Untersuchung optischer Fasern

Werner Kaspar

Staatsexamensarbeit

Institut für Hochenergiephysik
Universität Heidelberg

Heidelberg, im Juni 1994

Inhaltsverzeichnis

Einleitung 3

1. Apparativer Aufbau 5

2. Optische Fasern 7
2.1 Herstellung optischer Fasern 7
2.2 Die Lichtwellenausbreitung in der Faser 7

3. Messungen und deren Interpretation 10
3.1 Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in der Faser 10
3.2 Messung der Abschwächung in der Faser 13
3.3 Zusammenhang zwischen Biegeradius und Intensitätsabnahme 16
3.3.1 Messung der Biegeradiusabhängigkeit 17
3.3.1 Theoretische Abhandlung der Lichtausbreitung in einer Faser 22
3.4 Messung der Winkelabhängigkeit mit 3 verschiedenen Fasern 35
3.5 Messung der Winkelverteilung in der Faser 47

Zusammenfassung 60

Literaturverzeichnis 61

Anhang 62

Danksagung 83

Einleitung

In den letzten Jahren hat sich die Technologie für optische Fasern stark verbessert. Mit ihrer Hilfe ist es möglich, Licht von einem Punkt im Raum zu einem anderen zu transportieren. Diese Technik hat in vielen Bereichen der Physik, wie auch in der Medizin - z.B. bei intrakorpularen Spiegelungen - Anwendung gefunden.

Am Deutschen Elektronen- Synchroton (DESY) in Hamburg werden optische Fasern in Experimenten der Elementarteilchenphysik eingesetzt. In der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) werden Elektronen und Protonen gegenläufig aufeinandergeschossen. An zwei von vier möglichen Wechselwirkungspunkten sind zur Zeit Experimente aufgebaut. Das eine Experiment ist H1 (Halle Nord) und das andere ist ZEUS (Halle Süd). Die Elektronen werden für die Kollision auf eine Energie von 30 GeV und die Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt (1). Hier kommt es bei tiefinelastischen Stößen des Elektrons mit dem Proton zur Produktion von Endzuständen aus vielen Teilchen (Elektronen und Hadronen).

Um Aussagen über die innere Struktur des Protons machen zu können, müssen die Energien der entstehenden Sekundärteilchen mit Hilfe spezieller Detektoren vermessen und ausgewertet werden. Auf Grund der höheren Protonenenergie wird sich der größte Teil des Energieflusses der Reaktionsprodukte in Protonenstrahlrichtung bewegen, die nach H1 Konvention als Vorwärtsrichtung definiert wird. Dort befinden sich Proportionalkammern, Driftkammern und das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Im Rückwärtsbereich befindet sich bislang ein Kalorimeter mit Blei als Absorbermaterial, das sogenannte BEMC(2). Dieses soll von dem neu entwickelten Spaghettikalorimeter abgelöst werden. Sein Name leitet sich von den in eine Bleimatrix eingelegten Szintillationsfasern her. Diese Fasern werden durch geladene, hindurchfliegende Teilchen zur Szintillation angeregt. Die dabei entstehenden Lichtblitze werden durch die Faser transportiert. Am Faserende treffen die Lichtstrahlen auf einen Lichtmischer, von dort auf einen Photomultiplier, wo sie einen Elektronenschauer auslösen. Die dabei entstehenden Ladungsmengen werden gemessen und anschließend ausgewertet.

Aufgrund der verschiedenen Abmessungen der Bleimatrix und des Lichtmischers, wie in Abb. E.1 schematisch dargestellt ist, müssen die Faserenden an die Lichtmischerquerschnitte angepaßt werden. Durch diese Bündelung weisen die Fasern deshalb abhängig von ihrer Lage in der Bleimatrix verschieden starke Krümmungen auf. Zentral im Bündel geführte Fasern sind gerade, während die Fasern am Rand S-förmig

verlaufen und dabei Krümmungsradien bis minimal 2.5 cm aufweisen. Bei Messungen mit Elektronenschauern über die Zellgrenzen der Module hinweg zeigten sich unerwartet hohe Signalschwankungen. Da die Rückgänge in den Signalen mit den Zellgrenzen der Module korreliert waren, konnte nicht ausgeschlossen werden, daß diese auf Lichtverluste der Faser in der Faserbündelzone zurückzuführen sind.

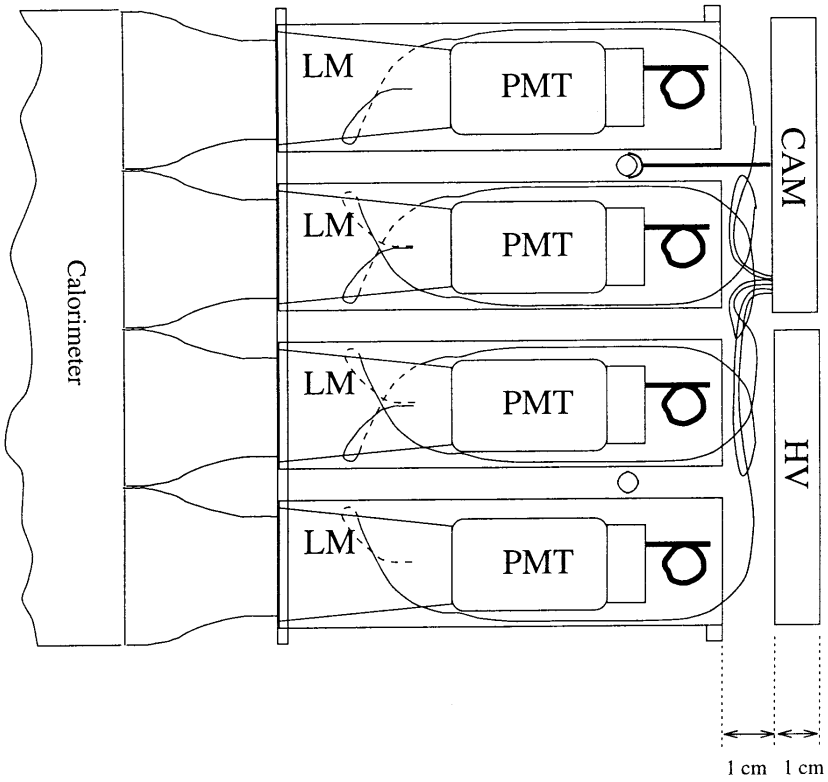

Abb. E.1 Lichtauslesesystem des Kalorimeters

Um auszuschließen, daß die Schwankungen durch die verwendeten Photomultiplier verursacht werden und um deren Stabilität zu gewährleisten, wird ein Kalibrationssystem (CAM) für die Photomultiplier (PMT) entwickelt. Auch hier werden optische Fasern eingesetzt, wie sie in Abb. E.1 zu sehen sind. Mit einer Referenzlichtquelle wird Licht durch eine Faser geschickt, die an den Lichtmischer (LM) angekoppelt ist. Dabei kommt es zu Biegungen der Faser. Die Lichtverluste zu verstehen, Auswirkungen von Biegungen zu ergründen und gegebenenfalls eine Erklärung hierfür zu finden war Gegenstand und gleichzeitig Motivation für die nachstehende Arbeit.

1. Apparativer Aufbau

Der Apparative Aufbau soll dazu dienen verschiedene Eigenschaften optischer Fasern zu untersuchen. Das Hauptinteresse wird darin bestehen, Zusammenhänge zwischen Biegungen der Faser und der damit verbundenen Intensitätsabnahme herauszufinden. Hierfür wird Licht, welches aus einer Leuchtdiode stammt, in ein Ende einer Plexiglasfaser eingekoppelt und mit Hilfe eines Photomultipliers die Intensität gemessen, die am anderen Ende der Faser herauskommt.

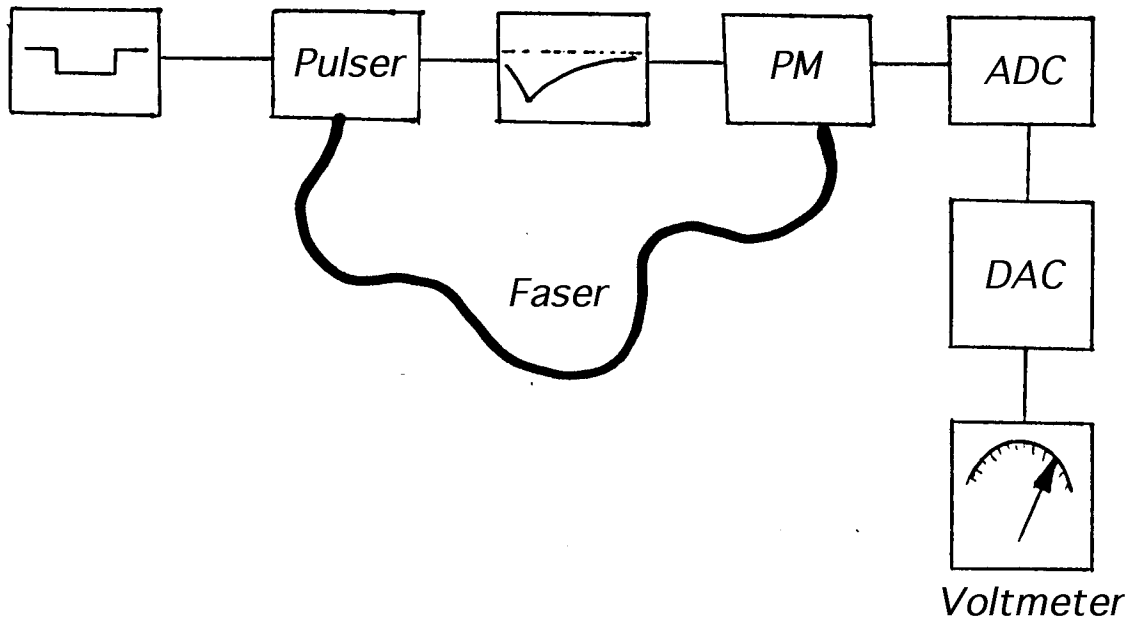

Abb. 1.1 Schematische Darstellung des apparativen Aufbaus

In Abb. 1.1 ist eine schematische Darstellung der Meßapparatur zu sehen. Ein Rechteckimpuls wird auf einen Pulser gegeben, welcher für die Dauer des Signals eine Leuchtdiode mit einer Spannung zwischen 10 und 30 Volt versorgt. An die Leuchtdiode ist eine optische Faser angekoppelt, in die das erzeugte Licht eingespeist wird. Das andere Ende der Faser mündet in einen Photomultiplier, der das ankommende Licht in elektrische Ladung umwandelt. Diese Ladungsmenge ist proportional zur Anzahl der ankommenden Photonen und damit ein Maß für die Intensität des ankommenden Lichts.

Sobald das Rechtecksignal am Pulser ankommt, schaltet sich dieser für 8 ns an. Für diese Zeit wird eine Spannung an die Diode gelegt, die dafür sorgt, daß die Diode immer stärker zu leuchten anfängt. Für die Messungen wurde eine Leuchtdiode des Typs TLGC 240P verwendet. Das von der grünen Leuchtdiode ausgesandte Licht besaß eine Wellenlänge von 567 nm (3). Durch den Pulsmode, mit der die Diode betrieben wurde, konnten sehr viele Photonen in sehr kurzer Zeit von der Diode aus in die Faser eingespeist werden.
Die Plexiglasfasern, die in den Messungen eingesetzt wurden, waren von dem Typ TC-500 und wurden von der Firma Deutsche Nichimen GmbH hergestellt (4).
Als sich der Pulser nach 8 ns ausgeschalten hatte, war die Leuchtdiode jedoch nicht gleichzeitig erloschen, sondern sie glühte noch etwa 100 ns nach. So wurde das ursprünglich digitale Rechtecksignal durch die Diode in ein analoges Signal umgewandelt, nämlich in Form der unterschiedlichen Lichtmenge, die in dieser Zeit von der LED ausgesandt wurde. Diese Lichtmenge wird zum Teil durch die Faser transportiert und gelangt am Ende der Faser in den Photomultiplier. Dieser ist an eine Hochspannung von 1.5 KV angeschlossen. Im Photomultiplier wird die ankommende Lichtmenge in eine Ladungsmenge umgewandelt und von dort aus auf den ADC geschickt.
Der ADC ist ein analog digital converter, das heißt, er wandelt ein analoges Signal in ein digitales Signal um. Dazu wird ein Gate aufgemacht und das analoge Signal, das innerhalb dieses Gate liegt, wird digitalisiert, also eine Zahl zugewiesen. Der Grund hierfür ist, daß mit einer Zahl viel leichter gerechnet werden kann und das eingestellte Pedestal automatisch subtrahiert werden konnte. Anschließend wird das digitale Signal vom DAC - digital analog converter - wieder in ein analoges Signal zurückverwandelt. Dieses Signal wurde mit dem Voltmeter gemessen und die am Photomultiplier ankommende Lichtmenge, die Lichtintensität, in Form einer Spannung am Voltmeter abgelesen. Dieser oben beschriebene apparative Messaufbau blieb während allen Messungen und Versuchen unverändert.

2. Optische Fasern

In diesem Kapitel soll die Herstellung einer Faser erläutert werden und das Prinzip erklärt werden, wie sich das Licht in der Faser ausbreitet.

2.1 Herstellung optischer Fasern

Als Ausgangsmaterialien für lichtleitende Fasern werden Weichglas oder Quarz verwendet, wobei sich die Herstellungsmethoden unterscheiden. Bei Weichglas kann auf altbewährte Glasschmelztechniken zurückgegriffen werden. Bei den hochwertigen Quarzglasfasern wird Halbleitertechnologie eingesetzt.
Fertige Vorformlinge werden in ein auf einer Beschickungsvorrichtung montiertes Spannfutter eingespannt und langsam in den Ofen heruntergelassen. Am Ende des Vorformlings wird das Glas bei einer über dem Erweichungspunkt liegenden Temperatur und unter kontrollierten atmosphärischen Bedingungen zu einer Faser gezogen. Der dadurch entstandene Faserkern wird Core genannt. Sofort nach dem Ziehen wird der Faserkern zum Schutz vor allen schädlichen Einflüssen der Luft mit einer Kunststoffschicht überzogen, die anschließend gehärtet wird. Diese dünne Mantelschicht wird Cladding genannt. Die Dicke des Cladding beträgt etwa ein zehntel des Faserkerndurchmessers. Darüber wird eine weitere Schutzschicht angebracht, genannt Extra Mural Absorber oder kurz EMA. Von Faserherstellern werden verschiedenste Fasern angeboten, die sich in ihrem Durchmesser, dem verwendeten Material und der Länge unterscheiden.

2.2 Die Lichtwellenausbreitung in der Faser

Optische Medien werden durch die Brechzahl n gekennzeichnet. Sie gibt an, um wieviel mal die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium kleiner ist als im Vakuum.
In Abb. 2.2.1 ist eine Faser zu sehen, durch die ein Lichtstrahl geht. Das Prinzip der Lichtleitung läßt sich mit Hilfe der geometrischen Strahlenoptik erklären. Wenn Licht aus einem optisch dichteren Medium

auf die Grenzschicht zu einem optisch dünnerem Medium fällt, so erfährt ein Teil davon Totalreflexion, nämlich genau der Teil des Lichtes, der unterhalb eines bestimmten Winkels auf die Grenzschicht fällt. Dieser kritische Winkel ist in Abb. 2.2.1 mit θ_{max} bezeichnet und man nennt ihn Totalreflexionswinkel. Er hängt von den verschiedenen Brechungsindizes der beiden aufeinandertreffenden Medien ab.

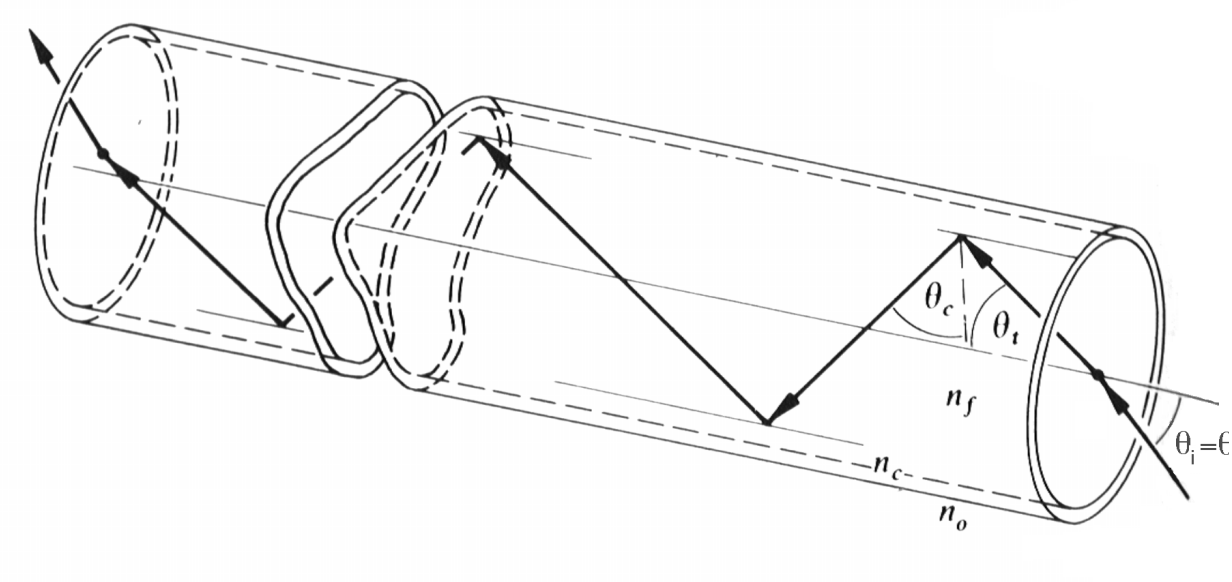

Abb. 2.2.1 Lichtstrahl, der unter dem maximalen Winkel in eine Faser eintritt und innerhalb des Faserkerns reflektiert wird (5)

Für das Core der Faser wird deswegen ein Material verwendet, das einen höheren Brechungsindex aufweist, als der Brechungsindex des Cladding. Der Brechungsindex für das Core wird mit n_f bezeichnet und der für das Cladding mit n_c.
Wenn Licht in die Faser geleitet wird, so ist es entscheidend, unter welchem Winkel es auf die Grenzschicht zum Cladding trifft. Das Licht wird nur dann reflektiert und somit innerhalb de Faserkerns weitergeleitet, wenn es unterhalb des kritischen Winkels, dem Totalreflexionswinkel liegt. Der Teil des Lichtes, der oberhalb dieses Winkels liegt, dringt in das Cladding ein und wird anschließend im EMA absorbiert. Dieser maximale Winkel kann unter Zuhilfenahme des Snelliusschen Brechungsgesetzes auf folgende Weise berechnet werden:

$$n_0 \sin(\vartheta_{\max}) = n_f \sin(\vartheta_t) \Rightarrow \sin(\vartheta_t) = \frac{\sin(\vartheta_{\max})}{n_f}$$

$$\sin(\vartheta_c) = \frac{n_c}{n_f} = \sin(90^0 - \vartheta_t) = \cos(\vartheta_t) = \sqrt{\left(1 - \sin(\vartheta_t)^2\right)}$$

$$\Rightarrow \frac{n_c}{n_f} = \sqrt{\left(1 - \sin(\vartheta_t)^2\right)}$$

$$\Rightarrow \frac{n_c}{n_f} = \sqrt{\left(1 - \frac{\sin(\vartheta_{\max})^2}{{n_f}^2}\right)} \Rightarrow \frac{{n_c}^2}{{n_f}^2} = 1 - \frac{\sin(\vartheta_{\max})^2}{{n_f}^2} \Rightarrow \sin(\vartheta_{\max}) = \sqrt{{n_c}^2 - {n_f}^2}$$

3. Messungen und deren Interpretation

In diesem Kapitel soll die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in einer optischen Faser gemessen werden und wie stark das Licht durch die Faser abgeschwächt wird. Der Zusammenhang zwischen der Intensitätsabnahme und dem Biegeradius soll gemessen werden und am Ende die Intensitätsabnahme in Abhängigkeit des Biegewinkels und die Winkelverteilung der Strahlen innerhalb der Faser gemessen werden.

3.1 Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in der Faser

Ziel dieser Messung war, die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in der Faser zu messen. Durch den Brechungsindex des Core-Materials bedingt, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts geringer als die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Diese beiden Geschwindigkeiten werden am Ende des Abschnitts miteinander verglichen.

Für den Versuch wurde eine etwa 17m lange Faser auf eine Spule von 20 cm Radius gewickelt. Mit einem digitalen Oszilloskop wurde extern auf den Pulser getriggert und das Ausgangssignal des Photomultipliers wurde auf den Eingang des Oszilloskops gegeben. Dadurch konnte die Zeit gemessen werden, die das Signal braucht, um vom Pulser durch die 17 m lange Faser zum Photomultiplier zu kommen. Diese Zeit konnte auf dem Oszilloskop abgelesen werden und war die Referenzzeit für die nachfolgenden Zeitmessungen. Das auf dem Oszilloskop entstandene Bild wurde abgespeichert, die Faser um eine bestimmte Länge gekürzt, und erneut die Zeit gemessen, die das Signal braucht.

Das aus der zweiten Messung entstandene Bild auf dem Oszilloskop wurde mit dem aus der ersten Messung verglichen, welches abgesichert war. Dabei stellte sich heraus, daß das neue Bild auf dem Bildschirm versetzt zu dem anderen war. Das war auch zu erwarten, wenn man bedenkt, daß das Licht eine kürzere Wegstrecke zurücklegen mußte und eine Verschiebung des Signals einer Veränderung der gemessenen Zeit bedeutet.

Durch Vergleich der beiden Signale auf dem Oszilloskop konnte die Zeitdifferenz festgestellt werden, die das Licht für verschiedene Wegstrecken benötigt. Diese Zeitdifferenz entsprach genau der Zeit, die das Licht brauchte, um durch das abgeschnittene Stück Faser zu

gelangen. Die Faser wurde um die selbe Länge gekürzt, und der oben beschriebene Vorgang wiederholt. Das Abschneiden der Faser erfolgte mit einer Genauigkeit von etwa einem Millimeter, so daß diese Ungenauigkeit, nämlich ein Promille, in der Fehlerangabe vernachlässigt werden konnte. Die Faser wurde nacheinander 15 mal gekürzt und die Zeitdifferenz jeweils festgehalten. Die Zeitmessung erfolgte mit einer Genauigkeit von 2 Nanosekunden und war die Hauptfehlerquelle bei dieser Messung. Sie wurde in das Bild als Fehlerbalken aufgenommen. Nachstehende Tabelle zeigt die gemessenen Werte und im Anschluß daran wurde die Wegstrecke gegen die ermittelte Zeitdifferenz aufgetragen.

Wegstrecke s [m]	**gemessene Zeit [ns]**	**Zeitdifferenz t [ns]**
0.00	122.40	0.000
0.94	117.20	5.200
1.88	113.20	9.200
2.82	107.60	14.800
3.76	102.40	20.000
4.70	97.20	25.000
5.64	91.60	30.700
6.58	86.40	36.000
7.52	81.20	41.200
8.46	76.40	46.000
9.40	70.80	51.600
10.34	66.20	56.200
11.28	60.40	62.000
12.22	55.60	66.800
13.16	50.40	72.000

Tab. 3.1.1 Vom Oszilloskop abgelesene Zeiten in Abhängigkeit der zurückgelegten Wegstrecke s

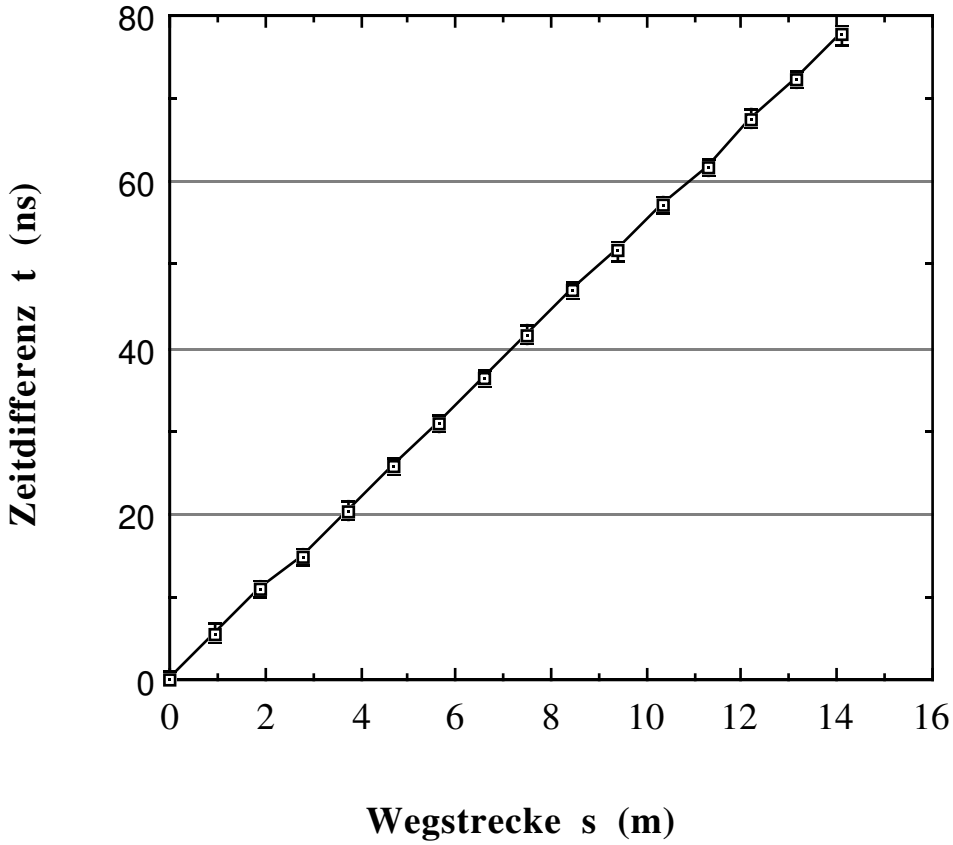

Abb. 3.1.1 Der vom Licht in der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm zurückgelegte Weg in Abhängigkeit von der Zeit

Um die Lichtgeschwindigkeit in der Faser zu ermitteln, hätte bereits eine Messung genügt. Der Vorgang wurde so oft wiederholt, um zu überprüfen, ob die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in der Faser tatsächlich konstant ist. Dies wird durch die Gerade in Abb. 3.1.1 bestätigt.
Mit den beiden gemessenen Größen, der Weglänge s und der Zeitdifferenz t, kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in der Faser berechnet werden(6).

$$c_{Faser} = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{14.1m}{77.6ns} = 1.82 \pm 0.10 * 10^8 \frac{m}{s}$$

$$c_{theo} = \frac{c}{n_f} = \frac{2.998 * 10^8}{1.62} \frac{m}{s} = 1.85 * 10^8 \frac{m}{s}$$

Der hier angegebene Fehler wurde aus der Abb. 3.1.1 entnommen.
Die theoretische Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in der Faser ist durch den Brechungsindex des Core bedingt und hängt mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Vakuum wie oben gezeigt zusammen(7). Wie man sieht, stimmen Theorie und Messung innerhalb der Fehlergrenzen überein.

3.2 Messung der Abschwächung in der Faser

Mit dieser Messung sollte festgestellt werden, wie stark das Licht in der Faser, abgeschwächt wird. Auf dem Weg zur Auslese erleidet das Licht durch verschiedene Effekte eine Abschwächung. Zunächst sei die Abschwächung der Lichtstrahlen durch Reflexionsverluste an den nicht idealen Grenzschichten genannt. Das durch das Core geleitete Licht verliert pro Reflexion einen Bruchteil seiner Intensität. Insgesamt macht sich dieser Effekt nach vielen Reflexionen in einem Rückgang der Intensität bemerkbar. Je dünner die Faser ist, desto mehr Reflexionen treten auf und desto stärker ist der Effekt(8).
Andere Faktoren, die für die Abschwächung verantwortlich sind, sind die Qualität des für die Faser verwendeten Materials und damit in der Faser bereits vorhandene Defekte, beziehungsweise Verunreinigungen im Material, Unebenheiten, Kratzer oder sonstige Schwachstellen, die in der Grenzschicht zwischen Core und Cladding auftreten können und Selbstabsorbtion im Fasermaterial. Je geringer der Intensitätsverlust ist, nachdem das Licht durch die Faser hindurchgegangen ist, desto besser ist die Lichtleitung in der Faser und desto geringer die im Material auftretenden Mängel und die Anzahl der Reflexionen.
Für die Messung wurde eine etwa 17 m lange Faser auf eine Spule mit 20 cm Radius gewickelt. Ein Faserende wurde an die LED gekoppelt und blieb dort während der ganzen Messung angeschlossen. Das andere Ende, das Faserausleseende, wurde in den Photomultiplier gegeben. Mit dem Spannungsmeßgerät wurde die Intensität abgelesen und festgehalten. Die Faser wurde aus dem Photomultiplier genommen und um einen Meter gekürzt. Dies erfolgte mit einer Genauigkeit von etwa einem Millimeter, also mit der Genauigkeit von einem Promille, und konnte deswegen bei der Fehlerrechnung vernachlässigt werden Das Faserausleseende wurde mit Hilfe einer Schleifvorrichtung zuerst trocken und anschließend naß geschliffen. Damit sollte erreicht werden, daß jenes Faserende, das auf den Photomultiplier trifft, eine möglichst glatte Oberfläche besitzt. Im Idealfall wäre das Ende der Faser ganz plan, so daß alle Lichtstrahlen beim Austritt aus dem Faserende

ungehindert auf die Photokathode des Photomultipliers treffen und somit ihren Beitrag zur Intensität leisten.
Sind am Ende der Faser Unebenheiten vorhanden, so können Lichtstrahlen, die aus der Faser treten, eine Brechung erleiden und dadurch nicht auf die Photokathode treffen. In diesem Fall gehen die Lichtstrahlen verloren und werden nicht mit ausgewertet, obwohl sie ursprünglich in der Faser vorhanden waren. Diesen Effekt versucht man durch das Abschleifen gering zu halten. Das Faserende wurde wieder in den Photomultiplier gesteckt und die Intensität erneut gemessen. Dieser Vorgang wurde insgesamt 16 mal wiederholt.
Eine besondere Schwierigkeit der Messung bestand darin, daß die Intensität trotz des Abschleifens sehr stark differierte. Man mußte bei der Behandlung der Faser darauf achten, daß der Schleifvorgang jedesmal auf exakt die gleiche Art erfolgte. Dies war jedoch ein mechanisches Problem. So kam es, daß bei gleichbleibender Länge der Faser die Intensität um bis zu 10% schwankte, wenn das Faserende bei gleicher Länge zweimal geschliffen wurde. Um diese Fehlerquelle zu reduzieren, wurde der Schleifvorgang bei jeder Länge drei mal wiederholt, und die Intensität dann gemittelt.

Wegstrecke (m)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	1111.000	1135.000	1140.000	100.000
1.000	1039.000	1107.000	1133.000	96.840
2.000	1035.000	1033.000	978.000	89.959
3.000	988.000	983.000	964.000	86.680
4.000	887.000	923.000	941.000	81.246
5.000	883.000	846.000	891.000	77.377
6.000	877.000	847.000	831.000	75.458
7.000	773.000	793.000	746.000	68.281
8.000	680.000	720.000	754.000	63.615
9.000	650.000	677.000	723.000	60.543
10.000	693.000	653.000	636.000	58.535
11.000	590.000	604.000	625.000	53.721
12.000	597.000	570.000	603.000	52.274
13.000	557.000	567.000	582.000	50.384
14.000	540.000	500.000	555.000	47.106
15.000	508.000	503.000	518.000	45.157
16.000	460.000	440.000	483.000	40.845

Tab. 3.2.1 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm bei dreimaligem Abschleifen des Faserendes in Abhängigkeit der Wegstrecke s

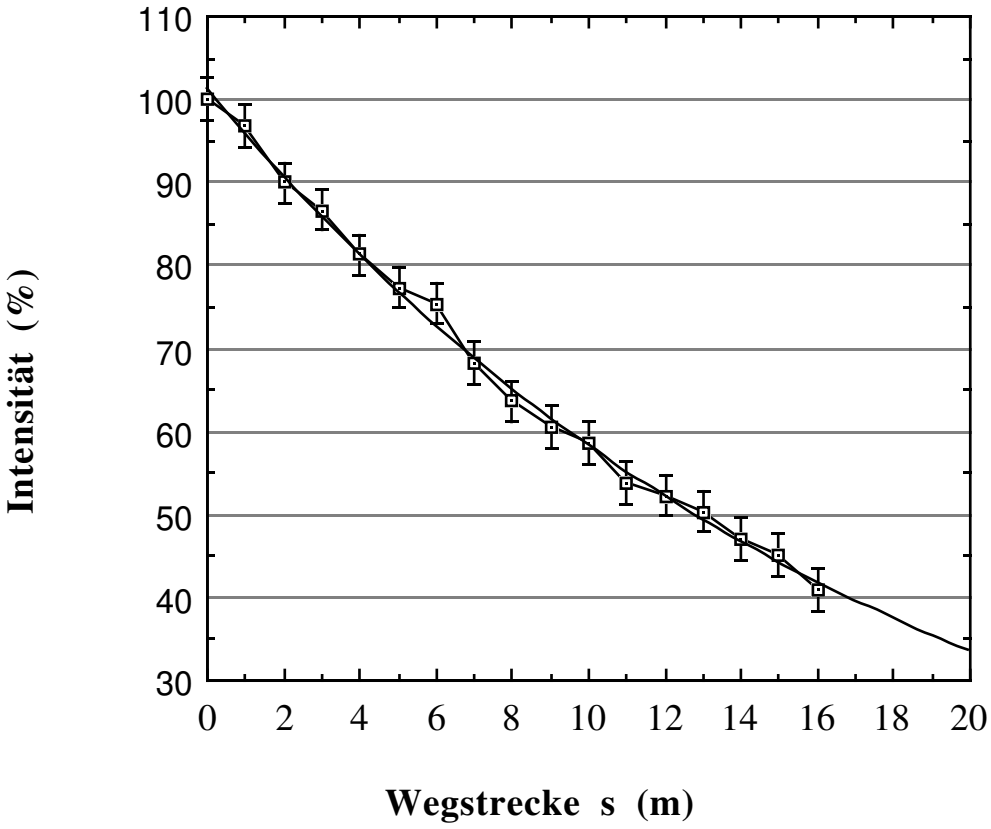

Abb. 3.2.1 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit der Wegstrecke s

An die Kurve in Abb. 3.2.1 wurde eine Exponentialfunktion gefittet. Um den Fehler bei dieser Messung zu ermitteln wurde eine etwa 50 cm lange Faser genommen und nach dem Schleifvorgang an die Meßapparatur angeschlossen. Der Schleifvorgang wurde nach Ablesen der Intensität wiederholt, während die Länge der Faser unverändert blieb. Dieser Vorgang wurde 10 mal wiederholt, wobei die Faser durch das wiederholte Abschleifen in ihrer Länge einen Millimeter abgenommen hat, was jedoch vernachlässigbar war. Um den mittleren Fehler der Einzelmessung zu erhalten, wurde die minimale Intensität von der maximalen Intensität der Meßreihe subtrahiert und dann durch die Wurzel der Anzahl der Versuche, also durch 10, dividiert.

Da zur Messung der Abschwächung die Faser bei jeder Länge drei mal abgeschliffen wurde, mußte der mittlere Fehler der Einzelmesung noch durch die Wurzel aus drei dividiert werden.
Die Abschwächungslänge konnte mit Hilfe des Exponentialfits an die Kurve aus dem Diagramm abgelesen werden. Diese wird definiert als die Wegstrecke, nach der die ursprüngliche Lichtintensität auf den 1/e-ten Teil abgenommen hat (8):

$$\lambda_{att} = \frac{-x}{\ln(\frac{I}{I_0})} \Rightarrow I(x) = I_0 * \exp(\frac{-x}{\lambda_{att}})$$

mit: λ_{att} = Abschwächungslänge
x = vom Licht zurückgelegter Weg
I_0 = ursprüngliche Intensität des Lichts bei x=0
I(x) = Intensität des Lichts bei x

Sie beträgt für die Faser 18.3 m mit einem Fehler von 20 cm. Ein von der Herstellungsfirma angegebener Wert für die Abschwächungslänge ihrer Faser ist leider nicht bekannt.

3.3 Zusammenhang zwischen Biegeradius und Intensitätsabnahme

Um ein Gefühl dafür zu bekommen, bei welchen Radien sich die Intensität überhaupt verändert, erfolgte eine Untersuchung, bei der die Biegeradien nur grob abgemessen wurden. Dabei stellte sich heraus, daß die Intensität bei Radien, die größer waren als 6 cm, stabil blieb, bei Radien zwischen 6 cm und 2 cm die Intensität nur um wenige Prozent zurückging und erst bei Radien die kleiner waren als 2 cm eine starke Intensitätsabnahme zu beobachten war.

3.3.1 Messung der Biegeradiusabhängigkeit

Für die quantitative Messung wurde ein etwa 1m langes Faserstück verwendet. Dieses wurde am Pulser und am Photomultiplier fixiert, denn durch Drehen oder gar stückweises Herausziehen der Faser wurde die Intensität stark beeinflußt. Der Rest der Faser wurde nun einmal um einen Zylinder gewickelt, das heißt, es erfolgte eine Biegung der Faser um 360 Grad, und dann die Intensität gemessen.

Die Messung fing bei großen Radien an und wurde dann zu immer kleiner werdenden Radien fortgesetzt, wobei der kleinste Biegeradius 1 mm betrug. Nach einem vollständigen Messdurchgang mußte dann die Faser ausgewechselt werden, weil bei sehr kleinen Radien Defekte in der Faser zurückblieben. Diese Radien betrugen für die Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm etwa 2.5-3 mm. Die Defekte machten sich dadurch bemerkbar, daß die Intensität nicht auf ihren ursprünglichen Wert zurückging, nachdem die Faser wieder ausgestreckt worden war.

Der Versuchsvorgang wurde dreimal wiederholt und die Intensitäten gemessen. Diese wurden dann jeweils gemittelt und in Prozent ausgedrückt. Es wurden alle drei Fasern auf den Zusammenhang zwischen der Intensitätsabnahme und dem Biegeradius untersucht. Die Tabellen für die Abbildungen 3.3.1 - 3.3.3 werden im Anhang aufgeführt.

Im Anschluß an die einzelnen Betrachtungen der Fasern werden die drei verschiedenen Fasern in Abb. 3.3.4 miteinander verglichen. Dieser direkte Vergleich der drei Fasern zeigt, daß die Intensitätsabnahme bei gleichem Biegeradius um so stärker ist, je dicker die Faser ist. Der Grund hierfür wird zunächst zurückgestellt. In Kapitel 3.3 soll zunächst erläutert werden, weshalb überhaupt eine Intensitätsabnahme erfolgt und in welcher Art und Weise sie stattfindet.

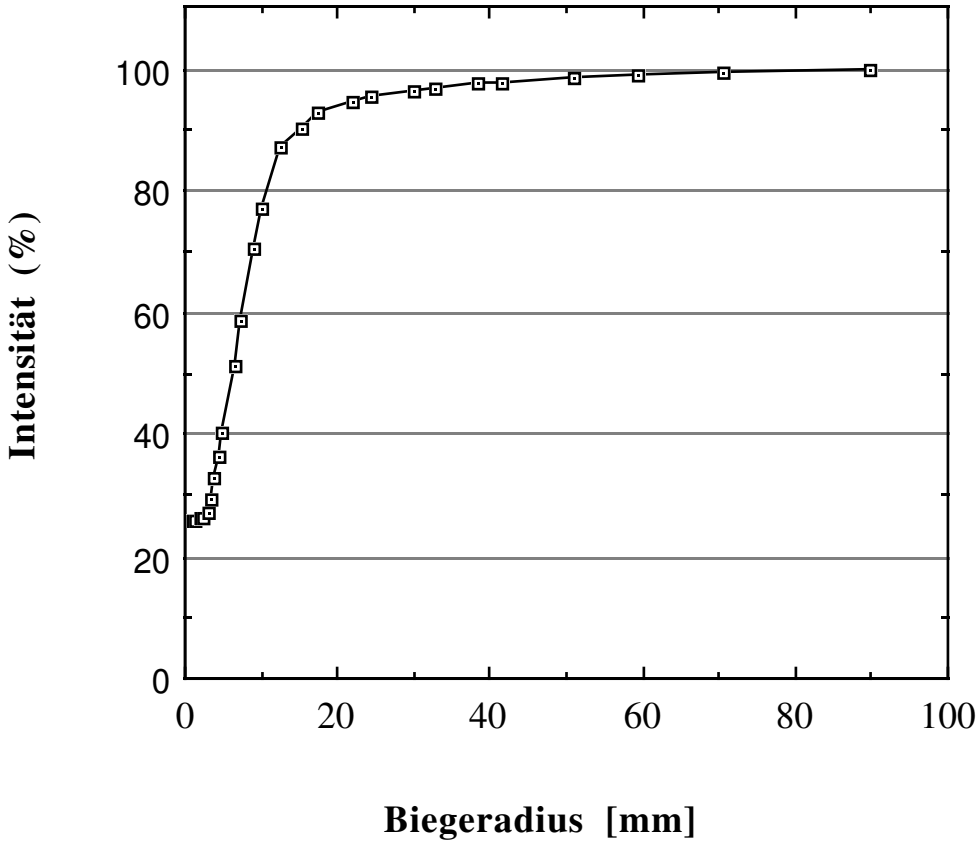

Abb. 3.3.1 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit vom Biegeradius

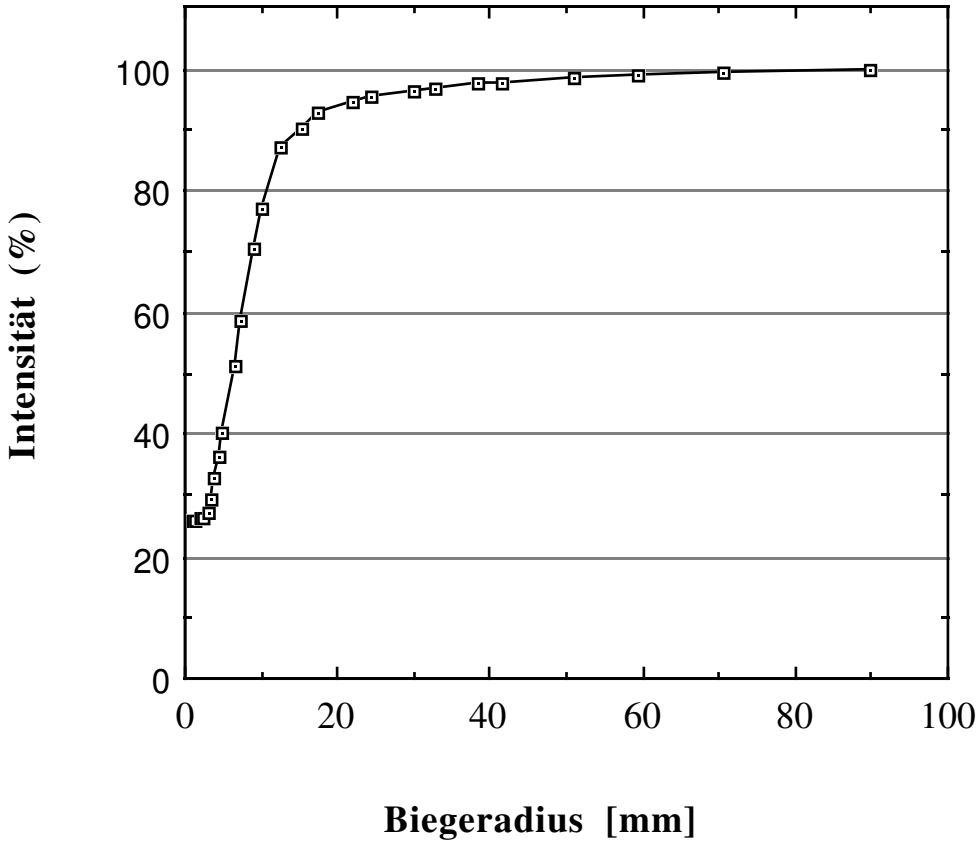

Abb. 3.3.2 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.75 mm in Abhängigkeit vom Biegeradius

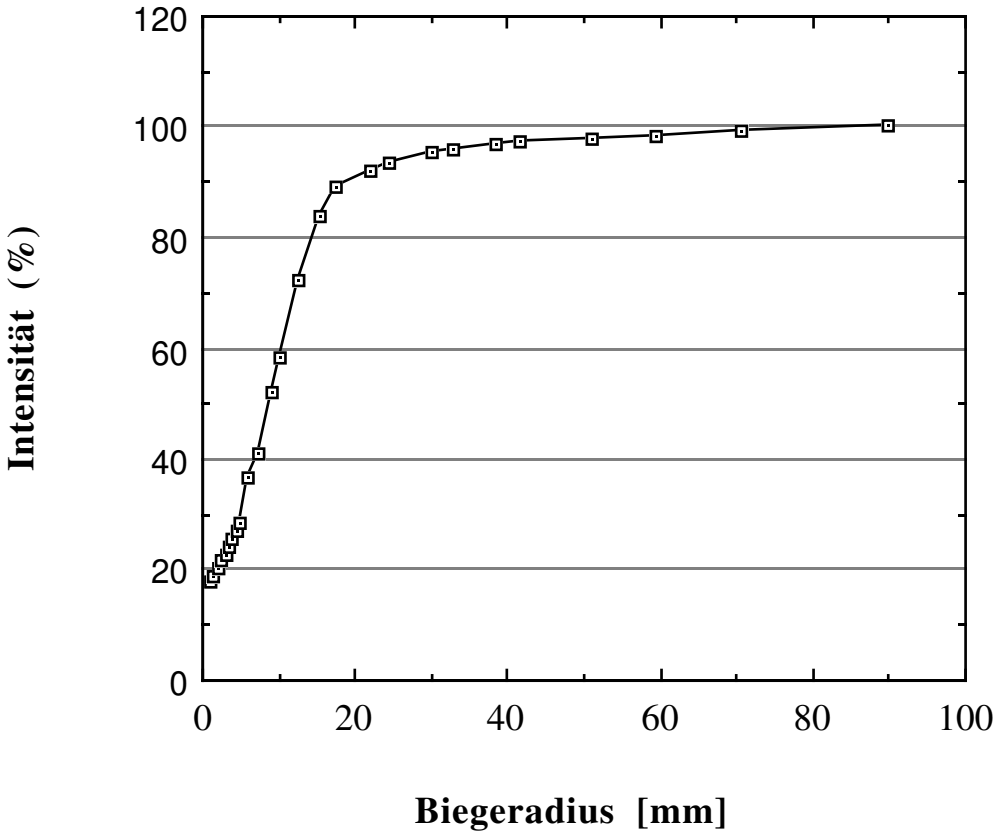

Abb. 3.3.3 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 1.0 mm in Abhängigkeit vom Biegeradius

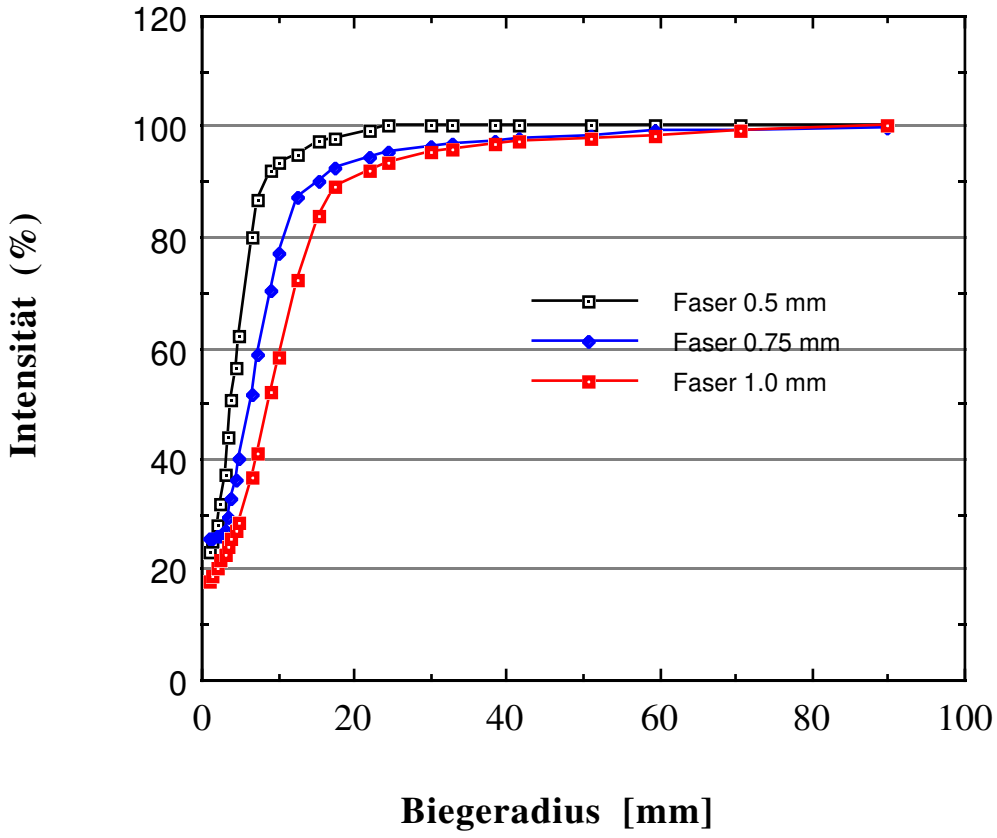

Abb. 3.3.4 Vergleich der Intensitätsabnahme der drei verschiedenen Fasern in Abhängigkeit vom Biegeradius

3.3.1 Theoretische Abhandlung der Lichtausbreitung in einer Faser

An dieser Stelle sollte erwähnt werden, daß die theoretische Abhandlung der Lichtausbreitung nur im 2-Dimensionalen stattfindet, obwohl die Faser und damit die Lichtausbreitung in ihr 3-Dimensional ist.

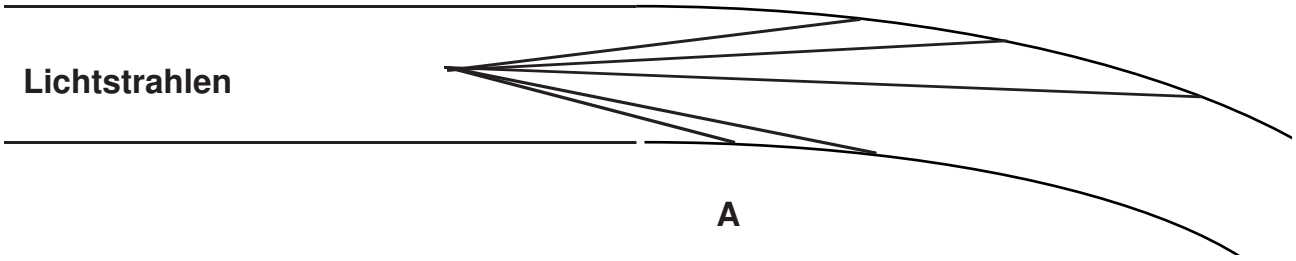

Abb. 3.3.4 Schematische Darstellung einer optischen Faser, die vom Punkt A an leicht gekrümmt verläuft

In Abb. 3.3.4 ist ein gerades Stück Faser zu sehen, das ab der Stelle A leicht gekrümmt verlaufen soll. Angenommen das von links eingestrahlte Licht besitze alle möglichen Winkel, das heißt, alle Winkel, die unterhalb des Totalreflexionswinkels liegen, seien in dem geraden Stück der Faser in Form von Lichtstrahlen vorhanden. Tritt ein Lichtstrahl in das gekrümmte Stück Faser, so passiert folgendes.
Trifft der Lichtstrahl auf die untere Seite der Faser, so wird er vom Lot weg gebrochen. Das heißt, sein Einfallswinkel und damit verbunden auch sein Ausfallswinkel wird kleiner sein als der Winkel, mit dem er zuletzt in der geraden Faser reflektiert wurde. Das hat zur Folge, daß dieser Lichtstrahl auf jeden Fall reflektiert wird, auch wenn der Strahl in der Nähe des Totalreflexionswinkels läge.
Anders verhält es sich, wenn der Strahl zuerst auf die obere Seite der Faser trifft. Hier wird er wegen der vorhandenen Krümmung zum Lot hin gebrochen. Das bedeutet, sein Einfallswinkel und auch sein Ausfallswinkel wird größer sein als der Winkel, mit dem er zuletzt in der geraden Faser reflektiert wurde. Wird der Winkel größer als der

Totalreflexionswinkel, so wird der Strahl nicht mehr reflektiert, sondern mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit aus dem Core heraustreten und von der EMA absorbiert werden. Diese Wahrscheinlichkeit hängt vom Reflexionskoeffizienten des für das Core verwendeten Materials ab. Verluste können demnach nur am oberen Teil der Faser auftreten.
Bei einer sehr leichten Krümmung werden die meisten Strahlen die Faser ungehindert passieren. Die Strahlen, die weit unterhalb des Totalreflexionswinkels liegen und auf die obere Seite der Faser treffen, werden auch dann noch unter dem Totalreflexionswinkel liegen, wenn sie dort ein wenig gebrochen wurden. Wenn die Strahlen jedoch unter sehr großem Winkel auf die obere Seite der Faser treffen, kann es sein, daß dort der Einfallswinkel den Totalreflexionswinkel übersteigt und somit der Lichtstrahl nicht reflektiert wird. Wie nahe der Lichtstrahl am Totalreflexionswinkels liegen kann, um nach Eintritt in die gekrümmte Faser gerade noch reflektiert zu werden, hängt von der Größe des Krümmungsradius ab.
Verfolgt man einen Strahl, nachdem er in die Krümmung gelangt war, in die Richtung zurück, aus der er kam, so wird folgendes anschaulich.
. Man betrachte einen Lichtstrahl, der an der oberen Kante der Faser gerade noch reflektiert wird, dort also unter dem Totalreflexionswinkel ankommt. Geht man den Weg des Strahls weiter zurück in die gerade Faser, so stellt man fest, daß dieser unter einem etwas kleineren Winkel an der geraden Faser reflektiert wurde, denn der Lichtstrahl wurde an der Krümmung vom Lot weggebrochen. Man nenne diesen etwas kleineren Winkel Grenzwinkel.
Wenn anstelle dieses Lichtstrahls ein Strahl, der zwischen dem Grenzwinkel und dem Totalreflexionswinkel liegt, in die gekrümmte Faser eintritt, trifft er mit einem Winkel auf, der über dem Totalreflexionswinkel liegt. Das gilt für alle Lichtstrahlen, die über dem Grenzwinkel liegen. Das hat zur Folge, daß sie in der EMA absorbiert werden. Geht man davon aus, daß alle Lichtstrahlen in der geraden Faser über alle möglichen Winkel gleich verteilt sind, sprich die Winkelverteilung in der Faser homogen ist, so bedeutet das für die Intensität, daß sie prozentual gesehen genau um den Anteil zurückgeht, den die Winkel zwischen dem Grenzwinkel und dem Totalreflexionswinkel von der gesamten Winkelverteilung einnehmen. Um dies zu verdeutlichen ein Zahlenbeispiel: Der Totalreflexionswinkel sei 30 Grad, der Grenzwinkel 25 Grad. Alle Strahlen zwischen 25 und 30 Grad werden durch die Krümmung verlorengehen, also absorbiert. Die Srahlenmenge geht um 100%*(30-25)/30 zurück.

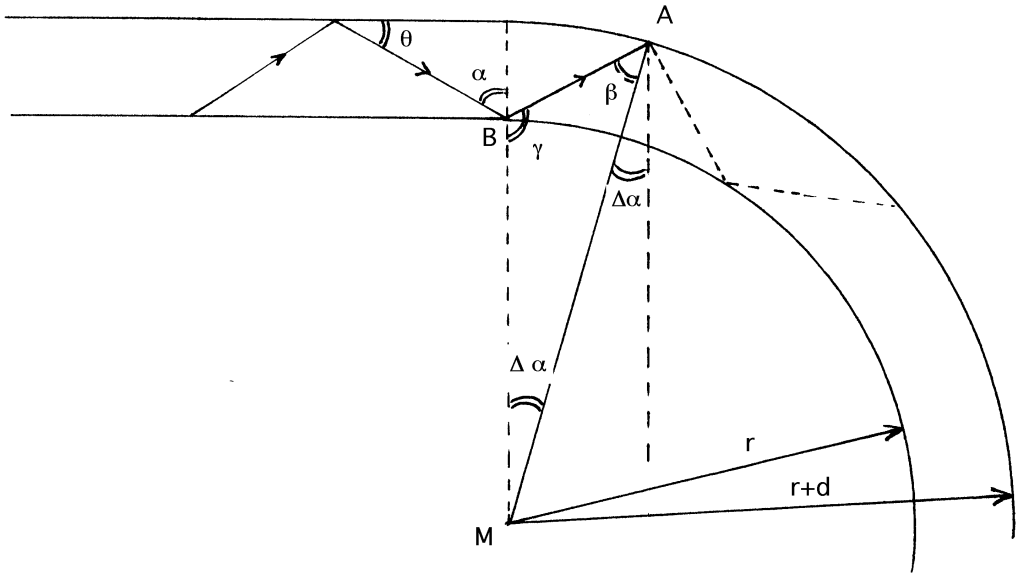

Abb. 3.3.5 Schematische Darstellung eines Lichtstrahls in einer Faser, die ab dem Punkt B mit dem Krümmungsradius r verläuft

In der Abbildung 3.3.5 ist ein Lichtstrahl eingezeichnet, der unter dem Totalreflexionswinkel in der geraden Faser entlangläuft. Der Strahl trifft auf Punkt B, der sich genau an der Kante befindet, bei der die Krümmung der Faser beginnt. Bei Punkt B wird der Strahl noch einmal unter dem Totalreflexionswinkel reflektiert, tritt in die gekrümmte Faser ein, und gelangt dann zu Punkt A. Dort wird er auf Grund der Krümmung zum Lot hin gebrochen und damit verlorengehen.
Der Winkel, mit dem der Strahl gebrochen wird, ist der Winkel $\Delta\alpha$. Der Winkel BAM und der Winkel $\Delta\alpha$ ergeben zusammen wieder den Einfallswinkel α. Soll der Strahl gerade noch reflektiert werden, so muß der Winkel BAM gerade so groß sein wie α. Hier ist er aber gerade um $\Delta\alpha$ kleiner. Käme der Lichtstrahl bei B unter einem Winkel genau um $\Delta\alpha$ verkleinert an, so wäre der Winkel BAM genau gleich α und der Lichtstrahl könnte reflektiert werden. θ_{max}-$\Delta\alpha$ ist also genau der Grenzwinkel, mit dem der Lichtstrahl in A gerade noch reflektiert wird.
Die Berechnung des Winkels $\Delta\alpha$ erfolgt folgendermaßen (6):
Betrachte das Dreieck MAB und wende darauf den Sinnussatz an.

$$MA = r_a; MB = r_i; \alpha = \beta + \Delta\alpha$$

$$Sinussatz: r_i = r_a * \frac{\sin(\beta)}{\sin(\gamma)}; \sin(\alpha - \Delta\alpha) = \frac{r_i}{r_a}\sin(180° - \alpha) \Rightarrow$$

$$\Delta\alpha = \alpha - \arcsin(\frac{r_i}{r_a}\sin(180° - \alpha))$$

In Abb. 3.3.6 wird deutlich, daß der vorhergehend betrachtete Strahl, nämlich der Strahl, der unter dem Totalreflexionswinkel im Punkt B auftrifft, nur einer von unendlich vielen ist. Einige davon sind in dem Bild zu sehen. Der Lichtstrahl, der im Punkt B auftrifft, ist der Extremste der in Abb. 3.3.6 eingezeichneten Lichtstrahlen. Er wird am stärksten gebrochen, weil die Krümmung am Auftreffpunkt größer ist, als bei den anderen Strahlen.
Betrachtet man den Strahl, der neben ihm eingezeichnet wurde, so sieht man, daß dieser nicht so weit in die Faser hinein reicht und damit nicht ganz so stark gebrochen wird. Der Winkel $\Delta\alpha$ ist also etwas kleiner und somit der vorhin erwähnte Grenzwinkel in der geraden Faser etwas größer. Betrachtet man den übernächsten Strahl , so sieht man, daß der Winkel $\Delta\alpha$ noch weiter abnimmt. Es gibt also unendlich viele Strahlen, die alle ein unterschiedliches $\Delta\alpha$ aufweisen.
Verfolgt man den im Punkt B auftreffenden Lichtstrahl noch einmal zurück bis hin zu Punkt F, so entstehen zwei zueinander kongruente Dreiecke, nämlich das Dreieck BCD und das Dreieck DEF. Verfolgt man den Strahl noch weiter nach links, so entstehen lauter zum Dreieck BCD kongruente Dreiecke. Was dies bedeutet wird klar, wenn man den in B auftreffenden Lichtstrahl langsam immer weiter nach links verschiebt, bis dorthin, wo er durch den Punkt D geht. Hier trifft der Lichtstrahl dann wieder auf Punkt B und wird somit zum gleichen Lichtstrahl wie der eingangs betrachtete.
Dasselbe passiert noch einmal, wenn der Lichtstrahl ein weiteres mal um die Strecke BD verschoben wird. Das wiederholen der Dreiecke bedeutet eine Wiederholung des Strahlenspektrums der unter Totalreflexion reflektierten Lichtstrahlen. Berücksichtigt man alle zwischen B und D vorkommenden Strahlen, so hat man das gesamte Strahlenspektrum erfaßt.

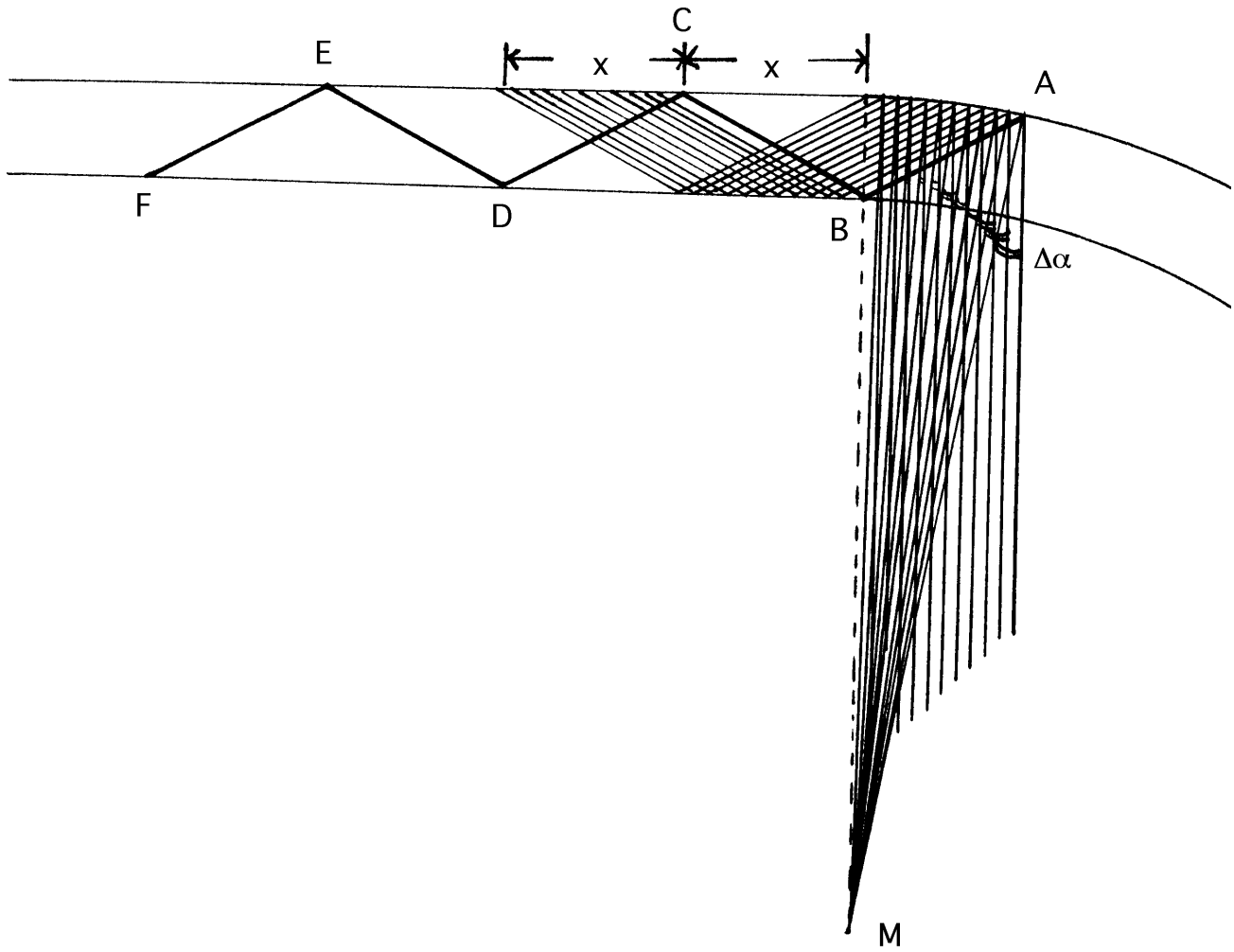

Abb. 3.3.6 Lichtstrahlen, die verschieden weit in die Krümmung hineinreichen werden verschieden stark gebrochen

Das Ziel ist alle vorkommenden $\Delta\alpha$ aufzusummieren, die durch die Lichtstrahlen entstehen, die unter dem Totalreflexionswinkel in der geraden Faser entlanglaufen. Dazu wird die Strecke BD in zwei gleiche Teile x getrennt. Verschiebt man den in B auftreffenden Lichtstrahl um x nach links, so trifft die eine Hälfte der zu betrachtenden Strahlen zuerst an der äußeren Kante der Faser auf. Verschiebt man den in B auftreffenden Lichtstrahl um x nach rechts, so erhält man die andere Hälfte der zu betrachtenden Strahlen, die zuerst an der inneren Kante der Faser gebrochen werden. Somit hat man alle vorkommenden Strahlen erfaßt. Der erstgenannte Fall wird zuerst behandelt.
Bei dem durch den Punkt B gehenden Lichtstrahl ist das $\Delta\alpha$ maximal. Je weiter man nach links geht, desto kleiner wird $\Delta\alpha$, bis es, um die Strecke x verschoben, Null wird. Genauso verhält es sich mit dem Winkel, den die Tangente mit der x-Achse bildet. Im Punkt A ist die Tangentensteigung maximal und geht dann langsam auf null zurück. Bei

genauerer Betrachtung stellt sich heraus, daß die Tangentensteigung gerade dem gesuchten Winkel $\Delta\alpha$ entspricht. Die Tangente im Punkt A ist laut Definition die Senkrechte zu AM. Die Gerade, die mit AM den Winkel $\Delta\alpha$ einschließt, ist parallel zur y-Achse und steht senkrecht auf der x-Achse. Die Gerade AM und die Tangente stehen auch senkrecht aufeinander und bilden zusammen zwei rechtwinklige Kreuze, mit Mittelpunkt A.

.

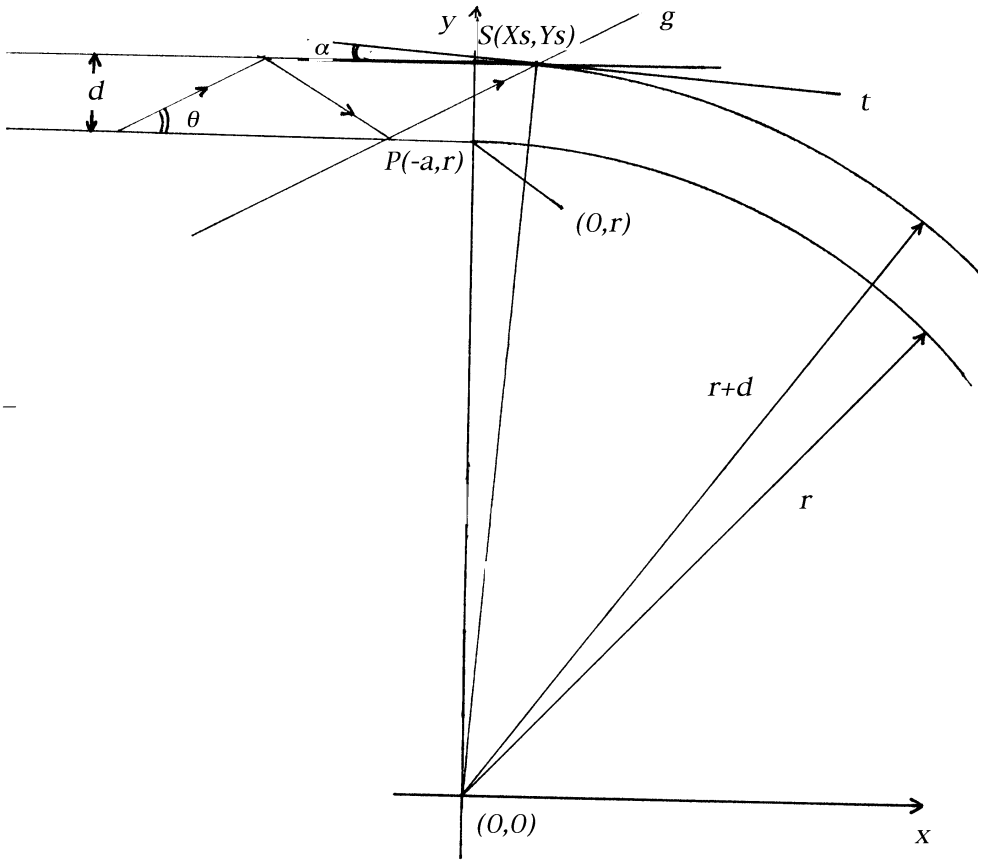

Abb. 3.3.6 Schematische Darstellung einer Faser, die in ein kartesisches Koordinatensystem eingebettet ist und ab dem Punkt (0,r) mit dem Krümmungsradius r verläuft

Der Winkel $\Delta\alpha$ und der Tangentenwinkel entsprechen sich gerade und gehen durch drehen eines der beiden Kreuze auseinander hervor. Durch die Berechnung der Tangentensteigung wird der Winkel $\Delta\alpha$ gleichzeitig erfaßt. Es muß für jeden Punkt auf dem äußeren Kreis, der zwischen A und der geraden Faser liegt, die Tangentensteigung berechnet werden. Hernach werden alle aufsummiert und man erhält alle gesuchten $\Delta\alpha$, die die eine Hälfte der Strahlen verursachen.
Die Abb. 3.3.6 zeigt eine Faser, die parallel zur x-Achse verläuft und ab dem Punkt (0,r) um den Biegeradius r gebogen ist. Der eingezeichnete Lichtstrahl wird unter dem Winkel θ in der geraden Faser reflektiert und geht durch den Punkt P(-a,r). Dieser ist gleichzeitig Element der Geraden g, deren Steigung der Winkel θ ist.
Die Gerade g schneidet den äußeren Kreis im Punkt S(Xs,Ys). In diesem Schnittpunkt ist die Tangente t an den äußeren Kreis eingezeichnet. Sie schließt mit einer Parallelen zur x-Achse den Winkel α ein. Um den Winkel α zu berechnen stellt man zuerst die Geradengleichung g auf, bringt diese zum Schnitt mit dem äußeren Kreis und berechnet die Tangentensteigung in diesem Punkt.

$$g: y = mx + b; Geradensteigung = \tan(\vartheta) \Rightarrow$$
$$y = \tan(\vartheta)x + b$$

Da der Punkt P Element der Geraden ist, muß er die Geradengleichung erfüllen:

$$P(-a,r) \in g: \Rightarrow r = -\tan(\vartheta) * a + b \Leftrightarrow$$
$$b = r + \tan(\vartheta) * a;$$
$$y = \tan(\vartheta) * x + r + \tan(\vartheta) * a;$$

Schneidet man den äußeren Kreis mit der Geraden g, dann gibt es zwei Lösungen für die Schnittpunkte

$$S(x_s, y_s): g \cap Kreis:$$
$$x_s^2 + (mx_s + b)^2 = (r + d)^2;$$
$$x_s^2 + m^2 x_s^2 + 2mbx_s + b^2 = r^2 + 2rd + d^2;$$
$$(1 + m^2) + 2mbx_s + b^2 - r^2 - 2rd - d^2 = 0;$$
$$x_s^2 + x_s \frac{2mb}{1 + m^2} + \frac{b^2 - r^2 - 2rd - d^2}{1 + m^2} = 0;$$

$$x_{s1,2} = -\frac{mb}{1 + m^2} \pm \sqrt{\frac{m^2 b^2}{(1 + m^2)^2} - \frac{b^2 - r^2 - 2rd - d^2}{1 + m^2}};$$

Nehme den Schnittpunkt der Geraden g und dem Kreis, der im ersten Quadranten sitzt und setze den berechneten Wert in die Geradengleichung ein:

$$x_s(a) = \frac{-\tan(\vartheta) * (r + a\tan(\vartheta))}{1 + \tan(\vartheta)^2} - \sqrt{\frac{\tan(\vartheta)^2 * (r + a\tan(\vartheta))^2}{(1 + \tan(\vartheta)^2)^2} - \frac{(r + a\tan(\vartheta))^2 - r^2 - d^2 - 2rd}{1 + \tan(\vartheta)^2}}$$

$$y_s(a) = +\sqrt{(r+d)^2 + x_s(a)^2} \ ;$$

Die zwei somit entstandenen Werte bilden die Koordinaten des Schnittpunktes S. Die Tangentensteigung an diesem Schnittpunkt S wird über die Normalensteigung errechnet. Die Normale entspricht der Geraden durch den Punkt S und den Koordinatenursprung.

$$m_t = -\frac{1}{m_n}; m_n = \frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{y_s(a)}{x_s(a)};$$

$$\Rightarrow m_t = -\frac{x_s(a)}{y_s(a)} = \tan(\alpha^{'}); \Rightarrow \alpha^{'} = \arctan(-\frac{x_s(a)}{y_s(a)});$$

Dieser berechnete Winkel ist der gesuchte Winkel α, den die Tangente mit einer zur x-Achse parallelen Gerade einschließt. Um alle Winkel zu erhalten, die vom Aufpunkt des Kreises durch Verschieben der Geraden bis zum Punkt A entstehen, wird der Punkt P von (0,r) um die Strecke x nach links verschoben und in jedem Punkt die Tangentensteigung bestimmt und darüber das Integral gebildet. Analytisch ist dieses Integral nicht lösbar, aber es war eine numerische Lösung unter Zuhilfenahme einer Workstation möglich. Das verwendete Programm hieß MAPLE, ein algebraisches Manipulationsorogramm (8)
Das Integral wurde vom Computer im Bogenmaß berechnet und anschließend in Gradmaß umgewandelt. Da die Berechnung relativ aufwendig war, wurde das Integral nur für die Faser 0.5 berechnet. Auf diese Faser wurde im Hinblick auf die Verwendung im Spaghettikalorimeter besonderes Augenmerk gerichtet. Für die anderen Fasern wurde aus Zeitgründen auf die Berechnung verzichtet. Bevor das Resultat erscheint, erfolgt erst die Berechnung, wenn der Lichtstrahl vom Punkt B aus zur anderen Seite hin verschoben wird.

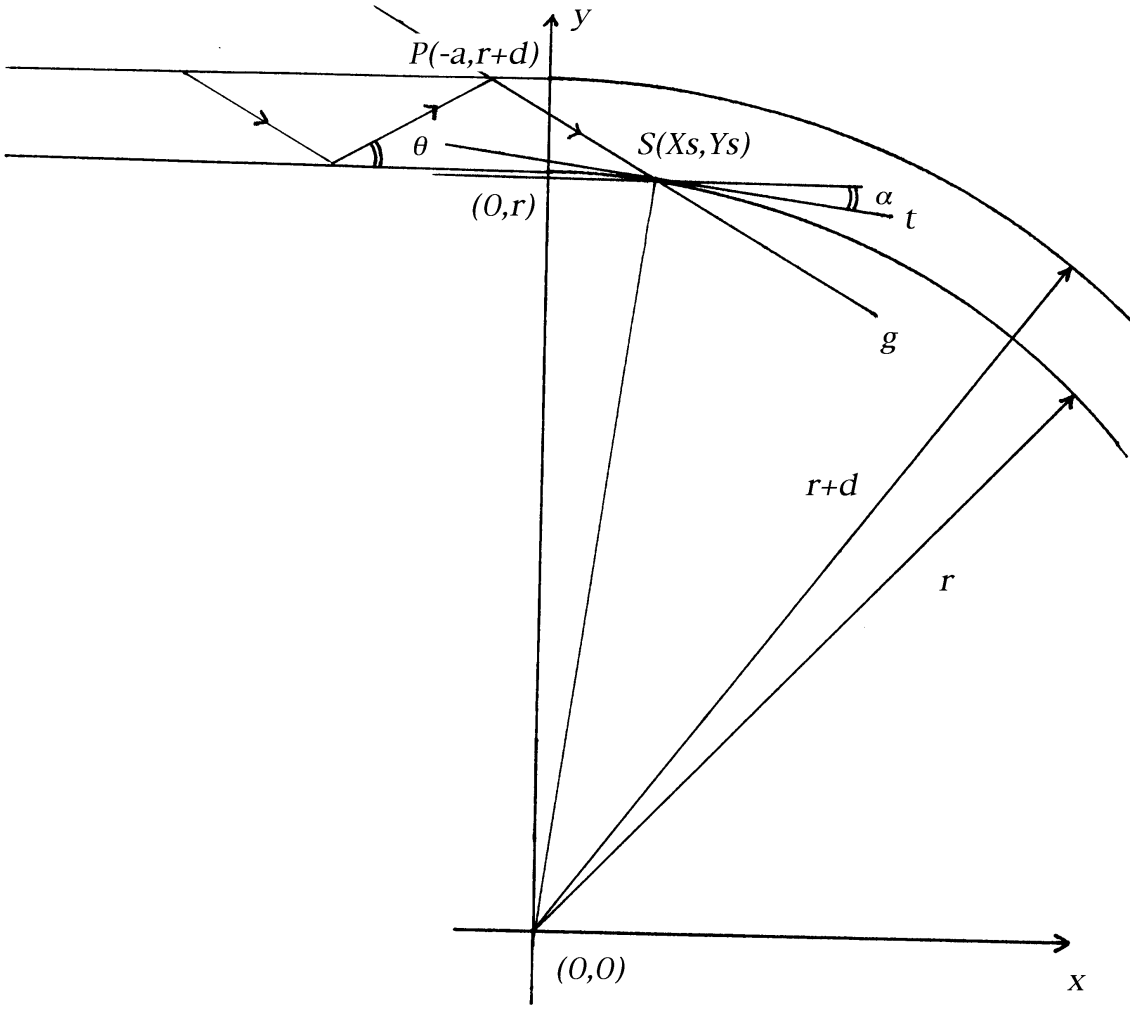

Abb. 3.3.7 Schematische Darstellung einer Faser, die in ein kartesisches Koordinatensystem eingebettet ist und ab dem Punkt (0,r) mit dem Krümmungsradius r verläuft

Wie sich der Winkel $\Delta\alpha$ hier verändert, ist nicht so klar ersichtlich wie im vorangegangenen Fall. Geht man wieder von dem Lichtstrahl aus, der durch den Punkt B geht, und verschiebt ihn ein wenig nach rechts, so trifft der Strahl zuerst auf den inneren Kreis. Dort wird er leicht vom Lot weggebrochen und kommt deswegen am äußeren Kreis unter einem etwas kleineren Winkel an als der erste Strahl. Der Winkel $\Delta\alpha$ ist damit etwas kleiner geworden.
Verschiebt man den Strahl noch weiter nach rechts, so wird er am inneren Kreis noch etwas stärker vom Lot weggebrochen und der Winkel $\Delta\alpha$ ist noch kleiner geworden. Je weiter der Strahl in den inneren Kreisbogen hinein reicht, desto mehr nimmt der Winkel $\Delta\alpha$ ab, solange bis der Lichtstrahl um x nach rechts verschoben ist, dann ist $\Delta\alpha$

gerade gleich Null. Wie stark sich der Winkel $\Delta\alpha$ verändert, hängt auch hier mit der Tangentensteigung zusammen. Sie ist genau das Maß für die Stärke, mit der der Strahl zuerst vom Lot weggebrochen wird.
Anders als im vorangegangenen Fall wächst $\Delta\alpha$ nicht gleichzeitig mit der Tangentensteigung, sondern $\Delta\alpha$ nimmt genau in dem Maße ab, wie die Tangentensteigung wächst. Nachdem der Lichtstrahl um x nach rechts verschoben wurde, ist die Tangentensteigung gerade maximal und entspricht genau wieder dem Winkel $\Delta\alpha$ Es müssen für der Berechnung dieser Strahlenhälfte demnach vom Punkt B an alle Winkel, die die Tangente mit einer waagerechten einschließt aufsummiert werden, bis der Lichtstrahl um x nach rechts verschoben wurde. Dies geschieht in ähnlicher Weise wie im vorangegangenen Fall.
Der Punkt P hat ursprünglich die Koordinate (0,r+d) und wird auf der oberen Kante der geraden Faser um x nach links verschoben. Durch den Punkt P geht die Gerade g mit der negativen Steigung des Totalreflexionswinkels. Die Gerade g wird mit dem inneren Kreis geschnitten und im Schnittpunkt S die Steigung der Tangenten bestimmt.

$$g: y = mx + b$$
$$y = -\tan(\vartheta)x + b$$

Da der Punkt P Element der Geraden ist, muß er die Geradengleichung erfüllen:

$$P(-a, r+d) \in g: \Rightarrow r + d = +\tan(\vartheta) * a + b \Leftrightarrow$$
$$b = r + d - \tan(\vartheta) * a;$$
$$y = -\tan(\vartheta) * x + r + d - \tan(\vartheta) * a;$$

Schneidet man den äußeren Kreis mit der Geraden g, dann gibt es zwei Lösungen für die Schnittpunkte

$$S(x_s, y_s): g \cap Kreis:$$
$$x_s^2 + (m\ x_s + b)^2 = r^2;$$
$$x_s^2 + m^2 x_s^2 + 2mbx_s + b^2 = r^2;$$
$$(1 + m^2) + 2mbx_s + b^2 - r^2 = 0;$$
$$x_s^2 + x_s \frac{2mb}{1+m^2} + \frac{b^2 - r^2}{1+m^2} = 0;$$

$$x_{s1,2} = -\frac{mb}{1+m^2} \pm \sqrt{\frac{m^2 b^2}{(1+m^2)^2} - \frac{b^2 - r^2}{1+m^2}};$$

Die Bedingung dafür, daß es einen Schnittpunkt der Geraden g mit dem inneren Kreis gibt ist, daß unter der Wurzel etwas positives steht. Es wird der Schnittpunkt mit kleinerem x ausgewählt und der berechnete Wert in die Geradengleichung eingesetzt:

$$x_s(a) = \frac{\tan(\vartheta) * (r + d - a\tan(\vartheta))}{1 + \tan(\vartheta)^2} - \sqrt{\frac{\tan(\vartheta)^2 * (r + d - a\tan(\vartheta))^2}{(1 + \tan(\vartheta)^2)^2} - \frac{(r + d - a\tan(\vartheta))^2 - r^2}{1 + \tan(\vartheta)^2}}$$

$$y_s(a) = +\sqrt{r^2 + x_s(a)^2} \ ;$$

Die zwei somit entstandenen Werte bilden die Koordinaten des Schnittpunktes S. Die Tangentensteigung an diesem Schnittpunkt S wird über die Normalensteigung errechnet. Die Normale entspricht der Geraden durch den Punkt S und den Koordinatenursprung.

$$m_t = -\frac{1}{m_n}; m_n = \frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{y_s(a)}{x_s(a)};$$

$$\Rightarrow m_t = -\frac{x_s(a)}{y_s(a)} = \tan(\alpha'); \Rightarrow \alpha' = \arctan(-\frac{x_s(a)}{y_s(a)});$$

Dieser berechnete Winkel ist der Winkel, den die Tangente mit einer zur x-Achse parallelen Gerade einschließt. Nun wird wieder das Integral von Null bis x gebildet und damit über alle Winkel aufsummiert. Das Resultat der Berechnung ist in der Tab. 3.3.4 zu sehen.

Biegeradius (mm)	**linke Seite (Gradmaß)**	**rechte Seite (Gradmaß)**	**theoretische Intensität (%)**
100.000	0.180	0.180	99.379
80.000	0.240	0.240	99.172
69.500	0.270	0.270	99.069
59.500	0.320	0.310	98.914
41.500	0.460	0.440	98.448
33.000	0.580	0.550	98.052
24.500	0.780	0.740	97.379
17.500	1.090	1.010	96.379
15.250	1.260	1.150	95.845
10.750	1.800	1.580	94.172

7.500	2.610	2.180	91.741
6.000	3.300	2.640	89.759
5.000	4.020	3.060	87.793
4.000	5.160	3.660	84.793
3.000	7.380	4.560	79.414
2.000		6.040	
1.000		9.030	

Tab. 3.3.4 Ausgewertete Integrale über die Winkel, die durch eine Biegung in Abhängigkeit des Biegeradius verloren gehen

Wie man sieht, fehlen in zwei Spalten Werte für sehr kleine Radien. Ursache hierfür ist, daß ein kritischer Radius existiert, bei dem Lichtstrahlen gar nicht mehr am inneren Kreis reflektiert werden.

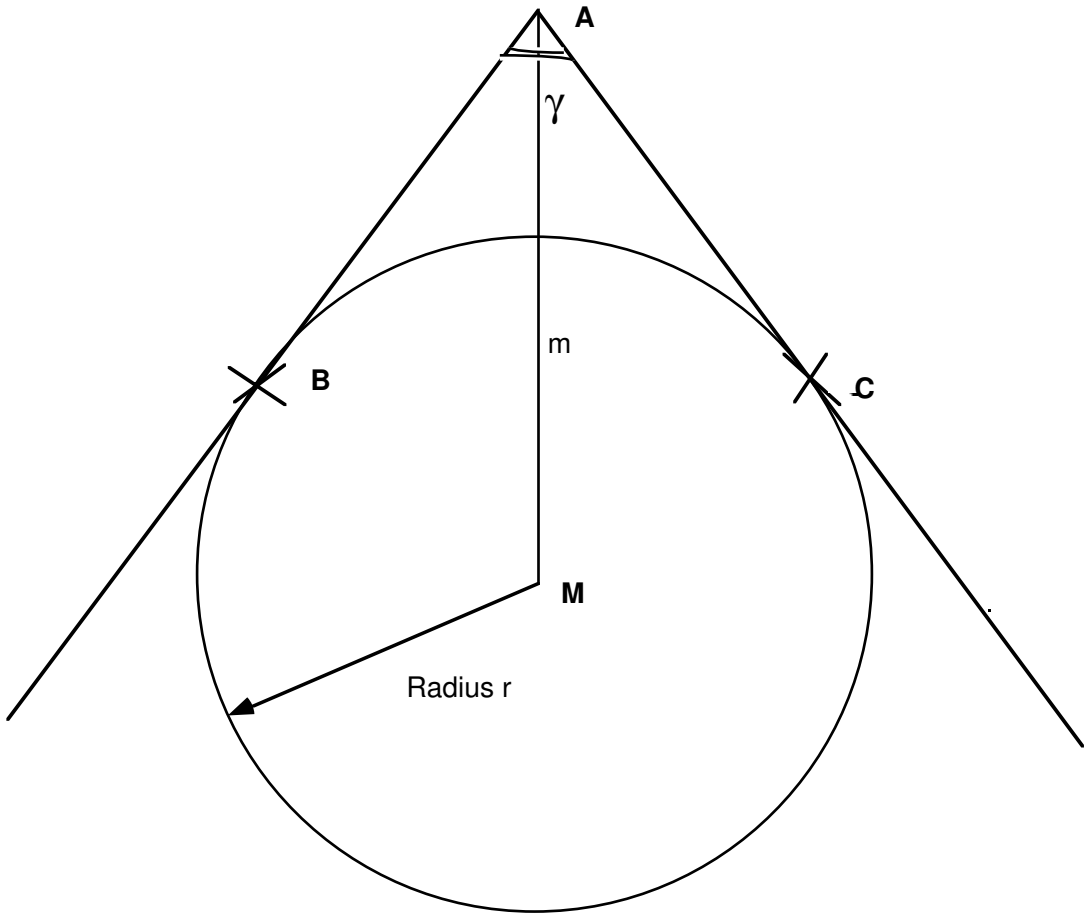

Abb. 3.3.8 Skizze zur Berechnung des kritischen Radius, der bei sehr kleinen Biegeradien auftritt

Geht man von dem Lichtstrahl aus, der an der oberen Kante reflektiert wird, wo gerade und gebogene Faser zusammentreffen, dann kann man sich vorstellen, daß bei immer kleiner werdendem Radius der Strahl irgendwann gar nicht mehr auf den inneren Kreis trifft - im Grenzfall wird er ihn tangieren. Wird der Radius weiter verkleinert, so wird der Lichtstrahl am inneren Kreis vorbeigehen und gleich auf den äußeren Kreis treffen und dort reflektiert werden. Abb. 3.3.8 dient zur Berechnung des kritischen Radius (6).

$$AB^2 = AC^2 = m^2 - r^2 = (r_i + d)^2 - r_i^2 = 2r_i d + d^2$$

Der Radius r in Abb. 3.3.8 entspricht dem inneren Kreisradius und der Punkt A entspricht dem Punkt P (0,r+d) aus Abb. 3.3.6. Da ein Lichtstrahl betrachtet wird, der unter dem Totalreflexionswinkel in der Faser entlang läuft, beträgt der Winkel MAC 90^0-29^0, also gerade 61^0. Der Winkel AMC ist genau doppelt so groß wie der Winkel MAC und beträgt somit 29^0. Mit Hilfe des Sinussatzes ergibt sich folgendes:

$$\frac{m}{\sin(MCA)} = \frac{AC}{\sin(AMC)}$$

Da der Winkel MCA 90^0 beträgt, ist der Sinus des Winkels gerade eins.

$$\frac{m}{1} = \frac{AC}{\sin(29^\circ)} \Rightarrow AC = m * \sin(29^\circ)$$

Dieser Ausdruck für AC wird in die erste Gleichung eingesetzt und es ergibt sich dann für den kritischen Radius:

$$m^2 \sin^2(29^\circ) = 2r_i d + d^2; m = r_i + d \Rightarrow$$
$$(r_i^2 + 2r_i d + d^2)\sin^2(29^\circ) - 2r_i d - d^2 = 0;$$
$$r_i^2 + 2r_i d + d^2 - \frac{2r_i d - d^2}{\sin^2(29^\circ)} = 0; d = 0.45mm$$

$$r_{i1} = 3.14mm (r_{i2} = -0,28mm)$$

Ein Vergleich zwischen Theorie und Messung der Intensitätsabnahme in Abhängigkeit des Biegeradius der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm kann nun stattfinden. Die Meßwerte hierfür sind aus der Tab. 3.3.1

entnommen und die Werte für die theoretische Kurve stehen in Tab. 3.3.4.

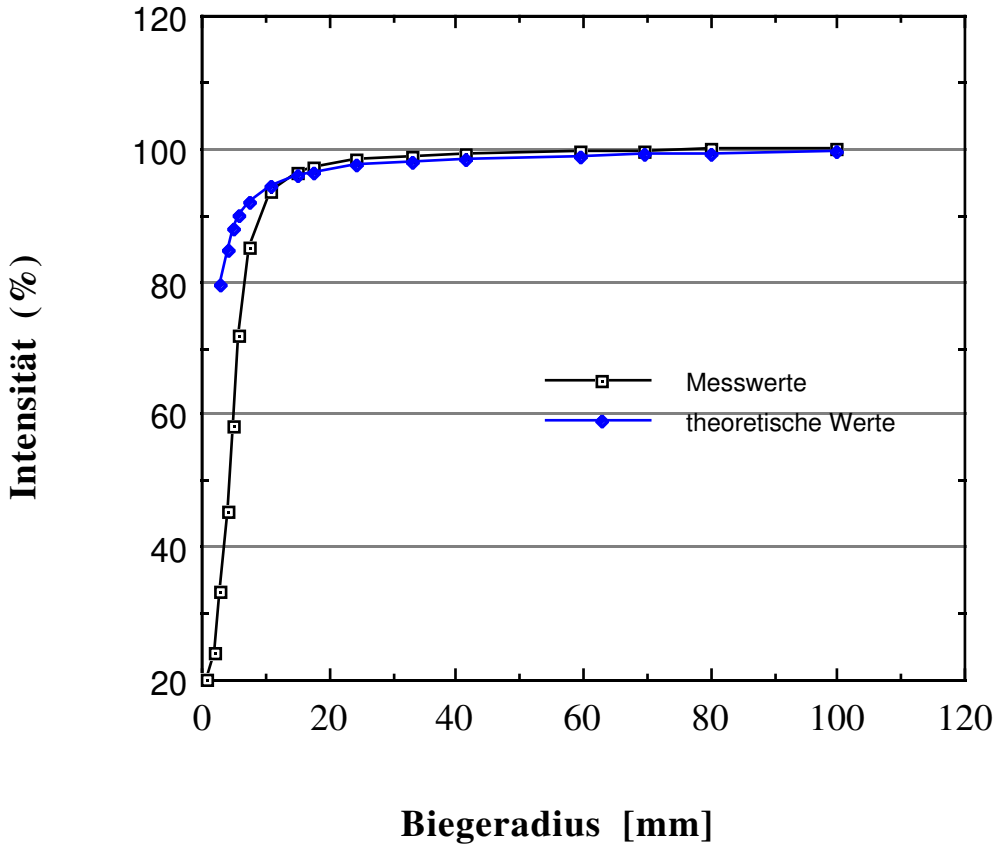

Abb. 3.3.9 Vergleich zwischen Theorie und Messung der Intensitätsabnahme in Abhängigkeit des Biegeradius der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm

Wie man dem Verlauf der beiden Kurven entnehmen kann, findet für Biegeradien, die größer sind als 10 mm eine gute Übereinstimmung statt. Für Biegeradien, die kleiner sind als 10 mm, nimmt die Intensität bei der Messung rascher ab, als die Theorie erahnen läßt. Dies liegt daran, daß bei kleinen Biegeradien weitere Effekte für die Intensitätsabnahme eine Rolle spielen. Auf diese wird in Kapitel 3.5 eingegangen.

3.4 Messung der Winkelabhängigkeit mit 3 verschiedenen Fasern

Ziel dieser Messung war es, den Zusammenhang zwischen der Intensitätsabnahme und dem Biegewinkel herauszufinden, wobei der Biegeradius der Faser konstant blieb.

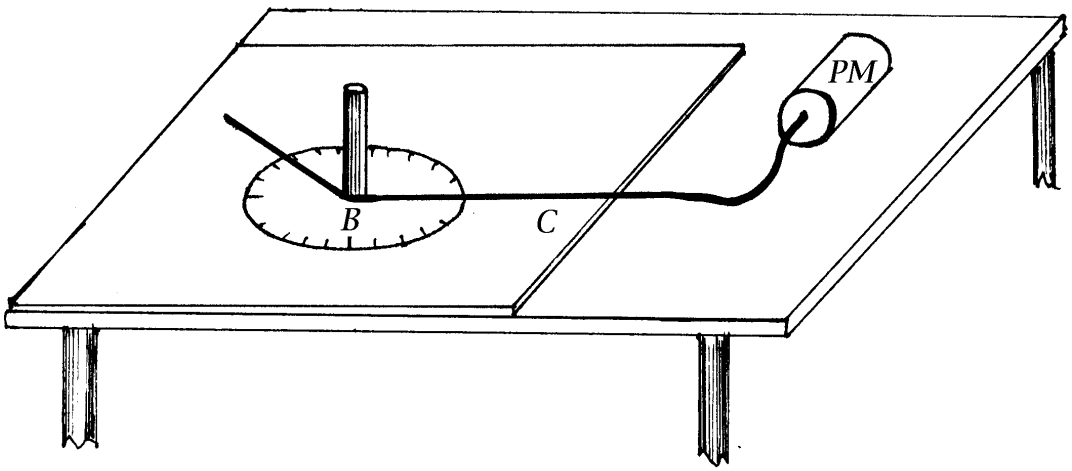

Abb. 3.4 Faser wird um einen Zylinder gebogen

Für diesen Versuch wurde eine Holzplatte auf dem Experimentiertisch fixiert wie in Abb. 3.4 zu sehen ist. In der Holzplatte war ein Loch, in das ein Zylinder so gesteckt wurde, daß dieser senkrecht aus der Experimentierebene herausragte. Dieser Zylinder konnte ausgewechselt werden, so daß die Messung mit drei verschiedenen Zylindergrößen stattfinden konnte, um die jeweils die Faser gewickelt wurde.
Um den Zylinder herum wurde die Platte in 20 Gradschritten markiert. Die Faser wurde am Punkt C mit einem Isolierband auf der Platte befestigt. Dabei wurde der Punkt C gerade so gewählt, daß die Faser auf der 0 Grad Marke zu liegen kam, wenn sie geradlinig durch den Punkt B verlief. Von B aus in Richtung C lief die Faser in den Photomultiplier und war in dieser Richtung fix, während zur anderen Seite hin, in Richtung A, ein genügend langes Stück Faser frei beweglich war, so daß dieses um den Zylinder herum im Uhrzeigersinn gelegt werden konnte. Nach 20-Grad wurde jeweils die Intensität von dem Voltmeter abgelesen.
Der Messvorgang wurde für jede Faser und für drei verschiedene Biegeradien vier mal wiederholt. Die Intensität wurde aus den vier Messungen gemittelt und prozentual gegen den Biegewinkel

aufgetragen. Die Abbildungen 3.4.1 bis 3.4.3 zeigen die Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm bei den drei verschiedenen Biegeradien von 3.75 mm, 5.0 mm und 7.5 mm . Da der Kurvenverlauf für die anderen beiden Fasern sehr ähnlich ist wurde für diese nur der mittlere Biegeradius von 5.0 mm ausgewählt um ihn an dieser Stelle zu zeigen. Im Anschluß daran findet ein Vergleich der einzelnen Messungen und der verschiedenen Fasern statt. Die jeweiligen Tabellen und die restlichen Abbildungen sind im Anhang zu finden.

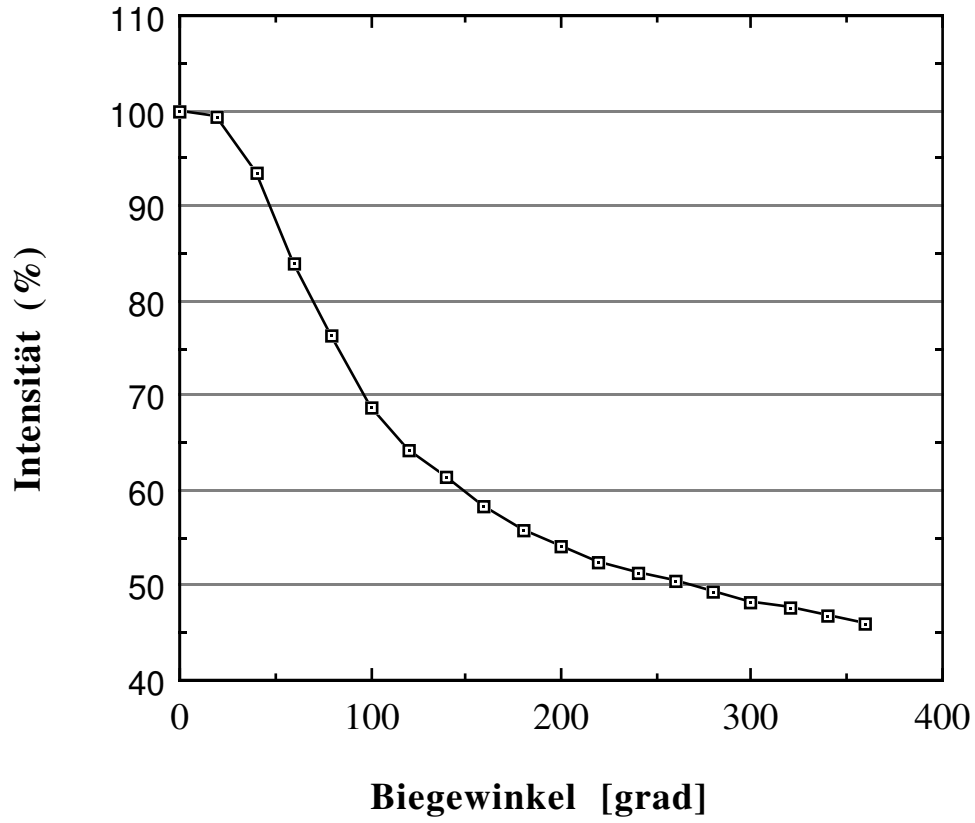

Abb. 3.4.1 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 3.75 mm

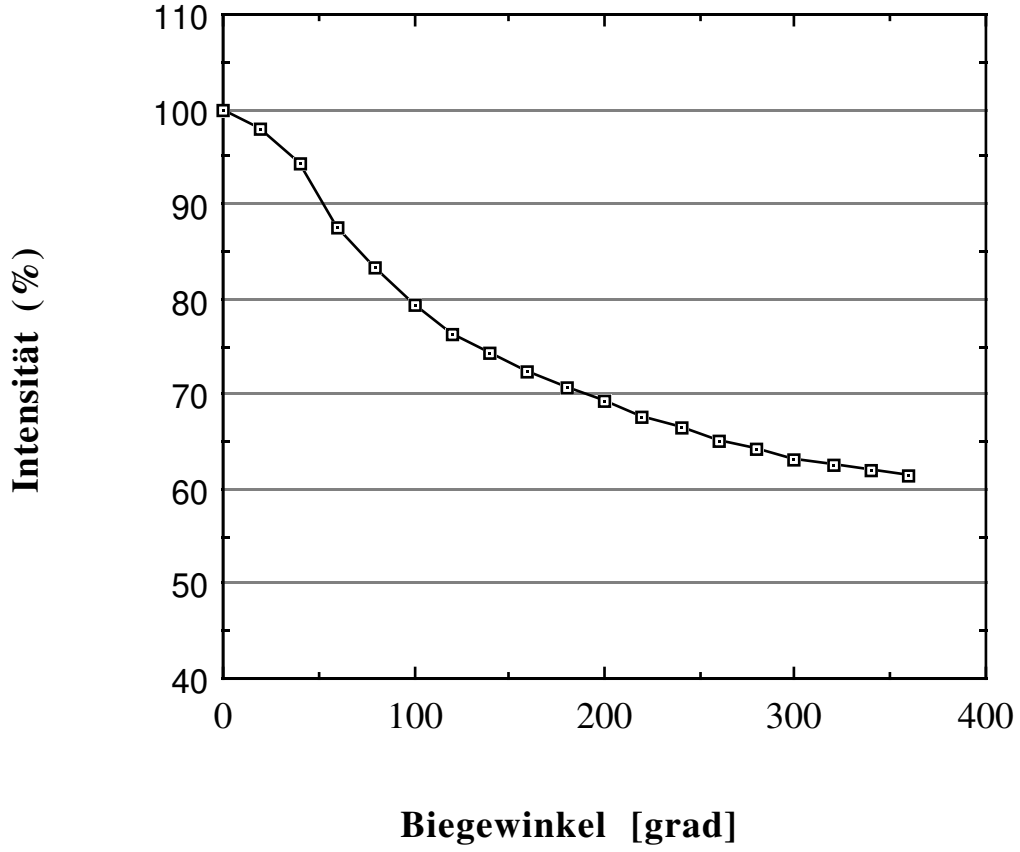

Abb. 3.4.2 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 5.0 mm

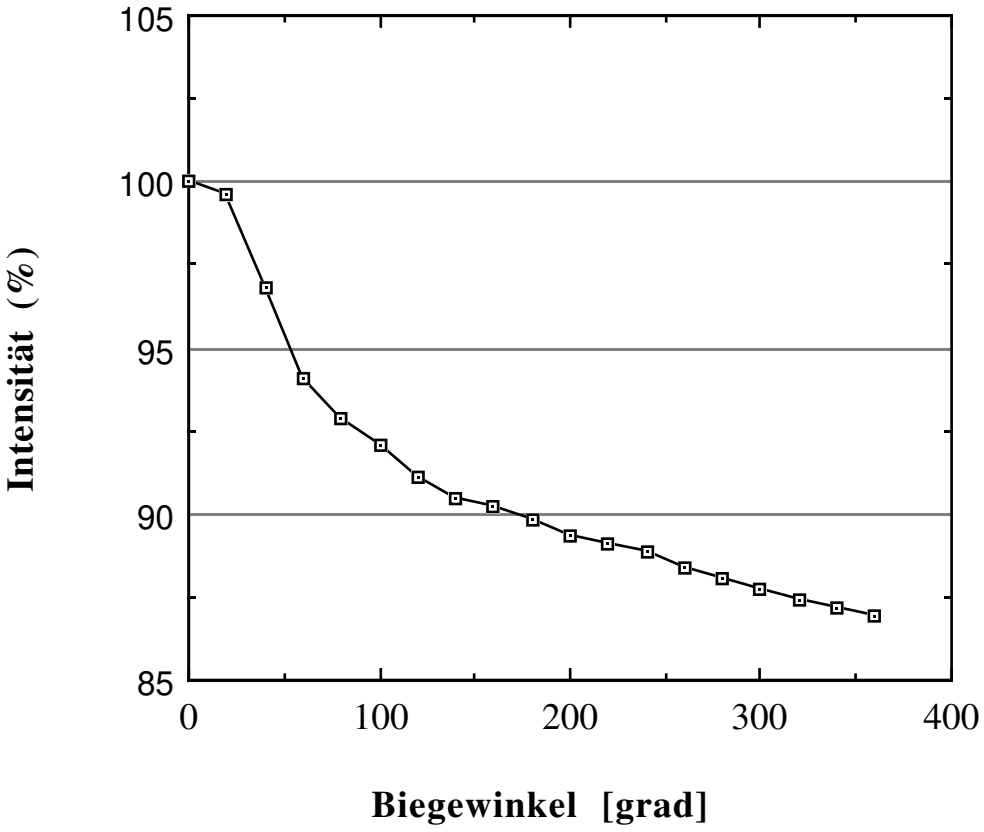

Abb. 3.4.3 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 7.5 mm

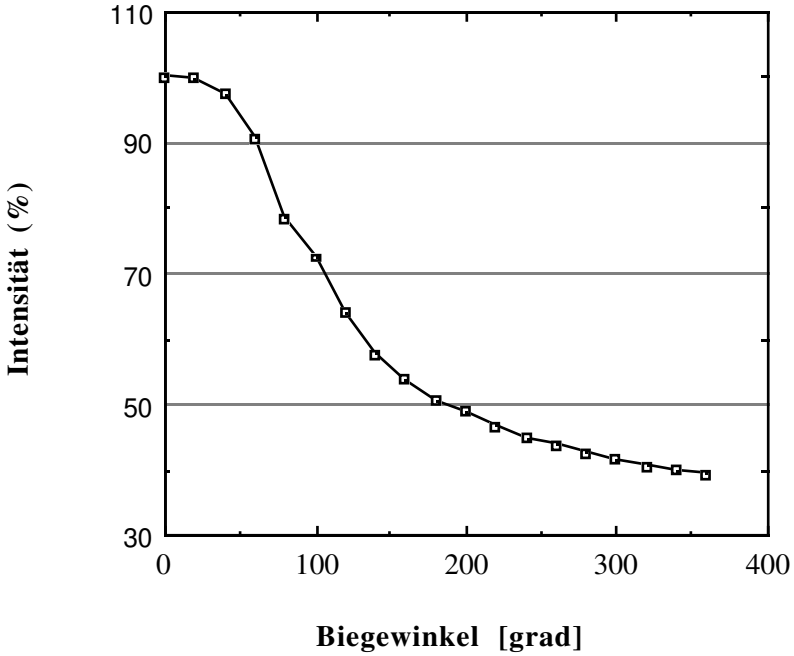

Abb. 3.4.5 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.75 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 5.0 mm

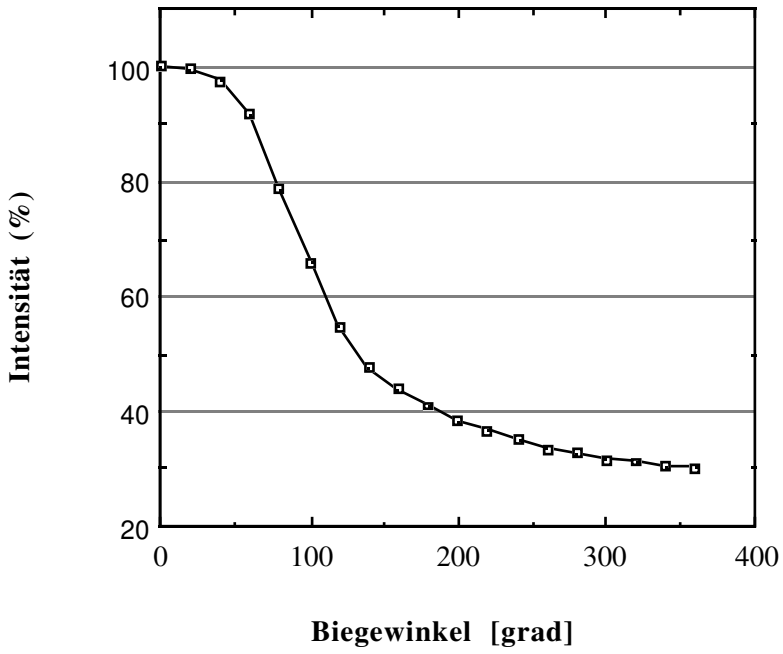

Abb. 3.4.8 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 1.0 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 5.0 mm

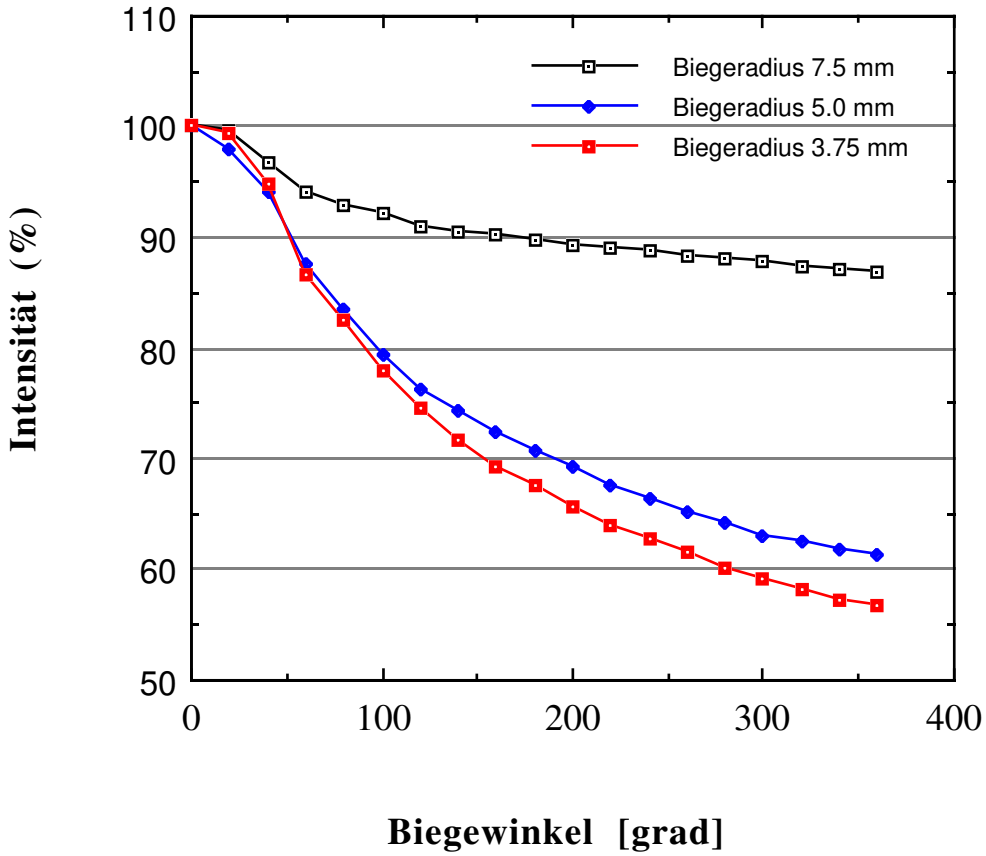

Abb. 3.4.10 Vergleich der Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei drei verschiedenen Biegeradien

Wie man auch bei den zuvor gezeigten Abbildungen sieht, ist der Kurvenverlauf für die Intensitätsabnahme bei allen sehr ähnlich, deswegen genügt es diesen direkten Vergleich in Abb. 3.4.10 nur für die Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm zu erstellen. Wie in der Einleitung bereits erwähnt wurde, gilt dieser Faser das Hauptaugenmerk, weil sie im Spaghettikalorimeter eingesetzt werden soll.
Wie man sieht, erfolgt bei allen drei Fasern bei Biegewinkeln bis etwa 40 Grad eine relativ langsame Intensitätsabnahme, zwischen 40- und 200 Grad sinkt die Intensität dann sehr rasch ab und mündet allmählich langsam in ein Plateau ein, bei dem keine weitere Intensitätsabnahme mehr zu erfolgen scheint. Darauf soll etwas später in diesem Kapitel eingegangen werden.

Des weiteren kann man der Abb. 3.34.10 entnehmen, daß die Intensitätsabnahme um so größer ist, je kleiner der Biegeradius ist. Die Ursachen hierfür sind bereits im vorhergehenden Kapitel genannt worden.
Wenn man die Intensitäten, die in Kapitel 3.3 bei der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm gemessen wurden, an den Biegeradien von 3.75 mm ,5.0 mm und 7.0 mm, abliest und diese Werte mit denen aus Abb. 3.4.10 nach einer 360 Grad Biegung vergleicht, so stellt man eine Übereinstimmung fest. Dies ist nicht weiter verwunderlich, denn beide male erfolgte eine Biegung der Faser um 360 Grad, bei dem gleichen Biegeradius, aber es zeigt, daß die beiden Messungen, die unabhängig voneinander stattfanden, in sich konsistent sind .

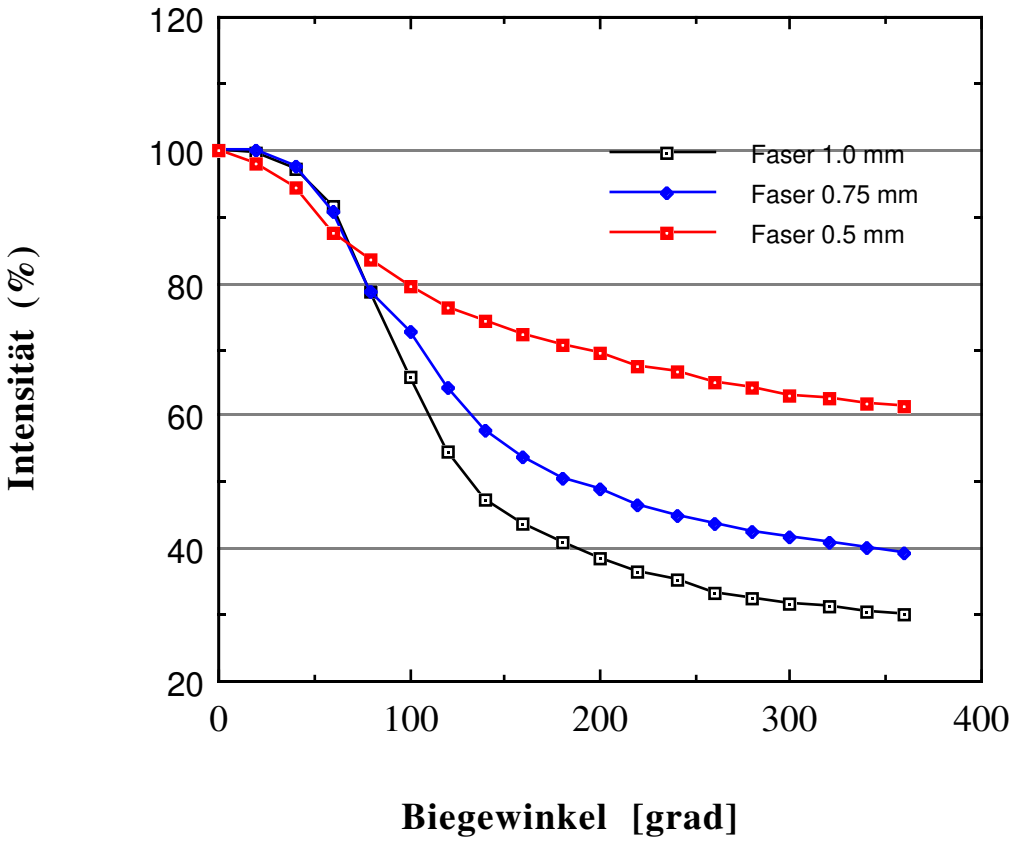

Abb. 3.4.11 Vergleich der Intensitätsabnahme bei drei verschiedenen Fasern in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 5.0 mm

In Abb. 3.4.11 erfolgt ein Vergleich der Fasern untereinander, das heißt, bei einem festen Biegeradius von 5.0 mm, werden die drei Fasern mit ihren verschiedenen Durchmessern auf ihre Intensitätsabnahme hin verglichen. Auch hier genügt es nur einen Biegeradius zu betrachten, weil bei den anderen beiden der Vergleich sehr ähnlich ausfallen würde.
Auch hier ist der ähnliche Verlauf der Kurven deutlich erkennbar.
Die oberster Linie stellt die Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm, die mittlere Linie die Faser mit dem Durchmesser 0.75 mm und die unterste die Faser mit dem Durchmesser 1.0 mm dar. Man sieht, daß die Intensitätsabnahme um so rascher erfolgt, je dicker die Faser ist. Diese Feststellung wurde auch im vorangegangenen Kapitel gemacht. Dort zeigte sich nämlich bei der Berechnung des Intensitätsverlustes bei verschiedenen Biegeradien, daß die Intensitätsabnahme von der Dicke der Faser abhängt. Das kam dadurch zustande, daß bei der Berechnung des Integrals die Dicke d der Faser auftaucht und somit das Ergebnis von ihr abhängt.

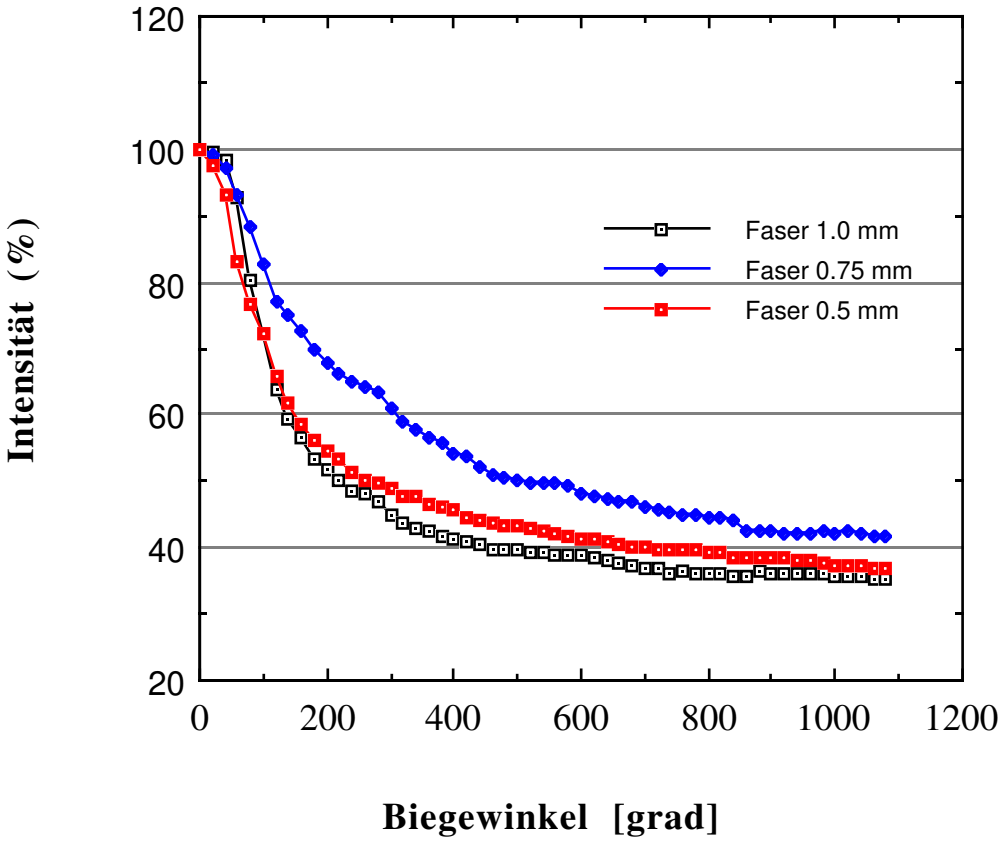

Abb. 3.4.12 Vergleich der Intensitätsabnahme der drei verschiedenen Fasern bei steigendem Biegewinkel

Der nächste Abschnitt dient der Aufklärung der Frage, ob die Intensitätsabnahme sich irgendwann auf einen festen Wert einpendelt, also in ein Plateau mündet, wie weiter oben kurz erwähnt wurde. Um dies herauszufinden wurde die Faser nicht nur um 360 Grad gebogen, sondern die Faser wurde zwei weitere Male um den Zylinder gewickelt, es erfolgte also eine Biegung um 1080 Grad. Tab. A3.4.10, welche im Anhang zu finden ist, zeigt die gemessenen Intensitäten in Abhängigkeit des Biegewinkels.
Bei der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm betrug der Biegeradius 3.75 mm und bei den beiden anderen Fasern 7.5 mm. In Abb. 3.4.12 wurden alle drei Fasern beim Biegewinkel von Null Grad auf 100 normiert. Auch hier gewinnt man den Eindruck, daß ein Plateau vorhanden ist. Der Grund für ein solches Plateau wäre so zu erklären:
Angenommen, es dringt ein Lichtstrahl in die gekrümmte Faser ein und trifft zuerst unter einem bestimmten Winkel auf den äußeren Krümmungsradius. Dort wird er unter dem selben Winkel reflektiert und trifft wiederum unter einem bestimmten Winkel auf den inneren Krümmungsradius. Wird er von dort aus wieder auf den äußeren Kreis reflektiert, so trifft er, aus Gründen der geometrischen Optik, wieder genau unter dem selben Winkel auf den äußeren Krümmungsradius, wie er es eingangs tat. Genauso verhält es sich mit dem Auftreffwinkel für den inneren Kreis.
Die Folge davon ist, daß ein Lichtstrahl, wenn er sich in der gekrümmten Faser befindet und dort auch reflektiert wird (gemeint ist einer der Lichtstrahlen, die nicht verlorengehen, weil sie zu nahe am Totalreflexionswinkels liegen), seinen Reflexionswinkel beibehält, ganz egal, wie oft er reflektiert wird. Der Lichtstrahl ist wie gefangen in der Krümmung. Wenn nun die Intensitätsabnahme alleine durch den Teil der Strahlen erfolgt, der nahe des Totalreflexionswinkels liegt, dann hieße das für die anderen Strahlen, daß sie auf jeden Fall die Krümmung passieren können, denn ihr Winkel in der gekrümmten Faser verändert sich nicht.
Um eine mögliche Erklärung hierfür zu finden wurde ein einfacher Versuch unternommen. Ein etwa zwei Meter langes Stück Faser wird an beiden Enden abgeschliffen. Von der einen Seite wird gewöhnliches Licht, das aus einer Schreibtischlampe stammt, in die Faser eingestrahlt. Der Raum wird abgedunkelt und das andere Ende der Faser an eine Haltevorrichtung angebracht, die etwa zwei Zentimeter senkrecht vom Tisch entfernt ist. Ein weißes Blatt Papier wird zwischen Faserende und Tisch gebracht und ein heller Lichtfleck erscheint auf dem Blatt. Nun wird der Rest der Faser um einen Zylinder mit einem Durchmesser von 3.5 cm gewickelt. Dabei beobachtet man zu Beginn der Umwicklung, daß der Durchmesser des Lichtflecks kleiner wird, und mit steigender Anzahl der Umwicklungen gewinnt man den Eindruck, daß der

Lichtfleck insgesamt langsam etwas dunkler wird, das heißt die Intensität des Lichtes insgesamt abnimmt. Dies ist jedoch nur eine qualitative Aussage, und man muß bedenken, daß sie mit bloßem Auge gemacht wurde.
Um eine quantitative Aussage treffen zu können, wurde die Faser wie im vorangegangenen Versuch mit steigendem Winkel um einen Zylinder mit Radius 17.275 mm gewickelt. Diesmal waren die Winkelschritte, bei denen die Intensität gemessen wurde, sehr viel größer, es wurde nämlich die Intensität pro Umwicklung gemessen, das heißt in 360 Grad Schritten.

Anzahl der Umwicklungen	gemessene Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	494.000	100.000
1.000	482.000	97.571
2.000	478.000	96.761
3.000	475.000	96.154
4.000	473.000	95.749
5.000	472.000	95.547
6.000	466.000	94.332
7.000	464.000	93.927
8.000	462.000	93.522
9.000	461.000	93.320
10.000	460.000	93.117
11.000	457.000	92.510
12.000	456.000	92.308
13.000	455.000	92.105
14.000	453.000	91.700
15.000	451.000	91.296
16.000	450.000	91.093
17.000	449.000	90.891
18.000	446.000	90.283
19.000	444.000	89.879
20.000	443.000	89.676

Tab. 3.4.11 Intensität der Faser mit dem Durchmesser o.5 mm in Abhängigkeit der Anzahl der Umwicklungen um einen Zylinder mit einem Radius von 17.275 mm

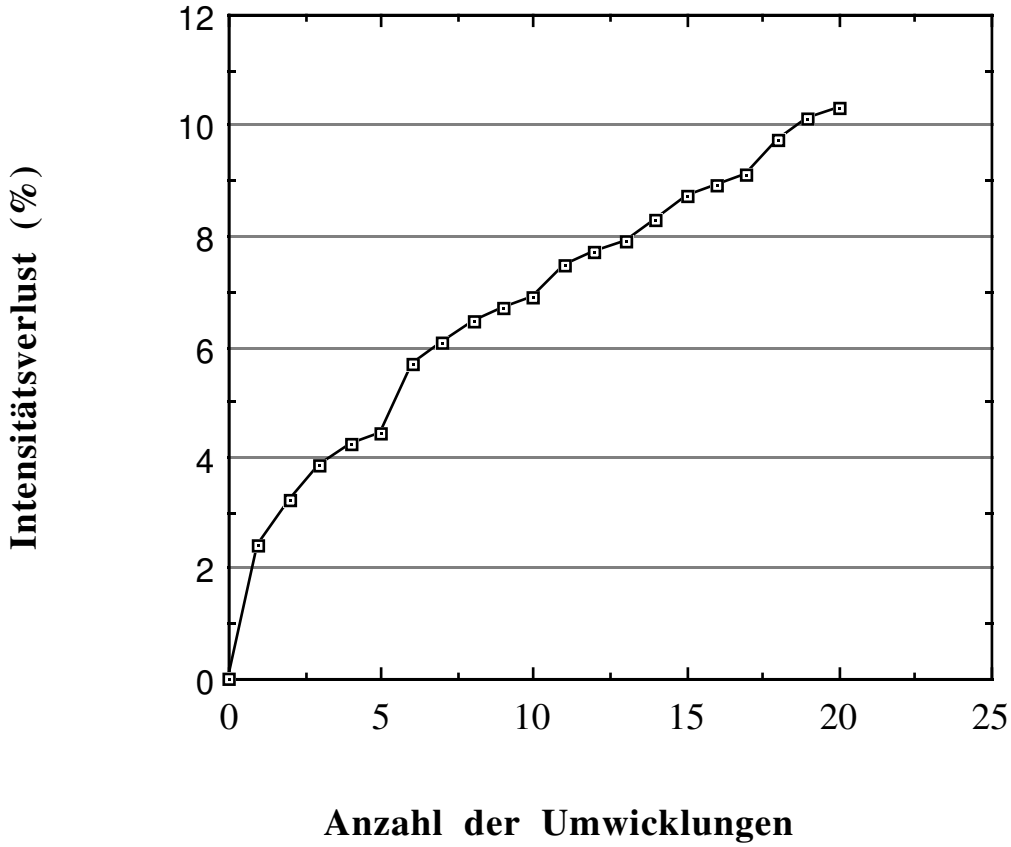

Abb. 3.4.13 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser o.5 mm in Abhängigkeit der Anzahl der Umwicklungen um einen Zylinder mit einem Radius von 17.275 mm

Wie man der Abb. 3.4.13 deutlich entnehmen kann, geht die Intensität immer weiter zurück und bleibt keineswegs konstant, wie anfangs vermutet wurde. Eine Erklärung hierfür ist, daß für diesen Effekt Lichtstrahlen verantwortlich sind, die bisher außer Acht gelassen wurden.
Das Licht verliert pro Reflexion einen Teil seiner Intensität. Insgesamt macht sich dieser Effekt nach vielen Reflexionen in einem Rückgang der Lichtintensität bemerkbar, wie schon in Kapitel 3.2 festgestellt wurde. Wenn Licht in eine gekrümmte Faser tritt, so erhöht sich auf jeden Fall insgesamt die Anzahl der Reflexionen. Bei einem Teil der Strahlen ist dies besonders extrem. Betrachtet man einen Lichtstrahl, der in der Faser parallel verläuft, und zwar am oberen Rand des Faserkerns. Tritt dieser nun in die gekrümmte Faser ein, so trifft er unter einem relativ kleinen Winkel auf den äußeren Rand der Faser, wird dort reflektiert und trifft ein wenig später erneut an den äußeren Rand der Faser und

wird dort wiederum reflektiert. So erfährt der zuvor parallele Lichtstrahl innerhalb einer kurzen Strecke viele Reflexionen. So ergeht es vielen Strahlen, die unter kleinem Winkel zuerst auf den äußeren Rand der Faser treffen. Dies führt zu der beobachteten Verringerung der Intensität.

3.5 Messung der Winkelverteilung in der Faser

Im Laufe der experimentellen Untersuchungen stellte sich heraus, daß die Lichtintensität und auch deren Abnahme eng verbunden ist mit der Ankopplung des Faserendes an die LED. Je nachdem, wie das Licht in die Faser eingestrahlt wird, verhält sich die Winkelverteilung in der Faser. Wie die Ankopplung des Faserendes an die LED erfolgte ist in Abb. 3.5.1 zu sehen. Hier wird eine LED gezeigt, in der ein Faserende steckt. Der unter M eingezeichnete Halbkreis stellt einen Hohlspiegel dar, der dafür Sorge trägt, daß das in der LED erzeugte Licht in Vorwärtsrichtung abgestrahlt wird. In dem Hohlspiegel befindet sich ein Würfel mit einer Kantenlänge von etwa 1 mm. Dieser Würfel besteht aus einem Substrat, einem Halbleitermaterial, welches die Wellenlänge und somit die Farbe der LED bestimmt. An dem Substrat ist ein Kontaktdraht angeheftet, der an der Verbindungsstelle das Halbleitermaterial am Leuchten hindert.
Für die Bohrung wurde die Leuchtdiode in einer hierfür angefertigten Haltevorrichtung eingespannt und mit einem 1 mm starken Bohrer senkrecht ein Loch in die LED gebohrt, wie in Abb. 3.5.1 dargestellt wird. Je nachdem wie groß der Abstand d zwischen dem Bohrloch und dem Substrat in der LED war, fiel die Winkelverteilung in der Faser aus. Man kann sich vorstellen, daß bei sehr großem Abstand fast nur noch parallele Lichtstrahlen in die Faser eintreten können, denn Licht, das unter größerem Winkel vom Halbleiter abgestrahlt wird, geht am Faserende vorbei und wird somit nicht in die Faser eingekoppelt. Wenn der Abstand d gegen Null geht, dann kann Licht unter größeren Winkeln in die Faser eintreten.
Betrachtet man eine LED, die mit einem solchen Bohrloch versehen wurde, unter einem Mikroskop, so stellt man fest, daß die Oberfläche der Krümmung, gemeint ist das Ende des Bohrlochs, sehr stark aufgerauht ist. Dies führt dazu, daß Lichtstahlen, die vom Halbleiter ausgesandt werden und auf die unebene, rauhe Oberfläche der Krümmung treten in alle möglichen Richtungen gebrochen werden können.

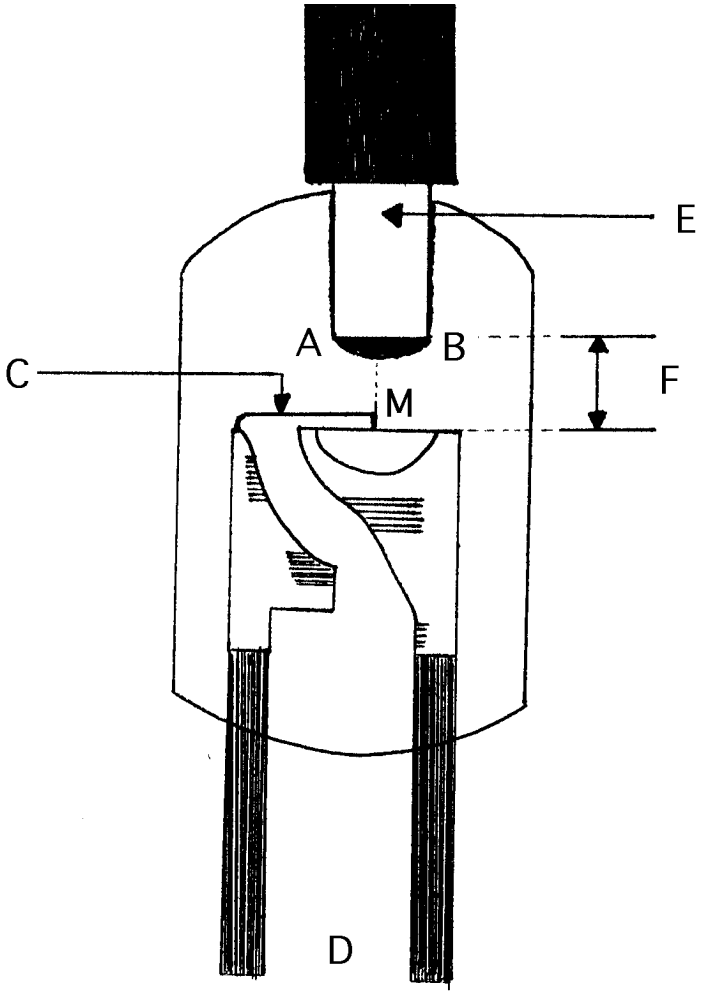

Abb. 3.5.1 LED mit einem Bohrloch, in dem ein Faserende steckt

A,B= die beiden Eckpunkte des Faserendes
C= Kontaktdraht
D= die beiden Beinchen der Diode
E= Faserende
F= Abstand d des Faserendes zum Substrat
M= Mitelpunkt, bei dem der Verbindungsdraht
an das Substrat geheftet wird

Das hat zur Folge, daß für einen einzelnen Lichtstrahl keine Aussage bezüglich der Ausbreitungsrichtung gemacht werden kann. Dies führt dazu, daß die Winkelverteilung in der Faser keineswegs homogen sein muß, wie bisher angenommen wurde. Deswegen wurden drei LED‘s untereinander verglichen, die sich in der Tiefe des Bohrlochs unterschieden und somit verschiedene Abstände F aufwiesen. Die LED‘s wurden unter ein Mikroskop gelegt und mit einer Schublehre wurde der

Abstand F ausgemessen. Mit dieser Schublehre kann man Abstände mit einer Genauigkeit von einem zehntel Millimeter bestimmen. Der kleinste Abstand der erreicht wurde, ohne daß der Verbindungsdraht dabei verletzt wurde, war 0.2 mm. Der größte Abstand war 2.4 mm und der mittlere betrug 1.2 mm.
Für die Messung wurde eine etwa 50 cm lange Faser an die Messapparatur angeschlossen. Die Intensität wurde gemessen und dann die LED mit einer anderen ausgetauscht, die sich im Abstand d von ihr unterschied. Dieser Vorgang wurde mit den drei verschiedenen LED‘s durchgeführt und drei mal wiederholt. Die Tab. 3.5.1 zeigt die gemessenen Intensitäten. Wie man sieht differieren die Werte bei der selben LED ziemlich stark. Das lag daran, daß die Intensität sehr empfindlich darauf reagierte, wenn ein wenig an der Faser gedreht wurde, oder der Druck variierte, mit dem das Faserende in das Bohrloch gesteckt wurde. Deswegen ist diese Messung nicht quantitativ zu verstehen, sondern sie soll die Größenordnung angeben, mit der die Intensität bei den verschiedenen LED‘s variierte.

Intensität LED 0.2 mm (mV)	Intensität LED 1.2 mm (mV)	Intensität LED 2.4 mm (mV)
192.000	105.000	68.000
176.000	67.000	64.000
222.000	64.000	63.000

Tab. 3.5.1 Intensitäten von drei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zur Platine unterscheiden

Für Abb. 3.5.2 wurden die drei gemessenen Werte gemittelt und in Prozent ausgedrückt, wobei die LED mit dem kleinsten Abstand 100% zugewiesen bekam. Man stellt fest, daß die Intensität bei der LED, in die am weitesten reingebohrt wurde, eindeutig am größten ist. Je größer der Abstand d wird, desto weiter geht die Intensität zurück.
Die drei verschiedenen LED‘s unterscheiden sich auch bezüglich ihrer Winkelverteilung. Es wurde die Abhängigkeit der Intensitätsabnahme vom Biegeradius untersucht, bei einer Biegung der Faser um 360 Grad. Hierzu ging man auf genau die gleiche Weise vor, wie im Kapitel 3.3 geschildert wurde, nur daß nach einer Messung die LED ausgewechselt wurde. Die Messung wurde für jede LED drei mal durchgeführt, gemittelt und in Prozent umgewandelt. Tab. 3.5.2 zeigt die gemessenen Intensitäten.

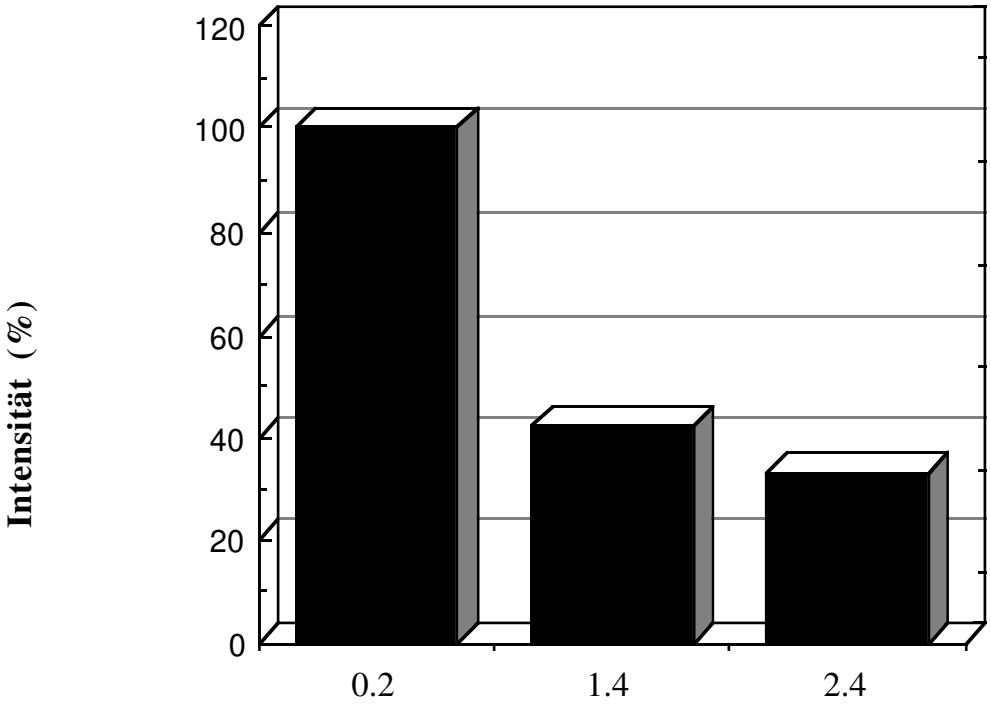

Abb. 3.5.2 Intensitäsvergleich von drei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zur Platine unterscheiden

Biegeradius (mm)	Intensität der LED 0.2 mm (mV	Intensität der LED 1.2 mm (mV	Intensität der LED 2.4 mm (mV
40.000	100.000	100.000	99.000
24.500	100.000	100.000	98.156
17.500	98.387	98.155	97.234
15.250	98.387	97.380	96.435
10.750	95.161	93.358	93.608
7.500	87.097	86.762	85.003
6.000	75.806	74.354	71.666
5.000	66.129	62.315	58.205
4.000	54.839	50.415	45.360
3.000	43.548	37.177	33.067
2.000	37.097	26.384	23.848
1.000	32.258	23.017	20.160

Tab. 3.5.2 Intensitäten von drei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zum Substrat unterscheiden, in Abhängigkeit des Biegeradius

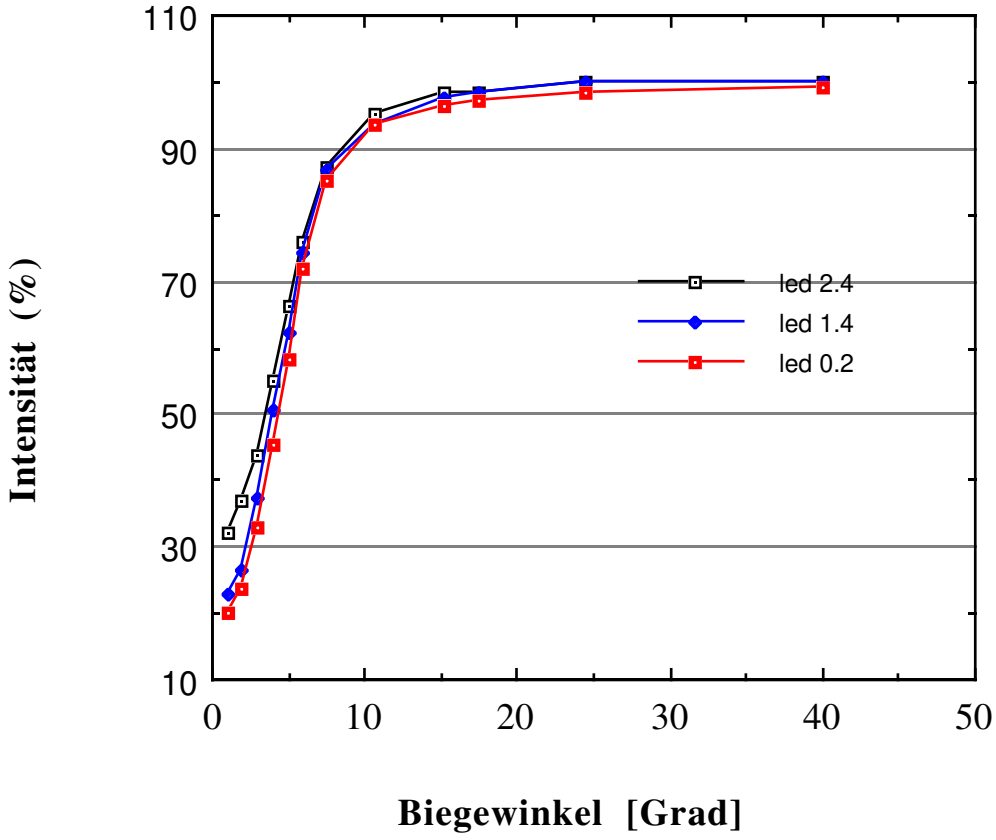

Abb. 3.5.3 Intensitätsabnahme von drei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zur Platine unterscheiden, in Abhängigkeit des Biegeradius

In Abb. 3.5.3 sieht man, daß die Intensitätsabnahme um so stärker ist, je kleiner der Abstand F von der Bohrung zum Halbleiter ist. Der Kurvenverlauf ist bei allen drei sehr ähnlich, nur jeweils etwas bezüglich der Senkrechten verschoben. Auf diesem Bild scheinen die Unterschiede nicht groß auszufallen, aber gerade bei den relevanten Biegeradien, nämlich bei denen, die im Spaghettikalorimeter bei der Bündelung der Fasern auf den Lichtmischer vorkommen, sind die Unterschiede doch deutlich , wie Abb. 3.5.4 veranschaulichen soll. Hier wird in einem anderen Maßstab ein Ausschnitt für größere Radien aus Abb. 3.5.3 gezeigt.

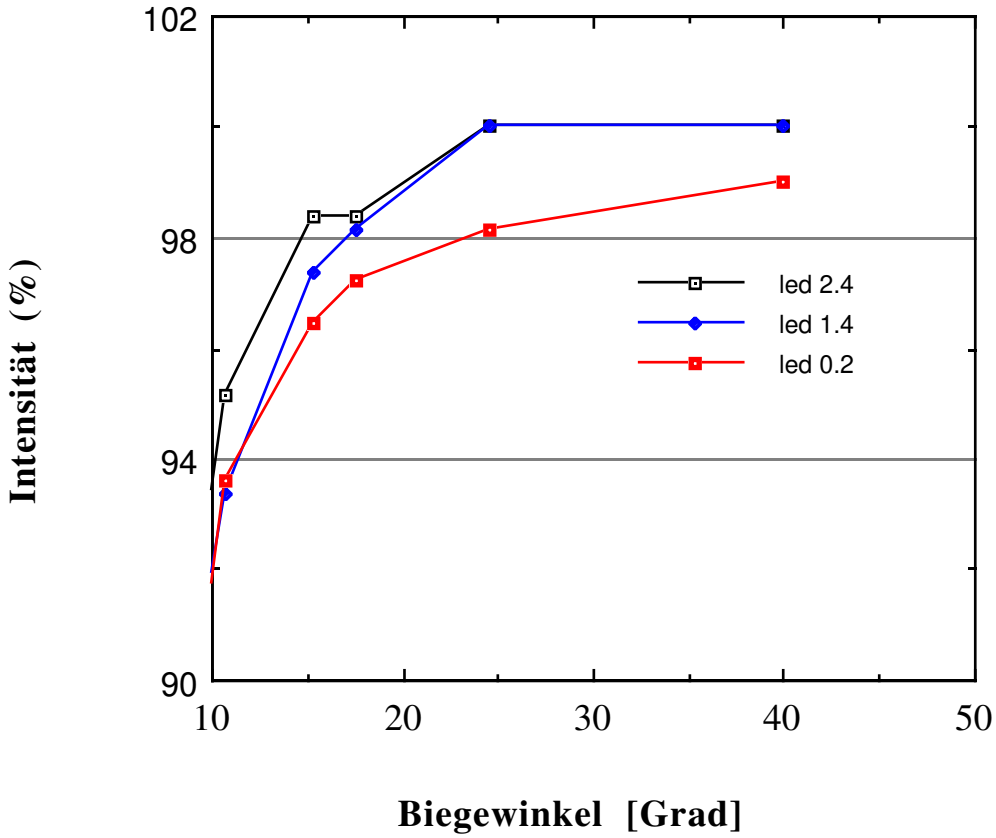

Abb. 3.5.4 Intensitätsabnahme bei großen Biegeradien von drei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zum Substrat unterscheiden

Auch bei der Intensitätsabnahme in Abhängigkeit des Biegewinkels sind deutliche Unterschiede erkennbar.
Der Ablauf der Messung ist entsprechend wie in Kapitel 2.4, die dort verwendete LED mit dem Bohrlochabstand 1.4 mm wurde gegen die LED mit dem Bohrlochabstand 0.2 mm eingetauscht und anschließend die beiden Ergebnisse miteinander verglichen. Die Tabellen hierzu werden im Anhang aufgeführt. Der Biegeradius wurde wieder zwischen 3.75 mm, 5.0 mm und 7.5 mm variiert.

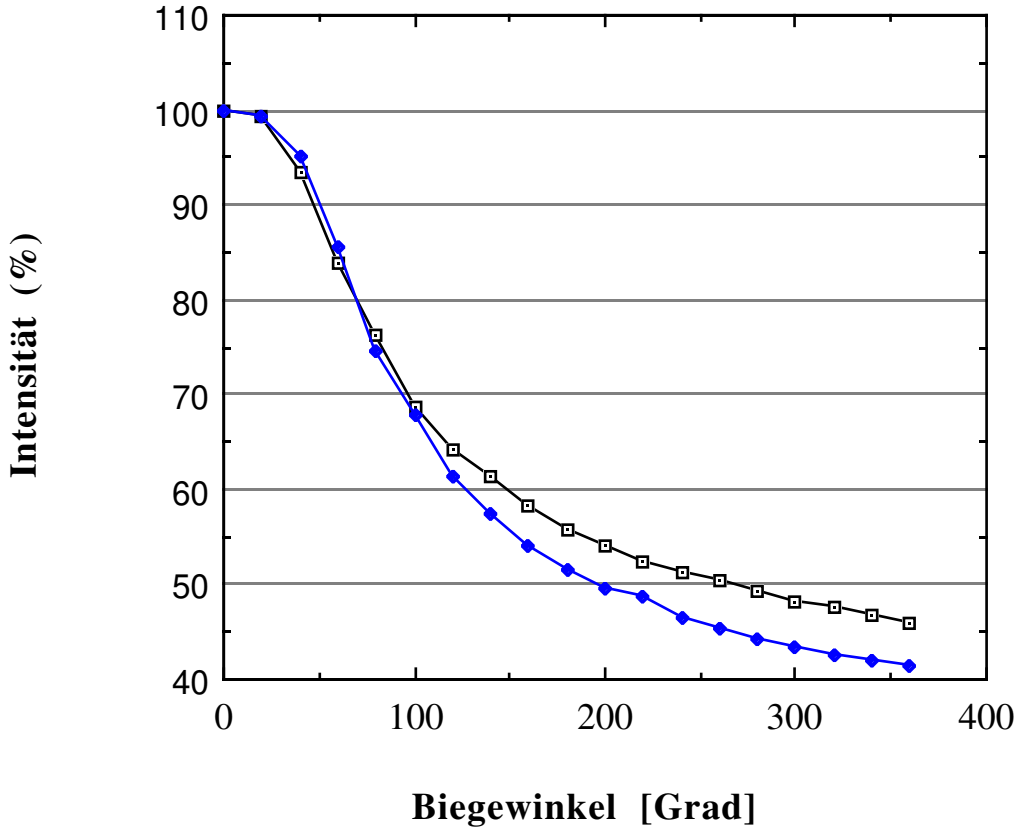

Abb. 3.5.5 Intensitäten von zwei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zum Substrat unterscheiden, in Abhängigkeit des Biegewinkels

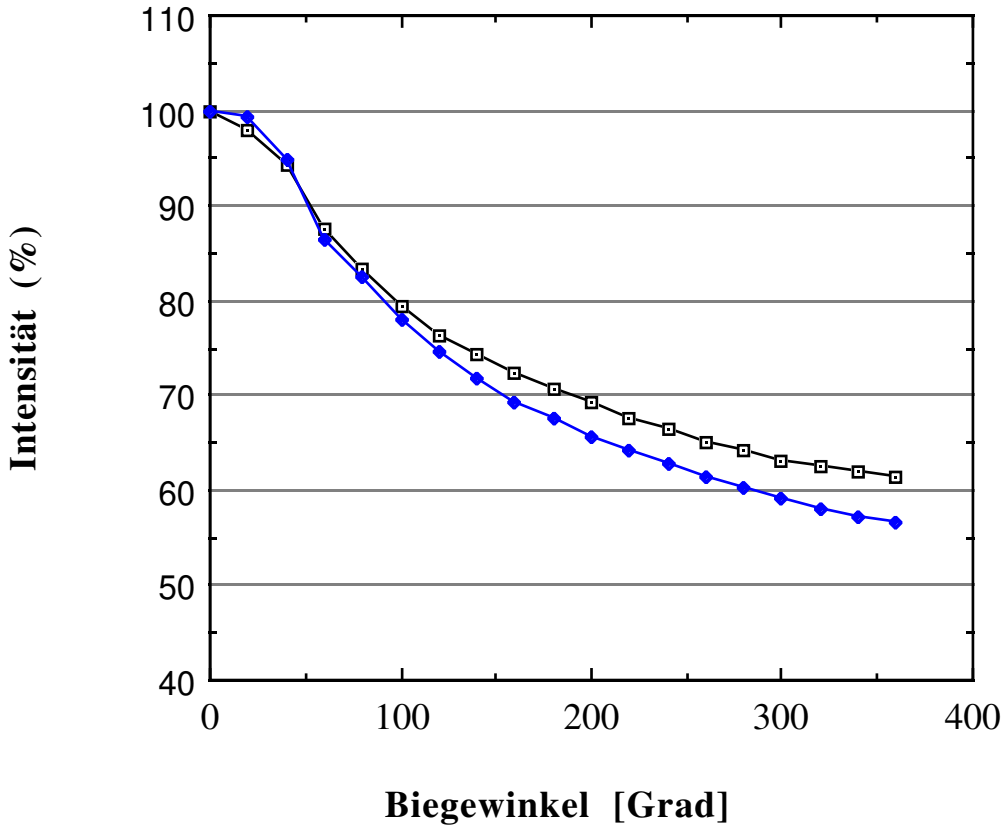

Abb. 3.5.6 Intensitäten von zwei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zum Substrat unterscheiden, in Abhängigkeit des Biegewinkels

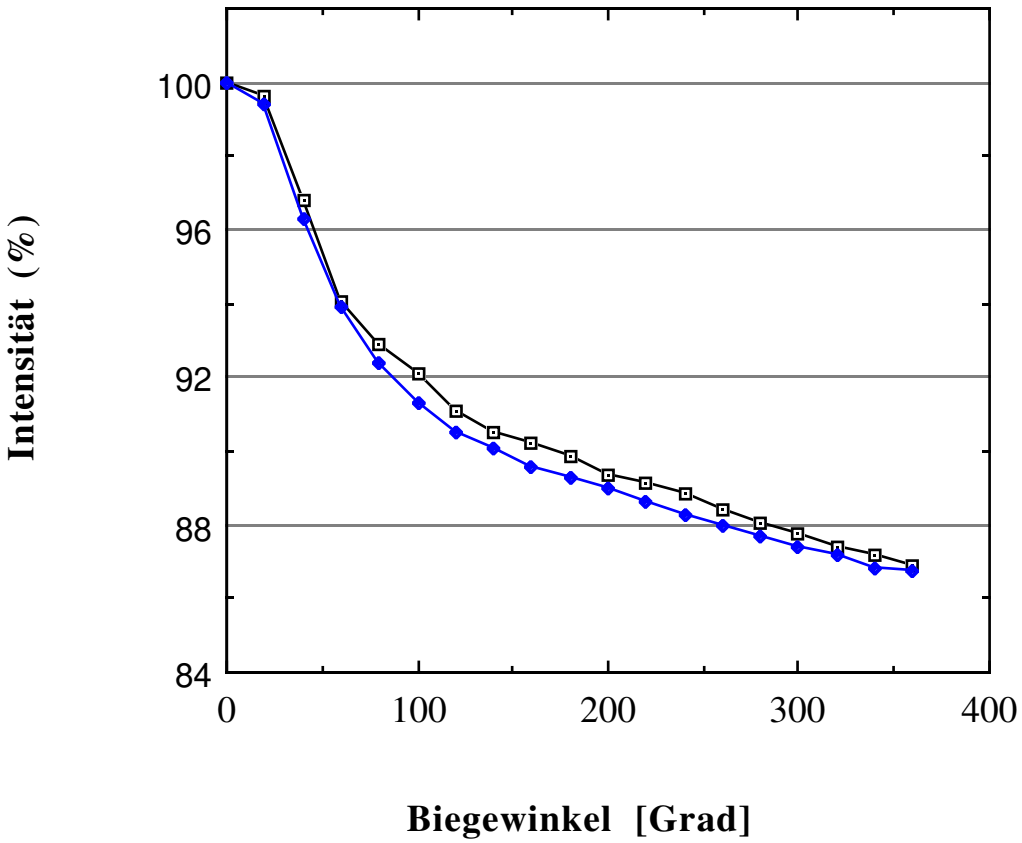

Abb. 3.5.7 Intensitäten von zwei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zum Substrat unterscheiden, in Abhängigkeit des Biegewinkels

Wie man hier bei allen drei Bildern sehen kann, liegt die Intensität der Faser mit der LED mit dem Abstand 0.2 mm deutlich unter der mit dem Abstand 1.2 mm. Dies zeigt, daß bei der erst genannten Faser die Winkelverteilung größer ist als bei der zweiten, denn wie in Kapitel 3.3 dargelegt wurde, werden die Lichtstrahlen mit den größten Winkeln durch eine Krümmung als erste absorbiert und verursachen somit die Intensitätsabnahme.
Beim nächsten Versuch wurde die LED mit dem Abstand 0.2 mm verwendet, weil man bei dieser LED davon ausgehen konnte, daß in der Faser alle Winkel, bis hin zum Totalreflexionswinkel, vorkommen. Der apparative Aufbau blieb gleich, jedoch wurde das Faserausleseende nicht in den Photomultiplier gegeben.
Für den Versuch wurde eine CCD Kamera verwendet bei der ein direkter Anschluß an jeden Fernseher oder Monitor mit Videoeingang möglich ist. Die Kamera wurde an einen Monitor angeschlossen, das Objektiv von der Kamera entfernt, und das Faserausleseende in die dadurch entstandene

Öffnung gebracht. Das aus der Faser austretende Licht fiel direkt auf die lichtempfindliche CCD-Platte und wurde dadurch auf dem Bildschirm als heller Fleck sichtbar.
Wenn die Faser gebogen wurde, veränderte sich die Größe des Lichtflecks auf dem Bildschirm und dieser Zusammenhang sollte quantitativ untersucht werden. Bei der Durchführung des Versuches mußte darauf geachtet werden, daß die Intensität des Lichtes, das auf die CCD-Platte traf, nicht zu groß war, denn sonst wurde sie übersteuert und der Lichtfleck reagierte kaum noch auf Biegungen der Faser, sondern blieb in seiner Größe unverändert.
Die Faser wurde wie bereits in Kapitel 3.3 um verschieden große Zylinder einmal herumgewickelt und der Durchmesser des Lichtflecks auf dem Bildschirm vermessen. Es sollte damit die Veränderung des Austrittswinkels der Lichtstrahlen aus der Faser in Abhängigkeit des Biegeradius untersucht werden. Weil der Rand des Lichtfleckes auf dem Bildschirm sehr verschwommen war und keine klare Konturen hatte, war das Abmessen des Kreisdurchmessers relativ schwierig und deswegen mit einem relativ großen Ablesefehler von 1 cm behaftet. Dies ist die Ursache für die in den beiden Abb. 3.5.9 und Abb. 3.5.10 auftretenden Fehlerbalken. Die Tab. 3.5.6 zeigt die gemessenen Werte für die Durchmesser, die von dem Lichtfleck auf dem Bildschirm entstanden.

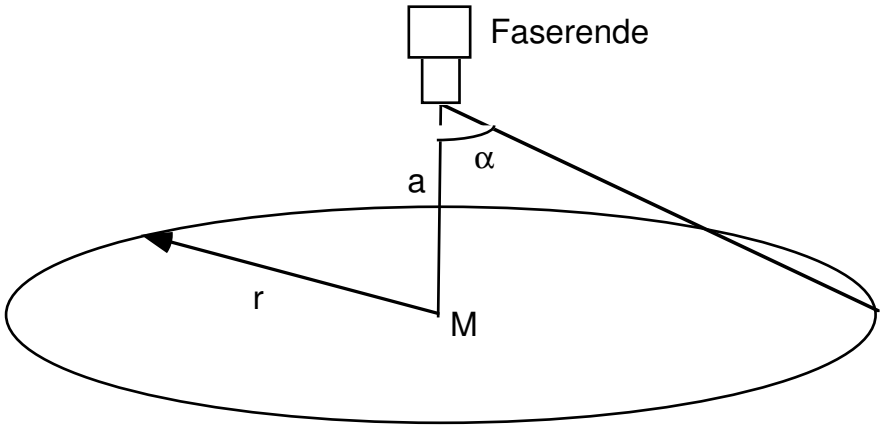

Abb. 3.5.8 Skizze zur Berechnung des Austrittswinkels

Man geht davon aus, daß bei gerader Faser der Lichtdurchmesser, der dort maximal ist und gerade 13 cm beträgt, einem maximalen Austrittswinkel von 35.7 Grad entspricht. Der diesem Austrittswinkel und diesem Lichtdurchmesser entsprechende Abstand a des Faserendes vom Lichtfleck konnte ausgerechnet werden. Von diesem Abstand a ausgehend konnte der zu einem bestimmten Lichtdurchmesser und damit zu einem entsprechenden Biegeradius dazugehörige Austrittswinkel aus der Faser berechnet werden. Die Ergebnisse für die Austrittswinkel wurden in Tab. 3.5.6 mit eingetragen.

$$a = \frac{r}{\tan(\alpha)} = \frac{6.5cm}{\tan(35.7°)} = 14.1cm$$

$$\Rightarrow \alpha = \arctan(\frac{r}{a})$$

Biegeradius (mm)	**Durchmesser (cm)**	**Austrittswinkel (Grad)**
20.000	13.000	35.660
18.000	13.000	35.660
15.000	12.500	34.600
12.000	12.000	33.500
10.000	10.500	30.100
8.000	9.500	27.700
6.000	8.500	25.100
4.000	7.500	22.500
2.000	7.000	21.100

Tab 3.5.6 Auf dem Bildschirm gemessener Durchmesser des Lichtflecks und der damit verbundene Austrittswinkel in Abhängigkeit des Biegeradius

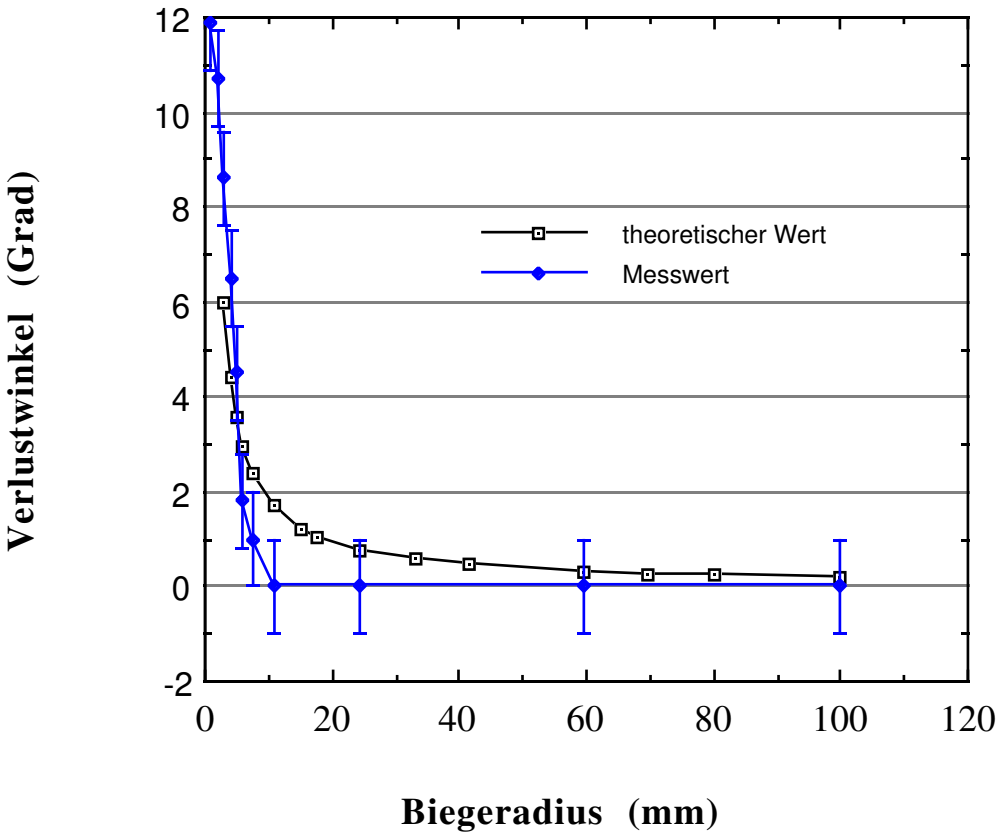

Abb. 3.5.9 Theoretische und gemessene Werte für den Verlustwinkel in Abhängigkeit des Biegeradius

Für Abb. 3.5.9 wurde der Austrittswinkel mittels des Snelliusschen Brechungsgesetzes umgerechnet in den Reflexionswinkel innerhalb der Faser. Der erhaltene Wert wurde vom maximalen Reflexionswinkel subtrahiert und man erhielt den Winkelanteil, der durch die Krümmung verlorengeht, sozusagen den Verlustwinkel. Der Fehler wurde über das Gaußsche Fortpflanzungssystem berechnet und als Fehlerbalken in das Bild eingezeichnet.
Als nächstes wird über den Verlustwinkel die Intensitätsabnahme bestimmt. Wie die Berechnung hierfür erfolgt kann in Kapitel 3.3 nachgeschlagen werden. Die Intensitätsabnahme in Abhängigkeit des Biegeradius wurde dann in Abb. 3.3.9 mit eingetragen. Der Vergleich der beiden Messungen ist in Abb. 3.5.10 zu sehen.

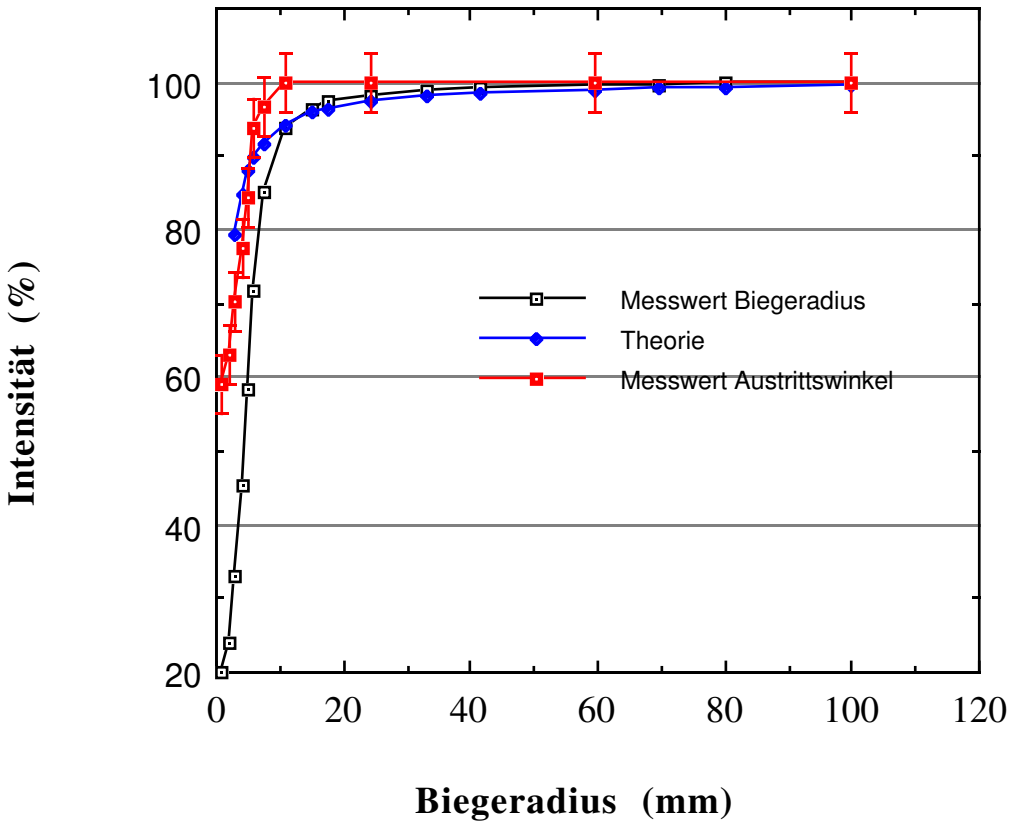

Abb. 3.5.10 Intensitätsabnahme in Abhängigkeit des Biegeradius. Die mit den Fehlerbalken versehene Kurve wurde aus dem Verlustwinkel berechnet und in Abb. 3.3.9 mit eingezeichnet

In der Abb. 3.5.10 sieht man, daß die mit den Fehlerbalken versehene Kurve, die aus dem gemessenen Austrittswinkel hervorgeht, gut zu den anderen beiden Kurven, die aus dem Kapitel 3.3 stammen, paßt.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden optische Fasern auf verschiedene Eigenschaften hin untersucht. Das Hauptaugenmerk lag darin, Zusammenhänge der Intensitätsabnahme durch äußere Einflüsse, wie zum Beispiel Verbiegungen, herzustellen und mögliche Erklärungen hierfür zu finden. Dabei zeigte sich, daß verschiedene Parameter beobachtet werden konnten, die einen Einfluß auf die Intensitätsabnahme hatten.

Ein Parameter davon war der Biegeradius. Je kleiner der Radius des Zylinders war, um den die Faser gewickelt wurde, desto größer war der Rückgang der Intensität. Mit Hilfe der geometrischen Optik konnte ein Zusammenhang zwischen Biegeradius und Intensitätsabnahme hergestellt werden. Die Diskussion fand jedoch nur im 2-Dimensionalen statt und wurde auf den 3- Dimensionalen Fall übertragen.

Ein weiterer Parameter war der Biegewinkel. Je weiter eine Faser um einen Zylinder gewickelt wurde, desto mehr ging die Intensität zurück. Der Grund hierfür ist, daß durch die Biegung das Licht viel häufiger an der Grenzschicht zwischen Core und Cladding auftrifft und dort reflektiert wird. Da diese Grenzschicht nicht ideal ist, wird die Wahrscheinlichkeit für eine Reflexion dort um so kleiner, je häufiger der Lichtstrahl auftrifft. Dies führt zu einem Rückgang der Intensität, wenn genügend viele Strahlen davon betroffen sind.

Der letzte Parameter war die Einspeisung des Lichts in die Faser und die damit verbundene Winkelverteilung. Je größer das Spektrum der Winkel war, unter dem die Lichtstrahlen durch die Faser transportiert wurden, desto schneller machte sich ein Rückgang der Intensität durch die anderen beiden Parameter bemerkbar. Die Einspeisung konnte dadurch variiert werden, daß der Abstand von der Lichtquelle zum Bohrloch verändert wurde, in dem sich das Faserende befand. Je kleiner dieser Abstand war, desto größer war zum einen die Intensität und zum anderen die im Faserkern vorkommenden Winkel der Lichtstrahlen.

Das größere Winkelspektrum führte aber wiederum dazu, daß die Intensitätsabnahme durch Verbiegungen der Faser prozentual gesehen schneller erfolgte, wie in Kapitel 3.5 gezeigt wurde.

Literaturverzeichnis

(1) H1 Collaboration, Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detektor, DESY PR 93/02

(2) 1.Abt et. al., The H1 Detektor at HERA, DESY preprint 93-103, 1993, zur Veröffentlichung in NIM

(3) Tosbright, Toshiba, Datenblatt

(4) Luminous, Asahi Chemical Industry Co.,Datenblatt

(5) Hecht Zajak, Optics, Addison- Wesley world Student Series Edition, 4. Auflage, 1979

(6) Bronstein Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, Heidelberg, 1974

(7) Max Born, Optik, ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie, 3. Auflage, Springer- Verlag, New York 1974

(8) Rainer Barschke, Diplomarbeit, Untersuchungen von Szintillationsfasern für ein Spaghettikalorimeter, Februar 1994

(8) Maple 5, Language Reference Manual, 2. Auflage, Springer- Verlag, Heidelberg, 1992

Anhang

Biegeradius [mm]	Intensität [mV]	Intensität [mV]	Intensität [mV]	Intensität [%]
1.000	109.000	111.000	108.000	100.000
2.000	129.000	129.000	130.000	100.000
3.000	181.000	182.000	175.000	20.160
4.000	252.000	250.000	236.000	23.848
5.000	324.000	320.000	303.000	33.067
6.000	398.000	388.000	380.000	45.360
7.500	466.000	459.000	458.000	58.205
10.750	515.000	507.000	501.000	71.666
15.250	527.000	523.000	519.000	85.003
17.500	530.000	528.000	524.000	93.608
24.500	537.000	535.000	525.000	96.435
33.000	542.000	536.000	530.000	97.234
41.500	545.000	537.000	531.000	98.156
59.500	546.000	540.000	533.000	98.832
69.500	547.000	540.000	534.000	99.140
80.000	548.000	542.000	537.000	99.508
100.000	548.000	542.000	537.000	99.631

Tab. A3.3.1 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit des Biegeradius bei dreimaliger Messung

Biegeradius [mm]	Intensität [mV]	Intensität [mV]	Intensität [mV]	Intensität [%]
1.000	88.000	137.000	93.000	25.563
1.500	88.000	137.000	95.000	25.723
2.000	89.000	138.000	95.000	25.884
2.500	89.000	138.000	95.000	25.884
3.000	93.000	148.000	96.000	27.090
3.500	101.000	157.000	106.000	29.260
4.000	112.000	175.000	118.000	32.556
4.500	121.000	193.000	136.000	36.174
5.000	134.000	215.000	150.000	40.113
6.500	173.000	268.000	199.000	51.447
7.500	200.000	301.000	231.000	58.842
9.000	238.000	361.000	277.000	70.418
10.000	260.000	395.000	302.000	76.929
12.500	299.000	445.000	340.000	87.138
15.250	309.000	459.000	353.000	90.112
17.500	318.000	471.000	364.000	92.685
22.000	326.000	477.000	372.000	94.453
24.500	327.000	482.000	376.000	95.257
30.000	335.000	485.000	380.000	96.463
33.000	335.000	487.000	381.000	96.704
38.500	338.000	491.000	383.000	97.428
41.500	341.000	493.000	383.000	97.830
51.000	346.000	494.000	386.000	98.553
59.500	347.000	498.000	388.000	99.116
70.500	348.000	499.000	388.000	99.276
90.000	350.000	504.000	390.000	100.000

Tab. A3.3.2 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 0.75 mm in Abhängigkeit des Biegeradius bei dreimaliger Messung

Biegeradius [mm]	Intensität [mV]	Intensität [mV]	Intensität [mV]	Intensität [%]
1.000	188.000	146.000	104.000	17.914
1.500	191.000	159.000	112.000	18.896
2.000	208.000	167.000	122.000	20.327
2.500	220.000	174.000	131.000	21.472
3.000	235.000	182.000	140.000	22.781
3.500	250.000	190.000	150.000	24.131
4.000	256.000	201.000	163.000	25.358
4.500	271.000	214.000	170.000	26.789
5.000	294.000	225.500	177.000	28.487
6.000	375.000	292.000	223.000	36.401
7.500	406.000	341.000	255.000	40.982
9.000	506.000	406.000	361.000	52.065
10.000	588.000	458.000	384.000	58.487
12.500	750.000	580.000	436.000	72.229
15.250	869.000	677.000	500.000	83.681
17.500	920.000	723.000	531.000	88.916
22.000	955.000	750.000	549.000	92.188
24.500	968.000	761.000	556.000	93.456
30.000	989.000	772.000	568.000	95.256
33.000	992.000	777.000	571.000	95.706
38.500	1002.000	784.000	579.000	96.728
41.500	1007.000	786.000	582.000	97.137
51.000	1014.000	792.000	589.000	97.955
59.500	1020.000	793.000	593.000	98.405
70.500	1024.000	801.000	600.000	99.182
90.000	1026.000	811.000	608.000	100.000

Tab. A3.3.3 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 1.0 mm in Abhängigkeit des Biegeradius bei dreimaliger Messung

Winkel (Grad)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	334.000	317.000	314.000	315.000	100.000
20.000	326.000	314.000	313.000	313.000	99.366
40.000	311.000	294.000	295.000	295.000	93.446
60.000	277.000	269.000	256.000	268.000	83.827
80.000	256.000	241.000	241.000	240.000	76.321
100.000	241.000	215.000	219.000	215.000	68.605
120.000	220.000	203.000	202.000	201.000	64.059
140.000	206.000	194.000	193.000	193.000	61.311
160.000	196.000	185.000	183.000	182.000	58.140
180.000	188.000	174.000	177.000	177.000	55.814
200.000	182.000	171.000	170.000	170.000	54.017
220.000	178.000	166.000	165.000	165.000	52.431
240.000	172.000	161.000	162.000	161.000	51.163
260.000	168.000	159.000	159.000	158.000	50.317
280.000	166.000	156.000	156.000	154.000	49.260
300.000	163.000	153.000	152.000	151.000	48.203
320.000	160.000	151.000	150.000	148.000	47.463
340.000	159.000	149.000	147.000	147.000	46.829
360.000	156.000	146.000	145.000	143.000	45.877

Tab. A3.4.1 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels . Der Messvorgang wurde vier mal bei einem Biegeradius von 3.75 mm durchgeführt

Winkel (Grad)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	384.000	380.000	362.000	363.000	100.000
20.000	358.000	379.000	360.000	361.000	97.918
40.000	355.000	363.000	339.000	345.000	94.157
60.000	335.000	320.000	320.000	329.000	87.576
80.000	323.000	305.000	306.000	308.000	83.412
100.000	307.000	290.000	290.000	294.000	79.315
120.000	295.000	281.000	280.000	281.000	76.360
140.000	289.000	273.000	273.000	272.000	74.345
160.000	280.000	265.000	266.000	266.000	72.330
180.000	273.000	260.000	260.000	260.000	70.719
200.000	270.000	254.000	254.000	254.000	69.308
220.000	264.000	248.000	247.000	247.000	67.562
240.000	259.000	244.000	244.000	243.000	66.488
260.000	255.000	240.000	240.000	235.000	65.144
280.000	250.000	235.000	237.000	235.000	64.271
300.000	243.000	233.000	231.000	231.000	62.995
320.000	243.000	230.000	230.000	229.000	62.592
340.000	241.000	228.000	228.000	225.000	61.921
360.000	239.000	225.000	225.000	223.000	61.249

Tab. A3.4.2 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels . Der Messvorgang wurde vier mal bei einem Biegeradius von 5.0 mm durchgeführt

Winkel (Grad)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	432.000	401.000	433.000	405.000	100.000
20.000	430.000	400.000	431.000	403.000	99.581
40.000	418.000	388.000	419.000	392.000	96.768
60.000	408.000	376.000	408.000	380.000	94.075
80.000	402.000	372.000	403.000	375.000	92.879
100.000	398.000	369.000	399.000	373.000	92.101
120.000	393.000	366.000	393.000	370.000	91.083
140.000	391.000	363.000	391.000	367.000	90.485
160.000	390.000	362.000	390.000	366.000	90.245
180.000	388.000	360.000	389.000	364.000	89.826
200.000	386.000	358.000	387.000	362.000	89.348
220.000	385.000	357.000	386.000	361.000	89.108
240.000	384.000	356.000	385.000	360.000	88.869
260.000	382.000	354.000	383.000	358.000	88.390
280.000	380.000	353.000	381.000	357.000	88.031
300.000	379.000	352.000	379.000	356.000	87.732
320.000	378.000	350.000	378.000	355.000	87.433
340.000	376.000	349.000	377.000	355.000	87.193
360.000	375.000	348.000	375.000	354.000	86.894

Tab. A3.4.3 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 0.5 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels . Der Messvorgang wurde vier mal bei einem Biegeradius von 7.5 mm durchgeführt

Winkel (Grad)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	480.000	450.000	377.000	401.000	100.000
20.000	479.000	448.000	377.000	401.000	99.824
40.000	461.000	430.000	360.000	388.000	95.960
60.000	419.000	390.000	329.000	335.000	86.241
80.000	351.000	324.000	290.000	285.000	73.185
100.000	320.000	299.000	279.000	268.000	68.267
120.000	282.000	264.000	253.000	235.000	60.539
140.000	241.000	250.000	224.000	207.000	53.981
160.000	230.000	231.000	211.000	201.000	51.112
180.000	217.000	222.000	203.000	198.000	49.180
200.000	193.000	200.000	192.000	183.000	44.965
220.000	185.000	184.000	178.000	171.000	42.037
240.000	176.000	165.000	165.000	150.000	38.407
260.000	166.000	154.000	146.000	139.000	35.422
280.000	159.000	150.000	136.000	129.000	33.607
300.000	152.000	143.000	130.000	120.000	31.909
320.000	146.000	138.000	124.000	115.000	30.621
340.000	138.000	125.000	116.000	109.000	28.571
360.000	133.000	119.000	104.000	103.000	26.874

Tab. A3.4.4 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 0.75 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels . Der Messvorgang wurde vier mal bei einem Biegeradius von 3.75 mm durchgeführt

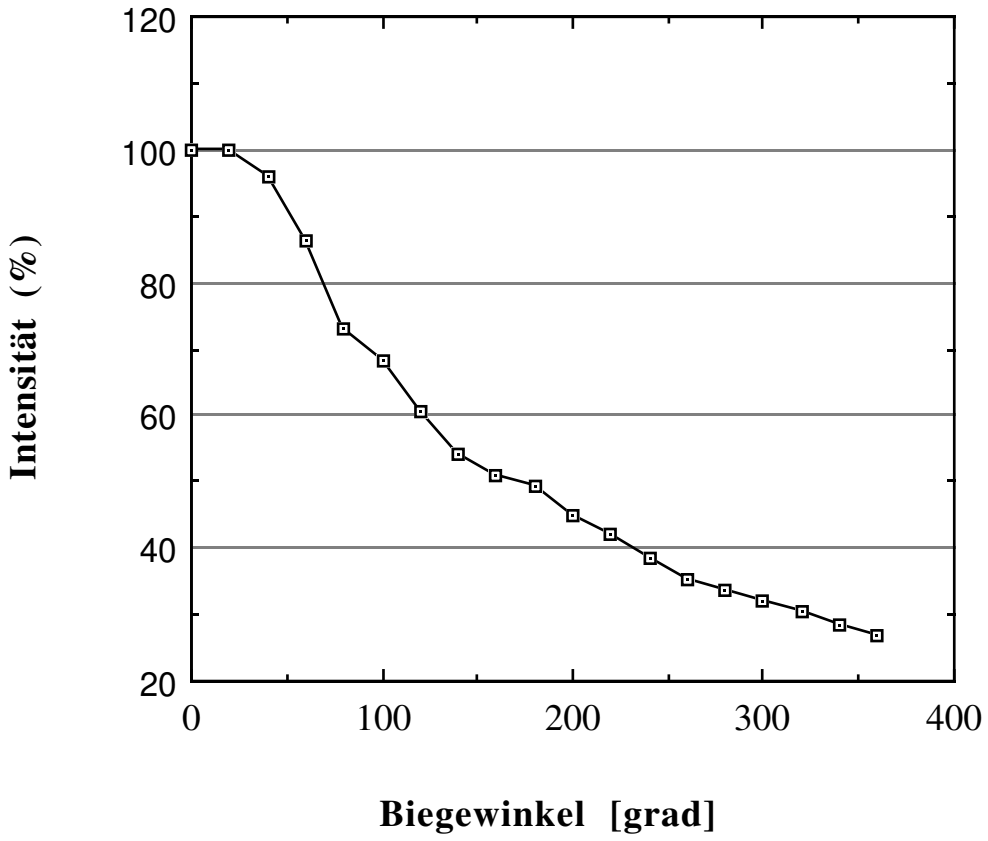

Abb. A3.4.4 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.75 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 3.75 mm

Winkel (Grad)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	335.000	310.000	321.000	310.000	100.000
20.000	335.000	309.000	320.000	309.000	99.765
40.000	328.000	306.000	310.000	300.000	97.492
60.000	301.000	279.000	296.000	283.000	90.831
80.000	261.000	250.000	248.000	243.000	78.527
100.000	236.000	222.000	234.000	233.000	72.492
120.000	207.000	205.000	206.000	200.000	64.107
140.000	191.000	183.000	182.000	180.000	57.680
160.000	178.000	171.000	177.000	159.000	53.683
180.000	167.000	164.000	166.000	148.000	50.549
200.000	164.000	157.000	159.000	143.000	48.824
220.000	155.000	151.000	153.000	136.000	46.630
240.000	148.000	146.000	147.000	132.000	44.906
260.000	145.000	142.000	143.000	128.000	43.730
280.000	140.000	140.000	140.000	123.000	42.555
300.000	137.000	137.000	137.000	121.000	41.693
320.000	135.000	133.000	133.000	119.000	40.752
340.000	132.000	131.000	132.000	116.000	40.047
360.000	130.000	128.000	129.000	115.000	39.342

Tab. A3.4.5 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 0.75 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels . Der Messvorgang wurde vier mal bei einem Biegeradius von 5.0 mm durchgeführt

Winkel (Grad)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	401.000	466.000	399.000	396.000	100.000
20.000	401.000	462.000	399.000	395.000	99.699
40.000	397.000	453.000	393.000	390.000	98.255
60.000	382.000	433.000	370.000	366.000	93.321
80.000	346.000	411.000	337.000	335.000	85.981
100.000	330.000	385.000	327.000	325.000	82.250
120.000	314.000	359.000	310.000	306.000	77.557
140.000	304.000	349.000	298.000	296.000	75.030
160.000	294.000	339.000	289.000	289.000	72.864
180.000	283.000	325.000	280.000	280.000	70.277
200.000	279.000	316.000	275.000	275.000	68.893
220.000	275.000	308.000	270.000	269.000	67.509
240.000	269.000	303.000	265.000	264.000	66.245
260.000	263.000	299.000	259.000	259.000	64.982
280.000	258.000	296.000	256.000	256.000	64.140
300.000	255.000	285.000	251.000	250.000	62.635
320.000	250.000	275.000	247.000	246.000	61.252
340.000	246.000	269.000	243.000	241.000	60.108
360.000	243.000	263.000	240.000	239.000	59.266

Tab. A3.4.6 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 0.75 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels . Der Messvorgang wurde vier mal bei einem Biegeradius von 7.5 mm durchgeführt

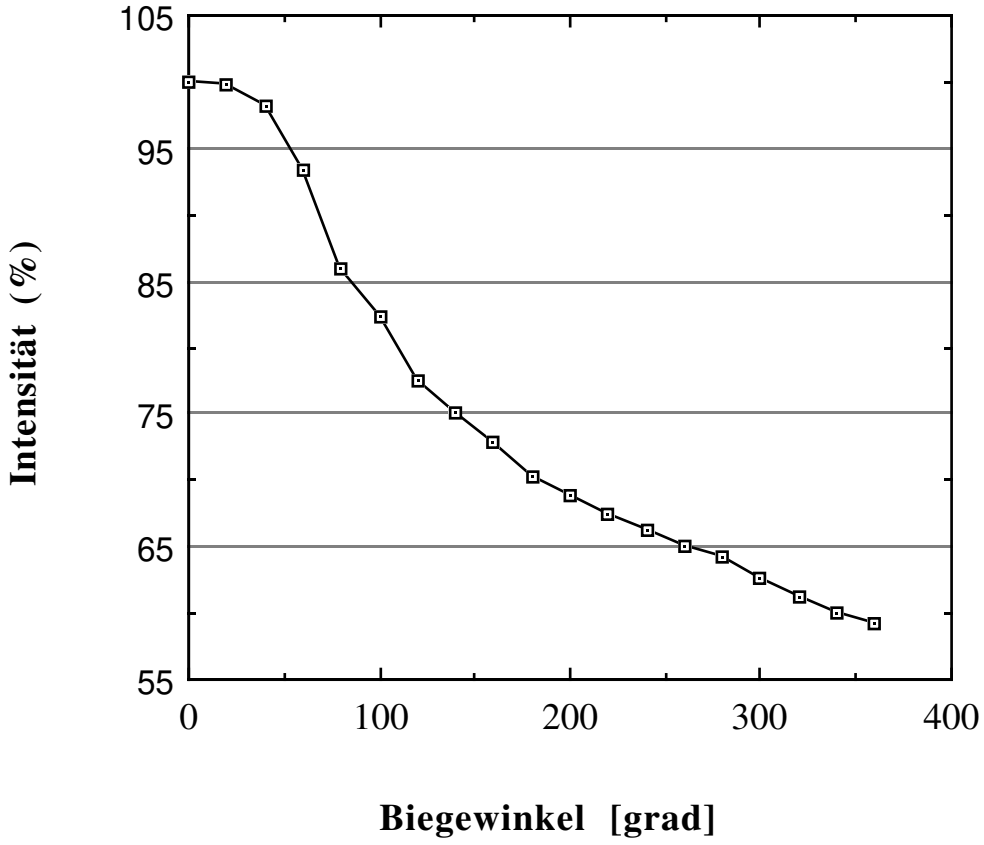

Abb. A3.4.6 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 0.75 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 7.5 mm

Winkel (Grad)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	1390.000	1369.000	1343.000	1348.000	100.000
20.000	1350.000	1336.000	1340.000	1344.000	98.532
40.000	1263.000	1280.000	1326.000	1326.000	95.321
60.000	1214.000	1208.000	1240.000	1244.000	90.018
80.000	1050.000	1098.000	1080.000	1100.000	79.413
100.000	922.000	926.000	850.000	856.000	65.211
120.000	800.000	735.000	700.000	720.000	54.220
140.000	670.000	640.000	605.000	617.000	46.459
160.000	570.000	535.000	545.000	550.000	40.367
180.000	520.000	515.000	505.000	500.000	37.431
200.000	490.000	492.000	495.000	475.000	35.817
220.000	470.000	467.000	462.000	458.000	34.073
240.000	450.000	448.000	442.000	440.000	32.661
260.000	420.000	428.000	432.000	420.000	31.193
280.000	409.000	408.000	416.000	398.000	29.927
300.000	400.000	400.000	400.000	388.000	29.138
320.000	391.000	394.000	395.000	380.000	28.624
340.000	386.000	387.000	385.000	370.000	28.037
360.000	368.000	381.000	374.000	365.000	27.303

Tab. A3.4.7 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 1.0 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels . Der Messvorgang wurde vier mal bei einem Biegeradius von 3.75 mm durchgeführt

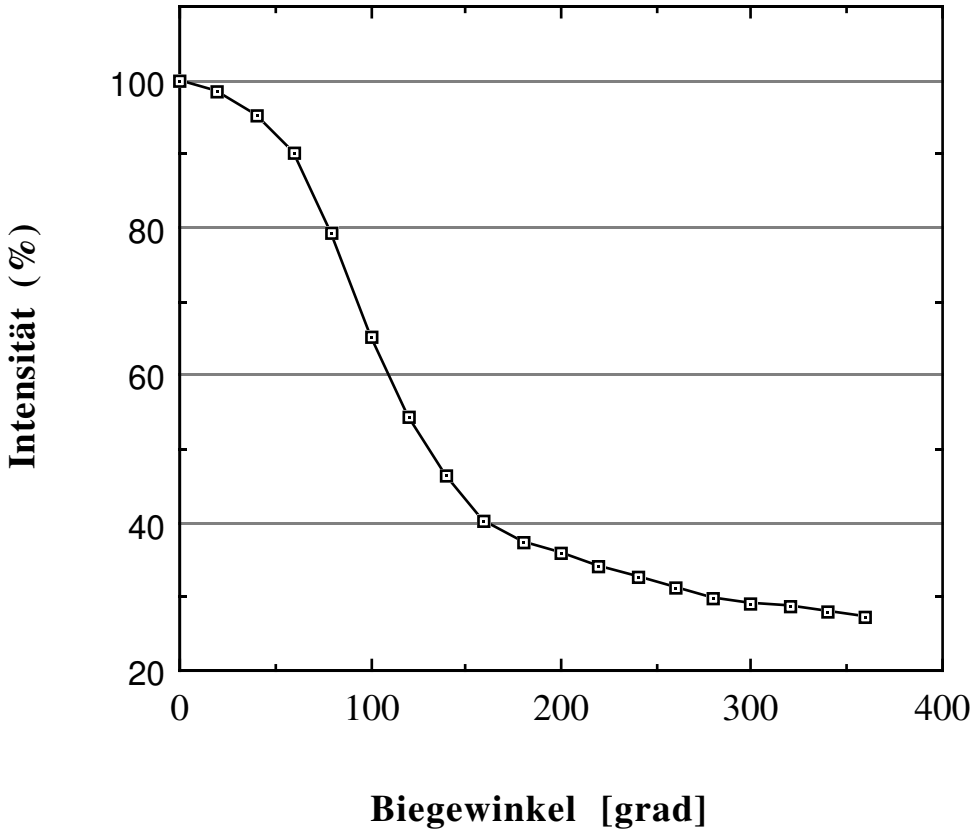

Abb. A3.4.7 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 1.0 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 3.75 mm

Winkel (Grad)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	1375.000	1364.000	1358.000	1362.000	100.000
20.000	1370.000	1358.000	1354.000	1359.000	99.670
40.000	1332.000	1325.000	1329.000	1326.000	97.307
60.000	1265.000	1254.000	1230.000	1250.000	91.574
80.000	1111.000	1086.000	1078.000	1008.000	78.458
100.000	930.000	878.000	933.000	850.000	65.781
120.000	757.000	756.000	729.000	740.000	54.625
140.000	630.000	659.000	650.000	648.000	47.390
160.000	603.000	610.000	586.000	590.000	43.763
180.000	557.000	564.000	546.000	568.000	40.942
200.000	530.000	534.000	521.000	520.000	38.560
220.000	500.000	505.000	494.000	495.000	36.527
240.000	473.000	477.000	480.000	484.000	35.061
260.000	460.000	463.000	453.000	447.000	33.394
280.000	446.000	448.000	448.000	433.000	32.515
300.000	431.000	435.000	436.000	429.000	31.709
320.000	422.000	424.000	429.000	421.000	31.068
340.000	414.000	413.000	426.000	412.000	30.500
360.000	407.000	411.000	414.000	406.000	30.005

Tab. A3.4.8 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 1.0 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels . Der Messvorgang wurde vier mal bei einem Biegeradius von 5.0 mm durchgeführt

Winkel (Grad)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (mV)	Intensität (%)
0.000	1319.000	1324.000	1335.000	1344.000	100.000
20.000	1314.000	1320.000	1325.000	1340.000	97.918
40.000	1295.000	1278.000	1294.000	1309.000	94.157
60.000	1223.000	1192.000	1230.000	1220.000	87.576
80.000	1060.000	1040.000	1086.000	1070.000	83.412
100.000	951.000	961.000	967.000	973.000	79.315
120.000	840.000	850.000	870.000	866.000	76.360
140.000	785.000	787.000	791.000	805.000	74.345
160.000	748.000	743.000	752.000	760.000	72.330
180.000	702.000	711.000	720.000	737.000	70.719
200.000	682.000	695.000	708.000	706.000	69.308
220.000	661.000	668.000	685.000	688.000	67.562
240.000	642.000	653.000	665.000	652.000	66.488
260.000	632.000	632.000	649.000	629.000	65.144
280.000	620.000	612.000	630.000	607.000	64.271
300.000	590.000	604.000	613.000	600.000	62.995
320.000	577.000	580.000	602.000	594.000	62.592
340.000	567.000	566.000	593.000	580.000	61.921
360.000	560.000	557.000	582.000	570.000	61.249

Tab. A3.4.9 Intensität der Faser mit dem Durchmesser 1.0 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels . Der Messvorgang wurde vier mal bei einem Biegeradius von 7.5 mm durchgeführt

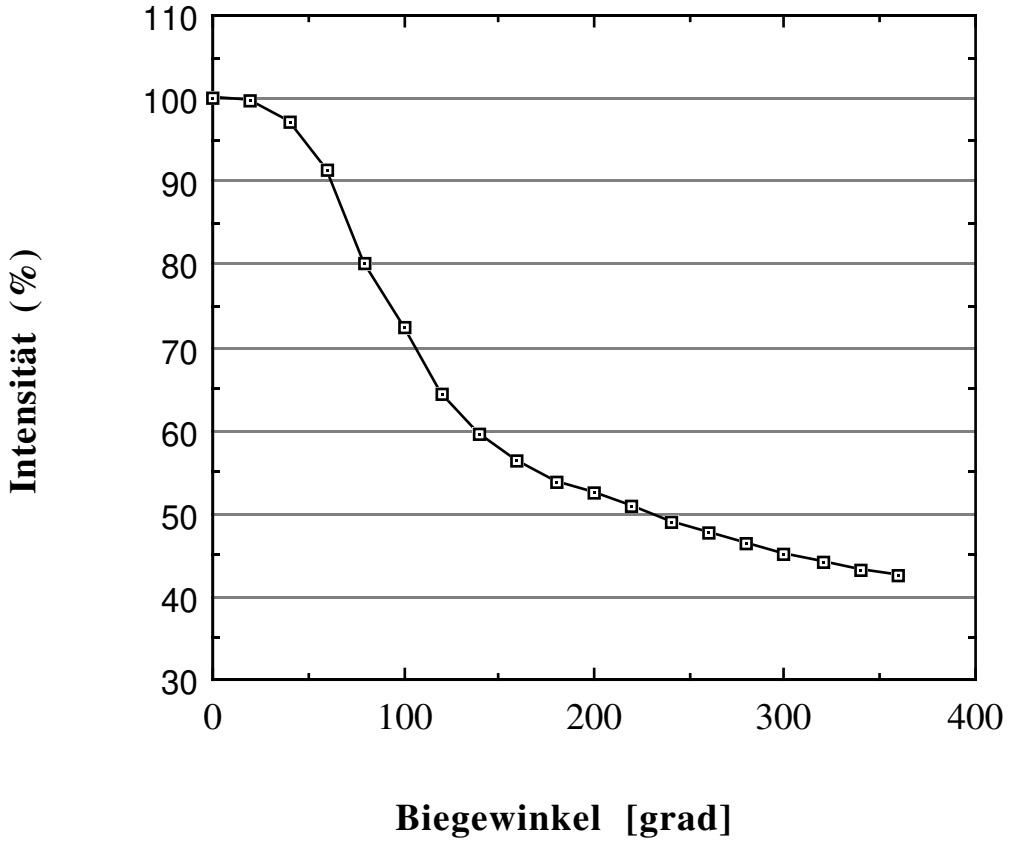

Abb. A3.4.9 Intensitätsabnahme der Faser mit dem Durchmesser 1.0 mm in Abhängigkeit des Biegewinkels bei einem Biegeradius von 7.5 mm

Biegewinkel (Grad)	Intensität der Faser 0.5 (mV)	Intensität der Faser 0.75 (mV)	Intensität der Faser1.0 (mV)
0.000	334.000	466.000	1319.000
20.000	326.000	462.000	1314.000
40.000	311.000	453.000	1295.000
60.000	277.000	433.000	1223.000
80.000	256.000	411.000	1060.000
100.000	241.000	385.000	951.000
120.000	220.000	359.000	840.000
140.000	206.000	349.000	785.000
160.000	196.000	339.000	748.000
180.000	188.000	325.000	702.000
200.000	182.000	316.000	682.000
220.000	178.000	308.000	661.000
240.000	172.000	303.000	642.000
260.000	168.000	299.000	632.000
280.000	166.000	296.000	620.000
300.000	163.000	285.000	590.000
320.000	160.000	275.000	577.000
340.000	159.000	269.000	567.000
360.000	156.000	263.000	560.000
380.000	154.000	260.000	550.000
400.000	152.000	253.000	546.000
420.000	149.000	250.000	539.000
440.000	147.000	242.000	532.000
460.000	146.000	238.000	526.000
480.000	145.000	235.000	522.000
500.000	144.000	233.000	522.000
520.000	143.000	231.000	518.000
540.000	142.000	231.000	517.000
560.000	141.000	231.000	515.000
580.000	139.000	229.000	515.000
600.000	138.000	225.000	513.000
620.000	138.000	222.000	505.000
640.000	136.000	220.000	503.000
660.000	135.000	219.000	495.000
680.000	134.000	218.000	490.000
700.000	134.000	215.000	488.000
720.000	133.000	213.000	485.000

740.000	133.000	212.000	478.000
760.000	132.000	209.000	479.000
780.000	132.000	209.000	477.000
800.000	131.000	207.000	477.000
820.000	131.000	207.000	475.000
840.000	129.000	205.000	473.000
860.000	129.000	198.000	473.000
880.000	129.000	198.000	479.000
900.000	128.000	198.000	478.000
920.000	128.000	197.000	478.000
940.000	127.000	197.000	477.000
960.000	127.000	197.000	475.000
980.000	126.000	198.000	475.000
1000.000	125.000	197.000	473.000
1020.000	125.000	198.000	470.000
1040.000	124.000	196.000	468.000
1060.000	123.000	194.000	467.000
1080.000	122.000	193.000	467.000

Tab 3.4.10 Intensität der drei verschiedenen Fasern in Abhängigkeit des Biegewinkels bei verschiedenen Biegeradien

Biegewinkel (Grad)	Intensität der LED 1.4 mm (%)	Intensität der LED 0.2 mm (%)
0.000	100.000	100.000
20.000	99.366	99.364
40.000	93.446	95.016
60.000	83.827	85.472
80.000	76.321	74.708
100.000	68.605	67.922
120.000	64.059	61.453
140.000	61.311	57.529
160.000	58.140	54.083
180.000	55.814	51.591
200.000	54.017	49.523
220.000	52.431	48.727
240.000	51.163	46.448
260.000	50.317	45.440
280.000	49.260	44.274
300.000	48.203	43.372
320.000	47.463	42.577
340.000	46.829	41.941
360.000	45.877	41.304

Tab. A3.5.3 Intensitäten von zwei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zum Substrat unterscheiden, in Abhängigkeit des Biegewinkels

Biegewinkel (Grad)	Intensität der LED 1.4 mm (%)	Intensität der LED 0.2 mm (%)
0.000	100.000	100.000
20.000	99.368	97.918
40.000	94.870	94.157
60.000	86.507	87.576
80.000	82.502	83.412
100.000	78.004	79.315
120.000	74.631	76.360
140.000	71.680	74.345
160.000	69.290	72.330
180.000	67.533	70.719
200.000	65.636	69.308
220.000	64.090	67.562
240.000	62.684	66.488
260.000	61.490	65.144
280.000	60.225	64.271
300.000	59.100	62.995
320.000	58.117	62.592
340.000	57.273	61.921
360.000	56.641	61.249

Tab. A3.5.4 Intensitäten von zwei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zum Substrat unterscheiden, in Abhängigkeit des Biegewinkels

Biegewinkel (Grad)	Intensität der LED 1.4 mm (%)	Intensität der LED 0.2 mm (%)
0.000	100.000	100.000
20.000	99.368	99.581
40.000	96.292	96.768
60.000	93.932	94.075
80.000	92.373	92.879
100.000	91.319	92.101
120.000	90.518	91.083
140.000	90.055	90.485
160.000	89.591	90.245
180.000	89.254	89.826
200.000	88.959	89.348
220.000	88.622	89.108
240.000	88.285	88.869
260.000	87.990	88.390
280.000	87.695	88.031
300.000	87.400	87.732
320.000	87.147	87.433
340.000	86.852	87.193
360.000	86.726	86.894

Tab. A3.5.5 Intensitäten von zwei LED's, die sich im Abstand d vom Bohrloch zum Substrat unterscheiden, in Abhängigkeit des Biegewinkels

Danksagung

Ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Meier, der mir die Möglichkeit für diese Arbeit gab. Während seiner Betreuung war er immer wieder mit guten Ratschlägen und neuen Ideen zur Hand.

Bedanken möchte ich mich auch bei Andreas Heck, der mir, zwar unter gelegentlichem murren, seinen Messaufbau von Anfang an zur Verfügung stellte.

Auch bei Herrn Schmitt möchte ich mich für seine Unterstützung bedanken.

An dieser Stelle möchte ich mich bei meinen Kommilitonen bedanken, die mich zuweilen durch ihre guten Ratschläge und Tips in meiner Arbeit vorangebracht haben.

Joachim Janoth, Christoph Brune, Joachim Stellberger und auch Hernn Dr. J. Stiewe möchte ich für ihre Hilfe danken.

Des weiteren bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen am Institut für Hochenergiephysik in Heidelberg.

Zu guter letzt möchte ich mich bei Irmtraud Spinnler bedanken, die mir mit einer Engelsgeduld in meiner Endphase immer wieder zur Seite stand. Ohne sie wäre die Arbeit wohl kaum rechtzeitig fertig geworden.