

Особенности преобразования частоты в градиентных кристаллах PPLN

В.В.Галуцкий, Е.В.Строганова, С.А.Шмаргилов, Н.А.Яковенко

Рассмотрено влияние распределений концентрации лития вдоль осей PPLN-преобразователей на эффективность генерации в них второй гармоники излучения мощных непрерывных лазеров.

Ключевые слова: PPLN, градиентный кристалл, ниобат лития.

В настоящее время PPLN-структуры (PPLN – периодически поляризованный ниобат лития) успешно применяются для получения второй гармоники лазерного излучения вместо объемных нелинейно-оптических преобразователей из ниобата лития [1]. Такое решение особенно эффективно при преобразовании излучения непрерывных волоконных и полупроводниковых лазеров, а также при разработке параметрических генераторов света [2]. Однако при использовании PPLN в качестве нелинейно-оптического элемента в процессах генерации второй гармоники мощных непрерывных лазеров для создания яркой контрастной картины в таких приложениях, как проекционное телевидение и другие мультимедийные устройства, фоторефракция является существенным ограничивающим фактором [3, 4]. Для улучшения фоторефрактивной стойкости PPLN осуществляют легирование кристаллической матрицы ионами Mg, In, Sc или переходят от PPLN к периодически поляризованному танталату лития (PPLT) [4].

Другой не менее важной причиной, ограничивающей применение PPLN для нелинейно-оптического преобразования излучения мощных непрерывных лазеров, является собственное поглощение кристаллической матрицы. Известно [5], что при повышении мощности накачки наблюдается некоторое перераспределение температурного поля внутри PPLN, приводящее к несоответствию рабочей температуры режимам максимальной эффективности преобразователя. Более того, при некотором критическом значении мощности излучения накачки эффективность его преобразования с помощью PPLN, например во вторую гармонику, снижается осциллирующим образом [5, 6].

В работе рассмотрена возможность повышения эффективности PPLN-преобразователей за счет применения градиентных нелинейно-оптических сред. Ранее был предложен способ получения кристаллов с задаваемым во время вытягивания изменением состава кристаллической матрицы или степени ее легирования [7, 8]. Изменение состава в процессе вытягивания должно приводить к

некоторому рассогласованию фазовых скоростей взаимодействующих в PPLN волн, компенсации наведенной волновой расстройки (при постоянном периоде доменной решетки) и, как следствие, к уменьшению температурного влияния собственного поглощения кристаллической матрицы.

Для анализа влияния градиента состава вдоль оси PPLN на эффективность преобразования излучения накачки на длине волны 1.06 мкм во вторую гармонику использовалась схема, в которой PPLN размером $1 \times 1 \times 8$ мм был помещен внутрь металлического бокса. Температура бокса поддерживалась внешним терморегулятором постоянной и равной 30°C (рис.1).

Для моделирования влияния температуры на процесс распространения излучения вдоль оси PPLN использовались традиционные уравнения для процесса преобразования излучения во вторую гармонику [5]:

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{8\pi i \omega_1^2}{k_1 c^2} d(z) A_2 A_1^* \exp(-i\Delta k z) - 0.5\alpha_1 A_1,$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{4\pi i \omega_2^2}{k_2 c^2} d(z) A_1^2 \exp(i\Delta k z) - 0.5(\alpha_2 + \beta A_2 A_2^*) A_2,$$
(1)

где $k_{1,2} = n_{1,2}\omega_{1,2}/c$, $n_{1,2}$, $\omega_{1,2}$ и $\alpha_{1,2}$ – модули волновых векторов, показатели преломления, частоты и коэффициенты собственного поглощения кристаллической матрицы для излучений первой и второй гармоник соответственно; $\Delta k = 2k_1 - k_2$ – модуль волнового вектора рассогласования волн накачки и второй гармоники; β – коэффициент двухфотонного поглощения излучения второй гармоники; $d(z) = d_{\text{eff}} \text{sign} \cos(2\pi/\Lambda)$; $d_{\text{eff}} = 16$ пм/В – эффектив-

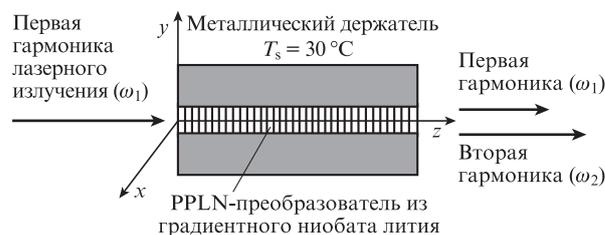


Рис.1. Схема PPLN-преобразователя.

В.В.Галуцкий, Е.В.Строганова, С.А.Шмаргилов, Н.А.Яковенко. Кубанский государственный университет, Россия, 350040 Краснодар, ул. Ставропольская, 149; e-mail: Galutskiy17v@mail.ru

Поступила в редакцию 23 июля 2013 г., после доработки – 16 октября 2013 г.

ный коэффициент нелинейности; Λ – период регулярной доменной структуры;

$$A_1 = \left[\frac{2\pi I_0 f_1(x, y) f_2(t)}{n_1 c} \right]^{1/2}, A_2 = 0$$

– входные амплитуды волн накачки и второй гармоники соответственно; I_0 – начальная интенсивность первой гармоники; $f_1(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)/r_0^2]$ – входное распределение интенсивности излучения лазерной накачки; r_0 – радиус пучка; $f_2(t) = 1$ и $f_2(t) = \exp[-(t - t_0)^2/\tau^2]$ – временные функции при непрерывной накачке и накачке лазерным импульсом; τ – длительность импульса накачки; t_0 – начало импульса накачки.

Локальные интенсивности излучения накачки и второй гармоники определяются выражением

$$I_{1,2}(x, y, z, t) = \frac{n_{1,2} c}{2\pi} |A_{1,2}(x, y, z, t)|^2. \quad (2)$$

Поглощение излучения внутри PPLN кристаллической матрицей с коэффициентами поглощения $\alpha_1 = 0.002 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_2 = 0.025 \text{ см}^{-1}$ и коэффициентом двухфотонного поглощения $\beta = 5 \times 10^{-11} \text{ м/Вт}$ приводит к разогреву PPLN. Температурное поле внутри PPLN учитывается путем численного решения методом конечных элементов уравнения теплопроводности

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = K \nabla^2 T + q(x, y, z, t), \quad (3)$$

где $\rho = 4600 \text{ кг/м}^3$, $C = 650 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $K = 4.6 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ – плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности ниобата лития [5]; $q(x, y, z, t)$ – функция тепловых источников. На торцах PPLN теплообмен осуществляется с воздухом, и граничные условия выглядят следующим образом: $-K \nabla T = h(T - T_0)$, где $h = 10 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$ – коэффициент теплообмена ниобата лития с воздухом при $T_0 \approx 20^\circ\text{C}$. Для решения уравнения теплопроводности использовались координатная сетка размером $30 \times 30 \times 20$ точек и 400 точек для дискретизации временного интервала. Полученные значения температуры линейно интерполировались для системы уравнений (1), в которой использовалась координатная сетка размером $30 \times 30 \times 500$ точек.

Распределение тепловых источников внутри PPLN описывалось выражением

$$q(x, y, z, t) = -\frac{d}{dz} [I_1(x, y, z, t) + I_2(x, y, z, t)] = \alpha_1 I_1 + \alpha_2 I_2 + \beta I_2^2. \quad (4)$$

Поскольку кривая рассогласования фазовых скоростей в PPLN определяется не только температурой, но и составом PPLN за счет зависимости его показателя преломления от длины волны излучения, температуры кристалла и концентрации лития [9], то в ходе проведенных исследований были проанализированы различные распределения концентрации лития (или ниобия) в кристалле ниобата лития, исходном для создания PPLN.

Для этого в уравнения (1) вводились различные распределения концентрации лития вдоль оси PPLN (рис.2). Для всех видов распределений средняя концентрация лития в PPLN составляла 49.9916 мол.%. Именно для этой

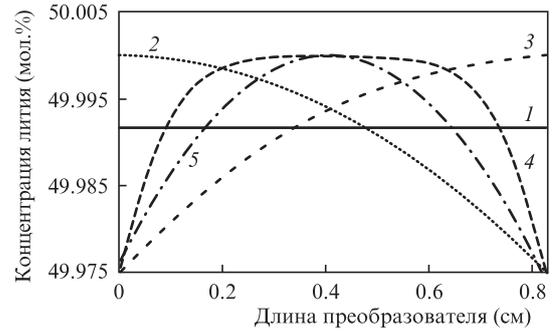


Рис.2. Исследованные распределения концентрации лития вдоль оси PPLN: постоянная концентрация лития в кристалле (1), спадающее параболическое (2), нарастающее как гиперболический тангенс (3), в виде гиперболического тангенса (4) и параболическое (5).

концентрации рассчитывалось рассогласование волновых векторов взаимодействующих волн, и это рассогласование компенсировалось периодом регулярной доменной структуры $\Lambda = 2\pi/(2k_1 - k_2)$ при температуре 30°C .

Эффективности преобразователей, изготовленных из кристаллов с указанными распределениями концентрации, представлены на рис.3. Видно, что использование спадающего параболического распределения концентрации лития вдоль оси PPLN негативно сказывается на эффективности преобразователя. При мощности накачки свыше 35 Вт она практически равна нулю. В целом мощность второй гармоники на выходе из PPLN оказывается в этом случае меньше, чем при постоянной концентрации лития, во всем диапазоне мощностей непрерывной лазерной накачки. В то же время для PPLN, изготовленного из кристалла с возрастающим как гиперболический тангенс распределением концентрации, эффективность преобразования выше, чем для PPLN, изготовленного из кристалла с постоянной концентрацией лития. Постоянная концентрация лития равна его средней концентрации в градиентном преобразователе, периоды используемых PPLN-структур соответствуют нулевому рассогласованию именно при этой концентрации лития.

Известно [5], что в отсутствие температурного влияния эффективность преобразования значительно выше и ограничена только «выбыванием» долей излучения накачки и второй гармоники из процесса преобразования под действием собственного поглощения ниобата лития.

При учете температурных эффектов в случае превышения мощностью излучения накачки некоторого порогового значения (в нашем случае это 10 Вт) эффективность преобразования начинает осциллировать с затуха-

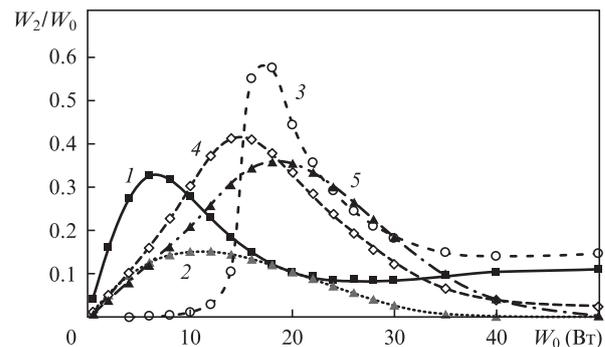


Рис.3. Эффективности PPLN-преобразователей, соответствующие распределениям концентрации лития, приведенным на рис.2; W_0 и W_2 – мощности излучений накачки и второй гармоники.

нием, что приводит к ее снижению до 10% при мощности накачки 50 Вт.

Столь резкое снижение эффективности преобразования связано с влиянием температуры. Локальный разогрев PPLN вдоль направления распространения излучения приводит к изменению условий согласования взаимодействующих волн основной частоты (накачки) и второй гармоники. Это изменение условий согласования эквивалентно изменению показателей преломления вдоль оси распространения взаимодействующих пучков, т.е. к появлению так называемой термической линзы. На рис.4 иллюстрируется появление такой линзы при мощности накачки 18 Вт в PPLN с концентрацией лития 49.9916 мол.%.
Из рис.4,а видно, что на расстоянии 0.5 см от торца PPLN формируется «горб» в распределении разности показателей преломления для волны накачки и ее второй гармоники, приводящий к появлению оптически более плотной среды в середине преобразователя. Учет продольного изменения показателя преломления внутри PPLN приводит в используемой модели к рефракции излучений накачки и второй гармоники, нарушению условий синхронизма и, как следствие, к снижению эффективности преобразования. Как видно из рис.3 и 4, появление такого термически активированного «горба» в распределении разности показателей преломления происходит не сразу, а только начиная с некоторой мощности накачки.

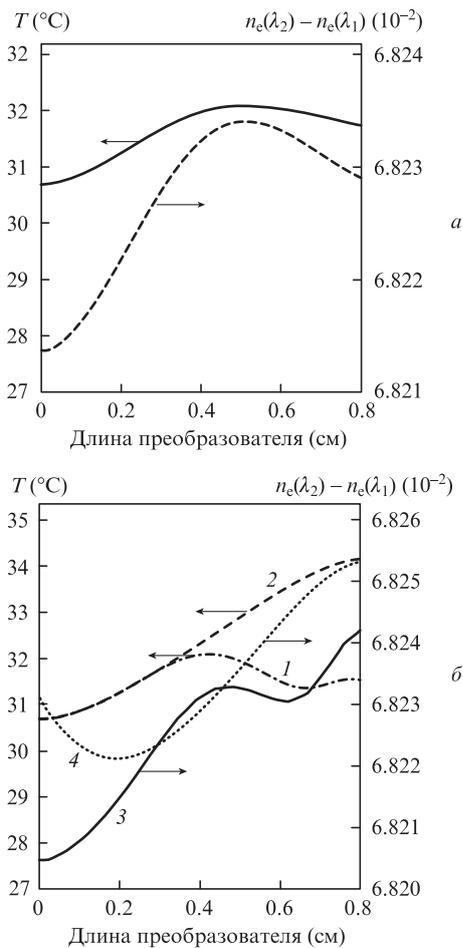


Рис.4. Распределения вдоль оси PPLN при $W_0 = 18$ Вт температур и разностей показателей преломления для необыкновенных волн накачки и второй гармоники: PPLN с постоянной концентрацией лития (а) и со спадающим параболическим (1, 3) и возрастающим как гиперболический тангенс (2, 4) распределениями концентрации (б).

До этого критического изменения разности показателей преломления мощность на выходе из PPLN возрастает, самой горячей оказывается конечная часть преобразователя (в большей степени из-за двухфотонного поглощения) и температурное распределение вдоль оси преобразователя (и изменение разности показателей преломления) является монотонной функцией.

В то же время более высокая в некоторых случаях эффективность градиентного PPLN-преобразователя может быть объяснена компенсацией в градиентном кристалле таких термически активированных оптических искажений в используемом диапазоне мощностей накачки. На рис.4,б представлены температурные профили вдоль оси PPLN и соответствующие им распределения разности показателей преломления для волн накачки и второй гармоники при разных распределениях концентрации лития.

Из рис.4,б видно, что в случае спадающего вдоль оси PPLN профиля концентрации лития образуется не один термически индуцированный «горб» в распределении разности показателей преломления, как в случае PPLN с постоянной концентрацией лития, а два. При этом для PPLN с возрастающей по закону гиперболического тангенса концентрацией лития эти термооптические искажения остаются, однако без соответствующих максимумов. В последнем случае градиент концентрации вдоль оси PPLN компенсирует изменение разности показателей преломления взаимодействующих волн таким образом, что температура по длине PPLN все время возрастает, а это говорит об увеличении мощности второй гармоники. В рамках используемой модели этот рост температуры происходит, главным образом, за счет двухфотонного поглощения на частоте второй гармоники. Общее же снижение эффективности PPLN-преобразователя с увеличением концентрации лития в нем по закону гиперболического тангенса связывается нами с разной скоростью возрастания с ростом температуры показателей преломления для необыкновенных волн накачки и второй гармоники, что особенно заметно при рассмотрении разности показателей преломления взаимодействующих волн.

Распределения температуры вдоль оси PPLN в различные моменты времени представлены на рис.5. Видно, что время температурной релаксации PPLN, оцененное нами как 0.3–1 с, соответствует полученным данным – распределение температуры вдоль оси преобразователя стабилизируется через 200–300 мс.

Стабилизация температурного распределения вдоль оси PPLN при заданных геометрии и диапазоне мощностей накачки происходит на временном интервале 0.2–0.3 с как для PPLN с постоянной концентрацией лития, так и для градиентных PPLN. На рис.6 приведен нормированный на

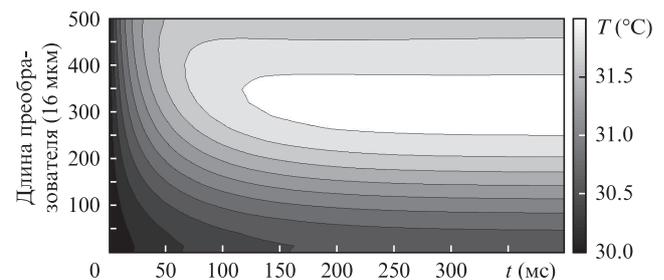


Рис.5. Распределения температуры вдоль оси PPLN с постоянной концентрацией лития в различные моменты времени (шаг температуры 0.2 °C). Начало импульса накачки $t_0 = 0$.

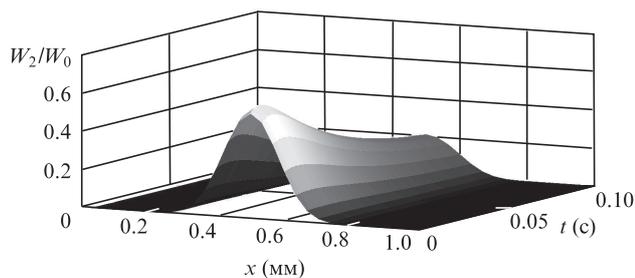


Рис.6. Нормированная на мощность накачки $W_0 = 18$ Вт мощность излучения второй гармоники W_2 на выходе из градиентного PPLN с распределением концентрации лития в виде гиперболического тангенса в различные моменты времени.

мощность накачки гауссов профиль мощности пучка второй гармоники на выходе из PPLN и его изменение со временем. Видно, что сначала эффективность преобразования максимальна, а затем, по мере нагрева PPLN и его стабилизации, стремится к некоторому меньшему значению.

Таким образом, эффективность использования для преобразования излучения мощных непрерывных лазеров PPLN-преобразователей, изготовленных из градиентных кристаллов ниобата лития, может оказаться в несколько раз выше, чем при использовании PPLN-преоб-

разователей из традиционных оптически однородных кристаллов ниобата лития. Однако в первом случае большие эффективности преобразования наблюдаются в более узком интервале мощностей накачки, чем во втором, что обусловлено возможным нелинейным изменением разности фаз взаимодействующих волн.

Работа поддержана Программой стратегического развития Кубанского государственного университета.

1. Zhao H., Sukhoy K., Lima I.T.Jr., Major A. *Laser Phys. Lett.*, **9**, 355 (2012).
2. Колкер Д.Б., Дмитриев А.К., Горелик П., Вонг Ф., Зонди Ж.Ж. *Квантовая электроника*, **39**, 431 (2009).
3. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Физматлит, 2004).
4. Сидоров Н.В., Волк Т.Р., Маврин Б.Н., Калинин В.Т. *Ниобат лития. Дефекты. Фоторефракция. Колебательный спектр. Поляритоны* (М.: Наука, 2003).
5. Louchev O.A., Yu Nan Ei, Kurimura Sunao, Kitamura Kenji. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 131101 (2005).
6. Pavel N., Shoji I., Taira T., Mizuuchi K., Morikawa A., Sugita T., Yamamoto K. *Opt. Lett.*, **29**, 830 (2004).
7. Galutskiy V.V., Vatlina M.I., Stroganova E.V. *J. Cryst. Growth*, **311**, 1190 (2009).
8. Галуцкий В.В., Стrogанова Е.В., Яковенко Н.А. *Оптика и спектроскопия*, **110**, 436 (2011).
9. Schlarb U., Betzler K. *Ferroelectrics*, **156**, 99 (1994).