

Генерация второй гармоники в кристаллах с регулярной доменной структурой на двух типах взаимодействия

С.Г.Гречин*, В.Г.Дмитриев**

Рассмотрена задача о ГВГ лазерного излучения в кристаллах с регулярной доменной структурой одновременно на двух типах взаимодействия. Показана возможность высокоэффективного преобразования деполаризованного лазерного излучения.

Ключевые слова: генерация второй гармоники, квазисинхронизм, эффективность преобразования.

Кристаллы с регулярной доменной структурой (РДС, periodically poled crystals) обеспечивают новые количественные и качественные возможности при решении задач нелинейно-оптического преобразования частоты лазерного излучения. Одной из них является возможность значительного увеличения эффективности преобразования за счет коэффициентов тензора нелинейной восприимчивости, которые в однородных кристаллах не используются в силу запрета на синхронизм дисперсий кристалла. Кроме этого при различных порядках квазисинхронизма может быть обеспечено условие генерации нескольких типов взаимодействия или процессов (генерации второй и третьей гармоник, суммарной частоты и др.). В нашей работе [1] было показано, что если при ГВГ условие квазисинхронизма выполняется для двух типов взаимодействия, например *ssf* и *sff* в двухосных кристаллах, то автоматически будет обеспечиваться квазисинхронизм для третьего типа взаимодействия – *fff*. Это же характерно и для других комбинаций типов взаимодействия: *ffs*, *sfs*, *sss* в двухосных кристаллах и *ооо*, *оое*, *еее* и *еео*, *еоо*, *оео* – в одноосных. При этом имеется определенная связь между порядками квазисинхронизма. Для *ооо*-, *ооо*- и *еее*-типов взаимодействия

$$m_{ооо} = \frac{m_{ооо} + m_{еее}}{2}. \quad (1)$$

Рассмотрим особенности ГВГ при различных соотношениях порядков квазисинхронизма для нескольких типов взаимодействия. В качестве примера используем отрицательный одноосный кристалл LiNbO_3 точечной группы $3m$. На рис. 1 приведены зависимости требуемого периода доменной структуры $\Lambda = m l_c$, где l_c – когерентная длина [2], от длины волны основного излучения λ для трех типов взаимодействия (*ооо*, *ооо* и *еее*) с различными порядками квазисинхронизма m при ГВГ. При проведении расчетов использовались уравнения Селлмейера из

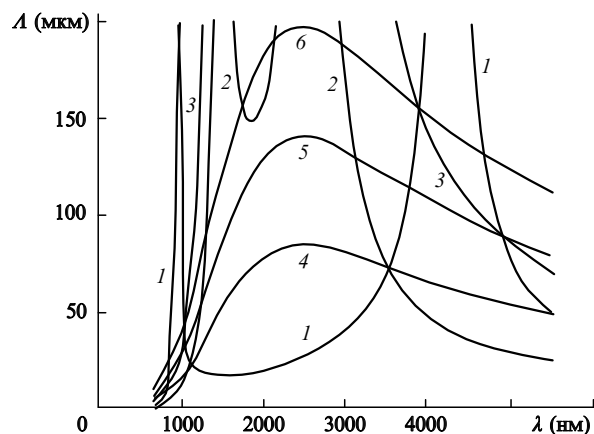


Рис. 1. Зависимости периода доменной структуры ГВГ от длины волны основного излучения для взаимодействия типа *ооо* ($|m_{ооо}| = 1$) (1), *ооо* ($|m_{ооо}| = 1$) (2), *ооо* ($|m_{ооо}| = 3$) (3), *еее* ($|m_{еее}| = 5$) (4), *еее* ($|m_{еее}| = 7$) (5).

[3]. Для *ооо*-типа взаимодействия на длинах волн 975.6 и 4233.5 нм период стремится к бесконечности, что соответствует выполнению условия синхронизма для однородных кристаллов. Внутри диапазона длин волн 975.6–4233.5 нм порядок квазисинхронизма отрицательный ($m_{ооо} = -1$), а вне его – положительный ($m_{ооо} = 1$), что свойственно всем отрицательным кристаллам. Аналогично для *ооо*-типа взаимодействия при 1471.9 и 2574.0 нм выполняется условие синхронизма для однородных кристаллов, внутри этого диапазона порядок квазисинхронизма отрицательный, вне его – положительный.

В табл. 1 приведены длины волн основного излучения λ и порядки квазисинхронизма, для которых ГВГ реализуется одновременно на трех рассматриваемых типах

Табл. 1.

λ_1 (нм)	$m_{ооо}$	$m_{еее}$	$m_{ооо}$
883.5	+1	+5	+3
1039.91	-1	+7	+3
1139.6	-1	+3	+1
3515.6	-1	+3	+1
3886.27	-1	+7	+3
4886.11	+1	+5	+3

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Россия, 107005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5; e-mail: gera@mx.bmstu.ru

**Федеральное государственное унитарное предприятие 'НИИ «Полус» им. М.Ф.Стельмаха', Россия, 117342, ул. Введенского, 3; e-mail: vgdmitr@orc.ru

взаимодействия. Нетрудно видеть, что для всех комбинаций выполняется условие (1). Здесь мы ограничились случаем, когда порядок квазисинхронизма не очень велик. Очевидно, что число таких комбинаций в общем случае бесконечно, как это следует из (1).

Порядки квазисинхронизма могут иметь одинаковые или противоположные знаки. Без ограничения общности рассмотрим случай, когда излучение распространяется в главной плоскости кристалла $xу$. В силу того, что эффективная нелинейность ооо-взаимодействия для точечной группы $3m$ в этом случае тождественно равна нулю, возможна ГВГ одновременно только на ооо- и еее-типе взаимодействия.

Пусть излучение распространяется вдоль оси $у$ кристалла и плоскость поляризации основного излучения ориентирована под углом γ относительно оси x в плоскости $xу$. Система уравнений в общепринятых обозначениях (см., напр., [2]) для компонент поля взаимодействующих волн (основного излучения A_{1x} , A_{1z} и второй гармоники A_{2x} , A_{2z}) для всех точечных групп симметрии кристаллов имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{1x}}{\partial z} &= -i \frac{\pi}{\lambda_{10} n_{\omega}^o} \{ d_{11} A_{2x} A_{1x}^* \exp(-i\Delta k_{\text{ооо}} z) \\ &+ d_{12} A_{2z} A_{1z}^* \exp(-i\Delta k_{\text{ооо}} z) + d_{15} [A_{2x} A_{1z} \exp(-i\Delta k_{\text{ооо}} z) \\ &+ A_{2z} A_{1x}^* \exp(-i\Delta k_{\text{ооо}} z)] \}, \\ \frac{\partial A_{1z}}{\partial z} &= -i \frac{\pi}{\lambda_{10} n_{\omega}^e} \{ d_{31} A_{2x} A_{1x}^* \exp(-i\Delta k_{\text{еоо}} z) \\ &+ d_{33} A_{2z} A_{1z}^* \exp(-i\Delta k_{\text{еоо}} z) + d_{35} [A_{2x} A_{1z}^* \exp(-i\Delta k_{\text{еоо}} z)] \}, \\ \frac{\partial A_{2x}}{\partial z} &= -i \frac{\pi}{\lambda_{10} n_{2\omega}^o} [d_{11} A_{1x}^2 \exp(i\Delta k_{\text{ооо}} z) \\ &+ d_{13} A_{1z}^2 \exp(i\Delta k_{\text{еоо}} z) + 2d_{15} A_{1x} A_{1z} \exp(i\Delta k_{\text{еоо}} z)], \\ \frac{\partial A_{2z}}{\partial z} &= -i \frac{\pi}{\lambda_{10} n_{2\omega}^e} [d_{31} A_{1x}^2 \exp(i\Delta k_{\text{ооо}} z) \\ &+ d_{33} A_{1z}^2 \exp(i\Delta k_{\text{еоо}} z) + 2d_{35} A_{1x} A_{1z} \exp(i\Delta k_{\text{еоо}} z)]. \end{aligned} \quad (2)$$

В частном случае кристалла LiNbO_3 , для которого d_{15} , d_{31} и d_{33} отличны от нуля, имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{1x}}{\partial z} &= -i \frac{\pi}{\lambda_{10} n_{\omega}^o} d_{15} A_{2z} A_{1x}^* \exp(-i\Delta k_{\text{ооо}} z), \\ \frac{\partial A_{1z}}{\partial z} &= -i \frac{\pi}{\lambda_{10} n_{\omega}^e} d_{33} A_{2z} A_{1z}^* \exp(-i\Delta k_{\text{еоо}} z), \\ \frac{\partial A_{2z}}{\partial z} &= -i \frac{\pi}{\lambda_{10} n_{2\omega}^e} [d_{31} A_{1x}^2 \exp(i\Delta k_{\text{ооо}} z) \\ &+ d_{33} A_{1z}^2 \exp(i\Delta k_{\text{еоо}} z)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Для полных амплитуд полей взаимодействующих волн эти уравнения примут следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{\omega}}{\partial z} &= -i \frac{\pi}{\lambda_{10}} A_{2\omega} A_{\omega}^* \left[\frac{d_{15}}{n_{\omega}^o} \cos^2 \gamma \exp(-i\Delta k_{\text{ооо}} z) \right. \\ &+ \left. \frac{d_{33}}{n_{\omega}^e} \sin^2 \gamma \exp(-i\Delta k_{\text{еоо}} z) \right], \\ \frac{\partial A_{2\omega}}{\partial z} &= -i \frac{\pi}{\lambda_{10} n_{2\omega}^e} A_{\omega}^2 \left[d_{31} \cos^2 \gamma \exp(i\Delta k_{\text{ооо}} z) \right. \\ &+ \left. d_{33} \sin^2 \gamma \exp(i\Delta k_{\text{еоо}} z) \right], \\ \frac{\partial \gamma}{\partial z} &= -i \frac{\pi \sin 2\gamma}{4\lambda_{10}} \frac{A_{2\omega} A_{\omega}^*}{A_{\omega}} \left[\frac{d_{33}}{n_{\omega}^e} \exp(-i\Delta k_{\text{еоо}} z) \right. \\ &+ \left. \frac{d_{15}}{n_{\omega}^o} \exp(-i\Delta k_{\text{ооо}} z) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $A_{2\omega}$ – модуль амплитуды волны второй гармоники.

Последнее уравнение в (4) описывает изменение угла наклона плоскости поляризации γ , обусловленное различным протеканием процессов преобразования для обеих компонент поля основного излучения. Используя спектральный подход для описания эффективной нелинейности [4], получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{\omega}}{\partial z} &= -i \frac{2}{\lambda_{10}} A_{2\omega} A_{\omega}^* \left[\frac{d_{15}}{n_{\omega}^o m_{\text{ооо}}} \cos^2 \gamma \exp(-i\delta k_{\text{ооо}} z) \right. \\ &+ \left. \frac{d_{33}}{n_{\omega}^e m_{\text{еоо}}} \sin^2 \gamma \exp(-i\delta k_{\text{еоо}} z) \right], \\ \frac{\partial A_{2\omega}}{\partial z} &= -i \frac{2}{\lambda_{10} n_{2\omega}^e} A_{\omega}^2 \left[\frac{d_{31}}{m_{\text{ооо}}} \cos^2 \gamma \exp(i\delta k_{\text{ооо}} z) \right. \\ &+ \left. \frac{d_{33}}{m_{\text{еоо}}} \sin^2 \gamma \exp(i\delta k_{\text{еоо}} z) \right], \\ \frac{\partial \gamma}{\partial z} &= -i \frac{\sin 2\gamma}{2\lambda_{10}} \frac{A_{2\omega} A_{\omega}^*}{A_{\omega}} \left[\frac{d_{33}}{n_{\omega}^e m_{\text{еоо}}} \exp(-i\delta k_{\text{еоо}} z) \right. \\ &- \left. \frac{d_{15}}{n_{\omega}^o m_{\text{ооо}}} \exp(-i\delta k_{\text{ооо}} z) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\delta k_i = \Delta k_i - m_i G$ – обобщенная волновая расстройка i -го типа взаимодействия; $G = 2\pi/\Lambda$; Δk_i – волновая расстройка, компенсируемая вектором обратной решетки кристалла.

При $\gamma = 0$ генерация происходит на ооо-типе взаимодействия, а при $\gamma = 90^\circ$ – на еее-типе. При точном выполнении фазового квазисинхронизма ($\delta k_{\text{ооо}} = \delta k_{\text{еоо}} = 0$) выражение для коэффициента эффективной нелинейности d_{eff} имеет следующий вид:

$$d_{\text{eff}} = \frac{d_{15}}{n_{\omega}^o m_{\text{ооо}}} \cos^2 \gamma + \frac{d_{33}}{n_{\omega}^e m_{\text{еоо}}} \sin^2 \gamma. \quad (6)$$

Из (6) следует, что d_{eff} максимально в том случае, когда $m_{\text{ооо}}$ и $m_{\text{еоо}}$ имеют одинаковые знаки. В случае разных знаков $d_{\text{eff}} \rightarrow 0$, если $\gamma \rightarrow \gamma_{\text{cr}}$, а γ_{cr} определяется выражением

$$\tan^2 \gamma_{\text{cr}} = - \frac{d_{31} m_{\text{еоо}}}{d_{33} m_{\text{ооо}}}. \quad (7)$$

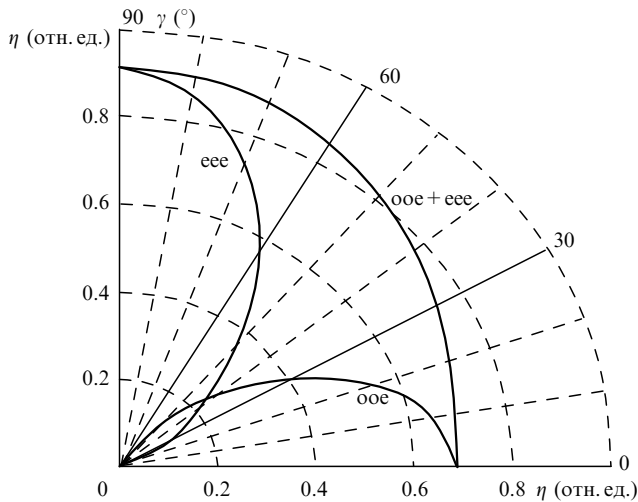


Рис.2. Угловая диаграмма зависимости эффективности преобразования η от угла γ для $m_{ooo} = 1$ и $m_{eee} = 5$.

На рис.2 представлены угловые зависимости эффективности преобразования η при ГВГ в кристалле LiNbO_3 для ooe-, eee- и обоих типов взаимодействия при одинаковых знаках порядков синхронизма ($m_{ooo} = 1, m_{eee} = 5$). Независимая генерация на каждом из типов взаимодействия обеспечивалась таким согласованным изменением длины волны излучения и периода доменной структуры, при котором отсутствовала генерация на другом типе взаимодействия.

Поскольку в рассматриваемом случае отношения d_{31}/m_{ooo} и d_{33}/m_{eee} близки по величине, суммарная эффективность преобразования слабо зависит от угла γ. Это означает, что основное излучение с произвольной ориентацией плоскости поляризации преобразуется в линейно поляризованное излучение второй гармоники, т. е. может быть получена эффективная ГВГ для деполаризованного излучения.

Аналогичные зависимости для ГВГ при разных знаках порядков синхронизма ($m_{ooo} = -1, m_{eee} = 7$) представлены на рис.3. При $\gamma = 39.6^\circ$ эффективность преобразования равна нулю. В соответствии с изменением отношения m_{eee}/m_{ooo} изменяется и соотношение между эффективностями преобразования при $\gamma = 0$ и 90° по сравнению со случаем, показанным на рис.2.

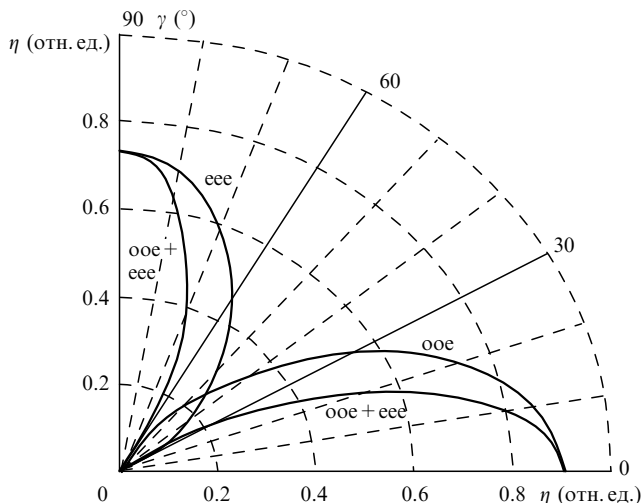


Рис.3. Угловая диаграмма зависимости эффективности преобразования η от угла γ для $m_{ooo} = -1$ и $m_{eee} = 7$.

Одним из важных вопросов является вопрос об устойчивости процесса преобразования к наличию обобщенной волновой расстройке. В этом случае выражение для коэффициента связи в (5) может быть представлено в следующем виде:

$$d_{\text{eff}} = \left\{ \frac{d_{31}m_{eee}}{d_{33}m_{ooo}} \cos^2 \gamma \exp[i(\delta k_{ooo} - \delta k_{eee})z] + \sin^2 \gamma \right\} \times \frac{d_{33}}{m_{eee}} \exp(i\delta k_{eee}z). \quad (8)$$

При изменении длины волны основного излучения, температуры или угла ориентации кристалла обобщенная волновая расстройка для различных типов взаимодействия изменяется с различной скоростью. Из (8) следует, что процесс преобразования будет характеризоваться двумя типичными пространственными частотами биений, обусловленными как волновой расстройкой (δk_{eee}), так и периодическим изменением коэффициента нелинейной связи ($\delta k_{ooo} - \delta k_{eee}$).

На рис.4 представлены зависимости эффективности преобразования от длины кристалла при точном квазисинхронизме и при наличии обобщенной волновой расстройки для $m_{ooo} = 1$ и $m_{eee} = 5$ при $\gamma = 45^\circ$.

В случае $m_{ooo} = -1$ и $m_{eee} = 7$ наличие такой расстройки приводит к тому, что при $\gamma = 39.6^\circ$ эффективность преобразования становится отличной от нуля. На рис.5 представлены зависимости эффективности преобразования от изменения температуры кристалла для двух рассмотренных выше случаев. Кривые, соответствующие $\gamma = 0$ и 90° , относятся к ГВГ на одном типе взаимодействия и различаются температурными ширинами вследствие различия разностей температурных производных для показателей преломления. При $\gamma = 45^\circ$ кривая синхронизма имеет биения, определяемые разностью обобщенных волновых расстроек, и асимптотически не стремится к нулю.

Рассмотрим изменение ориентации плоскости поляризации основного излучения в процессе преобразования. При выполнении условия квазисинхронизма уравнение для угла плоскости поляризации γ имеет вид

$$\frac{\partial \gamma}{\partial z} = -i \frac{\sin 2\gamma}{2\lambda_{10}} A_{2\omega} \left(\frac{d_{33}}{n_{\omega}^e m_{eee}} - \frac{d_{15}}{n_{\omega}^o m_{ooo}} \right). \quad (9)$$

Только в двух частных случаях основное излучение

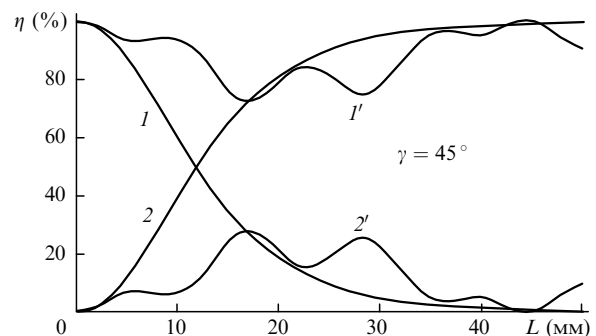


Рис.4. Преобразование излучения в кристалле с РДС при точном квазисинхронизме (1, 2) и при наличии волновой расстройки (1', 2') для основного излучения (1, 1') и для излучения второй гармоники (2, 2').

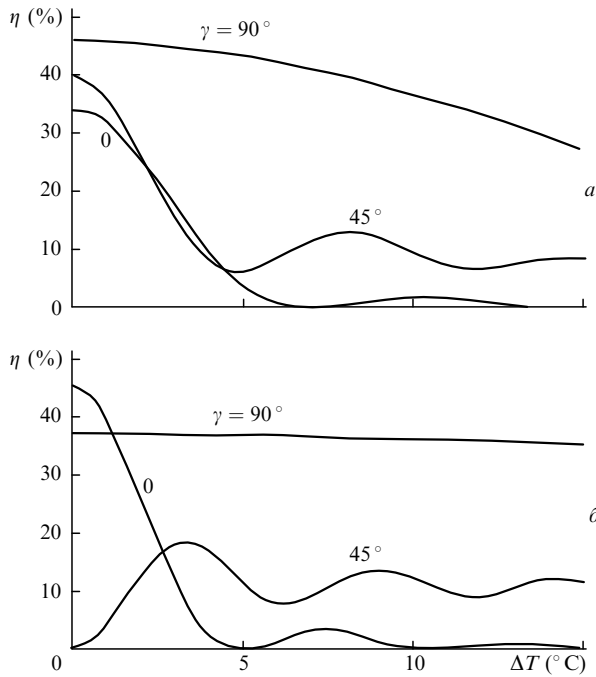


Рис.5. Температурные кривые синхронизма для $m_{ooe} = 1$ и $m_{eee} = 5$ (а) и $m_{ooe} = -1$ и $m_{eee} = 7$ (б) при разных углах γ .

остается линейно поляризованным при распространении по кристаллу – при $\gamma = 0$ и 90° . Во всех остальных случаях, как и в преобразовании второго типа в однородных кристаллах, основное излучение будет деполаризованным. Однако для рассматриваемой задачи отношение полуосей эллипса поляризации будет изменяться и в процессе преобразования он будет поворачиваться. Угол поворота эллипса поляризации описывается уравнением (9). Уравнение для отношения полуосей имеет следующий вид:

$$\frac{\partial(A_{1z}/A_{1x})}{\partial z} = \frac{\tan \gamma}{2\lambda_{10}} A_{2\omega} \left(\frac{d_{33}}{n_{\omega}^e m_{eee}} - \frac{d_{15}}{n_{\omega}^o m_{ooe}} \right). \quad (10)$$

Выше было рассмотрено распространение излучения в главной плоскости кристалла xz . Не представляет труда обобщить эти расчеты на случай произвольного направления распространения, что может явиться предметом отдельной работы. Здесь мы отметим только, что при произвольном направлении распространения оптимизация эффективной нелинейности может быть проведена не только по углу γ и по величинам и знакам порядков квазисинхронизма, но и по углам θ и φ , т. е. тем самым должна быть проведена многопараметрическая оптимизация d_{eff} . В частности, для кристалла LiNbO_3 можно ожидать, что максимальное d_{eff} будет соответствовать диапазону углов $-\pi/2 < \theta < 0$, т. е. эффективность преобразования окажется зависящей от того, в каком октанте реализуется взаимодействие.

Таким образом, рассмотрение основных особенностей ГВГ в кристаллах с регулярной доменной структурой одновременно на нескольких типах взаимодействия показало, что из всего множества комбинаций порядков квазисинхронизма, для которых возможна одновременная ГВГ на нескольких типах взаимодействия, эффективная ГВГ деполаризованного основного излучения возможна только для комбинаций, имеющих одинаковые знаки.

Расчеты были проведены с использованием справочно-расчетного пакета прикладных программ LID-SHG (Laser Investigator & Designer – Second Harmonic Generation), расположенного на сайте <http://www.bmstu.ru/~lid>.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00-02-017857а).

1. Гречин С.Г., Дмитриев В.Г. *Квантовая электроника*, **26**, 151 (1999).
2. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика: генераторы второй гармоники и параметрические генераторы света* (М., Радио и связь, 1982).
3. Jundt D.H., Fejer M.M., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 135 (1990).
4. Fejer M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2631 (1992).