

Grundlagen optischer Wellenleiter in der astrophysikalischen Spektroskopie

Daniel P. Sablowski

9. März 2014

Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam

Hochauflösende Spektroskopie

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Geometrische Optik der Wellenleiter	4
2.1	Allgemein	4
2.2	Gekrümmte Faser	7
2.3	Faser-Taper oder konische Faser	11
3	Einige Punkte aus der elektromagnetischen Beschreibung	13
3.1	Quasi-Wellen-Betrachtung	13
3.2	EM-Theorie und Moden	15
4	Optische Fasern in der astro-spektroskopischen Instrumentierung	20
4.1	Transmission	20
4.2	Focal-Ratio-Degradation	22
4.2.1	Allgemein	22
4.2.2	FRD nach Gloge	22
4.3	Scrambling	25
5	Allgemeine Betrachtungen zur Auswirkung von Fasereigenschaften auf spektroskopische Messungen	25
6	Zusammenfassung	27

1 Einleitung

Optische Wellenleiter finden in der astrophysikalischen Instrumentierung ihre Anwendung in Form von “optischer Verbindung zwischen Teleskop und Messgerät”, wie auch in spezielleren Bauteilen wie “Waveguide Image-Slicer”.

Als Wellenleiter werden all solche Bauteile bezeichnet, welche elektromagnetische Strahlung von einer gegebenen Position zu einer räumlich getrennten Position “transportieren bzw. leiten” können. Der Zusatz “optisch” bezieht sich auf den optischen Bereich des elektromagnetischen Spektrums (je nach Definition im Wellenlängenbereich von 350 nm bis 1000 nm). Wellenleiter finden jedoch ebenso Anwendung im Leiten von Mikrowellen, wie sie beispielsweise mit Hilfe des Pockels-Effektes zur Modulation von Laserlicht verwendet werden. In der astrophysikalischen Instrumentierung sind vor allem flexible Wellenleiter (Fasern, Lichtleiter, Lichtwellenleiter) im Einsatz. Auf Grund der Erddrehung muss ein Teleskop kontinuierlich auf dem astronomischen Objekt nachgeführt werden. Messgeräte, welche sich am Teleskop befinden, erfahren damit eine Bewegung, die zu einer Änderung der angreifenden Drehmomente führt und damit zu einer Änderung der Durchbiegung des Messgerätes. Dies bedeutet einen Drift des aufzuzeichnenden Signals auf dem Detektor und führt damit zu Messungenauigkeiten. Aus diesem mechanischen Grund, ist es von Vorteil Teleskop und Messgerät mechanisch zu trennen. Es bleiben dann noch optische und durch die Umgebung (Temperatur, Druck) hervorgerufene Fehlerquellen. Insbesondere in der hochauflösenden Spektroskopie sind diese verbleibenden Fehlerquellen von Signifikanz und der Grund für entsprechend stabilisierte Gehäuse.

Im 2. Abschnitt werden optische Wellenleiter aus Sicht der geometrischen Optik behandelt und einige wichtige Parameter selbiger hergeleitet. Eine rigorose Beschreibung basierend auf der Maxwell’schen Theorie des Elektromagnetismus ist aufwändig und länglich, jedoch soll dennoch auf einige grundlegende Punkte im 3. Abschnitt eingegangen werden. Im 4. Abschnitt sind dann diejenigen Eigenschaften optischer Fasern in der astrophysikalischen Instrumentierung dargestellt, welche von grösstem Interesse sind. Diese sind:

1. Transmission
2. FRD (focal-ratio-degradation), Verhältnis zwischen dem Winkel des eingekoppelten Konus zum austretenden.
3. Scrambling, Verlust der räumlichen Information der Intensitätsverteilung am Fasereingang beim Durchgang durch die Faser.

Um den Einfluss von optischen Fasern auf spektroskopische Messungen im Prinzip zu verstehen, soll im 5. Abschnitt kurz auf einige wichtige Punkte im Zusammenspiel von Faser und Spektrograph eingegangen werden.

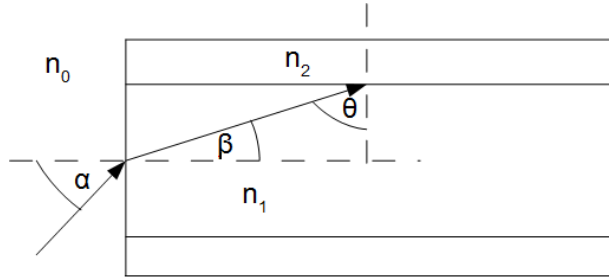


Abbildung 1: Geometrie am Fasereingang

2 Geometrische Optik der Wellenleiter

2.1 Allgemein

1870 wurde von J. Tyndall an der Royal Society of England gezeigt, dass sich Licht in einem gebogenen Wasserstrahl leiten lässt. Dies ist durch interne Totalreflexion möglich. Das Brechungsgesetz lautet

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2), \quad (1)$$

wenn n_1 bzw. n_2 die Brechzahlen zweier Medien und θ_1 bzw. θ_2 die Winkel eines Strahls zur Normalen der Grenzfläche zwischen den Medien vor bzw. nach Brechung seien. Für $\theta_2 = \pi/2$ erhält man

$$\theta_c = \arcsin(n_2/n_1) \quad (2)$$

den kritischen Winkel für welchen Totalreflexion auftritt. Es muss also $n_2/n_1 \leq 1$ gefordert werden um reale Lösungen zu erhalten, was gleichbedeutend ist mit $n_2 \leq n_1$. Das lichtführende Medium muss also von grösserer Brechkraft sein, als das umgebende Medium. Bei Totalreflexion wird eine Welle in der Grenzschicht, welche senkrecht zur Grenzschicht in Medium 2 exponentiell gedämpft wird und sich parallel zur Grenzschicht ausbreitet, angeregt:

$$E = E_0 \exp(-\xi x) \cos\left(\omega t - \frac{2\pi n_1}{\lambda} y \sin(\theta_1)\right) \quad (3)$$

Es entsteht damit ein Energiefluss zwischen beiden Medien, dessen Mittel jedoch Null ist.

Die Eindringtiefe $\xi^{-1} = \left(2\pi \sqrt{n_1^2 \sin^2(\theta_1) - n_2^2}/\lambda\right)^{-1}$ gibt an, nach welcher Distanz zur Grenzschicht die Amplitude auf den e-ten Teil abgefallen ist. Der Mantel der Faser sollte also mehrere ξ dick sein.¹ Eine Faser besteht also aus einem Kern mit einem umgebenden Mantel, wobei sich die Brechzahlen nur leicht unterscheiden.

Es gilt die Bedingung für Totalreflexion zwischen beiden Medien und es interessiert der maximale erlaubte Winkel α_{max} am Fasereingang. Die Geometrie ist ein Abb. 1

¹Für $\lambda = 500$ nm, $n_1 = 1,5$, $n_2 = 1,48$ und $\theta_1 = 81,6^\circ$ erhält man $\xi^{-1} \approx 0,74$ μm

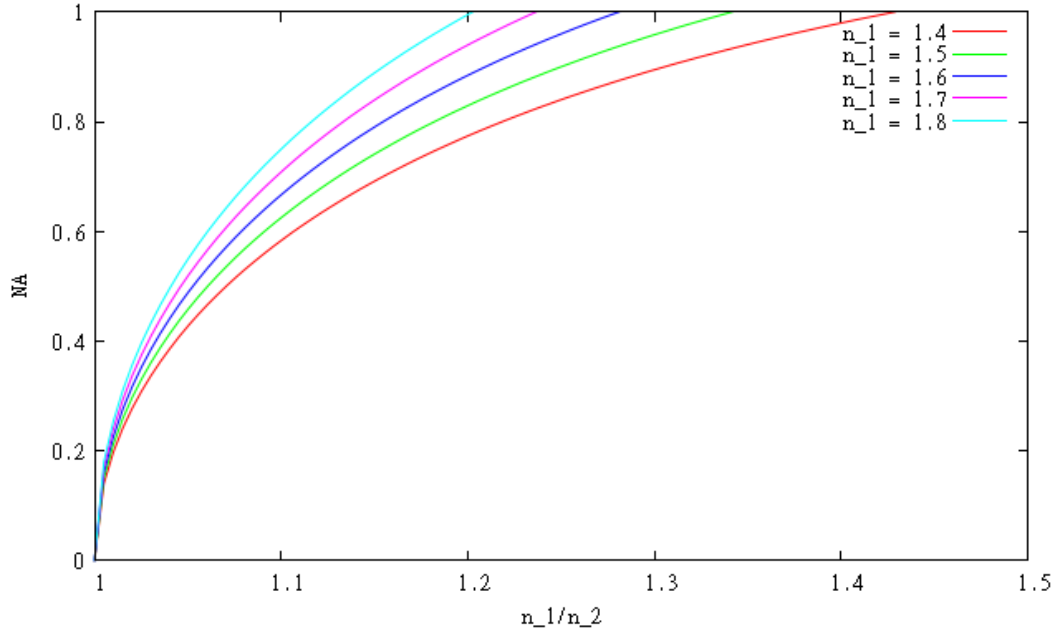


Abbildung 2: Numerische Apertur für einige Brechzahlen n_1 in Abhängigkeit des Indexverhältnisses n_1/n_2 .

dargestellt. Daraus kann man entnehmen, dass

$$\sin(\theta_c) = \cos(\beta) = \sqrt{1 - \sin^2(\beta)} = \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2(\alpha_{max})}$$

gilt und verwendet man nun die Bedingung für Totalreflexion, bekommt man

$$n_0 \sin(\alpha_{max}) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = NA \quad (4)$$

die numerische Apertur der Faser. Diese ist für unterschiedliche Brechzahlen n_1 in Abhängigkeit des Verhältnisses n_1/n_2 in Abb. 2 dargestellt. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass dieses in Abb. 1 dargestellte Modell einen Schichtwellenleiter darstellt und noch keine "runde" Faser. Es wurden weiterhin nur meridionale Strahlen betrachtet. Führt man jetzt einen Winkel γ zwischen der Mittelebene und der Ebene ein, welche den Strahl enthält (vgl. Abb. 3), so modifiziert sich die numerische Apertur zu

$$n_0 \sin(\alpha_{max}) \cos(\gamma) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = NA. \quad (5)$$

Der Astronom jedoch, spricht gerne von der F-Zahl, welche die Apertur und effektive Brennweite eines optischen Systems ins Verhältnis setzt. Wenn α_{max} den Feldwinkel beschreibt, welchen das System erfasst, dann gilt $F\# = 1/[2n_0 \tan(\alpha_{max})]$ und damit

$$F\# = \frac{\cos(\alpha_{max})}{2n_0 \sin(\alpha_{max})} = \frac{1}{2NA} [1 - \sin^2(\alpha_{max})]^{1/2} = \frac{1}{2NA} (1 - NA^2/n_0^2)^{1/2}.$$

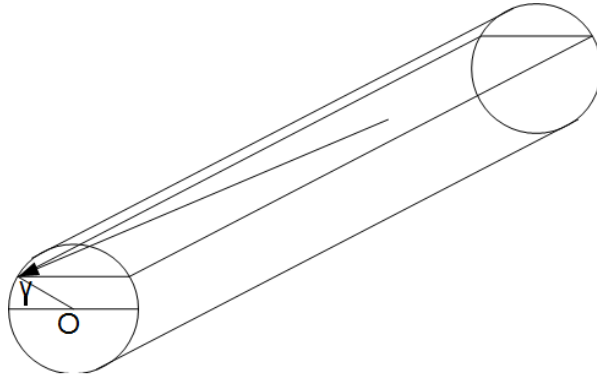


Abbildung 3: Strahl abseits der Faserachse

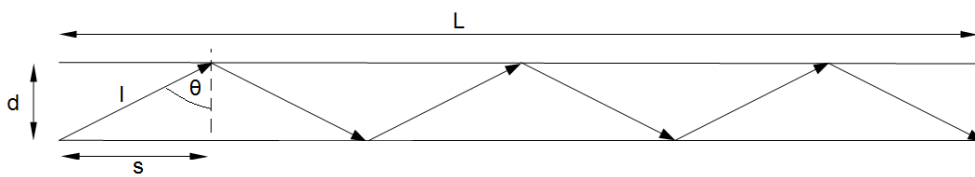


Abbildung 4: Durchgang eines Meridionalstrahls in Wellenleiterschicht

Wobei man genähert auch

$$F\# \approx 1/2NA$$

schreiben kann.

Die Anzahl der Reflexionen welche ein Strahl erfährt lässt sich leicht mit Abb. 4 berechnen zu $N = L/s$. Der longitudinale Abstand ist

$$s = \frac{d}{\tan(\beta)}$$

und mit $\beta = 90^\circ - \theta$ gibt

$$N = \frac{L}{d \tan(\theta)}.$$

Unter Verwendung von $\sin(\beta) = n_0 \sin(\alpha)/n_1$, $\cos(\beta) = \sqrt{1 - n_0^2 \sin^2(\alpha)/n_1^2}$ erhält man schliesslich ($n_0 = 1$)

$$N = \frac{L}{d} \frac{\sin(\alpha)}{\sqrt{n_1^2 - \sin^2(\alpha)}}. \quad (6)$$

Dieser Zusammenhang ist in Abb. 5 für drei Faserdurchmesser in Abhängigkeit des Einfallswinkels aufgetragen.

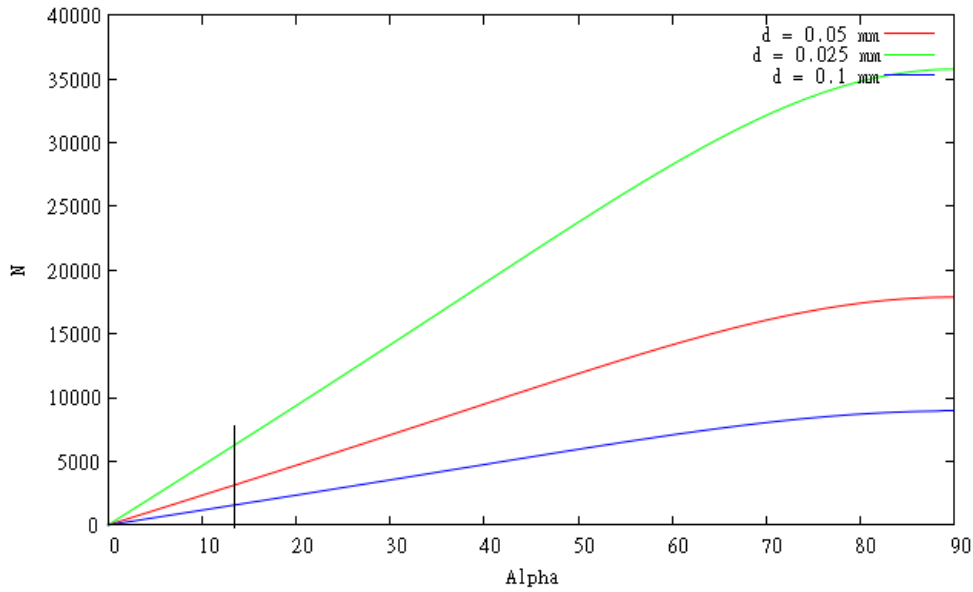


Abbildung 5: Anzahl der Reflexionen in einem Wellenleiter in Abhängigkeit des Einfallswinkels für drei Faserkerndurchmesser und einer Länge $L = 1000$ mm. Der senkrechte Strich markiert eine gängige $NA = 0,22$, was einem Winkel von ca. $12,7^\circ$ entspricht.

Weiterhin ist die optische Weglänge $l_{opt}(\alpha)$, welche ein Strahl in Abhängigkeit des Einfallswinkels erfährt von Interesse. Man erhält

$$l_{opt}(\alpha) = N \frac{d}{\sin(\beta)} = \frac{L}{\cos(\beta)} = \frac{L}{\sqrt{1 - [\sin(\alpha)/n_1]^2}} \quad (7)$$

und notiert: Die optische Weglänge ist unabhängig von der Dicke d des Leiters. Abb. 6 zeigt die optische Weglänge in Abhängigkeit des Einfallswinkels für verschiedene Brechzahlen n_1 . Bei Berechnung der Transmission einer Faser unter Verwendung des Beer'schen Gesetzes ergibt sich also zu

$$T = \frac{I}{I_0} = \exp[-\kappa l_{opt}(\alpha)], \quad (8)$$

wobei κ der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient des Faserkernmaterials ist.

Die Flexibilität von Fasern macht es überhaupt erst möglich, Messgerät und Teleskop mechanisch zu trennen, allerdings ist es dann offensichtlich, dass sich Fasern krümmen. Dies hat Einfluss auf die Totalreflexionsbedingungen an der Grenzschicht und bedarf einer genaueren Betrachtung.

2.2 Gekrümmte Faser

Für die hier gemachten Betrachtungen dient Abb. 7. Der einfallende Strahl darf zusätzlich noch eine von Null verschiedene Einstrahlhöhe h über der optischen Achse haben. Man

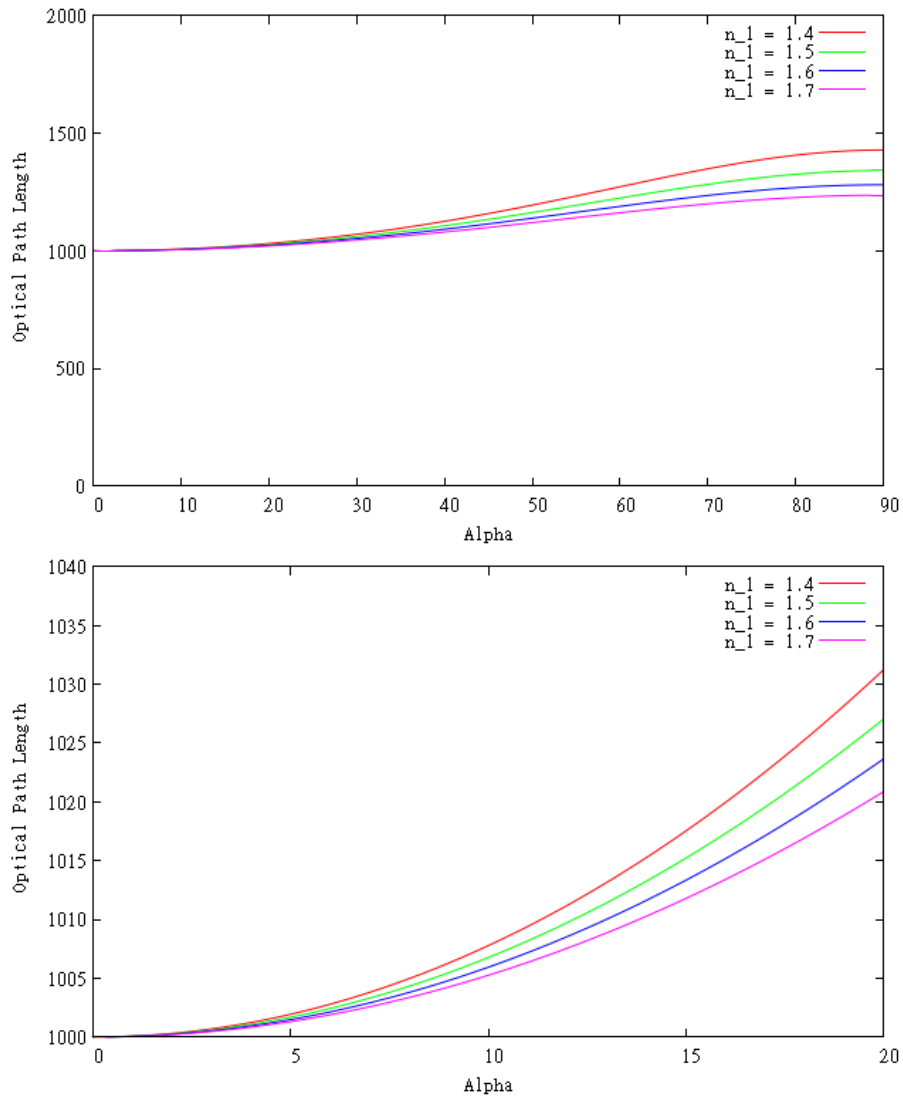


Abbildung 6: Optische Weglänge in Abhängigkeit des Einfallswinkels für verschiedene Brechzahlen n_1 und einer Länge $L = 1000$ mm.

entnimmt der Zeichnung

$$\cos(\beta) = \frac{a}{R + d/2 + h} \quad (9)$$

und

$$\sin(\theta_c) = \frac{a}{R + d}. \quad (10)$$

Setzt man beide Gleichungen ineinander ein, erhält man

$$\sin(\theta_c) = \frac{\cos(\beta) [R + d/2 + h]}{R + d}. \quad (11)$$

Wenn nun L' die Strahlstrecke der gekrümmten Faser ist, so kann man zeigen, dass

$$\frac{L'}{L} < \frac{\sin(\Psi)/\Psi}{\sin(\theta_c)} \quad (12)$$

diese kleiner ist als selbige für ungekrümmte Fasern, Kapany (1967). Die Berechnungen sollen nun darauf abzielen, einen minimalen Biegeradius für eine gegebene Faser zu finden. Man erhält zunächst folgende Bedingung

$$\cos(\beta) [R + d/2 + h] \geq \sin(\theta_c) [R + d]. \quad (13)$$

Nun sei der Einfallswinkel gegeben aus der numerischen Apertur der Faser zu $NA = 0,22 = \sin(\alpha) \rightarrow \beta = \arcsin(\sin(\alpha)/n_1) \approx 8,4^\circ$ (angenommen $n_0 = 1$). Der minimale Winkel an der Grenzfläche folgt dann ebenfalls aus der numerischen Apertur $n_2 = \sqrt{n_1^2 - NA^2} \approx 1,484$ für $n_1 = 1.5$ und damit $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1) \approx 81,6^\circ$. Setzt man in Gl. (13) $h = 0$ und löst nach R auf erhält man

$$R \geq \left| d \frac{\sin(\theta_c) - \cos(\beta)/2}{\cos(\beta) - \sin(\theta_c)} \right|. \quad (14)$$

Wenn man nun die ermittelten Werte für die Winkel einsetzt, ergibt sich

$$R \rightarrow \infty. \quad (15)$$

Was daher rührt, dass die Werte für die Grenzapertur gelten, denn wenn hier β den Winkel zu einem gerade noch geführten Strahl beschreibt, gilt $\cos(\beta) = \cos(90^\circ - \theta_c) = \sin(\theta_c)$. Daher führt bereits die geringste Biegung zu einem Übertrag von Energie aus dem Kern in den Mantel.

Bei Verwendung von 80% der numerischen Apertur ($\beta = 6,7^\circ$) ergibt sich $R \geq 126d$. Demnach dürfte eine Faser mit 0,1 mm Durchmesser bereits um knapp 13 mm gebogen werden! Es ist hier noch zu erwähnen, dass in der Literatur angegebene Abschätzungen z.B. Kapany (1967) einen in Luft eingebetteten Kern voraussetzen. Dies führt zu sehr kleinen Biegeradien im Bereich von $R \geq (2...10)d$ selbst bei hohen Einfallswinkeln. Dann jedoch akzeptiert man ein Eindringen in den Mantel, was in Hinblick auf das FRD-Verhalten nicht empfehlenswert ist. Nochmal, bisher wurden nur meridionale Strahlen betrachtet.

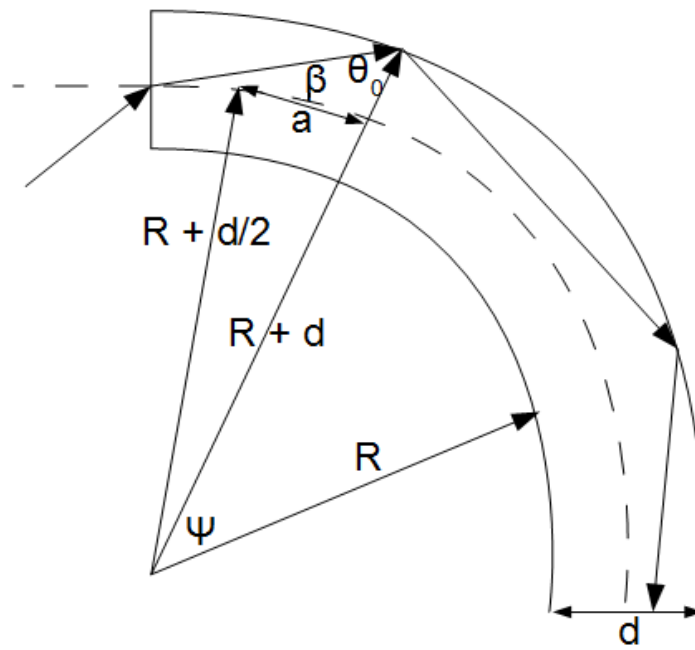


Abbildung 7: Geometrie der gekrümmten Faser

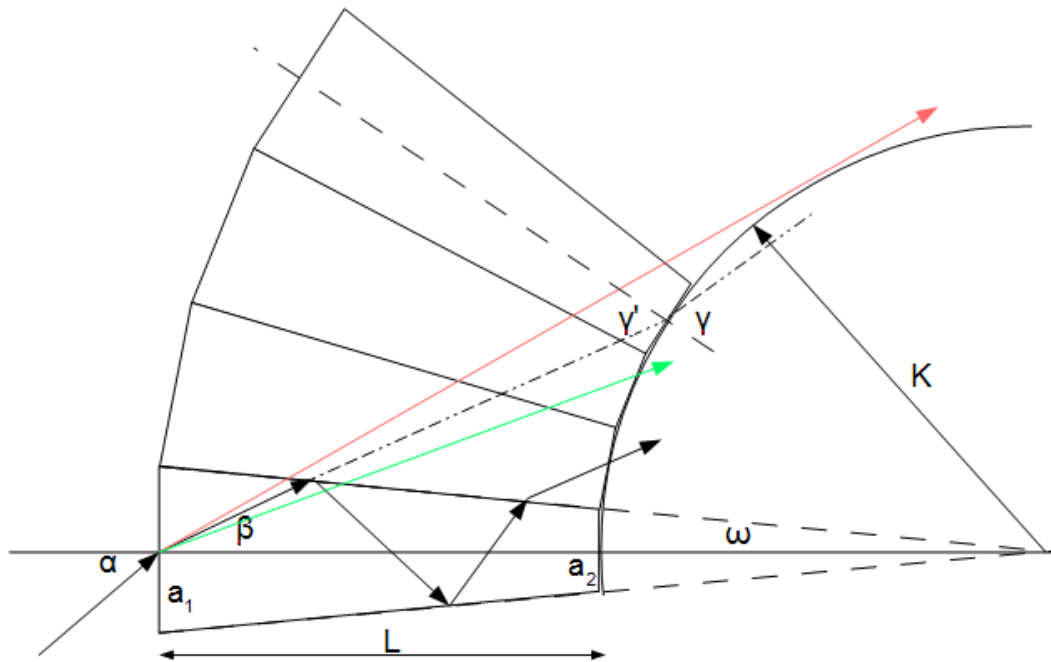


Abbildung 8: Konische Faser

2.3 Faser-Taper oder konische Faser

In der astrophysikalischen Instrumentierung ist das sogenannte F-Matching² eine wichtige und zugleich nicht-triviale Prozedur. Im 4. Abschnitt wird noch auf das sogenannte Focal-Ratio-Degradation eingegangen, welches das Verhältnis der F-Zahl des eingekoppelten zur F-Zahl des aus der Faser austretenden Strahlenkonus beschreibt. Hier stellt man fest, dass die F-Zahl bei Austritt kleiner als die bei Eintritt ist und damit der Strahlenkonus divergenter. Um diesen "Verlust" bei Verwendung von Fasern zu reduzieren, können konische Fasern helfen. Allerdings kann die Totalreflexionsbedingung bei zu langem oder zu steilem Konus (letztlich hängt es an der Anzahl der Totalreflexionen im Konus und dessen Winkel) verletzt werden.

In Abb. 8 ist nun die Geometrie verdeutlicht. Der Konus ist mehrfach gespiegelt und erlaubt damit die Anzahl i der erlaubten Reflexionen zu berechnen. K ist der Radius des Kreises, welcher alle Hinterflächen der Konusse verbindet. Durch die mehrfache Spiegelung des Konus kann der Strahlverlauf geometrisch sehr einfach gefunden werden:

- roter Strahl: Er repräsentiert einen einfallenden Strahl, der einen zu kleinen Winkel mit der Normalen an der Grenzfläche einnimmt und daher aus dem Konus austritt, bevor er dessen Ende erreicht. Er schneidet den durch K definierten Kreis nicht. Allerdings wird hier eine reflektierende Grenzfläche unterstellt - der Strahl würde also zurück laufen und aus der Eintrittsseite austreten.

²Man versteht darunter die Anpassung der F-Zahlen von Teleskop und Spektrograph.

- grüner Strahl: Er schneidet den durch K definierten Kreis und würde auf jeden Fall dann austreten, wenn die Grenzfläche verspiegelt sei.
- schwarzer Strahl: Er erfüllt die Totalreflexionsbedingung zwei Mal und tritt beim dritten Versuch aus, da sein Winkel zur Normalen der Grenzschicht durch den Konuswinkel ω kleiner als der kritische Winkel geworden ist. Dieser Strahl würde allerdings noch geführt werden, wenn die Grenzschicht verspiegelt ist (seine Verlängerung (Strich-Punkt-Linie) schneidet den durch K definierten Kreis).

Nun allerdings muss die Totalreflexionsbedingung berücksichtigt werden. Wenn ω den halben Öffnungswinkel des Konus beschreibt und θ_c wie gehabt den kritischen Winkel, dann folgt aus dem Reflexionsgesetz

$$\beta = \pi/2 - \theta_c - (2i - 1)\omega. \quad (16)$$

Bleibt man bei obigen Zahlenwerten, so erhält man einen verbleibenden Winkel von $90^\circ - 81,6^\circ = 8,4^\circ$. Aus Gl. (16) entnimmt man einen linearen Zusammenhang für beides, Winkel und Anzahl der erlaubten Reflexionen. Wird ω verkleinert, dann steigt die Anzahl der erlaubten Reflexionen, allerdings muss dann der Konus länger werden um ein evtl. gefordertes Verhältnis a_1/a_2 zu erreichen.

Vergleicht man ähnliche Dreiecke in Abb. 8, erhält man z.B.

$$\frac{K}{L + K} = \frac{a_2}{a_1},$$

$$\frac{K}{L + K} = \left(\frac{\sin(90^\circ - \theta_c)}{\sin \beta} \right)^{-1} = \left(\frac{\cos \theta_c}{\sin \beta} \right)^{-1}$$

und setzt man beide gleich, gibt

$$\sin \beta = \frac{a_2}{a_1} \sqrt{1 - n_2^2/n_1^2}.$$

Damit wird die numerische Apertur einer konischen Faser durch

$$NA_k = \frac{a_2}{a_1} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (17)$$

beschrieben.

Bemerkung In 2.2 war aufgefallen, dass eine Krümmung der Faser nur dann erlaubt ist, wenn nicht die gesamte numerische Apertur der Faser beansprucht wird, da sonst Energie in den Mantel transportiert wird. Dort ist diese zwar in Hinblick auf die insgesamt transportierte Energie nicht verloren, wirkt sich aber auf FRD Verhalten negativ aus. In diesem Abschnitt ist aufgefallen, dass die numerische Apertur ebenfalls reduziert wird, denn für praktische Anwendungen ist $a_2/a_1 < 1$. Aus einer etwas theoretischeren Sichtweise kann man also festhalten: Invarianz in z-Richtung (Faserachse) führt zu einer Reduktion der (nutzbaren) numerischen Apertur.

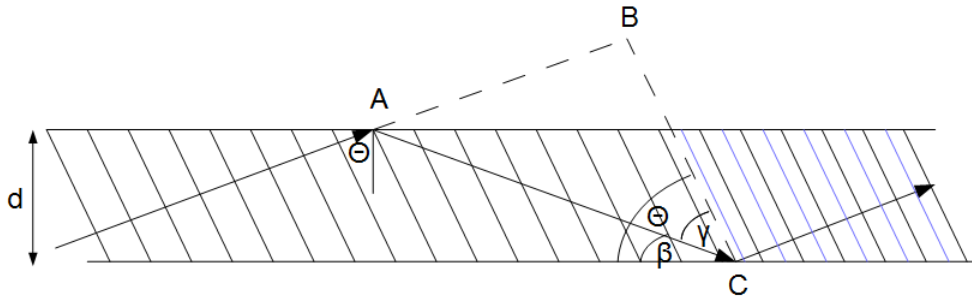


Abbildung 9: Selbstkonsistente Wellen

3 Einige Punkte aus der elektromagnetischen Beschreibung

3.1 Quasi-Wellen-Betrachtung

Abb. 9 zeigt die Leitschicht in einem Schichtwellenleiter und einen Strahl, welcher an Punkt A zum ersten und an Punkt C zum zweiten Mal totalreflektiert wird. Die zum Strahl parallel eingezeichneten Linien sollen Bereiche gleicher Phase der zugehörigen Welle darstellen. Damit sich die Welle im Wellenleiter ausbreiten kann, muss sie selbstkonsistent nach zweiter Totalreflexion sein, sich also in Phase und Amplitude reproduzieren. Die Bedingung für konstruktive Interferenz lautet

$$OPD = m\lambda = n_1(\overline{AC} - \overline{AB}) - 2\varphi \frac{\lambda}{2\pi},$$

wobei $m = 0, 1, 2, \dots$ und φ der Phasensprung bei Totalreflexion ist. Nach etwas Geometrie kann man auch

$$m\lambda = 2dn_1 \cos(\theta_m) - \frac{\varphi\lambda}{\pi} \quad (18)$$

schreiben.³ Nun ist es offensichtlich, dass die linke Seite von Gl. (18) diskret ist und dies nur für bestimmte Winkel θ_m erfüllt werden kann. Diese selbstkonsistenten Wellen werden als Wellenleitermoden bezeichnet und da erfassbare Strahlen durch die numerische Apertur begrenzt sind, gibt es nur eine endlich Anzahl an Wellenleitermoden für eine gegebene Wellenlänge. In der Abb. 10 sind die Schnittpunkte der horizontalen Linien mit der Geraden die ersten 18 dieser Moden für einen Schichtwellenleiter von $50 \mu\text{m}$ dicke für eine Wellenlänge von 500 nm gezeigt. Die Mode mit dem Index $m = 0$ repräsentiert einen Strahl mit streifenden Einfall auf die Grenzfläche $\theta_0 = \pi/2$.

Die von Strahlen transportierte Energie, welche sich nicht als Moden (verlustfrei) ausbreiten können, wird in benachbarte Moden umgelagert (Interferenz). Dazu sei nun die in Abb. 11 dargestellte Zeichnung zu betrachten. Es wird ein homogener und monochromatischer Strahlkegel in die Faser eingekoppelt. Strahlen, die repräsentativ durch den blauen Strahl ($\theta_{1,1} = \pi/2$) dargestellt seien, vollführen einen streifenden Einfall und

³Denn es gilt $\overline{AC} - \overline{AB} = \overline{AC}(1 - \sin(\gamma))$, $\overline{AC} = d/\cos(\theta)$ und $\sin(\gamma) = \sin(2\theta - 90^\circ) = -\cos(2\theta) = 1 - 2\cos^2(\theta)$.

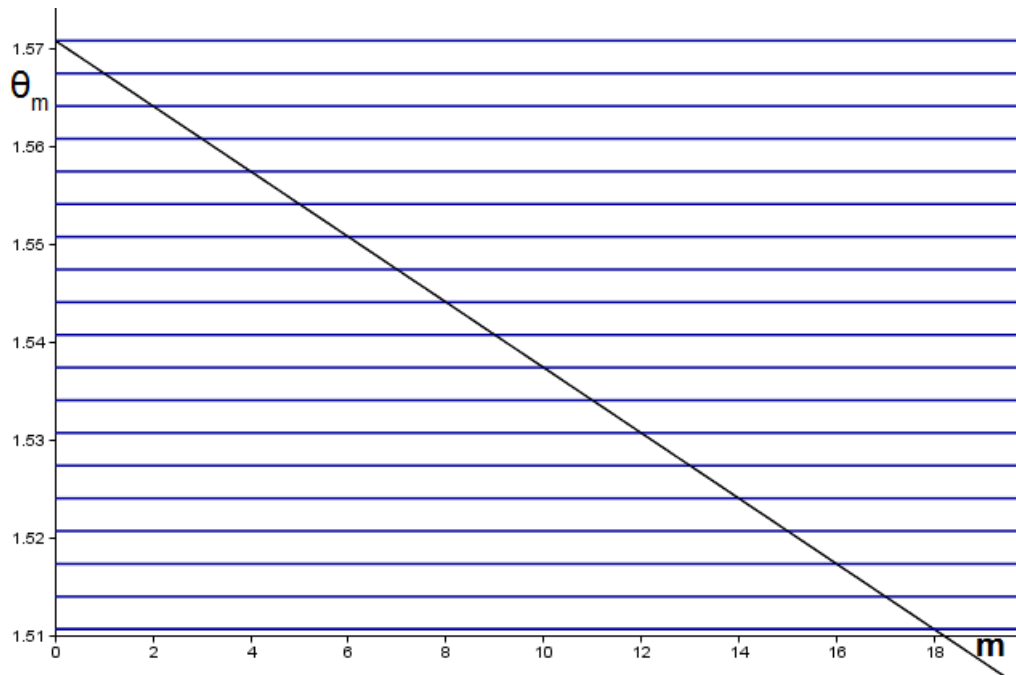


Abbildung 10: Die ersten 18 Moden eines Schichtwellenleiters unter Vernachlässigung des Phasensprunges mit Schichtdicke $50 \mu\text{m}$ und für eine Wellenlänge von 500 nm . Die Schnittpunkte der blauen horizontalen Linien mit der Geraden markieren die erlaubten Winkel (y -Achse in Rad) zum entsprechenden Modenindex (x -Achse).

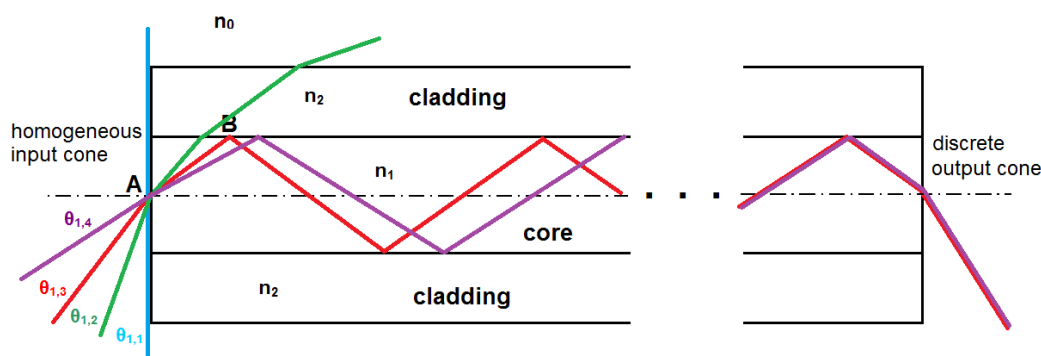


Abbildung 11: Zu den “geometrischen Moden” eines Schichtwellenleiters

können Grenzflächenwellen erzeugen, welche jedoch gedämpft werden und nicht tief in den Wellenleiter eindringen. Bei Reduzierung des Einfallswinkels, repräsentativ durch den grünen Strahl $\theta_{1,2}$ dargestellt, dringt der Strahl ein kurzes Stück ein, erfüllt die Bedingung der Totalreflexion an der Grenzschicht nicht und verlässt den Leiter. Diese Strahlen werden als “radiating or refracted rays bzw. modes” bezeichnet. Der rote Strahl soll dann die Bedingung für Totalreflexion erfüllen und wird im Leiter geföhrt (guided mode). Der nächste Strahl mit $\theta_{1,4}$ erfüllt zwar automatisch die Bedingung für TiR aber nicht die Bedingung für Selbstkonsistenz und dessen Energie wird daher durch Interferenz umgelagert. Es ist also nun ersichtlich, dass ein homogener und monochromatischer Strahlkegel, also die Intensitätsverteilung dieses Kegels, bei Durchgang durch den Wellenleiter diskretisiert wird im Raum.

3.2 EM-Theorie und Moden

Nach dieser eher “Semi-Wellen-Betrachtung” seien noch einige Ergebnisse einer genaueren Betrachtung dargestellt. Für Homogenität (kein Strom, $J = 0$) erhält man aus den Maxwellgleichungen für die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten je eine Vektor-Wellengleichung⁴. Setzt man weiterhin die z-Achse parallel zur Wellenleiterachse und fordert Invarianz in z-Richtung, so können die Feldkomponenten separiert werden und man erhält einen Phasenfaktor $\exp(i\beta z)$, welcher charakteristisch ist für jede Mode. Die Lösungen der Vektor-Wellengleichung sind im Wellenleiter propagierende Moden, welche durch die Ausbreitungskonstante β charakterisiert werden. Die Lösungen sind jedoch i.A. nicht analytisch. Die Moden lassen sich daher je nach Beschaffenheit der Ausbreitungskonstanten β einteilen:

1. Reales und diskretes β (guided modes): Diese sind äquivalent zu den geföhrt Strahlen, die aus obiger Betrachtung hervorgehen. Sie können sich ohne Verluste (bis auf Absorption und Streuung) im Wellenleiter ausbreiten. In der Querschnitt-

⁴Um die Übersicht zu wahren sie auf Anschreiben von Gleichungen verzichtet.

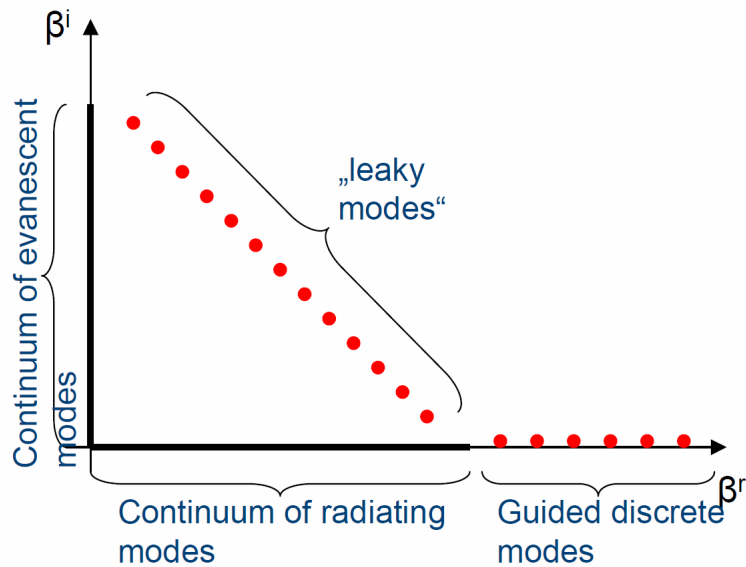


Abbildung 12: Charakterisierung der Moden eines Wellenleiters nach Real- und Imaginärteil der Ausbreitungskonstanten β .

sebene des Wellenleiters sind diese evaneszent und gehen im Unendlichen gegen Null.

2. Strahlungsmoden

- komplexes und diskretes β : Werden auch als “leaky modes” oder “guided pseudo-modes” bezeichnet, da sie einen komplexen Anteil in z-Richtung besitzen und daher in selbiger Richtung gedämpft werden. Diese sind auch als tunneling-rays bekannt.
- kontinuierlich reales β : Sind äquivalent zu den refracted-rays, wobei refracted-rays wieder ein Spezialfall der tunneling-rays sind, denn hier fällt die Strahlungskaustik mit der Kern-Mantel-Schicht zusammen (turning-point caustic) und die Strahlung kann entweichen.
- rein imaginäres β : Sie sind evaneszent entlang der z-Achse und beschreiben die gespeicherte Energie in der Nähe von Diskontinuitäten. Sie werden also z.B. bei Fiber-Bragg-Gittern und Fiber-Tapers wichtig. Dies sind auch die einzigen Moden welche koppeln, sowie an diesen Diskontinuitäten reflektiert werden können. Auch bei Endflächen treten diese auf, allg. also bei Varianz in z-Richtung.

Die Moden seien in Abb. 12 graphisch zusammengefasst.

Durch die Invarianz in z-Richtung gelingt eine Separation der Feldkomponenten. Jedoch hängen die jeweiligen transversalen Komponenten (in Polarkoordinaten also die

Komponenten $e_r(h_z)$, $e_\varphi(h_z)$ bzw. $h_r(e_z)$, $h_\varphi(e_z)$) von der jeweilig anderen longitudinalen Komponente h_z bzw. e_z ab. Bei Kenntniss der longitudinalen Komponenten können dann also die transversalen berechnet werden. Da die Vektor-Wellengleichung Terme der Form $d\ln(n^2)/dr$ enthält, existiert keine allgemeine analytische Lösung. Jedoch können für räumlich konstante Brechzahlen $d\ln(n^2)/dr = 0$ Lösungen auch analytisch gefunden werden. Die Diskontinuität an der Grenzschicht, also ein Sprung in der Brechzahl von Kern zu Mantel, kann durch das Modell eines "schwachen Leiters" gehandhabt werden. Demnach unterscheiden sich die Brechzahlen in Kern und Mantel nur wenig, also $n_1 - n_2 \ll 1$ bzw. $n_1/n_2 \approx 1$. Ein Blick zu Abb. 2 und ein Vergleich mit kommerziellen Fasern zeigt, dass diese Bedingungen in realen Fasern tatsächlich erfüllt sind ($NA = 0.22$ als einen typischen Wert).

Unter diesen Annahmen erhält man für die Vektor-Wellengleichung als Lösung eine Eigenwertgleichung. Diese beinhaltet zwei modifizierte Besselfunktionen (1. & 2. Art), welche durch jeweils einen Index ν beschrieben seien. Für den Spezialfall $\nu = 0$ erhält man die bekannten TM- und TE-Moden. Die Lösungen der Eigenwertgleichung kann als effektiver Index oder β aufgefasst werden $\beta/k = n_{eff}$, wobei k die Wellenzahl im Vakuum sei.

- $n_{eff}(TE_{01}) > n_{eff}(TE_{02}) > \dots > n_{eff}(TE_{0m})$
- $n_{eff}(TM_{01}) > n_{eff}(TM_{02}) > \dots > n_{eff}(TM_{0m})$

Wichtig ist sicherlich noch zu erwähnen, dass diese Moden unabhängig von φ sind also zirkulare Symmetrie besitzen. Für den übrigen Fall $\nu > 0$ ergeben sich die sogenannten Hybridmoden HE und EH. Hier kann die Eigenwertgleichung als quadratische Gleichung aufgefasst werden. Die zum negativen Vorzeichen gehörenden Lösungen sind HE die zum positiven EH. Die HE's bestehen aus den Komponenten e_y , h_x , h_z und die EH's aus h_y , e_x , e_z . Hier ist die Reihenfolge

- $n_{eff}(HE_{\nu 1}) > n_{eff}(EH_{\nu 1}) > n_{eff}(HE_{\nu 2}) > \dots > n_{eff}(HE_{\nu m}) > n_{eff}(EH_{\nu m})$

Nun liest man in der Literatur oft von LP (linear polarisierte) Moden. Dies sind die aus der Approximation für den schwachen Leiter hervorgehenden Lösungen. Sie sind nahezu linear polarisiert und werden mit LP_{lm} bezeichnet.

- m : Gibt die Nullstellen in radialer Richtung an.
- l : Gibt die $2l$ Nullstellen bei einer 2π -Rotation an (l Knotenpaare).

Diese Moden entstehen aus den Hybridmoden, bzw. aus Linearkombinationen der Hybridmoden.

Die aus den hier dargestellten Näherungen erhaltenen Amplitudenverteilungen für die Moden sind in Abb. 13 dargestellt.⁵ Die gestrichelte Linie gibt die Lage der Grenzschicht zwischen Kern und Mantel an. Man sieht hier leicht, dass die Näherung für den schwachen Leiter zu keinen Diskontinuitäten in den Profilen führt - sie sind stetige Lösungen. Die Grundmode LP_{01} besitzt ein gaussförmiges Profil und ist in jedem Wellenleiter vor-

⁵Entnommen aus J. Bures: Guided Optics.

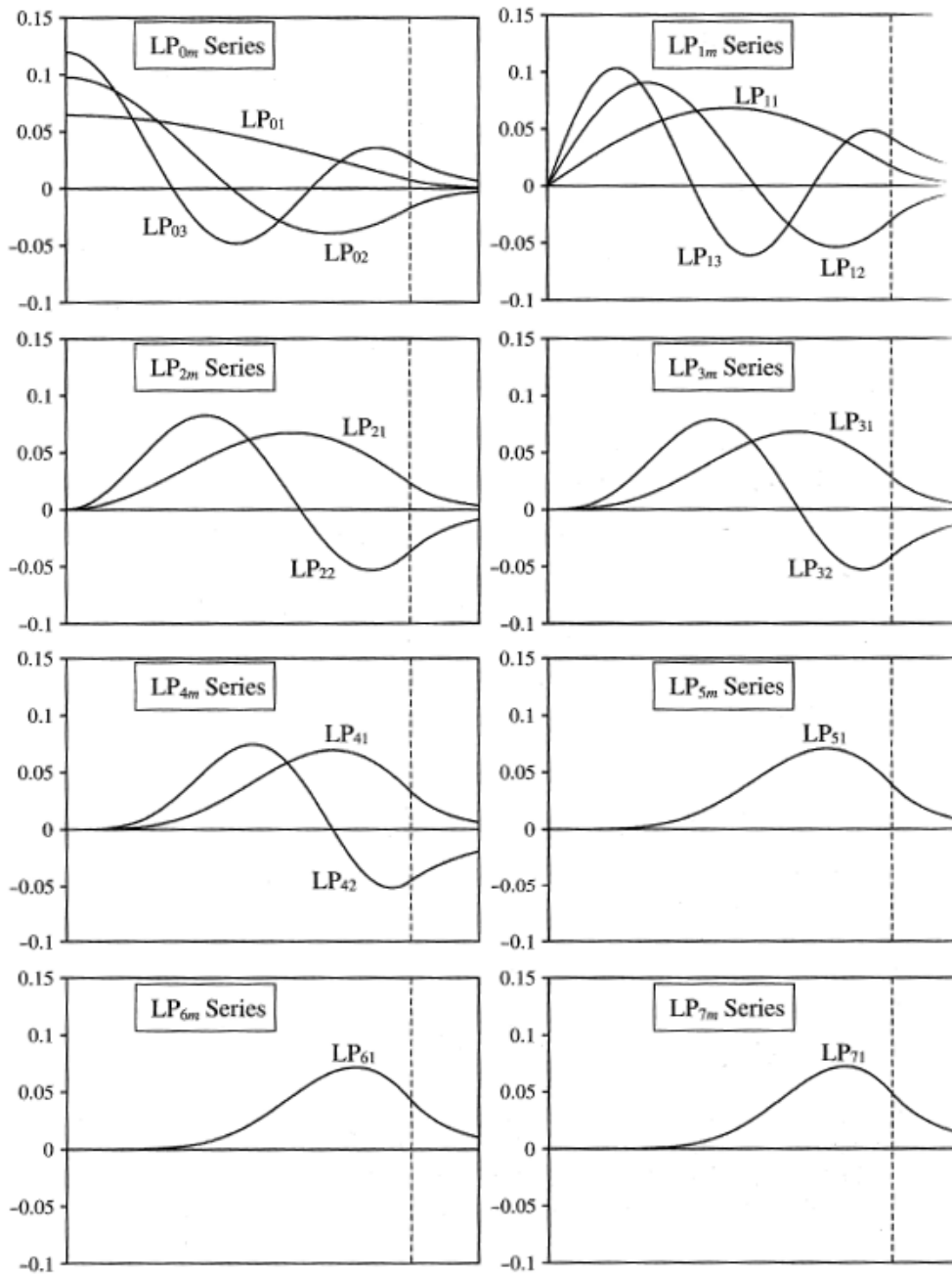


Abbildung 13: Radiale und normierte Amplitudenprofile der LP-Moden einer Stufenindex-Faser unter den hier gemachten Annahmen. Die gestrichelte Linie markiert die Kern-Mantel-Fläche.

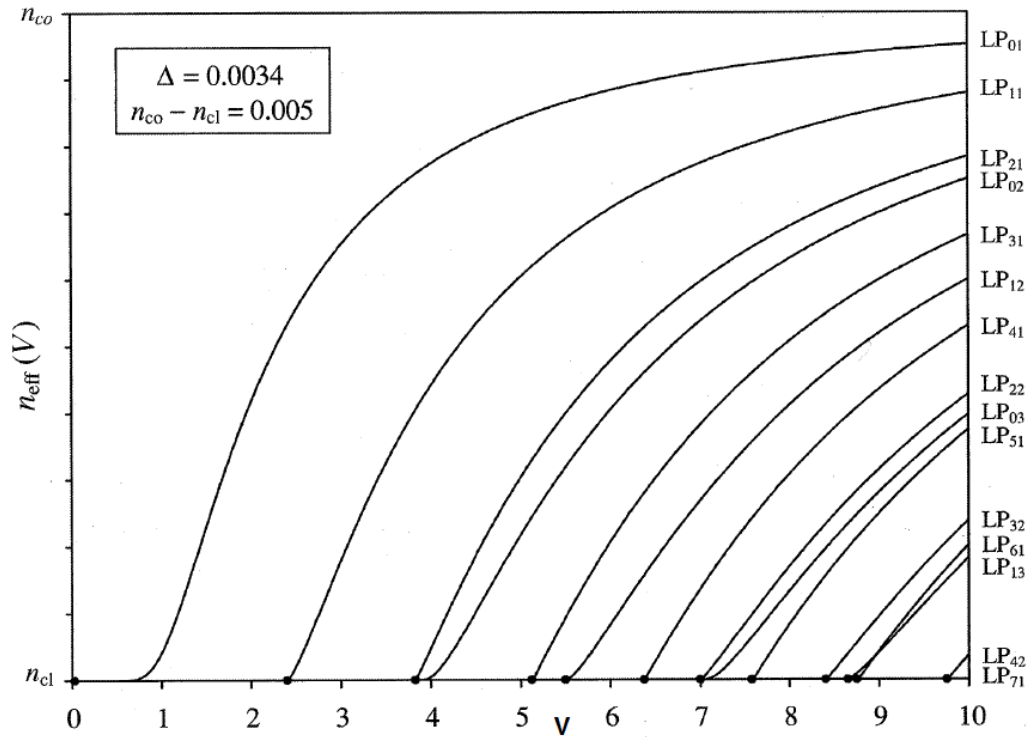


Abbildung 14: Effektiver Index vs. normalisierte Frequenz V

handen. Bei sogenannten Single-Mode-Fasern ist sie die einzige angeregte Mode. Um dies etwas näher zu verstehen sei noch die sogenannte normalisierte Frequenz

$$V = kR_{Kern}\sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (19)$$

genannt, welche auch als Wellenleiter-Parameter bekannt ist. Hier ist k die Wellenzahl im Vakuum und R_{Kern} der Radius des Kerns. Man betrachte nun die Graphen in Abb. 14⁵ für den effektiven Index in Abhängigkeit der normalisierten Frequenz. Die Grundmode besitzt eine minimale Frequenz $V_{min} = 0$, was die obige Aussage über ihre Existenz in jedem Wellenleiter rechtfertigt. Die nächste Mode LP_{11} startet bei $V_{min} \approx 2,405$ und gibt damit ein Limit für Single-Mode-Fasern. Mit Gl. (19) lautet dieses:

$$2,405 < \frac{2\pi}{\lambda} R_{Kern} NA \quad (20)$$

bzw.

$$1 < \frac{2,61}{\lambda} R_{Kern} NA. \quad (21)$$

Für eine Wellenlänge von $\lambda = 400$ nm und einer numerischen Apertur $NA = 0.1$ erhält man beispielsweise einen maximalen Faserdurchmesser von $d_{Kern} = 3,07$ μm . In einer

solchen Faser werden Signale mit einer Wellenlänge über 400 nm in einer Mode geführt, welche ein gaussförmiges Profil besitzt.

Mit diesen Betrachtungen seien die Grundlagen ausreichend dargestellt.

4 Optische Fasern in der astro-spektroskopischen Instrumentierung

Wie bereits in der Einleitung angesprochen, seien hier kurz einige wichtige Eigenschaften optischer Fasern aufgezeigt.

4.1 Transmission

Die hier gemeinte Transmission bezieht sich auf die Eigenschaften des Fasermaterials und der Beschaffenheit der Grenzfläche selbst. Es seien also "äussere Verlustfaktoren" (Verluste bei Ein- und Auskopplung) ausgeschlossen. Für breitbandige Anwendungen im gesamten optischen Bereich hat man zwei primäre Verlustfaktoren auf Grund von Absorption und Streuung innerhalb des Fasermaterials selbst:

1. Absorptionen

- a) Hydroxid-Anion (OH^-): Dieses besitzt einen fundamentalen Schwingungsübergang bei ca. 2800 nm, dessen höhere harmonische sich in den optischen Bereich ausdehnen (1380 nm, 1240 nm und 950 nm)
- b) Urbach-Absorption: Dämpfung auf Grund von elektronischen Übergängen von Valenz- in Leitungsband ungeordneter Festkörper. Der Absorptionskoeffizient besitzt exponentiellen Charakter und nimmt für ansteigende Wellenlänge ab.⁶

2. Streuung

- a) Rayleigh: Der Urbach-Absorption, die für abnehmende Wellenlängen zunimmt, ist noch die Rayleigh-Streuung $\propto 1/\lambda^4$ überlagert.
- b) Verunreinigungen: Weitere Verunreinigungen neben dem Hydroxid-Anion, die zu Streuverluste führen können.
- c) Grenzflächenstörungen: Störung an inhomogener Struktur der Grenzschicht zwischen Kern und Mantel.

In der Abb. 15 sind drei exemplarische Dämpfungskurven dargestellt.⁷ Bei zunehmender OH^- -Konzentration nimmt die Stärke der Absorptionen im IR zu, jedoch die Dämpfung im UV ab und umgekehrt. Die FBP-Faser für Breitbandanwendungen stellt einen Kompromiss aus beiden Trends. Dies kann man verstehen, da die Schwächung durch Rayleigh-Streuung mit der Anzahldichte der Teilchen zunimmt. Nach Paetzold (1952) gilt:

$$k \propto N_0^{-1}$$

⁶S. John et. al; Phys. Rev. Let., **57**, 14 (1986)

⁷Es handelt sich um die jeweils im Diagramm angegebenen Fasern der Firma Polymicro.

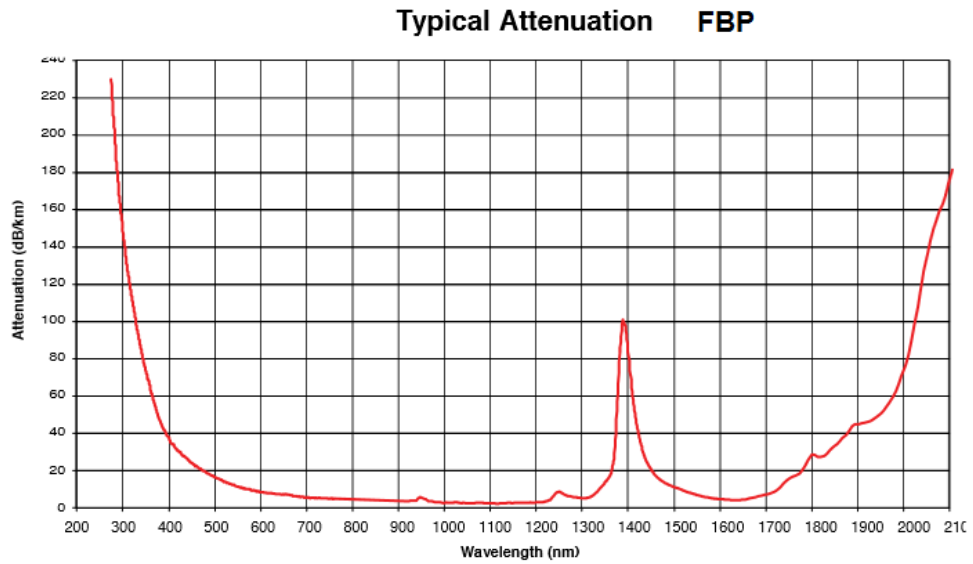
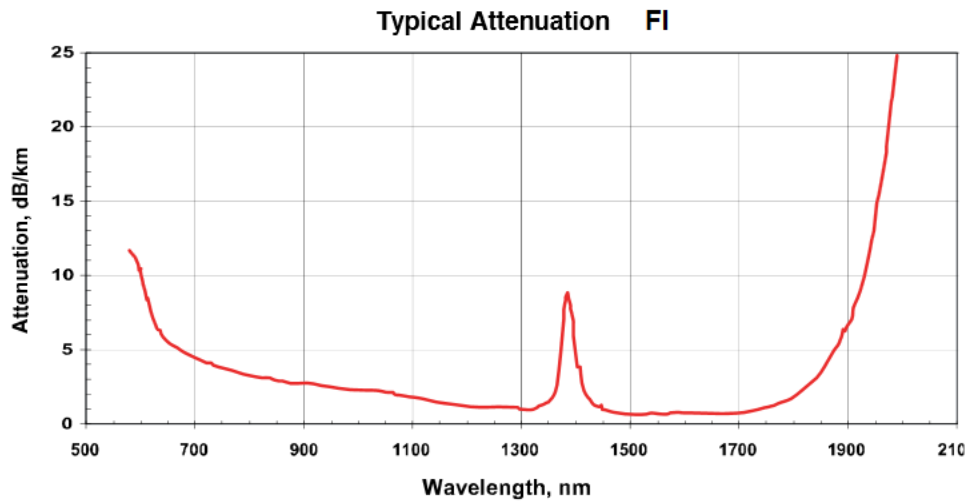
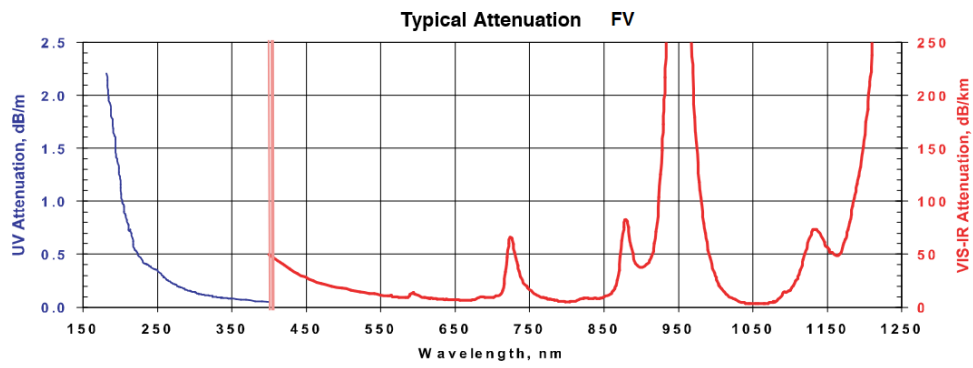


Abbildung 15: Vergleich der Dämpfung einiger Fasern mit unterschiedlichen OH-Konzentrationen. FV: hohe OH-Konzentration; FI: niedrige OH-Konzentration; FBP: breitband Faser, die OH-Konzentration ist hier nicht näher spezifiziert.

und

$$T = 10^{-0,4k}.$$

Als Beispiel entnimmt man der FBP-Kurve bei 350 nm eine Dämpfung von 80 dB/km und der FV-Kurve 100 dB/km.

4.2 Focal-Ratio-Degradation

4.2.1 Allgemein

Man versteht hier das Verhältnis der F-Zahlen zwischen den in die Faser eingekoppelten und den aus der Faser austretenden Kegel. Wie im 2. Abschnitt dargestellt, führt eine Krümmung der Faser zu einer Abnahme des Winkels zwischen Strahl und der Normalen der Grenzschicht. An der Austrittsfläche hat dann der Strahl zur Normalen dieser einen grösseren Winkel α_{out} als bei Eintritt α_{in} , der Degradationsfaktor ist also

$$FRD = \alpha_{out}/\alpha_{in}. \quad (22)$$

Die Messprozedur kann nun wie folgt ablaufen:

- Faser wird mit definierter F-Zahl gespeist. Um eine evtl. Wellenlängenabhängigkeit zu ermitteln, können Interferenzfilter eingesetzt werden und zugleich wird das FRD-Verhalten für unterschiedliche Blendengrößen, d.h. unterschiedliche F-Zahlen am Eingang ermittelt.
- Der Ausgang der Faser wird im definierten Abstand zu einem Detektor aufgestellt.

Die Rohdaten enthalten dann das aus der Faser austretende Fernfeld.⁸Man muss hier ein evtl. vorhandenes Fenster der CCD-Kamera berücksichtigen, da es zu einem Versatz der Strahlen führt (vgl. Abb. 16). Dieser kann kompensiert werden, indem an mehreren Positionen der Strahlkegeldurchmesser gemessen wird. Nicht nur die Krümmung der Faser führt zu einer Degradation, sondern auch die Mikrostruktur der Grenzschicht, d.h. die Grenzschicht ist evtl. zufällig um einen Mittelwert herum gebogen. Man unterscheidet daher Macro- und Microbending. Da das Microbending von der Herstellungsqualität stark beeinflusst wird, unterscheidet sich Faser-Typ zu Faser-Typ im jeweiligen FRD-Verhalten. Es sind auch Unterschiede der gleichen Faser jedoch unterschiedlichen Produktionen möglich.

4.2.2 FRD nach Gloge

Eine andere Methode, welche mehr quantitativ das Microbending einer Faser charakterisiert, geht zurück auf Gloge (1972). Hier wird der Energiefluss P innerhalb einer Faser mit

⁸Es möge zwar der Faserdurchmesser im Vergleich zum Fernfeld klein sein, jedoch bedeutet Fernfeld vor allem einen kleinen Winkel zwischen den Strahlen aus der Apertur zum Detektor. Was bei manchen Messungen nicht erfüllt ist.

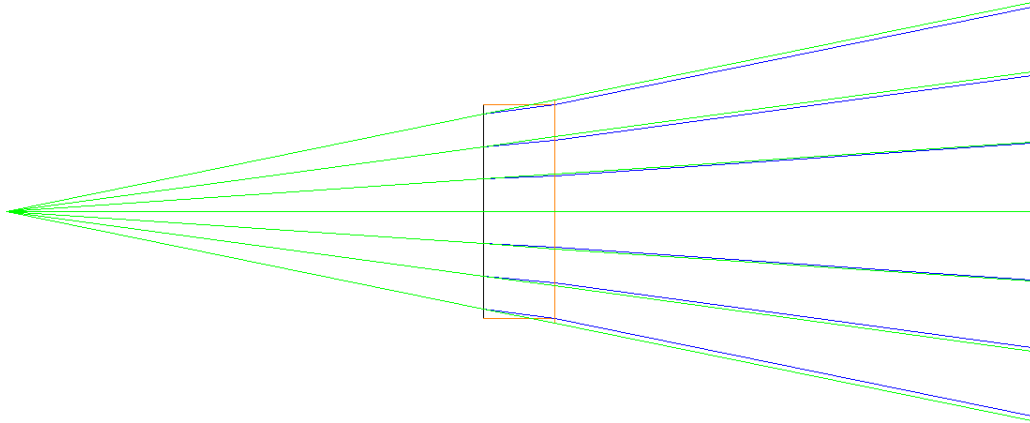


Abbildung 16: Einfluss des Detektor-Fensters auf FRD-Messungen

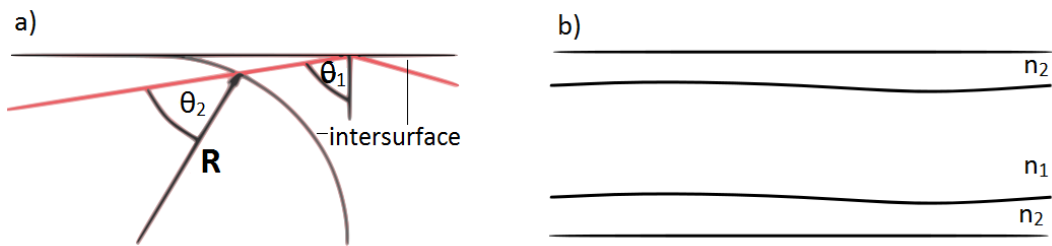


Abbildung 17: Macrobending (a) und Microbending (b)

Länge L in Anhängigkeit des Einfallswinkels θ durch eine partielle Differentialgleichung beschrieben

$$\frac{\partial P}{\partial L} = -A\theta^2 P + \frac{D}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta \frac{\partial P}{\partial \theta} \right).$$

Dies beschreibt also die winkelabhängige und damit den in den Moden transportierte Energie. Es ist A der Absorptionskoeffizient und

$$D = \left(\frac{\lambda}{2d_f n} \right)^2 d_0 \quad (23)$$

der Faserparameter, welcher als Diffusionskonstante aufgefasst werden kann: Energiefluss zwischen benachbarten Moden. Ein Blick zu Gl. (18) lässt eine Verwandtschaft erahnen. Hierzu berechnet man den Abstand zweier Moden unter Annahme eines geringen Modenabstandes und nahezu streifenden Einfall (kollimiertes Bündel), sowie Vernachlässigung des Phasenschiffs:

$$\begin{aligned} m \frac{\lambda}{2d_f n} &= \cos(\theta_m) \\ (m+1) \frac{\lambda}{2d_f n} &= \cos(\theta_m + \Delta\theta) \end{aligned}$$

Subtraktion beider Gleichungen gibt

$$\begin{aligned} (m+1-m) \frac{\lambda}{2d_f n} &= \cos(\theta_m + \Delta\theta) - \cos(\theta_m) \\ \frac{\lambda}{2d_f n} &= \cos(\theta_m) \underbrace{\cos(\Delta\theta)}_{\approx 1} - \underbrace{\sin(\theta_m) \sin(\Delta\theta)}_{\approx 1 \cdot \approx \Delta\theta} - \cos(\theta_m) \\ \frac{\lambda}{2d_f n} &\approx |\Delta\theta| \end{aligned}$$

und da die Definition der Diffusionskonstante $D \equiv (\Delta\theta)^2 d_0$ lautet, ist das Dargelegte im Rahmen der Näherungen konform mit obigen Grundlagen.

Microbending ist hier mit der Konstanten d_0 für eine Faser mit Kerndurchmesser d_f bei einer Wellenlänge λ beschrieben. Aus obiger DGl. erhält man zwei Lösungen für das Fernfeld:

1. $\theta\theta_i/2DL \ll 1$: nahezu axiale und kollimierte Strahlen.

$$P(\theta) \propto \exp\left(-\frac{\theta^2 + \theta_i^2}{4DL}\right) \quad (24)$$

2. $\theta\theta_i/2DL \gg 1$: kollimierte Strahlen mit grossen Einfallswinkel θ_i .

$$P(\theta) \propto \exp\left(-\frac{(\theta - \theta_i)^2}{4DL}\right) \quad (25)$$

Diese Bedingungen können beispielsweise mit einem begrenzten Laserstrahl im Labor realisiert werden. Man erhält dann einen Ring im Fernfeld, dessen Schnitt ein entsprechend gaussförmiges Profil besitzt. Fasern werden daher vergleichbar über den Faserparameter D .

4.3 Scrambling

Ein Spektrograph erzeugt im wesentlichen monochromatische Abbildungen des Eintrittspaltes auf dem Detektor. Wenn der Eintrittsspalt durch eine Faser repräsentiert wird und man an hochpräzisen RV-Messungen interessiert ist, so interessiert die rein optische Stabilität des Abbildes auf dem Detektor. Dadurch, dass die räumliche Information der Intensitätsverteilung auf dem Fasereintritt während des Durchgangs durch die Faser “verloren geht” erreicht man eine entsprechend hohe Stabilität der Bildposition. Allerdings ist dieses “Scrambling” innerhalb der Faser nicht perfekt. Für eine Faser mit Durchmesser d_f die auf einem Detektor auf eine Grösse s abgebildet wird, sei

$$G = \frac{d/d_f}{\Delta s/s} \quad (26)$$

der Scrambling-Gain definiert. Hier ist d die relativ zum Faserzentrum gemessene Verschiebung der eingekoppelten Intensitätsverteilung (Seeingscheibchen in Fokalebene des Teleskops) und Δs die Verschiebung des Bildes der Faser auf dem Detektor.

Man entnimmt Avila und Singh (2008) ein $G = 100$ für eine runde Faser mit $200 \mu\text{m}$ Kern und aus Avila (2012) ein $G = 1450$ für eine oktagonale Faser mit $200 \mu\text{m}$ Kern. Demnach weisen Fasern mit oktagonalem Querschnitt ein besseres Scrambling-Verhalten auf als herkömmliche Fasern mit rundem Querschnitt.

5 Allgemeine Betrachtungen zur Auswirkung von Fasereigenschaften auf spektroskopische Messungen

Eine wichtige optische Kenngrösse eines Spektrographen ist dessen spektrales Auflösungselement $\Delta\lambda$, welches angibt wie weit zwei Spektrallinien entfernt stehen können um noch getrennt werden zu können. Man kann es auch als die FWHM einer Einzellinie definieren.⁹ Die Breite dieses Elements ist direkt proportional zu der Breite s des Eintrittspaltes, welche wiederum bei Verwendung von Fasern dem Durchmesser des Faserkerns entspricht. Für den Fall, dass die maximale Intensität aus dem geometrischen Mittelpunkt der Faser symmetrisch austritt, Abbildungsfehler keine Einschränkung bewirken, ist die Breite der Faser auf dem Detektor gegeben zu

$$s' = sa \frac{f_{Koll}}{f_{Kam}}, \quad (27)$$

wobei $a = \cos(\alpha)/\cos(\beta)$ der Anamorphosefaktor, α bzw. β der Einfalls- bzw. Beugungswinkel am Beugungsgitter, f_{Koll} die Brennweite des kollimierenden und f_{Kam} die Brennweite des abbildenden Systems ist. Das spektrale Element wird enger, je hochauflösender ein Spektrograph ist und umso kleiner wird der Wellenlängenbereich, welcher zur Formation des “monochromatischen Spaltbildes” beiträgt. In Worten der Fasertheorie: Ein zunehmend kleiner werdendes spektrale Element wird aus immer weniger Moden

⁹Einer Einzellinie, welche eine physikalische Breite gut unterhalb der Auflösung besitzt.

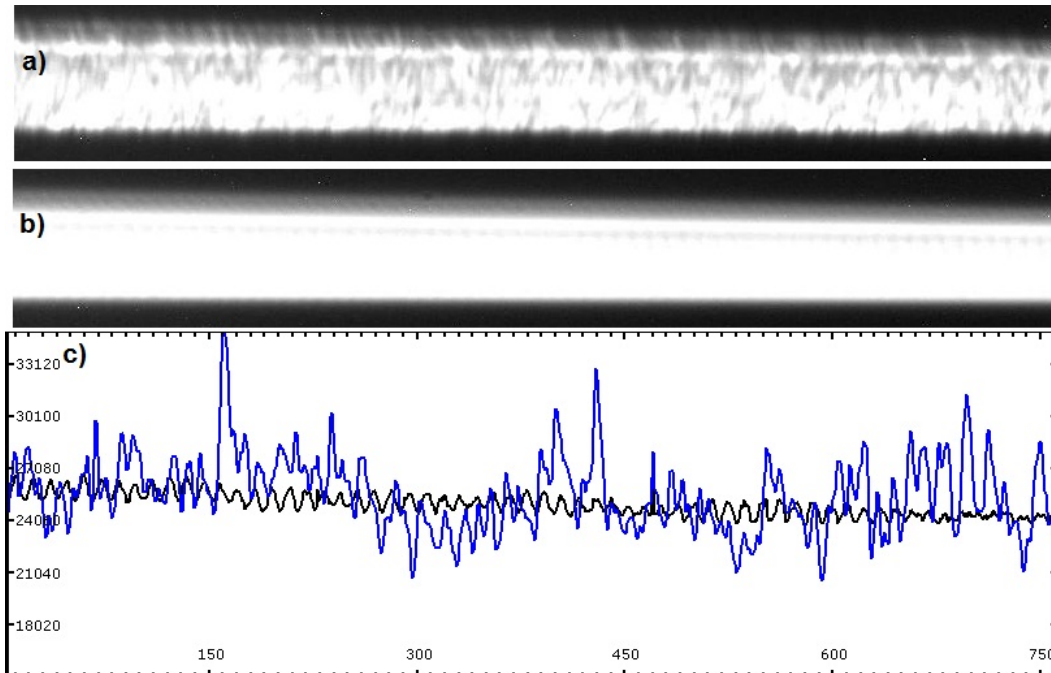


Abbildung 18: Zum Modenrauschen

geformt. Da die Moden eine Strukturierung der aus der Faser austretenden Intensitätsverteilung bewirken, benötigt man entweder möglichst viele oder eine Mode um einen möglichst glatten Verlauf der Intensitätsverteilung zu erhalten. Dies wird daher bei schmaler spektraler Bandbreite immer weniger erfüllt. Das Ganze wird verschlechtert, wenn ein Raumfilter eingebracht wird, also z.B. ein Spalt der den Faseraustritt abschattet um die Auflösung zu erhöhen. Die durch zunehmende Aufspaltung des Spektrums zunehmende Strukturierung des Spektrums in der Intensität wird als Modenrauschen bezeichnet. In der Abb. 18a ist ein kleiner spektraler Ausschnitt einer kontinuierlichen Halogenlampe, aufgenommen mit einem Czerny-Turner Spektrographen gezeigt. Die Breite des Streifens beträgt ein Vielfaches des eigentlichen Faserkerndurchmessers, was an dem starken Astigmatismus liegt. Diese Dehnung des Spektrums in senkrechter Richtung zur Dispersion zeigt aber eindrucksvoll die Intensitätsstrukturierung und das Modenrauschen. Darunter in Abb. 18b ist der gleiche Ausschnitt unter selbigen Bedingungen aufgenommen, jedoch wurde die Faser während der Belichtung zufällig bewegt und damit die einzelnen Moden räumlich durchmischt. Ein horizontaler Plot durch beide Aufnahmen ist vergleichend unter Abb. 18c dargestellt.¹⁰

Das unter 4.3 erwähnte “wandern” des Faserbildes wirkt sich auf die Kalibrationsgenauigkeit der spektroskopischen Messungen aus. Ein eindrucksvoller Vergleich runder und oktagonaler Faser gelang z.B. in Perruchot et al. (2011). Deren Ergebnis ist in Abb. 19 dargestellt.

¹⁰Die periodische Modulation nach dem Mischen ist wahrscheinlich auf Fringing zurückzuführen.

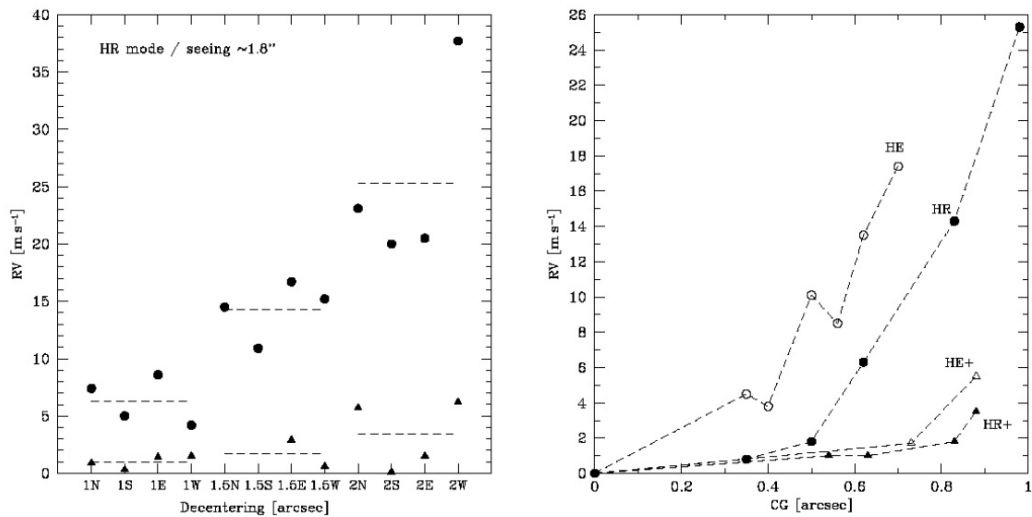


Abbildung 19: RV Präzision des SOPHIE Spektrographen: Die Kreise stellen Messungen mit runden Faser dar, während die Dreiecke für oktagonale Fasern stehen. Entnommen aus Perruchot et al. (2011).

Die Grundlagen seien damit in diesem Protokoll ausreichend dargestellt.

6 Zusammenfassung

Bei Verwendung von Fasern für die optische Verbindung zwischen Teleskop und Messgerät (hier Spektrograph), umgeht man die grosse Fehlerquelle mechanisch eingeführter Verschiebungen durch angreifende Drehmomente. Allerdings ist bei der Auswahl der zum Einsatz kommenden Fasern einiges zu berücksichtigen und auch die Auslegung des optischen Systems muss durchdacht an die Charakteristika der entsprechenden Faser angepasst werden.

Die wichtigsten Parameter sind

- Transmission
- FRD-Verhalten
- Scrambling

Die Transmission wird hauptsächlich durch die Qualität des Glases bestimmt. Die FRD ist auf Micro- und Makrobending zurückzuführen und das Scrambling auf die effektive Mischung der Moden in der Faser selbst. Um das Scrambling-Verhalten zu verbessern sind auch mechanische wie optische Systeme vorgeschlagen worden, welche hier keine nähere Erläuterung finden. Es sei jedoch erwähnt, dass diese zu einer Verschlechterung der FRD führen können. Daher ist die letztliche Realisierung des Faser-Links ein Kompromiss

aus entgegenwirkenden Effekten. Eine Charakterisierung der Eigenschaften im Labor ist daher wichtig.

Wie bereits unter 2.2 bemerkt, sollten reale Fasern nicht bis zur Grenzapertur ausgeleuchtet werden, da dann unweigerlich Energie in den Mantel transportiert wird. In diesem Zusammenhang und im Hinblick auf das Modenrauschen muss noch folgendes hervorgehoben werden: Die Anzahl der Moden ist vom Winkel zwischen dem Strahl und der Grenzflächennormalen abhängig und zwar in dem Sinne, dass bei höheren Winkeln auch mehr Moden angeregt werden. In Hinsicht auf das Modenrauschen sollte also die maximale Apertur verwendet werden. In Berücksichtigung der FRD jedoch sei dies nicht zu empfehlen. Dies ist also einer der oben genannten Kompromisse, welche bei der Auslegung faseroptischer Systeme berücksichtigt werden muss.

Literatur

- [Bures 2009] J. Bures, 2009, Guided Optics, 2009, Wiley-VCH
- [Kapany 1967] N. S. Kapany, 1967, Fiber Optics Principles and Applications
- [Gloge 1972] D. Gloge, 1972, The Bell System Technical Journal, Vol. 51, No. 8, p. 1767
- [Avila und Singh 2008] G. Avila, P. Singh, 2008, Proc. SPIE 7018
- [Avila 2012] G. Avila, 2012, Proc. SPIE 8446
- [Perruchot et. al. 2011] Perruchot et. al., 2011, Proc SPIE 8141-40
- [Paetzold 1952] H. K. Paetzold, Astronomische Nachrichten, 281, 1952, S. 17ff.

Danksagung

Ein Dank geht zunächst an Professor K. G. Strassmeier und Dr. M. Weber, welche mich selbständig arbeiten und entsprechende Gerätschaften frei nutzen lassen. Ich möchte mich weiterhin bei meinen Laborkollegen M. Woche und D. Plüschke für die Unterstützung im Labor bedanken. Das in der Arbeitsgruppe vorherrschende gute Arbeitsklima sei ebenfalls positiv erwähnt.