

СИНХРОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.В.Тарасишин, А.М.Желтиков, С.А.Магницкий

*Международный лазерный центр, МГУ им. М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 ноября 1999 г.

Показано, что одномерные структуры с фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ) позволяют одновременно обеспечить условия фазового и группового синхронизма для процесса генерации второй гармоники с участием предельно коротких световых импульсов. При выполнении данных условий оптические удвоители частоты на основе ФЗЗ-структур позволяют достичь увеличения скорости роста сигнала второй гармоники как функции длины нелинейно-оптического взаимодействия по сравнению со структурами для квазисинхронных взаимодействий и открывают возможности достижения высоких эффективностей удвоения частоты независимо от длины синхронизма в объеме нелинейного материала.

PACS: 42.25.Bs, 42.65.-k

Повышение эффективности преобразования частоты является одной из традиционных задач нелинейной оптики [1, 2]. В настоящее время в связи с широким распространением компактных и экономичных твердотельных фемтосекундных лазерных систем и значительными трудностями удвоения частоты сверхкоротких лазерных импульсов особый интерес представляют новые возможности повышения эффективности генерации второй гармоники (ГВГ) для предельно коротких световых импульсов. Среди основных проблем ГВГ сверхкоротких лазерных импульсов следует выделить необходимость достижения фазового и группового синхронизма. Для повышения эффективности ГВГ в настоящее время широко применяются периодически неоднородные кристаллы, в которых условия квазисинхронного по фазе взаимодействия достигаются за счет модуляции квадратичной восприимчивости среды с пространственным периодом порядка когерентной длины нелинейно-оптического взаимодействия [3, 4] (идея фазового квазисинхронизма была предложена в одной из пионерских работ по нелинейной оптике [5] еще в 1962 г.). В последние годы активно обсуждается возможность увеличения эффективности ГВГ за счет обеспечения фазового синхронизма в одномерных структурах с фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ) – фотонных кристаллах [6, 7]. В отличие от кристаллов для квазисинхронного взаимодействия ФЗЗ-структуры характеризуются пространственно-периодической модуляцией не нелинейно-оптической восприимчивости, а показателя преломления. При этом характерный пространственный масштаб изменения показателя преломления в ФЗЗ-структурах порядка оптической длины волны, то есть существенно меньше периода модуляции нелинейно-оптической восприимчивости в структурах для квазисинхронного взаимодействия. Идея использования дисперсии периодических структур для компенсации материальной дисперсии среды с целью обеспечения условий фазового синхронизма при генерации второй гармоники и нелинейно-оптическом смещении частот была высказана достаточно давно [8]. Однако в связи с проблемой преобразования частоты сверхкоротких лазерных импульсов на со-

временном этапе нелинейной оптики актуальной становится задача одновременного обеспечения условий группового и фазового синхронизма. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа.

Для иллюстрации идеи генерации второй гармоники в поле сверхкоротких импульсов в фотонных кристаллах в условиях фазового и группового синхронизма рассмотрим свойства дисперсии модельной бесконечной ФЗЗ-структуры, состоящей из периодически чередующихся слоев с размерами a и b и показателями преломления n_a и n_b , соответственно. Модель бесконечной ФЗЗ-структуры, как будет показано ниже на основе сравнения результатов аналитических вычислений с данными численных расчетов, позволяет достаточно адекватно воспроизвести основные свойства нелинейно-оптических взаимодействий с участием достаточно коротких импульсов, когда число периодов поля в импульсе много меньше числа периодов ФЗЗ-структуры. Будем предполагать, что слои с показателем преломления n_b обладают квадратичной нелинейностью, приводящей к генерации второй гармоники. Рассмотрим сначала случай ГВГ в одномерной ФЗЗ-структуре без дисперсии составляющих структуру материалов, а затем обобщим эти результаты на случай ФЗЗ-структур с учетом материальной дисперсии.

Условие фазового синхронизма для волновых векторов $k(\omega_0)$ и $k(2\omega_0)$ излучения накачки и второй гармоники, участвующих в процессе ГВГ, записывается в виде

$$k(2\omega_0) = 2k(\omega_0). \quad (1)$$

Волновые векторы излучения на основной частоте и частоте второй гармоники могут быть получены из дисперсионного соотношения для рассматриваемой бесконечной одномерной ФЗЗ-структуры:

$$\cos(k(\omega_0)d) = \cos\left(\frac{\omega_0}{c}n_a a\right) \cos\left(\frac{\omega_0}{c}n_b b\right) - \frac{n_a^2 + n_b^2}{2n_a n_b} \sin\left(\frac{\omega_0}{c}n_a a\right) \sin\left(\frac{\omega_0}{c}n_b b\right), \quad (2)$$

$$\cos(k(2\omega_0)d) = \cos\left(\frac{2\omega_0}{c}n_a a\right) \cos\left(\frac{2\omega_0}{c}n_b b\right) - \frac{n_a^2 + n_b^2}{2n_a n_b} \sin\left(\frac{2\omega_0}{c}n_a a\right) \sin\left(\frac{2\omega_0}{c}n_b b\right). \quad (3)$$

С учетом соотношений (2) и (3) условие фазового синхронизма (1) может быть записано в следующем виде:

$$\cos^2(Ak_0) + \cos^2(Bk_0) - \cos^2(Ak_0)\cos^2(Bk_0) = 1, \quad (4)$$

где $k_0 = \omega_0/c$ и введены обозначения $A = n_a a$, $B = n_b b$, $N = (n_a^2 + n_b^2)/2n_a n_b$.

Равенство (4) выполняется тогда и только тогда, когда один из квадратов косинусов равен единице. Полагая для определенности $\cos^2(Ak_0) = 1$, получим

$$a = \lambda l / 2n_a, \quad (5)$$

где l – целое число.

Таким образом, в случае, когда одна из подсистем бесконечной одномерной ФЗЗ-структуры представляет собой набор полуволновых пластин, то есть параметр a выбран в соответствии с (5), всегда достигается фазовый синхронизм для процесса ГВГ. Покажем, что при этом также автоматически выполняется и условие группового синхронизма

$$\left. \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} = \left. \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=2\omega_0}. \quad (6)$$

При выполнении условия (5) величины, обратные групповой скорости, на основной частоте и на частоте второй гармоники с учетом соотношений (2) и (3) могут быть записаны в следующем виде:

$$\left. \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0, 2\omega_0} = \frac{\pm(B + AN)}{cd}. \quad (7)$$

Учитывая, что излучению, проходящему через ФЗЗ-структуру, соответствуют положительные значения групповой скорости, получаем, что условия группового синхронизма также выполнены для ФЗЗ-структуры без дисперсии с параметрами, удовлетворяющими соотношению (5).

Обобщим теперь полученные выше результаты на случай ФЗЗ-структуры, в которой помимо дисперсии структуры необходимо принимать во внимание дисперсию среды, и найдем условия фазового и группового синхронизма для этого случая. Для простоты рассмотрим ФЗЗ-структуру, состоящую из слоев с толщиной a и показателем преломления n_a без нелинейности и пренебрежимо малой дисперсией и квадратично-нелинейных слоев с толщиной b и с зависящим от частоты показателем преломления n_b . В этом случае волновые векторы на частоте накачки и второй гармоники могут быть записаны в виде

$$\cos(k(\omega_0)d) = \cos\left(\frac{\omega_0}{c}n_a a\right) \cos\left(\frac{\omega_0}{c}n_{1b}b\right) - \frac{n_a^2 + n_{1b}^2}{2n_a n_{1b}} \sin\left(\frac{\omega_0}{c}n_a a\right) \sin\left(\frac{\omega_0}{c}n_{1b}b\right), \quad (8)$$

$$\cos(k(2\omega_0)d) = \cos\left(\frac{2\omega_0}{c}n_a a\right) \cos\left(\frac{2\omega_0}{c}n_{2b}b\right) - \frac{n_a^2 + n_{2b}^2}{2n_a n_{2b}} \sin\left(\frac{2\omega_0}{c}n_a a\right) \sin\left(\frac{2\omega_0}{c}n_{2b}b\right), \quad (9)$$

Здесь n_{1b} , n_{2b} – показатели преломления нелинейной среды на частоте накачки и второй гармоники, соответственно. Условие фазового синхронизма записывается при этом, как и ранее, в виде (1).

Величины, обратные групповым скоростям импульсов накачки и второй гармоники, определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} &= \frac{1}{cd \sin(k(\omega_0)d)} ((B_1 + AN_1) \cos(Ak_0) \sin(B_1 k_0) + \\ &+ (A + B_1 N_1) \sin(Ak_0) \cos(B_1 k_0)), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega=2\omega_0} &= \frac{1}{cd \sin(k(2\omega_0)d)} ((B_2 + AN_2) \cos(Ak_0) \sin(B_2 k_0) + \\ &+ (A + B_2 N_2) \sin(Ak_0) \cos(B_2 k_0)), \end{aligned} \quad (11)$$

где $A = n_a a$, $B_{1,2} = n_{1,2b} b$, $N_{1,2} = (n_a^2 + n_{1,2b}^2)/2n_a n_{1,2b}$. Условие группового синхронизма записывается в виде (6).

Таким образом, условием эффективной генерации второй гармоники в одномерной ФЗЗ-структуре с учетом материальной дисперсии в пренебрежении дисперсией групповой скорости является совместное выполнение равенства (1) для величин (8) и (9) и равенства (6) для величин (10) и (11). При заданной длине волны накачки и заданных значениях показателей преломления n_a , n_{1b} , n_{2b} указанная система из двух уравнений (1) и (6) может быть разрешена относительно параметров a и b . Таким образом, имеется возможность одновременно удовлетворить условиям фазового

и группового синхронизма. Очевидно, однако, что не для всех значений показателей преломления n_a , n_{1b} , n_{2b} трансцендентная система уравнений имеет решение. В частности, как легко убедиться непосредственной подстановкой значений параметра a , определяемых условием (5), в (10) и (11), в ФЗЗ-структуре, в которой одна из подсистем представляет собой набор полуволновых пластин, а нелинейная среда обладает дисперсией показателя преломления, фазовый синхронизм невозможен.

С физической точки зрения, фазовый и групповой синхронизмы для процесса ГВГ в ФЗЗ-структуре, в которой нелинейный материал характеризуется дисперсией показателя преломления, достигается за счет компенсации дисперсии материала дисперсией периодической структуры. Поэтому при увеличении дисперсии нелинейной среды для компенсации увеличивающейся при этом фазовой и групповой расстройки требуются все более высокие значения контраста показателей преломления составляющих ФЗЗ-структуру сред. Численное решение системы уравнений с помощью градиентного метода позволяет установить зависимость минимального значения контраста n_{1b}/n_a показателей преломления, при котором еще существует совместное решение системы уравнений (1) и (6), от величины $(n_{2b} - n_{1b})/n_{1b}$, представляющей собой разность значений показателя преломления нелинейной среды на частоте второй гармоники и основной частоте, нормированную на показатель преломления этой среды на основной частоте. Данная зависимость для ФЗЗ-структуры с $n_{1b} = 1.5$ приведена на рис.1. Как видно из результатов расчетов, приведенных на этом рисунке, дисперсия ФЗЗ-структур с контрастом показателей преломления, которые могут быть легко достигнуты с помощью имеющихся технологий, позволяет компенсировать расстройку фазовых и групповых скоростей для процесса ГВГ в достаточно широком диапазоне дисперсии нелинейной среды.

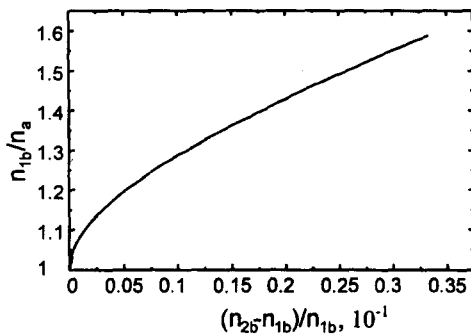


Рис.1. Зависимость минимального значения контраста n_{1b}/n_a показателей преломления, при котором могут быть одновременно удовлетворены условия фазового и группового синхронизма (1) и (6), от величины $(n_{2b} - n_{1b})/n_{1b}$

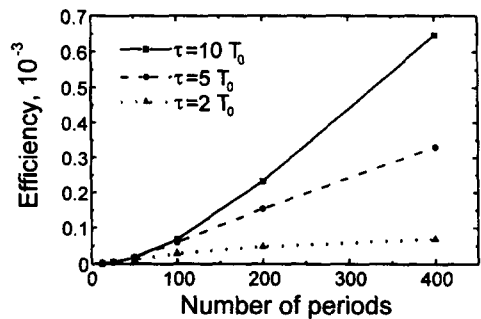


Рис.2. Зависимость эффективности генерации второй гармоники от числа периодов ФЗЗ-структуры для импульсов различной длительности: сплошная линия - $\tau = 10T_0$, штриховая линия - $5T_0$, пунктирная линия - $2T_0$ (T_0 - период поля накачки)

Расчет амплитуды поля второй гармоники, возникающей в результате процесса ГВГ в ФЗЗ-структуре, является сложной физической задачей. В связи с этим нами произведен численный расчет амплитуды второй гармоники, возникающей в результате процесса ГВГ, путем численного решения уравнений Максвелла методом конечных разностей (алгоритм FDTD) [9]. Данный подход является эффективным

методом анализа нелинейно-оптических взаимодействий с участием сверхкоротких световых импульсов в фотонных кристаллах [10].

Метод FDTD для диспергирующей среды с кубичной нелинейностью описан в работе [11]. Нами реализован алгоритм FDTD для случая квадратично-нелинейной среды с локальным откликом нелинейности и дисперсией диэлектрической проницаемости, описываемой линией лоренцевой формы: $\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty)/(1 - \omega^2/\omega_L^2)$, где ω_L – резонансная частота, ϵ_∞ – диэлектрическая проницаемость среды в пределе высоких частот, ϵ_s – диэлектрическая проницаемость среды в пределе низких частот.

В отсутствие частотной дисперсии максимальная эффективность ГВГ достигается в структуре с параметрами

$$a = \lambda/2n_a, \quad b = \lambda/4n_b. \quad (12)$$

Данный результат находится в полном соответствии с выполненным выше аналитическим рассмотрением для бесконечной одномерной структуры. При этом первое из соотношений (12) обеспечивает фазовый и групповой синхронизм, а второе условие, как можно легко показать с использованием формул (2) и (3), обеспечивает равенство нулю дисперсии групповой скорости на основной частоте и частоте второй гармоники. Численное моделирование, проведенное для гауссовых импульсов предельно короткой длительности, распространяющихся в ФЗЗ-структуре с $n_a = 2$ и $n_b = 1$, показало, что при выполнении условий (12) зависимость эффективности ГВГ (определяемой как отношение энергии импульса второй гармоники на выходе ФЗЗ-структуры к энергии излучения накачки на входе) от длины структуры близка к квадратичной на длинах порядка $1 - 10^3$ периодов структуры для импульсов длительностью τ не менее 10 периодов поля накачки (сплошная линия на рис.2). При меньших длительностях, когда спектр импульса становится порядка или больше размера области разрешенных фотонных энергий, эффективность процесса ГВГ растет существенно медленнее, чем квадрат длины ФЗЗ-структуры (штриховая и пунктирные линии на рис.2). Это явление обусловлено тем, что условия фазового и группового согласования не могут быть выполнены в такой широкой спектральной области. Существенную роль для коротких импульсов играет также дисперсионное расплывание импульса, так как дисперсия высших порядков вблизи края зоны достигает больших значений.

Как уже отмечалось выше, способ достижения синхронизма при нелинейно-оптических взаимодействиях в ФЗЗ-структурах принципиально отличен от природы синхронизма в структурах для квазисинхронных взаимодействий. Обеспечение квазисинхронного режима взаимодействия достигается путем изменения знака квадратичной восприимчивости нелинейного материала на характерном пространственном масштабе порядка длины когерентности. Характерная зависимость эффективности ГВГ от длины нелинейной среды для данного режима преобразования частоты приведена штрих-пунктирной кривой на рис.3. Синхронная ГВГ в ФЗЗ-структурах обеспечивается модуляцией показателя преломления на характерном пространственном масштабе менее оптической длины волны, что позволяет достичь как фазового, так и группового синхронизма, а также открывает возможности достижения высоких эффективностей процесса ГВГ независимо от длины синхронизма в объеме нелинейного материала. Последнее обстоятельство представляется чрезвычайно важным для практических приложений.

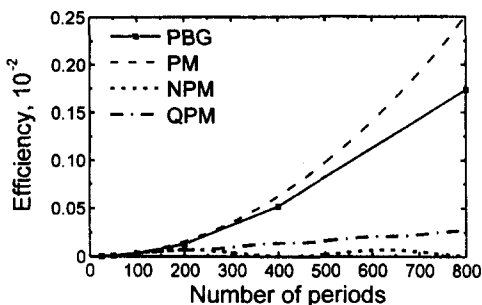


Рис.3. Зависимость эффективности генерации второй гармоники от длины нелинейной среды (выраженной в количестве периодов ФЗЗ-структуры) для ФЗЗ-структуры (сплошная линия), структуры для квазисинхронного взаимодействия (штрих-пунктирная линия), нелинейной среды с нескомпенсированной фазовой и групповой расстройкой (пунктирная линия). Штриховой линией показана квадратичная зависимость от длины среды, соответствующая синхронной ГВГ

Существенное отличие предложенного в данной работе синхронного режима ГВГ в ФЗЗ-структурах от режима ГВГ в фотонных кристаллах, обсуждаемого в работах [6, 7], заключается в том, что в нашем случае ширина спектральной области эффективной ГВГ не ограничивается шириной резонанса в спектре пропускания одномерной ФЗЗ-структуры с конечным числом периодов. Вследствие того, что одномерные ФЗЗ-структуры при найденных выше условиях позволяют одновременно удовлетворить условиям фазового и группового синхронизма, синхронный режим ГВГ может быть реализован для предельно коротких (несколько периодов светового поля) импульсов при достаточно больших длинах ФЗЗ-структуры.

Таким образом, одномерные ФЗЗ-структуры позволяют обеспечить условия не только фазового, но и группового синхронизма для процесса ГВГ с участием световых импульсов длительностью несколько периодов оптического поля. При выполнении данных условий оптические удвоители частоты на основе ФЗЗ-структур позволяют достичь увеличения скорости роста сигнала второй гармоники как функции длины нелинейно-оптического взаимодействия по сравнению со структурами для квазисинхронных взаимодействий и открывают возможности достижения высоких эффективностей удвоения частоты независимо от длины синхронизма в объеме нелинейного материала.

Исследования выполнены при поддержке Constellation Group GmbH, гранта INTAS #97-0369 и гранта #A059 Правительства Москвы.

1. С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов, *Проблемы нелинейной оптики*, М.: ВИНТИ, 1964.
2. N.Bloembergen, *Nonlinear Optics*, Benjamin, New York, 1965.
3. M.M.Fejer, G.A.Magel, D.H.Jundt, and R.L.Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2631 (1992).
4. R.L.Byer, *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **6**, 549 (1997).
5. J.A.Armstrong, N.Bloembergen, J.Ducuing, and P.S.Pershan, *Phys. Rev.* **127**, 1918 (1962).
6. M.Scalora, M.J.Bloemer, A.S.Manka et al., *Phys. Rev.* **A56**, 3166 (1997).
7. M.Centini, C.Sibilia, M.Scalora et al., *Phys. Rev.* **E60**, no. 4 (1999).
8. N.Bloembergen and A.J.Sievers, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 483 (1970).
9. P.Tran, *Opt. Lett.* **21**, 1138 (1996).
10. N.I.Koroteev, S.A.Magnitskii, A.V.Tarasishin, and A.M.Zheltikov, *Opt. Commun.* **159**, 191 (1999).
11. A.Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Norwood, MA, 1995.