

УДК 621.373

ГЕНЕРАЦИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В КРИСТАЛЛЕ GaAs С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВЫПРЯМЛЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

**А.А. АХУМЯН, Э.М. ЛАЗИЕВ, А.С. НИКОГОСЯН,
Д.Л. ОГАНЕСЯН, Г.Д. ОГАНЕСЯН**

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 3 июня 2009 г.)

Исследовано влияние пространственной ограниченности фемтосекундного лазерного импульса (ФЛИ) на эффективность генерации излучения разностной частоты (ИРЧ) в кристалле GaAs с периодической доменной структурой. Показано, что при распространении ИРЧ в поперечном распределении пучка происходит пространственная спектрально-угловая фильтрация. Получено выражение для частотно-углового спектра излучения разностной частоты. Показано, что для фемтосекундного импульса накачки длительностью 100 фс, с радиусом пучка 24 мкм, энергией 30 нДж, длиной волны 1.98 мкм, распространяющегося в кристалле GaAs длиной 1.716 мм с периодом доменной структуры 74.6 мкм, эффективность генерации излучения разностной частоты на длине волны 14 мкм составляет $\sim 2 \times 10^{-6}$.

1. Постановка задачи и ее решение

За последнее десятилетие с помощью нелинейно-оптических методов достигнуты значительные успехи в генерации и детектировании когерентного импульсного и непрерывного излучения в диапазоне частот от 0.1 до 100 ТГц [1,2]. Для генерации излучения разностной частоты ТГц диапазона применяются оптические лазеры с длительностью импульсов от 8 до 200 фемтосекунд.

В спектроскопии для исследования и определения внутренней структуры вещества и его содержания, а также для качественного и количественного анализа смесей веществ сложного молекулярного состава, широкое применение находит ИРЧ среднеинфракрасного диапазона длин волн (10 – 20 мкм). Спектроскопия в указанном диапазоне длин волн часто используется при исследовании строения полупроводниковых материалов, полимеров, биологических объектов, живых клеток в медицине, для обнаружения фальсификаций в искусстве и в криминалистике.

Для нестационарной инфракрасной спектроскопии актуальной является задача эффективной генерации широкополосного импульсного ИРЧ. Широкополосное ИРЧ, генерируемое методом оптического выпрямления лазерного им-

пульса в нелинейных объемных кристаллах, эффективно, если обеспечивается условие фазового синхронизма для всех взаимодействующих частот в спектре лазерного импульса. Фазовый синхронизм для полосы частот может быть обеспечен методом частичного заполнения прямоугольного волновода нелинейным кристаллом [3,4].

Эффективным методом генерации узкополосного импульсного ИРЧ является оптическое выпрямление фемтосекундного лазерного импульса в нелинейном кристалле с периодической доменной структурой [5,6]. Для генерации ИРЧ используется изотропный кристалл GaAs, имеющий полосу прозрачности 0.9–17 мкм и коэффициент поглощения в частотном диапазоне до 3 ТГц менее 5 см⁻¹ [7]. Коэффициент нелинейной восприимчивости GaAs достаточно высок и сравним с соответствующими значениями для таких кристаллов, как ZnTe, GaP, GaSe, которые также используются для генерации терагерцового излучения. Следует отметить, что длина волны фемтосекундного лазерного импульса накачки должна быть больше 1.75 мкм, так как на данной длине волны в кристалле GaAs имеет место двухфотонное поглощение. Следовательно, для генерации ИРЧ в кристалле GaAs весьма перспективным является использование волоконно-оптических лазеров, генерирующих фемтосекундные импульсы на длине волны 1.98 мкм [8].

В настоящей работе исследовано влияние пространственной ограниченности ФЛИ на эффективность генерации импульсного ИРЧ в кристалле GaAs с квадратичной нелинейностью и с периодической доменной структурой. Принято, что процессы, истощающие накачку, пренебрежимо малы, а расстояние, пройденное в нелинейном кристалле, меньше длины фокального пятна, т.е. пространственный размер пучка накачки при распространении остается неизменным. Вместе с тем учтено дисперсионное расплывание ФЛИ в нелинейной диспергирующей среде. Тогда, в рассматриваемом приближении, линейно-поляризованный вдоль оси y пространственно-ограниченный ФЛИ с гауссовским временным и пространственным профилями, распространяющийся вдоль оси x , совпадающей с нормалью к плоскости <110> кристалла GaAs, можно представить в виде

$$E_y(y, z, x, t) = E_0 H(y, z) g(t - x/u) \cos(\omega_{opt,0}(t - xn_0/c)), \quad (1)$$

где $H(y, z) = \exp(-z^2/a_{z0}^2 - y^2/a_{y0}^2)$ – пространственное распределение ФЛИ, $g(t) = \exp(-t^2/\tau_0^2)$ – временной профиль ФЛИ, a_{z0} и a_{y0} – радиусы пучка накачки по осям z и y , соответственно, τ_0 – длительность ФЛИ,

$u = c / \left(n(\omega_0) + \omega_0 \frac{dn}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \right) = c/n_g$ – групповая скорость распространения ФЛИ, c/n_0 – фазовая скорость распространения ФЛИ, $\omega_{opt,0}$ – несущая частота ФЛИ. В выражении (1) амплитуду ФЛИ можно выразить через энергию следующим образом:

$$E_0 = \sqrt{4U\eta_0/\pi^{3/2}n_0\tau_0a_{z0}a_{y0}}, \quad \eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}, \quad (2)$$

где U – энергия импульса накачки, μ_0 – абсолютная магнитная проницаемость вакуума, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. При учете дисперсионного расплывания, в первом приближении теории дисперсии, в (1) множитель $g(t)$ следует заменить выражением

$$g(t, x) = \exp\left(-\frac{t^2}{V^2(x)\tau_0^2}\right), \quad (3)$$

где $V(x) = \sqrt{1 + (x/L_g)^2}$, $L_g = \tau_0^2/|k_2|$, $k_2 = (\partial^2 k / \partial \omega^2)|_{\omega_0}$ – параметр, характеризующий дисперсию групповой скорости в первом приближении, k – волновой вектор, L_g – длина дисперсионного расплывания импульса, x – расстояние, пройденное в среде.

Для рассматриваемого изотропного кристалла GaAs, который прозрачен в спектральном диапазоне 0.97–17 мкм, коэффициент преломления, согласно [7], может быть представлен в виде

$$n^2(\omega, \Delta T) = 1 + b_0 + \sum_{i=1}^3 \frac{b_i}{\frac{1}{\lambda_i^2} - \frac{1}{\lambda^2}}, \quad (4)$$

где $b_0 = 4.372514$, $b_1 = 27.83972$, $b_2 = 0.031764 + 4.35 \times 10^{-5} \Delta T + 4.664 \times 10^{-7} \Delta T^2$, $b_3 = 0.00143636$, $\lambda_1 = (0.4431307 + 0.50564 \times 10^{-4} \Delta T)$ мкм, $\lambda_2 = (0.8746453 + 0.1913 \times 10^{-3} \Delta T - 4.882 \times 10^{-7} \Delta T^2)$ мкм, $\lambda_3 = (36.9166 - 0.011622 \Delta T)$ мкм, $\lambda_i = 2\pi c/\omega_i$, ΔT – отклонение температуры от комнатной ($T = 293$ К).

При выбранной геометрии фурье-спектр нелинейной квадратичной поляризации, направленной вдоль оси z , $P_{zNL}(t) = \epsilon_0 d_{eff}(x) E_y^2(t)$, при пренебрежении дисперсией нелинейной оптической восприимчивости в инфракрасном и оптическом диапазонах, будет иметь следующий вид:

$$\tilde{P}_z^{(2)}(\omega, z, y, x) = \epsilon_0 d_{eff} E_0^2 G(\omega, x) H^2(y, z) \exp(-jx[\omega/u - 2\pi/\Lambda_x]), \quad (5)$$

где $G(\omega, x) = \sqrt{\pi} V(L) \tau_0 \exp(-\omega^2 V^2(x) \tau_0^2 / 8)$, $d_{eff} = (4/\pi) d_{0R}$ – эффективное значение коэффициента нелинейной восприимчивости кристалла GaAs с периодической доменной структурой. Восприимчивость d_{0R} , обеспечивающая оптическое выпрямление, определяется через электрооптический коэффициент r_{ijk} как $d_{ijk} = -n_0^4 / 4r_{ijk}$ [9]. Для кристалла GaAs $r_{14} = 1.5$ пм/В [10], что соответствует значению $d_{0R} = 47$ пм/В. Значение периода Λ_x периодической доменной структуры, входящего в выражение (5), для ИРЧ, распространяющегося вперед, определяется из условий сохранения импульса и энергии:

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{(n_g - n_{DF}) \Lambda_x}, \quad (6)$$

где n_{DF} – значение коэффициента преломления среды на разностной частоте.

Волновое уравнение для электрического поля $E_{DF,z}$ волны разностной частоты, поляризованной вдоль оси z , можно записать в виде [11]

$$\Delta E_{DF,z}(t,r) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 E_{DF,z}(t,r)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_z^{(2)}(t,r)}{\partial t^2}, \quad (7)$$

где Δ – лапласиан, $v = c/n_{DF}$ – фазовая скорость волны ИРЧ.

Уравнение (7), записанное для частотно-углового спектра, принимает вид

$$\frac{d^2 E_{DF,z}(\omega, k_z, k_y, x)}{dx^2} + k_x^2 E_{DF,z}(\omega, k_z, k_y, x) = -\mu_0 \omega^2 P_z^{(2)}(\omega, k_z, k_y, x), \quad (8)$$

где

$$k_z = k \cos(\theta_z), \quad k_x = k \sin(\theta_z) \cos(\varphi), \quad k_y = \sin(\theta_z) \sin(\varphi), \quad k = \frac{\omega}{v} \quad (9)$$

являются проекциями волнового вектора волны разностной частоты на соответствующие оси (см. рис. 1). С учетом граничного условия на входе в среду $E_{DF,z}(\omega, k_z, k_y, 0) = 0$ и условия излучения, решение уравнения (8) для волны, распространяющейся вперед, принимает вид

$$E_{DF,z}(\omega, k_y, k_z, L) = - \frac{j\mu_0 \omega^2 \epsilon_0 d_{eff} a_0^2 E_0^2 \sqrt{\pi} V(L) \tau_0 \exp\left(-\frac{\omega^2 V^2(L) \tau_0^2}{8}\right) L}{4\pi(k_x + [\omega/u - 2\pi/\Lambda_x])} \exp\left\{-\frac{(k_z^2 + k_y^2) a_0^2}{8}\right\} \times \quad (10)$$

$$\times \exp\left\{-j\frac{L}{2}\left[k_x + (\omega/u - 2\pi/\Lambda_x)\right]\right\} \sin c\left\{\frac{L}{2}(\omega/u - 2\pi/\Lambda_x - k_x)\right\},$$

где L – длина нелинейного кристалла.

Выражение для спектральной плотности мощности ИРЧ, формируемого на выходе нелинейного кристалла, с учетом (10) в сферической системе координат может быть представлено в виде

$$S(\omega, \theta_z, \varphi, L) = |E_{DF,z}(\omega, \theta_z, \varphi, L)|^2 = \frac{\omega^4 \mu_0^2 \epsilon_0^2 d_{eff}^2 a_0^4 E_0^4 V^2(L) \tau_0^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 V^2(L) \tau_0^2}{4}\right) L^2}{16\pi^2 \left\{\omega(\sin(\theta_z) \cos(\varphi)/v + 1/u) - 2\pi/\Lambda_x\right\}^2} \times \quad (11)$$

$$\times \left\{-\frac{\omega^2 a_0^2}{4v^2} [\cos^2(\theta_z) + \sin^2(\theta_z) \sin^2(\varphi)]\right\} \sin^2 c\left\{\frac{L}{2}[\omega(1/u - \sin(\theta_z) \cos(\varphi)/v) - 2\pi/\Lambda_x]\right\}.$$

Из (11) видно, что ширина спектра генерации ИРЧ, при заданных длине кристалла, интенсивности ФЛИ и ширине пучка, определяется множителем

$$S_1 \equiv \omega^4 \exp\left(-\frac{\omega^2 V^2(L) \tau_0^2}{4}\right). \quad (12)$$

При дисперсионном расплывании ФЛИ в кристалле происходит уширение временного профиля интенсивности ФЛИ, что приводит к сужению спектра генерируемого ИРЧ. Длина кристалла, в рассматриваемом нами приближении постоянства поперечного размера пучка накачки, определяется условием $L \leq k_0 a_0^2$, т.е. длина кристалла должна быть меньше или равна конфокальному параметру. Множитель

$$S_2 \equiv \exp \left\{ -\frac{\omega^2 a_0^2}{4\nu^2} [\cos^2(\theta_z) + \sin^2(\theta_z) \sin^2(\varphi)] \right\} \quad (13)$$

определяется радиусом пучка накачки. При $\theta_z = \pi/2$ и $\varphi = 0$ данный множитель равен 1 и, следовательно, поперечный размер не влияет на эффективность генерации ИРЧ.

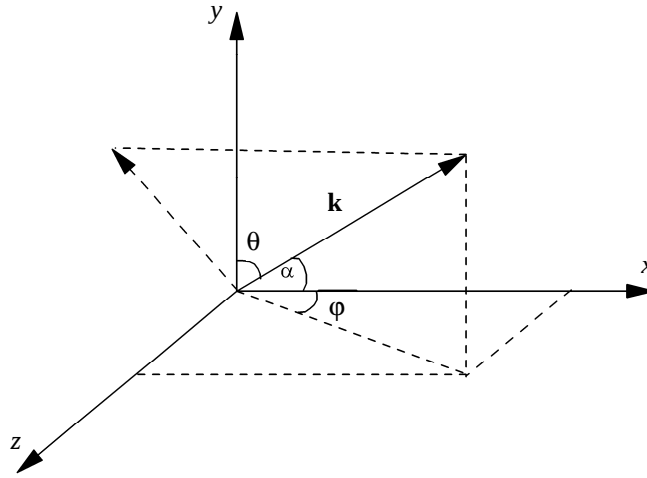


Рис.1. Декартова и сферическая системы координат. Ось x – направление распространения ФЛИ накачки.

Таким образом, в соответствии с (13), радиус пучка накачки должен быть меньше длины волны ИРЧ в кристалле. Угол раскрытия генерируемого ИРЧ, обусловленный множителем (13), определяется как

$$\alpha = \arcsin \{ \lambda_{\text{THz}} / \pi n_{\text{THz}} a_0 \}, \quad (14)$$

где $\sin^2(\alpha) = \cos^2(\theta_z) + \sin^2(\theta_z) \sin^2(\varphi)$.

Из (14) следует, что при фиксированном значении ширины пучка накачки раскрытие генерируемого ИРЧ увеличивается с увеличением длины волны ИРЧ. Из выражения (14) следует также, что с увеличением радиуса пучка накачки раскрытие генерируемого ИРЧ уменьшается. Последний множитель в формуле (11)

$$S_3 \equiv \sin^2 c^2 \left\{ \frac{L}{2} \left[\omega(1/u - \sin(\theta_z) \cos(\varphi)/v) - 2\pi/\Lambda_x \right] \right\} \quad (15)$$

учитывает условие фазового синхронизма (S_3 – функция частотного отклика кристалла-генератора). Для эффективного взаимодействия ИРЧ и ФЛИ необходимо, чтобы групповая скорость оптического импульса равнялась фазовой скорости импульса на разностной частоте. При выполнении условия синхронизма, поля, образованные в каждой точке кристалла GaAs, на выходе из кристалла будут складываться с конструктивной интерференцией, а результирующее поле ИРЧ будет пропорционально толщине кристалла. Частота ИРЧ, при которой выполняется условие синхронизма, определяется из (15) следующим образом:

$$\omega_0(\alpha) = 2\pi c / \left[\Lambda_x (n_g - n_{DF} \cos(\alpha)) \right], \quad (16)$$

где $\cos(\alpha) = \sin(\theta_z) \cos(\varphi)$.

В общем случае, по мере удаления от оси x и при заданных значениях периода домена, коэффициентах преломления n_{DF} и n_g , величина резонансной частоты уменьшается. Из (15) следует, что ширину полосы частотного отклика на уровне 0.5 можно определить как

$$\Delta\omega(\alpha) = 0.81 \frac{\Lambda_x}{L} \omega_0(\alpha). \quad (17)$$

Согласно (17), относительная ширина полосы генерируемого ИРЧ обратно пропорциональна количеству доменов, укладывающихся на длине кристалла. В соответствии с (17), ширина полосы частотного отклика с увеличением длины кристалла также уменьшается. Если длину домена Λ_x определить из условия (6), то резонансную брэгговскую частоту ИРЧ для произвольных значений α можно представить в виде

$$\frac{\omega_0(\alpha)}{\omega_0} = \frac{n_g - n_{DF}}{n_g - n_{DF} \cos(\alpha)}. \quad (18)$$

Согласно (18), в поперечном распределении ИРЧ имеет место частотно-угловое разложение спектральных компонент. Это может быть использовано для пространственно-временной фильтрации дальнего поля ИРЧ. В рассматриваемом случае, в соответствии с (4), когда центральная длина волны ФЛИ $\lambda_0 = 1.98$ мкм, генерируемое ИРЧ находится в диапазоне длин волн 10–17 мкм, коэффициент преломления, соответствующий групповой скорости ФЛИ, $n_g = 3.434$, а коэффициент преломления ИРЧ в указанном диапазоне $n_{DF} = 3.2156 - 3.2741$. Это означает, что $\cos(\alpha)$ не может принимать значение, равное n_g/n_{DF} , и, следовательно, выражение (18) не может принимать бесконечно большое значение. Раскрыв генерируемое на частоте ω_0 ИРЧ обусловлен последним множителем в (11) и определяется как

$$\alpha_0 = \arccos \left\{ \frac{n_g - \frac{c}{\omega_0} \left(\frac{0.81}{L} + \frac{2\pi}{\Lambda_{x0}} \right)}{n_{DF}} \right\}, \quad (19)$$

где Λ_{x0} соответствует частоте ИРЧ ω_0 . В соответствии с (19), при фиксированном значении периода домена, раскрыв генерируемого на частоте ω_0 ИРЧ уменьшается с увеличением длины кристалла.

Эффективность генерации ИРЧ может быть определена следующим образом:

$$\eta = \frac{8\pi^3 n_{DF} \int_0^\infty \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^\pi |E_{DF,z}(\omega, k_z, k_y, L)|^2 dk_z dk_y d\omega}{n_0 \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty |E_y(y, z, x=0, t)|^2 dy dz dt}. \quad (20)$$

С учетом (12), при интегрировании по частоте в выражении (20), функция частотного отклика для кристалла-генератора (16) может быть заменена дельта-функцией. В результате выражение для эффективности при $\theta_z = \pi/2$ и $\varphi = 0$ принимает следующий вид:

$$\eta = \frac{\omega_0^2 d_{eff}^2 E_0^2 V(L) \tau_0 L}{\sqrt{2\pi} c n_{DF} n_0 (n_g - n_{DF})} \exp\{-\omega_0^2 V^2(L) \tau_0^2 / 4\}. \quad (21)$$

С целью определения дифрагированного поля ИРЧ в френелевской зоне выполнено преобразование Френеля для напряженности электрического поля ИРЧ непосредственно на выходе кристалла (11):

$$E_{F,DF,z}(\omega, y, z, X) = \exp(-j \frac{\omega}{c} X) \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty E_{DF,z}(\omega, k_y, k_z, L) \exp\left\{j \frac{c}{2\omega} X (k_y^2 + k_z^2)\right\} \times \\ \times \exp(-jk_y y - jk_z z) dk_y dk_z. \quad (22)$$

После вычисления интеграла (22) выражение для спектральной плотности мощности ИРЧ в френелевской зоне можно представить в виде

$$S(\omega, \sqrt{y^2 + z^2}, \theta_z, \varphi, X) = \left| E_{F,DF,z}(\omega, \sqrt{y^2 + z^2}, \theta_z, \varphi, X) \right|^2 = \\ = \frac{16\omega^6 \epsilon_0^2 d_{eff}^2 a_0^4 E_0^4 V^2(L) \tau_0^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 V^2(L) \tau_0^2}{2}\right) L^2 \pi^3}{c^6 X^2 \left(\frac{\omega n_{DF}}{c} \sin(\theta_z) \cos(\varphi) + \frac{\omega}{u} - \frac{2\pi}{\Lambda_x} \right)^2 \left(1 + \left(\frac{\omega a_0^2}{4Xc} \right)^2 \right)} \exp\left\{ -\frac{\omega^2 a_0^2}{4X^2 c^2} \frac{(y^2 + z^2)}{\left(1 + \left(\omega a_0^2 / 4Xc \right)^2 \right)} \right\} \times \\ \times \sin^2 \left\{ \frac{L}{2} \left(\frac{\omega}{u} - \frac{\omega n_{DF}}{c} \sin(\theta_z) \cos(\varphi) - \frac{2\pi}{\Lambda_x} \right) \right\}. \quad (23)$$

Согласно (23), радиус кривизны поверхности постоянной фазы (волнового фронта) волны ИРЧ в дифрагированном поле определяется следующим образом:

$$R(\omega) = X \left(1 + \frac{\omega^2 a_0^4}{16 X^2 c^2} \right). \quad (24)$$

Как видно из (24), ширина пучка ИРЧ в дифрагированном поле определяется как

$$a(\omega) = \frac{a_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{16 X^2 c^2}{\omega^2 a_0^4}}. \quad (25)$$

2. Результаты численного моделирования. Обсуждение результатов

В данном разделе приводятся результаты численного моделирования при параметрах ФЛИ накачки и кристалла GaAs, отвечающих реальным условиям эксперимента: длительность ФЛИ 100 фс, длина волны 1.98 мкм, диаметр пучка 48 мкм, энергия ФЛИ 30 нДж, толщина домена $\Lambda_x = 74.6$ мкм для резонансной частоты ИРЧ $f_0 = 21.428$ ТГц ($\lambda = 14$ мкм), толщина кристалла GaAs

$L = 23\Lambda_x = 1.716$ мм. ФЛИ накачки с вышеприведенными параметрами могут быть получены с помощью волоконно-оптического лазера, генерирующего фемтосекундные импульсы на длине волны 1.98 мкм [8]. Следует отметить, что изготовление кристалла GaAs с периодической доменной структурой с периодом 74.6 мкм практически реализуемо. В работе [12] приводятся результаты по использованию кристалла GaAs с периодической доменной структурой с периодом домена 62 мкм в параметрическом преобразователе частоты излучения на длине волны 2 мкм.

Показано, что ширина полосы частотного отклика на уровне 0.5, с учетом вышеприведенных значений параметров и в соответствии с (17), составляет 0.7546 ТГц ($\Delta f / f = 0.0352$). Раскрыв генерируемого ИРЧ на частоте f_0 , обусловленный пространственной ограниченностью пучка накачки, в соответствии с (14) составляет 57.2 мрад. Раскрыв генерируемого на частоте ω_0 ИРЧ, определяемый функцией частотного отклика кристалла-генератора, составляет 25.5 мрад. Дисперсионное и дифракционное распывание ФЛИ ограничивает выбор длины кристалла. При рассматриваемых в работе значениях параметров и с учетом выражения для коэффициента преломления (4), длина дисперсионного распывания импульса L_g составляет 2.41 мм. Значение длины кристалла $L = 1.716$ мм при радиусе пучка $a = 24$ мкм удовлетворяет также условию $L \leq k_0 a^2 = 1.83$ мм, которое соответствует приближению неизменности поперечного размера пучка накачки в процессе распространения в нелинейном кристалле. Выбранному нами значению длины кристалла соответствует значение параметра фокусировки $\xi = L / (k_0 a^2) \approx 0.94$,

при котором апертурная функция $h(\xi) \approx 1$, что не приводит к дополнительному уменьшению эффективности генерации ИРЧ [1]. При сильной фокусировке ИРЧ может падать на границу кристалл–воздух под углом γ к нормали, близком к углу полного внутреннего отражения $\gamma_{\max}$. Следовательно, при выборе радиуса пучка накачки необходимо, чтобы выполнялось также условие $\sqrt{2\lambda}/\pi n_{\text{THz}} a < 2\gamma_{\max}$. Для кристалла GaAs при длине волны ИРЧ, равной 14 мкм, угол полного внутреннего отражения $\gamma_{\max}$ составляет $\sim 18^\circ$, что соответствует радиусу пучка накачки 3 мкм. Для вышеприведенных значений параметров эффективность генерации ИРЧ на длине волны 14 мкм в соответствии с (21) составляет $\sim 2 \times 10^{-6}$.

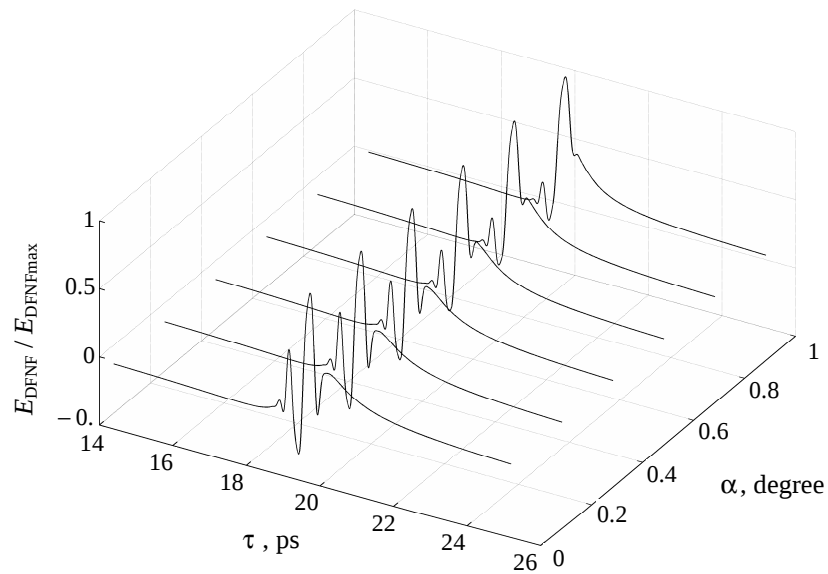


Рис.2. Эволюция временного профиля ближнего поля ИРЧ при изменении угла α .

На рис.2 показана эволюция временного профиля ближнего поля ИРЧ при изменении угла α . Согласно результатам расчетов и как видно из рис.2, период колебания ИРЧ в центре пучка составляет ~ 650 фс. По мере удаления от оси x наблюдается низкочастотная фильтрация временного профиля импульса ИРЧ. Длительность моноимпульса ИРЧ при $\alpha = 1^\circ$ составляет 1.16 пс. Следовательно, при генерации излучения разностной частоты методом оптического выпрямления лазерного импульса в кристалле GaAs с периодической доменной структурой каждой спектральной компоненте соответствует определенная координата в поперечном распределении ближнего поля ИРЧ. Таким образом, если на выходе нелинейного кристалла поместить транспарант с заданной функцией амплитудно-фазового пропускания, то можно осуществить пространственно-временную фильтрацию ИРЧ. На рис.3 показана эволюция временного профиля дальнего поля ИРЧ при изменении поперечной

координаты пучка r . Согласно результатам расчетов, период колебания ИРЧ составляет ~ 650 фс. По мере распространения по оси x низкочастотная фильтрация временного профиля импульса ИРЧ, имеющая место в ближнем поле ИРЧ, практически не наблюдается. Это в основном определяется спектрально-угловой фильтрацией, имеющей место при распространении ИРЧ в воздухе.

Полученные в работе результаты, в частности, могут быть использованы при интерпретации результатов эксперимента по пространственно-временной фильтрации дифрагированного поля разностной частоты ТГц диапазона [13,14].

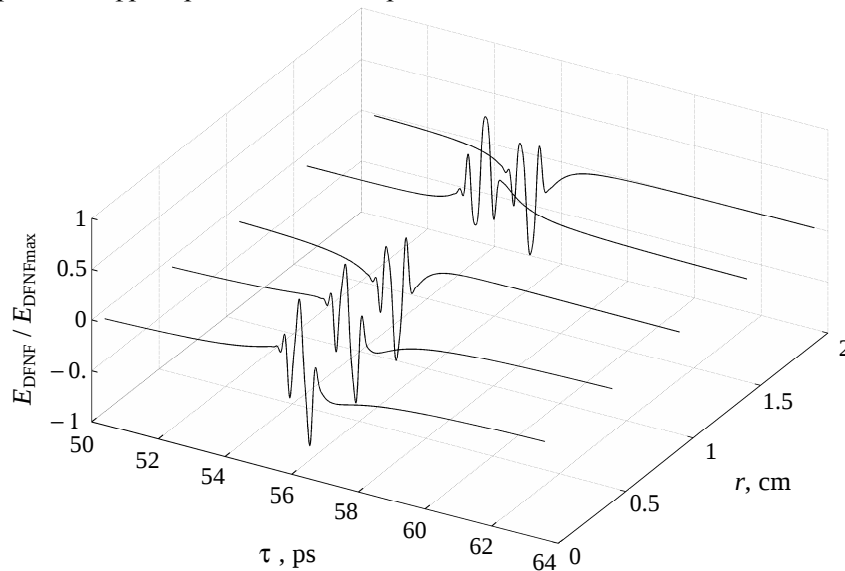


Рис.3. Эволюция временного профиля дальнего поля ИРЧ при изменении поперечной координаты пучка r .

3. Заключение

Рассмотрены особенности излучения на разностной частоте, генерируемого пространственно-ограниченным фемтосекундным лазерным импульсом с гауссовским пространственным профилем интенсивности и амплитудным фронтом, распространяющимся в кристалле GaAs с периодической доменной структурой. Получено выражение для частотно-углового спектра и спектральной плотности мощности. В результате применения преобразования Френеля получено выражение для частотно-углового спектра и спектральной плотности мощности излучения на разностной частоте в дифрагированном поле в френелевской зоне. Показано, что в поперечном распределении ближнего поля ИРЧ каждой спектральной компоненте соответствует определенная координата. Показано, что по мере удаления от оси x имеет место низкочастотная фильтрация временного профиля импульса ИРЧ. Получены двумерные распределения интенсивности ИРЧ как для ближнего, так и для дальнего полей. Рассмотрен также случай, когда

угловая ширина ИРЧ является, в основном, функцией частотного отклика (16). Показано, что для пучка накачки длительностью 100 фс на длине волны 1.98 мкм с радиусом пучка 24 мкм и энергией 30 нДж, в кристалле GaAs с периодом периодической доменной структурой 74.6 мкм и длиной 1.716 мм эффективность генерации излучения разностной частоты на частоте 21.428 ТГц составляет 10^{-6} .

Авторы выражают благодарность академику Р.М. Мартirosяну за интерес к работе и полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках проекта 141 МВОиН Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Grischkowsky, S.Keiding, M. van Exter, Ch.Fattinger. JOSA B, 7, 1990 (2006).
2. D.M.Mittleman, M.Gupta, R.Neelmani, et al. Appl. Phys. B, 10, 1007 (1999).
3. A.S.Nikoghosyan, E.M.Laziev, R.M.Martirosyan, A.A.Hakhoumian. Proc. SPIE, 4752, 40 (2001).
4. А.С.Никогосян, Р.М.Мартirosян, А.А.Ахумян, Дж.М.Чамберлайн, Р.А.Дадли, Н.Н.Зиновьев. Электромагнитные волны и электромагнитные системы, 11, N4, 47, (2006).
5. K.L.Vodopyanov. Optics Express, 14, 2263 (2006).
6. C.Weiss, G.Torosyan, J.P.Meyn, R.Wallenstein, R.Beigang, Y.Avetisyan. Optics Express, 8, 497 (2001).
7. T.Skauli, P.S.Kuo, K.L.Vodopyanov, T.J.Pinguet, O.Levi, L.A.Eyres, J.S.Harris, M.M.Fejer, E.L.Ginzton, B.Gerard, L.Becouarn, E.Lallier. Appl. Phys., 94, 6447 (2003).
8. G.Imeshev, M.E.Fermann, K.L.Vodopyanov, M.M.Fejer, et al. Optics Express, 14, 4439 (2006).
9. A.Yariv. Quantum Electronics. New York, Wiley, 1988.
10. V.G.Dmitriev, G.G.Gurzadyan, D.N.Nikogosyan. Handbook of Nonlinear Optical Crystals. Berlin, Springer, 1997.
11. R.W.Boyd. Nonlinear Optics. New York, Rochester, 2007.
12. J.Li, D.B.Fenner, K.Termtko, M.G.Allen, P.F.Moulton, C.Lynch, D.F.Bliss, W.D. Goodhue. SPIE Photonics West, 16, 68, San Jose, CA, 19-24 January, 2008.
13. Y.Lee. Principles of Terahertz Science and Technology. Berlin, Springer, 2009.
14. A.Nahata, T.F.Heinz. IEEE, JST of QE, 2, 701 (1996).

DIFFERENCE FREQUENCY GENERATION IN GaAs CRYSTAL WITH A PERIODIC DOMAIN STRUCTURE BY OPTICAL RECTIFICATION OF A FEMTOSECOND LASER PULSE

A.A. HAKHOUMIAN, E.M. LAZIEV, A.S. NIKOGHOSYAN,
D.L. HOVHANNISYAN, G.D. HOVHANNISYAN

Influence of spatial limitation of the femtosecond laser pulse on the generation efficiency of the difference frequency radiation (DFR) in GaAs crystal with a periodic domain structure is studied. It is shown that with propagation of DFR in cross-sectional beam allocation the spatial spectral-angular filtering occurs. An expression for the frequency angular spectrum of DFR is obtained. It is shown that for femtosecond pumping pulse with duration 100 fs, beam radius 24 μm , energy 30 nJ, wavelength 1.98 μm , propagated in GaAs crystal having 1.716 mm length with the period of domain structure 74.6 μm the DFR efficiency on the wavelength 14 μm is 2×10^{-6} .