

ОБ ЭФФЕКТИВНОМ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТЫ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СРЕДАХ В УСЛОВИЯХ ДИФРАКЦИИ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

В.А.Беляков

*Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН
117334 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 июля 1999 г.

После переработки 18 ноября 1999 г.

В [7] было предсказано, а в [14,15] наблюдалось (для поля накачки в виде двух встречных волн) увеличение эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты в периодической нелинейной среде, в условиях которого интенсивность генерируемой гармоники возрастает с толщиной образца пропорционально четвертой ее степени, в отличие от второй степени реализующейся в однородных средах. В настоящей работе показано, что тот же эффект возрастания эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты в периодической нелинейной среде может быть реализован для обычного вида волны накачки в форме плоской волны при условии, что как волна накачки, так и гармоники испытывают дифракцию на периодической структуре нелинейной среды. Количественное рассмотрение явления выполнено на примере генерации второй гармоники (ГВГ).

PACS: 42.65.-k

1. В последние годы бурное развитие испытывает нелинейная оптика периодических сред [1–3]. На новые возможности нелинейной оптики периодических сред по сравнению с однородными средами впервые было указано в работе [4]. Первое время основное внимание было сосредоточено на новых возможностях достижения фазового синхронизма (ФС) в этих средах, обусловленных тем, что в условия ФС может входить вектор обратной решетки периодической структуры. Эксперименты по реализации такого синхронизма были выполнены в работе [5] по ГВГ в твердотельной периодической структуре и в работе [6] по генерации третьей гармоники в холестерических жидких кристаллах. Позднее было осознано, что достоинства периодических сред также в значительной степени связаны с тем, что в них, как было предсказано теоретически [7, 8], существенным образом может быть повышена эффективность нелинейно-оптического преобразования частоты. Это повышение эффективности может проявиться, если частоты волновых полей находятся вблизи частотных границ областей селективного отражения (ОСО) периодических структур. Для достижения эффекта, как было показано в [7–9], необходимо обеспечение определенных соотношений между параметрами нелинейной среды. На эксперименте заметное возрастание эффективности ГВГ в условиях близости частоты волны накачки к границе области селективного отражения в искусственно выращенной структуре наблюдалось в [10]. К выводам о возможности чрезвычайно существенного повышения эффективности ГВГ в периодических средах также пришли авторы работ [11, 12]. В работах [7, 8, 12] обсуждаются также условия (соотношения между оптическими параметрами периодической среды, а также частотой волны накачки), при выполнении которых реализуется возрастание эффективности ГВГ. Обеспечение нужных условий представляет собой сложную экспериментальную задачу, поэтому очень актуальной представляется теоретическая работа [13], в которой было пока-

зано, что возрастание эффективности преобразования частоты (с интенсивностью гармоники, пропорциональной четвертой степени толщины образца) может быть получено вне зависимости от частотной дисперсии диэлектрической проницаемости (за счет переменной в пространстве составляющей нелинейной восприимчивости), если использовать специальную конфигурацию поля волны накачки (в простейшем случае две встречных волны).

Существенное возрастание эффективности ГВГ в смектических жидких кристаллах при совпадении частоты гармоники с краем ОСО света в этих киральных жидких кристаллах было обнаружено в [14–16]. Наблюдавшийся в [14–16] фазовый синхронизм на границе ОСО был объяснен возникновением в эксперименте стоячей волны поля накачки, при существовании которой ФС и возрастание эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты могли быть достигнуты на границе ОСО вне зависимости от частотной дисперсии диэлектрической проницаемости [13, 17–18]. Специально поставленные эксперименты [16, 19] подтвердили названный механизм возрастания эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты.

2. Наблюдавшееся в [14–16, 19] возрастание эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты должно также проявляться в периодических средах другой природы и представляет значительный практический интерес. Это, в частности, определяет актуальность поиска новых условий реализации обсуждаемого явления. Цель настоящей статьи как раз и есть – обратить внимание на новый механизм повышения эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты с достижением ФС на границе ОСО вне зависимости от частотной дисперсии диэлектрической проницаемости. Речь идет о возможности реализации обсуждаемого эффекта в нелинейных периодических средах в условиях одновременной дифракции в нелинейной среде как волны накачки, так и волны гармоники. Для определенности рассмотрение проведено на примере ГВГ в одномерно периодической среде с гармонической модуляцией диэлектрической проницаемости и нелинейно-оптических характеристик. В рамках динамической теории дифракции [20] получено аналитическое решение задачи в пренебрежении затуханием волны накачки.

3. Рассмотрим ГВГ в периодической среде с одномерной модуляцией диэлектрической проницаемости ϵ и квадратичной нелинейной восприимчивости χ вида

$$\epsilon(z) = \epsilon_0 \{1 + \delta_1 \cos(\tau z + \varphi_1) + \delta_2 \cos(2\tau z + \varphi_2)\}, \quad (1)$$

$$\chi(z) = \chi_0 + \chi_1 \cos(\tau z + \varphi_n)\}. \quad (2)$$

Будем считать, что на образец в виде плоскопараллельной пластины толщиной L под углом скольжения θ падает плоская волна накачки частотой ω с волновым вектором $k(\omega)$ вблизи условия дифракционного рассеяния первого порядка (см.рис.1). При этом волна второй гармоники оказывается вблизи условий дифракционного рассеяния второго порядка. Предметом дальнейшего анализа будет выяснение условий, при которых для ГВГ реализуется дифракция второго порядка в условиях ФС, что, как известно [7–21] может привести повышению эффективности ГВГ.

Для описания ГВГ необходимо решить уравнение (которое будет решаться ниже в двухволновом приближении динамической теории дифракции [20])

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, 2\omega) - (2\omega/c)^2 \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, 2\omega) = (2\omega/c)^2 \chi : \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega), \quad (3)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r}, 2\omega)$, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ – поле второй гармоники и волны накачки, соответственно.

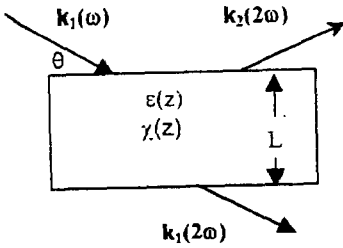


Рис.1. Схема ГВГ в условиях дифракции волновых полей

Учитывая сделанное предположение о дифракции волны накачки и второй гармоники, поля гармоники и волны накачки в образце будем искать в виде суперпозиции двух плоских волн, то есть, например, для гармоники, в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, 2\omega) = (\mathbf{E}_1 \exp[i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}] + \mathbf{E}_2 \exp[i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}]) \exp[-i2\omega t], \quad (4)$$

где $\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 = 2\boldsymbol{\tau}$, а $\boldsymbol{\tau}$ - вектор обратной решетки периодической структуры. Подставляя в (3) выражение (4) и соответствующее выражение для поля волны накачки, для амплитуд поля гармоники получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} (1 - (k_1/\kappa)^2)E_1 + \delta_2 E_2 &= -(4\pi/\epsilon)P_0 \delta(\mathbf{k}_1 - 2\mathbf{k}(\omega)), \\ \delta_2 E_1 + (1 - (k_2/\kappa)^2)E_2 &= -(4\pi/\epsilon)P_\tau \delta(\mathbf{k}_2 - 2\mathbf{k}(\omega)), \end{aligned} \quad (5)$$

где P_0 и P_τ - фурье-гармоники в разложении нелинейной поляризации. Для простоты при получении (5) было предположено, что волна накачки обладает линейной поляризацией, перпендикулярной плоскости рассеяния.

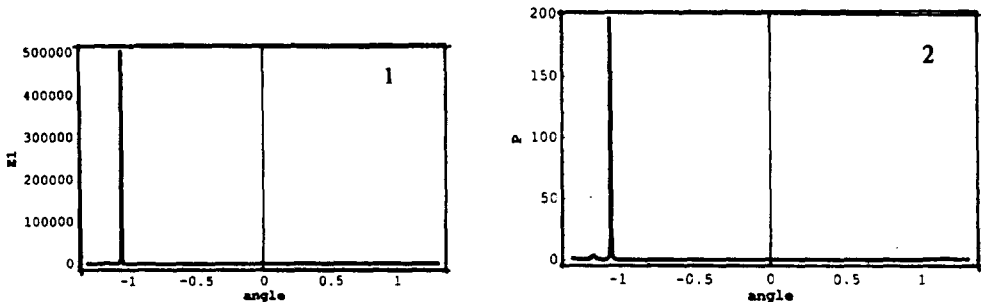


Рис.2. Зависимости амплитуды ГВГ (произвольные единицы) E_1 (1), соответствующей нелинейной поляризации P_{+-} (2) от параметра ν_1/δ_1 (что при фиксированном значении частоты накачки соответствует зависимости от близости волны накачки к брегговскому условию по углу ее падения) для образца толщиной $l = 100$ (E_2 оказывается равной E_1)

Поскольку поле волны накачки в условиях дифракции представлено также в виде, аналогичном (4), то для того, чтобы достичь ФС, независящего от частотной дисперсии диэлектрических характеристик образца [13], по аналогии с [13] достаточно считать, что в нелинейные поляризации в (5) вносит вклад только пространственно промодулированная составляющая нелинейной восприимчивости (2), а в произведении волновых полей в правой части (3) подставлены плоские волны выражений типа (4). При этом составляющие волновых векторов гармоники, направленные вдоль направления периодичности, в выражении (4) окажутся очень близкими к $\pm\boldsymbol{\tau}$, что означает дифракционное рассеяние во втором порядке.

Чтобы исследовать условия ФС, учтем, что при решении уравнений (5) для фундаментальной волны и волны гармоник удобно выполнить стандартную параметризацию решения. Так, для волны накачки с помощью соотношений

$$k_{1n}(\omega) = -(\tau/2)(1 + \alpha_1), \quad (6)$$

$$\nu_1 = 1 - [(\tau/2)^2 + (k_{\perp}(\omega))^2]/(\kappa(\omega))^2,$$

где $k_{1n}(\omega)$, $k_{\perp}(\omega)$ – составляющая волнового вектора волны накачки, параллельная и перпендикулярная направлению периодичности, соответственно.

В результате решения системы уравнений, аналогичной однородной системе, соответствующей (5), для α_1 найдем

$$\alpha_{1\pm} = \pm(\nu_1^2 - \delta_1^2)^{1/2}/(2(\nu_1 + \sin^2 \theta)), \quad (7)$$

Вводя аналогичную параметризацию для гармоник (α_2 и ν_2) и $\eta = 1 - \epsilon_{\omega}/\epsilon_{2\omega}$, из условия непрерывности тангенциальных составляющих волновых векторов находим связь между параметрами волны накачки и гармоник:

$$\nu_2 = \nu_1(1 - \eta) - \eta. \quad (8)$$

Решение системы (5) для гармоник представляет собой суперпозицию частного решения этой системы с собственными решениями соответствующей однородной системы, волновые векторы которых определяются параметром ν_2 . Волновой же вектор в частном решении определяется δ -функциями в правых частях этой системы, откуда для его составляющей, параллельной направлению периодичности следует:

$$k_{in} = -\tau - (\tau/2)(\alpha_{1\pm} + \alpha_{1\pm}), \quad (9)$$

где в правой части соотношения допустимы все комбинации знаков у $\alpha_{1\pm}$.

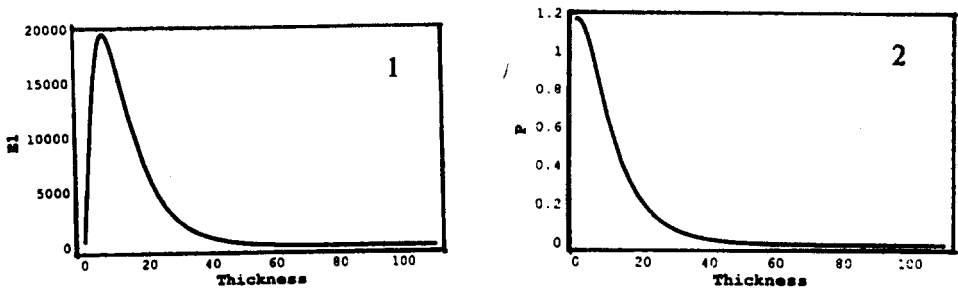


Рис.3. Зависимости амплитуды ГВГ (произвольные единицы) E_1 (1) ($E_2 = E_1$) и соответствующей нелинейной поляризации P_{+-} (2) от толщины образца (при значении параметра $\nu_1/\delta_1 = -0.81$)

4. Условием ФС является совпадение волнового вектора (9) частного решения с волновым вектором хотя бы одного собственного решения, то есть

$$(\nu_2)^2 - (\tau/k(2\omega))^4(\alpha_{1\pm} + \alpha_{1\pm})^2 - (\delta_2)^2 = 0. \quad (10)$$

Соотношение (10) определяет посредством выражений (6)–(8) значение параметра ν_1 , соответствующего ФС, то есть отклонение угла падения волны накачки от точного брегговского угла или, при фиксированном угле падения, отклонение частоты накачки от ее точного брегговского значения. Для достижения максимума эффективности ГВГ необходимо, чтобы ФС достигался точно на границе ОСО для гармоник.

Условием этого является дополнительное требование $\nu_2 = \pm\delta_2$. Это, в частности, происходит, если в скобках выражений (9), (10) стоит величина $\alpha_{1+} + \alpha_{1-}$, которая тождественно равна нулю. Соответствующее ФС значение для волны накачки параметра ν_1 определяется из выражения (8) подстановкой туда $\nu_2 = \pm\delta_2$, то есть $\nu_1 = (\pm\delta_2 + \eta)/(1 - \eta)$. Если величина $\alpha_{1\pm} + \alpha_{1\pm}$ в (10) не равна нулю тождественно, то ФС по параметру ν_2 достигается в общем случае вне ОСО, а соответствующее значение ν_1 , обозначаемое ν_{1p} , определяется соотношением

$$\nu_{1p} = -(\delta_1^2(1 - \eta)^2 - \delta_2^2 + \eta^2)/(2(1 - \eta)\eta). \quad (11)$$

Здесь следует отметить, что в рассматриваемом случае величина нелинейной поляризации в правой части уравнения (3) сильно изменяется при малых отклонениях волны накачки от точного брегговского условия.

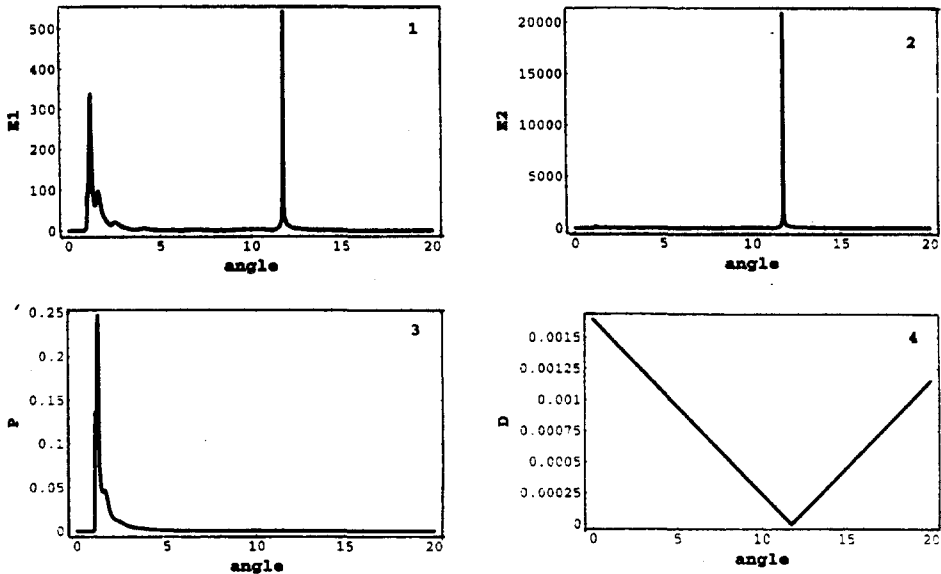


Рис.4. Зависимости амплитуд ГВГ (произвольные единицы) E_1 (1), E_2 (2), соответствующей нелинейной поляризации P_{--} (3) и (4) модуля выражения (10) от параметра ν_1/δ_1 при $l = 100$

5. Нелинейная поляризация в правой части уравнения (3) пропорциональна квадратичной комбинации амплитуд собственных волн, суперпозиция которых образует поле волны накачки в образце. Эти амплитуды зависят различным образом от толщины образца и даются выражениями

$$C_+ = [E_0 \xi_{1-} \exp(i\alpha_1 l/2)] / (\xi_{1-} \exp(-i\alpha_1 l/2) - \xi_{1+} \exp(i\alpha_1 l/2)),$$

$$C_- = [E_0 \xi_{1+} \exp(i\alpha_1 l/2)] / (\xi_{1-} \exp(-i\alpha_1 l/2) - \xi_{1+} \exp(i\alpha_1 l/2)), \quad (12)$$

где E_0 – амплитуда волны накачки вне образца, $l = \tau L$ – безразмерная толщина образца, $\xi = E_2/E_1$ – отношение амплитуд двух плоских волн в собственном решении, $\alpha_{1\pm}$ определено выражением (7), а в индексах знак “плюс” относится к собственному решению, затухающему в глубь образца, а знак “минус” относится к собственному решению, растущему по направлению от входной поверхности образца. При стремлении толщины образца к бесконечности $C_+ = E_0$, а $C_- = 0$. Поскольку

в условия ФС (10) входят величины $\alpha_{1\pm} + \alpha_{1\pm}$ в различных комбинациях, то для различных условий синхронизма (10) нелинейные поляризации в уравнении (3) пропорциональны различным комбинациям коэффициентов C_{\pm} . В связи с обсужденной отмеченной различной зависимостью коэффициентов C_{\pm} от толщины то же справедливо для интенсивности ГВГ для отдельных составляющих нелинейной поляризации.

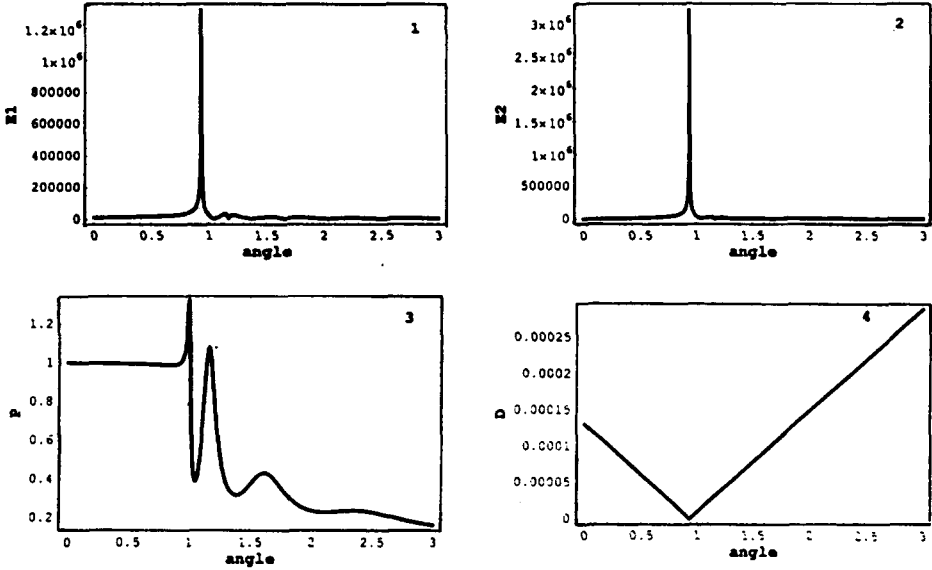


Рис.5. Зависимости амплитуд ГВГ (произвольные единицы) $E_1(1)$, $E_2(2)$, соответствующей нелинейной поляризации P_{++} (3) и (4) модуля выражения (10) от параметра ν_1/δ_1 при $l = 100$ для значения $\delta_2 = 0.0691$, обеспечивающего фазовый синхронизм на границе ОСО

6. Окончательно для амплитуд гармоник, выходящей из выходной и входной поверхностей образца, получим

$$E_1(z = L) = \{e_0 \exp(i(\alpha_{1\pm} + \alpha_{1\pm})l/2) + [e_0(\xi_+ - \xi_-) + 2ie_1 \sin(\alpha_2 l)] / (\xi_- \exp(-i\alpha_2 l) - \xi_+ \exp(i\alpha_2 l))\} / D, \quad (13)$$

$$E_2(z = 0) = \{e_1 + [e_1(\xi_+ - \xi_-) + 2ie_0 \sin(\alpha_2 l)] / (\xi_- \exp(-i\alpha_2 l) - \xi_+ \exp(i\alpha_2 l))\} / D,$$

где $\alpha_2 = (\nu_2^2 - \delta_2^2)^{1/2} / (2(\nu_2 + \sin^2 \theta))$, а ν_2 связано с ν_1 соотношением (8);

$$\xi_{\pm} = -\delta_2 / [\nu_2 \pm \alpha_2], \quad D = \nu_2^2 - (\tau/k(2\omega))^4 (\alpha_{1\pm} + \alpha_{1\pm})^2 - \delta_2^2,$$

$$\nu_2 = 1 - [(\tau)^2 + (2k_{\perp}(\omega))^2] / (\kappa(2\omega))^2, \quad (14)$$

$$e_0 = -[(\nu_2 + (\tau/k(2\omega))^2 (\alpha_{1\pm} + \alpha_{1\pm})) P_0 - P_{\tau} \delta_2],$$

$$e_1 = -[(\nu_2 - (\tau/k(2\omega))^2 (\alpha_{1\pm} + \alpha_{1\pm})) P_{\tau} - P_0 \delta_2],$$

а величины P_0 и P_{τ} , согласно (3), (5), выражаются через χ_1 и произведения C_{\pm} .

7. Приведем результаты численного расчета для конкретных значений параметров задачи. В расчетах использовались следующие значения параметров: $\delta_1 = 0.07$,

$\delta_2 = 0.057$, $\theta = \pi/6$, $\eta = 0.001$, а также было принято, что диэлектрическая проницаемость вне образца совпадает со средней диэлектрической проницаемостью образца.

Рис.2(2), 4(3), 5(3) демонстрирует поведение нелинейных поляризаций при отклонениях волны накачки от брегговского условия. P_{++} , P_{+-} и P_{--} резко возрастают на границе ОСО волны накачки. Расчет амплитуды ГВГ для поляризации P_{+-} (рис.2(1), рис.3(1)) показывает, что ее максимум реализуется вблизи границы ОСО для удвоенной частоты вне зависимости от частотной дисперсии, то есть в условиях, когда проявляется эффект повышения эффективности ГВГ [7–9, 13, 17, 18]. В зависимостях амплитуд от ν_1 могут также проявляться максимумы при ν_1 , соответствующем границе ОСО для волны накачки. Зависимость амплитуды ГВГ от толщины образца демонстрирует рис.3(1), который, как и ожидалось, дает максимум амплитуды ГВГ для конечной толщины образца.

Другие условия синхронизма, соответствующие нелинейным поляризациям P_{--} и P_{++} , в общем случае приводят к ФС достаточно далеко от границы ОСО (см. рис.4). Чтобы ФС достигался вблизи границы ОСО, необходимо выполнение определенных соотношений между параметрами нелинейной периодической среды, которые следуют из соотношений (8) и (11). Совпадение условий ФС с границей ОСО в этом случае и высокую эффективность ГВГ демонстрирует рис.5, на котором представлены результаты расчета при почти совпадающих значениях параметров δ_1 и δ_2 .

8. Полученные выше результаты демонстрируют возможности высокоэффективного нелинейно-оптического умножения частоты в периодических нелинейных средах в условиях дифракции волновых полей фундаментальной частоты и гармоники. Хотя рассмотрение задачи проведено на примере ГВГ для простейшей модели нелинейной периодической среды, полученные качественные результаты, связанные с возрастанием эффективности нелинейно-оптического преобразования частоты, носят более общий характер и приложимы как к другим типам периодических сред, так и к другим процессам нелинейного умножения частоты (см., например, [8]).

-
1. R.L.Byer, *Nonlinear Optics* **7**, 235 (1999).
 2. А.С.Чиркин, В.В.Волков, J.Russian Laser Research **19**, 409 (1998).
 3. А.В.Андреев, О.А.Андреева, А.В.Балакин и др., *Квантовая Электроника* **28**, 75 (1999).
 4. N.Bloembergen and A.J.Sievers, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 483 (1970).
 5. J.P.van Der Ziel and M. Piegems, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 437 (1976).
 6. J.W.Shelton and Y.R.Shen, *Phys. Rev.* **A5**, 1867 (1972).
 7. V.A.Belyakov and N.V.Shipov, *Phys. Lett.* **A86**, 94 (1981).
 8. В.А.Беляков, Н.В.Шипов, *ЖЭТФ* **82**, 1159 (1982).
 9. S.V.Shiyanovskii, *Ukr. Fiz. Zhurn*, **27**, 361 (1982).
 10. S.Nakagawa, N.Yamada, N.Mikoshiba et al., *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2159 (1995).
 11. M.Scalora, M.J.Bloemer, A.S.Manka et al., *Phys. Rev.* **A56**, 3166 (1997).
 12. J.W.Haus, R.Viswanathan, M.Scalora et al., *Phys. Rev.* **A57**, 2120 (1998).
 13. В.А.Беляков, Н.В.Шипов, *Письма в ЖТФ* **9**, 22 (1983).
 14. K.Kajikawa, T.Isozaki, H.Takezoe et al., *Jpn. J. Appl. Phys. Lett.* **31**, L679 (1992).
 15. T.Furukava, T.Yamada, K.Ishikawa et al., *Appl. Phys.* **B60**, 485 (1995).
 16. J.Yoo, S.Choi, H.Hoshi et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, L1168 (1997).
 17. M.Copic and I.Drevensek-Olenik, *Liq. Cryst.* **21**, 233 (1996).
 18. I.Drevensek-Olenik and M.Copic, *Phys. Rev.* **E56**, 581 (1997).
 19. D.Chung et al., 1999 (in print).
 20. V.A.Belyakov, *Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media*, Springer, NY, 1992.
 21. S.V.Shiyanovskii, *SPIE Proc.* **2795**, 2 (1996).