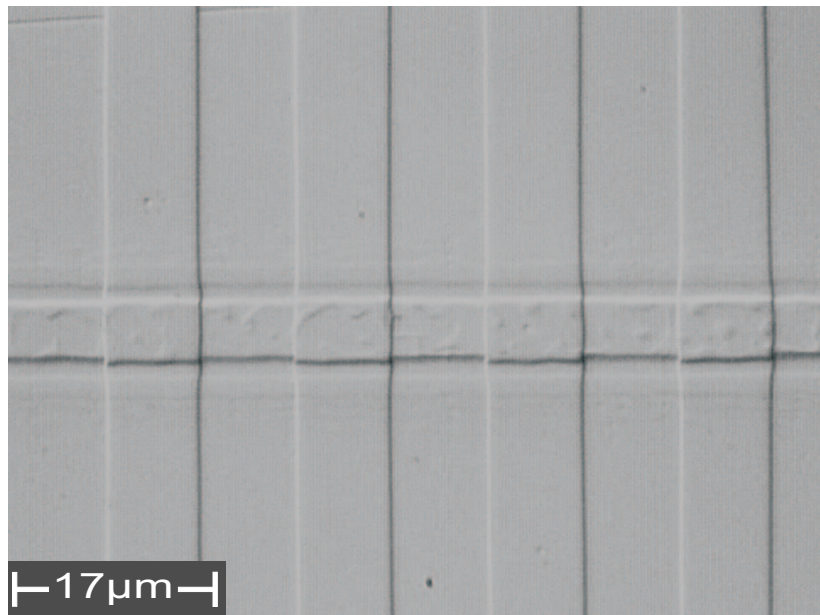


Quasi-phasenangepaßte Frequenzkonversion mit periodisch gepolten Ti:LiNbO₃ Wellenleitern

Dem Fachbereich Physik der
Universität Paderborn
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
vorgelegte
Dissertation
von
Gerhard Schreiber



Datum der mündlichen Prüfung: 7. Dezember 2001

Referenten: Prof. Dr. W. Sohler
Prof. Dr. K. Lischka

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie der quasi-phasenangepaßten Frequenzkonversion in Wellenleitern	5
1.1	Wellenleitung	7
1.2	Nichtlineare Polarisierung	12
1.3	Nichtlineare Prozesse	15
1.4	Wellenbeschreibung nichtlinearer Wechselwirkungen	18
1.5	Phasenanpassung	20
1.6	Eigenschaften von quasi-phasenangepaßtem LiNbO_3	26
1.7	Nichtlineare Wechselwirkungen	39
1.7.1	Frequenzverdopplung	39
1.7.2	Differenzfrequenz-Erzeugung	43
1.7.3	Kaskadierte Differenzfrequenz-Erzeugung	47
1.7.4	Optisch parametrische Fluoreszenz	51
1.7.5	Optisch Parametrische Oszillation	52
2	Herstellung und Charakterisierung periodisch gepolter Wellenleiter	57
2.1	Periodische Feldpolung von LiNbO_3	59
2.2	Mikroskopische Charakterisierung	66
2.3	Periodische Polung von Ti:LiNbO_3 und Ti:Er:LiNbO ₃ -Wellenleiter	74
3	Integriert optische Frequenzkonverter	83
3.1	Frequenzverdopplung	83
3.2	Selbstfrequenzverdopplender Wellenleiterlaser	88
3.3	Differenzfrequenzerzeugung	92
3.4	Kaskadierte Differenzfrequenzerzeugung	95
3.4.1	Kontinuierliche kaskadierte Differenzfrequenzerzeugung	95

3.4.2	Gepulste kaskadierte Differenzfrequenzerzeugung	98
3.4.3	Verstärkte kaskadierte Differenzfrequenzerzeugung	100
3.5	Optisch parametrische Fluoreszenz	103
3.6	Optisch parametrische Oszillation	106
4	Zusammenfassung	111
5	Ausblick	115

Einleitung

Die nichtlineare Frequenzkonversion wurde erstmals im Jahre 1961 von Franken et al. in Form einer Frequenzverdopplung mittels eines Quarzglasplättchens beobachtet [Fra61]. Die beobachtete Leistung der erzeugten 2. Harmonischen war jedoch äußerst gering, da, um eine effiziente Strahlungserzeugung zu erreichen, neben der Energieerhaltung auch eine Phasenanpassung erfüllt sein muß, die aber wegen der Dispersion im Medium nicht ohne weiteres gewährleistet ist. Die Möglichkeit die Phasenanpassung durch eine sogenannte Quasi-Phasenanpassung zu erzielen wurde bereits im Jahre 1962 von Armstrong et al. [Arm62] in einer theoretischen Arbeit beschrieben. Die Grundidee der Quasi-Phasenanpassung ist, daß man die spontane Polarisation des nichtlinear optischen Materials in periodischer Weise auf einer Mikrometerskala moduliert. Auf diese Weise ist es möglich, immer wieder nach einer gewissen Wechselwirkungsstrecke eine akkumulierte Phasenfehlanpassung auf den ursprünglichen Zustand zurückzusetzen. Das volle Potential der nichtlinearen Optik und der Methode der Quasi-Phasenanpassung kam jedoch erst gut 30 Jahre später zur vollen Entfaltung als neue nichtlineare Materialien, wie z. B. Lithium-Tantalat (LT, LiTaO_3), Kalium-Niobat (KN, KNbO_3), Kalium-Titanyl-Phosphat (KTP, KTiOPO_4), Kalium-Titanyl-Arsenat (KTA, KTiOAsO_4), Beta-Barium-Borat (BBO, $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$), Lithium-Borat (LBO, LiB_2O_4), Rubidium-Titanyl-Arsenat (RTA, RbTiOAsO_4) und effektive Methoden der Mikrostrukturierung zur Verfügung standen. Zu dieser Renaissance der nichtlinearen Optik trugen auch neuartige Laserquellen, wie z.B. External-Cavity Laser, Festkörperlaser, Ultrakurzpulslaser, als auch neue Frequenzkonverterkonzepte bei. Als besonders attraktive Frequenzkonverter haben sich diejenigen herausgestellt, bei denen die wechselwirkenden Wellen in einem Wellenleiter geführt werden. Wegen der sehr hohen wechselwirkenden Intensitäten über große Wechselwirkungsstrecken können außerordentlich hohe Effizienzen erzielt werden, die etwa 2-3 Größenordnungen über denen von vergleichbaren Frequenzkonvertern, die auf Wechselwirkungen im Volumenmaterial beruhen, liegen können. Ferner bietet sich die Möglichkeit an, integriert optische

Frequenzkonverter mit anderen Bauelementen wie z. B. Verstärker, Laser, Modulatoren, akustooptische Bauelemente, Strahlteiler usw. auf einem gemeinsamen Substrat zu kombinieren. Als besonders erfolgversprechend haben sich hierbei periodisch gepolte, protonenausgetauschte oder titandiffundierte Wellenleiter mit Lithium-Niobat (LN, LiNbO_3) als Substratmaterial erwiesen.

Viele Anwendungen in der Medizin, Umweltbeobachtung und der industriellen Meßtechnik benötigen eine über weite Wellenlängenbereiche kohärent abstimmbare Strahlung. Die interessierenden Wellenlängenbereiche liegen hierbei sehr oft im nahen und mittleren Infrarot, wo es trotz großer Fortschritte in der Lasertechnologie noch viele Lücken gibt. Diese Wellenlängenbereiche lassen sich andererseits vorteilhaft mit Hilfe nichtlinearer Prozesse wie der optisch parametrischen Fluoreszenz sowie der optisch parametrischen Oszillation abdecken. Auch hier hat sich in jüngster Vergangenheit gezeigt, daß die Verwendung von Wellenleitern zahlreiche Vorteile bietet.

Der schnelle technologische Fortschritt bei der Datenübertragung mittels Licht über Glasfaserkabel ist eng verknüpft mit der sehr guten Verfügbarkeit von Halbleiterlasern im nahen Infrarot. Um jedoch den rasant ansteigenden Bedarf an Übertragungskapazität befriedigend abdecken zu können, ist man heute bestrebt, rein optische Netzwerke, die ohne Rückkonversion in ein elektrisches Signal auskommen, zu realisieren. Bedient man sich zusätzlich des Wellenlängenmultiplexverfahrens, d. h. die Daten werden auf vielen verschiedenen Wellenlängen mit hoher Bitrate übertragen, so läßt sich die Gesamtkapazität um ein Vielfaches steigern. Für derartige optische Netzwerke stehen bereits heute eine Vielzahl verschiedener Komponenten wie z. B. abstimmbare Halbleiterlaser, Add-Drop-Multiplexer, Optische-Cross-Connects, Wellenlängenmultiplexer, optische Verstärker, faseroptische Komponenten usw. kommerziell zur Verfügung. Eine Funktion, die bisher noch fehlt, ist die Möglichkeit, die in optischer Form vorliegende Information auf einem rein optischen Weg von einer Wellenlänge auf eine andere Wellenlänge zu übertragen. Diese Funktion kann jedoch prinzipiell sehr einfach durch Verwendung von Strahlungsquellen, die auf einem nichtlinear optischen Erzeugungsprozeß beruhen, implementiert werden. Hierbei wird in einem optisch nichtlinearen Medium eine starke Pumpstrahlung mit einer Signalstrahlung gemischt, und über den Differenzfrequenzprozeß eine neue Strahlung, die Idlerstrahlung, erzeugt. Es hat sich in den letzten Jahren herausgestellt, daß ein solcher Erzeugungsprozeß in effizienter und in der technischen Umsetzung sinnvollen Weise nur mit optisch nichtlinearen Wellenleitern realisiert werden kann. Diese integriert optischen Frequenzkonverter können darüber hinaus in einer abgewandelten Form auch als breitbandige optisch parametrische Ver-

stärker, logische Gatter und als schnelle optische Schalter in der Telekommunikation eingesetzt werden.

Die vorliegende Arbeit hatte im Rahmen des vom BMBF geförderten Verbundprojektes zur Grundlagenuntersuchung der Quasi-Phasenanpassung um dem von der EU geförderten ATLAS Projektes die theoretischen Modellierung, Herstellung, Charakterisierung und Anwendung von periodisch gepolten, titandiffundierten Wellenleitern in LiNbO_3 zum Ziel. Das erste Kapitel befaßt sich mit den theoretischen Grundlagen der parametrischen Strahlungserzeugung in einem nichtlinear optischen Medium. Es wird die Methode der Quasi-Phasenanpassung eingeführt und anschließend die unterschiedlichen optischen Frequenzkonversionsprozesse beschrieben. Anhand der erhaltenen theoretischen Resultate werden wir sehen, daß integriert optische Wellenlängenkonverter außergewöhnlich gute Eigenschaften bezüglich Effizienz, Ausgangsleistung oder Schwellverhalten besitzen sollten. Im zweiten Kapitel wird detailliert die Herstellung und Charakterisierung von periodisch gepolten titandiffundierten Wellenleitern in LiNbO_3 beschrieben. Es wird gezeigt, wie man mit Hilfe der Methode der elektrischen Feldpolung nichtlineare Wellenleiter mit herausragenden Eigenschaften erhält. Die Periodizität der derart hergestellten periodischen Mikrodomänenstrukturen ist dabei $\sim 17 \mu\text{m}$. Zur mikroskopischen Sichtbarmachung der erhaltenen Mikrodomänen bediente man sich dem seit langem bekannten selektiven Ätzen in einer Säure, der Kopierer-Tonerdekoration sowie der Polarisationsmikroskopie. Mit Hilfe eines scannenden konfokalen Frequenzverdopplungsmikroskops wurde eine neuartige Methode entwickelt, die einen zerstörungsfreien Nachweis der Mikrodomänenstruktur erlaubt. Im dritten Kapitel werden die Experimente und deren Ergebnisse zur Frequenzverdopplung, Differenzfrequenzerzeugung, optisch parametrischen Fluoreszenz sowie doppeltresonanten, optisch parametrischen Oszillation in periodisch gepolten Ti:LiNbO_3 Wellenleitern vorgestellt. Darüberhinaus konnte im Rahmen dieser Arbeit die Kombination von quasi-phasenangepaßten integriert optischen Frequenzkonvertern mit einem verstärkenden bzw. laseraktiven Medium erfolgreich demonstriert werden. Abschließend wird die Arbeit als gesamtes zusammengefaßt und ein Ausblick auf zukünftige Entwicklungen im Bereich der integriert optischen Frequenzkonverter gegeben.

Kapitel 1

Theorie der quasi-phasenangepaßten Frequenzkonversion in Wellenleitern

Eine effiziente Wellenlängenkonversion in einem optisch nichtlinearen Material setzt voraus, daß dieses eine hohe Nichtlinearität und Transparenz besitzt. Ferner wurde unmittelbar nach der ersten Beobachtung einer Frequenzverdopplung durch Franken et al. [Fra61] erkannt, daß für eine Frequenzkonversion neben der Energieerhaltung auch die Phasenanpassung erfüllt sein muß. In den ersten theoretischen Arbeiten zur nichtlinearen Optik wurde dieses Problem unabhängig voneinander von Armstrong et al. [Arm62] sowie von Franken und Ward [Fra63] gelöst. Die von ihnen (neben weiteren) vorgestellte Methode der Quasi-Phasenanpassung erlaubt durch eine periodische Modulation der spontanen Polarisation die Ausnutzung des größten nichtlinearen Koeffizienten bei jeder Temperatur und Wellenlänge innerhalb des Transparenzbereichs des Materials.

Ein Material, das hinsichtlich seiner linearen und nichtlinearen Eigenschaften für die nichtlineare Optik besonders gut geeignet ist, wurde erstmals im Jahre 1965 in Form von Lithium-Niobat (LiNbO_3) von den Bell-Laboratorien mit Hilfe des Czochralski-Verfahrens künstlich hergestellt. Um auch mit kleinen optischen Leistungen eine möglichst hohe Effizienz im Einfachdurchgang der wechselwirkenden Wellen zu erreichen, bedient man sich der Wellenführung in optischen Streifenwellenleitern. Dies erlaubt eine beugungsfreie Propagation der Felder eine nichtlineare Wechselwirkung mit hohen Intensitäten über große Distanzen. In LiNbO_3 werden derartige Wellenleiter hauptsächlich durch einen Protonenaustausch oder durch die Eindiffusion von Titan hergestellt. Durch die in der letzten Dekade entwickelten Methoden zur Herstellung periodisch gepolter Materialien ist es heute möglich, sehr effiziente, quasi-phasenangepaßte integriert optische Frequenzkonverter mit LiNbO_3 als Substratmaterial zu realisieren.

Titandiffundierte Wellenleiter in LiNbO_3 sind vor allem wegen ihrer im Vergleich zu protonenausgetauschten Wellenleitern sehr geringen optischen Verluste für die Entwicklung von optisch parametrischen Oszillatoren interessant.

In diesem Kapitel sollen zunächst die elementaren Grundlagen zu Wechselwirkungen im nichtlinearen Medien behandelt werden. Anschließend wird die Methode der Quasi-Phasen Anpassung eingeführt. Es folgt dann das Modell der Wellenführung in Ti:LiNbO_3 Wellenleitern. In den darauffolgenden Abschnitten werden die Resultate zu den verschiedensten nichtlinearen Prozesse vorgestellt. Wir werden sehen, daß die Wirkungsgrade integriert optischer Frequenzkonverter derart hoch sind, daß die Entwicklung einer ganzen Reihe, mit Volumenkonvertern äußerst schwierig zu realisierende, attraktive Konverter wie z. B. kaskadierte Differenzfrequenzgeneratoren möglich sein sollte. Neben Ergebnissen zur Frequenzverdopplung und Differenzfrequenzerzeugung, werden auch solche behandelt, bei denen beide Prozesse in kaskadierter Form, d. h. simultan nebeneinander, ablaufen. Darauffolgend wird die optisch parametrische Fluoreszenz und Verstärkung als eine besonders einfache Methode zur Erzeugung weit abstimmbarer Strahlung vorgestellt. Im Abschnitt zur optisch parametrischen Oszillation wird gezeigt, daß man bei Verwendung von quasi-phasenangepaßten Ti:LiNbO_3 Wellenleitern Oszillationsschwellen von deutlich unter 10 mW für doppeltresonante Oszillatoren erwarten darf.

1.1 Wellenleitung

Die Wellenleitung von Licht in einem Streifenwellenleiter kommt durch eine fortgesetzte Totalreflexion zustande. Die hierfür erforderliche lokale Erhöhung des Brechungsindex gegenüber der Umgebung kann durch die Eindiffusion von Titan oder durch einen Protonenaustausch erzielt werden. Da bei nichtlinearen Prozessen die optischen Verluste oftmals entscheidend die Wirkungsgrade und Schwellwertbedingungen beeinflussen, sollten titandiffundierte gegenüber protonenausgetauschten Wellenleitern die geeigneteren integriert optischen Frequenzkonverter sein. Darüberhinaus sollten sich nichtlineare Frequenzkonverter mit einem verstärkenden oder sogar laseraktiven Medium kombinieren lassen. Die Herstellung von Ti:LiNbO_3 Wellenleitern ist eine ausgereifte Technologie, die im nächsten Kapitel genauer beschrieben wird. Es soll nun, soweit es für das Verständnis dieser Arbeit wichtig ist, die Wellenleitung in Ti:LiNbO_3 Wellenleitern dargestellt werden.

Die Wellenleiter werden durch Eindiffusion von $7\mu\text{m}$ breiten und 98 nm hohen dicken Titanstreifen in die Oberfläche eines Z-Schnitt LiNbO_3 Substrates hergestellt. Dabei werden sie stets derart orientiert, daß sie entlang der kristallographischen X-Richtung verlaufen. Die Abbildung 1.1 zeigt, wie die Hauptachsen des Kristalls orientiert sind und wie in der Regel das Laborkoordinatensystem gewählt wird. Dabei fällt auf, daß das

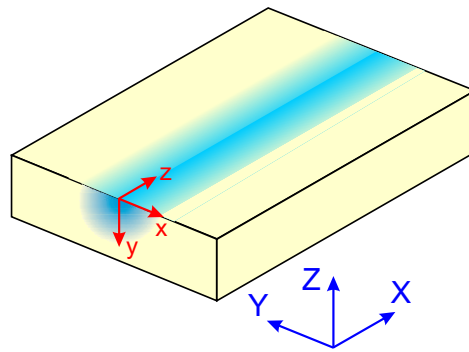


Abb. 1.1: Koordinatensystem des Labors (rot) und des Kristalls (blau).

Laborsystem nicht mit dem kristallographischen System übereinstimmt. Grundsätzlich werden die Laborkoordinaten mit kleinen und die Kristallkoordinaten mit großen Buchstaben bezeichnet. Gemäß der Abbildung ist die Z-Achse parallel zur y-Achse und die X- bzw. Y-Achse parallel zur z- bzw. x-Achse. Die Eindiffusion des Titans in das Substrat kann durch eine zweidimensionale Fick'sche Diffusionsgleichung beschrieben

werden. Als Konzentrationsprofil erhält man [Bur79]:

$$c_{Ti}(x, y) = c_0 f(x) g(y) \quad (1.1)$$

mit

$$g(y) = \exp\left(-\frac{y^2}{D_y^2}\right) \quad \text{für } y \geq 0 \quad (1.2)$$

$$f(x) = \frac{1}{2\operatorname{erf}\left(\frac{W}{2D_x}\right)} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{x + W/2}{D_x}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x - W/2}{D_x}\right) \right\} \quad (1.3)$$

und

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi. \quad (1.4)$$

Für eine Diffusion bei einer Temperatur von 1060 °C und einer Diffusionszeit von 8.5 h ergeben sich für die Diffusionstiefen D_x und D_y die Werte $D_x = 4 \mu\text{m}$ und $D_y = 4.7 \mu\text{m}$. Mit Hilfe der Teilchenzahlerhaltung, der Breite W und der Streifendicke τ des Titanstreifens sowie den Diffusionstiefen D_x und D_y läßt sich die maximale Ti-Konzentration c_0 an der Oberfläche durch

$$c_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{D_y} \tau \rho \operatorname{erf}\left(\frac{W}{2D_x}\right) \quad (1.5)$$

berechnen. Der Wert $\rho = 5.67 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ entspricht der Teilchenzahldichte von metallischem Titan.

Die Eindiffusion des Titans führt zu einer Erhöhung des Brechungsindex, der von der lokalen Ti-Konzentration abhängt. Für Konzentrationen $c_{Ti} < 0.9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ erhält man für eine außerordentlich polarisierte Mode einen linearen Zusammenhang zwischen Brechzahlerhöhung und Titan-Konzentration, wohingegen für die ordentlich polarisierte Mode ein nichtlinearer Zusammenhang besteht [Her91]. Für eine Wellenlänge von 633 nm kann der funktionale Zusammenhang zwischen der Ti-Konzentration und der Indexerhöhung folgendermaßen angegeben werden [Str88]:

$$\delta n_{e,633nm} = E c_{Ti} \quad \text{mit } E = 1.2 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3 \quad (1.6)$$

$$\delta n_{o,633nm} = [F c_{Ti}]^\gamma \quad \text{mit } F = 0.13 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3 \quad \text{und } \gamma = 0.55. \quad (1.7)$$

Bei höheren Ti-Konzentrationen hingegen sind die Abhängigkeiten für beide Polarisierungen nahezu linear. Um die Indexerhöhung auch für andere Wellenlängen bestimmen

zu können, muß man sich mit einer nichtlinearen Extrapolation behelfen. Für den außerordentlichen und ordentlichen Indexhub die folgenden Sellmeiergleichungen gelten [Din95]:

$$\delta n_e = \frac{0.839\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0645} \delta n_{e,633\text{ nm}} \quad (1.8)$$

$$\delta n_o = \frac{0.67\lambda^2}{\lambda^2 - 0.13} \delta n_{o,633\text{ nm}} , \quad (1.9)$$

wobei die Vakuumlichtwellenlänge λ die Dimension $[\mu\text{m}]$ hat.

Die Lichtausbreitung in einem integriert optischen, dielektrischen Wellenleiter wird durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (1.10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} . \quad (1.13)$$

Als optische Mode nehmen wir ein elektromagnetisches Feld mit der folgenden Verteilung an

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} A \mathcal{E}(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} + c.c.. \quad (1.14)$$

Durch Einsetzen in die Maxwellschen-Gleichungen läßt sich unmittelbar die zeitunabhängige Wellengleichung ableiten:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 (n_x^2 - n_{eff}^2) \right\} \mathcal{E}_x + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ i\beta \mathcal{E}_z - \frac{\partial}{\partial y} \mathcal{E}_y \right\} = 0 . \quad (1.15)$$

Die Lösungen dieser Differentialgleichung sind im allgemeinen Superpositionen aus gebundenen (geführten) und ungebundenen (strahlenden) Moden, welche ein vollständiges, orthonormales Funktionensystem bilden. Die für uns interessanten, geführten Moden kommen wie die quantenmechanischen Eigenzustände in einem Potentialtopf durch die Forderung gewisser Randbedingungen, wie z. B. die Stetigkeit der Felder, zustande. Das resultierende Lösungsspektrum der geführten Moden wird durch diskrete Werte der Ausbreitungskonstanten β charakterisiert. Damit läßt sich für die geführten Moden ein effektiver Brechungsindex $n_{eff}^{\mu,\nu} = \beta^{\nu,\mu} k_0^{-1}$ ableiten, dessen Wert zwischen dem Maximalwert an der Oberfläche und dem Wert des Substratmaterials liegt. Bei planaren Wellenleitern, wo keine Brechzahlerhöhung in der x -Richtung auftritt, erhält man als Lösungen der Maxwell-Gleichungen sogenannte transversal-elektrische (TE)

und transversal-magnetische (TM) Moden. Diese Moden haben die Eigenschaft, daß nur die $\mathcal{E}_x$ bzw. die $\mathcal{H}_x$ -Komponente ungleich Null ist. Bei Streifenwellenleitern hat man jedoch keine rein transversalen Moden vorliegen. Hier kommt es zur Ausbildung sogenannter quasi-transversal elektrischer (QTE) und magnetischer (QTM) Moden. Bei diesen Moden tritt bei kleinen lateralen Indexhüben neben einer überwiegenden x-Komponente noch eine kleine z-Komponente hinzu. In einer Näherung [Gru99] ergeben sich für QTE und QTM-Moden die folgenden skalaren Wellengleichungen:

$$\text{QTE :} \quad \left\{ \frac{n_x^2}{n_z^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 (n_x^2 - n_{eff}^2) \right\} \mathcal{E}_x = 0 \quad (1.16)$$

$$\text{QTM :} \quad \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + n_y^2 \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{n_z^2} \frac{\partial}{\partial y} + k_0^2 (n_y^2 - n_{eff}^2) \right\} \mathcal{H}_x = 0. \quad (1.17)$$

$$(1.18)$$

Da die Differentialgleichungssysteme nicht geschlossen gelöst werden können, muß man auf numerische Methoden zurückgreifen [Gru99]. Eine schnelle und für unsere Anwendungen hinreichend genaue Methode ist die sogenannte Gauß-Hermite-Gauß-Approximation. In diesem Verfahren reduziert sich das Auffinden einer Lösung im wesentlichen auf die Bestimmung der Nullstelle eines Funktional der Form

$$\mathcal{L}(\Psi) = \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ f \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)^2 + g \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)^2 + k_0^2 (n^2(x, y) - n_{eff}^2) \Psi^2 \right\} dx dy = 0. \quad (1.19)$$

Für das Funktional wurden dabei folgende Parameter verwendet

	f	g	$n(x, y)$	Ψ
QTE	n_x^2/n_z^2	1	n_x	$\mathcal{E}_x$
QTM	1	n_y^2/n_z^2	n_y	$\mathcal{H}_x$

Als Feldverteilung wird in der Gauß-Hermite-Gauß-Approximation ein Produkt einer in x-Richtung gaußförmigen und in y-Richtung Hermite-gaußförmigen Mode angenommen [Her91]

$$\Psi(x, y) = \psi(x)\phi(y) \quad (1.20)$$

mit

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{2}{\sqrt{\pi}w}} \exp\left(-\frac{2x^2}{w^2}\right) \quad (1.21)$$

$$\phi(y) = \frac{2}{\sqrt{d}\sqrt{\pi}} \frac{y}{d} \exp\left(-\frac{y^2}{2d^2}\right). \quad (1.22)$$

Die Energie einer Mode läßt sich aus der Energiestromdichte berechnen. Für die TE-Moden erhält man:

$$P_{TE} = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} |A|^2 \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_x \mathcal{E}_x^* dx dy \quad (1.23)$$

und für die TM-Moden:

$$P_{TM} = \frac{\omega\epsilon_0 n_b^2}{2\beta} |A|^2 \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_y \mathcal{E}_y^* dx dy, \quad (1.24)$$

wobei n_b der Substratindex ist. Für den Fall, daß der Indexhub klein ist, läßt sich die Leistung in der QTM Mode durch denselben Zusammenhang beschreiben wie für die QTE Mode

$$P_{TE,TM} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{n_{eff}}{2} |A|^2 \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_{x,y} \mathcal{E}_{x,y}^* dx dy. \quad (1.25)$$

1.2 Nichtlineare Polarisation

Die nichtlineare Optik beschäftigt sich mit der Erforschung von Phänomenen, die ihren Ursprung darin haben, daß sich unter dem Einfluß von Licht die optischen Eigenschaften von Materie verändern. Da derartige Effekte nur unter dem Einfluß sehr intensiver Strahlung beobachtet werden können, wurde die Forschung auf diesem Gebiet erst durch die Entwicklung des Lasers möglich.

Wechselwirkt ein starkes elektromagnetisches Feld mit einem dielektrischen Medium, so antwortet das Medium in einer nichtlinearen Weise. Der Ursprung der nichtlinearen Antwort kann anschaulich als die Reaktion der gebundenen Kristallelektronen, die durch das elektromagnetische Feld in einem durch interatomare Felder gebildetes anharmonisches Potential getrieben werden, betrachtet werden. Wenn das treibende Feld eine kleine Feldstärke hat, so bewegen sich die Elektronen noch in einem Potential, das näherungsweise eine quadratische Abhängigkeit hat, womit die auf die Elektronen wirkende Kraft linear zur Auslenkung ist. Übersteigt das Feld jedoch den typischen Wert interatomarer Felder von einem Volt pro Angström [Boy92] (d. h. etwa 10^8 - 10^{10} V/cm), so antwortet das Medium in zunehmender Weise nichtlinear. Bei einer optischen Leistung von 100 mW und einem Strahldurchmesser von $5\text{ }\mu\text{m}$ läßt sich die Feldstärke in einem Wellenleiter zu $2 \cdot 10^4$ V/cm abschätzen. Um die Wechselwirkung von Licht mit

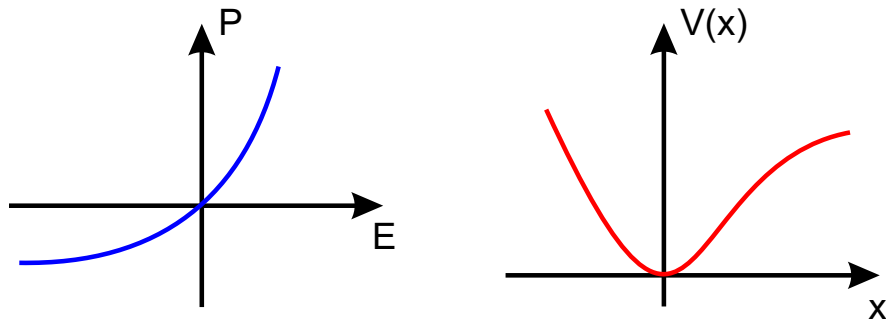


Abb. 1.2: Links: Polarisation in Abhängigkeit des elektrischen Feldes; Rechts: interatomares Potential

Materie quantitativer zu beschreiben, führt man eine induzierte nichtlineare Polarisation $\mathbf{P}$, das ist das Dipolmoment pro Einheitsvolumen, als ein Produkt des eingestrahlten elektrischen Feldes $\mathbf{E}$ und der Suszeptibilität χ ein, wobei im allgemeinen die Suszeptibilität selbst vom einwirkenden Feld abhängt

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi(\mathbf{E}) \mathbf{E}. \quad (1.26)$$

In der nichtlinearen Optik wird die Beziehung zwischen der Polarisation $\mathbf{P}$ und der Feldstärke $\mathbf{E}$ in eine Taylorreihe entwickelt, da die Suszeptibilität in nichtlinearer Weise von der Feldstärke abhängt. Neben einem in der Feldstärke linearen Term kommt bei einem nicht zentrosymmetrischen Medium weitere Terme in zweiter Ordnung und höheren Ordnungen hinzu, so daß sich die Polarisation als

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots \right) \quad (1.27)$$

schreiben läßt. Da im Rahmen dieser Arbeit nur nichtlinear optische Effekte zweiter Ordnung behandelt werden, können Terme höherer Ordnung vernachlässigt werden. $\chi^{(1)}$ bzw. $\chi^{(2)}$ sind in dieser Beziehung Tensoren zweiter und dritter Stufe. Der erste Term ist z. B. verantwortlich für die gewöhnliche Reflexion und Absorption. Der Beitrag der Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ zur Polarisationskomponente P_i ergibt sich durch die Summierung über die Koordinaten j und k , also $P_i = \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k$. Der Zusammenhang zwischen der Indizierung und den Kristallachsen ist dabei folgendermaßen: $1 \leftrightarrow X$, $2 \leftrightarrow Y$, $3 \leftrightarrow Z$. Die nichtlineare Beziehung zwischen der Polarisation und dem treibenden Feld führt nun dazu, daß, wenn man in das Medium zwei monochromatische Felder mit den Frequenzen ω_a und ω_b (mit $a, b = 1, 2$ oder 3) einstrahlt, zusätzlich zur linearen Antwort der induzierten Polarisation bei den Frequenzen ω_a und ω_b auch eine nichtlineare Antwort $P_{nl} \propto \chi^{(2)} E_a E_b$ mit Frequenzanteilen bei $\omega_a \pm \omega_b$ auftritt. Je nachdem wie die Felder im konkreten Fall miteinander verknüpft sind, bezeichnet man die nichtlinearen Prozesse als Frequenzverdopplung, Summenfrequenz-Erzeugung, Differenzfrequenz-Erzeugung oder als optische Gleichrichtung.

Der Tensor der Suszeptibilität zweiter Ordnung läßt sich aufgrund von Redundanzen und Symmetrieeigenschaften des LiNbO₃ durch einen Tensor d_{ijk} mit maximal 3×6 Elementen darstellen. In der nichtlinearen Optik sind die χ_{ijk} und d_{ijk} durch die Beziehung $d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}$ miteinander verknüpft. Von den acht von Null verschiedenen Elementen sind jedoch nur drei voneinander unabhängig. Da man an einer möglichst starken nichtlinearen Wechselwirkung zwischen der Wellen mit dem optisch nichtlinearen Material interessiert ist, müssen diese möglichst mit dem größten nichtlinearen Element des Suszeptibilitätstensor wechselwirken. Für LiNbO₃ ist dies das χ_{333} Element. Dies bedeutet jedoch, daß alle an der Wechselwirkung beteiligten Wellen eine Polarisation parallel zur Z-Achse haben müssen. Da die Z-Achse mit der c-Achse übereinstimmt, entspricht dies auch der außerordentlichen Polarisation. In einer reduzierten Formulierung (Kleinmann'sche Symmetrie) [Boy92] entspricht der d_{333} dem d_{33} . Der nichtlineare Koeffizient ist keine konstante Größe, sondern hängt von den Wellenlängen

gen der bei der Wechselwirkung beteiligten Wellen ab. Für einen Mischprozeß mit den Wellenlängen λ_1, λ_2 und λ_3 läßt sich der Wert mit der Miller'schen Regel ermitteln [Sho97], wenn man für ein anderes Wellenlängentripel λ'_1, λ'_2 und λ'_3 den nichtlinearen Koeffizienten d' kennt. Der Koeffizient ergibt sich dann aus der Beziehung

$$d_{33} = d'_{33} \frac{(n^2(\lambda_1) - 1) \cdot (n^2(\lambda_2) - 1) \cdot (n^2(\lambda_3) - 1)}{(n^2(\lambda'_1) - 1) \cdot (n^2(\lambda'_2) - 1) \cdot (n^2(\lambda'_3) - 1)}, \quad (1.28)$$

wobei $n(\lambda)$ der Brechungsindex bei der Wellenlänge ist. Bei einer Frequenzkonversion in einen nichtlinearen Wellenleiter wird anstatt des Brechungsindex-Wertes für das Substrat der aus dem Wellenleitermodell ermittelte effektive Brechungsindex n_{eff} verwendet.

1.3 Nichtlineare Prozesse

Es werden nun einige für diese Arbeit wichtige nichtlinear optische Prozesse qualitativ beschrieben. Diese und darüber hinausgehende Prozesse werden später nochmals in einer detaillierteren Form vorgestellt und im Rahmen quasi-phasenangepaßter Frequenzkonversion in Wellenleitern numerisch behandelt.

Wir betrachten den allgemeinen Fall, daß zwei Laserstrahlen mit voneinander verschiedenen Frequenzen in ein Medium mit einer nicht verschwindenden nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung eingestrahlt werden. Das Gesamtfeld können wir als eine Superposition der beiden einzelnen Laserfelder $\mathbf{E}_1$ und $\mathbf{E}_2$ schreiben

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 = \mathcal{E}_1 e^{-i\omega_1 t} + \mathcal{E}_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c. . \quad (1.29)$$

Setzen wir dies in den Term der nichtlinearen Polarisation zweiter Ordnung $\mathbf{P}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}^2$ ein, so erhalten wir

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(2)} = & \epsilon_0 \chi^{(2)} \left[\mathcal{E}_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + 2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + \mathcal{E}_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + c.c. \right] + \\ & + 2\epsilon_0 \chi^{(2)} [\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_1^* + \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_2^*] . \end{aligned} \quad (1.30)$$

In diesem Ausdruck können wir verschiedene Frequenzkomponenten identifizieren und verschiedenen Frequenz-Erzeugungsprozessen zuordnen

$$\mathbf{P}(0) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} (\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_1^* + \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_2^*) \quad (OR) \quad (1.31)$$

$$\mathbf{P}(2\omega_1) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{E}_1^2 e^{-2i\omega_1 t} \quad (SHG) \quad (1.32)$$

$$\mathbf{P}(2\omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{E}_2^2 e^{-2i\omega_2 t} \quad (SHG) \quad (1.33)$$

$$\mathbf{P}(\omega_1 + \omega_2) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} \quad (SFG) \quad (1.34)$$

$$\mathbf{P}(\omega_1 - \omega_2) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} \quad (DFG) . \quad (1.35)$$

OR (Optische Gleichrichtung):

Der erste Beitrag trägt nicht zur Bildung einer neuen elektromagnetischen Welle bei. Vielmehr führt diese dazu, daß sich innerhalb des Kristalls ein statisches elektrisches Feld ausbildet.

SHG (Frequenzverdopplung):

Bei dieser nichtlinearen Antwort des Mediums erhält man eine Frequenzkomponente bei der doppelten der eingestrahltten Frequenz. Diesen Prozeß bezeichnet man deshalb

sinngemäß als optische Frequenzverdopplung. In einem quantenmechanischen Bild kann man sich die Entstehung der zweiten Harmonischen so vorstellen, daß unter Absorption zweier Photonen ein Elektron aus seinem Grundzustand in einen höheren virtuellen Zustand überführt wird. Von diesem Zustand kann es dann unter Emission eines Photons mit der doppelten Frequenz wieder in den Grundzustand übergehen. Die Abbildung 1.3 zeigt auf recht anschauliche Weise die Geometrie bei der Frequenzverdopplung und ein Energieniveau-Diagramm des Prozesses.

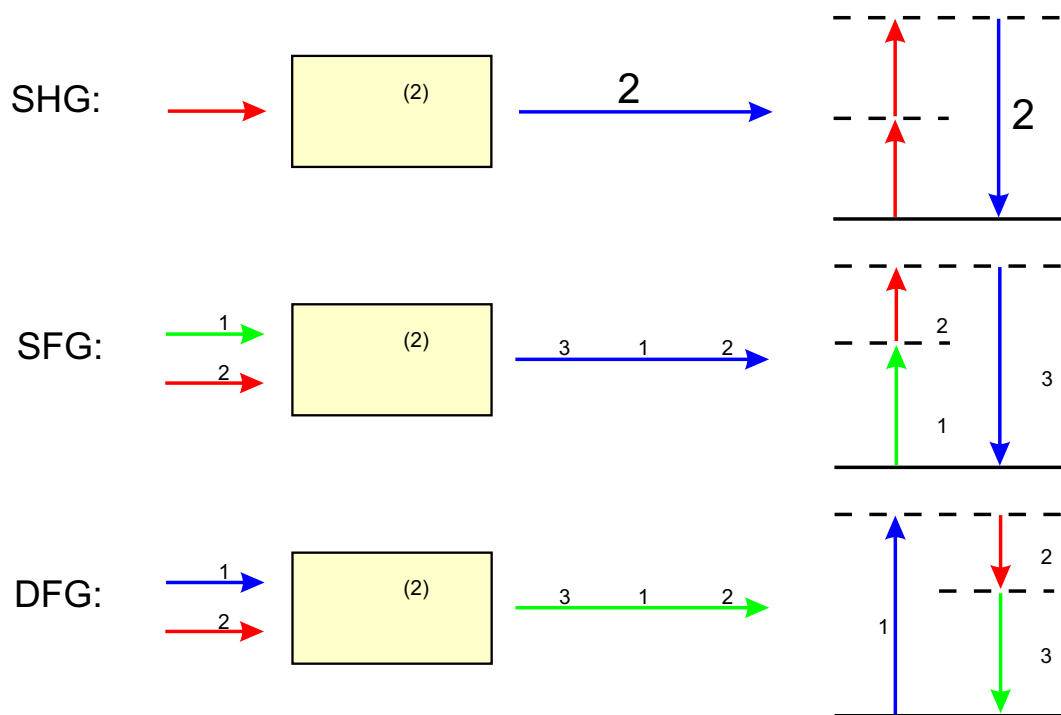


Abb. 1.3: Geometrien und Energieniveauschemata verschiedener Prozesse:

SHG: Frequenzverdopplung

SFG: Summenfrequenz-Erzeugung

DFG: Differenzfrequenz-Erzeugung

SFG (Summenfrequenz-Erzeugung):

Die Summenfrequenz-Erzeugung (siehe Abb. 1.3) ähnelt in mancherlei Hinsicht der Frequenzverdopplung. Der wesentliche Unterschied liegt jedoch darin, daß hier zwei Wellen unterschiedlicher Frequenz miteinander wechselwirken und die Frequenzverdopplung als ein Spezialfall der Summenfrequenzerzeugung betrachtet wird. Sehr häufig wird die Summenfrequenz-Erzeugung genutzt, um mittels unsichtbarer Strahlung im infraroten

Spektralbereich sichtbare Laserstrahlung zu erzeugen.

DFG (Differenzfrequenz-Erzeugung):

Bei der Differenzfrequenz-Erzeugung wird eine neue Frequenz bei der Differenz der eingestrahnten Laserfrequenzen erzeugt. Zunächst scheint es so zu sein, als ob Summenfrequenz und Differenzfrequenz-Erzeugung ähnliche Prozesse sind. Wenn man diese jedoch genauer betrachtet, so kann man einen bedeutenden Unterschied feststellen. Während bei der Summenfrequenz zwei Photonen niedrigerer Energie unter Bildung eines neuen Photons mit höherer Energie vernichtet werden, werden bei der Differenzfrequenz-Erzeugung unter Vernichtung eines Photons höherer Energie zwei Photonen niedrigerer Energie erzeugt, wobei eines davon dieselbe Frequenz hat wie das eingestrahlte Photon mit niedrigerer Energie. Es wird also nicht nur eine neue Frequenzkomponente erzeugt, sondern darüberhinaus auch das eingestrahlte niederfrequente Feld verstärkt. Im Energieniveauschema stellt man sich den Vorgang derart vor, daß ein Atom im Grundzustand durch ein Photon mit Frequenz ω_1 in ein höheres virtuelles Niveau angeregt wird. Unter dem Einfluß des Feldes mit der niedrigeren Frequenz ω_2 kommt es dann zu einem stimulierten Zerfallsprozeß, bei dem ein Photon mit der Frequenz ω_2 und ein Photon mit der Frequenz ω_3 emittiert wird.

Ein Zerfall des angeregten Zustandes ist auch ohne Anwesenheit eines äußeren Feldes möglich. In diesem Fall kommt es unter dem Einfluß des Vakuumfeldes zu einem spontanen Zerfall. Dieser Prozeß ist als auch optisch parametrische Fluoreszenz bekannt und wurde erstmals von Harris et al. beobachtet [Har67].

1.4 Wellenbeschreibung nichtlinearer Wechselwirkungen

Zur wellenoptischen Beschreibung nichtlinearer Wechselwirkungen zweiter Ordnung betrachten wir den allgemeinsten Fall einer 3-Wellenmischung. Da wir lediglich eine Polarisationskomponente betrachten müssen, können wir als Wellen drei skalare Felder mit den Frequenzen ω_p , ω_s und ω_i verwenden, die sich als

$$E_j(x, y, z, t) = \frac{1}{2} A_j(z) \mathcal{E}_j(x, y) e^{i(\omega_j t - \beta_j z)} + c.c. \quad \text{mit } j = p, s, i \quad (1.36)$$

schreiben lassen. Die Konvention bei der Bezeichnung der verschiedenen Wellen ist in der Regel derart, daß man als Pumpwelle (ω_p) die (starke) treibene Welle bezeichnet. Bei der Festlegung der Signal- (ω_s) und Idler- (ω_i) Welle verfährt man derart, daß die bei der nichtlinearen Wechselwirkung entstandene Welle als Signal bezeichnet wird. Mit den obigen Feldern erhalten wir für die nichtlinearen Polarisierungen die folgenden Ausdrücke

$$P_p(x, y, z, t) = \epsilon_0 d_{33} A_s(z) A_i(z) \mathcal{E}_s \mathcal{E}_i e^{i(\omega_p t - (\beta_s + \beta_i)z)} + c.c. \quad (1.37)$$

$$P_s(x, y, z, t) = \epsilon_0 d_{33} A_i^*(z) A_p(z) \mathcal{E}_i \mathcal{E}_p e^{i(\omega_s t - (\beta_p - \beta_s)z)} + c.c. \quad (1.38)$$

$$P_i(x, y, z, t) = \epsilon_0 d_{33} A_s^*(z) A_p(z) \mathcal{E}_s \mathcal{E}_p e^{i(\omega_i t - (\beta_p - \beta_i)z)} + c.c. \quad (1.39)$$

Die Propagation der Wellen wird durch die Maxwell'sche Wellengleichung beschrieben, welche zur Beschreibung der nichtlinearen Effekte um die nichtlineare Polarisation P_{NL} ergänzt wird

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \left(\frac{\beta}{\omega} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} E = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{nl}}{\partial t^2}. \quad (1.40)$$

Setzt man die Ausdrücke für die Felder und deren nichtlineare Polarisation in die Maxwell Gleichung ein, so gelangt man zu den Bewegungsgleichungen für die Amplituden. Eine wesentliche Vereinfachung der Gleichungen erhält man unter der Annahme, daß sich die Amplituden entlang der Ausbreitungsrichtung nur langsam verändern, d.h. $\left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right| \ll \left| \beta \frac{\partial A}{\partial z} \right|$. Nutzt man darüberhinaus die Orthonormierung der Modenverteilung $\mathcal{E}(x, y)$ aus, so erhält man ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem [Yar88] erster Ordnung mit einer Koordinatenabhängigkeit

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{\alpha_p}{2} A_p + i \frac{d_{33}}{c_0^2} \frac{\omega_p^2}{\beta_p} \kappa A_s A_i e^{-i\Delta\beta z} \quad (1.41)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{\alpha_s}{2} A_s + i \frac{d_{33}}{c_0^2} \frac{\omega_s^2}{\beta_s} \kappa A_p A_i^* e^{i\Delta\beta z} \quad (1.42)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = -\frac{\alpha_i}{2}A_i + i\frac{d_{33}}{c_0^2}\frac{\omega_i^2}{\beta_i}\kappa A_p A_s^* e^{i\Delta\beta z} . \quad (1.43)$$

In diesem Gleichungssystem haben wir die Phasenfehlanpassung $\Delta\beta = \beta_p - \beta_s - \beta_i$ als eine neue Größe eingeführt. Zusätzlich berücksichtigt ein in der Amplitude linearer Term $-\alpha A/2$ (α ist die Dämpfungskonstante), daß in einem optischen Medium durch Absorption oder Streuung Verluste entstehen können. Der Faktor κ , welcher durch

$$\kappa = \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_p \mathcal{E}_s \mathcal{E}_i dx dy \quad (1.44)$$

gegeben ist, beschreibt den modalen Überlapp der wechselwirkenden Wellen. Zusammen mit den optischen Verlusten und dem Wert des nichtlinearen Koeffizienten bestimmt dieser die Wirkungsgrad der Wechselwirkung.

1.5 Phasenanpassung

Im vorhergehenden Abschnitt haben wir gesehen, wie durch die Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit einem optisch nichtlinearen Medium neue Wellen bei der Summen-, Differenz-Frequenz oder der zweiten Harmonischen entstehen. Eine Frequenzkonversion ist dann besonders effizient, wenn alle im Wechselwirkungsvolumen beteiligten Dipole in Phase zur entstehenden elektromagnetischen Welle emittieren. In diesem optimalen Fall wächst das Feld linear und die Intensität bzw. Leistung quadratisch mit der Wechselwirkungstecke an. Tatsächlich ist es jedoch nicht ohne weiteres möglich eine ideale Phasenbeziehung zwischen den Wellen einzustellen, weil durch die Dispersion des optisch nichtlinearen Mediums die Phasengeschwindigkeiten der Wellen unterschiedlich sind und sich deshalb entlang der Ausbreitungsrichtung eine Phasendifferenz ausbildet, die die Effizienz des Konversionsprozesses limitiert. Es soll nun anhand der Frequenzverdopplung die Auswirkungen einer Phasenfehlanpassung auf die Effizienz untersucht werden. Anschließend soll mit der Quasi-Phasenanpassung eine besonders effiziente Technik zur Erzielung einer Phasenanpassung vorgestellt werden. Die Bewegungsgleichungen der Amplituden für die Erzeugung der zweiten Harmonischen lassen sich unmittelbar aus den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Differentialgleichungssystem gewinnen. Im folgenden wird vereinfachend angenommen, daß das Medium keine optischen Verluste hat. Die fundamentale Welle mit der Frequenz ω_f wird in das Medium als treibende Welle eingestrahlt und erzeugt dort die zweite Harmonische mit der Frequenz $\omega_{sh} = 2\omega_f$. Das Differentialgleichungssystem kann dann folgendermaßen aufgestellt werden

$$\frac{\partial A_f}{\partial z} = id_{33} \frac{\kappa}{c_0^2} \frac{\omega_f^2}{\beta_f} A_f^* A_{sh} e^{i\Delta\beta z} \quad (1.45)$$

$$\frac{\partial A_{sh}}{\partial z} = id_{33} \frac{\kappa}{c_0^2} \frac{\omega_{sh}^2}{2\beta_{sh}} A_f A_f e^{-i\Delta\beta z} \quad (1.46)$$

mit

$$\Delta\beta = \beta_{sh} - 2\beta_f \quad (1.47)$$

der Phasenfehlanpassung. Unter der Annahme, daß die fundamentale Strahlung praktisch nicht abgebaut wird, ergibt sich die Lösung des Differentialgleichungssystems zu

$$P_{sh} = \frac{8\pi^2 d_{33}^2}{n_f^2 n_{sh} c_0 \epsilon_0 \lambda_f^2} \kappa P_f^2 L^2 \frac{\sin^2(\Delta\beta L/2)}{(\Delta\beta L/2)^2} \propto L^2 \text{sinc}^2(\Delta\beta L/2). \quad (1.48)$$

In diesem Ausdruck beschreibt der $\text{sinc}^2(\Delta\beta L/2)$ Term den Einfluß einer Phasenfehlanpassung auf die Effizienz der Frequenzverdopplung (siehe Abb. 1.4 links). Im Fall einer

idealen Phasenanpassung ($\Delta\beta = 0$), d.h. bei identischer Phasengeschwindigkeit der Fundamentalen und zweiten Harmonischen bzw. gleichen Brechungsindizes, nimmt der Term seinen größten Wert an und die frequenzverdoppelte Leistung wächst quadratisch mit der Wechselwirkungsstrecke (siehe Abb. 1.4 rechts). Differieren jedoch die Phasengeschwindigkeiten, so ändern sich entlang der Wechselwirkungsstrecke die relativen Phasenbeziehungen. Dies hat zur Folge, daß es zu einem oszillierenden Leistungsfluß zwischen der fundamentalen und zweiten harmonischen Welle kommt. Damit eine effiziente Konversion zustande kommt, sollte die Fehlanpassung innerhalb der Bandbreite, für die der Wirkungsgrad mindestens 50 % beträgt, liegen. Diese Bandbreite ist durch $\Delta\beta = 2.784/L$ gegeben. Die Strecke, über welche sich eine relative Phase von π akkumuliert hat, ist die Kohärenzlänge $L_c = \pi/(\Delta\beta) = \lambda/[4(n_{sh} - n_f)]$. Die Kohärenzlänge ist also diejenige charakteristische Länge, über die eine konstruktive bzw. destruktive Konversion stattfindet. Für die Frequenzverdopplung bedeutet dies, daß nachdem sich anfänglich über die erste Kohärenzlänge in konstruktiver Weise eine zweite Harmonische erzeugt wurde, die Wellen über die zweite Kohärenzlänge außer Phase geraten und somit die gesamte erzeugte Leistung wieder in fundamentale Strahlung umgewandelt wird. Auf diese Weise oszilliert die optische Leistung zwischen den wechselwirkenden Wellen entlang der Ausbreitungsrichtung hin und her. Typischerweise hat die Kohärenzlänge für Wechselwirkungen im sichtbaren und infraroten Spektralbereich einen Wert in der Größenordnung von $10\text{ }\mu\text{m}$, d.h. daß bei einer 10 mm langen Wechselwirkungsstrecke der Wirkungsgrad um ein Faktor 10^{-6} kleiner als das Optimum wäre. Um also die Reduktion klein zu halten, benötigt man eine Kohärenzlänge die größer als die Länge des nichtlinearen Kristalls ist. Da die Kohärenzlänge für die meisten praktischen Materialien sehr klein ist, kann eine ideale Phasenanpassung nicht ohne besondere Maßnahmen erzielt werden.

Phasenanpassung durch Doppelbrechung

Aufgrund der dispersiven Eigenschaften des Medium ist es im allgemeinen nicht möglich, eine ideale Phasenanpassung zu erzielen, wenn die beteiligten Wellen dieselbe Polarisation haben. Dennoch kann oftmals eine ideale Phasenanpassung erzielt werden, indem man sich die doppelbrechenden Eigenschaften von Kristallen zu Nutze macht (siehe z. B. [Yar88]). Der wesentliche Nachteil einer Phasenanpassung durch Doppelbrechung ist, daß der größte nichtlineare Koeffizient nicht zugänglich ist, weil die wechselwirkenden Felder durch Außerdiagonalelemente des nichtlinearen Tensors

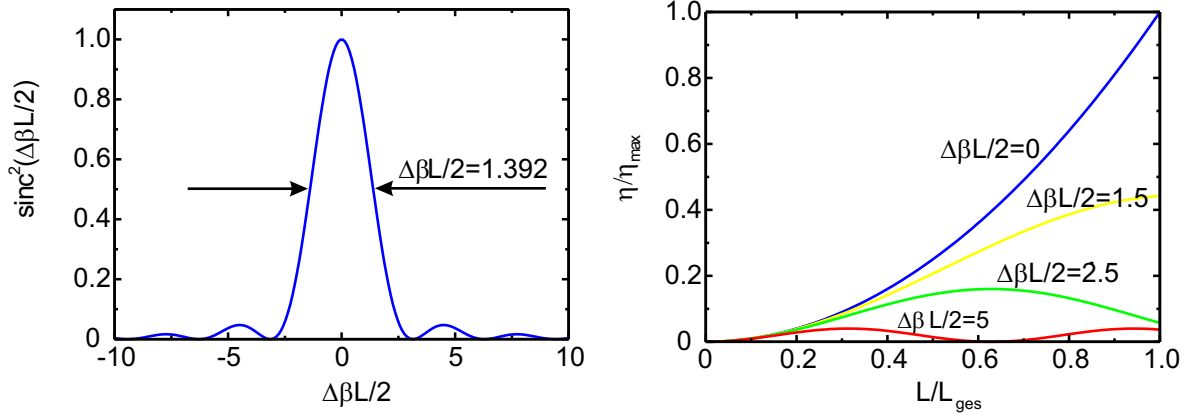


Abb. 1.4: Links: Plot der sinc^2 -Funktion mit der Phasenfehlanpassung $\Delta\beta L$ als Argument; Rechts: Normalisierte Effizienz bei verschiedenen Werten der Phasenfehlanpassung

miteinander gekoppelt werden. Für LiNbO_3 bedeutet dies, daß lediglich der d_{31} Koeffizient, dessen Wert etwa 1/6 des Wertes von d_{33} beträgt, ausgenutzt werden kann.

Phasenanpassung durch Quasi-Phasenanpassung

Wie wir gesehen haben, kommt eine Phasenfehlanpassung dadurch zustande, daß die durch die fundamentale Welle getriebene nichtlineare Polarisierung und die erzeugte zweite Harmonische nach einer Kohärenzlänge außer Phase geraten. Eine besonders elegante Methode, die im Mittel zu einer Phasenanpassung führt, wurde in Form der Quasi-Phasenanpassung von Armstrong [Arm62] sowie Franken und Ward [Fra63] unabhängig voneinander vorgeschlagen. Bei dieser Methode erzielt man einen kontinuierlichen Energiefluß von der fundamentalen Welle in die zweite Harmonische, indem man im optisch nichtlinearen Medium eine periodische Modulation der spontanen Festkörperlösung P_s mit einer Periode von der doppelten Kohärenzlänge erzeugt (siehe Abb. 1.5). Durch die periodische Inversion des interatomaren Kristallpotentials wird erreicht, daß die durch das fundamentale Feld getriebenen Dipole um 180° phasenverschoben emittieren, und es somit zu einem phasenrichtigen Wachstum der zweiten Harmonischen kommt (siehe Abb. 1.6 und Abb. 1.7). Das Bestechende an der Methode der Quasi-Phasenanpassung ist, daß diese eine Reihe von Vorteilen gegenüber der Phasenanpassung durch Doppelbrechung bietet, wie z.B. daß durch eine geeignete Wahl der Periodizität eine Phasenanpassung bei jeder beliebigen Wellenlänge innerhalb des Transparenzbereichs und Temperatur erzielt werden kann. Es können Materialien

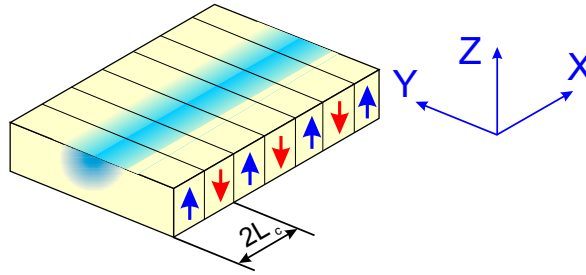


Abb. 1.5: Periodisch gepolter Kristall mit einem Wellenleiter (blau). Die Pfeile im Substrat geben die Richtungen der spontanen Festkörperpolarisation an. Die Periodizität Λ beträgt für eine optimale Frequenzkonversion $2L_c$.

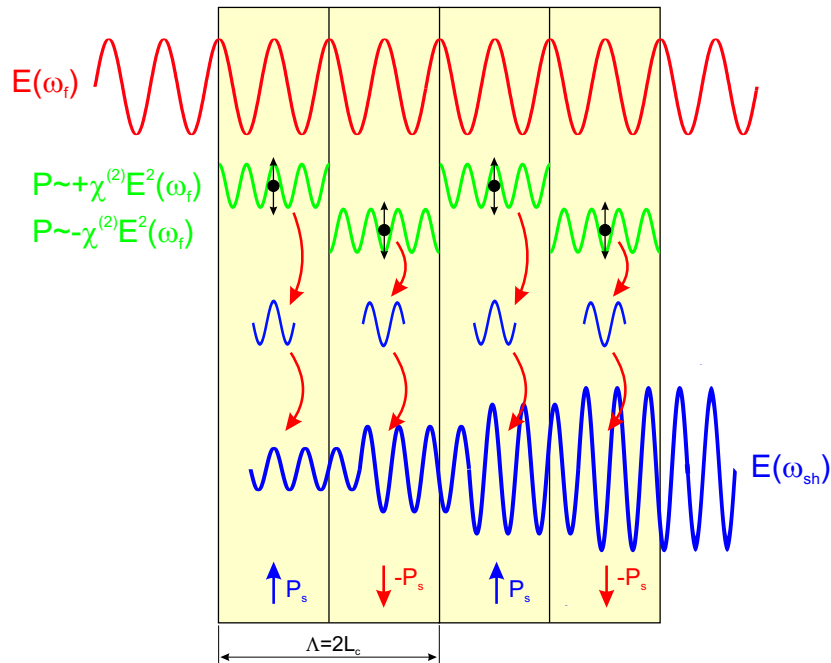


Abb. 1.6: Mikroskopische Veranschaulichung der Quasi-Phasenanpassung. Die Dipole in den unterschiedlich orientierten Bereichen emittieren ihre Strahlung mit einer Phasenverschiebung von 180° , was zu einem linearen Anstieg des Feldes der zweiten Harmonischen mit der Wechselwirkungslänge führt.

verwendet werden, die sonst wegen ihrer Kristallsymmetrie nicht für die nichtlineare Optik verwendet werden können, jedoch im Prinzip eine sehr hohe Nichtlinearität besitzen (z.B. Kristalle mit einer kubischen Symmetrie wie z. B. GaAs). Bei LiNbO_3 kann der bei Phasenanpassung durch Doppelbrechung nicht zugängliche größte nichtlineare

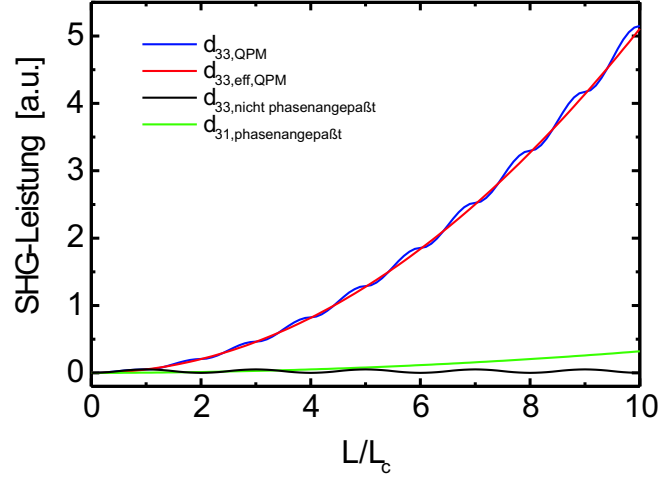


Abb. 1.7: Entwicklung der Leistung der zweiten Harmonischen entlang der Ausbreitungsrichtung für verschiedene Arten der Phasenanpassung: keine Phasenanpassung (schwarz), Phasenanpassung durch Doppelbrechung (grün), Quasi-Phasenanpassung (blau).

Koeffizient d_{33} ausgenutzt werden, wobei alle beteiligten Wellen dieselbe Polarisation haben. Der Grund, weshalb die konzeptionell früher entdeckte Quasi-Phasenanpassung in der Vergangenheit nicht genutzt wurde, war, daß keine geeignete Technologie zur Verfügung stand, um auf einer Mikrometerskala die spontane Polarisation in einer periodischen Weise zu strukturieren. Die typischen Periodizitäten, die man für Wechselwirkungen im sichtbaren und infraroten Spektralbereich benötigt, liegen im Bereich von $3 \dots 15 \mu\text{m}$. Als die Methode zur Erzeugung sog. mikrodomäneninvertierter Materialien hat sich die elektrische Feldpolung durchgesetzt. Der Herstellung und Charakterisierung von periodisch gepoltem LiNbO_3 ist hierzu wegen seiner Bedeutung ein eigenes Kapitel gewidmet. Es soll jedoch hier festgehalten werden, daß die Einführung der Quasi-Phasenanpassung oftmals die langwierige und kostspielige Suche nach einem geeigneten Material für einen Konversionsprozeß durch ein ingenieurmäßiges Design einer Mikrodomänenstruktur und deren Realisierung mit aus der Halbleitertechnologie bekannten Herstellungstechniken ersetzt werden kann.

Da die Quasi-Phasenanpassung die Phasenfehlانpassung nur im Mittel behebt, müssen die nichtlinearen Bewegungsgleichung der Wellen entsprechend korrigiert werden. Es stellt sich heraus, daß wir weiterhin die bereits entwickelte Theorie verwenden können, jedoch mit dem Unterschied, daß der nichtlineare Koeffizient d_{33} durch einen effektiven Koeffizienten, der die periodische Modulation berücksichtigt, ersetzt wird. In einer

Fourier-Entwicklung läßt sich der nichtlineare Koeffizient in der Form

$$d(z) = d_{33} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} G_m e^{-i\beta_m z} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} d_{eff,m} e^{-i\beta_m z} \quad (1.49)$$

mit

$$d_{eff,m} = d_{33} G_m \quad (1.50)$$

schreiben. In der Entwicklung ist $\beta_m = 2\pi m/\Lambda$ der Gittervektor der m-ten Fourier-Komponente mit der Periodizität Λ . Für die effektive Phasenfehlانpassung der m-ten Komponente gilt

$$\Delta\Delta\beta_m = \Delta\beta - \beta_m = \beta_p - \beta_s - \beta_i - \beta_m. \quad (1.51)$$

Für ein Gitter, das mit der Periodizität Λ die Werte $\pm d_{33}$ annimmt, sind die Fourier-Koeffizienten durch

$$G_m = \frac{2}{m\pi} \sin(m\pi D) \quad (1.52)$$

gegeben. D ist das Tastverhältnis, welches als der Quotient l/Λ der Länge l des invertierten Bereiches und der Periodizität Λ definiert ist. In Frequenzkonversionsprozessen sind nur phasenangepaßte Fourier-Komponenten effizient. Man erhält die höchste Effizienz, wenn $\Delta\Delta\beta_m = 0$ sowie in G_m der Vorfaktor $2/\pi$ und das Argument im Sinus von G_m gleich $\pi/2$ ist. Für diese optimale Wahl einer Quasi-Phasenanpassung erster Ordnung ($m = 1$) mit einem 50 %-igen Tastverhältnis ($D = 0.5$) erhalten wir für den effektiven nichtlinearen Koeffizienten

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} d_{33}. \quad (1.53)$$

Für diesen Fall ergibt sich somit die Periodizität des Gitters zu

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta_p - \beta_s - \beta_i} = 2L_c. \quad (1.54)$$

1.6 Eigenschaften von quasi-phasenangepaßtem LiNbO₃

Es sollen nun einige Eigenschaften von periodisch gepoltem LiNbO₃ wie die effektive Nichtlinearität, Akzeptanzbandbreiten, Abstimmverhalten, Photorefraktion behandelt werden. Einerseits gewinnt man dadurch einen Einblick, welche Vorteile die Quasi-Phasenanpassung gegenüber anderen Phasenanpaßmethoden hat, andererseits soll aufgezeigt werden, wie die Effizienz durch Unvollkommenheit des Materials bzw. der periodischen Gitterstruktur reduziert werden kann.

Effektive Nichtlinearität

Die Quasi-Phasenanpassung gestattet, daß in einer 3-Wellenmischung die beteiligten Wellen über den größten nichtlinearen Koeffizienten von LiNbO₃ wechselwirken können, wobei alle Wellen außerordentlich polarisiert sind. Durch das periodische Gitter hat man einen effektiven Koeffizienten, der um den Faktor $2/\pi$ reduziert ist. Bezüglich des absoluten Wertes von d_{33} gab es in der Vergangenheit zwischen verschiedenen Veröffentlichungen erhebliche Diskrepanzen. Die zur Zeit genaueste Untersuchung der nichtlinearen Koeffizienten stammt von Shoji et al. [Sho97]. Anhand der Ergebnisse konnte festgestellt werden, daß die in der Vergangenheit verwendeten Koeffizienten z.T. als erheblich zu groß angenommen wurden. Ferner stellten Shoji et al. fest, daß die Nichtlinearität eine ausgeprägte Wellenlängenabhängigkeit besitzt und die Miller'sche Regel nur in einem beschränkten Wellenlängenbereich Gültigkeit hat. In der folgenden Tabelle sind die d_{33} Koeffizienten von kongruentem und 5 mol% MgO dotiertem LiNbO₃ für verschiedene Wellenlängen aufgelistet. Die Werte für die Wellenlängen 1550 nm und 3000 nm wurden mit Hilfe der Miller'schen Regel aus den Werten bei einer Wellenlänge von 1313 nm berechnet.

λ [nm]	LiNbO ₃ [pm/V]	5 mol% MgO:LiNbO ₃ [pm/V]
852	25.7	28.4
1064	25.2	25
1313	19.5	20.3
1550	19	20.3
3000	16.4	17.5

Tabelle 1.1: d_{33} Werte von kongruentem und 5 mol% MgO dotiertem LiNbO₃ als Funktion der Wellenlänge

Für eine ideale Quasi-Phasenanpassung ($d_{eff}=12.1 \text{ pm/V}$) erster Ordnung sollte eine Frequenzkonversion um einen Faktor 14 ($= (d_{eff}/d_{31})^2$) größer sein, als wenn man bei Phasenanpassung durch Doppelbrechung nur den wesentlich kleineren d_{31} nutzt ($d_{31}=3.2 \text{ pm/V}$). Diese erhebliche Verbesserung der Effizienz kann jedoch nur erzielt werden, wenn das periodische Mikrodomänengitter mit einer hinreichenden Genauigkeit bezüglich der Homogenität und des Tastverhältnisses hergestellt werden kann. Tatsächlich hat man immer Abweichungen vom Idealfall. Die Fehler können in verschiedene Klassen eingeteilt werden. Man unterscheidet zwischen einer konstanten Abweichung im Tastverhältnis, einer zufälligen Variation des Tastverhältnisses und fehlenden Mikrodomänen.

Die Reduktion der effektiven Nichtlinearität, die durch eine Abweichung des mittleren Tastverhältnisses induziert wird, kommt in der Regel dadurch zustande, daß entweder die elektrische Feldpolung zu spät bzw. zu früh abgebrochen wird oder ein abweichendes Tastverhältnis von vornherein erwünscht wird, um entweder eine erfolgreiche Feldpolung überhaupt zu ermöglichen (z. B. bei extrem kurzen Domänen) oder um neuartige Effekte, die aus solchen Gitterstrukturen resultieren, nutzen zu können (z. B. elektrooptische Abstimmung). Der Reduktionsfaktor für d_{eff} , der durch ein „falsches“ Tastverhältnis verursacht wird, ergibt sich dann zu

$$\zeta = \sin(\pi D) \quad (1.55)$$

mit $D = L/\Lambda$ dem durchschnittlichen Tastverhältnis. Demnach erniedrigt sich die Nichtlinearität um 50 %, wenn das Tastverhältnis um 67 % vom optimalen Wert von $D = 0.5$ für Quasi-Phasenanpassung erster Ordnung abweicht.

Dadurch, daß bei der elektrischen Feldpolung die Replikation einer extrem genau hergestellten Gitterstruktur auf einer Photolithographiemaske stattfindet, sind Periodizität und Tastverhältnis sehr gut definiert. Allerdings kommt es zu einer Gauß'schen Zufallsverteilung der Domänenbreiten. Der Reduktionsfaktor der effektiven Nichtlinearität ergibt sich hier zu

$$\zeta = \exp\left(-\frac{\pi^2}{4} \left(\frac{\sigma_L}{L_c}\right)^2\right) \quad (1.56)$$

mit σ_L/L_c als Verhältnis der Varianz σ_L der Domänenbreite zur Kohärenzlänge L_c [Fej92]. Eine Erniedrigung von d_{eff} um 50 % tritt ein, wenn die Varianz einen Wert von 53 % der Kohärenzlänge annimmt.

Ein weiterer Fehler, der bei der Herstellung des Gitters auftreten kann, ist, daß einzelne Bereiche nicht invertiert werden. Von Fejer et al. [Fej92] konnte gezeigt werden, daß M derartige Fehler bei einer Gesamtzahl von N Perioden den effektiven Koeffizient um einen Faktor

$$\zeta = 1 - M/N \quad (1.57)$$

reduzieren. Erfahrungsgemäß kann man bei einer ausgereiften Herstellungstechnologie erwarten, daß im Mittel eine Domäne fehlt. Bei einer typischen Länge eines integriert optischen Frequenzkonverters von 5 cm und einer Mikrodomänenperiodizität von $17 \mu\text{m}$ für Wechselwirkungen im nahen Infrarot ($N \sim 3000$), resultiert daraus eine Reduktion um 0.04 %.

Inhomogenitäten

Im vorhergehenden Abschnitt zum Einfluß von Herstellungsfehlern des periodischen Mikrodomänengitters haben wir gelernt, daß man in der Regel die daraus resultierenden Reduktionen der effektiven Nichtlinearität vernachlässigen kann. Im Gegensatz dazu wirken sich Fehler, die von einer örtlichen Inhomogenität der effektiven Brechungsindizes der wechselwirkenden Wellen stammen, besonders gravierend auf die nichtlinearen Eigenschaften eines integriert optischen Frequenzkonverters aus. Die Fehlerquellen liegen hauptsächlich in einer Inhomogenität des außerordentlichen Brechungsindex des Ausgangsmaterials, der Ti-Schichtdicke nach dem Bedampfungsprozeß, einer inhomogenen Titan-Streifenbreite und in einer inhomogenen Temperaturverteilung während der Eindiffusion des Titans in die Substratoberfläche. Mit einem Michelson-Interferometer ist es möglich, die Schichtdicke des Titans nach der Bedampfung des LiNbO_3 Substrates zu messen. Die Abbildung 1.8 zeigt eine gemessene Verteilung der Schichtdicke entlang eines Titanstreifens von 8 cm Länge. Man erkennt, daß die Schichtdicke von der Mitte nach außen um etwa 1.5 nm abnimmt. Für dieses Profil läßt sich eine quadratische Anpaßfunktion der Form

$$d_{Ti}(z) = -4 \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{2} \right)^2 \Delta d_{Ti} + d_{Ti,0}, \quad (1.58)$$

mit $d_{Ti,0}$ der Titanschichtdicke in der Mitte und Δd_{Ti} dem Hub der Schichtdickeninhomogenität, angeben. Die effektive Phasenfehlانpassung ergibt sich aus dieser Verteilungsfunktion zu

$$\Delta \Delta \beta(z) = -4 \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{2} \right)^2 \Delta \Delta \beta_{max}, \quad (1.59)$$

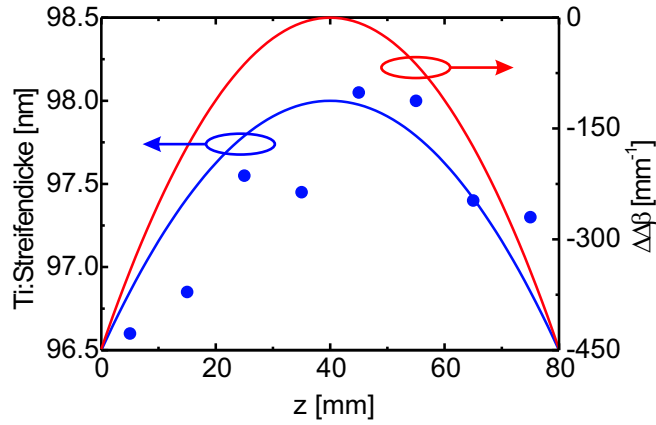


Abb. 1.8: Gemessene und angepaßter Verlauf der Schichtdicke entlang eines Ti-Streifens (links) und die hieraus abgeleitete effektive Phasenfehlanpassung $\Delta\Delta\beta$ (rechts).

worin $\Delta\Delta\beta_{max} = 450 \text{ mm}^{-1}$ die maximale Fehlanpassung angibt. Für verschiedene Werte der Schichtdickenhübe wurde die resultierende Phasenanpaßkurve eines 8 cm langen Wellenleiters berechnet [Gru99]. Anhand der Abb. 1.9 erkennt man, daß bereits eine geringfügige Abweichung um 0.5 nm zu einer deutlichen Reduzierung der maximal zu erwartenden Effizienz und zu einer erheblichen Abweichung von einem idealen sinc^2 -förmigen Verlauf der Phasenanpaßkurve führt. Bei einer noch etwas größeren Ab-

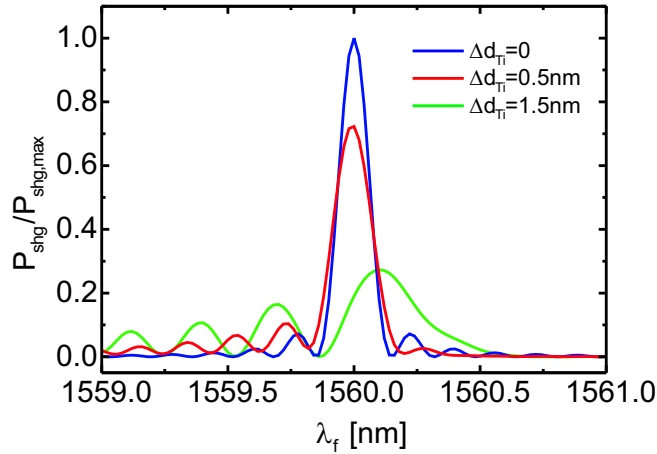


Abb. 1.9: Vergleich des Verlaufs der Phasenanpaßkurve für verschiedene Werte des Schichtdickenhubs Δd_{Ti} .

weichung kommt es zu einer praktisch vollständigen Degenerierung der Anpaßkurve und

Reduktion der Effizienz. Die Abbildung 1.10 zeigt eine gemessene Phasenangepaßkurve für einen Frequenzverdopplungsprozeß. Bei dieser Kurve sind sehr wahrscheinlich durch die Schichtdicken-Inhomogenität die Seitenmaxima der sinc^2 -Funktion bereits deutlich stärker ausgeprägt, als man dies von einer optimalen sinc^2 Funktion erwartet. Die Effizienz dieses Frequenzkonverters beträgt nur etwa 15 % von dem, was man von einem idealen Konverter erwarten würde. Eine quantitativ ähnliche Auswirkung auf die Effi-

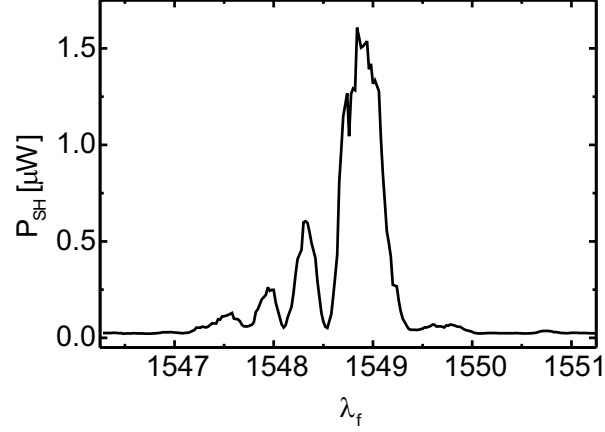


Abb. 1.10: Phasenangepaßkurve eines integriert optischen Frequenzverdopplers mit einer Fehlanpassung, die wahrscheinlich durch eine inhomogene Titanschichtdicke verursacht wurde.

zienz und Phasenangepaßkurve des Frequenzkonverters hat eine inhomogene Verteilung der Temperatur während der Eindiffusion des Titans in die Substratoberfläche. Für diese Inhomogenität kann ein um die Probenmitte symmetrischer Abfall der Temperatur angenommen werden. In der Abbildung 1.11 (links oben) ist die Verteilung für verschiedene Temperaturprofilmodelle aufgetragen:

$$T_{diff.}^2 = -4 \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{2} \right)^2 \Delta T + T_0 \quad (1.60)$$

$$T_{diff.}^4 = -16 \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{4} \right)^4 \Delta T + T_0 \quad (1.61)$$

$$T_{diff.}^6 = -64 \left(\frac{z}{L} - \frac{1}{6} \right)^6 \Delta T + T_0. \quad (1.62)$$

$$(1.63)$$

Für den maximalen Unterschied wurde 0.5°C zwischen der Probenmitte und den Probenenden angenommen. Die hieraus resultierende effektive Phasenfehlanpassung ist in derselben Abbildung (rechts oben) dargestellt. Je nachdem welches Temperaturprofil

angenommen wird, beträgt die erreichbare Effizienz 50-70 % der maximalen Effizienz. Die Phasenangepaßkurven ähneln denen einer Schichtdickeninhomogenität, jedoch mit

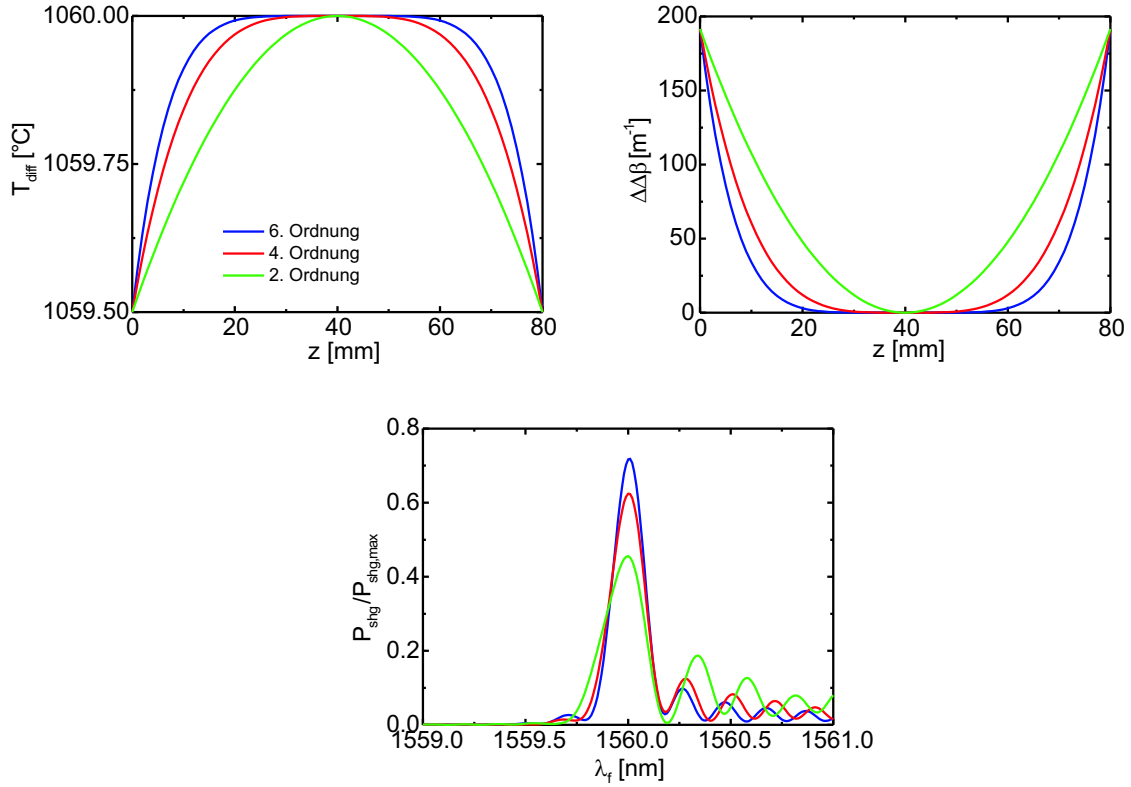


Abb. 1.11: Oben: Verschiedene Modelle des Temperaturverlaufs in einem Diffusionsofen (links) und die hieraus resultierende effektive Phasenfehlangepassung (rechts). Unten: Phasenangepaßkurven, die aus einer inhomogenen Temperaturverteilung resultieren.

dem Unterschied, daß die Seitenmaxima im längerwelligen Bereich gegenüber einer idealen sinc^2 -Kurve angehoben sind. Die Tatsache, daß bisher keine derartige Phasenangepaßkurve beobachtet wurde, spricht dafür, daß die Temperaturhomogenität im Diffusionsofen sehr homogen sein muß, und wir deshalb dies als eine mögliche Fehlerquelle ausschließen können.

Photorefraktion

Durch die Einwirkung von Licht auf LiNbO_3 kommt es zu einer unerwünschten Änderung des Brechungsindex, welche zu einer erheblichen Veränderung der Phasenanpaßwellenlänge und -Kurve führt. Dieser Effekt der Photorefraktion kommt durch die Anregung von freien Ladungsträgern (vornehmlich Elektroden) im Kristallvolumen zustande. Als Quelle der Ladungen in LiNbO_3 sind vor allem Verunreinigungen an Fe^{2+} - und Fe^{3+} -Ionen, die energetisch zwischen dem Valenz- und Leitungsband liegen, verantwortlich. Durch Diffusion und Drift verteilen sich die Ladungsträger im Kristall und bilden ein Raumladungsfeld. Das hieraus resultierende elektrische Feld erzeugt dann über den elektrooptischen Effekt eine Brechzahländerung. Da für den Effekt eine Ladungstrennung erforderlich ist, folgt, daß die Photorefraktion nur in einem Material mit einem polaren Charakter bzw. asymmetrischen Gitter wie LiNbO_3 auftreten kann [Gla74]. Die Ursache ist, daß der Abstand von Nb und Fe^{2+} in $\pm Z$ Richtung verschieden ist, was zur Folge hat, daß der Ladungstransfer der positiven und negativen Ladungsträger in $\pm Z$ Richtung unterschiedlich ist. Um im folgenden die Situation zu vereinfachen, nehmen wir an, daß sich die positiven Ladungsträger in $+Z$ Richtung und die negativen Ladungsträger in $-Z$ Richtung (siehe Abbildung 1.12) sammeln. Materialien

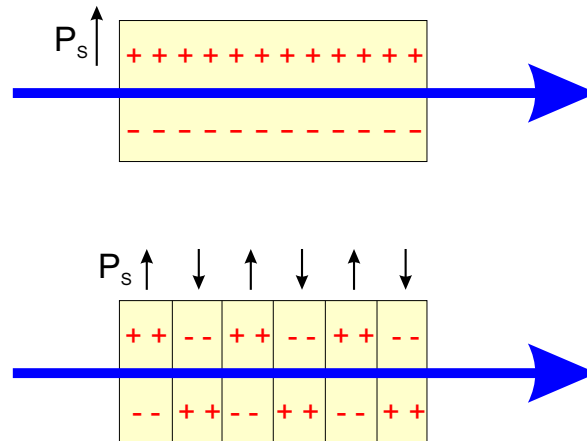


Abb. 1.12: Oben: Photoinduzierte Ladungsverteilung in einem eindomänen Substrat. Unten: Ladungsverteilung in einem periodisch gepolten Material.

mit einer periodischen Mikrodomänenstruktur sollten nun eine erhöhte Widerstandsfähigkeit gegenüber Photorefraktion besitzen, weil es hier zwischen den unterschiedlich orientierten Domänen zu einer Rekombination der nicht kompensierten Ladungen kommen kann. Tatsächlich konnte auch experimentell eine Reduktion der Photorefraktion

beobachtet werden [Tay96], jedoch läßt sich dieser Effekt nie völlig unterdrücken, da die Reduktion nur dann besonders wirksam ist, wenn das Tastverhältnis 1:1 ist. Am stärksten ausgeprägt ist die Photorefraktion im sichtbaren Spektralbereich. Im nahen und mittleren Infrarot tritt sie hingegen deutlich abgeschwächt in Erscheinung. Photorefraktive Effekte bei nichtlinearen Frequenzkonvertern, die im nahen und mittleren Infrarot betrieben werden, entstehen vornehmlich dann, wenn eine Strahlung im sichtbaren Bereich entsteht oder wenn eine nicht-phasenangepaßte, sichtbare Strahlung gebildet wird, wie z.B. durch Frequenzverdopplung oder Summenfrequenzmischung. Ein Vergleich der photorefraktiven Effekte in protonenausgetauschten und titandiffundierten Wellenleitern [Fuj93] ergab, daß bei kleinen Intensitäten die photorefraktiven Effekte in einem protonenausgetauschten Material um etwa 3 Größenordnungen niedriger sind als in titandiffundierten. Bei hohen Intensitäten ($\sim 1 \text{ kW/cm}^2$) hingegen ist der induzierte Brechzahlunterschied unter den verschiedenen Wellenleitertypen nahezu gleich. Der deutliche Unterschied bei kleinen Intensitäten ist durch die höhere Photoleitfähigkeit des protonenausgetauschten Materials bedingt. Bei hohen Intensitäten wird die Photorefraktion im wesentlichen durch die Verunreinigung des Materials mit Eisen und bei kleinen Intensitäten durch die Dunkelleitfähigkeit verursacht. Bei getemperten, protonenausgetauschten Wellenleitern ist die Photorefraktion größer als in ungetemperten, protonenausgetauschten Wellenleitern, weil die Temperung zu einer Erhöhung des elektrooptischen Koeffizienten und zu einer Erniedrigung der Photoleitfähigkeit führt. Die Photorefraktion läßt sich instantan ausheilen, wenn man die Frequenzkonverter bei einer deutlich erhöhten Temperatur betreibt ($120 \dots 200^\circ\text{C}$) [Ram00]. Da eine Erwärmung des Substrates oftmals unerwünscht ist, tendiert man heute dazu, Substratmaterialen mit einer wesentlich höheren Photoleitfähigkeit zu verwenden, die damit automatisch eine reduzierte photorefraktive Empfindlichkeit zeigen sollten. Als mögliche Alternative eines relativ unempfindlichen Materials bietet sich 5 mol% dotiertes MgO:LiNbO_3 an [Bry84]. Die Schwierigkeit, dieses für nichtlineare Frequenzkonverter einzusetzen, liegt darin, daß schwierig ist, ein Material mit einer homogenen Dotierung herzustellen. Ferner ist bekannt, daß sich in diesem Material nur mit einem erheblichen Mehraufwand eine periodische Mikrodomänenstruktur herstellen läßt [Zel99]. Außerdem gibt es praktisch keine Erfahrung in der Herstellung von titandiffundierten Wellenleitern in MgO dotiertem LiNbO_3 [Xu94]. Eine vielversprechende Alternative zu MgO dotiertem, kongruentem LiNbO_3 wurde erstmals von Furukawa et al. [Fur98] in Form von niedrig MgO dotiertem, stöchiometrischen LiNbO_3 vorgestellt. Dieses neue Material zeigt eine gegenüber kongruentem Material deutlich

erniedrigte Photorefraktion. Die Ursache liegt darin, daß es einerseits zu einer Erhöhung der Photoleitfähigkeit und andererseits zu einer Reduzierung des photovoltaischen Stroms kommt. Ein Maß für die Photorefraktion ist dabei das Verhältnis aus photovoltaische Strom und Photoleitfähigkeit. Mit zunehmender MgO Konzentration nimmt die photovoltaische Stromdichte um zwei Größenordnungen ab, während gleichzeitig die Photoleitfähigkeit um eine Größenordnung zunimmt. Ab einer MgO Konzentration von 1.8 % konnte keine Photorefraktion mehr festgestellt werden. Der Vorteil des MgO dotierten, stöchiometrischen LiNbO_3 gegenüber kongruentem, MgO dotiertem und undotiertem LiNbO_3 besteht nun also darin, daß die Photorefraktion deutlich reduziert ist. Andererseits läßt sich das niedrig dotierte Material wesentlich einfacher mit einer guten Homogenität herstellen. Außerdem hat die Verwendung eines stöchiometrischen Materials gegenüber einem kongruentem den Vorteil, daß dieses eine um etwa zwei Größenordnungen kleinere Koerzitivfeldstärke besitzt, was sich günstig bei der Herstellung einer Mikrodomänenstruktur mittels elektrischer Feldpolung auswirken sollte.

Abstimmung

Bei einer quasi-phasenangepaßten, parametrischen Wechselwirkung ist der Arbeitspunkt durch die gleichzeitige Erfüllung der Energieerhaltung und Phasenanpassung fest vorgegeben

$$\text{Energie: } \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (1.64)$$

$$\text{Phase: } \Delta\Delta\beta = \beta_p - \beta_s - \beta_i - K = 2\pi \left(\frac{n_{eff,p}}{\lambda_p} - \frac{n_{eff,s}}{\lambda_s} - \frac{n_{eff,i}}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} \right) = 0 \quad (1.65)$$

Im allgemeinen ist der effektive Brechungsindex wegen der Wellenleiter-Dispersion sowohl von der Wellenlänge als auch von der Temperatur abhängig. Eine Temperaturänderung hat wegen der Ausdehnung des Substrates auch einen Einfluß auf die Gitterperiode Λ . Berücksichtigen wir die Abhängigkeiten des Brechungsindex und der Gitterperiode von der Wellenlänge und der Temperatur, so erhalten wir für die effektive Phasenfehlanpassung:

$$\Delta\Delta\beta = 2\pi \left(\frac{n_{eff,p}(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n_{eff,s}(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n_{eff,i}(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda(T)} \right). \quad (1.66)$$

Eine Abstimmung des Arbeitspunktes in einer quasi-phasenangepaßten Wechselwirkung kann also dadurch erzielt werden, indem z. B. die Wellenlänge, die Gitterperiode oder die Temperatur verändert wird. Die Abbildung 1.13 zeigt, wie durch die Veränderung eines Parameters eine Wellenlängenabstimmung für Wechselwirkungen im nahen

Infrarot erreicht werden kann. Im ersten Fall (oben links) wird unter Konstanthaltung der Temperatur und der Gitterperiode die Pumpwellenlänge variiert. Die Signal- und Idlerwellenlängen stellen sich dann derart ein, daß sowohl Energieerhaltung als auch die Phasenanpassung erfüllt sind. Man sieht, daß bereits eine Veränderung der Pumpwellenlänge um nur wenige Nanometer eine Abstimmung in der Signal und Idlerwellenlänge um mehrere hundert Nanometer zur Folge hat. Eine besonders starke Änderung der erzeugten Wellenlängen findet im Bereich der Entartung, wo $\lambda_s \approx \lambda_i$ ist, statt.

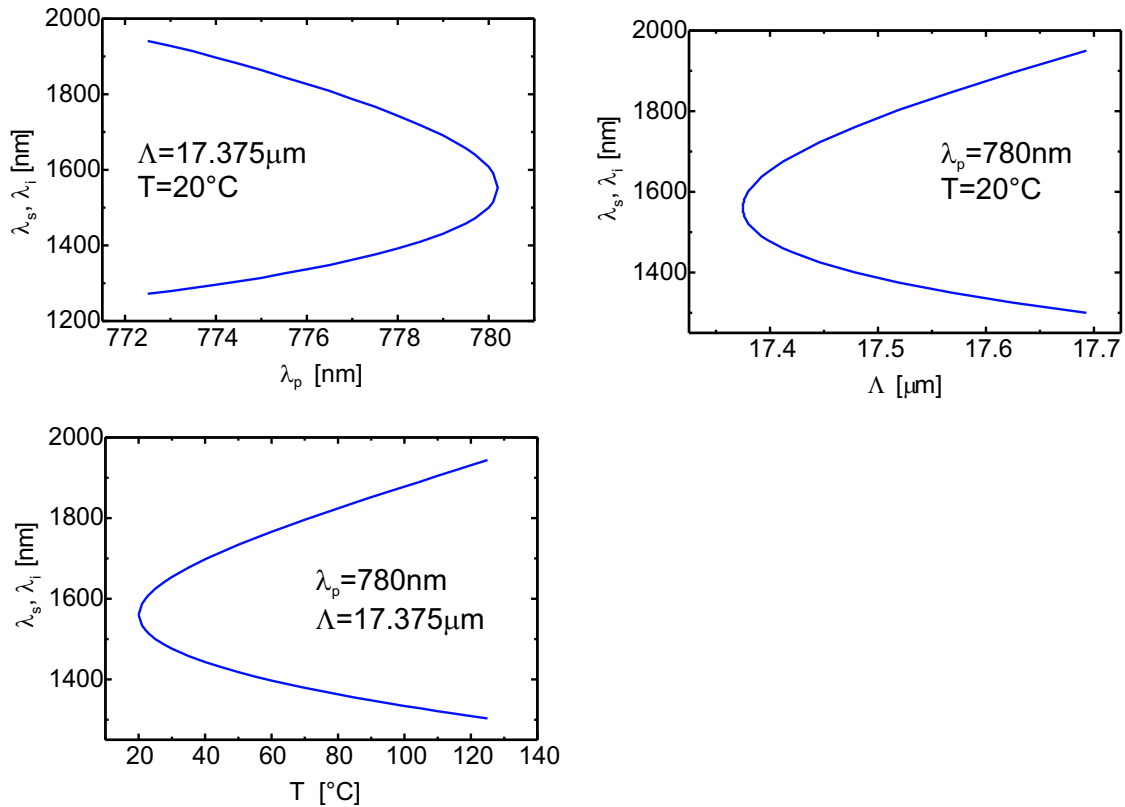


Abb. 1.13: Abstimmverhalten eines integriert optischen Wellenlängenkonverters bei Veränderung der Pumpwellenlänge (oben links), Gitterperiodizität (oben rechts) und Temperatur (unten links).

Verwendet man als Pumpstrahlung einen einfrequenten Laser, so bietet sich eine Abstimmung über die Temperatur an. Die maximale Arbeitstemperatur ist letztlich dadurch gegeben, daß es oberhalb von 300°C zu einer oberflächennahen Ausdiffusion von Li_2O kommt. Dies wirkt sich besonders nachteilig auf integriert optische Wellenlängenkonverter aus, da sich die Dispersionseigenschaften der oberflächennahen Wellenleiter

verändern würden. Oberhalb einer Temperatur von $\sim 800^\circ\text{C}$ kommt es zu einem großflächigen Zusammenwachsen der Mikrodomänen und damit auch zu einer Zerstörung der Quasi-Phasenanpassung. Die Abb. 1.13 (links unten) zeigt, wie sich bei einer festen Pumpwellenlänge unter Berücksichtigung der Materialausdehnung die Signal- und Idlerwellenlängen mit der Temperatur verändern.

In einem quasi-phasenangepaßten Frequenzkonverter hat man durch die Einstellung der Gitterperiode Λ des periodischen Mikrodomänengitters eine neuartige Möglichkeit, den den Arbeitspunkt zu verändern. Dies wird am einfachsten dadurch erreicht, indem man Gitter unterschiedlicher Periodizität parallel zueinander anordnet. Die Abstimmung wird dann durch eine laterale Verschiebung des Substrats von einem Gitter zum nächsten erreicht. Die Abb. 1.13 (rechts oben) illustriert diese Möglichkeit der Abstimmung.

Bandbreiten/Toleranzen

Ist die Effizienz in einer parametrischen Wechselwirkung mit Quasi-Phasenanpassung klein, so wird die Abhängigkeit der Effizienz von der effektivem Phasenfehlانpassung durch einen sinc^2 -förmigen Term beschrieben

$$\eta \propto \text{sinc}^2(\Delta\Delta\beta L/2). \quad (1.67)$$

Die Toleranz bzw. der Abstimmungsbereich, der aus einer Phasenfehlانpassung resultiert, ist durch die volle Halbwertsbreite des sinc^2 -Terms bestimmt. Wie sich einfach nachvollziehen läßt, fällt die Effizienz auf den halben Wert, wenn $\Delta\Delta\beta L/2 = 0.44\pi$ ist.

Im Allgemeinen ist $\Delta\Delta\beta$ eine Funktion eines Parameters ξ . Dies kann z.B. die Wellenlänge, Gitterperiode, Temperatur oder irgendein anderer Parameter, von dem die effektive Phasenfehlانpassung oder Länge abhängig ist, sein. Um einen einfachen Ausdruck für diese Bandbreite zu erhalten, entwickeln wir die Funktion $\Delta\Delta\beta$ in Form einer Taylorreihe um ξ_0 , welche bei der Wellenlänge λ_0 die Bedingung für eine optimale Quasi-Phasenanpassung, d.h. $\Delta\Delta\beta(\lambda_0, \xi_0) = 0$ erfüllt

$$\Delta\Delta\beta(\xi, \lambda) = (\xi - \xi_0) \frac{\partial \Delta\Delta\beta}{\partial \xi} + (\lambda - \lambda_0) \frac{\partial \Delta\Delta\beta}{\partial \lambda} + \frac{1}{2} (\xi - \xi_0)^2 \frac{\partial^2 \Delta\Delta\beta}{\partial \xi^2} + \dots \quad (1.68)$$

Da die Beiträge in quadratischer und höherer Ordnung in der Regel nur zu kleinen Korrekturen führen, genügt es, nur die linearen Terme in ξ zur Bestimmung der Halbwertsbreiten heranzuziehen. Die Breite in ξ läßt sich für ein festes $\lambda = \lambda_0$ und $\Delta\Delta\beta = 2/L \cdot 0.44\pi$ durch Auflösung der Gleichung nach $\xi - \xi_0$ und anschließender

Multiplikation des Ergebnisses mit einem Faktor 2 erhalten. Als ein zentrales Ergebnis, mit wir im folgenden die Bandbreiten bzw. Toleranzen für die Parameter Gitterperiode, Temperatur und Wellenlänge bestimmen werden, erhält man

$$\delta\xi = \frac{5.57}{L} \left| \frac{\partial\Delta\Delta\beta}{\partial\xi} \right|^{-1}. \quad (1.69)$$

Sehr oft interessiert man sich auch für die Rate, mit der sich die Phasenanzpaßwellenlänge mit der Änderung des Parameters ξ verändert. Unter Annahme einer optimalen Phasenanpassung läßt sich eine solche Änderung durch

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{\partial\Delta\Delta\beta/\partial\xi}{\partial\Delta\Delta\beta/\partial\lambda}(\xi - \xi_0) = \frac{\delta\lambda}{\delta\xi}(\xi - \xi_0) \quad (1.70)$$

beschreiben.

Gitterbandbreite:

Für ein perfektes periodisches Gitter, daß jedoch eine gegenüber dem Sollwert abweichende Periodizität hat, läßt sich mit den obigen Beziehungen für die volle Halbwertsbreite der folgende Ausdruck

$$\delta\Lambda = \frac{5.57}{L} \cdot \frac{\Lambda^2}{2\pi} \simeq \frac{\Lambda^2}{L} \quad (1.71)$$

ableiten. Für einen typischen Frequenzkonverter im nahen Infrarot mit einer Gitterperiodizität von $17\ \mu\text{m}$ und einer Wechselwirkungslänge von 5 cm bedeutet dies, daß bereits eine Abweichung der Periode um etwa 6 nm zu einer 50 %-igen Reduktion der Effizienz führt.

Wellenlängenbandbreite:

Die spektrale Bandbreite ergibt sich unmittelbar zu

$$\delta\lambda_m = \frac{5.57}{L} \left| \frac{\partial\Delta\beta}{\partial\lambda_m} \right|^{-1}, \quad (1.72)$$

mit $m = p, s, i$. Für einen Differenzfrequenzerzeugungsprozeß mit einer Pumpwellenlänge in der Nähe der Entartung kann diese Bandbreite deutlich größer als 100 nm sein. Dies ist gerade in nahen Infrarot im Hinblick auf optisch parametrische Verstärker im $1.55\ \mu\text{m}$ Telekommunikationsband besonders interessant.

Temperaturbandbreite:

Bei der Bestimmung der Temperaturbandbreite muß man einerseits die Temperaturabhängigkeit der effektiven Brechungsindizes als auch die thermische Ausdehnung des Substrates und der Gitterperiode in Ausbreitungsrichtung der optischen Wellen berücksichtigen. Für diese Bandbreite erhält man

$$\delta T = \frac{5.57}{L} \left| \left(\frac{1}{\lambda_p} \frac{\partial n_{eff,p}}{\partial T} - \frac{1}{\lambda_s} \frac{\partial n_{eff,s}}{\partial T} - \frac{1}{\lambda_i} \frac{\partial n_{eff,i}}{\partial T} \right) + \alpha \Delta \beta \right|^{-1}, \quad (1.73)$$

mit $\alpha = 1.54 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ dem Ausdehnungskoeffizienten von LiNbO_3 in die kristallographische X-Richtung. Für die Frequenzverdopplung bedeutet dies z.B., daß die Halbwertsbreite für ein 1 cm langes Substrat 10°C und für ein 5 cm langes Substrat 2°C beträgt. In der Regel kann man ohne weiteres eine Temperaturhomogenität erreichen, die wesentlich besser als 1°C ist, so daß negative Einflüsse aus einer Temperaturinhomogenität bei quasi-phasenangepaßten Frequenzkonversionsprozessen keine Rolle spielen sollten.

1.7 Nichtlineare Wechselwirkungen

Die beugungsfreie Wechselwirkung bei gleichzeitig hoher Leistungsdichte über große Längen in quasi-phasenangepaßten, integriert optischen Wellenlängenkonvertern sollte zu Strahlungsquellen mit besonders hoher Effizienz und einem weiten Abstimmbereich führen. Wegen ihrer niedrigen Ausbreitungsverluste und hohen effektiven Nichtlinearität sollten periodisch gepolte Ti:LiNbO₃ Wellenleiter ideale Kandidaten für die Verwirklichung derartiger Wellenlängenkonverter sein. Im folgenden werden verschiedenste Wellenlängenkonverter theoretisch auf ihre Eigenschaften hin untersucht. Im ersten Abschnitt wird die Frequenzverdopplung (SHG) behandelt. Zur Realisierung von integriert optischen Wellenlängenkonvertern in der optischen Nachrichtentechnik können Differenzfrequenzgeneratoren (DFG) verwendet werden. Eine Kombination aus Frequenzverdopplung und Differenzfrequenzerzeugung führt zu sog. kaskadierten Differenzfrequenzgeneratoren (cDFG). Eine besonders einfache Prozedur zur Erzeugung einer weit abstimbaren Strahlung im nahen Infrarot ist die optisch parametrische Fluoreszenz (OPF). Durch die optisch parametrische Oszillation (OPO) läßt sich Laserstrahlung mit einem weiten Abstimmbereich bei gleichzeitig hoher Ausgangsleistung und spektraler Reinheit für Anwendungen in der Spektroskopie realisieren.

1.7.1 Frequenzverdopplung

Die optische Frequenzverdopplung ist ein Drei-Wellenmischprozeß, bei dem zwei Photonen mit der Frequenz ω_f unter Bildung eines Photons mit der doppelten Frequenz $\omega_{sh} = 2\omega_f$ vernichtet werden (siehe hierzu auch Abschnitt 1.3). In einem quasi-phasenangepaßten Wellenleiter läßt sich die Frequenzverdopplung durch das folgende System gekoppelter Differentialgleichungen beschreiben:

$$\frac{\partial A_f}{\partial z} = -\frac{\alpha_f}{2}A_f + id_{eff}\frac{\kappa}{c_0^2}\frac{\omega_f^2}{\beta_f}A_f^*A_{sh}e^{i\Delta\Delta\beta z} \quad (1.74)$$

$$\frac{\partial A_{sh}}{\partial z} = -\frac{\alpha_{sh}}{2}A_{sh} + id_{eff}\frac{\kappa}{c_0^2}\frac{\omega_{sh}^2}{2\beta_{sh}}A_fA_f e^{-i\Delta\Delta\beta z}. \quad (1.75)$$

Für die numerische Analyse der Frequenzverdopplung nehmen wir im folgenden einen 7 μm breiten, periodisch gepolten Wellenleiter mit einer Wechselwirkungslänge von 9 cm an. Die Eindiffusion erfolgt über 8.5 h bei einer Temperatur von 1060 °C. Als optischer Ausbreitungsverlust der fundamentalen Welle in TM-Polarisation wird ein realistischer Wert von 0.15 dB/cm verwendet. Für die zweite Harmonische wird hingegen ein Wert von 0.3 dB/cm angenommen. Die Periodizität der Mikrodomänenstruktur ist derart

gewählt, daß bei einer fundamentalen Wellenlänge von 1550 nm eine ideale Quasi-Phasenanpassung vorliegt. Die Abb. 1.14 zeigt die experimentelle Anordnung und die Verhältnisse im Frequenzraum. Die Abb. 1.15 zeigt, daß die Effizienz als Funktion der

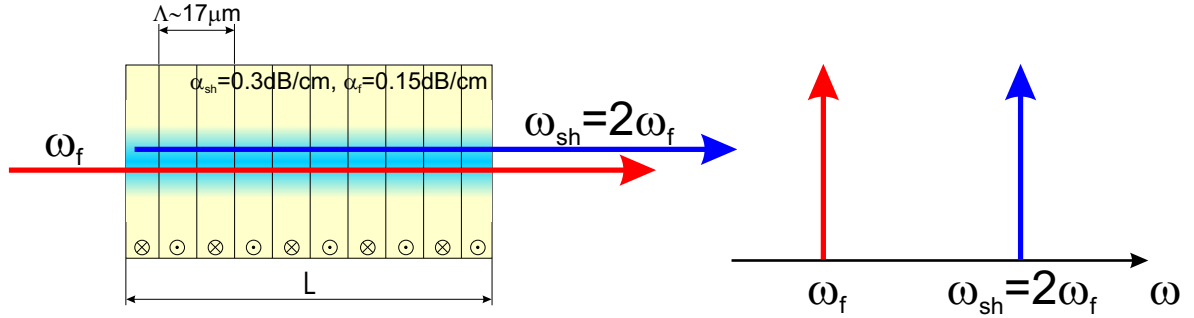


Abb. 1.14: Schematische Darstellung der Frequenzverdopplung.

fundamentalen Leistung zunächst sehr stark anwächst, und bereits bei einer Leistung von 360 mW die maximale Konversionseffizienz von 59 % erreicht wird. Die erzielbare Konversionseffizienz wird hierbei vor allem durch die optischen Verluste limitiert. Zu höheren Leistungen hin fällt die Effizienz langsam ab. Dementsprechend zeigt die Leistungsabhängigkeit der zweiten Harmonischen nur unterhalb von etwa 50 mW einen quadratischen Zusammenhang. Oberhalb von 50 mW ist der Zusammenhang zwischen der erzeugten zweiten Harmonischen und der fundamentalen Leistung nahezu linear. Die rechte Abbildung zeigt, wie sich die Leistungen der fundamentalen und frequenzverdoppelten Welle entlang der Wechselwirkungsstrecke entwickeln. Man sieht, daß die fundamentale Leistung bereits nach einer kurzen Strecke durch den Konversionsprozeß sehr stark abgebaut wird. Ab einer Länge von 6 cm ist die Strahlung derart reduziert, daß es zu keinem weiteren Leistungsanstieg der zweiten Harmonischen kommt. Über die verbleibende Strecke wird die zweite Harmonische durch optische Verluste wieder abgebaut.

Anhand der Rechnungen für ein Bauteil mit einer vorgegebenen Länge bzw. fundamentalen Leistung kann man ersehen, daß die zu erwartenden Effizienzen derart groß sind, daß bereits innerhalb des Bauteils die maximale Leistung bzw. Effizienz erreicht werden kann, weshalb es im allgemeinen keinen Sinn macht, stets einen Frequenzverdoppler mit maximaler Länge zu realisieren. Um ein für die Anwendung optimiertes Bauteil zu erhalten, ist es deshalb wichtig, die Abhängigkeit der Ausgangsleistung bzw. Bauteileffizienz als Funktion der fundamentalen Leistung und Länge zu kennen. Die Abb. 1.16 links zeigt eine Höhenliniendarstellung der erzeugten zweiten Harmoni-

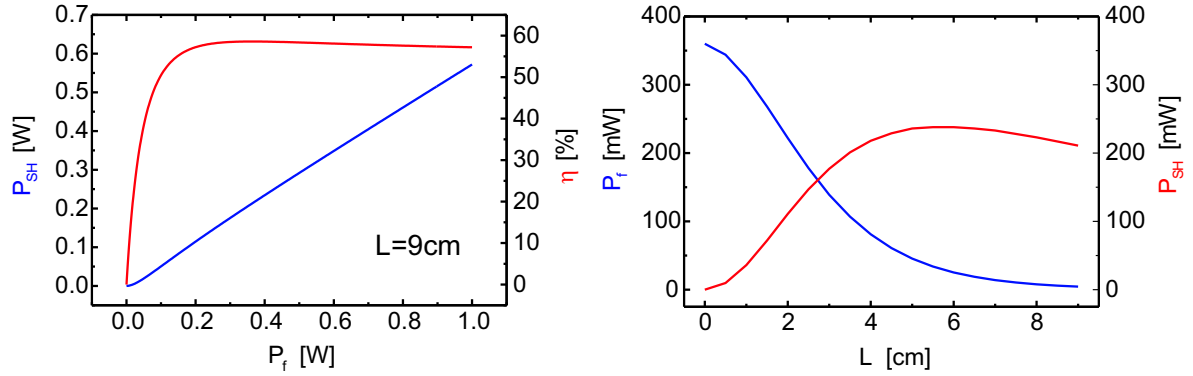


Abb. 1.15: Links: Leistung der zweiten Harmonischen (blau) und der Konversionseffizienz (rot) als Funktion der fundamentalen Leistung. Rechts: Leistung der fundamentalen (blau) und der frequenzverdoppelten (rot) Strahlung als Funktion der Wechselwirkungslänge.

schen als Funktion der Bauteillänge und der fundamentalen Leistung. Die Effizienz als Funktion der Länge und Leistung ist in der rechten Abbildung wiedergegeben. Aus den Darstellungen ergibt sich, daß Bauteile von 6. . . 12 cm Länge nur bei kleinen fundamentalen Leistungen von Vorteil sind. Die maximal hierbei zu erwartende Effizienz liegt bei etwa 49. . . 64 %. Zu höheren Leistungen verschiebt sich das Optimum zu kleineren Längen. Für eine fundamentale Leistung von ca. 2 W sollte eine maximale Effizienz von ca. 80 % von einem lediglich 3 cm langen nichtlinearen Wellenleiter erreicht werden.

Ein Maß, um verschiedene nichtlineare Frequenzkonverter untereinander zu vergleichen, ist die sogenannte normalisierte Effizienz, die folgendermaßen definiert ist:

$$\eta_{nor} = \frac{P_{sh}}{P_f^2} \cdot 100 \% \quad [\%W^{-1}]. \quad (1.76)$$

Eine häufig angewandte Definition der Effizienz, die zusätzlich auch die Wechselwirkungslänge berücksichtigt, ist durch

$$\eta_{nor,L} = \frac{P_{sh}}{P_f^2 L^2} \cdot 100 \% \quad [\%W^{-1}cm^{-2}] \quad (1.77)$$

definiert, wobei in diesem Ausdruck die Länge in Zentimeter eingesetzt wird. Die Abb. 1.17 zeigt, daß für ein 9 cm langes Bauteil bei geringer fundamentaler Leistung Effizienzen von $1400 \%W^{-1}$ bzw. $17 \%/ (Wcm^2)$ erzielt werden können. Mit zunehmender Leistung fallen diese Werte zunächst sehr stark ab und nehmen zu hohen Leistungen hin einen Wert von $< 100 \%W^{-1}$ bzw. $< 2 \%/ (Wcm^2)$ an. Bezüglich der Wellenlängen-

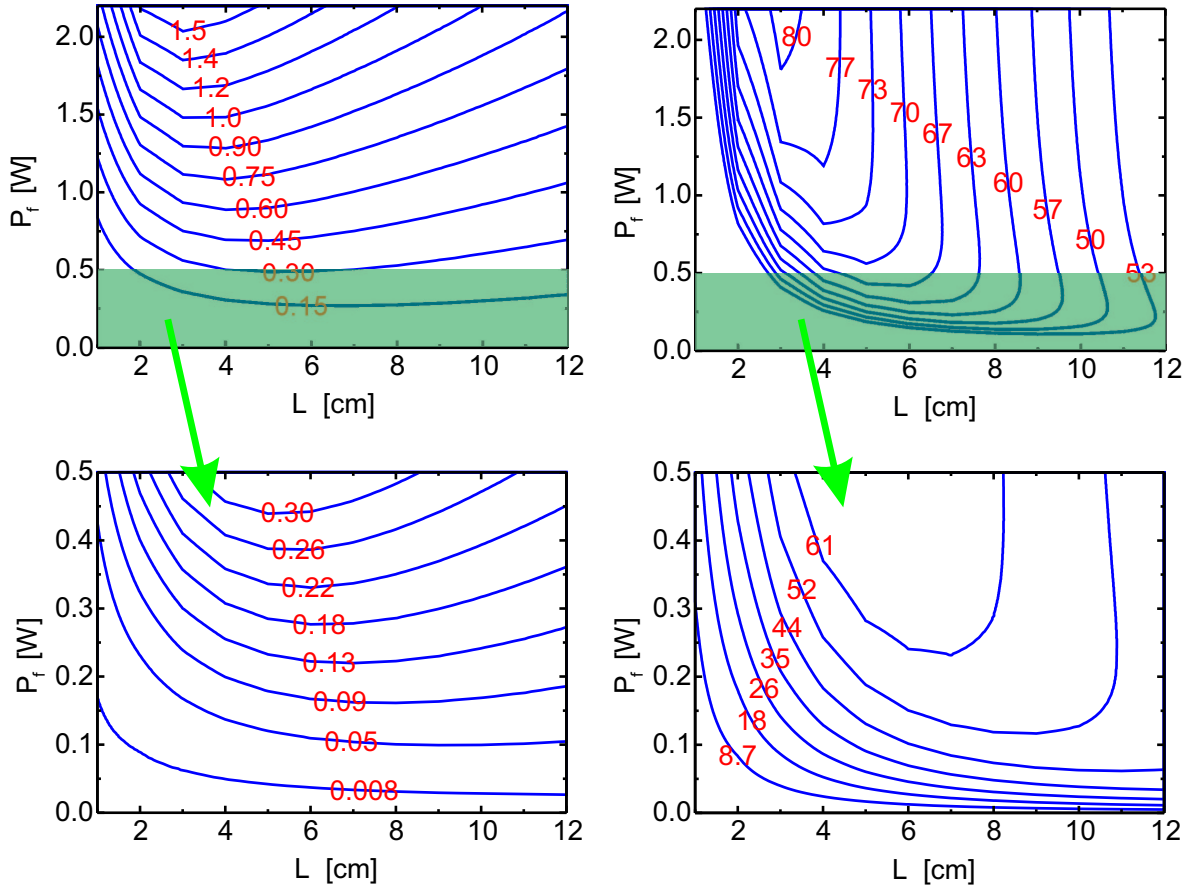


Abb. 1.16: Höhenlinien-Darstellung der SHG-Leistung und Effizienz als Funktion der Bauteillänge und der fundamentalen Leistung. Links: SHG-Leistung (rote Zahlenwerte in der Einheit [W]) Rechts: Effizienz (rote Zahlenwerte in der Einheit [%]).

und Temperaturbandbreite der Phasenanpaßkurve und der Länge des Frequenzverdopplers besteht ein reziprokes Verhältnis. Für Längen von weniger als 5 mm betragen diese Bandbreiten 2...12 nm in der Wellenlänge und 20...100 °C in der Temperatur. Die für uns interessanten Frequenzverdoppler mit Längen zwischen 4 cm und 9 cm besitzen eine Wellenlängenbandbreite von 0.15...0.3 nm und eine Temperaturbandbreite von 1...2 °C.

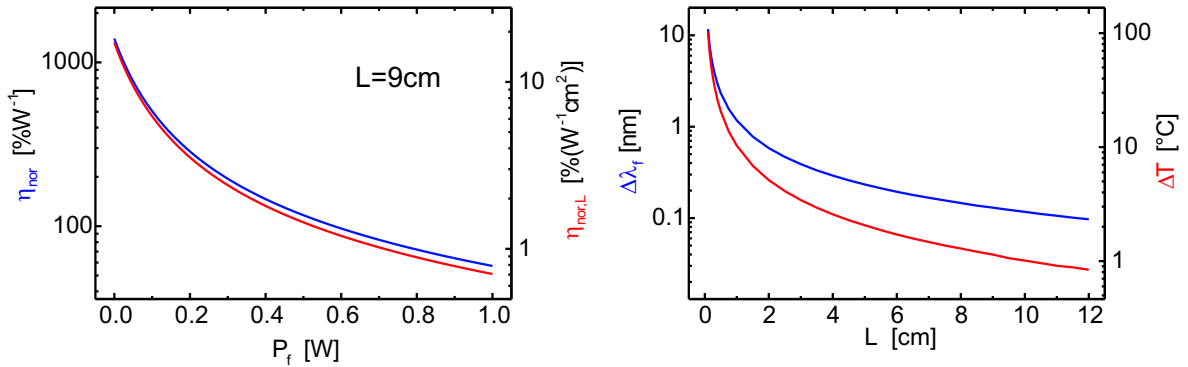


Abb. 1.17: Links: Leistungsnormalisierte Effizienz (blau) und zusätzlich auf die Länge bezogene Effizienz (rot). Rechts: Konversions-Bandbreite bezüglich der fundamentalen Wellenlänge und Temperatur als Funktion der Länge.

1.7.2 Differenzfrequenz-Erzeugung

Es wird erwartet, daß die Wellenlängenkonversion in Wellenlängenmultiplex- (WDM) und Zeitmultiplex (TDM)-Systemen eine Schlüsseltechnologie zur Weiterentwicklung hochbitratiger Transportsysteme in der optischen Nachrichtentechnik wird, weil diese Technologie eine erhöhte Flexibilität im Verkehrsmanagement und eine dynamische Rekonfiguration des Netzes in Aussicht stellt. Die Anforderungen an einen idealen Wellenlängenkonverter sind hierbei vielfältig: Zum einen soll dieser transparent sowie unabhängig von der Polarisierung, Datenrate und Signalform sein. Darüberhinaus soll die Konversion möglichst effizient sein, ohne daß das Signal abgeschwächt wird oder gar zusätzliches Rauschen hinzugefügt wird. Wünschenswert ist auch eine große Konversionsbandbreite und die Kaskadierbarkeit einer großen Anzahl gleichartiger Konverter. Die gleichzeitige Konversion von vielen Informations- bzw. Wellenlängenkanälen ist eine weitere erstrebenswerte Eigenschaft von idealen Wellenlängenkonvertern.

In der Vergangenheit wurden zur Wellenlängenkonversion im wesentlichen Halbleiter-Bauelemente verwendet, in denen eine Vierwellenmischung oder eine sättigbare Verstärkung ausgenutzt wurde. Ein wesentlicher Nachteil bei der Verwendung von Halbleitern ist, daß diese eine sehr schmale 3 dB Wellenlängenbandbreite von ~ 25 nm besitzen [Yoo96]. Ferner weisen diese in der Regel ein relativ starkes Rauschen sowie ein großes Übersprechen und Einfügeverluste auf. Die maximale Datenrate ist durch die Ladungsträgerbeweglichkeit auf einige zehn GHz beschränkt.

Eine attraktive Möglichkeit hocheffiziente und breitbandige Wellenlängenkonverter zu realisieren, ist die Drei-Wellenmischung in Form einer Differenzfrequenz-Erzeugung in periodisch gepolten Wellenleitern in LiNbO_3 . Durch den optisch parametrischen Konversionsprozeß bleibt die Amplituden-, Phasen- und Frequenzinformation einer optischen Welle unbeeinflusst. Die Möglichkeit einer großen Signalverstärkung macht solche Bauteile besonders attraktiv als optisch parametrische Verstärker, die den gesamten Telekommunikationsbereich von 1.3-1.7 μm abdecken. Da die erzeugte Idlerstrahlung das spektral Invertierte der Signalstrahlung ist, bieten sich Differenzfrequenzgeneratoren als spektrale Signalregeneratoren an [Cho00]. Aufgrund ihres Ursprungs sind optisch parametrische Prozesse quantenrauschlimitiert, d. h. ein zusätzliches Rauschen stammt lediglich von der i.d.R. vernachlässigbaren spontanen und stimulierten Fluoreszenz.

Bei einem auf einem Differenzfrequenz-Mischprozeß beruhenden Wellenlängenkonverter wird eine starke Pumpwelle mit der Wellenlänge λ_p mit einer i.d.R. schwachen Signalstrahlung λ_s gemischt. Aus dem Konversionsprozeß resultiert eine Idlerstrahlung bei λ_i , deren Wellenlänge durch die Beziehung $1/\lambda_i = 1/\lambda_p - 1/\lambda_s$ mit der Pump- und Signalstrahlung verknüpft ist. In unserem Fall wird die Pumpstrahlung durch einen Laser mit einer Emissionswellenlänge um 750-800 nm zur Verfügung gestellt. Durch die Mischung mit einer Signalstrahlung im 1.55 μm -Telekommunikationsband entsteht eine Idlerstrahlung, deren Wellenlänge wiederum im 1.55 μm -Band liegt. Die Gleichungen für diesen Wellenmischprozeß lauten:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{\alpha_p}{2} A_p + i \frac{d_{eff}}{c_0^2} \frac{\omega_p^2}{\beta_p} \kappa A_s A_i e^{-i\Delta\Delta\beta z} \quad (1.78)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{\alpha_s}{2} A_s + i \frac{d_{eff}}{c_0^2} \frac{\omega_s^2}{\beta_s} \kappa A_p A_i^* e^{i\Delta\Delta\beta z} \quad (1.79)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = -\frac{\alpha_i}{2} A_i + i \frac{d_{eff}}{c_0^2} \frac{\omega_i^2}{\beta_i} \kappa A_p A_s^* e^{i\Delta\Delta\beta z} . \quad (1.80)$$

Bei der numerischen Behandlung werden für den periodisch gepolten Wellenleiter dieselben Herstellungsparameter angenommen wie zuvor bei der Frequenzverdopplung. Die Abb. 1.18 zeigt die experimentelle Anordnung und veranschaulicht den Differenzfrequenz-Konversionsprozeß im Frequenzbild. Im Folgenden betrachten wir lediglich den Fall einer idealen Quasi-Phasenanpassung mit $\Delta\Delta\beta = 0$. Die Pumpwellenlänge sei 775 nm und die Signalwellenlänge 1540 nm. Die Idlerwellenlänge ergibt sich damit zu ~ 1560 nm. Die Leistungsentwicklung der einzelnen Wellen als Funktion der eingekoppelten Pumpleistung ist in der Abb. 1.19 (links) wiedergegeben. Bei der Berechnung wurde eine eingekoppelte Signalleistung von 1 mW angenommen. Die Schwelle für 0 dB

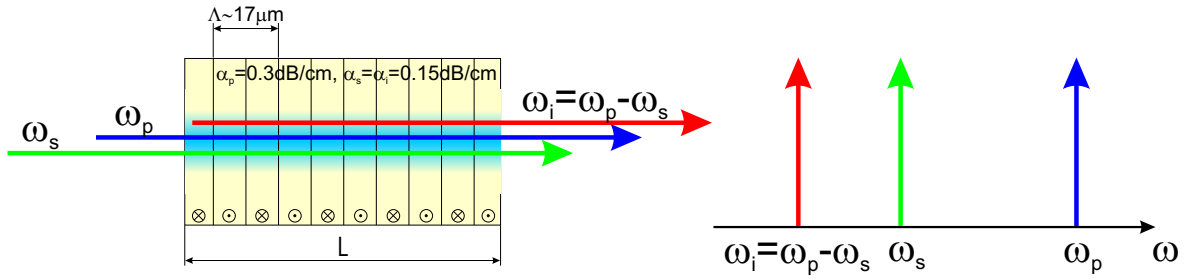


Abb. 1.18: Schematische Darstellung der Differenzfrequenzzeugung.

Konversionseffizienz wird hierbei bereits bei einer Pumpleistung von 53 mW erreicht (siehe Abb. 1.19 (rechts)). Man erkennt, daß es ab einer Pumpleistung von 200 mW die Ausgangsleistungen von Idler und Signal praktisch identisch sind. Bei einer Pumpleistung von ca. 1 W wird praktisch die gesamte Energie auf die Signal und Idlerstrahlung übertragen. Zu noch höheren Leistungen hin setzt durch Summenfrequenzmischung von Idler und Signalstrahlung eine Rückkonversion in Pumpstrahlung ein. Die maximale Konversionseffizienz in Idlerstrahlung bzw. Verstärkung der Signalstrahlung erzielt man bei einer Pumpleistung von ca. 1.2 W. Sowohl für die Effizienz als auch für die Verstärkung erhält man in diesem Fall einen maximalen Wert von ~ 24.9 dB (Abb. 1.19 (rechts)).

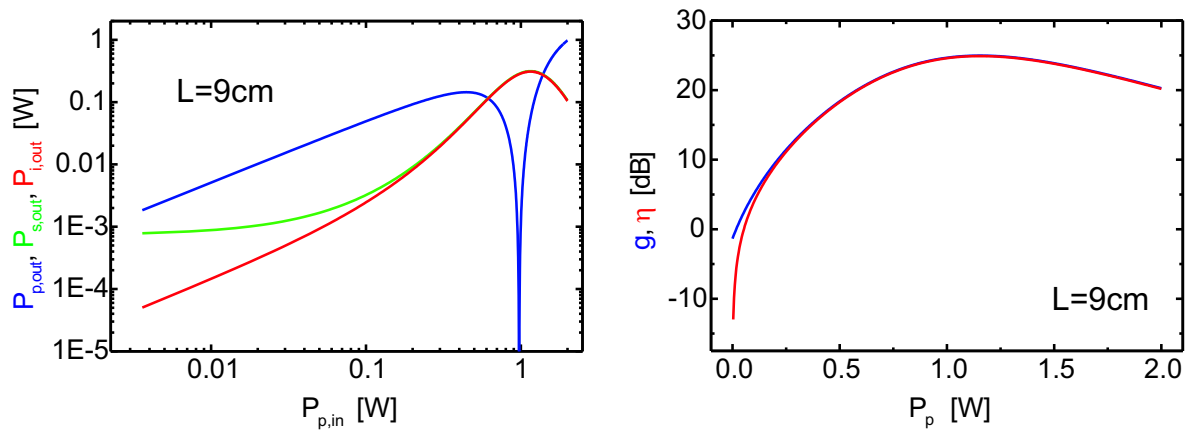


Abb. 1.19: Links: Leistungsentwicklung von Pump-, Signal- und Idlerstrahlung als Funktion der Pumpleistung. Rechts: Effizienz- und Verstärkungsentwicklung von Idler- und Signalstrahlung als Funktion der Pumpleistung.

Um die Frage nach dem optimalen Differenzfrequenz-Generator zu beantworten, wurden Rechnungen zur Idler-Konversionseffizienz und Signal-Verstärkung als Funktion

der Wechselwirkungslänge und der Pumpleistung durchgeführt. Anhand der Höhenliniendarstellung in Abb. 1.20 erkennt man, daß sich diese nur für kleine Pumpleistungen merklich unterscheiden. Für große Leistungen hingegen sind die Werte praktisch identisch. Es zeigt sich, wie zuvor bei der Behandlung der Frequenzverdopplung, daß sich der Arbeitspunkt mit der maximalen Effizienz bzw. Verstärkung mit zunehmender Pumpleistung zu kleineren Bauteillängen verschiebt. Für einen Differenzfrequenz-Generator von 6-7.5 cm Länge ist hierbei eine maximale Effizienz von etwa 27 dB bei Pumpleistungen im Bereich von 1.5...2 W zu erwarten.

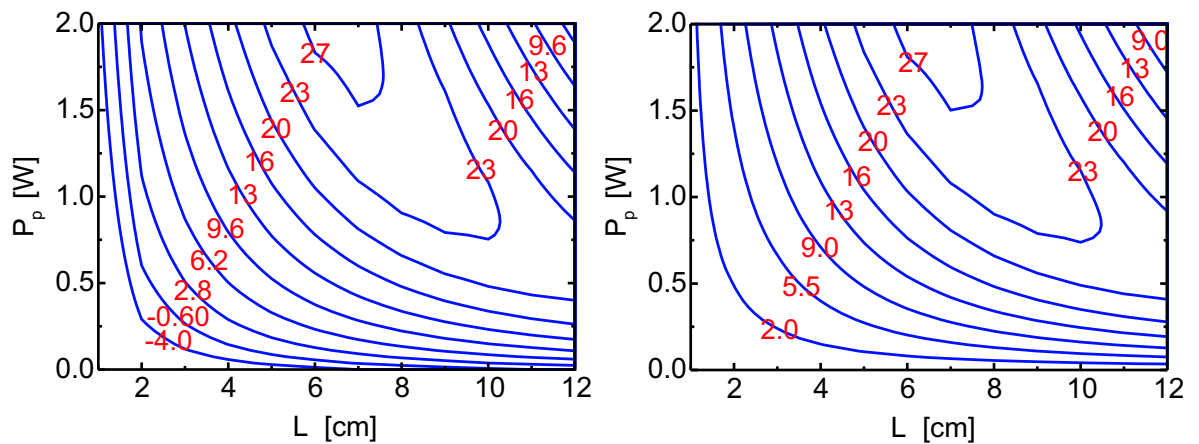


Abb. 1.20: Höhenlinien-Darstellung der Idler-Effizienz (links) und Signal-Verstärkung (rechts) in Abhängigkeit der Wechselwirkungslänge und Pumpleistung. Die Wertangaben (rot) haben die Einheit [dB].

Die Bandbreite der Differenzfrequenz-Erzeugung ist durch den Wellenlängenbereich charakterisiert, in dem die erzeugte Idlerleistung mindestens 50 % des maximalen Wertes beträgt. In der Entartungswellenlänge kann diese Größe mehrere zehn Nanometer betragen. In der Abb. 1.21 (links) ist die Idlerleistung in willkürlichen Einheiten als Funktion der Signalwellenlänge aufgetragen. Für diesen Fall eines 7 cm langen Differenzfrequenz-Generators beträgt die 3 dB-Bandbreite etwa 47 nm. Für Bauteile mit einer Länge von <1 cm kann diese Bandbreite deutlich größer als 100 nm werden (Abb. 1.21 (rechts)).

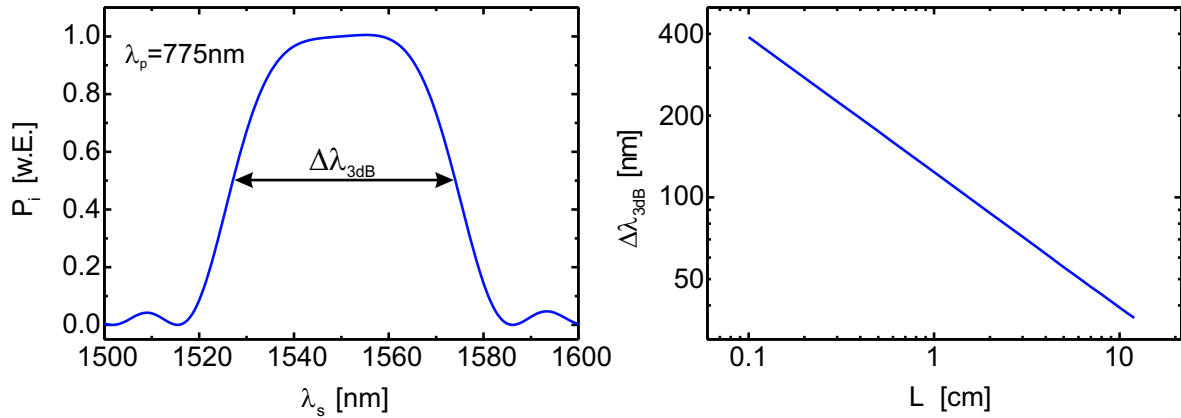


Abb. 1.21: Links: Idlerleistung als Funktion der Signalwellenlänge. Rechts: 3 dB-Bandbreite der Konversion als Funktion der Länge.

1.7.3 Kaskadierte Differenzfrequenz-Erzeugung

Der wesentliche Nachteil des bisher behandelten Konversionsschemas für Differenzfrequenz-Erzeugung ist, daß es aus experimenteller Sicht schwierig ist, mit einer Wellenlänge um 780 nm selektiv die Grundmode des Wellenleiters anzuregen. Andererseits können, wie wir bereits gesehen haben, periodisch gepolte Wellenleiter eine sehr hohe Frequenzverdopplungseffizienz haben. Dies legt nahe, die Differenzfrequenz-Erzeugung durch eine Kaskadierung zweier $\chi^{(2)}$ -Prozesse zu realisieren. In einem solchen sogenannten kaskadierten Differenzfrequenzgenerator wird eine starke fundamentale Welle mit einer Wellenlänge λ_f im nahen Infrarot in den Wellenleiter eingekoppelt und erzeugt durch Frequenzverdopplung eine Pumpstrahlung $\lambda_p = \lambda_f/2$ im Bereich von 750-800 nm. Gleichzeitig wechselwirkt eine zusätzlich eingestrahlte Signalstrahlung im 1.55 μm -Band mit der 2. Harmonischen der fundamentalen Strahlung und generiert eine Idlerstrahlung, deren Wellenlänge durch $1/\lambda_i = 1/\lambda_p - 1/\lambda_s = 2/\lambda_f - 1/\lambda_s$ gegeben ist. Der Vorteil der kaskadierten Differenzfrequenzerzeugung liegt einerseits darin, daß nur Strahlungsquellen und faseroptische Hilfskomponenten im nahen Infrarot benötigt werden, andererseits wegen des einmodigen Verhaltens der Wellenleiter im nahen Infrarot die Anregung der Grundmode im Bereich von 750-800 nm einfacher zu erzielen ist. Ferner eröffnen derartige Bauteile die Möglichkeit, neuartige Funktionalität im optischen Netzwerk z.B. in Form ultraschneller Demultiplexer zu implementieren. Eine schematische Darstellung der Realisierung eines derartigen Wellenlängenkonverters und die Verhältnisse im Frequenzbild zeigt die Abb. 1.22. Im folgenden betrachten wir die kaskadierte Differenzfrequenz-Erzeugung im Einfachdurchgang aller an der

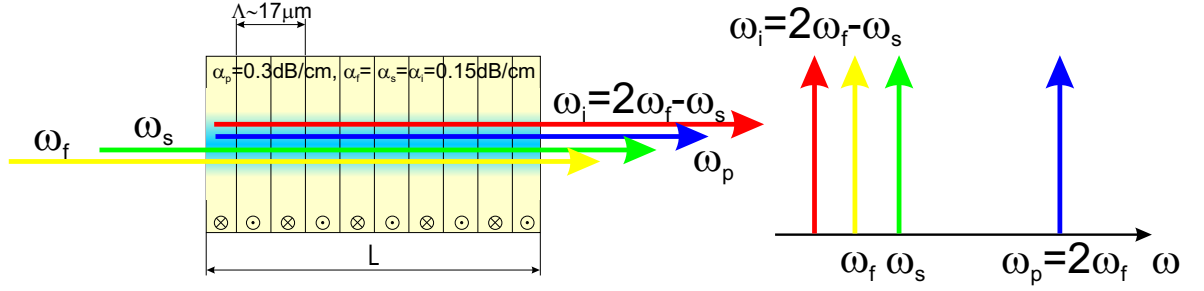


Abb. 1.22: Schematische Darstellung der kaskadierten Differenzfrequenz-Erzeugung.

nichtlinearen Wechselwirkung beteiligten Wellen. Für diesen Fall ergeben sich die Bewegungsgleichungen der beteiligten Wellen wie folgt [Gal97]:

$$\frac{\partial A_f}{\partial z} = -\frac{\alpha_f}{2} A_f + i \frac{d_{eff}}{c_0^2} \frac{\omega_f^2}{\beta_f} \kappa_{shg} A_f^* A_p e^{-i\Delta\Delta\beta_{shg}z} \quad (1.81)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{\alpha_p}{2} A_p + i \frac{d_{eff}}{c_0^2} \frac{\omega_p^2}{2\beta_p} \kappa_{shg} A_f^2 e^{i\Delta\Delta\beta_{shg}z} + i \frac{d_{eff}}{c_0^2} \frac{\omega_p^2}{\beta_p} \kappa_{dfg} A_s A_i e^{i\Delta\Delta\beta_{dfg}z} \quad (1.82)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{\alpha_s}{2} A_s + i \frac{d_{eff}}{c_0^2} \frac{\omega_s^2}{\beta_s} \kappa_{dfg} A_p A_i^* e^{i\Delta\Delta\beta_{dfg}z} \quad (1.83)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = -\frac{\alpha_i}{2} A_i + i \frac{d_{eff}}{c_0^2} \frac{\omega_i^2}{\beta_i} \kappa_{dfg} A_p A_s^* e^{i\Delta\Delta\beta_{dfg}z} . \quad (1.84)$$

Die Abb. 1.23 zeigt die berechneten Ausgangsleistungen der Fundamental-, Signal- und Idlerstrahlung als Funktion der eingekoppelten fundamentalen Leistung. Hierbei wurde eine Phasenanpassung bei einer Wellenlänge von 1550 nm angenommen. Die Signalwellenlänge beträgt 1540 nm. Hieraus resultiert eine Idlerwellenlänge von ~ 1560 nm. Für den Wellenleiter selbst wurden dieselben Parameter gewählt wie zuvor bei der Behandlung der Frequenzverdopplung. Eine Effizienz von 0 dB (entsprechend 100 %) erwartet man bei einer eingekoppelten fundamentalen Leistung von 130 mW. Für eine Leistung von etwa 1.5 W ist bereits eine Konversions-Effizienz bzw. Verstärkung von ca. 26 dB zu erwarten. Wie zuvor bei der Behandlung der Frequenzverdopplung bzw. Differenzfrequenzerzeugung wird die maximale Effizienz bzw. Verstärkung bei zunehmender Leistung mit kürzeren Bauteilen erzielt. Für eine maximal zur Verfügung stehende fundamentale Leistung von 2 W ist ein Wellenlängenkonverter mit einer Länge von 7-8 cm optimal. Wird jedoch eine möglichst hohe Effizienz bzw. Verstärkung mit einer möglichst geringen fundamentalen Leistung angestrebt, so empfiehlt es sich, ein möglichst langes Bauteil (siehe Abb. 1.24) zu realisieren. So sollte z.B. die 0 dB Konversionschwelle mit einem 12 cm langen Bauteil bereits bei einer fundamentalen

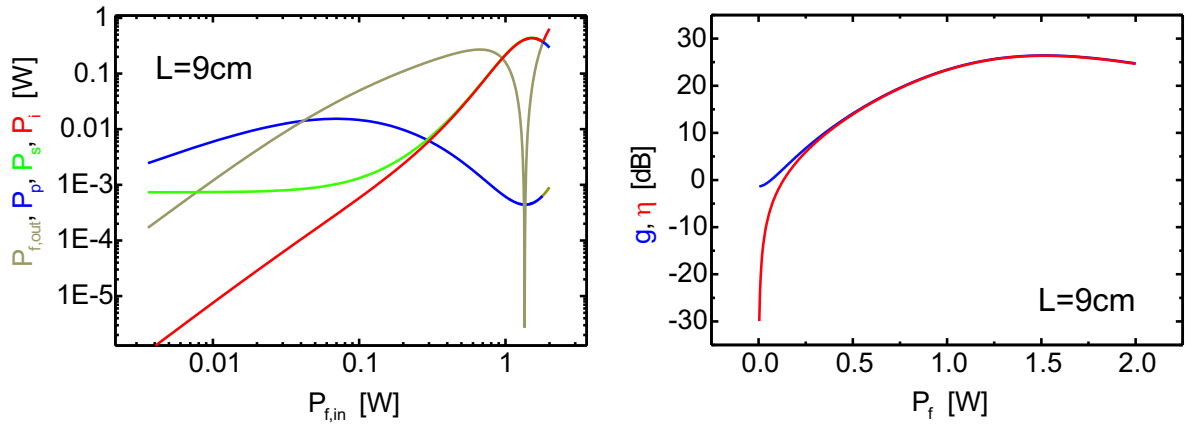


Abb. 1.23: Links: Fundamental-, Signal- und Idlerleistung als Funktion der eingekoppelten fundamentalen Leistung. Rechts: Idler-Effizienz und Signal-Verstärkung als Funktion der fundamentalen Leistung.

Leistung von ca. 85 mW erzielt werden können (siehe Abb. 1.25).

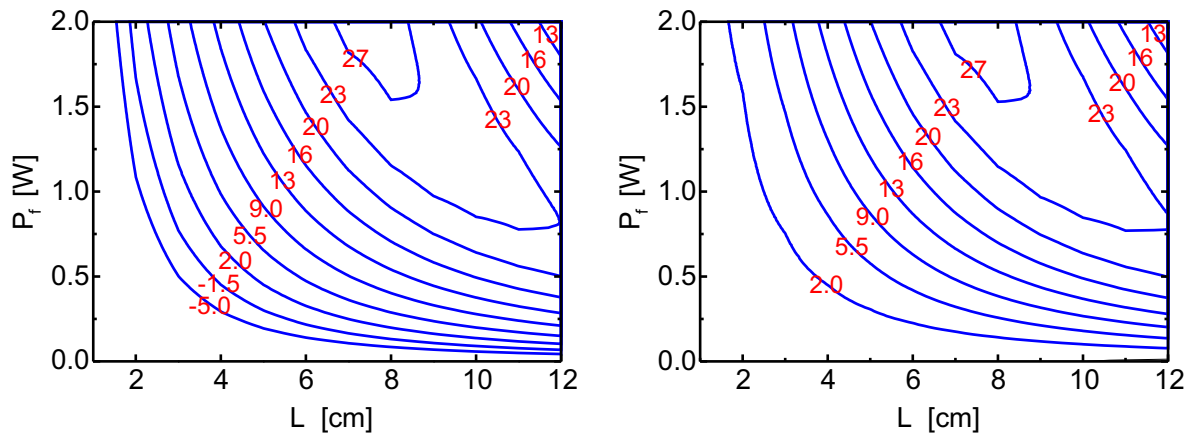


Abb. 1.24: Höhenliniendarstellung der Idler-Effizienz (links) und Signal-Verstärkung (rechts) in Abhängigkeit der Wechselwirkungslänge und der fundamentalen Leistung. Die Werte (rot) haben die Einheit [dB].

Vergleich

Vergleicht man die Konversionseffizienz bzw. die Verstärkung der klassischen mit der kaskadierten Differenzfrequenz-Erzeugung, so stellt man fest, daß die klassische über

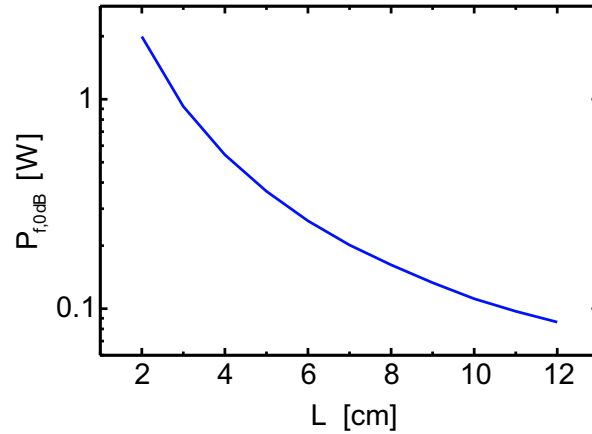


Abb. 1.25: 0 dB Konversionsschwelle als Funktion der Länge.

einen weiten Parameterbereich die höheren Werte liefert (siehe Abb. 1.26). Bei großen Bauteillängen bzw. Leistungen ist es hingegen möglich, daß die kaskadierte Differenzfrequenz-Erzeugung effizienter ist. Dieses Verhalten liegt darin begründet, daß bei der klassischen Differenzfrequenz-Erzeugung die Pumpstrahlung ~ 780 nm gegenüber der fundamentalen Strahlung über eine größere Strecke erhöhte optische Verluste erfährt. Darüberhinaus setzt die Rückkonversion bei der klassischen Differenzfrequenz-Erzeugung früher ein als bei der kaskadierten.

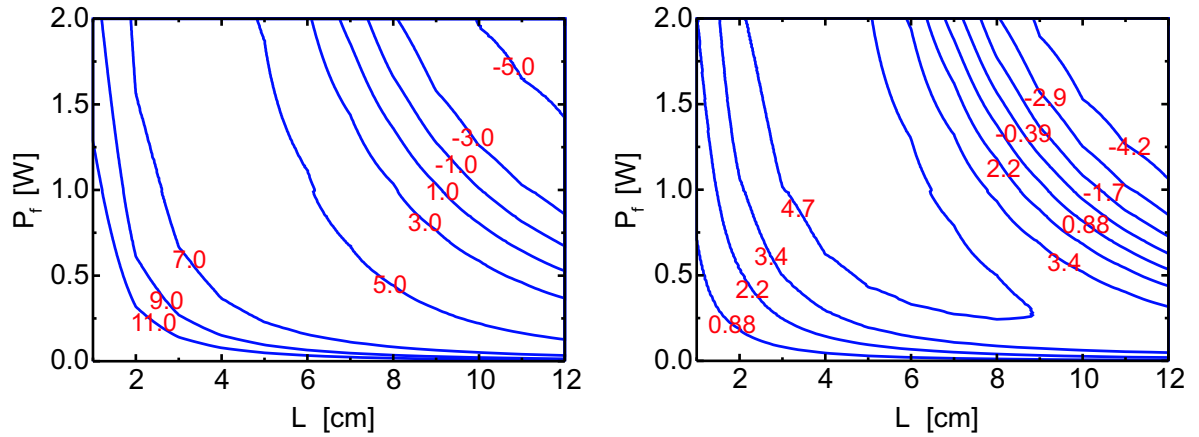


Abb. 1.26: Vergleich zwischen klassischer und kaskadierter Differenzfrequenz-Erzeugung. Links: Differenz $\eta_{DFG} - \eta_{cDFG}$ bezüglich der Konversionseffizienz. Rechts: Differenz $g_{DFG} - g_{cDFG}$ bezüglich der Verstärkung. Die Werte (rot) haben die Einheit [dB].

1.7.4 Optisch parametrische Fluoreszenz

Eine einfache Methode, eine über weite Wellenlängenbereiche des nahen Infrarots abstimmbare Strahlung zu erzeugen, ist die (stimulierte) optisch parametrische Fluoreszenz, die erstmals von Harris et al. [Har67] beobachtet wurde. Bei der spontanen Fluoreszenz kommt es durch die Wechselwirkung von kurzwelligen Pumpphotonen mit den Fluktuationen des elektromagnetischen Vakuumfeldes zu spontanen Zerfällen in langwellige Signal- und Idlerphotonen. Andererseits können die so erzeugten Signal- und Idlerphotonen zusätzliche Pumpphotonen zu stimulierten Zerfällen anregen (siehe z.B. Baumgartner et al. [Bau79]). Im Gegensatz zum spontanen Prozeß werden bei der stimulierten Fluoreszenz bzw. optisch parametrischen Verstärkung Zerfälle bevorzugt, die möglichst gut die (Quasi-)Phasenanpassung erfüllen. Mit zunehmender Pumpleistung wächst durch den stimulierten Prozeß die erzeugte Leistung exponentiell an. Die parametrische Strahlungserzeugung sollte besonders effizient in quasi-phasesangepaßten Ti:LiNbO₃ Wellenleitern sein, da hier hohe Pumpintensitäten über sehr große Wechselwirkungsstrecken (~ 9 cm) realisiert werden können. Normalerweise (siehe nächstes Kapitel) ist die Effizienz bei der stimulierten Fluoreszenz in der Größenordnung von 10^{-7} . Jedoch konnten Galvanauskas et al. [Gal99] mit Hilfe eines gepulsten Faserla-

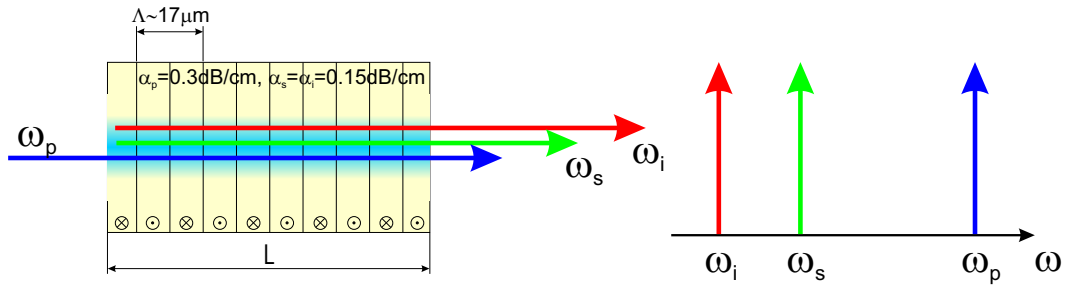


Abb. 1.27: Schematischer Aufbau und Frequenzbild der optisch parametrischen Fluoreszenz.

sers geringer Wiederholrate und hoher Spitzenleistung mit einem 5 cm langen periodisch gepoltem, protonenausgetauschten Wellenleiter in LiNbO₃ optisch parametrische Verstärkung von bis zu 90 dB nachweisen. Ferner konnte mit einem zusätzlich eingestrahlten Signal eine Verstärkung bis zu 65 dB gezeigt werden. Um auch bei kleinen Pumpleistungen eine Ausgangsleistung in der Größenordnung der eingestrahlten Leistung zu erzielen, kann man den stimulierten Prozeß durch Verwendung einer resonanten Struktur zusätzlich verstärken. Eine makroskopische Ausgangsleistung von Signal- und Idlerstrahlung setzt ein, wenn die resonantorinterne Verstärkung die opti-

schen Umlaufverluste kompensiert. In diesem Fall spricht man auch von einer optisch parametrischen Oszillation (siehe nächsten Abschnitt). Die von einem optisch parametrischen Oszillator emittierte Strahlung besitzt bezüglich Kohärenz und spektraler Linienbreite Eigenschaften, die den Vergleich mit einem Laser zuläßt.

1.7.5 Optisch Parametrische Oszillation

Das Potential optisch parametrischer Oszillatoren zur Erzeugung weit abstimmbarer kohärenter Strahlung wurde bereits vor mehr als 35 Jahren von Giordmaine et al. [Gio65] erkannt. Das allgemeine Interesse hielt sich jedoch in Grenzen, da die Oszillatoren sehr hohe Schwellleistungen aufwiesen. Ferner wurde die Weiterentwicklung durch den Mangel an optisch nichtlinearen Materialien mit einer hinreichend großen Doppelbrechung zur Erreichung einer Phasenanpassung noch weiter erschwert. Das Fehlen leistungsstarker Festkörperlaser mit hoher Frequenzstabilität und geringer spektraler Linienbreite tat ein übriges. Mit der Entwicklung periodisch gepolter Materialien änderte sich jedoch die Situation, so daß in der letzten Dekade die Entwicklung und Erforschung optisch parametrischer Oszillatoren für die Strahlungserzeugung im nahen und mittleren Infrarot eine Renaissance erlebte [Bye00].

Wegen der sehr hohen parametrischen Verstärkung sollten sich mit integriert optischen parametrischen Oszillatoren besonders effiziente und kompakte Strahlungsquellen mit kleinen Schwellpumpleistungen für das nahe und mittlere Infrarot realisieren lassen. Der erste durch Doppelbrechung phasenangepaßte, einfachresonante, integriert optisch parametrische Oszillator basierte auf einem Ti:LiNbO_3 Streifenwellenleiter und besaß eine Schwelle von 7.6 W [Soh81]. Ein doppeltresonanter Oszillator gleichen Typs hatte eine Schwelle von nur 26.5 mW [Suc88]. Durch Verwendung der Methode der Quasi-Phasenanpassung sollten sich die Eigenschaften integriert optischer Oszillatoren erheblich verbessern lassen. Zum einen sollte sich durch den nun zugänglich gemachten größten nichtlinearen Koeffizienten die Schwellleistung um etwa 1-2 Größenordnungen reduzieren lassen, zum anderen sollte ein phasenangepaßter Betrieb bei jeder Temperatur d.h. gegebenenfalls auch bei Raumtemperatur möglich sein. Durch das Design der Mikrodomänenstruktur sollte sich der Abstimmbereich eines Oszillators noch weiter ausdehnen lassen. Der erste quasi-phasenangepaßte integriert optische Oszillator wurde im Jahre 1994 von Bortz et al. [Bor95] vorgestellt. Der doppeltresonante Oszillator wurde mit einem periodisch gepolten, protonenausgetauschten Wellenleiter in LiNbO_3 realisiert und hatte eine Schwellleistung von 5.5 W. Arbore und Fejer [Arb97] konnten mit verbesserten Wellenleitereigenschaften einen einfachresonanten Oszillator mit einer

Schwelle von 1.6 W demonstrieren. Die Oszillatoren blieben also trotz erheblicher Fortschritte in der Mikrostrukturierungs-Technologie und Wellenleiterherstellung um 1-2 Größenordnungen hinter den theoretischen Erwartungen zurück. Mit der Entwicklung periodisch gepolter Ti:LiNbO₃ Wellenleiter mit sehr geringen Ausbreitungsverlusten und hoher optischer Nichtlinearität gelang es, hocheffiziente Strahlungsquellen für das mittlere Infrarot zu entwickeln. So konnte erstmalig ein doppeltresonanter Oszillator mit 14 mW Schwellleistung [Hof99] und sogar ein einfachresonanter Oszillator mit einer Schwelle von lediglich 275 mW [Hof00] erfolgreich demonstriert werden.

Um auch das Potential eines doppeltresonanten, integriert optisch parametrischen Oszillators zur Erzeugung einer weit abstimmbaren Strahlung im nahen Infrarot ($1\,\mu\text{m} \leq \lambda_{s,i} \leq 2\,\mu\text{m}$) zu ergründen, soll im folgenden das Schwellverhalten, die Leistungscharakteristik und das Abstimmverhalten eines derartigen Oszillators theoretisch untersucht werden.

Aufbau eines doppeltresonanten Oszillators

Der schematische Aufbau eines doppeltresonanten, optisch parametrischen Oszillators ist in der Abb. 1.28 wiedergegeben. Das optisch nichtlineare Medium sei wieder ein periodisch gepolter Ti:LiNbO₃ Wellenleiter. Die Periodizität des Mikrodomänengitters beträgt etwa $17\,\mu\text{m}$, um mit einer abstimmbaren Pumpstrahlung im Bereich von 750-780 nm eine abstimmbare Signal- und Idlerstrahlung im Wellenlängenbereich von 1-2 μm mit einer Entartung um $1.55\,\mu\text{m}$ zu erhalten. Um die für einen doppeltresonanten Oszillator typischerweise sehr starke Rückkopplung zu erzielen, werden auf den Endflä-

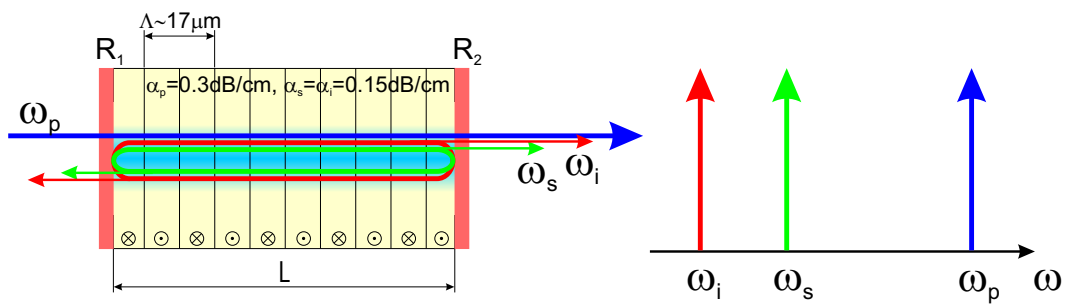


Abb. 1.28: Aufbau eines doppeltresonanten optisch parametrischen Oszillators und Frequenzbild.

chen dielektrische Spiegel aufgebracht, die sowohl für die Signal- als auch Idlerstrahlung eine hohe Reflektivität aufweisen. Es soll im folgenden stets angenommen werden, daß

die Reflektivitäten für beide Wellenlängen gleich groß sind (d.h. $R_s = R_i$) und es sich um einen symmetrischen Resonator handelt (d.h. $R_1 = R_2 = R$). Andererseits sollen die Spiegel eine 100 %-ige Transmission für die Pumpstrahlung haben (d.h. $R_p = 0$). Die Wellenleiterverluste seien für Signal und Idler gleich (d.h. $\alpha_s = \alpha_i = \alpha = 0.15 \text{ dB/cm}$). Diese Annahme ist insbesondere in der Umgebung der Entartungswellenlänge gerechtfertigt. Für die Pumpstrahlung wird ein um einen Faktor 2 höherer Verlust angenommen ($\alpha_p = 2\alpha = 0.3 \text{ dB/cm}$). Die Länge des Oszillators sei, sofern nicht anders angegeben, stets 9 cm. In den Rechnungen wird ein Betrieb des Oszillators nahe der Entartungswellenlänge angenommen: Die Pumpwellenlänge sei 775 nm, die Signalwellenlänge 1540 nm und die Idlerwellenlänge 1560 nm.

Schwellverhalten

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung eines optisch parametrischen Oszillators ist das Schwellverhalten. Wünschenswert ist eine möglichst geringe Pumpschwellleistung, da oftmals die zur Verfügung stehende Pumpleistung limitiert ist. Doppeltresonante Oszillatoren sollten wegen der starken Rückkopplung der Signal- und Idlerstrahlung diesbezüglich ein sehr günstiges Verhalten haben. Die wichtigsten Einflußgrößen auf das Schwellverhalten sind die Bauteillänge, die optischen Verluste und die Reflektivitäten der dielektrischen Spiegel. Für einen Oszillator mit $\alpha = 0.15 \text{ dB/cm}$ zeigt die Abb. 1.29 (links) die Abhängigkeit der Schwelle als Funktion der Länge und der Reflektivität. Die Schwellbedingung ist hierbei durch die Bedingung, daß die Signalamplitude nach einem vollständigen Umlauf im Resonator den ursprünglichen Wert annehmen muß (d.h. 0 dB parametrische Verstärkung für eine eingekoppelte Signalleistung von 1 pW), bestimmt. Um einen Oszillator mit einer geringen Schwelle zu erhalten (d.h. $< 10 \text{ mW}$ entsprechend $< 10 \text{ dBm}$) sollte die Spiegelreflektivität $> 90 \%$ sein. Es ist interessant, daß für Reflektivitäten $> 95 \%$ die Schwelle praktisch unabhängig von der Bauteillänge ist. Als resonante Struktur sollte ein parametrischer Oszillator eine besonders starke Abhängigkeit von den optischen Verlusten zeigen. Eine Rechnung (Abb. 1.29 rechts) für einen 9 cm langen Oszillator zeigt, daß die Schwelle für ein Bauteil mit hohen Verlusten $\alpha = 0.3 \text{ dB/cm}$ und niedriger Reflektivität $R \sim 50 \%$ die Schwelle im 100 mW (d.h. 20 dBm) Bereich liegt. Mit abnehmenden Verlusten bzw. zunehmender Reflektivität nimmt die Schwelle deutlich ab. Ein Oszillator mit 0.05 dB/cm optischen Verlusten und einer Reflektivität von 95 % sollte eine Schwelle von lediglich $\sim 1 \text{ mW}$ (bzw. 0 dBm) haben. Die Abb. 1.30 zeigt, daß die Schwellleistung nur geringfügig vom Arbeitspunkt abhängt.

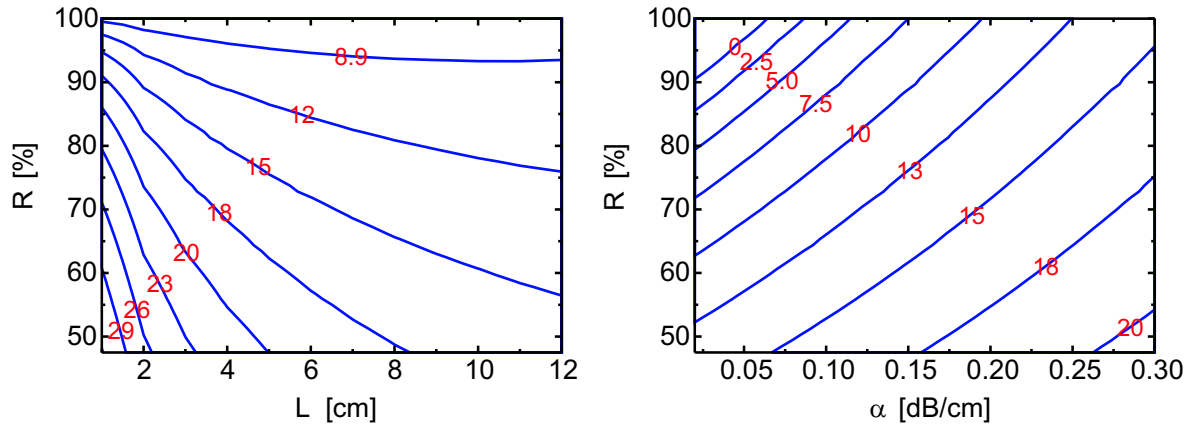


Abb. 1.29: Höhenliniendarstellung der Schwellpumpleistung (rote Zahlenwerte in der Einheit [dBm]) Links: als Funktion der Länge und Spiegelreflexion Rechts: als Funktion der optischen Wellenleiterverluste und Spiegelreflexion.

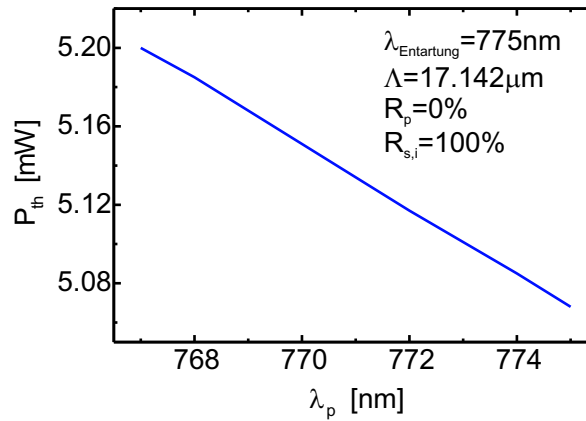


Abb. 1.30: Abhängigkeit der Schwelleistung vom Arbeitspunkt.

Leistungscharakteristik

Wie wir zuvor gesehen haben, lassen sich mit besonders langen und hochreflektierend verspiegelten Wellenleitern optisch parametrische Oszillatoren mit sehr niedrigen Schwelleistungen realisieren. Der wesentliche Nachteil derart optimierter Oszillatoren ist jedoch, daß wegen der hohen Verspiegelung bzw. optischen Verluste die ausgekoppelte Strahlungsleistung klein ist. Deshalb muß man für praktische Oszillatoren einen

Kompromiß zwischen niedriger Schwellleistung und ausreichender Ausgangsleistung schließen. Die durch Selbstkonsistenz bestimmte Signal-Ausgangsleistung ist in der Abb. 1.31 (links) in einer Höhenliniendarstellung als Funktion der Länge und Pumpleistung für einen Oszillator mit einer 75 % Verspiegelung wiedergegeben. Man erkennt, daß für kleine Pumpleistungen von bis zu ca. 100 mW und Längen von >4 cm das Verhalten praktisch unabhängig von Länge ist. Zu größeren Pumpleistungen verschiebt sich das Optimum zu kürzeren Oszillatoren. Bei einer Pumpleistung von 0.5 W sollte ein 2 cm langer Oszillator eine Signal-Ausgangsleistung von ca. 70 mW haben. Ein Kompromiß zwischen niedriger Pumpschwelle (~ 27 mW) und hoher Ausgangsleistung (~ 47 mW) wäre hier z.B. ein Oszillator mit 6 cm Länge.

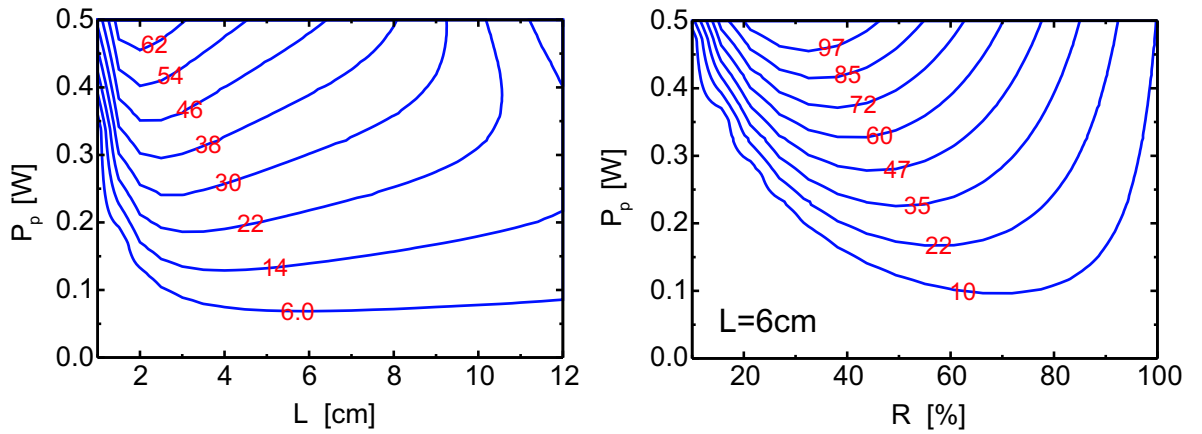


Abb. 1.31: Leistungscharakteristik der Signalstrahlung eines doppeltresonanten, optisch parametrischen Oszillators mit $\alpha_{s,i} = \alpha_p/2 = \alpha = 0.15$ dB/cm. Links: als Funktion der Länge und der Pumpleistung. Rechts: als Funktion der Reflektivität und Pumpleistung. Die Wertangaben (rot) haben die Einheit [mW].

Für einen 6 cm langen Wellenleiter wurde auch der Einfluß der Spiegelreflektivität und der Pumpleistung auf die Ausgangsleistung untersucht. Rein intuitiv erwartet man, daß wegen der sehr hohen optischen Verstärkung in einem nichtlinearen Wellenleiter die Reflektivität um so kleiner gewählt werden muß je größer die Pumpleistung ist. Dies wird auch anhand der Rechenergebnisse in der Abb. 1.31 (rechts) bestätigt. Hiernach erwartet man für eine Verspiegelung von 30 % die maximale Ausgangsleistung bei einer Pumpleistung von 0.5 W.

Kapitel 2

Herstellung und Charakterisierung periodisch gepolter Wellenleiter

Im vorhergehenden Kapitel haben wir gesehen, wie durch eine periodische Inversion der spontanen Festkörperlolarisation die relative Phasenbeziehung der wechselwirkenden Wellen korrigiert werden kann und somit zu einer effizienten Wellenlängenkonversion führt. In den 70er und 80er Jahren wurde eine Vielzahl verschiedener Methoden zur Herstellung periodisch gepolter Kristalle entwickelt. Zu den ältesten Methoden gehört das Aufeinanderstapeln dünner GaAs Platten [Tho76, Yoo95] und das direkte Wachstum aus einer Schmelze mit Hilfe des Czochralski-Zuchtverfahrens [Fen80, Fei85, Min82]. Eine größere Anzahl von Methoden macht sich Diffusionsprozesse, wie z.B. Protonenaustausch [Nak87, Zhu94] oder Titan-Eindiffusion [Miy79, Lim89, Web89], in Kombination mit einer Wärmebehandlung zunutze. Zu Beginn der 90er Jahre wurde die periodische Mikrodomäneninversion mit Hilfe eines Elektronenstrahls demonstriert [Key90, Ito91, Yam91, Nut92]. Allerdings waren die beschriebenen Flächen nie größer als 1 mm^2 . Neben diesen Methoden gab es noch weitere Verfahren, wie z.B. die Mikrodomäneninversion mit einem periodischen SiO_2 -Gitter und einer Wärmebehandlung [Fuj91] oder durch Ionenaustausch [Ege93]. Nachteilig bei allen Methoden war jedoch, daß die Homogenität der erzeugten Mikrodomänenstruktur sehr großen Schwankungen unterworfen war und diese in der Regel nur oberflächennah erzeugt werden konnten. Die Domäneninversion durch eine elektrische Feldpolung wurde zwar zum ersten Mal von Camlibel [Cam69] zur Bestimmung der spontanen Polarisation von LiNbO_3 verwendet, jedoch vergingen 24 Jahre bis Yamada et al. [Yam93] ein modulierte elektrisches Feld zur Herstellung einer periodischen Mikrodomäneninversion verwendeten. Damit wurde es möglich, eine Mikrodomänenstruktur mit einer guten Homogenität im gesamten Volumen des Materials herzustellen. Es war nun auch möglich, besonders großflächige,

periodisch gepolte Kristalle zu erzeugen. Eine effiziente Frequenzverdopplung in einem mit der elektrischen Feldpolung periodisch gepolten, protonenausgetauschten Wellenleiter in LiNbO_3 konnte erstmals von Kintaka et al. [Kin96] erfolgreich demonstriert werden. Im Gegensatz dazu blieb die von Amin et al. [Ami97] gemessene Konversionseffizienz in einem titandiffundierten Wellenleiter um mehr als einen Faktor 400 hinter der theoretischen Erwartung zurück, was auf eine zu diesem Zeitpunkt nicht ausgereifte Herstellungstechnologie schließen lässt. Eine Methode zur oberflächennahen Mikrodomänenstrukturierung in Y-Schnitt LiNbO_3 wurde von Janzen [Jan98] entwickelt.

In diesem Kapitel wird zunächst detailliert beschrieben, wie man mit Hilfe einer Mikrostrukturierung und Anlegen eines modulierten elektrischen Feldes periodisch gepoltes LiNbO_3 mit einer ausgezeichneten Homogenität erzeugt. Anschließend werden verschiedene Methoden zur mikroskopischen Sichtbarmachung der Mikrodomänen vorgestellt. Der letzte Teil beschreibt die Herstellung periodisch gepolter Ti:LiNbO_3 Wellenleiter. Hierbei wird auch eine optionale Dotierung des Substrates mit Erbium mitbezogen.

2.1 Periodische Feldpolung von LiNbO_3

Der erste Schritt zur Herstellung von periodisch gepoltem LiNbO_3 besteht darin, auf der +Z Seite eines LiNbO_3 Substrates eine periodische Elektrodenstruktur zu erzeugen (siehe Abb. 2.2). Als Ausgangsmaterial verwenden wir kongruent schmelzende Z-Schnitt LiNbO_3 -Wafer von Crystal Technology (Palo Alto, USA), welche mit Durchmessern von 3"-4" und einer Dicke von 0.5 mm kommerziell erhältlich sind. Im nächsten Schritt

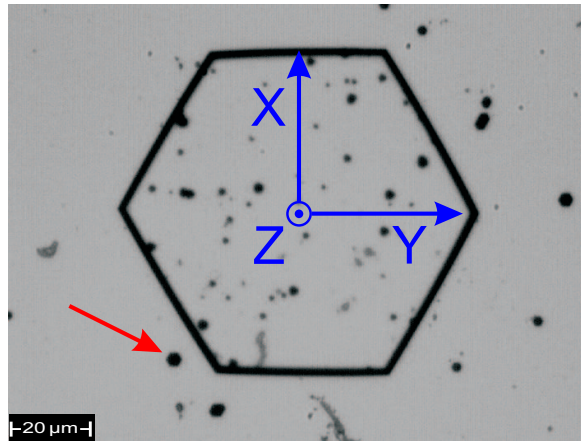


Abb. 2.1: Mikroskopische Aufnahme einer hexagonalen Mikrodomäne. Das Koordinatensystem gibt die kristallographischen Richtungen wieder. Bei den kleineren schwarzen Punkten (z.B. am roten Pfeil) handelt es sich ebenfalls um Mikrodomänen bzw. um Bereiche, die nicht gepolt wurden. Die Struktur wurde durch eine flächige Feldpolung mit unstrukturierten Elektroden hergestellt.

wird das Substrat mit einem ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ dicken Photolack (Typ: HPR504) belackt und gebacken. Die Gitterstruktur, welche letztlich die Domänenstruktur definiert, wird mittels Kontaktbelichtung mit einer elektronenstrahlgeschriebenen Chrommaske in den Photolack geschrieben. Das Chromgitter, das mit einer Genauigkeit von 20 nm hergestellt wird (Photronics MZD, Dresden), umschreibt dabei eine Fläche von bis zu $7 \times 90\text{ mm}^2$ und ist in der Regel in sechs ca. 1 mm breite Einzelgitter unterteilt. Wegen der hexagonalen Kristallstruktur und den damit verbundenen Vorzugsrichtungen für das Domänenwachstum verlaufen die Gitterstege in der kristallographischen Y-Richtung (siehe Abb. 2.1). Bei der Photolithographie ist darauf zu achten, daß die Berandungen der Photolackstrukturen möglichst scharf definiert werden. Unsauber definierte Strukturen führen sehr oft dazu, daß die Domänenqualität aufgrund von Streufeldern schlecht wird bzw. es wegen Feldspitzen zu elektrischen Durchschlägen kommt, wodurch das

Substrat im ungünstigsten Fall zerstört wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei prinzipiell unterschiedliche Typen von Elektroden-Strukturen realisiert: Metall- und Flüssigelektrolyt-Elektroden. Als Material für die Metallelektroden verwendeten wir zunächst sowohl Aluminium als auch Chrom. Dieses wurde mit einer Dicke von ca. 100 nm entweder aufgedampft oder aufgesputtert. Nach dem Lift-Off Prozeß wurde eine 1 μm dicke Photolackschicht aufgeschleudert, gebacken und anschließend photolithographisch eine Öffnung zum Metallgitter hergestellt. Der Photolack hat hierbei

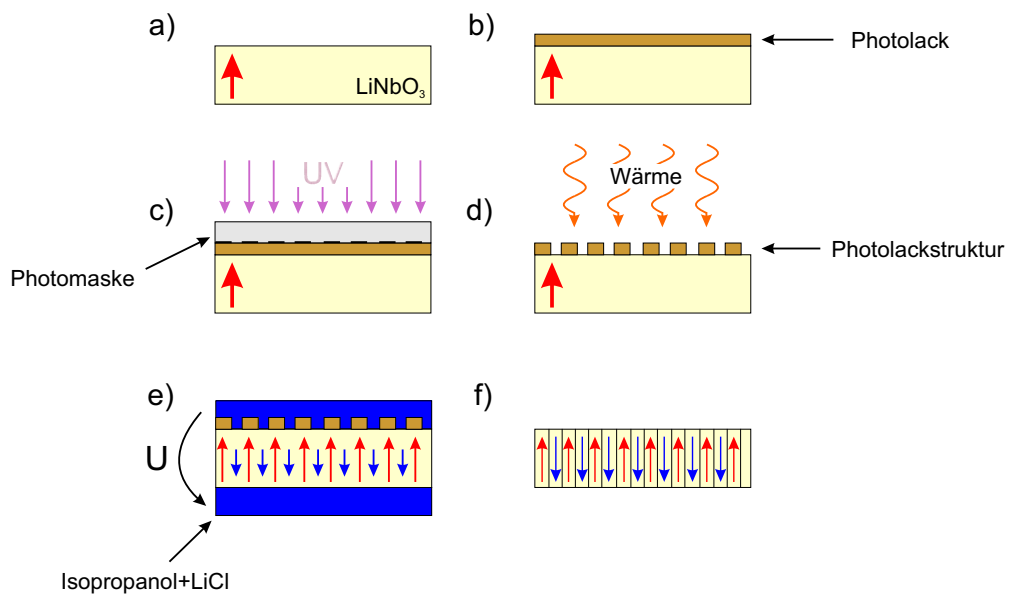


Abb. 2.2: Prozessschritte zur Herstellung einer periodischen Mikrodomänenstruktur in LiNbO_3 :

- Unbehandeltes Z-Schnitt LiNbO_3 -Substrat.
- Aufschleudern des Photolacks.
- Belichtung des Photolacks durch direkten Kontakt zwischen Photomaske und Substrat.
- Aushärten des Photolacks bei hohen Temperaturen.
- Elektrische Feldpolung mit Lithium-Chlorid Flüssigelektroden.
- Periodisch gepoltes Substrat nach der Entfernung des Photolacks.

die Funktion, die Zwischenräume der einzelnen Elektroden zu isolieren, um somit ein Domänenwachstum zwischen den Gitterlinien zu verhindern. Der Kontakt zum äußeren elektrischen Schaltkreis wurde mittels eines Elektrolyten, der aus in deionisiertem Wasser gelösten LiCl besteht, bewerkstelligt. Die rückseitige Elektrode wurde durch eine unstrukturierte Flüssigelektrode gebildet. Die Verwendung von Metallelektroden hat sich jedoch im Nachhinein als nachteilig erwiesen, weil es sich gezeigt hat, daß

das Metall mit LiNbO_3 eine chemische Reaktion eingeht. Insbesondere an den Stellen, wo zuvor zur Wellenleiterherstellung Titan eindiffundiert worden ist, zeigte sich eine deutliche Verfärbung der Oberfläche (Abb. 2.3), die sich auch mit aggressiver Säure (konzentrierte $\text{HF}:\text{HNO}_3$ -Säure) nicht mehr entfernen ließ. Es handelte sich hierbei

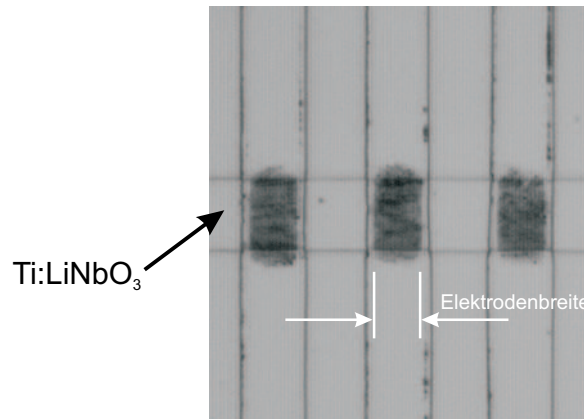


Abb. 2.3: Dunkelfärbung titandiffundierter Bereiche, die zuvor mit einem Metall bedeckt waren.

wahrscheinlich um auf der Oberfläche verbliebene Metalloxide. Da die durch das Metall verursachten Oberflächenschäden zu erhöhten Wellenleiterverlusten bzw. anderen unerwünschten Effekten führen könnte, wurden Metallelektroden zugunsten von reinen Flüssigelektroden aufgegeben. Bei diesem Typ bildet das photolithographisch definierte Photolackgitter zusammen mit einem Flüssigelektrolyten das periodische Elektrogitter [Web94]. Der Photolack wird bei dieser Methode zusätzlich hart gebacken, damit die Moleküle vollständig miteinander vernetzt werden. Dies wird erreicht, indem man in Schritten von 20°C die Temperatur von 80°C bis 180°C erhöht und die Temperatur bei jeder Einstellung jeweils für eine halbe Stunde konstant hält. Auf der -Z Fläche verwendet man wie zuvor bei den Metallelektroden einen unstruturierten Elektrolyten. Im Rahmen der Arbeit wurden verschiedene Elektrolyten getestet, wie z. B. LiCl in Leitungs- und deionisiertem Wasser bzw. LiCl in Alkohol oder Methanol. Es hat sich letztlich herausgestellt, daß in Isopropanol gelöstes LiCl die besten Eigenschaften hat, da mit diesem eine signifikante Reduzierung elektrischer Durchschläge festgestellt werden konnte. Der Grund für dieses Verhalten liegt wahrscheinlich in der wesentlich kleineren Oberflächenspannung von Isopropanol gegenüber Wasser. Der Elektrolyt bildet gleichzeitig eine Isopotentialfläche. Diese Fläche kontrolliert die Streufelder an den Kanten der Gitterlinien, was zu einem gleichförmigeren Domänenwachstum führt

[Mye95]. Das derart präparierte Substrat wird während des Polungsprozesses zwischen zwei O-Ringen in einer Plexiglasanordnung fixiert (Abb. 2.4). Die Halterung besitzt zwei Kammern und Zuführungsöffnungen, in die der Elektrolyt eingefüllt werden kann. Um elektrische Überschlüsse um die Probe herum zu verhindern, werden ausschließlich O-Ringe aus Silikonkautschuk, die also keinen Kohlenstoff enthalten, verwendet. Zum selben Zweck wird in einer äußeren Kammer um das Substrat herum Diffusionspumpenöl eingefüllt. Damit Luftblasen, die möglicherweise beim Einfüllen des Elektrolyten

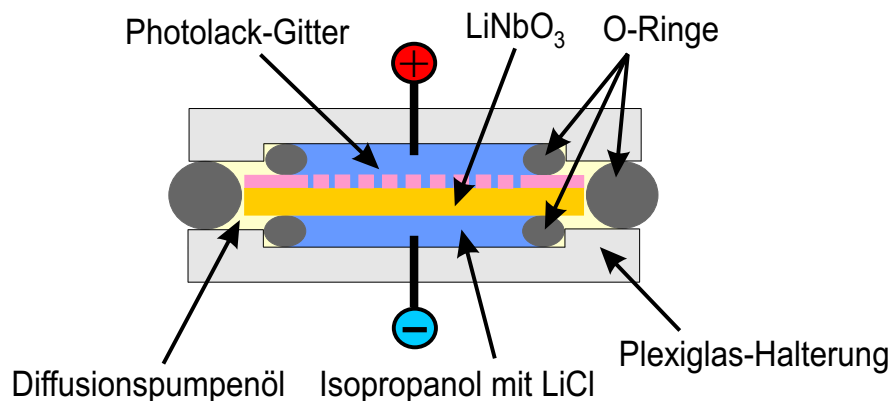


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Polungshalterung mit einem fixierten Substrat.

an den Photolackstrukturen hängengeblieben sind, verhindert werden, wird nach Abschluß der Polungsvorbereitungen die Luft in einer kleinen Kammer, in der sich die Polungshalterung befindet, kurzzeitig abgepumpt.

Die Abbildung 2.5 zeigt den elektrischen Polungsschaltkreis mit dem kontaktierten LiNbO₃ Substrat. Das positive Potential der Spannungsversorgung ist mit der photolackstrukturierten +Z Seite und die Masse mit der -Z Seite des Substrates verbunden. Ein Vorwiderstand R_S dient zur Strombegrenzung. Um während des Polungsvorganges den zeitlichen Stromverlauf aufnehmen zu können, wurde in Reihe zum Substrat ein geeigneter Meßwiderstand eingesetzt. Zusätzlich wird mit einem parallelgeschalteten Spannungsteiler (Teilverhältnis: 1:2000) der Spannungsverlauf aufgenommen. Die an den Widerständen abfallenden Spannungswerte werden mit einer PC-Meßkarte und einem Computer aufgenommen. Mit einer selbstentwickelten Meß- und Regelungssoftware kann der genaue Ablauf der Polung vorgegeben bzw. gemessen werden.

Gestartet wird der Polungsvorgang (siehe Abb. 2.6), indem mit einer Steigung von 7-10 kV/s eine Spannungsrampe am Substrat hochgefahren wird. Die Domäneninversion beginnt, wenn die Feldstärke den Wert der Koerzitivfeldstärke von LiNbO₃ (21 kV/mm)

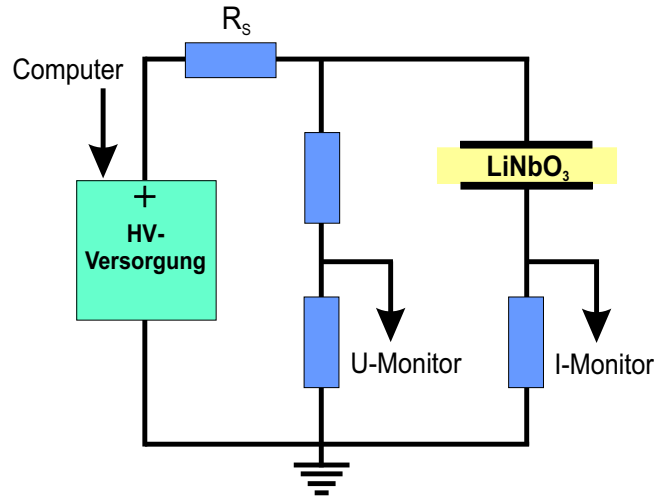


Abb. 2.5: Elektrischer Schaltkreis für die Polung.

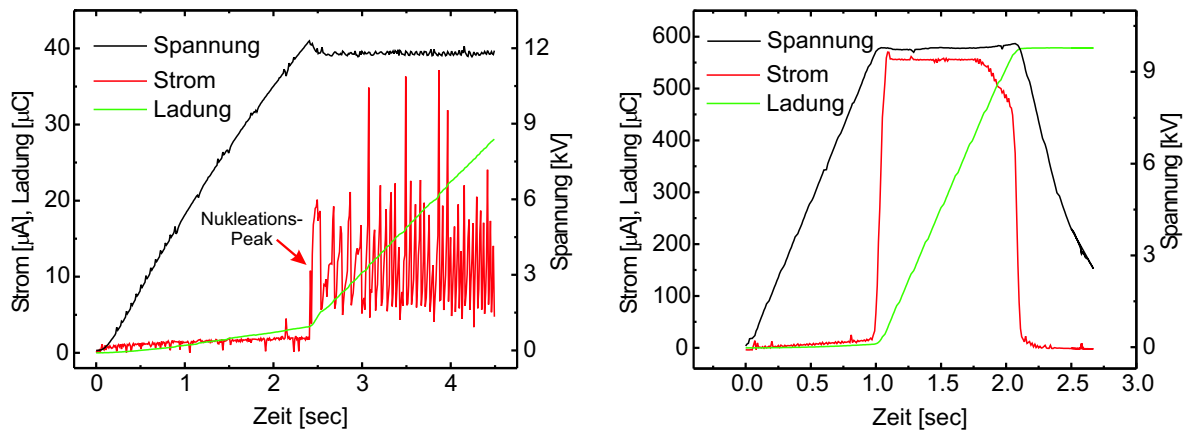


Abb. 2.6: Zeitliche Entwicklung von Spannung, Strom und Ladung während einer periodischen Polung. Links: Polungsverlauf für eine kleinflächige Probe ohne zusätzlichen zum Strommonitor parallelgeschalteten Kondensator. Man erkennt einen stark fluktuierenden Strom. Rechts: Verlauf bei einer großflächigen Probe mit einem parallelgeschalteten Kondensator.

übersteigt. Für ein 0.5 mm dickes Substrat entspricht dies einer angelegten Spannung von 10.5 kV. Im mikroskopischen Bild kommt die Domäneninversion dadurch zustande, daß eine stabile Form der Domänenorientierung in eine andere überführt wird. Der Unterschied besteht darin, daß die Polarität einer ferroelektrischen Domäne durch den Abstand der Metallionen ober- und unterhalb der Sauerstoffebenen bestimmt ist (siehe Abb. 2.7). Im ersten Moment der Domäneninversion beobachtet man im Stromverlauf

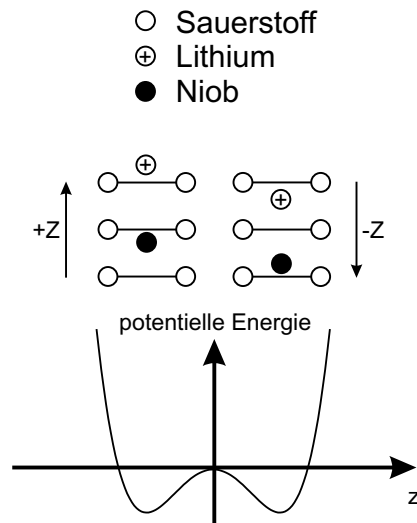


Abb. 2.7: Qualitatives Bild der Polarisationsorientierung bei LiNbO_3 .

eine Überhöhung. Dies kommt durch die Bildung einer großen Anzahl von Keimen auf der $+Z$ Seite zustande, die zuerst an den Ecken des Elektrodengitters und anschließend entlang der Domänenwachstumsrichtung unter den Elektrodenberandungen entstehen (siehe Abb. 2.8). Das Wachstum in Z -Richtung erfolgt praktisch instantan mit einer

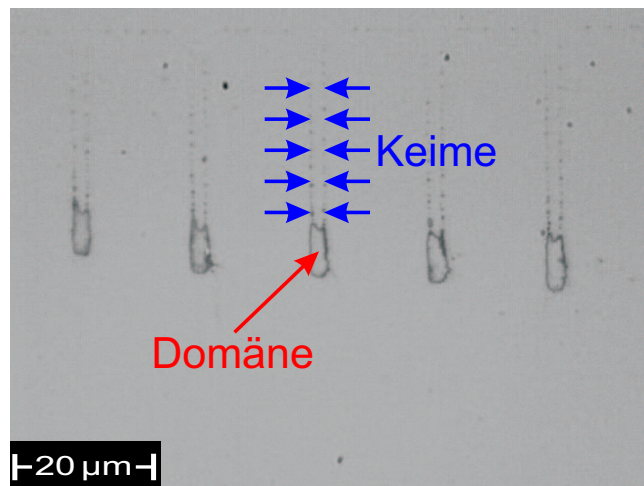


Abb. 2.8: Entstehung von Keimen und Domänen in einer Frühphase der periodischen Polung.

Geschwindigkeit von $v_z \sim 0.1 \dots 1 \text{ m/s}$ [Mil98], so daß der zeitliche Polungsverlauf im wesentlichen das Wachstum in X - und Y -Richtung wiedergibt. Verursacht durch

Nukleationen, ruckartige Bewegungen und sich schnell ändernde Wachstumsgeschwindigkeiten der Domänen, kommt es zu einem pulsartigen Stromverlauf (siehe Abb. 2.6 links). Dieses Verhalten ist auch als Barkhausen Effekt bekannt. Um den Stromverlauf zu glätten, wurde bei allen weiteren Polungen zum Strommonitor ein Kondensator parallelgeschaltet. Die Zeitkonstante des RC-Gliedes wurde mit 20 ms so klein gewählt, daß sich der Polungsablauf immer noch sehr genau steuern läßt. Während der gesamten Polung steuert die Regelsoftware den Spannungswert derart, daß ein konstanter Strom fließt. Hierbei hat sich gezeigt, daß die Stromdichte nicht zu hoch gewählt werden sollte. Bei unseren Versuchen konnten bei einer Stromdichte von $1 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ sehr gute Polungs-Ergebnisse erzielt werden. Als Abschaltkriterium für den Polungsprozeß dient die während des Vorganges geflossene Ladungsmenge, die durch zeitliche Integration des Stromes ermittelt wird. Die Ladung, die fließen muß, um eine Fläche A zu polen, läßt sich durch die Beziehung $Q = 2P_s A$, mit $P_s = 80 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ dem Wert der spontanen Polarisation, berechnen. Der Faktor 2 berücksichtigt die Umkehrung der Polarität. Da die Domänen stets etwa $3\text{-}4 \mu\text{m}$ über die Bereiche, die durch die Elektroden definiert sind, hinauswachsen, muß man dies beim Entwurf der Elektrodenstruktur berücksichtigen. Für das optimale Breitenverhältnis der beiden Domänenorientierungen von 1:1 wird i.d.R. für Periodizitäten unterhalb von $10 \mu\text{m}$ ein Verhältnis Elektrodenbreite zu Periode von ≤ 0.27 verwendet. Für Perioden um $17 \mu\text{m}$ wird ein Verhältnis von 0.33 und für Periodizitäten um $30 \mu\text{m}$ ein solches von 0.39 verwendet. Um sicherzustellen, daß möglichst die gesamte Fläche gepolt wird, wird immer etwas länger gepolt als dies eigentlich theoretisch notwendig wäre. Hierzu wird bei uns immer eine gegenüber der theoretischen Berechnung 10 % höhere Ladungsmenge angenommen ($P_s = 88 \mu\text{C}/\text{cm}^2$). Sobald diese Ladungsmenge geflossen ist, wird die Polung beendet. Da die Domänen etwa 50 ms für ihre Stabilisierung benötigen [Mye95] und in dieser Zeit zurückklappen könnten, erfolgt der Abbruch nicht abrupt sondern durch relativ sanftes Herunterfahren der Spannung. Dies geschieht mit einer Rate von 10-20 kV/s. Erst, wenn ein bestimmter Spannungswert unterschritten wird, wird zusätzlich ein Hochspannungsschalter geöffnet.

2.2 Mikroskopische Charakterisierung

Nach der elektrischen Feldpolung kann mittels verschiedener Verfahren die Mikrodomänenstruktur sichtbar gemacht werden. Zu den Methoden, die bei uns eingesetzt werden, gehören:

- Polarisationsmikroskopie
- Dekorierung mit Kopierer-Toner
- selektives Ätzen in HF:HNO_3
- konfokale Frequenzverdopplungs-Mikroskopie mit einem Laser-Scan-Mikroskop

Diese Methoden werden nun im einzelnen mit ihren spezifischen Vor- und Nachteilen vorgestellt.

Polarisationsmikroskopie

Betrachtet man in einem Mikroskop ein frisch periodisch gepoltes Substrat unter gekreuzten Polarisatoren, so kann eine ausgeprägte Intensitätsvariation, deren Struktur mit der periodischen Mikrodomänenstruktur korrespondiert, beobachtet werden (Abb. 2.9). Der Effekt kommt durch eine in den Domänen induzierte Doppelbrechung zustande. Diese hat ihren Ursprung in elektrischen Feldern, welche durch verbliebene Ladungen an den Domänenwänden hervorgerufen werden, und in mechanischen Spannungen. Bereiche, die nicht gepolt wurden, zeigen auch keine Intensitätsvariationen. In unserem Herstellungsprozeß benutzen wir deshalb diesen Effekt, um eine erste rein qualitative Beurteilung der Polung durchzuführen. Quantitativ erhält man letztlich nur Information darüber, welche Bereiche der Probe periodisch gepolt worden sind und welche nicht. Da die induzierten Brechzahlvariationen bei phasenempfindlichen Experimenten zu unerwünschten Störungen führen und überdies die optischen Ausbreitungsverluste erhöhen würden, müssen diese vor der weiteren Verwendung rückgängig gemacht werden. Dies wird erreicht, indem man die Proben über einen Zeitraum von mehreren Stunden ($> 2\text{ h}$) bei einer deutlich erhöhten Temperatur ($> 120^\circ\text{C}$) tempert. Nach der Temperung kann mit der Polarisationsmikroskopie keine Intensitätsvariation mehr beobachtet werden.

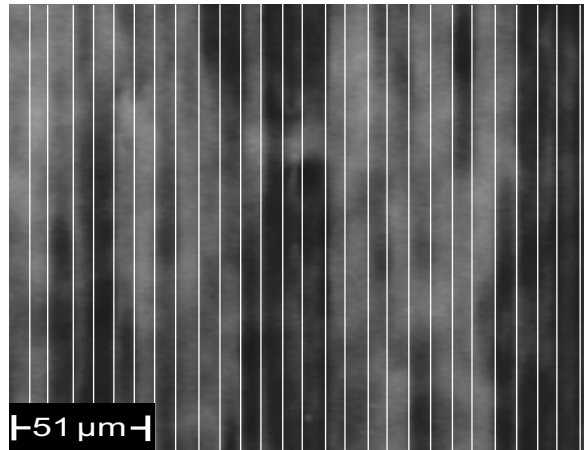


Abb. 2.9: Mikroskopische Aufnahme eines gepolten Substrates (Periode $17\mu\text{m}$) unter gekreuzten Polarisatoren. Die (nachträglich eingezeichneten) weißen Linien kennzeichnen den Verlauf der Mikrodomänengrenzen.

Toner-Dekoration

Eine weitere Methode zur Sichtbarmachung beruht auf dem pyroelektrischen Effekt. Hierbei wird das periodisch gepolte Substrat in Benzin gelegt und anschließend erwärmt. Durch den pyroelektrischen Effekt werden die Oberflächen der in unterschiedliche Richtungen orientierten Domänen verschieden elektrisch geladen. So wird bei Erwärmung eine $+Z$ orientierte Fläche negativ und eine $-Z$ Fläche positiv geladen. Gibt man nun in das Benzin zusätzlich Positiv-Kopierertoner hinzu, so werden dessen negativ geladene Teilchen von den positiv geladenen Domänen angezogen und schlagen sich dort nieder. Es hat sich jedoch relativ schnell gezeigt, daß diese Methode recht unzuverlässig arbeitet. Die Abb. 2.10 zeigt eine mit Toner dekorierte Oberfläche. Man erkennt deutlich, daß manche Bereiche, obwohl diese Mikrodomänen aufwiesen, nur schwach oder gar nicht mit Toner bedeckt wurden. Ferner gibt die Breite der Dekoration nicht die tatsächliche Domänenbreite wieder, da die Tonerteilchen von benachbarten, gleichnamig geladenen Bereichen abgestoßen werden.

Selektives Ätzen

Die Sichtbarmachung der Mikrodomänen durch selektives Ätzen beruht darauf, daß bei LiNbO_3 nur die $-Z$ Flächen chemisch angegriffen wird. Als Säure verwendet man eine Mischung aus 2 Teilen konzentrierter Salpetersäure (HNO_3) und einem Teil konzentrierter Flußsäure (HF). Um die Aggressivität zu reduzieren, wird die Säure im

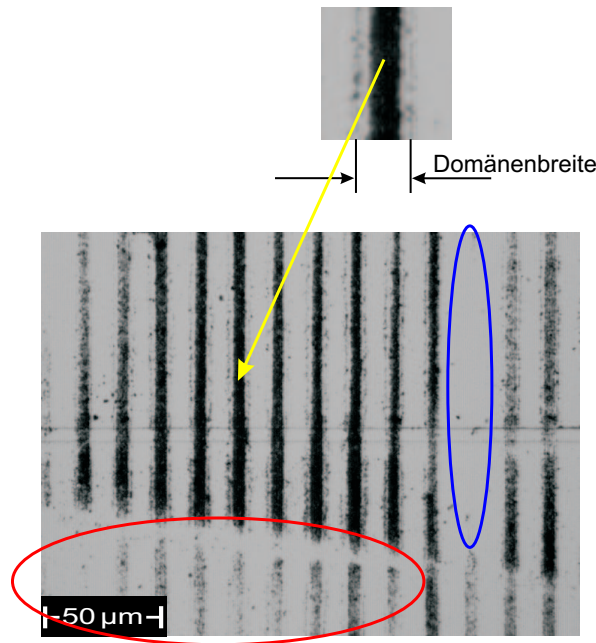


Abb. 2.10: Mit Kopierertoner dekorierte, periodisch gepolte Probe. Es zeigen sich Stellen, die nur schwach (rot umrandet) bzw. nicht (blau umrandet) mit Toner dekoriert wurden. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt, daß die Breite der Tonerdekoration nicht der tatsächlichen Domänenbreite entspricht.

Verhältnis 1 : 10 mit Wasser verdünnt. Für die Sichtbarmachung genügt es, die Probe für 5 Minuten in die Säure zu legen. Anschließend läßt sich die Mikrodomänenstruktur mit Hilfe des Differenz-Interferenzkontrast-Verfahrens mit einem Mikroskop betrachten. Das selektive Ätzen ist trotz seiner destruktiven Funktionsweise das bei weitem am häufigsten angewandte Verfahren, da es insbesondere bei großen Flächen schnell und absolut zuverlässig funktioniert. Die Abb. 2.11 zeigt Aufnahmen selektiv geätzter Oberflächen eines periodisch gepolten LiNbO_3 Substrates. Hier zeigt sich besonders deutlich, daß sich die Domänenstruktur auf der zuvor photolackstrukturierten +Z Fläche deutlich definierter ausbildete als auf der unstrukturierten Seite, was daran liegt, daß das Domänenwachstum auf der +Z Seite beginnt. Die Ansicht der Y-Fläche zeigt, daß die Mikrodomänen trotz eines Längen zu Tiefenverhältnisses von 1 : 30 fast senkrecht, d.h. mit nur kleinen Richtungsabweichungen und Verbreiterungen, durch das Substrat wachsen. Dies liegt daran, daß die Wachstumsgeschwindigkeit in die Tiefe (Z-Richtung) 100 bis 1000 mal größer ist als das Wachstum der Domänenwand in X-Richtung [Mil98].

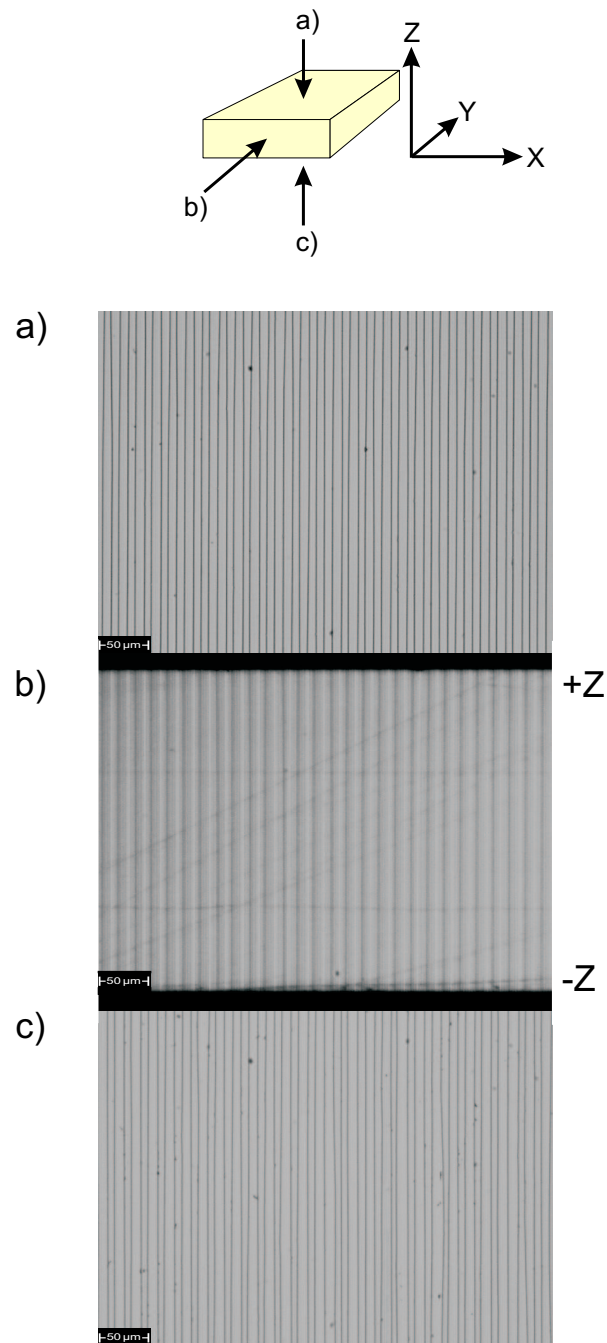


Abb. 2.11: Mikroskopische Aufnahmen eines periodisch gepolten LiNbO_3 Substrates nach einer selektiven Ätzung in HF:HNO_3 . Das Koordinatensystem gibt die Kristallorientierung wieder.

a) +Z Fläche b) Y Fläche c) -Z Fläche

Nichtlineare Mikroskopie

Die bisher vorgestellten Methoden zur Sichtbarmachung der Mikrodomänenstruktur haben spezifische Nachteile. Sie funktionieren entweder unzuverlässig (Toner-Dekoration), sind nur schwierig zu interpretieren (Polarisationsmikroskop) oder beschädigen die Oberfläche (selektives Ätzen). Alle Methoden haben den gemeinsamen Nachteil, daß sie kaum quantitative Aussagen über die Domänenstruktur in der Tiefe liefern. Als alternatives Mikroskopieverfahren wurde deshalb erstmalig die Frequenzverdopplungsmikroskopie eingesetzt. Ein scannendes, konfokales Zwei-Photonen-Mikroskop sollte eine zuverlässige, zerstörungsfreie und tiefen aufgelöste Charakterisierung der periodischen Mikrodomänenstruktur erlauben.

In Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Flörsheimer (Lehrstuhl Fuchs, Universität Münster) sowie Kubitscheck (ebenfalls Münster) wurden periodisch gepolte LiNbO_3 Proben untersucht. Das Mikroskop war ein kommerziell erhältliches, konfokales Zwei-Photonen-Mikroskop (LSM 410, Carl Zeiss). Als Lichtquelle wurde ein Kurzpuls Titan-Saphir Laser (Tsunami, Spectra Physics), der von einem frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser gepumpt wird, verwendet. Die Pulswiederholrate betrug 82 MHz und die Pulsdauer 80 fs. Die durchschnittliche Laserleistung bei einer Wellenlänge von 820 nm war 500 mW, so daß die Pulsspitzenleistung 67 kW betrug. Wegen der sehr hohen optischen Verluste im Strahlengang reduzierte sich die Leistung um 95 %, wodurch durchschnittlich nur 25 mW zur Verfügung standen. Der Laserfokus wird in lateraler Richtung mit einem galvanometrischen Spiegel und in vertikaler Richtung durch eine Höhenverstellung des Probentisches verschoben. Für die Aufnahmen wurde die von der Probe zurückgestreute zweite Harmonische verwendet. Hierzu wurde zusätzlich ein geeigneter dichroitischer Spiegel in den Strahlengang eingebaut. Die zweite Harmonische wurde mit einem Photomultiplier detektiert. Das Auflösungsvermögen wurde durch die Halbwertsbreite der Zwei-Photonen Fluoreszenz von markierten Latex-Kügelchen bestimmt. In lateraler Richtung konnte das Auflösungsvermögen zu 360 nm und in vertikaler Richtung zu 870 nm bestimmt werden. Als Probe verwendeten wir ein periodisch gepoltes Z-Schnitt LiNbO_3 Substrat. Die Polungsperiode betrug $30 \mu\text{m}$. Die Orientierung wurde so gewählt, daß der Laserstrahl orthogonal zur Y-Fläche des Substrates ausgerichtet war. Die Polarisation des Lasers war parallel zur Z-Achse eingestellt, damit der größte nichtlineare Koeffizient ausgenutzt werden konnte. Die Abbildung 2.12 zeigt eine Serie von Höhen-Schnittaufnahmen. Gestartet wurde die Serie etwa $1 \mu\text{m}$ oberhalb der Substratoberfläche. Bei den folgenden Aufnahmen wurde der Laserfokus um jeweils $0.5 \mu\text{m}$ in das Substrat hineinbewegt. Sobald man sich mit der Fokusebene auf der Oberfläche

befindet (Höhe zwischen 0.5 und $-0.5\text{ }\mu\text{m}$), wird wegen der Symmetriebrechung zwischen Luft und LiNbO_3 eine starke zweite Harmonische beobachtet. Darüberhinaus kann man bereits Ansätze scharfer Linien, die einen Abstand von der halben Mikrodomänenperiode haben, erkennen. In einer noch größeren Tiefe verschwindet das starke Signal von der Symmetriebrechung. Es verbleiben jedoch die sehr scharfen und hellen Streifen. Bei dem hierbei detektierten Licht handelt es sich wahrscheinlich um in Vorwärtsrichtung generiertes frequenzverdoppeltes Licht, welches an Rauigkeiten in der Mikrodomänenwand rückgestreut wurde. Wegen der sehr kurzen Kohärenzlänge und der zufälligen Verteilung der Streuzentren addieren sich alle Einzelbeiträge in inkohärenter Weise zum Gesamtsignal.

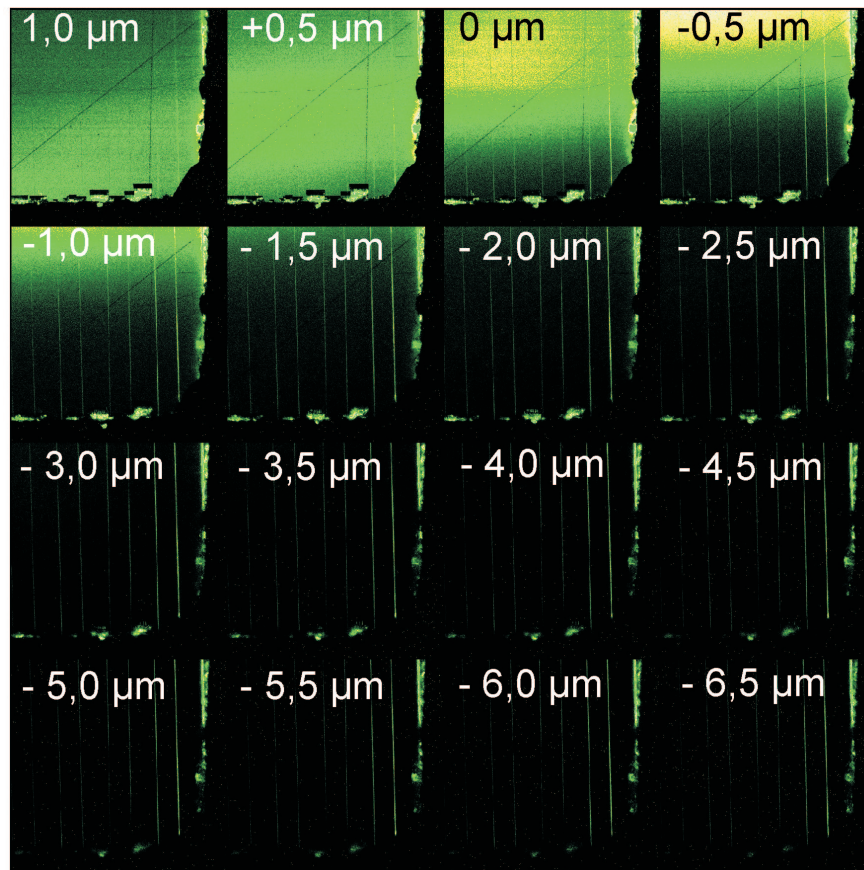


Abb. 2.12: Mit einem konfokalen Zwei-Photonen-Mikroskop aufgenommene Höhen-schnitte der Y-Fläche eines periodisch gepolten LiNbO_3 -Substrats. Die Zahlenangaben geben die Distanz des Laserfokus von der Probenoberfläche an.

Lochblende abgebildet und mit einem Photomultiplier detektiert. Um störende Hintergrundstrahlung zu unterdrücken, wurden in den Strahlengang zwei schmalbandige Filter mit einer maximalen Transmission bei 532 nm eingesetzt. Neben dem nichtlinearen Betrieb ist es auch möglich, das Mikroskop als lineares Laser-Mikroskop zu verwenden. Hierzu kann optional mit einem dichroitischen Spiegel ein He-Ne-Laser bei 632 nm in den Strahlengang eingekoppelt werden. Wie im nichtlinearen Betrieb wird das von der Probe rückreflektierte Licht (jetzt ohne Filter) detektiert. Die Abbildung 2.14 zeigt zwei Aufnahmen der Z-Fläche von periodisch gepolten Substraten im nichtlinearen Betriebsmodus. Im linken Bild ist eine Aufnahme von einer Mikrodomänenstruktur mit einer Periodizität von $17\text{ }\mu\text{m}$ zu sehen. Neben den periodisch gepolten Bereichen kann man auch solche erkennen, die offenbar eindomänig geblieben sind, d. h. während des Polungsprozesses nicht invertiert sind. Rechts sieht man einen vergrößerten Ausschnitt derselben Probe. Man sieht deutlich dunkle vertikale Streifen, die mit den Domänenwänden korrespondieren. Der deutliche Kontrastunterschied zwischen den Domänen unterschiedlicher Orientierung kommt dadurch zustande, daß dort zuvor für die Feldpolung die Oberfläche mit einem Metall bedeckt war. Eine nach der Entfernung des Metalls verbliebene Oxidschicht ist höchstwahrscheinlich der Grund für das erhöhte Signal.

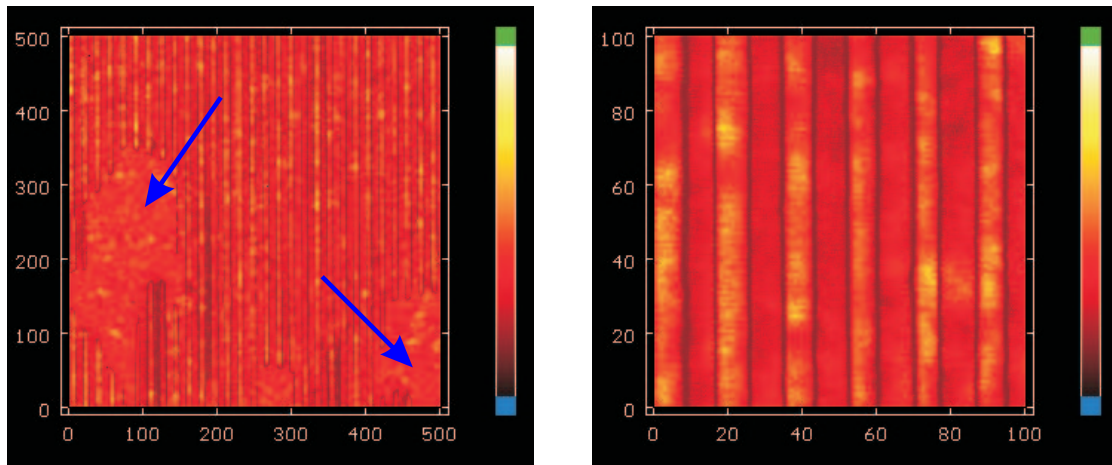


Abb. 2.14: Aufnahmen des Laser-Scan-Mikroskops im nichtlinearen Betrieb. Links: periodisch gepolte Bereiche mit einem Defekt (blaue Pfeile). Rechts: Aufnahme über einen kleineren Bereich.

2.3 Periodische Polung von Ti:LiNbO₃ und Ti:Er:LiNbO₃-Wellenleiter

Bei der Herstellung titandiffundierter Wellenleiter in LiNbO₃ wurde eine Technologie verwendet, die sich in unserer Arbeitsgruppe seit vielen Jahren etabliert hat und die zu Wellenleitern mit sehr guter Homogenität und niedrigen Ausbreitungsverlusten führt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur Untersuchung quasi-phasenangepaßter Frequenzkonversionsprozesse undotierte periodisch gepolte Ti:LiNbO₃-Wellenleiter verwendet. Da sich mit Hilfe einer zusätzlichen Erbium-Dotierung verstärkende oder sogar laseraktive Bauteile im 1.5 μ m Wellenlängenbereich herstellen lassen [Bri94], lag es nahe, quasi-phasenangepaßte Wellenlängenkonverter mit Selten-Erd dotierten Wellenleiterstrukturen zu kombinieren.

Bei der Herstellung geht man von kongruenten, eindomänigen Z-Schnitt LiNbO₃ Wafern mit einem Durchmesser von 3" bis 4" aus. Zur Herstellung von periodisch gepoltem LiNbO₃ hat es sich herausgestellt, daß es von Vorteil ist, Substrate mit einer Dicke von 0.5 mm zu verwenden. Die Wafer werden mit einer Kristallsäge in 12 mm breite Proben zerteilt, wobei wegen der hexagonalen Kristallstruktur der Schnitt in der kristallographischen X-Richtung verlaufen muß. Die Dotierung von LiNbO₃ mit Erbium erfolgt dadurch, daß zunächst mit einem Elektronenstrahlverdampfer unter Ultrahochvakuum eine 30 nm dicke Erbienschicht auf die -Z Fläche des Substrates aufgedampft wird (siehe Abb. 2.16). Wegen der niedrigen Diffusivität des Erbiums in LiNbO₃ muß anschließend die Diffusion möglichst nahe der Curie-Temperatur (1142 °C) über lange Zeiten stattfinden. In dieser Arbeit wurde das Erbium über 150 Stunden bei einer Temperatur von 1130 °C in einer trockenen Argon-Atmosphäre mit einer anschließenden Reoxidation des LiNbO₃ in reinem Sauerstoff durchgeführt. Die Diffusion findet in einer dicht geschlossenen Platin-Schachtel statt, da sich sonst durch die Ausdiffusion von Li₂O ein unerwünschter Ausdiffusionswellenleiter, der sich besonders stark auf TM-polarisierte Moden auswirkt, bilden würde [Bri94]. Während des Diffusionsprozesses oxidiert das Erbium zunächst zu Er₂O₃, welches dann die Erbium-Quelle beim Diffusionsprozeß darstellt. Auf diese Weise erhält man ein Erbium-Diffusionsprofil mit einer hinreichenden Eindringtiefe, um einen guten Überlapp mit dem Modenprofil des Wellenleiters zu gewährleisten. Wie bereits von Brinkmann [Bri94] beschrieben, kann nach der Diffusion bei der Untersuchung der Oberflächenbeschaffenheit mit einem Differential-Interferenzkontrast-Mikroskop eine deutliche Punktstruktur der Erbium-dotierten Proben beobachtet werden (siehe Abb. 2.15). Bei diesen Körnern handelt es

sich wahrscheinlich um übriggebliebene Erbium-Mischoxide, die während des Diffusionsprozesses nicht eindiffundiert wurden.

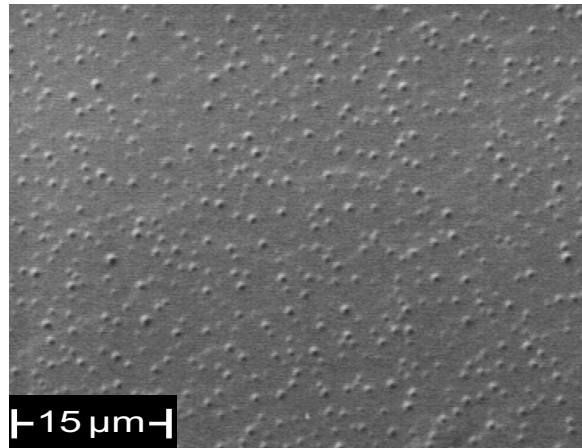


Abb. 2.15: Differential-Interferenzkontrast Aufnahme einer mit Erbium dotierten LiNbO_3 -Oberflächenschicht.

Titandiffundierte Wellenleiter in LiNbO_3 werden hergestellt, indem zunächst unter Ultrahochvakuum mit einem Elektronenstrahlverdampfer eine 98 nm dicke Schicht mit hochreinem Titan auf die zuvor mit Erbium diffusionsdotierte Substratoberfläche aufgedampft wird (siehe Abb. 2.16). Nach Aufschleudern des Photolacks und anschließender Photolithographie und Entwicklung, erhält man nach einer naßchemischen Ätzung in 1 %-iger HF:HNO_3 Säure $7\text{ }\mu\text{m}$ breite Titanstreifen, die in einem Abstand von $200\text{ }\mu\text{m}$ parallel zueinander verlaufen. Die Wahl der Titanschichtdicke und die Breite gewährleistet, daß die Wellenleiter nach der Eindiffusion im Wellenlängenbereich um $1.55\text{ }\mu\text{m}$ einmodig sind. Nach einer mikroskopischen Überprüfung der Titan-Streifenbreite und Dicke erfolgt die Eindiffusion des Titans in die Substratoberfläche. Dies geschieht bei einer Temperatur von $1060\text{ }^\circ\text{C}$ in einer Argon-Inertgasumgebung über einen Zeitraum von 7.5 Stunden. Anschließend wird das Substrat in einer reinen Sauerstoff-Atmosphäre während einer Stunde bei derselben Temperatur reoxidiert. Wie zuvor bei der Eindiffusion von Erbium muß der Prozeß in einer dichten Platin-Box stattfinden, um möglichst eine Ausdiffusion von Li_2O zu verhindern.

Anschließende Untersuchungen der Domänenstruktur kamen stets zu dem Ergebnis, daß sich auf der +Z Seite eine flächige, domäneninvertierte Schicht bildet (Abb. 2.17). Die Dicke der domäneninvertierten Schicht beträgt für undotierte Proben etwa $2\text{ }\mu\text{m}$ und für Erbium dotierte Proben etwa $10\text{ }\mu\text{m}$. Obwohl diese Schichtdicke im Vergleich

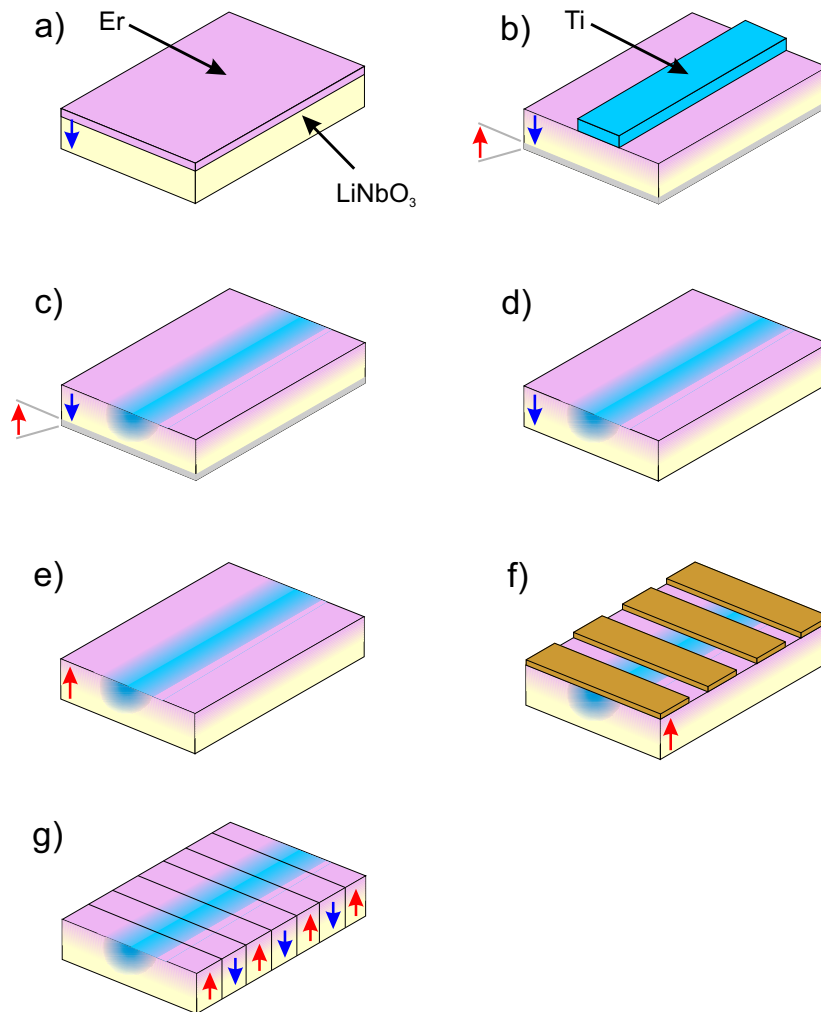


Abb. 2.16: Prozessschritte zur Herstellung periodisch gepolter, titandiffundierter Wellenleiter in Er:LiNbO₃. Die blauen und roten Pfeile geben die Richtung der spontanen Festkörperpolarisation an.

- a) Aufdampfen einer Erbium-Schicht auf die -Z Fläche
- b) Eindiffusion der Erbium-Schicht und photolithographische Definition eines Titanstreifens.
- c) Eindiffusion des Titans.
- d) Abschleifen einer domäneninvertierten Schicht auf der +Z Seite.
- e) Invertierung der spontanen Polarisation über die gesamte Substratfläche
- f) Photolithographische Herstellung einer periodischen Photolackstruktur
- g) Periodische Feldpolung

zur Dicke des Substrates sehr klein ist, verhindert diese jegliche feldinduzierte Domäneninversion. Der hierfür verantwortliche Mechanismus konnte bis heute nicht ge-

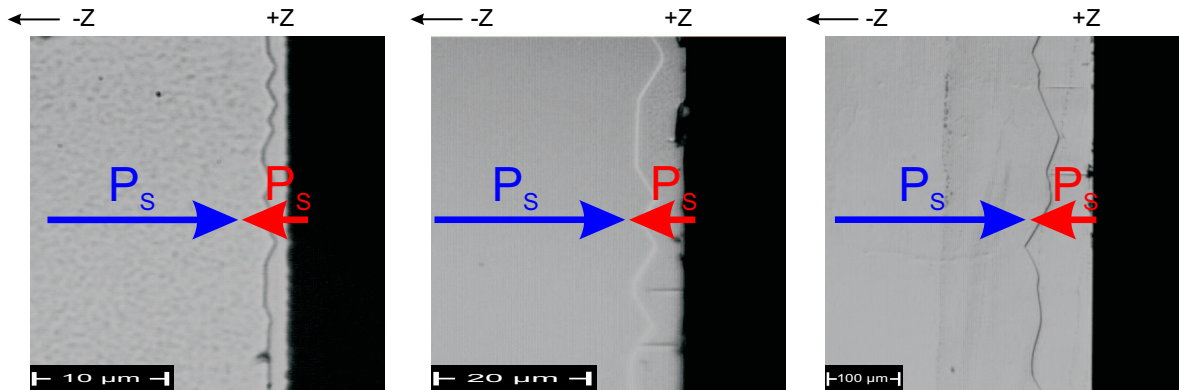


Abb. 2.17: Mikroskopische Aufnahmen der durch selektives Ätzen der kristallographischen Y-Fläche sichtbar gemachten Domänenstrukturen nach verschiedenen Diffusionsprozessen. Links: undotierte Probe in einer Platin-Box; Mitte: Erbium-dotierte Probe in einer Platin-Box; Rechts: undotierte Probe in einer Keramik-Box.

klärt werden. Die Domäneninversion selbst kommt durch die Ausbildung eines Raumladungsfeldes, das durch einen Konzentrationsgradienten von Nb^{+4} -Defekten und freie Elektronen entsteht, zustande [Hua94]. Der Konzentrationsgradient entsteht trotz einer dicht schließenden Platin-Box durch eine Ausdiffusion von Li_2O . Dies wird auch dadurch belegt, daß die domäneninvertierte Schicht bei einer Diffusion in einer im Vergleich zur Platin-Box relativ undichten Keramik-Box bis zu $100\text{ }\mu\text{m}$ dick werden kann (Abb. 2.17). Daß die Domäneninversion nur auf der $+Z$ Seite des Substrates auftritt, liegt daran, daß der Konzentrationsgradient in einem Fall parallel ($-Z$ Seite) und im anderen Fall antiparallel ($+Z$ Seite) zur spontanen Polarisierung ist. Die zur Inversion erforderliche elektrische Feldstärke ist sehr klein, da bei einer Temperatur von 1100°C die Koerzitivfeldstärke von LiNbO_3 nur etwa 0.5 V/mm beträgt [Hua94] (zum Vergleich: bei Raumtemperatur beträgt dieser Wert 21 kV/mm). Zusätzlich zur Ausdiffusion von Li_2O trägt auch der pyroelektrische Effekt beim Abkühlen des Substrates zur Domäneninversion bei. Da, wie bereits erwähnt, die invertierte Schicht eine anschließende Feldpolung verhindert, muß diese vor den nachfolgenden Herstellungsschritten entfernt werden. Als herstellungstechnisch sinnvollste Lösung hat sich das Abschleifen mit Sandpapier etabliert. Hierbei ist es wichtig, daß das Material homogen über die gesamte Fläche abgetragen wird, da ansonsten bei der elektrischen Feldpolung die Wachstumsgeschwindigkeit der Mikrodomänen örtlich zu stark variieren würde, was

sich z. B. in einem großflächigen Zusammenwachsen bemerkbar machen würde. Deshalb wird, um eine möglichst gleichmäßige Abtragung zu gewährleisten, das Substrat mit einem beidseitig haftenden Klebeband auf einen Glaszylinder mit planer Oberfläche geklebt. In der Regel werden zwei Proben, die parallel zueinander angeordnet werden, gleichzeitig bearbeitet. Dies hat den Vorteil, daß aufgrund der effektiv größeren Auflagefläche, ein tonnenförmiges Abtragen verhindert wird. Zu diesem Zweck können auch kleinere LiNbO_3 Reststücke beitragen, die man in relativ großem Abstand zueinander zusätzlich aufklebt. Es sollten jedoch stets LiNbO_3 Proben bzw. Stücke von demselben Wafer verwendet werden, da die Dicke der Wafer gemäß der Herstellerspezifikation um bis zu $\pm 50 \mu\text{m}$ vom Nominalwert abweichen darf. Ferner hat die Erfahrung gezeigt, daß sich an den Stellen, wo durch das Abschleifen Kratzer auf der Substratoberfläche verblieben sind, die Mikrodomänen bei der periodischen Feldpolung zu einem Zusammenwachsen tendieren, was verhindert werden muß (siehe Abb. 2.18). Aus diesem Grund wird die Substratoberfläche nochmals mit Aluminiumoxid-Pulver (Korngröße $5 \mu\text{m}$) fein abgeschliffen. Dies wird solange durchgeführt, bis mit bloßem Auge keine Kratzerspuren mehr zu erkennen sind. Für den weiteren Herstellungsverlauf ist es nicht nötig, die mechanisch bearbeitete Fläche zu polieren. Die Herstellung der pe-

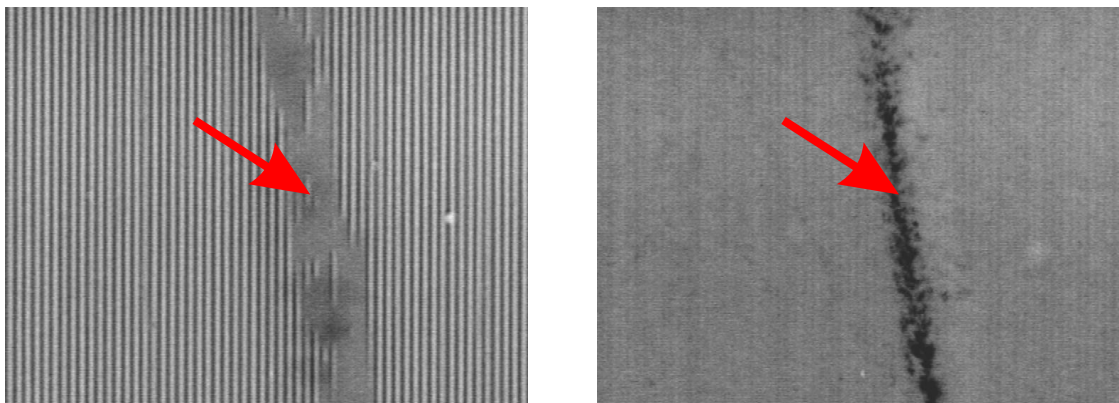


Abb. 2.18: Auswirkung eines Kratzers auf der -Z Seite des Substrates. Links: Zusammengewachsene Mikrodomänen auf der +Z Seite Rechts: Kratzer auf der -Z Seite.

riodischen Mikrodomänenstruktur in titandiffundierten Wellenleitern geschieht in zwei Polungsschritten. Im ersten Schritt wird mit einer elektrischen Feldpolung die spontane Polarisation über die gesamte Substratfläche invertiert. Dies hat den Vorteil, daß sich nun die Wellenleiter auf der bei der periodischen Polung bevorzugten +Z Seite befinden. Die Bevorzugung kommt dadurch zustande, daß das Domänenwachstum immer

von der +Z Seite startet. Deshalb wird die periodische Elektrodenstruktur stets auf der +Z Seite hergestellt. Im zweiten Polungsschritt wird das periodische Mikrodomänen-gitter erzeugt. Die Verfahrensweise ist diesselbe wie bereits zuvor. Die Abbildung 2.19 zeigt eine Differential-Interferenzkontrast Aufnahme einer selektiv angeätzten Oberfläche einer periodisch gepolten Probe mit einem titandiffundierten Wellenleiter. Man sieht, daß die Domänen sowohl im Volumenmaterial als auch im Titan-diffundierten Bereich sehr gleichmäßig mit dem optimalen Tastverhältnis der Domänenbreiten von 1:1 gewachsen sind. Die Abbildung 2.20 zeigt ebenfalls ein mikrodomäneninvertiertes Substrat, daß vor der Wellenleiterherstellung zusätzlich mit Erbium dotiert wurde. Bezüglich des Polungsverhaltens und der Qualität der erhaltenen Mikrodomänenstruktur von undotiertem und Erbium-dotiertem Material konnten wir keine Unterschiede feststellen.

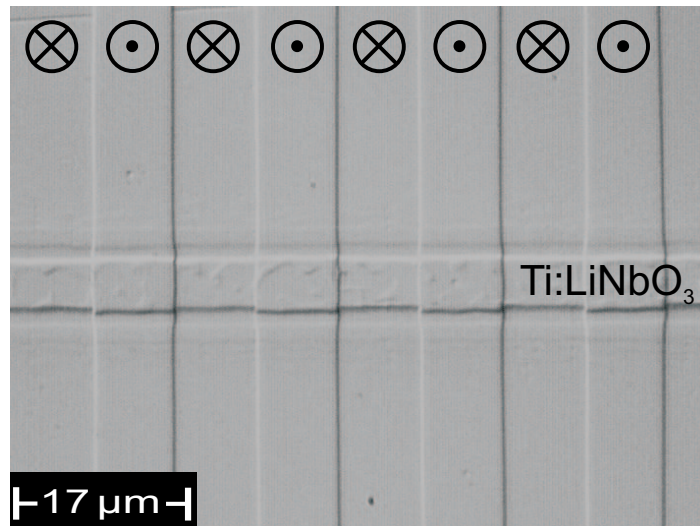


Abb. 2.19: Aufnahme eines periodisch gepolten Ti:LiNbO_3 Wellenleiters. Die Wellenleiterbreite ist $7\,\mu\text{m}$ und die Polungsperiode $17\,\mu\text{m}$.

Nach der optischen Politur der Wellenleiterstirnfläche können erste quantitative Untersuchungen an den Wellenleitern vorgenommen werden. Mit einer Infrarot-empfindlichen Vidicon-Kamera und einem hochauflösenden Mikroskopobjektiv kann die Nahfeldverteilung der optischen Mode gemessen werden. Als Lichtquelle wurde eine breitbandige Weißlichtquelle um $1.55\,\mu\text{m}$ verwendet. Aus dessen Spektrum wurde mit einem abstimmbaren Wellenlängenfilter ein Bereich um $1.53\,\mu\text{m}$ herausgeschnitten. Für die Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung der optischen Mode in der für uns interessanten TM-Polarisation ergab sich für die vertikale Richtung einen Wert von $3.4\,\mu\text{m}$ und

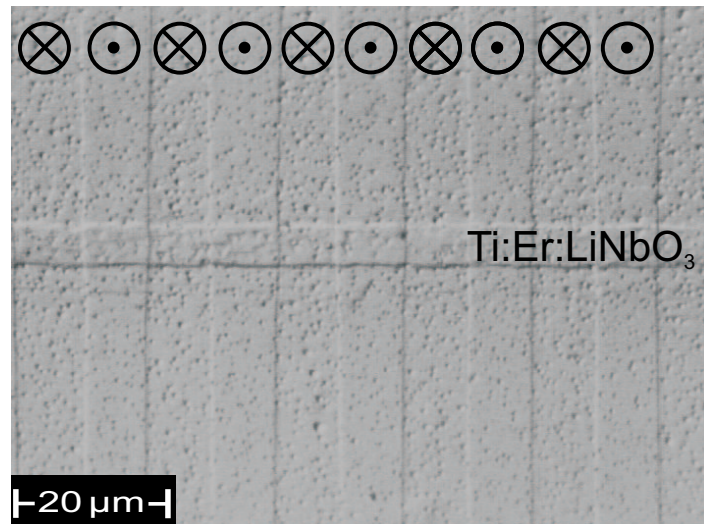


Abb. 2.20: Gepolter Wellenleiter, der zusätzlich mit Erbium diffusionsdotiert wurde. Die Qualität der Domänenstruktur ist vergleichbar mit der von undotierten Substraten.

in der horizontalen Richtung einen Wert von $4.7 \mu\text{m}$. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen die Werte sehr gut mit der theoretischen Erwartung $3.3 \mu\text{m} \times 5.03 \mu\text{m}$ überein (siehe Abb. 2.21).

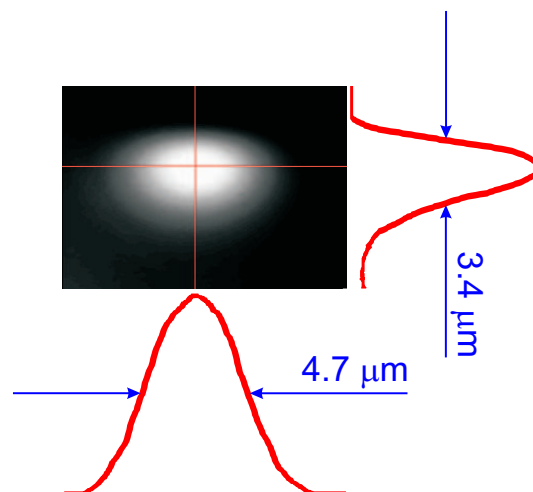


Abb. 2.21: Mit einer IR-empfindlichen Vidicon-Kamera aufgenommene optische Mode eines um $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ einmodigen Wellenleiters.

Mit der von Regener et al. [Reg86] vorgestellten „Resonator“- Methode wurden die Wellenleiterverluste bei einer Wellenlänge von $1.55\text{ }\mu\text{m}$ gemessen. Typischerweise wurden in der TM-Polarisation Werte zwischen 0.1 und 0.2 dB/cm gemessen. Obwohl die Wellenleiter periodisch gepolt waren, konnte bezüglich der Wellenleiterverluste kein Unterschied zu nicht gepolten Wellenleitern festgestellt werden. Damit betragen die Verluste von titandiffundierten Wellenleitern lediglich 1/4 dessen, was bis heute mit den besten protonenausgetauschten Wellenleitern [Cho98] erreicht wurde.

Kapitel 3

Integriert optische Frequenzkonverter

3.1 Frequenzverdopplung

Die optische Frequenzverdopplung ist für uns der wichtigste Konversionsprozeß, weil man damit einerseits auf eine sehr einfache Weise die nichtlinearen Eigenschaften der periodisch gepolten Wellenleiter nach deren Herstellung bestimmen kann, andererseits sich auf der Basis besonders effizienter Frequenzverdoppler neuartige Frequenzkonverter wie z.B. kaskadierte Differenzfrequenz-Generatoren entwickeln lassen. Aus den gemessenen Phasenansatzkurven läßt sich als wichtigste Charakterisierungsgröße die normalisierte Bauteileffizienz gewinnen. Darüberhinaus erlaubt dies eine Beurteilung der Homogenität der Wellenleiter und der Mikrodomänenstruktur. Die volle Halbwertsbreite der Kurve erlaubt darüberhinaus einen Rückschluß, welche physikalische Länge des periodisch gepolten Wellenleiters zur nichtlinearen Frequenzkonversion beiträgt. Ferner ist die leistungs- und temperaturabhängige Untersuchung der Frequenzverdopplung eine geeignete Methode, photorefraktive Effekte zu untersuchen.

Zu Beginn unserer Arbeiten gab es im wesentlichen nur Resultate zu protonenausgetauschten, periodisch gepolten Wellenleitern. So erzielte Arbore et al. [Arb97] mit einem 2.7 cm langen Wellenleiter eine normalisierte Frequenzverdopplungs-Effizienz von $250 \%W^{-1}$. Die Frequenzverdopplung mit einem periodisch gepolten Ti:LiNbO₃-Wellenleiter konnte erstmals von Amin et al. demonstriert werden [Ami97]. Die normalisierte Effizienz von $0.4 \%W^{-1}$ blieb jedoch mehr als zwei Größenordnungen hinter den Erwartungen zurück. Mit der von uns entwickelten Herstellungstechnologie sollten sich diese anfänglichen Resultate erheblich verbessern lassen.

Experimenteller Aufbau

Um die Frequenzverdopplungs-Eigenschaften eines periodisch gepolten Wellenleiters im Einfachdurchgang der fundamentalen Welle untersuchen zu können, wird die Strahlung eines fasergekoppelten, weit abstimmbaren Halbleiterlasers (External Cavity Laser, $1500 \text{ nm} \leq \lambda_L \leq 1580 \text{ nm}$) direkt in den Wellenleiter eingekoppelt (siehe Abb. 3.1). Ein zusätzlicher faseroptischer Polarisationssteller wird zur Einstellung der benötigten TM-Polarisation der fundamentalen Strahlung im Wellenleiter verwendet. Hierbei wird die Polarisation dadurch optimiert, daß man bei eingestellter Phasenanzpaßwellenlänge die Leistung der zweiten Harmonischen maximiert. Die bei der Charakterisierung verwendete fundamentale Leistung wird mit maximal $1 \dots 2 \text{ mW}$ sehr gering gewählt, so daß mit Sicherheit ausgeschlossen werden kann, daß photorefraktive Effekte die Resul-

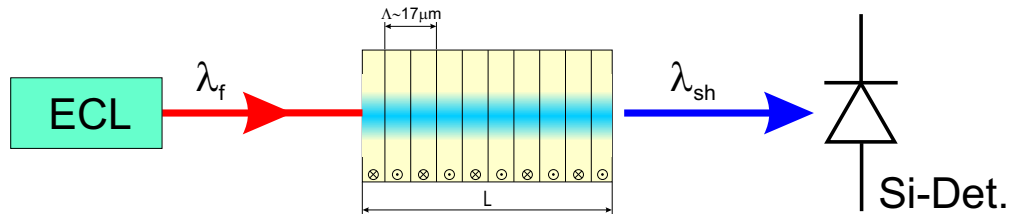


Abb. 3.1: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der Frequenzverdopplung im Einfachdurchgang der fundamentalen Strahlung (ECL: External Cavity Laser, Si-Det: Silizium-Photodiode).

tate verfälschen. Die bei der Frequenzverdopplung erzeugte zweite Harmonische tritt in Vorwärtsrichtung des nicht entspiegelten Wellenleiters aus und wird mit Hilfe einer Silizium-Photodiode detektiert. Da im Rahmen der Entwicklung der Herstellungstechnologie von periodisch gepolten Wellenleitern sehr viele Proben bezüglich der nicht-linearen Wellenleitereigenschaften untersucht werden mußten, wurde bis auf die Probenjustage der gesamte Messprozeß und dessen Auswertung automatisiert. Während der Messung ist die Probe in einer speziellen Kupferblock-Halterung temperaturstabilisiert befestigt. In Fällen, wo eine Charakterisierung bei einer Temperatur von deutlich mehr als 125°C durchgeführt werden muß, kann optional anstatt der Kupferhalterung auch ein speziell für den Betrieb bei besonders hohen Temperaturen ausgelegter Ofen verwendet werden.

Resultate

Die besten Resultate bezüglich der Form der Phasenanpaßkurve und der normalisierten Effizienz wurden mit der Probe Pb135z erzielt. Diese Probe ist insgesamt 7.8 cm lang und ist über die gesamte Länge mit einer Periodizität von $16.6 \mu\text{m}$ periodisch gepolt, um bei einer Wellenlänge von ca. 1530 nm Phasenanpassung zu erzielen. Die gemessene Phasenanpaßkurve (siehe Abb. 3.2) entspricht bis auf geringfügige Abweichungen einem sinc^2 -förmigen Verlauf, wie man dies von einem idealen Frequenzverdoppler erwarten würde. Mit einer eingekoppelten fundamentalen Leistung von lediglich 1.16 mW konnte eine maximale frequenzverdoppelte Leistung von $12.6 \mu\text{W}$ erzeugt werden. Dies entspricht einer normalisierten Bauteileffizienz von $935 \text{ \%W}^{-1}$. Damit erzielt der Wellenleiter 85 % der theoretischen Erwartung von $1100 \text{ \%W}^{-1}$ für die normalisierte Effizienz. Zum Vergleich wurde als bisher bestes Resultat mit einem 5.55 cm langen, periodisch gepolten, protonenausgetauschten Wellenleiter eine normalisierte Effizienz von $847 \text{ \%W}^{-1}$ erreicht [Par00]. Andererseits ist wegen der kleineren Moden die längennormalisierte Effizienz protonenausgetauschter Wellenleiter um 60 % größer als bei titandiffundierten Wellenleitern. Die Halbwertsbreite der Kurve beträgt 0.15 nm und entspricht damit der Erwartung für einen 7.4 cm langen Frequenzverdoppler, d.h. fast die gesamte Länge des Wellenleiters hat konstruktiv zur nichtlinearen Wechselwirkung beigetragen.

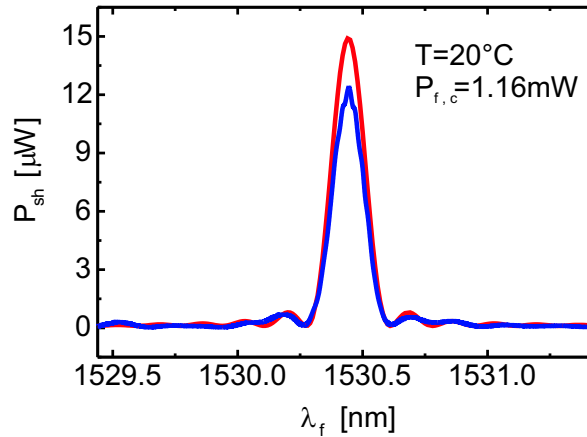


Abb. 3.2: Gemessene (blau) Phasenanpaßkurve eines periodisch gepolten Wellenleiters mit einer Länge von 7.8 cm und einer Mikrodomänenperiodizität von $16.6 \mu\text{m}$. Die normalisierte Effizienz ist $935 \text{ \%W}^{-1}$ und die Halbwertsbreite 0.15 nm. Die rote Phasenanpaßkurve ist für einen idealen Frequenzkonverter mit einer Länge von 7.4 cm.

Um den Einfluß photorefraktiver Effekte auf das Verhalten des Frequenzverdopplers zu untersuchen, wurden entsprechende Experimente mit der Probe Str332 bei hohen fundamentalen Leistungen und Temperaturen durchgeführt. Bei kleinen Leistungen konnte in Abhängigkeit der Temperatur $20^\circ\text{C} \leq T \leq 200^\circ\text{C}$ kein Einfluß der Photorefraktion auf das nichtlineare Verhalten festgestellt werden. Die Abb. 3.3 (links) zeigt exemplarisch die Phasenanpaßkurven bei einer Temperatur von 75°C und 175°C bei einer eingekoppelten Leistung von ca. 3 mW. Man erkennt, daß sich die Kurven

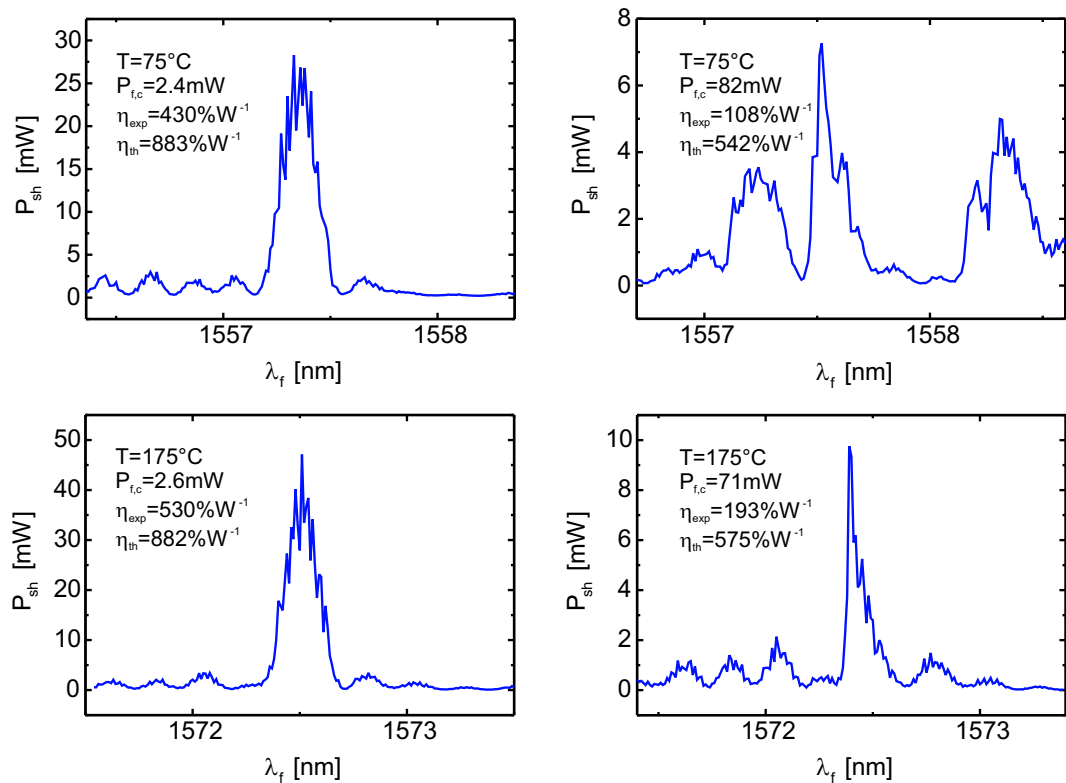


Abb. 3.3: Gemessene Phasenanpaßkurven bei verschiedenen Temperaturen und Leistungen. Durch hohe Temperaturen ($> 175^\circ\text{C}$) läßt sich die Photorefraktion auch bei hohen fundamentalen Leistungen wirkungsvoll reduzieren.

im wesentlichen nicht unterscheiden. Auch die normalisierte Effizienz ist bei 75°C praktisch dieselbe wie bei 175°C . Bei höheren Leistungen kann jedoch eine deutliche Verschlechterung der Wellenleitereigenschaften aufgrund photorefraktiver Effekte festgestellt werden. Bei Raumtemperatur machen sich diese bereits bei Leistungen oberhalb von 10 mW bemerkbar und klingen anschließend nur mit einer sehr großen Zeitkonstanten wieder ab. Bei höheren Temperaturen werden die Zeitkonstanten für

den Ausheilungsprozeß deutlich kleiner. Anhand der Abb. 3.3 (rechts) erkennt man, daß die Photorefraktion selbst bei 75 °C und einer eingekoppelten Leistung von lediglich ca. 80 mW die Phasenanpaßkurve sehr stark verändert. Das zeitliche Verhalten der zweiten Harmonischen ist durch sehr große Schwankungen geprägt. Erst ab einer Temperatur von 175 °C ist eine praktisch instantane Ausheilung der Photorefraktion feststellbar, was sich in einer verbesserten Kurvenform und einer höheren zeitlichen Leistungsstabilität der zweiten Harmonischen widerspiegelt. In der Praxis arbeitet man deshalb bei Temperaturen von etwa 200 °C. Eine weitere Erhöhung der Temperatur könnte zu einem verbesserten Konversionsverhalten führen, jedoch besteht dann die Gefahr, daß es zu einer Ausdiffusion von Li_2O und somit zu einer permanenten Veränderung der Wellenleitereigenschaften kommt.

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, daß mit sehr langen, periodisch gepolten titandifundierten Wellenleitern in LiNbO_3 Frequenzverdoppler mit einer sehr hohen normalisierten Effizienz realisiert werden können. Bei hohen Leistungen zeigen die Wellenleiter eine sehr ausgeprägte Photorefraktion, die sich in einer Degeneration der Phasenanpaßkurve und einer starken zeitlichen Instabilität der Leistung der zweiten Harmonischen bemerkbar macht. Die derzeit einzige Lösung dieses Problems für Ti:LiNbO_3 -Wellenleiter ist die Erwärmung des Frequenzkonverters auf sehr hohe Temperaturen. Für viele Applikationen wird jedoch ein Betrieb mit einer möglichst geringen elektrischen Leistungsaufnahme und Wärmeentwicklung angestrebt. Aus diesem Grund empfiehlt sich die Entwicklung integriert optischer Frequenzkonverter auf der Basis von Materialien mit einer deutlich reduzierten photorefraktiven Empfindlichkeit wie z.B. 5 mol% MgO:LiNbO_3 (siehe auch Ausblick) oder (besser) stöchiometrisches LiNbO_3 mit einer 1...1.8 %igen MgO Kodotierung.

3.2 Selbstfrequenzverdoppelnder Wellenleiterlaser

Titandiffundierte Wellenleiter in LiNbO_3 bieten die Möglichkeit der Kombination einer quasi-phasenangepaßten Frequenzkonversion in einem verstärkenden bzw. laseraktiven Medium. Im folgenden sollen die wesentlichen Ergebnisse der Realisierung des ersten selbstfrequenzverdoppelnden Wellenleiterlasers vorgestellt werden.

Experimenteller Aufbau

Für die Realisierung eines sich selbstfrequenzverdoppelnden Wellenleiterlasers wurde eine erbium-diffusionsdotierte Wellenleiterprobe (Probe: Str235) hergestellt. Um bei Raumtemperatur Phasenanpassung für Frequenzverdopplung bei der Laser-Emissionswellenlänge von 1531 nm zu erzielen, wurde die Probe über eine Länge von 5 cm mit einer Periodizität von $16.71 \mu\text{m}$ periodisch gepolt. Die Abb. 3.4 zeigt den experimentellen Aufbau. Ein faseroptischer Wellenlängenmultiplexer mit einem Verlust von 0.5 dB bei $\lambda_L = 1531 \text{ nm}$ wurde verwendet, um die Pumpstrahlung einer Hochleistungspump-laserdiode mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ in den periodisch gepolten Ti:Er:LiNbO₃ Wellenleiter einzukoppeln. Die maximal eingekoppelte Pumpleistung be-

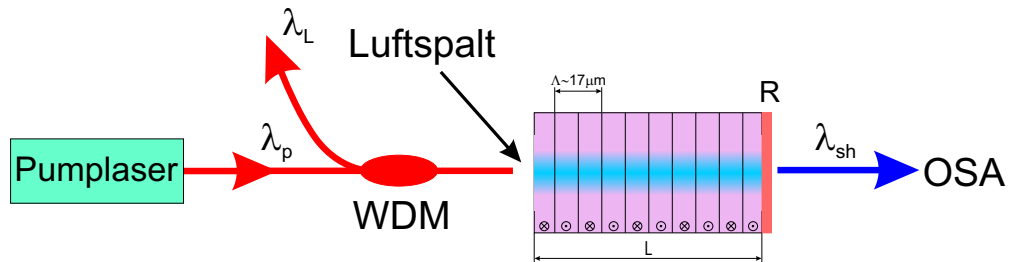


Abb. 3.4: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Untersuchung eines selbstfrequenzverdoppelnden Wellenleiterlasers. Die Pumpstrahlung bei $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ wird mittels eines Wellenlängenmultiplexers (WDM) in den Wellenleiter eingekoppelt. Die Laserleistung bei $\lambda_L = 1531 \text{ nm}$ wurde in Rückwärtsrichtung detektiert. Die generierte zweite Harmonische bei $\lambda_{sh} = 765.5 \text{ nm}$ wurde mit einem optischen Spektrumanalysator (OSA) beobachtet.

trug 140 mW. Der erste Spiegel des Laserresonators wurde durch ein „Luftspalt-Etalon“ realisiert, gebildet durch das Ende der Glasfaser und die Stirnfläche des nicht verspiegelten Wellenleiters. Dadurch, daß die Faser auf einem Piezotranslator montiert war, konnte der Luftspalt in seiner Länge und somit auch die effektive Reflektivität des „Luftspaltspiegels“ im Bereich von 5...30 % kontinuierlich verändert werden. Wegen

der Wellenlängenabhängigkeit konnte man auch die Emissionswellenlänge zwischen den verschiedenen Linien von Ti:Er:LiNbO₃ ($\lambda_L = 1531, 1546, 1575, 1601$ nm) festlegen. Der Auskoppelspiegel wurde durch einen direkt auf der Probenstirnfläche aufgetragenen dielektrischen Spiegel (12 Schichten) mit einer hohen Reflektivität ($R > 95\%$) im Bereich von $1480 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1800 \text{ nm}$ gebildet. Bei der Wellenlänge der zweiten Harmonischen ($\lambda_{sh} = 765.5$ nm) hatte der Spiegel hingegen eine Transmission von über 80 %.

Resultate

Um die Lasercharakteristik zu untersuchen, wurde die Ausgangsleistung bei $\lambda_L = 1531$ nm als Funktion der eingekoppelten Pumpleistung gemessen. Die Abb. 3.5 (links) zeigt die gemessene Charakteristik. Die Laseremission setzte bei einer Pumpschwelle von ca. 82 mW ein. Mit anwachsender Pumpleistung stieg die emittierte Laserleistung zunächst linear an. Ab einer Leistung von 110 mW setzte eine merkliche Sättigung der Ausgangsleistung ein und oberhalb von 130 mW konnte kein weiterer Leistungsanstieg mit zunehmender Pumpleistung beobachtet werden. Die maximal erzielte Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers blieb deshalb zwischen 1...2.5 mW limitiert. Simultan mit der Laseremission wurde in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung eine quasi-phasenangepaßte zweite Harmonische beobachtet. Der Anteil, der in Vorwärtsrichtung erzeugt wurde, wurde mit einem optischen Spektrumanalysator untersucht. Mit dem besten Wellenleiter konnte eine maximale frequenzverdoppelte Leistung von $2.7 \mu\text{W}$ beobachtet werden. Die erzeugte Strahlung zeigt die für Frequenzverdopplung typische quadratische Leistungsabhängigkeit von der Laserleistung.

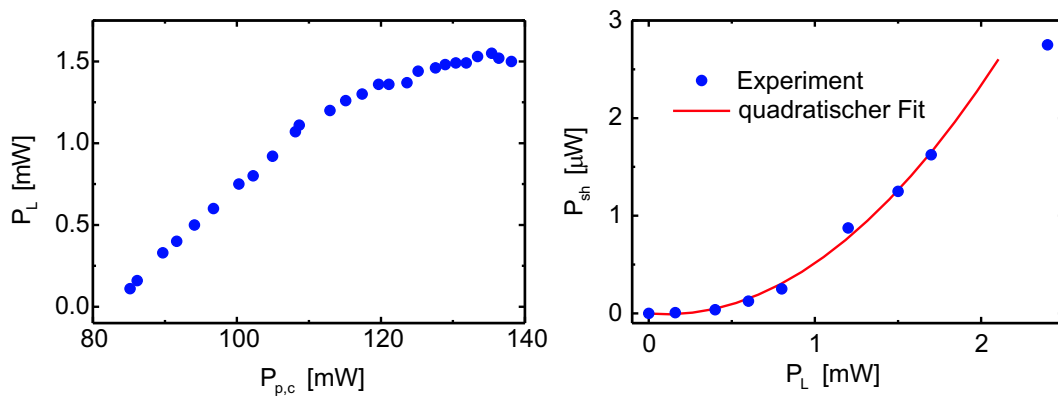


Abb. 3.5: Links: Typische Leistungscharakteristik eines Wellenleiterlasers bei $\lambda_L = 1531$ nm. Rechts: Leistung bei der zweiten Harmonischen als Funktion der Laserleistung.

Um die resonatorinterne Laserleistung und damit auch die Konversionseffizienz zu erhöhen, wurde der „Luftspaltspiegel“ durch einen faseroptischen Bragg-Spiegel mit hoher Reflektivität ($R > 99\%$) bei $\lambda_L = 1531\text{ nm}$ ausgetauscht. Auf diese Weise wurde auch die Emissionswellenlänge des Laser festgelegt. Es wurden zwei verschiedene Anordnungen getestet (siehe Abb. 3.6). In der ersten Anordnung wurde die Pumpstrahlung über einen Wellenlängenmultiplexer in den Wellenleiterresonator eingekoppelt und der Faser-Bragg-Spiegel befand sich im Auskoppelarm des Multiplexers. In der zweiten Konfiguration wurde der Wellenleiterlaser durch den Faser-Bragg-Spiegel hindurch gepumpt. In beiden Konfigurationen konnte auf diese Weise eine deutliche Steigerung der frequenzverdoppelten Leistung auf bis zu $20\text{ }\mu\text{W}$ beobachtet werden. Allerdings war die Frequenzverdopplung durch photorefraktive Effekte äußerst instabil, was sich darin äußerte, daß der Laser im Sekundenrhythmus an und aus ging. Der Ursprung der Photorefraktion stammt auch hier vor allem von der erzeugten zweiten Harmonischen. Um die Photorefraktion zu unterdrücken, wurde versucht, den Laser bei einer deutlich erhöhten Temperatur zu betreiben. Allerdings stellte es sich heraus, daß ein Laserbetrieb wegen einer ungünstigeren Besetzungsinversion und nichtstrahlenden Übergängen oberhalb von $75\text{ }^\circ\text{C}$ nicht möglich war, was für eine wirkungsvolle Unterdrückung photorefraktiver Effekte zu niedrig ist.

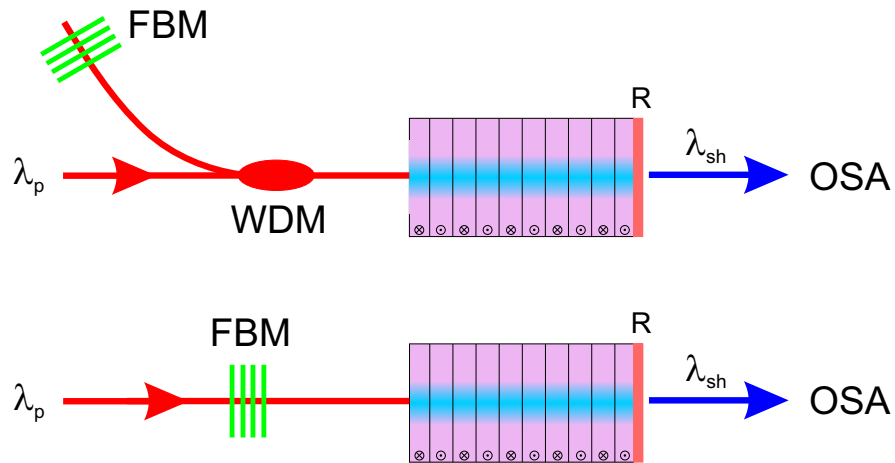


Abb. 3.6: Zwei verschiedene Konfigurationen eines selbstfrequenzverdoppelnden Wellenleiterlasers mit einem Faser-Bragg-Spiegel (FBM) anstatt eines Luftspaltspiegels. Die Reflektivität des Fasergitters beträgt 99.9% bei der Emissionswellenlänge von $\lambda_L = 1531\text{ nm}$.

Zusammenfassung und Ausblick

Mit der erstmaligen Demonstration eines sich selbstfrequenzverdoppelnden Wellenleiterlasers wurde die Möglichkeit zur Entwicklung neuartiger nichtlinear optischer Bauteile eröffnet, die eine quasi-phasenangepaßte Frequenzkonversion mit einem laseraktiven Medium zu kombinieren. Wegen der sehr hohen Leistungsdichten im Wellenleiter kommt es jedoch zu erheblichen photorefraktiven Effekten, die einen stabilen Betrieb verhindern. Da die Erwärmung des Frequenzkonverters einen ungünstigen Einfluß auf die Besetzungsinversion hat, bietet sich z. B. die Entwicklung derartiger Konverter auf der Basis von Magnesiumoxid dotiertem LiNbO_3 an.

3.3 Differenzfrequenzerzeugung

Die Verwendung periodisch gepolter Wellenleiter sollte zur Entwicklung besonders effizienter Differenzfrequenz-Generatoren für den Bereich des nahen Infrarots ($1\,\mu\text{m} \leq \lambda \leq 2\,\mu\text{m}$) führen. Die Differenzfrequenz-Erzeugung im nahen Infrarot in periodisch gepolten, protonenausgetauschten Wellenleitern mit einer kurzwelligen Pumpe um $780\,\text{nm}$ und einer Signalwelle im $1.55\,\mu\text{m}$ Band wurde erstmals von Xu et al. [Xu93] demonstriert. Mit verbesserten Wellenleitern konnten Chou et al. [Cho98] eine Differenzfrequenz-Erzeugung mit einer maximalen Effizienz von bis zu $260\,\%W^{-1}$ zeigen. Durch die Verwendung besonders verlustarmer periodisch gepolter Ti:LiNbO_3 Wellenleiter sollte es möglich sein, die Effizienz noch weiter zu steigern.

Experimenteller Aufbau

Für die Differenzfrequenz-Erzeugung im nahen Infrarot wurde eine Probe (Probe: Str190) mit einer Gesamtlänge von $6\,\text{cm}$ verwendet, wobei die Wellenleiter über eine Länge von $5\,\text{cm}$ mit einer Gitterperiode von $17\,\mu\text{m}$ periodisch gepolt waren. Bei einer nichtlinearen Charakterisierung konnte für den besten Wellenleiter eine normalisierte Frequenzverdopplungs-Effizienz von $442\,\%W^{-1}$ ermittelt werden. Der Verlauf der Phasenangepaßkurve entspricht bis auf geringe Abweichungen einem perfekten sinc^2 -Funktion mit einer vollen Halbwertsbreite von $0.25\,\text{nm}$, so daß praktisch die gesamte gepolte Wellenleiterlänge zur nichtlinearen Konversion beitrug. Als Pumpwelle für die Differenzfrequenz-Erzeugung wurde ein Ti:Saphir Laser bei der Entartungswellenlänge von $779.5\,\text{nm}$ verwendet. Ein im nahen Infrarot weit abstimmbarer Halbleiterlaser

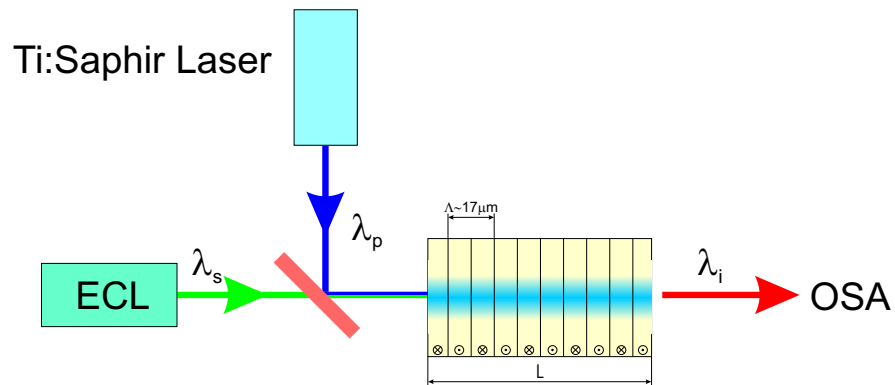


Abb. 3.7: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Differenzfrequenz-Erzeugung.

$1500\text{ nm} \leq \lambda_s \leq 1580\text{ nm}$ diente als Signallaser. Beide Strahlen wurden entweder mit Hilfe eines geeigneten dichroitischen Spiegels oder eines faseroptischen Multiplexers überlagert und in den Wellenleiter eingekoppelt (siehe Abb. 3.7). Um photorefraktive Effekte zu vermeiden, wurde das Experiment bei einer Temperatur von 90°C durchgeführt. Die bei der Wellenlängenkonversion erzeugte Idlerstrahlung wurde mit einem optischen Spektrumanalysator aufgenommen.

Resultate

Das mit dem Analysator aufgenommene Spektrum der Signalstrahlung bei 1551 nm und der Idlerstrahlung bei 1568 nm zeigt die Abb. 3.8. Mit einer im Experiment verwendeten maximalen Pumpleistung von $260\text{ }\mu\text{W}$ und einer Signalleistung von 1.1 mW konnte eine Idlerleistung von 930 nW erzeugt werden, was einer normalisierten Effizienz von $318\text{ }\%W^{-1}$ (theoretische Erwartung $513\text{ }\%W^{-1}$) entsprach. Die längennormalisierte Effizienz war somit $12.7\text{ }\%W^{-1}\text{cm}^{-2}$. Die Abweichung in der Effizienz zwischen der Differenzfrequenz-Erzeugung und der Frequenzverdopplung kann man vor allem einer nicht optimalen Modenanregung der Pumpwelle zuordnen, da der Wellenleiter für den Wellenlängenbereich um 780 nm prinzipiell mehrmodig ist.

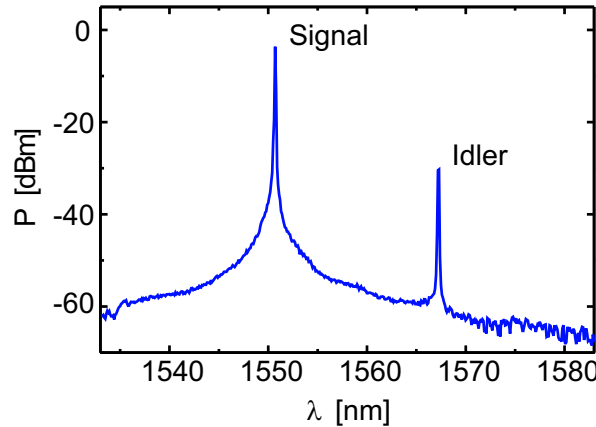


Abb. 3.8: Optisches Spektrum der Signal und Idlerstrahlung (Auflösung: 0.1 nm).

Dadurch, daß der Differenzfrequenz-Generator in der Entartung betrieben wurde, sollte dieser eine extrem große Konversionsbandbreite haben. Um diese zu bestimmen, wurde die generierte Idlerleistung als Funktion der Signalwellenlänge aufgenommen. Die somit ermittelte 3 dB-Konversionsbandbreite (siehe Abb. 3.9) von $56 \pm 5\text{ nm}$ stimmt sehr gut mit einer theoretischen Erwartung von 56 nm für einen 5 cm langen Frequenzkonverter

überein.

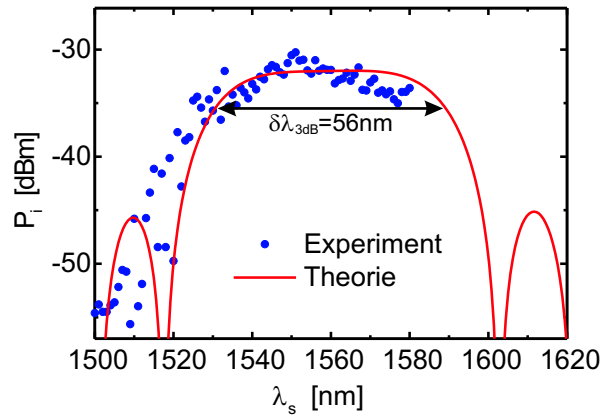


Abb. 3.9: Idlerleistung als Funktion der Signalwellenlänge. Die Punkte entsprechen gemessenen Werten. Die Linie entspricht einer Rechnung für einen idealen 5 cm langen Differenzfrequenz-Generator.

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Abschnitt ist eine effiziente Differenzfrequenz-Erzeugung im nahen Infrarot mit einer kurzwelligen Pumpstrahlung gezeigt worden. Die erzielte normalisierte Effizienz ist mit $318 \text{ \%W}^{-1}$ um fast $80 \text{ \%W}^{-1}$ besser als das beste Resultat mit periodisch gepolten, protonenausgetauschten Wellenleitern [Cho98]. Andererseits ist wegen der sehr kleinen Pumpleistung die absolute Konversionseffizienz mit -31 dB deutlich geringer als die -4 dB, die von Chou [Cho99] berichtet wurde. Der gemessene Abstimmbereich ist mit 56 nm deutlich größer als der von erbiumdotierten Faserverstärkern und bietet damit die Möglichkeit, gleichzeitig eine große Anzahl unterschiedlicher Wellenlängen zu konvertieren bzw. zu verstärken. Das Signal zu Rauschverhältnis von 30 dB zeigt, daß durch den nichtlinearen Konversionsprozeß praktisch kein zusätzliches Rauschen hinzugefügt wird.

3.4 Kaskadierte Differenzfrequenzerzeugung

Der wesentliche Nachteil der Differenzfrequenz-Erzeugung mit einer kurzwelligen Pumpstrahlung ist, daß dies einen frequenzstabilen, einmodigen Laser mit einer relativ hohen Ausgangsleistung erfordert. Ein weiterer Nachteil ist, daß zur Einkopplung spezielle optische bzw. faseroptische Komponenten benötigt werden, um die Pump- und Signalstrahlung zu überlagern. Ein weiteres Hindernis ist die schwierige selektive Anregung der Grundmode für die Pumpwelle in einem in diesem Wellenlängenbereich mehrmodigen Wellenleiter. Insgesamt ist also ein größerer Aufwand an zusätzlichen optischen Komponenten erforderlich, was letztlich die Kosten für einen kommerziellen Wellenlängenkonverter deutlich erhöhen würde. Eine besonders interessante Lösung für diese Probleme ist die kaskadierte Differenzfrequenz-Erzeugung, bei der eine starke Fundamentalwelle durch Frequenzverdopplung eine Pumpwelle um 780 nm erzeugt. Gleichzeitig wechselwirkt die Pumpwelle mit einer zusätzlich eingestrahlten Signalwelle um 1550 nm, um durch einen Differenzfrequenz-Prozeß eine Idlerstrahlung um 1550 nm zu erzeugen. Damit ein derartiger $\chi^{(2)} : \chi^{(2)}$ -Prozeß überhaupt in effizienter Weise im Einfachdurchgang aller Wellen stattfinden kann, muß ein Wellenlängenkonverter mit allerhöchster Effizienz zur Verfügung stehen. Wie wir bereits gesehen haben, eignen sich hierzu periodisch gepolte Wellenleiter in LiNbO_3 in ganz besonderer Weise.

3.4.1 Kontinuierliche kaskadierte Differenzfrequenzerzeugung

Experimenteller Aufbau

Für das Experiment zur kaskadierten Differenzfrequenz-Erzeugung wurde ein 8 cm langer periodisch gepolter Wellenleiter verwendet (Probe: Str267). Aufgrund von Wellenleiterinhomogenitäten und einem nicht idealen Tastverhältnis der Mikrodomänenstruktur zeigte diese Probe bei Raumtemperatur lediglich eine normalisierte Frequenzverdopplungs-Effizienz von $200 \text{ \%W}^{-1}$ und eine deutlich reduzierte effektive Wechselwirkungslänge von 5 cm. Für das Experiment wurden zwei abstimmbare Halbleiterlaser verwendet. Einer diente als Quelle für die fundamentale Welle und der andere für die Signalwelle. Beide wurden mittels eines faseroptischen Strahlteilers überlagert. Ein Erbium-Faserverstärker wurde verwendet, um die Leistung der Fundamental- und Signalwelle zu erhöhen. Die verstärkte Strahlung wurde anschließend direkt vom Fasende in den Wellenleiter eingekoppelt. Ein optischer Spektrumanalysator wurde zur Aufnahme des Leistungsspektrums am Ausgang des Wellenlängenkonverters eingesetzt.

Um die Photorefraktion zu reduzieren, wurde das Experiment bei 75 °C durchgeführt.

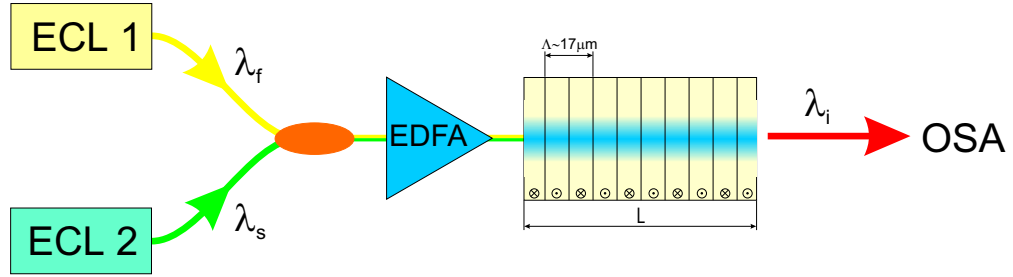


Abb. 3.10: Experimentelle Anordnung zur Demonstration der kaskadierten Differenzfrequenz-Erzeugung im kontinuierlichen Betrieb (ECL1: External Cavity Laser für die fundamentale Welle; ECL2: External Cavity Laser für die Signalleiste; EDFA: Erbium-Faserverstärker; OSA: Optischer Spektrumanalysator).

Resultate

Mit einer eingekoppelten Fundamentalleistung von 155 mW bei der Phasenanpaßwellenlänge von $\lambda_f = 1556.5$ nm und einer Signalleistung von 52.5 mW bei $\lambda_s = 1545.65$ nm wurde als Resultat der nichtlinearen Wechselwirkung eine Idlerwelle bei $\lambda_i = 1567.6$ nm mit einer Leistung von 2.1 mW erzeugt (siehe Abb. 3.11 links). Dies entspricht einer Effizienz von 4 % ($= P_i / P_{s,c} \cdot 100$ %) bzw. -14 dB. Mit einer verbesserten Probe (Probe: Str332) konnte das erste Ergebnis deutlich gesteigert werden. Der über 7.8 cm mit einer Periode von $17 \mu\text{m}$ gepolte Wellenleiter hat eine normalisierte Frequenzverdopplungs-Effizienz von $570 \text{ \%W}^{-1}$. Aus der vollen Halbwertsbreite der Phasenanpaßkurve $\delta\lambda_{3dB} = 0.19$ nm kann man rückschließen, daß die effektive Wechselwirkungsstrecke 6.2 cm ist, d.h. 79 % der gepolten Strecke konstruktiv zur nichtlinearen Konversion beiträgt. Aus der normalisierten Effizienz läßt sich ermitteln, daß der periodisch gepolte Wellenleiter 86 % der idealen effektiven Nichtlinearität erzielt ($d_{eff} = 2/\pi \cdot d_{33} = 12.1 \text{ pm/V}$). Um bei einer eingekoppelten fundamentalen Leistung von 213.7 mW bei $\lambda_f = 1577$ nm die Photorefraktion noch deutlicher zu unterdrücken, wurde das Experiment bei einer Temperatur von 200 °C durchgeführt. Die eingekoppelte Signalleistung bei $\lambda_s = 1582$ nm betrug 5.3 mW. Als Resultat konnte eine kaskadierte Differenzfrequenz-Erzeugung mit einer Effizienz von 24.5 % bzw. -6.1 dB erzielt werden (siehe Abb. 3.11 rechts).

Um die Konversionsbandbreite zu bestimmen, wurde mit der Probe Str267 die generierte Idlerleistung als Funktion der Signalwellenlänge gemessen. Die Abb. 3.12 zeigt

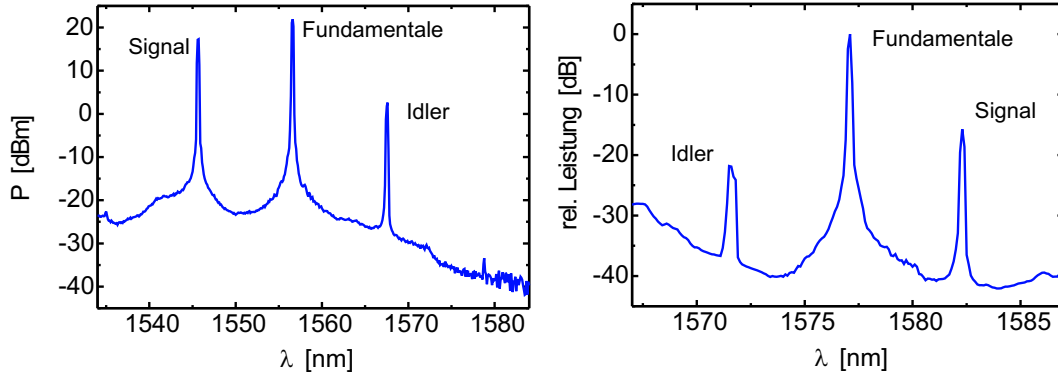


Abb. 3.11: Leistungsspektrum der Signal-, Fundamental- und Idlerwelle (Auflösung: 0.1 nm) (links: gemessen mit der Probe Str267 und rechts: gemessen mit der probe Str332).

die bei einer kleinen fundamentalen Leistung bei Raumtemperatur erhaltene Wellenlängenabhängigkeit. Die 3 dB-Bandbreite der kaskadierten Konversion entspricht mit 56 nm genau der Erwartung für einen Differenzfrequenz-Generator mit einer effektiven Länge von 5 cm. Die Abweichung an der Flanke der gemessenen Kurve kommt durch kleine Inhomogenitäten des Wellenleiters und dessen nichtlineare Eigenschaften zustande.

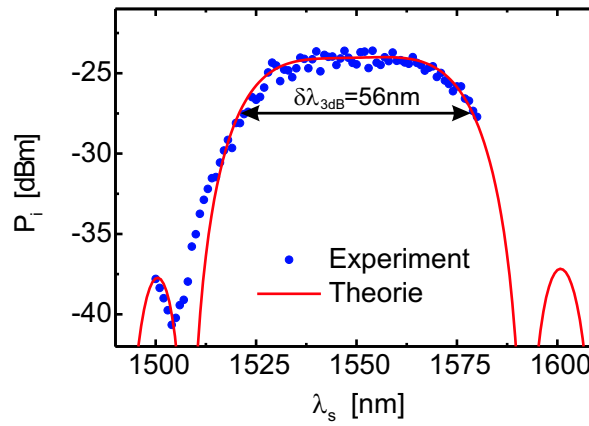


Abb. 3.12: Idlerleistung als Funktion der Signalwellenlänge.

3.4.2 Gepulste kaskadierte Differenzfrequenzerzeugung

Experimenteller Aufbau

Im Rahmen dieses Experimentes wurde eine gepulste fundamentale Strahlung mit hoher Repetitionsrate mit einer kontinuierlichen Signalstrahlung gemischt, um eine gepulste Idlerstrahlung zu erzeugen. Die Verwendung einer gepulsten fundamentalen Quelle hat den wesentlichen Vorteil, daß man auch bei kleinen durchschnittlichen Leistungen eine hohe absolute Konversionseffizienz erwarten darf, da die Pulsspitzenleistung ein Vielfaches der durchschnittlichen Leistung betragen kann. Die Abb. 3.13 zeigt die schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Als Probe wurde die bereits zuvor beschriebene Probe Str332 verwendet, die, um eine Phasenanpassung bei einer Wellenlänge von 1562 nm zu erhalten, auf 100 °C erwärmt wurde. Als gepulste fundamentale Strahlungsquellen wurden modengekoppelte Ti:Er:LiNbO₃ Wellenleiterlaser mit einer Repetitionsrate von 1.8973 GHz bzw. 9.93 GHz bei einer Zentralwellenlänge von $\lambda_{ML} = 1562$ nm verwendet. Die Funktionsweise der Laser ist in der Dissertation von Wessel [Wes00] ausführlich beschrieben. Die zeitliche Breiten der Laserpulse betragen 12.4 ps (6 ps) bei einer Wiederholrate von 2 GHz (10 GHz), womit sich für die Laserquelle ein Pulsabstand-Breiten Verhältnis von 16.3 dB (12.2 dB) ergibt. Die mit einem Spektrumanalysator gemessenen spektralen Halbwertsbreiten von 0.35 nm (0.65 nm) sind wesentlich größer als die Akzeptanzbandbreite für die Frequenzverdopplung, die bei der Probe Str332 0.19 nm betrug. Dies ist für das Experiment insofern ungünstig, da somit nur etwa die Hälfte der gesamten fundamentalen Pulsleistung zur Frequenzkonversion beiträgt. Das Pulsbreiten-Bandbreiten Produkt war mit 0.52 (0.48) etwas größer als das Limit für einen idealen Gauß'schen Puls. Da die Frequenzverdopplung proportional zum Quadrat der fundamentalen Leistung ist, sind die frequenzverdoppelten Pulse etwa um einen Faktor $\sqrt{2}$ kürzer. Das effektive Pulsabstand-Breiten Verhältnis erhöht sich damit um 1.5 dB auf 17.8 dB (13.7 dB). Als Signalquelle wurde ein abstimmbarer Halbleiterlaser verwendet. Sowohl für die gepulste Fundamental-Strahlung als auch für die kontinuierliche Signalstrahlung wurde ein Faserverstärker verwendet, um die durchschnittliche inzidente Leistung auf 88 mW (Fundamentale) bzw. 1.9 mW (1.9 mW) (Signal) zu erhöhen. Um beide Strahlen zu überlagern, wurde ein faseroptischer 90/10 Koppler, d.h. 90 % Transmission für die Fundamentale und 10 % für das Signal, verwendet.

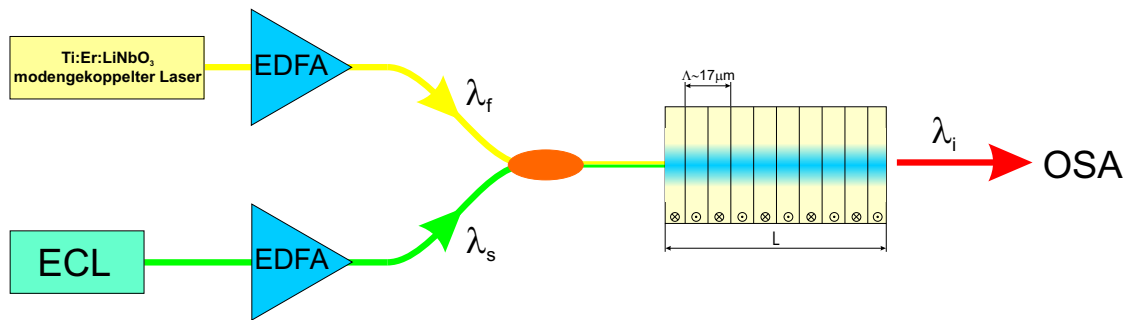


Abb. 3.13: Experimenteller Aufbau zur gepulsten, kaskadierten Differenzfrequenz-Erzeugung. Als fundamentale Quelle dient ein modengekoppelter Ti:Er:LiNbO₃-Laser, der mit einem Erbium-Faserverstärker (EDFA) zusätzlich verstärkt wird. Als Signallaser wird ein External Cavity Laser (ECL) im kontinuierlichen Betrieb verwendet, der optional verstärkt werden kann. Die Wellen werden mit einem faseroptischen Strahlteiler überlagert.

Resultate

Die Abb. 3.14 (links) zeigt die gemessene spektrale Leistungscharakteristik des Frequenzkonverters bei einer Pulswiederholrate von 2 GHz. Es konnte hierbei eine gepulste Idlerstrahlung beobachtet werden, deren durchschnittliche Leistung 14.5 dB unterhalb der transmittierten Signalstrahlung war. Zusammen mit einem Pulsabstand-Breiten Verhältnis von 17.8 dB ergibt dies eine Konversionseffizienz von +3.3 dB bzw. 213 %. Die Puls-Spitzenleistung der Idlerstrahlung kann zu etwa 1.9 mW abgeschätzt werden, wenn man einen Einkoppelverlust und optischen Verlust von 3 dB für die Signalstrahlung annimmt.

Die Abb. 3.14 (rechts) zeigt das wesentliche Ergebnis bei einer Pulswiederholrate von 10 GHz. Aufgrund der größeren spektralen Breite der Pulse und photorefraktiver Effekte war es bisher nicht möglich, eine Konversionseffizienz von >0 dB zu erzielen. Andererseits ist die gemessene Effizienz von -4.6 dB bzw. 35 % die höchste, die jemals bei einer derart hohen Wiederholfrequenz gemessen wurde.

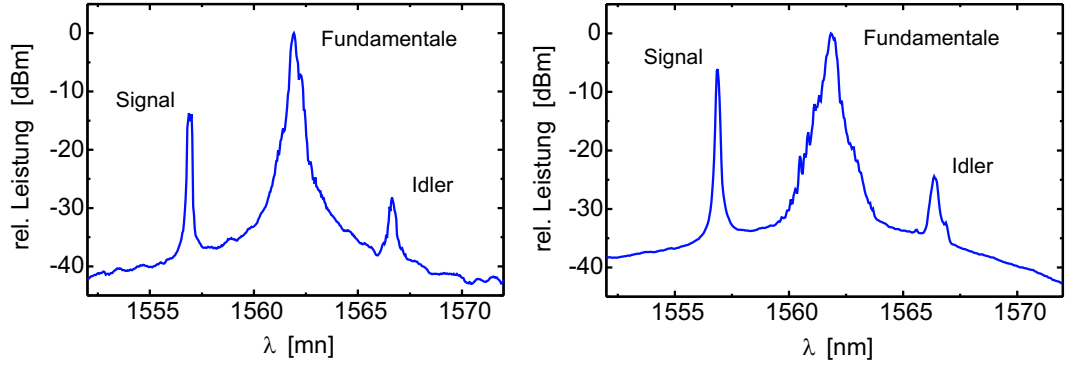


Abb. 3.14: Optisches Ausgangsspektrum bei einer Puls-Wiederholrate von 2 GHz (links) und 10 GHz (rechts).

3.4.3 Verstärkte kaskadierte Differenzfrequenzerzeugung

Experimenteller Aufbau

Eine Möglichkeit, die Konversionseffizienz kaskadierter Differenzfrequenz-Erzeugung zu steigern, ist die Kombination der nichtlinearen Wellenlängenkonversion mit einer zusätzlichen optischen Verstärkung. Mit Hilfe eines erbium-dotierten, periodisch gepolten Wellenleiters in Ti:LiNbO_3 kann dies sogar in derselben Struktur realisiert werden. Um einen solchen verstärkenden Wellenlängenkonverter zu demonstrieren, wurde im Prinzip dieselbe experimentelle Anordnung wie bei der kontinuierlichen, kaskadierten Differenzfrequenz-Erzeugung verwendet (siehe Abb. 3.15), jedoch mit der

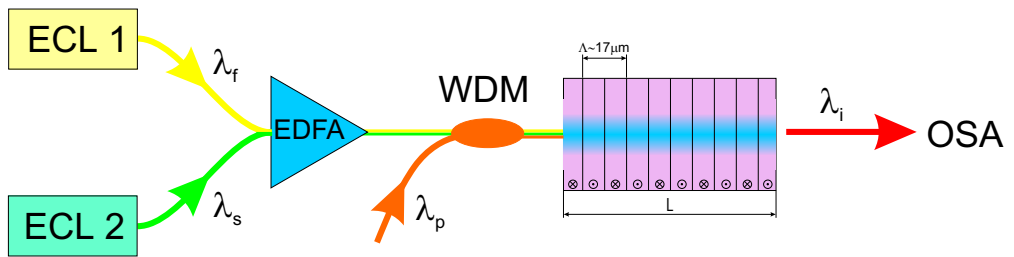


Abb. 3.15: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Untersuchung der Kombination einer kaskadierten Differenzfrequenz-Erzeugung mit einer zusätzlichen Verstärkung.

Abwandlung, daß eine erbium-diffusionsdotierte, periodisch gepolte Wellenleiterprobe verwendet wurde (Probe: Str255). Die zum optischen Pumpen des Erbiums benötigte

Pumpstrahlung um $\lambda_p = 1480$ nm wurde von einer Hochleistungs-Laserdiode zur Verfügung gestellt. Ein faseroptischer Wellenlängen-Multiplexer wurde dem Faserverstärker nachgeschaltet, um die Strahlung der Pump-Laserdiode in einer kodirektionalen Anordnung in den Wellenleiter einzukoppeln. Ein optischer Spektrumanalysator wurde zur wellenlängenselektiven Analyse der Ausgangsstrahlung eingesetzt.

Resultate

Zunächst wurde die Verstärkung ohne Frequenzkonversion gemessen. Hierzu wurde eine Signalstrahlung bei $\lambda_s = 1576$ nm in den Wellenleiter eingekoppelt und am Ausgang des Wellenleiters die Signalleistung als Funktion der Pumpleistung gemessen. Anhand der Abb. 3.16 erkennt man, daß mit zunehmender Pumpleistung die transmittierte Signalstrahlung stark zunimmt und bei einer eingekoppelten Leistung von ca. 36 mW eine Verstärkung von 0 dB erreicht wird. Charakteristisch für die Verstärkung als Funktion der Pumpleistung ist, daß die differentielle Zunahme der Verstärkung beständig abnimmt, so daß bei den höchsten gemessenen Pumpleistungen nur noch ganz geringe Zuwächse beobachtet werden konnten. Für eine eingekoppelte Leistung von 90 mW konnte eine maximale Signalverstärkung von +3 dB gemessen werden.

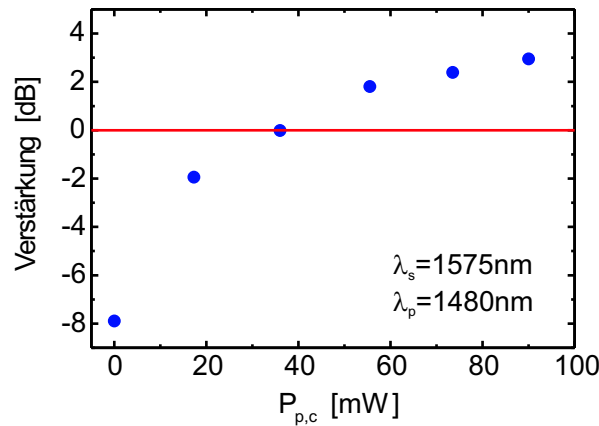


Abb. 3.16: Verstärkung als Funktion der eingekoppelten Pumpleistung. Oberhalb der 0 dB-Linie hat man Verstärkung; unterhalb der Linie Absorption.

Mit einer zusätzlichen nichtlinearen Wechselwirkung konnte bei einer eingekoppelten Pumpleistung von etwa 110 mW eine Verstärkung der Idlerstrahlung bei $\lambda_s = 1576$ nm von bis zu 4.4 dB erzielt werden. Die eingekoppelte Signalleistung bei einer Wellenlänge von $\lambda_s = 1548$ nm betrug 2.3 mW und die Fundamentalleistung bei $\lambda_f = 1562$ nm war 17.3 mW. Die normalisierte Effizienz ist somit $2\%W^{-1}$. Da die erzeugte Idlerleistung

sehr gering war, kann man den wesentlichen Effekt einer effizienteren Idlererzeugung einer verstärkten Fundamental- und Signalstrahlung zuschreiben. Die Abb. 3.17 zeigt die generierte Idlerleistung als Funktion der eingekoppelten Pumpleistung.

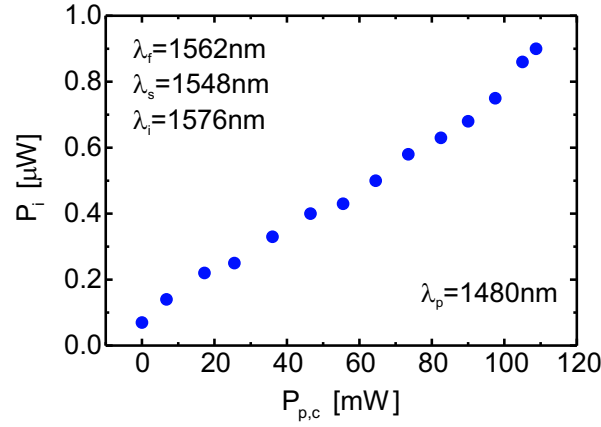


Abb. 3.17: Idlerleistung als Funktion der eingekoppelten Pumpleistung.

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, daß sich auch durch die Kaskadierung zweier optisch nichtlinearer Prozesse in einem periodisch gepolten Ti:LiNbO₃-Wellenleiter eine hoch-effiziente Differenzfrequenzerzeugung erzielen läßt. Im kontinuierlichen Betrieb konnte eine Effizienz von bis zu 25 % gezeigt werden. Mit einer gepulsten fundamentalen Laserquelle konnte bei einer Wiederholrate von 2 GHz (10 GHz) eine Effizienz von bis zu 213 % (35 %) erreicht werden. Darüberhinaus konnte erstmalig die Kombination einer kaskadierten Differenzfrequenz-Erzeugung mit einer Verstärkung von bis zu 4.4 dB in einem periodisch gepolten Ti:Er:LiNbO₃-Wellenleiter demonstriert werden.

3.5 Optisch parametrische Fluoreszenz

Die Beobachtung der (stimulierten) optisch parametrischen Fluoreszenz ist wichtig, weil dies die Voraussetzung zur Realisierung eines optisch parametrischen Oszillators darstellt. Insbesondere kann man damit sehr einfach das Abstimmverhalten eines Oszillators messen, ohne daß man hierzu eine resonante Struktur realisieren muß. Andererseits stellt die (stimulierte) parametrische Fluoreszenz eine sehr attraktive Methode dar, mit Hilfe eines abstimmbaren Pumplasers eine sehr weit abstimmbare, nichtresonante Strahlung zu erzeugen. Da die während des parametrischen Zerfallprozesses entstandenen Photonen miteinander korreliert sind, sollten periodisch gepolte Wellenleiter besonders effiziente Quellen für Photonenpaare darstellen, die z.B. für die abhörsichere Datenübertragung in der Telekommunikation verwendet werden könnten [Tit99]. Tanzilli et al. [Tan01] zeigten, daß protonenausgetauschte, periodisch gepolte LiNbO₃-Wellenleiter eine Erzeugungsrate erzielen, die um 4-6 Größenordnungen größer ist als alternative Methoden, die nichtlineare Volumenmaterialien oder Glasfasern verwenden.

Experimenteller Aufbau

Zur Messung der optisch parametrischen Fluoreszenz wurde die Strahlung eines abstimmbaren Titan-Saphir-Lasers in einen periodisch gepolten Wellenleiter der Probe Str267 eingekoppelt (siehe Abb. 3.18). Zur spektralen Analyse der generierten Idler- und Signalstrahlung wurde am Wellenleiterausgang ein optischer Spektrumanalysator mit einer spektralen Auflösung von 5 nm verwendet. Zur Messung der Leistungsabhängigkeit der stimulierten optisch parametrischen Fluoreszenz als Funktion der Pumpleistung wurde anstatt des Spektrumanalysators eine Germanium-Photodiode eingesetzt. Damit der Photodetektor ausschließlich die erzeugte nah-infrarote Strahlung sieht, wurden in den Strahlengang RG830 und RG1000 Farbfilter eingebaut. Diese Farbfilter haben die Eigenschaft einer sehr hohen Absorption im Wellenlängenbereich um 780 nm und einer hohen Transmission im 1.55 µm Bereich.

Resultate

Zur Messung des Abstimmverhaltens der optisch parametrischen Fluoreszenz genügte es, eine Pumpleistung von 10 mW in den Wellenleiter einzukoppeln. Durch Abstimmung der Pumpwellenlänge von 766-776 nm konnte somit eine Idler- und Signalstrahlung von 1200-2000 nm erzeugt werden (siehe Abb. 3.19). Darüberhinaus ist in der Abbildung

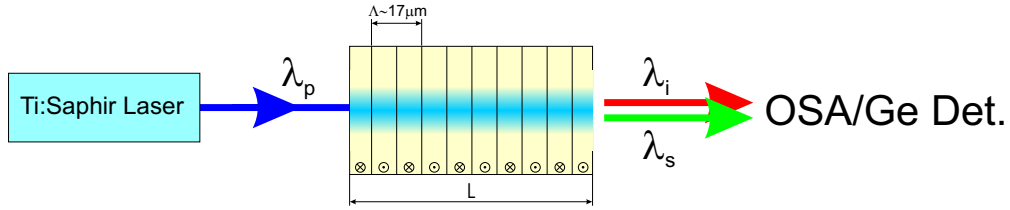


Abb. 3.18: Experimenteller Aufbau zur Beobachtung (stimulierter) optisch parametrischer Fluoreszenz.

3.19 für einige ausgewählte Pumpwellenlängen die spektrale Charakteristik dargestellt. Man erkennt, daß in der Nähe der Entartungswellenlänge die spektrale Breite extrem groß wird. Entfernt man sich von der Entartung, so wird die spektrale Breite geringer, was daran liegt, daß dort die Akzeptanzbandbreite für die Quasi-Phasenanpassung kleiner ist.

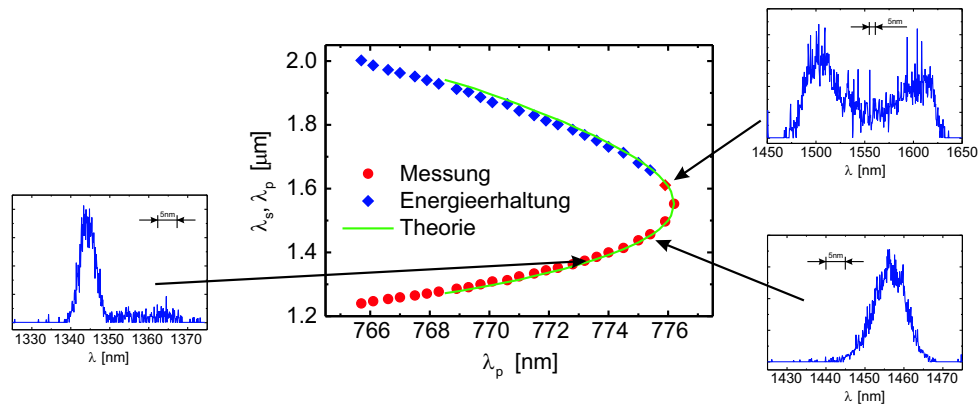


Abb. 3.19: Abstimmverhalten und spektrale Charakteristik (Auflösung 5nm) bei ausgewählten Pumpwellenlängen der (stimulierten) parametrischen Fluoreszenz.

Die Abb. 3.20 zeigt, daß als Funktion der eingekoppelten Pumpleistung ein sehr starkes exponentielles Anwachsen der generierten Strahlungsleistung beobachtet werden konnte. Dieses Verhalten liegt darin, daß mit zunehmender Leistung die durch einen stimulierten Prozess erzeugten Photonen sehr stark zunehmen. Bei einer eingekoppelten Leistung von ca. 250 mW konnte man somit eine Gesamtleistung von ca. 400 nW erzeugen. Der Prozeß dieser sog. optisch parametrischen Verstärkung kann noch weiter getrieben werden, bis für einen Umlauf der Wellen im Wellenleiter die Verstärkung genauso groß ist wie der Verlust. Tritt dieser Fall ein, so entsteht eine Oszillation, bei der

die Ausgangsleistung für die Signal- und Idlerstrahlung sehr stark ansteigt. Die Kohärenz und die spektralen Eigenschaften der Signal- und Idlerstrahlung ähneln dann der eines Lasers.

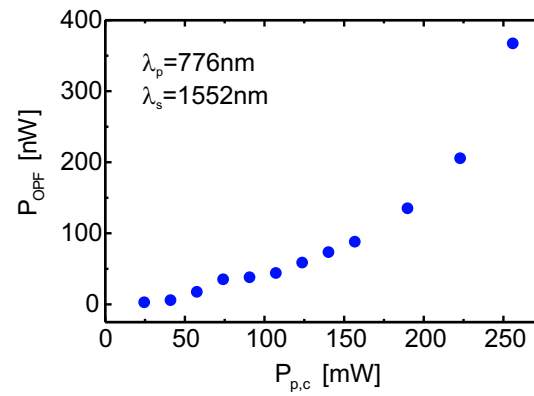


Abb. 3.20: Leistung der stimulierten Fluoreszenz als Funktion der eingekoppelten Pumpleistung.

3.6 Optisch parametrische Oszillation

Integriert optische parametrische Oszillatoren mit geringer elektrischer Leistungsaufnahme sind interessante Quellen zur Erzeugung weit abstimmbarer, kontinuierlicher und kohärenter Strahlung im nahen und mittleren Infrarot für Anwendungen in der optischen Nachrichtentechnik und Spektroskopie. Der Nachteil bisher realisierter integriert optischer quasi-phasenangepaßter nah-infrarot Oszillatoren war, daß diese entweder eine sehr hohe Schwellpumpleistung aufwiesen und/oder nur bei hohen Temperaturen betrieben werden konnten. Im Gegensatz dazu sollten sich wegen der sehr niedrigen Ausbreitungsverluste und hohen optischen Nichtlinearität mit periodisch gepolten Ti:LiNbO₃ Wellenleitern besonders effiziente Oszillatoren entwickeln lassen. Im folgenden wird die Realisierung eines doppeltresonanten integriert optischen parametrischen Oszillators mit einer sehr niedrigen Schwellpumpleistung und weitem Abstimmbereich beschrieben.

Experimenteller Aufbau

Zur Verwirklichung eines doppeltresonanten Oszillators wurde ein mit einer Periodizität von $17\text{ }\mu\text{m}$ gepolter Wellenleiter der Probe Str309 verwendet. Die nichtlineare Charakterisierung des 5.6 cm langen Wellenleiters ergab eine normalisierte Frequenzverdopplungseffizienz von $600\text{ }\%W^{-1}$ (entspricht $91\text{ }\%$ der theoretischen Erwartung) bei einer nahezu idealen sinc^2 -förmigen Wellenlängenabhängigkeit der Phasenanpaßkurve. Aus der vollen Halbwertsbreite der Anpaßkurve von 0.22 nm lies sich schließen, daß die effektive Länge des Wellenleiters 5.3 cm betrug. Der mit der Resonator-Methode

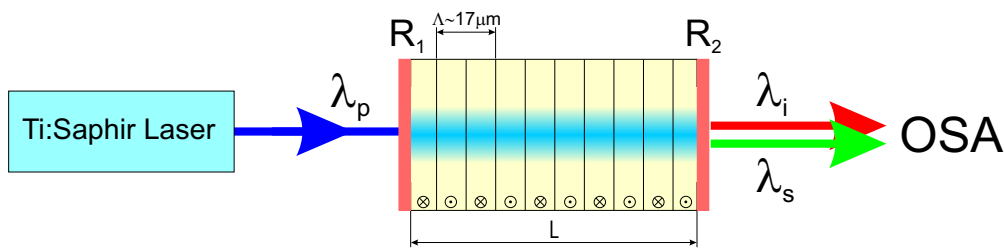


Abb. 3.21: Schematische Darstellung eines doppeltresonanten optisch parametrischen Oszillators.

ermittelte optische Verlust bei einer Wellenlänge von 1550 nm war 0.15 dB/cm . Um eine resonante Wellenleiterstruktur mit einer starken Rückkopplung für die Signal- und Idlerwelle zu bilden, wurden auf den Endflächen der Probe identische dielektrische Spie-

gel (7 Schichtpaare $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$) aufgebracht. Die Reflektivität im Wellenlängenbereich $1500\text{ nm} < \lambda_{s,i} < 1600\text{ nm}$ war 98 % und die Transmission für die Pumpstrahlung im Bereich $770\text{ nm} < \lambda_p < 780\text{ nm}$ betrug $>90\%$. Die Finesse des Wellenleiterresonators konnte zu 17.4 bestimmt werden. Aus der Kenntnis dieser Größe, den Spiegelreflektivitäten und der Länge der Resonators konnte der optische Verlust bei 1550 nm zu 0.13 dB/cm bestimmt werden (siehe Abb. 3.22). Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem zuvor ermittelten Wert von 0.15 dB/cm überein. Als Pumplaser wurde ein passiv wellenlängenstabilisierter Titan-Saphir-Laser, der von einem Argon-Ionenlaser gepumpt wurde, eingesetzt. Da der Laserbetrieb durch parasitäre Rückreflexion gestört werden könnte, wurde in den Strahlengang ein optischer Isolator mit einer Rückflußdämpfung von -60 dB eingesetzt. Ein optischer Spektrumanalysator wurde zur Charakterisierung des Emissionsverhaltens verwendet. Eine Germanium-Photodiode diente zur Messung der Leistungscharakteristik. Um photorefraktive Effekte zu reduzieren, wurde der Oszillator bei einer Temperatur von 90°C betrieben.

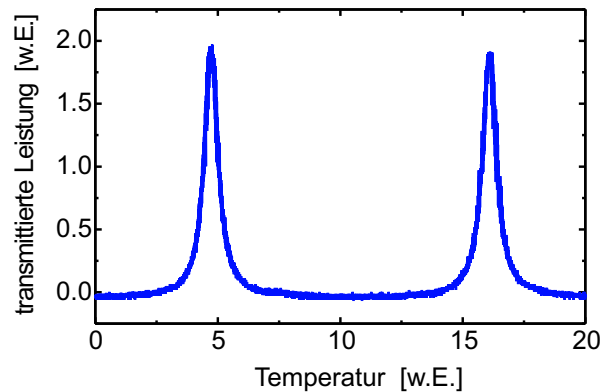


Abb. 3.22: Transmission des Resonators als Funktion der Temperatur. Das Verhältnis aus dem Abstand der Maxima und der Halbwertsbreite ergibt die Finesse.

Resultate

Die Abb. 3.23 zeigt die gemessene Leistungscharakteristik des doppeltresonanten Oszillators, der in seiner Entartung betrieben wurde. Wegen den geringen optischen Ausbreitungsverlusten, der hohen Nichtlinearität und den hochreflektierenden Spiegel wurde im gepulsten Betrieb eine minimale Pumpschwelle von 4.2 mW beobachtet. Im Vergleich zu früheren Resultaten [Suc88] [Bor95] konnte damit die Pumpschwelle um einen Faktor 6 bzw. 1300 reduziert werden. Die Gesamtausgangsleistung der Signal- und Idler-

strahlung stimmt sehr gut mit einer theoretischen Modellrechnung überein. Bei einer maximal eingekoppelten Pumpleistung von 70 mW konnte eine Signal+Idlerleistung von 1.7 mW ausgekoppelt werden, womit die Steigungseffizienz etwa 2.6 % betrug.

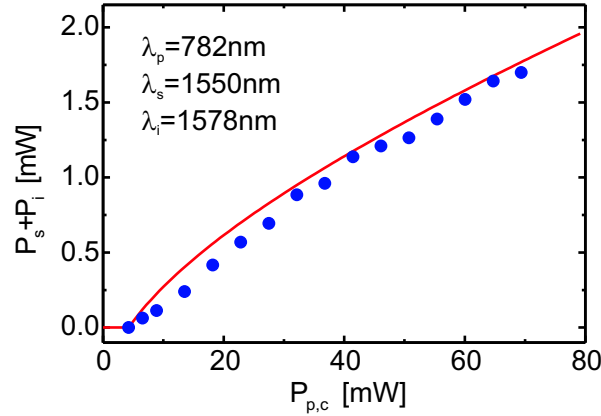


Abb. 3.23: Leistungscharakteristik eines Oszillators mit einer Pumpschwelle von 4.2 mW.

Für eine kontinuierlich eingekoppelte Pumpleistung von 20 mW wurde das zeitliche Verhalten der Ausgangsleistung und der transmittierten Pumpleistung aufgenommen. Die Abb. 3.24 (oben) zeigt, daß die Ausgangsleistung eine sehr starke zeitliche Variation aufwies bzw. zeitweilig kein Betrieb des Oszillators möglich war. Dieses Verhalten kommt durch eine durch Photorefraktion verursachte Änderung der Modenverteilung von der Grundmode in höhere Modenordnungen zustande, was mit Hilfe einer CCD Kamera beobachtet werden konnte. Diese Modenänderungen korrespondieren mit sprunghaftigen Erhöhungen der transmittierten Pumpleistung (siehe Abb. 3.24 (unten)). Wird die eingekoppelte Pumpleistung noch weiter erhöht, so treten wegen der erhöhten Photorefraktion die Veränderungen in der Modenform mit einer größeren Rate auf, so daß der Betrieb des Oszillators äußerst instabil wird.

Durch eine Wellenlängenabstimmung des Pumplasers von 779.5-782 nm konnte die Signalstrahlung von 1400-1560 nm und die Idlerstrahlung von 1560-1750 nm abgestimmt werden (siehe Abb. 3.25). Dieser Abstimmbereich war dabei einzig durch die Bandbreite der Spiegel begrenzt, so daß für eine Reflektivität $< 87\%$ keine parametrische Oszillation mehr beobachtet werden konnte.

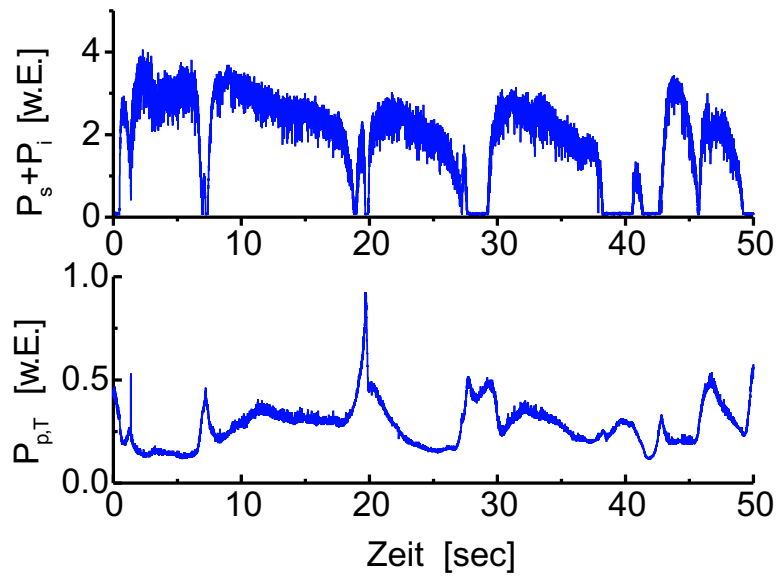


Abb. 3.24: Zeitliche Stabilität der Ausgangsleistung (Signal+Idler) (oben) und der transmittierten Pumpleistung (unten).

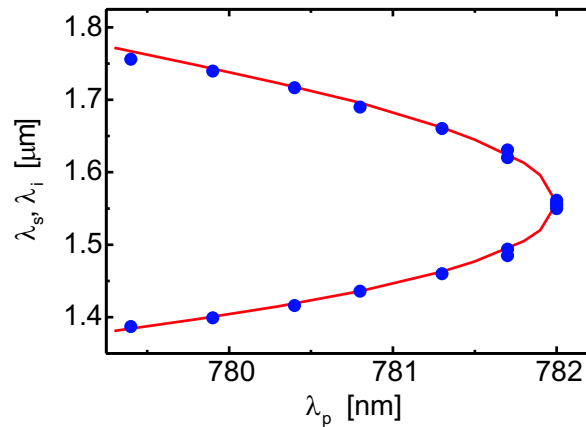


Abb. 3.25: Abstimmverhalten des Oszillators.

Mit einem optischen Spektrumanalysator wurde das spektrale Emissionsverhalten für die Signalstrahlung aufgenommen. Für eine Pumpwellenlänge in der Nähe der Entartung konnte eine sehr starke Variation der Emissionswellenlänge beobachtet werden. Der Grund liegt darin, daß dort wegen der sehr großen Verstärkungsbandbreite bereits kleinste Veränderungen im effektiven Brechungsindex (z.B. durch Photorefraktion) bzw. Wellenlängeninstabilitäten des Pumplasers genügen, damit es zu einer starken Änderung der Mode mit der höchsten Verstärkung kommt (siehe Abb. 3.26 (links)).

Für eine Pumpwellenlänge, die weiter von der Entartung entfernt war, war die Emission aufgrund der wesentlich restriktiveren Bedingung für Quasi-Phasenanpassung auf einen deutlich kleineren Wellenlängenbereich beschränkt (siehe Abb. 3.26 (rechts)).

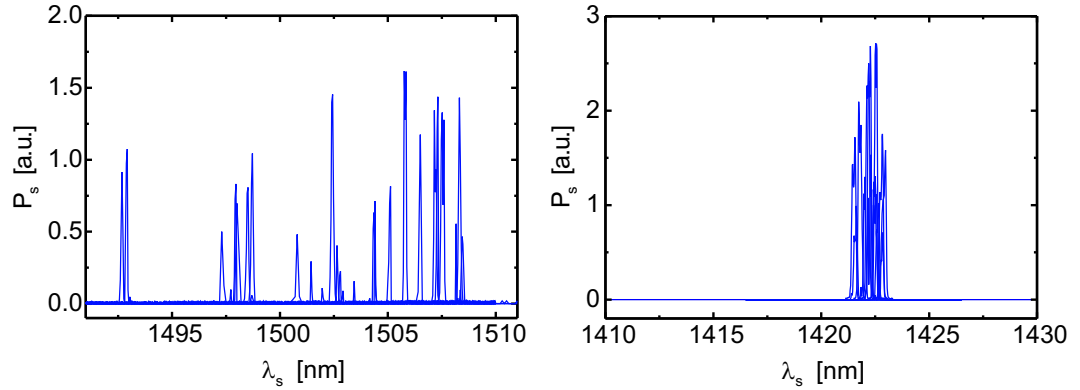


Abb. 3.26: Zeitliche Stabilität der Emissionswellenlängen: In der Nähe der Entartungswellenlänge (links) und weiter von der Entartung entfernt (rechts). Die Darstellungen sind Überlagerungen aus vielen einzelnen Aufnahmen des Emissionsspektrums über einen Zeitraum von 10 Minuten.

Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde zum ersten Mal ein doppeltresonanter optisch parametrischer Oszillator mit einer Emission im nahen Infrarot mit einem periodisch gepolten Ti:LiNbO_3 Wellenleiter demonstriert. Durch die hervorragenden Eigenschaften des Oszillators konnte die Schwelle mit einer sehr kleinen Pumpleistung erreicht werden. Der kontinuierliche Betrieb war jedoch durch eine starke Schwankung der Ausgangsleistung und ein instabiles spektrales Emissionsverhalten gekennzeichnet. Durch die Verwendung neuartiger Materialien mit einer reduzierten Photorefraktion und durch den Einsatz eines sehr frequenzstabilen Pumpasers mit einem geringen Leistungsrauschen sollten sich die Eigenschaften des Oszillators wesentlich verbessern lassen.

Kapitel 4

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde sowohl theoretisch als auch experimentell das Potential periodisch gepolter Ti:LiNbO₃ Wellenleiter zur quasi-phasenangepaßten Wellenlängenkonversion im nahen Infrarot untersucht. Darüber hinaus wurde die Herstellungstechnologie periodisch gepolter Ti:LiNbO₃ Wellenleiter mit einer optionalen Erbium-Dotierung entwickelt.

Im ersten Abschnitt wurden verschiedene Wellenlängenkonversions-Prozesse in periodisch gepolten Ti:LiNbO₃ Wellenleitern vorgestellt und theoretisch untersucht. Es zeigte sich, daß sich mit besonders langen, homogen periodisch gepolten und dämpfungsarmen Strukturen sehr effiziente Wellenlängenkonverter entwickeln lassen müßten. So erwartet man z.B. für die Frequenzverdopplung im Einfachdurchgang normalisierte Effizienzen von mehr als 1000 %W⁻¹. Effiziente Differenzfrequenz-Generatoren sind für die Anwendung in der optischen Nachrichtentechnik interessant, da sich damit Wellenlängenkonverter oder breitbandige parametrische Verstärker für Wellenlängenmultiplexsysteme realisieren lassen. Es konnte numerisch gezeigt werden, daß man mit periodisch gepolten Wellenleitern Konversionseffizienzen bzw. Verstärkungen von deutlich mehr als 100 % erzielen sollte. Abschließend konnte rechnerisch gezeigt werden, daß durch die Ausnutzung des integriert optischen Prinzips weit abstimmbare optisch parametrische Oszillatoren mit hoher Ausgangsleistung und niedriger Pumpschwelle möglich sein sollten.

Im zweiten Abschnitt wurde die Mikrodomänenstrukturierung von LiNbO₃ und deren mikroskopische Charakterisierung beschrieben. Mit der von uns entwickelten Technologie ist es nun möglich, mit hoher Ausbeute periodisch gepolte Ti:LiNbO₃ Wellenleiter herzustellen. Die gepolten, einmodigen Wellenleiter zeichnen sich durch eine exzellente Homogenität der Mikrodomänenstruktur und geringen optischen Verlusten aus. Die

bis zu 9 cm langen Strukturen sollten die Entwicklung von nichtlinearen Wellenlängenkonvertern mit hohen Effizienzen und niedrigen Schwellbedingungen erlauben. Es konnte gezeigt werden, daß sich mit derselben Technologie auch periodisch gepolte Wellenleiter, die mit Erbium diffusionsdotiert worden sind, herstellen lassen. Es wurden verschiedene Methoden zur Sichtbarmachung einer Mikrodomänenstruktur verwendet (Polarisationsmikroskopie, Toner-Dekoration, selektives Ätzen, Frequenzverdopplungs-Mikroskopie).

Darauf aufbauend konnte eine Reihe unterschiedlicher Wellenlängenkonverter mit herausragenden Eigenschaften gezeigt werden:

- hocheffiziente Frequenzverdoppler, die im Einfachdurchgang der fundamentalen Welle eine normalisierte Effizienz von bis zu $935\%W^{-1}$ erzielten. Anhand idealer sinc^2 -förmiger Phasenangepaßkurven konnte gezeigt werden, daß die gesamte periodisch gepolte Wellenleiterlänge von bis zu 8 cm zur nichtlinearen Frequenzkonversion beitragen kann.
- die Kombination einer quasi-phasenangepaßten Frequenzkonversion im verstärkenden bzw. laseraktiven Medium Ti:Er:LiNbO_3 ermöglichte die erstmalige Realisierung von selbstfrequenzverdoppelnden Wellenleiterlaser.
- Differenzfrequenz-Generatoren, die eine Idlerwelle ($\lambda_i \sim 1550\text{ nm}$) mit einer normalisierten Effizienz von bis zu $318\%W^{-1}$ durch Mischung einer kurzwelligen Pumpstrahlung ($\lambda_p \sim 780\text{ nm}$) mit einer nah-infraroten Signalwelle ($\lambda_s \sim 1550\text{ nm}$) erzeugen.
- kaskadierte Differenzfrequenz-Generatoren, die eine effiziente Frequenzverdopplung mit einer Differenzfrequenz-Erzeugung in derselben Wellenleiterstruktur kombinieren. Im kontinuierlichen Betrieb konnte eine Effizienz von bis zu 25 % erreicht werden. Mit einem modengekoppelten Laser als fundamentale Quelle konnte gepulste Idlerstrahlung mit einer Effizienz von 213 % bei 2 GHz und eine Effizienz von 35 % bei 10 GHz erzeugt werden. Mit periodisch gepolten Wellenleitern mit einer Erbium-Dotierung konnte eine kaskadierte Differenzfrequenzerzeugung mit einer zusätzlichen Verstärkung von bis zu 4.4 dB gezeigt werden.
- stimuliert optisch parametrische Fluoreszenz-Generatoren mit einem sehr weiten Abstimmbereich ($1200\text{ nm} < \lambda_{s,i} < 2000\text{ nm}$). Bei einem starken exponentiellen Wachstum konnte bei einer maximal eingekoppelten Pumpleistung von 250 mW eine Strahlungsleistung von ca. 400 nW generiert werden.

- doppelresonante optisch parametrische Oszillatoren mit einer minimalen Pumpschwelle von lediglich 4.2 mW und einem 400 nm weiten Abstimmungsbereich.

Kapitel 5

Ausblick

Materialien mit reduzierter Photorefraktion

Im Rahmen dieser Arbeit hat sich herausgestellt, daß bei hohen Leistungen die sehr ausgeprägte Photorefraktion des kongruenten LiNbO_3 einen stabilen und effizienten Betrieb der Wellenlängenkonverter verhindert. Die bisher einzige Methode, die Photorefraktion zu reduzieren, ist, die Wellenlängenkonversion bei sehr hohen Temperaturen durchzuführen. Um die Wellenlängenkonverter auch bei niedrigen Temperaturen betreiben zu können, müssen neue Materialien mit einer deutlich reduzierten Empfindlichkeit verwendet werden. Hierzu sind die Arbeiten zur elektrischen Feldpolung von 5 mol% MgO dotierten LiNbO_3 mit planaren Wellenleitern am weitesten fortgeschritten. Die Abbildung 5.1 zeigt die Seitenansicht (Y-Fläche) einer periodisch gepolten Probe mit einer Periodizität von $\sim 17 \mu\text{m}$. Man sieht, daß es möglich ist, eine für wellenleitende Strukturen hinreichend tiefe Mikrodomänenstruktur mit einem fast perfekten Breitenverhältnis herzustellen. Allerdings ist die Polungsqualität über die gesamte Fläche

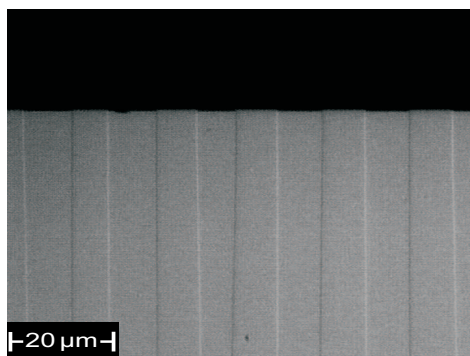


Abb. 5.1: Seitenansicht (Y-Fläche) einer periodisch gepolten MgO:LiNbO₃ Probe.

gesehen noch recht unterschiedlich, so daß für künftige Arbeiten noch ein erhebliches Verbesserungspotential besteht. Ob sich mit derselben Technologie auch periodisch gepolte Streifenwellenleiter herstellen lassen, konnte abschließend nicht geklärt werden. Simultan wird derzeit an einer Korona-Feldpolungstechnologie gearbeitet, die sich eng an Vorarbeiten der Universität Kaiserslautern orientiert [Zel99].

Ein besonders vielversprechendes Material ist stöchiometrisches LiNbO_3 mit einer MgO -Kodotierung. Neuste Untersuchungen belegen, daß dieses Material praktisch keine Photorefraktion [Hua01], eine um etwa 20 % höhere Nichtlinearität und geringere optische Verluste als kongruentes LiNbO_3 bzw. 5mol% dotiertes, kongruentes $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ besitzt [Kit01]. Da für die Eindiffusion von Titan in LiNbO_3 sehr hohe Temperaturen benötigt werden, ist wegen möglichen Ausdiffusionsprozessen nicht sichergestellt, daß die Wellenleiter anschließend die wünschenswerten Eigenschaften haben. Alternativ würde sich jedoch die Herstellung von protonenausgetauschten Wellenleitern anbieten.

Oberflächennahe Strukturierung durch selektives Ätzen

Bei der Vorstellung der verschiedenen Möglichkeiten zur Charakterisierung von periodisch gepoltem LiNbO_3 haben wir gelernt, daß nur die -Z-Flächen von konzentrierter $\text{HF}:\text{HNO}_3$ Säure angegriffen werden. Die dabei entstandene Höhenstruktur konnte anschließend sehr einfach mit einem optischen Mikroskop beobachtet werden. Der Nachteil einer Ätzung ist jedoch, daß dies zu einer Beschädigung des Wellenleiters führt, was sich in erhöhten Verlusten äußert. Andererseits läßt sich das extrem anisotrope Verhalten nutzen, um oberflächennah Mikrostrukturen herzustellen. Die Abbildung 5.2 (links) zeigt eine über einen ausgedehnten Zeitraum selektiv geätzte, periodisch gepolte Probe mit einem titandiffundierten Wellenleiter. Man sieht hier sehr deutlich, daß ausschließlich die -Z-Flächen geätzt wurden, während die +Z-Flächen mit dem Wellenleiter nicht angegriffen wurden. Die Seitenansicht (siehe Abb. 5.2 (rechts)) zeigt das Tiefenprofil. Man erkennt, daß die Ätzung bis etwa $20\text{ }\mu\text{m}$ in das Material hineinragt und eine dreiecksförmige Gestalt hat. Für praktische Anwendungen wünscht man sich jedoch in der Regel Strukturen mit senkrecht verlaufenden Wänden. Um dies zu erzielen, muß die Herstellungstechnologie noch weiter verfeinert werden bzw. mit anderen Technologien wie z.B. Ionenstrahlätzen kombiniert werden. Derartige Strukturen wären z.B. höchst interessant für die Realisierung von Materialien mit einer photonischen Bandlücke, Mikrokavitäten oder Resonatoren mit interner Totalreflexion. Ferner könnte man auf diese Weise lokal LiNbO_3 durch andere Materialien (fest, flüssig oder gasförmig) ersetzen.

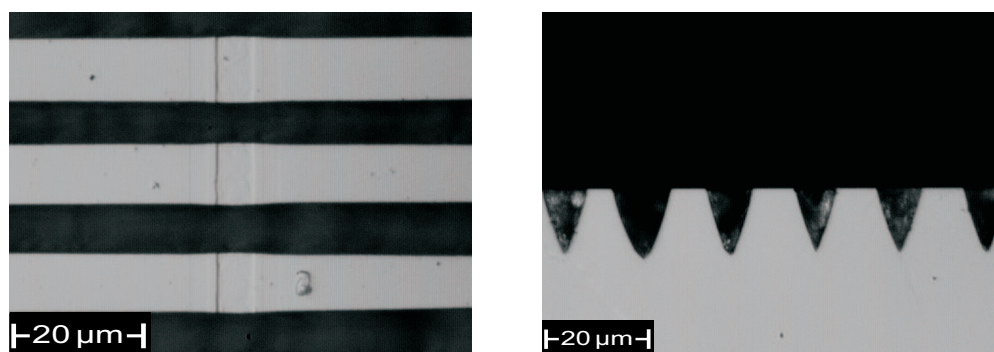


Abb. 5.2: Oberflächenstrukturierung durch zeitlich ausgedehntes selektives Ätzen
Links: Aufsicht (Z-Fläche) Rechts: Seitenansicht (Y-Fläche).

Herstellung von nanoskaligen Mikrodomänenstrukturen

Wegen der hohen Koerzitivfeldstärke von kongruentem LiNbO_3 ist es sehr schwierig, Mikrodomänenstrukturen mit kleiner Periodizität herzustellen. Deshalb müssen für Periodizitäten von $< 5 \mu\text{m}$ neue Polungstechniken eingesetzt werden. Es sollen an dieser Stelle zwei Ansätze vorgestellt werden, mit denen sich Mikrodomänen mit einer lateralen Strukturgröße von $< 1 \mu\text{m}$ realisieren lassen.

Die erste Methode wurde per Zufall entdeckt, als eine Probe mit einem periodischen Metallgitter Bereiche aufwies, wo die Elektrodenränder ausgefranst waren. Als direkte Folge bildeten sich während der elektrischen Feldpolung an den Spitzen sehr hohe Felder aus, so daß nicht die Bereiche unterhalb der Elektrode invertiert wurden, sondern die Bereiche zwischen den Metallelektroden. Die Abb. 5.3 (links) zeigt die Probe nach einer selektiven Ätzung. Man sieht deutlich, daß sich die Domänen in Form sehr schmaler Linien, die parallel zueinander angeordnet sind, ausgebildet haben. Die Wachstumsrichtung der Domänen wurde dabei durch eine Vorzugsrichtung des LiNbO_3 bestimmt. Es ist sehr interessant, daß alle Mikrodomänen praktisch dieselbe Breite aufweisen und keine Tendenz zu einem Zusammenwachsen zeigen, was vermuten läßt, daß hierfür ein gegenseitiger Abstoßungsmechanismus zwischen den Domänen verantwortlich sein muß. Die Methode ist zwar insgesamt noch sehr unausgereift, andererseits birgt sie ein enormes Entwicklungspotential, da sich durch Ausnutzung optimierter Geometrien die Homogenität der Domänenstrukturen erheblich verbessern lassen dürfte.

Bei der zweiten Methode handelt es sich um eine Technik, bei der eine Elektrode durch eine Rasierklinge gebildet wird. Durch Anlegen eines Hochspannungspulses zwischen der Rasierklinge und einer flächigen Metallelektrode auf der Gegenseite der Probe

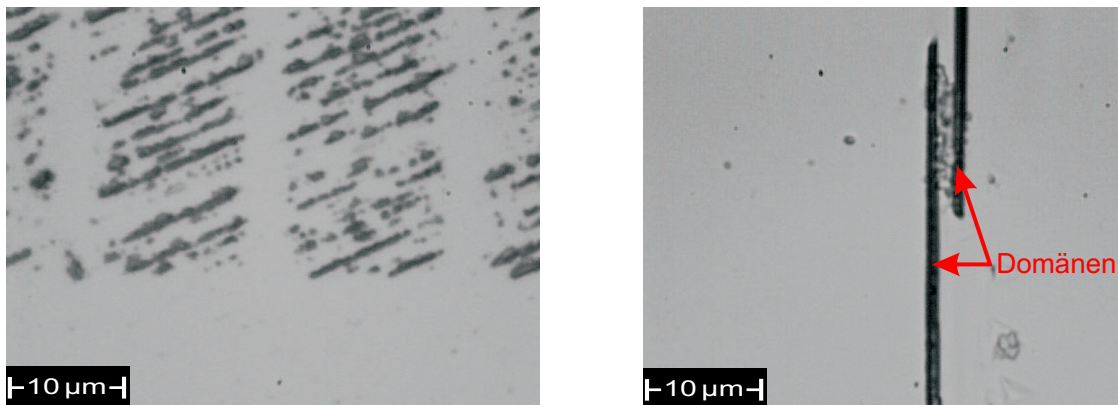


Abb. 5.3: Herstellung von Mikrodomänen mit einer Strukturgröße von $\leq 1 \mu\text{m}$
 Links: mit unsauber definierten Elektrodenstrukturen Rechts: mit einer Rasierklinge als Stempel.

kommt es zu einer Domäneninversion im LiNbO_3 . Die Abb. 5.3 (rechts) zeigt eine selektiv angeätzte Oberfläche nach der Polung. Man erkennt deutlich, daß sich zwei sehr schmale und geradlinige Mikrodomänen ausgebildet haben. Die Strukturbreite ist etwa $1 \mu\text{m}$ bei einer maximalen Länge von etwa $100 \mu\text{m}$. Der Nachteil dieser Methode ist, daß man dafür Sorge tragen muß, daß ein sehr guter Kontakt zwischen dem Stempel (hier eine Rasierklinge) und der Probenoberfläche hergestellt wird. Ferner benötigt man ein sehr genaues Positioniersystem, um über große Distanzen (mehrere cm) mit hoher Positionierungsgenauigkeit ($\sim 20 \text{ nm}$) eine Domäne herzustellen.

Polarisationsunabhängige Wellenlängenkonverter

Um integriert optische Wellenlängenkonverter in der optischen Nachrichtentechnik verwenden zu können, sollten diese möglichst polarisationsunabhängig sein, da sich der Polarisationszustand entlang einer faseroptischen Übertragungsstrecke fortlaufend ändern kann. Für die Wellenlängenkonversion stellt dies ein Problem dar, da nur TM polarisierte Wellen miteinander wechselwirken.

Eine Möglichkeit einen polarisationsunabhängigen Differenzfrequenz-Generator zu realisieren zeigt die Abbildung 5.4. Das Funktionsprinzip beruht darauf, daß mit Hilfe einer Kombination aus einem Spiegel und einer $\lambda/4$ -Platte bzw. Faraday-Rotator der Polarisationszustand der rücklaufenden Signalwelle gegenüber der einlaufenden um 90° gedreht wird. Gepumpt wird der Wellenlängenkonverter mit einer Laserquelle um 775 nm , die mit einem wellenlängenselektiven Faserkoppler in den Wellenleiter ein-

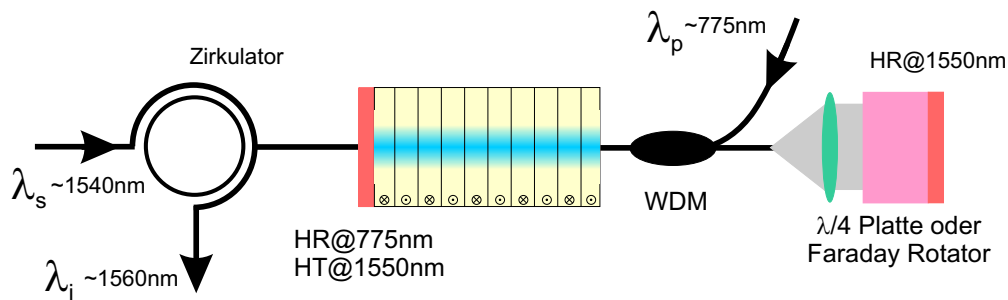


Abb. 5.4: Anordnung zur Realisierung eines polarisationsunabhängigen Differenzfrequenz-Generators.

gekoppelt wird. Damit die Pumpwelle sowohl mit der einlaufenden als auch mit der (polarisationsgedrehten) rücklaufenden Signalwelle wechselwirken kann, wird diese mit einem vorderseitigen Spiegel rückreflektiert. Der ebenfalls in der Abbildung dargestellte Zirkulator dient zur Auskopplung der Strahlung.

Einfachresonante optisch parametrische Oszillatoren

Die Attraktivität doppeltresonanter optisch parametrischer Oszillatoren begründet sich im wesentlichen darin, daß diese wegen der sehr starken Rückkopplung eine sehr niedrige Schwellpumpleistung haben. Doch in der Praxis zeigen sich die gravierenden Nachteile dieses Konzeptes: Die Ausgangsleistung ist wegen der hohen Verspiegelung gering und wegen der gleichzeitigen Erfüllung der Doppelresonanz, Quasi-Phasenanpassung und Energieerhaltung ist das Abstimmverhalten äußerst kompliziert.

Durch die Entwicklung einfachresonanter Oszillatoren sollten sich die spektralen Eigenschaften und die Stabilität erheblich verbessern lassen. Darüberhinaus erwartet man dadurch, daß die nichtresonante Welle fast vollständig ausgekoppelt wird, eine sehr hohe Steigungseffizienz und somit auch eine hohe absolute Ausgangsleistung hat. Da nur eine Welle resonant überhöht wird, ist die Schwellleistung von einfachresonanten Oszillatoren etwa um einen Faktor 10-20 größer als die von doppeltresonanten Oszillatoren. In der Praxis überwiegen jedoch die Vorzüge des einfachresonanten Konzeptes den Nachteil einer erhöhten Schwelle deutlich. Um das Potential eines einfachresonanten, integriert optischen Ti:LiNbO₃ Wellenleiteroszillators zu demonstrieren, wurde die Leistungscharakteristik eines 9 cm langen Bauteils berechnet. Für den optischen Verlust der Signal- und Idlerwelle wurde ein Wert von 0.15 dB/cm und für die Pumpwelle ein Wert von 0.3 dB/cm angenommen. Für die Signal- und Pumpwelle bei 1300 nm

bzw. 775 nm wurde eine Spiegelreflektivität von 1 % und für die Idlerwelle bei 1920 nm eine Reflektivität von 98 % gewählt. Anhand der berechneten Charakteristik (siehe Abb. 5.5) erkennt man, daß trotz der Einfachresonanz der Oszillator eine Schwelle von nur 39 mW haben sollte. Die Steigungseffizienz ist derart hoch, daß man bereits für Pumpleistungen < 100 mW eine deutliche Sättigung aufgrund des sehr starken Abbaus der Pumpwelle erwartet. Obwohl die Realisierung eines derartigen Oszillators äußerst attraktiv ist, konnte bisher trotz mehrerer Versuche kein einfachresonanter Betrieb im nahen Infrarot erzielt werden. Dagegen konnte erstmalig im mittleren Infrarot ein Oszillator mit einer sehr niedrigen Schwelle von 275 mW und einer Ausgangsleistung von bis zu 300 mW demonstriert werden [Hof00].

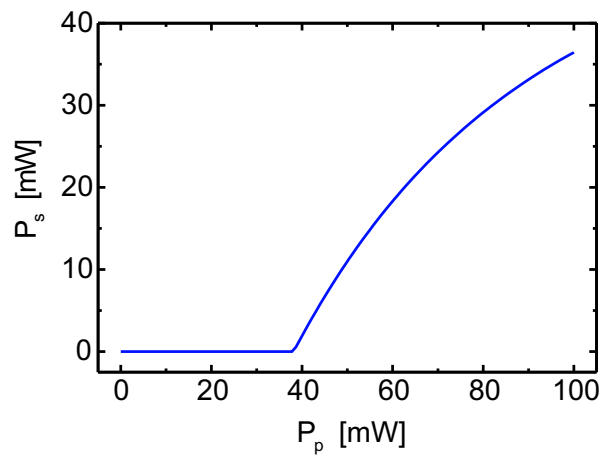


Abb. 5.5: Leistungscharakteristik eines einfachresonanten optisch parametrischen Oszillators.

Literaturverzeichnis

- [Ami97] J. Amin, V. Pruneri, J. Webjörn, P. St. J. Russel, D. C. Hanna, J. S. Wilkinson: „Blue light generation in a periodically poled Ti:LiNbO₃ channel waveguide”, Opt. Comm. **135**, 41 (1997).
- [Arb97] M. A. Arbore, M. M. Fejer: „Singly resonant optical parametric oscillation in periodically poled lithium niobate waveguides”, Opt. Lett. **22**, 151 (1997).
- [Arm62] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan: „Interactions between light waves in a nonlinear dielectric”, Phys. Rev. **127**, 1918 (1962).
- [Bau79] R. A. Baumgartner, R. L. Byer: „Optical parametric amplification”, IEEE J. Quantum Electron. **15**, 432 (1979).
- [Bor95] M. L. Bortz, M. A. Arbore, M. M. Fejer: „Quasi-phase-matched optical parametric amplification and oscillation in periodically poled LiNbO₃ waveguides”, Opt. Lett. **20**, 49 (1995).
- [Boy92] R. W. Boyd: „Nonlinear Optics”, Academic Press (1992).
- [Bri94] R. Brinkmann: „Integriert optische Verstärker in Erbium-dotiertem LiNbO₃”, Dissertation Universität Paderborn Juni 1994.
- [Bry84] D. A. Bryan, R. Gerson, H. E. Tomaschke: „Increased optical damage resistance in lithium niobate”, Appl. Phys. Lett. **44**, 847 (1984).
- [Bur79] W. K. Burns, D. H. Klein, E. J. West: „Ti-diffusion in Ti:LiNbO₃ planar and channel optical waveguides”, J. Appl. Phys. **50**, 6175 (1979).
- [Bye00] R. L. Byer: „Nonlinear optics and solid-state lasers”, IEEE J. on Sel. Top. in Quantum Electron. **6**, 911 (2000).

- [Cam69] I. Camlibel: „Spontaneous polarization measurements in several ferroelectric oxides using a pulsed field method”, J. Appl. Phys. **40**, 1690 (1969).
- [Cho98] M. H. Chou, J. Hauden, M. A. Arbore, M. M. Fejer: „1.5 μm -band wavelength conversion based on difference-frequency generation in LiNbO_3 waveguides with integrated coupling structures”, Opt. Lett. **23**, 1004 (1998).
- [Cho99] M. H. Chou: „Optical frequency mixers using three-wave mixing for optical fiber communications”, Dissertation Stanford University (1999).
- [Eck91] R. C. Eckardt, C. D. Nabors, W. J. Kozlovsky, R. L. Byer: „Optical parametric oscillator frequency tuning and control”, J. Opt. Soc. Am B **8**, 646 (1991).
- [Cho00] M. H. Chou, I. Brener, G. Lenz, R. Scotti, E. E. Chaban, J. Shmlovich, D. Philen, S. Kosinski, K. R. Parameswaran, M. M. Fejer: „Efficient wide-band and tunable midspan spectral inverter using cascaded nonlinearities in LiNbO_3 waveguides”, Photon. Technol. Lett. **12**, 82 (2000).
- [Din95] M. Dinand: „Modellierung erbiumdotierter integriert optischer verstärker und Laser in LiNbO_3 ”, Dissertation Universität Paderborn (1995).
- [Ege93] D. Eger, M. Oron, M. Katz: „Optical characterization of KTiOPO_4 periodically segmented waveguides for second-harmonic generation of blue light”, J. Appl. Phys. **74**, 4298 (1993).
- [Fei85] A. Feisst, P. Koidl: „Current induced periodic ferroelectric domain structures in LiNbO_3 applied for efficient nonlinear optical frequency mixing”, Appl. Phys. Lett. **47**, 1125 (1985).
- [Fej92] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, R. L. Byer: „Quasi-phase second harmonic generation: tuning and tolerances”, J. Quantum El. **28**, 2631 (1992).
- [Fen80] D. Feng, N. B. Ming, J. F. Hong, Y. S. Yang, J. S. Zhu, Z. Yang, Y. N. Wang: „Enhancement of second-harmonic generation in LiNbO_3 crystals with periodic laminar ferroelectric domains”, Appl. Phys. Lett. **37**, 607 (1980).
- [Flö98] M. Flörsheimer, R. Paschotta, U. Kubitscheck, C. Brillert, D. Hofmann, L. Heuer, G. Schreiber, C. Verbeek, W. Sohler, H. Fuchs: „Second-harmonic imaging of ferroelectric domains in LiNbO_3 with micron resolution in lateral and axial directions”, Appl. Phys. B **67**, 593 (1998).

- [Fra61] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich: „Generation of optical harmonics ”, Phys. Rev. Lett. **7**, 118 (1961).
- [Fra63] P. A. Franken, J. F. Ward: „Optical harmonics and nonlinear phenomena”, Rev. Mod. Phys. **35**, 23 (1963).
- [Fuj91] M. Fujimura, T. Suhara, H. Nishihara: „Ferroelectric-domain inversion induced by SiO₂ cladding for LiNbO₃ waveguide SHG”, Electron. Lett. **27**, 1207 (1991).
- [Fuj93] T. Fujiwara, R. Srivaytava, X. Cao, R. V. Ramaswamy: „Comparision of photorefractive index change in proton-exchanged and Ti-diffused LiNbO₃ waveguides”, Opt. Lett. **18**, 346 (1993).
- [Fur98] Y. Furukawa, K. Kitamura, S. Takekawa, K. Niwa, H. Hatano: „Stoichiometric MgO:LiNbO₃ as an effective material for nonlinear optics”, Opt. Lett. **23**, 1892 (1998).
- [Gal97] K. Gallo, G. Assanto, G. I. Stegeman: „Efficient wavelength shifting over the erbium amplifier bandwidth via cascaded second order processes in lithium niobate waveguides”, Appl. Phys. Lett. **71**, 1020 (1997).
- [Gal99] A. Galvanauskas, K. K. Wong, K. El Hadi, M. Hofer, M. E. Fermann, D. Harter, M. H. Chou, M. M. Fejer: „Amplification in 1.2-1.7 μ m communication window using OPA in PPLN waveguides”, Electron. Lett. **35**, 731 (1999).
- [Gio65] J. A. Giordmaine, R. C. Miller: „Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies”, Phys. Rev. Lett. **14**, 973 (1965).
- [Gla74] A. M. Glass, von der Linde, T. J. Negran: „High-voltage bulk photorefractive effect and the photorefractive effect in LiNbO₃”, Appl. Phys. Lett. **25**, 233 (1974).
- [Gru99] W. Grundkötter: „Theoretische Beschreibung quasi-phasenangepakter optischer Frequenzkonversion in periodisch gepolten Wellenleitern”, Diplomarbeit Universität Paderborn (1999).
- [Har67] S. E. Harris, M. K. Oshman, R. L. Byer: „Observation of tunable optical parametric fluorescence”, Phys. Rev. Lett. **18**, 732 (1967).
- [Her91] H. Herrmann: „Optisch nichtlineare Differenzfrequenzerzeugung abstimmbarer, kohärenter Strahlung im mittleren Infrarotbereich in Ti:LiNbO₃-Streifenwellenleitern ”, Dissertation Universität Paderborn 1991.

- [Hof99] D. Hofmann, H. Herrmann, G. Schreiber, W. Grundkötter, R. Ricken, W. Sohler: „Continuous-wave mid-infrared optical parametric oscillators with periodically poled Ti:LiNbO₃ waveguide”, ECIO’99, Torino/Italy, post deadline paper, p. 21, April 1999.
- [Hof00] D. Hofmann, G. Schreiber, W. Grundkötter, R. Ricken, W. Sohler: „Mid-infrared continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator with periodically poled Ti:LiNbO₃ waveguide”, CLEO/Europe 2000, Nice/France, Sept. 2000.
- [Hua94] L. Huang, N. A. F. Jaeger: „Discussion of domain inversion in LiNbO₃”, Appl. Phys. Lett. **65**, 1763 (1994).
- [Hua01] L. Huang, D. Hui, D. J. Bamford, S. J. Field, I. Mnushkina, L. E. Myers, J. V. Kayser: „Periodic poling of magnesium-oxide-doped stoichiometric lithium niobate grown by the top-seeded solution method”, Appl. Phys. B **72**, 301 (2001).
- [Ish91] Y. Ishigame, T. Suhara, H. Nishihara: „LiNbO₃ waveguide second-harmonic-generation device phase matched with a fan-out domain-inverted grating”, Opt. Lett. **16**, 375 (1991).
- [Ito91] H. Ito, C. Takyu, H. Inaba: „Fabrication of periodic domain grating in LiNbO₃ by electron beam writing for application of nonlinear optical processes”, Electron. Lett. **27**, 1221 (1991).
- [Jan98] G. Janzen: „Ferroelektrische Mikrodomänen in Y-Schnitt Lithiumniobat für quasi-phasenangepaßte optische Frequenzverdopplung”, Dissertation Universität Paderborn (1998).
- [Key90] R. W. Keys, A. Loni, R. M. De La Rue: „Fabrication of domain reversed gratings for SHG in LiNbO₃ by electron beam bombardment”, Electron. Lett. **26**, 188 (1990).
- [Kin96] K. Kintaka, M. Fujimura, T. Suhara, H. Nishihara: „High-efficiency LiNbO₃ waveguide second-harmonic generation devices with ferroelectric-domain-inverted gratings fabricated by applying voltage”, IEEE J. Lightwave Technol. **14**, 462 (1996).
- [Kit01] K. Kitamura, private Mitteilung.

- [Lim89] E. J. Lim, M. M. Fejer, R. L. Byer: „Second-harmonic generation of green light in periodically poled planar lithium niobate waveguide”, *Electron. Lett.* **25**, 174 (1989).
- [Mil98] G. Miller: „Periodically poled lithium niobate: modeling, fabrication, and nonlinear-optical performance”, Dissertation Stanford University (1998).
- [Min82] N. B. Ming, J. F. Hong, D. Feng: „The growth striations and ferroelectric domain structures in Czochralski-grown LiNbO_3 single crystals”, *J. Mater. Sci.* **17**, 1663 (1982).
- [Miy79] S. Miyazawa: „Ferroelectric domain inversion in Ti-diffused LiNbO_3 optical waveguide”, *J. Appl. Phys.* **50**, 4599 (1979).
- [Mye95] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, J. W. Pierce: „Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO_3 ”, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2102 (1995).
- [Nak87] K. Nakamura, H. Ando, H. Shimizu: „Ferroelectric domain inversion caused in LiNbO_3 plates by heat treatment”, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1413 (1987).
- [Nut92] A. C. Nutt, V. Gopalan, M. C. Gupta: „Domain inversion in LiNbO_3 using direct electron-beam writing”, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2828 (1992).
- [Par00] K. Parameswaran, M. Fujimura, M. H. Chou, M. M. Fejer: „Low-power all-optical gate based on sum frequency mixing in APE waveguides in PPLN”, *IEEE Photon. Tech. Lett.* **12**, 654 (2000).
- [Peu86] J. C. Peuzin: „Comment on ‘Domain-inversion effects in Ti- LiNbO_3 integrated optical devices’” *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1104 (1986); also S. Miyazawa: „Response”, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1104 (1986).
- [Ram00] J. Rams, A. Alcazar-de-Velasco, M. Carrascosa, J. M. Cabrera, F. Agullo-Lopez: „Optical damage inhibition and thresholding effects in lithium niobate above room temperature”, *Opt. Comm.* **178**, 211 (2000).
- [Reg86] R. Regener: „Optische Frequenzverdopplung in Ti: LiNbO_3 -Wellenleiterstrukturen”, Dissertation Universität Paderborn 1986.
- [Sho97] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, R. Ito: „Absolute scale second-order nonlinear-optical coefficients”, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2268 (1997).

- [Soh81] W. Sohler, H. Suche, in Digest of the Third International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication (Optical Society of America, Washington, D. C., 1981) p. 89.
- [Str88] E. Strake, G. P. Bava, I. Montrosset: „Guided modes of Ti:LiNbO₃ channel waveguides: A novel quasi-analytical technique in comparison with the scalar finite element method”, IEEE J. Lightwave Technol. **6**, 1126 (1988).
- [Suc88] H. Suche, W. Sohler, in Integrated and Guided Wave Optics, Vol. 5 of 1988 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D. C., 1988), p. 176.
- [Tan01] S. Tanzilli, H. De Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M. De Micheli, D. B. Ostrowsky, N. Gisin: „Highly efficient photon-pair source using periodically poled lithium niobate waveguide”, Electron. Lett. **37**, 26 (2001).
- [Tay96] M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer: „Photorefractive effects in periodically poled ferroelectrics”, Opt. Lett. **21**, 857 (1996).
- [Tha85] S. Thaniyavarn, T. Findakly, D. Booher, J. Moen: „Domain-inversion effects in Ti-LiNbO₃ integrated optical devices” Appl. Phys. Lett. **46**, 933 (1985).
- [Tho76] D. E. Thompson, J. D. McMullen, D. B. Anderson: „Second-harmonic generation in GaAs ‘stack of plates’ using high-power CO₂ laser radiation” Appl. Phys. Lett. **29**, 113 (1976).
- [Tit99] W. Tittel, J. Brendel, N. Gisin, G. Ribordy, H. Zbinden: „Quantenkryptographie”, Physikalische Blätter **55**, 25 (1999).
- [Web89] J. Webjörn, F. Laurell, G. Arvidsson: „Fabrication of periodically domain-inverted channel waveguides in lithium niobate for second harmonic generation”, IEEE J. Lightwave Technol. **7**, 1597 (1989).
- [Web94] J. Webjörn, V. Pruneri, P. St. J. Russell, J. R. M. Barr, D. C. Hanna: „Quasi-phase-matched blue light generation in bulk lithium niobate, electrically poled via periodic liquid electrodes”, Electron. Lett. **27**, 1221 (1994).
- [Wes00] R. Wessel: „Modelocked waveguide lasers in lithium niobate”, Dissertation Universität Paderborn (2000).

- [Yam91] M. Yamada, K. Kishima: „Fabrication of periodically reversed domain structure for SHG in LiNbO₃ by direct electron beam lithography at room temperature”, *Electron. Lett.* **27**, 828 (1991).
- [Xu93] C. Q. Xu, H. Okayama, and M. Kawahara, "1.5 μm band efficient broadband conversion by difference frequency generation in a periodically domain-inverted LiNbO₃ channel waveguide“, *Appl. Phys. Lett.* **63**, p. 3559 (1993).
- [Xu94] C. Q. Xu, H. Okayama, M. Kawahara: „Large differences in Ti thermal diffusion caused domain inversion between undoped and MgO-doped LiNbO₃”, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2504 (1994).
- [Yam93] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe: „First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation”, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 435 (1993).
- [Yar88] A. Yariv: „Quantum Electronics”, Wiley (1988).
- [Yoo95] S. J. Yoo, R. Bhat, C. Caneau, M. A. Koza: „Quasi-phase-matched second-harmonic generation in AlGaAs waveguides with periodic domain inversion achieved by wafer-bonding”, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 3410 (1995).
- [Yoo96] S. J. Yoo: „Wavelength conversion technologies for WDM network applications”, *IEEE J. Lightwave Technol.* **14**, 955 (1996).
- [Zel99] S. Zelt: „Erzeugung und Charakterisierung von periodischer Domäneninversion im optisch nichtlinearen Kristall MgO:LiNbO₃”, Diplomarbeit Universität Kaiserslautern 1999.
- [Zhu94] Y. Y. Zhu, S. N. Zhu, J. F. Hong, N. B. Ming: „Domain inversion in LiNbO₃ by proton exchange and quick heat treatment”, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 558 (1994).

An dieser Stelle möchte ich all denen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Sohler, für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die interessante Aufgabenstellung

Dirk Hofmann, meinem treuen Mitstreiter, für die Abnahme vieler Unannehmlichkeiten

Werner Grundkötter, Lars Heuer und Christian Haase für die sehr gute Mitarbeit

Hubertus Suche, für zahlreiche Anregungen, Problemlösungen und Hilfestellungen

Rudolf Wessel, für die Zusammenarbeit bei den gepulsten, kaskadierten Frequenzkonvertern

Yeung Lak Lee, Viktor Quiring und Yoo Hong Min, für die Übernahme meiner Arbeiten

Rüdiger Paschotta, für seine theoretische und experimentelle Hilfe während der Anfangsphase

Raimund Ricken, Achim Modlich, Andreas Greiner, Katja Rochhausen, Rebecca Schrör und Thomas Hughes, für die vielen Wellenleiterproben

Harald Herrmann für seine experimentelle Hilfe und Betreuung der Rechner

Jan Peter Meyn und Sascha Zelt, für die wertvollen Tips zum Polungsprozeß

Mathias Flörsheimer, für die Zusammenarbeit bei der nichtlinearen Mikroskopie