

# Glasfaserversuch

Daniel Grewe, Henrik Gebauer

22. Dezember 2009

## Zusammenfassung

Dieser Versuch wurde am 22. Dezember 2009 im Rahmen des Fortgeschrittenen-Praktikums in der Physik durchgeführt, um die Glasfasertechnik kennen zu lernen.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Ziel</b>	<b>1</b>
<b>2 Allgemeine Grundlagen</b>	<b>1</b>
2.1 Aufbau und Prinzip von Lichtwellenleitern . . . . .	1
2.2 Wellenausbreitung im Lichtwellenleiter . . . . .	2
2.2.1 Singlemodedfasern . . . . .	3
2.2.2 Multimodedefasern . . . . .	5
2.3 Dämpfung . . . . .	5
<b>3 Versuchsaufbau</b>	<b>6</b>
<b>4 Durchführung und Auswertung</b>	<b>6</b>
4.1 Umgang mit Glasfasern, numerische Apertur . . . . .	6
4.1.1 Präparieren der Faserenden . . . . .	6
4.1.2 Approximative Messung der numerischen Apertur . . . . .	7
4.1.3 Genauere Messung der numerischen Apertur . . . . .	7
4.2 Dämpfung . . . . .	8
4.3 Singlemode-Faser . . . . .	10
4.3.1 Einkoppeln der Faser . . . . .	10
4.3.2 Vermessung des Ausgangssignals . . . . .	10
<b>5 Fazit</b>	<b>11</b>

# 1 Ziel

Ziel war es, die Glasfasertechnik kennen zu lernen. Dazu wurde die numerische Apertur und Dämpfung einer Multimode-Glasfaser sowie das Modenprofil einer Singlemode-Glasfaser vermessen.

## 2 Allgemeine Grundlagen

### 2.1 Aufbau und Prinzip von Lichtwellenleitern

Licht breitet sich im Vakuum mit der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit  $c \approx 3 \cdot 10^8 m/s$  aus. In anderen Medien ist die Lichtgeschwindigkeit  $v$  kleiner. Der Faktor  $n = c/v$  ist der Brechungsindex des Mediums [1, S. 5]. Ein Medium mit einem höheren Brechungsindex als ein anderes heißt optisch dichter [1, S. 6] als das andere. In einem homogenen Medium breitet sich Licht geradlinig aus, nur bei einem Übergang von einem Medium zu einem anderen mit einem anderen Brechungsindex wird das Licht abgelenkt und reflektiert. Sei  $\theta_i$  der Einfallswinkel,  $\theta_r$  der Ausfallswinkel und  $\theta_t$  der Winkel des durchgelassenen Lichts, jeweils gemessen von der Normalen an der Übergangsstelle. Sei außerdem  $n_i$  der Brechungsindex des Ursprungsmediums und  $n_t$  der Brechungsindex des Mediums, auf das das Licht trifft. Dann gelten folgende Gesetze [1, S. 6]

$$\theta_i = \theta_r, \quad (1)$$

$$n_t \sin(\theta_t) = n_i \sin(\theta_i). \quad (2)$$

Beim Übergang von einem optisch dichteren zu einem optisch dünneren Medium ( $n_t < n_i$ ) wird mit Gl. 2 das Licht von der Normalen weggebogen ( $\sin(\theta_i) < \sin(\theta_t)$ ). Der Winkel  $\theta_i$  für den  $\theta_t = 90^\circ$ , d.h.  $\sin(\theta_t) = 1$ , heißt **kritischer Winkel**  $\theta_{\text{crit}}$ . Mit Gl. 2 gilt

$$\sin(\theta_{\text{crit}}) = \frac{n_t}{n_i} \quad (3)$$

Falls  $\theta_i$  noch größer würde, würde  $\sin(\theta_t)$  größer als 1 werden. Dies kann nicht sein. Stattdessen tritt ab diesem Winkel **totale innere Reflexion** auf, d.h. für  $\theta_i > \theta_{\text{crit}}$  wird das Licht vollständig reflektiert [1, S. 6].

Dieses Prinzip macht man sich in optischen Leitern zu Nutze. Eine lichtleitende Glasfaser (der **Core**) mit Brechungsindex  $n_{\text{core}}$  ist von Glas (dem **Cladding**) mit einem dünneren Brechungsindex  $n_{\text{cl}}$  umgeben, also  $n_{\text{cl}} < n_{\text{core}}$ . Darum befindet sich ein schützender Kunststoffmantel [1, S. 7]. Nach Gl. 3 tritt totale innere Reflexion, falls das Licht innerhalb des Leiters mit einem kleineren Winkel als  $\theta_{\text{crit}}$  mit  $\sin(\theta_{\text{crit}}) = \frac{n_{\text{cl}}}{n_{\text{core}}}$  auf das Cladding trifft.

Die **Brechungsindexdifferenz** ist definiert [1, S. 7] als

$$\Delta = \frac{n_{\text{core}} - n_{\text{cl}}}{n_{\text{core}}} \quad (4)$$

Es gilt  $\Delta < 1$ .

Da sich der Brechungsindex zwischen Core und Cladding abrupt ändert, heißen solche Leiter auch **Stufen-Index-Fasern**, im Gegensatz zu **Gradienten-**

**Index-Fasern**, bei denen der Brechungsindex von innen nach außen kontinuierlich abnimmt. Diese haben den Vorteil, dass Signale weniger verzerrt werden. Die Verzerrung bei Stufen-Index-Fasern kommt dadurch zustande, dass Signale, die nahe der Mittelachse der Glasfaser verlaufen, einen kürzeren Weg zurücklegen und damit auch weniger Zeit benötigen, als Signale, die in einem großen Winkel zur Mittelachse verlaufen und daher oft am Rand der Faser gebrochen werden. [1, S. 9].

Sei  $n_i$  der Brechungsindex des Ursprungsmediums, aus dem das Licht in die Glasfaser eingekoppelt wird. Sei  $\theta_c$  der größtmögliche Winkel im Ursprungsmedium, sodass das Licht noch eingekoppelt werden kann, gemessen von der Normalen auf die Querschnittsfläche der Glasfaser.  $\theta_c$  ist der Öffnungswinkel eines Kegels. Sei  $\theta_t$  der Winkel des gebrochenen Lichts im Core. Es gilt  $\theta_{\text{crit}} + \theta_t = 90^\circ$  und somit mit Gl. 2

$$\begin{aligned} n_i \sin(\theta_c) &= n_{\text{core}} \sin(\theta_t) = n_{\text{core}} \sin(\theta_{\text{crit}} - 90^\circ) = n_{\text{core}} \cos(\theta_{\text{crit}}) \\ &= n_{\text{core}} \sqrt{1 - \sin^2(\theta_{\text{crit}})} = n_{\text{core}} \sqrt{1 - \frac{n_{\text{cl}}^2}{n_{\text{core}}^2}} \\ &= \sqrt{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{cl}}^2} = \sqrt{(n_{\text{core}} + n_{\text{cl}})(n_{\text{core}} - n_{\text{cl}})}, \end{aligned}$$

vgl. [1, S. 8]. Die **numerische Apertur**  $NA$  ist definiert als

$$NA = n_i \sin(\theta_{\text{max}}) \quad (5)$$

wobei  $n_i$  der Brechungsindex des Ursprungsmediums und  $\theta_{\text{max}}$  der größtmögliche Winkel ist, aus dem Licht eingekoppelt werden kann. Falls das Ursprungsmedium Luft ist, gilt  $n_i \approx 1$  und  $\theta_{\text{max}} = \theta_c$ . Falls außerdem  $\Delta \ll 1$ , d.h.  $n_{\text{cl}} \approx n_{\text{core}}$  und  $n_{\text{core}} - n_{\text{cl}} \approx n_{\text{core}}\Delta$ , folgt

$$NA = \sqrt{(n_{\text{core}} + n_{\text{cl}})(n_{\text{core}} - n_{\text{cl}})} \approx \sqrt{(2n_{\text{core}})(n_{\text{core}}\Delta)} = n_{\text{core}}\sqrt{2\Delta}, \quad (6)$$

vgl. [1, S. 8]. Falls der Lichtkegel der Lichtquelle einen größeren Öffnungswinkel als  $\theta_{\text{max}}$  hat, kann das äußere Licht nicht durch die Faser propagieren. Man spricht dann von einer **Überfüllung** der Faser. Ist der Öffnungswinkel dagegen kleiner als  $\theta_{\text{max}}$ , spricht man von **Unterfüllung** [1, S. 14].

## 2.2 Wellenausbreitung im Lichtwellenleiter

Nicht jedes elektromagnetische Feld löst die Maxwell-Gleichungen mit den durch die Faser spezifizierten Randbedingungen. Die erlaubten Feld-Verteilungen, die von einer Faser übertragen werden können, sind die **Moden** der Faser [1, S. 11]. Bei großem Faserdurchmesser ist die Anzahl der erlaubten Moden so groß, dass das oben benutzte Strahlen-Bild eine gute Näherung liefert. Liegt der Faserdurchmesser jedoch in der Größenordnung der Wellenlänge des Lichts, sind nur noch wenige Moden zulässig.

In Zylinderkoordinaten  $(r, \varphi, z)$  haben die elektrischen Felder, die die Maxwell-Gleichungen lösen, die Form [1, S. 11]

$$E(r, \varphi, z) = f(r) \cos(\omega t - \beta z + \gamma) \sin(q\varphi), \quad (7)$$

wobei  $t$  die Zeit,  $\omega$  die Kreisfrequenz des Lichts,  $\gamma$  eine Phasenverschiebung sind. Die **Fortpflanzungskonstante**  $\beta$  ist die  $z$ -Komponente des Wellenvektors  $\vec{k}$  [1, S. 12].  $q$  ist eine ganze Zahl. Die Lösungen für  $\beta$ ,  $q$  und  $f(r)$  hängen von der Beschaffenheit der jeweiligen Faser ab. Für Stufenindexfasern sind die Lösungen für  $f(r)$  Besselfunktionen.

Der **V-Parameter** einer Faser ist [1, S. 12]

$$V := k_f a NA = \frac{2\pi}{\lambda} a NA, \quad (8)$$

wobei  $k_f = |\vec{k}| = 2\pi/\lambda$  die Wellenzahl des Lichts im Vakuum ( $\lambda$  die Vakuumwellenlänge) und  $a$  der Coredurchmesser sind. Wird die Fortpflanzungskonstante  $\beta$  für verschiedene Moden als Funktion des V-Parameters aufgetragen, lässt sich die Anzahl der erlaubten Moden in der jeweiligen Faser abzählen. Die Anzahl der erlaubten Moden entspricht der Anzahl der Schnittpunkte der Senkrechten über des jeweiligen V-Parameters mit den  $\beta$ -Kurven [1, S. 12].

### 2.2.1 Singlemodefasern

Wenn  $V < 2,405$  (die erste Nullstelle der Besselfunktion nullter Ordnung) kann nur ein einziger Modus durch die Faser propagieren. Die Wellenlänge  $\lambda_c$  mit  $V = 2,405$  heißt **Cut-Off-Wellenlänge** und ist eine Eigenschaft der Faser. Auflösen von Gl. 8 ergibt

$$\lambda_c = \frac{2\pi a NA}{2,405}. \quad (9)$$

Wird Licht mit einer Wellenlänge  $\lambda < \lambda_c$  in die Faser eingekoppelt, spricht man von einer **Singlemode-Faser**, da nur ein einziger Modus propagieren kann.

Die im Versuch benutzte Faser hat einen Coredurchmesser von  $a = 2\mu\text{m}$  [1, S. 37] und eine Numerische Apertur von  $NA = 0,11$ . Der eingesetzte He-Ne-Laser hat eine Wellenlänge von  $\lambda = 633\text{nm}$ . Der V-Parameter ist daher mit Gl. 8

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a NA = 2,18 < 2,405, \quad (10)$$

somit handelt es sich um eine Singlemodefaser.

Für  $\Delta \ll 1$  gehören näherungsweise die erlaubten Moden zu einem Satz linear polarisierter Moden, den **LP-Moden** [1, S. 13]. Durch Singlemodefasern kann nur der Modus  $LP_{01}$  propagieren, siehe Abb. 1. Stellen hoher Intensität sind in der Abbildung rot dargestellt. Der Verlauf der Intensität entspricht der Besselfunktion nullter Ordnung, siehe Abb. 2, die zwischen den ersten beiden Nullstellen durch eine Gauß-Kurve angenähert werden kann, falls die eingesetzte Wellenlänge in der Nähe der Cut-Off-Wellenlänge liegt [1, S. 38].

Die Cut-Off-Wellenlänge der eingesetzten Faser ist mit Gl. 9

$$\lambda_c = \frac{2\pi a NA}{2,405} = 575\text{nm}, \quad (11)$$

sodass die Intensität noch näherungsweise als Gauß-Kurve beschrieben werden kann.

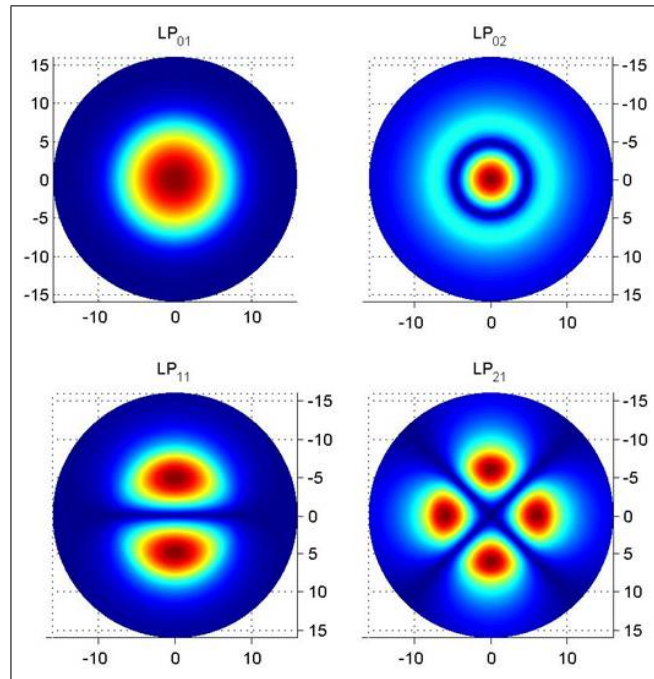


Abbildung 1: LP-Moden, entnommen aus [2]

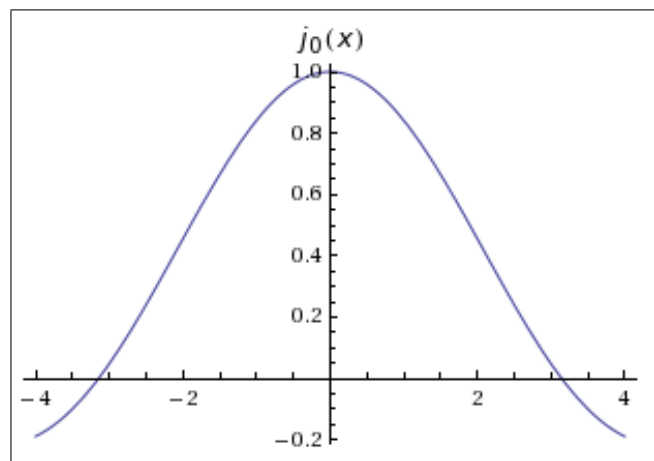


Abbildung 2: Besselfunktion nullter Ordnung [3]

Der Radius  $w_0$ , bei dem die Intensität (in der Gauß-Näherung) auf den  $e^2$ -ten Teil abgeklungen ist, ist [1, S. 38]

$$w_0 = a(0,65 + 1,619V^{-1,5} + 2,879V^{-6}) \stackrel{V=2,18}{\approx} 1,2a. \quad (12)$$

Dies ist ein Maß für den „Radius“ des Modus. Diesen Radius sollte der Laserstrahl haben, wenn er in die Faser eingekoppelt wird.

### 2.2.2 Multimodefasern

Fasern mit  $V > 2,405$  sind Multimodefasern, da mehrere Moden propagieren können. Die Ausnutzung aller möglichen Moden entspricht dabei der Überfüllung der Faser im Strahlenbild, wenn nur Moden kleinerer Ordnung benutzt werden, ist die Faser unterfüllt. Die Moden unterliegen dabei einer unterschiedlichen Dämpfung (siehe unten) und einige höhere Moden sind „instabil“, da ihre Intensität durch quantenmechanische und mechanische Effekte nach einer Zeit ganz verschwindet. Nach einigen Kilometern sind daher nur noch stabile Moden in der Faser vorhanden.

Um diesen Effekt auch auf kürzeren Strecken zu simulieren, beispielsweise um die Dämpfung zu messen, kann die Faser in einen Modenscrambler eingespannt werden, der mechanisch auf die Faser einwirkt, sodass instabile Moden schon sehr schnell verschwinden [1, S. 14].

## 2.3 Dämpfung

Durch Streu- und Absorptionsprozesse in der Faser sowie durch quantenmechanische Effekte nimmt die Strahlungsintensität  $I$  mit der zurückgelegten Strecke  $z$  exponentiell ab [1, S. 18]:

$$I(z) = I(0)10^{-\frac{\Gamma z}{10\text{dB}}}, \quad (13)$$

wobei  $I(0)$  die eingekoppelte Intensität ist und  $\Gamma$  der Dämpfungskoeffizient, der für die jeweilige Glasfaser und die Wellenlänge den benutzten Lichts spezifisch ist. Nach  $\Gamma$  aufgelöst erhält man

$$\Gamma = -\frac{10\text{dB}}{z} \log_{10} \frac{I(z)}{I(0)}, \quad (14)$$

vgl. [1, S. 33], mit dem Fehler nach Gauß

$$\Delta\Gamma = \frac{10\text{dB}}{z \ln 10} \sqrt{\left(\frac{\Delta z}{z} \ln \frac{I(z)}{I(0)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I(z)}{I(z)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I(0)}{I(0)}\right)^2}, \quad (15)$$

wobei  $\Delta z$ ,  $\Delta I(0)$  und  $\Delta I(z)$  die Messunsicherheiten von  $z$ ,  $I(0)$  bzw.  $I(z)$  bezeichnen.

Der Dämpfungskoeffizient  $\Gamma$  ist abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  des verwendeten Lichts, da beispielsweise Absorptionsprozesse in der Faser nur bei bestimmten Wellenlänge auftreten. Die Streuung an kleinen Unreinheiten des Materials heißt **Rayleigh-Streuung** und ist proportional zu  $\lambda^{-4}$  [1, S. 19].

### 3 Versuchsaufbau

Für den Versuch steht eine Spule mit einer Multimode-Glasfaser zur Verfügung, die zunächst eine Länge von 831m hat. Die Glasfaser ist eine Gradienten-Index-Faser vom Typ „F-MSD“, mit folgenden Eigenschaften laut Beschriftung:

NA	0,20
Core-Durchmesser	$(50 \pm 3)\mu\text{m}$
Cladding-Durchmesser	$(125 \pm 2)\mu\text{m}$
Verkleidung-Durchmesser	$(250 \pm 15)\mu\text{m}$
Dämpfung	2,7 dB/km für 850nm, 0,8 dB/km für 1300nm

Tabelle 1: Daten der Multimode-Glasfaser

Für die Versuche müssen einige Meter der Multimodefaser abgeschnitten werden. Am Ende sind noch 826,5m auf der Spule.

Für den letzten Versuchsteil steht eine Singlemodefaser zur Verfügung.

Der Laserstrahl wird von einem He-Ne-Laser emittiert und hat eine Wellenlänge von 633nm. Im ersten Versuchsteil wird der Strahl direkt in die Glasfaser eingekoppelt, wobei die Glasfaser in einer Vorrichtung festgehalten wird, die es erlaubt, die Glasfaser um das Faserende zu drehen und den Drehwinkel abzulesen. Der Laser bleibt dabei stets auf das Faserende gerichtet. In den Versuchsteilen zur Bestimmung der Dämpfung und zur Vermessung der Singlemodefaser soll der Strahl über eine Linse eingekoppelt werden. Beim Versuch zur Bestimmung der Dämpfung wurde dies jedoch leider versäumt.

Zum Präparieren der Faserenden stehen Aceton und ein Werkzeug, um die Faser einzuritzen (der Cleaver) zur Verfügung.

Zur Intensitätsmessung steht ein digitales Messgerät zur Verfügung, bei dem verschiedene Messbereiche eingestellt werden können. Wir nehmen einen Messfehler von 10 Prozent an. Der Empfänger des Messgeräts wird im letzten Versuchsteil mit zwei aufgeklebten Rasiermessern abgeschirmt, sodass nur ein schmaler Spalt Licht durchgelassen wird.

Der Laser, die Linse und der Empfänger des Messgeräts können auf einem Tisch mit Schrauben befestigt werden, sodass sie nicht verrutschen können. Die Glasfaser wird jeweils mit einem Klebestreifen festgeklebt.

## 4 Durchführung und Auswertung

### 4.1 Umgang mit Glasfasern, numerische Apertur

#### 4.1.1 Präparieren der Faserenden

Um einen Laserstrahl in die Faser einzukoppeln müssen die Faserenden präpariert werden. Dazu wird zunächst die Verkleidung mit Aceton gelöst und dann

mit einem Papiertuch abgezogen. Danach wird die Faser mit dem Cleaver eingeritzt und gebrochen, sodass die Bruchstelle möglichst glatt ist. Auf die Faser wird der Laserstrahl gerichtet, wobei am anderen Faserende beobachtet wird, ob das Licht wieder austritt.

Beim ersten Versuch ist dies noch nicht gleich gelungen, sodass bei einem weiteren Stück des Faserendes die Verkleidung entfernt und die Faser wurde. So wurden Faserenden präpariert, die sich für den nächsten Versuchteil eignen.

#### 4.1.2 Approximative Messung der numerischen Apertur

Die numerische Apertur (NA) ist das Produkt aus dem Brechungsindex des Mediums, aus dem das Licht in die Faser eingekoppelt wird, mit dem Sinus des größtmöglichen Winkels, aus dem Licht noch akzeptiert wird. Dieser Winkel entspricht aber auch dem größtem Winkel, aus dem das Licht wieder aus der Faser austritt.

Eine approximative Messung der NA kann daher durchgeführt werden, indem man das Licht, das die Faser verlässt, senkrecht auf eine Oberfläche scheinen lässt und den Abstand der Faser zur Oberfläche sowie den Radius des Lichtflecks misst.

Wir haben die Faser in einem Abstand von  $d = (10,9 \pm 0,2)\text{cm}$  auf die Faser scheinen lassen und haben einen Durchmesser von  $(4,5 \pm 0,2)\text{cm}$ , also einen Radius von  $r = (2,25 \pm 0,10)\text{cm}$  gemessen, wobei die Messfehler hauptsächlich dadurch entstehen, dass der Rand des Lichtflecks nicht deutlich erkennbar ist.

Da der Brechungsindex der Luft ungefähr 1 ist, erhalten wir für die NA:

$$NA = \frac{2,25}{10,9} = 0,21 \pm 0,23, \quad (16)$$

wobei der Fehler  $\Delta NA$  nach Gauß berechnet wurde:

$$\Delta NA = \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{r}\right)^2 + \left(\frac{\Delta r d}{r^2}\right)^2} \quad (17)$$

Der Wert aus Tabelle 1 wurde sehr gut getroffen, allerdings ist die Messunsicherheit sehr groß, sodass hier wirklich nur von einer *approximativen* Methode gesprochen werden kann.

#### 4.1.3 Genauere Messung der numerischen Apertur

Nun wird die numerische Apertur gemessen, indem der Laser von verschiedenen Winkeln eingekoppelt und die Lichtintensität am anderen Ende der Faser gemessen wird.

Das Messgerät wird dabei mit Alufolie von Störlicht abgeschottet. Mit abgeschaltetem Laser zeigt das Messgerät bei uns zu dieser Zeit eine Intensität von  $0,00\mu\text{W}$  an.

Gemessen wird die Lichtintensität als Funktion des Sinus des Winkels in positiver wie negativer Drehrichtung. Die halbe Breite (da in zwei Richtungen



gemessen wird) der Kurve bei 5 Prozent des Maximums entspricht der NA.

Der höchste von uns gemessene Wert ist  $1,93 \pm \mu W$  bei einem Drehwinkel von  $1,5^\circ$ . Dieser Wert wird auf 1 normiert. Unsere Messwerte sind damit:

Winkel [°]	Sinus	Messwert [ $\mu W$ ]	Normiert
-6	-0,1045	$0,00 \pm 0,00$	$0,0000 \pm 0,0000$
-5,5	-0,0958	$0,02 \pm 0,00$	$0,0104 \pm 0,0001$
-5	-0,0872	$0,16 \pm 0,02$	$0,0829 \pm 0,0008$
-4	-0,0698	$0,44 \pm 0,04$	$0,2280 \pm 0,0002$
-3	-0,0523	$0,81 \pm 0,08$	$0,4197 \pm 0,0004$
-2	-0,0349	$1,19 \pm 0,12$	$0,6166 \pm 0,0006$
-1	-0,0175	$1,56 \pm 0,16$	$0,8083 \pm 0,0008$
-0,5	-0,0087	$1,69 \pm 0,17$	$0,8756 \pm 0,0009$
0	0,0000	$1,80 \pm 0,18$	$0,9326 \pm 0,0009$
0,5	0,0087	$1,89 \pm 0,19$	$0,9793 \pm 0,0010$
1	0,0175	$1,91 \pm 0,19$	$0,9896 \pm 0,0010$
1,5	0,0262	$1,93 \pm 0,19$	$1,0000 \pm 0,0010$
2	0,0349	$1,88 \pm 0,19$	$0,9741 \pm 0,0010$
3	0,0523	$1,76 \pm 0,18$	$0,9119 \pm 0,0009$
4	0,0698	$1,42 \pm 0,01$	$0,7358 \pm 0,0007$
5	0,0872	$0,36 \pm 0,04$	$0,1865 \pm 0,0002$
5,5	0,0958	$0,03 \pm 0,00$	$0,0155 \pm 0,0000$
6	0,1045	$0,00 \pm 0,00$	$0,0000 \pm 0,0000$

Tabelle 2: Messwerte zur Bestimmung der NA

Die Messkurve ist in Abb. 3 dargestellt, wobei zur besseren Übersicht zwischen den Messpunkten mit kubischen Splines interpoliert wurde. Das 5-Prozent-Niveau ist in rot eingezeichnet, die halbe Breite ist ca. 0,18. Dies ist der hier gefundene Messwert für die NA, der den in Tabelle 1 angegebenen Wert gut trifft.

## 4.2 Dämpfung

Die Glasfaser auf der Spule hat nach den ersten Versuchsteilen noch eine Länge von ca. 828m. Das Faserende wird präpariert und Licht wird eingekoppelt. Als größtes Problem erweist sich hier, das Ende der Faser zu finden, da es nicht mehr in der vorgesehenen Öffnung im Spulengehäuse steckt. Letztendlich koppeln wir den Anfang ein und suchen im abgedunkelten Raum nach dem leuchtenden Ende, was leider einige Zeit dauert, da offenbar beim ersten Mal der Anfang nicht gut präpariert ist. Mit einer Pinzette wird das Faserende unter der aufgewickelten Spule hervorgezogen und mit einem Klebestreifen fixiert. Über dieses Ärgernis wird leider in der Versuchsanweisung übersehen, dass die Faser mit einer Linse eingekoppelt werden soll. Stattdessen koppeln wir sie genauso wie im vorherigen Versuch ein. Zunächst versuchen wir aber, die Faser in einen Modenscrambler zu spannen. Als dies misslingt, da die Faser bricht, setzen wir den Versuch ohne Scrambling fort, wie es uns auch empfohlen wurde.

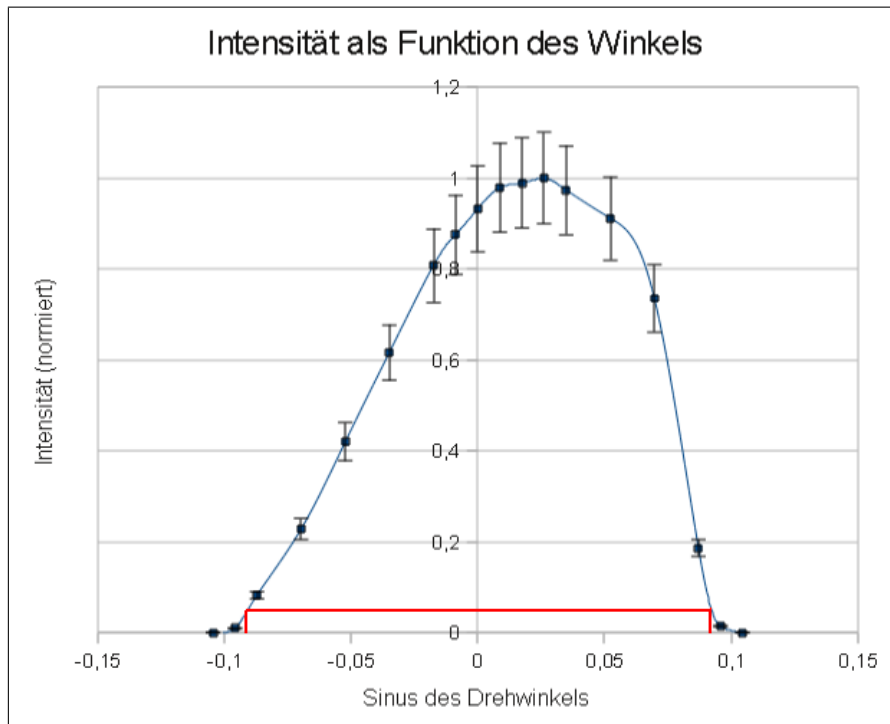


Abbildung 3: Intensität als Funktion des Drehwinkels

Zeitgleich zu unserem Versuch findet ein weiterer Versuch im gleichen Raum statt, sodass der Raum nicht komplett abgedunkelt werden kann. Das Licht haben wir für unsere Messungen zwar ausgeschaltet, der helle Computermonitor des anderen Versuchs beeinflusst aber möglicherweise die Messung, da die messbare Intensität ohnehin schwach ist, da ja nicht über die Linse eingekoppelt wurde. Mit abgedunkeltem Laser messen wir noch eine Intensität von  $0,004\mu\text{W}$ . Die im folgenden angegebenen Werte sind bereits um diesen Wert korrigiert.

In die Faser wird Licht eingekoppelt und die Intensität am Ende gemessen. Wir messen als Ausgangs-Intensität  $I(z) = (0,010 \pm 0,001)\mu\text{W}$ . Danach wird noch ein vergleichsweise kurzes Stück der Faser (in unserem Fall 168cm) abgeschnitten und die Intensität nach diesem Stück gemessen. Wir messen  $I(0) = (0,070 \pm 0,007)\mu\text{W}$ . Dies ist die Eingangsintensität. Auf  $z = (826,5 \pm 1)\text{m}$  der Faser ist die Intensität also um  $0,060\text{W}$  abgefallen.

Die Dämpfung ist daher mit Gl. 14 und Gl. 15

$$\Gamma = -\frac{10\text{dB}}{0,8265\text{km}} \log_{10} \frac{0,01}{0,07} = (10,23 \pm 0,71)\text{dB/km}, \quad (18)$$

Da die Dämpfung, die durch die Rayleigh-Streuung verursacht wird, mit  $\lambda^{-4}$  abnimmt, wobei  $\lambda$  die Wellenlänge ist, entspricht der hier für  $\lambda = 633\text{nm}$

gemessene Wert einer Dämpfung von

$$\Gamma = \left( \frac{633\text{nm}}{1300\text{nm}} \right)^4 \cdot 20,15\text{dB/km} = (0,57 \pm 0,04)\text{dB/km} \quad (19)$$

für  $\lambda = 1300\text{nm}$ . Dieser Wert liegt in der Nähe der auf der Spule angegebene Dämpfung von 0,8 dB/km für 1300nm, jedoch nicht mehr innerhalb der Messunsicherheit. Eine mögliche Fehlerquelle ist, dass  $z$ , also die Länge der Faser, kürzer als angegeben ist, und die von uns angenommene Unsicherheit von 1m zu optimistisch ist. Die Spule wird schon seit Jahren genutzt und nach jedem Versuch wird nur ein gerundeter Wert für die noch übrig gebliebene Faserlänge auf der Spule angegeben.

### 4.3 Singlemode-Faser

Die nötigen theoretischen Berechnungen wurden oben durchgeführt.

#### 4.3.1 Einkoppeln der Faser

Der Laserstrahl soll mit einer Mikroskoplinse so gebündelt werden, dass  $w_0 = 1,2a$ , vgl. Gl. 12. Dafür müssen Abstand zwischen Linse und Faser, zwischen Linse und Laser, der Linsendurchmesser, die Fokallänge der Linse und weitere Parameter gemessen und dann mittels Stellrädchen verändert werden, sodass  $w_0$  den passenden Wert erhält. Da die Linse aber offenbar bereits gut justiert war, konnten wir mit etwas Probieren allerdings auch ohne diese Prozedur die Linse so einstellen, dass wir mit bloßem Auge erkennen konnten, dass das Ende der Faser rot leuchtet.

#### 4.3.2 Vermessung des Ausgangssignals

Um die Intensität des Ausgangssignals in Abhängigkeit vom Radius zu vermessen, wird das Faserende auf die Drehvorrichtung montiert, die auch schon im ersten Versuchsteil benutzt wurde. Tatsächlich wird also die Intensität in Abhängigkeit des Winkel vermessen. Da aber nur ein kleiner Öffnungswinkel vermessen wird, entspricht dies ungefähr der Vermessung der Radiusabhängigkeit. Vor das Messgerät wird eine Blende aus zwei Rasiermessern geklebt, sodass nur ein schmaler Lichtspalt das Instrument erreicht.

Ohne Laser wird eine Störungsintensität von  $0,004\mu\text{W}$  gemessen. Alle im Folgenden angegebene Intensitäten sind bereits um diesen Wert korrigiert.

Die Intensität liegt im einstelligen Nanowatt-Bereich. Der kleinste Wert, den das Messgerät anzeigen kann, ist aber 1nm. Als Messfehler wird daher ein Rundungsfehler von 0,5nm angenommen. Messwerte mit Nachkommastellen kommen zustande, wenn das Messgerät zwischen zwei Werten schwankt.

Winkel [°]	Intensität [nW]
$-5 \pm 0,25$	$0,00 \pm 0,50$
$-4 \pm 0,25$	$0,50 \pm 0,50$
$-3 \pm 0,25$	$1,00 \pm 0,50$
$-2 \pm 0,25$	$1,50 \pm 0,50$
$-1,5 \pm 0,25$	$1,50 \pm 0,50$
$-1 \pm 0,25$	$2,00 \pm 0,50$
$-0,5 \pm 0,25$	$3,00 \pm 0,50$
$0 \pm 0,25$	$3,00 \pm 0,50$
$0,5 \pm 0,25$	$2,00 \pm 0,50$
$1 \pm 0,25$	$2,00 \pm 0,50$
$1,5 \pm 0,25$	$1,00 \pm 0,50$
$2 \pm 0,25$	$1,00 \pm 0,50$
$3 \pm 0,25$	$0,50 \pm 0,50$
$4 \pm 0,25$	$0,00 \pm 0,50$

Tabelle 3: Messwerte zur Vermessung der Singlemodefaser

Es soll geprüft werden, ob die Werte durch eine Gaußkurve approximiert werden können. Wir lassen `Gnuplot` eine Gaußkurve an die Messwerte fitten und erhalten als Intensitäts-Funktion:

$$\begin{aligned}
 I(\theta) &= I(\mu) \exp\left(-\left(\frac{\theta - \mu}{\theta_0}\right)^2\right), \\
 I(\mu) &= (2,59 \pm 0,18)\text{nW}, \\
 \theta_0 &= (2,29 \pm 0,22)^\circ, \\
 \mu &= (-0,30 \pm 0,14)^\circ.
 \end{aligned}$$

Die Kurve ist in Abb. 4 zusammen mit den Messwerten dargestellt.

Wie zu sehen ist, stellt die gefundene Funktion eine gute Näherung für die Messwerte da, da sie jeden Messwert innerhalb der Messunsicherheit trifft, die meisten sogar nahe des tatsächlich gemessenen Wertes.

## 5 Fazit

Wir haben mit den Versuchen einen guten Einblick in die Glasfasertechnik erhalten. Die Versuche wurden oben bereits jeweils kurz kommentiert. Sie sind nicht alle perfekt gelaufen, die Ergebnisse liegen aber jeweils mindestens in der Nähe der erwarteten Werte.

## Literatur

- [1] Versuchsskript

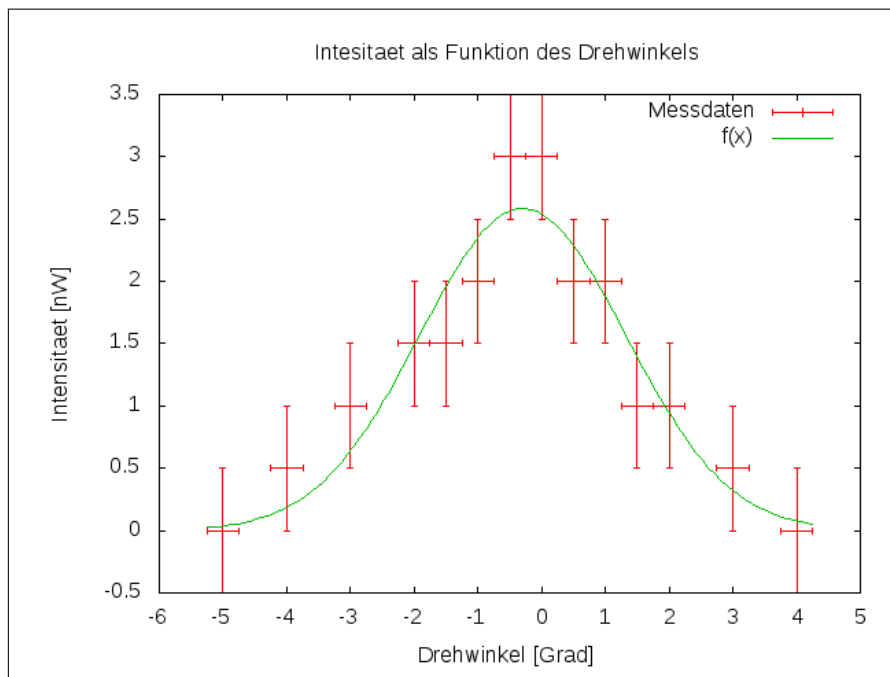


Abbildung 4: Intensität als Funktion des Drehwinkels

- [2] [http://www.ee.ucr.edu/~ilyubomi/teaching\\_files/](http://www.ee.ucr.edu/~ilyubomi/teaching_files/), Lyubomirsky, University of California, Version vom 06.01.2010
- [3] [http://www90.wolframalpha.com/input/?i=Plot\[j0\[x\]%2C{x%2C-4%2C4}\]](http://www90.wolframalpha.com/input/?i=Plot[j0[x]%2C{x%2C-4%2C4}]), Wolfram Alpha, Eingabe: „Plot[j0[x],{x,-4,4}]“