

**LANGPERIODISCHE GITTER  
ZUR KONTROLLE  
NICHTLINEARER EFFEKTE  
IN GLASFASERN**

**DISSERTATION**

zur Erlangung des Doktorgrades  
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der  
physikalisch-astronomischen Fakultät  
der Friedrich Schiller Universität Jena  
von

**DIRK NODOP**

aus Dornum, Ostfriesland,  
geboren am 11.03.1979 in Wittmund

**Jena  
2011**

**Gutachter 1:** Prof. Dr. Hartmut Bartelt, Institut für Photonische Technologien Jena

**Gutachter 2:** Prof. Dr. Detlev Kip, Bundeswehruniversität Hamburg

**Gutachter 3:** Prof Dr. Ralf Menzel, Universität Potsdam

**Tag der Disputation:** 01.12.2011

*für*

*Meine Frau Steffi  
&  
meine Familie*

# Inhaltsangabe

Optische Verstärker und Laser auf der Basis aktiver, mit Seltenen Erden dotierter Glasfasern sind innerhalb weniger Jahrzehnte zu einer wichtigen Schlüsseltechnologie im Bereich der Optik und Laserphysik geworden. Das ausgezeichnete Verhältnis von Volumen zu Oberfläche ermöglicht eine sehr gute thermische Handhabbarkeit, erfordert aber einen durchdachten Umgang mit nichtlinearen Effekten, da hohe Intensitäten und große Wechselwirkungslängen ebenfalls Attribute dieser Technologie sind. Die Kontrolle dieser Effekte ist die Kernherausforderung bei der Weiterentwicklung und Optimierung solcher Systeme. Bei geringen spektralen Bandbreiten dominiert die stimulierte Brillouin Streuung (SBS) als nichtlinearer Effekt und bei kurzen Pulsen die Selbstphasenmodulation (SPM). Bei bestimmten Dispersionseigenschaften der Faser kann die Vierwellenmischung (FWM, four wave mixing) der dominierende, nichtlineare Effekt sein. Deshalb haben Parameter wie die Faserlänge, der Faserquerschnitt, die Leistung und die Pulsdauer einen entscheidenden Einfluss auf das Verhältnis der o.g. nichtlinearen Effekte.

Einen wesentlichen nichtlinearen Effekt stellt die stimulierte Ramanstreuung (SRS) dar, eine inelastische Wechselwirkung von Licht mit Materie. Im Fall gepulster, optischer Systeme führt SRS zu einer Verzerrung der Pulsform, da bei Überschreiten der Schwellenleistung für SRS die Pulse regelrecht abgeschnitten werden und der abgeschnittene Anteil zu einer längeren Wellenlänge, der Stokeswellenlänge konvertiert wird. In jedem Fall wird bei Überschreiten der Schwellenleistung für SRS ein Teil der optischen Leistung in die Stokeswellenlänge umgewandelt, welcher dann z.B. außerhalb der Verstärkungsbandbreite aktiver Fasern liegt oder außerhalb des Wellenlängenbereichs der im System verwendeten Optiken.

Diese Promotionsschrift behandelt neue Ansätze zur Kontrolle bzw. Unterdrückung von Vierwellenmischung und insbesondere stimulierter Raman Streuung. Eine eigens für die Experimente entwickelte Signal- bzw. Seedquelle für die Faserverstärker wird vorgestellt, die aufgrund ihrer zeitlich-spektralen Eigenschaften SBS und SPM unterdrückt und damit die isolierte Untersuchung von SRS und FWM ermöglicht. Der Schwerpunkt der Arbeit ist die Beeinflussung und Unterdrückung von SRS und FWM mithilfe langperiodischer Fasergitter (LPGs). Diese lassen sich thermisch / mechanisch mittels eines CO<sub>2</sub> Lasers als spektrale Kerbfilter direkt in Fasern einschreiben und können unerwünschte Wellenlängen, die durch SRS oder FWM entstehen, wirkungsvoll unterdrücken oder manipulieren.

# Abstract

Optical amplifiers and lasers based on active, rare earth ion doped fibers have emerged within a few decades to be a key technology in the field of optics and laser physics. The large ratio of active volume to surface enables a very good thermal handling, but requires, on the other hand, careful consideration of the unavoidable nonlinear effects caused by the high intensities and long interaction lengths, which are also attributes of this technology. Controlling these effects is the main challenge when it comes to further developing and optimizing this type of systems. With narrow spectral bandwidth, stimulated Brillouin scattering (SBS) is dominating the scene, whereas in the case of short pulses, self phase modulation (SPM) is the dominating effect. Besides, when certain dispersion properties of the waveguide are fulfilled, four wave mixing (FWM) can be the strongest nonlinear effect, thus parameters like fiber length, fiber cross section, power and pulse duration decide which nonlinear effect will dominate.

One of the most relevant nonlinear effects is stimulated Raman scattering (SRS), an inelastic scattering interaction between light and matter. In case of pulsed optical systems, SRS leads to a distortion of the pulse shape, since the part of the pulse exceeding a certain power threshold will be carved out and converted to another, longer wavelength, the so-called Stokes wavelength. In any case, when this threshold is exceeded, a significant amount of power is converted to the Stokes wavelength, which might be e.g. outside of the amplification bandwidth of rare earth doped fiber amplifiers or outside of the operating wavelength range of an optical system.

In this PhD thesis, new approaches for the control and suppression of FWM and, especially, SRS will be discussed and developed. One part of the thesis will be the introduction of a new kind of signal or seed source for fiber amplifiers, which was developed to suppress SBS and SPM due to its spectral-temporal properties. The main part of this thesis is, however, devoted to the manipulation and suppression of stimulated Raman scattering and four wave mixing employing long period fiber gratings (LPGs). LPGs can be written directly into fibers (as spectral notch filters) thermomechanically by means of a CO<sub>2</sub> Laser. Thus they are attractive devices to suppress or manipulate unwanted wavelengths caused by SRS and / or FWM.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsangabe</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>II</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Optische Wellenleiter . . . . .	5
2.1.1 Moden in Stufenindexfasern . . . . .	6
2.1.2 Moden in photonischen Kristallfasern . . . . .	10
2.1.3 Aktive, mit Ytterbium dotierte Fasern . . . . .	13
2.2 Kopplung von Moden in Wellenleitern . . . . .	14
2.2.1 Grundsätzliche Betrachtungen . . . . .	15
2.2.2 Gekoppelte Moden in optischen Glasfasern . . . . .	16
2.2.3 Modenmischung in Glasfasern . . . . .	22
2.3 Nichtlineare Effekte in Glasfasern . . . . .	24
2.3.1 Die nichtlineare Suszeptibilität . . . . .	25
2.3.2 Die Kramers-Kronig-Relation zwischen Absorption und Brechungsindex . . . . .	27
2.3.3 Selbstphasenmodulation . . . . .	29
2.3.4 Vierwellenmischung . . . . .	30
2.3.5 Verstärkungsinduzierte, degenerierte Vierwellenmischung . . . . .	33
2.3.6 Die Ramansuszeptibilität . . . . .	36
2.3.7 Stimulierte Ramanstreuung in Glasfasern . . . . .	39
2.3.8 Stimulierte Brillouinstreuung . . . . .	41
<b>3 Simulationen und Stand der Technik</b>	<b>44</b>
3.1 Das Verhältnis nichtlinearer Effekte im Vergleich zueinander . . . . .	45
3.2 Konzepte zur Kontrolle von SRS . . . . .	47
3.2.1 Passive Stufenindexfasern . . . . .	48
3.2.2 Aktive Stufenindexfasern . . . . .	51
3.3 Konzepte zur Kontrolle von FWM . . . . .	55
3.3.1 Dämpfung von Signal- und / oder Idlerwelle . . . . .	56
3.3.2 Störung der Phasenanpassung entlang der Faser . . . . .	59
3.3.3 Verkleinerung des Modenüberlapps . . . . .	60
3.4 Konzepte zur Kontrolle von SBS . . . . .	61
3.5 Spektral selektive Glasfasern . . . . .	61
3.6 Langperiodische Gitter . . . . .	63

3.6.1	LPGs in SI-Fasern . . . . .	64
3.6.2	LPGs in PCF-Fasern . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Langperiodische Gitter</b>	<b>67</b>
4.1	LPGs in Stufenindexfasern . . . . .	68
4.1.1	Thermische Modifikation des Kerns mit Hilfe eines CO <sub>2</sub> -Lasers . . . . .	68
4.1.2	Punktuelle Bestrahlung der Faser mit einem CO <sub>2</sub> -Laser . . . . .	69
4.1.3	Überstreifende Mehrfach-Bestrahlung der Faser . . . . .	70
4.1.4	Überstreifende Mehrfach-Bestrahlung der Faser von drei Seiten und Apodisierung . . . . .	74
4.1.5	Visualisierung der Mantelmoden . . . . .	77
4.1.6	Mechanismen für Resonanzverschiebungen der LPGs . . . . .	78
4.2	LPGs in PCF-Fasern . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Kontrolle nichtlinearer Effekte in Glasfasern</b>	<b>85</b>
5.1	Entwicklung einer geeigneten Signalquelle . . . . .	85
5.2	Beeinflussung der Phasenanpassung zur Kontrolle von verstärkungsinduzierter DFWM . . . . .	87
5.3	Langperiodische Gitter als spektrale Filter in Fasern . . . . .	88
5.3.1	Unterdrückung von SRS mit LPGs . . . . .	89
5.3.2	Untersuchung der Mantelmodenmischung zwischen den LPGs . . . . .	92
5.4	Untersuchung von DFWM in ESM-PCF-Fasern . . . . .	96
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>99</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>101</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>107</b>
	<b>Ehrenwörtliche Erklärung</b>	<b>108</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>109</b>

---

# 1 Einleitung

Laser, optische Verstärker und Strahltransportsysteme auf der Basis von Glasfasern haben sich in den letzten zwanzig Jahren rasant entwickelt und sind heutzutage aus keinem Bereich des Lebens mehr wegzudenken [1]. Ob transatlantische Glasfaserkabel für die Datenübertragung, Transportfasern für kilowattstarke Laser in der Material verarbeitenden Industrie, seien es kompakte Faserlaserquellen hoher Leistung oder Faserverstärker zur Erzeugung von optischen Pulsen jeglicher Art: Sie alle basieren auf dem Einsatz von optischen Wellenleitern in Form von Glasfasern, entweder als passive Übertragungstrecken oder als aktive Verstärker bzw. Laser. Im letzteren Fall ist der Kern der Glasfaser üblicherweise mit Ionen Seltener Erden als Verstärkungsmedium dotiert, die mit einem weiteren Laser kürzerer Wellenlänge gepumpt werden. Ein kleines Volumen mit vergleichsweise großer Oberfläche ermöglicht dabei eine effektive Kühlung. Gleichzeitig dominieren die Wellenleitereigenschaften des Kerns einer aktiven Glasfaser üblicherweise bei weitem die möglichen Effekte einer thermischen Linse im Querschnitt der Glasfaser.

Das unvermeidliche Auftreten nichtlinearer Effekte aufgrund der hohen Intensität und Wechselwirkungslänge in Glasfasern ist bei vielen Anwendungen unerwünscht [2]. Zum einen führen beispielsweise SRS und / oder FWM im Fall der Verstärkung von optischen Pulsen zu einer Verzerrung der Pulsform. Zum zweiten entstehen bei diesen Vorgängen neue Wellenlängen, welche in den meisten konventionellen Strahlführungssystemen (Spiegel, Strahlteiler, Isolatoren, Wellenplatten...) problematisch sind, da solche Systeme in der Regel für einen schmalen Wellenlängenbereich optimiert sind. Drittens führt die Konversion der Signalwellenlänge zu einer (längeren) Stokeswellenlänge zu einer Begrenzung der Leistung, da die Stokeswellenlänge kaum noch von dem Verstärkungsspektrum der aktiven Faser überlappt wird. Nichtlineare Effekte wie SRS und FWM stellen zur Zeit tatsächlich eines der größten Hindernisse dar, welche einer weiteren Leistungsskalierung von Faserverstärkern und Faserlasern insbesondere in Pulsdauerbereichen oberhalb von 100ps bis zum Dauerstrichbetrieb im Wege stehen. Es existieren drei bedeutende Konzepte zur Kontrolle nichtlinearer Effekte in Glasfasern. Zum ersten wird versucht, durch eine Vergrößerung des Modenfelddurchmessers die Intensität in der Glasfaser zu reduzieren. Um hier die ausschließliche Führung der Grundmode zu gewährleisten, muss im Gegenzug die numerische Apertur verkleinert

werden, was technisch sehr anspruchsvoll ist und meistens zusätzliche Maßnahmen für die Bevorzugung der Grundmode erfordert [3, 4].

Zum zweiten besteht die Möglichkeit, Faserquerschnitte zu nutzen, welche spektral selektive Führungseigenschaften haben und unerwünschte Wellenlängen aus dem Kern koppeln bzw. dämpfen. Da es sich dabei um resonante Designs handelt, ist auch hier eine Skalierung des Kerndurchmessers schwierig und geht bis heute nicht wesentlich über  $10\mu\text{m}$  hinaus [5, 6, 7, 8]. Erschwerend kommt hinzu, dass in den genannten Referenzen nicht untersucht wurde, um welchen Faktor die extrahierbare, SRS-freie Leistung des Faserverstärkers im Vergleich zu konventionellen Fasern erhöht wurde.

Eine dritte, offensichtliche Möglichkeit zur Kontrolle nichtlinearer Effekte in Glasfasern ist die Implementierung optischer Filter in bzw. entlang einer Faser. Aufgrund der einfachen Integrierbarkeit in die Faser bieten sich hier langperiodische Gitter (LPGs) an, welche resonant bei bestimmten Wellenlängen die Kernmode einer Glasfaser in bestimmte Mantelmoden koppeln [9]. Dies entspricht dann der Wirkung eines Kerbfilters.

Eine Faser mit mehreren dieser Filter kann theoretisch eine deutlich höhere spektral selektive Dämpfung pro Längeneinheit erreichen als die oben genannten Faserdesigns [10], was die Schwellenleistung bis zum Einsetzen von SRS weiter erhöht. Ein weiterer Vorteil dieses Ansatzes ist die Flexibilität, da LPGs in alle bekannten Fasertypen mit Modenfelddurchmessern von (momentan demonstriert) bis zu  $25\mu\text{m}$  eingeschrieben werden können [11, 12].

Obwohl also dieses Konzept in der Theorie vielversprechend erscheint, blieb eine experimentelle Umsetzung bis heute aus. Das liegt in erster Linie an den hohen Anforderungen an die LPGs. Diese müssen bei der Nutz- bzw. Signalwellenlänge eine sehr geringe Dämpfung aufweisen, während die Dämpfung für die Stokeswellenlänge möglichst groß sein muss, was erhebliche Anforderungen an die Flankensteilheit der LPGs als spektrale Kerbfilter stellt [10].

In dieser Promotionsschrift werden LPGs als spektrale Filter in Glasfasern hinsichtlich ihres Potentials zur Kontrolle nichtlinearer Effekte wie SRS und FWM untersucht. Die Simulation, Herstellung und Optimierung, sowie die Charakterisierung und die Verwendung der LPGs zur Unterdrückung von SRS und FWM stehen dabei im Mittelpunkt.

---

## 2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel stellt eine kurze Einführung in die Theorie der optischen Wellenleiter und der gekoppelten Moden dar. Beide Themenkomplexe sind von grundlegender Bedeutung für das Verständnis der physikalischen Eigenschaften der behandelten Glasfasertypen und der langperiodischen Gitter.

Um den Theorieteil abzurunden, wird eine Übersicht über alle nichtlinearen Effekte in Glasfasern gegeben, welche experimentell untersucht wurden und von Relevanz für die Arbeit sind.

### 2.1 Optische Wellenleiter

In der Arbeit wurden in erster Linie nichtpolarisationserhaltende Stufenindexfasern (SI-Fasern) und photonische Kristallfasern (PCF-Fasern) untersucht. Nichtpolarisationserhaltende Fasern sind in Bezug auf das Einschreiben von langperiodischen Gittern wesentlich einfacher zu handhaben als polarisationserhaltende Fasern (siehe Kapitel 4) und eignen sich daher gut für grundlegende Untersuchungen. Die Modentheorie ist die Grundlage für die Betrachtung der Kopplung von Moden in einer Glasfaser, und damit der langperiodischen Gitter. SI-Fasern haben üblicherweise einen runden Querschnitt und bestehen aus einem Kern, dessen Brechungsindex etwas höher ist als der Mantel, um eine Führung durch Totalreflexion zu erreichen. Damit lassen sich SI-Fasern wellenoptisch wie ein Eigenwertproblem mit zylindrischem Potential behandeln, für das analytische Lösungen (Eigenvektoren) in Form der Besselfunktionen bestimmbar sind. Der Eigenvektor entspricht in diesem Fall der Feldverteilung in der Faser, während der dazugehörige Eigenwert der Propagationskonstante entspricht [13, 14].

Bei PCF-Fasern existiert kein rein zylindrisches Potential, und die Lösungen dieses Eigenwertproblems müssen numerisch gefunden werden. Die Lösungen weisen eine gewisse Ähnlichkeit mit Besselfunktionen auf, sind aber im Gegensatz zur SI-Faser bei Propagation entlang der Faser verlustbehaftet, wenn keine geschlossene Indexstruktur vorhanden ist (Kapitel 2.1.2). Für die folgenden Simulationen der SI- und PCF-Fasern wurden drei verschiedene Softwaretools benutzt:

- Der "Poor Man's Approach": Ein auf MATLAB basierendes Programm, welches die skalare Helmholtzgleichung mit der Finite Differenzen Methode löst [15].

- FiberCAD von Optiwave: Ein eigenständiges Programm, welches für beliebige, zylindrische Indexverläufe die Besselfunktionen bestimmt und damit nur für SI-Fasern geeignet ist [16].
- MODE Solver von Lumerical: Ein eigenständiges Programm, welches vollvektoriell die inhomogene Helmholtzgleichung löst auf Basis der Finite-Difference-Time-Domain Methode und dem Perfectly-Matched-Layer [17].

### 2.1.1 Moden in Stufenindexfasern

Für das Verständnis der Moden in Wellenleitern ist zunächst die Helmholtzgleichung von Bedeutung. Ausgangssituation für die Herleitung der skalaren Helmholtzgleichung sind die vier Maxwellgleichungen im nicht absorbierenden ( $n \in \mathbf{R}$ ) und quellenfreien ( $\vec{I}, \rho = 0$ ) Medium [13]. Aus ihnen lässt sich die Helmholtzgleichung für  $n = n(x, y, z)$  formulieren:

$$\square \vec{E} + \nabla \left( -\frac{1}{n^2} \nabla n^2 \cdot \vec{E} \right) = 0 \quad (2.1)$$

Gleichung 2.1 soll nun für eine zylindrische Indexverteilung  $n(r, z)$  betrachtet werden. Aufgrund der Zylindersymmetrie ( $n \neq n(\phi)$ ) erfolgt zunächst eine Umformung von Gleichung 2.1 in Zylinderkoordinaten:

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial r^2} + 1/r \frac{\partial \tilde{E}}{\partial r} + 1/r^2 \frac{\partial \tilde{E}^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial \tilde{E}^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 \cdot \tilde{E} = 0 \quad \text{mit } \vec{k}_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (2.2)$$

$\vec{k}_0$  steht für den Wellenvektor im Vakuum und der Vektor  $\tilde{E}$  entspricht der Fourier-Transformierten des elektrischen Feldes, formuliert in Zylinderkoordinaten [13, 14]:

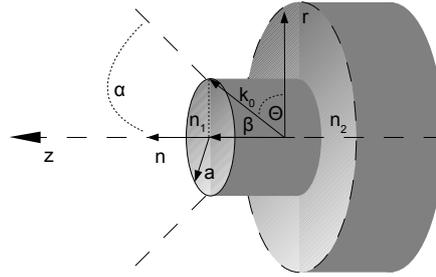
$$\tilde{E} = \tilde{E}_r \hat{r} + \tilde{E}_\phi \hat{\phi} + \tilde{E}_z \hat{z} \quad (2.3)$$

Da das elektrische Feld stets die Maxwellgleichungen erfüllt, ist immer nur eine Feldkomponente unabhängig [13], betrachtet wird nun zunächst  $\tilde{E}_z$ . Eine mögliche Lösung von Gleichung 2.2 lautet damit:

$$\tilde{E}_z(r, \omega) = A(\omega) \cdot F(r) e^{\pm i \cdot m \cdot \phi} e^{i \beta z} \quad (2.4)$$

Dabei entspricht  $A$  einer Normalisierungskonstante,  $\beta$  einer Propagationskonstante einer Mode (Lösung der Helmholtzgleichung) und  $m$  einer ganzen Zahl.

Als nächstes wird ein zylindrischer Wellenleiter definiert mit dem Brechungsindex  $n_1$  im Kern mit dem Radius  $a$  und dem Brechungsindex  $n_2 < n_1$  außerhalb des Kerns, Abbildung 2.1. Im Strahlenbild ist die Totalreflektion des Lichts im Kern der eigentliche Mechanismus der Führung. Darum gibt es einen minimalen Propagationswinkel  $\theta_{min}$ , der sich durch das Brechungsgesetz aufgrund der Bedingung  $n_1 > n_1 \sin \theta > n_2$  ergibt.



**Abbildung 2.1:** Skizze einer SI-Faser mit einer Indexstufe  $n_1 > n_2$ , dem Kernradius  $a$ , dem Phasenwinkel  $\theta$  des Wellenvektors  $k_0$  und der Propagationskonstante  $\beta$  sowie dem Akzeptanzwinkel  $\alpha$

Wird nun allgemein der Wellenvektor  $\vec{k}_0$  mit dem Winkel  $\theta$  auf die z-Achse projiziert, so ergibt sich entsprechend

$$k_0 n_1 > k_0 n_1 \sin \theta > k_0 n_2 \text{ mit } k_0 n_1 \sin \theta = k_0 n_{eff} = \beta \quad (2.5)$$

Die Betrachtung der Totalreflektion im Strahlenbild macht deutlich, dass  $\beta$  über den effektiven Brechungsindex  $n_{eff}$  ein Maß für die Änderung der Phase in Ausbreitungsrichtung für eine bestimmte Mode ist, weshalb sie als Propagationskonstante zu verstehen ist. Zudem sind mit obiger Herleitung die Werte eingegrenzt, die  $\beta$  annehmen kann, soll das eingekoppelte Licht den Kern nicht verlassen. Somit kann auch ein maximaler Akzeptanzwinkel  $\alpha$  (Abbildung 2.1) berechnet werden, oberhalb dessen in den Wellenleiter eingekoppeltes Licht nicht mehr geführt wird [13]:

$$\alpha = \arcsin(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \text{ und } \sin \alpha = NA \quad (2.6)$$

mit  $NA$  als der sog. numerischen Apertur des Kerns.

Nach der Definition des Wertebereichs der Propagationskonstanten für geführte Moden kann nun zum Wellenbild zurückgekehrt werden und Gleichung 2.4 in Gleichung 2.2 eingesetzt werden:

$$A(\omega)e^{\pm im\phi} e^{i\beta z} \left[ \frac{\partial^2 F(r)}{\partial r^2} + 1/r \frac{\partial F(r)}{\partial r} + (k_0^2 n^2 - \beta^2 - m^2/r^2)F(r) \right] = 0 \quad (2.7)$$

Mit der Substitution  $x = r\sqrt{n^2 k_0^2 - \beta^2}$  kann Gleichung 2.7 in die Grundform der Bessel'schen Differentialgleichung gebracht werden:

$$x^2 \frac{\partial^2 F(x)}{\partial x^2} + x \frac{\partial F(x)}{\partial x} + (x^2 - m^2)F(x) = 0 \quad (2.8)$$

Physikalisch sinnvolle Lösungen dieser Gleichung lauten [13]

$$F(x) = c_1 J_m(x) \text{ für } x \in \mathbf{R} \text{ und } F(x) = c_2 K_m(x) \text{ für } x \in \mathbf{C} \quad (2.9)$$

mit  $J_m$  und  $K_m$  als Klasse von Besselfunktionen und  $m$  Lösungen in Abhängigkeit des Azimutalwinkels  $\phi$  aus Gleichung 2.4. Durch die Substitution  $x = \kappa_i r$  kann der Bezug zur Propagationskonstanten  $\beta$  hergestellt werden,  $\kappa_i = \sqrt{k_0^2 n_i^2 - \beta^2}$ . Innerhalb des Kerns ( $r \leq a$ ) mit dem Brechungsindex  $n_1$  ergibt sich mit den obigen Betrachtungen zum effektiven Brechungsindex, dass  $\kappa_1 \in \mathbf{R}$  sein muss (ab jetzt  $\kappa_1 = \kappa$ ), außerhalb des Kerns entsprechend  $\kappa_2 \in \mathbf{C}$  mit  $\gamma = i\kappa_2$ , da  $k_0 n_2 < \beta$ .

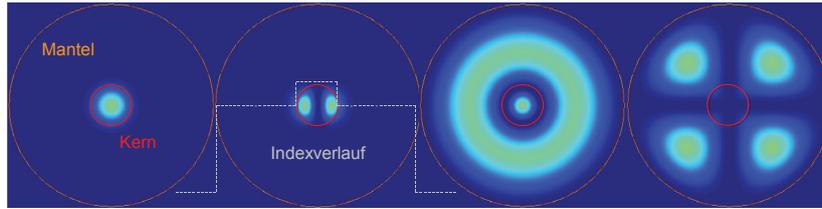
Auf den gesamten Querschnitt der Faser bezogen, setzt sich also eine Lösung  $F(r)$  aus einem Anteil  $c_1 J_m(\kappa r)$  innerhalb und einem Anteil  $c_2 K_m(\gamma r)$  außerhalb des Kerns zusammen, wobei im Bereich  $r = a$  Stetigkeit gegeben sein muss. Die Stetigkeitsbedingung führt zu folgender, transzendenter Gleichung [13, 14]:

$$\kappa a \frac{J_{m\pm 1}(\kappa a)}{J_m(\kappa a)} = \pm \sqrt{V^2 - \kappa^2 a^2} \frac{K_{m\pm 1}(\sqrt{V^2 - \kappa^2 a^2})}{K_m(\sqrt{V^2 - \kappa^2 a^2})} \quad (2.10)$$

mit dem V-Parameter:

$$V = \sqrt{\kappa^2 a^2 + \gamma^2 a^2} = a \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = ak_0 NA \quad (2.11)$$

Dieser ist offenbar nur von der Wellenlänge und den physikalischen Größen des Wellenleiters abhängig und charakterisiert auch gleichzeitig deren Verhältnis zueinander. Die transzendente Gleichung 2.10 lässt sich lösen, in dem  $\kappa$  (und damit letztendlich der effektive Brechungsindex, Gleichung 2.5) bei einem gegebenen V-Parameter variiert wird, bis die Gleichung auf beiden Seiten gleiche Werte annimmt. Die gefundene Feldverteilung entspricht einer geführten *Mode*, welche einen Eigenvektor  $\Psi$  der Differentialgleichung darstellt mit dem *effektiven Brechungsindex*  $n_{eff}$  als dem Eigenwert. Die Führung ergibt sich aufgrund der (im Strahlenbild betrachteten) erfüllten Bedingung der Totalreflektion und äußert sich (im Wellenbild) im exponentiellen Abfall des Feldes außerhalb des Kerns, weshalb man hier auch von einem evaneszenten Feld spricht. Bei einem gegebenen V-Parameter existieren  $l$  'L'inear 'P'olarisierte Moden mit den sich aus den Besselfunktionen ergebenden  $m$  Variationen abhängig vom Azimutalwinkel [13]. Deshalb werden sie als  $LP_{lm}$ -Moden bezeichnet. Die ersten Lösungen für  $l = 0$  und  $l = 1$  wären in diesem Fall also eine  $LP_{01}$ - bzw  $LP_{11}$ -Mode (erstes und zweites Bild Abbildung 2.2). Die Anzahl der Lösungen ist begrenzt, deshalb lässt sich mit dieser Methode der Satz Moden für einen gegebenen V-Parameter vollständig bestimmen [13]. Eine Betrachtung der Nullstellen der Besselfunktionen ergibt, dass bei einem V-Parameter von  $\leq 2,405$  nur die  $LP_{01}$ -Mode propagieren kann [13]. In diesem



**Abbildung 2.2:** Simulation der Intensitätsverteilung von LP Moden in einer Doppelmantelfaser mit zwei Indexstufen (Grau gestrichelt). Hier existieren Moden sowohl im Kern als auch im Mantel der Faser

Fall spricht man bei gegebenen Faserparametern und gegebener Wellenlänge von einer Grundmode- bzw. Singlemode-Faser. Unterhalb dieser gegebenen Wellenlänge kann auch die nächst höhere Kernmode, üblicherweise die  $LP_{11}$ -Mode propagieren, weshalb diese Wellenlänge auch als Cut-Off-Wellenlänge für die nächst höhere Kernmode bezeichnet wird.

Eine typische Singlemode-Faser für den Bereich der Telekommunikation ( $\lambda = 1,5\mu m$ ) hat einen Kernradius von etwa  $5\mu m$  bei einer NA von etwa 0,12. Die entsprechende Brechungsindexdifferenz zwischen Kern und Mantel ist damit so gering, dass die sog. Weakly Guiding Approximation [13] gut erfüllt ist und mit TE- und TM- Moden gearbeitet werden kann [13]. Bei diesen Moden existiert aufgrund der schwachen Führung nur eine transversale, jedoch keine longitudinale Komponente des elektrischen bzw. magnetischen Feldes.

Im Prinzip lassen sich mit der oben beschriebenen Prozedur auch Moden von Doppelmantelfasern berechnen, es müssen dabei allerdings zwei Indexstufen berücksichtigt und damit zwei Stetigkeitsbedingungen eingehalten werden. Dementsprechend sind die Lösungen ebenfalls Besselfunktionen, allerdings höherer Art. Man bezeichnet sie auch als Mantel- bzw. Claddingmoden (Drittes und viertes Bild, Abbildung 2.2). Die Betrachtung und Simulation von Doppelmantelfasern ist wichtig für den Einsatz langperiodischer Gitter in Glasfasern, weshalb dieser Aspekt in Kapitel 2.1.3 und 3.6 ausführlich besprochen wird.

Für alle zylinderförmig von innen nach außen abfallenden Brechungsindexverteilungen, die einen Wellenleiter in z-Richtung bilden, lassen sich nun bestimmte Aussagen zu den Eigenschaften der geführten Moden treffen. Sie sind als Lösung der Wellengleichung zunächst einmal orthonormaler Natur [13]:

$$\langle E_{l,m}(r, \phi), E_{l',m'}(r, \phi) \rangle = \delta(l, l')\delta(m, m') \quad (2.12)$$

Die gesamte, propagierende elektromagnetische Feldverteilung des Kerns lässt sich daher als Superposition der orthonormalen Moden schreiben [13]:

$$E_{ges}(r, \phi, z) = \sum_{l,m} c_{l,m} E_{l,m}(r, \phi) e^{i(\omega t - \beta_{l,m} z)} \quad (2.13)$$

In Gleichung 2.13 ist  $c_{l,m}$  ein Maß für die Feldstärke der jeweiligen Mode, und für den Leistungserhalt gilt

$$\sum_{l,m} |c_{l,m}|^2 \sim P_{ges} \quad (2.14)$$

da sich die Leistung aus der Intensität ergibt. Für den Fall, dass Moden mit  $n_{eff} < n_2$  existieren, oszillieren diese auch außerhalb des Kerns. Ist der Mantel der Faser unendlich ausgedehnt, spricht man von ungeführten Strahlungsmoden [13].

### 2.1.2 Moden in photonischen Kristallfasern

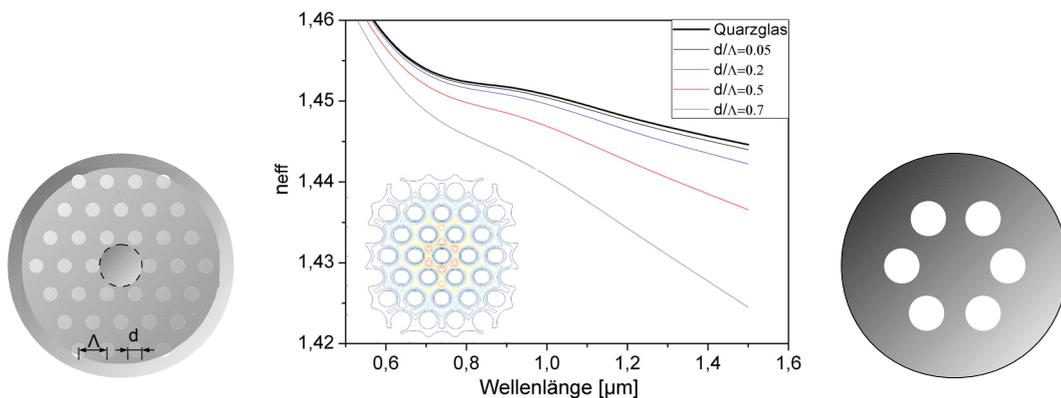
Photonische Kristallfasern (PCF-Fasern) stellen Wellenleiter dar, die Luftkapillaren nahezu beliebigen Querschnitts nutzen, um bestimmte optische Eigenschaften zu erzielen. PCF-Fasern lassen sich in zwei Klassen unterteilen. Zum einen kann die Kapillarstruktur im Querschnitt einen Indexverlauf erzeugen, der Eigenschaften eines Bragg-Reflektors hat und auf diesem Wege eine Führung des Lichts im Kern bewirkt. Da die Bragg Reflektion ein resonanter, wellenlängenabhängiger Vorgang ist, spricht man auch von photonischen Bandlückenfasern (Photonic Bandgap, PBG-Fasern, [8]). Nur für bestimmte Wellenlängen wird das Licht im Kern einer PBG-Faser durch Bragg-Reflektion geführt.

In dieser Arbeit wurden in erster Linie PCF-Fasern untersucht, die eine Führung des Lichts im Kern durch eine effektive Indexabsenkung des Mantels erzeugen und damit eine gewisse Ähnlichkeit mit SI-Fasern besitzen. Bewirkt wird die Indexabsenkung des Mantels durch Luftkapillaren, welche kreisförmig hexagonal um einen Bereich ohne Luftkapillaren angeordnet sind, dem Kern der Faser. Dieser kann aus einer fehlenden Kapillare (one hole missing design) oder einer fehlenden Kapillare und einem oder mehreren fehlenden Kapillarringen bestehen (z.B. seven/ nineteen hole missing design). Das Verhältnis des Kapillardurchmessers  $d$  und des Abstandes der Kapillazentren  $\Lambda$  ergeben den für weitere Betrachtungen wichtigen  $\frac{d}{\Lambda}$ -Parameter, Abbildung 2.3.

Da es für eine solche Indexstruktur keine analytische Lösung gibt, muss die inhomogene Wellengleichung 2.1 durch numerische Verfahren gelöst werden, wobei  $n(x, y)$  einer Indexverteilung wie in Abbildung 2.3 entspricht.

Es gibt nun zwei Möglichkeiten, den Effekt der Führung des Lichts durch diese Struktur qualitativ zu betrachten, Abbildung 2.3. Zum Ersten kann die Kapillarstruktur als ein effektives Medium aufgefasst werden, dessen effektiver Brechungsindex durch die

Anteile von Luft und Glas und dessen Brechungsindex bestimmt wird und damit unter dem von Glas ohne Kapillarstruktur liegen muss. Bei vielen Kapillarringen und im Vergleich zu Kern und Wellenlänge kleinen Kapillardurchmessern ist diese Beschreibung gerechtfertigt [18]. Eine Möglichkeit, den effektiven Index der den Kern umgebenden Kapillarstruktur zu bestimmen, besteht in der Simulation derselben ohne einen Kern. Die in einer solchen Struktur existierende Mode wird auch als 'fundamental space filling' (FSM) Mode bezeichnet (im mittigen Bild unten links exemplarisch dargestellt) und zeigt eine gänzlich andere Wellenlängenabhängigkeit als Quarzglas ohne Kapillaren, Abbildung 2.3. Die numerische Apertur einer PCF-Faser wächst demnach mit der



**Abbildung 2.3:** PCF-Design mit Erklärung der Führung durch den effektiven Index (links) oder durch Beugung an der Kapillarstruktur (rechts). Mitte: Einfluss des Luft-Glas Verhältnisses ( $\frac{d}{\Lambda}$ ) in der Kapillarstruktur links auf den wellenlängenabhängigen, effektiven Index derselben.

Wellenlänge und wirkt damit dem bei SI-Fasern auftretenden Wachsen des Modenfeld-durchmessers mit der Wellenlänge entgegen.

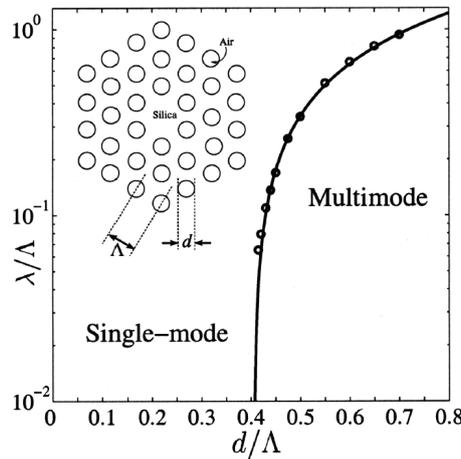
Zum Zweiten, im extremen Fall von einem Kapillarring um den Kern mit Kapillardurchmessern im Bereich der Kerngröße ist es sinnvoller, die Kapillaren als Bereiche mit starker Führung durch Totalreflexion zu betrachten, die sich mit Bereichen ohne Führung zwischen den Kapillaren sternförmig abwechseln. Die Führung entsteht hier hauptsächlich durch Beugung an dem Kapillarring [19] mit einer endlichen Beugungseffizienz. Dies erklärt auch, warum die Moden in PCF-Fasern ohne eine die Kapillarstruktur umschließende, geschlossene Indexstruktur bei Propagation grundsätzlich verlustbehaftet sind.

Die numerisch gefundenen Moden einer PCF-Faser zeigen eine gewisse Ähnlichkeit mit Bessel-Funktionen, sodass man bei PCF-Fasern von LP ähnlichen Moden spricht. Die Definition eines V-Parameters ist bei PCF-Fasern jedoch unzuweckmäßig. Durch die verlustbehaftete Propagation der Moden ließe sich durch den V-Parameter allein nicht vorhersagen, welche Moden in einer Faser existieren können. Diese Aussage ist demnach abhängig von der Faserlänge. Dementsprechend kann für eine PCF-Faser keine Cut-

Off-Wellenlänge für die nächst höhere  $LP_{11}$ -Kernmode definiert werden.

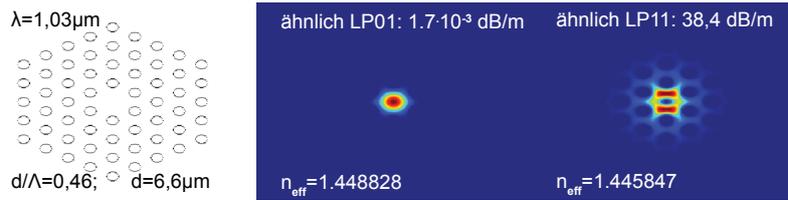
Mortensen et. al. haben vorgeschlagen, im speziellen Fall einer one hole missing PCF-Faser mit mehr als einem Kapillarring die Kapillarstruktur so anzupassen, dass bei einer gegebenen Wellenlänge die transversale Ausdehnung der nächst höheren Kernmode, der  $LP_{11}$ -ähnlichen Mode, in etwa dem Kerndurchmesser von  $2\Lambda$  entspricht [20]. In diesem Fall wirkt die Kapillarstruktur wie ein 'Sieb', welches nur die  $LP_{01}$ -ähnliche Mode im Kern behält und alle anderen Moden durchlässt, bzw. ihnen hohe Verluste zufügt [20].

Optimiert man nun auf numerischem Wege mit dieser Spezifikation den  $\frac{d}{\Lambda}$ -Parameter für verschiedene Wellenlängen, so zeigt sich in Abbildung 2.4 aus [20], dass mit dieser einfachen, geometrischen Betrachtung eine Grenze gefunden werden kann, ab der die Verluste der  $LP_{11}$ -ähnlichen Mode um mehrere Größenordnungen ansteigen. Für

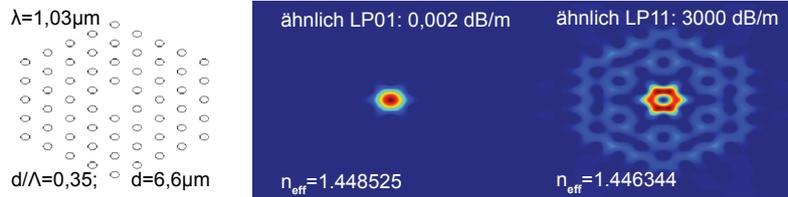


**Abbildung 2.4:** Einfluß der Wellenlänge und des  $\frac{d}{\Lambda}$ -Parameters auf die Verluste der höheren Kernmoden. Die Punkte auf der Kurve entsprechen dem Fall des optimalen  $LP_{11}$ -Modensiebes nach [20]

jede Wellenlänge existiert ein  $\frac{d}{\Lambda}$ -Parameter als Grenze, ab der nur die  $LP_{01}$ -ähnliche Mode (Singlemode) oder mehrere Moden (Multimode) mit geringen Verlusten propagieren können. Erstaunlicherweise verbleiben ab einem  $\frac{d}{\Lambda}$ -Parameter  $<0,4$  für beliebige Wellenlängen die o.g. Verluste für die höhere Kernmode so hoch, dass nach ausreichender Propagation stets der Singlemode-Fall eintritt. Fasern mit einem derartigen Querschnitt bezeichnet man als ESM (Endlessly single mode) Fasern. In den folgenden Abbildungen werden die Verluste für die  $LP_{01}$ - und die  $LP_{11}$ -ähnlichen Moden für eine one hole missing PCF-Faser aus Quarzglas bei  $1,03 \mu m$  Wellenlänge und einem  $\frac{d}{\Lambda}$ -Parameter  $>0,4$  und  $<0,4$  ermittelt. Diese numerischen Simulationen (erstellt mit Lumerical, [17]) zeigen, dass der von Mortensen vorgeschlagene Cut-Off für höhere Kernmoden keine harte Grenze ist, sondern eher die Propagationsverluste für diese Moden bei einem  $\frac{d}{\Lambda}$ -Parameter  $>0,4$  wie oben beschrieben um Größenordnungen zu-



**Abbildung 2.5:** Propagationsverluste der  $LP_{01}$ - und die  $LP_{11}$ -ähnlichen Moden für  $\frac{d}{\lambda} > 0,4$



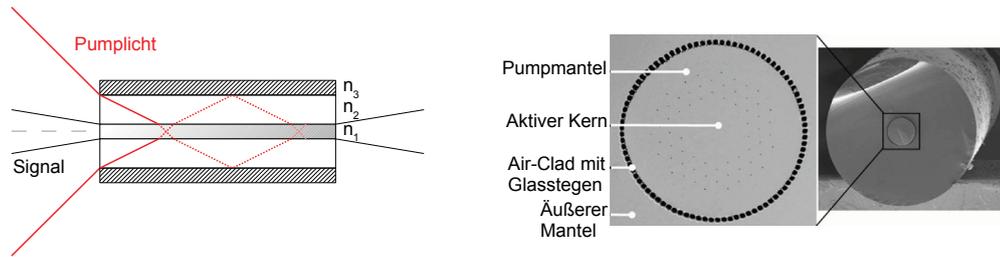
**Abbildung 2.6:** Propagationsverluste der  $LP_{01}$ - und die  $LP_{11}$ -ähnlichen Moden für  $\frac{d}{\lambda} < 0,4$

nehmen. Bei ausreichender Faserlänge würde die  $LP_{11}$ -ähnliche Mode also in beiden Fällen verschwinden.

### 2.1.3 Aktive, mit Ytterbium dotierte Fasern

Um Licht in einer Faser zu verstärken, bietet es sich an, den Kern mit einem Material zu dotieren, welches nutzbare Pump- und Laserübergänge besitzt. Hierfür sind insbesondere Seltene Erden wie Ytterbium, Erbium, Praseodymium, Thulium und Holmium interessant, die aufgrund ihrer Orbitalkonfiguration Übergänge mit hoher Oszillatorstärke im Nahinfraroten besitzen. Zudem bieten sie in guter Näherung Drei- und Vier-niveauschemata mit den für die optische Verstärkung erforderlichen Zustandslebensdauern und Wirkungsquerschnitten für Absorption und Emission [24]. Üblicherweise wird als Wirtsmaterial Quarzglas verwendet, welches aufgrund seiner ausgezeichneten optischen Qualität und der hohen Schmelztemperatur hohen Leistungen standhalten kann [25].

Es gibt nun zwei technisch relevante Möglichkeiten, das Pumplicht in den Kern einzukoppeln. Zum einen kann, beispielsweise mit einer Laserdiode, direkt in den dotierten Kern gepumpt werden. Bei einer aktiven Singlemode-Faser erfordert das ein Strahlparameterprodukt ( $NA \times \text{Kernradius}$ , ähnlich dem V-Parameter), welches dem beugungsbegrenzten Fall entspricht, was eine deutliche Leistungsbegrenzung durch momentan erhältliche Laserdioden bedeutet. Aus diesem Grunde wurde das Konzept der Doppelmantelfaser entwickelt, Abbildung 2.7 links [1]. Mit einer derartigen Faser können die Anforderungen an die Strahlqualität der Pumpquelle stark verringert werden, da das Strahlparameterprodukt des den aktiven Kern umgebenden Mantels i.d.R. um ein bis zwei Größenordnungen über dem des inneren Kerns liegt. Andererseits verringert sich bei diesem Konzept die Pumplichtabsorption proportional zu dem quadrierten



**Abbildung 2.7:** Links: Skizze der Doppelmantelfaser mit  $n_1 > n_2 \gg n_3$  und dotiertem Kern. Pumplicht (977nm) rot im Bild, Signal (1020-1090nm) grau im Bild. Rechts: Querschnitt einer typischen, aktiven PCF-Faser mit Air Clad Konzept, ©IAP Jena

Verhältnis von Kern- und Manteldurchmesser. Die Faser muss darum entsprechend länger gewählt werden, um das Pumplicht möglichst vollständig zu absorbieren. Eine Verbesserung der Absorption wird allerdings z.B. durch nicht-rotationssymmetrische Mantelquerschnitte bewirkt [27].

Aufgrund des großen V-Parameters des Pumpmantels können dort viele Hundert Mantelmoden angeregt werden, was von einiger Bedeutung für die Auslegung und Charakterisierung langperiodischer Gitter ist (Kapitel 3.6).

Aktive PCF-Fasern arbeiten üblicherweise mit dem so genannten Air-Clad-Konzept. Der Pumplicht führende Mantel mit dem aktiven Kern wird dabei mit dünnen Glasstegen in einer großen Kapillare (dem Air Clad) aufgehängt, Abbildung 2.7 rechts. Aufgrund der großen Brechzahldifferenz zwischen der den Mantel umgebenden Luft und dem Mantel selbst kann eine sehr große numerische Apertur des Pumpmantels von  $>0,5$  erreicht werden, was die Anforderungen an die Strahlqualität der Pumpquelle weiter reduziert. Das Spleißen von PCF-Fasern mit Air-Clad ist technologisch sehr anspruchsvoll, da beim Spleißvorgang der Kern angeschmolzen werden muss, ohne das Air-Clad zu kollabieren.

## 2.2 Kopplung von Moden in Wellenleitern

Wie in Kapitel 2.1.1 besprochen, stellen die Moden eines Wellenleiters ein Orthonormalsystem dar. Die Moden tauschen während der Propagation keine Leistung untereinander aus. Aufgrund der Definition des effektiven Brechungsindex in Kapitel 2.1.1 kann jeder propagierenden  $LP_{lm}$ -Mode ein diskreter Winkel  $\theta_{lm}$  zum Lot der Faser zugeordnet werden. Die Projektion des  $k$ -Vektors auf die  $z$ -Achse entspricht also der Propagationskonstante  $\beta_{lm}$  einer Mode, Abbildung 2.1. Ein Leistungsaustausch kann stattfinden, wenn es zu einer Anpassung der Phase kommt, bzw. die Winkeldifferenz zweier Moden im Strahlenbild ausgeglichen wird. In einer Faser ist das nur durch eine von außen eingebrachte Störung  $\Delta\epsilon(x, y, z)$  zu erreichen, welche effektiv die Orthogona-

lität der Moden aufhebt. In diesem Fall ergibt sich aus dem nicht mehr verschwindenden Integral des Skalarproduktes zweier koppelnder Moden  $\Psi_i$  und  $\Psi_j$  mit der Störung  $\Delta\epsilon$  der Kopplungskoeffizient  $K_{ij}$ , welcher mit der Einheit  $[K] = \frac{1}{m}$  die Überkopplung der Leistung pro Länge zwischen zwei Moden beschreibt:

$$K_{ij}(z) = \frac{\omega}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\epsilon(x, y, z) \frac{\Psi_{i,t}^*}{\|\Psi_{i,t}^*\|} \frac{\Psi_{j,t}}{\|\Psi_{j,t}\|} dx dy \quad (2.15)$$

Die o.g. Variablen haben die Einheiten  $[\frac{\Psi}{\|\Psi\|}] = \frac{V}{m} \frac{1}{\sqrt{W}}$  und  $[\Delta\epsilon] = \frac{As}{Vm}$ . Damit ergibt sich die offensichtliche Frequenzabhängigkeit von  $K$ .  $\frac{\Psi}{\|\Psi\|}$  steht hier für die Betrachtung der Transversalkomponenten mit der Darstellung als Einheitsvektor, damit das Überlapp-Integral zwischen 0 und 1 liegt. Die ausschließliche Betrachtung der Transversalkomponenten für  $K_{ij}$  ergibt sich auch hier wieder aus der Weakly Guiding Approximation, aufgrund derer die longitudinalen Komponenten vernachlässigt werden können [13].

### 2.2.1 Grundsätzliche Betrachtungen

Zunächst wird der allgemeine Fall der Kopplung zweier Moden mit jeweils der Amplitude  $A(z)$  und  $B(z)$  während der Propagation betrachtet. Im Gegensatz zu den Feldanteilen der Moden  $c_{l,m}$  aus Gleichung 2.14 sind diese Amplituden aufgrund der o.g. Störung von  $z$  abhängig, wobei im Vergleich zur Oszillation der elektromagnetischen Welle nur langsame Veränderungen der Amplitude betrachtet werden. Mit diesen Annahmen lassen sich zwei koppelnde Moden formulieren:

$$a(x, y, z, t) = A\Psi_t e^{i(\omega_a t - \beta_a z)} ; b(x, y, z, t) = B\Psi_t e^{i(\omega_b t - \beta_b z)} \quad (2.16)$$

Nun lässt sich zeigen, dass im Fall einer Störung während der Propagation die Moden Leistung austauschen [21], was sich mit einem System von gekoppelten Differentialgleichungen ausdrücken lässt:

$$\frac{dA}{dz} = \kappa_{ab} B e^{-i\Delta z} ; \frac{dB}{dz} = \kappa_{ba} A e^{-i\Delta z} \quad (2.17)$$

Dabei entspricht  $\Delta$  der eingangs besprochenen Phasenfehlانpassung. Sie wirkt sich direkt auf die Stärke der Kopplung aus und ist abhängig von den Wellenvektoren der beteiligten Moden sowie der Störung selbst. Die Kopplungskoeffizienten  $\kappa_{ab}$  und  $\kappa_{ba}$  basieren auf dem Ausdruck aus Gleichung 2.15.

Da die Moden nur unter sich Leistung austauschen, kann mit Hilfe von Gleichung 2.14 der Leistungserhalt formuliert werden:

$$\frac{d}{dz} (|A|^2 + |B|^2) = 0 \quad (2.18)$$

Im Zusammenhang mit Ausdruck 2.17 führt das zu der Bedingung  $\kappa_{ab} = -\kappa_{ba}^*$ . In einem Wellenleitersystem, welches zwei Moden  $a$  und  $b$  führt und sie wie oben beschrieben koppelt, wird jetzt nur die Mode  $b$  mit der Startamplitude  $B_0$  angeregt. Daraus ergeben sich die Randbedingungen  $b(0) = B_0$  und  $a(0) = 0$ . Damit lässt sich das Gleichungssystem 2.17 lösen [21]. Mit  $\kappa^2 = |\kappa_{ab}|^2$  ergibt sich für perfekte Phasenanpassung:

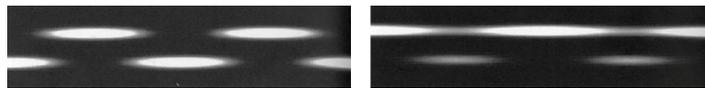
$$A(z) = B_0 \frac{2\kappa_{ab}}{(4\kappa^2 + \Delta^2)^{1/2}} e^{-i\Delta z/2} \sin[(4\kappa^2 + \Delta^2)^{1/2} \frac{z}{2}] \quad (2.19)$$

$$B(z) = -i \frac{\Delta}{(4\kappa^2 + \Delta^2)^{1/2}} \sin[(4\kappa^2 + \Delta^2)^{1/2} \frac{z}{2}] + B_0 e^{-i\Delta z/2} \cos[(4\kappa^2 + \Delta^2)^{1/2} \frac{z}{2}] \quad (2.20)$$

Dieses Ergebnis zeigt, dass bei einer perfekten Phasenanpassung ( $\Delta = 0$ ) ein vollständiger Transfer der Leistung zwischen den Moden stattfindet und dieser Transfer periodisch mit  $z$  oszilliert. Mit der Normierung  $\kappa^2 = |\kappa_{ab}|^2$  ergibt sich:

$$a(z, t) = B_0 \frac{\kappa_{ab}}{\kappa} e^{i(\omega_a t - \beta_a z)} \sin(\kappa z) ; b(z, t) = B_0 e^{i(\omega_b t - \beta_b z)} \cos(\kappa z) \quad (2.21)$$

Dabei trägt  $\frac{\kappa_{ab}}{\kappa}$  einer Phasenverschiebung zwischen  $a$  und  $b$  Rechnung, da  $\kappa_{ab}$  komplex ist. Ein vollständiger Transfer von  $b$  nach  $a$  findet statt, wenn  $|\kappa_{ab}|z = \pi/2$ , ebenso wird die Leistung vollständig wieder zurückgekoppelt, wenn  $|\kappa_{ab}|z = \pi$ . Auch führt eine Vergrößerung der Phasenfehl-anpassung  $\Delta$  zu einer Verringerung der transferierten Leistung, Abbildung 2.8. Zusammengefasst existiert also eine Periode des Transfers, sie



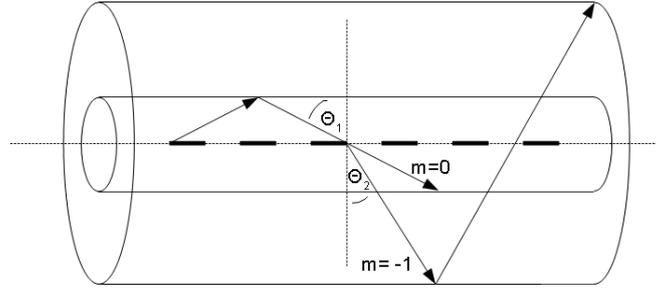
**Abbildung 2.8:** Überkopplung zweier Moden bei perfekter und nicht vollständiger Phasenanpassung [13]

beträgt  $\pi/2\kappa$ . Eine vollständige Überkopplung ist nur möglich, wenn die Phasenfehl-anpassung  $\Delta$  verschwindet.

## 2.2.2 Gekoppelte Moden in optischen Glasfasern

Der im vorherigen Kapitel hergeleitete Ansatz lässt sich mit einigen zusätzlichen Betrachtungen auch auf das Modensystem einer Glasfaser übertragen. Der Übersichtlichkeit wegen wird nur die Kopplung zweier Moden mit identischer Ausbreitungsrichtung in einer schwach führenden Faser diskutiert. Die Indexmodifikation, welche letztendlich zur Kopplung führt, sei für alle folgenden Beispiele eine Cosinus-Funktion mit konstanter Amplitude und Periode. Zudem seien die beiden koppelnden Moden eine Kern- und eine Mantelmode, wie sie in 2.1.1 eingeführt wurden. Nun habe der Kern den Bre-

chungsindex  $n_1$ , der Mantel  $n_2$  und der zweite Mantel (bzw. das umgebende Medium) den Brechungsindex  $n_3$  mit  $n_1 > n_2 > n_3$ . Aufgrund dessen lässt sich vorhersagen, dass der effektive Brechungsindex der geführten Kernmode und der effektive Brechungsindex der geführten Mantelmode der Bedingung  $n_1 > n_{eff,K} > n_2 > n_{eff,M} > n_3$  gehorcht. Damit lassen sich der Kernmode und Mantelmode zwei Propagationswinkel im Strahlenbild zuordnen, Abbildung 2.9. Möchte man nun beispielsweise die Kern-



**Abbildung 2.9:** Propagationswinkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  einer Kern- bzw. einer Mantelmode im Strahlenbild [9]

mode für eine bestimmte Wellenlänge in die Mantelmode koppeln, so kann man sich mit einer geometrischen Betrachtung klar machen, dass eine periodische Modulation bzw. Störung im Kern der Faser zu eben diesem Effekt führt. In diesem Fall lässt sich die periodische Modulation wie ein Beugungsgitter behandeln, bei der die bekannte Gittergleichung mit dem Einfallswinkel  $\theta_1$  und dem Ausfallswinkel  $\theta_2$  gilt:

$$n \sin \theta_2 = n \sin \theta_1 + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.22)$$

Hier ist  $n$  der gemittelte Brechungsindex in der Faser,  $\Lambda$  die Gitterperiode und  $m$  die Beugungsordnung, welche für die erste Ordnung den Wert  $m = -1$  annimmt. Mit der bereits eingeführten Definition  $n_{eff} = n \sin \theta$  ergibt sich damit der Ausdruck

$$n_{eff,K} - n_{eff,M} = \frac{\lambda}{\Lambda}, \text{ oder auch } \beta_K - \beta_M = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.23)$$

Wenn also Wellenlänge und Gitterperiode bei gegebenen Propagationskonstanten die obige Gleichung erfüllen, kommt es zu einer Leistungsüberkopplung zwischen den Moden. Anschaulich ausgedrückt passiert dies, wenn nach Gleichung 2.23 der k-Vektor des Gitters der Schwebung der k-Vektoren der beiden koppelnden Moden entspricht.

Im Folgenden soll nun untersucht werden, wie sich die langsam veränderlichen einhüllenden Amplituden  $A_1$  und  $A_2$  im o.g. Beispiel einer Kern- und Mantelmode bei Kopplung verhalten. Dazu wird folgende Darstellung der beiden Moden verwendet:

$$E_{gesamt}(x, y, z, t) = A_1 e^{i\beta_1 z} c_1 \Psi_1 e^{-i\omega t} + A_2 e^{i\beta_2 z} c_2 \Psi_2 e^{-i\omega t} \quad (2.24)$$

Die Feldanteile der Moden  $c_1$  und  $c_2$  werden später durch die Anfangsbedingungen vorgegeben und sind hier nicht weiter von Interesse. Ähnlich wie in Abschnitt 2.2.1 soll nun schrittweise das gekoppelte Differentialgleichungssystem aufgestellt werden, wobei der mit  $\omega t$  oszillierende Teil vernachlässigt wird. Zunächst wird die Entwicklung der langsamen einhüllenden Amplitude  $A_1$  der ersten Mode entlang der  $z$ -Achse betrachtet [9]:

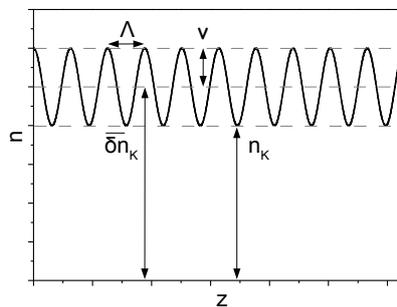
$$\frac{dA_1}{dz} = i \sum_{k=1}^2 A_k K_{k1} e^{i(\beta_k - \beta_1)z} = iA_1 K_{11} + iA_2 K_{21} e^{i(\beta_2 - \beta_1)z} \quad (2.25)$$

Für die Betrachtung der Kopplungskonstanten  $K$  im Fall einer optischen Faser wird die Annahme getroffen, dass die Brechungsindexmodulation ausschließlich und radial homogen im Kern der Faser stattfindet [9] und klein gegenüber dem Brechungsindex des Fasermaterials ist. In Kapitel 3.6 wird noch näher darauf eingegangen, warum diese Annahmen korrekt sind. Ausgeschlossen werden kann natürlich der Fall, dass die Brechungsindexmodulation homogen über dem gesamten Querschnitt der Faser stattfindet. In diesem Fall würde der Ausdruck für den Kopplungskoeffizienten aus Gleichung 2.15 wieder zur Orthonormalitätsbedingung für einen Satz von propagierenden Moden aus Gleichung 2.12, und damit zu Null werden [22].

Mit den oben getroffenen Annahmen lässt sich die Indexmodulation formulieren zu  $\delta n \cong \frac{\Delta\epsilon}{2\epsilon_0 n}$ . Bei einer cosinus-förmigen Indexmodulation im Kern entlang der  $z$ -Achse ergibt sich

$$\delta n_{Kern}(z) = \overline{\delta n}_K [1 + v \cos(\frac{2\pi}{\Lambda} z)] = \overline{\delta n}_K \left( 1 + \frac{v}{2} [e^{i(2\pi/\Lambda)z} + e^{-i(2\pi/\Lambda)z}] \right) \quad (2.26)$$

Dabei entspricht  $\overline{\delta n}_K$  dem Mittelwert des Brechungsindexes des Kerns im Bereich der Indexmodulation und  $v$  der Amplitude der Indexmodulation mit der Periode  $\Lambda$ , Abbildung 2.10. Mit diesen Näherungen lassen sich die Kopplungskoeffizienten umformulieren



**Abbildung 2.10:** Variablen für die Beschreibung der Indexmodulation im Kern einer Glasfaser.

ren zu jeweils einem über die Periode gemittelten Koeffizienten  $\sigma$  und einem über die Periode alternierenden Koeffizienten  $\kappa$ . Auf diese Weise wird dem Aspekt Rechnung getragen, dass die Leistungsüberkopplung zwischen den Moden nicht unbedingt voll-

ständig erfolgen muss, dazu später mehr. Um die Umformulierung zu erleichtern, wird das transversale Überlappintegral aus Gleichung 2.15 der beteiligten Moden im Kern mit einem Platzhalter  $\mathcal{U}$  versehen:

$$\mathcal{U} = \frac{1}{2}\omega\epsilon_0 n_K \int \int_{Kern} \Psi_{j,t} \Psi_{k,t} dx dy \quad (2.27)$$

Damit ergibt sich für den gemittelten Kopplungskoeffizienten  $\sigma_{jk} = \overline{\delta n_K} \mathcal{U}$  und für den alternierenden Kopplungskoeffizienten  $\kappa_{jk} = \frac{v}{2} \overline{\delta n_K} \mathcal{U} = \frac{v}{2} \sigma_{12}$ . Mit den gewonnenen Ausdrücken lässt sich der Kopplungskoeffizient  $K$  wie folgt ausdrücken:

$$K_{jk} = \delta n_K(z) \mathcal{U} = \sigma_{jk} + \kappa_{jk} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \quad (2.28)$$

Einsetzen der neuen Formulierung des Kopplungskoeffizienten (mit dem Cosinusterm in Exponentialschreibweise) in Gleichung 2.25 und vollständiges Ausmultiplizieren führt zu:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= iA_1 K_{11} + iA_2 K_{21} e^{i(\beta_2 - \beta_1)z} = \\ & iA_1 \sigma_{11} + \frac{i}{2} A_2 \kappa_{21} e^{i(\beta_2 - \beta_1 + 2\pi/\Lambda)z} \\ & + iA_1 \kappa_{11} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) + iA_2 \sigma_{21} e^{i(\beta_2 - \beta_1)z} + \frac{i}{2} A_2 \kappa_{21} e^{i(\beta_2 - \beta_1 - 2\pi/\Lambda)z} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Die ersten beiden Summanden unterscheiden sich von den restlichen durch die Möglichkeit einer  $z$ -Invarianz. Für den ersten Summanden ist das trivial gegeben, für den zweiten ist die aus Gleichung 2.22 abgeleitete Phasenanpassungsbedingung zu erfüllen, damit der Exponent verschwindet. Die ersten beiden Summanden tragen also zu einer  $z$ -invarianten Überkopplung bei, während die restlichen schnell mit  $z$  oszillieren und damit für die Bilanz der langsam veränderlichen Amplituden vernachlässigt werden können. Diese Näherung wird auch als synchrone Approximation bezeichnet [9]. Letztendlich nimmt Gleichung 2.29 folgende Form an:

$$\frac{dA_1}{dz} = iA_1 \sigma_{11} + \frac{i}{2} A_2 \kappa_{21} e^{-i2\delta z} \quad \text{mit } \delta = \frac{1}{2}(\beta_1 - \beta_2 - 2\pi/\Lambda) \quad (2.30)$$

In diesem Fall ist  $\delta$  der sog. Detuning-Faktor, ein Maß für die bereits diskutierte Phasenfehlpassung. Setzt man Gleichung 2.23 in obigen Ausdruck ein, ergibt sich eine Form für den Detuning-Faktor, welche das Verhalten der Überkopplung bei Abweichung einer Testwellenlänge  $\lambda$  von der Resonanz- bzw. Designwellenlänge  $\lambda_D$  (Designwellenlänge nach Gleichung 2.23) zeigt:  $\delta = \pi(n_{eff1} - n_{eff2})(\lambda^{-1} - \lambda_D^{-1})$ . Damit und mit der

synchronen Approximation lässt sich das Gleichungssystem 2.25 neu formulieren:

$$\frac{dA_1}{dz} = iA_1\sigma_{11} + \frac{i}{2}A_2\kappa_{21}e^{-i2\delta z} ; \frac{dA_2}{dz} = iA_2\sigma_{22} + \frac{i}{2}A_1\kappa_{12}^*e^{i2\delta z} \quad (2.31)$$

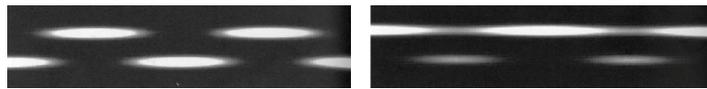
Um dieses Gleichungssystem in eine einfach lösbare, kanonische Form zu bringen, wird folgende Transformation durchgeführt [9]:

$$A_1 = R(z)e^{i(\sigma_{11}+\sigma_{22}-2\delta)z/2} ; A_2 = S(z)e^{i(\sigma_{11}+\sigma_{22}+2\delta)z/2} \quad (2.32)$$

Wenn die Testwellenlänge ungleich der Designwellenlänge ist, wird die Leistung zwischen den Moden nicht vollständig übergekoppelt. Um dem Rechnung zu tragen, wird der Selbstkopplungskoeffizient  $\hat{\sigma} = \sigma_{11}/2 - \sigma_{22}/2 + \delta$  eingeführt. Für die Kreuzkopplung wird, wie bereits eingeführt, mit  $\kappa = \kappa_{12} = \kappa_{21}^*$  gerechnet. Setzt man die Gleichungen von Ausdruck 2.32 in das Gleichungssystem 2.31 ein und führt jeweils die Ableitung unter Berücksichtigung der Produktregel durch, so kann das Gleichungssystem unter Betrachtung der neuen, langsam veränderlichen Amplituden  $R$  und  $S$  in die kanonische Form gebracht werden:

$$\frac{dR}{dz} = i\hat{\sigma}R + i\kappa S ; \frac{dS}{dz} = -i\hat{\sigma}S + i\kappa^*R \quad (2.33)$$

Dabei zeigen die Moden das gleiche Überkopplungsverhalten wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, nämlich einen periodischen Leistungstransfer entlang der Indexmodifikation. Er ist vollständig, wenn der Selbstkopplungskoeffizient verschwindet, andernfalls findet er nur teilweise statt, Abbildung 2.11. Deshalb kann der Selbstkopplungskoeffi-



**Abbildung 2.11:** Überkopplung zweier Moden bei  $\sigma = 0$  und  $\sigma \neq 0$  [13]

zient  $\sigma$  als Maß für die Phasenfehlpassung  $\Delta$  analog zu den Gleichungen 2.19 und 2.20 betrachtet werden.

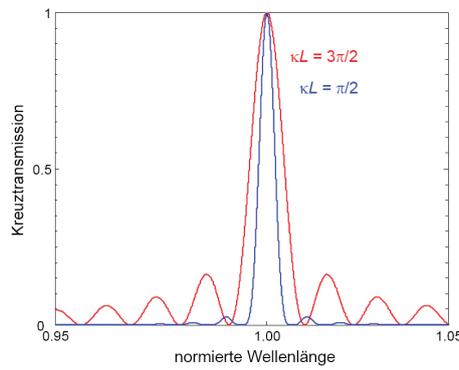
Sei nun die Leistungsverteilung der beiden Moden so gewählt, das  $R(0) = 1$  und  $S(0) = 0$ . In diesem Fall startet beispielsweise die Amplitude  $R$  der Kernmode mit der vollen zur Verfügung stehenden Leistung, die auf 1 normiert ist. Dann gilt für die Leistungsüberkopplung  $t_x$  zur Mantelmode mit der Amplitude  $S$

$$t_x = \frac{|S(z)|^2}{|R(0)|^2} = \frac{1}{1 + \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}} \sin^2 \left( \sqrt{\kappa^2 + \hat{\sigma}^2} z \right) \quad (2.34)$$

Bei vollständig verschwindendem  $\hat{\sigma}$  und der Länge  $L$  der Indexmodifikation entlang der Faser ergibt sich die maximale Überkopplung

$$t_{x,max} = \sin^2 \kappa L \quad (2.35)$$

Sie wird maximal, wenn die Bedingung  $\kappa L = (2n' - 1)\frac{\pi}{2}$  (Mit  $n' = 1, 2, 3, \dots$ ) erfüllt ist. Gleichzeitig ist das wellenlängenabhängige Überkopplungsverhalten abhängig davon, wie groß in diesem Fall  $n'$  ist, da mit großem  $n'$  auch die Höhe der Nebenmaxima wächst, Abbildung 2.12. Die spektrale Bandbreite der Überkopplung lässt sich durch



**Abbildung 2.12:** Überkopplung, bzw. Kreuztransmission  $t_x$  über  $\frac{\lambda}{\lambda_{voll}}$  bei verschiedenen  $\kappa L$  [23].

Betrachtung der ersten Minima neben dem Hauptpeak (Siehe Abbildung 2.12) berechnen. Bei einer hinreichend schwachen Indexmodifikation gilt für die Bandbreite [9]:

$$\Delta\lambda_D = \frac{2\lambda}{N} \quad (2.36)$$

Hier steht  $N$  für die Anzahl der periodischen Indexmodifikationen über die Länge  $L$  der gesamten Indexmodifikation mit dem Zusammenhang  $L = N\Lambda$ , wobei  $\Lambda$  der Periode der Indexmodifikation entspricht. Bei steigender Periodenzahl wird das übergekoppelte Spektrum also schmalbandiger. Für die Selbstkopplung  $t_+$  gilt

$$t_+ = \frac{|R(z)|^2}{|R(0)|^2} = \cos^2 \left( \sqrt{\kappa^2 + \hat{\sigma}^2} z \right) + \frac{1}{1 + \frac{\kappa^2}{\hat{\sigma}^2}} \sin^2 \left( \sqrt{\kappa^2 + \hat{\sigma}^2} z \right) \quad (2.37)$$

Diese Lösung ist von der Form her praktisch identisch mit Gleichung 2.19 und 2.20, wobei der Selbstkopplungskoeffizient  $\hat{\sigma}$  den Platz für die Phasenfehlانpassung  $\Delta$  der zitierten Gleichungen einnimmt.

Wenn die Selbstkopplung verschwindet ( $\hat{\sigma} = 0$ , an der Wellenlänge  $\lambda_{voll}$  vollständiger Überkopplung), lässt sich mit der Definition des Detuning-Koeffizienten  $\delta =$

$\pi\Delta n_{eff}(\lambda^{-1} - \lambda_D^{-1})$  zeigen, dass

$$\lambda_{voll} = \frac{\lambda_D}{1 - (\sigma_{11} - \sigma_{22})\Lambda/2\pi} \quad (2.38)$$

Aufgrund der Definition der Selbstkopplungskoeffizienten  $\sigma_{11}$  und  $\sigma_{22}$  mit Hilfe des Überlappintegrals im Kernbereich aus Gleichung 2.27 ist es leicht nachvollziehbar, dass die Kernmode einen wesentlich größeren Überlapp mit dem Kern zeigt als die Mantelmode, darum gilt  $\sigma_{11} \gg \sigma_{22}$ . Gleichzeitig wird angenommen, dass  $\overline{\delta n_K} \ll \Delta n_{eff}$ . Zudem gilt, wie bereits besprochen,  $\sigma_{11} = \overline{\delta n_K} \mathcal{U}$ , wobei für das Überlappintegral bei identischen  $LP_{01}$ -Moden die Form  $\mathcal{U} = \frac{2\pi}{\lambda}$  gilt und damit  $\sigma_{11} = \overline{\delta n_K} 2\pi/\lambda$  [9]. Eingesetzt in Gleichung 2.38 ergibt sich nach einiger Umformung für  $\lambda_{voll}$ :

$$\lambda_{voll} = \left(1 + \frac{\overline{\delta n_K}}{\Delta n_{eff}}\right) \lambda_D \quad (2.39)$$

Bei wachsender Indexmodifikation verschiebt sich also die Wellenlänge der vollen Überkopplung.

Es lässt sich rechnerisch zeigen, dass die Art der periodischen Indexmodifikation (z.B. Rechteck, Sinus, Dreieck) das Transmissionsspektrum beeinflusst [9]. Experimentell ist dies jedoch nicht von Relevanz, da durch das verwendete Herstellungsverfahren der LPGs (Kapitel 4) die Art der periodischen Indexmodifikation vorgegeben ist.

Die Indexmodifikation pro Gitterperiode über die Gitterlänge beeinflusst ebenfalls das Transmissionsspektrum und ist experimentell gut kontrollierbar. Der Zusammenhang zwischen Indexmodifikation pro Gitterperiode (als Funktion der Gitterlänge) und Transmissionsspektrum ist bei Annahme eines hinreichend schwachen Gitters eine Fouriertransformation [9]. Wenn alle Perioden die gleiche Indexmodifikation erhalten, kann von einer Rechteckfunktion über die gesamte Gitterlänge gesprochen werden. Entsprechend gleicht das Transmissionsspektrum in etwa einer Sinc-Funktion. Wird wiederum die Indexverteilung als Sinc-Funktion angenähert, ähnelt das Transmissionsspektrum einer Rechteckfunktion. Bei einer gaussförmigen Indexverteilung ist auch das Transmissionsspektrum des LPGs gaussförmig. Weicht die Indexmodifikation von einer Rechteckfunktion ab, spricht man im allgemeinen von einem apodisierten LPG [9]. Dabei muss jedoch bedacht werden, dass bei einer begrenzten Anzahl Gitterperioden stetige Indexverteilungen als Funktion der Gitterlänge nur quantisiert angenähert werden können.

### 2.2.3 Modenmischung in Glasfasern

In der Realität erweist es sich als unmöglich, Glasfasern mit perfekter Homogenität der verwendeten Materialien und Dimensionen herzustellen. Schwankungen des effek-

tiven Brechungsindex entlang der Faser verursacht z.B. durch Biegung der Faser, Materialverunreinigungen und Änderungen des Faserquerschnitts entlang der Faser wirken sich zwangsläufig auf die Orthogonalität (Gleichung 2.12) des Modensystems aus, da in einem solchen Fall  $\Delta\epsilon(x, y, z) \neq 0$  ist, und damit gemäß Gleichung 2.15 eine Kopplung zwischen den Moden bei gegebener Phasenanpassung möglich wird.

Da die oben genannten Inhomogenitäten statistischer Natur sind, können sie wie periodische Indexmodifikationen mit wenigen gleichen, dafür aber sehr vielen unterschiedlichen Perioden aufgefasst werden. Für die Orthogonalität der Moden einer Glasfaser bedeutet dies eine schwache, wellenlängenunabhängige Möglichkeit des Leistungstransfers zwischen allen beteiligten Moden. Über eine gewisse Propagationslänge kommt es also zu einer Verteilung der Leistung von einer anfangs dominierenden Mode auf viele Moden, was effektiv zu einer Dämpfung der Anfangsmode führt [26].

Dieser Effekt wird um so wahrscheinlicher, je geringer der Abstand der effektiven Brechungsindizes der Moden wird und je inhomogener die Glasfaser ist. Ersteres bewirkt nach Gleichung 2.23 eine immer größere Periode für mögliche Störungen, letzteres bewirkt eine immer stärkere Überkopplung. Die Ortsfrequenz der Inhomogenitäten muss also stets kleiner sein, will man Phasenanpassung und damit Modenmischung vermeiden. Aus den Betrachtungen in Kapitel 2.1.1 lässt sich ableiten [13], dass sich der absolute Abstand der effektiven Brechungsindizes der Moden bei gegebener Wellenlänge mit wachsendem Faserkerndurchmesser verkleinert. Ist Modenmischung unerwünscht, wachsen die Anforderungen an die Homogenität der Faser mit dem Kerndurchmesser [26].

Es gibt Anwendungsgebiete für Multimode-Fasern, bei denen Modenmischung erwünscht ist, z.B. aktiv dotierte Doppelkernfasern. Bei diesem Fasertyp führt eine Mischung der Mantelmoden zu einer Verbesserung der Absorption des in den Mantel eingekoppelten Pumplichts im dotierten Kern der Faser. Hier spielt der Querschnitt des Pumplicht führenden Mantels eine entscheidende Rolle [27]. Abrupte Abweichungen (z.B. Vielecke) von einem runden Querschnitt der Doppelkernstruktur führen zu einer deutlichen Verbesserung der Modenmischung, da bei der Herstellung solcher Querschnitte mehr Inhomogenitäten im Mantel der Faser entstehen. Eine Abweichung vom runden Querschnitt des Mantels erhöht zudem die Anzahl der Mantelmoden mit einem hohen Kernüberlapp.

Eine Mischung der Moden findet auch statt, wenn es während der Propagation in der Faser zu einer schlagartigen (nicht adiabatischen) Veränderung der Randbedingungen entlang der  $z$ -Achse, beispielsweise der NA der Faser, kommt. In einem solchen Fall wird ein bestehendes Orthogonalsystem von Moden auf ein neues Orthogonalsystem von Moden projiziert. Das bestehende Modensystem regt ein neues Modensystem an, was zwangsläufig zu einer Neuverteilung der Leistungsanteile der Moden führt und

damit zu einer Vermischung der Moden.

## 2.3 Nichtlineare Effekte in Glasfasern

Glasfasern zeigen sowohl wegen ihres kleinen Kerndurchmessers und den damit verbundenen Intensitäten, als auch wegen der großen Wechselwirkungslänge bei moderaten Leistungen das Auftreten nichtlinearer Effekte (NLE). All diese Effekte basieren auf der Tatsache, dass bei allen dielektrischen Medien (und damit auch Glas) bei Einwirken eines elektrischen Feldes ab einer bestimmten Feldstärke die Elongation der Elektronen eines Atoms relativ zum Atomkern (die Polarisation) nicht unbegrenzt linear zur Feldstärke ist. Ab einer gewissen Feldstärke gilt nicht mehr der lineare Zusammenhang ( $\epsilon_0 \chi \vec{E} = \vec{P}$ ) zwischen elektrischem Feld und Polarisation, mit entsprechenden Konsequenzen, wenn es sich bei dem E-Feld um die Komponente einer elektromagnetischen Welle handelt [2]. Darum muss die Suszeptibilität  $\chi$  als Reihe entwickelt werden. Auf Vektorpfeile wird ab jetzt verzichtet.

$$P = \epsilon_0(\chi^{(1)}\tilde{E} + \chi^{(2)}\tilde{E}^2 + \chi^{(3)}\tilde{E}^3 + \dots) \quad (2.40)$$

Hier sind die  $\chi^{(j)}$ -Faktoren Tensoren der Stufe  $(j + 1)$ , und  $\tilde{E}$  entspricht einer beliebigen elektromagnetischen Welle (hier ausgedrückt durch die Tilde). Der erste Summand der Gleichung ist charakterisiert durch den Brechungsindex  $n$  sowie den möglichen Imaginärteil des Brechungsindex, dem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$ , der beispielsweise in dem Lambert-Beers-Gesetz formuliert wird. Der zweite Summand erlaubt die Beschreibung nichtlinearer Effekte wie Summen- bzw. Differenzenfrequenzmischung. Eine Untersuchung des  $\chi^{(2)}$ -Tensors zeigt aber, dass dieser in ausreichend isotropen Medien (und damit auch Glasfasern) verschwindet [28]. Die nichtlineare Suszeptibilität dritter Ordnung  $\chi^{(3)}$  hingegen ist auch in isotropen Medien existent und ermöglicht u.a. die Erzeugung der dritten Harmonischen (THG, third harmonic generation), die Vierwellenmischung (FWM), die Selbstphasenmodulation (SPM) und den Kerr-Effekt, wobei die Licht-Materie-Wechselwirkung hier stets *elastischer* Natur ist.

Bei SRS handelt es sich um einen Effekt der *inelastischen* Wechselwirkung von *optischen* Phononen und Photonen, weshalb es notwendig ist, eine spezielle Suszeptibilität für SRS zu formulieren. Die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) ist auch inelastischer Natur, die Wechselwirkung findet allerdings zwischen *akkustischen* Phononen und Photonen statt. Außerdem sind die erzeugten und vernichteten Photonen bei SBS stets gegenläufig, während SRS sowohl in Richtung als auch in Gegenrichtung zu den eingestrahlten Photonen auftritt [28].

Das Zusammenspiel aller genannter NLE ist von entscheidender Bedeutung bei der Di-

mensionierung und Auslegung von optischen Faserverstärkern und Faserlasern. Je nach Faserlänge, Faserdesign, Signalbandbreite, Pulsdauer und propagierender Leistung kann ein NLE um Größenordnungen stärker auftreten als andere, was unterschiedliche Strategien zur Unterdrückung erforderlich macht.

### 2.3.1 Die nichtlineare Suszeptibilität

Für die Beschreibung der nichtlinearen Suszeptibilität existieren zwei Modelle. Zum ersten kann ein Atom im Rahmen des Lorentz-Modells als ein anharmonischer Oszillator behandelt werden. Für das Potential  $U$ , in dem sich ein Elektron befindet, bedeutet das eine Abweichung vom parabolischen Fall des harmonischen Oszillators. Je nach Symmetrieeigenschaften des Mediums ist damit das Potential achsensymmetrisch oder auch nicht, nur im letzteren Fall existiert eine Suszeptibilität zweiter Ordnung  $\chi^{(2)}$ .

Zum zweiten gibt es die quantenmechanische Sichtweise, bei der die Polarisation  $P$  dem Erwartungswert des elektrischen Dipolmoments  $\mu$  aller im Medium vorhandenen Atome / Moleküle entspricht. Die  $\chi^n$  Koeffizienten werden hier mit den Methoden der Störungstheorie entwickelt [28].

Aus Gleichung 2.40 lassen sich für den Fall, dass  $\tilde{E}(t)$  eine monochromatische Welle  $\tilde{E}(t) = E \cos(\omega t)$  ist, zwei wichtige Effekte der nichtlinearen Suszeptibilität dritter Ordnung ableiten. Eingesetzt in  $P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \tilde{E}^3$  mit der Identität  $\cos^3(\omega)t = \frac{1}{4} \cos(3\omega t) + \frac{3}{4} \cos(\omega t)$  ergibt sich:

$$\tilde{P}^{(3)} = \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)} E^3}{4} [\cos(3\omega t) + 3 \cos(\omega t)] \quad (2.41)$$

Zum einen bewirkt  $\chi^{(3)}$  den o.g. THG-Effekt, zum anderen zeigt der zweite Summand einen Beitrag zur Polarisation, der identisch mit der eingestrahnten Frequenz ist, was einer intensitätsabhängigen Veränderung des Brechungsindex entspricht. Ausgedrückt wird dies mit

$$n = n_0 + n_2 I \text{ und } n_2 = \frac{3}{4} \chi^{(3)} = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}). \quad (2.42)$$

Die Entstehung der dritten Harmonischen entspricht der Vernichtung dreier Photonen zur Erzeugung eines neuen mit der dreifachen Energie. Da hier keine direkten atomaren Übergänge adressiert werden, spricht man von *virtuellen* Niveaus. Qualitativ entsprechen sie der kombinierten Energie der beteiligten Photonen und des beteiligten Übergangs der Atome des Mediums [28]. Liegen die virtuellen Niveaus (teilweise oder allesamt) in der Nähe der Energieniveaus der Atome des Mediums, beobachtet man eine deutliche Vergrößerung des  $\chi^{(3)}$  [28]. Prinzipiell wirkt sich die Nähe der eingestrahnten Wellenlänge zu einem atomaren Niveau auf die Größe aller  $\chi^{(n)}$  aus, da sich die Suszeptibilität stets aus den optischen Übergängen des Mediums als resonanter Vorgang

ergibt [29]. Eine mechanische Analogie zu diesem Effekt ist die Anregung einer Saite durch eine Schallwelle. Je besser die Frequenz der Schallwelle mit der Resonanzfrequenz der Saite übereinstimmt, desto größer ist die in die Saite eingekoppelte Leistung. Mit der Amplitude der Saitenschwingung wächst die Abweichung von der Proportionalität zwischen Auslenkung und der dazu nötigen Kraft, da die Saite nicht beliebig elastisch ist. Dies führt zu neuen Frequenzanteilen bzw. Oberschwingungen.

Da Glasfasern in der 'weakly guiding approximation' (WGA, Kapitel 2.1.1) als isotropes Medium behandelt werden können, kann davon ausgegangen werden, dass der  $\chi^{(2)}$ -Tensor verschwindet. Das deckt sich mit dem experimentellen Befund, dass bei schwach führenden Fasern die Erzeugung der zweiten Harmonischen nicht beobachtet wird. Damit ist das Potential des anharmonischen Oszillators als symmetrisch zu betrachten. Die Bewegungsgleichung eines Elektrons mit der Ladung  $e^-$  und der Masse  $m$  innerhalb dieses Potentials bei Wirkung eines elektrischen Feldes  $\tilde{E}(t)$  einer nicht-monochromatischen, elektromagnetischen Welle lautet in diesem Fall [28]:

$$\frac{\partial^2 \tilde{r}}{\partial t^2} - 2\gamma \frac{\partial \tilde{r}}{\partial t} + \omega_0^2 \tilde{r} - b(\tilde{r} \cdot \tilde{r})\tilde{r} = \frac{-e}{m} \tilde{E}(t) \quad (2.43)$$

In dieser Gleichung entspricht  $\tilde{r}$  einer beliebigen Auslenkung (z.B. einer Sinusschwingung bei einer einfallenden, monochromatischen Welle) und  $-2\gamma \frac{\partial \tilde{r}}{\partial t}$  einer dämpfenden Kraft, die den Absorptionseigenschaften des Mediums Rechnung trägt,  $b$  ist ein Maß für die Nichtlinearität und  $\omega_0$  entspricht der Resonanzfrequenz des anharmonischen Oszillators. Die Rückstellkraft  $\tilde{F}_{Rück}$  auf das Elektron und das daraus resultierende Potential  $U$  lauten dementsprechend

$$\tilde{F}_{Rück} = -m\omega_0^2 \tilde{r} + mb(\tilde{r} \cdot \tilde{r})\tilde{r} ; U(\tilde{r}) = -\frac{1}{2}m\omega_0^2 \tilde{r}^2 - \frac{1}{4}mb\tilde{r}^4 \quad (2.44)$$

Mit einem der Störungstheorie der Quantenmechanik ähnlichem Verfahren [28] lässt sich Gleichung 2.43 lösen. Aufgrund der Definition der Polarisation  $P$  gilt mit  $N = 1/d^3$

$$P^{(1)}(\omega) = -Ner^{(1)}(\omega) \text{ und damit } \chi^{(1)}(\omega) = \frac{e^2}{d^3 m \epsilon_0 \omega_0} \quad (2.45)$$

Diese Aussage gilt nur für den Fall, dass die eingestrahlte Frequenz  $\omega$  weit von der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  des anharmonischen Oszillators entfernt ist. Damit ist eine klassische Beschreibung der linearen Suszeptibilität gefunden. Mit einer vergleichbaren Prozedur lässt sich die nichtlineare Suszeptibilität dritter Ordnung formulieren,

$$P^{(3)}(\omega) = -Ner^{(3)}(\omega) \text{ und damit } \chi^{(3)}(\omega) = \frac{e^4}{m^3 \epsilon_0 \omega_0^6 d^5} \quad (2.46)$$

wobei  $d$  dem Durchmesser der Atome entspricht, und die Annahme getroffen wurde, dass die Auslenkung  $\tilde{r}$  des Elektrons durch das E-Feld den Wert  $d$  nicht übersteigt.

Setzt man für die jeweiligen Größen reale Werte ein, so zeigt ein Vergleich mit empirisch bestimmten  $\chi^{(3)}$ -Werten für existierende Materialien von der Größenordnung her eine gute Übereinstimmung [28].

### 2.3.2 Die Kramers-Kronig-Relation zwischen Absorption und Brechungsindex

Wie bereits in Kapitel 2.3.1 besprochen, ist die Suszeptibilität erster Ordnung  $\chi^{(1)}$  komplex und steht mit dem reellen Brechungsindex  $n$  und dem imaginären Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  in Beziehung. Gleichzeitig wurde erläutert, dass die Suszeptibilität eines optischen Mediums (bei einer Testwellenlänge  $\lambda_{test}$ ) stark davon abhängt, in welcher Nähe sich  $\lambda_{test}$  zu den Wellenlängen  $\lambda_{mn}$  möglicher Übergänge  $m \rightarrow n$  des Mediums befindet [28].

Der Einfachheit halber wird nun der zusätzliche Beitrag  $n_{12}$  und  $\alpha_{12}$  eines Zweiniveau-Übergangs eines sich im optischen Medium befindenden Absorbers auf das  $n$  und  $\alpha$  des Mediums betrachtet. Damit gilt [29]:

$$n_{12}(\omega) = \frac{Re(\chi_{12}(\omega))}{2n} ; \alpha_{12}(\omega) = -\frac{Im(\chi_{12}(\omega))\omega}{n c} \quad (2.47)$$

Der Real- und Imaginärteil von  $\chi_{12}$  sind über die Kramers-Kronig-Transformation miteinander verbunden:

$$Re(\chi_{12}(\omega)) = \frac{-2}{\pi} \int_0^\infty \omega' \frac{Im(\chi_{12}(\omega'))}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (2.48)$$

Für weitere Betrachtungen ist es notwendig,  $n_{12}$  und  $\alpha_{12}$  mit den Besetzungszahlen  $N_1$  und  $N_2$  des unteren und oberen Energieniveaus des Absorbers in Beziehung zu setzen. Im Fall eines Absorbers mit zwei Energieniveaus ohne Entartung und der Resonanzfrequenz  $\omega_{12}$  lässt sich für den Absorptionskoeffizienten des Übergangs schreiben [29]:

$$\alpha_{12}(\omega) = \frac{\pi e^2 f_{12} K \omega}{2 n m c \epsilon_0 \omega_{12}} g''_{12}(\omega) \quad g''_{12}(\omega) = \frac{-1}{\pi} \frac{2 \omega_{12} \omega \delta \omega_{12}}{(\omega_{12}^2 - \omega)^2 + (\delta \omega_{12} \omega)^2} \quad (2.49)$$

Dabei entspricht  $f_{12}$  der Oszillatorstärke des Übergangs,  $K$  dem Lorentz-Korrekturfaktor,  $e$  und  $m$  der Elementarladung und der Elektronenmasse und  $g''_{12}(\omega)$  dem Linienformfaktor mit der Halbwertsbreite  $\delta \omega_{12}$ . Dieser hängt vom Mechanismus der Verbreiterung des Übergangs ab und gleicht entsprechend einer Lorentz- oder Gaußkurve [29]. Entsprechend lässt sich der Brechungsindex  $n_{12}$  mit der Kramers-Kronig-Transformierten  $g'_{12}(\omega)$  des Linienformfaktors  $g''_{12}(\omega)$  formulieren, auch hier ohne Entartung der Energieniveaus [29]:

$$n_{12}(\omega) = Q f_{12} \lambda_{12} g'_{12}(\omega) \quad g'_{12}(\omega) = \frac{-2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega' g''_{12}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (2.50)$$

Hier entspricht  $Q$  einer Materialkonstante [29]. Sie ist in ähnlicher Form in der Definition von  $\chi^{(1)}$  aus Gleichung 2.45 enthalten. Wird nun durch Einstrahlen einer Pumpleistung  $P_P$  das zweite Energieniveau mit der Besetzungszahl  $N_2$  bevölkert ( $N_1$  des Grundzustandes verkleinert sich entsprechend), so führen die stattfindenden Absorptionsvorgänge über Gleichung 2.48 zu einer Modifikation  $\Delta n$  des Brechungsindex  $n$ :

$$\Delta n(z) = -Q f_{12} \lambda_{12} g'_{12}(\omega_s) N_0 \left( \frac{P_{sat}}{P_P} + 1 \right)^{-1} \quad (2.51)$$

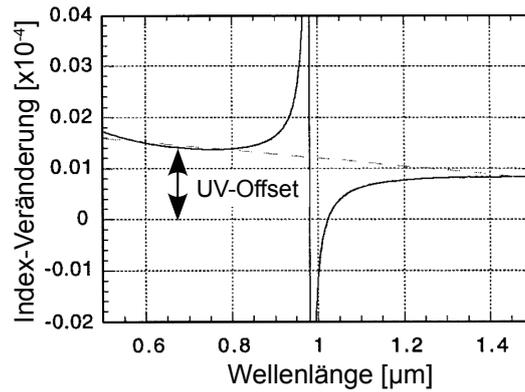
$N_0 = N_1 + N_2$  entspricht der Summe der Besetzungszahlen und  $P_{sat}$  steht für die Sättigungsleistung, die erforderlich ist, um die Absorption von  $N_0$  Teilchen zu sättigen. Da bei einer dotierten Glasfaser die in den Kern eingekoppelte Pumpleistung entlang der Faser aufgrund der (sättigbaren) Absorption abnimmt, ist  $P_P = P_P(z)$ .

Im Gegensatz zu dem oben diskutierten Absorber mit dem Zweiniveau-System haben in der Praxis verwendete, Pumplicht absorbierende Dopanden im Kern einer Glasfaser deutlich mehr optische Übergänge aufgrund ihres komplexen Termschemas (z.B. Ytterbium [29]). Nach Integration von Gleichung 2.51 und Erweiterung auf alle beteiligten Übergänge lässt sich ein Maß für die gesamte Indexmodifikation  $\delta n$  im Kern bei Pumpen mit der Wellenlänge  $\lambda_{12}$  formulieren [29]:

$$\delta n = \left[ -f_{12} \lambda_{12} g'_{12}(\omega_s) - \sum_{j=3}^k f_{1j} \lambda_{1j} g'_{1j}(\omega_s) + \sum_{j=3}^k f_{2j} \lambda_{2j} g'_{2j}(\omega_s) \right] Q \delta N_1 \quad (2.52)$$

Damit ist die Veränderung  $\delta n$  des Brechungsindex eines gepumpten, absorbierenden Mediums proportional zur Verringerung  $\delta N_1$  der Besetzungszahl  $N_1$  des Grundzustandes [29]. Ebenfalls wird deutlich, dass auch Übergänge eine Rolle spielen, die weit entfernt von der Signalwellenlänge  $\lambda_s$  liegen können, wenn deren Oszillatorstärke groß genug ist. Bei Ytterbium liegen die Übergänge mit der größten Oszillatorstärke im ultravioletten Bereich [30]. Dies äußert sich darin, dass bei Einkoppeln einer Pumpleistung der Brechungsindex einer mit Ytterbium dotierten Glasfaser fast unabhängig von der Testwellenlänge ansteigt, wenn sich diese im Infraroten befindet (der sog. UV-Offset, [30]). Nur im Bereich des schmalen Absorptionspeaks von Ytterbium bei 977 nm Wellenlänge zeigt sich eine relative Indexänderung, die von der Form her einer integrierten Linienfunktion (Gauss, Lorentz o.ä.) entspricht, was sich leicht anhand von Gleichung 2.51 ( $g'(\omega_{12})$ ) nachvollziehen lässt, Abbildung 2.13. Die gestrichelte Linie im Bild entspricht praktisch der abfallenden Flanke eines Übergangs mit hoher Oszillatorstärke im Ultravioletten und ändert sich kaum mit der Testwellenlänge. Abgesehen vom Bereich der Pumplichtabsorption bei 977 nm steigt also bei Pumpen einer mit Ytterbium dotierten Faser der Brechungsindex im dotierten Kern an.

Für die Theorie der gekoppelten Moden in einer Glasfaser ergeben sich daraus einige



**Abbildung 2.13:** Relative Veränderung des Brechungsindexes einer mit Ytterbium dotierten Faser bei Pumpen mit 977nm Wellenlänge [30]

Konsequenzen, da beispielsweise der effektive Brechungsindex der Kernmode ansteigt, nicht jedoch der der Mantelmoden. Bei langperiodischen Gitter (LPGs) würde dies nach Gleichung 2.23 zu einer Verschiebung der Resonanzwellenlänge führen. Soll mit LPGs in aktiven Glasfasern gezielt die Stokeswellenlänge zur Unterdrückung von SRS herausgefiltert werden, ist dies zu berücksichtigen, damit das Extinktionsspektrum des LPGs auch im gepumpten Zustand mit dem Stokespektrum überlappt. Dieser wichtige Umstand wird in Kapitel 4.1.6 gesondert untersucht.

### 2.3.3 Selbstphasenmodulation

Die Selbstphasenmodulation (SPM) ist eine direkte Folge des intensitätsabhängigen Brechungsindexes aus Gleichung 2.42 und spielt damit nur eine Rolle, wenn die langsam variierende Einhüllende  $A$  einer elektromagnetischen Welle (genormt auf die Puls-Spitzenleistung) sich zeitlich verändert. Da im experimentellen Teil dieser Arbeit keine Pulsdauern unter 100 ps untersucht wurden, können Effekte wie die Dispersion der Gruppengeschwindigkeit (ausgedrückt durch  $\beta_2$ ) ignoriert werden. Zudem liegt den folgenden Betrachtungen ein Zeitfenster zugrunde, welches sich mit dem Puls bewegt, weshalb der Einfluss der Gruppengeschwindigkeit implizit in der Transformation  $T = t - z/v_g = t - \beta_1 z$  enthalten ist. Die Propagationsgleichung in einer Singlemode-Faser mit dem Modenradius  $r$  für eine Amplitude  $A$  lautet damit [2]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{2n_2}{\lambda r^2} |A|^2 A \quad (2.53)$$

Eine mögliche Lösung dieser Gleichung lautet

$$A(z, T) = A(0, T) e^{i\phi_{nl}(z, T)} \quad \text{und} \quad \phi_{NL}(z, T) = \frac{2n_2}{\lambda r^2} |A(z, T)|^2 z, \quad (2.54)$$

der nichtlinearen Phase. Während der Propagation entlang der  $z$ -Achse entsteht also eine intensitätsabhängige Phasenverschiebung, die Pulsform selbst bleibt dabei jedoch unverändert. Die resultierende, instantane Frequenzverschiebung am jeweiligen Zeitpunkt  $t$  des Pulses lautet dann

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}(z, T)}{\partial T} = -\frac{2n_2}{\lambda r^2} \frac{\partial}{\partial T} |A(z, T)|^2 z \quad (2.55)$$

Sie bewirkt, dass abhängig von der Länge, der Nichtlinearität der Faser und der Veränderung der Intensität mit der Zeit eine spektrale Verbreiterung entsteht [2]. Dies ist insbesondere von Bedeutung für die Unterdrückung von SBS in gepulsten Faserverstärkern, da die SBS-Schwelle mit der Signalbandbreite zunimmt (Kapitel 2.3.8).

### 2.3.4 Vierwellenmischung

Vierwellenmischung (Four Wave Mixing, FWM) ist ein nichtlinearer Effekt, der sich direkt aus den Eigenschaften der nichtlinearen Suszeptibilität dritter Ordnung ableiten lässt. Entsprechend kann die nichtlineare Polarisation beschrieben werden mit  $P = \epsilon_0 \chi^{(3)} EEE$ . Eine beliebige eingestrahelte, elektromagnetische Welle mit dem elektrischen Feld  $\tilde{E}(t)$  enthalte nun vier unterschiedliche Frequenzen  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  und  $\omega_4$  mit dem jeweiligen Wellenvektor  $k_j = n_j \omega_j / c$ , dem Brechungsindex  $n_j$  und der Polarisationsachse  $\hat{x}$ . Eine Superposition dieser Wellen ergibt [2]

$$\tilde{E}(t) = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 E_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} + c.c. \rightarrow P = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 P_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} + c.c. \quad (2.56)$$

Wirft man nun beispielsweise einen Blick auf  $P_4$  der Polarisation  $P$ , dann ergibt sich die Form

$$P_4 = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} [|E_4|^2 E_4 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2 + |E_4|^2) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 e^{i\phi_+} + 2E_1 E_2 E_3 e^{i\phi_-} + \dots], \quad (2.57)$$

und  $\phi_{+,-}$  sind definiert als:

$$\phi_+ = (k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t \quad (2.58)$$

$$\phi_- = (k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t \quad (2.59)$$

Die letzten beiden Summanden aus Gleichung 2.57 zeigen, dass die Anteile  $E_{1-3}$  offensichtlich zu neuen Frequenzkomponenten führen, wobei die Effizienz dieses Prozesses von der Phasenfehlpassung zwischen  $E$  und  $P_4$  (und damit von  $\phi_{+,-}$ ) abhängt [2].

Dies ist nichts anderes als Vierwellenmischung. Sie ist dann am effizientesten, wenn die Phasenfehlانpassung verschwindet, was eine Abstimmung sowohl der Frequenzen als auch der Wellenvektoren erfordert. Die beiden Summanden aus Gleichung 2.57 zeigen, dass es zwei Kombinationsmöglichkeiten für die Frequenzen gibt, a)  $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$  und b)  $\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2$ .

Die Bedingung a) entspricht u.a. der bereits besprochenen THG-Erzeugung für den Fall, dass  $\omega_{1-3} = \omega_4/3$ . Aufgrund der Dispersionseigenschaften gängiger Fasern aus Quarzglas ist a) in diesen schwierig zu erfüllen [2]. Die Bedingung b) ist in Glasfasern einfacher zu erreichen, wobei sowohl ein Verschwinden der nichtlinearen Phasenfehlانpassung  $\kappa$  als auch die oben genannte Frequenzanpassung gegeben sein muss. Unter Einbeziehung der Nichtlinearität ergibt sich für Bedingung b):

$$\kappa = \Delta k + 2\pi n'_2 \left( \frac{I_1}{\lambda_1} + \frac{I_2}{\lambda_2} \right) \quad \Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 \quad \omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (2.60)$$

Dabei entspricht  $\Delta k$  der Phasenfehlانpassung ohne Betrachtung der Nichtlinearität. Ist  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$  spricht man von entarteter Vierwellenmischung (DFWM, degenerated four wave mixing), und die Frequenzen  $\omega_3$  und  $\omega_4$  werden auch als 'Signal' und 'Idler' bezeichnet, wobei diese Begriffe eher aus dem Bereich der optisch-parametrischen Oszillatoren stammen [24]. Für den Fall von DFWM ist damit nur eine Pumpwellenlänge mit der Frequenz  $\omega_0$  erforderlich, und die Phasenanpassung ist in Fasern relativ einfach zu erfüllen [2]. Eine zeitlich-räumliche Behandlung des Leistungstransfers zwischen den beteiligten Wellenlängen während der Propagation in der Faser lässt sich mit einem gekoppelten Gleichungssystem beschreiben. Aufgrund dessen Komplexität sei hier auf die Referenz [2] verwiesen. Die Lösung dieses Gleichungssystems ist nur auf numerischem Wege zu bewerkstelligen und wird in Kapitel 3.3 in Bezug auf mögliche Resultate diskutiert.

Prinzipiell erhalten die Signal- und Idlerwellenlängen ihre Startphotonen durch Vakuumrauschen (wie bei SRS und SBS, [2]), welche durch eine sogenannte parametrische Verstärkung während der Propagation an Leistung gewinnen. Die Überkopplung der Pumpleistung  $P_0$  zur Signal- und Idlerleistung  $P_3$  und  $P_4$  wird durch das oben genannte Gleichungssystem beschrieben, und es lässt sich ein Verstärkungskoeffizient  $g(P_0, \Delta k)$  für DFWM ableiten, welcher von der Eingangsleistung  $P_0$  der Pumpwellenlänge  $\lambda_0$  und der oben erwähnten Phasenfehlانpassung  $\Delta k$  abhängt [2]:

$$g(P_0, \Delta k) = \sqrt{(\gamma P_0)^2 - \frac{\kappa^2}{4}} \quad \gamma = \frac{2\pi n'_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (2.61)$$

Sind die Eingangsleistung  $P_0$  und die Dispersionseigenschaften  $n(\lambda)$  der Faser bekannt, kann also prinzipiell eine Verstärkungsbandbreite  $\Delta\nu_{DFWM}$  für degenerierte Vierwel-

lenmischung bestimmt werden. Entsprechend lässt sich aus dem oben erwähnten Gleichungssystem ein Koeffizient für die maximale Verstärkung ableiten [2]. Bei perfekter Phasenanpassung beträgt der Koeffizient für die maximale Verstärkung

$$g_{max} = \gamma P_0 f(\lambda_{1,2,3,4}) \quad (2.62)$$

bei der effektiven Modenfläche

$$A_{eff} = \frac{(\int \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.63)$$

und dem Überlappintegral  $f$  der Intensitätsverteilung aller Moden, die bei den phasenangepassten Wellenlängen  $\lambda_{1,2,3,4}$  existieren können. Offensichtlich ist in Gleichung 2.62 ein intensitätsunabhängiger Koeffizient für die parametrische Verstärkung enthalten. Bei einem Überlappintegral von  $f = 1$  im optimalen Fall lautet er:

$$\gamma P_0 = \frac{2\pi n_2'}{\lambda} \frac{P_0}{A_{eff}} = g_p I_0 \quad (2.64)$$

Mit  $n_2 = 2,7 \cdot 10^{-20} m^2/W$  und einer Wellenlänge von  $1 \mu m$  ergibt sich für den Koeffizienten  $g_p$  der parametrischen Verstärkung ein Wert von  $1,72 \cdot 10^{-13} m/W$  für FWM in einer Singlemode-Faser. Dieser Wert ist deutlich größer als der Ramanverstärkungskoeffizient  $g_R$  bei  $1 \mu m$  Wellenlänge (Kapitel 2.3.7).

Die Berechnung zur Abschätzung einer 'FWM-Schwelle' ist prinzipiell vergleichbar mit der Herleitung der Ramanschwelle nach R.G. Smith [34], welche in Kapitel 2.3.7 behandelt wird. Wird  $g(P_0, \Delta k)$  mit einer Lorentzfunktion angenähert, gilt entsprechend für die maximale Eingangspumpleistung  $P_{0,max}$ :

$$P_{0,m} = \frac{-\ln(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \Delta \nu_{DFWM} \cdot 2h\nu_0) + \ln x}{g_p L_{eff}} A_{eff} \quad (2.65)$$

$L_{eff}$  entspricht der effektiven nichtlinearen Länge der Faser, die bei Dämpfung ( $\alpha > 0$ ) verkürzt, bzw. bei Verstärkung ( $\alpha < 0$ ) verlängert wird [2]:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha P L}}{\alpha P} \text{ und für } \alpha L \gg 1 : L_{eff} \simeq \frac{1}{\alpha P} \quad (2.66)$$

Der Faktor  $x$  drückt an dieser Stelle aus, welcher Anteil der Pumpleistung am Ende der Faser umgewandelt wurde. Bei ESM-PCF-Fasern ( $A_{eff(\lambda)} = konst.$  und  $f = 1$ ) mit einem Kerndurchmesser  $\geq 10 \mu m$  können die Dispersionseigenschaften  $n(\lambda)$  in guter Näherung mit der Materialdispersion gleichgesetzt werden (mehr dazu in Kapitel 3.3) [41]. Für Quarzglas und eine Pumpwellenlänge im Bereich von  $1 \mu m$  lässt sich auf diese Weise durch eine Simulation eine parametrische Verstärkungsbandbreite  $\Delta \nu_{DFWM}$  von

2THz für die Idlerwellenlänge von 670nm ermitteln. Für den wichtigen Spezialfall einer ESM-PCF-Faser mit einem Kerndurchmesser  $\geq 10\mu m$  lässt sich entsprechend eine Schwelle für die maximale Eingangsleistung für DFWM ableiten:

$$P_{0,max} \simeq \frac{14,2 + \ln(x)}{g_p} \frac{A_{eff}}{L_{eff}} \quad (2.67)$$

### 2.3.5 Verstärkungsinduzierte, degenerierte Vierwellenmischung

Wie in Kapitel 2.3.4 besprochen, kann DFWM nur dann effizient stattfinden, wenn die Phasenfehlanpassung  $\Delta k$  zwischen den beteiligten Wellenlängen verschwindet. Dabei wurde bis jetzt ausschließlich der passive Fall untersucht, also dass während der Propagation in der Faser keine Verstärkung stattfindet. Bei aktiv dotierten Fasern als Verstärker lässt sich zeigen, dass auch die Verstärkung entlang der Faser mit dem Verstärkungskoeffizient  $g$  einen Einfluss auf die Phasenfehlanpassung  $\kappa$  hat [31]. Eine Betrachtung von  $\kappa$  mit der Erweiterung einer exponentiellen Verstärkung für die Pumpwellenlänge  $\lambda_1$  (nicht zu verwechseln mit der Pumpwellenlänge für die Laserionen) führt zu  $\kappa'$  als Größe für die während der Propagation in z-Richtung aufgesammelte Phasenfehlanpassung:

$$\kappa' = \Delta k z + 2\gamma \frac{P_0}{g} e^{gz} \simeq \Delta k z + 2g_p \frac{L_{eff}}{A_{eff}} \quad (2.68)$$

Dabei wird  $\Delta k$  durch die Dispersion der Glasfaser vorgegeben, die bei Modenfelddurchmessern  $>10\mu m$  und einem V-Parameter  $<2,405$  (Singlemode) durch die Materialdispersion angenähert werden kann, da die Wellenleiterdispersion nur noch eine geringe Rolle spielt [31].  $P_0 = |E_1(0)|^2$  steht für die am Eingang des Verstärkers eingekoppelte Pumpleistung, für deren Verstärkungskoeffizient  $g = \ln G/L$  bei gegebener Gesamtverstärkung  $G$  und Faserlänge  $L$  gilt. Als nächstes wird nun folgende Transformation durchgeführt [31]:

$$B_3 = E_3 e^{-i2\gamma|E_1(0)|^2 e^{gz}/g} \quad (2.69)$$

Auf diese Weise lässt sich die Entwicklung des elektrischen Feldes  $E_3$  für die Signalwellenlänge  $\lambda_3$  entlang der z-Achse formulieren. Da keine ultrakurzen Pulse betrachtet werden sollen, kann hier der quasi-stationäre Fall angenommen werden, in dem die Zeitableitungen vernachlässigt werden [31]:

$$\frac{d^2 B_3}{dz^2} + [i(\Delta k + 2\gamma P_0 e^{gz}) - g] \frac{dB_3}{dz} - \gamma^2 P_0^2 e^{2gz} B_3 = 0 \quad (2.70)$$

Bei passiven Fasern ( $g=0$ ) könnte  $E_3$  nur anwachsen, wenn die Phasenfehlanpassung  $\Delta k$  zwischen 0 und  $-4\gamma P_0$  liegt [31]. Bei SI-Singlemodefasern aus Quarzglas und bei Pumpe, Signal und Idler im Bereich um  $1\mu m$  Wellenlänge ist diese Bedingung praktisch nie erfüllt, weshalb eine effektive FWM-Konversion nicht stattfindet [31].

Eine wichtiger Aspekt ist jedoch, dass sich die DFWM-Kohärenzlänge  $L_c(z) \simeq 2\pi(\Delta k + 2\gamma P_0 e^{gz})^{-1}$  entlang der Faser verändert [31]. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass sich das elektrische Feld der Pumpe  $E_1$  durch die Verstärkung wesentlich langsamer ändert als die Oszillation aller beteiligten Felder, welche durch DFWM bei fehlender Phasenanpassung entsteht. Um eine analytische Lösung für Gleichung 2.70 zu finden, darf deswegen der Term  $P_0 e^{gz}$  als Konstante angenommen werden [31]. Auf diesem Wege lässt sich die Form einer möglichen Lösung für die Entwicklung der Leistung  $P_3(z) = |E_3(z)|^2$  finden:

$$P_3(z) = (Ae^{u+z} + Be^{u-z})^2 \quad (2.71)$$

Nun soll in Kürze untersucht werden, welche Formen  $u_{\pm}$  und entsprechend  $P_3(z)$  bei unterschiedlichen Verhältnissen von  $\Delta k$  und  $2\gamma P_0 e^{gz}$  annehmen kann, wenn der Verstärkungskoeffizient  $g$  variiert wird [31]:

$$\Delta k \gg 2\gamma P_0 e^{gz} \Rightarrow g \ll (\Delta k + 2\gamma P_0 e^{gz}) \text{ und damit} \quad (2.72)$$

$$u_{\pm} \simeq -i\frac{\Delta k}{2} \pm \left( [\gamma P_0 e^{gz}]^2 - \left[ \frac{\Delta k}{2} \right]^2 \right)^{1/2} \Rightarrow P_3(z) \propto \sin^2 \left( \frac{\Delta k z}{2} \right) \quad (2.73)$$

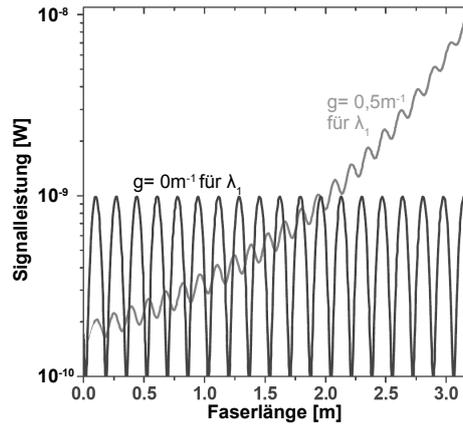
Für ein großes  $\Delta k$  ist  $u_{\pm}$  vollständig imaginär, und  $P_3$  oszilliert sinusförmig mit  $\Delta k$  entlang  $z$ . Dies ist der Normalfall bei großer Phasenfelanpassung.

Nun sei die Phasenfelanpassung klein im Verhältnis zu  $2\gamma P_0 e^{gz}$ :

$$\Delta k \ll 2\gamma P_0 e^{gz} \Rightarrow g \ll 2\gamma P_0 e^{gz} \text{ und damit} \quad (2.74)$$

$$u_{\pm} \simeq \frac{g}{2} - i\gamma P_0 e^{gz} \pm \left( [\gamma P_0 e^{gz}]^2 + \frac{1}{4} [i2\gamma P_0 e^{gz} - g]^2 \right)^{1/2} \Rightarrow P_3(z) \propto e^{gz} \quad (2.75)$$

Wird nun  $u_{\pm}$  in Gleichung 2.71 eingesetzt, so ergibt sich bei ausreichender Verstärkung für das Feld  $E_1$  der Pumpe ein exponentielles Wachstum für die Signalleistung  $P_3$ . Das liegt daran, dass sich  $\kappa'$  und damit die FWM-Kohärenzlänge  $L_c$  während der Propagation nichtlinear verändern: Der Fluss der Leistung von Pumpe zu Signal und Idler während einer Kohärenzlänge gleicht nicht mehr dem Rückfluss der Leistung von Signal und Idler zur Pumpe während der nächsten Kohärenzlänge, da sich diese, wie oben beschrieben, verändert hat. Liegt die Signalwellenlänge im Bereich des Stokespektrums der Pumpwellenlänge (Kapitel 2.3.7), wird das Wachstum von  $P_3$  noch verstärkt. Eine Simulation, welche die Verstärkung der Signalwellenlänge durch SRS mit einbezieht, illustriert dies in Abbildung 2.14. Die Annahme einer Signalwellenlänge von  $\lambda_3 = 1094\text{nm}$  bei einer Pumpwellenlänge von  $\lambda_1 = 1064\text{nm}$  ergibt sich aus der



**Abbildung 2.14:** Simulation der Leistung der Signalwellenlänge ( $\lambda_3=1094\text{nm}$ ) bei Propagation eines 1ns-Pulses mit 5kW Spitzenleistung und 1064nm Pumpwellenlänge in einer SI-Faser mit  $30\mu\text{m}$  Kerndurchmesser. Der Ramanverstärkungskoeffizient wird mit  $g_R = 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2/\text{W}$  für die Signalwellenlänge angenommen [31].

Phasenanpassungsbedingung, welche in [31] berechnet wurde. Entsprechend lässt sich aufgrund der Energieerhaltung die Wellenlänge der Idlerwellenlänge mit  $\lambda_4 = 1036\text{nm}$  angeben.

Prinzipiell ist es möglich, dass der größte Teil der Pumpleistung durch verstärkungsinduzierte DFWM umgewandelt wird. Eine grobe Abschätzung der maximalen Faserlänge  $L_{max}$  bei gegebener Verstärkung  $g$  bzw. Eingangspumpleistung  $P_0$  lautet [31]:

$$L_{max} \simeq \frac{1}{g} \ln \left( \frac{\Delta k}{2\gamma P_0} \right) = \frac{1}{g} \ln \left( \frac{\Delta k \lambda_1 A_{eff}}{4\pi n_2 P_0} \right) \quad (2.76)$$

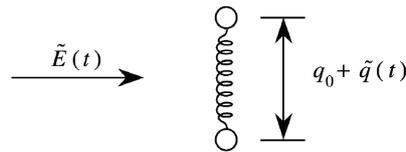
Entsprechend ergibt sich für die maximale Eingangsleistung  $P_{0,max}$  und dem Verstärkungskoeffizienten  $g$  mit der Gesamtverstärkung  $G = e^{gL}$  für die Pumpwellenlänge  $\lambda_1$  und der Länge der Faser  $L$

$$P_{0,max} \simeq \frac{\Delta k \lambda_1 A_{eff}}{4\pi n_2 G} = \frac{\Delta k}{2g_p G} \cdot A_{eff} = \frac{\Delta k}{2g_p g} \frac{A_{eff}}{L_{eff}} \quad (2.77)$$

mit dem Koeffizienten  $g_p$  für die parametrische Verstärkung. Bei SI-Fasern mit vernachlässigbarer Wellenleiterdispersion beträgt  $\Delta k \simeq 100\text{m}^{-1}$  [31] für die oben genannten Wellenlängen. Bei einem Kerndurchmesser von  $10\mu\text{m}$ , einer Faserlänge von 3m und einer Verstärkung von  $G=17\text{dB}$  für die Pumpwellenlänge ergibt sich entsprechend eine maximale Eingangsleistung von etwa  $P_{0,max}=0,5\text{kW}$ . Es wird experimentell zu untersuchen sein, inwieweit verstärkungsinduzierte DFWM und SRS sich gegenseitig beeinflussen, insbesondere, wenn mit LPGs SRS unterdrückt werden soll.

### 2.3.6 Die Ramansuszeptibilität

SRS stellt, im Gegensatz zu den oben erläuterten  $\chi^{(3)}$ -Effekten, eine nichtelastische Wechselwirkung von Licht und Materie dar. Im quantenmechanischen Bild entspricht das der Erzeugung und Vernichtung von Photonen und/oder optischen Phononen, im klassischen Bild der Wechselwirkung einer eingestrahlten elektromagnetischen Welle mit den *Schwingungsmoden* eines Moleküls, Abbildung 2.15. Für das gezeigte Molekül



**Abbildung 2.15:** Schwingungsfähiges Molekül dargestellt als harmonischer Oszillator (Massenpunkte mit der Auslenkung  $\tilde{q}(t)$  von der Ruhelage  $q_0$ ) und einer einfallenden, beliebigen elektromagnetischen Welle  $\tilde{E}(t)$  [28].

lässt sich die Gleichung für den (gedämpften) harmonischen Oszillator aufstellen:

$$\frac{\partial^2 \tilde{q}}{\partial t^2} + 2\gamma \frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} + \omega_\nu^2 \tilde{q} = \tilde{F}(t)/m \quad (2.78)$$

Darin entspricht  $\gamma$  der Dämpfungskonstante, und  $\tilde{F}(t)$  ist die Kraft, die auf die Schwingungsmode wirkt, während es sich bei  $m$  um die reduzierte Masse des Moleküls handelt. Nun wird auch hier angenommen, dass die optische Polarisierbarkeit  $\alpha$  nicht konstant ist, sondern eine Funktion des Abstandes  $q$  zwischen den Molekülmassen ist:

$$\tilde{\alpha}(t) = \alpha_0 + \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0 \tilde{q}(t) \quad (2.79)$$

Die Polarisierbarkeit eines Mediums aus  $N$  Molekülen wird damit bei Durchlaufen einer elektromagnetischen Welle  $\tilde{E}(t)$  moduliert. Für den Brechungsindex an einem Punkt im Medium bedeutet das:

$$\tilde{n}(t) = \tilde{\epsilon}^{\frac{1}{2}}(t) = (1 + N\tilde{\alpha}(t))^{\frac{1}{2}} \quad (2.80)$$

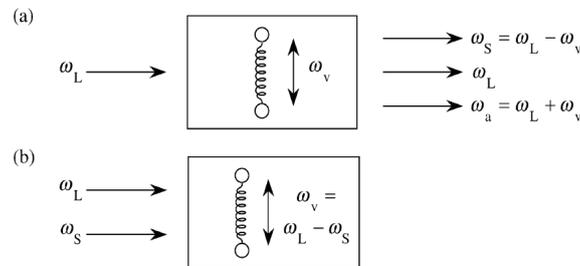
Eine solche zeitliche Modulation des Brechungsindex führt zu einer zeitlichen Modulation des Phasengeschwindigkeitsvektors (der durch das Medium geschickt wird) in seiner Frequenz modulieren und im Frequenzraum zur Erzeugung von Seitenbändern mit dem Frequenzabstand  $\Delta\omega_\nu$  führen. Bei Durchlaufen einer elektromagnetischen Welle kommt es also zu einer kohärenten Polarisierung der im Medium befindlichen Moleküle mit  $\tilde{p}(z, t) = \epsilon_0 \tilde{\alpha}(t) \tilde{E}(z, t)$ . Auf einen Schwingungszustand eines Moleküls wirkt also eine Kraft, die folgendermaßen formuliert werden

kann (mit dem zeitlichen Mittelwert  $\langle E \rangle$ , [28]):

$$\tilde{F}(t) = \frac{\epsilon_0}{2} \frac{\partial \alpha}{\partial q} \langle \tilde{E}^2(z, t) \rangle \quad (2.81)$$

Enthält nun das elektrische Feld zwei Frequenzkomponenten, so lässt sich anhand von Gleichung 2.81 zeigen, dass die Kraft  $\tilde{F}(t)$  mit der Schwebungsfrequenz der beiden Frequenzkomponenten moduliert ist. Das erlaubt eine erste, qualitative Deutung der stimulierten Ramanstreuung:

Eine einfallende elektromagnetische Welle mit der Frequenz  $\omega_L$  wird moduliert durch die Wechselwirkung mit den Molekülschwingungen. Dadurch entstehen Seitenbänder mit dem Frequenzabstand  $\omega_\nu$ . Die neu entstandenen Frequenzkomponenten  $\omega_S = \omega_L - \omega_\nu$  und  $\omega_a = \omega_L + \omega_\nu$  erzeugen durch den o.g. Schwebungseffekt eine Verstärkung der Indexmodulation mit der Modulationsfrequenz  $\omega_\nu$ , Abbildung 2.16. Bei dieser Be-



**Abbildung 2.16:** Erzeugung der Frequenzseitenbänder durch Indexmodulation des Mediums (a), Verstärkung der Schwebung durch die neu entstandenen Frequenzseitenbänder (b), [28]

trachtung entspricht die Schwebungsfrequenz der Frequenz der erzeugten / vernichteten Phononen,  $\omega_\nu = \Omega$ , und die Frequenzen  $\omega_S$  und  $\omega_a$  werden als Stokes- bzw. Antistokeskomponenten bezeichnet.

Eine mögliche Lösung für Gleichung 2.78 lautet nun [28]:

$$q(\Omega) = \frac{(\epsilon_0/m)(\partial\alpha/\partial q)_0 A_L A_S^*}{\omega_\nu^2 - \Omega^2 - 2i\gamma\Omega} \quad (2.82)$$

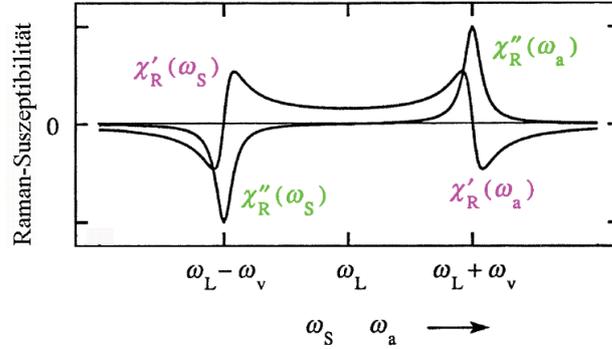
mit den langsam variierenden Einhüllenden der eingestrahnten und der Stokeswellenlänge  $A_L$  und  $A_S$ . In Verbindung mit der Wellenzahl  $k_s$  für die Stokeswellenlänge lässt sich eine komplexe Amplitude für die Stokespolarisation formulieren:

$$P(\omega_s) = \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) q(\Omega) A_L^* e^{ik_s z} \quad (2.83)$$

Damit lässt sich mit der Teilchenzahl  $N$  die Ramansuszeptibilität, in diesem Falle in Abhängigkeit von der Stokeswellenlänge ableiten:

$$\chi_R(\omega_s) = \frac{\epsilon_0(N/6m)(\partial\alpha/\partial q)_0^2}{\omega_\nu^2 - (\omega_l - \omega_s)^2 + 2i\gamma(\omega_l - \omega_s)} \quad (2.84)$$

Weiterhin ist es sinnvoll, sich den Realteil  $\chi'_R$  und Imaginärteil  $\chi''_R$  durch Erweitern mit dem konjugiert komplexen Nenner getrennt anzuschauen, dargestellt in Abbildung 2.17. Offensichtlich wird für den Fall ( $\omega_s = \omega_l - \omega_\nu$ )  $\chi^R$  vollständig negativ imaginär,



**Abbildung 2.17:** Realteil  $\chi'_R$  und Imaginärteil  $\chi''_R$  der Ramansuszeptibilität [28].

was im Prinzip einem negativen Absorptionskoeffizient und damit einem Verstärkungsfaktor für die Stokeswellenlänge entspricht. Außerdem lässt sich anhand der Symmetrieeigenschaften von  $\chi^R$  zeigen, dass  $\chi^R(\omega_s) = \chi^{R*}(\omega_a)$ . Die Antistokeswellenlänge müsste damit eigentlich eine Abschwächung erfahren. Dennoch lässt sich stimulierte Antistokes-Ramanstreuung experimentell beobachten.

Es existiert ein weiterer, bisher nicht erwähnter Beitrag zur Antistokespolarisation, welcher wie folgt von der Amplitude der Stokeswellenlänge abhängt [28]:

$$P(\omega_a) = N\epsilon_0 \frac{\partial \alpha}{\partial q} q(\Omega) A_l \quad (2.85)$$

Dieser Beitrag hat die Eigenschaften der Suszeptibilität für die Vierwellenmischung (FWM) und ist mit  $\chi(3)(\omega_a = \omega_l + \omega_l - \omega_s) = \chi_F(\omega_a)$  ebenfalls als ein  $\chi(3)$ -Effekt zu bezeichnen. Da dieser Vorgang sowohl Leistung von der Stokes zur Antistokeswelle transportiert, als auch umgekehrt, gilt für die Raman- und FWM-Suszeptibilitäten  $\chi_R$  und  $\chi_F$ :

$$\chi_F(\omega_a) = 2\chi_R(\omega_a) ; \chi_F(\omega_s) = 2\chi_R(\omega_s) ; \chi_F(\omega_s) = \chi_F^*(\omega_a) \quad (2.86)$$

Während der Propagation in einem Medium entlang der z-Achse bilden SRS und FWM ein System gekoppelter Ratengleichungen für die langsam variierenden Einhüllenden der Stokes- und Antistokesleistung:

$$\frac{dA_s}{dz} = -\alpha_s A_s + \kappa_s A_a^* e^{i\Delta k z} ; \frac{dA_a}{dz} = -\alpha_a A_a + \kappa_a A_s^* e^{i\Delta k z} \quad (2.87)$$

mit den Koeffizienten

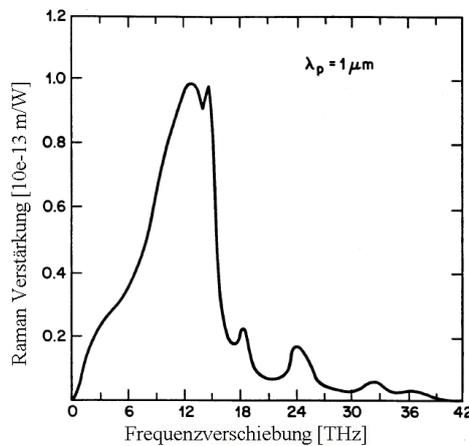
$$\alpha_j = \frac{-3i\omega_j}{n_j c} \chi_R(\omega_j) |A_l|^2, \quad \kappa_j = \frac{3i\omega_j}{n_j c} \chi_F(\omega_j) A_l^2, \quad j = s, a \quad (2.88)$$

und dem Phasenfehlanpassungsvektor  $\Delta k = (2\vec{k}_l - \vec{k}_s - \vec{k}_a)z$ .

Aus diesem Gleichungssystem lassen sich einige wichtige Eigenschaften von SRS und FWM ableiten. Zum einen handelt es sich bei SRS und FWM um  $\chi^{(3)}$ -Effekte aufgrund ihrer Proportionalität zu  $\tilde{E}^3$ . Zum anderen ist SRS ein phasenunabhängiger Vorgang, da die Summanden  $\alpha_{a,s}A_{a,s}$  (aufgrund des Betragsquadrates im Gleichungssystem 2.88) keinen Phasenterm enthalten. Zusätzlich entscheidet bei der FWM stets der Phasenfehlanpassungsvektor  $\Delta k$  über die Konversionseffizienz und bei SRS über das Verhältnis der Stokes- zur Antistokesleistung. Bei Glasfasern spielen damit die Dispersionseigenschaften eine wichtige Rolle bei dem Verhältnis von Stokes- zu Antistokesleistung (Kapitel 3) [28].

### 2.3.7 Stimulierte Ramanstreuung in Glasfasern

Das Spektrum der stimulierten Ramanstreuung (SRS), bzw. das Stokespektrum in Quarzglasfasern wurde erstmals 1972 von Stolen et al. charakterisiert [33]. Aufgrund der amorphen Struktur von Quarzglas lassen sich den Phononenmoden keine scharfen Vibrationsfrequenzen mehr zuordnen, und es kommt zu einer Verbreiterung des Stokespektrums, Abbildung 2.18. Die Messung aus [2] bei  $1\mu\text{m}$  Pumpwellenlänge zeigt



**Abbildung 2.18:** Raman Spektrum  $g_R(\nu)$  in einer Quarzglasfaser bei 1000 nm Pumpwellenlänge [2]

einen maximalen Ramanverstärkungskoeffizienten von  $g_{Rm} = 1 \cdot 10^{-13} \text{m/W}$  bei einem Stokesshift von etwa 13 THz. Bei der Messung aus [33] wurde bei einer Pumpwellenlänge von 526nm bei nahezu identischem Spektrum und gleichem Stokesshift ein  $g_{Rm}$  von  $1,7 \cdot 10^{-13} \text{m/W}$  gemessen. Daraus lässt sich ableiten, dass Stokesshift und Ramanspektrum unabhängig von der Pumpwellenlänge sind. Die relative Nähe der Pumpwellenlänge zu bestimmten elektronischen Übergängen des Glasmaterials hat aber aufgrund des in Abschnitt 2.3.1 besprochenen Resonanzeffektes einen deutlichen Einfluss auf den absoluten Wert von  $g_R$ .

Mit dem Ramanverstärkungskoeffizienten  $g_R$  (Kapitel 2.3.6) lässt sich die Entwicklung der Pumpintensität  $I_P$  und der Stokesintensität  $I_S$  in einer Glasfaser formulieren (Pump- und Stokeswellenlänge  $\lambda_P$  und  $\lambda_S$ , Absorptionskoef.  $\alpha_P$  und  $\alpha_S$  und Intensitäten  $I_P$  und  $I_S$ ):

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S - \alpha_S I_S ; \quad \frac{dI_P}{dz} = -\frac{\lambda_S}{\lambda_P} g_R I_P I_S - \alpha_P I_P \quad (2.89)$$

Die in Kapitel 2.3.6 erläuterten Prozesse, welche einen Transfer von der Stokes- zur Antistokeswellenlänge bewirken, werden hier nicht weiter betrachtet. Außerdem wird für weitere Überlegungen außer Acht gelassen, dass bei hoher Konversionseffizienz die Pumpleistung verringert wird. Damit kann für die eingekoppelte Pumpleistung eine Schwelle bestimmt werden, ab der Pumpleistung und Stokesleistung am Ausgang der Faser gleichauf sind. Dazu wird zunächst das o.g. Gleichungssystem ohne die Verminderung der Pumpleistung durch Konversion zur Stokeswellenlänge umformuliert [2]:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P(0) e^{-\alpha_P z} I_S - \alpha_S I_S \quad (2.90)$$

Die Lösung für diese Gleichung lautet

$$I_S(L) = I_S(0) e^{[g_R I_P(0) L_{eff} - \alpha_S L]} \quad (2.91)$$

Die anfängliche Stokesintensität  $I_S(0)$  muss größer Null sein, da sie sonst nicht wachsen kann. Für eine Singlemode-Faser hat es sich bei derartigen Betrachtungen als korrekt erwiesen, mit einem Photon pro Frequenzeinheit als Startleistung zu rechnen [34]. Um die nächste Rechnung zu erleichtern, wird das Ramanspektrum aus Abbildung 2.18 mit einer Lorentzfunktion angenähert, was zu folgender Formulierung für  $I_S(0)$  führt [34]:

$$I_S(0) = \frac{P_S}{A_{eff}} = \frac{1}{A_{eff}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{h\nu_S \Delta\nu_{Lor}}{(I_P(0) g_{Rm} L_{eff})^{1/2}} \quad (2.92)$$

Dabei ist  $\Delta\nu_{Lor}$  die Halbwertsbreite der Lorentzkurve und  $g_{Rm}$  der maximale Wert für den Verstärkungskoeffizient für SRS. Nach Propagation in einer Faserlänge  $L$  sei nun das Verhältnis zwischen Stokesleistung und Pumpleistung durch den Schwellenfaktor  $x$  ausgedrückt:

$$x = \frac{P_S(L)}{P_p(L)} \quad (2.93)$$

Mit der Annahme, dass  $\alpha_p = \alpha_S = \alpha$  und  $P_p(L) = P_p(0) e^{-\alpha L}$  lässt sich nun eine Gleichung für die Berechnung der Ramanschwelle aufstellen:

$$\frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{h\nu_S \Delta\nu_{Lor}}{(I_p(0) g_{Rm} L_{eff})^{1/2}} e^{-\alpha L + I_p(0) g_{Rm} L_{eff}} = x P_p(0) e^{-\alpha L} \quad (2.94)$$

Diese Gleichung lässt sich in folgende Form bringen:

$$\frac{1}{x} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Delta\nu_{Lor} h\nu_S = \left( \frac{g_{Rm} L_{eff} P_p(0)}{A_{eff}} \right)^{3/2} \frac{A_{eff}}{g_{Rm} L_{eff}} \cdot e^{-\frac{g_{Rm} L_{eff} P_p(0)}{A_{eff}}} \quad (2.95)$$

Der Ausdruck lässt sich nach [34] vereinfachen zu folgender Näherung

$$\frac{1}{x} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Delta\nu_{Lor} h\nu_S \simeq e^{-\frac{g_{Rm} L_{eff} P_p(0)}{A_{eff}}} \quad (2.96)$$

und entsprechend

$$- \left( \ln\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \Delta\nu_{Lor} h\nu_S\right) - \ln(x) \right) \frac{A_{eff}}{g_{Rm} L_{eff}} = P_p(0) \quad (2.97)$$

Bei einer genäherten Halbwertsbreite des Ramanspektrums von etwa 8THz (Abbildung 2.18), einer Stokeswellenlänge von  $1,12\mu\text{m}$  und einem Ramanverstärkungskoeffizienten von  $1 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$  lässt sich bei einer Faser mit der effektiven Länge  $L_{eff}$  und der effektiven Modenfläche  $A_{eff}$  für die Eingangsleistung die o.g. Ramanschwelle formulieren:

$$P_{0,max} \approx \frac{13.6 + \ln(x)}{g_{Rm}} \frac{A_{eff}}{L_{eff}} \quad (2.98)$$

Der Wert für  $P_{RTh}$  ergibt sich für  $x=1$ , Stokes- und Pumpleistung sind also am Ende der Faser gleich stark. Soll als Ramanschwelle definiert werden, dass nur 1 % der Pumpleistung in die Stokesleistung konvertiert wird, so beträgt mit  $x=0,01$  die Ramanschwelle für die Eingangsleistung:

$$P_{0,max} \approx \frac{9}{g_{Rm}} \frac{A_{eff}}{L_{eff}} \quad (2.99)$$

Liegen beispielsweise für die Pump- und Stokeswellenlänge verschiedene Dämpfungen bzw. Verstärkungen vor, wird die Berechnung der Ramanschwelle deutlich aufwändiger, wie in [40] nachvollzogen werden kann. Auch berücksichtigt die obige Abschätzung nicht, wie sich bei einem Faserverstärker verstärkte Spontanemission (ASE) und SRS gegenseitig beeinflussen. In den im nächsten Kapitel folgenden Simulationen wird dies numerisch untersucht.

Das Verhalten der SRS bei ultrakurzen Pulsen ( $\tau_p < 100\text{ps}$ ) wird an dieser Stelle nicht weiter erläutert, da im Rahmen der Arbeit die Erzeugung / Verstärkung solcher Pulse nicht untersucht wurde.

### 2.3.8 Stimulierte Brillouinstreuung

Die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) entsteht durch die Wechselwirkung von Photonen mit akustischen Phononen aufgrund des Effekts der *Elektrostriktion* [28]. Sie hat eine gewisse Ähnlichkeit mit der Wechselwirkung von Photonen und optischen Phono-

nen bei der stimulierten Ramanstreuung. Die Wechselwirkungen der Pumpwellenlänge  $(\omega_p, k_p)$  mit der Schallwelle  $(\Omega_{Br}, k_A)$  und der an dieser reflektierten Stokeswelle  $(\omega_s, k_s)$  lassen sich über folgende Beziehungen ausdrücken:

$$\Omega_{Br} = \omega_p - \omega_s ; k_A = k_p - k_s \quad (2.100)$$

Die Frequenz  $\Omega_{Br}$  ist mit dem Wellenvektor  $k_A$  und der Schallgeschwindigkeit  $v_A$  über die Dispersionsrelation

$$\Omega_{Br} = v_A k_A \approx 2v_A k_p \sin \frac{\theta}{2} \text{ mit } |k_p| \approx |k_s| \quad (2.101)$$

verknüpft [2]. Sie ist offensichtlich maximal, wenn Pump- und Stokeswelle gegenläufig ( $\theta = \pi$ ) sind und verschwindet im kolinearen Fall ( $\theta = 0$ ). In einer Singlemode-Glasfaser bedeutet dies, dass der maximale Stokesshift nur in Gegenrichtung und sonst nicht auftauchen sollte. In einer Faser beträgt er darum  $\nu_{Br} = 2nv_A/\lambda_p$ . In der Realität wird ein vernachlässigbar geringer Anteil auch in Vorwärtsrichtung gestreut, mehr dazu in [2]. Auch bei SBS ist der Verstärkungskoeffizient  $g_{Br}$  als der Imaginärteil der Brillouin-Suszeptibilität begreifbar [28]. Maximal beträgt er:

$$g_{Br,max} = g_{Br}(\Omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2 T_B}{c \lambda_p \rho_0 v_A} \quad (2.102)$$

Dabei ist  $p_{12}$  der longitudinale elasto-optische Koeffizient und  $\rho_0$  die Materialdichte.  $g_{Br,max}$  beträgt bei Quarzglas etwa  $5 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$  und ist damit um zwei bis drei Größenordnungen größer als der Verstärkungskoeffizient  $g_R$  der stimulierten Ramanstreuung. Die Bandbreite des Brillouin-Spektrums lässt sich aus der Lebensdauer  $T_B$  der akustischen Phononen berechnen. Sie beträgt bei Quarzglas in etwa 10ns und führt zu einer Bandbreite der Brillouin-Verstärkung von  $\Delta\nu_{Br} = 17 \text{ MHz}$  [2]. In Glasfasern ist  $T_B$  deutlich kürzer, was u.a. an der Geometrie der Glasfaser liegt, welche zur Ausbildung akustischer Moden führt. Wenn optische Pulse in eine Faser eingekoppelt werden, deren Dauer deutlich kürzer als die  $T_B$  ist, wird entsprechend die Wechselwirkung zwischen den Phononen und Photonen eingeschränkt, und  $g_{Br}$  wird kleiner als  $g_R$ . Das gleiche passiert, wenn die Kohärenzlänge  $L_k = c/(n\Delta\nu_p)$  kleiner wird als die Wechselwirkungslänge  $L_w$  für den SBS-Vorgang (also die Faserlänge  $L$ ). Detaillierte Rechnungen [2] zeigen, dass dann  $g_{Br,max}$  um den Faktor  $1 + \Delta\nu_p/\Delta\nu_{Br}$  verkleinert wird. Ist also die Signalbandbreite  $\Delta\nu_p$  deutlich größer als die Brillouin-Bandbreite  $\Delta\nu_{Br}$ , lässt sich  $g_{Br}$  drastisch reduzieren. Die gekoppelten Ratengleichungen für SBS sind in der Formulierung praktisch identisch mit denen für SRS [2]. Aus diesem Grunde, und mit den o.g. Erkenntnissen in Bezug auf die Signalbandbreite lässt sich ebenfalls eine

Brillouin-Schwelle für die Eingangsleistung formulieren:

$$P_{0,max} \simeq \frac{21 + \ln(x)}{g_{Br,max}} \left( 1 + \frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu_{Br}} \right) \frac{A_{eff}}{L_{eff}} \quad (2.103)$$

Nur bei hinreichend spektral schmalbandigen Signalquellen ist also SBS der dominierende Effekt über SRS.

---

## 3 Simulationen und Stand der Technik

Im folgenden Kapitel wird zunächst die Abhängigkeit nichtlinearer Effekte wie SRS, DFWM, SPM und SBS von den spektralen und zeitlichen Eigenschaften des optischen Signals in der Faser besprochen. Anschließend werden verschiedene Konzepte zur Kontrolle und Unterdrückung nichtlinearer Effekte diskutiert und mit bestehenden Konzepten aus der Literatur verglichen. Insbesondere wird simuliert, ob mit einer Aneinanderreihung von Filtern für die Stokeswellenlänge entlang der Faser ähnlich effektiv SRS unterdrückt werden kann wie bei spektral selektiven Faserdesigns, welche kontinuierlich entlang der Faser die Stokeswellenlänge herausfiltern. Es folgt eine Untersuchung der Möglichkeit, DFWM mit Filtern für die Signal- und/oder Idlerwellenlänge entlang einer Faser zu kontrollieren und zu unterdrücken.

Für eine theoretisch und experimentell sinnvolle Untersuchung von Konzepten zur Unterdrückung nichtlinearer Effekte (NLE) in Glasfasern ist es zunächst von großer Bedeutung, eine sinnvolle Definition einer Schwelle für diese Effekte einzuführen. Da alle besprochenen nichtlinearen Effekte von der Intensität im Kern der Glasfaser abhängen, wird entsprechend von einer Schwellenintensität, oder bei gleichem Kerndurchmesser von einer Schwellenleistung gesprochen werden, ab der ein bestimmter Anteil  $x$  der Nutz- bzw. Signalwellenlänge in andere Wellenlängen umgewandelt wird. Sollen NLE unterdrückt werden, weil die neu entstandenen Wellenlängen für die jeweilige Anwendung nicht nutzbar sind, so ist die in der Literatur übliche Schwelle unbrauchbar. Bei dieser Schwelle wird angenommen, dass  $x=1$  [2]. Für z.B. eine industrielle Anwendung würde das eine inakzeptable Verringerung der Effizienz des Systems bedeuten, weshalb für alle weiteren Betrachtungen eine wesentlich geringere Schwelle von  $x = 0.01$  eingeführt wird.

Wird allgemein die Erhöhung der NLE-Schwelle durch Dämpfung der neu entstehenden Wellenlänge(n) entlang der Faser untersucht, so wird nicht mehr notwendigerweise mit Schwellenleistungen argumentiert. Hier bietet es sich an, die relative Erhöhung der NLE-Schwelle normiert auf eine konventionelle Faser gleicher Abmessungen (aber ohne Dämpfung der betreffenden Wellenlänge) durch einen einheitenlosen Faktor auszudrücken.

### 3.1 Das Verhältnis nichtlinearer Effekte im Vergleich zueinander

Allen oben genannten NLE gemeinsam ist die Möglichkeit, ihre oben diskutierte Schwelle durch Vergrößern des Modenfelddurchmessers (MFD) und durch Verkürzen der Faser zu erhöhen. Bei einer Transportfaser ist die Faserlänge jedoch von äußeren Parametern abhängig, wie beispielsweise in der Material bearbeitenden Industrie, bei der die Laserquelle oft räumlich getrennt von dem Applikationsbereich angeordnet ist. Zusätzlich kann der MFD einer Faser (und damit der Kern) nicht beliebig vergrößert werden. Bei SI-Fasern ist bei Wellenlängen um 1000nm ab ca.  $12\mu\text{m}$  Kerndurchmesser der Punkt erreicht, ab dem die NA des Kerns nicht mehr klein genug gefertigt werden kann, um Singlemode-Eigenschaften zu gewährleisten. Um dies zu erreichen, sind dann zusätzliche Maßnahmen erforderlich [3, 4].

Bei aktiven PCF-Fasern wurde Singlemode-Betrieb bei MFDs von über  $70\mu\text{m}$  demonstriert [1], allerdings zeigen praktisch alle aktiven Faserdesigns mit  $\text{MFDs} > 30\mu\text{m}$  ab einer bestimmten Durchschnittsleistung die Tendenz zu Modeninstabilitäten. Da dieser Effekt nicht von der Pulsspitzenleistung abhängig ist, limitiert er zur Zeit in vielen Pulsverstärkersystemen ab einer gewissen Durchschnittsleistung die Skalierung, und viel Aufwand wird betrieben, um diesen Effekt zu verstehen und zu unterdrücken [50]. Bei aktiven Fasern kann die Faser nicht beliebig hoch dotiert werden, soll eine Verkürzung der Faser durch Erhöhung der Pumplichtabsorption angestrebt werden. Zum einen kann im Betrieb nicht beliebig viel Abwärme pro Meter abtransportiert werden, zum anderen führt eine zu hohe Konzentration von z.B. Ytterbium- oder Erbiumionen zu Effekten wie Photodarkening und Clusterbildung [51].

Dazu gibt es noch Konfigurationen mit Faserverstärkern, bei denen es von entscheidender Bedeutung ist, dass die spektrale Phase der zu verstärkenden, optischen Pulse so wenig wie möglich beeinflusst wird, sogenannte 'chirped pulse amplification' (CPA) Systeme, [52]. Bei solchen Konfigurationen werden möglichst kurze Fasern mit möglichst großen MFDs verwendet, und das Entstehen einer nichtlinearen Phase durch SPM während der Propagation des Pulses ist hier der begrenzende Faktor noch vor FWM und SRS [38].

Es folgt eine Auflistung der in Kapitel 2.3 hergeleiteten Schwellenleistungen für die jeweiligen NLE. Der allen NLE gemeinsame Faktor  $A_{eff}/L_{eff}$  spielt für das Verhältnis der NLE keine Rolle und wird entsprechend weggelassen. Die Schwellenleistung  $\mathcal{P}$  ist somit eine effektive Leistung mit der Einheit W/m. Zudem werden die absoluten Werte für die Verstärkungskoeffizienten der NLE, die Dispersionseigenschaften des jeweiligen Fasertyps und die Verstärkungsbandbreiten der jeweiligen NLEs eingesetzt, welche in Kapitel 2.3 ermittelt wurden. Da diese Betrachtungen in einer Leistungsskalierung

von Faserverstärkern münden sollen, werden nur Fasern mit einem Kerndurchmesser  $\geq 10\mu\text{m}$ , sogenannte Large Mode Area Fasern (LMA-Fasern) betrachtet. Es gilt nun:

1.) Für DFWM in einer ESM-PCF-Faser:

$$\mathcal{P}_{0,max} \simeq 58 \cdot 10^{12} \text{ W/m}$$

2.) Für DFWM in einer aktiven ( $g>0$ ) SI-Faser:

$$\mathcal{P}_{0,max} \simeq 290 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^2 \cdot 1/g \text{ oder } P_{0,max} \simeq 290 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^2 \cdot \frac{A_{eff}}{G}$$

3.) Für SRS in einer passiven Faser:

$$\mathcal{P}_{0,max} \simeq 90 \cdot 10^{12} \text{ W/m}$$

4.) Für SRS in einer aktiven SI-Faser:

Dieser Fall muss numerisch untersucht werden, da die Verstärkung für die Nutzwellenlänge und die Stokeswellenlänge unterschiedlich sind. Ebenso beeinflussen sich ASE und SRS gegenseitig. Mehr dazu im nächsten Kapitel.

5.) Für SBS in einer SI-Faser:

$$\mathcal{P}_{0,max} \simeq 0.33 \cdot 10^{12} \text{ W/m} (1 + \Delta\nu_p / \Delta\nu_{Br})$$

Der Übersichtlichkeit halber wird nun anhand obiger Abschätzungen zusammengefasst, für welchen Parameterbereich bei welchem Fasertyp welcher nichtlineare Effekt die niedrigste Schwelle hat.

- Verstärkung, Transport und Laserbetrieb in SI-Fasern bei hinreichend geringer Verstärkung und ausreichender spektraler Bandbreite. In diesem Fall wird SRS (Punkt 3 und 4) der limitierende Faktor sein, da keine Phasenanpassung auftritt. Entweder ist nach Punkt 2 die Verstärkung oder nach Punkt 1 der Modenüberlapp für DFWM zu gering. Die Unterdrückung von SRS wird in Kapitel 3.2 erläutert.
- Verstärkung und Laserbetrieb in SI-Fasern bei großer Verstärkung. Letztere kann zur Erfüllung der Phasenanpassungsbedingung für DFWM nach Punkt 2 führen, sodass aufgrund des größeren Verstärkungskoeffizienten für DFWM dieser Effekt eine niedrigere Schwelle hat als SRS. Die Unterdrückung verstärkungsinduzierter Vierwellenmischung wird in Kapitel 3.3 angesprochen.
- Verstärkung, Transport und Laserbetrieb in Singlemode-PCF-Fasern. Im Vergleich zu SI-Fasern ist der Modenfelddurchmesser weniger stark abhängig von der Wellenlänge. Ist das Überlappintegral größer als 0,6, ist nach Punkt 1 die

Schwelle für DFWM niedriger als die Ramanschwelle. Die Kontrolle von DFWM wird in Kapitel 3.3 besprochen.

- Die Verstärkung von optischen Signalen mit einer spektralen Bandbreite im Bereich  $<17\text{MHz}$ . Hier ist nach Punkt 5 SBS der limitierende Faktor in Fasern aus Quarzglas bei  $1\mu\text{m}$  Wellenlänge. Die Unterdrückung dieses Effekts wird kurz in Kapitel 3.4 angesprochen.
- Die Verstärkung ultrakurzer Pulse mit hohen Spitzenleistungen in CPA-Systemen. Die spektrale Phase der Pulse wird durch SPM verzerrt, was der minimalen Pulsdauer und maximalen Spitzenleistung Grenzen setzt [1, 38].

Diese Betrachtung macht deutlich, dass die Schwellen der genannten nichtlinearen Effekte stark vom Parameterbereich des zu transportierenden bzw. zu verstärkenden Signals abhängig sind. Die Kontrolle dieser nichtlinearen Effekte wird nun diskutiert.

## 3.2 Konzepte zur Kontrolle von SRS

In Transportfasern und Faserverstärkern auf der Basis von Stufenindexfasern ist bei hinreichender spektraler Signalbandbreite und nicht zu großer Verstärkung SRS der nichtlineare Effekt mit der niedrigsten Schwelle. Ein Blick auf Gleichung 2.90 zeigt, dass neben der Skalierung von Modenfläche und Länge der Faser nur eine Verringerung der effektiven Ramanverstärkung (Verstärkung+Verluste) zu einer Erhöhung der Ramanschwelle führt. Da SRS ein stimulierter Prozess ist, kann eine effektive Erhöhung der Ramanschwelle bei einer gegebenen Faser nur durch Verluste für die Stokesphotonen während der Propagation in der Faser erreicht werden, da  $g_R$  im wesentlichen eine Materialkonstante ist. Effektiv muss also der Absorptionskoeffizient  $\alpha_R$  aus Gleichung 2.90 für die Stokeswellenlänge möglichst groß sein, für die Signalwellenlänge idealerweise aber gleich Null. Um dies zu erreichen gibt es drei Strategien:

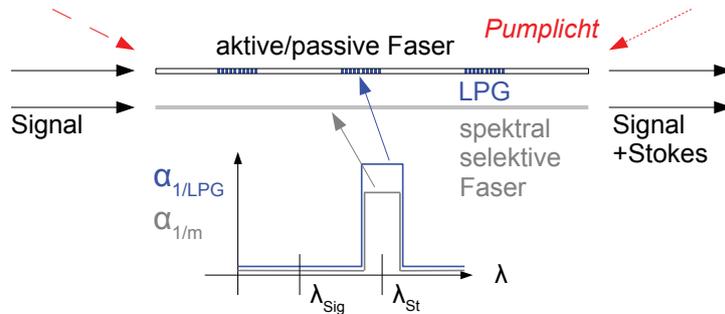
- Dotieren der Faser mit Stoffen, welche die Stokeswellenlänge absorbieren, nicht aber die Signalwellenlänge. Hier kommt möglicherweise Holmium in Betracht, welches in Glas eine steil ansteigende Absorptionsflanke ab  $1045\text{nm}$  Wellenlänge besitzt [38].
- Spektral selektive Faserdesigns, welche hohe Propagationsverluste für die Stokeswellenlänge und niedrige für die Signalwellenlänge haben, mehr dazu in Kapitel 3.5.
- Das Einfügen von Stokesfiltern entlang der Faser. Hierfür sind LPGs hochinteressante Kandidaten, ihre Eignung als Stokesfilter in Fasern ist der Schwerpunkt

dieser Arbeit.

Um diese Strategien untersuchen zu können, wurde in der Arbeitsgruppe ein Simulationsprogramm entwickelt, welches die in Kapitel 2.3.7 eingeführten Propagationsgleichungen numerisch löst. Das Programm berücksichtigt dabei stets die unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten für die Nutzsinalwellenlänge und die Stokeswellenlänge, also dass  $\alpha_p \neq \alpha_S$ . Dazu bezieht das Programm bei aktiven Fasern die Verstärkung der Stokeswellenlänge durch spektralen Überlapp mit dem Verstärkungsprofil der Kerndotierung (bei Ytterbium) mit ein. Ebenfalls wird auch die Erzeugung von Photonen durch spontane Emission der gepumpten Kerndotierung berücksichtigt, deren Wellenlänge innerhalb des SRS-Verstärkungsprofils liegt (Abbildung 2.18) [10]. Die LPGs wurden als Filter mit einer Nutzsinaltransmission  $T$ , einer Dämpfung für die Stokesleistung von 20dB und einer Länge in der Faser von 10cm angenommen. Aufgrund dessen, und wegen der praktischen Umsetzbarkeit im Experiment, wurde die Anzahl der LPGs auf 20 begrenzt.

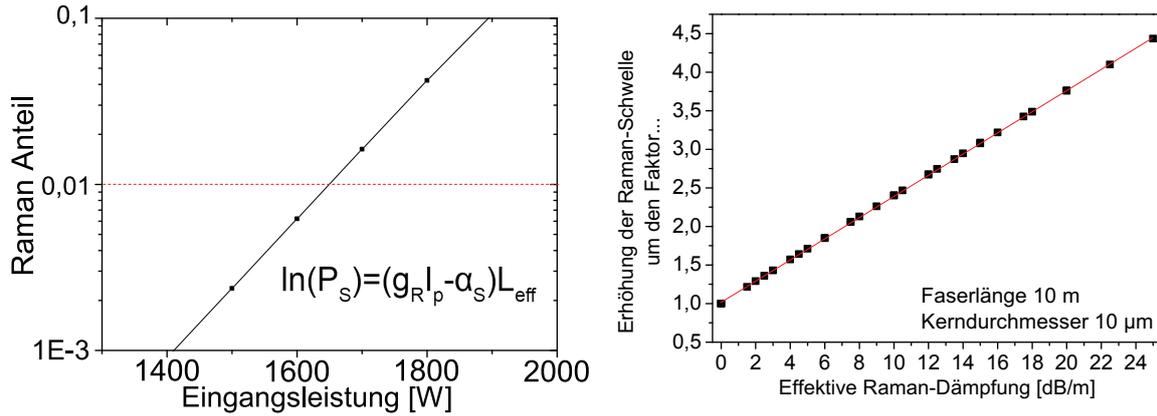
### 3.2.1 Passive Stufenindexfasern

Mit dem o.g. Programm wurde zunächst untersucht, inwieweit eine effektive, kontinuierliche Dämpfung  $\alpha_{1/m}$  der Stokeswellenlänge  $\lambda_{St}$  entlang einer passiven, undotierten Faser zu einer Erhöhung der Ramanschwelle führt, Abbildung 3.1. Zunächst wurde eine



**Abbildung 3.1:** Schematischer Aufbau der Simulation. Blau im Bild die LPGs mit einer Dämpfung der Signal- bzw. Stokeswellenlänge  $\alpha$  pro LPG. Grau im Bild die Dämpfung pro Meter einer möglichen spektral selektiven Faser.

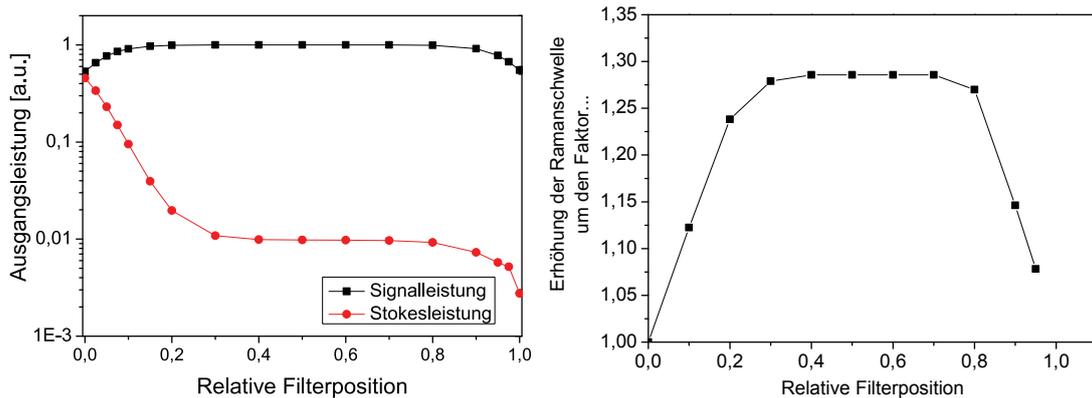
passive SI-Faser mit einem Kerndurchmesser von  $10\mu\text{m}$  und einer Länge von 10m untersucht. Der Anstieg der Stokesleistung relativ zur eingekoppelten Leistung des Nutzsignals ist in Abbildung 3.2 links gezeigt. Ferner ergibt die Simulation einen in guter Näherung linearen Zusammenhang zwischen der Dämpfung (in dB/m) der Stokeswellenlänge und der Erhöhung der Ramanschwelle im Vergleich zu einer ungedämpften Faser, Abbildung 3.2. Im halblogarithmischen Diagramm ergibt sich für den Anstieg



**Abbildung 3.2:** Links: Anstieg der Stokesleistung relativ zur eingekoppelten Nutzsignalleistung. Rot gestrichelt die  $x=0.01$ -Ramanschwelle. Rechts: Relativer Anstieg der Ramanschwelle abhängig von der kontinuierlichen Dämpfung  $\alpha_{1/m}$  der Stokeswellenlänge einer passiven SI-Faser [10]. Simulationspunkte schwarz im Bild.

der Stokesleistung eine Gerade, deren mathematische Umschreibung exakt dem Exponenten in Gleichung 2.91 entspricht. Die Steigung der Geraden ist demnach durch  $g_R L$  vorgegeben, während die Position der Geraden von  $\alpha_S L$  abhängt. Eine Veränderung des Absorptionskoeffizienten  $\alpha_S$  für die Stokeswellenlänge führt also zu einer linearen Verschiebung der Geraden nach links oder rechts. Aus dem Schnittpunkt dieser Geraden mit dem Schwellenwert  $x$  (Rot gestrichelt im linken Bild) ergibt sich die entsprechende Ramanschwelle. Daraus lässt sich ableiten, dass eine Veränderung von  $x$  keinen Einfluss auf die Veränderung der Ramanschwelle durch Variieren der Dämpfung für die Stokeswellenlänge hat, solange die Konversion durch SRS klein bleibt. Denn dann bleibt im semilogarithmischen Diagramm der Anstieg der Stokesleistung linear. Der lineare Zusammenhang zwischen Ramanschwelle und kontinuierlicher Dämpfung der Stokeswellenlänge in dB/m entspricht ebenfalls einer Verringerung des Exponenten in Gleichung 2.91, was linear die Ramanschwelle erhöht. Ebenfalls deckt sich der lineare Zusammenhang mit den Simulationen aus der Literatur [5, 39].

Konzentriert sich die Dämpfung der Stokeswellenlänge auf ein LPG, so ist zunächst entscheidend, an welcher Stelle in der Faser das LPG eingeschrieben wird. Für diesen Zweck wurde für die gleiche Faser eine Signalleistung angenommen, bei der ohne LPGs die Hälfte in die Stokeswellenlänge umgewandelt wird. Ein LPG wird nun vom Anfang bis zum Ende der Faser verschoben, und die Leistung der Signal- und Stokeswellenlänge in Abhängigkeit von der relativen Position des LPGs entlang der Faser simuliert, Abbildung 3.3. Am Anfang der Faser hat das LPG wenig Wirkung, weil dort noch wenige Stokesphotonen entstanden sind. Am Ende der Faser filtert das LPG nur bereits durch SRS erzeugte Leistung bei der Stokeswellenlänge heraus, ohne eine Verringerung der Signalleistung zu verhindern. Nur etwa zwischen dem ersten und letzten Fünftel



**Abbildung 3.3:** Einfluss der relativen Position eines LPGs mit 20dB Dämpfung auf das Verhältnis von Stokes- und Signalleistung am Ausgang der Faser (Links) und auf die Erhöhung der Ramanschwellen (Rechts).

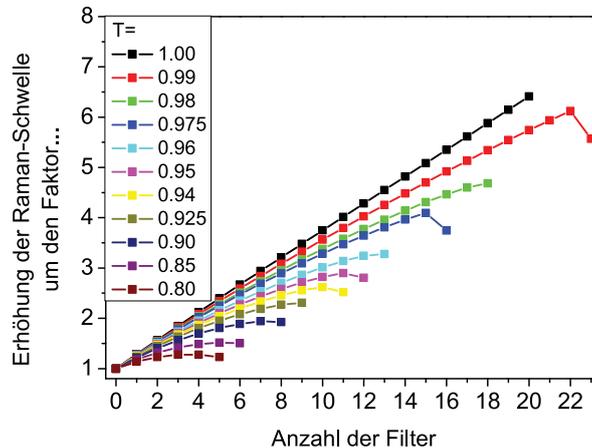
der Faser entfaltet das LPG seine volle Wirkung, indem es die Verstärkung bereits erzeugter Ramanphotonen durch Dämpfung derselben verringert und entsprechend am stärksten die Ramanschwellen erhöht. Aufgrund dieser Betrachtung scheint die optimale Position des LPGs etwa in der Mitte der Faser zu liegen, wobei es sich um ein breites Optimum handelt.

Will man die Anzahl der LPGs entlang der Faser erhöhen, so gelten die gleichen Gesetzmäßigkeiten für die Faserstücke vor und nach dem LPG, bei denen es damit ebenfalls sinnvoll wäre, in deren Mitte jeweils ein LPG zu platzieren. Aufgrund dieser Überlegungen führt die optimale Position mehrerer LPGs entlang der Faser zu einer äquidistanten Verteilung, auch wenn die Dämpfung pro LPG nicht unendlich ist [10]. Weiterhin ergeben Simulationen, dass die getätigten Betrachtungen kaum abhängig von Länge und Kerndurchmesser der Faser sind [10].

Nun zeigt eine 10m lange Faser mit einem Kern mit  $10\mu\text{m}$  Durchmesser bei 3 LPGs mit je 20dB Dämpfung in etwa eine Verdopplung der Ramanschwellen. Die effektive Dämpfung von 60dB verteilt auf 10m beträgt also 6dB/m. Ein Vergleich mit Abbildung 3.2 ergibt, dass eine kontinuierliche, über die Faser verteilte Dämpfung der Stokeswellenlänge von 6dB/m die Ramanschwellen ebenfalls in etwa verdoppelt. Eine Erklärung für diesen Umstand ist die niedrige definierte Ramanschwellen von 1 %: Die Erzeugung von Stokesphotonen zwischen den LPGs und deren anschließende Dämpfung durch die LPGs hat dann wenig Anteil an der Verringerung der transmittierten Signalleistung. Der Unterschied zwischen kontinuierlicher oder (durch die LPGs) quantisierter Dämpfung ist deshalb sehr gering, insbesondere natürlich bei mehreren LPGs. Bei gleicher Faser erhöhen demnach 5 LPGs mit jeweils 20dB Dämpfung nach Abbildung 3.2 die Ramanschwellen genauso wie 4 LPGs mit 25dB Dämpfung [10].

Bis jetzt wurden alle Simulationen unter der Annahme einer vollen Signaltransmission

der LPGs (keine Einfügedämpfung,  $T = 1$ ) angenommen. Für den realistischen Fall, dass jedes LPG zu einer Dämpfung des Signals beiträgt, ändert sich das Bild drastisch. Dazu wurde die obige Simulation wiederholt, allerdings mit einer Signaldämpfung pro LPG von 0 bis 1dB, entsprechend einer Transmission von  $T = 1,0$  bis 0,8, Abbildung 3.4. Eine Verringerung der Signaltransmission führt dazu, dass ab einer bestimmten



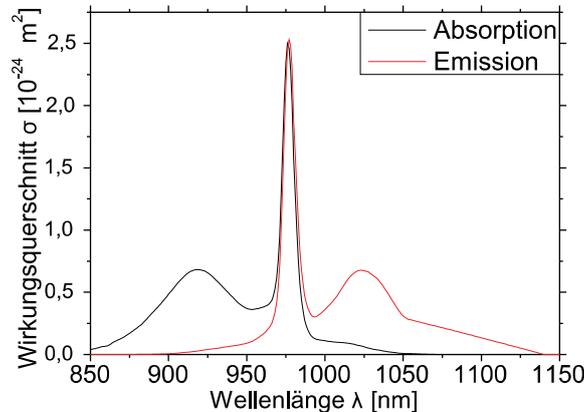
**Abbildung 3.4:** Einfluss der Signaltransmission  $T$  eines LPGs auf die Erhöhung der Raman-schwelle bei einer 10m langen passiven Faser mit  $10\mu\text{m}$  Kern [10].

Anzahl LPGs die Ramanschwelle nicht mehr gesteigert werden kann, bzw. sogar wieder sinkt. Die offensichtlichen Maxima der Kurven entstehen, weil ab einer bestimmten Anzahl LPGs die akkumulierten Verluste für die Signalwellenlänge größer werden als der Gewinn durch die SRS Unterdrückung. Ab einer bestimmten Kombination aus Signaltransmission und Anzahl LPGs enden die Plots abrupt, da die Signalverluste insgesamt so hoch werden, dass in keinem Fall mehr die Ramanschwelle erreicht wird. Es ist ebenfalls wichtig zu erwähnen, dass beispielsweise 10 LPGs mit einer Signaltransmission von  $T = 0,94 = 0,2\text{dB}$  zwar die Ramanschwelle um den Faktor 2,5 erhöhen, dennoch führt die akkumulierte Dämpfung von etwa 2dB zu Verlusten von entsprechend etwa 30 %. Diese müssen durch eine entsprechend erhöhte Eingangsleistung ausgeglichen werden. Anders ausgedrückt, kann die Ramanschwelle zwar gesteigert werden, die 'Transporteffizienz' der Faser wird jedoch verringert. Eine niedrige Einfügedämpfung der LPGs ist bei passiven Fasern offenbar Voraussetzung, soll eine technisch sinnvolle Steigerung der Ramanschwelle erreicht werden [10].

### 3.2.2 Aktive Stufenindexfasern

Die nun folgenden Simulationen wurden mit obiger Software für eine 2m lange Faser mit  $10\mu\text{m}$  Kerndurchmesser und einem  $125\mu\text{m}$  Pumpmantel durchgeführt. Der Kern ist mit Ytterbium dotiert bei einer Konzentration von  $8 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$ , was zu einer Kleinsignalabsorption des Pumplichts (977nm) von etwa 7dB/m führt.

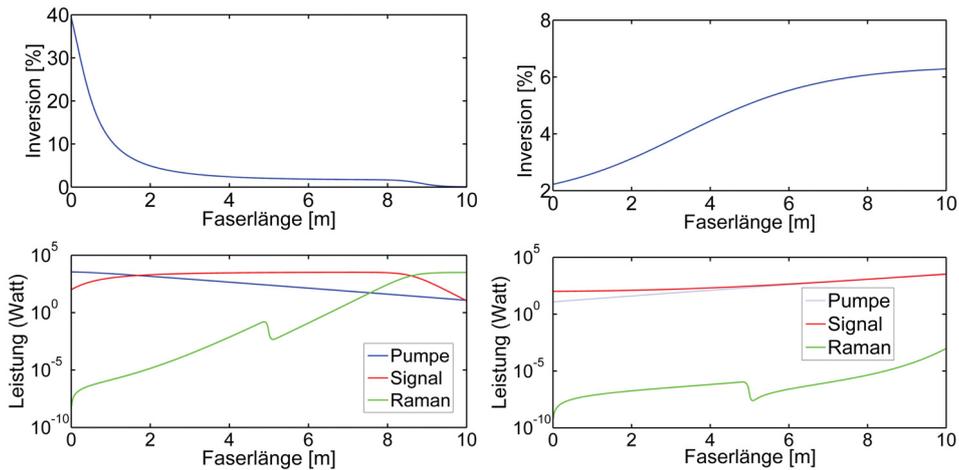
Als Signalwellenlänge wurde 1064nm gewählt, da die im Labor vorhandenen Testquellen bei dieser Wellenlänge arbeiten. Abbildung 3.5 zeigt das Absorptions- und Emissionsspektrum einer mit Ytterbium dotierten, aktiven Faser. Dabei fällt auf, dass das



**Abbildung 3.5:** Absorptions- und Emissionsspektrum von Ytterbium in Quarzglas [25]

Emissionsspektrum, bzw. das Verstärkungsspektrum bis etwa 1150nm reicht. Würde man nun einen Faserverstärker mit einer Signalwellenlänge von 1030nm betreiben, läge die Stokeswellenlänge bei etwa 1080nm, und damit noch deutlich im Bereich des Verstärkungsspektrums. Zum einen erfährt die Stokeswellenlänge dadurch signifikante Verstärkung, zum anderen entstehen Photonen mit der Stokeswellenlänge (durch spontane Emission der Ytterbium-Ionen), die wiederum durch SRS verstärkt werden können. Beides senkt die Ramanschwelle. Unter Umständen ist es sinnvoller, einen Faserverstärker mit einer Signalwellenlänge zu betreiben, die größer ist als 1030nm, obwohl dort der Emissionswirkungsquerschnitt am größten ist. Bei einer Signalwellenlänge von z.B. 1090 nm läge die Stokeswellenlänge bei etwa 1160nm, was kaum noch von Ytterbium verstärkt wird. Eine mit diesen Aspekten erweiterte Formel zur Abschätzung der Ramanschwelle von Faserverstärkern findet sich in [40].

Eine Simulation des Einflusses der Position eines LPGs in einem konter- und kopropagierenden Faserverstärker zeigt praktisch das gleiche Verhalten wie im passiven Fall. Die Erhöhung der Ramanschwelle ist bei einer vollständigen Signaltransmission des LPGs identisch. Bei der konterpropagierenden Anordnung (Nutzsignal und Pumplicht gegenläufig) wird allerdings das breite Maximum der optimalen LPG-Position etwas in Richtung zur Pumpquelle verschoben. Das liegt an der unterschiedlichen Entwicklung der Signalleistung entlang der Faser bei ko- und konterpropagierenden Verstärkern, Abbildung 3.6. Bei kopropagierenden Verstärkern findet aufgrund der hohen Inversion am Anfang der Faser auch dort die größte Verstärkung statt. Es propagiert von Anfang an viel Nutzsignalleistung, die entsprechend früh SRS generiert. Bei konterpropagierenden Verstärkern findet die Verstärkung aus Sicht des Signals mit Schwerpunkt am Ende der

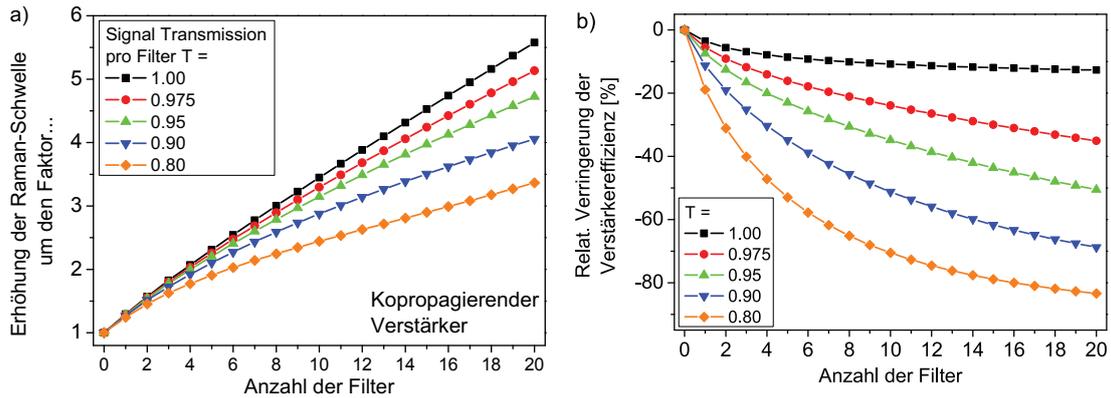


**Abbildung 3.6:** Entwicklung der Inversion und der Leistung von Pumpe, Signal und Ramanstreuung entlang der Faser im kopropagierenden (Links) und konterpropagierenden Faserverstärker (Rechts). Jeweils in der Mitte befindet sich ein LPG mit 20dB Dämpfung für die Stokeswellenlänge.

Faser statt, weshalb auch erst am Ende die Nutzsignalleistung hoch genug ist, um SRS zu generieren [40]. Entsprechend wird deutlich weniger Stokesleistung bei vergleichbarer Ausgangsleistung erzeugt. Deshalb hat ein konterpropagierender Faserverstärker prinzipiell eine höhere Ramanschwellenleistung. Das LPG in der Mitte mit etwa 10cm Länge führt zu einem Knick in der Entwicklung der Stokesleistung und illustriert beispielhaft die Wirkung des LPGs mit entsprechenden Konsequenzen für die Ramanschwellenleistung.

Weitere Simulationen ergeben, dass in beiden Verstärkerkonfigurationen eine äquidistante Anordnung mehrerer LPGs praktisch den gleichen Effekt hat wie der intuitiv sinnvollere Fall einer LPG-Anordnung mit kürzer werdenden Abständen zur gepumpten Seite hin (konterpropagierender Fall) aufgrund des verschobenen Schwerpunkts der Verstärkung [10].

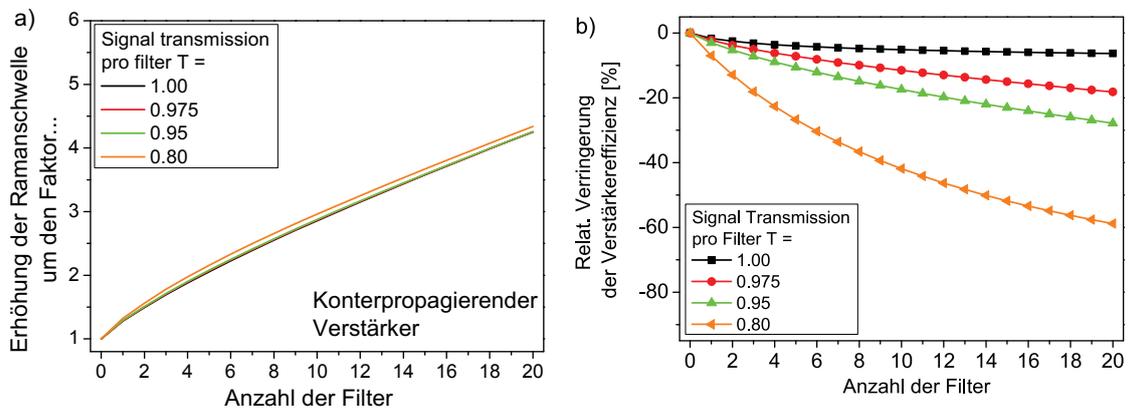
Werden auch bei einer aktiven Faser wieder LPGs mit einer gewissen Einfügedämpfung angenommen, so muss neben der Erhöhung der Ramanschwellenleistung mit der Anzahl LPGs zusätzlich die Effizienz des Verstärkers betrachtet werden, zunächst für den kopropagierenden Fall, Abbildung 3.7 a-b. Offensichtlich ist die Verstärkung zwischen den LPGs in der Lage, die Signalverluste zum Teil zu kompensieren. Darum entfällt das Auftreten eines Optimums, ab dem, wie in Abbildung 3.4, die Ramanschwellenleistung nicht mehr erreicht wird. Der Anstieg der Erhöhung der Ramanschwellenleistung mit der Anzahl LPGs wird bei größer werdender Einfügedämpfung der LPGs jedoch immer geringer. Haben die LPGs eine hohe Signaltransmission, wird die Signalleistung im Verstärker von Anfang an kaum gedämpft. Die Erzeugung von Stokesphotonen von Anfang an wird durch alle LPGs gleich stark gedämpft. Bei verringerter Signaltransmission der LPGs wird das Signal entsprechend gedämpft und damit auch die Erzeugung von Stokesphotonen



**Abbildung 3.7:** Einfluss der Signaltransmission der LPGs auf a) die Erhöhung der Raman-Schwelle und b) auf die relative Verringerung der optischen Effizienz des kopropagierenden Faserverstärkers [10].

verringert. Die LPGs können entsprechend weniger SRS dämpfen, und als Konsequenz fällt auch der Faktor der Ramanswellenerhöhung geringer aus. Die Verstärkereffizienz sinkt mit der Anzahl LPGs schnell ab, da zunehmend mehr Verluste durch zusätzliche Verstärkung ausgeglichen werden müssen und aufgrund der Kopropagation von Pump- und Signallicht von Anfang an viel Leistung im Verstärker propagiert. Entsprechend wirken sich deshalb die Verluste aller LPGs ähnlich stark aus.

Ein gänzlich anderes Resultat ergibt die Simulation in der konterpropagierenden Verstärkerkonfiguration, Abbildung 3.8 a-b. Da hier, wie bereits erwähnt, die Verstärkung



**Abbildung 3.8:** Einfluss der Signaltransmission der LPGs auf a) die Erhöhung der Raman-Schwelle und b) auf die relative Verringerung der optischen Effizienz des konterpropagierenden Faserverstärkers [10].

aufgrund der Inversionsverteilung nicht gleichmäßig entlang der Faser, sondern eher am Ende der Faser bzw. an der Einkoppelseite des Pumplichts stattfindet, tragen nur die LPGs am Ende der Faser zu einer Verringerung der Effizienz bei, weshalb die Verringerung der Verstärkereffizienz insgesamt geringer ausfällt als im kopropagierenden Fall. Im konterpropagierenden Fall hat die Signaltransmission praktisch keinen Einfluss auf

die Erhöhung der Ramanschwelle. Ein Ausgleich der akkumulierten LPG-Verluste für die Signalleistung durch die Verstärkung am Ende der Faser geschieht hier offenbar sehr viel effizienter als im kopropagierenden Fall, sodass die LPGs bei einer vergleichsweise höheren Signalleistung am Ende der Faser auch mehr Stokesleistung dämpfen. Allerdings fällt die effektiv erreichbare Erhöhung der Ramanschwelle im Vergleich etwas geringer aus, da aufgrund der o.g. Inversionsverteilung nicht alle LPGs gleich effektiv die Verstärkung der Ramanphotonen verhindern.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass eine niedrige Signaleinfügedämpfung der LPGs sowohl im passiven als auch im aktiven Fall eine entscheidende Rolle spielt. Das gilt insbesondere bei einer großen Anzahl von LPGs, da die Verluste der einzelnen LPGs akkumulieren. Mit einer Einfügedämpfung von etwa 0,2dB pro LPG kann im passiven Fall die Ramanschwelle mit 10 LPGs verdreifacht und im aktiven Fall mit 20 LPGs vervierfacht werden. Dementsprechend ist ein zuverlässiges Herstellungsverfahren der LPGs vonnöten, welches das sichere Schreiben von mehreren LPGs in eine Faser erlaubt. Daher wird diesem Aspekt in Kapitel 4 besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Für eine erste experimentelle Untersuchung scheint der konterpropagierende Faserverstärker von allen simulierten Fällen am besten geeignet zu sein, da hier die Einfügedämpfung der LPGs praktisch keinen Einfluss auf die Ramanschwelle hat, sondern nur die Effizienz des Faserverstärkers verringern kann. Die Erhöhung der Ramanschwelle sowie die Verringerung der Effizienz lassen sich leicht getrennt untersuchen.

### 3.3 Konzepte zur Kontrolle von FWM

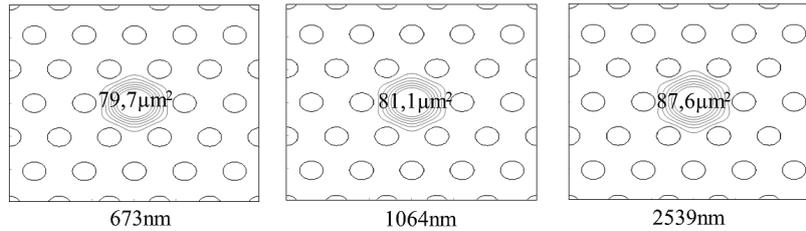
Aufgrund der Betrachtungen in Kapitel 2.3.4 ergeben sich neben kurzen Fasern mit großer Modenfläche im wesentlichen drei Strategien zur Unterdrückung von FWM:

- Dämpfung von Signal und / oder Idler
- Störung der Phasenanpassung entlang der Faser
- Verkleinerung des Überlapps der Moden aller beteiligten Wellenlängen

Für die Untersuchung der ersten Strategie wurde wiederum ein Computerprogramm entwickelt, welches die in Kapitel 2.3.4 erwähnten, gekoppelten Amplitudengleichungen für Pump-, Signal- und Idlerwellenlänge für den Fall von DFWM numerisch löst, [41]. Auch hier wurde wieder eine Schwelle angenommen, ab der 1 % der Pumpleistung durch DFWM in Signal- und Idlerleistung umgewandelt wird.

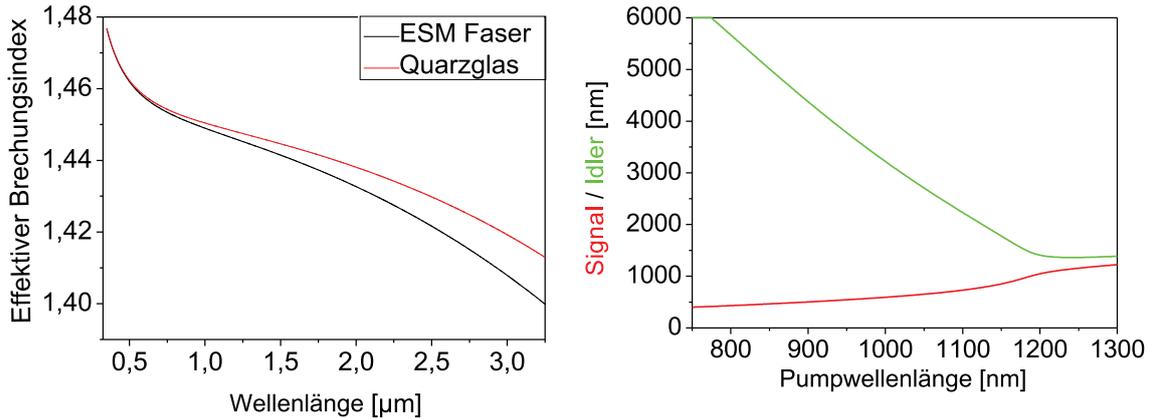
### 3.3.1 Dämpfung von Signal- und / oder Idlerwelle

Zunächst wurde eine passive PCF-Faser simuliert, welche die in Kapitel 2.1.2 beschriebenen 'endlessly single mode' (ESM) Eigenschaften hat. Unabhängig von der Wellenlänge kann nur die  $LP_{01}$ -ähnliche Mode im Kern mit geringen Verlusten propagieren. Zusätzlich ergibt eine Simulation der verwendeten Faser, dass der Modendurchmesser praktisch unabhängig von der Wellenlänge ist, Abbildung 3.9. Auf diese

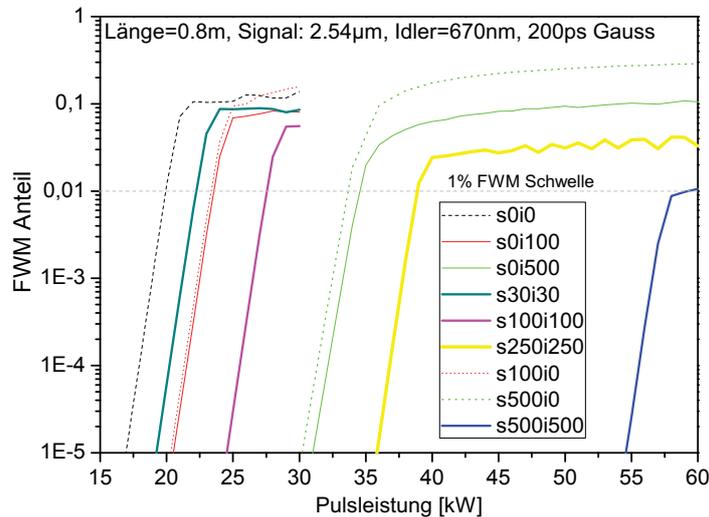


**Abbildung 3.9:** Einfluss der Wellenlänge auf die effektive Fläche der Kernmode in einer ESM Faser. Rechnung mit drei Beispielwellenlängen und den gleichen Faserdimensionen wie in Abbildung 2.5 mit dem Poor Man's Approach [15].

Weise kann das in Kapitel 2.3.4 erwähnte Überlappintegral in guter Näherung mit  $f(\lambda_{1,2,3,4}) = 1$  angenommen werden, was die Simulation vereinfacht und im Experiment sicher stellt, dass der Verstärkungskoeffizient für FWM größer ist als bei SRS. Im nächsten Schritt wird die Erfüllung der Phasenanpassung und der Energieerhaltung untersucht. Zunächst wurde der effektive Brechungsindex der  $LP_{01}$ -ähnlichen Mode in der PCF-Struktur aus Abbildung 2.5 in Abhängigkeit zur Wellenlänge mit dem 'Poor Man's Approach' [15] simuliert, Abbildung 3.10 links. Aufgrund des relativ großen Kerndurchmessers von etwa  $10\mu\text{m}$  ist der Einfluss der PCF-Struktur auf den wellenlängenabhängigen, effektiven Brechungsindex im Vergleich zu reinem Quarzglas gering, der Einfluss der Materialdispersion überwiegt [41]. Das Gleichungssystem 2.60 wurde bei gegebenen Dispersionsdaten gelöst. Auf diese Weise lässt sich vorhersagen, mit welchen Signal- und Idlerwellenlängen bei einer gegebenen Pumpwellenlänge Phasenanpassung möglich ist, Abbildung 3.10 rechts. Bei einer Pumpwellenlänge von 1064nm würde beispielsweise eine Idlerwellenlänge von etwa 670nm und eine Signalwellenlänge von etwa 2540nm auftreten. Soll nun mit Hilfe von optischen Filtern entlang der Faser die FWM-Schwelle erhöht werden, so ist zu untersuchen, ob es genügt, nur Signal oder Idler zu unterdrücken, oder ob eine Unterdrückung beider gleichzeitig erforderlich ist. Für diesen Zweck wurde eine Simulation durchgeführt, bei der zunächst Verluste pro Länge Faser jeweils nur für Signal oder Idler oder für beide betrachtet werden, Abbildung 3.11. Die Simulation wurde für 0,8m der Faser mit dem Querschnitt von Abbildung 2.5 bei 200ps Pulsdauer und 1064nm Pumpwellenlänge durchgeführt. An dieser Stelle ist es wichtig zu erwähnen, dass die Bestimmung der FWM-Schwelle im



**Abbildung 3.10:** Links: Einfluss der Wellenlänge auf den effektiven Brechungsindex der Kernmode  $n_{eff,K}(\lambda)$  in einer ESM-PCF-Faser im Vergleich mit der Materialdispersion von reinem Quarzglas. Simulation mit den Faserdimensionen aus Abbildung 2.5. Rechts: Signal- und Idlerwellenlänge der ESM-PCF-Faser in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge.



**Abbildung 3.11:** Simulation der FWM-Schwelle bei 1064nm Pumpwellenlänge bei verschiedenen Dämpfungen der Signal- und Idlerwellenlänge. s100i0 bedeutet 100dB/m Dämpfung nur für Signal, s250i250 entsprechen 250dB/m Dämpfung für Signal und Idler.

gepulsten und im cw-Fall zu unterschiedlichen Ergebnissen führt. Im Gegensatz zum cw-Fall tragen im gepulsten Fall mit den oben genannten Parametern nicht alle instantanen Leistungsanteile des Pulses gleichermaßen zum FWM-Prozess bei. Entsprechend ist die FWM-Schwelle höher, da insbesondere die Pulsflanken aufgrund der geringen Leistung praktisch nichts zum FWM-Prozess beitragen. Die Simulation erlaubt nun einige wichtige Schlüsse über das Konversionsverhalten bei Einfügen einer Dämpfung für Signal und / oder Idler.

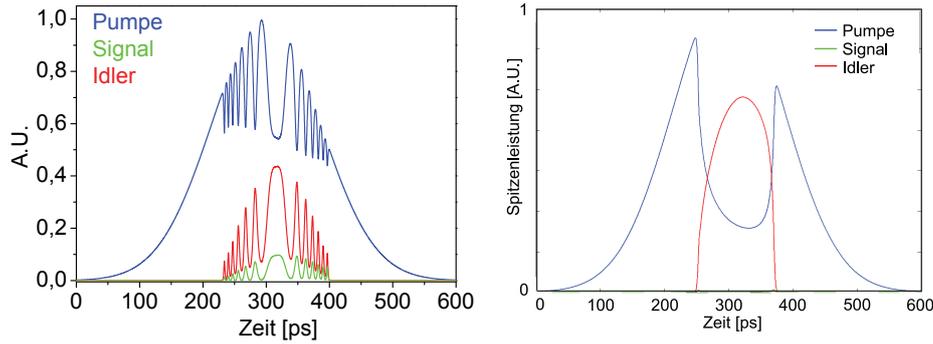
- Für eine Verdopplung der FWM-Schwelle erscheinen Dämpfungen von Signal *oder* Idler weit über 500dB/m als nötig.

- Eine Verdopplung der FWM-Schwelle erfordert offensichtlich Dämpfungen von Signal *und* Idler von etwa 250dB/m, sind dann aber wirkungsvoller als die Dämpfung einer der FWM-Partner mit 500dB/m.
- Eine starke Dämpfung des Signals erhöht zwar die FWM-Schwelle, im Bereich weit über der FWM-Schwelle verbessert sich aber die Konversionseffizienz zur Idlerwellenlänge. Dieser Effekt erfordert eine Dämpfung von deutlich über 100dB/m für die Signalwellenlänge.
- Offenbar ist es bei Pumpwellenlängen um 1064nm möglich, mit einer Faser aus Quarzglas Licht im mittleren Infrarotbereich (MIR,  $\lambda > 2\mu\text{m}$ ) und im sichtbaren Bereich zu erzeugen. Dies ist experimentell zu untersuchen.

Nimmt man eine Dämpfung von 20dB pro Filter an, so wären deutlich über 25 Filter für Signal oder Idler erforderlich, um die FWM-Schwelle zu verdoppeln. Entsprechend bräuchte man jeweils mehr als 12 Filter für Signal und Idler, um in etwa den gleichen Effekt zu erzielen. Bei Faserlängen im Bereich weniger Meter entspräche das einem Abstand der Filter im Bereich einiger Zentimeter, und es ist fraglich, ob dieser enorme Aufwand den Nutzen rechtfertigt.

Abbildung 3.11 zeigt im Bereich weit über der FWM-Schwelle bei fehlender Dämpfung der Signal- und Idlerwelle ein Schwanken des FWM-Anteils mit der Pumpleistung. Dieser Effekt lässt sich darauf zurückführen, dass die Richtung des Energietransfers zwischen Pumpe, Signal und Idler von der Leistung dieser drei beteiligten Wellenlängen abhängig ist [2, 41]. Wird die Leistung der Pumpe durch FWM-Konversion kleiner als die Leistung von Signal und Idler, erfolgt eine Rückkonversion von Signal und Idler zur Pumpe. Eine Simulation der Pulsform nach Propagation in o.g. Faser zeigt eine entsprechende Verzerrung der Pulsformen für Pumpe, Signal und Idler, Abbildung 3.12 links.

Offenbar kommt es ab einer bestimmten (instantanen) Leistung innerhalb des Pulses zu einem Oszillieren der Leistung zwischen den drei beteiligten Wellenlängen. Bei starker Dämpfung einer der FWM-Partner, hier der Signalwellenlänge, verschwindet dieser Effekt jedoch, Abbildung 3.12 rechts. In diesem Fall verhindert die Dämpfung der Signalwellenlänge einen Rücktransfer von Signal und Idler zur Pumpe, und die Konversionseffizienz zur Idlerwellenlänge kann bis zu 30 % betragen, Abbildung 3.11. Der Rücktransfer wird durch das Fehlen der Signalphotonen verhindert, und der Transfer kann damit nur in Richtung Idler erfolgen [42]. Die hohe Effizienz erklärt sich dadurch, dass die Dämpfung der Signalleistung aufgrund der vergleichsweise geringen Photonenenergie der Signalwellenlänge (2540nm) der gesamten Leistung am Ausgang der Faser nur wenig Verluste zufügt. Anders herum würde die Dämpfung der Idlerwellenlänge



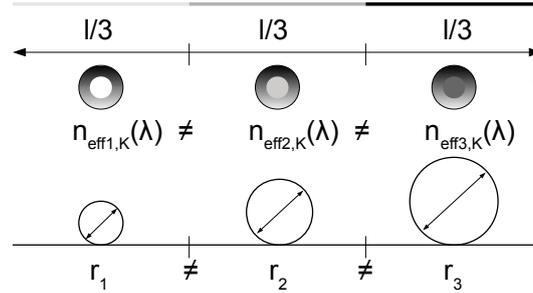
**Abbildung 3.12:** Simulation der Pulsform für Pumpe, Signal und Idler bei Propagation in o.g. Faser ohne Dämpfung von Signal und Idler (links) und mit 500dB/m Signaldämpfung (rechts) jeweils weit über der FWM-Schwelle.

(670nm) aufgrund der etwa vier mal so großen Photonenenergie der gesamten Ausgangsleistung am Ende der Faser entsprechend größere Verluste zufügen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Beeinflussung der FWM-Schwelle mittels Dämpfung der Signal- oder Idlerwellenlänge sehr große Dämpfungen von einigen Hundert dB/m erfordert. Eine sehr große Anzahl an Filtern wäre erforderlich, um einen signifikanten Effekt zu erzielen. Andererseits kann die gezielte Dämpfung der Signalwellenlänge zu einer Verbesserung der Konversion von Pumpe zu Idler führen. Auf diese Weise könnte effizient nahinfrarotes Licht in sichtbares, rotes Licht umgewandelt werden. Quarzglas mit einem signifikanten OH-Anteil besitzt eine starke und breite Absorptionslinie bei etwa 2700nm Wellenlänge (ein molekularer Vibrationsübergang [43]), sodass eine geschickte Wahl der Pumpwellenlänge zu einer starken Absorption des Signals durch den OH-Übergang führen würde, mit einer entsprechenden Verbesserung der Idler-Konversion. Bei der diskutierten ESM-PCF-Faser liegt die Pumpwellenlänge nach Abbildung 3.10 dann bei etwa 1050nm

### 3.3.2 Störung der Phasenanpassung entlang der Faser

Der zweite Weg zur Erhöhung der FWM-Schwelle besteht in der Störung der Phasenanpassung entlang der Faser. Um dies zu erreichen, muss sich  $n_{eff,K}(\lambda)$  entlang der Faser verändern. Da es technisch sehr anspruchsvoll ist, eine Faser herzustellen, deren Eigenschaften sich kontinuierlich mit der Länge ändern, bieten sich folgende Strategien an, Abbildung 3.13. Zum einen kann die Faser mit der Länge  $l$  in mehrere Faserstücke (z.B.  $l/3$ ) mit leicht unterschiedlichen Dispersionseigenschaften kombiniert werden, zum anderen kann die Faser in Abschnitte unterteilt werden, die mit unterschiedlichen Radien aufgewickelt werden, was ebenfalls  $n_{eff,K}(\lambda)$  verändert [31]. In beiden Fällen ist die parametrische Verstärkung bei jedem Faserabschnitt für eine unterschiedliche Wellenlänge am größten, weshalb z.B. die Unterteilung der Faser in drei unterschiedliche

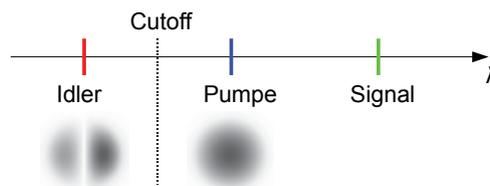


**Abbildung 3.13:** Störung der Phasenanpassung entlang der Faser durch Verbinden unterschiedlicher Fasern oder durch unterschiedliche Wickelradien.

Abschnitte effektiv wie eine Verkürzung der Faser um den Faktor drei wirkt und entsprechend exponentiell die FWM-Schwelle verringert. Detaillierte Simulationen zeigen, dass eine kontinuierliche Veränderung entlang der Faser effektiv die Schwelle für FWM um mehrere Größenordnungen erhöht [2, 31]. Nach [31] erscheint auch der Ansatz erfolgversprechend, in eine bestehende Faser in regelmäßigen Abständen Segmente eines anderen Fasertyps zu spleißen, um die Phasenanpassung zu unterbrechen .

### 3.3.3 Verkleinerung des Modenüberlapps

Wie in Kapitel 2.3.4 beschrieben, wirkt sich der Überlapp aller beteiligter Moden beim FWM-Prozess direkt auf die Größe der parametrischen Verstärkung aus. Eine sehr einfache Möglichkeit, den Überlapp zu verkleinern, besteht in der Auswahl eines Faserdesigns, dessen Kombination aus V-Parameter und  $n_{eff,K}(\lambda)$  dafür sorgt, dass die Idlerwellenlänge unterhalb der Cutoff-Wellenlänge liegt, Abbildung 3.14. In diesem Fall



**Abbildung 3.14:** Verringerung des Überlappintegrals der beteiligten Moden durch Idlerwellenlänge unterhalb der Cutoff Wellenlänge

verteilt sich die Leistung der Idlerwelle auf die  $LP_{11}$ - und die  $LP_{01}$ -Mode, was entsprechend die FWM-Schwelle erhöht. Der Überlapp der Intensitätsverteilung der  $LP_{11}$ - und  $LP_{01}$ -Mode ist  $<1$ , ebenso verringert die Wellenlängenabhängigkeit der Modenfläche der  $LP_{01}$ -Mode den Überlapp der Intensitätsverteilung der Moden. Beides verringert die parametrische Verstärkung. Bei vielen SI-Fasern ist dieser Fall gegeben, während PCF-Designs, insbesondere mit Kerndurchmessern  $\geq 10\mu\text{m}$ , häufig ESM-ähnliche Eigenschaften besitzen. Deshalb wird bei LMA-PCF-Fasern FWM eher beobachtet als

SRS [41].

Bei aktiver Fasern in Verstärkerkonfiguration ist es möglich, dass Phasenanpassung durch die Verstärkung entlang der Faser auftritt, wobei auch diese Form der FWM mit den oben genannten Strategien unterdrückt werden kann [31]. Unter bestimmten Umständen sind Signal und Idler der verstärkungsinduzierten Vierwellenmischung gleich der Antistokes- und Stokeswellenlänge der ebenfalls auftretenden, stimulierten Ramanstreuung, und eine Wechselwirkung ist möglich [2, 28, 31]. Sie kann sich z.B. darin äußern, dass Stokesphotonen durch die verstärkungsinduzierte FWM zu Antistokesphotonen konvertiert werden (siehe auch Kapitel 2.3.6), was bei der Definition einer Ramanschwelle zu berücksichtigen ist. Aufgrund des sehr komplexen Zusammenhangs verstärkungsinduzierter FWM und SRS sei auf die zuletzt genannten Referenzen verwiesen.

### 3.4 Konzepte zur Kontrolle von SBS

Die Unterdrückung von SBS spielt prinzipiell nur dann eine Rolle, wenn optische Signale sehr geringer spektraler Linienbreiten im MHz-Bereich in Glasfasern transportiert oder verstärkt werden sollen [44]. Neben großen Kerndurchmessern und kurzen Fasern gibt es drei Möglichkeiten, die SBS-Schwelle zu erhöhen:

- a) Eine akustische Optimierung der Fasern, um die Wechselwirkung der optischen und akustischen Moden zu reduzieren [35, 36].
- b) Eine Veränderung der Schallgeschwindigkeit des Fasermaterials entlang der Faser, um die Phasenanpassung zu unterbrechen [37].
- c) Der Einsatz von Signalquellen mit ausreichender spektraler Bandbreite, wenn keine geringe Linienbreite erforderlich ist (Gleichung 2.103, [66]).

Insbesondere bei der Verstärkung von Nanosekundenpulsen hoher Leistung für die Materialbearbeitung ist der dritte Punkt von Bedeutung, da hier die spektrale Linienbreite nicht von Bedeutung ist.

### 3.5 Spektral selektive Glasfasern

Das Konzept der Unterdrückung von SRS durch Dämpfung der Stokeswellenlänge während der Propagation in Glasfasern ist nicht neu. In der Vergangenheit wurden in erster Linie sog. spektral selektive Faserdesigns (SSFD) für diesen Zweck vorgeschlagen [5, 6, 7, 8], Abbildung 3.15. Ihre Funktionsprinzipien, ihre Skalierbarkeit des Kerndurchmessers, ihre effektiv erreichbare Dämpfung der Stokeswellenlänge in dB/m und die damit effektiv erreichte Erhöhung der Ramanschwelle sollen als *Stand der Technik* in Kürze zusammengetragen und bewertet werden.



**Abbildung 3.15:** Querschnitt einer PBG-Faser, einer Dual-Hole-Assisted-Faser, einer W-type-Faser und einer Ring-type-Faser.

## Photonic-Bandgap-Fasern

PBG-Fasern nutzen den Effekt der Braggreflektion, um eine Führung des Lichts im Kern zu erreichen. Der Bragg-Spiegel besteht bei PBG-Fasern aus mehreren zylindrisch um den Kern angeordneten Schichten alternierender Brechungsindizes. Da die Bragg-Bedingung erfüllt sein muss, werden nur bestimmte Wellenlängen im Kern geführt. Bei korrekt gewählten Designparametern kann die Stokeswellenlänge entlang der Faser ausgekoppelt werden [8]. Bis heute wurden Kerndurchmesser von etwa  $10\mu\text{m}$  realisiert bei einer Dämpfung benachbarter Wellenlängen von etwa  $25\text{ dB/m}$  [45], allerdings wurden in dieser Referenz *kürzere* als die zu verstärkenden Wellenlängen (ASE) unterdrückt. In [8] wurde versucht, SRS mit einer PBG-Faser zu unterdrücken. Dabei wurde eine Dämpfung der Stokeswellenlänge von nur etwa  $1\text{ dB/m}$  bei einem Kerndurchmesser von etwa  $10\mu\text{m}$  erreicht. Die effektive Erhöhung der Ramanschwelle wurde hier nicht untersucht.

## Dual-Hole-Assisted Fasern

Dieser Typ spektral selektiver Fasern entspricht einem SI-Design, wobei aber in direkter Nähe zum Kern zwei Kapillaren eingearbeitet sind. Die Nähe der Kapillaren zum Kern führt dort zu einer starken Doppelbrechung. Für eine der optischen Achsen im Kern existiert eine *obere* Cutoff-Wellenlänge für die  $LP_{01}$ -Mode, da sich ab dieser Wellenlänge der effektive Brechungsindex der  $LP_{01}$ -Mode dem der Mantelmoden angleicht. In [6] wurde ein Kerndurchmesser von etwa  $9\mu\text{m}$  erreicht, die effektive Dämpfung der Stokeswellenlänge wurde leider nicht charakterisiert, ebenso wurde die effektive Erhöhung der Ramanschwelle nicht bestimmt.

## W-type-Fasern

Bei der W-type-Faser ist der Kern einer SI-Faser mit einem Ring umgeben, dessen Brechungsindex zwischen Kern und Mantel liegt. Der Abstand des Rings zum Kern ist so gering, dass das evaneszente Feld der Kernmode in den Ring hineinragt. Dadurch wird ab einer bestimmten, oberen Cutoff-Wellenlänge Leistung vom Kern in den Ring transferiert. Der große Vorteil gegenüber allen anderen spektral selektiven Faserdesigns besteht in der Möglichkeit, durch Wickeln der Faser mit einem definierten Biegeradius diese Cutoff-Wellenlänge einstellen zu können. Die Anforderungen an die Fertigungstoleranzen werden dadurch geringer. In [5] wurde bei einem Kerndurchmesser von  $7\mu\text{m}$

eine Dämpfung der Stokeswellenlänge von 5dB/m erreicht. Leider wurde auch hier nicht bestimmt, um wie viel die Ramanschwelle im Vergleich zu einer konventionellen Faser gleicher Dimensionen erhöht wurde.

### Ring-Type-Fasern

Auch die Ring-Type-Faser entspricht einem SI-Design. In einem gewissen Abstand zum Kern befindet sich jedoch ein Ring mit einem höheren Brechungsindex als in dem Kern. Oberhalb einer bestimmten Wellenlänge stimmt der effektive Brechungsindex der Kernmode mit dem der im Ring geführten Mode überein, und es kommt aufgrund der Phasenanpassung zu einem Leistungstransfer vom Kern in den Ring. Die Stärke der Überkopplung (nicht die Wellenlänge!) kann durch den Biegeradius beim Wickeln eingestellt werden. Auch in [7] wurde weder die Dämpfung der Stokeswellenlänge angegeben, noch wurde experimentell die Erhöhung der Ramanschwelle bestimmt.

Zusammenfassend gesagt, erlaubt keine der o.g. Referenzen einen wirklichen Rückschluss auf die effektive Erhöhung der Ramanschwelle im Vergleich mit einer konventionellen Faser gleicher Dimensionen. Weitere Veröffentlichungen, die etwas über die Skalierung des Kerndurchmessers der spektral selektiven Faserdesigns berichten, bleiben bis heute aus. Aufgrund der resonanten Natur dieser Faserdesigns wird die Flankensteilheit der spektralen Selektivität mit größerem Kerndurchmesser immer geringer, weshalb die Anforderungen an die Fertigungstoleranzen während der Herstellung der Faser immer größer werden. Deshalb geht der Kerndurchmesser all dieser Ansätze bis heute nicht wirklich über  $10\mu\text{m}$  hinaus [10].

## 3.6 Langperiodische Gitter

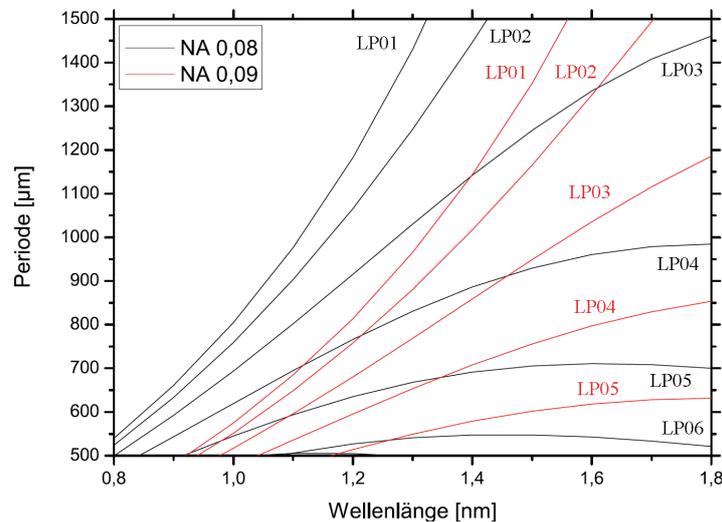
Langperiodische Gitter (LPGs) sind die logische Umsetzung der in Kapitel 2.2.2 gewonnenen Erkenntnisse in Form von periodischen Indexmodifikationen im Kern einer Faser zur Kopplung der Kernmode mit bestimmten Mantelmoden [9]. Da diese Form der Modenkopplung resonant ist, lassen sich gezielt bestimmte Wellenlängen vom Kern in den Mantel koppeln, was einem spektralen Kerbfilter entspricht. Einige der Anforderungen an einen solchen Filter zur Unterdrückung von SRS wurden in Kapitel 3.2 ausführlich diskutiert, im Folgenden geht es nun um die Simulation der LPGs für SI- und PCF-Fasern. Ziel der Simulation ist eine brauchbar exakte Vorhersage, welche Gitterperiode der LPGs bei welcher Wellenlänge zu einer Kopplung in welche Mantelmoden führt. Die Simulation dieser Fragestellung basiert auf der Bestimmung der effektiven Brechungsindizes der Kern- und Mantelmoden aufgrund von Gleichung 2.23, wobei diese Brechungsindizes wellenlängenabhängig sind:

$$n_{eff,K}(\lambda) - n_{eff,M}(\lambda) = \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (3.1)$$

Aufgrund der sehr unterschiedlichen Dispersionseigenschaften von SI- und PCF-Fasern werden die folgenden Simulationen jeweils für PCF- und SI-Fasern getrennt durchgeführt.

### 3.6.1 LPGs in SI-Fasern

Die Bestimmung der wellenlängenabhängigen, effektiven Brechungsindizes  $n_{eff,K}(\lambda)$  und  $n_{eff,M}(\lambda)$  der Kern- und Mantelmoden in einer Stufenindexfaser wurde mit FiberCAD [16] durchgeführt. Hierfür wurde eine Doppelmantelfaser wie aus Abbildung 2.2 mit Singlemode-Kern angenommen. Symmetriebetrachtungen zeigen, dass die Mantelmoden der Ordnung  $LP_{0n}$  mit  $n = (2N - 1)$  den größten Überlapp (Gleichung 2.15) mit dem Kern aufweisen [9, 46]. Eine solche Mantel-Mode ist z.B. im dritten Bild von Abbildung 2.2 zu sehen und zeigt erkennbar mehr Intensität im Kern als die Mantelmode rechts daneben, welche z.B. der Ordnung  $LP_{mn}$  mit  $n, m \geq 1$  entspricht. Aufgrund dessen wurden die effektiven Brechungsindizes verschiedener Mantelmoden der o.g. Klasse sowie die Kernmode für verschiedene Wellenlängen simuliert, zunächst für eine kommerziell erhältliche Singlemode-Faser mit einem Kerndurchmesser von  $10\mu\text{m}$  und einem  $125\mu\text{m}$ -Mantel von Luft mit  $n=1$  umgeben. Anschließend wurde mit Gleichung 3.1 die entsprechende Gitterperiode für eine bestimmte Mantelmode und Wellenlänge berechnet, Abbildung 3.16. Somit kann bei einer gegebenen Gitterperiode vorhergesagt



**Abbildung 3.16:** Simulation der LPG-Periode für verschiedene Mantelmoden ( $LP_{02} - LP_{07}$ ) bei zwei verschiedenen Werten (0,08 und 0,09) für die NA des Kerns mit  $10\mu\text{m}$  und einem Mantel mit  $125\mu\text{m}$  Durchmesser umgeben von Luft mit  $n=1$ .

werden, bei welcher Wellenlänge in welche Mantelmode gekoppelt wird. Ebenfalls wird deutlich, dass die einzelnen  $LP_{0n}$ -Mantelmoden stark unterschiedliche Dispersionseigenschaften besitzen. Zudem hat die numerische Apertur des Kerns einen sehr großen Einfluss auf den Verlauf der Resonanzen. Dies ist relevant, da der Herstellungsprozess

von Stufenindexfasern mit gewissen Fertigungstoleranzen einhergeht, und eine geringe Abweichung der NA zu einem gänzlich anderen Resonanzverhalten führt. Es wird experimentell zu untersuchen sein, ob die NA über die Länge der Faser und bei verschiedenen Chargen des Herstellers konstant bleibt, und ob für die jeweilige verwendete Faser eine experimentelle Iteration der Gitterperiode erforderlich ist.

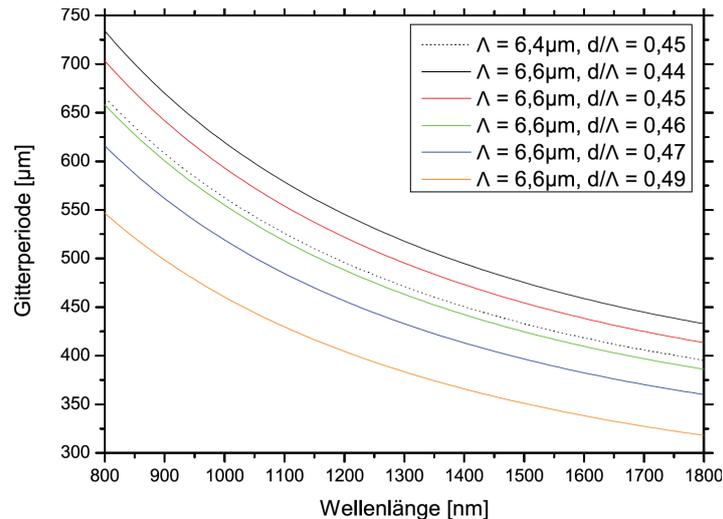
### 3.6.2 LPGs in PCF-Fasern

Für die Simulation der Beziehung zwischen Gitterperiode und Resonanzwellenlänge für PCF-Fasern gilt prinzipiell die gleiche Vorgehensweise wie bei den SI-Fasern. Auch hier wurde eine kommerziell erhältliche PCF-Faser untersucht. Es handelt sich um ein one-hole-missing-Design mit vier Ringen mit einem  $d/\Lambda$  von 0,46 und einem Lochabstand von  $6,6\mu\text{m}$ . Der Mantel ist rund und hat einen Durchmesser von  $125\mu\text{m}$  und ist auch hier von Luft mit  $n=1$  umgeben. Damit gleichen die Dimensionen im Kernbereich der Faser denen aus Abbildung 2.5. Zusätzlich wurde angenommen, dass die Mantelmoden mit einem hohen Kernüberlapp einen großen Überlapp mit der PCF-Struktur aufweisen, da diese unmittelbar den Kern umschließt. Der Einfachheit halber wurde darum mit dem effektiven Brechungsindex der  $LP_{01}$ -ähnlichen Mode im Kern und der Fundamental-Space-Filling-Mode (FSM) in der PCF-Struktur als Mantelmode gerechnet:

$$n_{eff,K}(\lambda) - n_{FSFM}(\lambda) = \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (3.2)$$

Diese Vereinfachung erscheint angemessen, da die betreffenden Mantelmoden alle einen hohen Überlapp mit der PCF-Struktur aufweisen und diese, wie bereits besprochen, stark die Dispersionseigenschaften vorgibt. Aufgrund dessen unterscheiden sich die wellenlängenabhängigen Gitterperioden  $\Lambda(\lambda)$  für die jeweiligen Mantelmoden nur durch einen relativ konstanten Offset untereinander, ihre Ableitungen  $d\Lambda(\lambda)/d\lambda$  sind jedoch im wesentlichen identisch [47]. Die Bestimmung der Gitterperiode wurde auch hier für unterschiedliche Wellenlängen und leicht unterschiedliche Kapillardimensionen durchgeführt, Abbildung 3.17. Erstaunlicherweise ist das Verhältnis von Resonanzwellenlänge zu Gitterperiode im Gegensatz zu SI-Fasern eher antiproportionaler Natur, d.h. für kleinere Resonanzwellenlängen werden größere Gitterperioden benötigt. Eine Erklärung hierfür ist die starke Wellenlängenabhängigkeit der FSM-Mode (Abbildung 2.3), welche im Vergleich zu den Mantelmoden einer SI-Faser ein gänzlich anderes Verhalten zeigt. Die Simulation zeigt ebenfalls, dass die Variation der Kapillardimensionen ebenfalls nur zu einem Offset, nicht aber zu einer Veränderung der Kurvenform selbst führt.

Zusammengefasst sind sowohl für SI- als auch für PCF-Fasern brauchbare Abschätzungen für die Ermittlung der Gitterperiode eines LPGs möglich, dass bevorzugt die



**Abbildung 3.17:** Simulation der LPG-Periode für verschiedene  $d/\Lambda$ -Werte einer one-hole-missing ESM-PCF-Faser mit den gleichen Faserdimensionen wie in Abbildung 2.5

Stokeswellenlänge in einer Transport- bzw. Verstärkerfaser in den Mantel koppelt, um SRS zu unterdrücken.

In der Fachliteratur wird davon berichtet, dass standardmäßig LPGs mit einer Extinktion von 15-60dB mit verschiedenen Techniken in alle möglichen Fasertypen geschrieben werden können [9, 11, 12, 49]. Nimmt man beispielsweise Konfigurationen an, in denen ein LPG pro Meter in einem Faserverstärker verwendet wird, so erscheinen effektive Dämpfungen der Stokeswellenlänge von 20dB/m mit LPGs einfach realisierbar zu sein. Verglichen mit den diskutierten, spektral selektiven Faserdesigns, die jeweils nur einige dB/m effektive Dämpfung anbieten, wäre das eine beträchtliche Verbesserung.

Limitiert ist die Anzahl der LPGs pro Meter prinzipiell nur durch die bereits diskutierte Dämpfung der Nutz- oder Signalwellenlänge und durch einen Mangel an Durchmischung der Mantelmoden wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben. Koppelt nämlich ein LPG Stokesphotonen in eine bestimmte Mantelmode, so kann das dahinter angeordnete LPG die Stokesphotonen aus der Mantelmode wieder in die Kernmode zurückkoppeln [48]. Dieser Effekt wird nur verhindert, wenn durch Modenmischung im Mantel der Faser genügend Leistung von der betreffenden Mantelmode auf benachbarte Mantelmoden verteilt wird. Für diese Mantelmoden ist das dahinter angeordnete LPG nicht resonant, eine Rückkopplung wird verhindert.

Für eine Skalierung der Ramanschwelle mit LPGs ist die Durchmischung der Mantelmoden damit von großer Bedeutung, da sie entscheidet, wie viele LPGs pro Meter Faser möglich sind. Eine Untersuchung der Mantelmodenmischung zwischen zwei LPGs wird deshalb im Experimentaltel der Arbeit vorgestellt und diskutiert.

---

## 4 Langperiodische Gitter

Wie bereits besprochen, lassen sich LPGs mit verschiedenen Techniken in nahezu beliebige Faserdesigns einschreiben. Die Anforderung an eine mögliche Einschreibtechnik besteht in erster Linie darin, dass der Brechungsindex nicht homogen über den Querschnitt der Faser, sondern eher auf den Kern begrenzt modifiziert wird (Kapitel 2.2.2). Um dies zu erreichen, haben sich im wesentlichen zwei Einschreibtechniken etabliert. Zum einen können Fasern verwendet werden, die einen photosensitiven Kern besitzen. Durch Belichten mit UV-Licht mit Hilfe einer Maske transversal zur Faser kann der Brechungsindex im Kern der Faser periodisch modifiziert werden [9]. Nachteilig bei dieser Methode ist die zwingend erforderliche Dotierung des Kerns mit einem photosensitiven Material.

Zum anderen ist es möglich, beispielsweise mit Hilfe eines fokussierten CO<sub>2</sub>-Lasers durch einen transversal eingebrachten, longitudinal begrenzten Wärmeeintrag die thermomechanischen (und durch den photoelastischen Effekt auch die optischen) Eigenschaften des Kerns einer Glasfaser permanent zu modifizieren. Die Möglichkeit, durch thermomechanische Behandlung LPGs in eine Faser zu schreiben, wurde erstmals 1999 mit Hilfe einer Bogenentladung von Hwang et al. gezeigt [53] und im Jahre 2003 erstmals von Rao et al. mit einem CO<sub>2</sub>-Laser [54].

Aufgrund der maximalen Flexibilität und der Unabhängigkeit von photosensitiven Fasern wurde für die Arbeit entschieden, das Einschreiben von LPGs in Fasern mit Hilfe eines CO<sub>2</sub>-Lasers zu untersuchen. Die LPGs wurden hinsichtlich ihrer Eignung als Kerbfilter für die Unterdrückung von SRS auf folgende Eigenschaften hin optimiert: a) Maximale Dämpfung für die Stokeswellenlänge, b) Minimale Dämpfung für die Nutz- bzw. Signalwellenlänge, c) Optimierter Überlapp des Dämpfungsspektrums (oder auch Extinktionsspektrums) mit dem Stokesspektrum der SRS. Dabei wurden sowohl SI- als auch PCF-Fasern untersucht, bei den SI-Fasern sowohl passive als auch aktive Fasern. Aufgrund des üblichen Air-Clads in aktiven PCF-Fasern (Kapitel 2.1.3) ist eine Beeinflussung der thermomechanischen Eigenschaften des Kerns mittels eines CO<sub>2</sub>-Lasers nicht möglich, ohne das Air-Clad durch Schmelzen zu kollabieren. Aus diesem Grunde konnten nur passive PCF-Fasern untersucht werden.

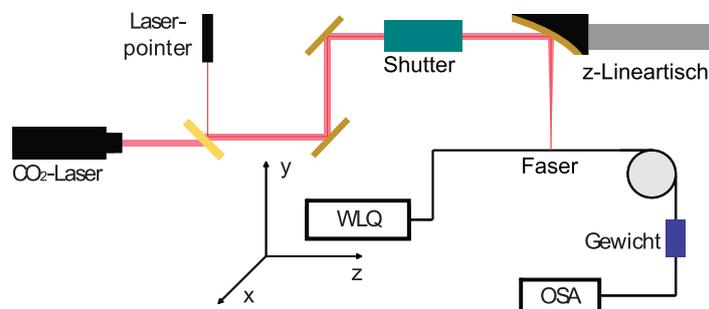
Polarisationserhaltende Fasern wurden in dieser Arbeit nicht untersucht, da sie aufgrund ihrer transversal doppelbrechenden Kerne für die jeweilige Polarisationsachse

unterschiedliche effektive Brechungsindizes für die Kernmode besitzen. Anders ausgedrückt, ist hier die Entartung der  $LP_{01}$ -Mode für die Polarisation aufgehoben, was bei LPGs zu zwei Resonanzbedingungen führt [55]. Um für grundlegende Untersuchungen unnötige Unbekannte zu vermeiden, wurden auf die Untersuchung polarisationserhaltender Fasern verzichtet.

## 4.1 LPGs in Stufenindexfasern

Im Verlauf der Experimente hat sich gezeigt, dass eine Leistung des  $CO_2$ -Lasers von etwa einem Watt für die thermische Behandlung der jeweiligen Fasern ausreichend ist. Als sehr wichtig erwies sich die Stabilität der Ausgangsleistung des verwendeten  $CO_2$ -Lasers. Um diese sicherzustellen, wurde ein  $CO_2$ -Laser mit aktiver Leistungsregelung und zusätzlicher Temperaturstabilisierung angeschafft (Synrad 48-1 mit 'closed loop kit'). Um die Betriebsbedingungen des  $CO_2$ -Lasers nicht zu verändern, wurde die Leistung stets mit einem optischen Abschwächer gesteuert.

Der  $CO_2$ -Laser wurde mit Hilfe eines parabolischen Off-Axis-Spiegels seitlich auf die Faser fokussiert und mit Hilfe eines Lineartisches entlang der Faser bewegt, Abbildung 4.1. Aufgrund der sehr hohen Absorption von Quarzglas bei der Emissionswellenlänge



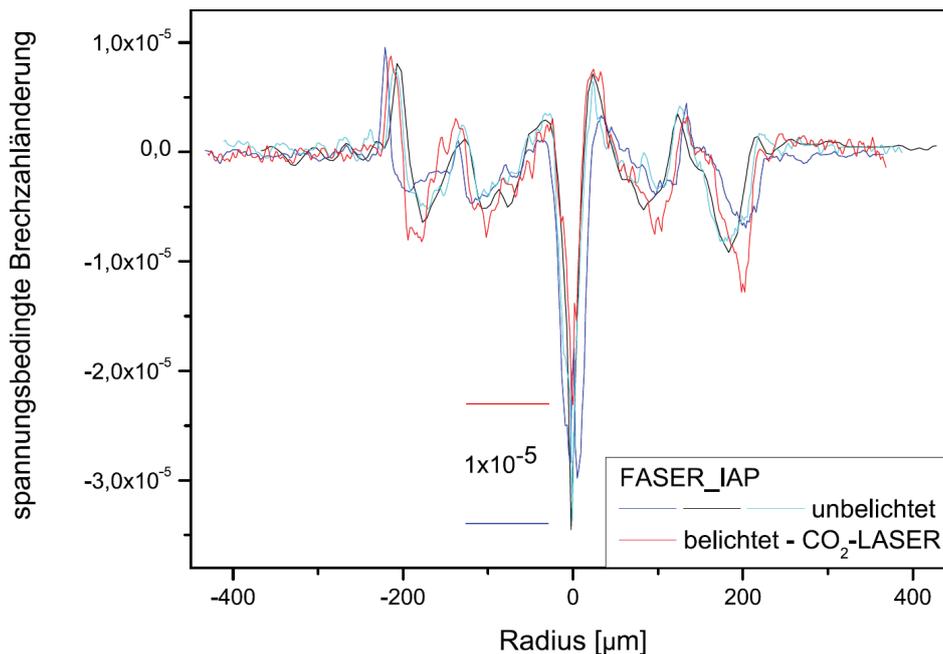
**Abbildung 4.1:** Versuchsaufbau zur transversalen thermischen Behandlung einer Faser mit Hilfe eines  $CO_2$ -Lasers. Die Brennweite des Parabolspiegels beträgt 2 Zoll, der resultierende Fokusbereich etwa  $250\mu m$ . Zur Erleichterung der Justage wurde mit einem roten Pilotlaser gearbeitet, WLQ=Weißlichtquelle, OSA=Optischer Spektralanalysator [23].

des  $CO_2$ -Lasers von  $10,6\mu m$  beträgt die Eindringtiefe des Strahls nur wenige Mikrometer. Die Leistung des  $CO_2$ -Lasers wird im Brennpunkt also instantan in Wärme umgewandelt, die entsprechend in die Faser diffundiert.

### 4.1.1 Thermische Modifikation des Kerns mit Hilfe eines $CO_2$ -Lasers

Zunächst wurde mit einer Leistung von einigen Watt eine Faser mit einem Mantel mit  $0,4mm$  Durchmesser und einem Kern mit  $30\mu m$  Durchmesser über eine Länge

von einigen Millimetern einfach nur großflächig bestrahlt, um diesen behandelten Bereich untersuchen zu können. Zuvor wurde der Polymermantel der Faser entfernt. Die Veränderung der spannungsinduzierten Doppelbrechung der Faser vor und nach der Bestrahlung im Querschnitt konnte mit einem Messaufbau (Entwickelt am IPHT Jena) bestimmt werden, der in [56] näher erklärt wird. Limitiert durch den Messaufbau, waren leider keine kleineren Fasern untersuchbar. Das lokale Erhitzen der Faser hat einen deutlichen Einfluss auf die Spannungsverhältnisse im Kern, welche sich nach [56] in den Brechungsindexverlauf der Faser umrechnen lassen, Abbildung 4.2. Offenbar wird eine



**Abbildung 4.2:** Umrechnung der Spannungsverhältnisse in eine relative Brechzahländerung zwischen Kern und Mantel der Faser.

bereits im Kern vorhandene Spannung durch das Erhitzen der Faser relaxiert, was zu einer relativen Erhöhung des Brechungsindex im Kern von etwa  $1 \cdot 10^{-5}$  führt. Ergebnisse aus der Literatur, in der die Spannung im Kern als Folge des Abkühlprozesses (der unterschiedlichen Gläser von Kern und Mantel) bei der Herstellung der Faser beschrieben wird, geben bei Fasern mit einem  $125\mu\text{m}$  Mantel und einem  $9\mu\text{m}$  Kern eine relative Veränderung des Brechungsindex von bis zu  $8,4 \cdot 10^{-4}$  an, allerdings als grobe Abschätzung [57]. Die Veränderung des Brechungsindex beim Einschreiben der LPGs kann zum Vergleich mit den oben genannten Ergebnissen mit Hilfe von Gleichung 2.39 abgeschätzt werden, mehr dazu in Kapitel 4.1.3.

### 4.1.2 Punktuelle Bestrahlung der Faser mit einem CO<sub>2</sub>-Laser

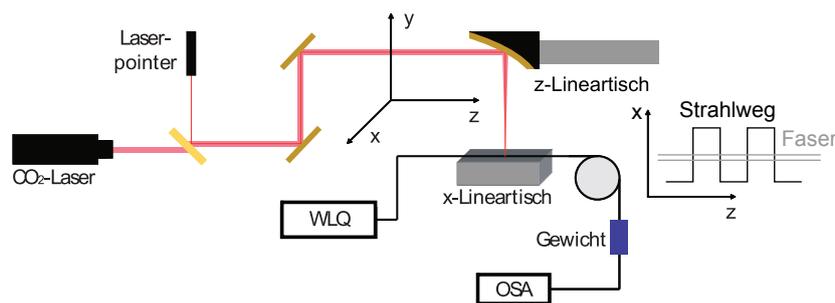
Für einen ersten Versuch, LPGs in eine SI-Faser zu schreiben, wurde der Versuchsaufbau aus Abbildung 4.1 verwendet, da dieser Aufbau in der Literatur oft benutzt wurde

[49, 59]. Um die Faser gespannt zu halten, wurde ein Gewicht von einigen Gramm an die Faser gehängt. Mit einer Weißlichtquelle und einem OSA (optischer Spektralanalysator) wurde das Transmissionsspektrum in Echtzeit vermessen. Der Versuchsaufbau wurde so justiert, dass der CO<sub>2</sub>-Laser Punkt für Punkt auf die Faser strahlt. Dazu wurde ein Shutter verwendet, der den Strahl schaltet, sodass zusammen mit dem Lineartisch eine periodische Modifikation der Faser erreicht werden konnte.

Leider waren mit diesem Aufbau kaum reproduzierbare Ergebnisse zu erzielen. Die Justage war sehr kritisch, und die Einfügedämpfung (durch wellenlängenunabhängige Verluste) lag im Bereich mehrerer dB. Aus diesen Gründen wurde der Versuchsaufbau modifiziert.

### 4.1.3 Überstreifende Mehrfach-Bestrahlung der Faser

Um die Ansprüche an die Justagegenauigkeit zu verringern, wird die Faser nun nicht mehr Punkt für Punkt bestrahlt, sondern überstreifend durch einen zweiten Lineartisch, der die Faser unterhalb des CO<sub>2</sub>-Lasers hin und her bewegt, Abbildung 4.3. Die

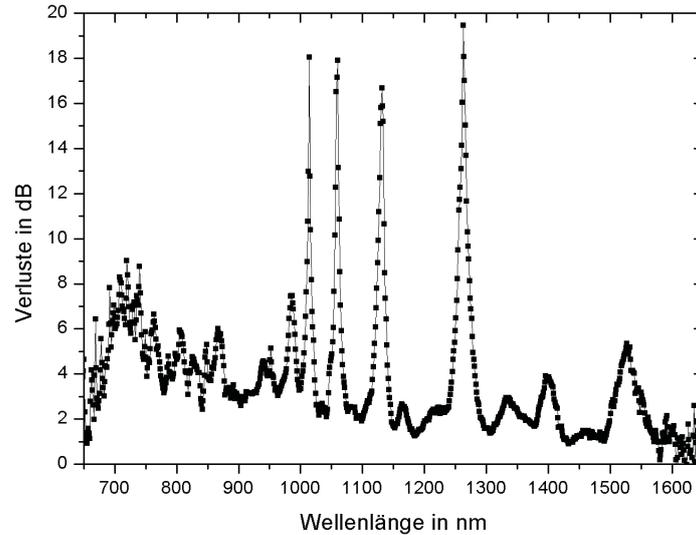


**Abbildung 4.3:** Versuchsaufbau mit überstreifender Bestrahlung der Faser unter dem CO<sub>2</sub>-Laser mit Hilfe eines zweiten Lineartisches, der die Faser unterhalb des CO<sub>2</sub>-Lasers hin und her bewegt.

Faser bewegt sich nach links in x-Richtung und wird vom CO<sub>2</sub>-Laser seitlich gestreift. Der Parabolspiegel wird um die Gitterperiode in z-Richtung verschoben. Nun bewegt sich die Faser nach rechts in x-Richtung und wird abermals vom CO<sub>2</sub>-Laser getroffen, der Parabolspiegel fährt wiederum um die Gitterperiode in z-Richtung, bis die gewünschte Anzahl an Gitterperioden in die Faser geschrieben wurde. Dieser Vorgang kann aufgrund der hohen Wiederkehrgenauigkeit der Lineartische mehrfach wiederholt werden, sodass die Stärke der Modifikation (und damit die Größe der Koppelkonstante  $\kappa$ ) sehr exakt mit der Anzahl der *Überfahrten* eingestellt werden kann.

Mit diesem Versuchsaufbau konnten reproduzierbar LPGs zunächst in eine passive Telekomfaser (Typ IG09, J-Fiber) geschrieben werden. Diese Faser hat einen 9 $\mu$ m-Kern, einen 125 $\mu$ m-Mantel, eine NA von etwa 0,12 und eine Cutoff-Wellenlänge von etwa 1250nm. Ein typisches Transmissionsspektrum nach Einschreiben eines LPGs zeigt

Abbildung 4.4. Die Einfügedämpfung des LPGs liegt bei etwa 2dB, was in Bezug auf



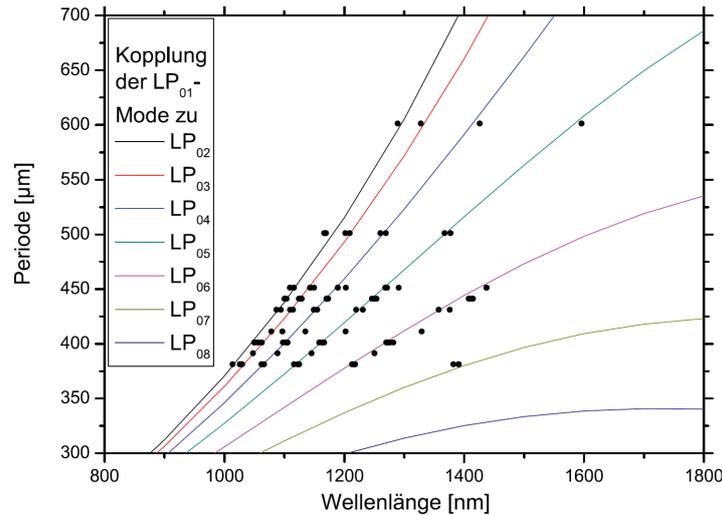
**Abbildung 4.4:** Typisches Transmissionsspektrum eines LPGs eingeschrieben in eine IG09 Telekom Faser mit einer Periode von  $\Lambda = 350\mu\text{m}$  und 30 Perioden. Die Leistung des CO<sub>2</sub>-Lasers lag bei etwa 500mW [61].

die Simulationen in Kapitel 3.2 zu viel ist, um das LPG als Filter zur effizienten SRS Unterdrückung zu benutzen. Die Dämpfung im Bereich der Resonanz-Wellenlängen der verschiedenen Mantelmoden liegt bei 15-20dB, was sich gut mit den Werten aus der Literatur deckt.

In einem nächsten Schritt wurden LPGs mit verschiedenen Perioden von 375-600 $\mu\text{m}$  geschrieben und spektral ausgewertet. Schließlich wurden mit FiberCAD die Resonanzwellenlängen verschiedener Mantelmoden für die jeweilige Gitterperiode simuliert und durch Variation der NA an die experimentell ermittelten Ergebnisse für die IG09-Faser angefitet, Abbildung 4.5. Eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ist feststellbar, obwohl die Abweichung von Design- und Resonanzwellenlänge (nach Gleichung 2.39  $\lambda_{max} = \lambda_D + \Lambda \cdot \overline{\delta n_{kern}}$ ) nicht in die Auswertung einbezogen wurde.

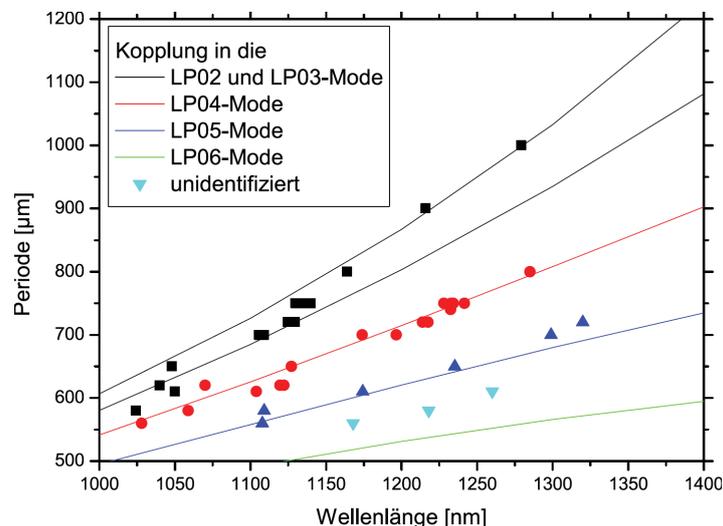
Möglicherweise führt das einseitige Erhitzen der Faser zu einem Spannungsgradienten im *Mantel* der Faser, wie z. B. in [58] diskutiert wurde. Laut dieser Referenz führt der Spannungsgradient dazu, dass das LPG in die durch den Gradienten verzerrten Mantelmoden koppelt, die ohne Gradienten praktisch keinen Kernüberlapp zeigen. Dies würde vermutlich auch die relativ hohe Einfügedämpfung der LPGs in Abbildung 4.4 erklären. In diesem Fall handelt es sich bei den Verlusten um die LPG-Resonanzen herum eher um schwach angeregte Mantelmoden unbekannter Symmetrie durch die Verzerrung der Mantelmoden.

Die gleiche Prozedur der Resonanzen-Bestimmung wurde für die noch später zu unter-



**Abbildung 4.5:** Resonanzwellenlängen bei verschiedenen Gitterperioden experimentell bestimmt (schwarze Punkte) und simuliert (farbige Linien) bei einer angefitteten NA von 0,1085 für die IG09 Faser [23].

suchende Liekki 125/10 Faser durchgeführt. Diese hat ebenfalls einen 125µm-Mantel und einen 10µm-Kern bei einer NA von etwa 0.08. Dadurch liegt die Cutoff-Wellenlänge bei etwa 980nm, was es erlaubt, die im Labor vorhandenen Testquellen für 1030 und 1064nm für spätere Experimente zu nutzen, ohne dass der Kern mehrere Moden führt (was bei der IG09 der Fall gewesen wäre). Abbildung 4.6 zeigt die Resonanzwellenlängen bei verschiedenen Gitterperioden für die Liekki 125/10. Auch hier konnte bis auf

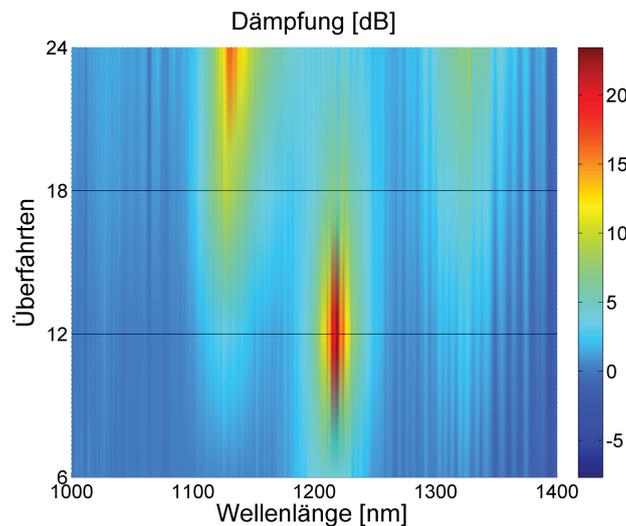


**Abbildung 4.6:** Resonanzwellenlängen bei verschiedenen Gitterperioden experimentell bestimmt (farbige Punkte) und simuliert (farbige Linien) bei einer angefitteten NA von 0,088 für die Liekki 125/10 Faser. Die Zuordnung der Messpunkte zur  $LP_{02}$ - und  $LP_{03}$ -Mode war nicht eindeutig möglich [23].

eine nicht einzuordnende Resonanz eine brauchbare Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie durch Anfitten der NA gefunden werden. Zusätzlich wurde noch so

weit wie möglich der o.g. Unterschied zwischen Design- und Resonanzwellenlänge berücksichtigt, welcher sich beim Einschreiben der LPGs als ein kontinuierlicher Shift der Resonanzwellenlänge äußerte (während des Schreibvorganges wanderte die Resonanzwellenlänge des LPGs stets etwa um einige Nanometer). Das erlaubt eine Abschätzung der durchschnittlichen Anhebung  $\overline{\delta n_{\text{kern}}}$  des Brechungsindex des Kerns im Bereich des LPGs mit etwa  $\overline{\delta n_{\text{kern}}} = (1 - 2) \cdot 10^{-5}$ , was sich recht gut mit den Ergebnissen aus den Spannungsmessungen aus Kapitel 4.1.1 deckt

In einem letzten Schritt wurde versucht, LPGs in aktive, Ytterbium-dotierte Fasern einzuschreiben, um eventuell in einem späteren Experiment Stokesfilter für die SRS-Unterdrückung direkt in eine Verstärkerfaser zu schreiben. Für dieses Experiment wurde ebenfalls eine Liekki 125/10 genommen, deren Kern aber mit Ytterbium-Ionen bei einer Konzentration von  $8 \cdot 10^{25}/m^3$  dotiert war. Um den Schreibvorgang besser zu illustrieren, wurde eine Darstellung gewählt, die den Verlauf der LPG-Resonanzen abhängig von der Anzahl der Überfahrten des CO<sub>2</sub>-Lasers darstellt, Abbildung 4.7. Im Prinzip



**Abbildung 4.7:** Auftreten der LPG-Resonanzen bei der aktiven Liekki Yb125/10 Faser in Abhängigkeit von der Anzahl Überfahrten des CO<sub>2</sub>-Lasers über die Gitterperioden des LPGs [23].

wächst der Kopplungskoeffizient  $\kappa$  mit der Anzahl der Überfahrten, und bei dem Maximum der LPG-Resonanz ist  $\kappa L = \pi/2$ . Auffällig ist auch, dass die unterschiedlichen LPG-Resonanzen bei unterschiedlichen Anzahlen der Überfahrten auftreten. Dies erklärt sich damit, dass für unterschiedliche Mantelmoden auch das Überlappintegral mit der Kernmode unterschiedlich ist, was sich gemäß Gleichung 2.15 direkt auf die Größe der Kopplungskonstanten auswirkt. Die LPG-Resonanz bei 1100nm aus Abbildung 4.7 zeigt deutlich den diskutierten Shift bei wachsendem  $\kappa$  zu längeren Wellenlängen.

Auch bei diesem Experiment scheint die Einfügedämpfung des LPGs ('neben' den Resonanzen, vor allem im Bereich der Nutzwellenlänge) mit einigen dB inakzeptabel hoch

zu sein. Gleichzeitig ist das Spektrum insgesamt stark moduliert, was darauf hindeutet, dass der Kern mehr als eine Mode führt und es zu spektralen Schwebungen zwischen den Kernmoden kommt.

Insgesamt konnte zwar mit dem existierenden Aufbau die Physik der LPGs gut nachvollzogen werden, die für die SRS-Unterdrückung wichtige, niedrige Einfügedämpfung der LPGs konnte mit dem Aufbau jedoch bei so gut wie keinem geschriebenen LPG erreicht werden. Nur mit enormem Aufwand und vielen Versuchen konnte die Einfügedämpfung auf etwa 1dB gesenkt werden. Aus diesem Grunde wurde der Versuchsaufbau dahingehend verändert, dass reproduzierbar und mit einer vernünftigen Ausbeute LPGs in Fasern geschrieben werden können, die eine ausreichend geringe Einfügedämpfung aufweisen.

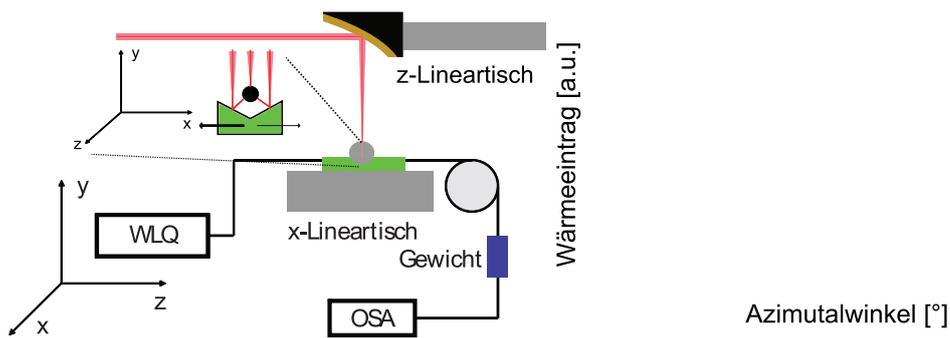
#### 4.1.4 Überstreifende Mehrfach-Bestrahlung der Faser von drei Seiten und Apodisierung

Für die hohe Einfügedämpfung der LPGs kamen im wesentlichen zwei Ursachen in Frage. Zum einen war es möglich, dass die einseitige thermische Behandlung der Faser zu einer schwachen und unkontrollierten Anregung vieler, auch nicht-radialsymmetrischer Mantelmoden führt, die einen breiten und schwachen 'Untergrund' von Verlusten erzeugen. Zum anderen erschien es plausibel, dass die in Abbildung 2.12 gezeigten Nebenmaxima der LPG-Resonanz sich ebenfalls wie unerwünschte Verluste neben den LPG-Resonanzen auswirken.

Um die Anregung nicht-radialsymmetrischer Mantelmoden zu verhindern, bietet es sich an, die thermische Behandlung der Faser möglichst radialsymmetrisch zu gestalten. Eine sehr einfache Methode, dies mit einem CO<sub>2</sub>-Laser zu realisieren, wurde in [59] vorgestellt. Gleichzeitig wurde in dieser Referenz gezeigt, dass ein radialsymmetrischer Wärmeeintrag zu einer selektiven Anregung der radialsymmetrischen Mantelmoden führt. Das Ergebnis in der o.g. Referenz war eine dramatische Reduktion der Einfügedämpfung der LPGs von etwa 2dB auf weniger als 0,1dB.

Mit diesen gewonnenen Erkenntnissen wurde der Versuchsaufbau modifiziert, Abbildung 4.8. Ein Facettenspiegel unterhalb der Faser (grün im Bild), welcher mit der Faser auf dem x-Lineartisch angeordnet wird, sorgt dafür, dass die Faser während des Überstreifens des CO<sub>2</sub>-Laserstrahls schnell hintereinander von drei Seiten einen Wärmeeintrag erhält. Entsprechend gleichmäßig verteilt sich der Wärmeeintrag azimuthal auf der Faser, rechts in Abbildung 4.8.

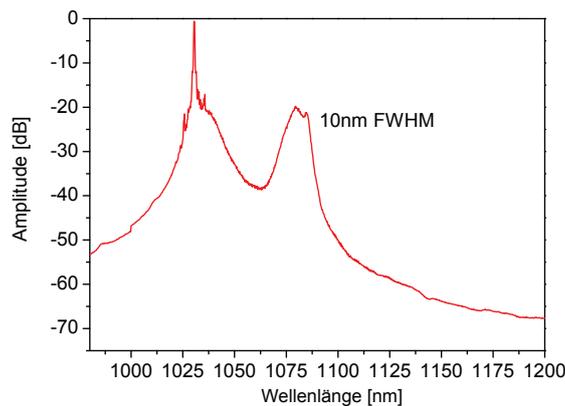
Die Zielanwendung der hergestellten LPGs war in erster Linie die Unterdrückung von SRS in Glasfasern. Nimmt man einen Stokesshift von Quarzglas von etwa 14THz an, so muss das LPG eine entsprechende spektrale Flankensteilheit liefern. Bei einer Si-



**Abbildung 4.8:** Modifikation des Versuchsaufbaus mit dreiseitiger Bestrahlung der Faser bei gleichzeitig überstreifendem Strahl des CO<sub>2</sub>-Lasers nach [59] mit der resultierenden, azimutalen Verteilung des Wärmeeintrages.

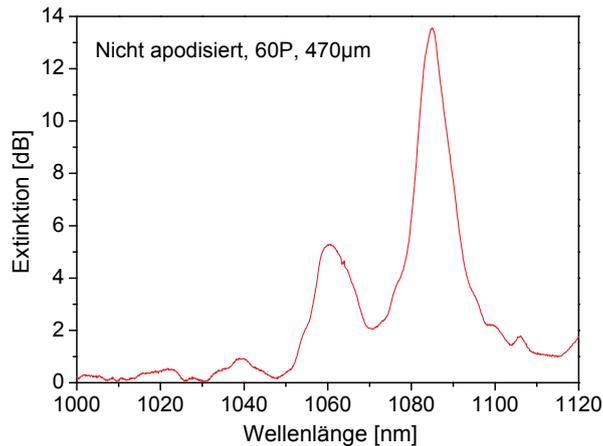
gnalwellenlänge von 1030nm wäre die Einfügedämpfung idealerweise gleich null und bei der Stokeswellenlänge von 1080nm so hoch wie möglich.

Die folgende Abbildung zeigt das SRS Spektrum einer 2m langen Liekki 125/10 Faser, in welche bei 1030nm Wellenlänge 100ps Pulse mit einigen kW Spitzenleistung eingekoppelt wurden, Abbildung 4.9. Ein mögliches LPG zur SRS-Unterdrückung sollte



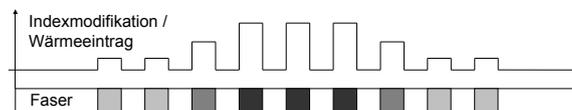
**Abbildung 4.9:** SRS Spektrum einer 2m langen, passiven Liekki 125/10 Faser bei 100ps Pulsen mit einigen kW Spitzenleistung. Die Halbwertsbandbreite des Stokes-Peaks beträgt etwa 10nm

also ebenfalls eine spektrale Bandbreite des Haupttransmissionsmaximums von etwa 10nm FWHM nicht unterschreiten. In einem ersten Schritt wurde versucht, ein LPG in eine passive Liekki 125/10 Faser zu schreiben, welche den genannten Anforderungen in etwa gerecht wird. Nach einigen Versuchen stellte sich eine Periode von 470 $\mu$ m bei einer Anzahl von 60 Perioden und einer Leistung des CO<sub>2</sub>-Lasers von etwa 350mW als brauchbare Parameterkombination heraus, Abbildung 4.10. Das Extinktionsspektrum dieses LPGs hat eine spektrale Halbwertsbreite von etwa 7nm bei einer starken Ausprägung von Seitenmaxima. Beides ist nicht optimal. Um die Bandbreite zu vergrößern und die Nebenmaxima zu reduzieren, wurde experimentell eine Apodisierung des



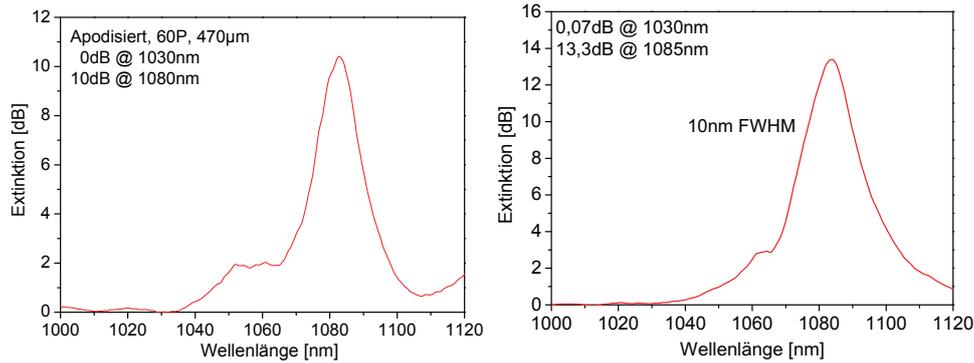
**Abbildung 4.10:** Extinktionsspektrum eines LPGs in einer passiven Liekki 125/10 Faser mit 60 Perioden und  $470\mu\text{m}$  Gitterperiode geschrieben mit 450mW  $\text{CO}_2$ -Laserleistung

LPGs iteriert (Kapitel 2.2.2). Durch Unterbrechen des  $\text{CO}_2$ -Lasers zur richtigen Zeit wurde pro Überfahrt eine unterschiedliche Anzahl an Perioden in die Faser geschrieben. Bei mehreren Überfahrten führt dies zu einer bestimmten Verteilung der Indexmodifikation entlang des LPGs. Um die Bandbreite zu erhöhen und die Nebenmaxima zu reduzieren, erwies sich eine einfache, stufenartige Verteilung der Indexmodifikation als vorteilhaft, schematisch dargestellt in Abbildung 4.11. Zunächst wurden bei konstanter



**Abbildung 4.11:** Schematische Darstellung der stufenartigen Verteilung der Indexmodifikation entlang des LPGs

Leistung des  $\text{CO}_2$ -Lasers und konstanter Periode einige Überfahrten mit 60 Perioden durchgeführt, dann symmetrisch zur Mitte des LPGs einige Überfahrten mit 40 Perioden und dann noch einige Überfahrten mit 20 Perioden. Diese einfache Apodisierung mit 3 Stufen führte bereits zu einer deutlichen Absenkung der Nebenmaxima sowie zu einer vergrößerten spektralen Bandbreite des LPGs, Abbildung 4.12. Sowohl in passiven als auch in aktiven Fasern ließen sich LPGs mit sehr guten Parametern schreiben. Bei 1030nm war bei der passiven Faser keine nennenswerte Einfügedämpfung mehr messbar, während die Dämpfung bei der Stokeswellenlänge etwa 10dB betrug. Bei der aktiven Faser betrug die Einfügedämpfung nur etwa 0,07dB bei einer Dämpfung der Stokeswellenlänge von etwa 12dB. Eine Steigerung der Stokesdämpfung durch mehr Überfahrten (Vergrößerung von  $\kappa$ ) führte wieder zu einer schwachen, unkontrollierten Anregung anderer Mantelmoden, welche eine inakzeptable Erhöhung der Signaleinfügedämpfung bewirkten.



**Abbildung 4.12:** Extinktionsspektrum eines LPGs in einer passiven Liekki 125/10 Faser mit 60 Perioden und der im Text beschriebenen Apodisierung, links für eine passive, rechts für eine aktive Faser

Unter Berücksichtigung der in Kapitel 3.2 besprochenen Simulationen eignen sich die wie oben beschrieben hergestellten LPGs zu einer signifikanten Erhöhung der Raman-schwelle in einem Faserverstärker, ohne nennenswert die Effizienz des Verstärkers zu reduzieren.

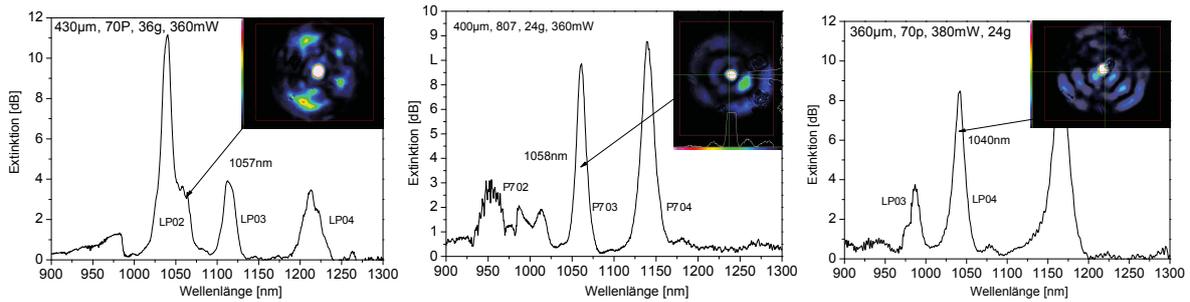
#### 4.1.5 Visualisierung der Mantelmoden

Um die angeregten Mantelmoden zweifelsfrei identifizieren zu können, wurde versucht, diese mit einer Kamera am Ende der Faser sichtbar zu machen. Dazu wurde zunächst ein LPG in eine aktive Liekki 125/10 Faser geschrieben. Anschließend wurde ein Diodenlaser mit 1040nm Wellenlänge in die Faser eingekoppelt und die Faser am anderen Ende einige Millimeter hinter dem LPG gecleavt. Die Endfläche der Faser wurde mit einer Linse auf den CCD-Chip einer Kamera abgebildet, Abbildung 4.13. Für das Ex-



**Abbildung 4.13:** Versuchsaufbau zum Sichtbarmachen der durch das LPG angeregten Mantelmoden.

periment wurden drei LPGs geschrieben, wobei jeweils die Resonanzwellenlänge der  $LP_{02}$ -,  $LP_{03}$ - und der  $LP_{04}$ -Mode mit der Wellenlänge des Diodenlasers übereinstimmen. Entsprechend sind die Mantelmoden zu erkennen, Abbildung 4.14. Eine Bestimmung der numerischen Apertur dieser Faser mit FiberCAD (wie oben beschrieben) deutet auf eine NA von etwa 0,11 hin, was deutlich mehr ist als der vom Hersteller angegebene Wert von 0,08 für die aktive Liekki 125/10. Die Faser führt damit bereits mehr als eine Mode im Kern. Bei ungeschickter Einkopplung z.B. der Weißlichtquelle in den Kern kann das bereits zu spektralen Interferenzen durch Anregung mehrerer



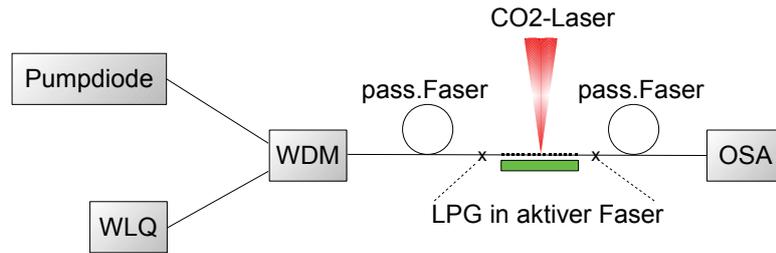
**Abbildung 4.14:** Visualisierung der Mantelmoden ( $LP_{02}$ ,  $LP_{03}$  und  $LP_{04}$ ) direkt hinter dem LPG durch gezieltes Anregen mit einem schmalbandigen Diodenlaser bei 1040nm.

Moden führen, wie offenbar in Abbildung 4.7 zu sehen ist.

Es stellte sich als sehr anspruchsvoll heraus, die Mantelmoden sichtbar zu machen, was vermutlich zwei Ursachen hat. Zum einen erkennt man in Ansätzen eine Dreiteilung der Intensitätsverteilung der Mantelmoden, was darauf hindeutet, dass die Indexmodifikation des Mantels noch immer nicht optimal gleichmäßig, sondern auf drei Winkelbereiche entlang des Azimutalwinkels der Faser verteilt ist. Zum anderen hat die aktive Liekki 125/10 Faser einen oktagonalem Mantel, um die Durchmischung der Moden zu verbessern. Möglicherweise ist aufgrund dessen in Abbildung 4.14 eine Überlagerung der jeweiligen  $LP_{02,3,4}$ -Mode mit durch Modenmischung angeregten anderen Moden zu sehen.

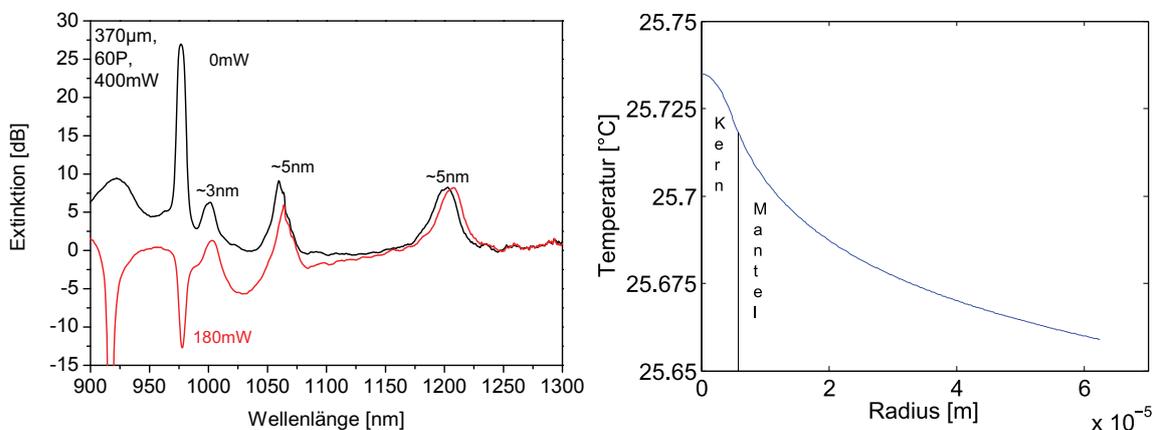
### 4.1.6 Mechanismen für Resonanzverschiebungen der LPGs

Wie in Kapitel 2.3.2 besprochen, führt das Pumpen einer z.B. mit Ytterbium dotierten Faser zu einer leichten Anhebung des Brechungsindex im Kern, und damit auch des effektiven Brechungsindex der Kernmode  $n_{eff,k}$ . Das sollte nach Gleichung 2.23 direkt zu einer Verschiebung der Resonanzwellenlängen eines LPGs führen. Soll mit LPGs SRS in einer aktiven Faser unterdrückt werden, darf diese Verschiebung nicht zu stark sein, da sich sonst der Überlapp des Extinktionsspektrums des LPGs mit dem Spektrum der SRS verschlechtert. Um die Stärke dieses Effekts zu untersuchen, wurde eine Versuchsanordnung aufgebaut, die es gleichzeitig erlaubt, LPGs in eine aktive Faser zu schreiben, dessen Extinktionsspektrum zu untersuchen und die Faser mit einem Diodenlaser zu pumpen, Abbildung 4.15. Bei dem WDM (Wavelength Division Multiplexer) handelt es sich um ein faserintegriertes Bauteil, was es ermöglicht, mehrere Wellenlängen im Kern der Faser zusammenzuführen, zum einen die Pumpwellenlänge von 915nm und den Bereich zur Untersuchung der Resonanzverschiebung von 1000-1250nm. Die LPGs für dieses Experiment wurden so geschrieben, dass über ein möglichst breites Spektrum durch mehrere LPG-Resonanzen die Verschiebung der Wellenlänge durch Pumpen untersucht werden kann. Gleichzeitig wurde die Länge der



**Abbildung 4.15:** Versuchsaufbau zur Messung der Resonanzverschiebung von LPGs in aktiven Fasern durch die Kramers-Kronig-Relation.

aktiven Faser (zwischen die passiven Zuführungsfasern gespliced) so gewählt, dass sie in etwa mit der Länge des LPGs von einigen Zentimetern übereinstimmte. Zunächst wurde ein LPG in die ungepumpte, aktive Faser geschrieben und das Extinktionsspektrum vermessen. Anschließend wurde die Pumpleistung so lange gesteigert, bis keine weitere Verschiebung der LPG-Resonanzen mehr auftrat, was etwa bei 180mW aufgrund der gesättigten Absorption des Pumplichts der Fall war. Eine Simulation des Experiments ergab ebenfalls, dass bei 180mW Pumpleistung die maximale Inversion erreicht ist. Nun wurde wiederum das Extinktionsspektrum vermessen. Der Vergleich der Extinktionsspektren bei keiner und voller Pumpleistung zeigt eine deutliche Verschiebung hin zu längeren Wellenlängen, Abbildung 4.16 links. Im ungepumpten Zustand ist neben den



**Abbildung 4.16:** Links: Extinktionsspektrum eines LPGs in der aktiven Faser ohne (schwarz) und mit (rot) Pumpe bei 915nm Wellenlänge und 180mW Pumpleistung. Rechts: Simulierte Temperaturverteilung in der Yb-dotierten Faser bei 5cm Faserlänge und 180mW Pumpleistung im Kern.

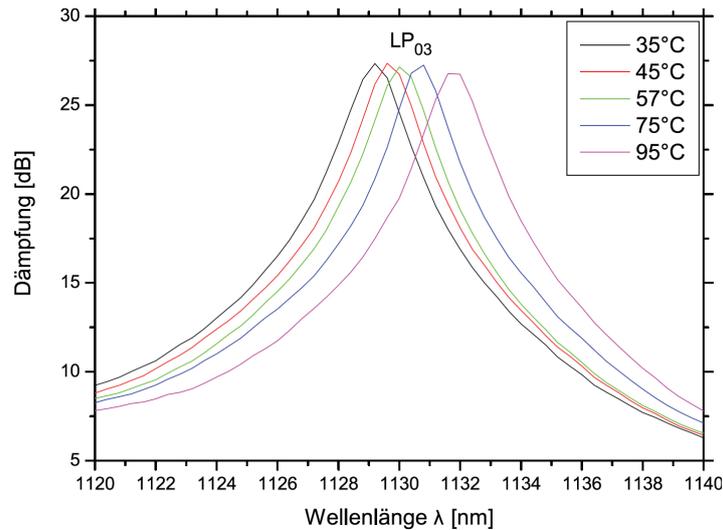
LPG-Resonanzen deutlich das Absorptionsspektrum von Ytterbium mit zwei Peaks bei 915 und 977nm zu erkennen. Bei Einschalten der Pumpe werden diese Peaks negativ. Bei 915nm führt überschüssiges Pumplicht zu einer 'negativen Extinktion', bei 977nm wird ein Übergang angeregt, dessen Emission den gleichen Effekt hat [25].

Die LPG-Resonanzen bei 1063nm und 1203nm zeigen eine Verschiebung von 4-5nm

hin zu längeren Wellenlängen. Der Vergleich mit der zu erwartenden Vergrößerung des Brechungsindex des Kerns z.B. nach Abbildung 2.13 zeigt von der Tendenz her eine gute Übereinstimmung aufgrund von Gleichung 2.23, allerdings liegt die Veränderung von  $n_{eff,k}$  ( $\Delta n_{eff,k} = \Delta\lambda/\lambda$ ) mit etwa  $1 \cdot 10^{-5}$  um etwa eine Größenordnung über dem zu erwartenden Wert aus der Literatur. Eine Ursache dafür könnte eine Temperaturdifferenz zwischen Kern und Mantel sein, die zu einer Verschiebung der effektiven Brechungsindizes der Kern- und Mantelmoden führt, da im Kern der Faser beim Pumpen durch den Quantendefekt von Ytterbium Wärme frei wird. Eine Simulation der Temperaturverteilung (numerische Lösung der eindimensional radialen, stationären Wärmeleitungsgleichung) in der aktiven Faser mit den Parametern des Versuchsaufbaus zeigte allerdings eine zu vernachlässigende Temperaturdifferenz von etwa 0,1K, Abbildung 4.16 rechts. Möglicherweise wurden in der Literatur Fasern mit einer deutlich geringeren Ionenkonzentration und entsprechend geringerer absorbiertes Pumplleistung verwendet, was entsprechend zu einer geringeren möglichen Indexverschiebung führt. Insgesamt kann gesagt werden, dass die Experimente bei maximaler Inversion der Ytterbiumionen durchgeführt wurden, d.h. das maximal mögliche Verhältnis von angeregten Ionen und Ionen im Grundzustand wurde erreicht, da keine nennenswerte stimulierte Emission durch Vorhandensein einer Signalleistung stattfand. Bei Verwendung der LPGs in einem Faserverstärker ist dieser Fall kaum wahrscheinlich, da der Faserverstärker mit einer sinnvollen Effizienz arbeiten sollte. Allerdings kann es im Verstärkerbetrieb bei hohem Leistungsumsatz pro Länge zu einer Erwärmung der LPGs kommen. Um die Verschiebung der Resonanzwellenlänge durch eine von außen bewirkte Temperaturveränderung zu bestimmen, wurde ein LPG in eine passive Faser geschrieben und das Extinktionsspektrum der  $LP_{03}$ -Mantelmode bei 1128nm Resonanzwellenlänge untersucht, während mit Hilfe einer Heizplatte die Temperatur der LPGs von 35-95°C durchgefahen wurde, Abbildung 4.17 [23]. Das Erwärmen des LPGs bewirkt eine Verschiebung der Resonanzwellenlänge von etwa 50pm/K. Sollen LPGs in Hochleistungsfaserverstärkern (mit entsprechend hoher Abwärme pro Länge aufgrund des Quantendefekts) verwendet werden, so kann es also erforderlich sein, die Temperatur der LPGs aktiv zu stabilisieren, wobei eine Genauigkeit der Stabilisierung von etwa 10 Kelvin ausreichen sollte, um ein Auseinanderdriften des SRS-Spektrums und des Extinktionsspektrums des LPGs zu verhindern.

Insgesamt konnte für aktive und passive SI-Fasern das Einschreiben von LPGs mit geringer Einfügedämpfung und hoher Dämpfung für die Stokeswellenlänge demonstriert werden [60]. Gleichzeitig wurde evaluiert, welche Bedingungen erforderlich sind, um die Resonanzwellenlänge der LPGs konstant zu halten.

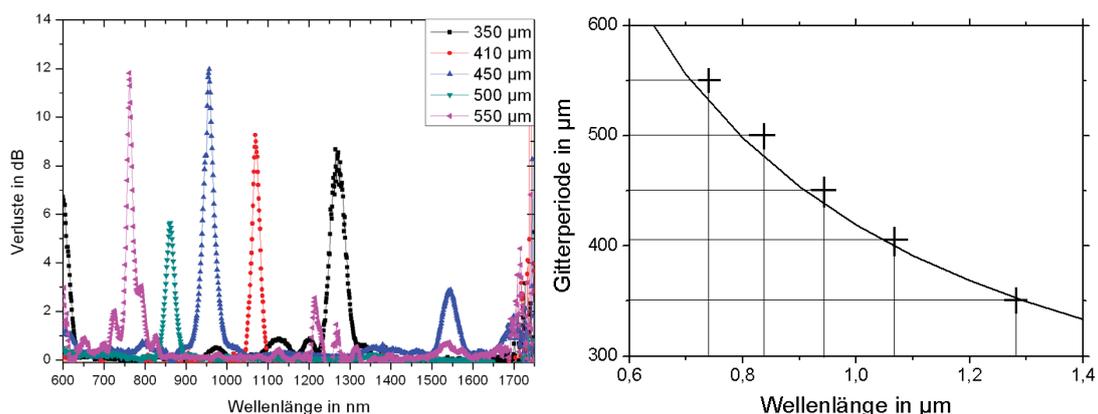
Damit steht einer Verwendung der LPGs für die SRS-Unterdrückung nichts mehr im Wege.



**Abbildung 4.17:** Temperaturbedingte Verschiebung der Resonanzwellenlänge eines LPGs in einer passiven Liekki 125/10 Faser bei 1128nm, Anregung der  $LP_{03}$ -Mantelmode [23].

## 4.2 LPGs in PCF-Fasern

Wie bereits eingangs angedeutet, wurden aufgrund der Airclad-Problematik ausschließlich passive PCF-Fasern untersucht. Als eine erste Faser wurde die kommerziell erhältliche LMA10 der Firma Crystal Fibre untersucht, Abbildung 4.19 links. Sie hat die Dimensionen aus Abbildung 2.5, und für das Einschreiben der LPGs wurde der Aufbau aus Abbildung 4.3 mit der einseitigen Bestrahlung verwendet in Verbindung mit der Simulation der Gitterperiode aus Kapitel 3.6. Bei einer Leistung des  $CO_2$ -Lasers von etwa 900mW konnten mit relativ geringem Justageaufwand LPGs in die LMA10 geschrieben werden, Abbildung 4.18 links. Bei einer Dämpfung von 12dB an der Reso-

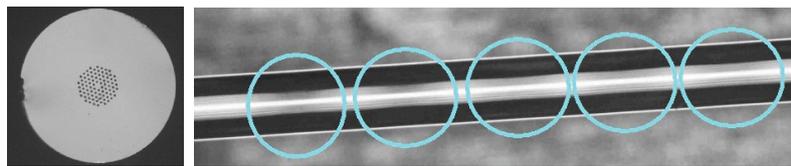


**Abbildung 4.18:** Links: Resonanzen für verschiedene Gitterperioden bei einer Periodenzahl von 40 und optimaler Kopplungsstärke in der LMA10 PCF-Faser. Rechts: Vergleich der Simulation mit den experimentell ermittelten Resonanzwellenlängen [61].

nanzwellenlänge war die Einfügedämpfung stets im Bereich von 0,2-0,5dB bei schwa-

cher Ausprägung der Nebenmaxima [61]. Der Vergleich von Experiment und Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung, die Abweichung in Form eines Offsets scheint weitestgehend systematischer Natur zu sein, Abbildung 4.18 rechts. Er wird durch von der Simulation abweichende Faserdimensionen bewirkt und / oder durch die leicht unterschiedlichen effektiven Brechungsindizes der real angeregten Mantelmode und der simulierten Fundamental Space Filling Mode.

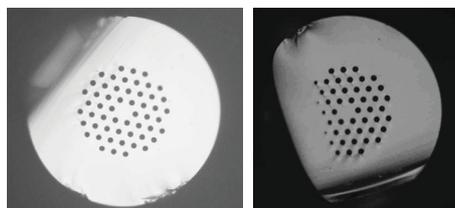
Die Modifikation des effektiven Brechungsindex der Kernmode wird vermutlich durch eine schwache Kollabierung der Kapillarstruktur erreicht und / oder durch ein Relaxieren der Spannung, die sich während des Ziehprozesses beim Abkühlen um die Kapillaren herum aufbaut. Die Kollabierung der Kapillarstruktur bei optimaler Kopplungsstärke war allerdings so schwach, dass sie nicht unter dem Mikroskop erkennbar war. Eine optisch erkennbare Kollabierung der LMA10 (Abbildung 4.19 rechts) bewirkt einen erheblichen Anstieg der Einfügedämpfung, da der effektive Index der kollabierten Kapillarstruktur zu stark ansteigt und die Führung des Lichts verschlechtert wird. Um die



**Abbildung 4.19:** Links: Querschnitt der LMA10 PCF-Faser. Rechts: Seitliches Mikroskopbild der mit dem CO<sub>2</sub>-Laser behandelten LMA10-Faser bei zu starker Kollabierung der Kapillarstruktur.

LMA10-Faser wie im Bild gezeigt stark zu kollabieren, wurde die Leistung des CO<sub>2</sub>-Lasers um etwa 11% auf 1W erhöht. Dies illustriert, wie wichtig eine zeitlich stabile Leistung des CO<sub>2</sub>-Lasers ist.

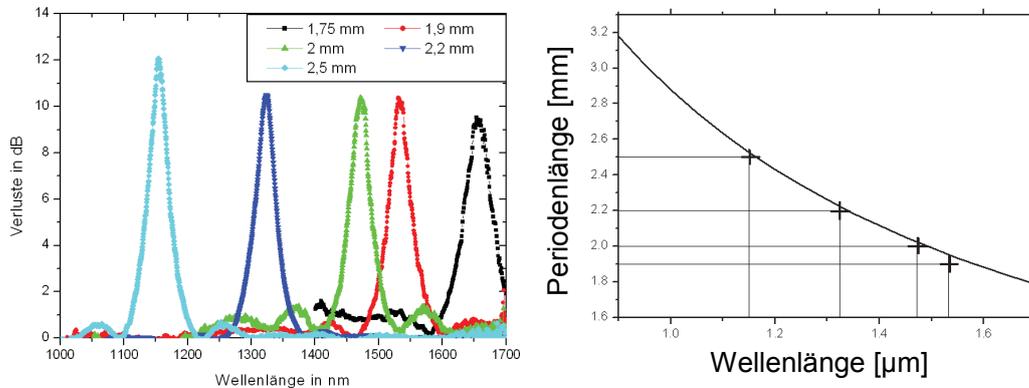
In einem zweiten Schritt wurde noch eine PCF-Faser mit einem LMA-Design (Large Mode Area) untersucht, welche einen Kerndurchmesser von etwa 25 $\mu$ m als One Hole Missing Design aufweist. Es handelt sich hier um die LMA25, ebenfalls von der Firma Crystal Fibre, Abbildung 4.20. Auch in diese LMA-Faser konnten LPGs mit dem CO<sub>2</sub>-



**Abbildung 4.20:** Mikroskopbild der LMA25 links unbehandelt und rechts mit dem CO<sub>2</sub>-Laser behandelt bei optimaler Kopplungsstärke des LPGs [61].

Laser geschrieben werden. Bei optimaler Kopplungsstärke war unter dem Mikroskop bereits eine sehr deutliche Kollabierung der PCF-Struktur zu erkennen (Abbildung 4.20

rechts), wobei allerdings der innere Ring der PCF-Struktur intakt blieb. Dies könnte erklären, warum die LPGs mit sehr geringer Einfügedämpfung in die LMA25 geschrieben werden konnten, Abbildung 4.21. Auch bei der LMA25 wurde eine gute Übereinstim-



**Abbildung 4.21:** Links: Extinktionsspektren der LPGs (20 Perioden) in der LMA25-Faser. Rechts: Vergleich Simulation und Experiment für die Resonanzwellenlängen der LPGs [61].

mung von Simulation und Experiment bei der Bestimmung der Resonanzwellenlänge abhängig von der Gitterperiode beobachtet. Insgesamt konnten LPGs mit einer Einfügedämpfung  $<0,2\text{dB}$  und einer Dämpfung bei der Resonanzwellenlänge von bis zu  $12\text{dB}$  in die LMA25-Faser geschrieben werden. Niemals zuvor wurden in PCF-Fasern mit einem derart großen Kerndurchmesser LPGs eingeschrieben [11].

Im Vergleich zu den LPG-Spektren bei SI-Fasern fällt auf, dass für eine Gitterperiode meist nur eine Resonanzwellenlänge auftritt. Vermutlich ist der Überlapp der betreffenden Mantelmoden mit dem Kern untereinander wesentlich unterschiedlicher als bei den Mantelmoden einer SI-Faser. Insgesamt ist es möglich, LPGs mit einer Einfügedämpfung  $<0,2\text{dB}$  und einer resonanten Dämpfung von etwa  $12\text{dB}$  in PCF-Fasern mit Kerndurchmessern bis zu  $25\mu\text{m}$  zu schreiben. Bei 20 Gitterperioden sind Bandbreiten über  $10\text{nm}$  FWHM möglich. Eine passive LMA-PCF-Faser in Verbindung mit LPGs zur Erhöhung der Ramanschwelle könnte ein viel versprechender Ansatz sein, um hohe Leistungen bei maximaler Strahlqualität zu transportieren. Die Untersuchung der Drei-Seiten-Bestrahlung in Verbindung mit der Apodisierung bei PCF-Fasern zur weiteren Verringerung der Einfügedämpfung der LPGs wäre ein sinnvoller nächster Schritt, um derartige Transportfasern zu realisieren.

Wie bereits in Kapitel 3 angesprochen, eignet sich der konterpropagierende Faserverstärker am besten für eine erste experimentelle Untersuchung der Unterdrückung von SRS mit LPGs: Die Einfügedämpfung der LPGs ändert nichts an der Erhöhung der Ramanschwelle, sondern nur an der Effizienz des Verstärkers, was sich problemlos getrennt voneinander untersuchen lässt. Wie bereits in Kapitel 2.1.3 erwähnt, arbeiten aktive PCF-Fasern mit einem Air-Clad, was das Spleißen sehr schwierig und das Ein-

schreiben von LPGs unmöglich macht.

Die experimentelle Untersuchung der Unterdrückung von SRS mit LPGs in einem konterpropagierenden Faserverstärker wurde deshalb mit SI-Fasern durchgeführt.

---

# 5 Kontrolle nichtlinearer Effekte in Glasfasern

Im letzten Kapitel der Arbeit geht es um die experimentelle Umsetzung der in Kapitel 2 und 3 gewonnenen Erkenntnisse zur Kontrolle und Unterdrückung von degenerierter Vierwellenmischung (DFWM) und stimulierter Ramanstreuung (SRS).

Zunächst wird in Kürze auf die Entwicklung einer Signalquelle eingegangen, die aufgrund ihrer spektralen und zeitlichen Eigenschaften ausgezeichnet für die Untersuchung von DFWM und SRS geeignet ist.

Weiterhin wird ein Konzept vorgestellt, welches verstärkungsinduzierte DFWM im Faserverstärker unterdrückt und damit eine isolierte Untersuchung von SRS ermöglicht. Die in Kapitel 4 optimierten LPGs werden in einem konterpropagierenden Verstärker als Filter für die Stokeswellenlänge zur Unterdrückung von SRS eingesetzt. Anschließend wird die Erhöhung der Ramanschwelle ermittelt und diskutiert.

In einem weiteren Experiment wird bei einer passiven ESM-LMA-PCF-Faser die Hypothese untersucht, dass DFWM bei diesem Fasertyp eine deutlich niedrigere Schwelle hat als SRS. Die theoretische Vorhersage, dass sich diese Fasern zur Erzeugung von schmalbandigem sichtbarem und mittel-infrarotem Licht bei hoher Konversionseffizienz eignen, wird ebenfalls untersucht. Der Experimentaltel endet mit einer Untersuchung der Mantelmodenmischung, die zwischen den LPGs entlang einer Faser stattfindet und eine entscheidende Rolle spielt für den minimal sinnvollen Abstand der LPGs.

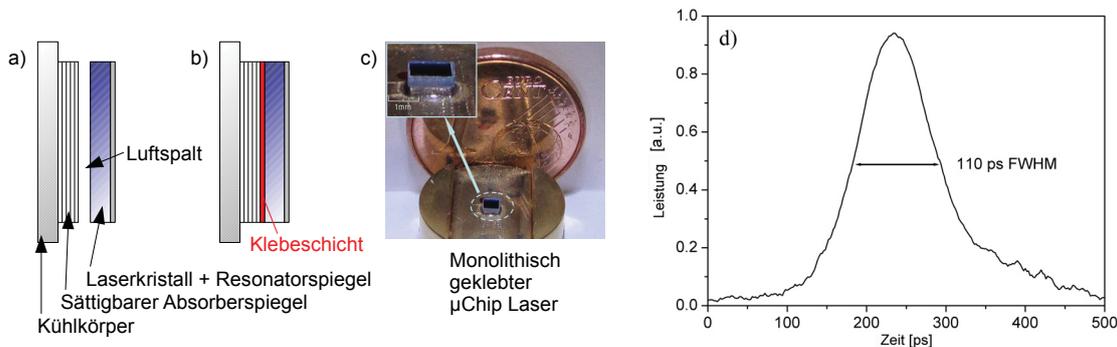
## 5.1 Entwicklung einer geeigneten Signalquelle

Für Faserverstärker existiert ein Fenster für die Pulsdauer, bei dem SPM und SBS gleichermaßen eine geringe Rolle spielen. Soll SBS verhindert werden und gleichzeitig die spektrale Verbreiterung des Pulses durch SPM gering ausfallen, so bietet es sich an, eine Pulsdauer im Bereich von einigen 100ps zu verstärken [67]. Auf diese Weise lassen sich Pulse mit vergleichsweise hoher spektraler Leistungsdichte und hoher Spitzenleistung erzeugen, und der dominierende Effekt ist je nach Faserdesign und Verstärkung entweder SRS oder FWM. Das ist insbesondere von Bedeutung für die Charakterisierung und Kontrolle dieser beiden nichtlinearen Effekte. Deshalb wurde für die Pulsdauer um 100ps eine kompakte und monolithisch aufgebaute Laserquelle entwickelt, die nach

dem Prinzip der passiven Güteschaltung arbeitet.

1999 zeigte Spühler et al. in [68], dass es möglich ist, mit Hilfe eines sättigbaren Absorberspiegels und einem wenige hundert Mikrometer dünnen Laserkristall durch passive Güteschaltung Pulse mit weniger als 50ps Dauer bei einer Pulsenergie von etwa 50nJ zu erzeugen. Da die o.g. Komponenten einfach mechanisch zusammen geklemmt wurden, ließ sich ein Luftspalt zwischen den Komponenten nicht vermeiden. Der Luftspalt, mit der Wirkung eines Etalons im Resonator, erwies sich als instabil und machte es praktisch unmöglich, reproduzierbare und langzeitstabile Laserparameter zu erzielen [68]. Aufgrund dessen geriet dieses viel versprechende Konzept des 'Microchiplasers' zur Erzeugung kurzer Pulse wieder in Vergessenheit.

Um die Problematik des instabilen Luftspaltes zu umgehen, wurde am IAP ein Konzept entwickelt, den sättigbaren Absorberspiegel mit dem Laserkristall und dem Auskoppelspiegel direkt zu verbinden, Abbildung 5.1. Mit Hilfe eines sogenannten Spin-On-



**Abbildung 5.1:** a) Aufbau des Microchiplasers nach Spühler et.al, b) Monolithischer Aufbau durch Kleben der Komponenten, c) Am IAP Jena entwickelter, monolithischer Microchiplaser, d) Ein 110ps Puls des Microchiplasers.

Glass Klebers war es möglich, den Absorberspiegel mit dem Laserkristall kraftschlüssig und optisch stabil zu verkleben. Auf diese Weise konnte der Luftspalt vollständig eliminiert werden. Der Auskoppelspiegel (oder Resonatorspiegel) wurde direkt auf den Laserkristall aufgedampft. Er war durchlässig für das Pumplicht einer Laserdiode und teilreflektierend für das gepulste Laserlicht. Pump- und Laserlicht wurden außerhalb des Lasers mit einem Dichroiten getrennt. Der auf diese Weise monolithisch aufgebaute Laser ermöglichte einen stabilen Betrieb mit einer Puls-zu-Puls-Amplitudenstabilität von 3 % RMS bei einer Pulsdauer von etwa 110ps und einer Pulsenergie von etwa  $0,6\mu\text{J}$  [69], Abbildung 5.1 d). Aufgrund der aus den Laserparametern resultierenden, hohen Durchschnittsleistung von einigen hundert Milliwatt war es problemlos möglich, mit einem einstufigen Faserverstärker Pulsspitzenleistungen im Bereich von 200kW zu erzielen bei vergleichsweise geringer spektraler Verbreiterung durch SPM und bis zu 20W Durchschnittsleistung.

Damit war eine ideale Quelle gefunden, um Nichtlinearitäten wie z.B. FWM in Fasern zu untersuchen [41].

## 5.2 Beeinflussung der Phasenanpassung zur Kontrolle von verstärkungsinduzierter DFWM

Wie bereits diskutiert, lässt sich DFWM am besten durch Verändern der Phasenanpassung entlang der Faser unterdrücken. Eine Unterdrückung durch Dämpfung der neu entstehenden Wellenlängen scheint sehr aufwändig zu sein, da aufgrund der hohen parametrischen Verstärkung laut den Simulationen eine effektive Dämpfung von einigen hundert dB/m erforderlich wäre.

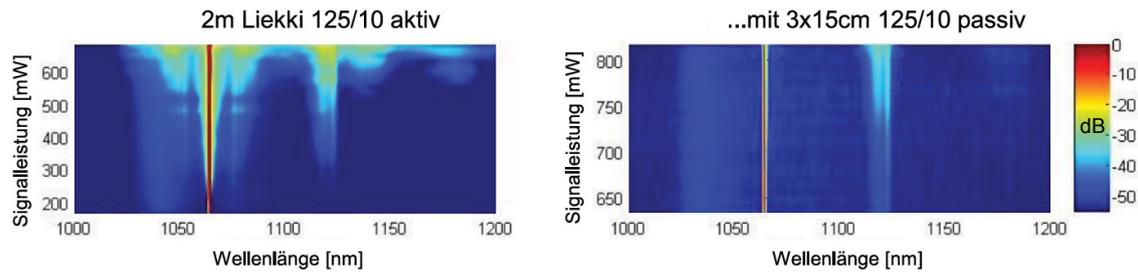
In einem ersten Experiment wurde die Möglichkeit untersucht, verstärkungsinduzierte DFWM in einer aktiven Doppelkern-SI-Faser (Liekki 125/10 DC) durch Unterbrechung der Phasenanpassung zu unterdrücken. Dazu wurde ein Microchiplaser bei 1064nm Wellenlänge, einer Pulsdauer von 70ps und einer Pulsfrequenz von 80kHz bei 45mW Durchschnittsleistung in eine 2m lange, aktive Liekki 125/10 Faser eingekoppelt. Angenommen, dass etwa 20mW in die Faser eingekoppelt und dann auf etwa 600mW verstärkt werden, ist nach der Abschätzformel aus Kapitel 3.1 die Schwelle für das Auftreten von verstärkungsinduzierter Vierwellenmischung bereits deutlich überschritten.

Um das zu untersuchen, wurde als nächstes die eingekoppelte Pumpleistung zur Beeinflussung der Signalleistung (Durchschnittsleistung) des Faserverstärkers schrittweise erhöht. Dabei wurde das Ausgangsspektrum des Faserverstärkers aufgenommen. Anschließend wurden drei 15cm lange Stücke passiver Doppelkernfaser (Liekki 125/10 DC) äquidistant in die Faser gespleißt und wieder das von der Signalleistung abhängige Spektrum aufgenommen, Abbildung 5.2. Die aufgenommenen Spektren für unterschiedliche



**Abbildung 5.2:** Versuchsaufbau zur Unterdrückung von verstärkungsinduzierter Vierwellenmischung durch Unterbrechen der Phasenanpassung.

Signalleistungen der beiden Konfigurationen wurden als Konturplots dargestellt, Abbildung 5.3. Die Spektren zeigen, dass das Auftreten von verstärkungsinduzierter Vierwellenmischung (als Maxima links und rechts neben der Signalwellenlänge von 1064nm, linkes Bild) deutlich reduziert wird, wenn die aktive Faser durch passive Fasersegmente

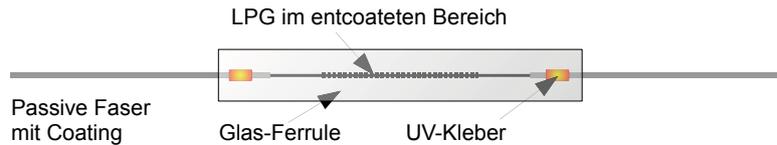


**Abbildung 5.3:** Spektrum am Ausgang der Faser in Abh. von der Signalleistung für 2m aktive Faser (links) und der aktiven Faser mit den 3 passiven Segmenten (rechts).

unterbrochen wird. Dieser experimentelle Befund deckt sich gut mit den theoretischen Vorhersagen aus [31] zur Unterdrückung von verstärkungsinduzierter DFWM. Da es so kaum noch eine Wechselwirkung der beiden Effekte gibt, ist das Spektrum entsprechend 'aufgeräumt', wie Abbildung 5.3 rechts illustriert. Das nahezu ausschließliche Auftreten der Signalwellenlänge und der Stokeswellenlänge erleichtert erheblich die Untersuchung der SRS-Unterdrückung mit langperiodischen Gittern.

### 5.3 Langperiodische Gitter als spektrale Filter in Fasern

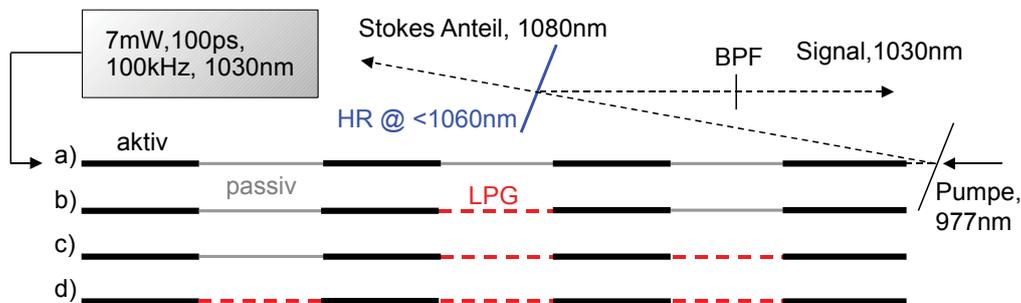
Für die Untersuchung der Unterdrückung von SRS mit LPGs in Faserverstärkern wurden die Erkenntnisse aus Kapitel 4 genutzt, um LPGs mit geringer Einfügedämpfung und hoher Dämpfung für die Stokeswellenlänge herzustellen. Da sich passive Fasersegmente, äquidistant in eine aktive Faser eingespleißt, als wirkungsvolle Methode zur Unterdrückung von verstärkungsinduzierter Vierwellenmischung in einem Faserverstärker erwiesen haben, wurde entschieden, für eine erste experimentelle Untersuchung die LPGs in passive Fasersegmente zu schreiben und in die aktive Faser einzuspleißen. Auf diese Weise wird zusätzlich die in Kapitel 2.3.2 erwähnte Verschiebung der LPG-Resonanz vermieden, da die LPGs sich nicht in einem aktiv dotierten Bereich befinden. Die passiven Fasersegmente wurden im Bereich der LPGs von dem Polymercoating befreit, anschließend wurde das LPG wie oben erklärt in die Faser geschrieben. Danach wurde zum Schutz der Faser im ungecoateten Bereich eine Glasferrule aufgeklebt, Abbildung 5.4. Durch die Ferrule wird sichergestellt, dass das LPG nicht gebogen wird, gleichzeitig bewirkt der Übergang von Luft zum Polymercoating eine starke Durchmischung der Mantelmoden (siehe Kapitel 2.2.3). Das sollte dem Idealfall der Simulationen näher kommen, da keine Rückkopplung der Stokesphotonen in den Kern stattfindet.



**Abbildung 5.4:** LPG im entcoateten Bereich der Faser mit aufgeklebter Ferrule. Das Pumplicht im äußeren Mantel wird gegen Luft geführt.

### 5.3.1 Unterdrückung von SRS mit LPGs

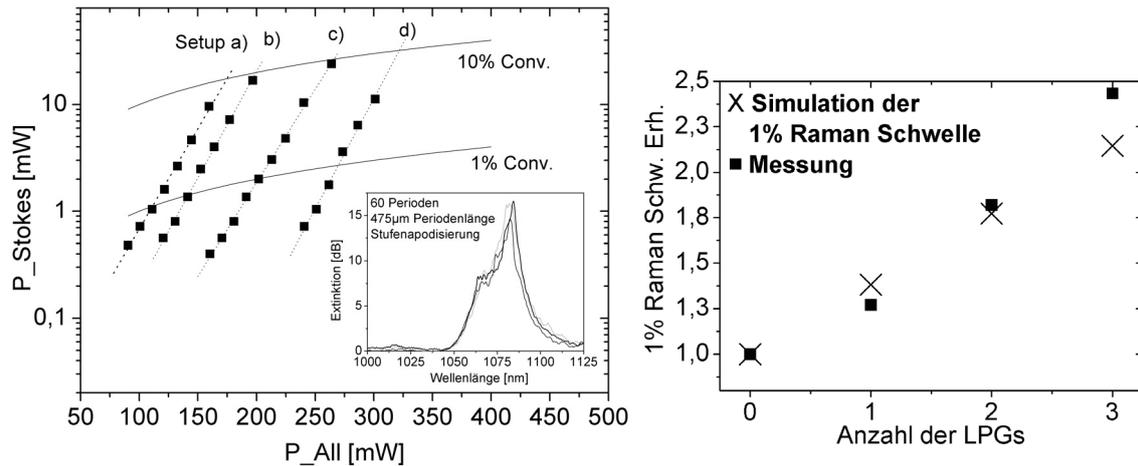
Als Testquelle wurde ein modengekoppelter, nachverstärkter Faserlaser mit Pulspicker herangezogen, der bei 1030nm und 7mW 100ps Pulse mit 100kHz Pulsfrequenz erzeugte. Die Testquelle war intern gegen Rückreflexe isoliert und konnte damit direkt an die 2m lange Testfaser (Liekki 125/10 aktiv DC) mit 3 passiven Segmenten angespleißt werden, Abbildung 5.5. Der Ausgang des bei 977nm gepumpten Faserverstärkers wurde



**Abbildung 5.5:** Versuchsaufbau zur Unterdrückung von SRS mit LPGs in einem Faserverstärker. Die im Text beschriebenen passiven Fasersegmente werden Schritt für Schritt mit den LPGs (rot im Bild) ausgetauscht.

mit einem optischen Tiefpass (blau im Bild) aufgespalten in den spektralen Bereich  $<1060\text{nm}$  für die Nutzwellenlänge (1030nm) und  $>1060\text{nm}$  für die Stokeswellenlänge (1080nm), um direkt die Leistung von Nutz- und Stokeswellenlänge messen zu können. Um mögliche ASE oder auch geringe Anteile verstärkungsinduzierter DFWM aus dem Nutzsignal herauszufiltern, wurde der Bereich  $<1060\text{nm}$  nochmals mit einem Bandpassfilter (1028-1032nm hardcut) gefiltert. Gleichzeitig wurde das Ausgangsspektrum mit einem OSA untersucht. Die Ausgangsleistung des Faserverstärkers wurde wieder mittels der Pumpleistung gesteuert.

Diese Messung wurde für die Setups a-d aus Abbildung 5.5 wiederholt, indem schrittweise ein passives Fasersegment durch ein gleichlanges mit einem eingeschriebenen LPG ersetzt wurde. Durch Auswerten der Nutzsignal- und Stokesleistung und des Spektrums konnte bestimmt werden, ab welcher Ausgangsleistung 1 % derselben in die Stokeswellenlänge umgewandelt wird. Dazu wurde ein semilogarithmisches Diagramm verwendet, Abbildung 5.6 links. Die durchgezogene Linie stellt den Bereich im

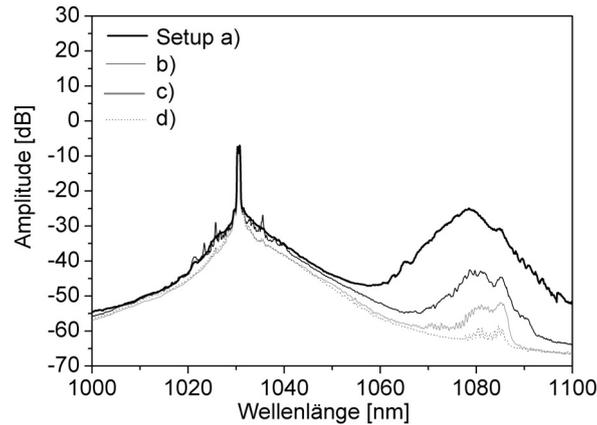


**Abbildung 5.6:** Links: Bestimmung der 1 % Ramanschwelle der Setups a-d) aus Abbildung 5.5. Das Inset zeigt die Extinktionsspektren der verwendeten LPGs. Rechts: Vergleich von Experiment (Quadrate) und dazugehöriger Simulation (Kreuze).

Diagramm dar, ab dem 1 % der Gesamtleistung durch SRS in die Stokeswellenlänge umgewandelt wird. Durch das semilogarithmische Diagramm konnte der exponentielle Anstieg der Stokesleistung durch eine lineare Funktion angefitet werden, was eine genaue Auswertung vereinfacht. Der Schnittpunkt des linearen Fits mit der 1 % Schwelle erlaubt das Ablesen der dazugehörigen Gesamtleistung. Abbildung 5.6 zeigt deutlich, dass mit jedem LPG die Ramanschwelle im Schnitt um etwa 30 % zunimmt. Mit drei LPGs konnte die extrahierbare Leistung des Faserverstärkers mehr als verdoppelt werden. Ein Vergleich mit der Simulation zum Experiment zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem linearen Anstieg der Ramanschwelle mit der Anzahl LPGs, Abbildung 5.6 rechts. Da in der faserbasierten Testquelle bereits Stokesphotonen generiert werden, filtern die LPGs von Anfang an mehr Stokesphotonen heraus, weshalb die Erhöhung der Ramanschwelle mit einem Faktor von 2,5 etwas größer ausfällt als bei den vorherigen Simulationen.

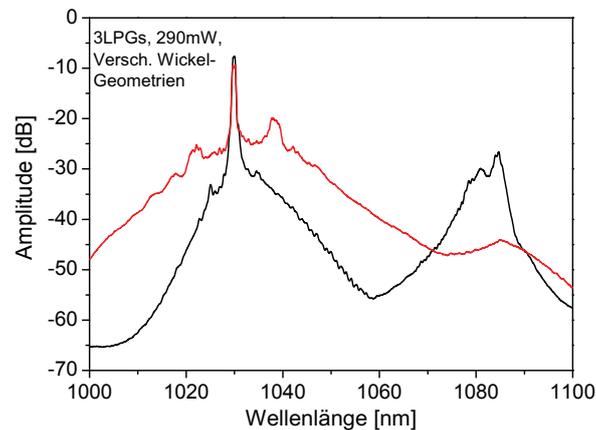
Bei gleicher Gesamtausgangsleistung nimmt der Anteil der Stokesleistung entsprechend mit der Anzahl der LPGs ab, Abbildung 5.7. Aus Abbildung 5.6 lässt sich erkennen, dass die LPGs nichts an der Steigung der Geraden ändern, wohl aber an dem Ursprung. Dies ist ein physikalisch sinnvolles Resultat, wie es bereits in Abbildung 3.2 dargelegt wurde. Eine Untersuchung der optisch-zu-optischen Effizienz des Verstärkers ergab, dass die drei LPGs die Effizienz des Verstärkers um weniger als 5% reduzierten, was nach Abbildung 3.8 ein Beleg für die geringe Einfügedämpfung der LPGs ist.

Bei drei LPGs im Faserverstärker konnte unter bestimmten Umständen beobachtet werden, dass die verstärkungsinduzierte Vierwellenmischung aufgrund der SRS-Unterdrückung der dominierende nichtlineare Effekt war. Durch Verändern der Wickelgeometrie der Faser konnte zwischen verstärkungsinduzierter Vierwellenmischung



**Abbildung 5.7:** Verringerung der Stokesleistung bei 1080nm bei steigender Anzahl der LPGs bei gleicher Ausgangsleistung von 275mW.

und SRS hin und her geschaltet werden, Abbildung 5.8. Dabei genügte es oftmals,



**Abbildung 5.8:** Dominanz der verstärkungsinduzierten Vierwellenmischung (rot) oder der SRS (schwarz) je nach Wickelgeometrie der Faser.

den Wickelradius leicht zu verändern oder die Fasern um die Faserachse an einigen Stellen leicht zu verdrehen, um zwischen den oben gezeigten Spektren zu wechseln. Offenbar ist bei entsprechender SRS-Unterdrückung durch die LPGs die verbleibende parametrische Verstärkung nach Unterbrechung der Phasenanpassung durch die passiven Fasersegmente fast gleich der verbleibenden Ramanverstärkung, weshalb geringste Veränderungen der Phasenanpassung entlang der Faser durch Wickeln und Verdrehen darüber entscheiden, welcher Prozess dominiert. Die qualitativen Vorhersagen aus [31] stimmen mit dieser Beobachtung überein, und es scheint unumgänglich zu sein, neben der SRS-Unterdrückung mit LPGs auch eine Unterbrechung der Phasenanpassung entlang der Faser bereitzustellen, um verstärkungsinduzierte Vierwellenmischung zu unterdrücken.

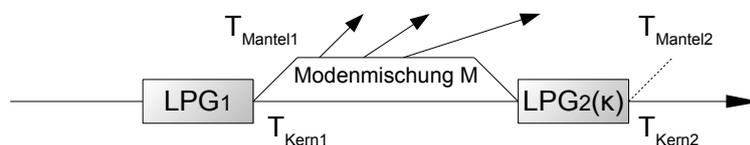
Mit diesem Experiment konnte also erstmals die Unterdrückung von stimulierter Ram-

ansteuerung in Faserverstärkern durch langperiodische Gitter gezeigt werden. LPGs stellen damit eine interessante Technik dar, um mit vertretbarem Aufwand die Leistung von Faserverstärkern zu skalieren [60].

### 5.3.2 Untersuchung der Mantelmodenmischung zwischen den LPGs

Bei der Untersuchung der LPGs als spektrale Kerbfilter zur SRS-Unterdrückung zeigte sich, dass die LPGs keine Neigung hatten, Stokesphotonen (von einem vorherigen LPG in eine Mantelmode gekoppelt) von der Mantelmode zurück in den Kern zu koppeln. Andernfalls hätte die Steigerung der Ramanschwelle niedriger ausfallen müssen als in der Simulation. Offensichtlich findet zwischen den LPGs eine so starke Mischung der Mantelmoden statt, dass sich die Stokesphotonen rasch auf viele Mantelmoden verteilen und so eine Rückkopplung durch ein LPG in den Kern verhindert wird. Die starke Modenmischung wird vermutlich durch zwei Faktoren verursacht. Zum einen hat die aktive Liekki 125/10 einen oktagonalem Pumpmantel, was zu einer verstärkten Modenmischung führt. Zum anderen waren im Bereich der LPGs die Fasern entcoated, was eine Führung der Mantelmoden gegen Luft bedeutet. Beim Übergang der Mantelmoden vom Polymercoating zu Luft und wieder zurück in das Polymercoating (Abbildung 5.4) kommt es also aufgrund dieses nicht-adiabatischen Sprungs zu einer Modenmischung wegen der sich schlagartig ändernden Randbedingungen. Im Fall eines kommerziellen Faserverstärkers würde man die Faser aber an der Stelle des LPGs wieder mit einem Coating überziehen, sodass der zuletzt genannte Faktor wegfällt. Es ist darum zu untersuchen, ob und wie sich die Mantelmoden in einer Doppelmantelfaser vermischen, wenn die Randbedingungen entlang der Faser konstant bleiben.

Um die Mischung der Mantelmoden zwischen zwei LPGs in einer Doppelkernfaser quantitativ untersuchen zu können, wurde ein Versuchsaufbau erdacht, der auf Basis eines Mach-Zehnder-Interferometers arbeitet, Abbildung 5.9. Das Mach-Zehnder-



**Abbildung 5.9:** Mach-Zehnder-Interferometer auf Basis zweier LPGs.  $T_{\dots}$  steht für die Transmissionskoeffizienten,  $M$  für die Verringerung der Transmission durch Transfer zu anderen Moden als Faktor mit  $0 < M < 1$ .

Interferometer entsteht hier auf der Basis der Transmission  $T_{Kern1}$  im Kern und  $T_{Mantel1}$  im Mantel nach dem ersten LPG und entsprechend nach dem zweiten LPG mit  $T_{Kern2}$  und  $T_{Mantel2}$ . Die beiden LPGs sind also als *Strahlteiler* aufzufassen, die Kernmode und

Mantelmode nach dem ersten LPG stellen die beiden Arme des Interferometers dar. Der Gangunterschied  $\Delta l$  ergibt sich aufgrund der unterschiedlichen effektiven Brechungsindizes  $n_{eff,K}$  und  $n_{eff,M}$  von Kern und Mantelmode sowie dem Abstand  $L$  zwischen den LPGs. Da beide über die Resonanzwellenlänge  $\lambda_0$  direkt mit der Gitterperiode  $\Lambda$  verknüpft sind, kann die Abhängigkeit dieser Größen wie folgt formuliert werden:

$$\frac{\lambda_0}{\Lambda} = n_{eff,K} - n_{eff,M} = \frac{\Delta l}{L} \quad (5.1)$$

Das elektrische Feld am Ausgang des Interferometers kann somit folgendermaßen ausgedrückt werden, mit den Abkürzungen  $K$  für Kern und  $M$  für Mantel:

$$E = E_0 \left( \sqrt{T_{K1}T_{K2}} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}\Delta l} + \sqrt{T_{M1}T_{M2}M} \right) \quad (5.2)$$

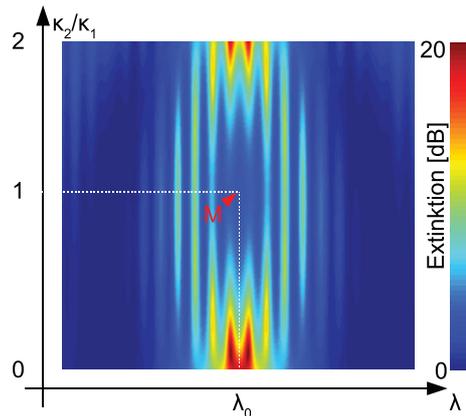
Hier entspricht  $M$  dem Abschwächungsfaktor der Mantelmode durch Modenmischung. Gleichzeitig sei daran erinnert, dass  $T_{K(ern)1,2}$  der Selbstkopplung aus Gleichung 2.37 und  $T_{M(antel)1,2}$  der Überkopplung aus Gleichung 2.34 des jeweils ersten und zweiten LPGs entspricht. Unter Annäherung eines gaussförmigen Transmissionsspektrums mit der Frequenzbandbreite  $\sigma_\omega$  des LPGs ergibt sich für die Intensität am Ausgang des Interferometers:

$$I(\lambda) = I_0 [T_{K1}T_{K2} + T_{M1}T_{M2}M] + I_0 (T_{K1}T_{K2}T_{M1}T_{M2}M)^{1/2} 2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\Delta nL\right) e^{(\Delta l\sigma_\omega/c)^2} \quad (5.3)$$

Nun haben beide LPGs eine realistische Extinktion von z.B. 20dB an der Resonanzwellenlänge  $\lambda_0$ , woraus sich  $T_{M1,2}(\lambda_0) = 0,99$  und  $T_{K1,2}(\lambda_0) = 0,01$  ergibt. Dann vereinfacht sich Gleichung 5.3 erheblich zu

$$I(\lambda_0) \simeq I_0 M, \quad (5.4)$$

wobei offensichtlich der Fehler mit steigender Extinktion der LPGs sinkt. Diese Gleichung ermöglicht nun folgende experimentelle Vorgehensweise: Ein LPG wird mit einer Extinktion bei  $\lambda_0$  von z.B. 20dB in eine Faser geschrieben. In einem Abstand  $L$  dahinter wird schrittweise ein zweites LPG geschrieben, bis dieses das doppelte  $\kappa$  des ersten erreicht. Bei jedem Schritt wird das Spektrum gemessen. Eine Simulation dieser Vorgehensweise mit den oben hergeleiteten Gleichungen sieht dann so aus: Abbildung 5.10 zeigt im Fall von  $\kappa_2 = \kappa_1$  und  $\lambda = \lambda_0$ , dass in dem mit den roten Linien markierten Punkt eine Senke entsteht. An dieser Stelle nimmt in der Simulation die Extinktion mit hoher Genauigkeit den Wert  $M$  für die Abschwächung der Mantelmode durch Modenmischung an, die Modulation durch die Interferenz verschwindet wie berechnet. Je höher die maximale Extinktion der LPGs, um so geringer ist der Messfehler. Auf diese Weise sollte abhängig vom Abstand zwischen den LPGs die Bestimmung von  $M$  expe-

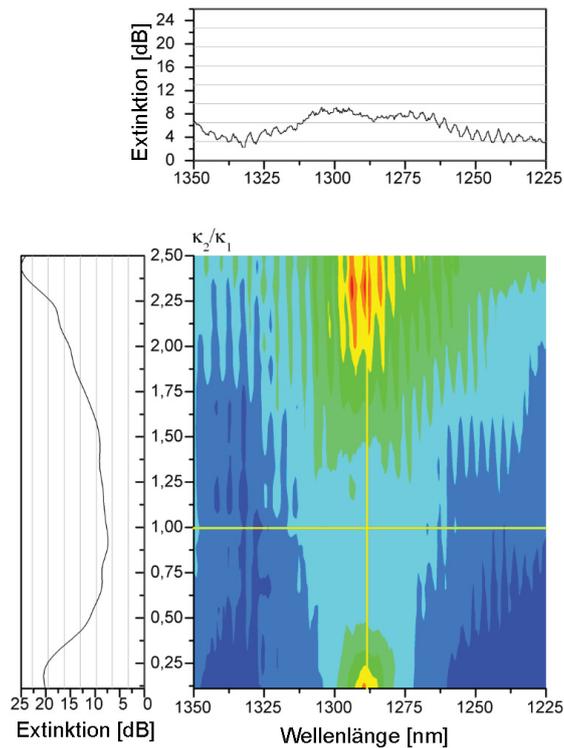


**Abbildung 5.10:** Simulation der Extinktion als Funktion der Wellenlänge und der Koppelkonstante des zweiten LPGs.

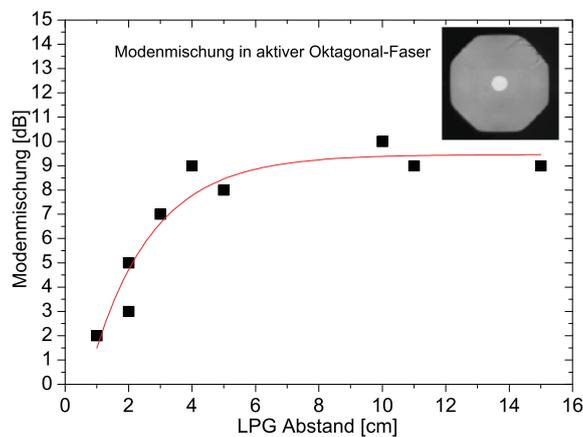
rimentell möglich sein.

Dafür wurde eine Liekki 125/10 Faser entcoatet und gesäubert, sodass zwei LPGs mit einem gewissen Abstand in die Faser geschrieben werden konnten und keine Verunreinigungen auf der Faser zwischen den LPGs vorhanden waren (Verunreinigungen könnten ebenfalls zu einer Störung und damit zu Modenmischung führen). LPG1 wurde dabei mit maximaler Extinktion an der Resonanzwellenlänge in die Faser geschrieben. In einem Abstand  $L$  von 15cm dahinter wurde LPG2 in die Faser geschrieben und wie oben beschrieben das Spektrum bei jeder Überfahrt des CO<sub>2</sub>-Lasers aufgenommen bis  $\kappa_2 = 2\kappa_1$  erreicht ist. Um eine Darstellung der experimentellen Resultate wie in Abbildung 5.10 zu ermöglichen, wurden die aufgenommenen Spektren zueinander interpoliert, Abbildung 5.11. Die eingangs erklärte Senke wurde mit gelben Linien markiert, gleichzeitig wurde der Verlauf der Extinktion als Funktion von  $\kappa_2$  bei  $\lambda_0$  links im Diagramm dargestellt, ebenso wie der Verlauf der Extinktion als Funktion von  $\lambda$  bei  $\kappa_2 = \kappa_1$  oben im Diagramm. Das Verschwinden der Modulation des Spektrums durch Interferenz in der Senke ist gut zu erkennen. In diesem Diagramm hätte  $M$  einen Wert von 7dB, d.h. etwa 80 % der Leistung der Mantelmode wird auf andere Mantelmoden verteilt und kann nicht mehr mit LPG2 zurückgekoppelt werden.

Um zu untersuchen, ob  $M$  eine Funktion des Abstandes  $L$  ist (die Modenmischung also mit der Länge der Faser zunimmt), wurde das o.g. Experiment für verschiedene Abstände von 1-16cm wiederholt und  $M$  als Funktion von  $L$  aufgetragen. Dies wurde für eine aktive Liekki 125/10 Faser mit oktagonalem Mantel durchgeführt, Abbildung 5.12. Die Auswertung ergibt einen exponentiellen Anstieg der Abschwächung der Mantelmode durch Modenmischung, welcher bei etwa 10dB nach  $\sim 10$ cm Faserlänge in Sättigung zu gehen scheint. Dies ist ein physikalisch sinnvolles Resultat, da sich die beteiligten Mantelmoden untereinander mischen und es nach einer gewissen Propagation zu einem



**Abbildung 5.11:** Auswertung der experimentellen Daten zur Bestimmung des Modenmischungsfaktors  $M$  bei 15cm Abstand  $L$  der beiden LPGs.



**Abbildung 5.12:** Modenmischung als Funktion der Faserlänge  $L$  bei einer Faser mit oktagonalem Mantel.

Gleichgewichtszustand kommt. Das Erreichen dieses Gleichgewichtszustands hängt dabei von der Kopplungsstärke der Moden untereinander ab.

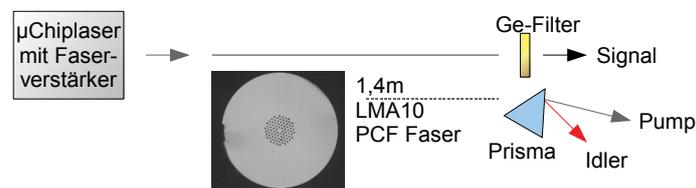
Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass der minimale Abstand zwischen den LPGs bei einem möglichen Faserverstärker mit SRS-Unterdrückung (auf Basis der aktiven Liekki 125/10 Faser) etwa 10cm beträgt. In diesem Zusammenhang sollte noch untersucht werden, wie es sich auf die SRS-Unterdrückung auswirkt, dass die Mantelmode zwi-

schen den LPGs nur um etwa 10dB abgeschwächt wird. Auf der anderen Seite ließe sich die Modenmischung verbessern, ohne mit den o.g. Glas-Ferrulen zu arbeiten. Eine Wiederbeschichtung des entcoateten Bereichs des LPGs mit einem zu dem Polymercoating der Faser unterschiedlichen Polymer (in Bezug auf den Brechungsindex) würde einen ähnlichen Effekt haben wie die Führung der Mantelmoden in der Glas-Ferrule gegen Luft. Auf diese Weise ließe sich die Faser recoaten, und es würde trotzdem im Bereich der LPGs zu einer starken Mischung der Mantelmoden kommen, wie sie im Experiment zur SRS-Unterdrückung bei den LPGs in den Glas-Ferrulen beobachtet wurde.

So könnten in eine Faser mehrere LPGs eingeschrieben werden, die nach dem Einschreiben mit dem o.g. Coating wiederbeschichtet werden könnten. Auf diese Weise ließe sich ein monolithischer Faserverstärker mit SRS-Unterdrückung aufbauen, der ohne Spleiß und entcoatete Fasersegmente auskommt. Dies stellt ein interessantes Konzept für die weitere Leistungsskalierung von Faserverstärkern dar, ohne auf Fasern mit größeren Modenfelddurchmessern angewiesen zu sein.

## 5.4 Untersuchung von DFWM in ESM-PCF-Fasern

Um das Verhältnis von DFWM und SRS in ESM-PCF-Fasern zu untersuchen, wurde noch ein zusätzliches Experiment durchgeführt. Dafür wurde wiederum ein Microchip-laser (1MHz, 200ps, 50mW) mit einem einstufigen Faserverstärker auf eine Durchschnittsleistung von 20W und einer Pulsspitzenleistung von etwa 100kW verstärkt. Anschließend wurden die Pulse in eine 1,4m lange LMA10 Faser eingekoppelt und das Ausgangsspektrum in Abhängigkeit von der eingekoppelten Pulsenergie analysiert, Abbildung 5.13. Da laut den Simulation aus Kapitel 3.3 durch DFWM mit der Entstehung

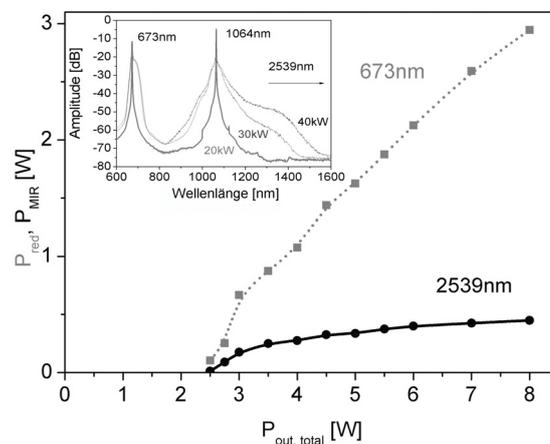


**Abbildung 5.13:** Versuchsaufbau für die Untersuchung von DFWM in der LMA10 PCF-ESM-Faser.

von Wellenlängen  $>2\mu\text{m}$  zu rechnen ist, wurde ein Germaniumfilter hinter der Faser platziert. Germanium hat bei Raumtemperatur eine scharfe Bandkante bei  $1.6\mu\text{m}$  und wirkt damit als optischer Tiefpass, welcher alle Wellenlängen unterhalb absorbiert. Auf diese Weise konnte zumindest indirekt der Nachweis der zu erwartenden Wellenlänge von 2539nm (im FWM-Terminus die Signalwellenlänge) bei 1064nm Pumpwellenlänge

(siehe Simulation aus Abbildung 3.10) mit einer Leistungsmessung (Spectra Physics Model 407, Thermocouple Sensor) hinter dem Filter erbracht werden.

Um den Leistungsanteil bei der zu erwartenden Idlerwellenlänge von 670nm charakterisieren zu können, wurde nach der Kollimation einfach ein Prisma hinter der Linse angeordnet. Die damit erzielte räumliche Trennung von Pumpwellenlänge (1064nm) und Idlerwellenlänge (670nm) ermöglichte eine einfache, getrennte Leistungsmessung der beiden Komponenten. Neben der Charakterisierung der Leistung der drei DFWM-Komponenten wurde das Spektrum mit einem OSA aufgenommen, Abbildung 5.14. Offenbar ist die in Abbildung 3.10 gezeigte Simulation auf wenige Nanometer genau



**Abbildung 5.14:** Leistung der Idlerwellenlänge (673nm) und Signalwellenlänge (2539nm) i. Abh. von der eingekoppelten Pumpleistung. Das Inset zeigt entsprechend die Entwicklung der Spektren, hier bezogen auf die Pulsspitzenleistung.

in Bezug auf die Vorhersage der Signal- und Idlerwellenlänge. Bei einer eingekoppelten Durchschnittsleistung von 8W konnten mehr als 3W in die Idlerwellenlänge bei 673nm umgewandelt werden, während der Leistungsanteil der Signalwellenlänge bei etwa 450mW lag. Die Signalwellenlänge muss aufgrund der begrenzten spektralen Erfassungsbandbreite des OSAs durch die Energieerhaltung für DFWM ausgerechnet werden. Der gleiche Ursprung von Signal und Idler in Abbildung 5.14 ist aber ein starkes Indiz dafür, dass hier wirklich die Signalwellenlänge gemessen wurde und nicht z.B. ein thermischer Effekt wie die Erwärmung des Germaniumfilters.

Aufgrund der Energieerhaltung und der Photonenbilanz müsste die Leistung bei der Signalwellenlänge von 2539nm etwa doppelt so hoch sein (etwa 800mW), was darauf hindeutet, dass die Signalwellenlänge in der Faser eine deutliche Dämpfung erfährt. Dies könnte ebenfalls die verblüffend hohe Konversionseffizienz von Pumpe zu Idler von über 30 % erklären, wie in der Simulation aus Abbildung 3.11 vorgeschlagen wurde. Der Vergleich der DFWM-Schwelle aus Abbildung 5.14 (15kW Pulsleistung, 1,4m Faser) mit der Simulation aus Abbildung 3.11 (etwa 25kW Pulsleistung, 0,8m Faser)

zeigt eine sehr gute Übereinstimmung.

Erstmals konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, mit einfachen PCF-Fasern aus Quarzglas in den Bereich des mittleren Infraroten (MIR,  $\lambda > 2\mu\text{m}$ ) vorzustößen [41]. Derartige Quellen für den MIR-Bereich sind von großem Interesse für Industrie und Forschung, da sich in diesem Spektralbereich viele Vibrations- und Rotationsübergänge z.B. im Bereich der organischen Chemie befinden. Ebenfalls ermöglicht das Konzept die einfache Erzeugung beugungsbegrenzten sichtbaren Lichts mit hoher Durchschnittsleistung und hoher spektraler Intensität. Eine Leistungsskalierung kann durch die Steigerung der Pulsfrequenz erreicht werden. Im Bereich z.B. der Laserprojektion ist solch eine Quelle von hoher Relevanz.

Abbildung 5.14 zeigt ebenfalls deutlich, dass keine nennenswerte Ramanstreuung (bei 1120nm) auftritt. Diese Beobachtung deckt sich gut mit der in Kapitel 3.1 getätigten Vorhersage, dass bei PCF-Fasern mit ESM-Eigenschaften DFWM über SRS dominieren kann, da der Verstärkungskoeffizient für DFWM deutlich größer ist als bei SRS. Der Einsatz von LPGs zur Unterdrückung von SRS ist also bei ESM-ähnlichen PCF-Fasern von wenigen Metern Länge wenig erfolgversprechend, weil bei einem ausreichend großen Überlappintegral der Moden bei den entsprechenden Wellenlängen zuerst DFWM auftreten wird.

---

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden verschiedene Strategien untersucht, nichtlineare Effekte wie FWM und SRS zu kontrollieren und zu unterdrücken. Das Hauptaugenmerk lag dabei auf der Unterdrückung von SRS in Faserverstärkern mittels langperiodischer Gitter als spektrale Kerbfilter. Dafür wurden Verfahren entwickelt, mit denen LPGs mit einer Einfügedämpfung  $< 0,1\text{dB}$  und einer Dämpfung für die Stokeswellenlänge  $> 10\text{dB}$  in PCF- und SI-Fasern geschrieben wurden. Bei den SI-Fasern war dies sowohl mit aktiven als auch mit passiven Fasern möglich. Aufgrund der sehr geringen Einfügedämpfung der hergestellten LPGs und ihrer direkten Integrierbarkeit in die Faser ist es möglich, in einen Faserverstärker viele LPGs einzuschreiben, ohne dass sich die Effizienz des Faserverstärkers durch Akkumulation der Einfügedämpfung der LPGs wesentlich verschlechtert.

Experimentell konnte erstmals gezeigt werden, dass mit nur drei LPGs die extrahierbare, SRS-freie Ausgangsleistung eines Faserverstärkers verdoppelt werden kann. Die Simulation des Experiments deutet darauf hin, dass eine Erhöhung der Raman-Schwelle um den Faktor vier mit etwa 20 LPGs möglich ist, was aufgrund der optimierten Einschreibetechnik realistisch erscheint. Dies ist insbesondere für die kommerzielle Verwertung interessant, da eine Leistungsskalierung bereits existierender Faserverstärker mit kleinem Kerndurchmesser vorgenommen werden kann. Ein Ausweichen auf die technologisch sehr viel anspruchsvolleren Großkernfasern (LMA-Fasern) zur Leistungsskalierung könnte damit in vielen Fällen vermieden werden.

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit denen der spektral selektiven Faserdesigns aus [5, 6, 7, 8] ist nicht möglich, da in keiner der genannten Referenzen die effektive Erhöhung der Ramanschwelle im Vergleich zu konventionellen Fasern experimentell bestimmt wurde. Darum muss die erreichbare Dämpfung der Stokeswellenlänge (pro Faserlänge in dB/m) der beiden Konzepte verglichen werden: Bei spektral selektiven Fasern wurden hier maximal  $5\text{dB/m}$  erzielt [5]. Werden im Vergleich dazu LPGs mit jeweils  $12\text{dB}$  Dämpfung und einem durch die Modenmischung begrenzten Mindestabstand von  $10\text{cm}$  in eine Faser geschrieben, so sind theoretisch bis zu  $120\text{dB/m}$  möglich. Entsprechend größer fällt die Erhöhung der Ramanschwelle aus.

LPGs als spektrale Kerbfilter mit ausreichend geringer Einfügedämpfung sind damit den momentan existierenden, spektral selektiven Faserdesigns in Bezug auf die erreich-

bare Dämpfung pro Faserlänge und die Erhöhung der Ramanschwelle überlegen. Eine Grenze ergibt sich allenfalls durch den Aufwand, sehr viele LPGs in einen Faserverstärker zu schreiben.

Für den für die Faserverstärkung interessanten Pulsdauerbereich einiger hundert Picosekunden wurde ein quasi-monolithischer, passiv gütegeschalteter Microchiplaser entwickelt, welcher sich im Vergleich zu modengekoppelten Lasern mit vergleichbaren Parametern durch seinen einfachen Aufbau und seine hohe Pulsenergie auszeichnet. Der oben genannte Bereich der Pulsdauer ist günstig für die Faserverstärkung, da hier nicht-lineare Effekte wie SBS und SPM gleichermaßen nicht der dominierende Effekt sind. Bei einer Pulsdauer von einigen hundert Picosekunden tritt je nach Faserdesign am ehesten SRS oder FWM auf. Aus diesem Grunde wurden alle zur Untersuchung dieser beiden Effekte getätigten Experimente mit Signalquellen durchgeführt, die in diesem Pulsdauerbereich arbeiten.

In einem abschließenden Experiment wurde das Verhältnis von FWM zu SRS in einer PCF-Faser untersucht, die endlessly-singlemode-Eigenschaften hat. Dabei konnte gezeigt werden, dass bei derartigen Fasern tatsächlich FWM der dominierende, nicht-lineare Effekt ist und SRS kaum eine Rolle spielt. Die dazu getätigten Simulationen zeigen, dass mit geeigneten PCF-Fasern die Möglichkeit besteht, gepulstes Laserlicht bei einer Wellenlänge von 1064nm sehr effizient in sichtbares, rotes und mittel-infrarotes Licht ( $\lambda > 2,5\mu\text{m}$ ) umzuwandeln. Dies konnte erstmals experimentell bestätigt werden und hat damit den Wellenlängenbereich des mittleren Infraroten für die parametrische Frequenzkonversion mit konventionellen Glasfasern zugänglich gemacht.

# Literaturverzeichnis

- [1] A. Tünnermann, T. Schreiber, and J. Limpert, *Fiber lasers and amplifiers: An ultrafast performance evolution*, Appl. Opt. 49, 71-78, 2010
- [2] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 2007
- [3] L. Li, Q. Loua, J. Zhoua, J. Donga, Y. Weia, S. Dua and B. Hea, *High power single transverse mode operation of a tapered large-mode-area fiber laser*, Opt. Com. 281, 655-657 (2008)
- [4] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner and L. Goldberg, *Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier*, Opt. Lett. 25, 442-444 (2000)
- [5] J. Kim, P. Dupriez, C. Codemard, J. Nilsson, and J. K. Sahu, *Suppression of stimulated Raman scattering in a high power Yb-doped fiber amplifier using a w-type core with fundamental mode cut-off*, Opt. Expr. 14, 5103-5113 (2006)
- [6] L. Zenteno, J. Wang, D. Walton, B. Ruffin, M. Li, S. Gray, A. Crowley, and X. Chen, *Suppression of Raman gain in single-transverse-mode dual-hole-assisted fiber*, Opt. Expr. 3, 8921-8926 (2005)
- [7] J. M. Fini, M. D. Mermelstein, M. F. Yan, R. T. Bise, A. D. Yablon, P. W. Wisk, and M. J. Andrejco, *Distributed suppression of stimulated Raman scattering in an Yb-doped filter-fiber amplifier*, Opt. Lett. 31, 2550-2552 (2006)
- [8] Toshiki Taru, Jing Hou and J. C. Knight, *Raman Gain Suppression in All-solid Photonic Bandgap Fiber*, IEICE Tech. Rep, 107, 29-32, (2007)
- [9] T. Erdogan et al, *Fiber grating spectra*, Journ. Lightw. Techn. 15, 1277-1294 (1997)
- [10] F. Jansen, D. Nodop, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, *Modeling the inhibition of stimulated Raman scattering in passive and active fibers by lumped spectral filters in high power fiber laser systems*, Opt. Expr. 17, 16255-16265 (2009)

- [11] D. Nodop, S. Linke, F. Jansen, J. Limpert and A. Tünnermann, and L. Rindorf, *Long period gratings written in large-mode area photonic crystal fiber*, Appl. Phys. B 92, 509 (2008)
- [12] Yiping Wang, Wei Jin, Jian Ju, Haifeng Xuan, Hoi Lut Ho, Limin Xiao, and Dongning Wang, *Long period gratings in air-core photonic bandgap fibers*, Opt. Expr. 16, 2784-2790 (2008)
- [13] A. Ghatak et al, *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, 1998
- [14] A. W. Snyder and John D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Kluwer Academic Publishers, 2000
- [15] J. Riishede, N. A. Mortensen and J. Lægsgaard, *A poor man's approach to modeling micro-structured optical fibres*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 5, 534-538 (2003),
- [16] [www.optiwave.com](http://www.optiwave.com)
- [17] [www.lumerical.com](http://www.lumerical.com)
- [18] J. C. Knight, T. A. Birks, and P. St. J. Russell *Properties of photonic crystal fiber and the effective index model*, J. Opt. Soc. Am. 15, 748-752 (1998)
- [19] G. von Freymann et.al. *Diffraction properties of two-dimensional photonic crystals*, Appl. Phys. Let. 83, 614-616 (2003)
- [20] N.A. Mortensen et al, *Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers*, Opt. Let. 28, 1879-1881, (2003)
- [21] A. Yariv, *Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics*, IEEE Journ. of Quant. Electr. 9, 919-933 (1973)
- [22] J. Thomas et al, *Cladding mode coupling in highly localized fiber Bragg gratings: modal properties and transmission spectra*, Opt. Let. (2010)
- [23] F. Jansen, *Langperiodische Gitter in aktiven Laserfasern zur Unterdrückung nicht-linearer Effekte*, Diplomarbeit, Friedrich Schiller Universität Jena, Institut für Angewandte Physik (2008)
- [24] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer, 2006
- [25] R. Paschotta et al. *Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers*, IEEE, 7, 1049-1056 (1997)
- [26] A. Galvanauskas, *Mode-Scalable Fiber-Based Chirped Pulse Amplification Systems*, IEEE Journ. Sel. Top. in Quant. Electr. 7, 504-516 (2001)

- [27] D. Kouznetsov et al, *Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. I. Fiber with circular symmetry*, J. Opt. Soc. Am. B 18, 743-749 (2001)
- [28] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, Third Edition*, Academic Press, (2003)
- [29] M. J. F. Digonnet, R. W. Sadowski, H. J. Shaw, and R. H. Pantell, *Resonantly Enhanced Nonlinearity in Doped Fibers for Low-Power All-Optical Switching: A Review*, Opt. Fiber Techn. 3, 44-64 (1997)
- [30] J. W. Arkwright et al. *Experimental and Theoretical Analysis of the Resonant Nonlinearity in Ytterbium-Doped Fiber*, Journ. of Lightwave Techn. 16, 798-806 (1998)
- [31] J.P. Fève, *Phase-matching and mitigation of four-wave mixing in fibers with positive gain*, Opt. Expr. 15, 577-582 (2007)
- [32] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg (2006)
- [33] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, *Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide*, Appl. Phys. Lett. 20, 62 (1972).
- [34] R. G. Smith *Optical power handling capacity of low-loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*, Appl. Opt. 2, 2489-2494 (1972)
- [35] P. J. Thomas, N. L. Rowell, H. M. van Driel, and G. I. Stegeman, *Normal acoustic modes and Brillouin scattering in single-mode optical fibers*, Phys. Rev. B 19, 4986-4998 (1979)
- [36] N. Shibata, K. Okamoto, and Y. Azuma, *Longitudinal acoustic modes and Brillouin-gain spectra for GeO<sub>2</sub>-doped-core single-mode fibers*, JOSA B 6, 1167-1174 (1989)
- [37] J. Hansryd et al, *Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution*, J. Lightwave Technol. 19, 1691 (2001)
- [38] J. Limpert *Ultrashort Pulse Fiber Amplifier Systems*, Doktorarbeit, Friedrich Schiller Universität Jena, Institut für Angewandte Physik (2004)
- [39] T. H. Russell, *Laser intensity scaling through stimulated scattering in optical fibers*, Graduate School of Engineering and Management, Air Force Institute of Technology, Air University, Diss., 2001
- [40] C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, *Derivation of Raman treshold formulas for CW double-clad fiber amplifiers*, Opt. Expr. 17, 8476-8490 (2009)

- [41] D. Nodop, C. Jauregui, D. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Efficient high-power generation of visible and mid-infrared light by degenerate four-wave-mixing in a large mode area photonic crystal fiber*, Opt. Lett. 15 (2009)
- [42] C. Jauregui, D. Nodop, J. Limpert and A. Tünnermann, *Improved parametric generation of light in optical fibers*, paper CD-P13, CLEO/Europe and EQEC (2011)
- [43] Heraeus Quarzglas, optics.heraeus-quarzglas.com, 19.10.2009
- [44] R.G. Smith, *Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering*, Appl. Opt. 11, 2489-2494 (1972)
- [45] A. Shirakawa et al. *High-power Yb-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1150-1200 nm*, Opt. Expr. 17, 447-454 (2009)
- [46] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press (1991)
- [47] Hyun Chul Park, In Kag Hwang, Dong Il Yeom, and Byoung Yoon Kim *Analyses of cladding modes in photonic crystal fiber*, Opt. Expr. 15, 15154-15160 (2007)
- [48] S. Ramachandran, J. W. Nicholson, S. Ghalmi, M. F. Yan, P. Wisk, E. Monberg, and F. V. Dimarcello, *Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers*, Opt. Lett. 31, 1797-1799 (2006)
- [49] R. Slavík *Extremely Deep Long-Period Fiber Grating Made With CO<sub>2</sub> Laser*, IEEE Phot. Techn. Lett. 18, 1705-1707 (2006)
- [50] C. Jauregui, T. Eidam, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers*, Opt. Express 19, 3258-3271 (2011)
- [51] P. Myslinski, Dung Nguyen, and J. Chrostowski, *Effects of Concentration on the Performance of Erbium-Doped Fiber Amplifiers*, Journ. Lightw. Techn. 15, 112-120 (1997)
- [52] J. Limpert, F. Röser, D. N. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, C. J. Misas, and A. Tünnermann *High Repetition Rate Gigawatt Peak Power Fiber Laser Systems: Challenges, Design, and Experiment*, IEEE Journ. Sel. Top. in Quant. Electr. 15, 159-169 (2009)
- [53] I.K. Hwang, S.H. and B. Y. Kim, *Long-period fiber gratings based on periodic microbends*, Opt. Lett. 24, 1263-1265 (1999)

- [54] Y. J. Rao, Y. P. Wang, Z. L. Ran and T. Zhu, *Novel Fiber-Optic Sensors Based on Long-Period Fiber Gratings Written by High-Frequency CO<sub>2</sub> Laser Pulses*, Journ. Lightw. Techn. 21, 1320-1327 (2003)
- [55] Ho Wai Lee, Yunqi Liu, and Kin Seng Chiang, *Writing of Long-Period Gratings in Conventional and Photonic-Crystal Polarization-Maintaining Fibers by CO<sub>2</sub>-Laser Pulses*, IEEE Phot. Techn. Let. 20, 132-134 (2008)
- [56] F. Just, H. R. Müller, S. Unger, J. Kirchhof, V. Reichel and H. Bartelt *Ytterbium-Doping Related Stresses in Preforms for High-Power Fiber Lasers*, Journ. Lightw. Techn. 27, 2111-2116 (2009)
- [57] B. H. Kim, Y. Park, T.-J. Ahn, D. Y. Kim, B. H. Lee, Y. Chung, U. C. Paek, and W.-T. Han, *Residual stress relaxation in the core of optical fiber by CO<sub>2</sub> laser irradiation*, Opt. Let. 26 1657-1659 (2001)
- [58] R. Slavik *Coupling to circularly asymmetric modes via long-period gratings made in a standard straight fiber*, Opt. Com. 275 (2007) 90-93
- [59] V. Grubsky and J. Feinberg, *Fabrication of Axially Symmetric Long-Period Gratings with a Carbon Dioxide Laser*, IEEE Phot. Techn. Let. 18, 2296-2298, (2006)
- [60] D. Nodop, C. Jauregui, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann *Suppression of stimulated Raman scattering employing long period gratings in double-clad fiber amplifiers*, Opt. Let. 35, 2982-2984, (2010)
- [61] Masterarbeit Sebastian Linke, Fachhochschule Jena *Herstellung von langperiodischen Fasergittern mittels CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung und ihre spektrale Charakterisierung*, Institut für Angewandte Physik, Universität Jena (2007)
- [62] C. Ye, P. Yan, L. Huang, Q. Liu, and M. Gong, *Stimulated Brillouin scattering phenomena in a nanosecond linearly polarized Yb-doped double-clad fiber amplifier*, Laser Phys. Lett. 4, 376-381 (2007)
- [63] A. Malinowski, K. T. Vu and D. J. Richardson, *High power pulsed fiber MOPA system incorporating electro-optic modulator based adaptive pulse shaping*, Opt. Expr. 17, 20927-20937 (2009)
- [64] US patent 20080261382
- [65] V. Shidlovski *Superluminescent Diodes. Short overview of device operation principles and performance parameters*, SuperlumDiodes Ltd, (2004)

- [66] D. Nodop, D. Schimpf, J. Limpert and A. Tünnermann *Highly dynamic and versatile pulsed fiber amplifier seeded by a superluminescence diode*, Appl. Phys. B 102, 737-741 (2011)
- [67] P. E. Schrader, R. L. Farrow, D. A. V. Kliner, R. L. Schmitt, and B. T. Do *Power scaling of fiber-based amplifiers seeded with microchip lasers*, SPIE Proc. 6871, 68710 (2008)
- [68] G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, U. Keller, *Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorber mirrors*, JOSA B, 16, 376 (1999)
- [69] D. Nodop, J. Limpert, R. Hohmuth, W. Richter, M. Guina, and A. Tünnermann, *High-pulse-energy passively Q-switched quasi-monolithic microchip lasers operating in the sub-100-ps pulse regime*, Opt. Lett. 32, 2115-2117 (2007)

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ich danke ...

**Prof. Dr. Andreas Tünnermann und Prof. Dr. Jens Limpert**, für ihre Unterstützung und die Möglichkeit, diese Arbeit in ihrer Arbeitsgruppe anfertigen zu können.

**Unserem Postdoc Dr. Cesar Jauregui und meinen Diplomanden und Masteranden Sebastian Linke, Florian Jansen und Clemens Ruchert**. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

**Meiner Familie**, für ihre Gesprächsbereitschaft, Freundschaft und natürlich ihre Unterstützung bei allem, was ich brauchte.

**Meinen Freunden und Musikerkollegen**, für das Zuhause, dass ich durch sie in Jena finden konnte.

**Meiner Frau Steffi** für Alles! ♥

**Dem Gesetzgeber der Naturgesetze**, der sich auch in der Schönheit der Physik zeigt.

# Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegenden Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

1. Dr. Cesar Jauregui bei der Erstellung der Simulationsprogramme.
2. Florian Jansen, Dipl. Phys, welcher als Diplomand Arbeiten im Labor für mich durchgeführt hat.
3. Sebastian Linke, M. Eng, welcher als Master-Student Arbeiten im Labor für mich durchgeführt hat.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der physikalisch-astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen und Gewissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, 03.08.2011

# Lebenslauf

Dirk Nodop

11.03.1979 geboren in Wittmund, Niedersachsen

1992-1998 Besuch des niedersächsischen Internatsgymnasiums Esens

1998 Abitur

1998-1999 Wehrdienst als Sanitäter der Luftwaffe

1999-2003 Studium der angewandten Lasertechnik an der FH Emden, Dipl. Ing (FH)

2004-2006 Aufbaustudium zum Diplom Physiker an der TU Clausthal

Jena, 03.08.2011