

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИНТЕНСИВНЫХ КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КРИСТАЛЛАХ С РЕГУЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ В УСЛОВИЯХ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ, НЕСТАЦИОНАРНОСТИ И СИНХРОНИЗМА ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ

З. Дж. Рузиев¹, О. М. Федотова², О. Х. Хасанов², У. К. Сапаев^{1*}

УДК 535.328/.329

¹ Ташкентский государственный технический университет им. И. Каримова, 100095, Ташкент, Узбекистан; e-mail: usapaev@gmail.com

² Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, 220072, Минск, Беларусь

(Поступила 26 февраля 2021)

Численно исследован процесс удвоения частоты первого типа взаимодействия (оо-е) интенсивных коротких лазерных импульсов в кристаллах с регулярной доменной структурой. Проанализированы влияния дисперсии групповой скорости среды до третьего порядка и кубической нелинейности керровского типа на процесс формирования импульса второй гармоники. Рассмотрен случай, когда одновременно выполняются условие фазового квазисинхронизма и синхронизм групповых скоростей. Показано, что в этом случае незначительное изменение размера доменов относительно точного значения, обеспечивающего условие квазисинхронизма, приводит к значительному увеличению эффективности (почти в два раза) генерации второй гармоники. Как показывают расчеты, последнее обусловлено взаимной компенсацией фазовых сдвигов, вызванных кубической нелинейностью керровского типа, дисперсии среды и добавочным значением волнового числа нелинейной решетки. В качестве периодически поляризованного кристалла выбран ниобат лития с 5 % добавкой оксида магния (5 % MgO:LiNbO₃), в котором можно создать условия квазисинхронизма и синхронизма групповых скоростей при определенной длине волны основного излучения (~1560 нм).

Ключевые слова: кристаллы с регулярной доменной структурой, генерация второй гармоники, фемтосекундные импульсы, дисперсия, ниобат лития, 5 % MgO:LiNbO₃.

The process of frequency doubling of the first type of interaction (оо-е) of intense short laser pulses in crystals with a regular domain structure has been studied by a numerically. The influences of the dispersion of the group velocity of the medium up to the third order and cubic nonlinearity of the Kerr type on the formation of the second harmonic pulse are analyzed. The case is considered when both the conditions of quasi-phase matching and the synchronism of group velocities are simultaneously satisfied. It is shown that, in this case, an insignificant change in the domain size from the exact value providing the condition of quasi-phase matching leads to a significant increase in the efficiency (almost twofold) of second harmonic generation. Calculations show that the latter is due to the mutual compensation of phase shifts caused by the Kerr-type cubic nonlinearity, the dispersion of the medium and the additional value of the wave number of the nonlinear grating. Lithium niobate with a 5% addition of magnesium oxide (5 % MgO:LiNbO₃) was chosen as a periodically polarized crystal, in which it is possible to create the conditions of quasi-phase matching and synchronism of group velocities at a certain wavelength of the main radiation (~1560 nm)

Keywords: crystals with a regular domain structure, second harmonic generation, femtosecond pulses, dispersion, lithium niobate, 5 % MgO:LiNbO₃.

FEATURES OF SECOND HARMONIC GENERATION OF INTENSE SHORT LASER PULSES IN CRYSTALS WITH A REGULAR DOMAIN STRUCTURE UNDER CONDITIONS OF SELF-ACTION, NONSTATIONARITY, AND SYNCHRONISM OF GROUP VELOCITIES

Z. J. Ruziev¹, O. M. Fedotova², O. Kh. Khasanov², U. K. Sapaev^{1*} (¹I. Karimov Tashkent State Technical University, Tashkent, 100095, Uzbekistan; e-mail: usapaev@gmail.com; ²Scientific and Practical Materials Research Center of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, 220072, Belarus)

Введение. В настоящее время кристаллы с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллы) широко используются для реализации различных типов процессов преобразования частоты лазерного излучения [1]. В них условие квазисинхронизма осуществляется периодическим изменением знака квадратичной восприимчивости от слоя к слою по направлению распространения взаимодействующих волн. При этом размер доменов РДС-кристалла должен быть равен когерентной длине выбранного процесса преобразования частоты.

Идея метода квазисинхронизма для эффективной реализации процессов преобразования частоты впервые предложена Н. Бломбергом после создания лазеров на начальном этапе развития нелинейной оптики [2]. Однако долгие годы его практическому использованию не уделялось внимания, что вызвано трудностью технологии выращивания таких кристаллов. Современные технологии позволяют их создавать даже в обычных лабораторных условиях [1, 3, 4]. Ведутся интенсивные работы по использованию РДС-кристаллов для генерации фемтосекундных лазерных импульсов в ближнем ИК-диапазоне [5]. Известно, что в РДС-кристаллах возможность выполнения условия квазисинхронизма для любых типов процессов преобразования частоты не является единственной. Могут выполняться условия согласования групповых скоростей для определенного типа взаимодействия на определенной длине волны основного излучения [4—11]. Это в полной мере относится к РДС-кристаллам, созданным на основе периодически поляризованного кристалла ниобата лития с 5 % добавкой оксида магния (5 % MgO:LiNbO₃). На $\lambda = 1560$ нм основного излучения групповые скорости основного импульса и второй гармоники (ВГ) приблизительно равны друг другу (см. рис. 1).

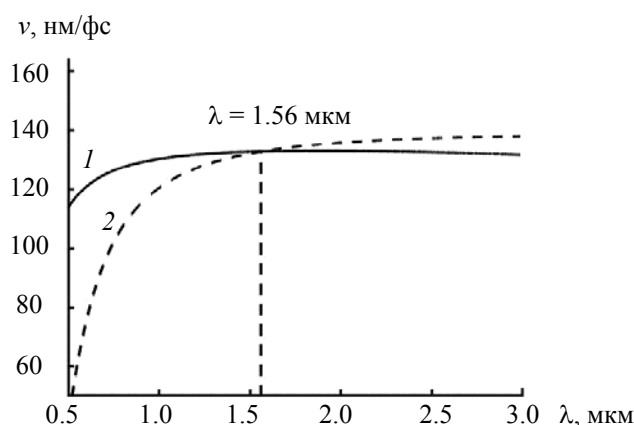


Рис. 1. Зависимости групповых скоростей основного излучения, *o*-волны (1) и его второй гармоники, *e*-волны (2) от длины волны; $T \approx 19.45$ °C; кристалл 5 % MgO:LiNbO₃

Удвоение частоты в периодически поляризованном кристалле 5 % MgO:LiNbO₃ при одновременном выполнении условий квазисинхронизма и синхронизма групповых скоростей исследовано ранее в работах [6—13] для демонстрации эффективной нелинейной компрессии [6], формирования солитонов [7], увеличения эффективности с изменением температуры кристалла [9—12] или с линейно изменяющимися размерами доменов [13].

В настоящей работе показано, что при одновременном выполнении обоих условий — квазисинхронизма и равенства групповых скоростей — при генерации ВГ в РДС-кристалле 5 % MgO:LiNbO₃ имеется оптимальное значение размера доменов, отличающееся от точного значения, при котором значительно увеличивается эффективность генерации.

Теоретическая часть. Проанализируем процесс удвоения частоты коротких лазерных импульсов в условиях *oo-e*-типа взаимодействия в РДС-кристалле в нестационарном режиме с учетом нелинейности третьего порядка, а также в условиях самовоздействия. Рассматриваемый процесс описывается системой дифференциальных уравнений в частных производных [6, 14]

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + D_1(\omega) \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{iD_2(\omega)}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{D_3(\omega)}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial t^3} = i \frac{4\pi}{\lambda n_1} d_{13} \sigma(z) A_1^* A_2 \exp(-i\Delta kz) +$$

$$+ i \frac{3\pi}{\lambda n_1} A_1 \left[\chi_{1111}^{(3)} |A_1|^2 + 2\chi_{1212}^{(3)} |A_2|^2 \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + D_1(2\omega) \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{iD_2(2\omega)}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{D_3(2\omega)}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} = i \frac{4\pi}{\lambda n_2} d_{13} \sigma(z) A_1^2 \exp(i\Delta kz) +$$

$$+ i \frac{6\pi}{\lambda n_2} A_2 \left[\chi_{1212}^{(3)} |A_2|^2 + 2\chi_{2222}^{(3)} |A_1|^2 \right] \quad (2)$$

с граничными условиями

$$A_1(z, t)|_{z=0} = A_0 \exp\left(-2\ln 2(t/\tau_0)^2\right); A_2(z, t)|_{z=0} = 0. \quad (3)$$

Здесь A_1 и A_2 — комплексные амплитуды основной и второй гармоники; A_0 — максимальная амплитуда основной гармоники на входе в РДС-кристалл; $D_m(\omega) = \partial^m k / \partial \omega^m|_{\omega=\omega_0, 2\omega_0}$, $m = 1, 2, 3$; $\Delta k = 2k_0(\omega_0) - K_0(2\omega_0)$ — фазовая расстройка взаимодействующих волн; $n_1 = n_1(\omega_0)$ и $n_2 = n_2(2\omega_0)$ — показатели преломления на несущей частоте основного излучения и частоте ВГ; $\omega_0 = 2c\pi/\lambda_0$ — центральная циклическая частота основного излучения (c — скорость света в вакууме; λ_0 — центральное значение длины волны спектра основного излучения); d_{31} и χ_{1111} , χ_{1212} , χ_{2121} , χ_{2222} — коэффициенты нелинейности второго и третьих порядков; $\sigma(z)$ — знакопеременная периодическая функция.

Численное решение дифференциальных уравнений (1) и (2) с граничными условиями (3) проведено на основе метода пошагового расщепления — “сплит-степ” схемы [15]. Для линейной части использован стандартный метод быстрого преобразования Фурье, для нелинейной — метод Рунге-Кутты четвертого порядка. При этом точность численного расчета проверялась по закону сохранения энергии взаимодействующих волн и по длине “дисперсионного расплывания” из-за дисперсии групповых скоростей [16].

Результаты и их обсуждение. Численный расчет проводился для следующих условий: интенсивность излучения $I = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/м², $\lambda = 1560$ нм, длительность импульса $\tau = 10$ фс при FWHM, $d_{31} \approx 3.4$ пм/В, $\chi_{1111} \approx 2.94 \cdot 10^{-21}$ м²/В², $\chi_{1212} = \chi_{2121} \approx 7 \cdot 10^{-22}$ м²/В², $\chi_{2222} \approx 5.32 \cdot 10^{-21}$ м²/В² [6, 17]. Зависимость показателя преломления 5 % MgO:LiNbO₃ кристалла от длины волны и температуры взята из [18]. Использовано фиксированное значение комнатной температуры $T \approx 19.45$ °С.

При выбранном уровне интенсивности проявляется влияние эффектов Керра, что приводит к снижению эффективности удвоения частоты [6]. Это видно из рис. 2, где показана зависимость эффективности генерации ВГ от размера домена периодического кристалла при $z \approx 3$ см. Максимальная эффективность наблюдается не при точном значении размера доменов, которое вычисляется по формуле $d_c = \pi/|\Delta k| \approx 9.915$ мкм, а при некотором оптимальном значении $d_{\text{opt}} \approx 9.9241$ мкм. Хотя это увеличение составляет ~0.092 %, оно практически позволяет повысить эффективность почти в два раза. Как показывают расчеты, с увеличением размера доменов повышение эффективности вызвано взаимной компенсацией фазовых сдвигов, обусловленных кубической нелинейностью, дисперсией среды и “избыточной” величиной волнового числа нелинейной решетки. Причина состоит в том, что, во-первых, эффекты само- и кросс-воздействия приводят к изменению показателя преломления среды, нарушая оптимальные условия квазисинхронизма. Во-вторых, дисперсия среды, влияя лишь на фазу Фурье-компонент взаимодействующих импульсов, по мере распространения импульсов в среде также нарушает оптимальные фазовые условия [14]. Вклад этих факторов нетрудно разделить, если в расчетах не учитывать тот или иной эффект. На рис. 2 показана зависимость эффективности ВГ от размера доменов, полученная с учетом только влияния кубической нелинейности керровского типа. В этом случае максимальное значение находится в областях, где толщина доменов меньше точного значения. Отображена также зависимость эффективности ВГ, полученная только с учетом всех порядков дисперсии среды.

Для ясного понимания этого “резонансного” случая проведен численный анализ формирования импульса ВГ на всей длине периодического кристалла при d_c и d_{opt} (рис. 3, а). Эффективность удвоения частоты увеличивается с ~17 до ~37 %, т. е. эффективность генерации возрастает более чем в два раза на расстоянии $z \approx 3$ см. Чтобы конкретизировать механизмы, ответственные за повышение эффективности генерации ВГ при изменении размеров доменов d_{opt} , проведены расчеты с пренебреже-

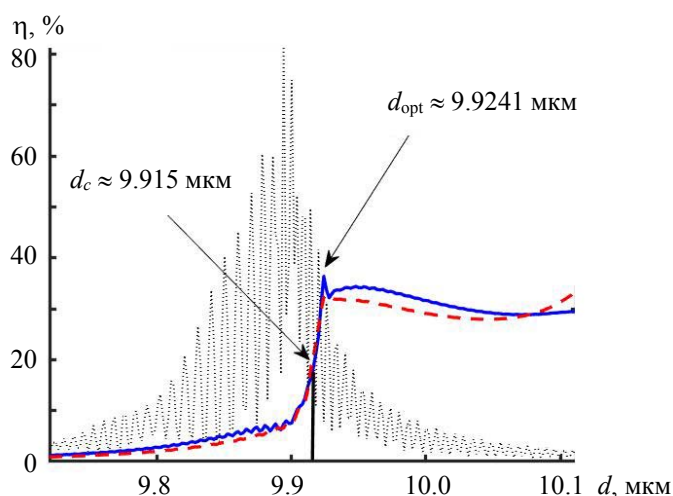


Рис. 2. Зависимости эффективности генерации второй гармоники от толщины домена кристалла 5 % MgO:LiNbO₃; $\lambda = 1560$ нм; сплошная линия соответствует результатам, полученным с учетом ограничивающих факторов; штриховая — с учетом только слагаемых дисперсии среды; пунктир — с учетом только нелинейности третьего порядка

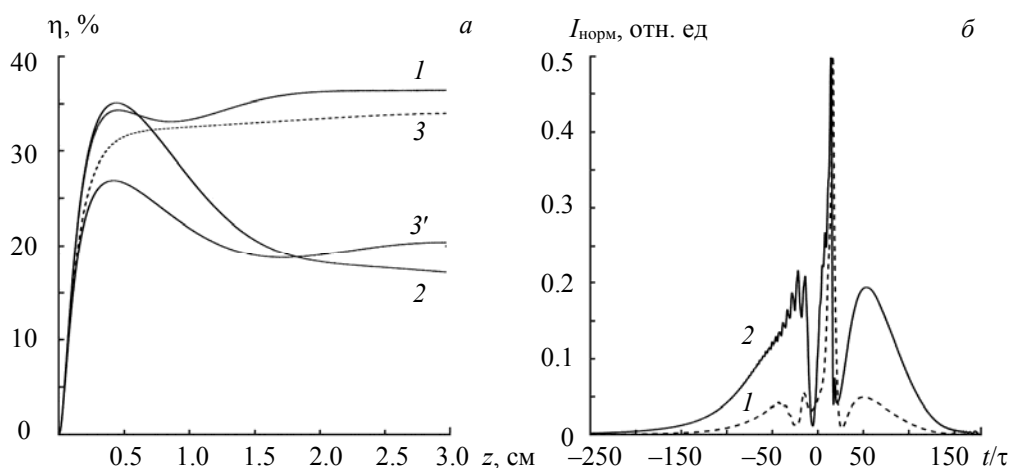


Рис. 3. Зависимости эффективности генерации второй гармоники от длины z периодически поляризованного кристалла 5 % MgO:LiNbO₃ при различных размерах доменов: *a* — при d_{opt} (1) и d_c (2), при d_{opt} без учета керровской нелинейности (3), при d_c с учетом влияния только дисперсии среды (3'); *б* — временной профиль нормированной интенсивности импульса второй гармоники на выходе из кристалла ($z \approx 3$ см), рассчитанный при d_{opt} (1) и d_c (2)

нием членами кубической нелинейности, но с учетом дисперсионных слагаемых. На рис. 3, *a* показаны результаты последнего случая, а также изменение эффективности ВГ от z , полученное при размере домена d_c с учетом только влияния дисперсии среды. Наблюдается повышение эффективности ГВГ, однако наиболее заметен выигрыш в эффективности при учете влияния нелинейности керровского типа.

На рис. 3, *б* продемонстрирован временной профиль интенсивности ВГ на выходе из РДС-кристалла длиной $z \approx 3$ см. Видно, что при оптимальном выборе размера доменов наблюдается генерация высококонтрастного импульса ВГ (спектр 1). Демонстрируется более низкая контрастность импульса ВГ на выходе РДС-кристалла при размере домена d_c (спектр 2). Из рис. 3, *a* также следует, что максимальная эффективность ($\sim 35\%$) удвоения частоты наблюдается на расстоянии ~ 0.5 см для размеров d_c и d_{opt} . Однако по мере увеличения длины периодического кристалла из-за влияния нелинейности третьего порядка нарушается оптимальное условие квазисинхронизма, что приводит к сни-

жению эффективности при d_c . Эти факторы должны быть учтены при выборе кристалла для эффективной реализации удвоения частоты импульса накачки.

Исследовано влияние длины волны падающего излучения на эффективность процесса удвоения частоты при фиксированных размерах кристалла и доменов. Из результатов расчетов для кристалла размером $z \approx 3$ см, представленных на рис. 4, видно, что максимальная эффективность наблюдается на $\lambda \approx 1480$ нм, а не 1560 нм. Здесь сплошная линия — зависимость эффективности ГВГ от длины волны импульса накачки при толщине доменов d_c , $\lambda = 1560$ нм, штриховая — при $d_{\text{опт}}$. Результаты подтверждают, что с увеличением влияния кубической нелинейности и дисперсии среды на процесс генерации ВГ в РДС-кристалле необходимо корректировать либо толщину доменов, либо длину волны падающего излучения. Последнее важно, если в лабораторных условиях уже имеются периодические кристаллы с периодом, рассчитанным по выражению $\pi/|\Delta k|$.

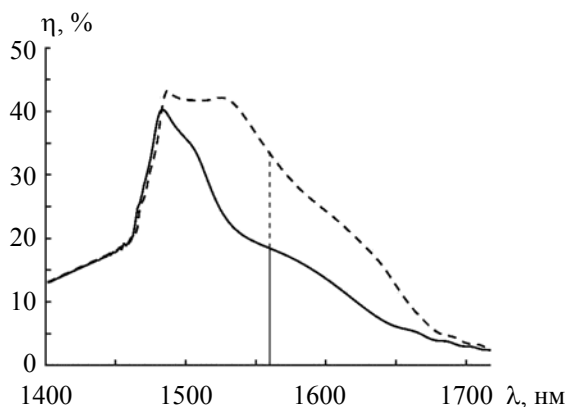


Рис. 4. Зависимости эффективности удвоения частоты от длины волны падающего импульса при фиксированных значениях длины периодического кристалла и толщины доменов; сплошная линия — эффективность генерации для d_c , штриховая — для $d_{\text{опт}}$

Заключение. Численными методами исследован процесс генерации второй гармоники интенсивных коротких лазерных импульсов в кристаллах с регулярной доменной структурой 5 % MgO:LiNbO₃ с учетом влияний дисперсии среды до третьего порядка и кубической нелинейности керровского типа. Проанализирован случай, когда одновременно выполняются условия квазисинхронизма и синхронизма групповых скоростей. Численно определяемая оптимальная толщина доменов, обеспечивающая значительное увеличение эффективности процесса преобразования частоты, отличается от рассчитанного точного значения. Это обусловлено тем, что небольшое отклонение размера доменов от величины, обеспечивающей выполнение условий квазисинхронизма, позволяет компенсировать фазовые сдвиги, вызванные влиянием кубической нелинейности и дисперсии среды. Представленные результаты могут быть использованы для анализа других процессов преобразования частоты, в частности параметрического усиления света интенсивных коротких лазерных импульсов в периодически поляризованных кристаллах.

Работа выполнена при частичной поддержке проектов Uzb-Ind-2020-96, Uzb-Ind-2020-83, Ф19АРМ-040 и H2020-MSCA-RISE-ATLANTIC-823897.

- [1] D. S. Hum, M. M. Fejer. *Comptes Rendus Phys.*, **8**, N 2 (2007) 180—198
- [2] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan. *Phys. Rev.*, **127**, N 6 (1962) 1918—1939
- [3] А. С. Чиркин, В. В. Волков, Г. Д. Лаптев, Е. Ю. Морозов. *Квант. электрон.*, **30**, № 10 (2000) 847—858
- [4] Л. И. Исаенко, А. П. Елисеев, Д. Б. Колкер, В. Н. Веденяпин, С. А. Журков, Е. Ю. Ерушин, Н. Ю. Костюкова, А. А. Бойко, В. Я. Шур, А. Р. Ахматханов, М. А. Чувакова. *Квант. электрон.*, **50**, № 8 (2020) 788—792
- [5] Д. Б. Колкер, И. В. Шерстов, Н. Ю. Костюкова, А. А. Бойко, Е. Ю. Ерушин, Б. Н. Нюшков. *Квант. электрон.*, **49**, № 2 (2019) 191—194
- [6] U. K. Sapaev, I. A. Kulagin, T. Usmanov, G. Assanto. *Russ. J. Laser Res.*, **32**, N 1 (2011) 41—46

-
- [7] **X. Zeng, S. Ashihara, N. Fujioka, T. Shimura, K. Kuroda.** *Opt. Express*, **14**, N 20 (2006) 9358—9370
- [8] **X. Zeng, S. Ashihara, Z. Wang, T. Wang, Y. Chen, M. Cha.** *Opt. Express*, **17**, N 19 (2009) 16877—16884
- [9] **J. Zhang, Y. Chen, F. Lu, W. Lu, W. Dang, X. Chen, Y. Xia.** *Appl. Opt.*, **46**, N 32 (2007) 7792—7796
- [10] **J. Zhang, Y. Chen, F. Lu, X. Chen.** *Opt. Express*, **16**, N 10 (2008) 6957—6962
- [11] **A. Tehranchi, R. Kashyap.** *Opt. Express*, **16**, N 23 (2008) 18970—18975
- [12] **N. E. Yu, J. H. Ro, M. Cha.** *Opt. Lett.*, **27**, N 12 (2002) 1046—1048
- [13] **G. Li, Y. Cui.** *Opt. Express*, **25**, N 230 (2017) 29225—29232
- [14] **С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин.** *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, Москва, Наука (1988) 20—21
- [15] **Г. Агравал.** *Нелинейная волоконная оптика*, Москва, Мир (1996) 49—51
- [16] **В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов.** *Прикладная нелинейная оптика*, Москва, Физматлит (2004) 184—185
- [17] **I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, R. Ito.** *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, N 9 (1997) 2268—2294
- [18] **O. Gayer, G. Z. Sacks, E. Galun, A. Arie.** *Appl. Phys. B*, **91**, N 9 (2008) 343—348