Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau der Materie beschäftigt die Menschheit wahrscheinlich schon so lange wie die nach dem Sinn des Lebens. Ist Materie homogen aufgebaut und kann sie in beliebig viele und beliebig kleine Fragmente aufgeteilt werden oder ist sie aus elementaren Teilen zusammengesetzt, die ihrerseits nicht mehr aufgeteilt werden können? Die Elementarteilchenphysik sucht nach diesen kleinsten Teilen und deren Wechselwirkungen untereinander.

Zu diesem Zweck werden seit dem Versuch von Rutherford 1911 [Rut 11] Streuexperimente durchgeführt. Rutherford streute α-Teilchen an einer Goldfolie und konnte zeigen, daß das Atom aus einem positiv geladenen Kern und einer negativ geladenen Elektronenhülle besteht. In heutigen Experimenten werden hochenergetische Teilchenstrahlen auf ruhende Targets geschossen oder mit anderen beschleunigten Teilchen zur Kollision gebracht. Häufig werden Streuexperimente mit Elektronen durchgeführt, da Elektronen zwar eine Ladung tragen und Masse besitzen, aber nach heutiger Kenntnis keine Ausdehnung haben. Dadurch, daß beide Reaktionspartner beschleunigt werden, kann der maximal mögliche Impulsübertrag erhöht werden, der nach der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei 27]

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

die Ortsauflösung begrenzt. Bei den Streuexperimenten der im folgenden Abschnitt beschriebenen Speicherringanlage HERA werden erstmalig sowohl Elektronen als auch Protonen beschleunigt und zur Kollision gebracht.

1.1 Die Speicherringanlage HERA

Am **D**eutschen **E**lektronen–**Sy**nchrotron DESY in Hamburg werden in der **H**adronen–**E**lektronen–**R**ing–**A**nlage HERA, die in Abbildung 1.1 dargestellt ist, Elektronen an Protonen gestreut. Mit Hilfe einer Reihe von Vorbeschleunigern werden Elektronen auf eine Nominalenergie von 30 GeV und Protonen auf eine Nominalenergie von 820 GeV gebracht und in den 6,3 km langen Speicherring eingeschossen. Dort existieren vier Wechselwirkungszonen, in denen die gegenläufigen Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden können. Bei der resultierenden Schwerpunktsenergie von 314 GeV liegt der maximale quadratische Impulsübertrag bei $Q^2 \approx 10^5$ GeV^2/c^2, wodurch eine Ortsauflösung Δx von etwa 10^{-18} m

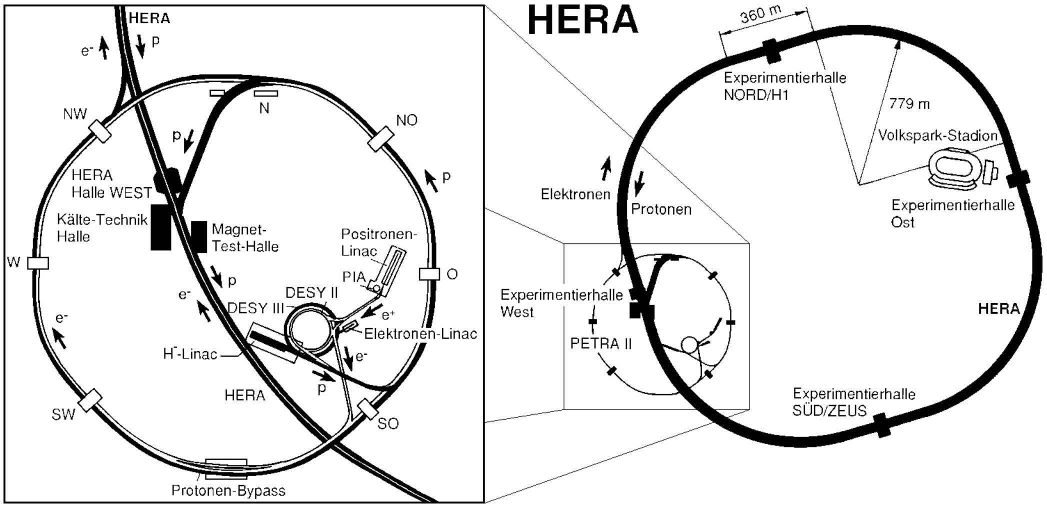

Abbildung 1.1: *Skizze des Speicherringes HERA*

ermöglicht wird. Im Vergleich zu früheren Experimenten mit ruhenden Targets bedeutet dies eine Verbesserung der Ortsauflösung um eine Größenordnung.

HERA bietet mit diesen Daten die Möglichkeit, verschiedene Fragestellungen der Elementarteilchenphysik zu untersuchen [H1a 93]:

- Messung der Protonstrukturfunktion in einem weiten kinematischen Bereich
- Bestimmung der Q^2–Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α_s
- Suche nach neuen Teilchen
- Suche nach Substrukturen von Quarks und Elektronen
- Bestimmung der hadronischen Struktur des Photons

Um dieses physikalische Programm durchzuführen, benötigt man sehr komplexe Detektoren, die in den vier Experimentierhallen aufgebaut werden können. Bei HERA stehen im Moment die beiden Detektoren H1 und ZEUS zur Verfügung. H1 nahm 1992 seinen Betrieb auf und soll im folgenden beschrieben werden.

1.2 Der H1-Detektor

Der H1–Detektor ist in perspektivischer Ansicht in Abbildung 1.2 dargestellt. Man erkennt den longitudinal asymmetrischen Aufbau, der eine Konsequenz der Bewegung des Schwerpunktes der Reaktionspartner in Protonflugrichtung ist. Aus diesem Grunde wird die Protonflugrichtung auch als die Vorwärtsrichtung bezeichnet; der Winkel ϑ wird als Polarwinkel zur Protonflugrichtung definiert. Unter der Rückwärtsrichtung versteht man entsprechend die Elektronflugrichtung.

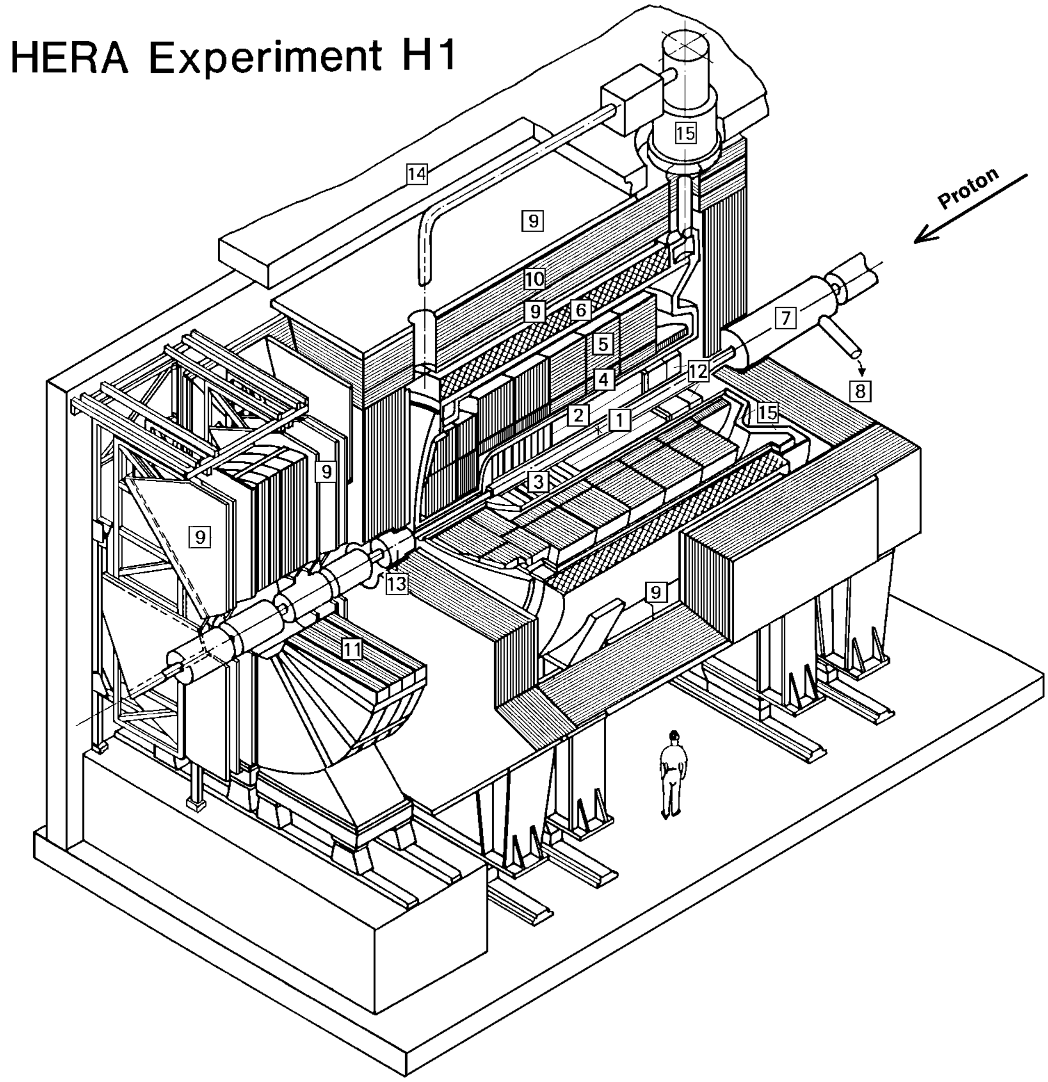

Abbildung 1.2: *Perspektivische Ansicht des H1-Detektors*

Um den Wechselwirkungspunkt (1) herum befinden sich die zentralen Spurkammern (2) und weiter vorn die Vorwärtsspurkammern (3), die zur Impuls- und Winkelmessung einzelner geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von $\sigma_p/p^2 \approx 0,3\%$ und $\sigma_\vartheta \approx 1$ mrad benutzt werden. Die Spurkammern sind von einem Flüssig–Argon–Kalorimeter umgeben, das durch einen Kryostaten (15) auf eine Temperatur von ungefähr T=90 K gebracht wird. Es handelt sich um ein Sandwichkalorimeter[1], das in einen elektromagnetischen Bereich mit Bleiabsorberplatten (4) und einen hadronischen Bereich mit Edelstahlabsorberplatten (5) aufgeteilt ist. Als Nachweismedium dienen mit flüssigem Argon gefüllte Ionisationskammern. Dieses Kalorimeter erreicht eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E}$ im elektromagnetischen und $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E}$ im hadronischen Teil [H1a 93]. Eine zylindrische, supraleitende Magnetfeldspule (6) erzeugt im gesamten bisher beschriebenen Bereich ein solenoides Ma-

---

[1] Siehe Kapitel 2.2.

gnetfeld mit einer Stärke von B$\approx$1,2 T, das zur Bestimmung von Ladung und Impuls der Reaktionsprodukte benötigt wird. Das Strahlrohr ist von einem Kompensationsmagneten (7) umgeben. Dieser erzeugt ein Feld, dessen longitudinales Integral $\int B_z\,dz$ entgegengesetzt gleich zu dem des Hauptmagneten ist. Dadurch werden Einflüsse des H1–Magneten auf die Strahlführung des Speicherringes minimiert. Das zur Rückführung des magnetischen Flusses benutzte Eisenjoch (10) ist mit Streamer–Kammern instrumentiert, mit denen hochenergetische hadronische Schauer, die nicht ihre gesamte Energie im hadronischen Kalorimeter abgegeben haben, und Myonen nachgewiesen werden können. Zum Nachweis von Myonen ist der gesamte Detektor außerdem von Myon–Kammern (9) umgeben. Um in der extremen Vorwärtsrichtung den Myonenimpuls mit ausreichender Genauigkeit messen zu können, ist ein zusätzlicher Myon–Toroid–Magnet (11) eingebaut, der ein Feld von etwa 1,6 T erzeugt. Eine Betonabschirmung (14) schließt den gesamten Detektor nach außen hin ab.

Mit dem Flüssig–Argon–Kalorimeter wird ein Raumwinkel von $4^\circ < \vartheta < 153^\circ$ abgedeckt. Im vorderen Detektorbereich steht für kleine Winkel $0,7^\circ < \vartheta < 3,3^\circ$ das Silizium–Kalorimeter PLUG[2] (13) zur Verfügung. Im hinteren Bereich befindet sich das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC[3] (12), das den Raumwinkelbereich $151^\circ < \vartheta < 177^\circ$ abgedeckt. Da dieses Kalorimeter durch ein Spaghetti–Kalorimeter SpaCal[4] ersetzt werden soll, wird es im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

1.3 BEMC und SpaCal

Die Aufgabe des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters BEMC besteht hauptsächlich darin, durch tiefinelastische Prozesse unter kleinen Winkeln gestreute Elektronen nachzuweisen [H1a 93].

Das BEMC besteht aus 88 Sandwichmodulen, die jeweils aus 50 Lagen Szintillatorplatten und 49 Lagen Blei zusammengesetzt sind. Abbildung 1.3 zeigt den Aufbau des BEMC bei einem Schnitt senkrecht zur Strahlachse. Das Szintillationslicht wird über Wellenlängenschieber in den hinteren Teil geführt und von Photodioden ausgelesen. Die Größe der 56 inneren Module beträgt 160 mm·160 mm·390 mm. Das BEMC ist in longitudinaler Richtung 22,5 Strahlungslängen lang, die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}$. Die Genauigkeit der absoluten Energieskala wird mit $\leq 2\%$ angegeben [H1a 93]. Aufgrund des relativ großen Molière–Radius von 3,4 cm und der Strahlungslänge von 1,7 cm beträgt der effektiv nutzbare Winkelbereich nur $156^\circ < \vartheta < 174^\circ$ [BEM 92]. Der Molière–Radius ist ein Maß für die transversale Ausbreitung, die Strahlungslänge für die longitudinale Ausbreitung eines Schauers[5]. Es existiert folglich ein Winkelbereich von etwa $153^\circ < \vartheta < 156^\circ$, in dem der Überlapp mit dem Flüssig–Argon–Kalorimeter ungenügend ist.

Eines der Hauptziele für HERA ist die Erforschung der Protonstrukturfunktion bei kleinen Werten der Bjørken–Variablen x_B. x_B gibt im Standardmodell den Anteil des vom gestreuten Parton getragenen Protonenimpulses an. HERA eröffnet einen bisher unerforschten Bereich der tiefinelastischen Streuung bei kleinen Werten $x_B \approx 10^{-4}$ und moderatem

---

[2] plug, *engl.* für Stöpsel.

[3] **B**ackward **E**lectro–**M**agnetic **C**alorimeter.

[4] **Spa**ghetti–**Cal**orimeter.

[5] Siehe hierzu auch Kapitel 2.1.1.

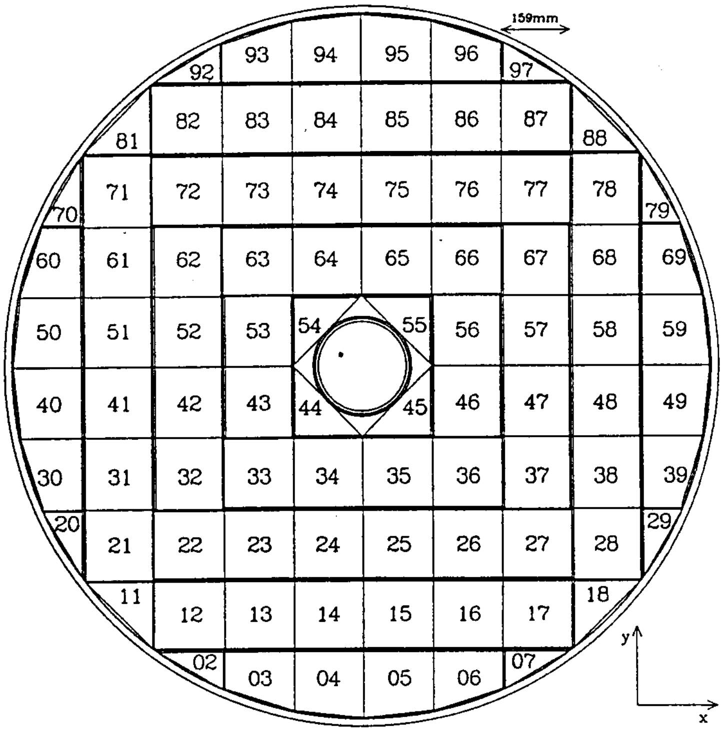

Abbildung 1.3: *Schnitt durch das BEMC senkrecht zur Strahlachse [BEM 92]*

Impulsübertrag $Q^2 \approx 10$ GeV^2. Durch die steigende Partondichte bei kleinem x_B kann die Altarelli–Parisi–Entwicklung nicht mehr angewandt werden, so daß es zu einer Reihe offener Fragen kommt. Weiterführende Informationen über die Physik bei kleinen Werten für x_B können bei [Lev 92] nachgelesen werden.

Ereignisse mit kleinem x_B zeichnen sich dadurch aus, daß sich sowohl das gestreute Elektron als auch der Hadronenjet in Rückwärtsrichtung bewegen. Um die Kinematik solcher Ereignisse in befriedigender Genauigkeit rekonstruieren zu können, werden an den rückwärtigen Detektor hohe Anforderungen gestellt [H1b 93]:

- Nachweis von Elektronen im Winkelbereich bis zu $\vartheta \approx 178°$ bei einer Energieauflösung von 2% bei 30 GeV. Die absolute Energieskala sollte dabei auf 1% genau bestimmt werden können

- Messung der Flugzeit vom Zeitpunkt der Kollision bis zur Energiedeposition im Kalorimeter mit einer Genauigkeit von etwa 1 ns

- Der Molière–Radius sollte maximal 2 cm betragen, um Energieleckverluste am Rand des Kalorimeters, speziell am Strahlrohr, klein zu halten

- Die Strahlungslänge sollte maximal 1 cm betragen, um den Winkelüberlapp zum hinteren Teil des Flüssig–Argon–Kalorimeters zu verbessern

- Die Granularität, die die transversale Aufteilung angibt, sollte so feinkörnig sein, daß der Schauerschwerpunkt auf wenige Millimeter genau bestimmt werden kann
- Die Inhomogenität, die als die Variation des Kalorimetersignals in Abhängigkeit vom Auftreffort des Elektrons definiert ist, darf $1 - 2\%$ nicht übersteigen, um die notwendigen Korrekturen zur Bestimmung der absoluten Energieskala klein zu halten
- Die Elektron/Hadron–Trennung für Elektronen mit einer Energie oberhalb von 3 GeV sollte einen Wert von 100:1 erreichen
- Der Nachweis minimal ionisierender Teilchen zur Unterdrückung des Untergrundes sollte möglich sein
- Die Messung von Energie und Impuls des Hadronenjets sollte möglich sein

Diese Anforderungen werden vom BEMC nicht ausreichend erfüllt. Die H1–Kollaboration beabsichtigt deshalb, das BEMC durch ein sogenanntes Spaghetti–Kalorimeter [Kir 87] zu ersetzen. Im folgenden wird auch der Begriff SpaCal verwendet. Es handelt sich dabei im wesentlichen um Module aus in Bleiplatten eingearbeiteten szintillierenden Fasern. Die zu einem Modul gehörenden Fasern werden zu einem Bündel zusammengefaßt und an einen Lichtmischer gegeben, der das Szintillationslicht gleichmäßig verteilt an einen Photomultiplier weitergibt. Um auch den Hadronenjet nachweisen zu können, schließt sich dem für den Nachweis von Elektronen optimierten Bereich ein für den Nachweis von Hadronen optimierter an. Des weiteren soll der Strahlrohrdurchmesser verringert werden, so daß das neue Kalorimeter näher an den Strahl heranreichen und dadurch einen größeren Winkelbereich abdecken kann.

1.4 Ziele dieser Arbeit

Von besonderer Bedeutung für die Homogenität des Kalorimeters sind die optischen und mechanischen Eigenschaften der szintillierenden Fasern und der Lichtmischer.

Zur Optimierung der Lichtmischer wurden bereits von der SpaCal–Gruppe Untersuchungen durchgeführt. Es zeigten sich jedoch Unterschiede zwischen den Messungen und einer entsprechenden Monte-Carlo-Simulation, die sich in der Anregung des Faserlichtes unterschieden [Dec 93]. Es soll nun geprüft werden, ob die räumliche Verteilung des Faserlichtes auch mehrere Dezimeter nach der Lichtanregung von der Art der Anregung abhängt.

Bisher gebaute Prototypen zeigten an den Modulgrenzen intolerable Inhomogenitäten im Bereich von etwa 5 Prozent. Als Ursache wurde die unterschiedliche Behandlung der Fasern am Modulrand vermutet. Speziell wurde angenommen, daß die Biegung dieser Fasern für Lichtverluste verantwortlich ist. Es soll daher der Einfluß verschiedener Parameter auf die Lichtausbeute der Fasern untersucht werden. Das Ziel der Arbeit ist es, durch ein besseres Verständnis der Fasereigenschaften dazu beizutragen, daß die hohen Anforderungen an das SpaCal erfüllt werden können.

Kapitel 2

Spaghetti–Kalorimeter

In diesem Kapitel soll der Aufbau des für das H1–Experiment geplanten Spaghetti–Kalorimeters SpaCal besprochen werden. Dazu wird zunächst in Abschnitt 2.1 auf die der Kalorimetrie zugrundeliegende Physik eingegangen. Abschnitt 2.2 beschreibt Kalorimeter im allgemeinen, während Abschnitt 2.3 speziell das SpaCal behandelt.

2.1 Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie

Hochenergetische Teilchen, die Materie durchqueren, verlieren aufgrund verschiedener Wechselwirkungen Energie. Dabei entstehen Sekundärteilchen, die wiederum neue Teilchen erzeugen. Es entsteht eine Teilchenkaskade, die auch Schauer genannt wird. Gelingt es, die im Schauer enthaltene Energie zu messen, kann auf die Energie des primären Teilchens geschlossen werden. Außerdem erhält man aus den Eigenschaften des Schauers Informationen über die Teilchenart. Schauer, die durch Elektronen, Positronen und Photonen ausgelöst werden, zeigen ein anderes Verhalten als hadronische Schauer. Im folgenden sollen beide Schauerarten getrennt behandelt werden.

2.1.1 Elektromagnetische Schauer

Elektronen und Positronen

Elektronen und Positronen können beim Durchgang durch Materie verschiedene Wechselwirkungsprozesse auslösen:

- Bremsstrahlung: $e^{\pm} + Kern \rightarrow e^{\pm} + Kern + \gamma$
- Ionisation und Anregung: $e^{\pm} + Atom \rightarrow e^{\pm} + Atom^{*/+}$ $(+e^{-})$
- Møller–Streuung: $e^{-} + e^{-} \rightarrow e^{-} + e^{-}$
- Bhabha–Streuung: $e^{-} + e^{+} \rightarrow e^{-} + e^{+}$
- Annihilation: $e^{+} + e^{-} \rightarrow \gamma + \gamma$
- Vielfach–Streuung: $e^{-} + Kern \rightarrow e^{-} + Kern$

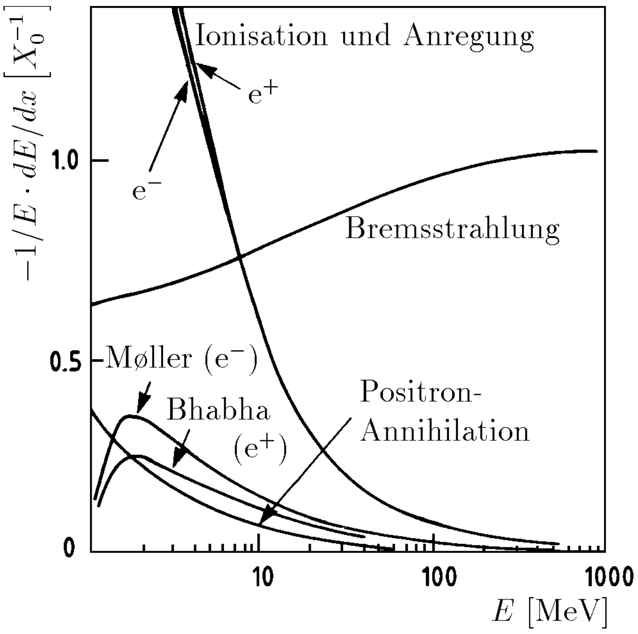

Abbildung 2.1: *Relativer Energieverlust pro Strahlungslänge X_0 in Blei als Funktion der Energie des Elektrons bzw. Positrons [Par 90]*

Die Bedeutung der einzelnen Prozesse bei unterschiedlicher Elektronenenergie zeigt Abbildung 2.1. Aufgetragen ist der relative Energieverlust pro Strahlungslänge X_0 als Funktion der Teilchenenergie. Die Strahlungslänge X_0 wird in Anschluß an Gleichung 2.1 definiert. Es ist zu erkennen, daß bei großen Teilchenenergien der Energieverlust durch Bremsstrahlungsprozesse dominiert wird, während bei kleinen Energien Ionisations- und Anregungsprozesse überwiegen. Die übrigen Wechselwirkungen spielen demgegenüber eine untergeordnete Rolle. Die materialabhängige Energie, bei der der Energieverlust pro Wegstrecke durch Bremsstrahlung gleich der durch Ionisation und Anregung ist, heißt kritische Energie E_{krit}. Für sie gilt die Näherung [Ama 81]:

$$E_{krit} \simeq \frac{550\ MeV}{Z}$$

Der mittlere Energieverlust eines Elektrons in Materie durch Bremsstrahlung kann mit Hilfe der materialabhängigen Strahlungslänge X_0 nach [Seg 65] folgendermaßen beschrieben werden:

$$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{Brems} = -\frac{E}{X_0} \tag{2.1}$$

mit

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 N_A \frac{\varrho Z(Z+1)}{A} ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \tag{2.2}$$

wobei $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$ die Feinstrukturkonstante, e die Elementarladung, $r_e = e^2/(m_e c^2)$ der klassische Elektronenradius, A, Z und ϱ die Massenzahl, die Kernladungszahl und die Dichte des Absorbermaterials und N_A die Avogadrosche Konstante sind.

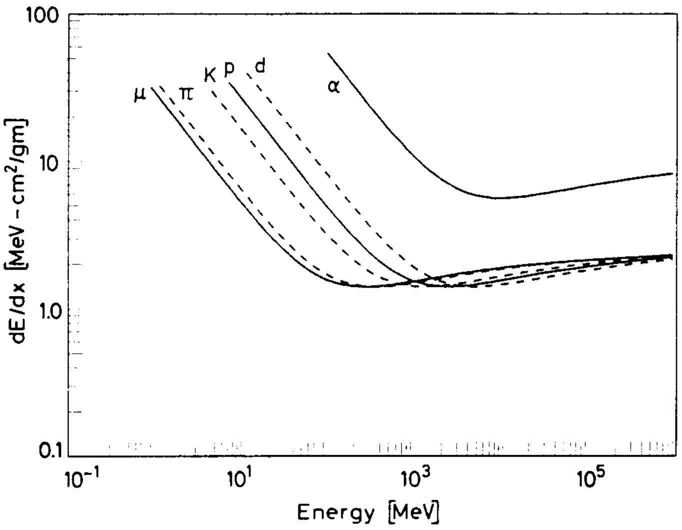

Abbildung 2.2: *Energieverlust durch Ionisation und Anregung für schwere geladene Teilchen in Blei als Funktion der Energie [Leo 87]*

Aus Gleichung 2.1 folgt, daß die Energie des Primärteilchens exponentiell abnimmt. Die Strahlungslänge X_0 ist dabei als die Strecke definiert, nach deren Durchlaufen die Anfangsenergie E_0 des Elektrons im Mittel auf den Bruchteil 1/e abgefallen ist. Nach Gleichung 2.2 ergibt sich zum Beispiel für Blei eine Strahlungslänge von $X_0 = 0,51$ cm.

Minimal ionisierende Teilchen

Teilchen mit höherer Ruhemasse als Elektronen zeigen beim Durchgang durch Materie ein anderes Verhalten. Bei ihnen kann der Energieverlust durch Bremsstrahlung, der umgekehrt proportional zum Quadrat der Ruhemasse ist, vernachlässigt werden. Abbildung 2.2 zeigt die Energieabhängigkeit des mittleren Energieverlustes durch Ionisation und Anregung für verschiedene schwere Teilchen. Bei einer kinetischen Energie des Teilchens, die ungefähr seiner vierfachen Ruhemasse entspricht, erreicht der mittlere Energieverlust ein Minimum. Teilchen mit dieser Energie heißen ‚minimal ionisierend'.

Photonen

Photonen können beim Durchgang durch Materie vor allem folgende Wechselwirkungsprozesse auslösen:

- Photoeffekt: $\gamma + Atom \rightarrow e^- + Atom^+$
- Comptoneffekt: $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$
- Paarbildung: $\gamma + Kern \rightarrow e^+ + e^- + Kern$

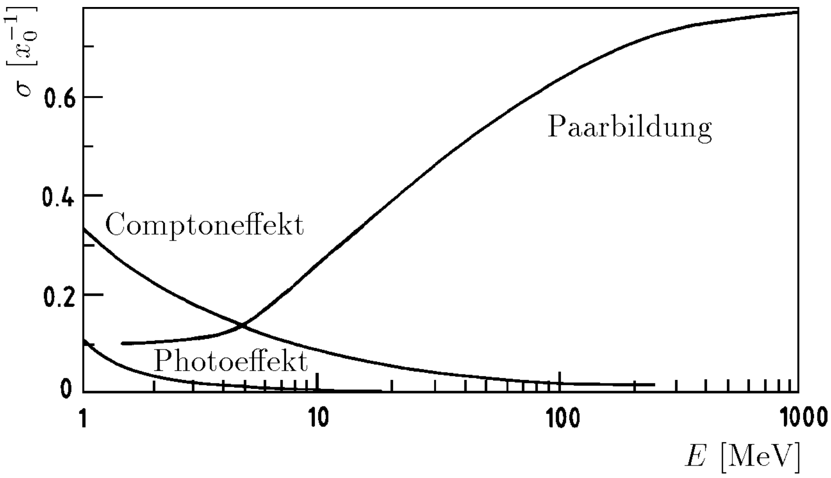

Abbildung 2.3: *Wechselwirkungswahrscheinlichkeit pro Strahlungslänge X_0 eines Photons in Blei als Funktion der Energie [Par 90]*

Die Bedeutung der einzelnen Prozesse bei unterschiedlicher Photonenergie zeigt Abbildung 2.3. Aufgetragen ist die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der jeweiligen Wechselwirkung auf einer Strahlungslänge X_0 in Blei als Funktion der Energie des Photons. Der Photoeffekt spielt im betrachteten Energiebereich eine untergeordnete Rolle. Er dominiert bei Energien unterhalb 100 keV. Wie aus der Abbildung ersichtlich, ist der Comptoneffekt im Absorbermaterial Blei bis etwa 10 MeV zu berücksichtigen. Bei höheren Energien über 10 MeV dominiert die Paarbildung. Da dieser Prozeß der Bremsstrahlung eines Elektrons oder Positrons ähnelt, existiert eine Beziehung zwischen der mittleren freien Weglänge $\lambda_{e^+e^-}$ für die Paarbildung und der Strahlungslänge X_0 [Fer 49]:

$$\lambda_{e^+e^-} = \frac{9}{7}X_0$$

Die Entwicklung eines Schauers

Die beschriebenen Wechselwirkungsprozesse von hochenergetischen Photonen, Elektronen oder Positronen mit Materie führen zu einem Teilchenschauer, der erst dann abbricht, wenn die Energie der Elektronen und Positronen die kritische Energie E_{krit} erreicht. Vereinfacht dargestellt entwickelt sich ein solcher Schauer folgendermaßen [Hei 44]: ein primäres Photon der Energie E_0 erzeugt in einer Schicht der Dicke X_0 ein e^+e^-–Paar; beide Teilchen haben im Mittel die Energie $E_0/2$. Falls $E_0/2 \geq E_{krit}$ ist, verlieren diese Leptonen vor allem durch Bremsstrahlung Energie, wodurch ihre Energie in einer Schicht der Dicke X_0 auf etwa $E_0/2e$ absinkt. Dabei wird im Mittel ein Photon mit einer Energie $E_0/2 \leq E_\gamma \leq E_0/2e$ abgestrahlt. Nach einer Schicht der Dicke $2X_0$ liegt die mittlere Zahl der Teilchen bei 4. Die Photonen bilden wiederum Paare, so daß nach einer Schichtdicke von etwa n Strahlungslängen 2^n Teilchen mit der mittleren Energie $E_0/2^n$ vorhanden sind. Der Schauer bricht ab, sobald die Energie der geladenen Teilchen unterhalb der kritischen Energie liegt: $E_0/2^n \leq E_{krit}$. Die Teilchen verlieren im folgenden ihre Energie ausschließlich durch Ionisation und Anregung.

Neben solchen Modellen tragen vor allem Monte–Carlo–Simulationen zum quantitativen Verständnis der Schauerentwicklung bei. Die wichtigsten Erkenntnisse sind im folgenden zusammengefaßt:

- Die longitudinale Ausdehnung L des Schauers wächst logarithmisch mit der Energie des einfallenden Teilchens E_0: $L \propto \ln E_0$
- Die gesamte Spurlänge S von Elektronen und Positronen ist proportional zu E_0: $S \propto E_0$
- Die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum N_p ist proportional zu E_0: $N_p \propto E_0$

Die transversale Verteilung der Teilchen in einem Schauer entsteht hauptsächlich durch Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen. Ein Maß für die Breite eines Schauers ist der *Molière–Radius* [Mol 47]:

$$R_M = \frac{21\ MeV}{E_{krit}} X_0$$

Messungen haben ergeben, daß etwa 90% der Energie des Primärteilchens in einem Zylinder mit dem Radius R_M um die Schauerachse enthalten ist [Bat 70].

2.1.2 Hadronische Schauer

Hadronische Schauer unterscheiden sich stark von elektromagnetischen Schauern. Die zugrundeliegenden Prozesse sind wesentlich komplizierter und vielfältiger, so daß es zu großen Fluktuationen kommt. Es sollen hier nur kurz die wichtigsten Unterschiede aufgezeigt werden. Im wesentlichen entwickelt sich ein hadronischer Schauer folgendermaßen:

Ein hochenergetisches Hadron dringt in einen Kern des Absorbermaterials ein und wechselwirkt mit ihm. Dabei entstehen Pionen und andere Hadronen, die Atomkerne anregen oder weitere intranukleare Kaskaden auslösen können. Die angeregten Kerne geben ihre Energie in einem Verdampfungsprozeß ab, in dem sie Nukleonen und Photonen emittieren. Außerdem sind Kernspaltungen möglich. Des weiteren treten Zerfälle von Pionen und Myonen auf.

Die Skala für die räumliche Entwicklung eines hadronischen Schauers ist die nukleare Absorptionslänge λ_{nuk}, die sich für inelastische Wechselwirkungen folgendermaßen berechnen läßt:

$$\lambda_{nuk} = \frac{A}{\sigma \cdot \varrho \cdot N_A}$$

Dabei sind A, σ und ϱ die Massenzahl, der inelastische, hadronische Wirkungsquerschnitt und die Dichte des Absorbermaterials und N_A die Avogadrosche Konstante. λ_{nuk} gibt die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Wechselwirkungen an. Es ergibt sich zum Beispiel für Blei ein Wert von 17,1 cm.

2.2 Kalorimeter

Kalorimeter nutzen die Tatsache, daß die in einem Schauer deponierte Energie proportional zur Energie des einfallenden Teilchens ist, zur Energiemessung einzelner hochenergetischer Teilchen aus. Dazu muß erreicht werden, daß die Energie im Kalorimeter möglichst vollständig absorbiert und in ein zu ihr proportionales Signal umgewandelt wird. Zur Realisierung werden zwei unterschiedliche Konzepte verfolgt.

Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzigen Material, das zugleich als Absorptionsmedium und als Nachweismedium dient. Zum Teilchennachweis kann entweder Szintillationslicht oder Čerenkov–Licht verwendet werden, das durch Photomultiplier ausgewertet wird. Čerenkov–Licht entsteht, wenn ein geladenes Teilchen ein Medium mit einer Geschwindigkeit durchquert, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist. Die Entstehung von Szintillationslicht wird ausführlich in Abschnitt 3.2 behandelt. Als Materialien werden häufig szintillierende NaI(Tl)–Kristalle und Bleiglas verwendet; Bleiglas erzeugt nur Čerenkov–Licht. Der Nachteil der homogenen Kalorimeter liegt in der notwendigen Größe, die sich aus der großen Strahlungslänge der verwendbaren Materialien ergibt.

Inhomogene Kalorimeter bestehen aus zwei unterschiedlichen Materialien, die entweder als Absorptionsmedium oder als Nachweismedium dienen. Diese Materialien sind in alternierenden Schichten aufgebaut, so daß die Energie stichprobenartig gemessen wird. Aus diesem Grunde wird auch der Begriff *Sampling–Kalorimeter*[1] verwendet. Als Absorptionsmaterial werden Materialien mit kleinen Strahlungslängen X_0 benutzt, wie z. B. Blei, und als Nachweismedium szintillierende Materialien oder Ionisationskammern. Dadurch wird eine vergleichsweise kompakte Bauweise erreicht. Beispiele für Sampling–Kalorimeter sind das Flüssig–Argon–Kalorimeter, das Ionisationskammern als Nachweismedium verwendet, und das BEMC des H1–Detektors, das mit Szintillatoren arbeitet. Auch Spaghetti–Kalorimeter gehören zu den Sampling–Kalorimetern.

Aufgrund der unterschiedlichen Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer müssen Kalorimeter, die Hadronen nachweisen sollen, deutlich größer gebaut werden als solche, die nur elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen nachweisen sollen. Man spricht von elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern.

Die Energieauflösung eines elektromagnetischen Kalorimeters wird durch folgende Beiträge bestimmt:

- Die statistische Fluktuation der Teilchenanzahl N_{ges} gehorcht der Poisson–Statistik: $\sigma_{N_{ges}} = \sqrt{N_{ges}}$. Da die Teilchenanzahl proportional zur Primärenergie ist, gilt:

  $$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{stat} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$$

  Die relative Energieauflösung $\sigma(E)/E$ eines idealen Kalorimeters, das die gesamte Energie in ein dazu proportionales Signal umwandelt,verbessert sich also mit steigender Energie der einfallenden Teilchen

- Rauscheffekte der Ausleseelektronik ergeben einen energieunabhängigen Beitrag zur Energieauflösung:

  $$\sigma(E)|_{Rausch} = konstant$$

- Bei den inhomogenen Kalorimetern treten aufgrund der stichprobenartigen Messung statistische Fluktuationen der gemessenen Teilchenzahl auf. Diese Sampling–Fluktua-

---

[1] sample, *engl.* für Stichprobe.

tionen ergeben einen weiteren energieabhängigen Anteil der Energieauflösung:

$$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{samp} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Der Beitrag zur Gesamtenergieauflösung ist von dem Anteil des Schauers, der im aktiven Material nachgewiesen wird, und von der Dicke und Anzahl der aufeinanderfolgenden Schichten abhängig. Er ist deutlich höher als der durch die Fluktuation der Teilchenanzahl N_{ges} entstehende Beitrag

- Fluktuationen, die vom Ort der Schauerentwicklung abhängen, liefern einen weiteren Beitrag zur Energieauflösung. So führt bei Spaghetti–Kalorimetern eine kurze Absorptionslänge[2] λ_{abs} der szintillierenden Fasern zu einem Überschätzen der Energie von Schauern, die sich im Kalorimeter erst spät entwickeln

- Inhomogenitäten, die im optischen Teil entstehen können, liefern einen weiteren energieunabhängigen Beitrag:

  $$\sigma(E)|_{optisch} = konstant$$

  Dazu gehören bei Spaghetti–Kalorimetern eventuelle Lichtverluste durch das Biegen der szintillierenden Fasern

- Wird der Schauer nicht vollständig absorbiert, so verschlechtern Fluktuationen dieser Leckverluste die Energieauflösung. Es zeigt sich, daß Leckverluste in transversaler Richtung geringer fluktuieren als solche in longitudinaler Richtung

Der Auftreffpunkt eines Teilchens auf ein Kalorimeter kann durch Messung der transversalen Verteilung der Schauerenergie ermittelt werden. Dazu werden Kalorimeter transversal in einzelne Module aufgeteilt. Die Genauigkeit der Ortsbestimmung wächst mit der Anzahl der vom Schauer getroffenen Module und nimmt mit der transversalen Größe der Module, die Granularität genannt wird, ab.

2.3 SpaCal

Die H1–Kollaboration beabsichtigt, das jetzige rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC durch ein Spaghetti–Kalorimeter SpaCal zu ersetzen. Dieses soll im folgenden beschrieben werden.

2.3.1 Aufbau

Das SpaCal ist ein Blei–Faser–Kalorimeter, daß in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Bereich aufgeteilt ist. Es benutzt Blei als Absorptionsmedium und szintillierende Fasern als Nachweismedium. Die Fasern verlaufen im H1–Detektor parallel zur Strahlröhre. Das Blei/Faser–Volumenverhältnis beträgt für den elektromagnetischen Teil $R_{em} = 2$ und

---

[2] Die Absorptionslänge einer Faser wird als die Länge definiert, nach der die ursprüngliche Intensität I des Faserlichtes auf den Wert I/e gesunken ist. Siehe hierzu auch Abschnitt 3.3.4.

für den hadronischen Teil $R_{had} = 4$. Der Faser–Durchmesser beträgt in den beiden Bereichen $d_{em} = 0,5$ mm und $d_{had} = 1$ mm. Der Platz im H1–Detektor ist begrenzt, so daß für den elektromagnetischen Teil eine maximale Gesamtlänge von $L_{em} = 250$ mm und für den hadronischen von $L_{had} = 200$ mm vorgesehen ist. Durch diese Maße haben beide Kalorimeter–Teile eine Länge, die jeweils einer nuklearen Wechselwirkungslänge λ_{nuk} entspricht; die Länge des elektromagnetischen Teils entspricht 27 Strahlungslängen X_0. Die folgende Beschreibung bezieht sich auf den elektromagnetischen Teil.

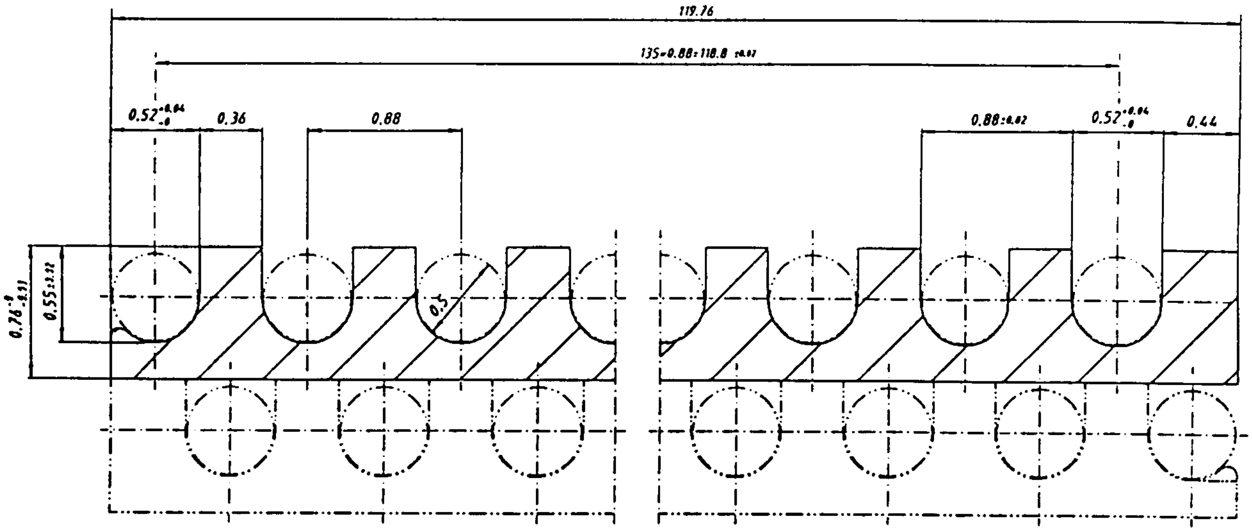

Abbildung 2.4: *Querschnitt zweier Bleiplatten [H1b 93]*

Die Fasern werden in Bleiplatten eingelegt, die ein entsprechendes Profil aufweisen. Die Bleiplatten werden dann so gestapelt, daß benachbarte Fasern äquidistant sind. Dies ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Es werden einzelne Blei/Faser–Blöcke aufgebaut, die mechanisch stabilisiert werden. Aus mehreren dieser Blöcke wird dann das Kalorimeter zusammengesetzt.

Am dem Wechselwirkungspunkt zugewandten Ende eines Blei/Faser–Blocks schließen die Fasern bündig mit dem Blei ab. Am anderen Ende treten die Fasern aus dem Blei aus und werden zu Bündeln zusammengefaßt. Jedes Faserbündel gehört einer sogenannten Zelle an, deren Lichtinformation von einem Photomultiplier ausgewertet wird. Die Größe dieser Zellen bestimmt folglich die Granularität des Kalorimeters. Sie haben einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von 40,5 mm. Ein Block aus 4 × 4 Zellen bildet eine mechanische Einheit und wird Supermodul genannt. Abbildung 2.5 zeigt einen Querschnitt des Kalorimeters. Man sieht, daß das SpaCal aus 56 Supermodulen aufgebaut wird. Dazu kommen weitere speziell geformte Module am äußeren Rand und im Bereich der Strahlröhre.

Abbildung 2.6 zeigt den longitudinalen Schnitt eines Supermoduls, der in vier Zellen aufgeteilt ist. Die untere Zelle ist komplett eingezeichnet. Aus dem Blei/Faser–Block treten im hinteren Teil die Fasern aus. Diese werden durch einen Aluminiumrahmen gebündelt und enden vor einem Lichtmischer, der das austretende Licht auf die Photokathode des

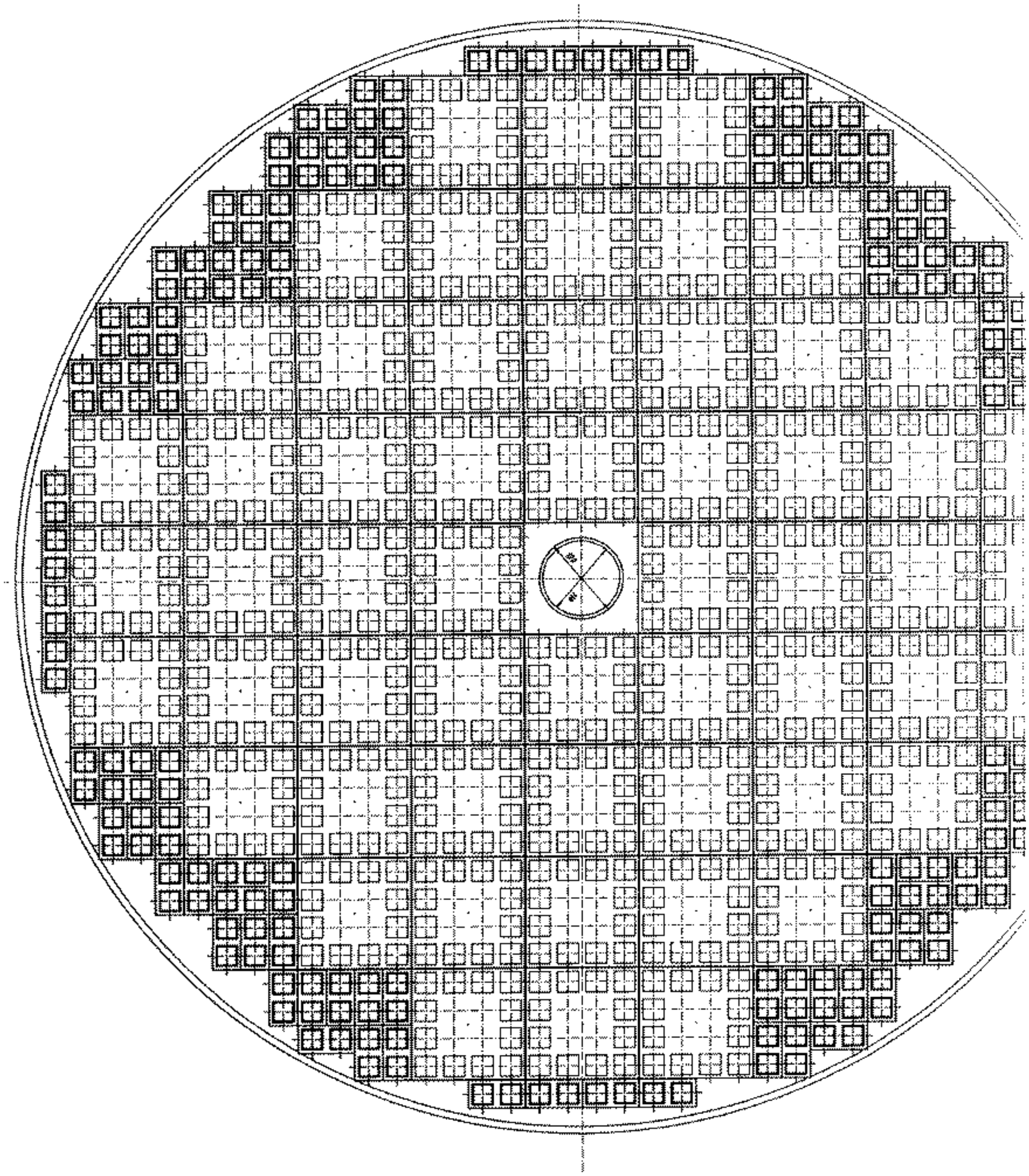

Abbildung 2.5: *Querschnitt des elektromagnetischen Teils SpaCals. Die großen Quadrate geben die Umrisse eines Supermoduls an und die kleinen, die nur exemplarisch eingezeichnet sind, die einer Zelle*

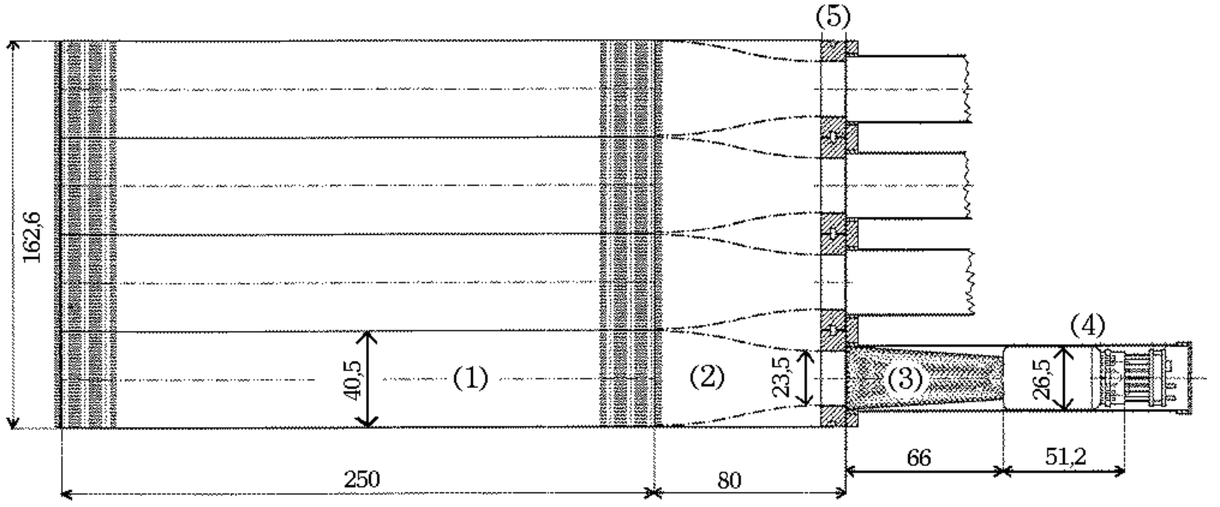

Abbildung 2.6: *Longitudinaler Schnitt eines Supermoduls. Die untere Zelle ist komplett eingezeichnet mit dem Blei/Faser–Block (1), dem Faserbündel (2), dem Aluminiumrahmen (5), dem Lichtmischer (3) und dem Photomultiplier mit Basis (4). Alle Maßangaben in mm*

Photomultipliers gibt. Es sind nur die äußersten Fasern eines Bündels eingezeichnet; diese sind am stärksten gebogen. Die Fasern im Zentrum eines Bündels verlaufen gerade.

Die Abbildungen 2.7 bis 2.9 verdeutlichen anhand von Photos den Aufbau eines Supermoduls, indem sie verschiedene Arbeitsprozesse bei der Herstellung eines Prototypen zeigen. In Abschnitt 2.3.3 werden die Photos und einzelne Komponenten des SpaCals näher beschrieben.

2.3.2 Energieauflösung elektromagnetischer Schauer

Wie bereits erwähnt, wird bei inhomogenen Kalorimetern die Energieauflösung unter anderem durch Sampling–Fluktuationen bestimmt. Sie hängen bei Spaghetti–Kalorimetern vom Blei/Faser–Volumenverhältnis R und vom Faserdurchmesser d ab. Es konnte in [RD1 91] gezeigt werden, daß dieser Sampling–Term folgendermaßen parametrisiert werden kann:

$$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{Samp} = \frac{6,5\%\sqrt{R \cdot d[mm]}}{\sqrt{E[GeV]}}$$

Für den elektromagnetischen Teil des SpaCals ergibt sich ein Wert von $6,5\%/\sqrt{E}$.

Neben dem energieabhängigen Term enthält die Energieauflösung einen konstanten Term. Bei Spaghetti–Kalorimetern ergibt sich dieser vor allem aus intrinsischen Inhomogenitäten und aus Fluktuationen in der Lichtausbeute der Fasern. Die intrinsischen Inhomogenitäten entstehen durch die endlichen Faserdimensionen. Bei bestimmten Richtungen und Eintrittsorten können die Schauerteilchen bevorzugt Blei oder Fasern durchqueren. Dieser

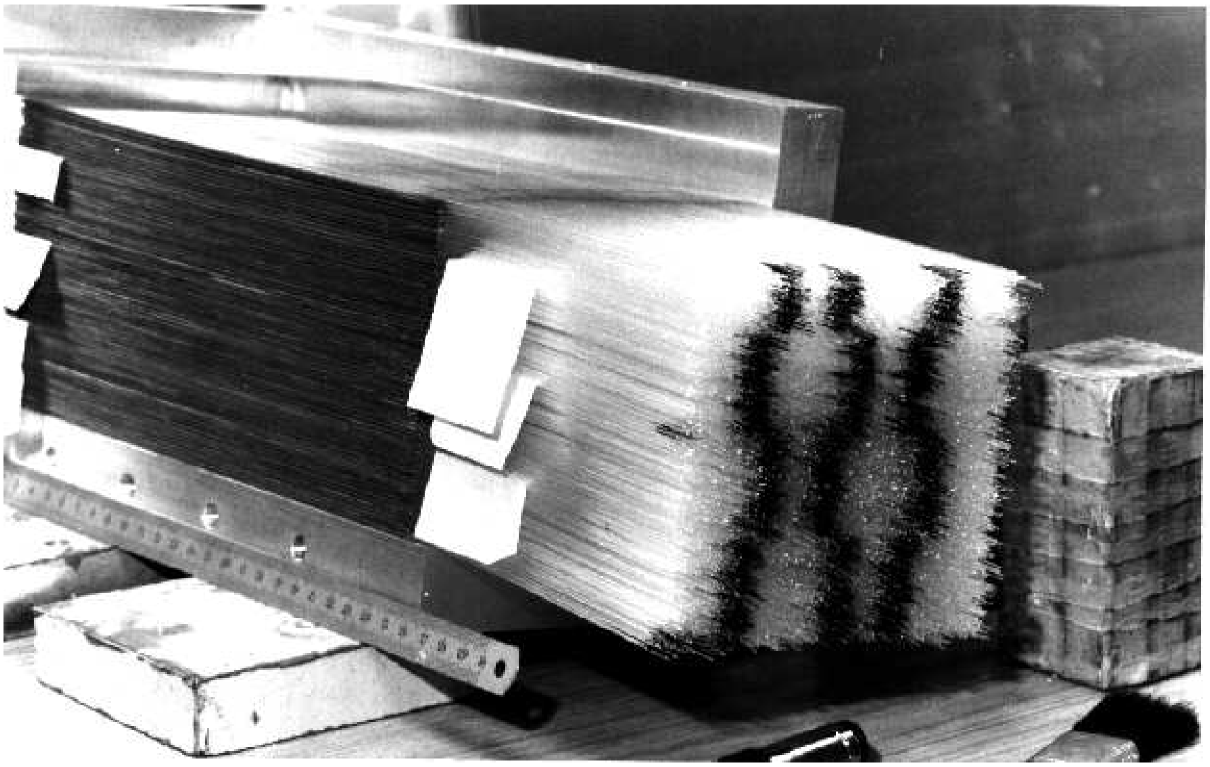

Abbildung 2.7: *Photo der ersten Bauphase eines Prototypen. Zu sehen sind die zu einem Block gestapelten Bleiplatten, aus dem die Fasern austreten [Des 93]*

Channeling[3] genannte Effekt spielt bei Auflösungen kleiner als 2% eine Rolle [H1b 93]. Fluktuationen in der Lichtausbeute der Fasern sind herstellungsbedingte Exemplarstreuungen in Bezug auf Lichterzeugung und Lichtleitung, aber auch Lichtverluste aufgrund unterschiedlicher mechanischer Behandlung der einzelnen Fasern wie Biegen, Ausüben von Druck oder ähnliches. Solche Einflüsse werden im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit untersucht. Einen weiteren Beitrag zum konstanten Term der Energieauflösung liefert die endliche Absorptionslänge der Fasern. Bei kurzen Absorptionslängen λ_{abs} unter einem Meter führen longitudinale Fluktuationen der elektromagnetischen Schauer zu einer Veränderung der Lichtausbeute um ein Prozent [H1b 93]. Auch Strahlungsschäden der Fasern können eine Rolle spielen, vor allem, wenn sie nicht über die Faserlänge und bei allen Fasern eines Submoduls konstant sind.

2.3.3 Technische Aspekte verschiedener Komponenten

Die Fasern

An die Fasern müssen aufgrund ihrer besonderen Bedeutung hohe Anforderungen gestellt werden. Abschnitt 3 beschäftigt sich eingehend mit szintillierenden Fasern. Für das SpaCal

---

[3] channel, *engl.* für Kanal.

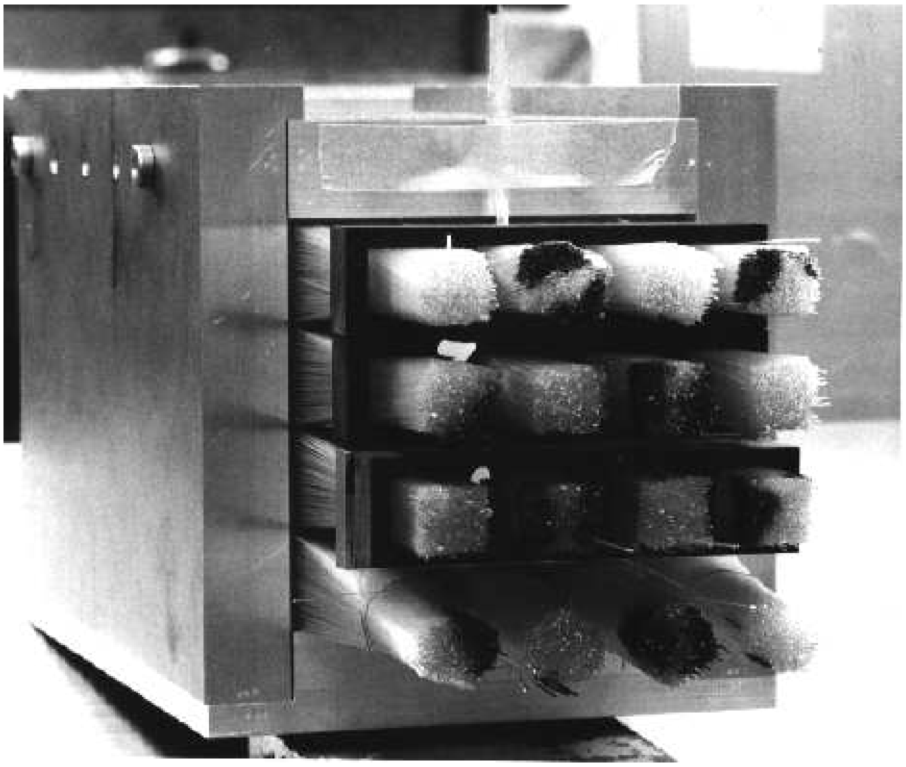

Abbildung 2.8: *Photo der zweiten Bauphase eines Prototypen. Der Blei/Faser–Block wird durch ein Metallgehäuse gestützt, die Fasern sind bereits gebündelt und teilweise in Aluminiumrahmen befestigt [Des 93]*

sind folgende Eigenschaften wichtig:

- Die Lichterzeugung durch Szintillation muß hoch und die Lichtleitung effizient sein, um möglichst große Signale zu erhalten
- Die Absorptionslänge muß groß sein
- Die Exemplarstreuung der Fasern in Bezug auf Lichterzeugung und -absorption müssen gering sein, um die erforderliche Homogenität des SpaCals zu erreichen
- Die Fasern dürfen nur eine geringe Streuung der Oberflächenbeschaffenheit und der Größe der verschiedenen Schichten aufweisen. Insbesondere dürfen die Fasern keinen zu großen Durchmesser haben, da sie sonst beim Einlegen in die Bleiplatten beschädigt werden können. Die Rillengröße der Bleiplatten von 0,52 mm darf nicht überschritten werden
- Die Fasern müssen eine hohe Strahlungshärte aufweisen, um eine angemessene Lebensdauer des SpaCals zu erreichen. Es wird eine Strahlendosis von 1 bis 30 krad pro Jahr erwartet [H1b 93]

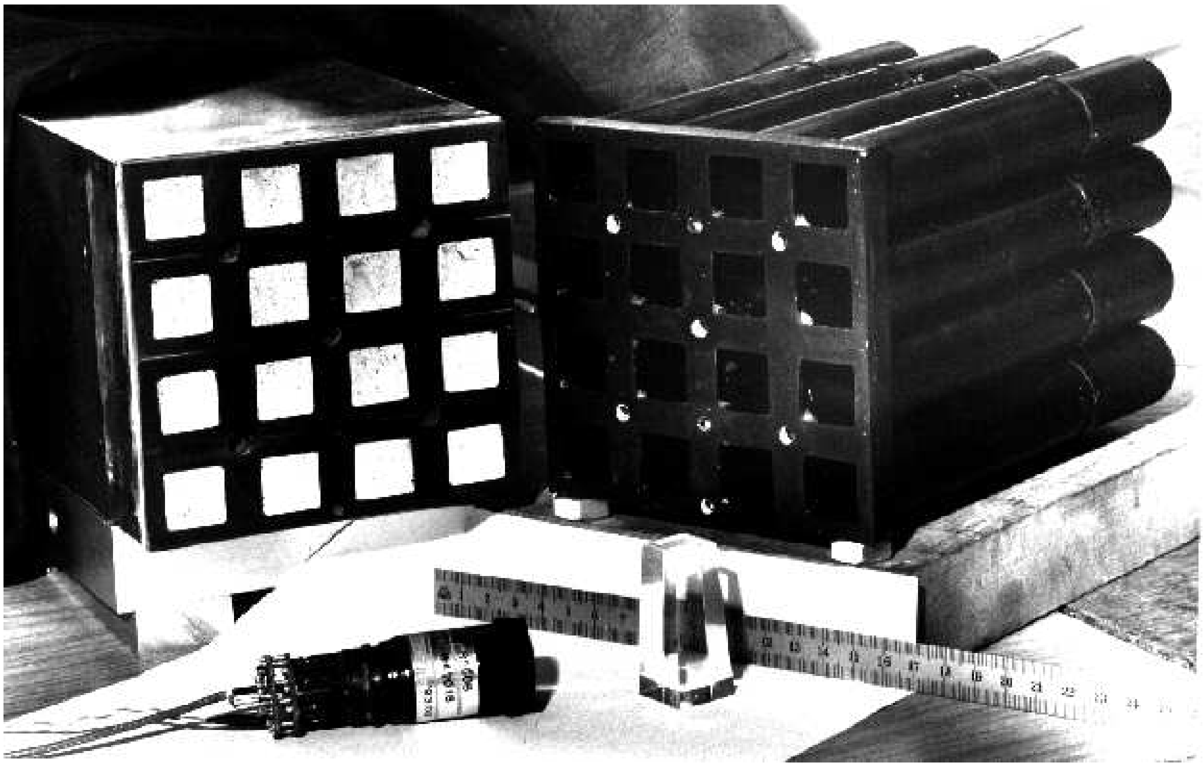

Abbildung 2.9: *Photo eines demontierten Prototypen. Zu sehen ist links der Blei/Faser–Block. Die Fasern sind zu sechzehn Bündel zusammengefaßt. Rechts befindet sich die Halterung, in denen die Lichtmischer und die Photomultiplier angebracht sind. Im Vordergrund liegen ein Photomultiplier und ein Lichtmischer [Des 93]*

- Die Fasern sollten eine möglichst hohe chemische Resistenz gegenüber Klebstoffen oder ähnlichem aufweisen
- Das Emissionsspektrum sollte an die Spektrale Empfindlichkeit der Photomultiplier angepaßt sein

R. Barschke hat Fasern verschiedener Hersteller auf diese Eigenschaften hin untersucht [Bar 94]. Für das SpaCal werden Fasern der Firma Bicron[4] benutzt, die blaues Licht emittieren. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden hauptsächlich diese Fasern untersucht.

Die Fasern werden gewöhnlich in das Bleiprofil geklebt, um die Fertigung zu vereinfachen. Dies wirft jedoch zusätzliche Probleme auf: Es muß sichergestellt sein, daß der Klebstoff nicht durch den Fasermantel diffundieren und das Kernlicht dämpfen kann.[5] Auch kleinste Risse im Mantel können dazu führen, daß Klebstoff an den Kern gelangt. Des weiteren schränkt Klebstoff die Strahlungshärte der Fasern ein. Eine Messung von Acosta et al. [Aco 91] zeigte, daß Fasern, die im Vakuum mit einer Dosis von 3,5 Mrad bestrahlt worden waren, nur noch 5% ihrer ursprünglichen Lichtintensität aufwiesen. Nach einer Erholungszeit von 45 Minuten

---

[4] Bicron BCF–12.

[5] Die Begriffe ‚Fasermantel' und ‚Kernlicht' werden in Abschnitt 3 erklärt.

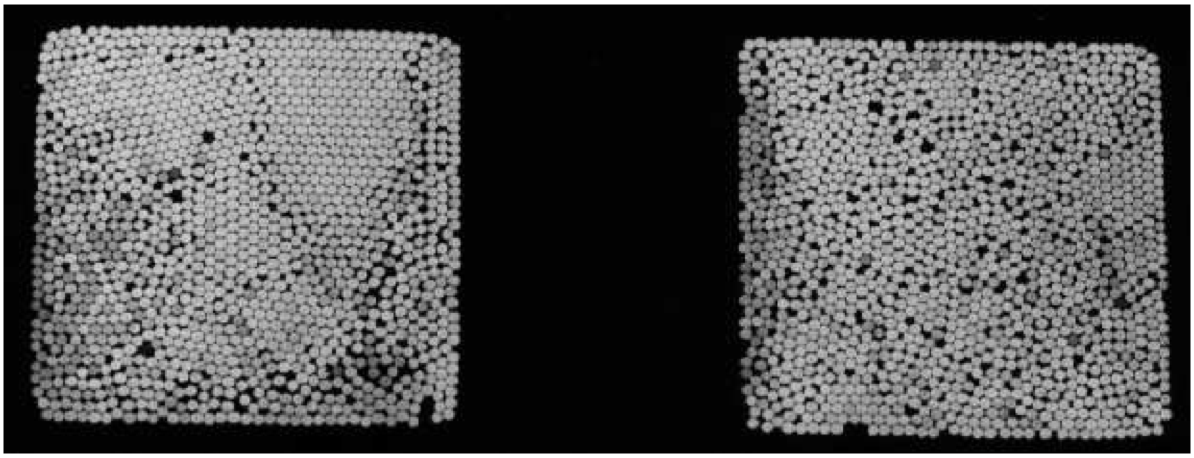

Abbildung 2.10: *Photo der Endfläche verschiedener Faserbündel des Prototypen aus Abbildung 2.9 [Des 93]*

in Luft stieg die Lichtintensität auf 25% und nach fünf Tagen in Luft auf 65% des Wertes vor der Bestrahlung. Da Klebstoff den Kontakt der Faser zu Luft verhindert, wird versucht, auf den Einsatz von Klebstoffen möglichst zu verzichten. Die Fasern müssen jedoch an beiden Enden der Bleiplatte auf einer Länge von wenigen Millimetern eingeklebt werden, da sonst das Einlegen vieler Fasern in eine Bleiplatte nicht möglich ist.

Die Faserbündel

Die Fasern, die aus dem Blei/Faser–Block austreten, werden gebündelt und in Aluminiumrahmen eingefaßt. Dies ist in Abbildung 2.8 gezeigt. Eine schematische Zeichnung zeigt Abbildung 2.6. Die weitere Behandlung ist bei den verschiedenen hergestellten Prototypen unterschiedlich. Im folgenden soll die Behandlung der ersten Prototypen beschrieben werden, da die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen teilweise darauf aufbauen. Die Bündelungslänge dieser Prototypen beträgt 45 mm. Die Bündelungslänge ergibt sich aus dem Abstand des Blei/Faser–Blocks von den Aluminiumrahmen. Bei dem Supermodul aus Abbildung 2.6 beträgt die Bündelungslänge 70 mm; die angegebenen 80 mm beinhalten zusätzlich die Dicke der Aluminiumrahmen von 10 mm. Die Enden der Faserbündel werden in geschwärzten Klebstoff[6] eingetaucht, der so dünnflüssig ist, daß er sich durch Adhäsionskräfte selbständig im Faserbündel verteilt. Im Bereich der Aluminiumrahmen ist das Faserbündel vollständig von Klebstoff umgeben. Im Bereich zwischen dem Blei/Faser–Block und den Aluminiumrahmen sind die einzelnen Fasern auf unterschiedlicher Länge geschwärzt. Nach Härten des Klebers werden die Faserenden gefräßt und poliert, wodurch eine gleichmäßig hohe Güte der Lichtaustrittsflächen erreicht wird.

Abbildung 2.10 zeigt die Lichtaustrittsflächen der Faserbündel im Detail. Man erkennt, daß es Bereiche mit hoher Ordnung und solche mit geringer Ordnung gibt. Es ist möglich, daß die Fasern dadurch unterschiedlichen Kontakt zum geschwärzten Klebstoff haben, da

---

[6] Stycast 1264, mit Ruß gemischt.

in den Bereichen mit hoher Ordnung die Fasern größere Kontaktflächen zu benachbarten Fasern haben und weniger Zwischenraum existiert, der von Kleber aufgefüllt werden kann, als in den Bereichen mit niedriger Ordnung. Außerdem kann nicht ausgeschlossen werden, daß auf einzelne Fasern höhere Drücke ausgeübt werden als auf andere.

Es wurden eigene Messungen durchgeführt, um mögliche Einflüsse einer unterschiedlichen Schwärzung insbesondere des gebogenen Faserteils auf die Lichtleitung der Fasern zu untersuchen. Auch mögliche Lichtverluste durch Ausüben von Druck auf eine Faser wurden überprüft. Die Resultate dieser Messungen werden in Abschnitt 4.6 beschrieben.

Die Lichtmischer

Um registriert werden zu können, wird das Licht eines Faserbündels auf die lichtempfindliche Fläche eines Photomultipliers geleitet. Da diese Photokathoden auf ihrer Fläche nicht gleichmäßig empfindlich sind, muß das Licht gleichmäßig verteilt auf die Photokathoden gegeben werden. Hierzu wird es durch sogenannte Lichtmischer aus Plexiglas geleitet. Dadurch wird gewährleistet, daß das Licht einer Faser unabhängig von deren Position in der Zelle ein gleich großes Photomultipliersignal liefert. Die Güte eines Lichtmischers ist folglich durch die Effizienz des Lichteinfangs, der Lichtleitung und der Lichtmischung bestimmt. Eingehend mit Lichtmischern befaßt hat sich Th. Deckers in [Dec 93].

Die Photomultiplier

Aufgrund der geringen Lichtausbeute der Fasern von nur etwa 1000 Photoelektronen/1 GeV müssen für die Auslese der Fasern Photomultiplier verwendet werden. Da das gesamte Kalorimeter in einem Magnetfeld der Stärke 1,2 T betrieben wird, kommen nur spezielle Photomultiplier in Betracht. J. Janoth konnte zeigen, daß sogenannte Mesh–Type–Photomultiplier auch in hohen Magnetfeldern ausreichende Verstärkungen liefern [Jan 93].

Die Photomultiplier werden mit transparentem Klebstoff an die Lichtmischer geklebt und zusammen mit ihren Basen in speziellen Behältern befestigt. Langsame Veränderungen des Zellensignals können mit Hilfe eines Kalibrierungssystems korrigiert werden. Ein Exemplar der verwendeten Photomultiplier mit aufgesteckter Basis wird in Abbildung 2.9 gezeigt.

Das Kalibrierungssystem ist nötig, da die Verstärkung eines Photomultipliers zeitlich variiert. Um die jeweilige Verstärkung zum Zeitpunkt der Datennahme zu kennen, kann auf jeden Photomultiplier in der Zeit zwischen zwei möglichen Wechselwirkungen ein kurzes, wohldefiniertes Lichtsignal gegeben und das resultierende Photomultipliersignal gemessen werden. Dieses Lichtsignal wird durch Leuchtdioden erzeugt und über Lichtleiterfasern an die Lichtmischer gegeben.

Kapitel 3

Szintillierende Fasern

Eine besondere Bedeutung kommt bei Spaghetti–Kalorimetern der gesamten optischen Kette zu. Diese besteht aus den szintillierenden[1] Fasern, die als aktives Nachweismedium dienen und zusätzlich die Aufgabe haben, die entstandenen Photonen mit hoher Effizienz an das nächste Glied der Kette zu leiten. Dieses sind die Lichtmischer, die das Licht eines Faserbündels zusammenfassen und gleichmäßig verteilt auf die lichtempfindliche Fläche eines Photomultipliers geben. Die Photomultiplier wandeln als letztes Glied der Kette die optischen Informationen in elektrische um.

Dieses Kapitel beschäftigt sich eingehend mit szintillierenden Fasern.

3.1 Grundlagen

Szintillierende Fasern können aus Glas oder aus Plastikmaterialien produziert werden. Glasfasern haben den Vorteil, mit sehr kleinen Durchmessern von etwa 10 μm hergestellt werden zu können. Demgegenüber liegt die untere Grenze bei Plastikfasern aufgrund der räumlichen Ausdehnung des Lichtentstehungsprozesses in mehreren Schritten bei etwa 500 μm. Für die Anwendung in der Kalorimetrie ist jedoch die Absorptionslänge von entscheidenderer Bedeutung. Eine typische Größenordnung bei Plastikfasern ist hier $\lambda_{abs} \simeq 1 - 2$ m, während bei Glasfasern Werte von nur wenigen Zentimetern erreicht werden [Kir 87]. Aus diesem Grunde kommen für ein Spaghetti– Kalorimeter ausschließlich Plastikfasern in Betracht. Das folgende Unterkapitel behandelt den Prozeß der Szintillation in organischen Materialien.

Der Lichttransport vom Ort der Lichterzeugung bis zum Faserende beruht auf der verlustfreien Totalreflexion von Licht, das unter bestimmten Winkeln aus einem optisch dichten Medium auf eine Grenzschicht zu einem optisch dünnerem Medium trifft. Totalreflexion ist demnach auch bei Fasern, die aus einem einzigen Material mit gleichmäßig hohem Brechungsindex bestehen, an der Grenzfläche Faser–Luft möglich. Der Brechungsindex n eines Mediums ist als das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum zu der in dem Medium definiert und ist daher wellenlängenabhängig. Als optisch dichteres Medium wird ein solches mit höherem Brechungsindex bezeichnet. Durch geringe Änderungen an der Faseroberfläche

---

[1] scintilla, *lat.* für Funke; in unserem Zusammenhang bedeutet Szintillation die Entstehung von Licht beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie.

wie Kratzer oder Verschmutzungen kann das Licht gestreut, absorbiert oder aus der Faser herausgebrochen werden, so daß solche Fasern nicht verwendbar sind. Deswegen finden Fasern Verwendung, die in einen Kernbereich mit hohem Brechungsindex und einen Mantelbereich mit niedrigerem Brechungsindex aufgeteilt werden können. Der Brechungsindex n als Funktion des Abstandes von der Faserachse r wird Brechungsprofil genannt. Abbildung 3.1 zeigt die Brechungsprofile für eine Faser mit Stufenprofil und eine mit Parabelprofil. Abbildung 3.2 zeigt den unterschiedlichen Lichtverlauf in den beiden Fasertypen. Bei den beim SpaCal benutzten Fasern mit einem Gesamtdurchmesser von 0,5 mm beträgt die Dicke der Mantelschicht 15 μm.

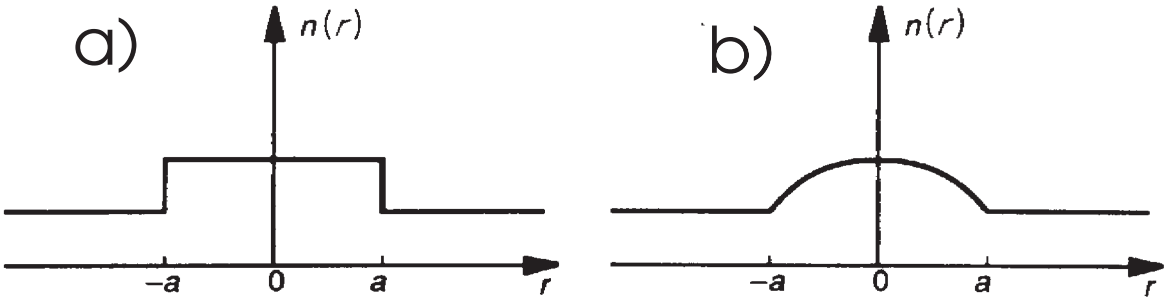

Abbildung 3.1: *Brechungsprofile: a) Stufenprofil , b) Parabelprofil. Die Größe a bezeichnet den Kernradius [Ung 89]*

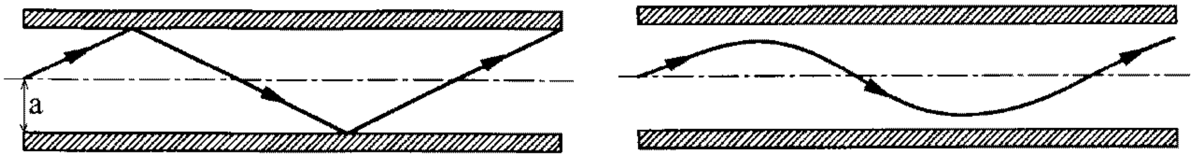

Abbildung 3.2: *Lichtleitung in einer Faser mit Stufenprofil (links) bzw. Parabelprofil (rechts). Gezeigt ist jeweils ein Längsschnitt der Faser, wobei der schraffierte Bereich die Mantelschicht angibt [Ung 89]*

In der Kommunikationstechnologie kommen fast nur noch Lichtleiterfasern mit Parabelprofil zum Einsatz. Diese Fasern sind zwar im Prinzip in der Lichtleitung mit szintillierenden Fasern vergleichbar — es fehlt lediglich die Eigenschaft der Szintillation des Faserkerns, die sich in der Lichtabsorption des Kernmaterials bemerkbar macht —, jedoch unterscheiden sich die Anforderungen an die Lichtleitung deutlich von denen in der Kalorimetrie. So wird durch den Einsatz eines Parabelprofils der Laufzeitunterschied der Lichtstrahlen minimiert, da Strahlen mit einem großen Winkel zur Faserachse zwar einen längeren Weg zurücklegen als solche parallel zur Faserachse, durch den im Mittel niedrigeren Brechungsindex aber eine höhere mittlere Geschwindigkeit haben. Bei einer 1 km langen Lichtleiterfaser werden so bei einer Laufzeit von 5 μs nur noch Laufzeitunterschiede von etwa 0,1 ns gemessen [Mah 88].

Bei den in der Kalorimetrie verwendeten Längen von unter einem Meter spielt dieser Effekt keine Rolle. Hier wird aufgrund der einfacheren und preiswerteren Herstellung im Moment ausschließlich das Stufenprofil verwendet. Abschnitt 3.3 beschränkt sich daher bei der Beschreibung des Lichttransportes auf Fasern mit Stufenprofil. Es ist jedoch durchaus denkbar, daß in der Zukunft komplexere Brechungsprofile entwickelt werden, die auf den Einsatz in der Kalorimetrie hin optimiert sein werden. Insbesondere könnte eine Anpassung des Brechungsprofiles an die isotrope Lichtentstehung durch Szintillation die Effizienz des Lichteinfangs und damit die gesamte Lichtausbeute erhöhen.

Es soll kurz auf weitere Aspekte der Lichtleiterfasern eingegangen werden, um zu zeigen, daß die Fortschritte in dieser Technik nicht ohne weiteres auf die Kalorimetrie übertragen werden können. Lichtleiterfasern können nach ihrem Durchmesser unterschieden werden. Ist der Faserkerndurchmesser und die Stärke der Mantelschicht um ein Vielfaches größer als die Wellenlänge des transportierten Lichtes, so kann der Lichttransport allein durch geometrische Optik beschrieben werden. Dies ist bei szintillierenden Plastikfasern der Fall. Sobald die Faserdimensionen in die Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes kommen, muß die elektromagnetische Wellentheorie berücksichtigt werden. In der Kommunikationstechnologie werden häufig sogenannte Einmoden–Lichtleiter verwendet, die als Hohlleiter fungieren, in denen sich charakteristische Eigenmodi ausbilden und ab einer Grenzwellenlänge nur noch der Grundmodus ausbreitungsfähig ist. Der Grundmodus wird besser in der Faser transportiert als die höheren Modi, außerdem fehlen Absorptionseffekte aufgrund der Kopplung verschiedener Modi, so daß Einmoden–Lichtleiter eine höhere Absorptionslänge aufweisen als Mehrmoden–Lichtleiter. Eine Länge von etwa 400 m ist nötig, bis sich die Modi in einem Lichtleiter stabilisieren [Ung 89]. In der Kommunikationstechnologie wird das Licht mit Hilfe von Lasern oder Leuchtdioden erzeugt und von außen in die Faser eingekoppelt. Dadurch kann die Winkelverteilung sowie die Wellenlänge des Lichtes auf die verwendete Faser optimiert werden.

3.2 Szintillation

Bei szintillierenden Plastikfasern besteht der Kern aus szintillierendem Material. Als Basismaterial wird hauptsächlich Polystyrol benutzt, das beim Durchgang eines Teilchens Photonen emittiert, die eine Wellenlänge von 300 bis 360 nm besitzen. Dieses UV–Licht besitzt eine mittlere freie Weglänge von 100 bis 200 μm, so daß es nicht in der Faser geleitet werden kann. Das Basismaterial wird daher mit einem Zusatzstoff dotiert, der das UV–Licht absorbiert und Photonen emittiert, die eine Wellenlänge aufweisen, bei der das Basismaterial weitgehend transparent ist [Bir 67]. Aufgrund dieser Eigenschaft werden solche Zusatzstoffe Wellenlängenschieber genannt. Die Winkelverteilung der emittierten Photonen ist isotrop. Die genaue chemische Zusammensetzung ist ein Betriebsgeheimnis der Herstellerfirmen, so daß hier nicht näher auf die verschiedenen einsetzbaren Zusatzstoffe eingegangen, sondern nur das zugrundeliegende Prinzip dargestellt werden soll.

Je nach verwendetem Zusatzstoff tritt eine mehr oder weniger ausgeprägte Überlappung von Emissions- und Absorptionsspektren auf. Dies führt zu wellenlängenabhängigen Selbstabsorptionen im Faserkern, deren Größe mit dem Volumenanteil des Zusatzstoffes zunimmt. Häufig wird das Basismaterial mit zwei verschiedenen Zusatzstoffen dotiert; man spricht dann von einem ternären System. Das sogenannte Primäradditiv kann durch nichtradiative Energieübertragung vom Basismaterial angeregt werden und Photonen im UV–Bereich emittieren [För 48]. Dadurch kann der Anteil der vom durchgehenden Teilchen deponierten Energie, der in Licht umgewandelt wird, erhöht werden. Außerdem ist die Überlappung von Emissions- und Absorptionsspektren in einem ternären System geringer als in einem binären. Abbildung 3.12 auf Seite 40 verdeutlicht die wellenlängenabhängige Selbstabsorption des Faserkerns. Sie zeigt das Faserlichtspektrum einer Faser mit ternärem System bei verschiedenen durchlaufenen Faserlängen. Eine weitere Aufgabe des Wellenlängenschiebers ist es, die Wellenlänge des Faserlichtes an die Wellenlängenempfindlichkeit des Auslesesystems anzupassen, um die Effizienz des gesamten Detektors zu erhöhen. Die Emissionsspektren verschiedener szintillierender Fasern, die in einer eigenen Messung mit einem Monochromator [Fin 90] aufgenommen worden sind, zeigt Abbildung 3.3.

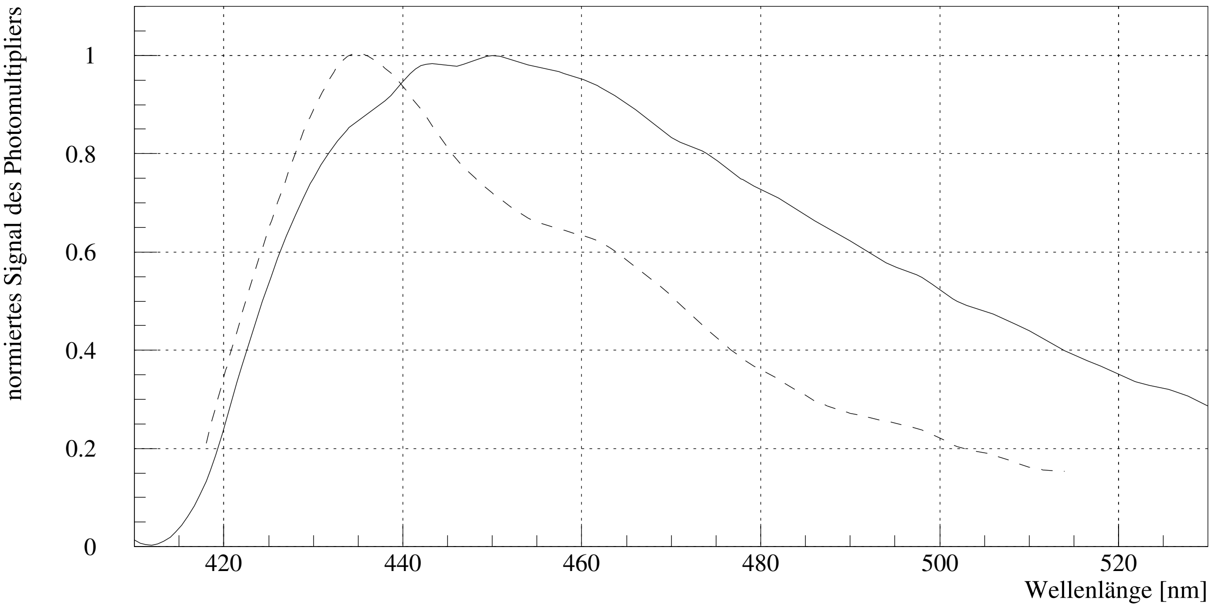

Abbildung 3.3: *Emissionsspektren szintillierender Fasern. Beide untersuchte Fasern haben einen Durchmesser von 0,5 mm und emittieren im blauen Bereich. Die Fasern wurden mit der UV–Lampe bestrahlt, die in Abschnitt 4.4.2 beschrieben ist. Die Entfernung des Anregungsortes vom Ausleseende der Faser betrug jeweils etwa 20 cm. Durchgezogene Linie: die beim SpaCal verwendete Faser Bicron BCF 12. Gestrichelte Linie: Faser der Firma Pol. hi. tech Polifi 0042 050. Aufgetragen ist das normierte Signal des Photomultipliers gegen die am Monochromator eingestellte Wellenlänge ohne Korrektur der Charakteristik des Photomultipliers*

Wird eine szintillierende Faser mit UV–Licht bestrahlt, werden die Wellenlängenschieber durch dieses Licht direkt angeregt. Das entstehende Faserlicht entspricht dabei weitgehend dem durch Teilchendurchgang erzeugten Licht, so daß zur Überprüfung verschiedener Fasereigenschaften die Lichterzeugung alternativ durch eine radioaktive Quelle oder durch eine UV–Lampe vorgenommen werden kann. Aufgrund der wesentlich höheren Lichtintensitäten bei Bestrahlung mit UV–Licht können dann weniger empfindliche Auslesegeräte verwendet werden. Dazu gehört die bei dieser Arbeit benutzte CCD–Kamera, siehe Abschnitt 4.3.

3.3 Lichttransport in szintillierenden Plastikfasern

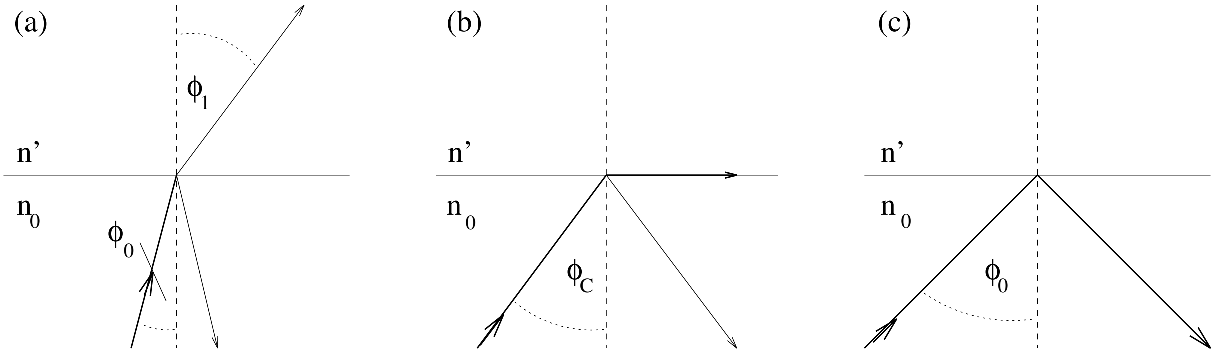

Abbildung 3.4: *Das Verhalten eines Lichtstrahls an der Grenzschicht zweier Medien mit hohem und niedrigem Brechungindex* n_0 *und* n'. *Der Strahl wird gebrochen (a), geht entlang der Grenzfläche (b) oder wird totalreflektiert (c)*

Das Verhalten eines Lichtstrahls, das aus einem Medium mit höherem Brechungsindex auf eine Grenzschicht zu einem Medium mit niedrigerem Brechungsindex trifft, wird durch das Snelliussche Brechungsgesetz [Des 38]

$$n_0 \cdot sin\phi_0 = n' \cdot sin\phi_1 \tag{3.1}$$

beschrieben. Dabei bedeuten n_0 und n' die Brechungsindizes der beiden Medien und ϕ_0 und ϕ_1 die Winkel des einfallenden und des gebrochenen Strahls in Bezug zum Einfallslot. Abbildung 3.4a zeigt einen unter einem Winkel ϕ_0 einfallenden Strahl, der in das optisch dünnere Medium unter einem Winkel von $\phi_1 > \phi_0$ gebrochen wird. Erreicht der Winkel des einfallenden Strahles den Wert ϕ_C, verläuft der Strahl wie in Abbildung 3.4b gezeigt entlang der Grenzschicht. ϕ_C wird *kritischer Winkel* genannt. In Abbbildung 3.4c ist der Winkel des einfallenden Strahles größer als ϕ_C. Es tritt kein gebrochener Strahl auf und die Intensität des reflektierten Strahles ist mit der des einfallenden Strahles identisch. Die Bedingung für diesen *Totalreflexion* genannten Effekt ist folgende:

$$\phi_{Tot} > \phi_C = arcsin\frac{n'}{n_0} \tag{3.2}$$

Wegen des Wellencharakters des Lichtes breitet sich bei der Totalreflexion ein Teil des Lichtes im optisch dünneren Medium aus, wobei im zeitlichen Mittel jedoch kein Energiefluß stattfindet. Wird bei szintillierenden Plastikfasern diese in den Fasermantel eindringende Welle gedämpft, so wird auch die reflektierte Welle geschwächt. Dies bedeutet, daß auch der Mantel aus transparentem Material bestehen muß, um Totalreflexion zu erhalten. Die Amplitude der eindringenden Welle nimmt mit zunehmendem Abstand von der Grenzschicht exponentiell ab, so daß dieser Effekt nur in einem Bereich von einigen Wellenlängen eine Rolle spielt.

3.3.1 Lichtleitung meridionaler Strahlen in geraden Fasern

Im folgenden soll die Lichtleitung des Faserlichtes beschrieben werden. Es wird dabei von einer idealen Faser ausgegangen, deren Oberfläche und deren Grenzschicht Kern–Mantel keine Fehler aufweisen. Abbildung 3.5 zeigt die Lichtleitung in einer Faser bei einem Schnitt durch die Faserachse. Das Licht wird hier von außen eingekoppelt; aus Symmetriegründen entspricht dies einem am Faserende herausgebrochenen Strahl. Hier und im folgenden bedeuten die Winkel θ und θ_0 die Winkel des Lichtstrahles außerhalb und innerhalb der Faser bezüglich der Faserachse und der Winkel ϕ_0 der zwischen dem auf die Grenzschicht Kern–Mantel fallenden Lichtstrahl und dem Einfallslot. Die Abbildung zeigt einen Lichtstrahl, der sich in einer Ebene ausbreitet, die die Faserachse enthält. Die Beschreibung der Lichtleitung sei im folgenden vorerst auf solche *meridionalen Strahlen*, die die Faserachse kreuzen, beschränkt.

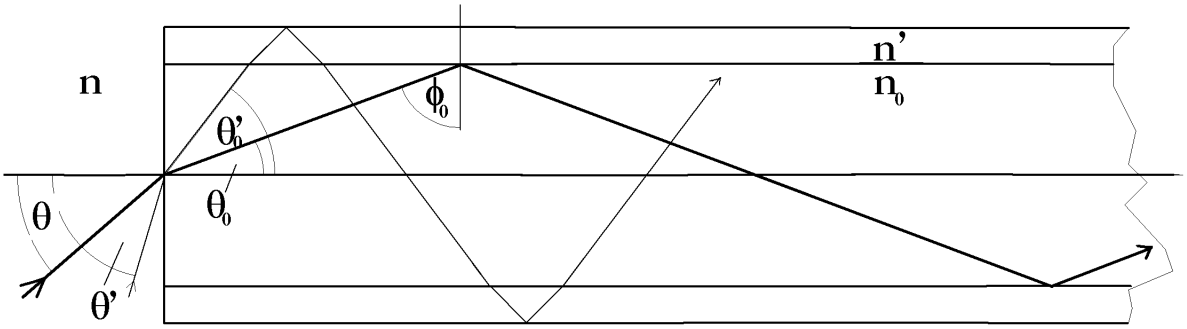

Abbildung 3.5: *Lichtleitung in einem geraden Stück Faser. Faserkern, -mantel und die umgebende Luft haben die Brechungsindizes n_0, n' und n. Der dick eingezeichnete Strahl gehört zum Kernlicht, der dünnere gehört zum Mantellicht*

Für eine szintillierende Faser mit Kern- und Mantelbereich ergeben sich zwei Grenzschichten. Das Licht, das sich in der Faser befindet, kann aufgrund seiner Winkelverteilung in drei Komponenten aufgeteilt werden:

- *Kernlicht*: Das Licht trifft unter einem Winkel auf die Grenzschicht Kern–Mantel, der größer als der Grenzwinkel $\phi_C = \phi_{KM}$ dieser Grenzschicht ist: $\phi_{KM} \leq \phi_0 \leq 90°$. Dieses Licht wird totalreflektiert und trifft die Grenzschicht wieder unter demselben Winkel. Nach einer Reihe von Totalreflexionen erreicht das Licht das Faserende. Auf seinem Weg durch die Faser befindet sich Kernlicht also ausschließlich im Faserkern

- *Mantellicht*: Das Licht trifft unter einem Winkel $\phi_0 < \phi_{KM}$ auf die Grenzschicht Kern–Mantel und wird in den Mantel gebrochen. Dort trifft es unter einem Winkel ϕ' auf die Grenzschicht Mantel–Luft, der größer als der entsprechende Grenzwinkel ϕ_{ML} ist. Dieses Licht wird totalreflektiert und wieder in die Kernschicht hineingebrochen, wonach es die Grenzschicht Mantel–Luft wieder unter dem anfänglichen Winkel trifft. Auf seinem Weg durch die Faser befindet sich Mantellicht also sowohl im Fasermantel als auch im Faserkern. Es gilt: $\phi_{KL} \leq \phi_0 \leq \phi_{KM}$

- *Herausgebrochenes Licht*: Trifft das Licht unter einem zu kleinen Winkel $\phi_0 < \phi_{KL}$ auf die Grenzschicht Kern–Mantel, so wird es in den Fasermantel gebrochen und an der folgenden Grenzschicht aus der Faser herausgebrochen. Dieses Licht wird folglich nicht in der Faser transportiert

Bei diesen Überlegungen wird das teilreflektierte Licht, das nach Abbildung 3.4a bei der Lichtbrechung in ein optisch dünneres Medium entsteht, nicht berücksichtigt, da es nach mehreren aufeinanderfolgenden Reflexionen vernachlässigt werden kann.

Bei dreidimensionaler Betrachtung ergibt sich für Licht auf der Faserachse ein *Akzeptanzkegel*, dessen Öffnungswinkel $\theta_{0,Max}$ sich aus dem kritischen Winkel ϕ_C ergibt. Für Kernlicht gilt $\theta_{0,Max} = 90° - \phi_{KM}$. Der Öffnungswinkel θ_{Max} des Akzeptanzkegels für von außen auf der Achse eingekoppeltes Licht ergibt sich nach Gleichung 3.1 zu:

$$NA = n \cdot sin\theta_{Max} = \sqrt{n_0^2 - n'^2} \tag{3.3}$$

Die Größe $n \cdot sin\theta$ wird als *numerische Apertur NA* der Faser bezeichnet und ist ein Maß für die Winkelverteilung der am Faserende austretenden meridionalen Strahlen und entsprechend des äußeren Akzeptanzkegels.

Für die beim SpaCal eingesetzten Fasern mit $n_0 = 1,59$ und $n' = 1,49$ ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned}\phi_{KM} &= arcsin\frac{n'}{n_0} = 69,6° \\ \phi_{KL} &= arcsin\frac{1}{n_0} = 39,0° \\ \theta_{0,Max} &= 20,4° \\ \theta_{Max} &= 33,7°\end{aligned}$$

Anhand Abbildung 3.5 kann die Weglänge P eines meridionalen Strahles entlang einer geraden Faser für Kernlicht zu

$$P(\theta_0) = \frac{L}{cos\theta_0} \tag{3.4}$$

bestimmt werden. Dabei bedeutet L die axiale Faserlänge. Es ist hervorzuheben, daß die optische Weglänge P unabhängig von dem Faserkerndurchmesser d ist und nur von der Winkelverteilung abhängt. Demgegenüber ist die Anzahl der Reflexionen in der Faser durch

$$\eta(\theta_0, d) = \frac{L}{d \cdot tan\phi_0} = \frac{L}{d}tan\theta_0 \tag{3.5}$$

gegeben. Die Reflexionenzahl ist also umgekehrt proportional zum Durchmesser.

3.3.2 Lichtleitung meridionaler Strahlen in gebogenen Fasern

Eine wichtige Eigenschaft optischer Fasern ist die Lichtleitung in gebogenen Fasern. Abbildung 3.6a zeigt eine gebogene Faser und zwei Strahlen, die am Faseranfang eingekoppelt werden. Ein Strahl durchquert die Faser, ohne die Grenzschicht Kern–Mantel unter einem kleineren als den Grenzwinkel ϕ_{KM} zu treffen und erreicht das Faserende. Der andere eingezeichnete Strahl wird jedoch aufgrund der Biegung aus der Faser herausgebrochen. Ebenso sind Strahlen denkbar, die ursprünglich zum Kernlicht gehören und durch eine Biegung zu Mantellicht werden und umgekehrt.

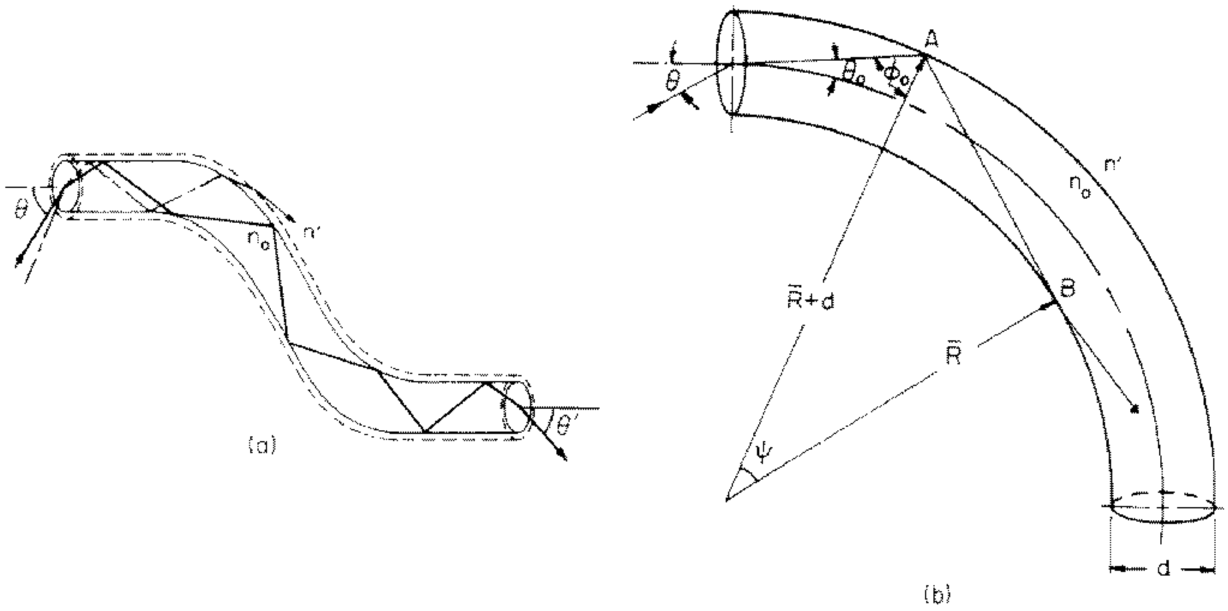

Abbildung 3.6: *Strahlengang durch gebogene Fasern. (a): Ein Strahl wird aus der Faser herausgebrochen, der andere Strahl wird durch die Faser geleitet. Der Fasermantel ist gestrichelt eingezeichnet. (b): Eine zu einem Torusstück gebogene Faser; der Fasermantel ist nicht eingezeichnet. Zur Definition des Winkels θ_0 Siehe Abb. 3.5 [Kap 67]*

Um die Auswirkungen einer Faserbiegung quantitativ zu beschreiben, betrachten wir ein Faserstück mit einem konstanten Biegeradius. Abbildung 3.6b zeigt eine Faser mit dem Kerndurchmesser d, die so gebogen ist, daß der Radius der Faserachse den Wert $\bar{R} + d/2$ hat. Gezeigt ist eine Faser, die bereits am Anfang gebogen ist und in die von außen Licht eingekoppelt wird. Denkbar ist auch eine Faser, an die sich vor dem gebogenen Stück ein Gerades anschließt; die folgende Diskussion geht von diesem realistischeren Fall aus. Die Winkelbezeichnungen entsprechen denen aus Abbildung 3.5; der Abstand des Strahles von der Faserachse beim Eintritt in das gebogene Faserstück sei h. Betrachtet wird nur Kernlicht, das sich in der Kreisebene, die die Faserachse enthält, ausbreitet. Der Winkel ϕ_0, unter dem der Strahl die Grenzschicht Kern–Mantel im gebogenen Faserteil trifft, ist durch

$$sin\phi_0 = \frac{(\bar{R} + d/2 + h)cos\theta_0}{\bar{R} + d} \tag{3.6}$$

gegeben. Dies gilt für Reflexionen am äußeren Rand; sofern solche am inneren Rand überhaupt vorkommen, ist der entsprechende Winkel stets größer. Bei nachfolgenden Reflexionen im gebogenen Teil bleiben die Winkel unverändert.

Für den minimalen Akzeptanzwinkel $\phi_{C,geb}$, den ein Strahl in dem geraden Stück vor der Biegung aufweisen darf, um nach der Biegung noch zum Kernlicht zu gehören, gilt nach den Gleichungen 3.2 und 3.6:

$$sin\phi_{C,geb} = cos\theta_0 = \frac{n_0}{n'} \frac{\bar{R}+d}{\bar{R}+d/2+h} \tag{3.7}$$

Zum Beispiel ergibt sich für die beim SpaCal verwendeten Fasern bei einem $\bar{R}/d$–Verhältnis von 20 ein Grenzwinkel von $\phi_{KM,gebogen} = 73,7°$, wenn man nur den Fall $h = 0$ betrachtet. Dies bedeutet, daß der Winkelbereich $69,6° < \phi_0 < 73,7°$ durch die Biegung für das Kernlicht verloren geht.

Die Weglänge zwischen zwei aufeinanderfolgenden Reflexionen beträgt $l = \bar{R}{\cdot}sin\psi/sin\phi_0$, wobei ψ der Kreiswinkel zwischen den Reflexionen nach Abbildung 3.6b ist. Zusammen mit der axialen Weglänge $L = \psi \cdot (\bar{R}+d/2)$ erhält man für das Verhältnis zwischen der Weglänge des Strahles im gebogenen Teil $\bar{P}$ und L:

$$\frac{\bar{P}}{L} \leq \frac{(sin\psi)/\psi}{sin\phi_0}$$

also wegen $sin\phi_0 = cos\theta_0$ und $(sin\psi)/\psi \leq 1$

$$\bar{P} \leq \frac{L}{cos\theta_0} \overset{3.4}{=} P(\theta_0) \tag{3.8}$$

Der Vergleich mit Gleichung 3.4 zeigt, daß sich die Weglänge eines meridionalen Strahles verkürzt, wenn die Faser gebogen wird. Um die Größenordnung dieses Effektes abzuschätzen, betrachtet man den Maximalwinkel ψ_{Max} zwischen zwei aufeinanderfolgenden Reflexionen, der sich aus $cos\psi_{Max} = \bar{R}/(\bar{R}+d)$ ergibt. Bei einem $\bar{R}/d$–Verhältnis von 20 erhält man zum Beispiel eine Verkürzung der Wegstrecke durch die Biegung um maximal 1,6%.

3.3.3 Helikale Strahlen

Die Beschreibung des Lichttransportes in geraden oder gebogenen Fasern anhand von meridionalen Strahlen ist eine sehr starke Vereinfachung. In Wirklichkeit kreuzt nur ein kleiner Teil des Lichtes auf seinem Weg durch die Faser die Faserachse. Der größte Teil des Lichtes läuft auf einer spiralenförmigen Bahn durch die Achse. Diese *helikalen* Strahlen zeigen ein anderes Verhalten als meridionale Strahlen. Eine vollständige analytische Beschreibung der Lichtleitung unter Einbeziehung helikaler Strahlen ist vor allem bei gebogenen Fasern sehr kompliziert und liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Es soll daher im folgenden die Bedeutung helikaler Strahlen vor allem anhand der Ergebnisse einer Monte–Carlo–Simulation von Th. Deckers [Dec 94] veranschaulicht werden. Dieses Programm simuliert die Lichtentstehung und -leitung in einer szintillierenden Plastikfaser mit einem Durchmesser von einem Millimeter. Die Brechungsindizes der Kern- und Mantelschicht entsprechen mit 1,59 und 1,49 denen der beim SpaCal benutzten Fasern. Die Photonen entstehen in dieser Simulation in der Mitte der 10 cm langen Faser auf der Querschnittsfläche des Kerns gleichverteilt. Diese Verteilung auf der Querschnittsfläche trägt der Lichtentstehung im SpaCal Rechnung. Zum Vergleich können auch nur meridionale Photonen betrachtet werden. Absorptionsverluste werden nicht berücksichtigt.

Abbildung 3.7: *Definition des Achsenabstandes ρ und des Winkels γ bei helikalen Strahlen*

Ein helikaler Strahl ist neben seinem Winkel θ_0 zur Faserachse durch zwei weitere Parameter bestimmt. Zu ihrer Definition wird eine Schnittebene senkrecht zur Faserachse an einer beliebigen Stelle der Faser betrachtet. Abbildung 3.7 zeigt einen solchen Schnitt, der in diesem Fall den Ort der Lichtentstehung durch Szintillation enthält. Außerdem ist die Projektion des Strahles auf die Schnittebene eingezeichnet. Der Parameter ρ gibt den Abstand der Achse von dem Durchgangspunkt des Strahles durch die Schnittebene an. Der Winkel γ ist der Azimutwinkel des Strahles nach Abbildung 3.7.

Die Bedingung für Totalreflexion an der Grenzschicht Kern–Mantel lautet [Haw 90]:

$$sin\theta_0\sqrt{1-\frac{2\rho}{d}sin^2\gamma} < sin(90^\circ - \phi_C) \tag{3.9}$$

Für $\rho/d = 0$ oder $\gamma = 0$ erhält man die Bedingung 3.2 für meridionale Strahlen. Helikale Strahlen mit $\rho/d, \gamma \neq 0$ können auch bei $\theta_0 > \theta_C = (90^\circ - \phi_C)$ in der Faser geleitet werden. Die Winkelverteilung des Faserlichtes weist daher keinen deutlichen Maximalwinkel auf und hängt von dem Anteil helikaler Strahlen im Faserlicht ab. Dies zeigt Abbildung 3.8, die auf den Ergebnissen der beschriebenen Monte–Carlo–Simulation beruht. Helikale Strahlen haben eine größere Anzahl an Reflexionen und eine größere Weglänge als meridionale Strahlen, wie man den Abbildungen 3.9 und 3.10 entnehmen kann.

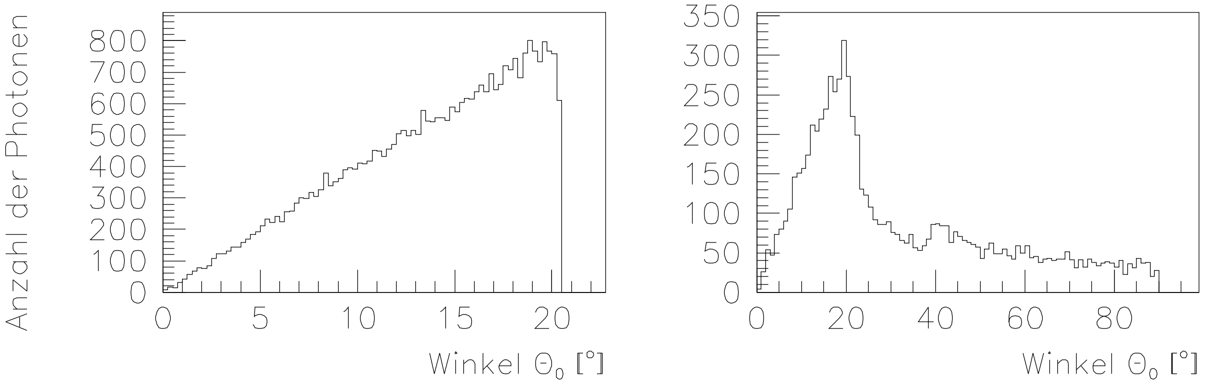

Abbildung 3.8: *Winkelverteilung des Faserlichtes. Links: nur meridionale, rechts: auch helikale Strahlen. Monte–Carlo–Simulation einer 1 mm Faser [Dec 94]. Das Licht entsteht dabei isotrop in der Mitte der 10 cm langen Faser auf der Achse (links) bzw. auf der Querschnittsfläche des Kerns gleichverteilt (rechts). Aufgetragen ist die Anzahl der Photonen, die innerhalb der Faser unter einem Winkel* θ_0 *bezüglich der Faserachse das Ausleseende erreichen, als Funktion von* θ_0

Aufgrund der größeren möglichen Akzeptanzwinkel ist die Wahrscheinlichkeit, in der Faser geleitet zu werden, für helikale Strahlen größer als für meridionale, so daß der größte Teil des Faserlichtes aus helikalen Strahlen besteht. Insbesondere gilt dies für durch Szintillation erzeugtes Licht, das über den Faserquerschnitt gleichmäßig verteilt entsteht und isotrop abgestrahlt wird. Es besteht folglich nur eine geringe Wahrscheinlichkeit, daß ein Lichtstrahl auf der Faserachse oder mit einem Winkel $\gamma = 0$ entsteht, während mit zunehmendem Abstand ρ die Entstehungswahrscheinlichkeit ansteigt. Dies zeigt Abbildung 3.11. Die zu erkennende Abweichung vom $2\pi\rho d\rho$–Verhalten zeigt außerdem, daß mit zunehmendem Abstand ρ die Wahrscheinlichkeit der Photonen, in der Faser geleitet zu werden, in Übereinstimmung mit Gleichung 3.9 steigt. Demgegenüber wird bei äußerer Lichteinkopplung durch Leuchtdioden oder Laser ein Lichtkegel bzw. ein paralleles Strahlenbündel auf die Faserachse ausgerichtet, so daß Strahlen mit großen Werten gleichzeitig für ρ und für γ selten vorkommen. Dies bedeutet, daß die Winkelverteilung des aus der Faser austretenden Lichtes von der Art der Lichterzeugung abhängt; hierzu wurden eigene Messungen durchgeführt, deren Auswertung in Abschnitt 4.6.2 besprochen wird.

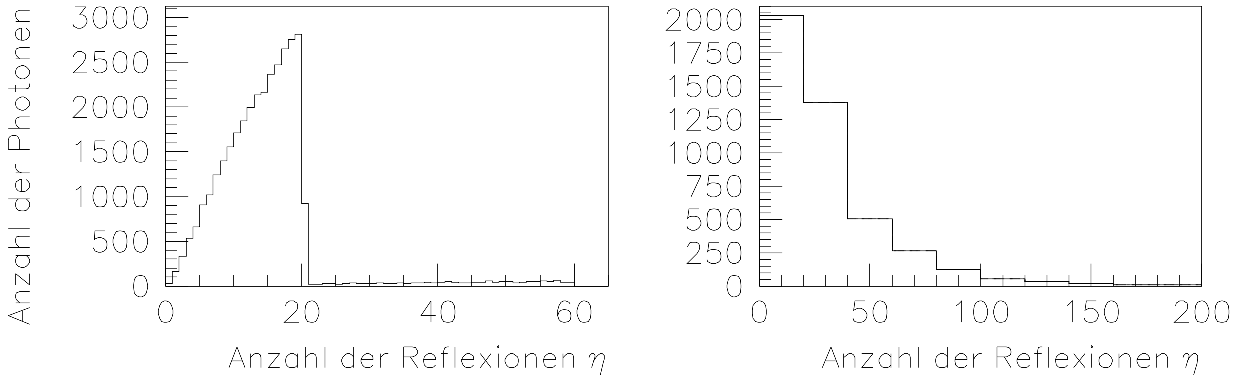

Abbildung 3.9: *Anzahl der Reflexionen nach 5 cm Faserlänge. Links: nur meridionale, rechts: auch helikale Strahlen. Monte–Carlo–Simulation wie in Abb. 3.8 beschrieben [Dec 94]. Die meridionalen Photonen mit bis zu 60 Reflexionen sind am dem Ausleseende entgegengesetzten Ende reflektiert worden und haben somit die dreifache Strecke durchlaufen wie solche mit maximal 20 Reflexionen*

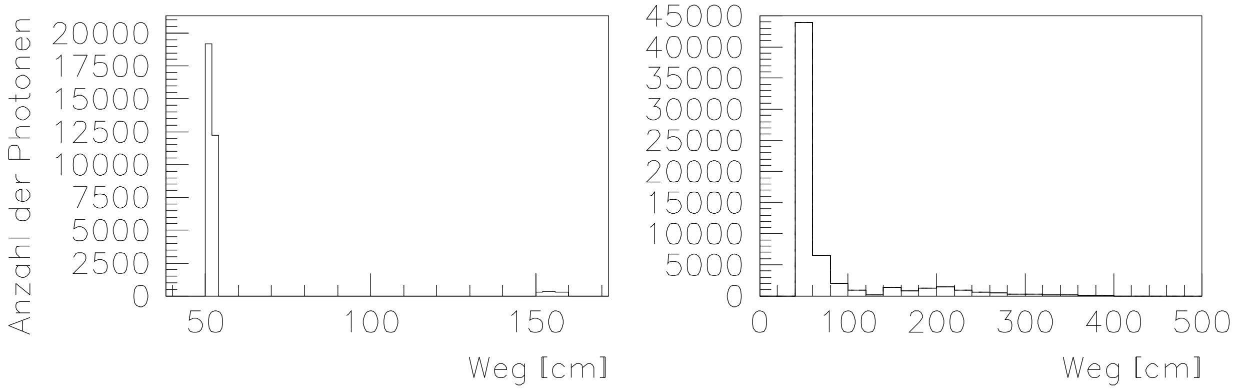

Abbildung 3.10: *Verteilung der Wegstrecke P für links: nur meridionale, rechts: auch helikale Strahlen. Monte–Carlo–Simulation wie in Abb. 3.8 beschrieben [Dec 94]*

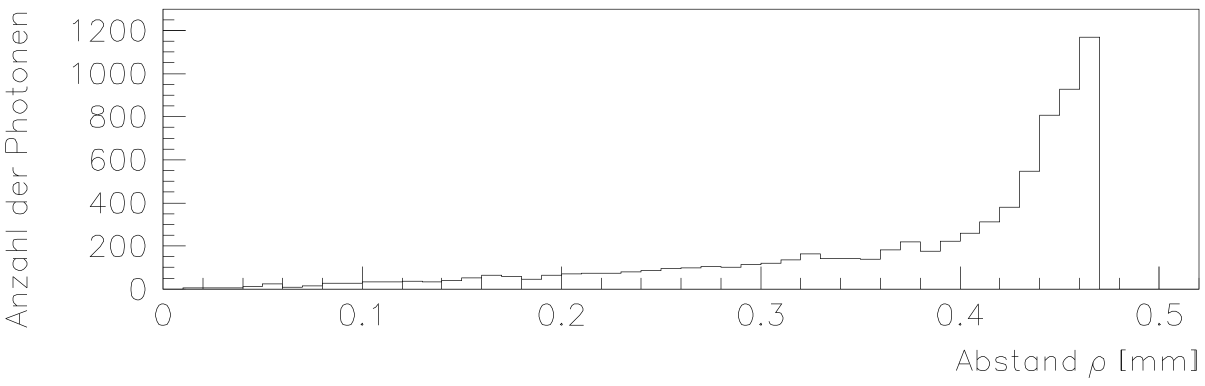

Abbildung 3.11: *Abstand ρ des Entstehungsortes von der Faserachse der Photonen, die das Ausleseende erreichen. Monte–Carlo–Simulation wie in Abb. 3.8 beschrieben [Dec 94]. Der Fasermantel hat dabei eine Dicke von 0,03 mm*

3.3.4 Die Absorptionslänge

Die Absorptionslänge λ_{abs} einer Faser wird üblicherweise als die Länge definiert, nach der die ursprüngliche Intensität I des Faserlichtes auf den Wert I/e gesunken ist:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_{abs}}} \tag{3.10}$$

Als Ursache der Intensitätsabschwächung kann man Reflexions- und Absorptionsverluste unterscheiden.

Absorptionsverluste treten vor allem durch Überlappung der Emissions- und Absorptionsspektren der Wellenlängenschieber auf, wie bereits auf Seite 29 erwähnt wurde. Die daraus resultierende Wellenlängenabhängigkeit der Lichtabsorption verdeutlicht Abbildung 3.12. Gezeigt ist das Wellenlängenspektrum des aus einer szintillierenden Faser austretenden Lichtes bei verschiedenen Entfernungen zwischen Anregungsort und Ausleseende der Faser. Für die Messungen wurde eine UV–Lampe zur Lichterzeugung benutzt. Man erkennt, daß Licht umso stärker gedämpft wird, je kürzer seine Wellenlänge ist.

Reflexionsverluste können einerseits durch wellenlängenunabhängige Lichtstreuung an Faserunebenheiten entstehen und andererseits durch wellenlängenabhängige Verluste bei der Totalreflexion. Für die Grenzfläche Kern–Mantel erhält man nach Messungen von H. Blumenfeld et al. [Blu 91] winkel- und wellenlängenabhängige Totalreflexionsverluste von $0,02 \cdot 10^{-3}$ bis $0,54 \cdot 10^{-3}$. Die Reflexionsverluste an der Grenzfläche Mantel–Luft hängen stark von den äußeren Einflüssen auf die Faser ab und sind deutlich größer als an der inneren Grenzfläche.

Dies bedeutet, daß Kern- und Mantellicht unterschiedlich gedämpft werden. Für Kernlicht überwiegen Absorptionsverluste, während für Mantellicht zusätzlich Reflexionsverluste eine Rolle spielen, so daß Mantellicht deutlich stärker gedämpft wird. Abbildung 3.13 zeigt die unterschiedliche Dämpfung von Kern- und Mantellicht. Aufgrund der größeren Weglänge

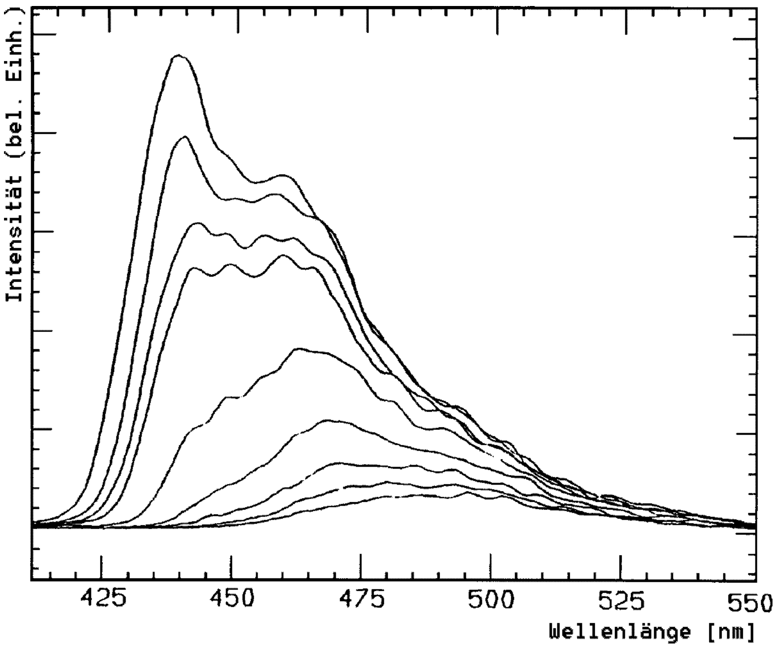

Abbildung 3.12: *Spektrum einer szintillierenden Plastikfaser bei verschiedenen Entfernungen zwischen Anregungsort und Ausleseende der Faser. Von oben nach unten: 10 cm, 20 cm, 30 cm, 40 cm, 1 m, 2 m, 3 m, 4 m, 5 m [Amo 90]*

wird außerdem helikales Licht stärker gedämpft als meridionales, so daß die Winkelverteilung des aus der Faser austretenden Lichtes mit zunehmendem Abstand des Anregungsortes vom Faserende schmaler wird. Dies konnte mit einer eigenen Messung verifiziert werden, siehe Abbildung 4.21.

Diese Effekte führen dazu, daß der Intensitätsabfall des Faserlichtes in der Realität nicht durch eine einfache Exponentialfunktion gegeben ist:

- Man erhält eine unterschiedliche Absorptionslänge für Kern- und Mantellicht
- Die Absorptionslänge für Kernlicht wird mit zunehmender untersuchter Faserlänge größer, da der Anteil helikaler Strahlen am Faserlicht abnimmt
- Die Absorptionslänge hängt von der Ankopplung der Faser an das Auslesegerät ab. Ein größerer erfaßter Winkelbereich führt zu einer kleineren gemessenen Absorptionslänge
- Die Absorptionslänge hängt von der Spektralempfindlichkeit des verwendeten Auslesegerätes ab

Nach einer Länge von ein bis zwei Metern spielen diese Effekte keine Rolle mehr; ab dieser Länge ist daher ein exponentieller Abfall zu erwarten. Für die beim SpaCal vorkommenden Faserlängen von unter 50 cm ist eine einfache Beschreibung jedoch nicht möglich. Th. Wenk hat in [Wen 94] die Absorptionslängen kurzer szintillierender Fasern untersucht.

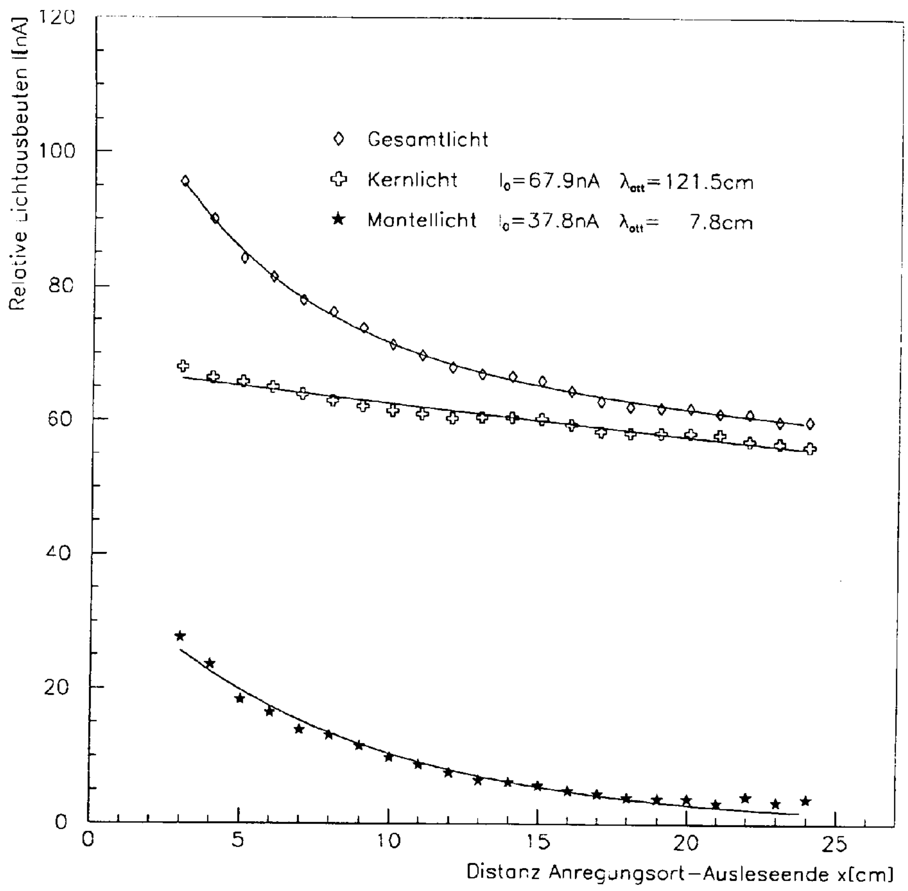

Abbildung 3.13: *Intensität des Szintillationslichtes in Abhängigkeit von der Entfernung zwischen Anregungsort und Ausleseende der Faser. Gezeigt sind die Absorptionskurven für Kern-, Mantel- und Gesamtlicht der Faser [Bar 94]*

Aufgrund der größeren Absorptionslänge soll beim SpaCal nur Kernlicht ausgewertet werden. Das Mantellicht kann ausgekoppelt werden, indem die Faser kurz vor dem Ausleseende auf einer Länge von etwa einem Zentimeter eingeschwärzt wird. Die unterschiedlichen Eigenschaften von Kern- und Mantellicht werden auch in dieser Arbeit untersucht, siehe Abschnitt 4.6.

Kapitel 4

Experimentelle Resultate

In diesem Kapitel werden die durchgeführten Experimente besprochen. Für die ersten Messungen stand noch keine CCD–Kamera zur Verfügung, mit der quantitative Messungen in befriedigender Genauigkeit möglich sind. Statt dessen wurde eine konventionelle Kamera benutzt. Obwohl diese Messungen nicht quantitativ ausgewertet worden sind, konnten mit ihnen weiterführende Messungen motiviert werden. Abschnitt 4.2 geht kurz auf die prinzipiellen Möglichkeiten dieser Messungen ein.

Abschnitt 4.3 behandelt das Meßprinzip bei Verwendung einer CCD–Kamera. Die verschiedenen benutzten Meßaufbauten mit der CCD–Kamera werden in Abschnitt 4.4 beschrieben. Die gewonnenen CCD–Daten können auf unterschiedliche Art ausgewertet werden. Hiermit beschäftigt sich Abschnitt 4.5.

Ziel der Messungen war es vor allem, die Ursachen für gemessene Inhomogenitäten der SpaCal–Prototypen zu finden. Die Resultate werden in Abschnitt 4.6 diskutiert.

Allen durchgeführten Messungen ist gemeinsam, daß an jeweils einer einzelnen Faser die Einflüsse verschiedener Meßgrößen untersucht wird. Das Prinzip dieser Messungen wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

4.1 Der prinzipielle Meßaufbau

Das Prinzip aller durchgeführten Fasermessungen ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Das Faserlicht wird entweder durch die Einkopplung des Lichtes einer LED bzw. eines Lasers in ein Faserende oder durch Bestrahlung mit einer β^-–Quelle[1] bzw. einer UV–Lampe erzeugt. Im zweiten Fall wird die Faser von der Seite bestrahlt, und zwar in der Regel in der Nähe eines Faserendes.

Am anderen Faserende ist die zur Auslese des Faserlichtes verwendete Kamera angebracht. Dies ist entweder eine Spiegelreflex- oder eine CCD[2]–Kamera. Die Spiegelreflexkamera wird im folgenden SLR–Kamera[3] genannt. Beiden Kameratypen ist gemeinsam, daß sie

---

[1] Sr^{90}, 1 mCu.

[2] **C**harged **C**oupled **D**evice, *engl.* für ‚ladungsgekoppelte Einheit'. Die lichtempfindliche Fläche einer CCD–Kamera ist in Halbleitertechnik aufgebaut.

[3] **S**ingle **L**ens **R**eflex, *engl.* für ‚Ein–Objektiv–Reflex'. SLR ist die international übliche Abkürzung für Spiegelreflexkameras, auf deren lichtempfindlicher Fläche das Bild mit Hilfe chemischer Prozesse erzeugt wird.

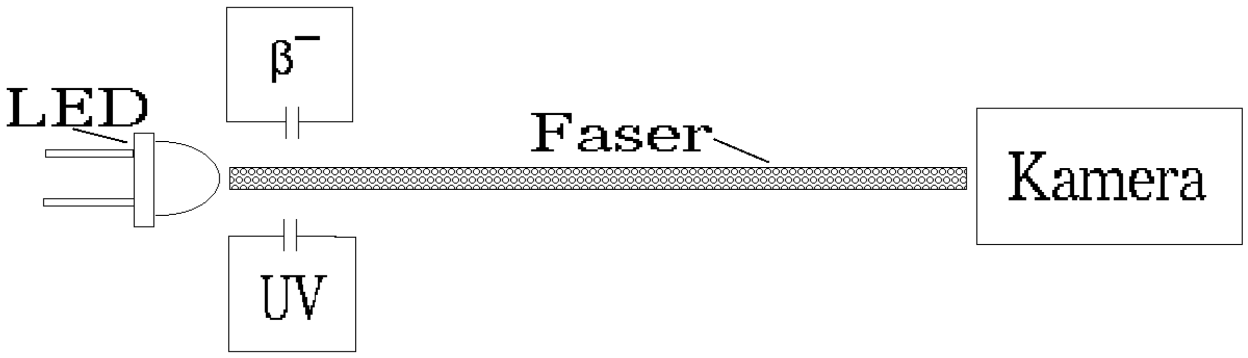

Abbildung 4.1: *Skizze des prinzipiellen Meßaufbaus*

eine zweidimensionale lichtempfindliche Fläche, im folgenden Bildfläche genannt, mit hoher Auflösung besitzen. Die Bildfläche wird senkrecht zur Faserachse mit einem Abstand k zum Faserende ausgerichtet, wobei die Faserachse zur Mitte der Bildfläche zeigt. Durch die hohe Auflösung und relativ große räumliche Ausdehnung der Bildfläche kann ein großer Winkelbereich des aus der Faser austretenden Lichtes erfaßt werden, ohne die Position der Kamera zu verändern. Die Vergrößerung des Abstandes k bedeutet eine verbesserte Auflösung der räumlichen Verteilung des Faserlichtes auf der Bildfläche bei einer Verkleinerung des erfaßten Winkelbereiches. Bei den benutzten Kameras liegt der optimale Abstand k bei wenigen Millimetern.

Die Befestigung der Faser ist bei den verschiedenen Messungen unterschiedlich und wird bei den einzelnen Meßaufbauten beschrieben. Der gesamte Meßaufbau befindet sich in einem weitgehend lichtdicht abgedunkelten Raum. Das Restlicht kann gegen das Faserlicht vernachlässigt werden, sofern die Lichterzeugung durch eine LED, einen Laser oder eine UV–Lampe erfolgt. Bei Lichterzeugung durch Bestrahlung mit einer β^-–Quelle ist der Meßaufbau jedoch zusätzlich in einer lichtdichten Kiste untergebracht.

Die Faserenden werden vor dem Beginn einer Meßreihe mit einer scharfen Rasierklinge glatt abgeschnitten. Dabei wird darauf geachtet, daß die erhaltenen Endflächen möglichst eben und senkrecht zur Faserachse sind und daß die Mantelschicht nicht beschädigt ist. Da keine Messungen mit verschiedenen Fasern verglichen werden, ist die Qualität der Faserenden kein kritischer Punkt. Die Fasern werden ausschließlich mit sauberen, weichen Handschuhen angefaßt.

4.2 Das Meßprinzip bei Verwendung einer SLR–Kamera

Die ersten Messungen wurden mit einer Spiegelreflexkamera durchgeführt. Sie dienten der Untersuchung, inwieweit sich die Winkelverteilung des aus der Faser austretenden Lichtes bei Anregung von Szintillationslicht von der bei Lichteinkopplung durch Leuchtdioden unterscheidet. Das Prinzip dieser Messungen und der Auswertung wird im folgenden dargestellt.

Es wird nur das Kameragehäuse ohne Optik benutzt und der Spiegel wird durch einen Draht in seiner Belichtungsposition festgehalten. Dadurch kann das Faserende kurz vor dem Kameraverschluß angebracht werden. Der minimale Abstand k_{min} der Faser zum Film ist also durch die Dicke des Verschlusses und seinen Abstand zum Film bestimmt. Für die Messungen wurde ein Abstand k von 5,8 mm eingestellt. Die Belichtungszeit kann für kurze Zeiten unter einer Sekunde mit der Kameraautomatik eingestellt werden und für längere Zeiten mittels Drahtauslöser von Hand.

Der belichtete Film wird anschließend entwickelt und ausgewertet. Zur quantitativen Auswertung kann ein Densitometer verwendet werden, der die Transmission T eines Filmpunktes in ein zu ihr proportionales Signal umwandelt. Durch zeilenweise Untersuchung des Films erhält man ein Transmissionsprofil, aus dem auf die Intensitätsverteilung des Faserlichtes geschlossen werden kann.

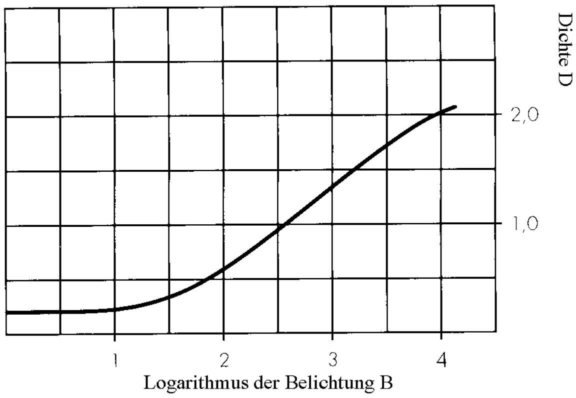

Abbildung 4.2: *Schwärzungskurve eines Films [Ilf 93]*

Die Abhängigkeit der Dichte D eines Filmpunktes von der Belichtung B wird Schwärzungskurve genannt. Die Belichtung ergibt sich aus der Intensität I des Lichtes und der Belichtungszeit t: $B = I \cdot t$. Die Dichte ist als der negative Logarithmus der Transmission definiert: $D = log(I_0/I)$. Abbildung 4.2 zeigt eine solche Schwärzungskurve. Das Filmmaterial zeigt in einem Bereich von zwei Größenordnungen eine annähernd logarithmische Abhängigkeit der Dichte D von der Belichtung B: $D \propto log(I \cdot t)$. Bei höherer Intensität treten Sättigungseffekte auf, während es bei geringerer Intensität zu keiner auswertbaren Schwärzung kommt. Um auch größere Intensitätsunterschiede untersuchen zu können, muß eine Belichtungsreihe durchgeführt werden, das heißt bei gleicher Lichtintensität I werden mehrere Aufnahmen mit unterschiedlicher Belichtungszeit t gemacht. Der genaue Verlauf der Schwärzungskurve unterliegt Herstellungstoleranzen und ist vom nicht exakt reproduzierbaren Entwicklungsprozeß abhängig. Daher muß bei jedem Film eine Belichtungsreihe zur Ermittlung der Schwärzungskurve durchgeführt werden.

Da die Belichtungszeit und die Anzahl der Aufnahmen einer Belichtungsreihe im Prinzip beliebig groß sein können, besteht die Möglichkeit, auch sehr schwache Lichtquellen und solche mit großen Intensitätsunterschieden zu untersuchen. Diese Methode eignet sich daher besonders für Faserlichtuntersuchungen bei Lichterzeugung mittels einer β^-–Quelle, bei denen sehr niedrige Intensitäten I vorkommen.

Bei sehr großen Belichtungszeiten muß jedoch bei der Anwendung der Schwärzungskurve der sogenannte Schwarzschildparameter k(t) berücksichtigt werden. Es gilt: $D \propto log(I \cdot t^{k(t)})$, wobei k(t) mit zunehmender Belichtungszeit kleiner wird. Der genaue Verlauf von k(t) ist von der Art der Filmemulsion abhängig und muß experimentell ermittelt werden. Die aus der Schwärzungskurve ohne Berücksichtigung von k(t) ermittelte Intensität ist bei großen Belichtungszeiten t niedriger als die reale Intensität.

Die Belichtungszeiten lagen bei Lichteinkopplung durch eine LED unter einer Sekunde, während bei Lichterzeugung mittels einer β^-–Quelle Zeiten bis zu 90 Stunden nötig waren. Die Werte für die Lichtintensität I können daher bei den unterschiedlichen Lichterzeugungen nicht verglichen werden, da der Verlauf des Schwarzschildparameters in diesem Bereich unbekannt ist. Bei der Bestimmung der Intensitätsverteilung des Faserlichtes als Funktion des Auftreffortes auf die Bildfläche kann jedoch der Schwarzschildeffekt vernachlässigt werden. Es ist allerdings zu bedenken, daß die Schwärzungskurve bei sehr hohen Belichtungszeiten einen anderen Verlauf haben kann als bei den Zeiten, bei denen sie ermittelt worden ist. Dies führt zu einem höheren Fehler bei den Messungen mit der β^-–Quelle; der Meßfehler ist durch die beschriebene Auswertung in mehreren Schritten ohnehin sehr hoch.

Die durchgeführten Messungen sind *nicht* quantitativ ausgewertet worden, da ab einem bestimmten Zeitpunkt eine CCD–Kamera zur Verfügung stand, mit der genauere Untersuchungen bei geringerem Zeitaufwand möglich sind. Die zu erwartenden Ergebnisse entsprechen den mit der CCD–Kamera erhaltenen Ergebnissen, so daß eine weitere Auswertung der Filme keine neuen Informationen bringt. Eine qualitative Untersuchung der entwickelten Filme mit bloßem Auge ließ jedoch bereits auf eine unterschiedliche Winkelverteilung des Faserlichtes bei verschiedener Lichterzeugung schließen; die Messungen mit SLR–Kamera dienten somit als Motivation für weiterführende Messungen mit einer CCD–Kamera.

4.3 Das Meßprinzip bei Verwendung einer CCD–Kamera

Die Verwendung einer CCD–Kamera hat gegenüber einer SLR–Kamera folgende Vorteile:

- Es besteht eine lineare Beziehung zwischen Signalhöhe und Lichtintensität
- Die lineare Beziehung gilt in einem Intensitätsbereich von mehr als drei Größenordnungen
- Die digitale Signalverarbeitung ist schnell und fehlerfrei

Als Nachteil ist die geringe Empfindlichkeit der verwendeten CCD–Kamera von minimal 3000 Photonen pro Eintrag zu nennen. Eine Lichtanregung mittels β^-–Quelle reicht nicht aus, statt dessen muß eine UV–Lampe verwendet werden.

Zur Bedienung der Kamera sind verschiedene Geräte nötig, die in Abbildung 4.3 dargestellt sind. Die eigentliche Kamera[4] wird durch ein externes Gerät[5] gesteuert, das wiederum

---

[4] ‚Model 1252G Vidicon Detector‘ der Firma EG&G Princeton Applied Research.

[5] ‚Model 1216 Detector Controller‘ der Firma EG&G Princeton Applied Research.

über einen Prozessor[6] bedient werden kann. Mit dieser Gerätekombination[7] können die Meßdaten gewonnenen werden, die über eine RS-232–Schnittstelle auf einen Personal–Computer (PC) übertragen werden. Dieser PC ist an ein Rechnernetz bestehend aus IBM RS/6000–Rechnern angeschlossen. Mit Hilfe dieser Rechner wird die Auswertung der Daten vorgenommen.

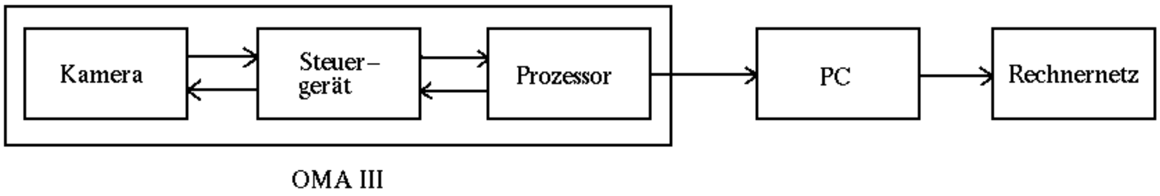

Abbildung 4.3: *Die verwendeten Geräte zur Gewinnung und Auswertung der CCD–Daten*

Die Meßdaten haben einen sehr hohen Untergrund in der Größenordnung des Signals. Dies ist in den oberen Graphiken der Abbildung 4.4 dargestellt. Die absolute Größe dieses Untergrundes ist während der Dauer einer Messung jedoch sehr konstant, wie die untere rechte Graphik der Abbildung 4.4 zeigt. Eine Messung besteht daher immer aus einer Untergrundmessung bei abgedunkelter Lichtquelle und einer kurz darauf folgenden Hauptmessung. Die Differenz beider Meßdaten kann mit dem Prozessor berechnet werden. Die resultierenden Meßdaten haben ein maximales Signal/Rausch–Verhältnis von $10^3 - 10^4$. Die untere rechte Graphik der Abbildung 4.4 zeigt, daß der verbleibende Untergrund, der im folgenden Restuntergrund genannt wird, zum einen aus statistischen Fluktuationen besteht, zum anderen aber systematisch vom Nullpunkt verschoben ist. Bei Mittelung über die gesamte Bildfläche ergibt sich ein Wert von -47 Einträgen pro Bildpunkt. Zudem ist ein unterschiedliches Verhalten von drei Zeilen am Bildrand zu erkennen. Die systematische Verschiebung entsteht durch eine über die Bildfläche gleichmäßige Drift des Untergrundes.

Der Prozessor bietet die Möglichkeit, verschiedene Parameter zu variieren, die im Laufe der Messungen optimiert worden sind:

- Die Auflösung der Kamera kann verändert werden. Durch Zusammenfassung mehrerer Zeilen bzw. Spalten zu einer Zeile bzw. Spalte schon während der Datennahme durch die Kamera werden die Meßdauer und die Datenmenge verringert. Die höchste erreichbare Auflösung beträgt 500×512 Bildpunkte bei einer Bildfläche von $9,6 \times 12,5$ mm^2. Es konnte festgestellt werden, daß bei einer Verringerung der Anzahl der ausgelesenen Zeilen die maximal mögliche Lichtintensität, die noch nicht zu einer Übersteuerung der Kamera führt, erhöht wird. Dies gilt nicht für die Anzahl der ausgelesenen Spalten. Eine verringerte Zeilenauflösung führt daher zu einem verbesserten Signal/Rausch–Verhältnis. Werden jedoch zu viele Bildpunkte zusammengefaßt, führt dies zu einer Fehlermeldung des Prozessors, da er nur 32-stellige binäre Zahlen verarbeiten kann.

---

[6] ‚Model 1460 System Processor' der Firma EG&G Princeton Applied Research.

[7] Die drei Geräte gehören zum OMA III–System der Firma EG&G, das auch verschiedene Spektrographen beinhaltet und das für Spektralanalysen konzipiert ist. Der Systemname bedeutet **O**ptical **M**ultichannel **A**nalyzer, *engl.* für ‚optischer Vielkanalanalysierer'.

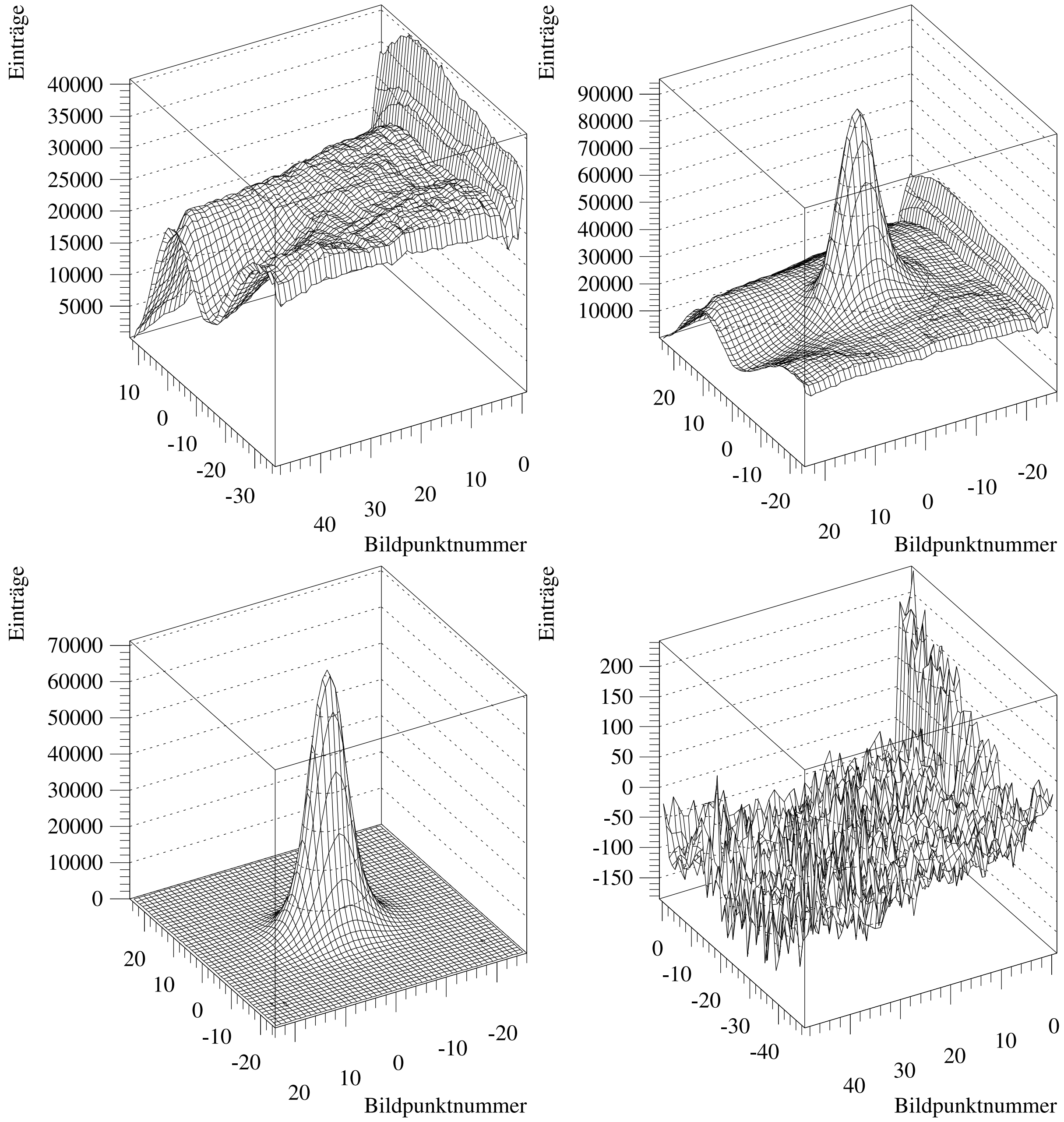

Abbildung 4.4: *Gewinnung der Meßdaten mit der CCD–Kamera. Oben links: das Signal der Kamera bei einer Nullmessung. Oben rechts: das Kamerasignal bei Beleuchtung mit einer Faser. Unten links: die Differenz der beiden oberen Signale. Unten rechts: die Differenz zweier Nullmessungen mit zweiminütigem Abstand. Der Bildpunkt mit den meisten Einträgen hat jeweils die Nummer (0/0)*

- Eine Messung kann aus beliebig vielen Einzelmessungen bestehen, die automatisch nacheinander vorgenommen und addiert werden. Durch Erhöhung der Anzahl der Einzelmessungen kann folglich der statistische Fehler der Messung verringert werden, wodurch sich jedoch die systematische Verschiebung vergrößert. Die durchgeführten Messungen bestehen in der Regel aus 100 Einzelmesssungen.
- Die Belichtungszeit pro Bildpunkt und Einzelmessung kann zwischen 40 und 140 μs variiert werden. Bei Verwendung der UV–Lampe aus dem ersten Aufbau erwiesen sich 60 μs als Minimum, um über kurzzeitige periodische Schwankungen der Intensität der Lichtquelle zu mitteln.

Die spektrale Empfindlichkeit der CCD–Kamera ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

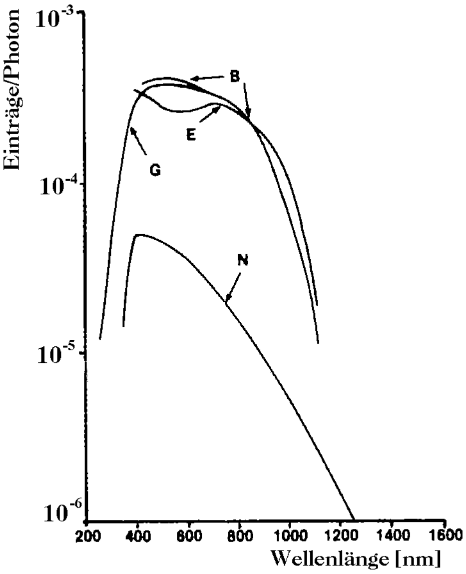

Abbildung 4.5: *Spektrale Empfindlichkeit der CCD–Kamera. Die Anzahl der Einträge pro Photon ist in Abhängigkeit der Wellenlänge der Photonen aufgetragen. Die verwendete Kamera ist das Modell G [EGG 79]*

4.4 Die verschiedenen Meßaufbauten mit einer CCD–Kamera

4.4.1 Aufbau 1 zur Untersuchung gerader und gebogener Fasern

Zur Realisierung der ersten Messungen wurde ein einfacher mechanischer Aufbau benutzt, der im folgenden beschrieben werden soll.

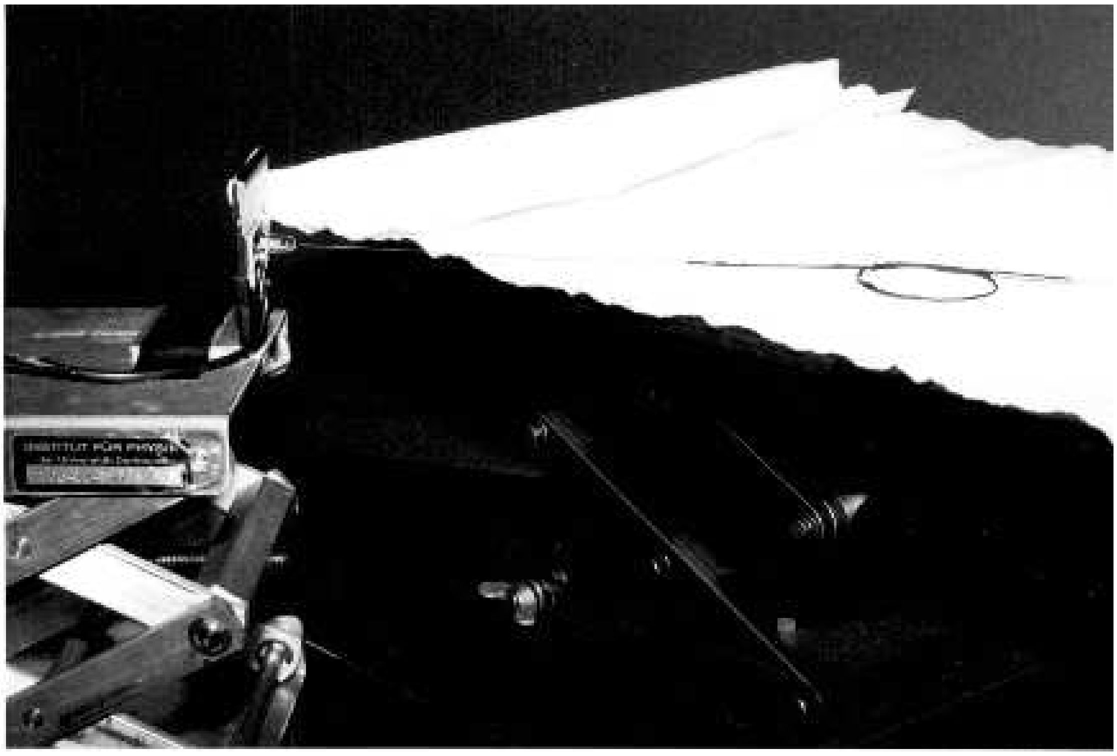

Abbildung 4.6: *Das Prinzip des ersten Aufbaus. Das Photo zeigt zwei der drei Labortische. Auf dem rechten Tisch liegt eine zu einer Schleife gebundene Faser, die im gebogenen Teil geschwärzt ist. Auf dem linken Tisch ist eine LED montiert, die zur Lichteinkopplung in die Faser benutzt wird. Bei der abgebildeten LED handelt es sich um eine blau emittierende LED, die nur bei Aufbau 2 verwendet worden ist*

Die verwendete LED[8], die untersuchte Faser und die CCD–Kamera werden jeweils auf einem Labortisch befestigt. Die Labortische können vertikal verstellt werden und sind horizontal frei beweglich, so daß die Ankopplungen an die Faser beliebig einzustellen sind. Abbildung 4.6 verdeutlicht das Prinzip dieses Aufbaus anhand eines Photos.

Zum mechanischen Schutz der Faser ist der Labortisch, der die Faser hält, mit einem weichen Tuch bedeckt. Darauf wird die Faser so gelegt, daß beide Enden etwa drei Zentimeter über den Labortischrand ragen. Soll die Messung an einer geraden Faser erfolgen, muß die Faser seitlich stabilisiert werden. Dies geschieht durch zwei Aluminiumblöcke, die einige Zentimeter kürzer sind als die Faser, zwischen die die Faser locker eingeklemmt wird. Die Stabilisierung ist nötig, da die Fasern sonst eine leichte Krümmung aufweisen. Soll die Messung an einer gebogenen Faser erfolgen, wird die Faser zu einer Schleife gebunden, die lose auf den Labortisch gelegt wird.

An die Faser wird nun die CCD–Kamera ausgerichtet, deren Frontseite mit einem Stück Pappe gegen Restlichteinfall geschützt ist. In der Pappe, die einen Abstand von einem

---

[8] mit dem Aufbau 1 wurde ausschließlich eine grüne LED mit mattierter Oberfläche verwendet. Die Abstrahlcharakteristik zeigt Abbildung 4.20.

Zentimeter zur Glasschicht der Kamera hat, befindet sich ein Loch mit einem Durchmesser von zwei Millimetern. Durch dieses Loch kann die Faser mit dem Ausleseende bis an die Glasschicht geschoben werden. Es wird ein Abstand des Faserendes von der Glasschicht von etwa 0,1 mm eingestellt.

Die bei diesem Aufbau verwendete UV–Lampe ist eine Xenon–Hochdrucklampe[9], die so in einer Kiste untergebracht ist, daß das Licht nur durch einen Spalt veränderlicher Größe austreten kann. Durch diesen Spalt kann die Intensität des die Faser treffenden Lichtes eingestellt werden. Der Abstand des Spaltes von der Faser beträgt 2 cm. Der Ort der Lichteinstrahlung auf die Faser und der Abstand des Spaltes von der Faser kann auf 2 mm genau reproduziert werden. Um eine Untergrundmessung durchzuführen, wird der Spalt mit Aluminiumfolie abgedeckt.

Bei Lichteinkopplung durch eine LED hängen die Winkelverteilung und die Intensität des Faserlichtes empfindlich von der Justierung der LED zur Faser ab. Um die Reproduzierbarkeit der Ankopplung zu verbessern, kann eine Mattscheibe verwendet werden, die mit einem Abstand von etwa 0,5 mm zum Faseranfang senkrecht zur Faser angebracht wird. Diese Mattscheibe wird mit der LED aus einer Entfernung von 5 cm beleuchtet. Abbildung 4.9 zeigt ein Photo dieser Konstruktion.

4.4.2 Aufbau 2 zur Untersuchung gerader und gebogener Fasern

Der zweite Aufbau wurde speziell mit dem Ziel konstruiert, die Intensitätsverluste beim Biegen einer Faser mit einer Genauigkeit von mindestens 1 % zu untersuchen. Die Faserbehandlung sollte dabei möglichst der Behandlung der Fasern in einer Zelle des SpaCals entsprechen. Die Erfahrungen mit dem ersten Aufbau zeigten, daß die mechanischen Berührungspunkte der Faser während einer Meßreihe unverändert bleiben müssen, da sie die Lichtleitung empfindlich beeinflussen können. Des weiteren sollten die Ankopplungen sowohl der Lichtquelle als auch der CCD–Kamera an die Faser während einer Meßreihe unverändert bleiben. Dies konnte mit dem Aufbau, der in Abbildung 4.7 skizziert ist, erreicht werden. Ein Photo des Aufbaus zeigt Abbildung 4.8.

Die Faser wird an drei Halterungen befestigt. Die Halterungen sind aus PVC[10] hergestellt und haben eine horizontale Querschnittsfläche von $1,1 \times 4$ cm^2. In die obere Fläche wurde jeweils eine Rille eingeschliffen, die etwas schmaler als 0,5 mm ist. In diese Rille kann die Faser eingelegt werden. Jeweils eine 3 mm dicke PVC–Platte kann durch zwei Schrauben so an die Halterung angezogen werden, daß die Faser festgeklemmt wird. Da PVC weicher als das Fasermantel–Material ist und sehr leichter Druck zum Halten der Faser ausreicht, wird die Faser durch die Halterungen nicht beschädigt. Untersuchungen der Faseroberfläche mit einem Mikroskop zeigten keine Veränderungen durch das Einklemmen.

Die Halterungen 1 und 2 sind fest auf einer optischen Bank montiert. Die Halterung 3 ist fest an der CCD–Kamera montiert, so daß die Ankopplung des Ausleseendes der Faser an die Bildfläche der CCD–Kamera unveränderlich ist. Die CCD–Kamera ist über einen Mikrometerwagen auf der optischen Bank montiert. Der Mikrometerwagen ermöglicht eine Verschiebung der CCD–Kamera in Richtung der Faserachse. Durch eine Verringerung des Abstandes x zwischen den Halterungen 2 und 3 wird die Faser gebogen und so ausgelenkt, daß

---

[9] XBO 150 W der Firma Spindler&Hoyer.

[10] Polyvinylchlorid.

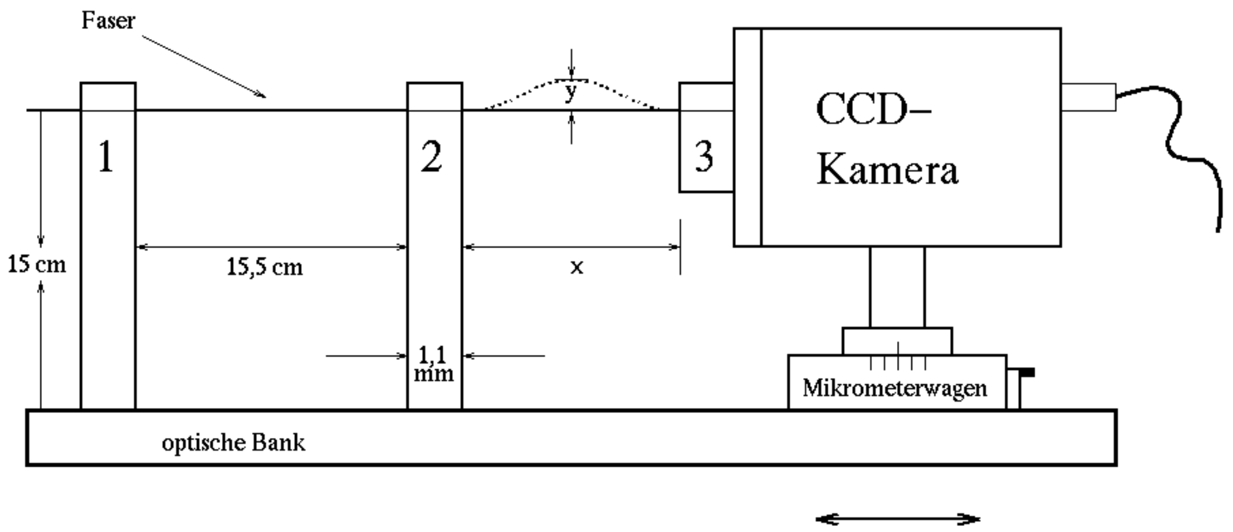

Abbildung 4.7: *Skizze des zweiten Aufbaus. Die drei Faserhalterungen sind numeriert. Die Halterungen 1 und 2 und ein Mikrometerwagen sind fest auf einer optischen Bank montiert. Auf dem Mikrometerwagen ist die Kamera, und an ihr die Halterung 3 fest montiert. Der obere Teil des Mikrometerwagens läßt sich so verschieben, daß der Abstand x der Halterungen 2 und 3 verringert wird. Die daraus resultierende Biegung der Faser ist gepunktet eingezeichnet*

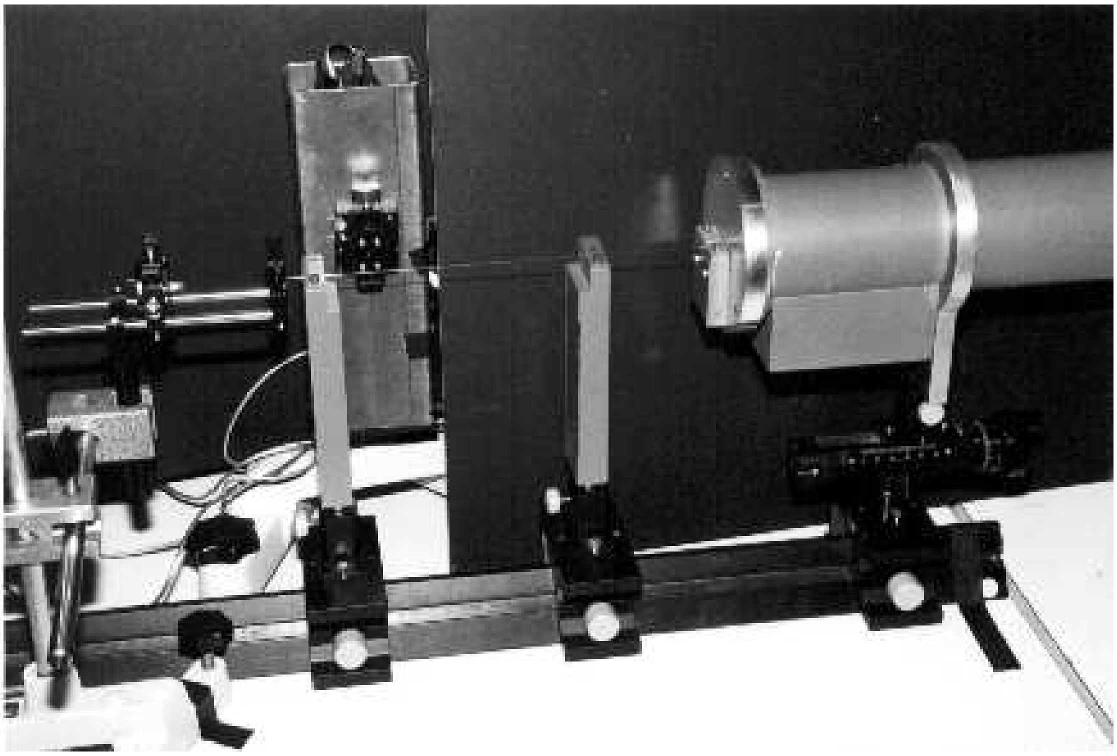

Abbildung 4.8: *Photo des zweiten Aufbaus. Die Beschreibung kann Abbildung 4.7 entnommen werden. Das Photo zeigt zusätzlich im Bild links die verwendete Konstruktion aus LED und Mattscheibe und im Hintergrund die UV–Lampe in ihrem Gehäuse. In Höhe der Faser ist der einstellbare Spalt zu sehen*

sie einen maximalen Abstand y von der geraden Position erhält. Siehe dazu Abbildung 4.7. Der Abstand x kann auf 10 μm genau reproduziert werden. Die Abhängigkeit der Größe y von der Verringerung des Abstandes x um den Betrag Δx ist der Tabelle 4.1 zu entnehmen.

Δx [mm]	y [mm]	r_{min} [mm]
0	0	∞
1	5,5	
2	8	100
4	12	86
6	15	
8	16,5	52
10	19	
15	22	37
20	25,5	
30	30	25

Tabelle 4.1: Die Abhängigkeit der Auslenkung y und des minimalen Radius r_{min} von der Verringerung des Abstandes x um den Betrag Δx

Die resultierende Form der Faserbiegung entspricht der im SpaCal vorkommenden Biegung, wenn man nur eine Hälfte des gebogenen Teils betrachtet. Der Abstand x beträgt daher bei allen Meßreihen für gerade Fasern 90 mm; dies ist die doppelte Länge des Faserbündels der SpaCal–Prototypen. Dies bedeutet, daß Einflüsse der eigentlichen Biegung durch diesen Aufbau stärker sind als beim SpaCal, während Effekte, die durch den Rand der Halterung entstehen können, direkt vergleichbar sind. Es ist sicherlich nicht angebracht, die durch diesen Aufbau gemessenen Werte für einen Intensitätsunterschied einfach durch den Faktor zwei zu teilen, um dem SpaCal entsprechende Werte zu erhalten. Die gemessenen Werte geben jedoch eine obere Grenze für beim SpaCal mögliche Intensitätsunterschiede an.

Die drei Halterungen werden mit Hilfe eines Lasers so justiert, daß die eingelegte Faser bei $\Delta x = 0$ gerade ist. Die Halterung 3 ist so an der Frontseite der CCD–Kamera justiert, daß sich das Faserende in der Mitte der Bildfläche befindet. Die Halterung 3 ist dabei an einer Aluminiumscheibe befestigt, die lichtdicht zur CCD–Kamera abschließt und nur ein 1,5 mm–Loch zur Durchführung der Faser enthält. Dadurch ist gewährleistet, daß nur Faserlicht die Bildfläche treffen kann.

Der Abstand der Halterungen 1 und 2 ist so eingestellt, daß das der Kamera abgewandte Faserende etwa $2-3$ cm aus der Halterung 1 herausragt. Auf dieser Länge bleibt die Faser aufgrund ihrer Eigenstabilität gerade, ohne gestützt werden zu müssen. Da dieses Faserende während einer Meßreihe eine konstante Position bezüglich der optischen Bank hat, erfolgt die Justage der Lichtquellen einmalig vor der ersten Messung und bleibt danach unverändert.

Bei diesem Aufbau wurde die grüne LED aus Aufbau 1 benutzt, außerdem eine blaue LED mit klarem Gehäuse, die sich neben der Wellenlänge auch in der Winkelverteilung des abgestrahlen Lichtes von der grünen LED unterscheidet, siehe Abbildung 4.20. Es wird auch bei diesem Aufbau eine Mattscheibe verwendet. Durch die Verwendung dieser Mattscheibe

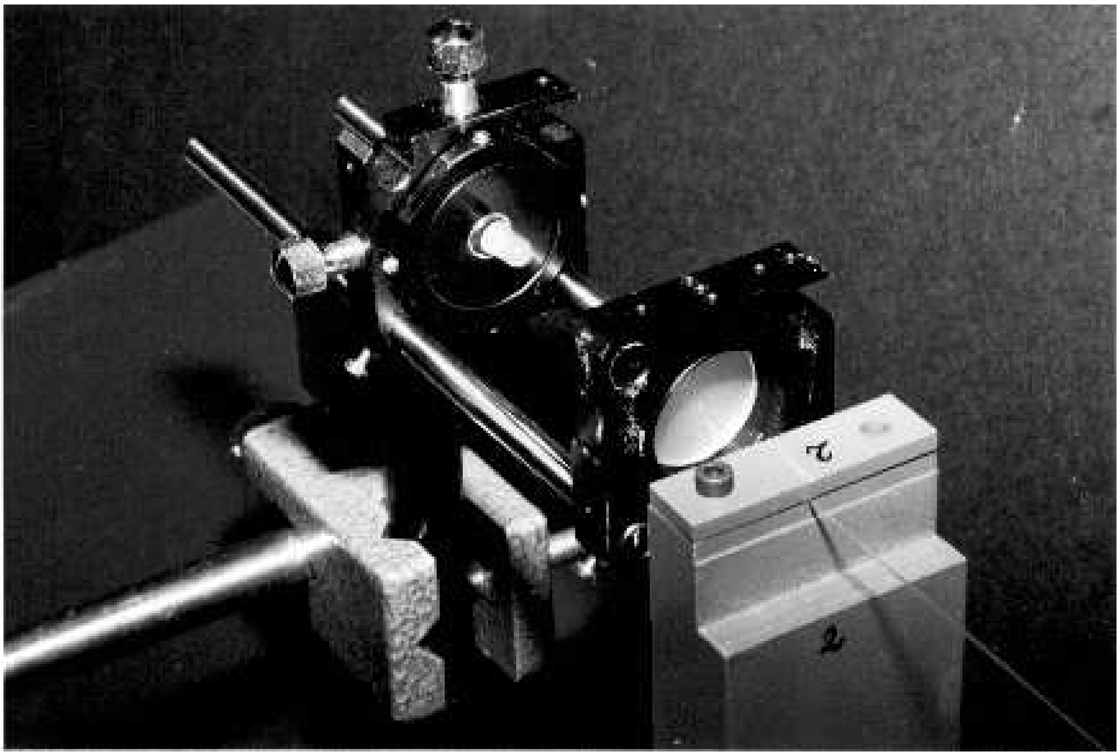

Abbildung 4.9: *Photo der Ankopplung der LED über eine Mattscheibe an die Faser. Die zu untersuchende Faser ist in Aufbau 2 eingebaut. Sie verläuft von der rechten unteren Bildecke diagonal bis zur Mattscheibe. Die abgebildete Halterung 1 ist zur Verwirrung mit der Ziffer 2 gekennzeichnet. Die Mattscheibe wird von der LED in einem Abstand von etwa 5 cm beleuchtet*

kann eine Nullmessung durchgeführt werden, ohne die Spannungsversorgung der Leuchtdiode zu unterbrechen, indem zwischen der LED und der Mattscheibe eine lichtundurchlässige Metallscheibe angebracht wird. Ein Photo der Ankopplung der grünen LED über die Mattscheibe an die Faser zeigt Abbildung 4.9. Während einer Messung wird die Konstruktion aus LED und Mattscheibe durch ein Metallgehäuse abgedeckt. Hiermit wird verhindert, daß Streulicht der LED die Faser treffen und so eventuell die Messung verfälschen kann.

Die beim Aufbau 1 verwendete UV–Lampe erwies sich als nicht optimal, da sie einen sehr hohen Anteil sichtbaren Lichtes abstrahlt, durch ihre Größe sehr unhandlich ist und stark in der Lichtintensität schwankt. Die bei diesem Aufbau verwendete UV–Lampe ist eine Leuchtstoffröhre[11]. Da kein Datenblatt zur Verfügung stand, wurde eine eigene Messung des Emissionspektrums an einem Monochromator durchgeführt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.10. Die Lampe ist in einem Gehäuse mit den Maßen $6 \times 8 \times 24$ cm^3 untergebracht. Das Licht kann nur durch ein etwa 1 cm großes Loch austreten, vor dem ein Spalt mit veränderlicher Breite angebracht ist. Durch Veränderung der Spaltbreite kann die Intensität des die Faser treffenden Lichtes variiert werden. Die Faser wird dabei auf einer

---

[11] ‚Schwarzlichtröhre', der Hersteller ist unbekannt.

axialen Länge von unter einem Millimeter beleuchtet, und zwar gleichmäßig über ihren gesamten Querschnitt. In das Gehäuse ist außerdem ein Photowiderstand eingebaut, mit dem die Lichtintensität der Lampe kontrolliert werden kann. Die Lampe ist auf dem Photo der Abbildung 4.8 zu sehen.

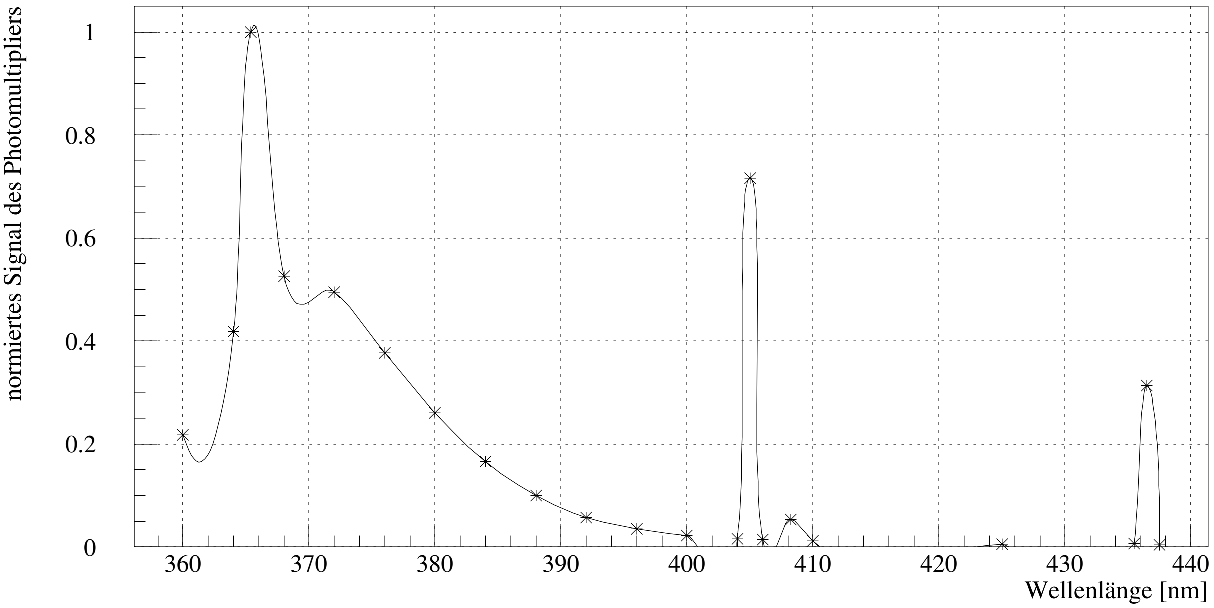

Abbildung 4.10: *Emissionsspektrum der verwendeten UV–Lampe*

Es wurde eine Eichkurve des Photowiderstandes aufgenommen. Dazu wurden über einen Zeitraum von 70 Minuten mehrere Messungen durchgeführt, in denen eine Faser mit dem Licht der Lampe bestrahlt und das resultierende Kamerasignal aufgenommen wurde. Gleichzeitig ist bei jeder Messung der Wert des Photowiderstandes ermittelt worden. Die Abhängigkeit des Kamerasignals von dem Wert des Photowiderstandes ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Es ist ein Fehler des Kamerasignals von 0,3% eingezeichnet. Die Betriebsspannung der UV–Lampe blieb während dieser Meßreihe konstant. Man erkennt, daß sich die Lichtintensität der UV–Lampe in einem Zeitraum von 70 Minuten um etwa 10% verändern kann. Durch Verwendung des Photowiderstandes kann der Fehler einer Messung auf etwa 0,3% reduziert werden. Bei allen Messungen mit der UV–Lampe wird daher das Signal der CCD–Kamera um den Wert des Photowiderstandes korrigiert.

4.4.3 Aufbau zur Ausübung von Druck auf eine Faser

Bei den Justiermessungen mit Aufbau 2 zeigte sich, daß die Intensität des aus der Faser austretenden Lichtes stark von dem durch die Halterung ausgeübten Druck abhängt. Um diesen Einfluß genauer zu untersuchen, wird folgender Aufbau verwendet:

Die Faser wird in den unveränderten Aufbau 2 eingelegt und nur an den Halterungen 1 und 2 leicht festgeklemmt. Bei Halterung 3 werden die Schrauben nicht angezogen; sie dienen lediglich als Führung der oberen Halteplatte. Auf die Halteplatte werden nun verschiedene

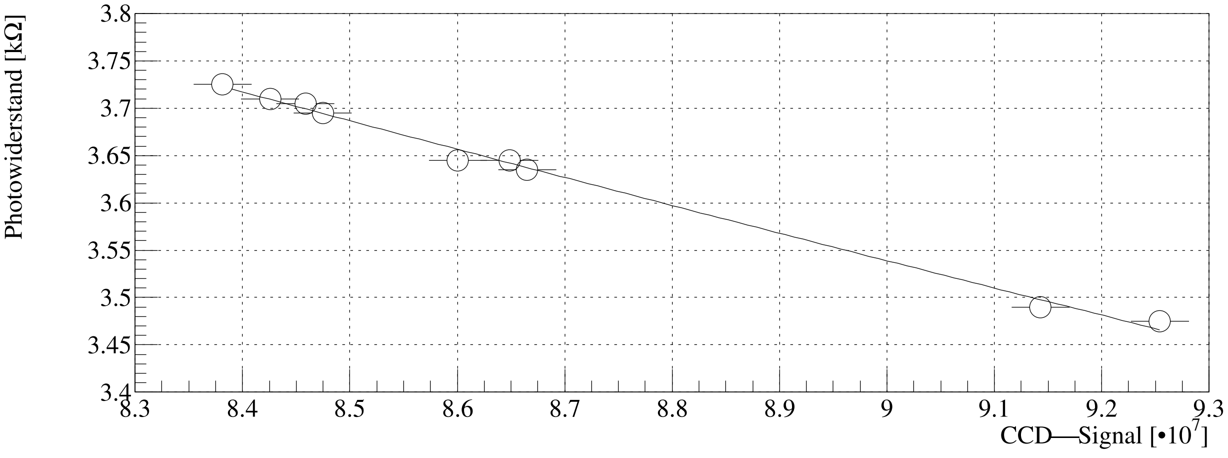

Abbildung 4.11: *Eichkurve des Photowiderstandes*

Gewichte gelegt. Es kann so die Abhängigkeit der Lichtintensität von dem aufgelegten Gewicht, das heißt von dem ausgeübten Druck, gemessen werden. Zur Verdeutlichung des Aufbaus kann das Photo der Abbildung 4.12 betrachtet werden. Die benutzten Gewichte sind allerdings nicht abgebildet.

4.5 Die Auswertung der CCD-Daten

Die Auswertung der Daten ist je nach Untersuchungsziel unterschiedlich. Die Daten können sowohl zur Untersuchung der Winkelverteilung des Faserlichtes als auch zur Bestimmung der gesamten Lichtintensität verwendet werden.

4.5.1 Die Bestimmung der räumlichen Verteilung des Faserlichtes

Die räumliche Verteilung eines Signals kann in einer dreidimensionalen Graphik dargestellt werden oder in einem zweidimensionalen Schnitt durch das Signalmaximum. Zum Vergleich zweier Signale mit unterschiedlicher räumlicher Verteilung werden die Signale auf den jeweiligen Maximaleintrag normiert und zusammen abgebildet, wobei sich die Maxima überdecken. Abbildung 4.13 zeigt ein typisches Signal.

Die gemessenen Signale geben die räumliche Intensitätsverteilung des Faserlichtes auf einer Ebene senkrecht zur Faserachse an. Die Angabe einer Winkelverteilung im Sinne einer Intensität I in Abhängigkeit eines Winkels θ, $I = I(\theta)$, ist *nicht* möglich, da der Ort des Austrittspunktes eines Lichtstrahls aus der Fläche des Faserendes nicht gemessen werden kann. Ein solcher Winkel kann daher nur definiert werden, wenn der Faserquerschnitt als punktförmig angenommen werden kann, also wenn der Abstand k der Faser zur Bildfläche der Kamera groß gegen den Faserdurchmesser ist. Dies ist bei den durchgeführten Messungen nicht der Fall. Außerdem befindet sich vor der Bildfläche eine Glasschicht einer Dicke

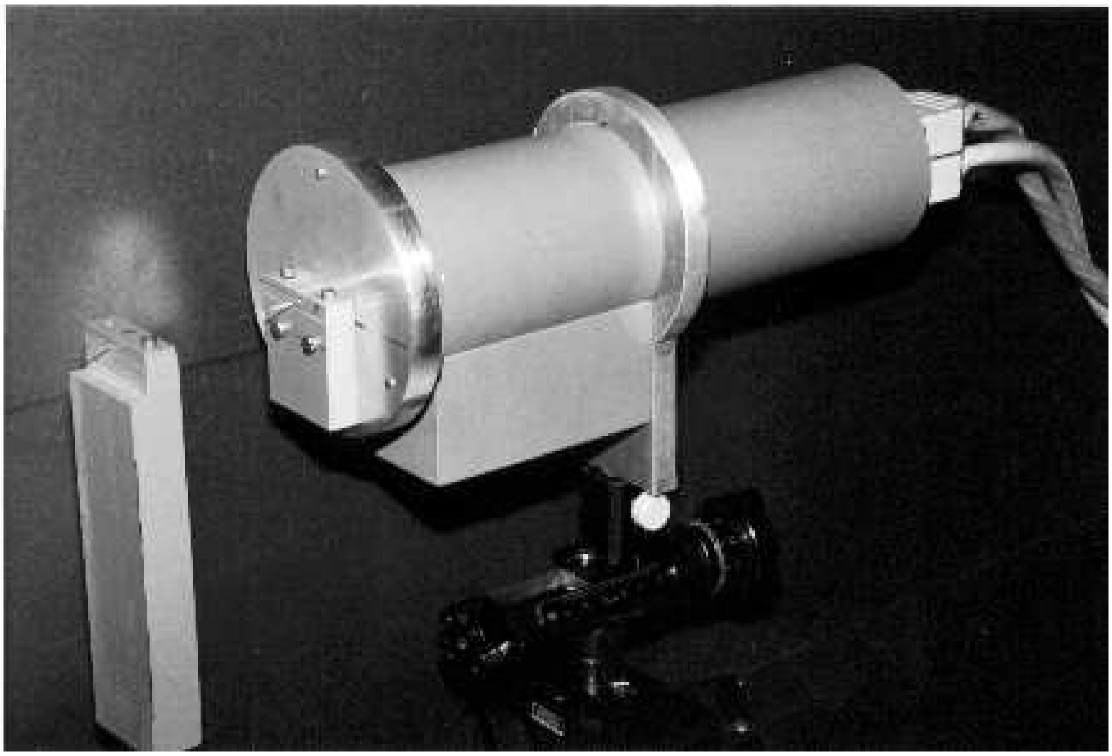

Abbildung 4.12: *Photo der CCD–Kamera bei Aufbau 2. Man sieht die Befestigung der Kamera auf dem Mikrometerwagen sowie die Faserhalterungen 2 und 3. Auf die Halterung 3, die direkt an der Kamera befestigt ist, können verschiedene Gewichte zur Ausübung von Druck auf die Faser gelegt werden*

von ungefähr zwei Millimetern, die mehrfach vergütet ist, so daß das genaue Lichtverhalten beim Durchgang durch die Glasschicht und der genaue Abstand k nicht bekannt sind. Diese Einschränkung spielt jedoch keine bedeutende Rolle, da nur Vergleichsmessungen des Faserlichtes bei gleicher Faser mit unveränderter Ankopplung an die Kamera bei unterschiedlicher Lichterzeugung durchgeführt werden.

4.5.2 Die Bestimmung der Intensität des Faserlichtes

Um die Intensität des Faserlichtes zu bestimmen, wird ein Integral des Signals berechnet. Die Anzahl der dabei berücksichtigten Bildpunkte kann an die räumliche Ausdehnung des Signals angepaßt werden. Es wird über eine Fläche integriert, in deren Mitte das Signalmaximum liegt und deren Größe so gewählt wird, daß der Minimaleintrag der berücksichtigten Bildpunkte etwa ein Prozent des Maximaleintrages entspricht. Im Vergleich zur Berechnung eines Integrals über die gesamte Bildfläche kann so der Einfluß des Untergrundes verringert werden, da Bildpunkte mit schlechtem Signal/Rausch–Verhältnis etwa kleiner als 10 unberücksichtigt bleiben. Durch diese Wahl der Integralgröße werden etwa 95% des Faserlichtes ausgewertet. Bei einer Meßreihe bleiben die Integralgrenzen konstant, um vergleichbare Meßergebnisse zu erhalten. Diese Methode der Intensitätsbestimmung mit einer CCD–Kamera ist im Vor-

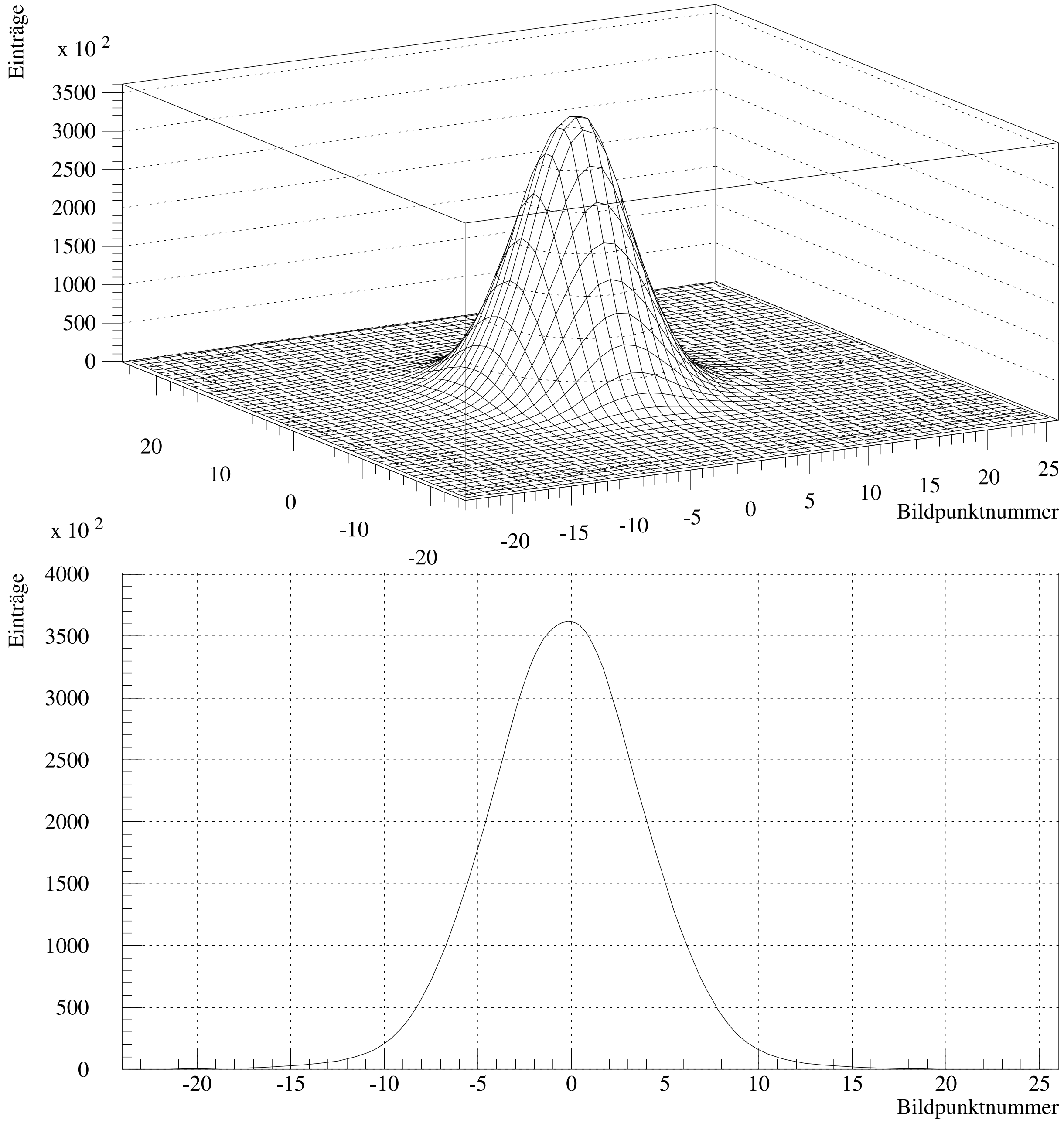

Abbildung 4.13: *Darstellung eines typischen Fasersignals. Oben: dreidimensionale Graphik, unten: zweidimensionaler Schnitt durch das Signalmaximum*

teil gegenüber der Benutzung eines nicht ortssensitiven Photomultipliers, da der Anteil des nicht berücksichtigten Lichtanteils bei jeder Messung abgeschätzt werden kann, was bei einem Photomultiplier nicht möglich ist. Durch eine Nichtberücksichtigung von Strahlen mit großem Winkel θ kann bei Meßreihen ein systematischer Fehler entstehen. Der Winkel θ wurde in Abbildung 3.5 definiert.

Wie bereits weiter oben erwähnt, entsteht der Restuntergrund zu einem großen Teil durch eine langsame, über die Bildfläche konstante Veränderung des ursprünglichen Untergrundes, während statistische Rauscheffekte bei einer hohen Zahl an Einzelmessungen vergleichsweise klein sind. Um den Einfluß des Untergrundes weiter zu verringern, kann daher bei jeder Messung der mittlere Eintrag der Bildpunkte einer Randspalte ermittelt und als Restuntergrund von allen Bildpunkten abgezogen werden. Es wird dabei angenommen, daß die Einträge in der ersten Spalte durch Untergrund hervorgerufen sind und nicht durch Faserlicht. Ein Abweichen der tatsächlichen Verhältnisse von dieser Annahme führt zu einem systematischen Fehler. Dies ist der Fall, wenn Signale verglichen werden, die eine besonders breite Form haben. Ein deutlicher systematischer Fehler ist zu erwarten, wenn sich bei einer Meßreihe die Form der Signale verändern kann. Vergleicht man die Ergebnisse einer Meßreihe bei unterschiedlicher Auswertung, so erkennt man, daß der systematische Fehler klein ist gegen den Gewinn an Reproduzierbarkeit einer einzelnen Messung. Es zeigt sich jedoch, daß bei Lichtanregung durch UV–Licht auch am Bildrand das Lichtsignal größer als der Restuntergrund ist. In diesem Fall wird auf den Abzug von Restuntergrund verzichtet. Im folgenden werden die Auswirkungen der verschiedenen Auswertungsmethoden an einem Beispiel verdeutlicht.

Abbildung 4.14 zeigt die Ergebnisse einer Messung zur Untersuchung der Linearität der CCD-Kamera. Die Messung wurde mit Aufbau 2 durchgeführt. Das Faserlicht wurde mit der grünen LED eingekoppelt. Zwischen der LED und der Faser konnten Graufilter mit unterschiedlicher Transmission angebracht werden; unmittelbar vor der Faser befand sich eine Mattscheibe. Die Transmission gibt das Verhältnis der Intensität des durch den Filter durchgelassenen Lichtes zur Intensität des einfallenden Lichtes an. In den drei Graphiken ist das Kamerasignal in Abhängigkeit von der Transmission des Filters aufgetragen, wobei das Kamerasignal unterschiedlich ausgewertet worden ist. Die erhaltenen Werte sind auf den jeweiligen Wert bei $T = 1\%$ normiert.

Die obere Graphik zeigt das Verhalten der Maximaleinträge. Man sieht, daß die Kamera in einem Bereich von mindestens drei Größenordnungen linear ist. Zu niedrigeren Intensitäten hin wurden keine Messungen durchgeführt. In die Graphik ist die Funktion $f(T) = T$ eingezeichnet, die den Kurvenverlauf bei exakter Linearität beschreibt. Mögliche Fehler der Messungen sind Schwankungen der Lichtintensität der LED und vor allem Abweichungen der Transmission der Filter von den angegebenen Werten. Die Genauigkeit der Filtereichung ist leider nicht bekannt. Die vom Kamerahersteller angegebene maximale Abweichung von der Linearität von 1% bei einem Bildpunkt ist mit den gemessenen Werten verträglich. Bei zu hoher Lichtintensität tritt eine Sättigung auf. Anhand Abbildung 4.15 ist zu erkennen, daß im Sättigungsbereich die Signale mit zunehmender Intensität eine immer breitere Form annehmen, im linearen Bereich die Signalform jedoch unabhängig von der Intensität ist. Der zu erkennende leichte Unterschied der beiden Signale kann auf Einflüsse der unterschiedlichen verwendeten Graufilter zurückgeführt werden. Das zu erkennende kleine Nebenmaximum mit einer Höhe von 10^{-3} kann dem Restuntergrund zugeschrieben werden,

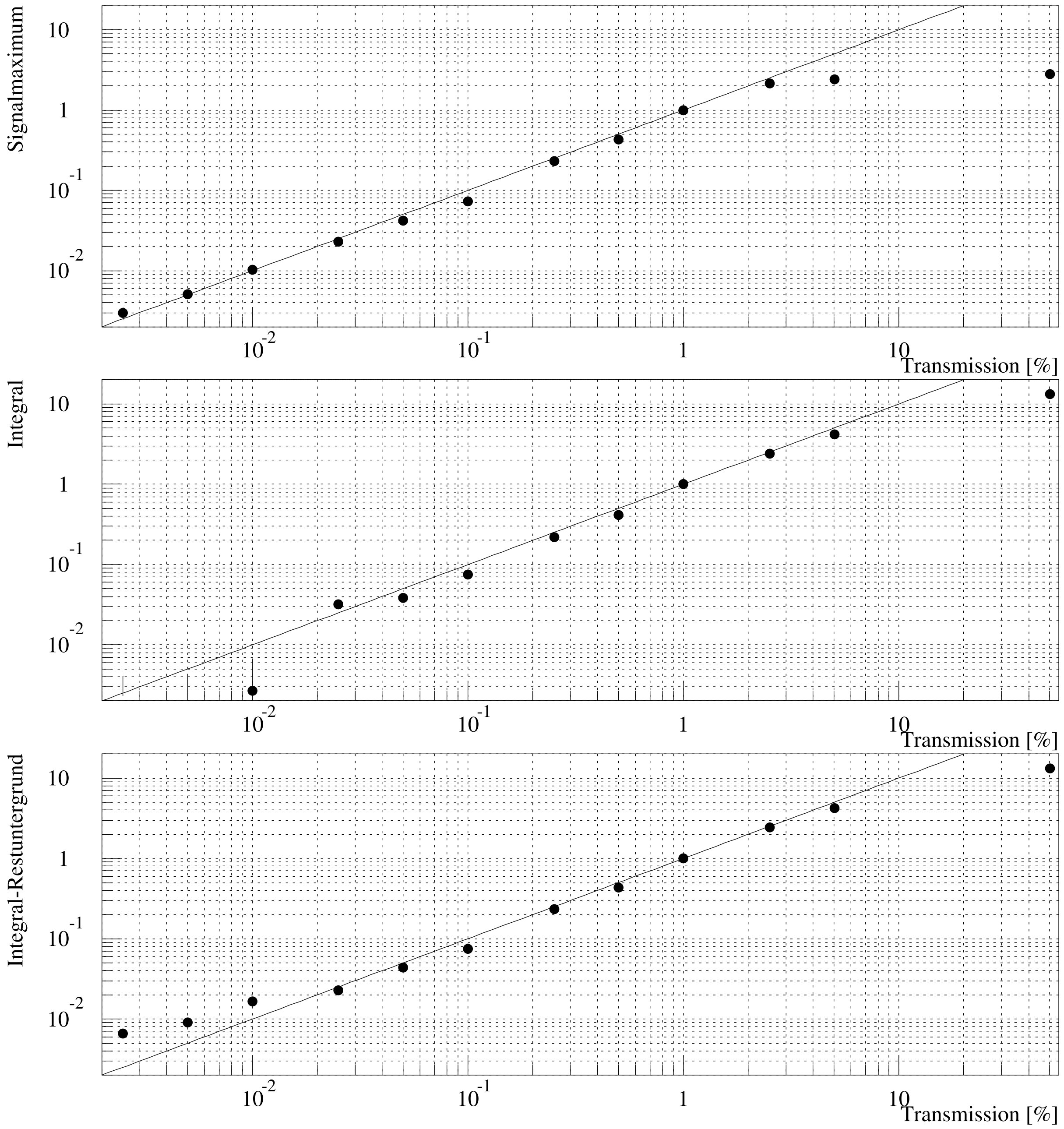

Abbildung 4.14: *Linearität der CCD–Kamera. Die Graphiken zeigen die Ergebnisse einer Messung, bei der eine Faser mit einer LED beleuchtet wurde; zwischen LED und Faser waren Graufilter mit unterschiedlicher Transmission angebracht. Aufgetragen ist jeweils das Kamerasignal in Abhängigkeit von der Transmission des Filters. Die obere Graphik zeigt das Verhalten der Maximaleinträge, die mittlere das eines Integrals über* 27×27 *Bildpunkte; bei der unteren Graphik wurde der Wert des Integrals um den Restuntergrund korrigiert. Zur Verdeutlichung des linearen Verhaltens ist jeweils die Funktion* $f(T) = T$ *eingezeichnet*

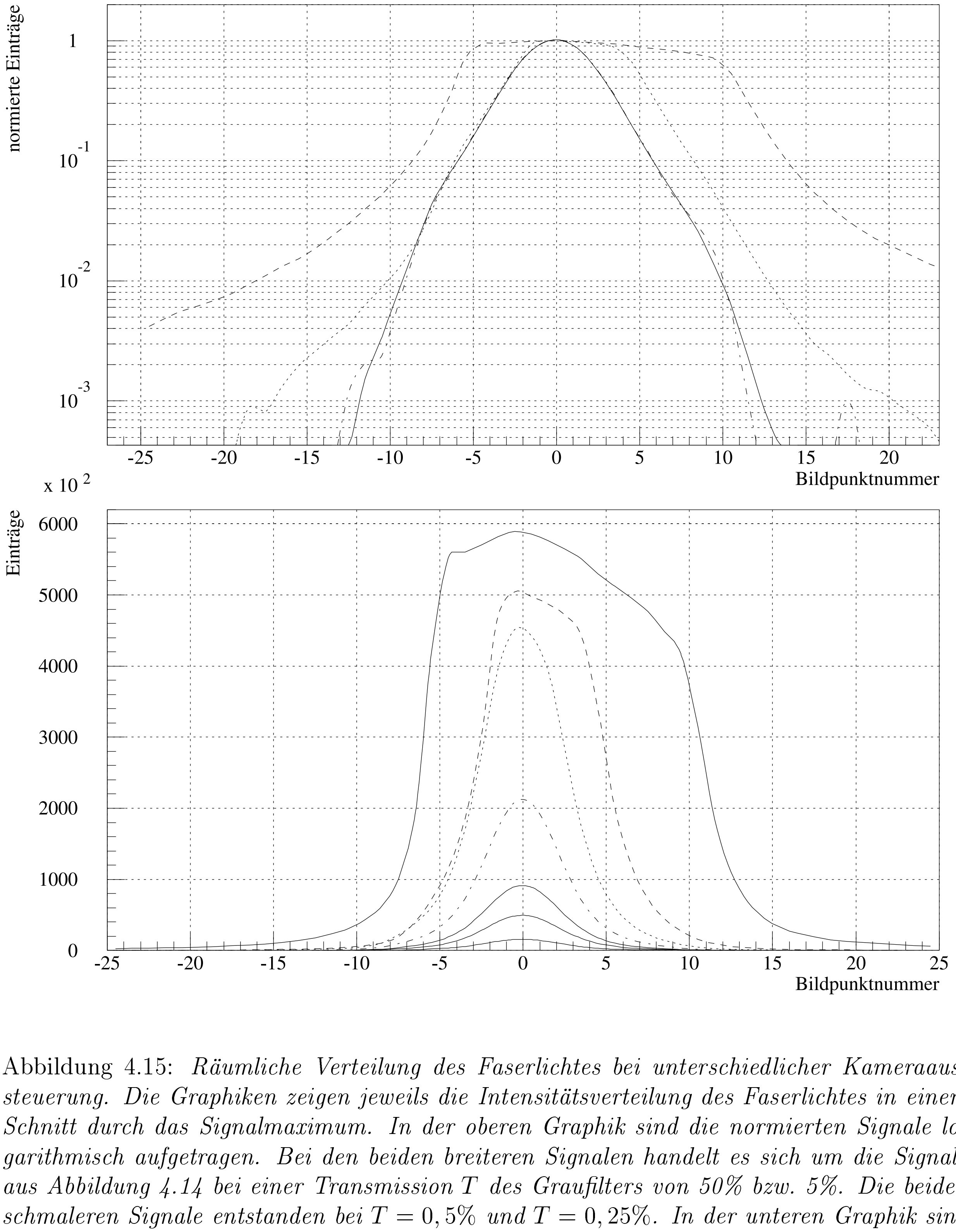

Abbildung 4.15: *Räumliche Verteilung des Faserlichtes bei unterschiedlicher Kameraaussteuerung. Die Graphiken zeigen jeweils die Intensitätsverteilung des Faserlichtes in einem Schnitt durch das Signalmaximum. In der oberen Graphik sind die normierten Signale logarithmisch aufgetragen. Bei den beiden breiteren Signalen handelt es sich um die Signale aus Abbildung 4.14 bei einer Transmission T des Graufilters von 50% bzw. 5%. Die beiden schmaleren Signale entstanden bei $T = 0,5\%$ und $T = 0,25\%$. In der unteren Graphik sind die nichtnormierten Signale linear aufgetragen. Es handelt sich dabei um die Signale bei* $0,1\% \leq T \leq 50\%$

da dieser Wert bereits um einen Faktor von 10^4 kleiner ist als der maximal erreichbare Wert im linearen Bereich der Kamera.

Die mittlere Graphik der Abbildung 4.14 zeigt das Verhalten der Integrale. Es wurde dabei jeweils über 27×27 Bildpunkte integriert. Der lineare Bereich ist im Vergleich zum Verhalten der Maximaleinträge bei hohen Intensitäten verbessert. Bei Signalen mit niedriger Intensität ist der Fehler durch den Untergrund größer, da viele Bildpunkte mit niedrigem Signal/Rausch–Verhältnis ausgewertet werden. Die Messungen mit den beiden niedrigsten Werten für die Transmission ergaben negative Werte, da der Restuntergrund bei diesen Messungen negativ war. Messungen an anderen Tagen ergaben auch positive Werte des Restuntergrundes. Die negativen Signale wurden zur Ermöglichung der logarithmischen Darstellung gleich 10^{-4} gesetzt.

Die untere Graphik der Abbildung 4.14 zeigt das Verhalten der Integrale nach Abzug des Restuntergrundes, der aus den Einträgen der ersten Spalte ermittelt worden ist. Man erkennt eine deutliche Verbesserung des Verhaltens bei niedrigen Intensitäten.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen treten nur kleine Intensitätsänderungen im Prozentbereich auf. Die bei einer Meßreihe vorkommende höchste Intensität wird immer so eingestellt, daß sie im oberen linearen Bereich liegt. Dadurch wird ein möglichst hohes Signal/Rausch–Verhältnis erreicht und es ist sichergestellt, daß die Signalform nicht durch den Sättigungseffekt verfälscht wird.

4.6 Die Messungen mit einer CCD–Kamera

4.6.1 Die Dämpfung des Mantellichtes

Wie bereits in Abschnitt 3.3.4 erwähnt wurde, ist es sehr wichtig, das Mantellicht zu dämpfen, so daß nur das Kernlicht zur Auslese kommt. Dies erreicht man durch eine Schwärzung der Faser kurz vor dem Ausleseende auf einer Länge von etwa einem Zentimeter.

Die Dämpfung des Mantellichtes zeigt anschaulich Abbildung 4.16. Sie zeigt das Signal einer Faser, deren Mantelschicht am Ausleseende in einer solchen Weise beschädigt ist, daß ein großer Teil des Mantellichtes in eine bestimmte Richtung gebrochen wird. Dieses herausgebrochene Licht erzeugt auf der Bildfläche ein zusätzliches Signal, wie es in der oberen Graphik zu sehen ist. Die Faser wurde daraufhin etwa zwei Millimeter vor dem Ausleseende mit wasserlöslicher Farbe[12] geschwärzt. Die beschädigte Stelle des Mantels liegt direkt am Ausleseende und ist ungeschwärzt. Die untere Graphik zeigt das resultierende Fasersignal. Man erkennt, daß das durch das herausgebrochene Mantellicht erzeugte Signal sehr stark gedämpft ist. Auch die Signalhöhe des Hauptsignals ist niedriger als ohne der Dämpfung des Mantellichtes, da dieses Signal sowohl durch Kernlicht als auch durch Mantellicht erzeugt wird. Abbildung 4.17 zeigt beide Signale in einem zweidimensionalen Schnitt durch das Signalmaximum.

Diese Messung wurde mit Aufbau 1 durchgeführt. Es handelt sich um eine blaue Faser[13] mit einem Durchmesser von 0,5 mm und einer Länge von 42 cm. Das Faserlicht wurde mit der grünen LED unter Verwendung der Mattscheibe eingekoppelt. Das Verhalten dieser Faser

---

[12] Plaka.

[13] Bicron BCF 12.

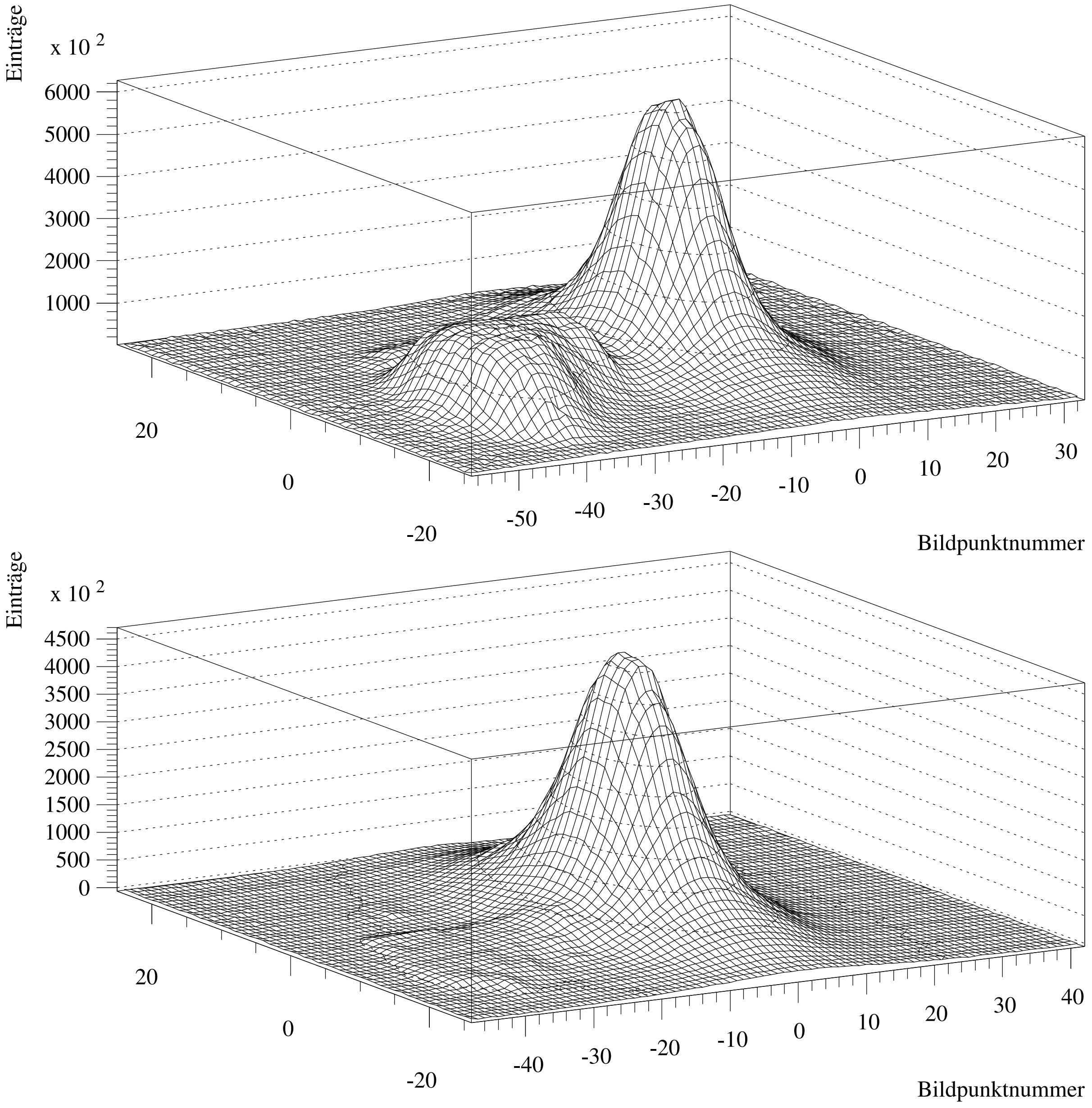

Abbildung 4.16: *Dämpfung des Mantellichtes. Gezeigt ist die dreidimensionale Darstellung eines Faserlichtsignals. Obere Graphik: Die Faser ist am Ausleseende ungeschwärzt. Die Mantelschicht ist am Ausleseende beschädigt, so daß das Mantellicht zum Teil gestreut wird und ein getrenntes Signal ergibt. Untere Graphik: Die Faser ist zur Dämpfung des Mantellichtes kurz vor dem Ausleseende geschwärzt. Das Mantellicht ist dadurch fast vollständig gedämpft*

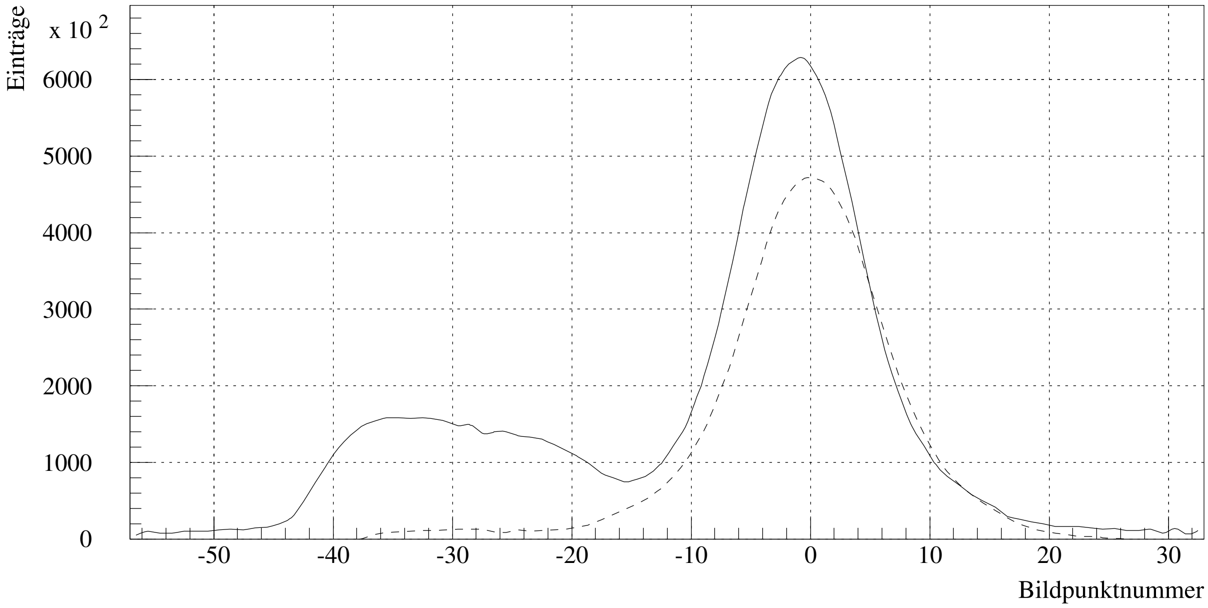

Abbildung 4.17: *Dämpfung des Mantellichtes. Gezeigt ist jeweils ein Schnitt durch die Maxima der Signale aus Abbildung 4.16*

wurde bei einer Meßreihe zur Untersuchung gebogener Fasern entdeckt. Die Beschädigung der Mantelschicht geschah unbeabsichtigt bei der Präparation der Faser. Die Faser war zu einer Schleife gebunden und somit nicht rotationssymmetrisch. Dadurch konnte die Position der Faser bezüglich einer Rotation um ihre Achse gut reproduziert werden. Der Durchmesser dieser Schleife beträgt etwa 56 mm.

Die Faser ist außerdem auf ihrem gesamten gebogenen Teil eingeschwärzt. Dies bedeutet, daß das Mantellicht, das durch die LED eingekoppelt wird, bereits vollständig gedämpft ist. Die Tatsache, daß am Ausleseende der Faser trotzdem Mantellicht nachgewiesen werden kann, zeigt, daß durch eine Biegung der Faser ein Teil des Kernlichtes in Mantellicht umgewandelt wird. Dies wurde bereits in Abschnitt 3.3.2 besprochen und konnte hiermit experimentell nachgewiesen werden.

4.6.2 Der Einfluß der Lichterzeugung auf die Winkelverteilung des Faserlichtes

Im Rahmen des SpaCal–Projektes werden Untersuchungen der Lichtmischer durchgeführt, bei denen eine Faser an verschiedenen Punkten der Eintrittsfläche des Lichtmischers angekoppelt wird. Das Licht, das an der gegenüberliegenden Seite des Lichtmischers austritt, wird auf seine Intensität hin und auf seine gleichmäßige Verteilung über die Austrittsfläche hin untersucht. Zur Erzeugung des Faserlichtes wurden bei diesen Untersuchungen bisher ausschließlich Leuchtdioden benutzt. Um für das SpaCal relevante Aussagen zu erhalten, ist es wichtig, daß das bei diesen Untersuchungen benutzte Faserlicht eine Winkelverteilung aufweist, die sich nicht deutlich von der beim Betrieb des SpaCals vorkommenden Winkelverteilung unterscheidet. Solche Unterschiede können eine Erklärung für Diskrepanzen zwischen Messungen von R. Buchholz und entsprechenden Monte–Carlo–Simulationen von Th. Deckers sein [Dec 94]. Bei den Messungen wurde zur Erzeugung des Faserlichtes eine blaue LED mit klarer Oberfläche verwendet, während Th. Deckers den Durchgang eines Elektrons durch die Faser mit isotroper Lichtabstrahlung im Faserkern entlang der Elektronenbahn simuliert hat.

Der Grund, weshalb solche Messungen mit Leuchtdioden durchgeführt werden, ist, daß diese Art der Lichterzeugung unkomplizierter ist als die alternative Verwendung einer radioaktiven Quelle oder einer UV–Lampe. Die Bestrahlung einer Faser mit einer radioaktiven Quelle, die eine handhabbare Aktivität besitzt, erzeugt eine sehr geringe Lichtintensität, die für viele Untersuchungen nicht ausreicht. Die Bestrahlung der Faser mit UV–Licht erzeugt hohe Lichtintensitäten, aber UV–Lampen haben mehrere Nachteile gegenüber Leuchtdioden. Einfache UV–Lampen weisen eine schwankende Lichtintensität auf, die während einer Messung überprüft werden muß. Die Lichtintensität einer Leuchtdiode ist im Vergleich dazu sehr stabil, so daß mit geringerem Aufwand eine bessere Reproduzierbarkeit der Ergebnisse bei Verwendung einer Leuchtdiode erzielt werden kann. Leuchtdioden können zudem einfach an die Faser angeklebt werden, wodurch eine stabile Ankopplung erreicht wird, während bei Benutzung einer UV–Lampe ein gewisser mechanischer Aufwand betrieben werden muß.

Zur Klärung dieser Problematik wurden Messungen an einer szintillierenden Faser vorgenommen, in denen der Einfluß der Lichterzeugung auf die Winkelverteilung des Faserlichtes überprüft wird. Die Erzeugung des Faserlichtes geschieht dabei entweder durch Einkopplung des Lichtes einer grünen LED mit mattierter Oberfläche, einer blauen LED mit klarer Oberfläche oder eines Lasers, oder durch Bestrahlung der Faser mit UV–Licht. Die Ankopplung der Faser an die CCD–Kamera bleibt dabei unverändert. Die Mattscheibe wurde nicht eingesetzt. Die untersuchte Faser ist kurz vor ihrem Ausleseende geschwärzt, d. h. es wird nur das Kernlicht ausgewertet. Die resultierenden Signale sind in Abbildung 4.18 bzw. 4.19 als drei- bzw. zweidimensionale Graphik dargestellt.

Man erkennt deutliche Unterschiede in der räumlichen Verteilung des Faserlichtes bei den verschiedenen Arten der Lichterzeugung. Aus der oberen Graphik der Abbildung 4.19 kann man entnehmen, daß die Verteilung bei UV–Bestrahlung eine Halbwertsbreite von 14 Bildpunkten hat; bei der Lichteinkopplung mit Leuchtdioden liegt die Halbwertsbreite bei 9 Punkten für die grüne LED und bei etwa 6 Punkten für die blaue LED. Die Lichtverteilung bei Einkopplung von Laserlicht ist mit einer Halbwertsbreite von etwa 5 Bildpunkten nur geringfügig schmaler als bei Einkopplung des Lichtes der blauen LED.

Die unterschiedliche Lichtverteilung läßt sich durch den unterschiedlichen Anteil helikaler Strahlen am Faserlicht erklären. Die theoretischen Grundlagen dazu wurden in Abschnitt 3.3 behandelt. Bei der Bestrahlung der Faser mit UV–Licht entsteht der größte Anteil helikaler Strahlen. Es entstehen so viele Strahlen mit einem sehr großen Winkel θ bis zu 90°, daß auch am Bildrand noch viele Photonen nachgewiesen werden können.

Die unterschiedliche Verteilung des Faserlichtes bei Verwendung der grünen und der blauen LED liegt nicht in der unterschiedlichen Wellenlänge des abgestrahlten Lichtes, sondern in der unterschiedlichen Abstrahlcharakteristik begründet. Abbildung 4.20 zeigt die räumliche Verteilung des von den beiden Leuchtdioden abgestrahlten Lichtes. Die obere Graphik zeigt das Kamerasignal bei Beleuchtung mit der blauen, die untere Graphik das bei Beleuchtung mit der grünen LED. Der Abstand k der Leuchtdioden zur Glasfläche der

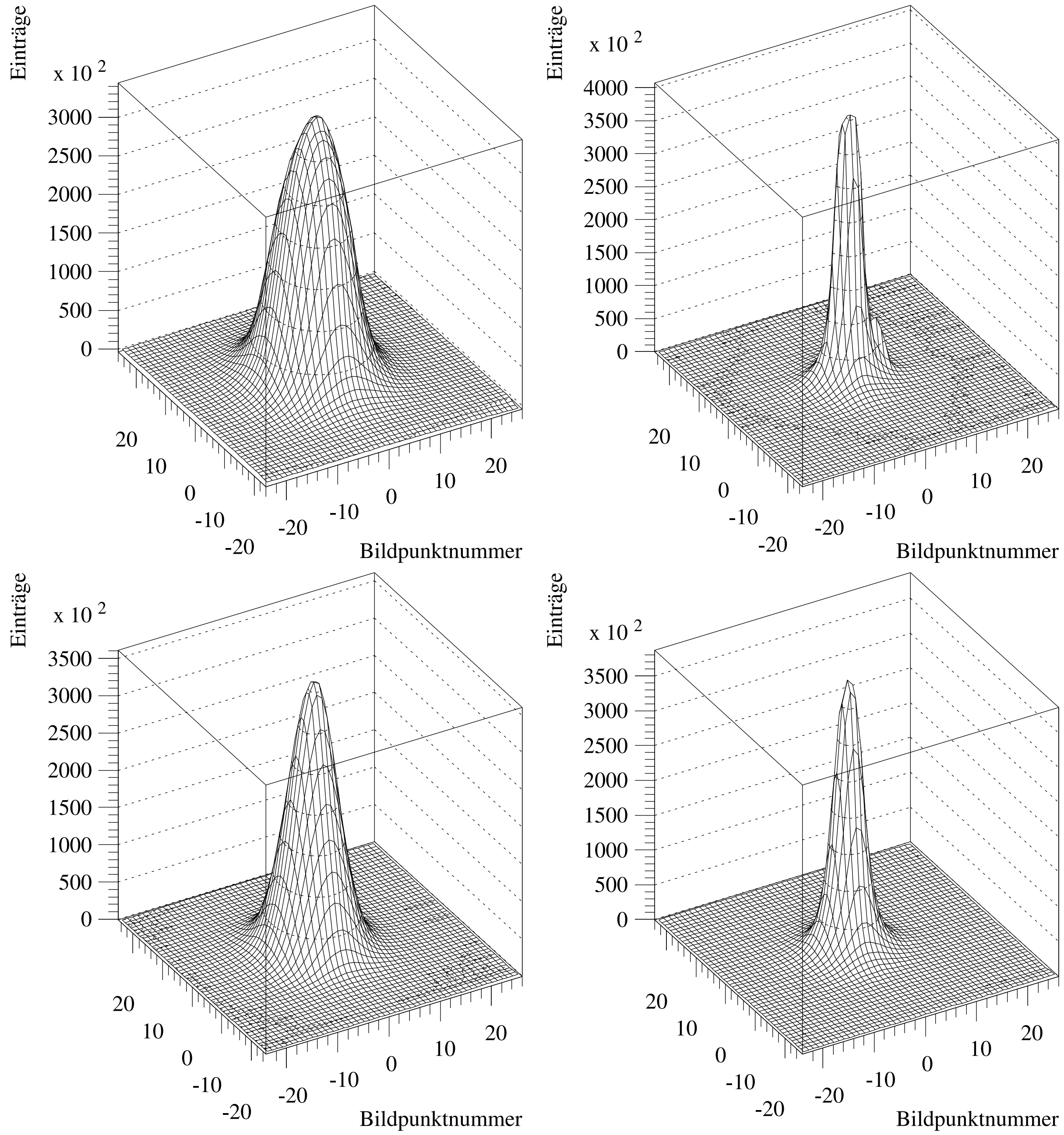

Abbildung 4.18: *Räumliche Verteilung des Faserlichtes bei unterschiedlicher Lichterzeugung. Gezeigt ist die dreidimensionale Darstellung des Faserlichtes. Die Graphiken zeigen die Signale einer Faser bei unveränderter Ankopplung an die Kamera, aber bei unterschiedlicher Lichterzeugung. Oben links: UV–Licht, oben rechts: Laser, unten links: grüne LED mit mattierter Oberfläche, unten rechts: blaue LED mit klarer Oberfläche. Die Parameter der CCD–Kamera stimmen mit denen bei der Linearitätsmessung überein. Der Vergleich mit der unteren Graphik der Abbildung 4.15 zeigt, daß die Aussteuerung der Kamera bei diesen Messungen im linearen Bereich liegt*

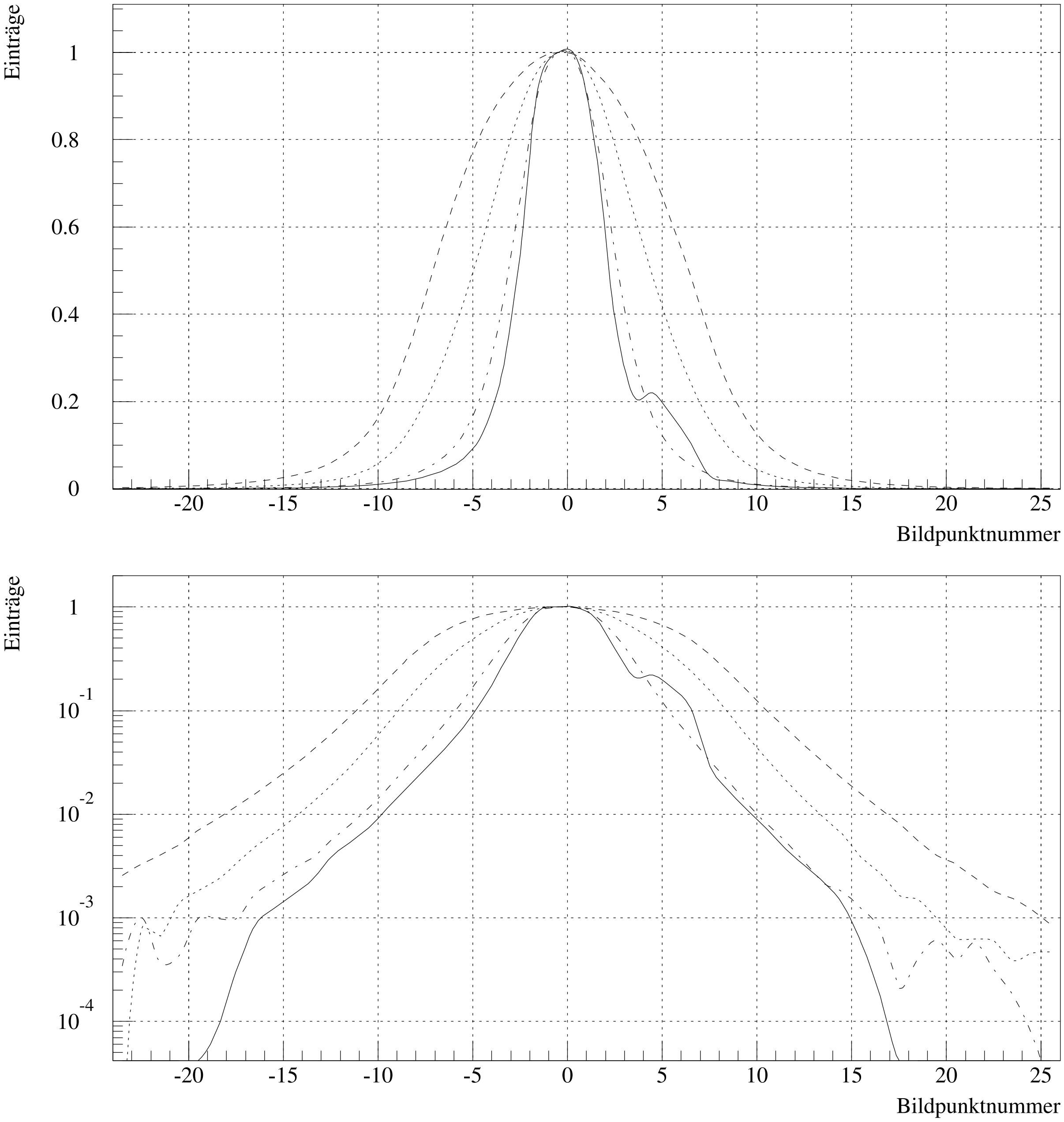

Abbildung 4.19: *Räumliche Verteilung des Faserlichtes bei unterschiedlicher Lichterzeugung. Gezeigt ist je ein Schnitt durch die Maxima der normierten Signale aus Abbildung 4.18. Von außen nach innen: Lichterzeugung durch UV–Licht, grüne LED, blaue LED, Laser*

Kamera beträgt dabei 0 mm. Die mittlere Graphik zeigt zur besseren Veranschaulichung das Kamerasignal bei Beleuchtung mit der blauen LED im Abstand k von 50 mm.

Die grüne LED hat eine mattierte Oberfläche, wodurch das emittierte Licht gestreut und sehr gleichmäßig abgestrahlt wird. Bei der blauen LED wird das Licht durch die klare Oberfläche fokussiert. Es entstehen mehrere Lichtkegel mit unterschiedlichem Öffnungswinkel, die deutlich voneinander getrennt sind. Bei der Projektion auf eine Fläche wie hier auf die Bildfläche der CCD–Kamera entstehen so Kreise mit unterschiedlicher Intensität. In der oberen Graphik sind drei Kreise zu erkennen. Der äußere Kreis in der mittleren Graphik entspricht dem inneren Kreis in der oberen Graphik. Der Hersteller gibt für die blaue LED einen Abstrahlwinkel von 30° an.

Bei Einkopplung des Leuchtdiodenlichtes in die Faser kann bei Verwendung der grünen LED ein relativ großer Anteil helikalen Lichtes entstehen, da das Licht auf der gesamten Leuchtdiodenoberfläche diffus abgestrahlt wird. Dadurch kann Faserlicht mit großen Werten sowohl für ρ als auch für γ erzeugt werden. Die Größen ρ und γ sind in Abschnitt 3.3.3 definiert worden; siehe dazu vor allem Abbildung 3.7. Bei Verwendung der blauen LED werden Lichtkegel erzeugt, deren Ursprung auf der verlängerten Faserachse liegt. Dies ist gerade die Definition meridionaler Strahlen. Helikale Strahlen können nur durch nichtideale Ankopplung der LED an die Faser und durch nichtideale Oberflächen der Faser, insbesondere des Ankopplungsendes, entstehen. In Abschnitt 3.3.1 konnte gezeigt werden, daß es für meridionale Strahlen einen Grenzwinkel gibt. Am Ausleseende der Faser austretendes Licht kann demnach einen maximalen Winkel von $\theta_{Max} = 33,7^\circ$ aufweisen. Dadurch ist die räumliche Verteilung des aus der Faser austretenden Lichtes bei Einkopplung mit der blauen LED deutlich schmaler als bei Verwendung der grünen.

Bei Einkopplung des Laserlichtes entsteht unter idealen Bedingungen nur zur Faserachse paralleles Licht. Der verwendete Laserstrahl hat einen größeren Durchmesser als die Faser. Wie bei der Verwendung der blauen LED kann bei Verwendung des Lasers helikales Licht oder meridionales Licht mit nicht zur Faserachse parallelen Strahlen durch nichtideale Faseroberflächen entstehen. Es ist daher eine ähnliche Winkelverteilung des Faserlichtes wie bei Verwendung der blauen LED zu erwarten, wie es auch die Messungen bestätigen. Das durch Einkopplung des Laserlichtes entstandene Signal zeigt in diesem Fall neben dem Haupt- ein Nebensignal. Die Ankopplung der Faser an die Kamera ist bei allen vier Messungen unverändert. Das Laserlicht wurde bei der zweiten Messung verwendet. Die Entstehung des Nebensignals kann also nur durch die Art der Lichterzeugung erklärt werden. Wahrscheinlich hat die Faser einen Kratzer, der paralleles Licht in eine bestimmte Richtung ablenkt, Licht mit einer größeren Winkelverteilung jedoch diffus streut.

Diese Messungen wurden mit Aufbau 2 an einer 28 cm langen Faser durchgeführt. Auch mit Aufbau 1 wurden entsprechende Messungen vorgenommen, die vergleichbare Ergebnisse lieferten. Es wurde außerdem die räumliche Verteilung des Faserlichtes bei Lichteinkopplung mit der grünen LED durch die Mattscheibe untersucht. Sie ist geringfügig schmaler als die Verteilung bei Verwendung der LED ohne der Mattscheibe. Dies liegt daran, daß bei Verwendung der Mattscheibe der Abstand der LED zur Faser mit 5 cm deutlich größer ist als bei Direktankopplung der LED mit einem Abstand von etwa 0,5 mm. Es wird somit eine schmalere Winkelverteilung der LED erfaßt, die von der Mattscheibe wieder aufgeweitet wird. Da die Mattscheibe jedoch nicht optimal streut, bleibt die Winkelverteilung trotzdem schmaler als bei Direktankopplung der LED.

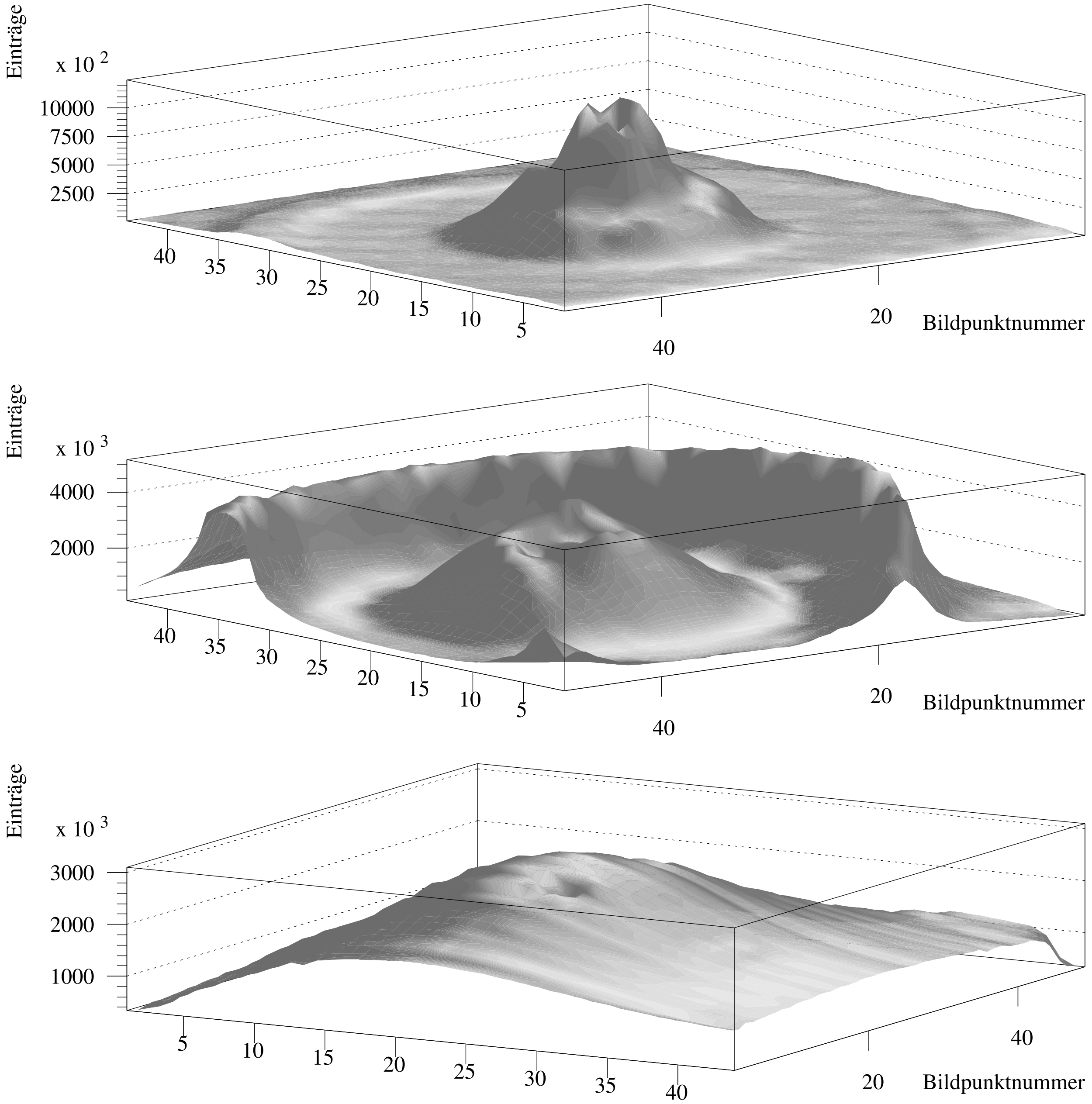

Abbildung 4.20: *Räumliche Verteilung des Lichtes der verwendeten Leuchtdioden. Die beiden oberen Graphiken zeigen das Kamerasignal bei Beleuchtung mit der blauen LED bei einem Abstand k zur Glasschicht der Kamera von 0 mm (oben) und 50 mm (mitte). Unten: Grüne LED bei* $k = 0$ *mm*

Die Ergebnisse dieser Messungen weisen darauf hin, daß die Art der Erzeugung des Faserlichtes bei den beschriebenen Lichtmischeruntersuchungen einen deutlichen Einfluß auf die Ergebnisse hat. Für künftige Lichtmischeruntersuchungen sollte möglichst eine UV–Lampe zur Lichterzeugung verwendet werden, damit die Ergebnisse auf die Bedingungen beim SpaCal übertragbar sind. Falls eine UV–Lampe nicht zur Verfügung steht, sollte zumindest eine LED mit mattierter Oberfläche verwendet werden. Leider sind im Moment blaue Leuchtdioden nur mit klarer Oberfläche erhältlich, da die erreichbare Lichtintensität deutlich niedriger ist als bei grünen Leuchtdioden.

Es ist wünschenswert, den Einfluß der Lichterzeugung direkt in eigenen Lichtmischeruntersuchungen zu überprüfen, um eine quantitative Aussage über solche Einflüsse machen zu können. Eine solche Messung ist bereits durch den Bau maßstabsgerechter Lichtmischer, deren Größe an die Größe der Bildfläche der CCD–Kamera angepaßt wurde, vorbereitet worden. Aus Zeitgründen konnte diese Messung im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht mehr durchgeführt werden.

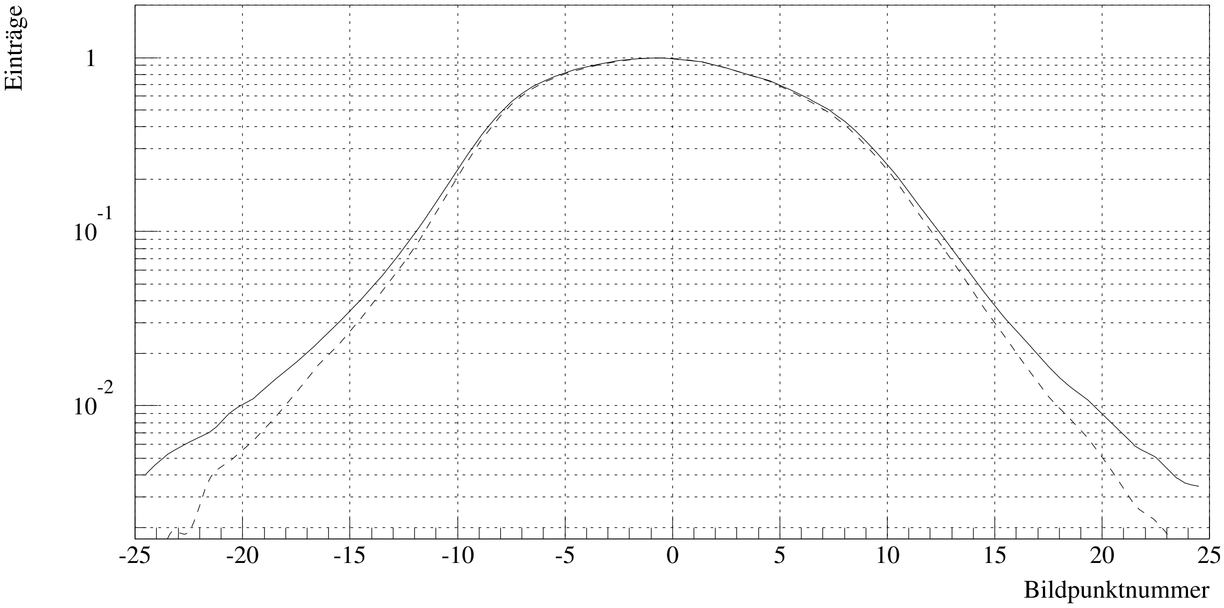

Abbildung 4.21: *Räumliche Verteilung des Faserlichtes bei verschiedenen Abständen des Einstrahlortes des UV-Lichtes vom Ausleseende. Durchgezogene Linie: 5 cm, gestrichelte Linie: 23 cm*

Einen weiteren Einfluß auf die Winkelverteilung des Faserlichtes hat der Abstand des Entstehungsortes des Lichtes von dem Ausleseende der Faser. Abbildung 4.21 zeigt das Ergebnis einer Messung, in der der Einstrahlort des UV–Lichtes in die Faser varriiert worden ist. Das UV–Licht wurde bei einem Abstand von 5 cm und einem von 23 cm vom Ausleseende in die Faser eingestrahlt. Man erkennt, daß die Verteilung des Faserlichtes mit zunehmendem Abstand schmaler wird. Dies ist durch die stärkere Dämpfung der helikalen Strahlen mit größerem Austrittswinkel θ zu erklären. Die Veränderung der Winkelverteilung hat Einfluß auf die gemessenen Absorptionslängen einer szintillierenden Faser, wie in Abschnitt 3.3.4

theoretisch begründet worden ist.

4.6.3 Der Einfluß einer Biegung auf den Lichttransport der Faser

Die ersten Prototypen des SpaCals zeigten beim Übergang von einer Zelle zu einer benachbarten Zelle Intensitätseinbußen von $5 - 10\%$. Es wurde vermutet, daß die stärkere Biegung der Fasern am Zellenrand zu diesen Intensitätseinbußen führt.

Aus diesem Grunde wurden Messungen durchgeführt, die den Einfluß einer Biegung auf den Lichttransport der Faser untersuchen. Zu diesem Zweck wurde jeweils die Intensität des Faserlichtes bei gerader und bei gebogener Faser gemessen.

Die Messungen mit Aufbau 1

Die ersten Messungen wurden mit Aufbau 1 durchgeführt. Die untersuchte Faser wurde dabei zu einer Schleife mit unterschiedlichem Radius gebunden. Es wurden Messungen mit Lichteinkopplung durch eine Leuchtdiode und solche mit Lichterzeugung durch eine UV–Lampe durchgeführt. Das Mantellicht wurde jeweils gedämpft. Außerdem wurden Messungen an Fasern vorgenommen, die in ihrem gebogenen Bereich geschwärzt waren. Dabei wurden die Fasern unabhängig vom Biegeradius auf einer axialen Länge von 16 cm mit Plaka–Farbe bestrichen. Die Messungen wurden durchgeführt, nachdem die Farbe getrocknet war.

Die Ergebnisse der Messungen bei Verwendung der LED zeigt Abbildung 4.22, die bei Verwendung der UV–Lampe zeigt Abbildung 4.23. Die Abbildungen geben die auf den Wert bei gerader Faser normierte Signalhöhe in Abhängigkeit von dem Radius der Schleife an.

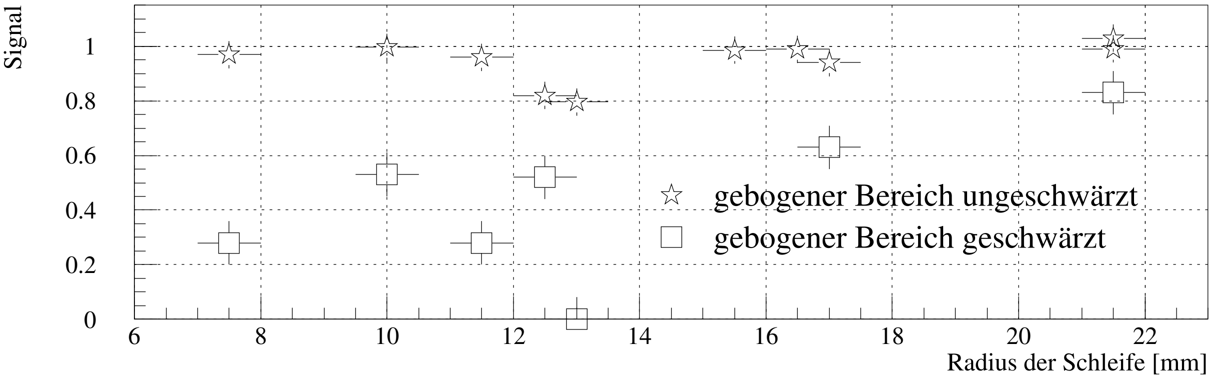

Abbildung 4.22: *Einfluß einer Biegung auf die Intensität des Faserlichtes. Verwendet wurde Aufbau 1 mit der grünen LED zur Lichterzeugung*

Als Fehler der Signalhöhen sind in den Abbildungen die Schwankungen der Signale eingezeichnet, die bei mehrfacher Wiederholung der Messungen mit jeweils neuer Justierung auftraten. Bei Verwendung der LED traten Schwankungen um 5 % um den Mittelwert auf, bei Verwendung der UV–Lampe waren es bis zu 10 %. Aufgrund dieser großen Fehler mußte ein großer Bereich verschiedener Radien untersucht werden, um Veränderungen zu erken-

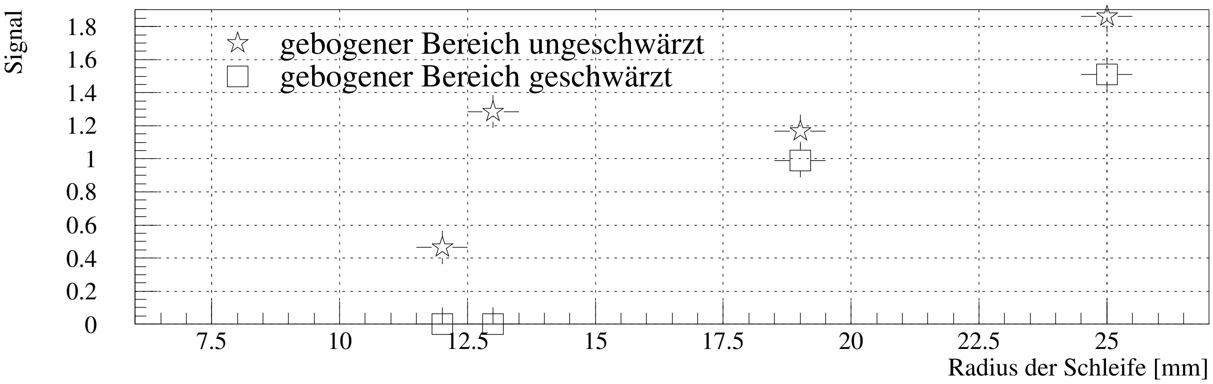

Abbildung 4.23: *Einfluß einer Biegung auf die Intensität des Faserlichtes. Verwendet wurde Aufbau 1 mit der UV–Lampe zur Lichterzeugung*

nen. Die beim SpaCal vorkommenden stärksten Biegungen sind noch etwas weniger stark ausgeprägt als die mit diesem Aufbau bei den größten Radien erhaltenen Biegungen.

Wahrscheinlich ist der systematische Fehler bei diesen Messungen noch wesentlich höher als der statistische. So wurden bei Anregung mit der UV–Lampe bei großen Radien höhere Intensitäten gemessen als bei der geraden Faser. Eine Ursache für dieses Verhalten könnte darin liegen, daß Bereiche der Faser, die dem Anregungsende der Faser nahe sind, durch die Biegung zu einer Schleife solche Bereiche der Faser berühren, die dem Ausleseende nahe sind. An diesen Stellen könnte das Faserlicht eventuell überkoppeln und so nicht durch den gebogenen Teil gehen, sondern auf direktem Wege zum Ausleseende gehen. Dadurch wäre die effektive Faserlänge bei der gebogenen Faser kürzer als bei der geraden, wodurch eine höhere Lichtintensität zu erwarten wäre. Um dies zu überprüfen, wurde später mit Aufbau 2 eine zur Schleife gebogene Faser untersucht. Nachdem die Intensität des aus der gebogenen Faser austretenden Lichtes gemessen worden war, wurde die Faser in der Schleife durchgeschnitten und mit Klebeband in der Schleifenform gehalten. Es konnte so nur das übergekoppelte Licht das Faserende erreichen. Die daraufhin gemessene Intensität betrug 0,2% der ursprünglichen Intensität. Ein Überkoppeln des Faserlichtes kann somit als Ursache für die Intensitätserhöhung bei gebogener Faser ausgeschlossen werden.

In Zusammenhang mit Gleichung 3.8 konnte gezeigt werden, daß sich die Weglänge eines meridionalen Strahles verkürzt, wenn die Faser gebogen wird. Es ist denkbar, daß für helikale Strahlen dieser Effekt stärker ist, so daß damit die Signale über 100% bei Abbildung 4.23 zu erklären wären. Man kann mit Gleichung 3.10 grob abschätzen, um wieviel kürzer eine Faser sein muß, damit die Intensität des aus dem Faserende austretenden Lichtes um 50% zunimmt. Bei einer Absorptionslänge von 50 cm erhält man für die nötige Verkürzung der Faserlänge einen Wert von 20 cm. Dies bedeutet, daß sich die Weglänge des Faserlichtes durch die Biegung halbieren muß. Da dies ausgeschlossen werden kann, kann auch dieser Effekt die gemessenen Werte nicht erklären. Es muß also bei den Messungen mit diesem Aufbau ein sehr großer systematischer Fehler vorliegen.

Die Genauigkeit der Messungen reicht aus, um Aussagen über den Einfluß einer langfristigen Einwirkung der Farbe auf die Faser zu treffen. Es wurde die Lichtintensität der Faser, die zu einer Schleife mit einem Radius von 21 mm gebunden und im gebogenen Bereich geschwärzt war, gemessen, nachdem die Faser zwei Wochen lang aufbewahrt worden war. Es konnten nur noch 4% der ursprünglichen Intensität gemessen werden. Bei der Faser mit einem Radius von 7,5 mm konnte nach zwei Wochen kein durch die Faser geleitetes Licht nachgewiesen werden. Zur Kontrolle wurde eine gerade Faser auf einer Länge von 16 cm eingeschwärzt und ihre Lichtintensität direkt nach der Trocknung der Faser und vier Tage später gemessen. Die Intensität nach vier Tagen betrug 80% der ursprünglichen Intensität. Diese Abweichung kann apparativ bedingt sein, aber die Intensitätsverluste bei den gebogenen Fasern müssen physikalische Ursachen haben. Betrachtet man eine Faser, die mehrere Wochen lang ohne Schwärzung auf einem Radius von unter 20 mm gebogen war, mit einem Mikroskop, so kann man im gebogenen Bereich der Faser viele Querrisse in der Mantelschicht erkennen. Entsteht eine solcher Querriß in einer mit Plaka–Farbe geschwärzten Faser, so können dabei von der Farbe gelöste feine Partikel auf die Mantelschicht gelangen und so das Mantellicht dämpfen, auch wenn die Mantelschicht selbst noch unbeschädigt ist. Da die im SpaCal vorkommenden Biegungen schwächer sind und dort keine Plaka–Farbe, sondern Harz verwendet wird, können diese Ergebnisse nicht auf das SpaCal übertragen werden. Weiterführende Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit dazu nicht durchgeführt.

Die mit Aufbau 1 erzielbaren Ergebnisse erwiesen sich als unbefriedigend. Es zeigte sich, daß die Höhe des Faserlichtsignales stark von den Kontakten der Faser zu Halteeinrichtungen abhängt. Bei Untersuchungen szintillierender Fasern sollte daher die mechanische Befestigung der Fasern während einer Meßreihe unverändert bleiben. Weitere Schwachpunkte des ersten Aufbaus sind die nicht genau reproduzierbare Ankopplung der Faser an die Kamera und an die Lichtquelle und die verwendete UV–Lampe. Bei Überprüfung mit einem lichtempfindlichen Widerstand zeigte sich, daß diese Lampe innerhalb einer Minute um einige Prozent in ihrer Intensität variieren kann.

Die Messungen mit Aufbau 2

Mit dem zweiten Aufbau zur Untersuchung gerader und gebogener Fasern konnten Messungen mit einer Genauigkeit durchgeführt werden, die fundierte Aussagen über das Verhalten der Fasern im SpaCal bei den dort vorkommenden Faserbiegungen zuläßt. Es wurden Messungen an Fasern vorgenommen, die im gebogenen Bereich unbehandelt waren, und an solchen, die in diesem Bereich mit schwarzer Farbe behandelt waren. Dadurch kann untersucht werden, ob die unterschiedliche Einschwärzung der verschiedenen Fasern eines Faserbündels in den SpaCal–Prototypen eine mögliche Ursache für die Inhomogenitäten sein kann. Die Messungen an den im gebogenen Bereich unbehandelten Fasern wurden sowohl mit Lichtanregung durch eine UV–Lampe, als auch mit Lichteinkopplung durch eine LED unter Verwendung einer Mattscheibe vorgenommen. Dadurch kann der Einfluß der Winkelverteilung des Faserlichtes auf das Verhalten der Lichtintensität bei verschiedenen Biegungen untersucht werden.

Abbildung 4.24 zeigt den Einfluß einer Biegung auf das Faserlicht bei Einkopplung des Lichtes der grünen Leuchtdiode unter Verwendung der Mattscheibe. Es ist das Faserlichtsignal in Abhängigkeit von einer Verkürzung des Abstandes der Halterungen 1 und 2 um den Betrag Δx dargestellt. Die bei den SpaCal–Prototypen vorkommenden stärksten Biegungen entsprechen etwa denen bei $\Delta x = 3$ bis 4 mm. In der oberen Graphik wurde das

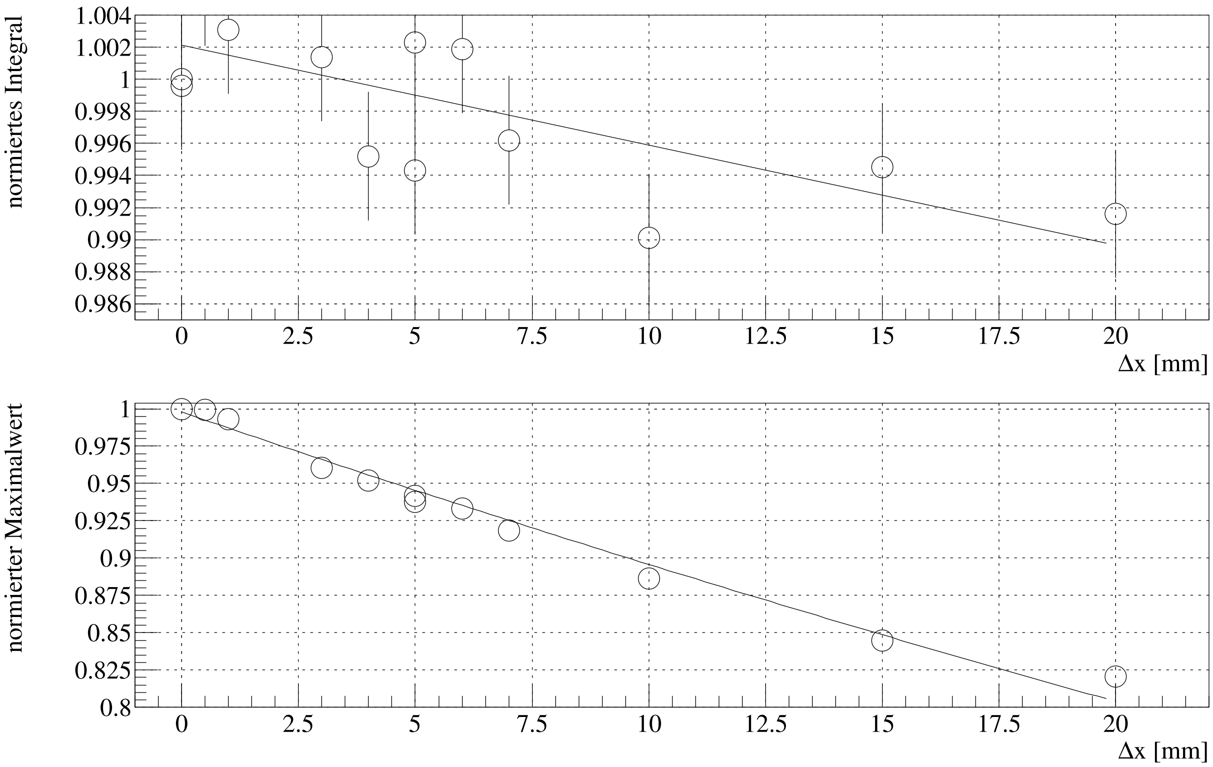

Abbildung 4.24: *Einfluß einer Biegung auf die Intensität des Faserlichtes. Verwendet wurde Aufbau 2 mit der grünen LED zur Lichterzeugung*

Faserlichtsignal bestimmt, indem über eine Bildfläche von 21 × 21 Bildpunkten integriert wurde und der Restuntergrund abgezogen wurde. Die untere Graphik zeigt demgegenüber das Verhalten der Einträge der jeweiligen Bildpunkte mit maximalem Eintrag. Die Signale sind jeweils auf den mittleren Wert der Signale normiert, die in mehreren Messungen bei $\Delta x = 0$ mm erhalten worden sind.

Die beiden Graphiken zeigen ein deutlich unterschiedliches Verhalten. Bei der Auswertung des gesamten Fasersignals durch Berechnung des Integrals treten Intensitätsverluste von maximal etwa 1% auf, während die entsprechenden Maximalwerte um bis zu 18% abnehmen. Dies bedeutet, daß sich die Winkelverteilung des Faserlichtes durch die Biegung verändert hat. Abbildung 4.25 zeigt die Signalform der Faser aus Abbildung 4.24 bei $\Delta x = 0$ mm und bei $\Delta x = 20$ mm. Die Signalform der gebogenen Faser ist im Bereich von bis etwa 12 Bildpunkten um das Signalmaximum herum breiter als die der geraden Faser. Im äußeren Bereich ist die Signalform demgegenüber schmaler.

Dieses Verhalten kann man mit dem hohen Anteil solcher Strahlen am Faserlicht, die meridional sind oder als annähernd meridional betrachtet werden können, erklärt werden. Meridionale Strahlen können durch die Biegung in helikale Strahlen umgewandelt werden, das heißt für Strahlen mit ursprünglich kleinem Winkel θ wird dieser Winkel durch die Biegung größer. Helikale Strahlen mit großen Werten für θ können durch die Biegung zu Kernlicht werden oder aus der Faser herausgebrochen werden, so daß der Anteil der Strahlen

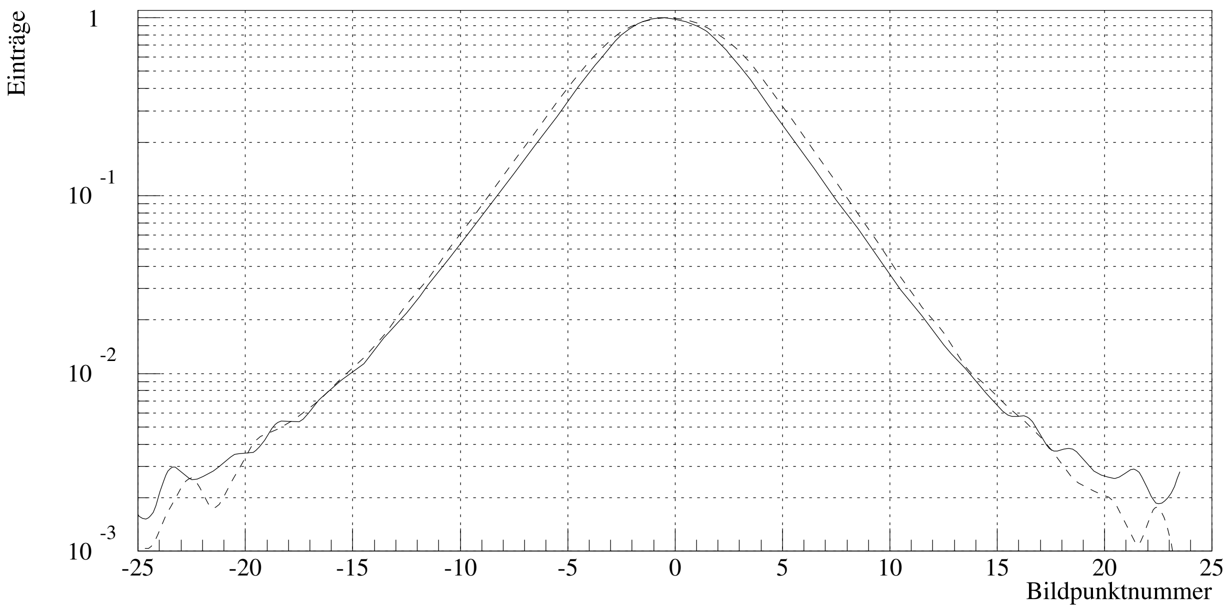

Abbildung 4.25: *Einfluß einer Biegung auf die Winkelverteilung der Faser bei Lichteinkopplung mit der grünen LED. Die durchgezeichnete Linie gibt das Signal bei gerader Faser an, die gestrichelte Linie das bei gebogener Faser*

mit großen Werten für θ am Kernlicht abnimmt.

Abbildung 4.26 zeigt den Einfluß einer Biegung auf das Faserlicht bei Lichtanregung durch UV–Licht. Es sind die Ergebnisse von an drei verschiedenen Fasern durchgeführten Messungen dargestellt. Das Faserlichtsignal wurde dabei bestimmt, indem über eine Bildfläche von 47×27 Bildpunkten integriert wurde. Der Restuntergrund wurde dabei nicht abgezogen, da das Faserlichtsignal am Bildrand bei Lichtanregung durch UV–Licht höher als der Restuntergrund ist. Der Restuntergrund kann daher nicht zuverlässig ermittelt werden. Aufgrund der breiteren Signalform ist aber auch das Signal/Rausch–Verhältnis des gesamten Signales höher als bei Lichteinkopplung durch eine LED, so daß Schwankungen des Restuntergrundes einen geringeren Einfluß auf die ermittelte Intensität haben. Der Restuntergrund schwankt um etwa ± 100 Einträgen pro Bildpunkt um den Mittelwert; bei etwa 10^8 Einträgen auf einer Fläche von 47×27 Bildpunkten bedeutet dies eine Schwankung um 0,1%. Mehrere hintereinander durchgeführte Messungen an einer unveränderten Faser schwanken um etwa $\pm 0,3\%$ um den Mittelwert. Am Anfang einer Meßreihe wurde mehrmals das Signal bei $\Delta x = 0$ gemessen. Die Faserlichtsignale bei $\Delta x > 0$ sind auf den Mittelwert dieser Messungen normiert. Die Fehlerbalken in der Abbildung geben die statistische Schwankung um $0,3\%$ an.

Bei zwei der untersuchten Fasern wurde nur das Kernlicht ausgewertet. Die in der Abbildung 4.26 als Faser 2 bezeichnete Faser weist etwas stärkere Intensitätseinbußen auf als Faser 1. Eine Ursache dafür kann eine Exemplarstreuung sein, aber auch eine Abhängigkeit vom auf die Faser durch die Halterung ausgeübten Druck. Dieser Druck kann bei diesem Aufbau nicht reproduziert werden; die Abhängigkeit der Faserlichtintensität vom ausgeübten

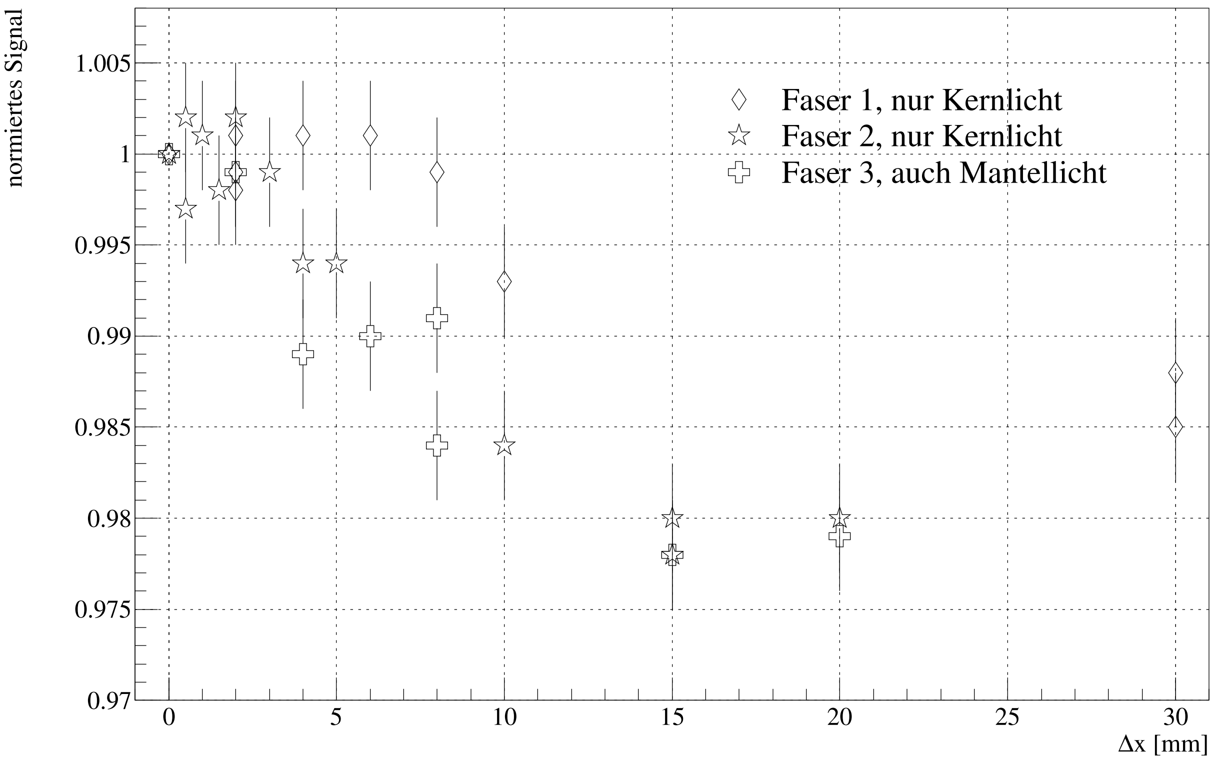

Abbildung 4.26: *Einfluß einer Biegung auf die Intensität des Faserlichtes. Verwendet wurde Aufbau 2 mit der UV–Lampe zur Lichterzeugung*

Druck bei gerader Faser wird in Abschnitt 4.6.4 besprochen.

Die dritte untersuchte Faser wurde nicht am Ausleseende zur Unterdrückung des Mantellichtes eingeschwärzt. Sie zeigt ein im Rahmen der statistischen Fehler gleiches Verhalten ihrer Lichtintensität bei einer Biegung wie Faser 2. Daraus auf ein gleiches Verhalten von Kern- und Mantellicht bei einer Faserbiegung zu schließen, wäre allerdings falsch, da allein durch die Halterung 3 kurz vor dem Ausleseende der Faser ein großer Teil des Mantellichtes gedämpft wird. Diese Dämpfung des Mantellichtes durch die Halterungen kann bereits mit bloßem Auge festgestellt werden. Betrachtet man die mit UV–Licht bestrahlte Faser im abgedunkelten Raum, so leuchtet sie auf ihrer gesamten frei schwebenden Länge. Sobald die Faser eine Halterung erreicht, ist sie auf der dem Einstrahlort gegenüberliegenden Seite der Halterung nicht mehr zu erkennen.

Abbildung 4.26 zeigt, daß Intensitätseinbußen erst ab $\Delta x = 4$ mm zu erkennen sind. Dies entspricht etwa den Biegungen der äußeren Fasern einer Zelle der SpaCal–Prototypen. Die Intensitätseinbußen betragen dabei maximal $(1,1 \pm 0,3)\%$ und im Mittel etwa 0,5%. Bei stärkeren Biegungen, die beim SpaCal nicht vorkommen, konnten Intensitätseinbußen von bis zu $(2,2 \pm 0,3)\%$ festgestellt werden.

Bei aufeinanderfolgenden Messungen innerhalb einer Meßreihe wurde der Wert für Δx kontinuierlich erhöht, wobei jedoch zwischendurch und am Ende jeder Meßreihe zur Kontrolle Messungen bei $\Delta x = 0$ durchgeführt wurden. Diese Kontrollmessungen nach Abschluß der

Faserbiegungen ergaben bei Faser 1 den Wert $(1,008 \pm 0,003)$, bei Faser 2 $(0,997 \pm 0,003)$ und bei Faser 3 $(0,992 \pm 0,003)$. Kontrollmessungen, die vor einer mehrmaligen Biegung um mehr als $\Delta x = 15$ mm vorgenommen wurden, ergaben stets den ursprünglichen Wert bei gerader Faser innerhalb des statistischen Fehlers von 0,3%.

Um einen möglichen systematischen Fehler abzuschätzen, der durch Nichtberücksichtigung der Strahlen, die aufgrund ihres großen Winkels θ nicht die Bildfläche treffen, entsteht, wird in Analogie zur Abbildung 4.24 das Verhalten der Integrale mit dem Verhalten der Maximaleinträge verglichen. Abbildung 4.27 zeigt die Ergebnisse anhand des Beispieles der Faser 1. Das Verhalten der Maximaleinträge unterscheidet sich leicht von dem der Integralwerte. Diese Unterschiede sind jedoch bei weitem nicht so ausgeprägt wie bei der Lichteinkopplung mit der LED und haben zudem ein anderes Vorzeichen: Die Integraleinträge weisen höhere Abschwächungen auf als die Maximaleinträge. Der Grund liegt in dem großen Anteil helikaler Strahlen am Faserlicht; meridionale Strahlen spielen bei Lichtanregung durch UV–Licht keine meßbare Rolle. Lichtverluste bei einer Faserbiegung sind bei Strahlen mit großen Winkeln θ am wahrscheinlichsten, daher steigt die Größe des gemessenen Intensitätsverlustes mit der Größe der ausgewerteten Bildfläche. Es wurden daher bei allen Messungen zusätzlich Integrale mit einer kleineren Fläche von 21×21 Bildpunkten berechnet. Diese unterscheiden sich um $\pm 0,2\%$ von den größeren Integralen mit 47×27 Bildpunkten. Es ist dabei keine eindeutige Tendenz zu größeren oder kleineren berechneten Intensitätsverlusten hin zu erkennen, so daß hier eher Rauscheffekte als veränderte Winkelverteilungen des Faserlichtes die Ursache sein können. Es scheint daher eine Abschätzung dieser systematischen Fehler zu maximal 0,3% sinnvoll zu sein.

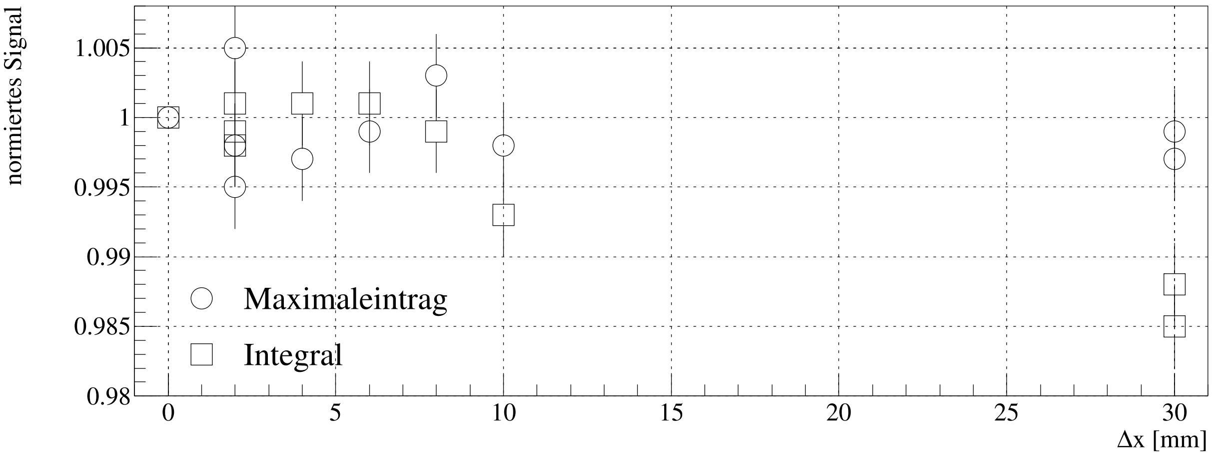

Abbildung 4.27: *Einfluß der Integralgröße auf das Verhalten des Fasersignals bei einer Biegung bei Anregung der Faser mit UV–Licht. Aufgetragen ist das Fasersignal in Abhängigkeit von der Biegung*

Zusammenfassend gesagt kann mit diesen Messungen ausgeschlossen werden, daß die Biegungen der Fasern in den SpaCal–Prototypen Intensitätsverluste um mehr als zwei Prozent verursachen. Wahrscheinlicher sind Intensitätsverluste um weniger als einem Prozent. Dies gilt insbesondere, wenn man bedenkt, daß bei diesen Messungen die gleichen Biegeradien, aber die doppelte axiale Länge der Faser im gebogenen Teil untersucht wurde. Die Intensitätsverluste in den SpaCal–Prototypen müssen also andere Ursachen als die Biegungen der Fasern haben.

Ein verstärkter Einfluß einer Faserbiegung ist zu erwarten, wenn der gebogene Bereich der Faser geschwärzt ist. In einer gebogenen Faser kann Kernlicht zu Mantellicht werden und umgekehrt, so daß bei einer Dämpfung des Mantellichtes im gebogenen Bereich der Faser auch solche Strahlen gedämpft werden können, die das Ausleseende der Faser als Kernlicht verlassen würden. Da bei den SpaCal–Prototypen auch der gebogene Bereich der Fasern teilweise geschwärzt ist, wurden entsprechende Messungen durchgeführt, die den Einfluß der Schwärzung untersuchen sollten. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 4.28 dargestellt.

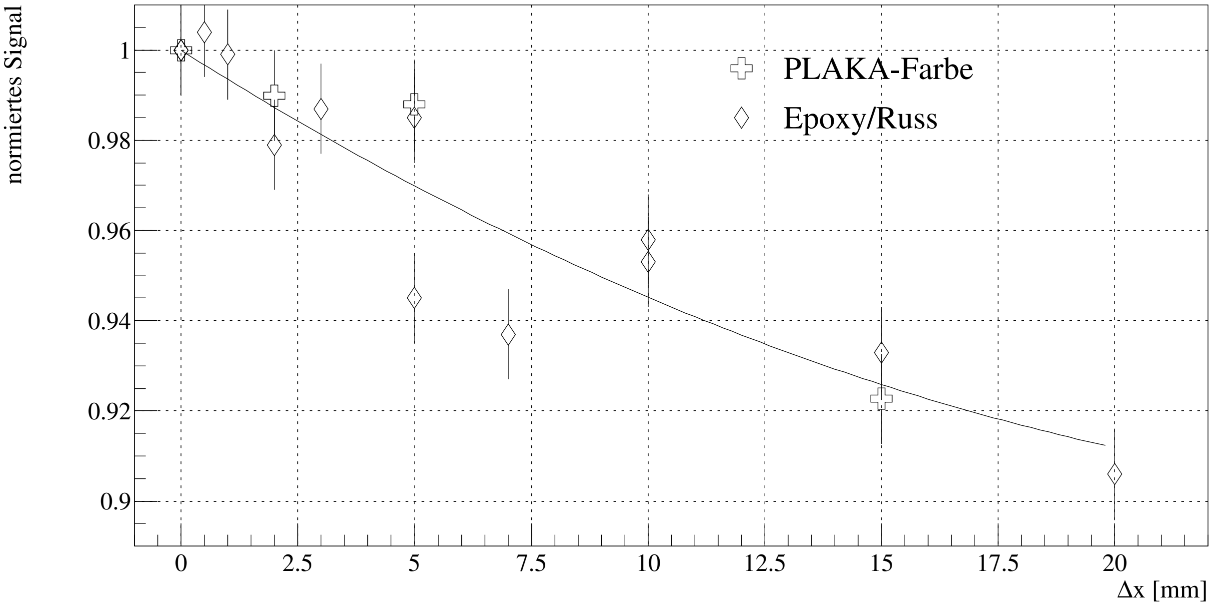

Abbildung 4.28: *Einfluß einer Biegung bei geschwärzter Faser. Die Faser ist im gesamten gebogenen Bereich eingeschwärzt und durch UV-Licht angeregt. Aufgetragen ist das Fasersignal in Abhängigkeit von der Biegung*

Es wurden Messungen an zwei verschiedenen Fasern durchgeführt. Bei der ersten Meßreihe wurde der gebogene Bereich mit Plaka–Farbe eingeschwärzt. Nach den Messungen mit $\Delta x = 0$, 2, 5 und 15 mm wurde die Messung mit $\Delta x = 0$ mm wiederholt. Sie lag 1,1% unter dem ursprünglichen Wert. Wahrscheinlich war bei dieser letzten Messung die Farbe bereits teilweise getrocknet und dadurch zumindest der Fasermantel zum Teil beschädigt. Eine darauffolgende Messung mit $\Delta x = 15$ mm ergab nur noch einen Wert von 77,8% des ursprünglichen Wertes bei gerader Faser. Dieser Wert ist sicherlich durch die Beschädigung der Faser begründet und wird nicht in der Graphik gezeigt.

Für die Messung an der zweiten Faser wurde eine Mischung aus Ruß und Epoxydharz ohne Härter angerührt und damit der gebogene Bereich der Faser eingeschwärzt. Es wurden wieder aufeinanderfolgende Messungen mit kontinuierlich steigendem Wert für Δx durchgeführt. Nach jeweils fünf Messungen wurde eine Kontrollmessung bei $\Delta x = 0$ durchgeführt. Es zeigte sich, daß der Wert der ersten Kontrollmessung um zwei Prozent über der ersten Messung bei $\Delta x = 0$ lag. Dies ist dadurch zu erklären, daß die Ruß/Epoxydharz–Mischung zu Tropfenbildung neigt und nur schlecht an der Faser haftet. Nach wenigen Stunden war fast die gesamte Mischung von der Faser abgetropft und die Faser war nur noch leicht verschmiert. Die Schwärzung der Faser muß also während der ersten fünf Messungen abgenommen haben. Diese fünf Messungen mit $\Delta x = 0,5$; 1; 2; 3 und 5 mm wurden daher jeweils auf die ihnen zeitlich am nächsten liegende Messung bei gerader Faser normiert. Die folgenden Messungen wurden auf den Wert der ersten Kontrollmessung normiert, da die zweite Kontrollmessung den gleichen Wert mit einer Abweichung von nur 0,1% ergab. Es ist daher anzunehmen, daß zwischen der 6. und der 10. Messung keine merkbare Veränderung der Schwärzung stattgefunden hat.

Die Fehler dieser Meßreihen bei Schwärzung des gebogenen Bereiches der Faser liegen aufgrund der beschriebenen Probleme bei mindestens einem Prozent. Es läßt sich aber sagen, daß durch die Schwärzung die Intensitätsverluste aufgrund einer Biegung deutlich zunehmen. Für $\Delta x = 20$ mm konnten bei geschwärztem gebogenen Bereich Verluste um $(9,4 \pm 1)\%$ festgestellt werden, während die Verluste bei unbehandeltem gebogenen Bereich maximal $(2,2 \pm 0,3)\%$ betrugen. Für die bei den SpaCal–Prototypen vorkommenden maximalen Biegungen kann durch diese Messungen ein Verlust um 7% nicht ausgeschlossen werden; ein Verlust von etwa drei Prozent scheint wahrscheinlich. An dieser Stelle muß aber noch einmal darauf hingewiesen werden, daß die Länge des gebogenen Bereiches bei diesem Aufbau den doppelten Wert der Länge bei den SpaCal–Prototypen aufweist. Außerdem sind die Fasern bei den SpaCal–Prototypen im gebogenen Bereich nur teilweise und von Faser zu Faser unregelmäßig lang geschwärzt. Die Inhomogenitäten der SpaCal–Prototypen können also auch mit der Schwärzung des gebogenen Teils der Fasern nur teilweise erklärt werden. Die Messungen zeigen allerdings, daß eine Schwärzung des gebogenen Teils möglichst vermieden werden sollte.

4.6.4 Der Einfluß von Druck auf den Lichttransport der Faser

Bei den Justierarbeiten mit Aufbau 2 zeigte sich, daß die Intensität des Faserlichtes durch das leichte Festziehen der Schrauben der Halterungen 2 oder 3 stark abnimmt. Bei einer Faser, die nicht zur Dämpfung des Mantellichtes am Ausleseende geschwärzt war, konnten Intensitätsverluste um mehr als 10% festgestellt werden.

Über die Druckbelastung der Fasern beim SpaCal ist wenig genaues bekannt. Möglicherweise erfahren die Fasern am Zellenrand einen höheren Druck als die übrigen Fasern, da sie nahe an dem Aluminiumrahmen liegen, der die Fasern bündelt und dadurch Druck auf das Faserbündel ausübt. Beim Bau der Prototypen ist davon ausgegangen worden, daß durch die Aluminiumrahmen kein bedeutender Druck auf die Fasern ausgeübt wird. Da bei den Messungen mit Aufbau 2 beim Einlegen der Fasern in die Halterungen aber auch nur so viel Druck ausgeübt wurde, daß die Fasern gerade nicht durch die Halterungen rutschen konnten, sind die auf die Faser wirkenden Drücke wahrscheinlich vergleichbar.

Es wurden daher zwei Meßreihen durchgeführt, die den Einfluß des auf die Faser ausgeübten Druckes auf die Lichtintensität der Faser untersuchen. Um mit einfachem Aufwand den Druck auf die Faser kontrolliert zu verändern, wurden auf die Halterung 3 des zweiten Aufbaus verschiedene Gewichte gelegt. Abbildung 4.29 zeigt die Ergebnisse der beiden Meßreihen.

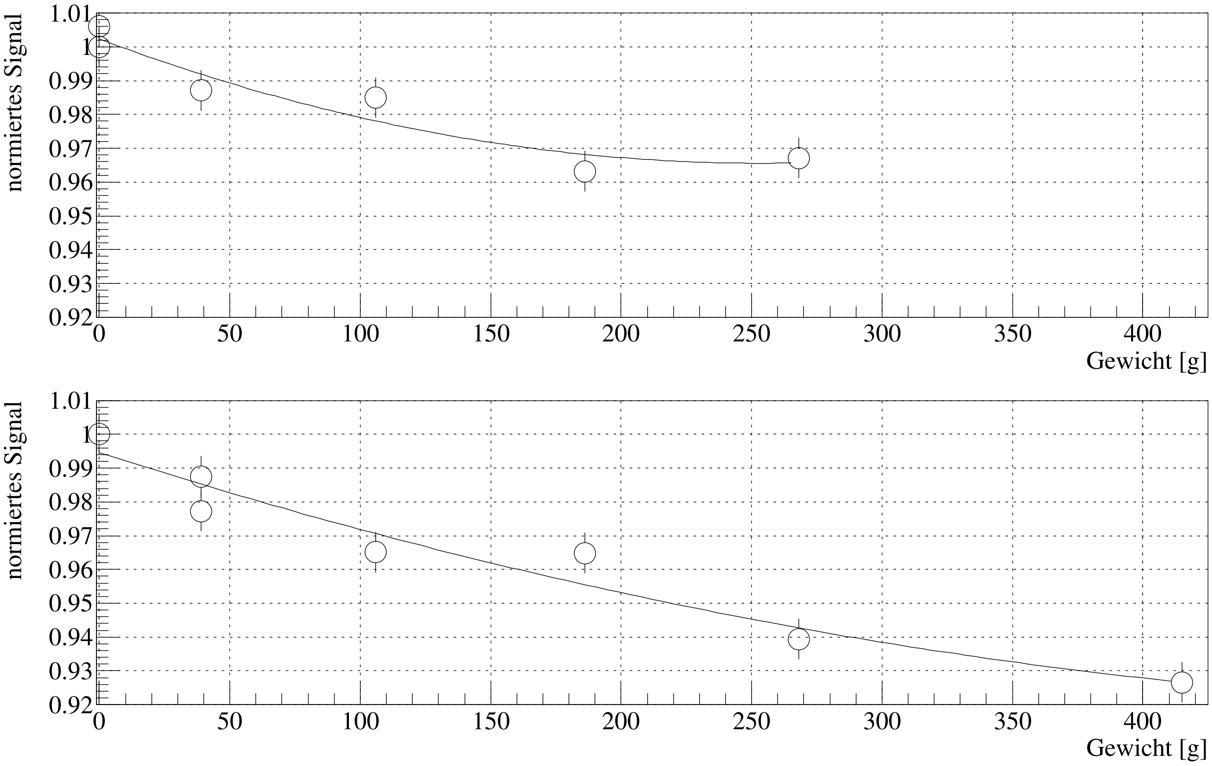

Abbildung 4.29: *Einfluß von Druck auf die Intensität des Faserlichtes. Die Messungen wurden mit Aufbau 2 durchgeführt; auf Halterung 3 wurden verschiedene Gewichte gelegt und so Druck auf die Faser ausgeübt. Aufgetragen ist das Fasersignal in Abhängigkeit des aufgelegten Gewichtes. Oben: nur Kernlicht, unten: auch Mantellicht*

Die untere Graphik zeigt das Verhalten der Lichtintensität bei unterschiedlichen aufgelegten Gewichten anhand einer unbehandelten Faser, bei der auch das Mantellicht mit ausgewertet wurde. Die obere Graphik zeigt das entsprechende Verhalten einer zweiten Faser, bei der das Mantellicht gedämpft worden ist. Man erkennt, daß unter Einbeziehung des Mantellichtes größere Intensitätsverluste auftreten als bei ausschließlicher Berücksichtigung des Kernlichtes. Dies ist darauf zurückzuführen, daß sich der Kontakt der Halterung zur Faser mit zunehmendem Druck verbessert und daher das Mantellicht wie beim Aufbringen von schwarzer Farbe gedämpft wird.

Die untere Graphik der Abbildung 4.29 zeigt, daß bei der unbehandelten Faser Intensitätsverluste um bis zu 7,3% gemessen wurden. Es wurde dabei ein Gewicht von 415 g auf die Halterung gelegt. Bei einer darauffolgenden Messung mit 620 g ging der Verlust auf 2,2% zurück. Eine daraufhin durchgeführte Kontrollmessung ohne aufgelegtem Gewicht zeigte eine Lichtintensität, die ein Prozent über der ursprünglichen Intensität lag. Eine Untersuchung mit dem Mikroskop zeigte einen Längsriß in der Faser in dem Bereich, in dem sie in der Halterung 3 lag. Die Erhöhung der Lichtintensität durch diesen Riß kann dadurch erklärt werden, daß sich in diesem Bereich die Mantelschicht von der Kernschicht gelöst hat, die Mantelschicht dabei aber unbeschädigt geblieben ist. Dadurch ist der Faserkern auf einem kleinen Bereich von Luft umgeben. Diese hat einen niedrigeren Brechungsindex als das Mantelmaterial, dadurch wird nach Gleichung 3.3 der Akzeptanzkegel und folglich die Lichtleitung der Faser für Kernlicht verbessert. Dies erklärt auch, warum die Intensität bei der Messung mit 620 g um 5% über der Intensität bei der Messung mit 415 g lag, die Intensität bei der Messung ohne Gewicht am Ende der Meßreihe aber nur 1% über der Intensität bei der Messung am Anfang war: Im ersten Fall wird wegen den Gewichten nur Kernlicht ausgewertet, das durch den Riß besser geleitet wird, im zweiten Fall aber auch das Mantellicht, das durch den Riß gedämpft wird. Es ist nicht auszuschließen, daß bereits bei der Messung mit 415 g die Mantelschicht begonnen hat, sich von der Kernschicht zu lösen, da ab diesem Gewicht der Aufbau instabil wurde und die aufgelegten Gewichte etwas pendeln konnten. Dies bedeutet, daß bei diesem Gewicht ein höherer Intensitätsverlust als die gemessenen 7,3% möglich ist.

Bei der zweiten Faser wurde das Mantellicht durch die übliche Einschwärzung kurz vor dem Ausleseende der Faser gedämpft. Es wurden nur Messungen mit Gewichten bis zu 268 g durchgeführt, um eine Beschädigung der Faser zu vermeiden. Nachdem die Messungen mit Gewichten von 39, 106 und 186 g durchgeführt waren, wurde eine Kontrollmessung ohne aufgelegtem Gewicht vorgenommen. Sie lag 0,5% über dem ursprünglichen Wert. Danach wurde die Messung mit einem Gewicht von 268 g durchgeführt und dann wieder eine Kontrollmessung vorgenommen, die 0,4% über dem ursprünglichen Wert lag. Die Abweichungen der Kontrollmessungen liegen nur geringfügig über dem üblichen statistischen Fehler von 0,3%, so daß die Faser bei dieser Meßreihe unbeschädigt gebliegen zu sein scheint. Eine Untersuchung der Faser mit einem Mikroskop zeigte erwartungsgemäß keine Beschädigungen.

Die Messungen zeigen, daß durch das Ausüben von Druck auf die Faser Intensitätsverluste um mindestens 4% vorkommen können. Es ist nicht auszuschließen, daß bei der Bündelung der Fasern in den SpaCal–Prototypen noch höhere Drücke auf einzelne Fasern wirken, als bei diesen Messungen untersucht wurde. Mit diesen Messungen wurde wahrscheinlich der Hauptgrund für die auftretenden Inhomogenitäten der SpaCal–Prototypen entdeckt.

Nachdem diese Resultate auf einer Tagung der SpaCal–Kollaboration vorgetragen worden sind [Des94a], konnten sie durch unabhängige Messungen bestätigt werden [Des94b].

Für den Bau des SpaCals bedeuten diese Resultate, daß das Einlegen der Fasern in die Aluminiumrahmen und in die Bleiplatten sehr sorgfältig geschehen muß. Eventuell sollte die durch den Aluminiumrahmen festgelegte Größe der Faserbündel geringfügig vergrößert werden, um den auf die Fasern ausgeübten Druck zu verringern. Der Kontrolle der mechanischen Toleranzen der Bleiplatten und der Fasern kommt besondere Bedeutung zu, um Druck auf die eingelegten Fasern zu vermeiden.

4.6.5 Der Einfluß einer zusätzlichen Einschwärzung auf den Lichttransport der Faser

Da die Fasern in den SpaCal–Prototypen auf einer unterschiedlichen Länge eingeschwärzt sind, sollte der Einfluß einer zusätzlichen Schwärzung auf die Intensität des Faserlichtes untersucht werden.

Dazu wurde eine Faser, die bereits am Ausleseende auf einer Länge von einem Zentimeter geschwärzt war, in die Halterungen des Aufbaus 2 eingelegt. Auf dem Faserstück zwischen den Halterungen 2 und 3 wurde die Faser in Schritten von einem Zentimeter oder größer bei Halterung 3 beginnend eingeschwärzt. Die Ergebnisse der Meßreihe zeigt Abbildung 4.30.

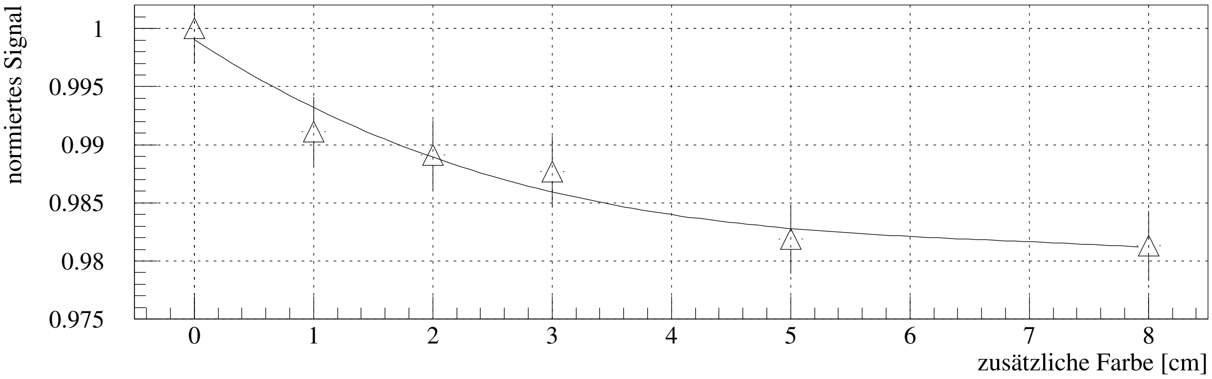

Abbildung 4.30: *Einfluß einer zusätzlichen Schwärzung auf die Intensität des Faserlichtes*

Die gemessenen Lichtintensitäten wurden dabei auf den Wert ohne zusätzliche Schwärzung normiert. Man sieht, daß bereits nach einem Zentimeter zusätzlicher Schwärzung ein Lichtverlust um 1% auftrat. Bei fünf Zentimetern lag der Verlust bei etwa 2%. Die weitere Einschwärzung führte zu keinem weiteren meßbaren Lichtverlust.

Diese Ergebnisse zeigen, daß die Einschwärzung der Fasern auf einer Länge von einem Zentimeter wahrscheinlich noch nicht das gesamte Mantellicht wegdämpft. Bedenkt man, daß das Kernlicht auch durch die Halterung 3 gedämpft wird, scheint eine Länge von etwa $4 - 5$ cm nötig zu sein, um das Mantellicht um 99% zu dämpfen. Um die Absorptionslänge einer Faser zu verbessern, reicht allerdings auch eine Dämpfung des Mantellichtes um einen geringeren Betrag aus. Bisher an szintillierenden Fasern durchgeführte Messungen hatten ohnehin eine Genauigkeit von nur bis etwa 3%.

Mit dieser Meßreihe kann nicht ausgeschlossen werden, daß unterschiedlich lange Einschwärzungen der Fasern in den SpaCal–Prototypen zu Intensitätsverlusten von etwa einem Prozent führen können. Es sollte daher beim Bau des SpaCals auf eine möglichst gleichmäßige und sorgfältige Einschwärzung geachtet werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Die H1–Kollaboration plant, das jetzige rückwärtige Kalorimeter BEMC durch ein Spaghetti–Kalorimeter (SpaCal) zu ersetzen. Eine wichtige Anforderung an das neue Kalorimeter ist die Erreichung einer Inhomogenität von maximal $1-2\%$. Prototypen wiesen jedoch Inhomogenitäten von $5-10\%$ auf. Als Ursache wurden unterschiedliche Lichtausbeuten der verwendeten szintillierenden Fasern vermutet. Einzelne Fasern scheinen höhere Intensitätsverluste beim Lichttransport aufzuweisen als andere. Da die Inhomogenitäten vor allem an den Grenzen zweier benachbarter Zellen auftreten, kann vermutlich die unterschiedliche Behandlung der Fasern am Rand einer Zelle für die Verluste verantwortlich gemacht werden.

Die vorliegende Arbeit untersucht mögliche Gründe für diese Intensitätsverluste. Es wurden szintillierende Fasern des beim SpaCal benutzten Typs verwendet. In unterschiedlichen Meßreihen an jeweils einer einzelnen Faser konnte die Abhängigkeit der Intensität des Faserlichtes von verschiedenen äußeren Einflüssen ermittelt werden.

Fasern am Zellenrand unterliegen einer stärkeren Biegung als Fasern in der Mitte einer Zelle. Es wurde daher der Einfluß einer Biegung auf die Lichtleitung einer Faser untersucht. Die Form der Faserkrümmung konnte in einer Weise vorgenommen werden, die der Verlegung der Fasern im SpaCal weitgehend entspricht. Bei den stärksten untersuchten Biegungen konnten Verluste um 2% festgestellt werden. Für solche, die beim SpaCal vorkommen können, kann auch unter Berücksichtigung möglicher systematischer Fehler ein Verlust um mehr als 2% definitiv ausgeschlossen werden. Die Ergebnisse zeigen aber, daß die Verluste wahrscheinlich unter 0,5% betragen. Das Biegen der Fasern im SpaCal stellt daher kein Problem dar und kann die beobachteten Inhomogenitäten nicht erklären.

Die Fasern in den SpaCal–Prototypen sind auf einem Teil ihres gebogenen Bereiches geschwärzt, und zwar von Faser zu Faser auf einer unterschiedlichen Länge. Um Einflüsse dieser Schwärzung zu überprüfen, wurden zwei verschiedene Untersuchungen vorgenommen. Zum einen wurde eine Faser in ihrem gebogenen Bereich geschwärzt und dann die Lichtintensität in Abhängigkeit der Biegung gemessen. Die Lichtverluste waren mit über 9%, die bei den stärksten Biegungen gemessen werden konnten, deutlich ausgeprägter als im Fall der ungeschwärzten Fasern. Bei den SpaCal–Prototypen, bei denen weniger ausgeprägte Biegungen mit nur teilweiser Einschwärzung auftreten, sind Lichtverluste von $1-2\%$ wahrscheinlich. Zum anderen wurden Lichtverluste gemessen, die durch eine zusätzliche Einschwärzung einer geraden Faser entstehen. Es konnte gezeigt werden, daß dadurch bei den SpaCal–Prototypen Verluste von einem Prozent möglich sind. Für den Bau des SpaCals bedeuten diese Messungen, daß die nötige Einschwärzung der Fasern auf einer konstanten Länge und möglichst nicht im gebogenen Bereich stattfinden sollte. Andernfalls können Intensitätsverluste bei einzelnen Fasern von etwa 3% auftreten. Die hohen Inhomogenitäten der Prototypen können aber auch mit der Einschwärzung der Fasern nicht erklärt werden.

Der wahrscheinliche Hauptgrund der Inhomogenitäten ist eine ungleichmäßige Ausübung von Druck auf die Fasern. Diese unerwartete Entdeckung ist das wichtigste Ergebnis dieser Arbeit. Es wurden Messungen durchgeführt, die zeigen, daß schon bei moderaten Drücken Lichtverluste um 4% auftreten. Wieviel Druck die Fasern in den SpaCal–Prototypen erfahren, ist nur abzuschätzen. Lichtverluste einzelner Fasern von weit über 10% können nicht ausgeschlossen werden. Diese Beobachtung wurde inzwischen durch unabhängige Messungen verifiziert. Dieses Ergebnis zeigt, daß beim Zusammenbau der einzelnen Submodule des SpaCals höchste Sorgfalt bei der Behandlung der Fasern ausgeübt werden muß.

Die Messungen zeigen insgesamt, daß bei der Beachtung der aufgeführten Punkte mögliche Intensitätsverluste des Faserlichtes vermieden werden können. Die Erzielung der angestrebten maximalen Inhomogenität des SpaCals von $1-2\%$ ist, zumindest vom Standpunkt der Lichtleitung der Fasern aus betrachtet, möglich.

Ein weiteres Ergebnis dieser Diplomarbeit ist bedeutend für Messungen, die im Rahmen des SpaCal–Projektes an Lichtmischern vorgenommen werden. Dabei wird die Lichtleitung der Lichtmischer untersucht, wobei szintillierende Fasern zur Einspeisung des Lichtes verwendet werden. Ein Abweichen der Winkelverteilung des aus der Faser austretenden Lichtes von der beim Betrieb des SpaCals vorkommenden Winkelverteilung kann zu einem systematischen Fehler dieser Messungen führen. Es konnte mit den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen eine deutliche Abhängigkeit der Winkelverteilung des Faserlichtes von der Art der Lichterzeugung festgestellt werden. Die Lichterzeugung durch Bestrahlung mit UV–Licht erzeugt eine Lichtverteilung mit hohem Anteil sehr großer Winkel. Bei der alternativen Lichteinspeisung durch eine Leuchtdiode ist der mögliche Winkelbereich deutlich kleiner. Wird eine LED mit klarer Oberfläche benutzt, entspricht die Winkelverteilung des Faserlichtes weitgehend der bei Einkopplung von Laser–Licht in die Faser. Gerade solche Leuchtdioden werden aber bei den Lichtmischeruntersuchungen benutzt, so daß ein großer systematischer Fehler möglich ist. Die Größe des systematischen Fehlers durch Nichtberücksichtigung von Strahlen mit großen Winkeln zur Faserachse konnte aus Zeitgründen im Rahmen dieser Arbeit nicht quantifiziert werden. Die Bestimmung dieser Größe sollte von den Gruppen, die Lichtmischer untersuchen, möglichst bald vorgenommen werden.

Literaturverzeichnis

[Aco 91] Acosta, D., et al.
Effects of Radiation Damage on Scintillating Fibre Calorimetry
Nucl. Instr. Meth. **B62** (1991) 116

[Ama 81] Amaldi, U.
Fluctuations in Calorimetry Measurements
Phys. Scripta **23** (1981) 409

[Amo 90] Amos, N. A., et al.
Optical attenuation length measurements of scintillating fibers
Nucl. Instr. Meth. **A297** (1990) 396

[Bar 94] Barschke, R.
Untersuchungen von Szintillationsfasern für ein Spaghettikalorimeter
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1994)

[Bat 70] Bathow, G., et al.
Measurement of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV
Nucl. Phys. **B 20** (1970) 592

[BEM 92] BEMC Group
The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC)
H1 08/92–233 (1992)

[Bir 67] Birks, J.
The Theory and Practice of Scintillation Counting
Pergamon Press (1967)

[Blu 91] Blumenfeld, H. et al.
Measurement of the reflection coefficient at the core–cladding interface in plastic scintillating fibers
Nucl. Inst. Meth. **A309** (1991) 169

[Dec 93] Deckers, Th.
Untersuchungen zum Nachweis von Teilchen in Bleifluorid- und Spaghetti–Kalorimetern
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

[Dec 94] Deckers, Th., private Mitteilung (1994)

[Des 38] Descartes, R.
Dioptriques, Météores
Leyden (1638)

[Des 93] DESY Fotolabor
Archiv-Nummern 42517/4, 42517/21, 42517/35, 42517/46
DESY (1993)

[Des94a] SpaCal–Collaboration
Minutes of the SPACAL meeting held on 4th of February 1994
A. Schumacher: Pressure on fibers
DESY (1994)

[Des94b] SpaCal–Collaboration
Minutes of the SPACAL meeting held on 10th of March 1994
G. Müller: Production Status of Elm. Section
DESY (1994)

[EGG 79] EG&G
The OMA 2 System
EG&G Princeton Applied Research (1979)

[Fer 49] Fermi, E.
Nuclear Physics
The University of Chicago Press (1949)

[Fin 90] Finke, S.
Versuchsanleitungen zum Anfänger–Praktikum in Physik, V 604
Wulff–Verlag (1990)

[För 48] Förster, Th.
Zwischenmolekulare Energiewanderung und Fluoreszenz
Ann. d. Phys. **2** (1948) 55

[H1a 92] H1–Collaboration
Letter of Intend to Upgrade the Backward Region of the H1 Detector
H1 09/92–243 (1992)

[H1a 93] H1–Collaboration
The H1–detector at HERA
DESY 93-103 (1993)

[H1b 93] H1–Collaboration
Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector
PRC 93/02 (1993)

[Haw 90] Hawkes, C.M. et al.
Decay Time and Light Yield Measurements for Plastic Scintillating Fibers
Nucl. Instr. Meth. **A292** (1990) 329

[Hei 27] Heisenberg, W.
Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik
Zeitschr. f. Phys. **43** (1927) 172

[Hei 44] Heitler, W.
Quantum Theory of Radiation
Oxford University Press, Second Edition (1944)

[Ilf 93] Ilford
Technische Information 100 Delta
ILFORD PHOTO GmbH, Dreieich (1993)

[Jan 93] Janoth, J.
Untersuchungen an Photomultipliern in starken Magnetfeldern bis 2 Tesla
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1993)

[Kap 67] Kapany, N.S.
Fiber Optics
Academic Press Inc. (1967)

[Kir 87] Kirkby, J.
Today and Tomorrow for Scintillating Fibre (SCIFI) Detectors
CERN-EP/87-60 (1987)

[Leo 87] Leo, W.R.
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
Springer (1987)

[Lev 92] Levin, E.M.
Parton Densities at Small x_B
DESY 92-122 (1992)

[Mah 88] Mahlke, G./Gössing, P.
Lichtwellenleiterkabel
Siemens Aktiengesellschaft (1988)

[Mol 47] Molière, G.
Theorie der Streuung schneller, geladener Teilchen
Zeitschr. f. Naturforsch. **2a** (1947) 133 und Zeitschr. f. Naturforsch. **3a** (1948) 78

[Par 90] Particle Data Group
Review of Particle Properties
Physics letters B 239 (1990)

[RD1 91] The RD1 collaboration
Status report to the DRDC
CERN/DRDC 91-50 (1991)

[Rut 11] Rutherford, E.
The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom
Phil. Mag. **21** (1911) 669

[Seg 65] Segrè, E.
Nuclei and Particles
W. A. Benjamin (1965)

[Ung 89] Ungar, S.
Fibre Optics
John Wiley & Sons (1989)

[Wen 94] Wenk, Th.
Messung der Absorptionslänge szintillierender Fasern
Diplomarbeit, Universität Dortmund (1994)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. D. Wegener danke ich für die Themenstellung und die Betreuung der Diplomarbeit.

Herr Prof. Dr. H. Kolanoski hat freundlicherweise die Aufgabe des Zweitgutachters übernommen.

Herrn Prof. Dr. D. Fröhlich danke ich für die Leihgabe der CCD–Kamera.

Ich bedanke mich bei allen Mitgliedern des Lehrstuhles EV für das gute Arbeitsklima, das die vergangenen Monate nicht nur zu einer sehr interessanten, sondern auch zu einer humorvollen Zeit werden ließ.

Insbesondere danke ich Thorsten Deckers und Andreas Kosche für hilfreiche Diskussionen während der Diplomarbeit und gegen deren Ende bei der Durchsicht des Manuskriptes. Auch Thomas Wenk hat zum Aufdecken und Lösen physikalischer Probleme beigetragen. Des weiteren haben Michael Dirkmann, Jürgen Spiekermann und Marcus Gebauer Teile der Diplomarbeit durchgesehen.

Für die Hilfestellung bei mechanischen Arbeiten danke ich den Technikern Markus Kolander und Matthias Grewe, dem ich auf diesem Wege eine gute Besserung wünschen möchte. Beiden gebührt das Lob, mir verschiedene handwerkliche Fähigkeiten beigebracht zu haben. In diesem Zusammenhang muß ich mich auch bei den Mitgliedern der mechanischen und elektronischen Werkstatt, insbesondere bei Herrn G. Ernst und Herrn H. Noffke, bedanken.

Herrn J. Huhn und Frau H. Bussmann danke ich für die Hilfe bei photographischen Arbeiten.

Ohne der Unterstützung meiner Mutter wäre mein Studium nicht möglich gewesen. Ihr gilt daher mein besonderer Dank.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Nummer 6DO57I gefördert.