Marco Rahm

Numerische Modellierung, experimenteller Aufbau und optische Charakterisierung eines spektral weit abstimmbaren, einfrequenten optisch parametrischen Generators mit Self-Injection Seeding

Cuvillier Verlag Göttingen

Numerische Modellierung, experimenteller Aufbau und optische Charakterisierung eines spektral weit abstimmbaren, einfrequenten optisch parametrischen Generators mit Self-Injection Seeding

Dissertation

Marco Rahm

Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Kaiserslautern
zur Verleihung des akademischen Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
genehmigte Dissertation

Betreuer: Prof. Dr. R. Wallenstein

Zweitgutachter: Prof. Dr. R. Beigang

Datum der wissenschaftlichen Aussprache: 27.01.2006

D386

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.
1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2006
Zugl.: (TU) Kaiserslautern, Univ., Diss., 2006
ISBN 3-86537-777-7

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2006
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.
1. Auflage, 2006
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-777-7

Abstract

Numerical modelling, experimental realization and optical characterization of a spectrally widely tunable, narrow-linewidth optical parametric generator with self-injection seeding

This thesis reports on the realization, the experimental study and the numerical description of a spectrally widely tunable, narrow-linewidth optical parametric generator (OPG) with self-injection seeding. In contrast to the lack of available seed lasers within a wide range of the near and mid infrared, self-injection seeding enables the generation of narrow-linewidth radiation in these spectral regions. Furthermore, the achievable tuning ranges are not restricted by the tuning capabilities of any required seed source.

The OPG consists of a 55-mm-long periodically poled congruent lithium niobate crystal with a domain period of 29.5 µm. The pump radiation is generated by a diode-pumped, single longitudinal mode Nd:YVO_4 oscillator-amplifier system. The laser system provides pulses with a nearly Fourier-limited duration of 11 ns, a repetition rate tunable about 10 kHz and an average output power of up to 4 W in an almost diffraction limited beam ($M^2 < 1.2$). For injection seeding, a small fraction of the pulsed OPG signal radiation is delayed in a 22 km long single-mode fiber (S-SMF) and superimposed in space and time with the succeeding pump pulse. The wavelength and spectral width of the seed radiation can be controlled by a fiber-Fabry-Pérot-interferometer (FFPI) with a free spectral range of 1375 GHz and a finesse of 1800.

In order to achieve a good temporal overlap between the delayed seed pulses and the succeeding pump pulses, a new concept for acousto-optical Q-switching with a high temporal accuracy was developed. With this method, the pulse-to-pulse timing jitter of consecutive pulses could be reduced to less than ±300 ps. In addition, the system allowed for continuous tuning of the pulse repetition rate to optimize the temporal synchronization of the pump and seed pulses. A laser system with comparable temporal specifications has still not been commercially available.

The OPG total output power was 1.5 W, as the OPG was seeded by spectrally broadband seed pulses. The output level consisted of a signal power of 1.1 W at a signal wavelength of 1558 nm and an idler power of 0.4 W at 3356 nm. The spectral linewidth of the OPG radiation could be reduced from 204 GHz to 102 GHz by a factor of 2 by changing the temporal delay between the pump and the seed pulses. At an OPG output power of 0.4 W (pump power: 1.75 W), the linewidth reduction could be increased to a factor of 50 from 215 GHz to 4.3 GHz. As a further consequence of spectrally broadband self-injection seeding the beam divergence decreased when the

seed pulses were delayed with respect to the pump pulses and vice versa.

When the OPG emission was seeded by spectrally filtered seed pulses, the OPG provided a maximum total output power of 1.43 W, corresponding to a signal power of 1.04 W at 1562 nm and an idler power of 0.39 W at 3337 nm. The OPG wavelength could be tuned by variation of the FFPI piezo voltage. As the center wavelength of the parametric gain was fixed at 1562 nm, a maximum tuning range of 430 GHz was obtained. The bandwidth of the emitted OPG signal radiation thereby varied from 220 to 390 MHz. The OPG total output power changed from 1.36 to 1.43 W. Within the tuning range, the suppression of the OPG background noise exceeded 30 dB. A minimum seed power in the range from 11 to 98 pW was sufficient to completely control the bandwidth and the wavelength of the OPG radiation. The beam quality factor M^2 perpendicular and parallel to the polarization of the interacting waves decreased from 6.7 to 6.4 and 4.0 to 3.6, respectively, as the signal wave was tuned from shorter to longer wavelengths. This behavior could be explained in terms of non-collinear quasi-phase-matching.

A tuning range from 1545 to 1605 nm at the signal wave and 3157 to 3418 nm at the idler wave could be achieved by simultaneous tuning of the center wavelength of the parametric gain and the transmission wavelength of the FFPI. The minimum required seed power changed from 10 to 700 pW. The signal bandwidth and the OPG output power varied from 195 to 230 MHz and 1.33 to 1.43 W, respectively. The minimum tuning step-size corresponded to the zero-point width of the seeded OPG signal spectra in the range from about 550 to 650 MHz.

For a qualitative comparison between the experimental results and the theoretical predictions, a numerical model of a ns-OPG with spectrally broad- and narrow-band self-injection seeding was developed. By use of the numerical results, the observed influence of injection seeding on the spectral and temporal OPG properties as well as the OPG output power could be theoretically explained.

This is to our knowledge the first time that a spectrally widely tunable, narrow-linewidth ns-OPG with self-injection seeding via fiber feedback has been demonstrated. The achieved maximum tuning range and the minimum spectral linewidth of the OPG output were only limited by the fixed domain period of the lithium niobate crystal and the spectral resolution of the FFPI, respectively. The reported concept can be easily transferred to other spectral regions. In this thesis, numerical calculations about the influence of injection seeding on a spectrally broadband ns-OPG have been performed for the first time.

Kurzzusammenfassung

Numerische Modellierung, experimenteller Aufbau und optische Charakterisierung eines spektral weit abstimmbaren, einfrequenten optisch parametrischen Generators mit Self-injection Seeding

In dieser Arbeit wird über den experimentellen Aufbau, die Untersuchung der optischen Eigenschaften und die numerische Modellierung eines spektral weit abstimmbaren, einfrequenten optisch parametrischen Generators (OPG) mit Self-Injection Seeding berichtet. Self-Injection Seeding ermöglicht die Erzeugung abstimmbarer, einfrequenter Strahlung in Spektralbereichen, bei denen keine geeigneten Seedquellen zur Verfügung stehen. Der Wellenlängenabstimmbereich ist dabei zusätzlich nicht durch die limitierte Abstimmbandbreite herstellbarer Seedlaser beschränkt.

Der OPG besteht aus einem 55 mm langen, periodisch gepolten Kristall aus kongruentem $LiNbO_3$ mit einer Domänenperiode von 29,5 µm. Die Pumpstrahlung wird von einem einfrequenten Nd:YVO_4-Oszillator-Verstärker-System erzeugt. Das System emittiert nahezu Fourier-limitierte Impulse mit einer Impulsdauer von 11 ns bei einer abstimmbaren Impulsrepetitionsrate um 10 kHz in einem nahezu beugungsbegrenzten Strahl ($M^2 < 1{,}2$). Die mittlere Ausgangsleistung beträgt maximal 4 W. Zur Erzeugung der Seedstrahlung wird ein geringer Prozentsatz der Energie der erzeugten OPG-Signalimpulse entlang einer 22 km langen Standard-Single-Mode-Faser (S-SMF) verzögert und mit dem jeweils nachfolgenden Pumpimpuls räumlich und zeitlich überlagert. Die Wellenlänge und die spektrale Bandbreite der Seedstrahlung können mit Hilfe eines Faser-Fabry-Pérot-Interferometers (FFPI) mit einer Finesse von 1800 und einem freien Spektralbereich von 1375 GHz kontrolliert werden.

Zur zeitgenauen Superposition der Seedimpulse mit den jeweils nachfolgenden Pumpimpulsen war es notwendig, ein neues Konzept zur akustooptischen Güteschaltung hoher zeitlicher Präzision zu entwickeln. Im Gegensatz zu kommerziellen Systemen konnte dadurch die Zeit zwischen jeweils aufeinanderfolgenden Laser-Impulsen bei stufenlos abstimmbarer Impulsrepetitionsrate mit einer zeitlichen Genauigkeit von $< \pm 300$ ps eingestellt werden.

Bei spektral breitbandiger Strahlungsrückkopplung wurde eine maximale OPG-Gesamtausgangsleistung von 1,5 W erzielt, entsprechend einer Signalleistung von 1,1 W (Signalwellenlänge: 1558 nm) und einer Idlerleistung von 0,4 W (Idlerwellenlänge: 3356 nm). Durch Änderung der Verzögerungszeit zwischen Pump- und Seedimpuls konnte die spektrale Bandbreite der OPG-Strahlung um einen Faktor 2 von 204 GHz auf 102 GHz reduziert werden. Bei einer OPG-Ausgangsleistung von 0,4 W (Pump-

leistung: 1,75 W) betrug der Reduktionsfaktor 50 (215 GHz $\mapsto$ 4,3 GHz). Gleichzeitig führte spektral breitbandige Strahlungsrückkopplung zu einer Vergrößerung bzw. Erniedrigung der OPG-Strahldivergenz in Abhängigkeit der Verzögerungszeit.
Bei spektral gefilterter Strahlungsrückkopplung betrug die maximale OPG-Gesamtausgangsleistung 1,43 W, entsprechend einer Signalleistung von 1,04 W bei 1562 nm und einer Idlerleistung von 0,39 W bei 3337 nm. Durch Abstimmung der Seedwellenlänge bei einer konstanten Zentralwellenlänge des parametrischen Verstärkungsspektrums bei 1562 nm konnte ein Abstimmbereich einfrequenter Strahlung von 430 GHz realisiert werden. Die Rauschunterdrückung betrug größer 30 dB. Innerhalb des Durchstimmbereiches variierten die OPG-Signalbandbreite und die OPG-Ausgangsleistung innerhalb eines Bereiches von 220–390 MHz bzw. 1,36–1,43 W. Die minimal erforderliche Seedleistung lag innerhalb eines Intervalls von 11–98 pW. Bei Wellenlängenverstimmung von großen zu kleinen Signalwellenlängen nahm die Beugungsmaßzahl senkrecht und parallel zur Polarisation von 6,7 auf 6,4 bzw. von 4,0 auf 3,6 ab. Dieses Verhalten konnte durch das Auftreten nichtkollinearer Quasi-Phasenanpassung erklärt werden.
Durch simultane Abstimmung der Transmissionswellenlänge des FFPI und der Zentralwellenlänge der parametrischen Verstärkung wurde ein Abstimmbereich von 1545–1605 nm auf der Signalwelle bzw. 3157–3418 nm auf der Idlerwelle realisiert. Die minimal erforderliche Seedleistung variierte in einem Bereich von 10–700 pW. Die OPG-Signalbandbreite betrug 195–230 MHz. Die OPG-Gesamtausgangsleistung nahm Werte zwischen 1,33 W und 1,43 W an. Die minimale Schrittweite der Abstimmung entsprach der Fußpunktsbreite des geseedeten OPG-Spektrums (ca. 550–650 MHz).
Zum qualitativen Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen wurde ein numerisches Modell eines ns-OPG mit spektral breitbandiger und spektral gefilterter Strahlungsrückkopplung entwickelt. Mit Hilfe der Simulationsrechnungen konnte der experimentell beobachtete Einfluss des Self-Injection Seeding auf die spektralen und zeitlichen OPG-Eigenschaften sowie auf die OPG-Ausgangsleistung theoretisch verstanden werden.
Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals ein spektral weit abstimmbarer, einfrequenter ns-OPG mit Self-Injection Seeding durch Faser-Rückkopplung realisiert. Die maximale Abstimmbandbreite sowie die minimale spektrale Linienbreite der OPG-Strahlung waren lediglich durch die Domänenperiode des zur Quasi-Phasenanpassung verwendeten Kristalls bzw. das spektrale Auflösungsvermögen des FFPI beschränkt. Die experimentellen Untersuchungen dienen als Machbarkeitsstudie und lassen sich auf andere Wellenlängenbereiche übertragen. Eine numerische Beschreibung eines spektral breitbandigen ns-OPG sowie eine Simulation des Einflusses von Injection Seeding auf die OPG-Eigenschaften waren ebenfalls bisher in der Literatur nicht zu finden.

Publikationen

Zeitschriftenbeiträge

- M. Rahm, U. Bäder, G. Anstett, J.-P. Meyn, R. Wallenstein and A. Borsutzky, "*Pulse-to-pulse wavelength tuning of an injection seeded nanosecond optical parametric generator with 10 kHz repetition rate*," Appl. Phys. B **75**, 47 (2002).
- U. Bäder, T. Mattern, T. Bauer, J. Bartschke, M. Rahm, A. Borsutzky and R. Wallenstein, "*Pulsed nanosecond optical parametric generator based on periodically poled lithium niobate*," Opt. Commun. **217**, 375 (2003).
- M. Rahm, G. Anstett, J. Bartschke, T. Bauer, R. Beigang and R. Wallenstein, "*Widely tunable narrow-linewidth nanosecond optical parametric generator with self- injection seeding*," Appl. Phys. B **79**, 535 (2004).

Internationale Tagungsbeiträge

- M. Rahm, G. Anstett, J. Bartschke, T. Bauer, R. Beigang and R. Wallenstein, "*Widely tunable narrow-linewidth nanosecond optical parametric generator with self-injection seeding*," Conference on Lasers and Electro-optics in Baltimore, USA (22.05.-27.05.2005)

Nationale Tagungsbeiträge

- M. Rahm, U. Bäder, G. Anstett, T. Mattern, M. Peltz, R. Wallenstein and A. Borsutzky, "*Schnelles Schalten der Wellenlänge eines einfrequenten Nanosekunden optisch parameterischen Generators (ns-OPG) mit 10 kHz Repetitionsrate*," Frühjahrstagung des Arbeitskreises Atome, Moleküle, Quantenoptik und Plasmen (AMOP) der DPG und ECAMP VII in Berlin (02.04. - 06.04.2001)

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theoretische Grundlagen **5**

2.1 Nichtlineare Wechselwirkung in verlustfreien, dispersiven Medien 5

2.1.1 Verallgemeinerte, nichtlineare Schrödinger-Gleichung und parametrische Verstärkung 5

2.1.2 Quasi-Phasenanpassung 12

2.1.3 Vakuumenergie (ZPE), optisch parametrische Fluoreszenz (OPF) und Injection Seeding 15

2.2 Optik in Glasfasern 17

2.2.1 Dispersion 18

2.2.2 Selbstphasenmodulation 19

2.3 Eigenschaften von kongruentem Lithiumniobat ($LiNbO_3$) 19

3 Experimenteller Aufbau **23**

3.1 Einfrequentes Nd:YVO_4 Ringoszillator-Verstärker-System 24

3.1.1 Akustooptische Güteschaltung hoher zeitlicher Präzision 27

3.2 Optisch parametrischer Generator (OPG) mit Self-Injection Seeding . . 40

3.3 Messinstrumente und Toleranzen 48

3.3.1 Messinstrumente für spektrale Untersuchungen 48

3.3.2 Messinstrumente für zeitliche Untersuchungen 49

3.3.3 Messinstrumente für räumliche Untersuchungen 50

3.3.4 Messinstrumente für Leistungsmessung 50

4 Numerische Modellierung eines OPG mit Self-Injection Seeding **53**

4.1 Numerisches Modell 53

4.1.1 Simulation des OPG 55

4.1.2 Simulation der Impulsausbreitung in der S-SMF 57

4.1.3 Simulation der spektralen Filterung 58

5 PPLN-OPG mit Self-Injection Seeding ohne spektrale Filterung 61
5.1 Transmissionseigenschaften der Standard-Single-Mode-Rückkopplungsfaser (S-SMF) . . . 62
5.1.1 Spektrale Transmissionseigenschaften der S-SMF . . . 62
5.1.2 Zeitliche Transmissionseigenschaften der S-SMF . . . 65
5.1.3 Räumliche Eigenschaften der Strahlungsmode der S-SMF . . . 67
5.1.4 Polarisationseigenschaften der S-SMF . . . 68
5.2 OPG-Ausgangsleistung . . . 74
5.3 Zeitliches OPG-Verhalten . . . 77
5.4 Spektrales OPG-Verhalten . . . 82
5.5 Einfluss der Zeitverzögerung zwischen Pump- und Seedimpuls auf die OPG-Eigenschaften . . . 89
5.6 Räumliches OPG-Verhalten . . . 98
5.7 Zusammenfassung . . . 102

6 PPLN-OPG mit Self-Injection Seeding und spektraler Filterung 105
6.1 Spektrales OPG-Verhalten und OPG-Ausgangsleistung . . . 106
6.1.1 Einfluss der Seedleistung . . . 108
6.1.2 Einfluss der Zeitverzögerung zwischen Pump- und Seedimpuls . 116
6.1.3 Wellenlängenabstimmung innerhalb des Verstärkungsprofils . . . 118
6.1.4 Weite Wellenlängenabstimmung . . . 126
6.2 Zeitliches OPG-Verhalten . . . 131
6.2.1 Impulseigenschaften . . . 131
6.2.2 Einschwingverhalten . . . 133
6.3 Räumliches OPG-Verhalten . . . 137
6.4 OPG bei maximaler Ausgangsleistung . . . 142
6.5 Self-Injection Seeding ohne spektrale Filterung bei Verdopplung der Faserstrecke . . . 145

7 Zusammenfassung 151

A Simulations-Parameter 155

Literaturverzeichnis 157

Kapitel 1

Einleitung

Zahlreiche Anwendungen im Bereich der Spektroskopie, Photochemie, Photobiologie sowie der Ferndiagnostik von Umweltschadstoffen in Luft (LIDAR) erfordern spektral über einen weiten Bereich abstimmbare, gepulste kohärente Strahlung geringer spektraler Linienbreite. Als effiziente Strahlquellen zur Erzeugung abstimmbarer Strahlung haben sich optisch parametrische Oszillatoren (OPO) bewährt [1]. Ein häufig verwendetes Verfahren zur Reduzierung der spektralen Linienbreite der OPO-Strahlung stellt das Einfügen frequenzselektiver Elemente in den Resonator dar [2, 3]. Diese Methode besitzt den Nachteil, dass Streuung, Reflexion und Absorption von Strahlung an den optischen Elementen zu einer substantiellen Verringerung der verfügbaren Ausgangsleistung führen. Ein weitaus effizienteres Verfahren zur Einengung der spektralen Emission eines OPO beschreibt die Methode des Injection Seeding [4, 5, 6]. Dabei führt die Einkopplung spektral schmalbandiger Strahlung in den nichtlinearen Kristall zu einer spektralen Kondensation des OPO-Spektrums. Zur Erzeugung spektral einmodiger Strahlung mit hoher zeitlicher Stabilität muss die Resonatorlänge aufgrund thermischer Drifts aktiv auf die Frequenz der Seedstrahlung stabilisiert werden. Zusätzlich muss die Resonatorlänge während der Wellenlängenabstimmung ständig angepasst werden, um den spektralen Überlapp zwischen der Resonatormode und der Mode der Seedstrahlung aufrechtzuerhalten.

Das Verfahren des Injection Seeding kann durch Verwendung eines optisch parametrischen Generators (OPG) wesentlich vereinfacht werden. Wegen des kontinuierlichen Spektrums eines OPG ist eine aktive Moden-Stabilisierung nicht notwendig. Während aufgrund der hohen erforderlichen Impulsspitzenintensitäten zunächst nur effiziente OPGs im Ultrakurzpulsbereich verwirklicht werden konnten [7, 8, 9, 10], ermöglichten die technologischen Fortschritte bei der Herstellung periodisch strukturierter Kri-

stalle zur Quasi-Phasenanpassung die Erzielung hoher OPG-Ausgangsleistungen bei Impulslängen einiger Nanosekunden [11, 12, 13, 14, 15].

In Referenz [16] wurde ein ns-OPG beschrieben, dessen Signal- und Idlerwellenlänge bei einer Impulsrepetitionsrate von 10 kHz von Impuls zu Impuls abgestimmt werden konnten. Eine vollständige spektrale Kontrolle sowohl der Linienbreite als auch der Emissionswellenlänge des OPG wurde dabei durch Injection Seeding mit einem Distributed-Feedback-Diodenlaser erreicht. Auf dem gleichen Prinzip beruht ein von Reichardt et al. verwirklichtes portables, frequenzstabilisiertes OPG-System zur Detektion von Undichtigkeiten in Gasleitungen [17]. Ein prinzipieller Nachteil dieser Systeme ist die geringe Abstimmbandbreite aufgrund der begrenzten Wellenlängenabstimmbarkeit technologisch herstellbarer Seedlaser.

Eine elegante Methode zur Erzeugung spektral weit abstimmbarer, spektral schmalbandiger gepulster Strahlung stellt das Verfahren des Self-Injection Seeding dar [18]. Beim Self-Injection Seeding wird ein geringer Prozentsatz der Energie der erzeugten Lichtimpulse spektral gefiltert und nach Durchlaufen einer Verzögerungsstrecke zeitgenau mit den nachfolgenden Impulsen überlagert. Durch Verzögerung der Seedimpulse mit Hilfe einer Single-Mode-Faser und anschließende Rückkopplung konnte bereits die weite Wellenlängenabstimmung gewinn-modulierter Halbleiter-Laser mit Impulsrepetitionsraten im Bereich einiger GHz demonstriert werden [19, 20, 21, 22, 23, 24].

Eine Übertragung dieser Methode auf einen OPG mit Impulslängen im Bereich einiger Nanosekunden ist aufgrund der geringeren Impulsrepetitionsraten im Bereich einiger Kilohertz und der daraus resultierenden langen Verzögerungsstrecken nicht trivial. Die zeitgenaue Superposition der Seedimpulse mit den nachfolgenden Pumpimpulsen stellt zudem hohe Anforderungen an die zeitliche Impuls-zu-Impuls-Stabilität des verwendeten Pumplasers. Eine erfolgreiche Demonstration eines ns-OPG mit Self-Injection Seeding würde die Möglichkeit zur Erzeugung leistungsstarker, weit abstimmbarer kohärenter Strahlung geringer Linienbreite in neuen Spektralbereichen eröffnen. Ein primäres Ziel dieser Arbeit war daher die erstmalige Realisierung eines spektral weit abstimmbaren ns-OPG geringer spektraler Linienbreite mit Self-Injection Seeding durch Strahlungsrückkopplung mit einer Standard-Single-Mode-Faser.

Die Implementierung der Methode des Self-Injection Seeding in neuartigen Strahlquellen erfordert darüberhinaus ein tiefgehendes Verständnis des Einflusses des Self-Injection Seeding auf den parametrischen Verstärkungsprozess. Die Wechselwirkung von Wellen in optisch nichtlinearen Medien wurde bereits 1962 von Bloembergen theoretisch dargestellt [25]. Die Beschreibung optisch nichtlinearer Phänomene ergibt sich aus der Lösung der verallgemeinerten, nichtlinearen Schrödinger-Gleichung. Eine ana-

lytische Lösung der Gleichung ist jedoch nur unter der Annahme einschränkender Näherungen möglich und führt häufig zu unbefriedigenden Resultaten [26, 27, 28].

Die Lösung der verallgemeinerten, nichtlinearen Schrödinger-Gleichung für gepulste, spektral breitbandige optisch parametrische Generation unter Berücksichtigung des Pumpabbaus ist nur numerisch möglich. Zur adäquaten Beschreibung des Einflusses von Injection Seeding auf die charakteristischen Eigenschaften des OPG ist es notwendig, die quantenmechanischen Eigenschaften der Rauschfelder von Signal- und Idlerwelle zu berücksichtigen. Fix und Wallenstein beschreiben in Referenz [29] ein halbklassisches Modell eines ns-OPO, bei welchem die Nullpunktsfluktuationen der Signal- und Idlermoden quantenmechanisch beschrieben werden und die Pumpwelle aufgrund der hohen Impulsenergie klassisch behandelt wird. Das numerische Modell unterliegt der Einschränkung ebener Wellen bei streng monochromatischer Pumpstrahlung und erlaubt eine näherungsweise Vorhersage der spektralen Eigenschaften eines OPO mit und ohne Injection Seeding.

Ein umfassenderes, drei-dimensionales Modell eines ns-OPO unter Berücksichtigung longitudinal multimodiger Pumpstrahlung, Dispersion, Doppelbrechung und transversaler Strahleigenschaften wurde 1999 von Arisholm vorgestellt [30]. Arisholm verwendete das Modell zur Simulation der spektralen und räumlichen Fluktuationen eines ns-OPO. Exakt dieses Modell wurde später von Smith zur ein-dimensionalen Simulation des Einflusses von Injection Seeding auf das Spektrum eines ns-OPO unter der Annahme ebener Wellen verwendet [31].

Bei der numerischen Beschreibung von ns-OPOs muss wegen der geringen Linienbreite des generierten Signalspektrums lediglich eine geringe Anzahl von Moden berücksichtigt werden. Eine besondere Schwierigkeit bei der Simulation eines ns-OPG im Vergleich zum ns-OPO liegt in der Tatsache, dass ein OPG aufgrund der fehlenden Rückkopplung ein sehr viel breiteres Emissionsspektrum besitzt als ein OPO. Aufgrund des Nyquist-Theorems der Fourier-Transformation bedarf es deshalb einer hohen zeitlichen Auflösung des ns-Impulses und damit einer hohen Zahl von Zeitgitterpunkten. Darüberhinaus ist die spektrale OPG-Emission kontinuierlich, so dass zur Beschreibung der spektralen OPG-Eigenschaften zusätzlich eine hohe Frequenzauflösung erforderlich ist. Dadurch wird die Anzahl benötigter Zeitgitterpunkte zusätzlich erhöht. Numerische Berechnungen bzgl. des Einflusses von Injection Seeding auf die charakteristischen Eigenschaften eines OPG sind in der Literatur bisher nicht zu finden. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war daher die Entwicklung eines geeigneten numerischen Modells zur Simulation des Einflusses von Self-Injection Seeding auf die spektralen und zeitlichen Eigenschaften eines ns-OPG sowie auf die OPG-Ausgangsleistung.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der nichtlinearen Optik skizziert, wie sie in [32], [33], [34] und [35] in ausführlicherer Darstellung nachzulesen sind. Nach einem kurzen Exkurs in die Faseroptik werden am Ende des Kapitels die Materialeigenschaften von kongruentem $LiNbO_3$ zusammengestellt.

2.1 Nichtlineare Wechselwirkung in verlustfreien, dispersiven Medien

In diesem Abschnitt wird die verallgemeinerte, nichtlineare Schrödinger-Gleichung hergeleitet. Sie dient als Ausgangspunkt zur Beschreibung vielfältiger optisch nichtlinearer Phänomene. Insbesondere werden in diesem Abschnitt die Eigenschaften der optisch parametrischen Verstärkung und der Quasi-Phasenanpassung näher erläutert. In diesem Zusammenhang werden die Nullpunktsfluktuationen der elektromagnetischen Felder sowie die Methode des Injection Seeding diskutiert.

2.1.1 Verallgemeinerte, nichtlineare Schrödinger-Gleichung und parametrische Verstärkung

In der nichtlinearen Optik werden Phänomene untersucht, bei denen sich die optischen Eigenschaften eines Materials bei der Anwesenheit von intensivem Licht ändern. Zur quantitativen Erfassung der optischen Nichtlinearität dient die induzierte Polarisation. Zeit- und ortsabhängige elektromagnetische Felder $\vec{E}(\vec{r},t)$ erzeugen in einem Medium eine induzierte Polarisation $\vec{P}(\vec{r},t)$, die sich im allgemeinen als Taylorentwicklung nach

der elektrischen Feldstärke darstellen läßt:

$$\begin{aligned}\vec{P}(\vec{r},t) &= \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)}(\vec{r},t) * \vec{E}(\vec{r},t) + \chi^{(2)}(\vec{r},t) * \vec{E}(\vec{r},t)\vec{E}(\vec{r},t) + \ldots\right) \\ &= \vec{P}^L(\vec{r},t) + \left(\vec{P}^{NL}(\vec{r},t)\right) \end{aligned} \tag{2.1}$$

Hierbei bezeichnen ε_0 die Dielektrizitätskonstante im Vakuum, $\chi^{(j)}$ den Suszeptibilitätstensor j-ter Ordnung und der Operator $*$ das mehrdimensionale Faltungsintegral.

Der erste Term auf der rechten Seite von (2.1), $\vec{P}^L$, beschreibt die lineare Antwort eines Mediums auf die Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle, während $\vec{P}^{NL}$ die nichtlineare Wechselwirkung intensiver elektromagnetischer Wellen beschreibt. Dabei dient die nichtlineare Suszeptibilität 2. Ordnung $\chi^{(2)}$ zur Beschreibung sogenannter Drei-Wellen-Mischprozesse, wie z. B. Frequenzverdopplung, optische Gleichrichtung und parametrische Verstärkung. Durch $\chi^{(3)}$ wird die Vier-Wellenmischung, aus welcher z. B. Frequenzverdreifachung und intensitätsabhängiger Brechungsindex resultieren, ausgedrückt.

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in optisch nichtlinearen Medien wird durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben. Für homogene nichtleitende und nichtmagnetische Medien gilt [36]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r},t) = 0 \tag{2.2}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r},t) = 0 \tag{2.3}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}(\vec{r},t) \tag{2.4}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r},t) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}(\vec{r},t) \tag{2.5}$$

Dabei bezeichnen $\vec{D}$ die dielektrische Verschiebungsdichte, $\vec{B}$ die magnetische Flußdichte und $\vec{H}$ die magnetische Feldstärke.

Außerdem gelten folgende Materialgleichungen:

$$\vec{B}(\vec{r},t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r},t) \tag{2.6}$$

$$\begin{aligned}\vec{D}(\vec{r},t) &= \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r},t) + \vec{P}(\vec{r},t) \\ &= \varepsilon_0 \vec{D}^L(\vec{r},t) + \vec{P}^{NL}(\vec{r},t)\end{aligned} \tag{2.7}$$

$$\text{mit} \quad \begin{cases} \vec{D}^L(\vec{r},t) = \varepsilon^L(\vec{r},t) * \vec{E}(\vec{r},t) \\ \varepsilon^L(\vec{r},t) = 1 + \chi^{(1)}(\vec{r},t) \end{cases} \tag{2.8}$$

wobei Gl. (2.1) angewendet wurde. In den Gleichungen (2.6), (2.7) und (2.8) bezeichnen μ_0 die magnetische Permeabilitätskonstante, $\vec{D}^L$ die lineare dielektrische Verschiebungsdichte und ε^L die lineare relative Dielektrizität.

Durch Bildung von $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t))$ in Gleichung (2.4) erhält man mit Hilfe der Gleichungen (2.5), (2.6) und (2.7) und $\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r},t) = 0$ die Wellengleichung für nichtleitende, nichtmagnetische Medien:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r},t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{D}^L}{\partial t^2}(\vec{r},t) = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2}(\vec{r},t) \tag{2.9}$$

Geht man davon aus, dass sich die Polarisation der elektromagnetischen Wellen während der Propagation durch das nichtlineare Medium nicht ändert, so können die vektoriellen Größen durch Skalare ersetzt werden. Wählt man als Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Wellen die z-Richtung und definiert man

$$E(\vec{r},t) = \epsilon(\vec{r},t) e^{i(k_s z - \omega_s t)} \tag{2.10}$$

so erhält man als Fourier-Darstellungen der zeitlich oszillierenden Größen:

$$E(\vec{r},t) = \frac{1}{2\pi}\int E(\vec{r},\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad \text{mit} \quad E(\vec{r},\omega) = e^{ik_s z}\epsilon(\vec{r},\omega-\omega_s) \tag{2.11}$$

$$D^L(\vec{r},t) = \frac{1}{2\pi}\int D^L(\vec{r},\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad \text{mit} \quad D^L(\vec{r},\omega) = \varepsilon(\vec{r},\omega) E(\vec{r},\omega) \tag{2.12}$$

$$P^{NL}(\vec{r},t) = \frac{1}{2\pi}\int P^{NL}(\vec{r},\omega) e^{-i\omega t} d\omega \tag{2.13}$$

Für verlustfreie Medien ($\varepsilon^* = \varepsilon$) erhält man durch Einsetzen der Gleichungen (2.11), (2.12) und (2.13) in Gl. (2.9) die Darstellung der Wellengleichung im Frequenzraum:

$$\left[\vec{\nabla}_T^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2ik_s\frac{\partial}{\partial z} + \left(k^2(\vec{r},\omega) - k_s^2\right)\right]\epsilon(\vec{r},\omega-\omega_s) = -\mu_0\omega^2 P^{NL}(\vec{r},\omega) e^{-ik_s z} \tag{2.14}$$

$$\text{wobei} \quad k^2(\vec{r},\omega) = \varepsilon(\vec{r},\omega)\frac{\omega^2}{c^2} = n^2(\vec{r},\omega)\frac{\omega^2}{c^2} \quad \text{mit} \quad n(\vec{r},\omega) = \sqrt{\varepsilon(\vec{r},\omega)} \tag{2.15}$$

Dabei bezeichnen $n(\vec{r},\omega)$ den linearen Brechungsindex und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Zur physikalischen Interpretation von Gl. (2.14) ist es sinnvoll, $k(\vec{r},\omega)$ in einer Taylorreihe um die Frequenz ω_s zu entwickeln:

$$\begin{aligned} k(\vec{r},\omega) &= k(\vec{r},\omega_s) + \frac{\partial k}{\partial \omega}(\vec{r},\omega)\bigg|_{\omega=\omega_s} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}(\vec{r},\omega)\bigg|_{\omega=\omega_s}(\omega-\omega_s)^2 + \ldots \\ &= k_s + k_1(\omega-\omega_s) + D \quad \text{mit} \quad D = \sum_{m=2}^{\infty}\frac{1}{m!}k_m(\omega-\omega_s)^m \end{aligned} \tag{2.16}$$

Führt man die Ableitungen bis zur zweiten Ordnung in Gl. (2.16) unter Verwendung von Gl. (2.15) explizit durch, so erhält man:

$$k_1 = \frac{1}{c}\left[n(\vec{r},\omega) + \omega\frac{\partial n}{\partial \omega}(\vec{r},\omega)\right] = \frac{1}{v_g} \tag{2.17}$$

$$k_2 = \frac{1}{c}\left[2\frac{\partial n}{\partial \omega}(\vec{r},\omega) + \omega\frac{\partial^2 n}{\partial \omega^2}(\vec{r},\omega)\right] = -\frac{1}{v_g^2}\frac{\partial v_g}{\partial \omega} \tag{2.18}$$

k_1 entspricht also dem Kehrwert der Gruppengeschwindigkeit v_g und k_2 der Gruppengeschwindigkeitsdispersion. Durch Multiplikation von Gl. (2.14) mit $e^{-i(\omega-\omega_s)t}$ und Integration über $d(\omega-\omega_s)$ erhält man mit

$$P^{NL}(\vec{r},t) = p^{NL}(\vec{r},t)e^{i[(k_p-k_i)z-(\omega_p-\omega_i)t]} \tag{2.19}$$

$$\text{wobei} \quad \omega_p = \omega_s + \omega_i \qquad \text{(Energieerhaltung)} \tag{2.20}$$

und den Variablentransformationen

$$z' = z \quad \text{und} \quad \tau = t - k_m z \tag{2.21}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z'} - k_m\frac{\partial}{\partial \tau} \quad \text{und} \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau} \tag{2.22}$$

die verallgemeinerte, nichtlineare Schrödinger-Gleichung für verlustfreie, nichtleitende und nichtmagnetische dispersive Medien im sogenannten retardierten Zeitsystem [37]:

$$\boxed{\begin{aligned}&\left[\vec{\nabla}_T^2 + \frac{\partial^2}{\partial z'^2} - 2k_m\frac{\partial}{\partial z'}\frac{\partial}{\partial \tau} + k_m^2\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + 2ik_s\left(\frac{\partial}{\partial z'} + (k_1-k_m)\frac{\partial}{\partial \tau}\right) + 2k_sD\right.\\ &\left.\quad +2ik_1D\frac{\partial}{\partial \tau} - k_1^2\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right]\epsilon(x,y,z',\tau) = \mu_0\left[\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - 2i\omega_s\frac{\partial}{\partial \tau} - \omega_s^2\right]p^{NL}(x,y,z',\tau)e^{i\Delta kz}\end{aligned}} \tag{2.23}$$

mit

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i \tag{2.24}$$

$$D = \sum_{m=2}^{\infty}\frac{1}{m!}k_m\left(i\frac{\partial}{\partial t}\right)^m \tag{2.25}$$

wobei

$$k_m^{-1} = v_m\text{: beliebige Referenz-Gruppengeschwindigkeit} \tag{2.26}$$