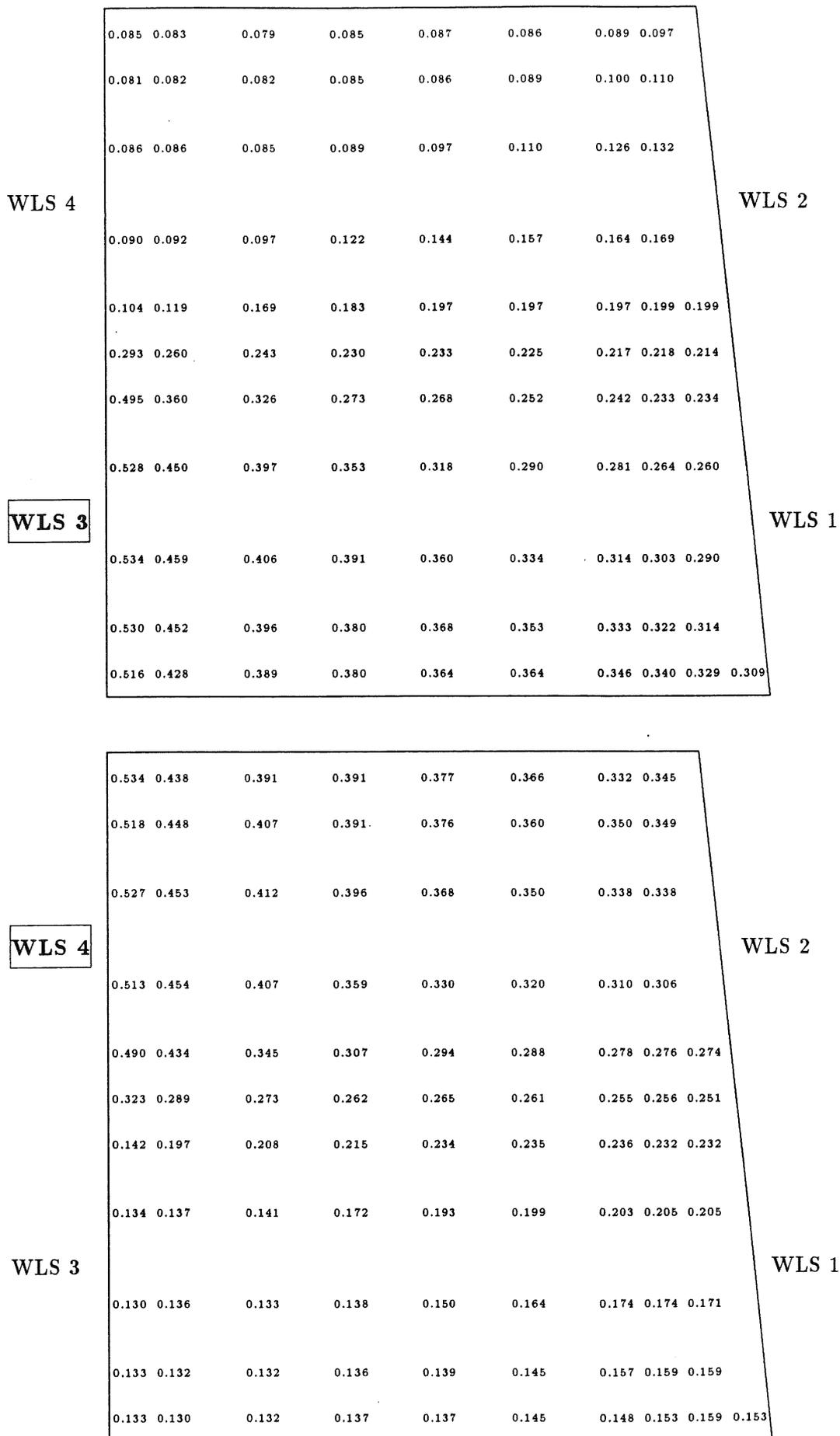


Abb. C.2.2: Lichtsammeleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (oben WLS 3 und unten WLS 4)

C.2.2 Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier

	0.900	0.873	0.883	0.888	0.894	0.897	0.916	0.956	
	0.919	0.910	0.890	0.894	0.899	0.917	0.945	1.011	
	0.933	0.928	0.908	0.908	0.917	0.959	0.993	1.011	
WLS 4	0.961	0.952	0.945	0.943	0.966	0.992	1.007	0.996	WLS 2
	0.983	0.982	0.980	0.983	0.991	1.002	1.003	0.979	1.010
	1.017	1.013	1.007	1.000	0.997	1.000	1.004	0.974	0.994
	1.068	1.057	1.037	1.023	1.010	1.010	1.003	0.972	0.986
	1.097	1.083	1.069	1.055	1.038	1.017	0.997	0.986	0.988
WLS 3	1.122	1.104	1.083	1.069	1.052	1.055	1.017	0.996	0.971
	1.127	1.110	1.087	1.070	1.058	1.058	1.056	1.041	0.990
	1.121	1.094	1.084	1.069	1.059	1.057	1.065	1.063	1.030
							0.999		

Abb. C.2.3: Lichtsammelleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (Summensignale)

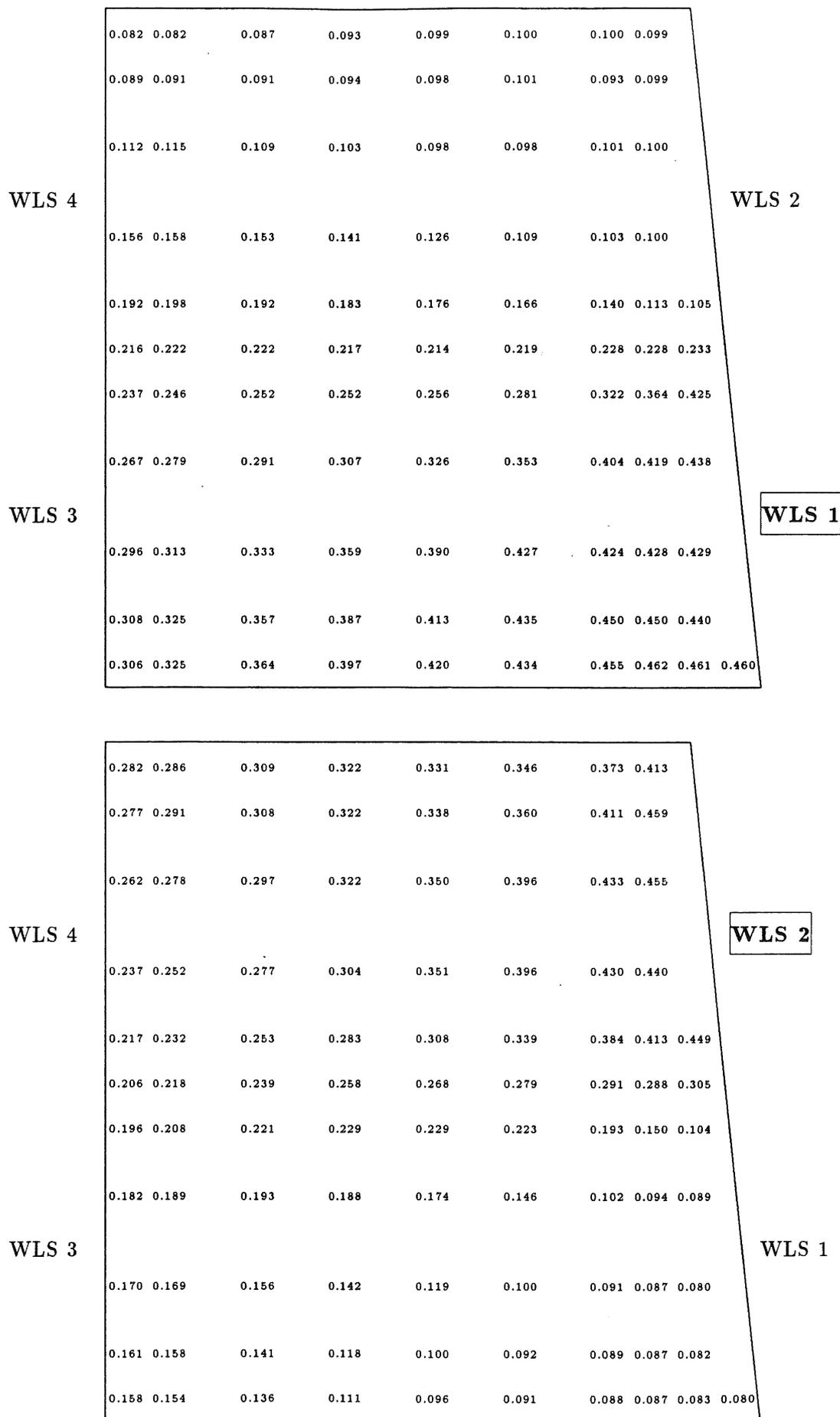


Abb. C.2.4: Lichtsammeleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (oben WLS 1 und unten WLS 2)

WLS 4	0.078	0.080	0.082	0.083	0.084	0.085	0.093	0.101	WLS 2	
	0.079	0.082	0.082	0.084	0.084	0.091	0.100	0.111		
	0.082	0.084	0.085	0.086	0.099	0.115	0.129	0.132		
	0.088	0.091	0.098	0.130	0.153	0.170	0.173	0.170		
	0.101	0.117	0.186	0.206	0.215	0.216	0.212	0.201		0.205
	0.306	0.290	0.275	0.262	0.256	0.248	0.239	0.226		0.223
	0.514	0.466	0.366	0.324	0.298	0.280	0.264	0.246		0.243
	0.533	0.496	0.456	0.400	0.357	0.326	0.300	0.285		0.275
	0.540	0.504	0.472	0.443	0.407	0.376	0.344	0.327		0.310
	0.542	0.508	0.468	0.442	0.422	0.402	0.376	0.360		0.330
0.541	0.495	0.461	0.439	0.422	0.409	0.388	0.376	0.349	0.325	
WLS 3									WLS 1	

WLS 4	0.459	0.426	0.405	0.391	0.380	0.367	0.350	0.344	WLS 2	
	0.474	0.445	0.409	0.393	0.380	0.364	0.341	0.342		
	0.477	0.451	0.417	0.397	0.371	0.350	0.330	0.324		
	0.479	0.451	0.417	0.368	0.336	0.317	0.300	0.286		
	0.473	0.434	0.350	0.312	0.291	0.282	0.268	0.252		0.252
	0.290	0.283	0.272	0.264	0.260	0.255	0.247	0.233		0.233
	0.122	0.138	0.199	0.219	0.228	0.227	0.224	0.213		0.214
	0.115	0.120	0.129	0.160	0.182	0.192	0.192	0.188		0.186
	0.117	0.119	0.122	0.125	0.136	0.152	0.159	0.155		0.152
	0.116	0.119	0.122	0.123	0.124	0.130	0.141	0.145		0.138
0.116	0.121	0.123	0.122	0.121	0.124	0.134	0.138	0.137	0.134	
WLS 3									WLS 1	

Abb. C.2.5: Lichtsammelleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (oben WLS 3 und unten WLS 4)

C.2.3 Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier unter Anwendung der Gewichtungsfaktoren α_i

	0.992	0.954	0.954	0.954	0.955	0.953	0.962	0.994		
	1.016	0.996	0.963	0.961	0.960	0.969	0.982	1.041		
	1.034	1.019	0.985	0.976	0.970	0.996	1.016	1.029		
WLS 4	1.066	1.048	1.025	0.996	0.996	1.005	1.010	0.994		
	1.088	1.070	1.021	1.004	1.000	1.003	0.994	0.963	0.988	
	1.015	1.012	1.005	0.997	0.993	0.995	0.999	0.969	0.988	
	0.962	0.968	0.993	0.995	0.992	1.000	1.003	0.983	1.007	
	0.987	0.985	0.985	0.998	1.003	0.998	0.995	0.989	0.995	
WLS 3	1.015	1.009	1.000	0.999	1.000	1.022	0.996	0.979	0.958	
	1.021	1.016	1.009	1.005	1.003	1.013	1.023	1.014	0.969	
	1.015	1.005	1.009	1.006	1.004	1.009	1.027	1.031	1.005	0.980
										WLS 2
										WLS 1

Abb. C.2.6: Lichtsammelleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Summensignale)

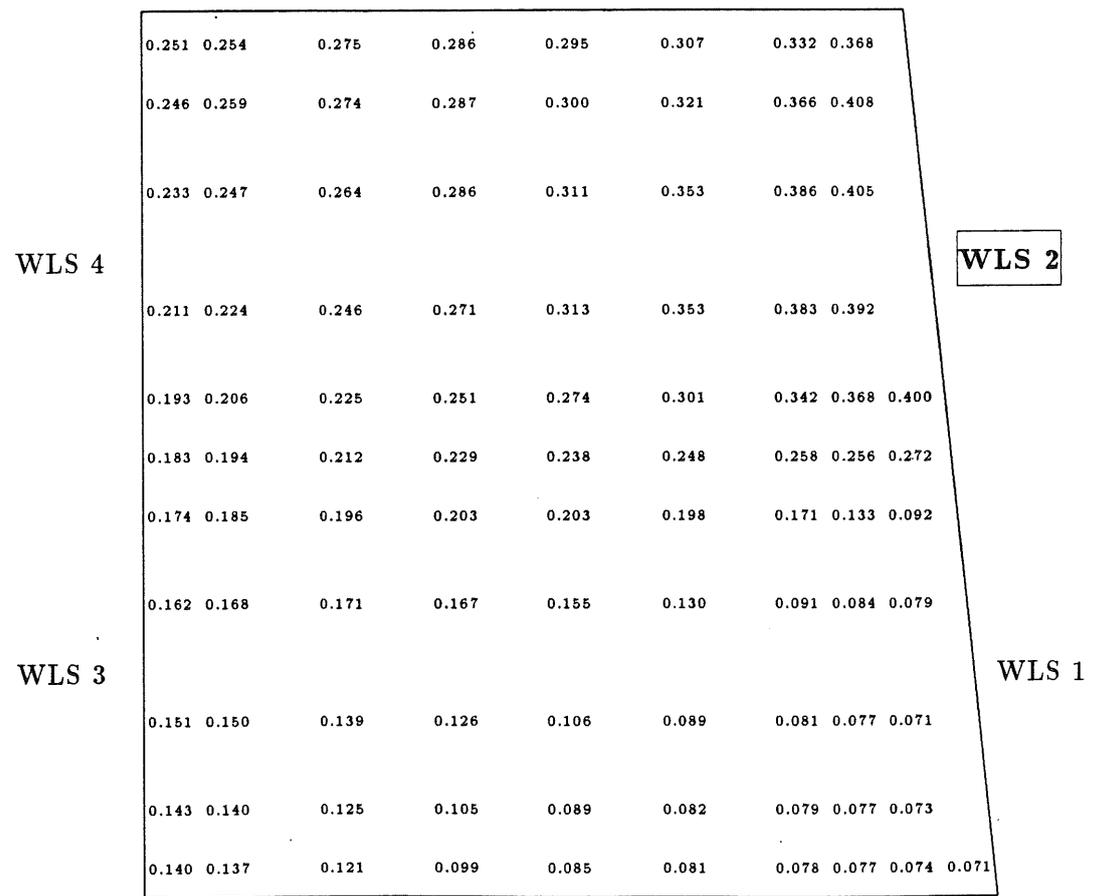
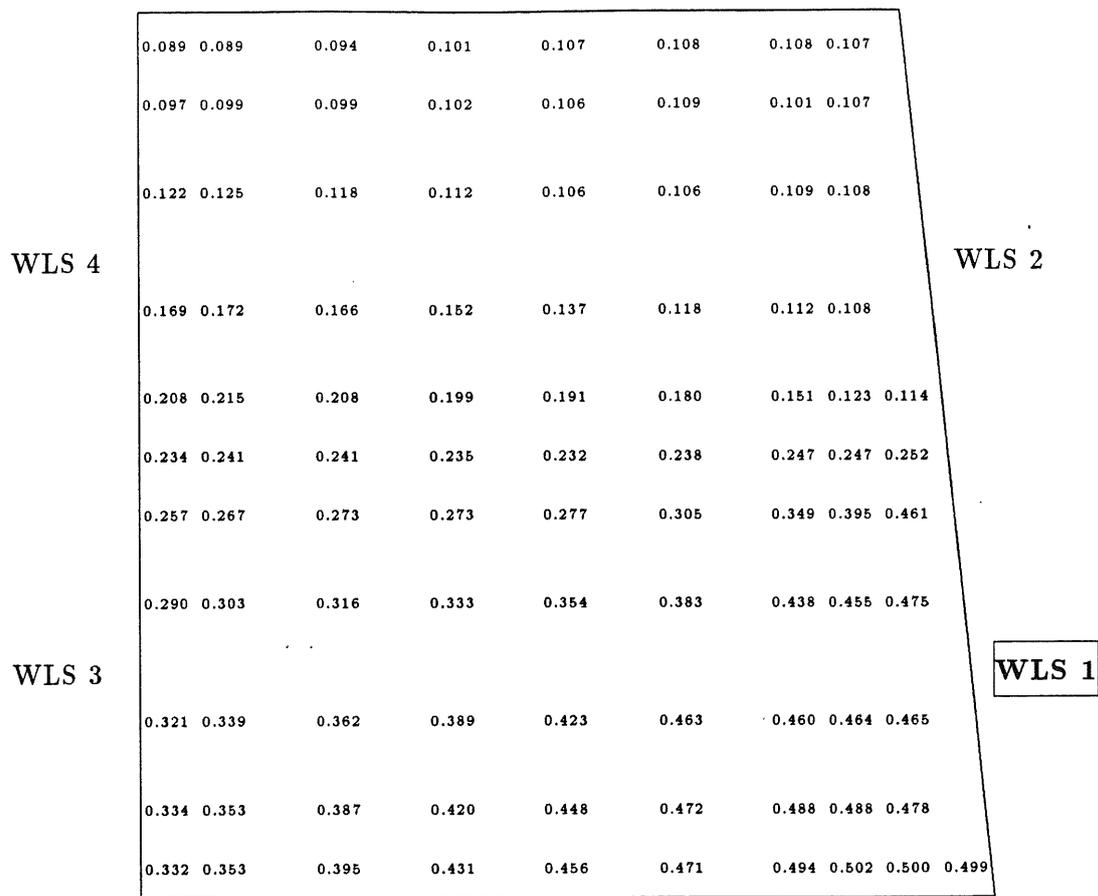


Abb. C.2.7: Lichtsammeleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Einzeldiodensignale von WLS 1 (oben) und WLS 2 (unten))

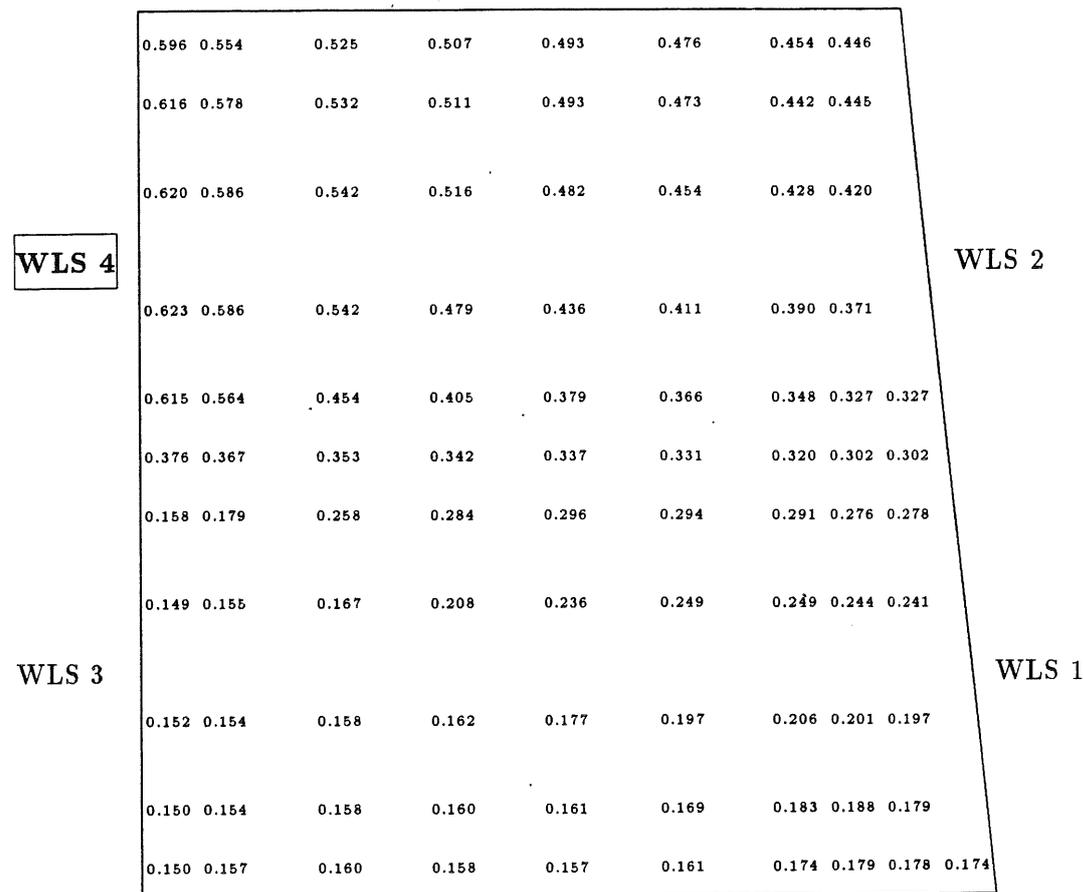
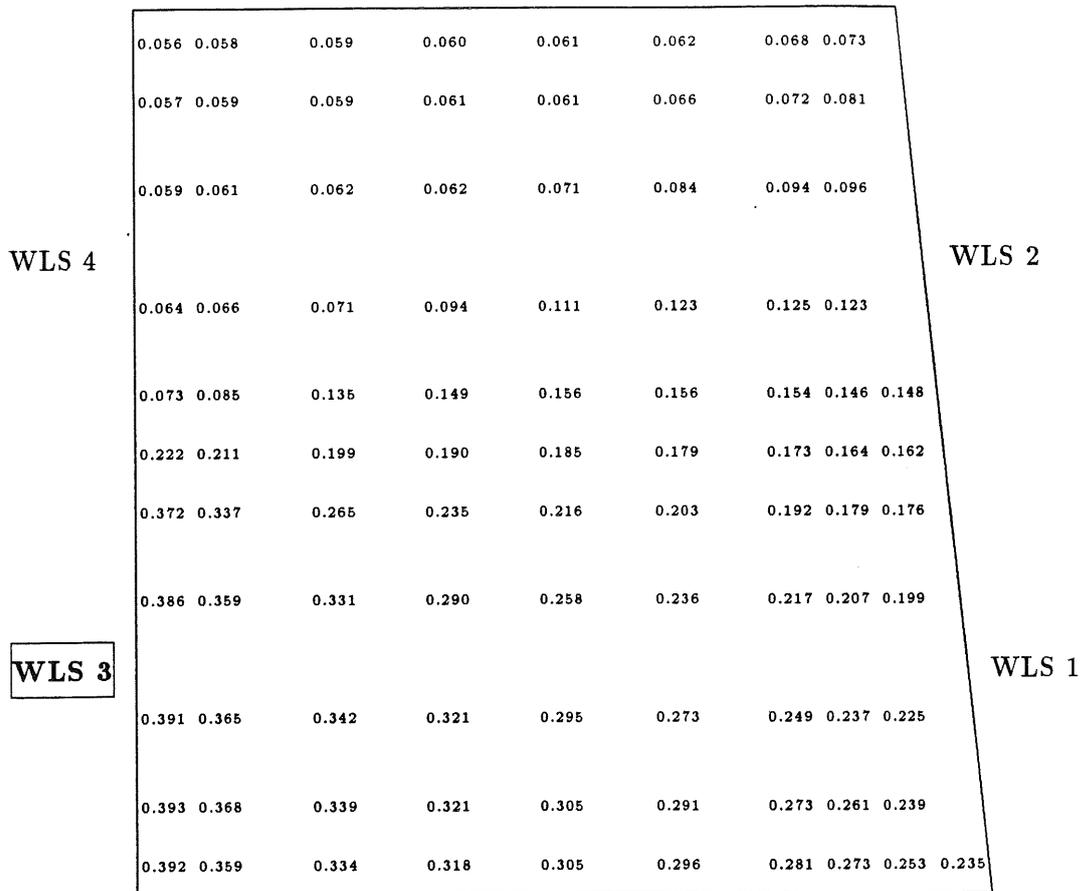


Abb. C.2.8: Lichtsammelleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Einzeldiodensignale von WLS 3 (oben) und WLS 4 (unten))

C.3 Der kleine trapezförmige Szintillator

C.3.1 Messung mit weißem Reflektorpapier

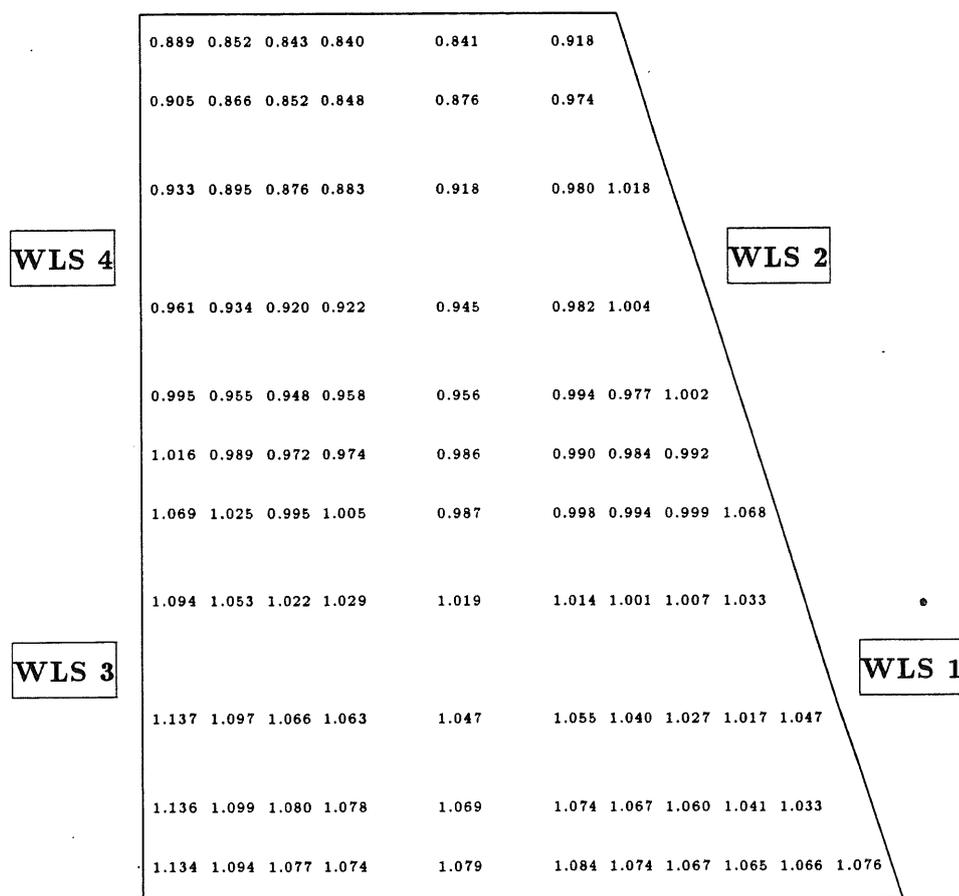


Abb. C.3: Lichtsammeleffizienz für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (Summensignale)

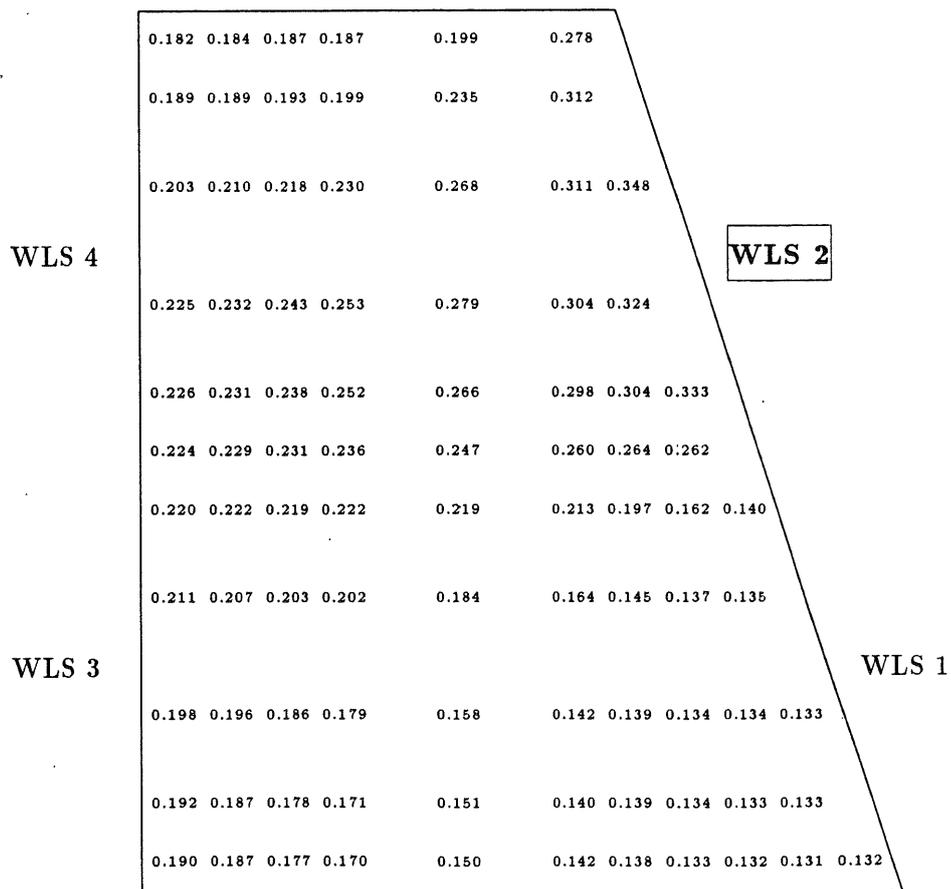
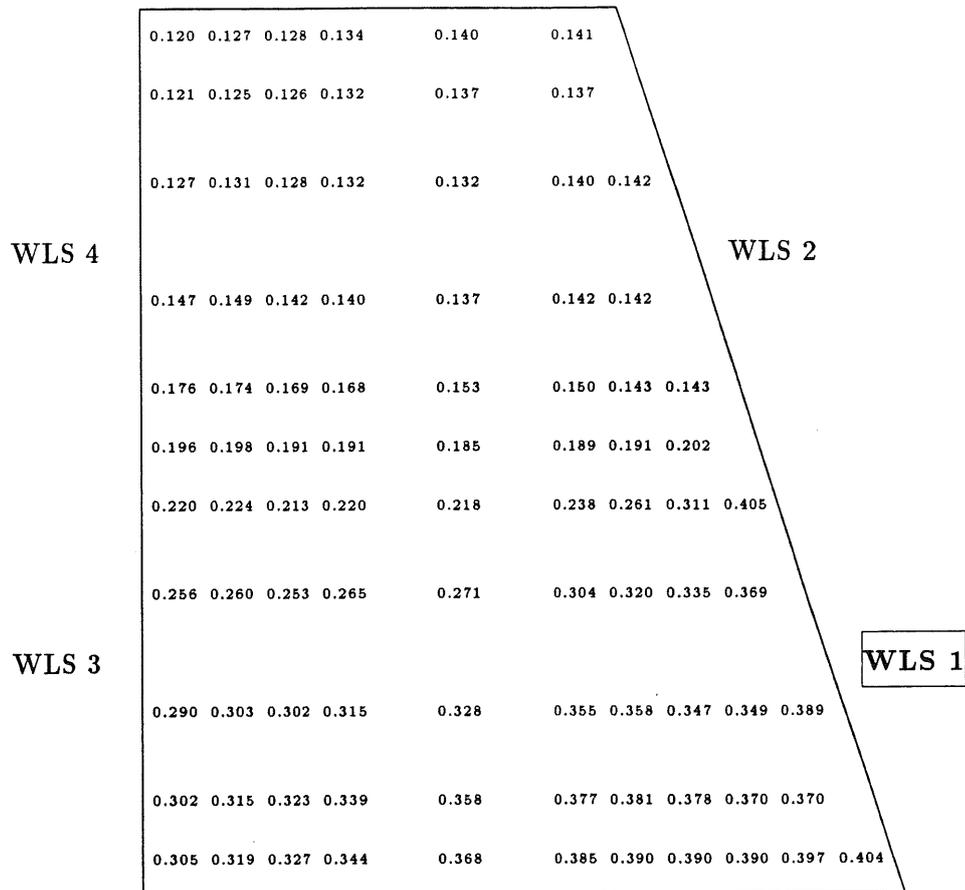


Abb. C.3.1: Lichtsammel-effizienz für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (oben WLS 1 und unten WLS 2)

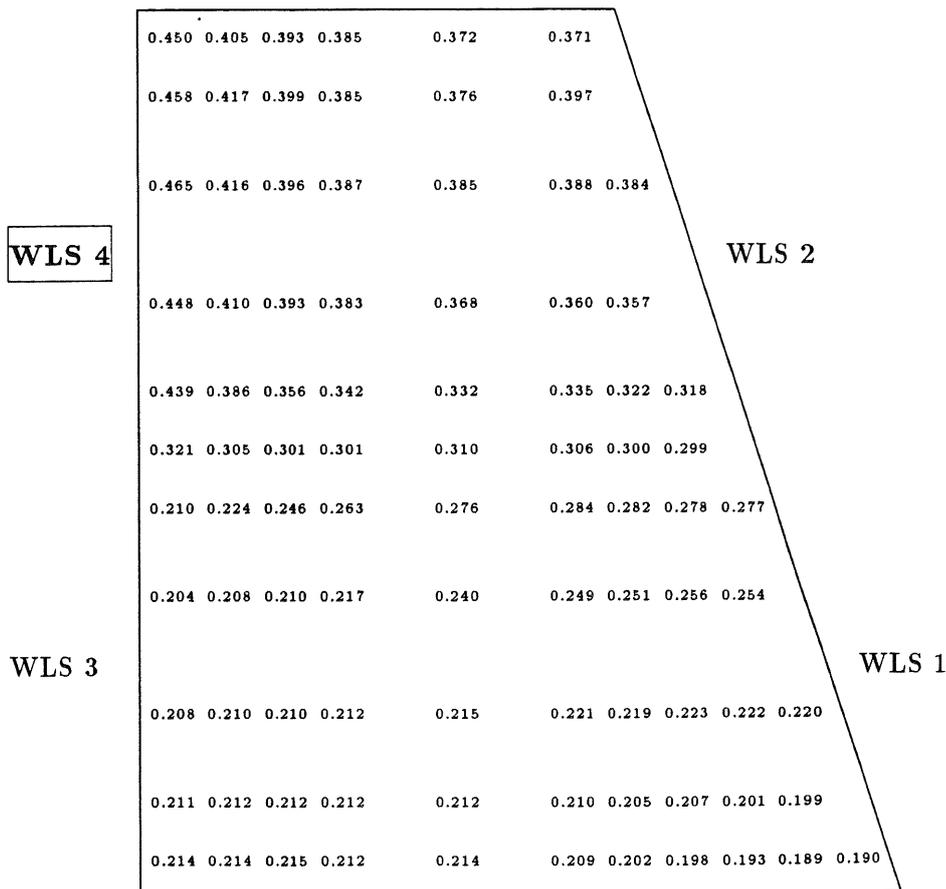
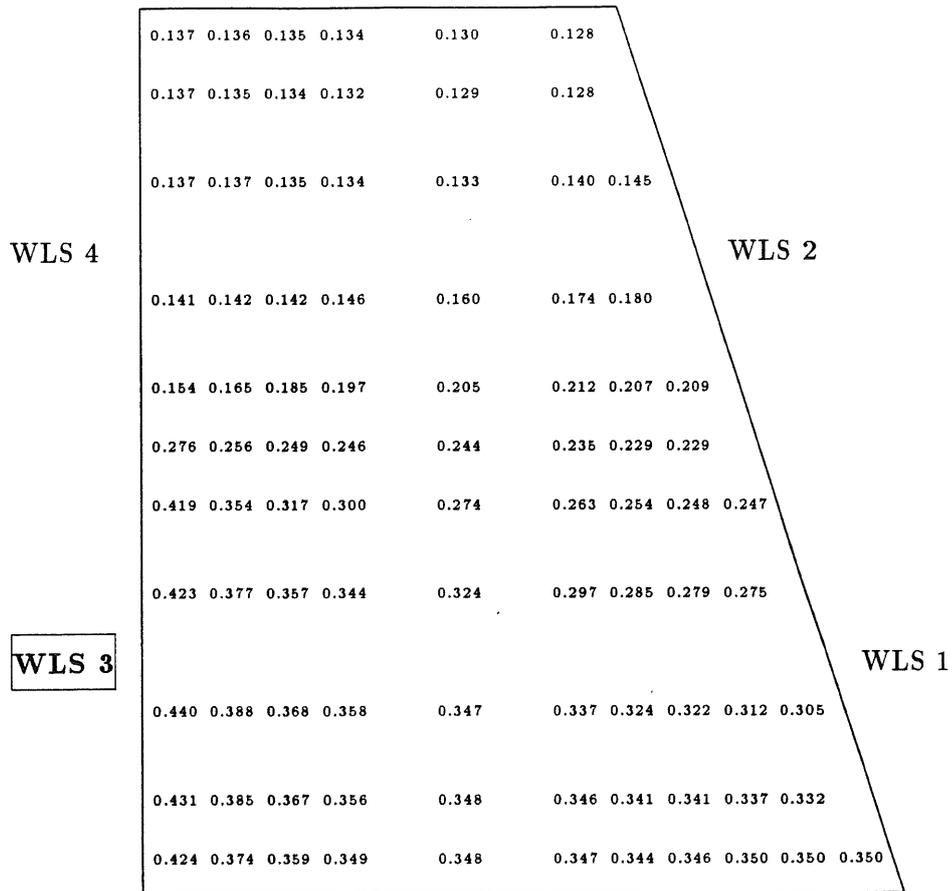


Abb. C.3.2: Lichtsammeleffizienz für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (oben WLS 3 und unten WLS 4)

C.3.2 Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier

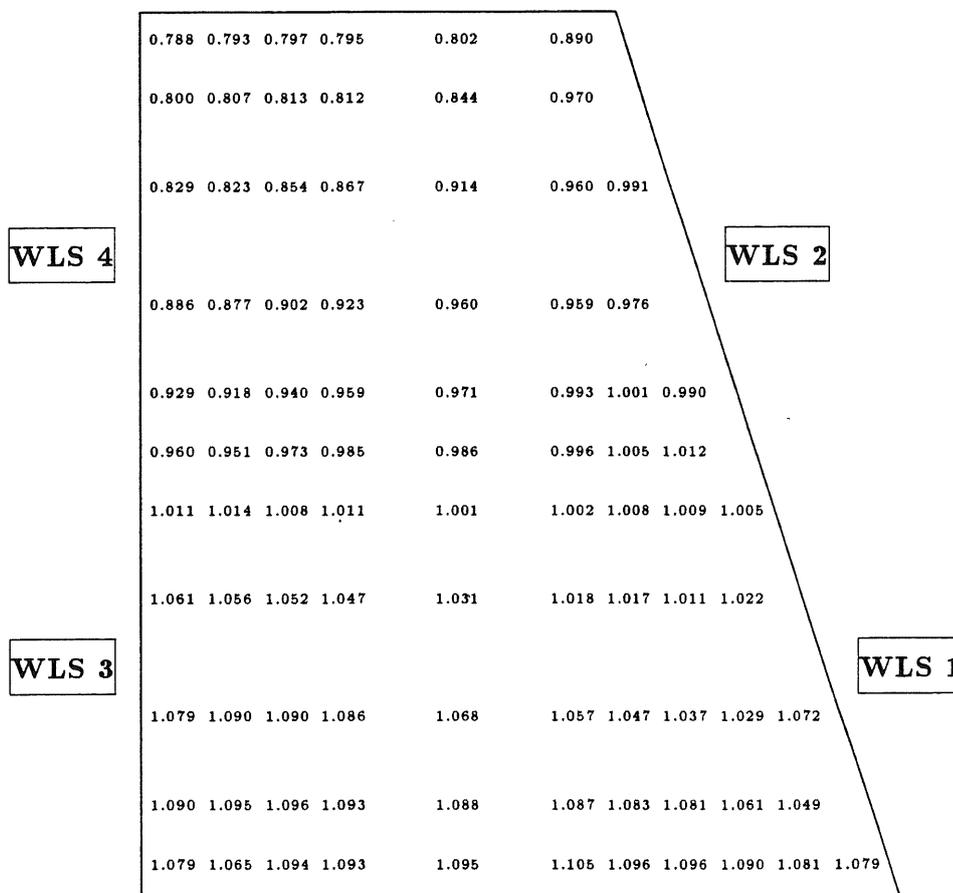


Abb. C.3.3: Lichtsammelleffizienz für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (Summensignale)

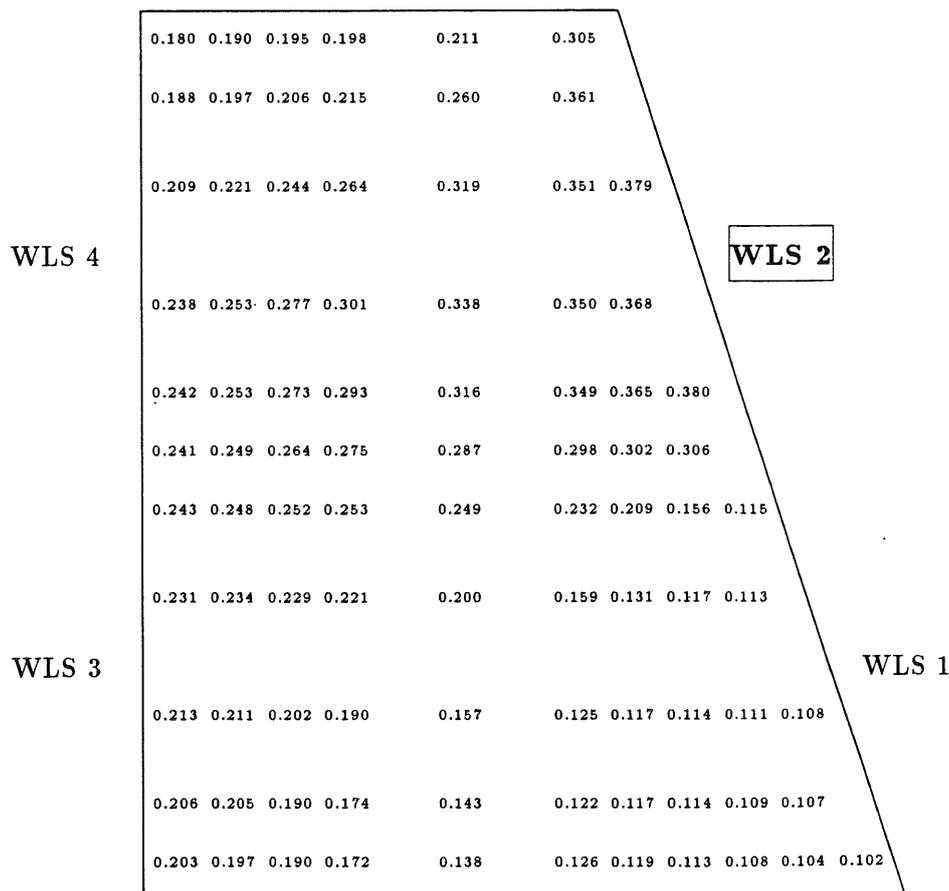
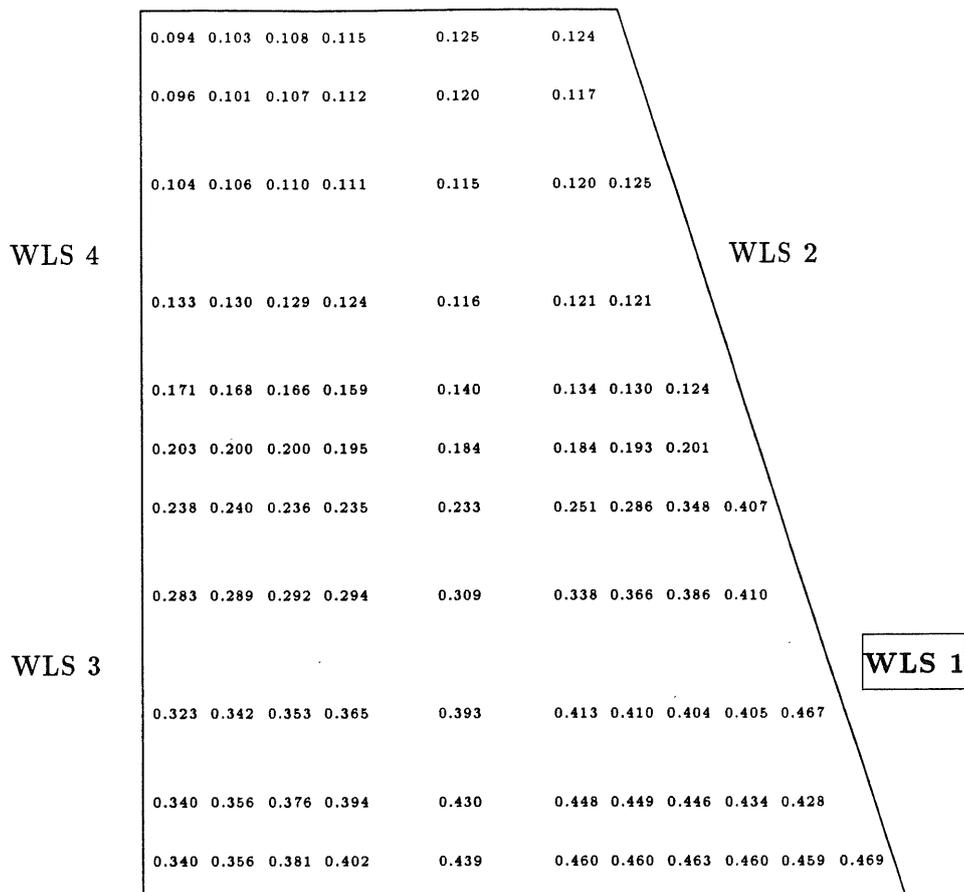


Abb. C.3.4: Lichtsammelleffizienz für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (oben WLS 1 und unten WLS 2)

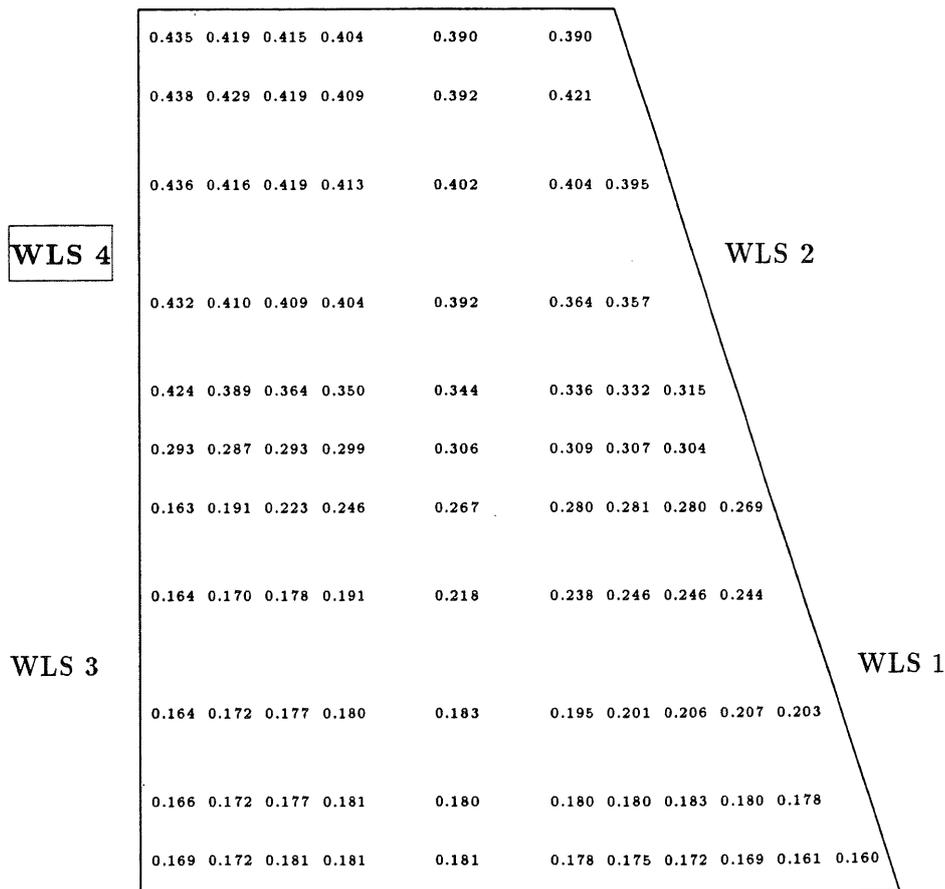
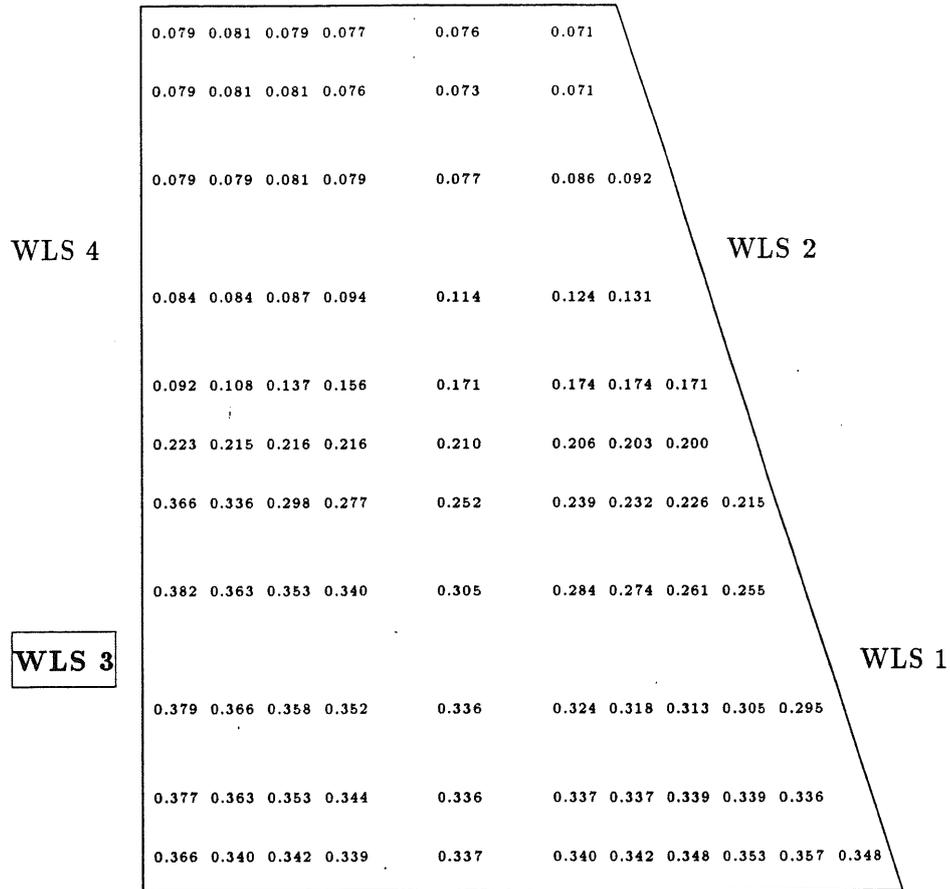


Abb. C.3.5: Lichtsammelleffizienz für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (oben WLS 3 und unten WLS 4)

C.3.3 Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpa- pier unter Anwendung der Gewichtungsfaktoren α_i

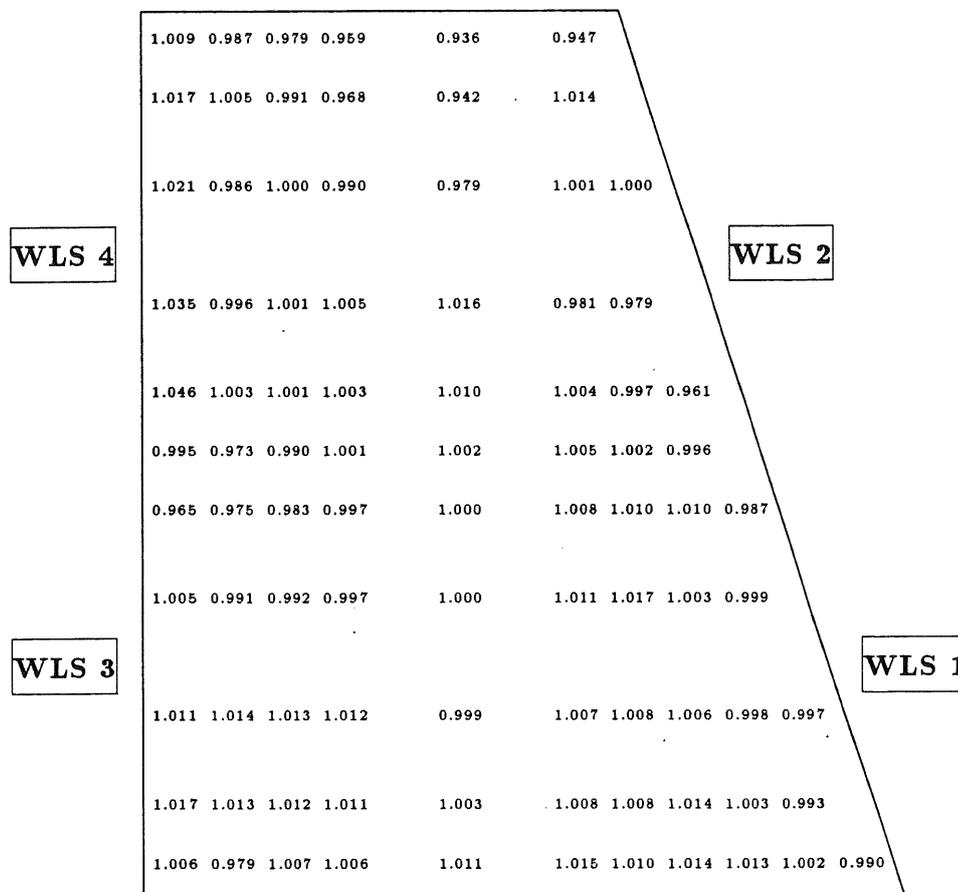


Abb. C.3.6: Lichtsammelleffizienz für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Summensignale)

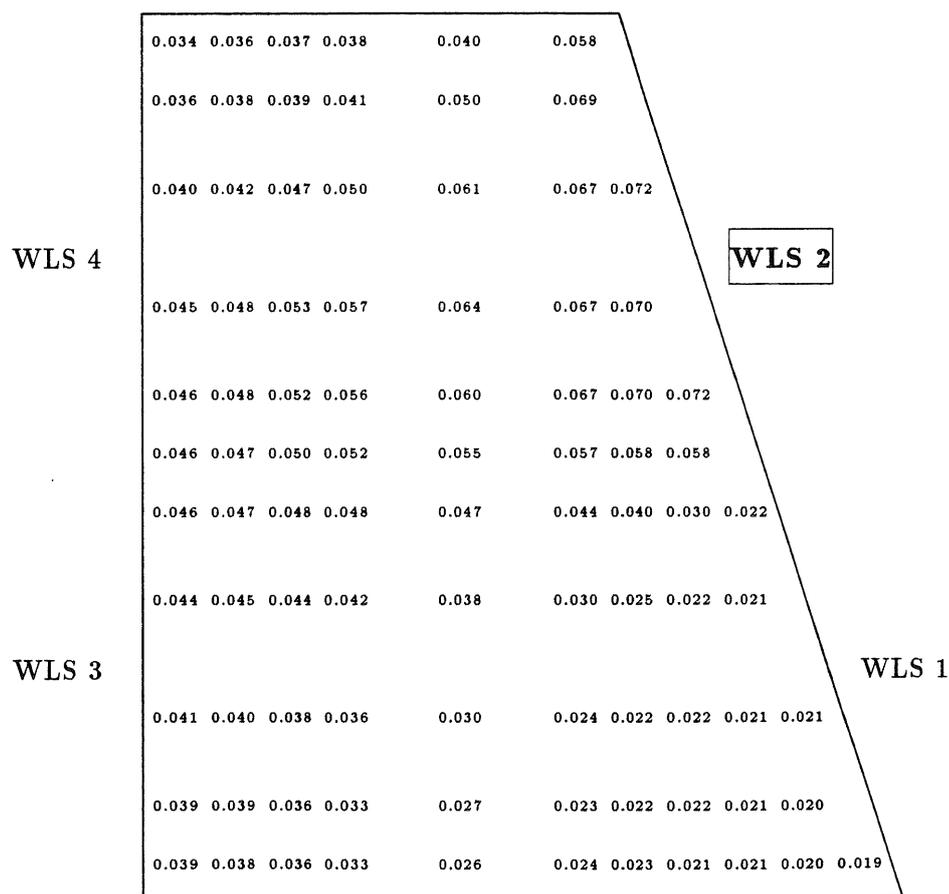
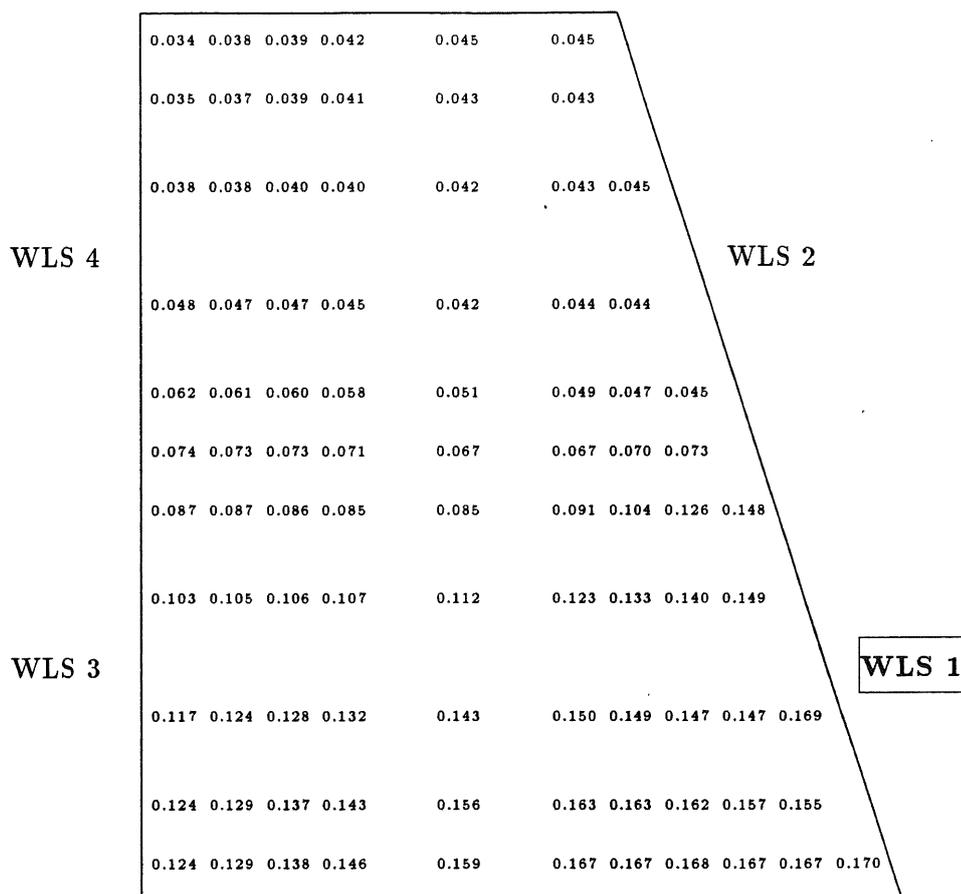


Abb. C.3.7: Lichtsammelleffizienz für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Einzeldiodensignale von WLS 1 (oben) und WLS 2 (unten))

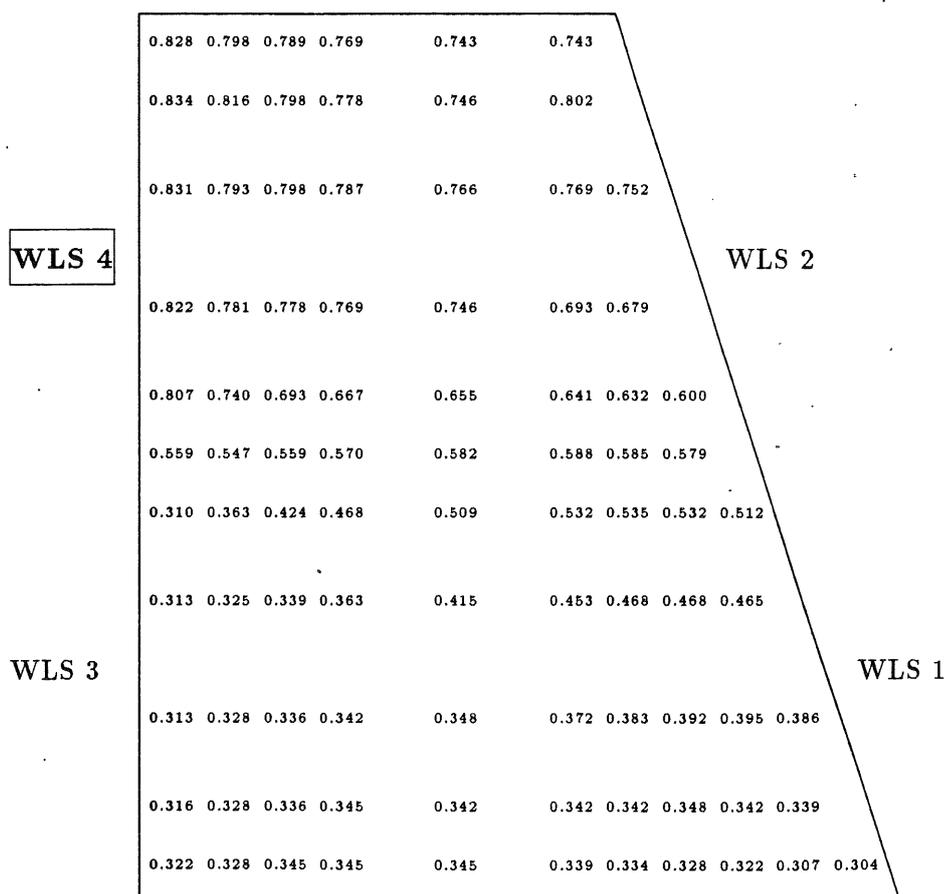
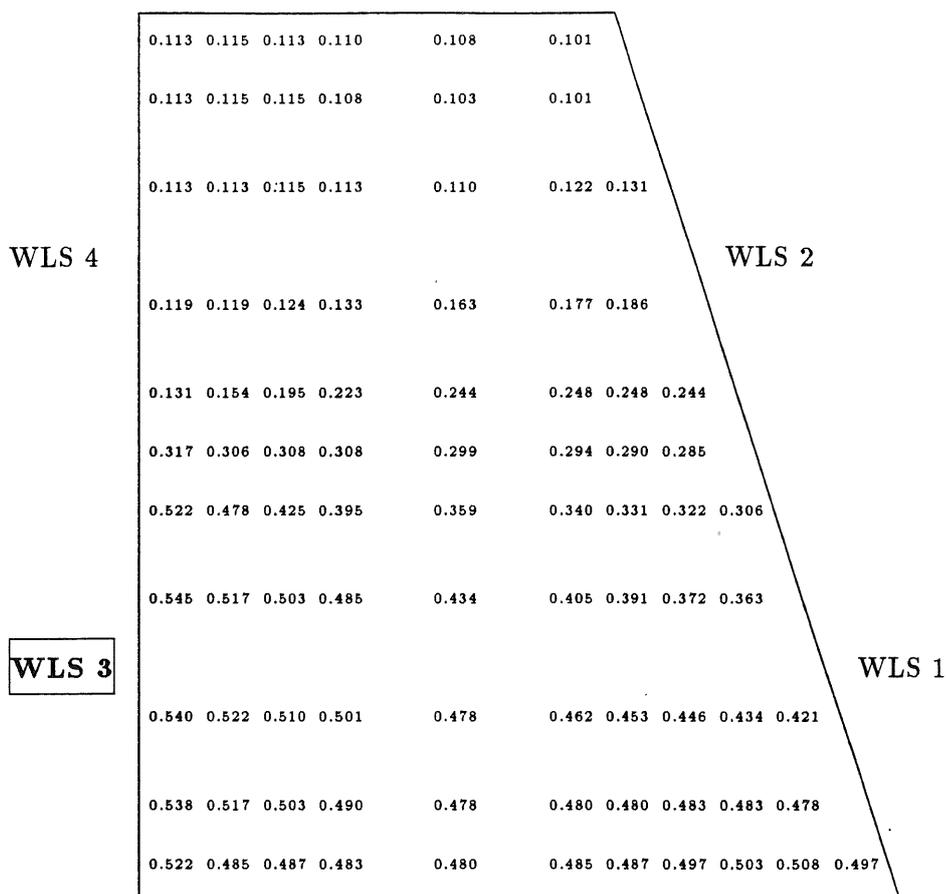


Abb. C.3.8: Lichtsammeleffizienz für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Einzeldiodensignale von WLS 3 (oben) und WLS 4 (unten))

C.4 Der große dreieckige Szintillator

C.4.1 Messung mit weißem Reflektorpapier

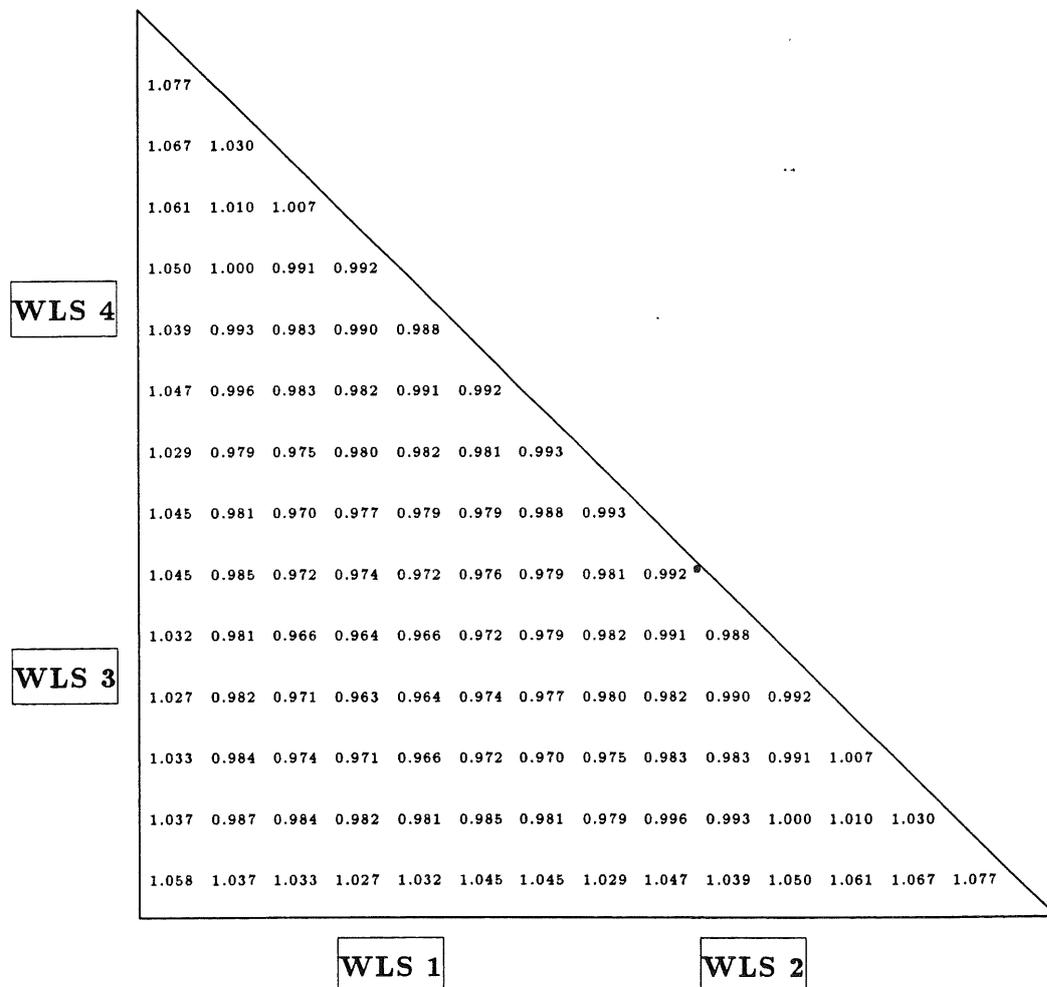


Abb. C.4: Lichtsammelleffizienz für die große dreieckige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (Summensignale)

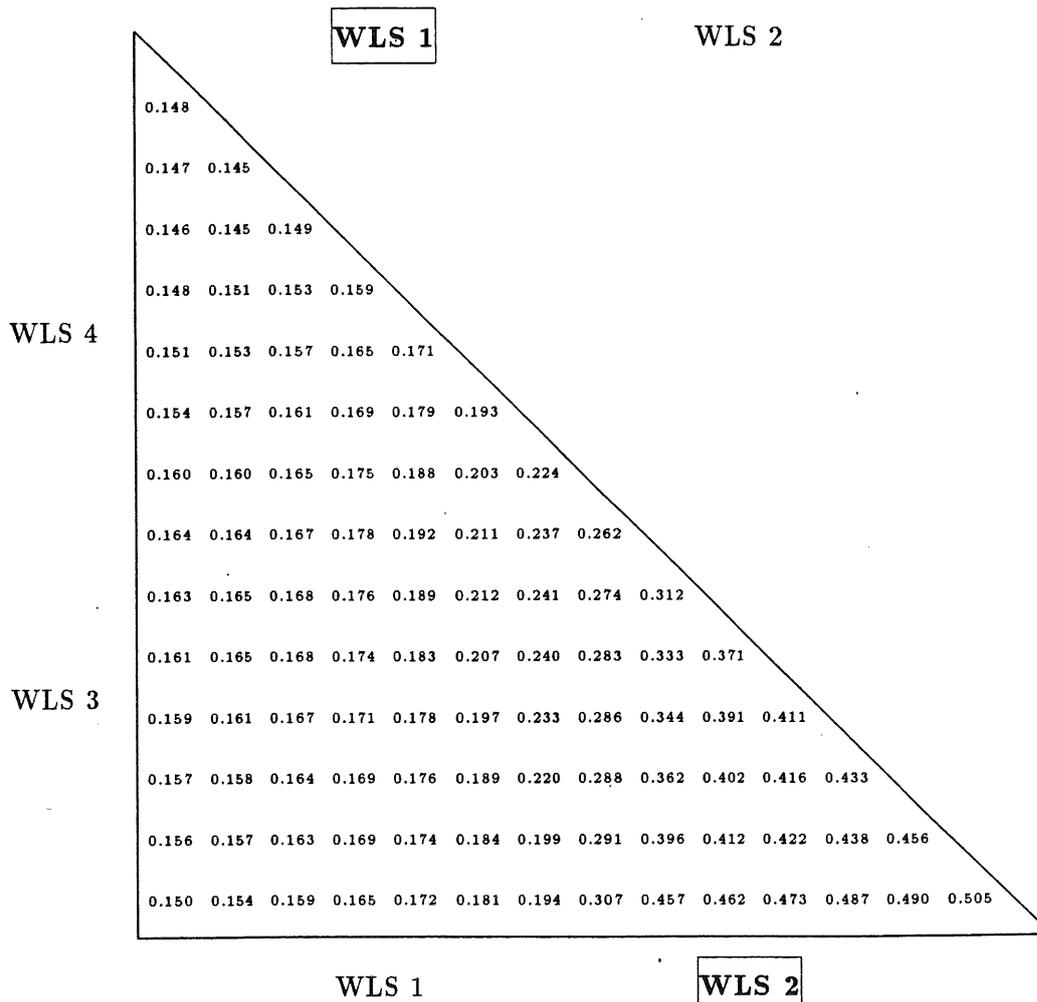
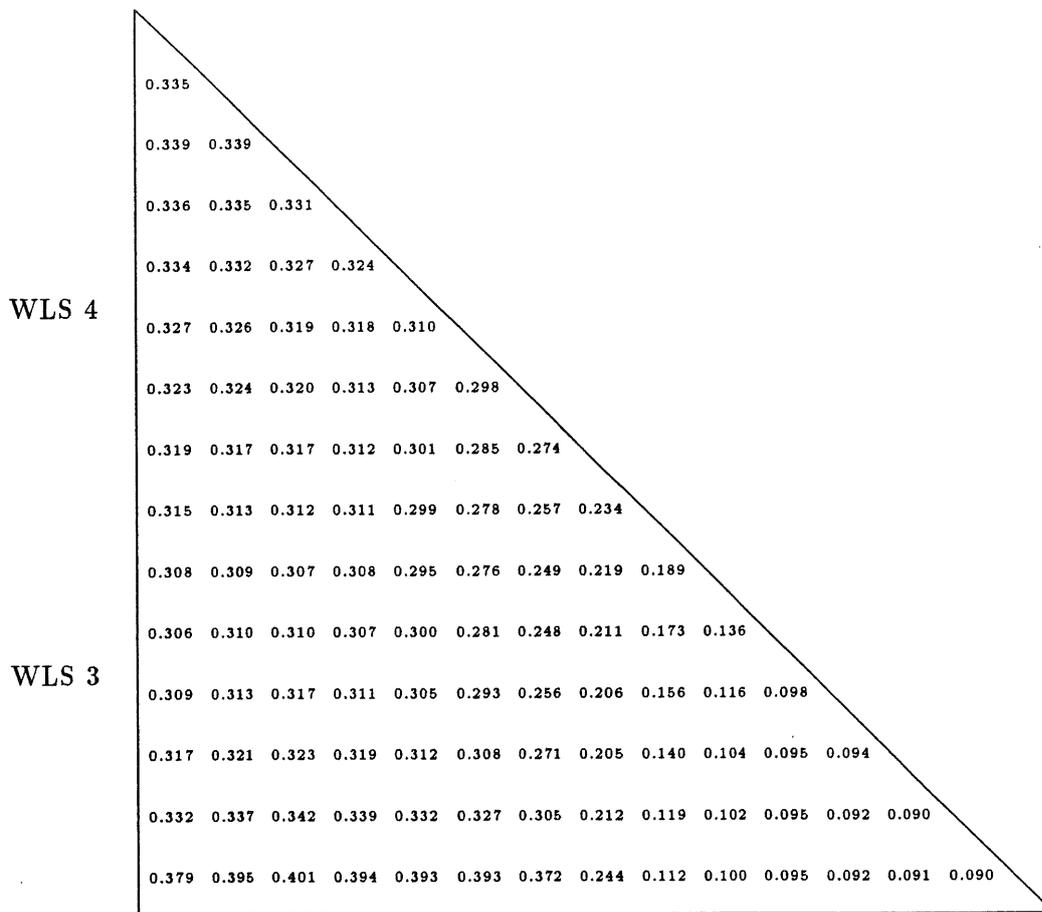


Abb. C.3.1: Lichtsammeleffizienz für die große dreieckige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (Einzeldiodensignale)
 Aus Symmetriegründen sind nur die Signale von WLS 1 und 2 dargestellt.

C.4.2 Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier

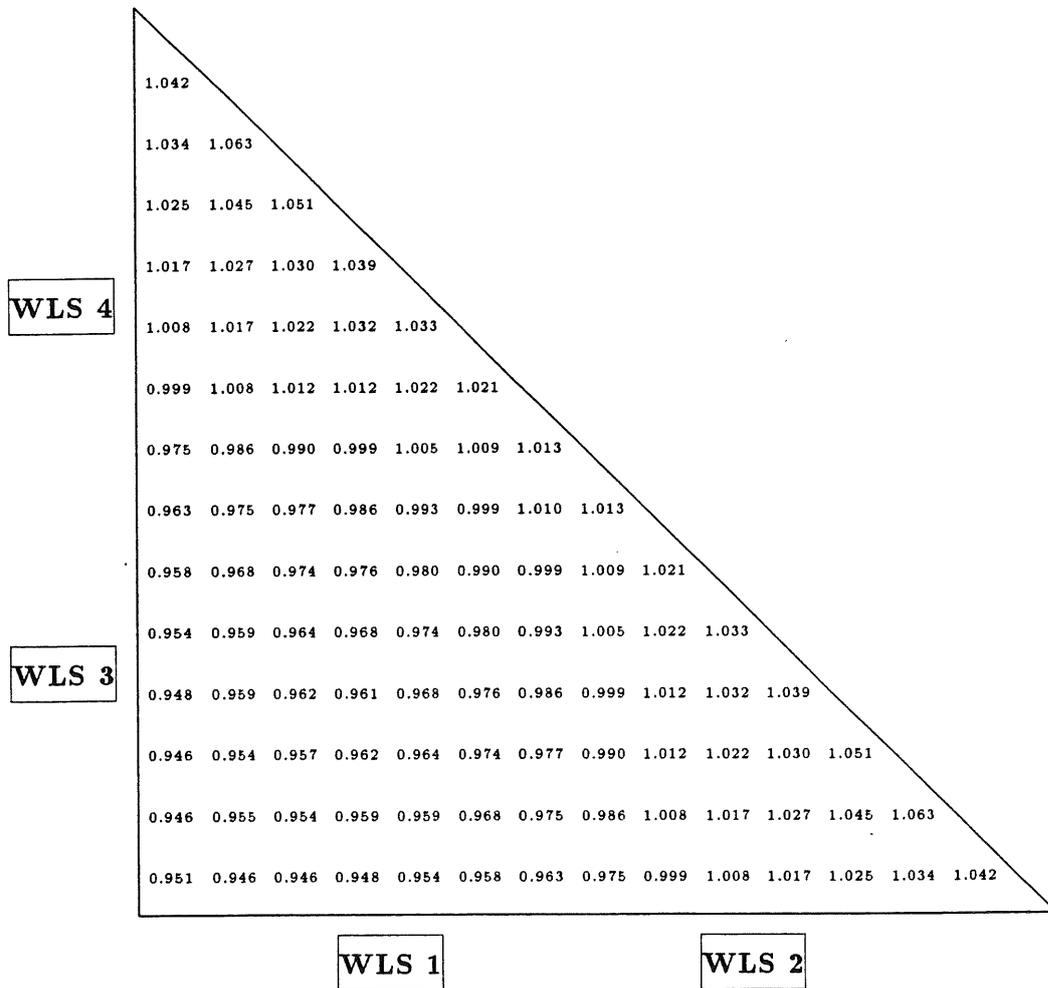


Abb. C.3.2: Lichtsammeleffizienz für die große dreieckige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (Summensignale)

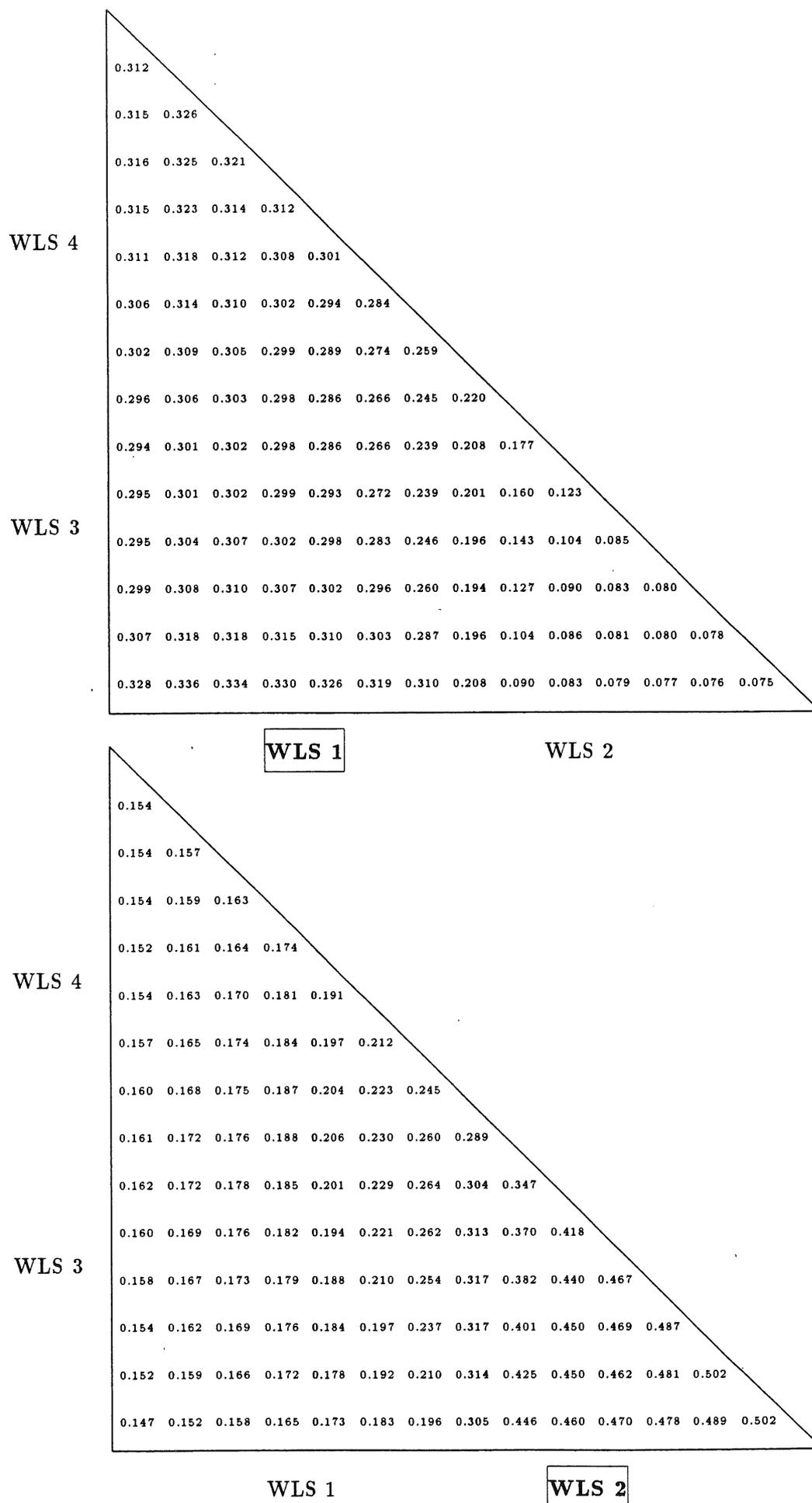


Abb. C.3.3: Lichtsammelleffizienz für die große dreieckige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (Einzeldiodensignale)
 Aus Symmetriegründen sind nur die Signale von WLS 1 und 2 dargestellt.

C.4.3 Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier unter Anwendung der Gewichtungsfaktoren α_i

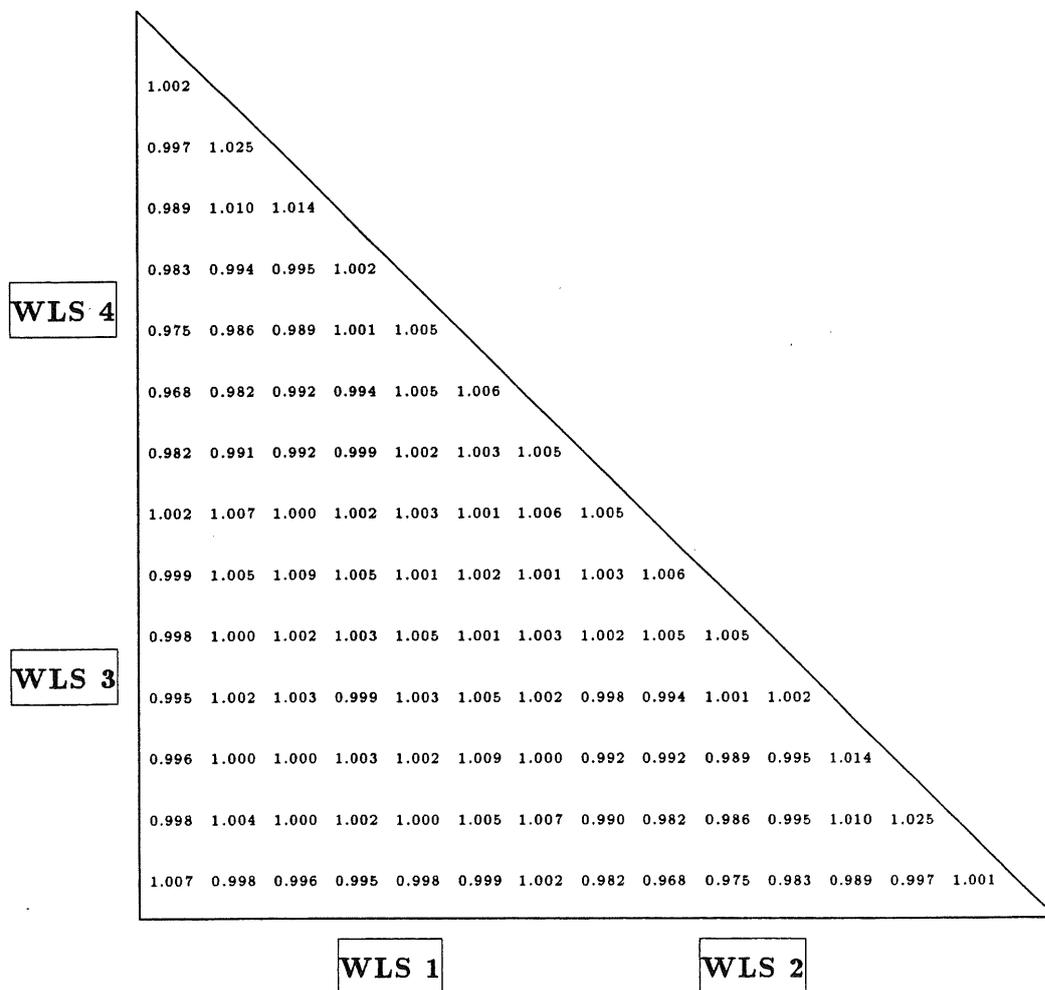


Abb. C.3.4: Lichtsammeleffizienz für die große dreieckige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Summensignale)

C.5 Der kleine dreieckige Szintillator

C.5.1 Messung mit weißem Reflektorpapier

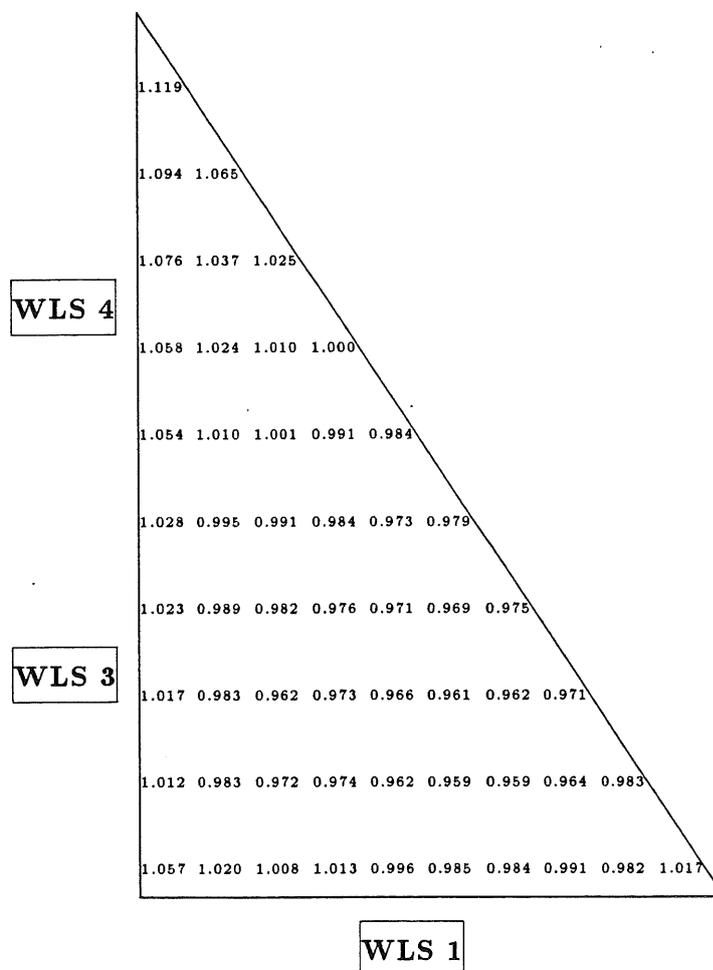


Abb. C.5: Lichtsammelleffizienz für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (Summensignale)

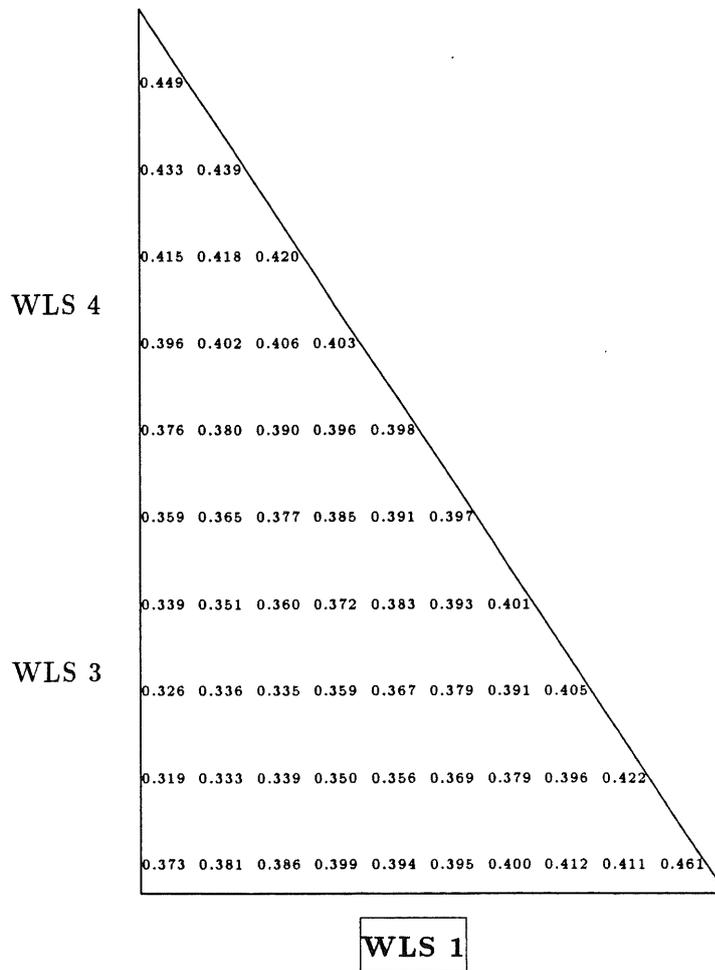
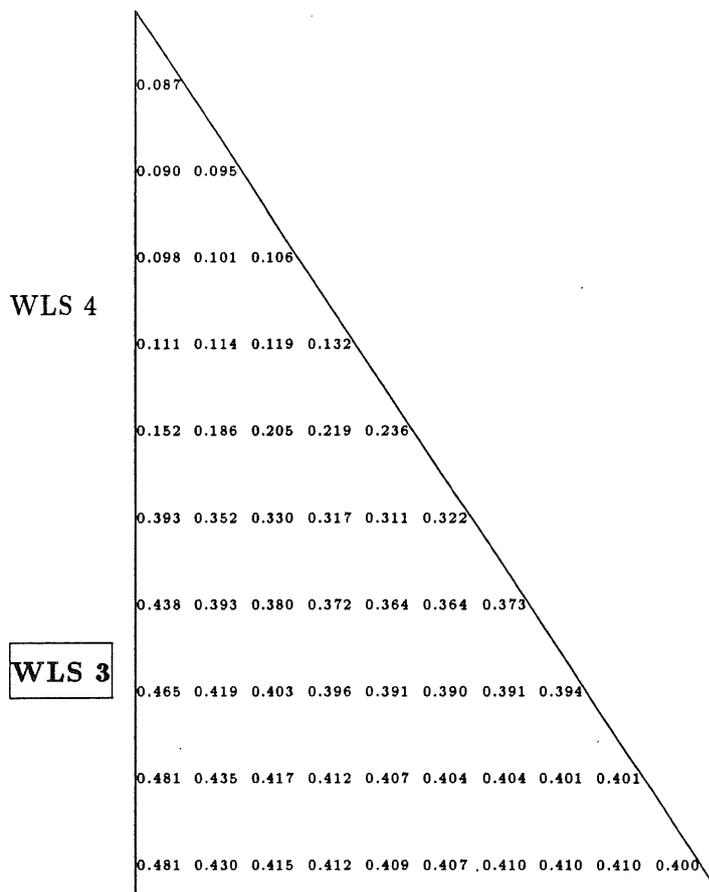
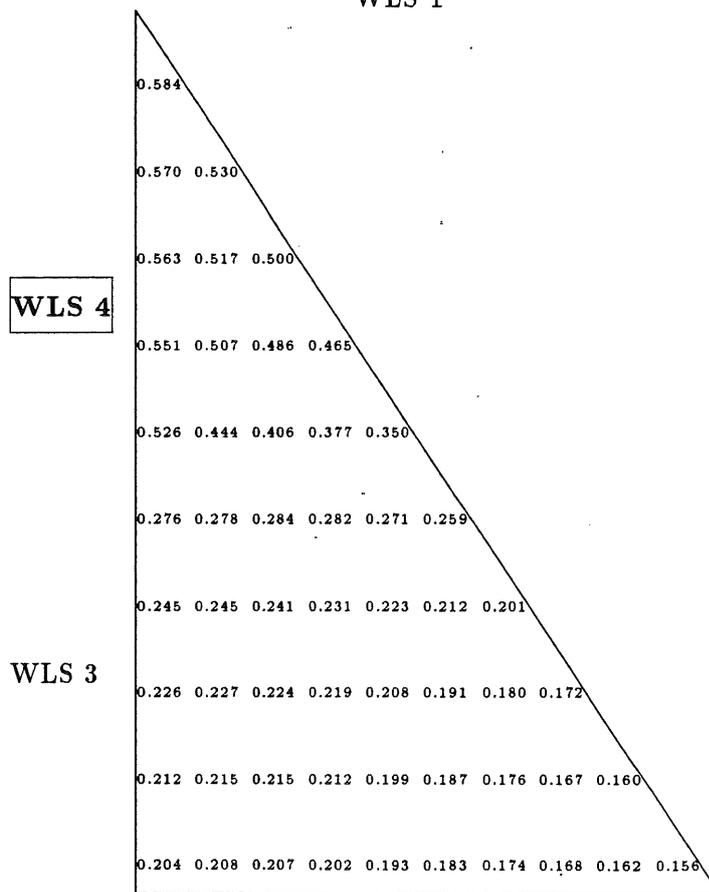


Abb. C.5.1: Lichtsammeleffizienz für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (Einzeldiodensignale von WLS 1)



WLS 1



WLS 1

Abb. C.5.2: Lichtsammelleffizienz für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit weißem Reflektorpapier (Einzeldiodensignale; oben WLS 3 und unten WLS 4)

C.5.2 Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier

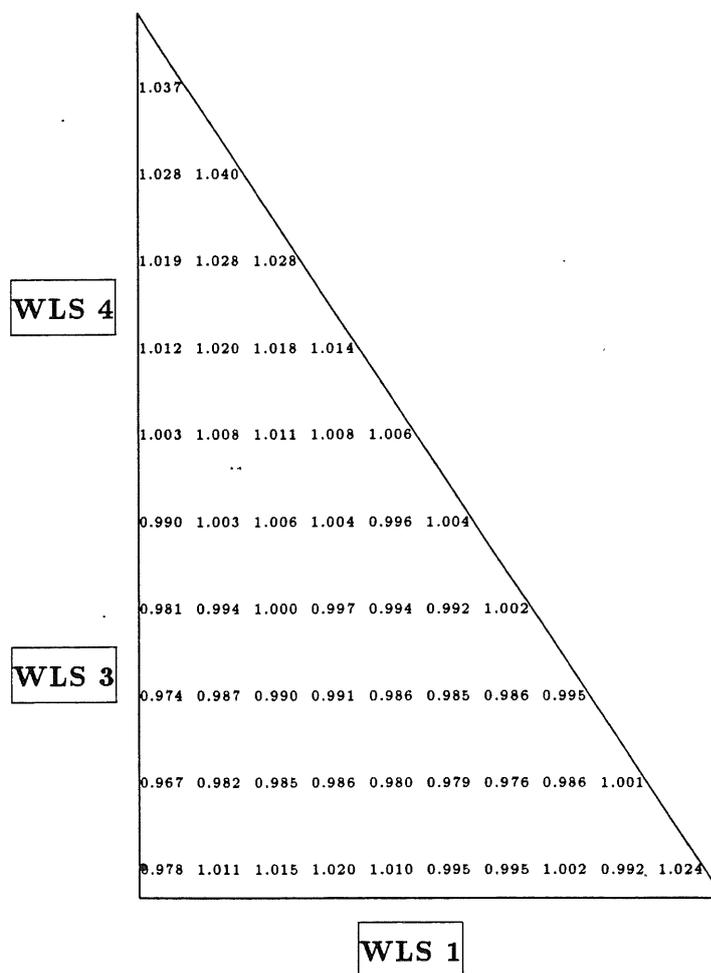


Abb. C.5.3: Lichtsammeleffizienz für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (Summensignale)

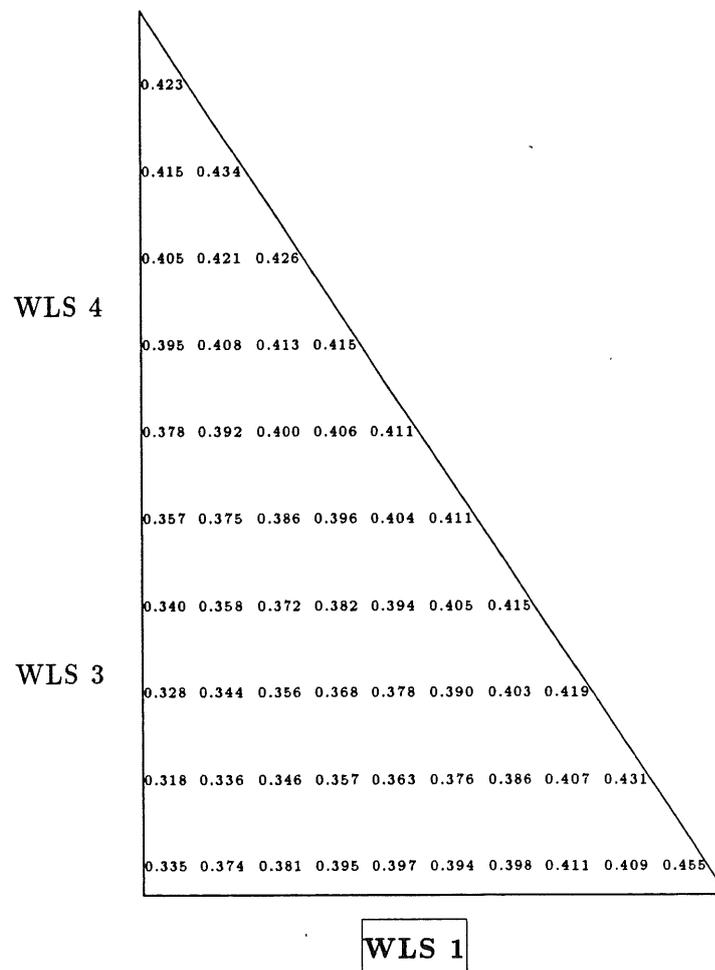
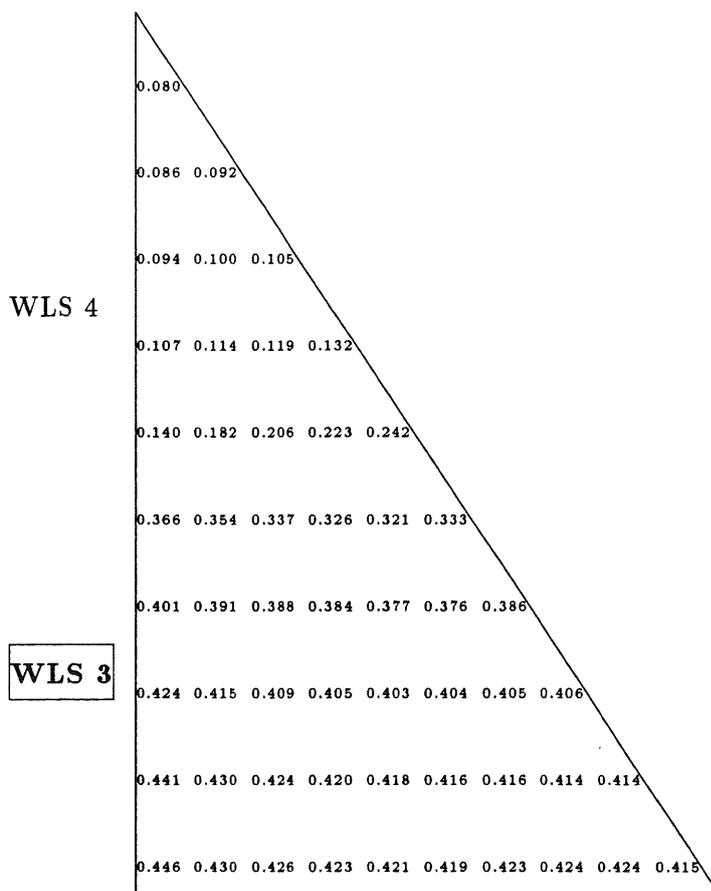
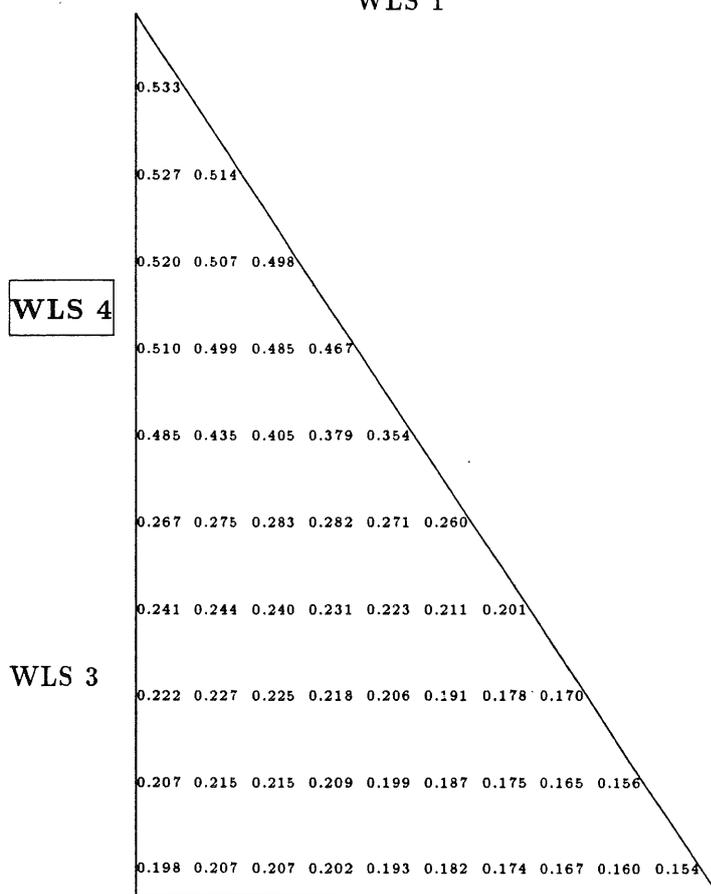


Abb. C.5.4: Lichtsammelleffizienz für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (Einzeldiodensignale von WLS 1)



WLS 1



WLS 1

Abb. C.5.5: Lichtsammelleffizienz für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (Einzeldiodensignale; oben WLS 3 und unten WLS 4)

C.5.3 Messung mit optimaler Schattenstruktur auf dem Reflektorpapier unter Anwendung der Gewichtungsfaktoren α_i

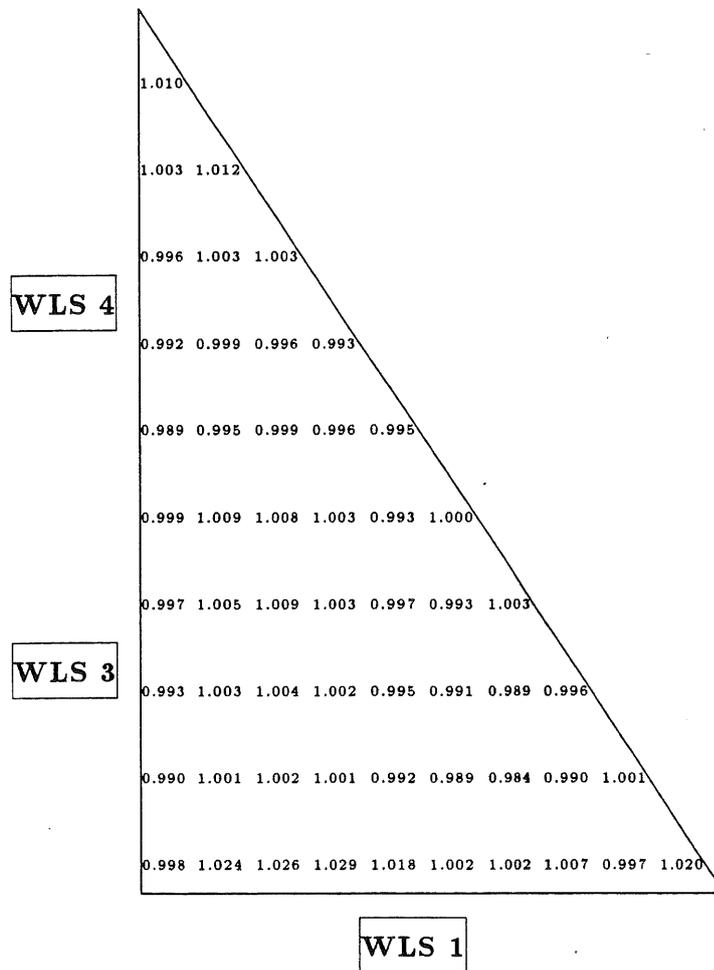


Abb. C.5.6: Lichtsammelleffizienz für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Summensignale)

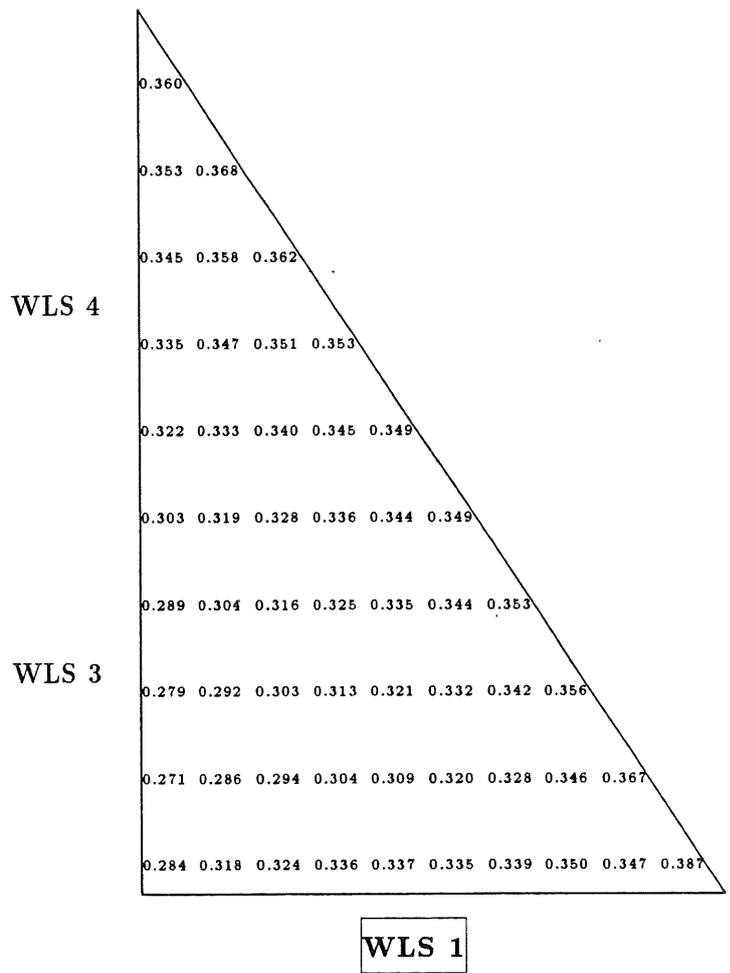
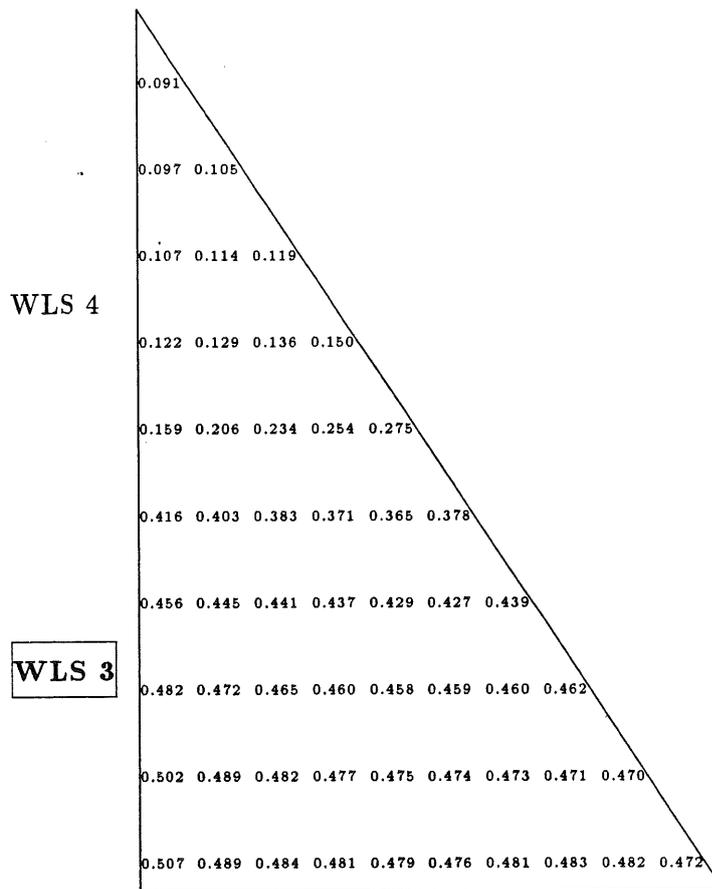
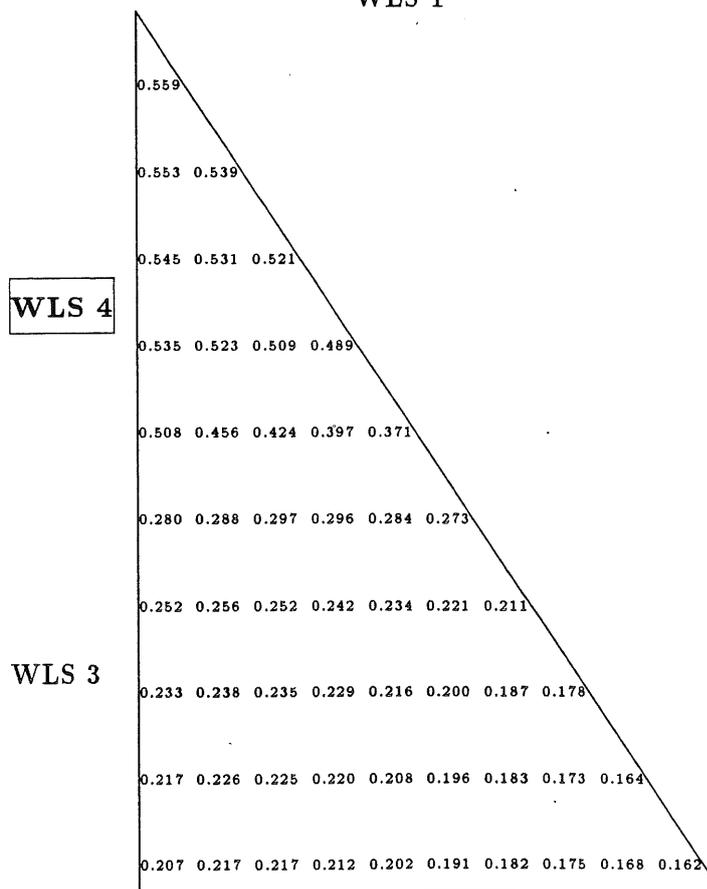


Abb. C.5.7: Lichtsammeleffizienz für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Einzeldiodensignale von WLS 1)



WLS 1



WLS 1

Abb. C.5.8: Lichtsammelleffizienz für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit optimaler Schattenstruktur (gewichtete Einzeldiodensignale; oben WLS 3 und unten WLS 4)

Anhang D

Die Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale

Dargestellt sind die Pulshöhenverteilungen $F_{J,i}(P^k)$, die so berechnet worden sind, wie es in Kapitel 4.2 unter Punkt 2. auf Seite 4.2 beschrieben wurde. Diese Pulshöhenverteilungen geben den prozentualen Anteil der Stirnfläche des jeweiligen BEMC-Moduls an, für den in den Labormessungen Pulshöhen in den Bereichen P^k gemessen wurden.

Wegen der höheren Lichtausbeute der exotischen Modulformen — insbesondere des kleinen Dreieck-Moduls ($L=1.8$), dessen Summensignal sich auch nur aus 3 Einzeldiodensignalen zusammensetzt — sind Pulshöhen > 1 möglich.

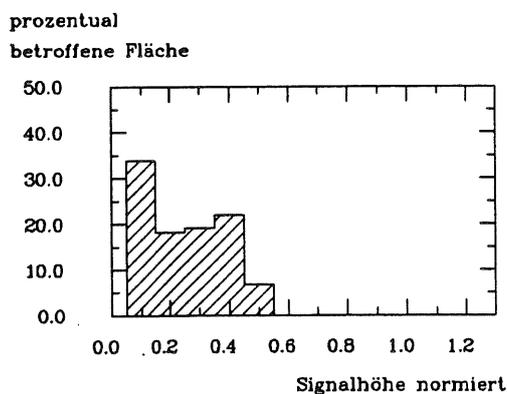
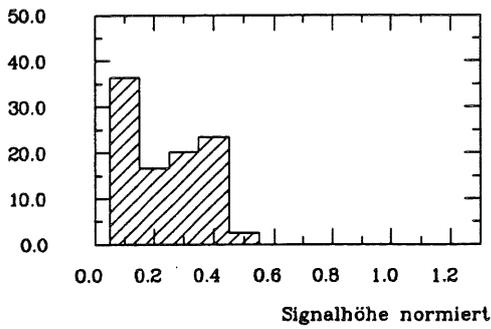
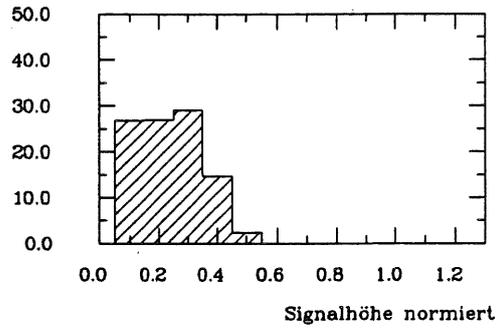


Abb. D.1: *Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des quadratischen Szintillators*
Aus Symmetriegründen haben alle 4 Wellenlängenschieber des Quadrat-Moduls identische Pulshöhenverteilungen.

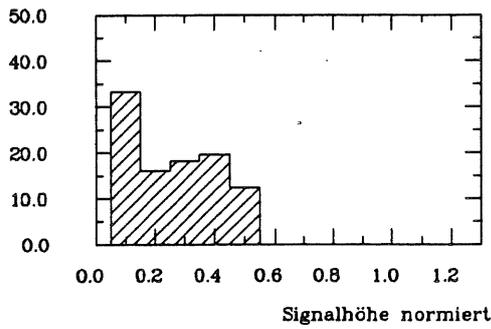
prozentual
betroffene Fläche



prozentual
betroffene Fläche



prozentual
betroffene Fläche



prozentual
betroffene Fläche

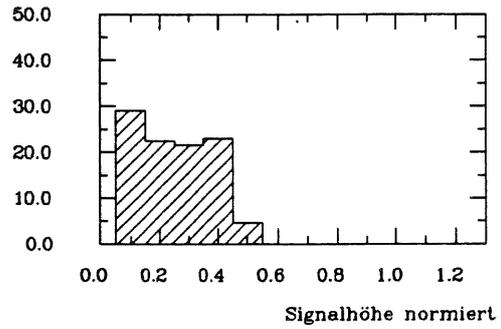


Abb. D.2: Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des großen trapezförmigen Szintillators
Von links oben nach rechts unten sind die Pulshöhenverteilungen für die WLS 1 bis 4 dargestellt.

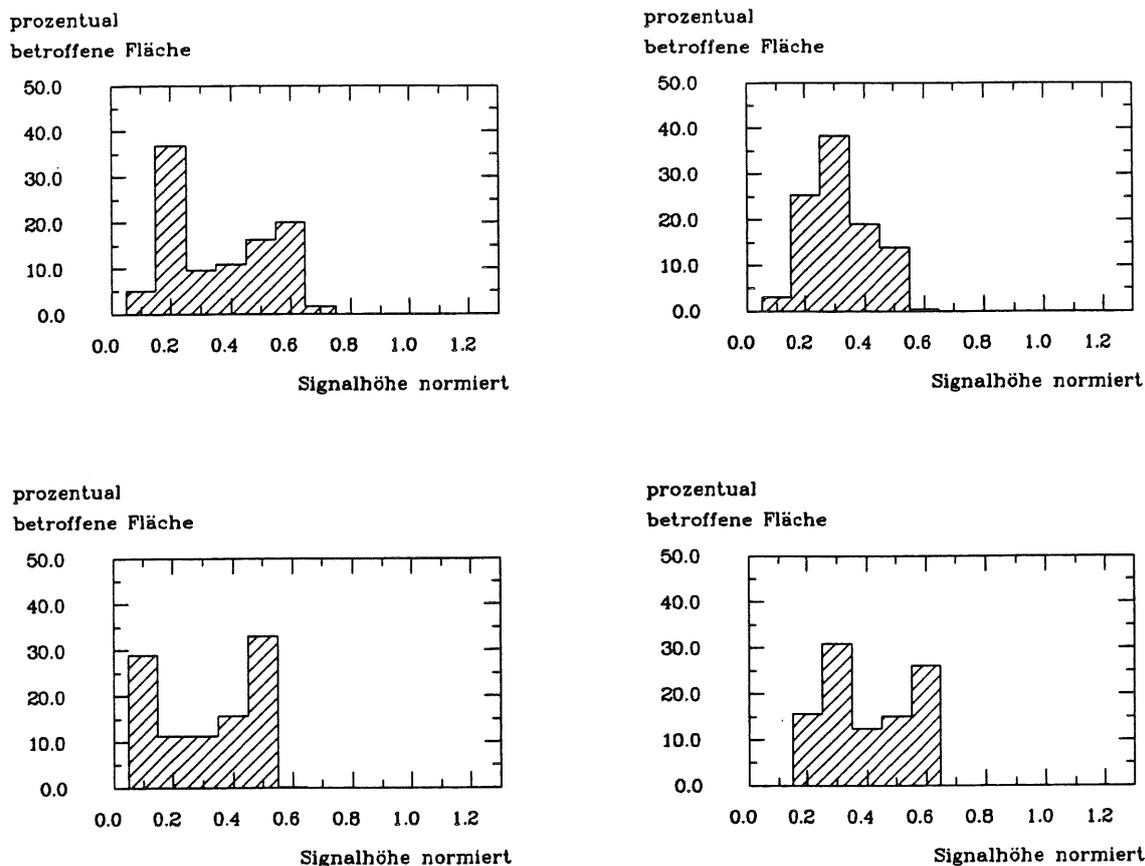


Abb. D.3: Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des kleinen trapezförmigen Szintillators
 Von links oben nach rechts unten sind die Pulshöhenverteilungen für die WLS 1 bis 4 dargestellt.

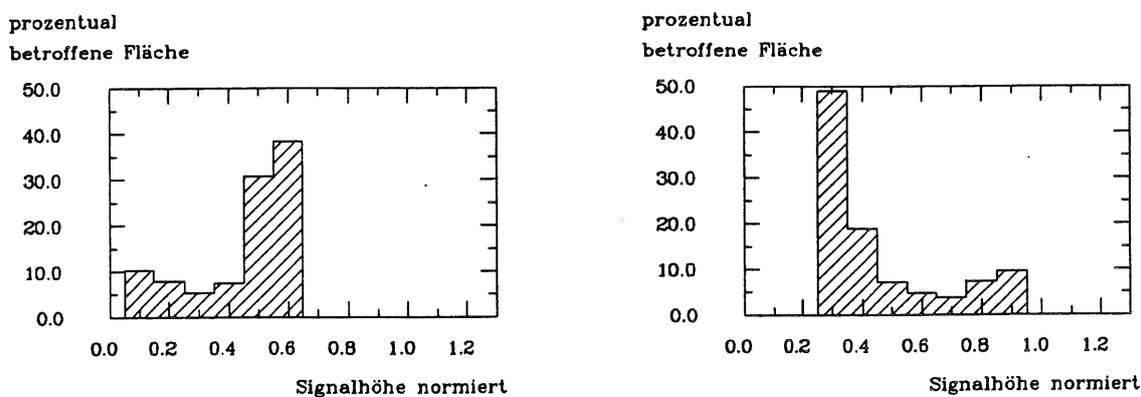


Abb. D.4: Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des großen dreieckigen Szintillators
 Es sind die Pulshöhenverteilungen von WLS 1 (links) und WLS 2 (rechts) dargestellt. Aus Symmetriegründen entsprechen die Pulshöhenverteilungen von WLS 3 bzw. WLS 4 denen von WLS 1 bzw. WLS 2 respektive.

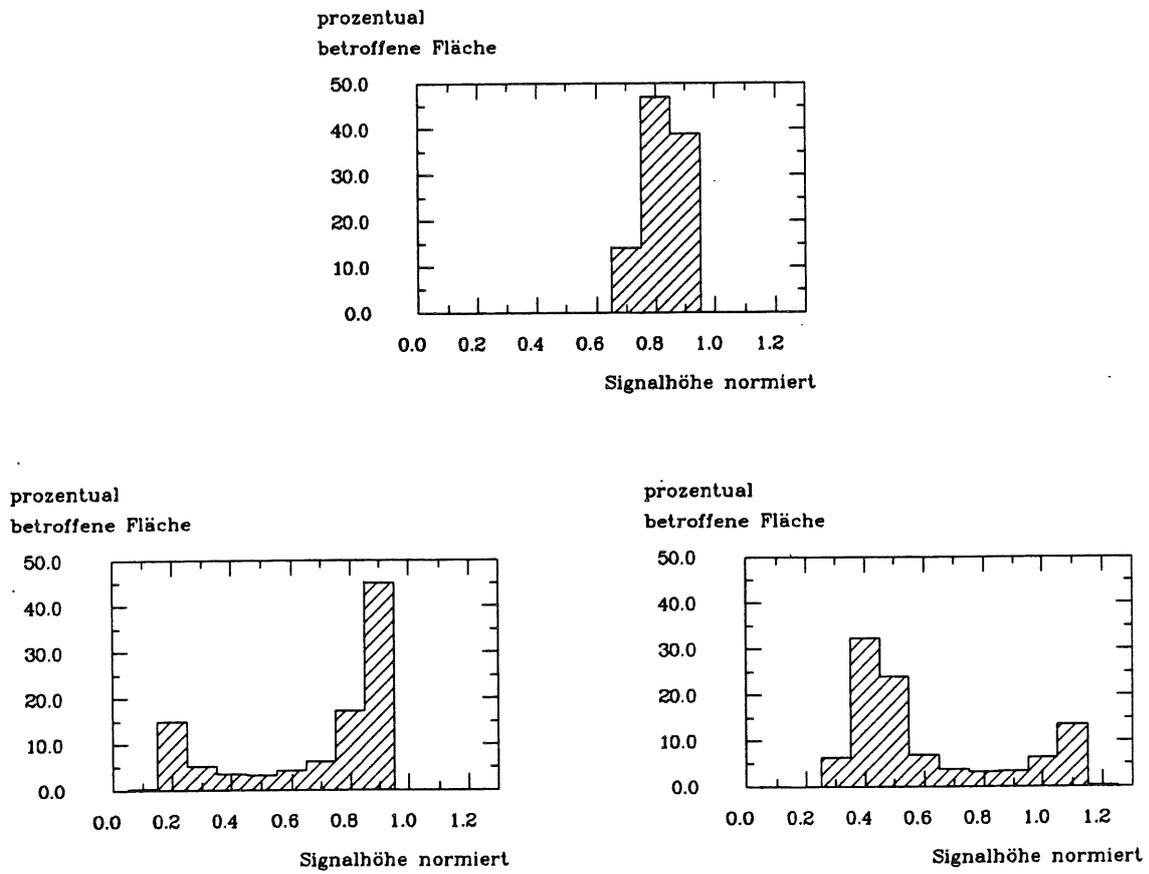


Abb. D.5: Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des kleinen dreieckigen Szintillators
 Von oben nach rechts unten sind die Pulshöhenverteilungen für WLS 1, 3 und 4 dargestellt.

Anhang E

Die Datensatz-Bibliothek 'I04MES.PROGS.AND.DATA'

In der Datensatz-Bibliothek 'I04MES.PROGS.AND.DATA' (partitioned dataset) auf dem IBM-Großrechner des DESY ist das Programm #LIGHT, mit dem die Meßdaten ausgewertet worden sind, und das Programm #LISIM (LIght SIMulation), mit dem unter Anwendung einiger das Lichtausbreitungsproblem im Szintillator auf geometrische Aspekte einschränkende Näherungen die Lichtsammelleffizienz für die große trapezförmige Szintillatorplatte berechnet wurde, mit den jeweiligen Unterprogrammen sowie alle im Anhang C aufgeführten Meßdaten gespeichert. Um den Zugang zu den Programmen und Meßdaten für eventuelle weitere Verwendung zu erleichtern, sollen an dieser Stelle einige Erläuterungen zur Struktur der Bibliothek 'I04MES.PROGS.AND.DATA' gegeben werden.

Die Datensatz-Bibliothek 'I04MES.PROGS.AND.DATA' enthält 4 Arten von Datensätzen:

1. Der Datensatz '&INFO' gibt Informationen zur Struktur der Programme und den Formaten, mit denen die Daten abgelegt sind.
2. Die Datensätze, deren Namen mit dem Zeichen '#' beginnen, sind Programme, die in einer Sprache (JCL¹) geschrieben sind, die den Ablauf der Fortran-Programme im Hintergrund ermöglicht ('batch-Betrieb').
3. Die Datensätze, deren Namen mit dem Zeichen '@' beginnen, sind Fortran-Programme, die von den #-Programmen je nach Bedarf aufgerufen werden.
4. Die Datensätze, deren Namen mit den Zahlen 1 bis 5 beginnen, enthalten die Meßdaten, wobei die Zahlen für die verschiedenen Modulformen stehen:
 - 1 für Quadrat-Modul
 - 2 für großes Trapez-Modul
 - 3 für kleines Trapez-Modul
 - 4 für großes Dreieck-Modul
 - 5 für kleines Dreieck-Modul

¹Job-Control-Language

Alle Meßdaten sind im Fortran-Format (8f9.4) in den Datensätzen gespeichert, wobei die Werte der 8 Spalten folgende Bedeutung haben:

1. Spalte x-Koordinate des Meßpunktes nach H1-Konvention (siehe Abb. 2.3 auf Seite 19)
2. Spalte y-Koordinate des Meßpunktes nach H1-Konvention (siehe Abb. 2.3 auf Seite 19)
3. Spalte z-Koordinate des Meßpunktes; Alle Messungen sind an der Position der 19. Szintillatorplatte durchgeführt worden, daher ist als z-Koordinate stets 19 angegeben.
4. Spalte Einzeldiodensignale von WLS 1, normiert auf den Mittelwert der Summensignale für die entsprechende Meßreihe (berechnet gemäß Punkt 2. auf Seite 41)
5. Spalte Einzeldiodensignale von WLS 2, normiert auf den Mittelwert der Summensignale für die entsprechende Meßreihe (berechnet gemäß Punkt 2. auf Seite 41)
6. Spalte Einzeldiodensignale von WLS 3, normiert auf den Mittelwert der Summensignale für die entsprechende Meßreihe (berechnet gemäß Punkt 2. auf Seite 41)
7. Spalte Einzeldiodensignale von WLS 4, normiert auf den Mittelwert der Summensignale für die entsprechende Meßreihe (berechnet gemäß Punkt 2. auf Seite 41)
8. Spalte Summensignale, normiert auf ihren Mittelwert (berechnet gemäß Punkt 2. auf Seite 41)

Alle weiteren für die Benutzung der Programme und Meßdaten notwendigen Informationen sind in dem Datensatz @INFO enthalten.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Speicherring HERA und die entsprechenden Vorbeschleuniger	3
1.2	Gesamtansicht des H1-Detektors (Schnittbild)	5
1.3	Rechter oberer Quadrant des BEMC	6
2.1	Schauerprofile von 1, 5, 10 und 30 GeV Elektronen in Blei	9
2.2	Der für das BEMC-Kalorimeter relevante Winkelbereich der Wechselwirkungsprodukte	17
2.3	Die Koordinatensysteme für die 5 Formen der BEMC-Module	19
2.4	Absorptions- und Emissionsspektren von SCSN-38 und Y-7	20
2.5	Reflexionsverhalten der Grenzschicht Luft - Szintillator	22
2.6	Totalreflexion im Szintillator SCSN-38	24
2.7	Die laterale Abhängigkeit der Lichtsammelleffizienz des quadratischen Szintillators	27
2.8	Schattenstruktur für die Reflektorpapiere der elektromagnetischen Wellenlängenschieber	29
3.1	Emissionsspektrum der Xenon-Blitzlampe	32
3.2	Schematische Skizze des Meßaufbaus	34
3.3	Die Halterungen für Wellenlängenschieber und Szintillatorplatte im Laboraufbau	35
3.4	Aufbau der Lochmaske für den quadratischen Szintillator	37
3.5	Kalibration mit dem Testpulser	42
3.6	Die Reproduzierbarkeit R der Meßwerte am Beispiel des quadratischen Szintillators	44
4.1	Anordnung der Meßpunkte auf den Lochmasken des großen Trapez-Moduls	48
4.2	Untersuchungen zur zeitlichen Stabilität der Xenon-Blitzlampe	49
4.3	Resultate der Abschattungsuntersuchungen für das große Trapez-Modul	51
4.4	Berechnete Lichtsammelleffizienz für 4 exemplarische Anregungspunkte des großen Trapez-Moduls	52
4.5	Vergleich von gemessenen und berechneten Werten für die Lichtsammelleffizienz des großen Trapez-Moduls	53
4.6	Resultate der Abschattungsuntersuchungen für das kleine Trapez-Modul	56

4.7	Resultate der Abschattungsuntersuchungen für das große Dreieck-Modul . . .	57
4.8	Resultate der Abschattungsuntersuchungen für das kleine Dreieck-Modul . . .	58
4.9	Pulshöhenverteilung $F_{tot}(P^k)$ der Einzeldiodensignale von allen 88 BEMC-Modulen	61
4.10	Modifikation der Lochmaske für die Untersuchungen unter Druckbelastung . . .	65
4.11	Illustration der beim Festziehen einer Schraube auftretenden Kräfte	66
4.12	Ergebnisse der Untersuchungen unter Druckbelastung	67
A.1	Aufbau der Kalorimeter-Module des BEMC	71
B.1	Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des Quadrat-Moduls	74
B.2	Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des großen Trapez-Moduls . . .	75
B.3	Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des kleinen Trapez-Moduls . . .	75
B.4	Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des großen Dreieck-Moduls . . .	76
B.5	Anordnung der Meßpunkte auf der Lochmaske des kleinen Dreieck-Moduls . . .	76
C.1	Meßdaten für den quadratischen Szintillator mit weißer Reflektorfolie sowie mit optimaler Schattierung auf dem Reflektorpapier	77
C.2	Meßdaten für die große trapezförmige Szintillatorplatte mit weißer Reflektorfolie sowie mit optimaler Schattierung auf dem Reflektorpapier (gewichtet und ungewichtet)	82
C.3	Meßdaten für die kleine trapezförmige Szintillatorplatte mit weißer Reflektorfolie sowie mit optimaler Schattierung auf dem Reflektorpapier (gewichtet und ungewichtet)	91
C.4	Meßdaten für die große dreieckige Szintillatorplatte mit weißer Reflektorfolie sowie mit optimaler Schattierung auf dem Reflektorpapier (gewichtet und ungewichtet)	100
C.5	Meßdaten für die kleine dreieckige Szintillatorplatte mit weißer Reflektorfolie sowie mit optimaler Schattierung auf dem Reflektorpapier (gewichtet und ungewichtet)	106
D.1	Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des quadratischen Szintillators	115
D.2	Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des großen trapezförmigen Szintillators	116
D.3	Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des kleinen trapezförmigen Szintillators	117
D.4	Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des großen dreieckigen Szintillators	117
D.5	Pulshöhenverteilung der Einzeldiodensignale des kleinen dreieckigen Szintillators	118

Tabellenverzeichnis

2.1	Die geometrischen Abmessungen der in den BEMC-Modulen verwendeten Szintillatorplatten	14
2.2	Materialkonstanten	16
2.3	Die Tiefe des BEMC in Einheiten der Strahlungslänge X_0	17
3.1	Die Fläche der für die Lichteinkopplung notwendigen Löcher im Reflektorpapier	38
3.2	Vergleich der Lichtsammleigenschaften der für die Labormessungen verwendeten Wellenlängenschieber	45
4.1	Resultate der Abschattungsuntersuchungen für alle im BEMC-Kalorimeter verwendeten Szintillatorformen	59
4.2	Umrechnungstabelle für Drehmomente in Druck und Auflagekraft	66
A.1	Materialeigenschaften von SCSN-38	72
A.2	Technische Daten der HAMAMATSU Photodiode S2575	73

Literaturverzeichnis

- [Ama81] U. Amaldi; Fluctuations in Calorimetry Measurements,
Phys. Scripta 23 (1981) 409
- [Bas85] E. Bassler; GEP-Graphical Editor Programm for Presenting User Data,
DESY R02-81/02 Internal-Report (1985)
- [Bau88] W. Bauhoff; Untersuchungen zum Aufbau und zur Physik des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters im H1-Detektor,
Internal-Report HH-IEP-88-02, Universität Hamburg (1988)
- [Bau90a] W. Bauhoff; private Mitteilung (1990)
- [Eis90] E. Eisen; Untersuchungen zur Optimierung der Lichtauslese aus Blei-Szintillator-Kalorimetern unterschiedlicher Wellenlängenschieberkonfigurationen
Universität Hamburg (1990)
- [Eis90a] E. Eisen; private Mitteilung (1990)
- [Fel85] J. Feltesse; Systematic Shifts in Structure Functions and absolute Calibrations,
Internal-Report H1-04/8504 (1985)
- [Fel87] J. Feltesse; Measurement of inclusive Differential Cross Sections,
Proceedings of the HERA Workshop Vol.I (1987) 33
- [Fle90] M. Fleischer; Entwicklung eines Lasermonitorsystemes für das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter des HERA-H1-Detektors, Diplomarbeit,
Universität Hamburg (1990)
- [Fle90a] M. Fleischer; private Mitteilung (1990)
- [Flü56] S. Flügge; Handbuch der Physik, Band XXIV, Grundlagen der Optik,
Springer Verlag, 1956
- [Fun88] M. Funk; Untersuchung des Pulshöhenverhaltens von geraden und bogenförmigen Plastiksintillatoren, Diplomarbeit,
Universität Hamburg (1988)
- [Gen87] M. Gennis; Entwurf und Test eines Elektromagnetischen Kalorimeters,
Diplomarbeit,
Universität Hamburg (1987)
- [Ham86] HAMAMATSU; Technical Data Sheet No. S-504-01 (1986)
- [Har88] M. Harning; Untersuchung der Energieauflösung und Uniformität an einem Prototyp für das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors,
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)

- [Kam83] T. Kamon et al.; A new Scintillator and Wavelength Shifter, Nucl. Instr. and Meth. 213 (1983) 261
- [Kas90] H. P. Kasselmann; Untersuchungen zur Zeit- und Energieauflösung und zum Rauschverhalten der Module für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990)
- [Kas90a] H. P. Kasselmann; private Mitteilung (1990)
- [Kas91] H. P. Kasselmann; private Mitteilung (1991)
- [Kle87] K. Kleinknecht; Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studienbücher (1987)
- [Kno79] G.F. Knoll; Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, New York (1979)
- [Kre90] B. Krebs; private Mitteilung (1990)
- [Lip90] M. Lipka; Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg (1991)
- [Loh86] E. Lohrmann; Hochenergiephysik, Teubner Studienbücher (1986)
- [Lon75] E. Longo, I. Sestili; Monte-Carlo Calculations of Photon Initiated Showers in Leadglas, Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975) 283
- [Mar90] T. Marckmann; Einfluß von Gasatmosphären auf die Lichtausbeute von Szintillatoren, Jahresbericht 1988/89 des 1. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg (1990)
- [Mei91] K. Meier; private Mitteilung (1991)
- [Par88] Particle Data Group; Review of Particle Properties, Physics Letters B Vol.204, North-Holland Pub., Amsterdam (1988)
- [Pep89] E. Peppel; Untersuchungen an einem Prototyp-Segment aus vier Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)
- [Pep90a] E. Peppel; private Mitteilung (1990)
- [Per87] D.H. Perkins; Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Pub.Inc. (1987)
- [Scm90] P. Schmüser; Zur Fertigstellung von HERA, Physikalische Blätter 46 (1990), Nr.12, S. 472
- [Pic89] C. Pichler; Pulshöhe und Zeitauflösung der Szintillatorplatten für die inneren Veto-Wände des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989
- [Pic90] C. Pichler; private Mitteilung (1990)

- [Pro79] Yu. D. Prokoshkin; Proceedings of the Second ICFA Workshop on Possibilities and Limitations of Accelerators and Detectors, Les Dailers, 4. - 10. Oktober 1979, U. Amaldi (Ed.), CERN, Juni 1980, S. 405
- [Roh87] M. Fohde, C. Youngman; Investigation of the effect of pressure on the light yield of wrapped scintillator, ZEUS-Note 87-074 (1987)
- [Ros64] B. Rossi; High-Energie Particles, Prentice Hall, New York (1964)
- [Sch86] B. Schmid; Photodioden als Detektoren von Szintillationslicht, Diplomarbeit, Universität Zürich (1986)
- [Sci90] N. Schirm; private Mitteilung (1990)
- [Scm86] H. U. Schmidt; Meßelektronik in der Kernphysik, Teubner Studienbücher (1986)
- [Scr89] Chr. Schrader; Ein Monitorsystem für das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter bei H1-HERA, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1989)
- [Sil87] Silena; Vorverstärker, Technische Daten, 1987
- [Sti89] V. Stieber, Ausheilen von Strahlenschäden des Plastikszintillators SCSN-38 unter verschiedenen Gasatmosphären, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989
- [Tec86] Technical Proposal for the H1-Detektor; H1 Collaboration (1986)
- [Tec87] Technical Report for the H1-Detektor; H1-TR 109 H1 Collaboration (1987)
- [Wes88] H. Weser; Untersuchung zur Zeitauflösung von Plastikszintillatoren mit verschiedenen Geometrien, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)
- [Wol86] G. Wolf; HERA: Physics, Machine and Experiments, DESY-Preprint 86-089 (1986)
- [Wun88] R. Wunderlich; Untersuchung an einem Prototyp-Doppelmodul des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1988)

Danksagung

Ganz herzlich danken möchte ich allen, die mich bei der Anfertigung dieser Diplomarbeit unterstützt haben. Mein ganz besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm für die Aufgabenstellung und die Betreuung in stets freundlicher und angenehmer Atmosphäre,
- Herrn Prof. Dr. R. Langkau und Herrn Prof. Dr. W. Scobel, die mich bei jeglichen Problemen mit Rat und Tat bereitwillig untertützt haben,
- allen Mitgliedern der H1-Gruppe des Institutes für das angenehme Arbeitsklima und die vielfältige Hilfe,
- Peter Kasselman für seine nimmer ruhen wollende Bereitschaft, mir ein Brett nach dem anderen vor dem Kopf zu entfernen,
- Eiko Eisen für die Einweisung in den Meßaufbau und seine hilfreichen Hinweise bei der Bekämpfung der Inhomogenitäten,
- Michael Lipka für seine zeitaufwendige Hilfe in Sachen Datentransport,
- Götz Korf für seine freundliche Bereitschaft, immer wenn ich den Kampf mit der IBM zu verlieren drohte, mich aus ihren Krallen zu befreien,
- Christian Pichler für den regen Austausch von Erfahrungen mit Szintillatoren,
- Herrn N. Schirm, Herrn M. Matysek und Herrn W. Gärtner für die Beantwortung vieler technischer Fragen,
- Herrn B. Leicht und seinen Mitarbeitern in der Werkstatt des I. Institutes, für ihre Hilfsbereitschaft und Sorgfalt bei der Anfertigung der notwendigen Teile für die Experimente,
- Herrn H. Krause für seine Unterstützung im Umgang mit dem Vielkanalanalysator und dem Datentransfer,
- Frau Berghaus für das Anfertigen einer Vielzahl von Zeichnungen für diese Arbeit,
- Amelie und Fr. Schindler-Friedrichs, für die seelische Unterstützung auf dem Weg zur Vollendung dieser Diplomarbeit.

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

Hamburg, im Januar 1991