УДК 621.373.1

# ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН ПРИ НЕКОЛЛИНЕАРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНОМ, ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ

### Ю.О. АВЕТИСЯН

#### Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 октября 2005 г.)

Показано, что при генерации разностной частоты дублетом неколлинеарно распространяющихся оптических волн можно получить ТГц излучение, испускаемое в направлении, перпендикулярном боковой поверхности периодически поляризованного кристалла. Показано, что такая конфигурация способствует существенному росту мощности генерации, благодаря устранению поглощения ТГц волны в нелинейном кристалле.

Терагерцовый (1-10 ТГц) диапазон спектра электромагнитных колебаний, занимающий промежуточную область между длинноволновым инфракрасным и СВЧ диапазонами, чрезвычайно важен для фундаментальных и прикладных исследований в физике и во многих других смежных областях науки. Несмотря на проникновение методов и аппаратуры, присущих как оптическому, так и миллиметровому диапазонам, ТГц область частот остается технически слабо оснащенной, в первую очередь, из-за отсутствия удобных источников и детекторов излучения.

В последнее десятилетие был достигнут значительный прогресс в разработке новых методов генерации ТГц излучения [1-5]. К числу перспективных способов относится генерация разностной частоты (ГРЧ) лазеров в нелинейных кристаллах [4-6], которая позволяет получать высоко-когерентное и широко-перестраиваемое ТГц излучение. При ГРЧ отсутствует ограничение на максимальную частоту генерации, присущее оптоэлектронным методам фотосмешения [2] или сверхбыстрого переключения фотопроводимости [3] в полупроводниковых материалах. Однако, эффективность процесса генерации ТГц волн методом ГРЧ все еще недостаточно высока, что, главным образом, связано с высоким поглощением ТГц волн в нелинейных кристаллах. Так, например, широко распространенный и обладающий большой нелинейностью кристалл ниобата лития имеет коэффициент поглощения  $\alpha$ =32см<sup>-1</sup> на частоте 1,5 ТГц. Для преодоления этой трудности было предложено использовать периодически поляризованный кристалл ниобата лития (ППКНЛ), в котором благодаря периодическому изменению знака нелинейной восприимчивости можно получить испускание ТГц волн в направлении, перпендикулярном распространению бигармонического лазерного излучения [7,8]. Техника создания

ППКНЛ связана с периодическим поворотом на 180° направления спонтанной поляризации ниобата лития или, иначе говоря, с периодическим обращением отдельных доменов сегнетоэлектрического материала [9]. Концентрируя лазерный пучок вблизи боковой поверхности ППКНЛ удается существенно уменьшить путь, проходимый ТГц волной внутри кристалла, а, следовательно, и поглощение. Однако для эффективной ГРЧ необходимо, чтобы поперечный размер лазерного пучка  $b \ll \lambda_c$ , где  $\lambda_{3c}$  – длина волны ТГц излучения в кристалле. Это условие ограничивает использование высокомощных лазерных пучков и длинных образцов кристалла, ввиду опасности оптического пробоя и пространственной расходимости лазерного пучка. Периодически поляризованные кристаллы с наклонной стенкой домена [10] и двухмерные ППКНЛ [11] были предложены для осуществления поверхностно-испускаемой ГРЧ лазерными пучками широкой апертуры. Однако, создание подобных кристаллов требует высокотехнологического оборудования, тогда как одномерные (обычные) ППКНЛ широкодоступны и обладают сравнительно низкой стоимостью.

В настоящей работе предлагается новая схема поверхностно-испускаемой ГРЧ в одномерном ППКНЛ, работоспособная с лазерными пучками широкой апертуры b >λзс. В отличие от ранее рассмотренной конфигурации [7,8], одна из лазерных волн на частоте  $\omega_1$  (или  $\omega_2$ ) распространяется наклонно, под малым углом  $\beta$  по отношению к нормали к доменной стенке ППКНЛ. Благодаря этому, нелинейная поляризация среды на разностной частоте  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$  приобретает знакопериодическую зависимость в направлении, параллельном плоскости доменной стенки, т.е. вдоль направления предполагаемого испускания ТГц волн. Очевидно, что если период этой зависимости совпадет с длиной волны генерируемого ТГц излучения, то будет происходить когерентное сложение ТГц волн, испускаемых со всего объема нелинейного кристалла. Последнее эквивалентно соблюдению закона сохранения импульса при трехфотонном взаимодействии:  $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_i = 0$ , где  $\mathbf{k}_i$  (i = 1, 2, 3) – волновые векторы волн с частотами  $\omega_i$ , **k** = ±( $2\pi/\Lambda$ )**хо** – волновой вектор периодической структуры,  $\Lambda$  – пространственный период ППКНЛ, **хо** – единичный вектор в направлении, перпендикулярном доменной стенке ППКНЛ. Соответствующая векторная диаграмма представлена на рис.1 для случая, когда оптическая волна с частотой  $\omega_1(\omega_2)$ распространяется вдоль нормали к поверхности доменных стенок ППКНЛ.

Рис.1. Векторные диаграммы для случаев, когда оптическая волна



Из рис.1а следует, что

$$k_1 - k_2 \cos \beta = k_\Lambda \,, \tag{1}$$

$$\sin\beta = \frac{k_3}{k_2} = \frac{\lambda_{2c}}{\lambda_{3c}} , \qquad (2)$$

где  $\lambda_{2c}$  – длина волны лазерного излучения с частотой  $\omega_2$  в кристалле.

Поскольку при генерации ТГц волн  $\lambda_{2c} <<\lambda_{3c}$ , то угол  $\beta$  мал и, следовательно, можно полагать  $\beta \sim \lambda_{2c} / \lambda_{3c} = \lambda_{2} m / \lambda_{3} m$ , где  $\lambda_{2} = \lambda_{2c} m$  и  $\lambda_{3} = \lambda_{3c} m - длины волн соответствующих излучений в свободном пространстве, <math>m$  и  $m_{3}$  – показатели преломления кристалла на лазерной частоте  $\omega_{2}$  и частоте генерации  $\omega_{3}$ . График зависимости  $\beta = \beta(\lambda_{3})$ , построенный на основе формулы (2) при  $\lambda_{2} = 1,55$  мкм, m = 2,15,  $m_{3} = 5.2$ , представлен на рис.2. Как видно, для генерации в диапазоне длин волн 200 ÷ 30 мкм (1,5 ÷ 10 ТГц) угол  $\beta$  должен изменяться в пределах 1,1 ÷7,1°, что легко реализуемо на практике [12].



Рис.2. Зависимость угла (в градусах) между направлениями распространений лазерных пучков в ППКНЛ от длины волны генерируемого излучения.

При генерации ТГц волн методом ГРЧ, благодаря близости частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , можно считать, что  $k_1 \sim k_2 + (dk/d\omega)\omega_3$ . Пользуясь этим, а также малостью угла  $\beta$ , из уравнения (1) для пространственного периода ППКНЛ получаем

$$\Lambda = \frac{\lambda_3}{n_g \left( 1 + \frac{n_3^2}{2n_2 n_g} \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \right)} \approx \frac{\lambda_3}{n_g} , \qquad (3)$$

где  $n_g = n_2 - \lambda (dn_2 / d\lambda)_{\lambda_2}$  – показатель преломления кристалла, соответствующий групповой скорости волны на длине волны  $\lambda_2$ .

Для конфигурации, приведенной на рис.16, угол  $\beta$  и период  $\Lambda$  вновь определяются из формул (2) и (3) с той лишь разницей, что вместо  $\lambda_{2c}$  фигурирует  $\lambda_{1c}$  и в знаменателе формулы (3) знак + изменен на минус, а *m* на *m*. По этой причине дальнейшее рассмотрение ограничим только случаем, представленным на рис.1а.

Как следует из (1), при коллинеарном распространении лазерных волн ( $\beta = 0$ ) период  $\Lambda$  определяется соотношением  $\Lambda = \lambda_3/n_0$ , что совпадает с приближенным равенством (3). Следовательно, ППКНЛ, ранее применяемые в экспериментах по ГРЧ коллинеарными лазерными пучками, могут быть использованы для неколлинеарной ГРЧ.

Для расчета поля излучения ГРЧ рассмотрим случай, когда, в соответствии с геометрией, приведенной на рис.1а, в ППКНЛ распространяется дублет монохроматических волн с гауссовым профилем интенсивности и поляризацией, параллельной оптической оси *z*. Согласно [13], нелинейная поляризация на разностной частоте будет ориентирована вдоль оси *z* и дается (в приближении заданного поля) следующим выражением:

$$P_{N_{z}}(t, x, y, z) = 2\varepsilon_{0}d_{33}(x)A_{1}A_{2}^{*} \exp\left[-2\left(\frac{z^{2}}{a_{z}^{2}} + \frac{y^{2}}{a_{y}^{2}}\right)\right] \exp\left[i(\omega_{3}t - k_{s}x - k_{2}y\sin\beta)\right],$$
(4)

где  $A_i$  (i = 1,2) амплитуды волн,  $a_y$  и  $a_z$  – поперечные размеры пучка в соответствующих направлениях,  $k_s = k_1 - k_2 \cos\beta$ , функция  $d_{33}(x)$  описывает периодическую знакопеременную зависимость нелинейного коэффициента ППКНЛ, совпадающего с точностью постоянного множителя с нелинейной восприимчивостью.

Ограничиваясь в разложении Фурье только первым членом, при скважности периодической структуры, равной двум (длина отдельных доменов ППКНЛ равна полупериоду  $\Lambda/2$ ), имеем

$$d_{33}(x) = \frac{2d_{33}\left(e^{ik_{\Lambda}x} + e^{-ik_{\Lambda}x}\right)}{\pi},$$
(5)

где  $d_{33}$  – нелинейный коэффициент монодоменного (без инверсии доменов) ниобата лития. Второе слагаемое в (5) отличается лишь знаком показателя экспоненты, и поэтому в дальнейшем будем рассматривать только первое слагаемое, считая волновое число  $k = 2 \pi / \Lambda$  как положительным, так и отрицательным.

Для расчета поля излучения на разностной частоте воспользуемся моделью излучающей антенны [14]. Нелинейный кристалл рассматривается как антенна, питаемая током смещения  $j_z = d P_{Nz} / d t$  нелинейной поляризации на разностной частоте. Поле излучения в дальней зоне определяется соотношением [15]

$$E_{\theta}(t,\mathbf{R}) = \frac{-i\omega_{3}\mu_{0}\sin\theta}{4\pi R} e^{-ik_{3}R} \int_{V} \frac{\partial P_{Nz}(t,\mathbf{r})}{\partial t} e^{i\mathbf{k}_{3}\mathbf{r}} d\mathbf{r}, \qquad (6)$$

где **R** – радиус-вектор точки наблюдения, **k**<sub>3</sub> =  $\omega_3 n_3$ **R**/*R***c** – волновой вектор, *c* – скорость света,  $\theta$  – угол между направлением наблюдения и осью *z*, *d***r** = *dxdydz*.

Пользуясь этим, после подстановки (4) и (5) в (6) для амплитуды поля ГРЧ получаем

$$E_{m\theta}(R,\theta,\varphi) = \frac{4d_{33}A_1A_2^*a_za_yL\sin\theta}{R\lambda_3^2}F(\theta,\varphi)\operatorname{sinc}\left[\frac{\left(k_{3x}-k_s+k_{\Lambda}\right)L}{2}\right],\tag{7}$$

где

$$F(\theta, \varphi) = \exp\left\{-\frac{1}{8} \left[k_{3z}^2 a_z^2 + (k_{3y} - k_2 \sin\beta)^2 a_y^2\right]\right\},$$
(8)

L – длина образца кристалла прямоугольной формы,  $k_{3x} = k_{3}\sin\theta \cos\varphi$ ,  $k_{3y} = k_{3}\sin\theta \sin\theta$ ,  $k_{3z} = k_{3}\cos\varphi$ ,  $\sin\theta = \sin(\theta) / \xi$ .

Как следует из (7), при соблюдении условия (1), т.е. при  $k_s = k_0$ , волна ГРЧ распространяется в плоскости, перпендикулярной оси  $x(\varphi = \pi/2)$ . Если при этом выполняется также и условие (2), т.е.  $k_2 \sin\beta = k_3$ , то максимум излучения направлен вдоль положительного направления оси  $y(\theta = \pi/2)$ . Очевидно, что эта волна не будет испытывать поглощения, если лазерные пучки, будучи полностью сконцентрированы внутри кристалла, распространяются по возможности близко к его боковой поверхности, параллельной плоскости *ZOX*. Поскольку  $k_s > 0$ , то условие  $k_s = k_0$  предполагает  $k_0 > 0$ . При отрицательном  $k_0 = -k_s$  максимум излучения будет наблюдаться в направлении  $\theta = \pi/2$  и  $\varphi$  = arcsin [(2 $k_s$ )/ $k_3$ ]. Эта волна проходит относительно большой путь в кристалле и практически полностью поглощается.

Рассчитаем теперь мощность волны, преимущественно распространяющейся вдоль оси *у*. Подставляя (7) в  $dP_3 / d\Omega = n_3 |E_{m\theta}|^2 R^2 / 2W_0$ , для мощности в единичном телесном угле имеем

$$\frac{dP_3}{d\Omega} = \frac{128W_0 n_3 d_{33}^2 P_1 P_2 L^2 \sin^2 \theta}{n_1 n_2 \pi^2 \lambda_3^4} \operatorname{sinc}^2 \left[ \frac{(k_{3x} - k_s + k_\Lambda) L}{2} \right] F^2(\theta, \varphi),$$
(9)

где величина  $W_0 = (\mu_0 \varepsilon_0)^{1/2} = 120\pi$  – импеданс свободного пространства,  $P_{1,2} = n_{1,2|A_{1,2}|^2} \pi a_y a_z/4 W_0$  – мощности излучений на лазерных частотах  $\omega_{1,2}$ .

Отсюда следует, что угловые ширины (на уровне 3 дБ) главного максимума излучения, ориентированного в направлении  $\varphi = \theta = \pi/2$ , определяются как  $\Delta \varphi \sim 0.88 \lambda_3 / n_3 L$ ,  $\Delta \varphi = 0.53 \lambda_3 / n_3 a_z$ . Пользуясь этим, для мощности главного максимума излучения имеем

$$P_{3} \approx \frac{dP_{3}}{d\Omega} \Delta \phi \Delta \theta \approx \frac{2,28 \cdot 10^{3} d_{33}^{2} P_{1} P_{2} L}{n_{1} n_{2} n_{3} \lambda_{3}^{2} a_{z}}$$
 (10)

Подстановка численных значений  $d_{33} = 2,7 \cdot 10^{-11}$  м/В,  $m_1 \sim m_2 = 2,15$ ,  $\lambda_3 = 200$  мкм,  $m_3 = 5,2$ , L = 3 см,  $P_1 = P_2 = 50$  кВт и  $a_z = 200$  мкм дает  $P_3 \sim 0,65$  Вт. Отметим, что при выбранном радиусе гауссового пучка  $a_z = a_y = 200$  мкм плотность потока лазерного излучения ~160 МВт/см<sup>2</sup>, что несколько ниже, чем порог оптического разрушения кристалла ниобата лития импульсом наносекундной длительности. Таким образом, поверхностно-испускаемая ГРЧ в ППКНЛ позволяет получать ТГц излучение с пиковой мощностью до долей Ватт.

Оценим теперь выигрыш в мощности генерации по сравнению с наиболее распространенным случаем, когда все 3 волны (две лазерные и ТГц-ая) распространяются параллельно в кристалле,  $\beta = 0$ . Разумеется, в этом случае поглощение ТГц волны велико, вследствие большого пути распространения в кристалле. Для расчета мощности ГРЧ при коллинеарном распространении лазерных пучков ( $\beta = 0$ ), будем считать в (6) волновое число комплексным:  $\dot{k}_3 = k_3 - i\alpha/2$  ( $\alpha - i\alpha/2$ )

коэффициент поглощения), а период ППКНЛ примем равным  $\Lambda_0 = \lambda_3/(n_3 - n_8)$  для выполнения условия пространственного синхронизма взаимодействия:  $k_1 - k_2 - k_3 - k_0 = 0$ . В результате для мощности главного максимума излучения в направлении  $\theta = \pi/2$ ,  $\varphi = 0$  получаем

$$P_{30} \approx \frac{5.5 \cdot 10^3 d_{33}^2 P_1 P_2}{n_1 n_2 n_3 \lambda_3^2 a_z a_y \alpha^2} \left[ 1 - \exp(-\alpha L/2) \right] \,. \tag{11}$$

Составив отношение  $\eta = P_3/P_{30}$ , получаем, что выигрыш мощности ГРЧ (при условии  $\alpha L >>1$ ) составляет  $\eta \sim 0,42 La_y \alpha^2$ . В рассматриваемом выше случае L = 3 см,  $a_y = 200$  мкм и  $\alpha = 32$  см<sup>-1</sup> имеем  $\eta \sim 26$ . Отметим, что в настоящее время имеются кристаллы ниобата лития длиной около 8ч10 см и, следовательно, величина  $\eta$  может доходить до  $10^2$ . Таким образом, преимущество предложенной геометрии ГРЧ проявляется наиболее ярко при использовании длинных кристаллов и особенно в области, где поглощение генерируемой волны велико. Кроме того, вблизи материального резонанса среды (область высокого поглощения) можно ожидать увеличения нелинейной восприимчивости кристалла [16], что приведет к дополнительному росту мощности ГРЧ.

Результаты проведенного исследования свидетельствуют о целесообразности использования поверхностно-испускаемой ГРЧ в ППКНЛ для генерации ТГц волн с пиковой мощностью, доходящей до нескольких сотен милливатт.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1. G.P.Williams. Rev. Sci. Instrum., 73, 1461 (2002).
- 2. E.R.Brown. Appl. Phys. Lett., 75, 769 (1999).
- 3. **W.M.Robertson.** Optoelectronic Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Engineering. Artech House, 1995.
- 4. F.Zernike, P.Berman. Phys. Rev. Lett., 15, 999 (1965).
- 5. Ю.О.Аветисян, Р.М.Мартиросян, Э.Г.Мирзабекян, П.С.Погосян. Квантовая электроника, 5, 659 (1978).
- 6. W.Shi, Y.J.Ding, N.Fernelius, K.Vodopyanov. Opt. Lett., 27, 1454 (2002).
- Yu.H.Avetisyan, K.N.Kocharian. Tech. Digest of CLEO'99, Baltimore, USA, May 1999, pp.380-381.
- 8. C.Weiss, G.Torosyan, Yu.Avetisyan, R.Beigang. Opt. Lett., 26, 563 (2001).

9. T.Suhara, M.Fujimura. Waveguide nonlinear-optic devices. Springer, Berlin, 2003.

- 10. Y.Sasaki, Yu.Avetisyan, K.Kawase, H.Ito. Appl. Phys. Lett., 81, 3323 (2002).
- 11. Y.Sasaki, Yu.Avetisyan, H.Yokoyama, H.Ito. Opt. Lett., 30, November (2005) (in print).
- 12. K.Imai, K.Kawase, H.Minamide, H. Ito. Opt. Lett., 27, 2173, (2002).
- 13. Yu.Avetisyan, C.Weiss, G.Torosyan, R. Beigang. Proc. SPIE, 4490, 134 (2001).
- 14. A.Yariv. Quantum Electronics. Wiley, New York, 1989.
- 15. **Г.Т.Марков, В.П.Петров, Г.М.Грудинская**. Электродинамика и распространение радиоволн. М., Сов. Радио, 1979.
- 16. C.H.Henry, G.G.Garrett. Phys. Rev., 171, 1058 (1968).

## ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՈՉ ԿՈԼԻՆԵԱՐ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

### Յու.Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ ոչ կոլինեար տարածվող օպտիկական ալիքների տարբերային հաձախության գեներացման միջոցով կարելի է ստանալ պարբերական բևեռացված բյուրեղի կողմնային մակերևույթին ուղղահայաց ուղղությամբ արձակվող ՏՀց ձառագայթում։ Ցույց է տրված, որ այդպիսի փոխդասավորվածությունը, ոչ գծային բյուրեղում ՏՀց ալիքների կյանումից խուսափելու շնորհիվ, նպաստում է գեներացվող հզորության էական աձին։

### TERAHERTZ WAVE GENERATION IN A NONLINEAR, PERIODICALLY POLED CRYSTAL BY NONCOLLINEARLY PROPAGATING OPTICAL WAVES

#### Yu.H. AVETISYAN

It is shown that THz waves can be radiated in the direction perpendicular to the lateral surface of a periodically poled, nonlinear crystal by the difference frequency generation with noncollinearly propagating optical waves. It is shown that such configuration promotes essential growth of DFG power due to avoidance of THz wave absorption in a nonlinear crystal.