

Генерация сигналов на разностной частоте терагерцевого диапазона в системе составных одномерных фотонных кристаллов

Е.В.Петров, В.А.Бушуев, Б.И.Манцызов

Теоретически исследована возможность усиления сигналов на разностной частоте терагерцевого частотного диапазона, генерируемых в одномерных нелинейных фотонных кристаллах. Показана возможность значительного (более чем на три порядка) повышения интенсивности нелинейных терагерцевых сигналов как за счет когерентного сложения волн, генерируемых в нескольких фотонных кристаллах, так и благодаря выбору специальной конфигурации фотонных кристаллов, которые представляют собой двухпериодическую структуру.

Ключевые слова: фотонные кристаллы, генерация разностной частоты, терагерцевое излучение.

В последнее десятилетие значительно возрос интерес к изучению линейных и нелинейных оптических процессов в фотонных кристаллах (ФК) [1], что связано прежде всего с существованием в ФК фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) – областей частот или углов падения, внутри которых запрещено распространение излучения в глубь структуры. Сильная пространственная дисперсия вблизи ФЗЗ позволяет компенсировать материальную дисперсию веществ, из которых изготовлен ФК, и обеспечить выполнение условий фазового синхронизма [2] или фазового квазисинхронизма [3, 4] при генерации нелинейных сигналов. Кроме того, значительная локализация излучения внутри ФК при соответствии частоты или угла падения излучения краю ФЗЗ дает возможность несинхронного усиления нелинейных сигналов за счет повышения интенсивности нелинейных источников излучения. Энергия поля, локализованного в периодической структуре, может расти при этом пропорционально кубу числа периодов структуры [5]. Возможность несинхронного усиления при генерации сигнала второй гармоники была теоретически обоснована в [6], продемонстрирована экспериментально в [7], а в [8] предложено использовать это усиление для генерации суммарной частоты в одномерном ФК.

Существование механизма несинхронного усиления нелинейных сигналов делает ФК перспективными материалами для генерации интенсивных когерентных сигналов на разностной частоте терагерцевого (ТГ) диапазона. Необходимость получения таких сигналов связана с широким применением ТГ излучения в спектроскопии и медицинской диагностике [9]. Выполнение условия фазового синхронизма при генерации сигналов на разностной частоте ТГ диапазона невозможно ввиду значительного различия коэффициентов преломления материалов в оптической и ТГ частотных областях, поэтому несинхрон-

ное усиление является наиболее эффективным механизмом усиления данных сигналов. Так, в работе [10] была продемонстрирована возможность увеличения интенсивности при несинхронном усилении ТГ сигналов, генерируемых в уединенном одномерном ФК, практически на два порядка по сравнению с однородной средой. Недавно [11] была показана возможность увеличения более чем на порядок, по сравнению с уединенным ФК, интенсивности ТГ сигналов при распространении излучения в одномерной сверхрешетке, сформированной из нескольких ФК.

В настоящей работе рассмотрена возможность значительного (более чем на три порядка по сравнению с однородной средой) повышения интенсивности нелинейных сигналов при последовательном когерентном сложении ТГ волн, генерируемых и отраженных под оптимальным углом от квазидвумерной сверхрешетки, состоящей из ряда ФК (рис. 1).

Для решения задачи генерации ТГ сигналов в сверхрешетке ФК воспользуемся методом матриц переноса излучения [12], в котором используются приближения плоских бесконечных волн и неистощимости волны накачки. Однако, учитывая многократное отражение как линейных, так и нелинейных сигналов от различных ФК, необходимо модифицировать указанный метод. Для нахождения прямых и обратных волн на основной и разностной частотах необходимо решить нелинейное волновое уравнение

$$\text{rot rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = - \left(\frac{4\pi}{c^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{\text{NL}}(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

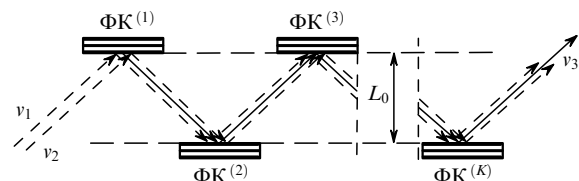


Рис. 1. Схема сверхрешетки ФК, состоящей из K кристаллов, и геометрия взаимодействия излучений.

Е.В.Петров, В.А.Бушуев, Б.И.Манцызов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vabushuev@yandex.ru, mants@genphys.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 2 мая 2006 г., после доработки – 14 октября 2006 г.

где $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ – вектор электрического поля; $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ – вектор электрической индукции; \mathbf{P}_{NL} – вектор нелинейной поляризации.

Сначала рассмотрим линейную задачу многократно-го отражения излучения от нескольких ФК, каждый из которых состоит из N слоев. Каждый слой характеризуется толщиной d_m , линейным показателем преломления n_m и нелинейной восприимчивостью второго порядка $\chi_m^{(2)}$, где m – номер слоя. Будем считать, что $m = 0$ соответствует плоскопараллельному слою толщиной L_0 , расположенному между ФК (рис.1), а $m = N + 1$ – подложке, на которой выращен ФК. Ось z направлена в глубину ФК нормально к поверхности структуры. Пусть на ФК падает плоская монохроматическая волна с частотой ν и амплитудой $E_0^{(+)}$ под углом θ к нормали к поверхности структуры. Согласно методу матриц переноса амплитуды электрических полей основных волн в нулевом и m -м слое связаны следующим соотношением:

$$E_0 = \begin{bmatrix} E_0^{(+)} \\ E_0^{(-)} \end{bmatrix} = \hat{A}_{01} \hat{A}_{12} \dots \hat{A}_{m-1m} E_m \equiv \hat{M}(0, m) \begin{bmatrix} E_m^{(+)} \\ E_m^{(-)} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Индексы «+» и «-» относятся к волнам, распространяющимся вперед (прохождение) и назад (отражение) соответственно. Матрица переноса \hat{A}_{l+1} имеет вид

$$\hat{A}_{l+1} = \frac{1}{t_{l+1}} \begin{bmatrix} \bar{g}_l & \bar{g}_l r_{l+1} \\ g_l r_{l+1} & g_l \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $g_l = \exp(is_l d_l)$; $\bar{g}_l \equiv g_l^{-1} = \exp(-is_l d_l)$; $s_l = (2\pi\nu/c) \times (n_l^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}$ – z -компонента волнового вектора излучения в l -м слое; r_{l+1} и t_{l+1} – френелевские коэффициенты отражения и пропускания соответственно для границы раздела двух полубесконечных сред с показателями преломления n_l и n_{l+1} . Матрица $\hat{M}(0, m)$ в (2) является произведением матриц \hat{A}_{l+1} при $l = 0, \dots, m-1$.

Далее будем обозначать все величины при взаимодействии излучения с различными ФК (ФК⁽¹⁾, ФК⁽²⁾, . . . , ФК^(K)) соответствующими верхними индексами. Из (2) легко получить связь амплитуд полей в m -м слое с амплитудой падающего на поверхность ФК^(J) поля $E_0^{(+)}$ [12]:

$$(E_m^{(\pm)})^{(J)} = (\Phi^{(\pm)})_m^{(J)} (E_0^{(+)})^{(J)}, \quad (4)$$

где

$$(\Phi^{(+)})_m^{(J)} = \frac{M_{22}^{(J)} - R^{(J)} M_{12}^{(J)}}{\zeta_m};$$

$$(\Phi^{(-)})_m^{(J)} = \frac{R^{(J)} M_{11}^{(J)} - M_{21}^{(J)}}{\zeta_m}; \quad \zeta_m = \det[\hat{M}^{(J)}(0, m)];$$

$M_{ij}^{(J)}$ – элементы матрицы $\hat{M}^{(J)}(0, m)$ ($i = 1, 2, j = 1, 2$); $J = 1, 2, \dots, K$ – номер ФК. Здесь $R^{(J)}$ – комплексный коэффициент отражения ФК^(J), выражение для которого получается из (2) при $m = N + 1$ с учетом того, что $(E_{N+1}^{(-)})^{(J)} = 0$ (излучение со стороны подложки отсутствует):

$$R^{(J)} = \frac{M_{21}^{(J)}(0, N + 1)}{M_{11}^{(J)}(0, N + 1)}. \quad (5)$$

Считая, что при падении на ФК⁽¹⁾ волна приходит из бесконечности, положим $g_0^{(1)} = 1$, тогда как при падении

на все последующие ФК $g_0^{(J)} = \exp(is_0 L_0) \equiv g_0$ ($J = 2, \dots, K$), остальные множители $g_m^{(J)}$ будут иметь аналогичный вид для любых номеров J и m ($m \neq 0$). Таким образом, согласно (2) и (3) элементы матриц $\hat{M}^{(1)}(0, m)$ и $\hat{M}^{(J)}(0, m)$ ($J \neq 1$) будут связаны следующими соотношениями: $M_{11}^{(J)} = \bar{g}_0 M_{11}^{(1)}$, $M_{12}^{(J)} = \bar{g}_0 M_{12}^{(1)}$, $M_{21}^{(J)} = g_0 M_{21}^{(1)}$, $M_{22}^{(J)} = g_0 M_{22}^{(1)}$. Учитывая это, формула (5) преобразуется к виду $R^{(J)} = g_0^2 R^{(1)}$. Поскольку волна, отраженная от ФК^(J-1), является падающей для ФК^(J), то выполняется соотношение

$$(E_0^{(+)})^{(J)} = (E_0^{(-)})^{(J-1)} = (E_0^{(+)})^{(J-1)} R^{(J-1)}.$$

Тогда из (4) с учетом связи $R^{(1)}$ и $R^{(J)}$ следует выражение

$$(E_m^{(\pm)})^{(J)} = (g_0)^{2J-3} (R^{(1)})^{J-1} (E_m^{(\pm)})^{(1)}, \quad (6)$$

где учтено, что $g_0 = 1$ при $J = 1$ и что $(E_m^{(\pm)})^{(1)} = (\Phi^{(\pm)})^{(1)} \times E_0^{(+)}$.

Как было отмечено выше, наиболее эффективным механизмом усиления ТГ сигналов на разностной частоте, генерируемых в ФК, является несинхронное усиление, которое определяется локализованной внутри ФК энергией поля основных волн. Энергия поля в m -м слое структуры ФК^(J) определяется выражением $W_m^{(J)} = n_m^2 d_m |E_m^{(J)}|^2 / 2$, где $E_m^{(J)} = (E_m^{(+)})^{(J)} g_m + (E_m^{(-)})^{(J)} \bar{g}_m$ – полное поле излучения в m -м слое. С учетом (6) можно записать соотношение

$$E_m^{(J)} = (g_0)^{2J-3} (R^{(1)})^{J-1} [(E_m^{(+)})^{(1)} g_m + (E_m^{(-)})^{(1)} \bar{g}_m]. \quad (7)$$

Тогда, произведя суммирование энергий $W_m^{(J)}$ по всем слоям, получим выражение, связывающее полную энергию поля в ФК^(J) и ФК⁽¹⁾:

$$W^{(J)} = |R^{(1)}|^{2(J-1)} \sum_{m=1}^N \frac{n_m^2 d_m}{2} |E_m^{(1)}|^2 = |R^{(1)}|^{2(J-1)} W^{(1)}. \quad (8)$$

Поскольку для выполнения условия несинхронного усиления частоты основных волн должны лежать на краю ФЗЗ, то они будут находиться вблизи первого от центра ФЗЗ резонанса пропускания (минимума коэффициента отражения). Поэтому в (8) при выполнении условия несинхронного усиления величина $|R^{(1)}|^2 \ll 1$, и в каждой последующей за ФК⁽¹⁾ структуре полная энергия поля $W^{(J)}$ будет уменьшаться как степенная функция. Физически это происходит потому, что большая часть энергии основных полей будет проходить через ФК и лишь малая – отражаться. Вследствие этого эффективность несинхронного усиления в ФК^(J), за исключением ФК⁽¹⁾, будет крайне низкой.

Для решения этой проблемы в настоящей работе предложено использовать двухпериодический ФК с конфигурацией (AB)_{N₁}(CD)_{N₂}, т. е. фактически состоящий из двух ФК. При этом (AB)_{N₁} – исходный ФК (содержащий N₁ бислоев АВ, где каждый бислоем состоит из слоев А и В), для которого имеет место несинхронное уление (частота излучения соответствует краю ФЗЗ). Толщины слоев С и D дополнительного ФК выбираются такими, чтобы центр ФЗЗ этой дополнительной структуры соответствовал склону ФЗЗ основного ФК, где происходит усиление. Материалы слоев С и D при этом могут быть те же, что и у слоев А и В соответственно. Благодаря такой конфигурации при несинхронном усилении волна накач-

ки уже не будет полностью проходить через структуру, поскольку значительная ее часть будет отражаться. Также повысится локализация поля внутри ФК вследствие увеличения связи между прямой и обратной волнами, что приведет к дополнительному усилению по сравнению с исходным ФК. Это показано на рис.2 для структуры, имеющей следующие параметры: $N_1 = 10$, $d_{1,2} = 3\lambda_0 \times (4n_{1,2})^{-1}$, $n_1 = 2.85$, $n_2 = 1.3$ (основной ФК) и N_2 – меняется, $d_{1,2} = 0.2738\lambda_0/n_{1,2}$, $n_1 = 2.85$, $n_2 = 1.3$ (дополнительный ФК), где λ_0 – опорная длина волны, а коэффициенты преломления слоев соответствуют материалам ZnTe и DAST. Показатель преломления подложки $n_{\text{sub}} = 1$.

На рис.2 изображены зависимости коэффициента отражения по интенсивности $R_0 = |R|^2$ (где R – амплитудный коэффициент отражения всей структуры) и энергии поля W от нормированной длины волны излучения для различных N_2 . Энергия поля W , локализованная внутри ФК, нормирована на максимальную энергию, локализованную внутри основного ФК. Видно, что с ростом числа слоев N_2 дополнительного ФК коэффициент отражения R_0 всей структуры существенно изменяется и для длины волны $\lambda/\lambda_0 = 1.095$, вблизи которой выполнено условие несинхронного усиления, вместо полного пропускания уже при $N_2 = 4$ имеет место отражение с $R_0 > 95\%$. При $N_2 = 3$ или 4 энергия W более чем в четыре раза превышает соответствующую величину для $N_2 = 0$, что значительно увеличивает эффективность рассматриваемого механизма усиления. Таким образом, предложенная конфигурация ФК является весьма эффективной для генерации нелинейных сигналов при отражении, причем не только ТГ сигналов на разностной частоте, но и других нелинейных сигналов, например второй гармоники и суммарной частоты.

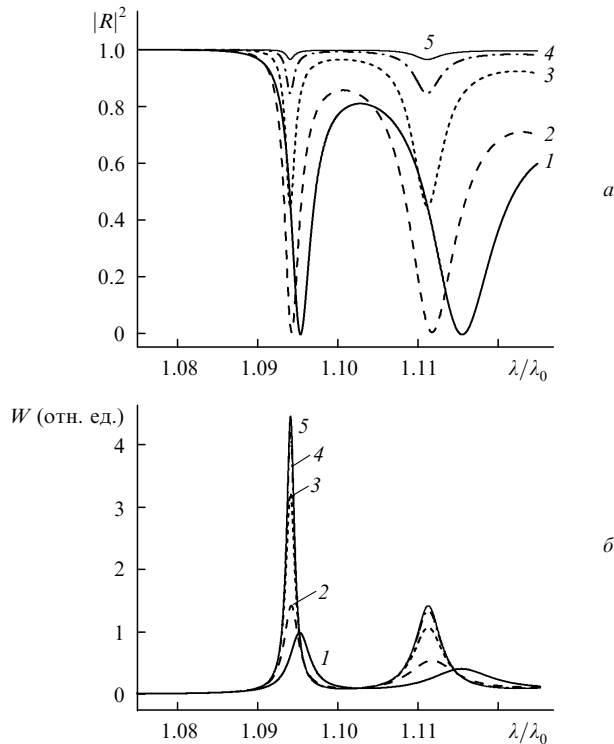


Рис.2. Зависимости от нормированной длины волны λ/λ_0 коэффициента отражения R_0 (а) и нормированной энергии поля W , локализованного внутри ФК (б), при числе слоев дополнительного ФК $N_2 = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4) и 4 (5).

Далее кратко изложим решение нелинейной задачи генерации сигнала на разностной частоте методом матриц переноса при многократном отражении излучения от ФК, образующих сверхрешетку. Нелинейную волну на разностной частоте в каждом m -м слое ФК $^{(J)}$ (далее считаем, что все выражения записаны для ФК $^{(J)}$, поэтому для краткости индекс J опустим) будем искать в виде суперпозиции волн, отвечающих однородному (индекс u) и неоднородному (индекс s) решениям уравнения (1):

$$E_{3m} = (E_{3m}^u + E_{3m}^s) \exp[ik_{3x}x - 2\pi v_3 t]. \quad (9)$$

Здесь ось x направлена вдоль поверхности ФК перпендикулярно оси z , плоскость xz является плоскостью падения излучения; волновое число $k_{3x} = k_3 \sin \theta$ – проекция на ось x волнового вектора излучения на разностной частоте; $k_3 = 2\pi v_3/c$; $v_3 = v_1 - v_2$. Выражения для полей, соответствующие однородному (E_{3m}^u) и неоднородному (E_{3m}^s) решениям, имеют вид

$$E_{3m}^u = E_{3m}^{u(+)} \exp(is_{3m}z) + E_{3m}^{u(-)} \exp(-is_{3m}z), \quad (10a)$$

$$E_{3m}^s = E_{3m}^{s(+)} \exp[i(s_{1m} - s_{2m})z] + E_{3m}^{s(-)} \exp[-i(s_{1m} - s_{2m})z], \quad (10b)$$

где координата z отсчитывается от верхней границы m -го слоя; индексами 1 и 2 обозначены величины, соответствующие основным волнам, индексом 3 – нелинейным; s_{im} – z -компоненты волновых векторов излучения в m -м слое ($i = 1, 2, 3$). Из (1) в случае генерации сигнала на разностной частоте, т. е. при $P_{\text{NL}} = \chi^{(2)} E_1 E_2^*$, следует, что выражение для амплитуд излучения вынуждающих источников $E_{3m}^{s(\pm)}$ имеет вид

$$E_{3m}^{s(\pm)} = \frac{4\pi\chi_m^{(2)} k_3^2}{(s_{1m} - s_{2m})^2 - s_{3m}^2} E_{1m}^{(\pm)} E_{2m}^{(\pm)*}. \quad (11)$$

Амплитуды основных полей $E_{1m}^{(\pm)}$ и $E_{2m}^{(\pm)}$ находятся при решении линейной задачи (см. формулу (6)).

Для нахождения амплитуд полей волн на разностной частоте на границах ФК необходимо записать условия непрерывности тангенциальных компонент электрических полей и их производных на каждой из $N + 1$ границ раздела. Однако, в отличие от метода матриц переноса [12], мы не будем выделять какой-либо слой в качестве нелинейного, а запишем граничные условия для границы раздела слоев m и $m + 1$ с учетом всех однородных и неоднородных полей в обоих слоях, т. к. при генерации нелинейных сигналов в сверхрешетке ФК на поверхность каждого ФК кроме основных волн падает и волна на разностной частоте v_3 .

Итак, запишем условия непрерывности электрических полей и их производных:

$$\begin{aligned} \alpha_{1m} g_{3m} E_{3m}^{u(+)} + \alpha_{2m} \bar{g}_{3m} E_{3m}^{u(-)} + \alpha_{3m} \bar{g}_{1m} g_{2m} E_{3m}^{s(+)} \\ + \alpha_{4m} g_{1m} \bar{g}_{2m} E_{3m}^{s(-)} = \alpha_{1m+1} E_{3m+1}^{u(+)} + \alpha_{2m+1} E_{3m+1}^{u(-)} \\ + \alpha_{3m+1} E_{3m+1}^{s(+)} + \alpha_{4m+1} E_{3m+1}^{s(-)}, \end{aligned} \quad (12)$$

где в случае σ -поляризации излучения $\alpha_{ji} = 1$ ($j = 1, \dots, 4$) для полей и $\alpha_{1l} = -\alpha_{2l} = s_{3l}$, $\alpha_{3l} = -\alpha_{4l} = s_{1l} - s_{2l}$ для производных полей; в случае π -поляризации излучения $\alpha_{1l} = \alpha_{2l} = s_{3l}/n_{3l}$, $\alpha_{3l} = \alpha_{4l} = (s_{1l} - s_{2l})/n_l^s$ для полей и

$\alpha_{1l} = -\alpha_2 = n_{3l}$, $\alpha_3 = -\alpha_4 = n_l^s$ для производных полей; $l = m$ и $m + 1$; $n_l^s \equiv [(s_{1l} - s_{2l})^2 + k_{3xl}^2]^{1/2}/k_3$; как и ранее, $g_{im} = \exp(is_{im}d_m)$ и $\bar{g}_{im} = \exp(-is_{im}d_m)$ ($i = 1, 2, 3$). После алгебраических преобразований из (12) несложно получить связь полей в m -м и $m + 1$ -м слоях:

$$E_{3m}^u = \begin{bmatrix} E_{3m}^{u(+)} \\ E_{3m}^{u(-)} \end{bmatrix} = \hat{A}_{mm+1}^{(v_3)} E_{3m+1}^u + B_{m+1} - D_m, \quad (13)$$

где $\hat{A}_{mm+1}^{(v_3)}$ – матрица, по виду совпадающая с (3), с заменой r_{mm+1} , t_{mm+1} и g_m на соответствующие величины для излучения на частоте v_3 ; столбцы

$$B_{m+1} = \frac{1}{t_{m+1m}^s} \begin{bmatrix} \bar{g}_{3m}(E_{3m+1}^{s(+)} + r_{m+1m}^s E_{3m+1}^{s(-)}) \\ g_{3m}(r_{m+1m}^s E_{3m+1}^{s(+)} + E_{3m+1}^{s(-)}) \end{bmatrix}, \quad (14a)$$

$$D_m = \frac{1}{t_{mm}^s} \begin{bmatrix} \bar{g}_{3m}(g_{1m}\bar{g}_{2m}E_{3m}^{s(+)} + \bar{g}_{1m}g_{2m}r_{mm}^s E_{3m}^{s(-)}) \\ g_{3m}(g_{1m}\bar{g}_{2m}r_{mm}^s E_{3m}^{s(+)} + \bar{g}_{1m}g_{2m}E_{3m}^{s(-)}) \end{bmatrix} \quad (14б)$$

определяют эффективность нелинейных источников в $m + 1$ -м и m -м слоях; t_{lp}^s и r_{lp}^s (в формуле (14a) $l = m + 1$, $p = m$, в формуле (14б) $l = p = m$) имеют вид

$$t_{lp}^s = \frac{2s_{3l}\sigma_{lp}^s}{s_{3l} + (s_{1p} - s_{2p})(\sigma_{lp}^s)^2}, \quad (15)$$

$$r_{lp}^s = \xi \frac{s_{3l} - (s_{1p} - s_{2p})(\sigma_{lp}^s)^2}{s_{3l} + (s_{1p} - s_{2p})(\sigma_{lp}^s)^2};$$

$\xi = 1$, $\sigma_{lp}^s = 1$ и $\xi = -1$, $\sigma_{lp}^s = n_{3l}/n_p^s$ для σ - и π -поляризованного излучения соответственно. Далее введем обозначение $P_{mm+1} = B_{m+1} - D_m$. Тогда с учетом (13) можно записать выражения

$$E_{30} = \hat{A}_{01}^{(v_3)} E_{31} + P_{01}, \quad E_{31} = \hat{A}_{12}^{(v_3)} E_{32} + P_{12}, \dots,$$

$$E_{3N} = \hat{A}_{NN+1}^{(v_3)} E_{3N+1} + P_{NN+1}.$$

Осуществляя поочередную подстановку, получим связь полей в нулевом и $N + 1$ -м слоях ФК:

$$E_{30} = \hat{M}^{(v_3)}(0, N + 1) E_{3N+1} + \sum_{l=0}^N \hat{M}^{(v_3)}(0, l) P_{l+1}, \quad (16)$$

где, как и ранее, $\hat{M}^{(v_3)}(0, l) = \hat{A}_{01}^{(v_3)} \hat{A}_{12}^{(v_3)} \dots \hat{A}_{l-1l}^{(v_3)}$, причем $\hat{M}^{(v_3)}(0, 0)$ – единичная матрица. Учтем, что со стороны подложки на ФК излучение не падает ($E_{3N+1}^{(-)} = 0$), тогда (16) можно представить в виде

$$\begin{bmatrix} E_{30}^{(+)} \\ E_{30}^{(-)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11}^{(v_3)} & M_{12}^{(v_3)} \\ M_{21}^{(v_3)} & M_{22}^{(v_3)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{3N+1}^{(+)} \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} U^{(+)} \\ U^{(-)} \end{bmatrix}, \quad (17)$$

где $U^{(\pm)}$ – элементы столбца, получающегося при суммировании произведения матриц $\hat{M}^{(v_3)}(0, l)$ и столбцов P_{l+1} . Окончательно выражения для полей прошедшей и отраженной нелинейных волн, возникающих в ФК при падении на его поверхность полей $E_{i0}^{(+)}$ ($i = 1, 2, 3$), имеют вид

$$\begin{aligned} E_{3N+1}^{(+)} &= T_3(E_{30}^{(+)} - U^{(+)}), \\ E_{30}^{(-)} &= R_3(E_{30}^{(+)} - U^{(+)} + U^{(-)}. \end{aligned} \quad (18)$$

Амплитудные коэффициенты пропускания и отражения излучения на разностной частоте определяются соответственно выражениями $T_3 = 1/M_{11}^{(v_3)}(0, N + 1)$ и $R_3 = M_{21}^{(v_3)}(0, N + 1)/M_{11}^{(v_3)}(0, N + 1)$. При расчете полей нелинейного излучения, генерирующегося в любом ФК^(J), с использованием (18) необходимо учесть, что волна с амплитудой $E_{30}^{(+)}$, падающая на поверхность ФК^(J), является волной, отраженной кристаллом ФК^(J-1). Таким образом, для ФК⁽¹⁾ амплитуда волны $E_{30}^{(+)} \equiv 0$.

Далее представим результаты, полученные с помощью изложенного выше метода матриц переноса, для структуры, параметры которой были указаны при рассмотрении линейных эффектов. Также будет учтена дисперсия материалов ZnTe и DAST: $\Delta n_{1,2} = n_{1,2}(v_1) - n_{1,2}(v_2) = 0.001$, $n_1(v_{\text{ТН}}) = 3.4$, $n_2(v_{\text{ТН}}) = 3.0$, $v_{\text{ТН}} \equiv v_3$ (где $v_{\text{ТН}}$ – частота ТГ излучения); нелинейными считаются четные слои, поглощение не учитывается. Полагается, что $v_1 = v_0$, $v_2 = 0.99875v_0$, $v_0 = c/\lambda_0$.

На рис.3 показаны зависимости энергии поля W , локализованного внутри ФК⁽³⁾, для излучения на частоте v_1 и интенсивности ТГ излучения I на частоте $v_{\text{ТН}}$, генерируемого в сверхрешетке, состоящей из трех ФК, от угла падения θ излучения на структуру для различных N_2 . Несинхронное усиление имеет место для излучения на частоте v_1 при $\theta = 38.8^\circ$ и для излучения на частоте v_2 при $\theta = 38.4^\circ$. Толщина L_0 слоя, расположенного между ФК,

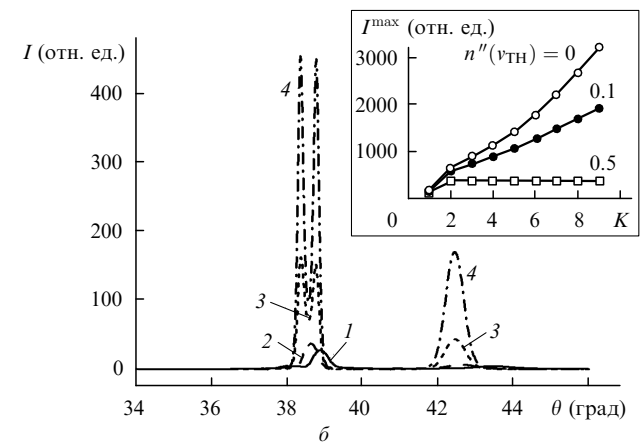
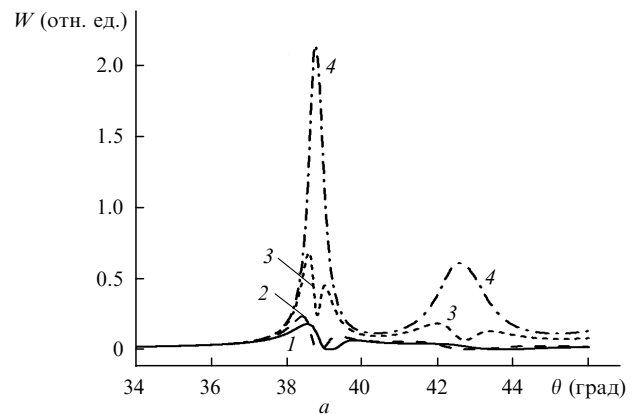


Рис.3. Зависимости от угла падения θ нормированной энергии поля W , локализованного внутри ФК⁽³⁾ (а), и нормированной интенсивности I ТГ излучения, генерируемого в сверхрешетке ФК⁽³⁾ (б), при числе слоев дополнительных ФК^(J) ($J = 1, 2, 3$) $N_2 = 0$ (1), 1 (2), 2 (3) и 3 (4). На вставке – зависимость максимальной нормированной интенсивности I^{max} ТГ излучения от числа ФК, формирующих сверхрешетку, для различных значений мнимой части n'' коэффициентов преломления $n_1(v_{\text{ТН}})$ и $n_2(v_{\text{ТН}})$ в ТГ области.

выбиралась оптимальной для наиболее эффективной интерференции пришедшей и возникшей в этих кристаллах ТГ волн. Показатель преломления этого слоя принимался равным единице. Также считалось, что подложка ФК является высокоотражающей для ТГ излучения. Интенсивность I нормирована на максимальную интенсивность такого же излучения, генерируемого в однородной среде с толщиной $L = 10d_2$ и показателем преломления $n_2(\nu)$.

Из рис.3,а видно, что при $N_2 = 0$ и 1 несинхронное усиление практически отсутствует и вместо максимума распределения W наблюдается локальный минимум. Это приводит к повышению интенсивности I нелинейного ТГ сигнала лишь на порядок, что в основном происходит при несинхронном усилении в ФК⁽¹⁾. При $N_2 = 2$ коэффициент отражения структуры для сигналов на основных частотах возрастает (см. рис.2,а, кривая 3), несинхронное усиление в ФК⁽²⁾ и ФК⁽³⁾ становится заметным, что ведет к увеличению интенсивности генерируемого сигнала еще на порядок. При этом на угловой зависимости интенсивности I появляются два максимума, которые соответствуют наиболее точному выполнению условия несинхронного усиления для основных сигналов на частотах ν_2 (левый максимум, $\theta = 38.4^\circ$) и ν_1 (правый максимум, $\theta = 38.8^\circ$). В случае $N_2 = 3$ зависимость энергии W от угла падения принимает традиционный вид – провал в центре отсутствует (см. рис.3,а, кривая 4), т. е. в каждом ФК^(j) имеет место значительное несинхронное усиление. Интенсивность нелинейного сигнала повышается при этом более чем в 400 раз по сравнению с однородной средой.

На вставке к рис.3,б изображена зависимость максимальной интенсивности I^{\max} генерируемого ТГ сигнала от числа ФК, образующих сверхрешетку, для разных коэффициентов поглощения ТГ излучения. Для каждого ФК^(j) $N_2 = 4$. Мнимые части n'' коэффициентов преломления $n_1(\nu_{\text{ТН}})$ и $n_2(\nu_{\text{ТН}})$, равные 0, 0.1 и 0.5, при $\nu_{\text{ТН}} \sim 1$ ТГц соответствуют коэффициентам поглощения $\delta = 0$,

~ 40 и ~ 200 см⁻¹. Видно, что в случае сверхструктуры, состоящей из четырех и более ФК, можно повысить интенсивность генерируемого ТГ излучения более чем на три порядка по сравнению с однородной средой даже при значительном поглощении ($\delta = 40$ см⁻¹).

Таким образом, в настоящей работе показано, что в квазидвумерной сверхрешетке, состоящей из четырех ФК, возможно увеличение интенсивности генерируемых ТГ сигналов более чем на три порядка по сравнению со сплошной средой и более чем на порядок по сравнению с уединенным ФК. Это происходит благодаря более эффективному несинхронному усилению и когерентному сложению нелинейных сигналов, возникших в различных ФК. Также можно отметить, что составные ФК, описанные в данной работе, могут быть использованы для повышения эффективности генерации сигналов на смешанных частотах оптического диапазона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-16866 и 06-03-08057).

1. Slusher R.E., Eggleton B.J. (Eds) *Nonlinear Photonic Crystals* (Berlin: Springer-Verlag, 2003).
2. Yariv A., Yeh P. *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 438 (1977).
3. Bloembergen N., Sievers A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 483 (1970).
4. Fejer M.M., Magel G.A., Jundt D.H., Byer R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2631 (1992).
5. Петров Е.В., Бушуев В.А., Манцызов Б.И. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **66**, 1787 (2002).
6. Scalora M., Bloemer M.J., Manka A.S., et al. *Phys. Rev. A*, **56**, 3166 (1997).
7. Balakin A.V., Bushuev V.A., Koroteev N.I., et al. *Opt. Lett.*, **24**, 793 (1999).
8. Balakin A.V., Bushuev V.A., Mantsyzov B.I., et al. *Phys. Rev. E*, **63**, 046609 (2001).
9. O'Shea P.G., Freund H.P. *Science*, **292**, 1853 (2001).
10. Бушуев В.А., Манцызов Б.И. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **67**, 1714 (2003).
11. Петров Е.В., Манцызов Б.И. *Изв. АН. Сер. физич.*, **68**, 1714 (2004).
12. Bethune D.S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 910 (1989).