

УДК 535-14

**ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ
ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ, ЧАСТИЧНО
ЗАПОЛНЕННОМ НЕЛИНЕЙНЫМ КРИСТАЛЛОМ
LiNbO₃, DAST ИЛИ ZnTe**

А.С. НИКОГОСЯН^{1*}, Р.М. МАРТИРОСЯН^{1,2}, А.А. АХУМЯН³,
А.О. МАКАРЯН¹, В.Р. ТАТЕВОСЯН¹, Г.Н. ГОЛЬЦМАН⁴,
С.В. АНТИПОВ⁴

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Национальная академия наук Республики Армения, Ереван, Армения

³Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак, Армения

⁴Московский государственный педагогический университет, Москва, Россия

*e-mail: nika@ysu.am

(Поступила в редакцию 27 декабря 2018 г.)

Исследовано влияние поглощения терагерцового (ТГц) излучения на эффективность генерации когерентного ТГц излучения в системе «нелинейно-оптический кристалл, частично заполняющий поперечное сечение металлического прямоугольного волновода». Эффективность нелинейного преобразования частоты оптического лазерного излучения в ТГц диапазон зависит от потерь в системе и выполнения условия фазового синхронизма (ФС) в нелинейном кристалле. Метод частичного заполнения металлического волновода нелинейно-оптическим кристаллом был применен для обеспечения фазового синхронизма. Фазовое согласование достигается путем численного определения толщины нелинейного кристалла, то есть степени частичного заполнения волновода. Исследовано затухание ТГц излучения, вызванное потерями энергии как в металлических стенках волновода, так и в кристалле, с учетом размера поперечного сечения волновода, степени частичного заполнения и диэлектрической проницаемости кристалла. Показано, что частичное заполнение волновода нелинейным кристаллом приводит к увеличению эффективности генерации ТГц излучения на порядок благодаря уменьшению поглощения.

1. Введение

Волноводы, содержащие диэлектрические вставки, находят применение во многих компонентах волновода [1]. В ТГц спектроскопии показано, что метод измерения поглощения диэлектрика, частично заполняющего волновод [2], в 50

раз чувствительнее, чем традиционный метод однослойного отражения. Эффективная генерация ультракоротких ТГц и ПГц импульсов в нелинейном кристалле, частично заполняющем прямоугольный волновод, с помощью пико- или фемтосекундных лазерных импульсов была предложена и выполнена в [3–5]. Генерация ТГц и ПГц излучения основана на смешении спектральных компонент пико- или фемтосекундного лазерного импульса в нелинейном кристалле (метод оптического выпрямления). Метод частичного заполнения металлического волновода нелинейно-оптическим кристаллом применялся для выполнения условия фазового синхронизма, т.е. для достижения эффективной генерации ТГц излучения.

Эффективность генерации для данной разностной частоты в спектре ТГц импульса при отсутствии поглощения оптического лазерного излучения, но с учетом поглощения ТГц волны, когда кристалл находится в свободном пространстве, определяется выражением [6,7]:

$$\eta_{\text{THz}} = \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 I}{\varepsilon_0 n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}} c^3} \exp[-\alpha_{\text{THz}} L / 2] \frac{\sinh^2[\alpha_{\text{THz}} (L / 4)]}{[\alpha_{\text{THz}} L / 4]^2}. \quad (1)$$

При незначительном поглощении ($\alpha_{\text{THz}} L \ll 1$) уравнение (1) преобразуется в (2), а в случае большого поглощения ($\alpha_{\text{THz}} L \gg 1$) в (3)

$$\eta_{\text{THz}} = \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 I}{\varepsilon_0 n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}} c^3}, \quad (2)$$

$$\eta_{\text{THz}} = \frac{8\omega^2 d_{\text{eff}}^2 I}{\varepsilon_0 n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}} c^3 \alpha_{\text{THz}}^2}, \quad (3)$$

где ω – угловая частота ТГц волны, d_{eff} – эффективный нелинейный оптический коэффициент, L – длина нелинейного кристалла, I – интенсивность излучения ближнего инфракрасного света, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, c – скорость света в вакууме, α_{THz} – коэффициент поглощения интенсивности ТГц излучения, а n_{THz} и n_{NIR} показатели преломления кристалла для терагерцового (от 0.1 до 0.03 мм) и ближнего инфракрасного излучений (от 780 до 2500 нм), соответственно. Из выражения (1) следует, что длина кристалла не должна превышать величину $L = \alpha_{\text{THz}}^{-1}$, а из условия выполнения фазового синхронизма следует, что она не должна быть и больше длины когерентности $L_{\text{кор}}$ [6].

В соответствии с уравнениями (2) и (3) введены показатели качества нелинейного кристалла ((figures of merit) – (FOM)) [8]:

$$\text{FOM}_{\text{NA}} \equiv \frac{d_{\text{eff}}^2 L^2}{n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}}}, \quad (4)$$

$$\text{FOM}_{\text{A}} \equiv \frac{4d_{\text{eff}}^2}{n_{\text{NIR}}^2 n_{\text{THz}} \alpha_{\text{THz}}^2}. \quad (5)$$

Значения FOM_{NA} и FOM_A – показатели эффективности преобразования энергии при оптическом выпрямлении в слабо и сильно поглощающих кристаллах, соответственно. В статье [8] предложено принять FOM равным FOM_A , если $\alpha_{THz} > 5 \text{ см}^{-1}$ при длине кристалла $L=2$ мм, и равным FOM_{NA} для малых значений α_{THz} .

Для обеспечения эффективной генерации ТГц излучения в условиях выполнения фазового синхронизма в экспериментах используются нелинейные кристаллы с высоким значением FOM . Так, например, из нелинейных кристаллов $CdTe$, $GaAs$, GaP , $ZnTe$, $GaSe$, $sLiNbO_3$, $sLiNbO_3$ 100 К, $DAST$ и другие кристалл $DAST$ имеет самое высокое значение $FOM = 41.5 \text{ пм}^2\text{см}^2/\text{В}^2$. При накачке длиной волны 1.55 мкм, когда FOM меньше и равно $6.6 \text{ пм}^2\text{см}^2/\text{В}^2$, генерировались ТГц импульсы с напряженностью сфокусированного поля $\sim 50 \text{ кВ/см}$ [9], несмотря на то, что $\alpha_{THz} = 50 \text{ см}^{-1}$ [10]. Стехиометрический кристалл $sLiNbO_3$ (sLN) имеет второе высокое по величине FOM , равное $18 \text{ пм}^2\text{см}^2/\text{В}^2$, которое более чем в два раза больше, чем у $ZnTe - 7.27 \text{ пм}^2\text{см}^2/\text{В}^2$ и остальных полупроводниковых кристаллов (несмотря на высокий коэффициент поглощения $LiNbO_3$ $\alpha_{THz} = 17 \text{ см}^{-1}$ [11] по сравнению с $\alpha_{THz} = 1.3 \text{ см}^{-1}$ у $ZnTe$ [12]). Стехиометрический кристалл $sLiNbO_3$ отличается от кристалла $LiNbO_3$ меньшим уровнем легирования Mg, около – 0.7 % вместо 5%. Благодаря этому коэффициент поглощения $sLiNbO_3$ значительно уменьшается, а разница становится более значительной при низких температурах, при $T=100^\circ \text{ К}$ $\alpha_{THz} = 4.8 \text{ см}^{-1}$ [13], в результате FOM кристалла $sLiNbO_3$ становится 48.6, т.е. больше, чем у $DAST$. При низких температурах для $sLiNbO_3$ η_T увеличивается с ростом длины кристалла пропорционально L^2 .

В настоящей работе представлено исследование влияния поглощения ТГц излучения на эффективность генерации когерентного ТГц излучения в нелинейном оптическом кристалле, помещенном в металлический прямоугольный волновод и частично заполняющем его поперечное сечение (рис.1). Эффективность нелинейного преобразования оптического лазерного излучения в ТГц диапазон также зависит и от обеспечения условия ФС в нелинейном кристалле, то есть от равенства групповой скорости оптического импульса и фазовой скорости ТГц-импульса на разностной частоте. Фазовое согласование достигается путем численного определения толщины нелинейного кристалла, то есть степени частичного заполнения волновода [3–5]. Каждой толщине кристалла соответствует ряд определенных частот, для которых имеет место ФС.

Затухание ТГц излучения, вызванное потерями как в металлических стенках волновода, так и в кристалле, рассчитывалось с учетом размеров поперечного сечения волновода, толщины кристалла (степени частичного заполнения) и его диэлектрической проницаемости. Кристаллы $DAST$, $LiNbO_3$ и $ZnTe$ изучены в связи с их высокой эффективностью преобразования оптического излучения в

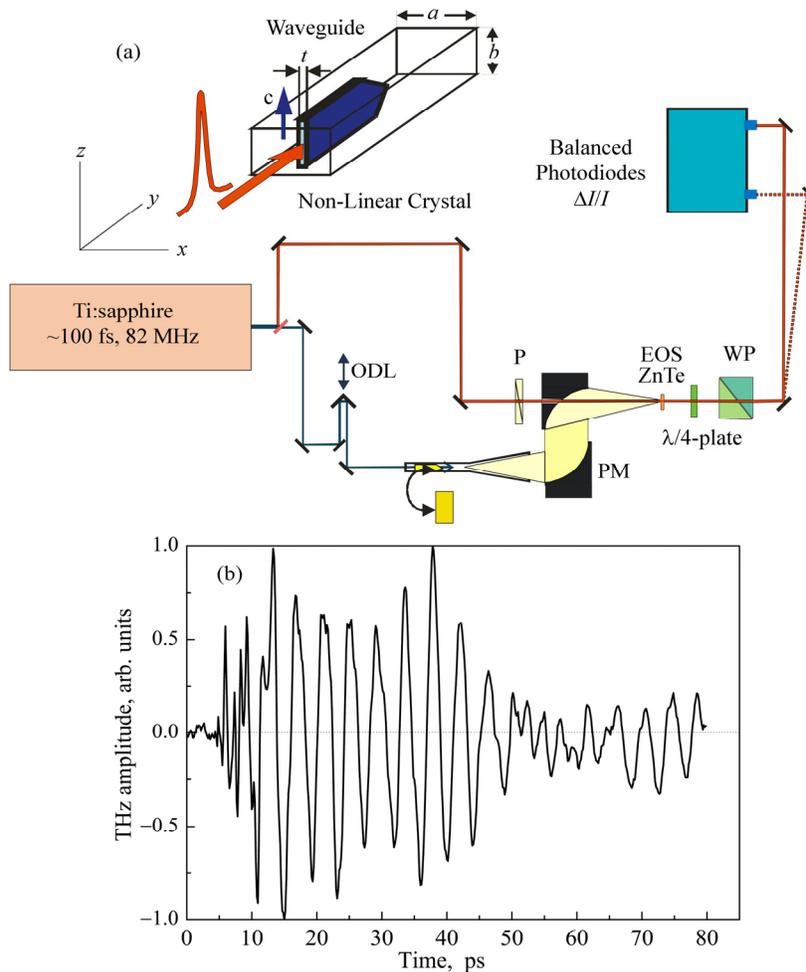


Рис.1. (а) Нелинейный кристалл LiNbO_3 в металлическом прямоугольном волноводе и схема экспериментальной установки, для генерации и детектирования ТГц импульсов; (б) временная форма излученного ТГц импульса, генерируемого при освещении кристалла импульсом Тi:сапфирового лазера с длительностью 100 фс при длине волны 800 нм.

ТГц диапазон. Эти кристаллы имеют высокие нелинейные восприимчивости второго порядка d_{eff} и различные диэлектрические проницаемости, для которых выполняется условие ФС.

2. Затухание ТГц излучения, вызванное потерями в металлических стенках волновода и в кристалле

Коэффициент затухания в металлических стенках волновода α_m , частично заполненного нелинейным кристаллом, определяемый выражением $\alpha_m = P_m / 2P$ [14], вычислялся численно из выражения (6):

$$\alpha_m = m \frac{a}{b} \left\{ \left(\frac{\epsilon_0 \mu_0}{m^2} - 1 \right) \frac{1}{R_1} \left[R_2 + 2 \frac{b}{a} \left(\frac{\cos \beta t}{\sin \alpha d} \right)^2 \right] + 1 \right\} \frac{R_3}{a Z_0}, \quad (6)$$

где

$$R_1 = \frac{2t}{a} \left(1 + \frac{\sin 2\beta t}{2\beta t} \right) + \left(1 - \frac{2t}{a} \right) \left(\frac{\cos \beta t}{\sin \alpha d} \right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2\alpha d}{2\alpha d} \right),$$

$$R_2 = \frac{2t}{a} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2\beta t}{2\beta t} \right) + \left(1 - \frac{2t}{a} \right) \left(\frac{\cos \beta t}{\sin \alpha d} \right)^2 \left(1 + \frac{\sin 2\alpha d}{2\alpha d} \right),$$

$$R_3 = \sqrt{\omega \mu / 2\sigma}.$$

Здесь P – мощность, передаваемая по волноводу, P_m – потери в металлических стенках на единицу длины, $m = \lambda / \lambda_{\text{WG}}$ – коэффициент замедления электромагнитной волны, λ – длина волны в свободном пространстве, λ_{WG} – длина волны в волноводу, a и b – ширина и высота прямоугольного волновода, соответственно, d – расстояние от узкой стенки волновода до кристалла, $2t$ – толщина кристалла, $\alpha = 2\pi / \lambda \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 - m^2}$, $\beta = 2\pi / \lambda \sqrt{\epsilon \mu - m^2}$, R_3 – поверхностное сопротивление, $Z_0 = 377$ Ом – полное сопротивление свободного пространства, σ – проводимость стенок волновода. Определение затухания выполнено в зависимости от отношения a/λ , для заданных относительных толщин кристаллов $2t/a$. Исследованы нелинейные кристаллы DAST ($\epsilon_{\text{THz}} = 5.2$), ZnTe ($\epsilon_{\text{THz}} = 10.1$), LiNbO₃ ($\epsilon_{\text{THz}} = 26.5$) с различной диэлектрической проницаемостью и высокими показателями качества (FOMs [6]). Потери в пустом волноводу зависят от отношения ширины волновода к его высоте и минимальны, когда $a/b = 2$. В выражении (6) подставлены значения

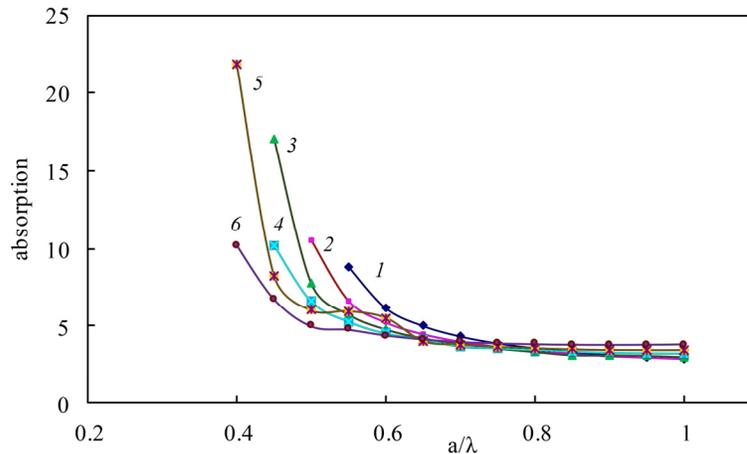


Рис.2. Затухание в металлическом волноводу, частично заполненном кристаллом DAST, $\epsilon_{\text{THz}}^c = 5.2$, при (1) $2t/a = 0$, (2) $2t/a = 0.025$, (3) $2t/a = 0.05$, (4) $2t/a = 0.075$, (5) $2t/a = 0.1$ и (6) $2t/a = 0.15$.

$a = 2.4$ мм, $b = 1.2$ мм. Следует отметить, что в случае малой диэлектрической проницаемости (DAST ($\epsilon_{\text{THz}}^c = 5.2$)) и частичного заполнения имеются случаи, когда потери в металлических стенках сопоставимы с потерями в стенках незаполненного металлического волновода. На рисунке 2 показано, что для кристалла DAST с низкой диэлектрической проницаемостью в случае $2t/a \leq 0.15$ и $a/\lambda > 0.65$ потери в металлической стенке сопоставимы с потерями в пустом волноводе, то есть волновод не искажает форму импульса в диапазоне частот волн основного типа. Кроме того, в случае тонкого кристалла затухание может быть слабее, чем в незаполненном волноводе при значении a/λ от 0.4 до 0.8. В частично заполненном волноводе этот эффект обусловлен уменьшением частоты отсечки волновода.

В случае высокой диэлектрической проницаемости кристалла потери в стенках волновода выше, и затухание зависит в большей степени от степени заполнения кристаллом $2t$, чем от отношения a/λ , то есть от частоты (Рис.3, Рис.4).

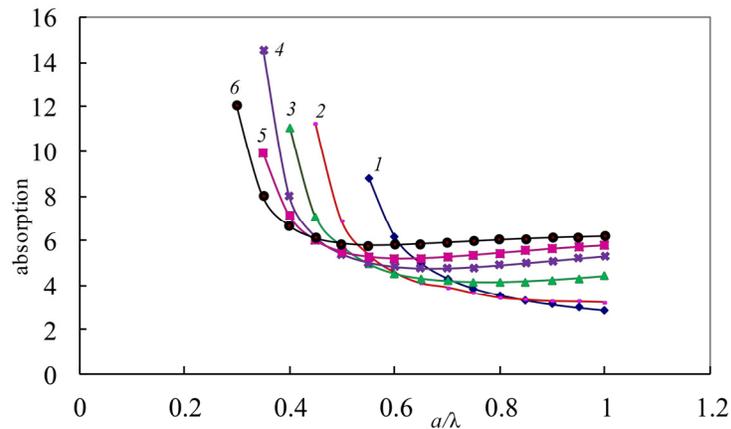


Рис.3. Затухание в металлическом волноводе, частично заполненном кристаллом ZnTe, $\epsilon_{\text{THz}}^c = 10.1$, при (а) $t/a = 0$, (2) $2t/a = 0.025$, (3) $2t/a = 0.05$, (4) $2t/a = 0.075$, (5) $2t/a = 0.1$, (6) $2t/a = 0.15$, $a = 2.4$ мм.

Затухание в стенках волновода с тонким кристаллом LiNbO_3 меньше, чем в пустом волноводе в диапазоне длины волн $0.5 < a/\lambda < 0.65$. Следовательно, периодические ТГц импульсы или непрерывное излучение данной частоты в определенном узком диапазоне частот могут генерироваться с ослаблением меньшим, чем в пустом волноводе, при длине кристалла равной длине волновода. В этой полосе частот потери в металлических стенках не будут ослаблять и расширять ТГц импульс.

Затухание из-за потерь в кристалле, частично заполняющем волновод, определялось из выражения (7)

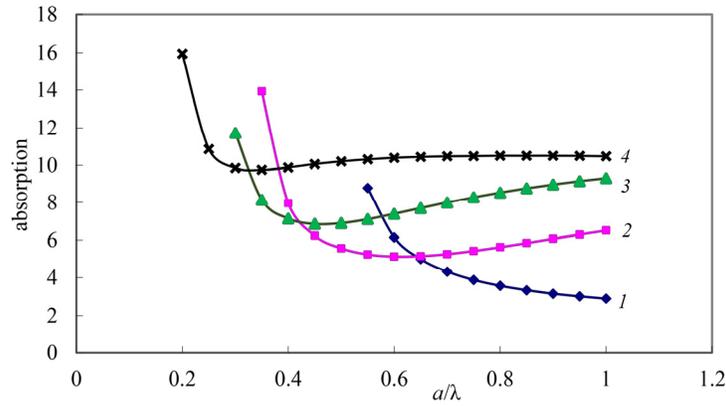


Рис.4. Затухание в металлическом волноводе, частично заполненном кристаллом LiNbO_3 , $\epsilon_{\text{THz}}^e = 26.5$, при (1) $2t/a = 0$, (2) $2t/a = 0.025$, (3) $2t/a = 0.05$, (4) $2t/a = 0.15$.

$$\alpha_d = \epsilon \frac{\pi a}{m \lambda R_1} \frac{1}{a} \frac{2t}{a} \left(1 + \frac{\sin 2\beta t}{2\beta t} \right) \tan \delta / a, \quad (7)$$

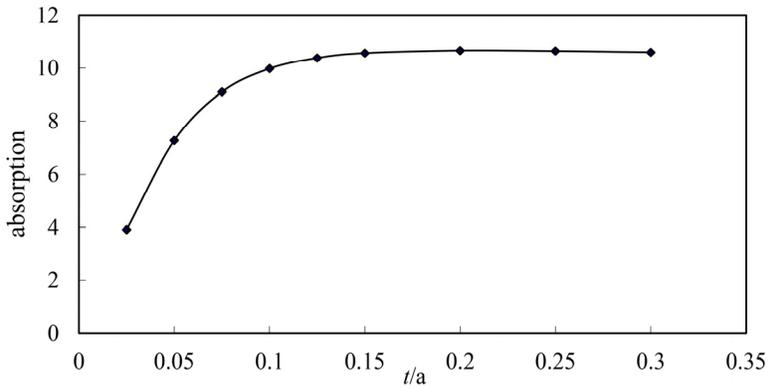


Рис.5. Затухание в волноводе, частично заполненном кристаллом LiNbO_3 , при $2t/a$ изменяющемся в интервале (0; 1).

где $\tan \delta = \epsilon''/\epsilon'$. Постоянная затухания ТГц излучения, показанная на рис.5, равна $\alpha = \alpha_d \tan \delta / a$ (α_d в единицах нп/м) увеличивается с увеличением степени заполнения поперечного сечения волновода.

Полученные данные показывают, что трехкратное снижение затухания для данной частоты возможно, если вместо полностью заполненного волновода использовать частично заполненный волновод. Из (3) видно, что эффективность преобразования оптического излучения в ТГц диапазон зависит от квадрата ко-

эффективности затухания. Уменьшение затухания в частично заполненном волноводе, в свою очередь, означает что в ней для генерации высоко-интенсивного ТГц излучения можно использовать кристаллы большей длины по сравнению со случаем полного заполнения волновода кристаллом. Известно, что при выполнении условия фазового синхронизма, мощность ТГц излучения растет с увеличением длины нелинейного кристалла квадратично [6]. Следовательно, присутствует двойной эффект. Частично заполненный нелинейным кристаллом волновод позволяет обеспечить как условие согласования фаз, так и снижение поглощения ТГц излучения в генерируемом кристалле. Этого нельзя достичь другими способами, обеспечивающими согласование фаз, когда нелинейный кристалл находится в свободном пространстве, где коэффициент затухания является постоянной величиной. Таким образом, волновод, частично заполненный нелинейным кристаллом, обеспечивает эффективную генерацию ТГц излучения благодаря как фазовому согласованию, так и уменьшению поглощения ТГц излучения в кристалле. Дальнейшее увеличение эффективности преобразования энергии оптического излучения в ТГц диапазон возможно, если генерацию осуществить не при комнатной, а при криогенных температурах. При понижении температуры до 100°К в LiNbO₃ [15,16], при выполнении условия фазового синхронизма, достигнуто увеличение эффективности преобразования энергии более, чем в 2.5 раза, благодаря уменьшению поглощения.

Большее увеличение эффективности преобразования (от 5–10 раз), чем при понижении температуры, достигнуто в [17] путем придания выходному торцу кристалла клинообразной формы с углом клина равным углу Брюстера.

3. Заключение

Эффективность генерации в процессе преобразования частоты ультракоротких лазерных импульсов в ТГц диапазон зависит от выполнения условия фазового синхронизма, а также от потерь ($\alpha = \alpha_m + \alpha_d$) при заданной длине кристалла. Кристаллы DAST, LiNbO₃ и ZnTe были изучены в связи с высокой эффективностью преобразования оптического излучения в ТГц диапазон в волноводе, частично заполненном одним из данных кристаллов.

Показано, что затухание ТГц импульса увеличивается с увеличением степени заполнения заданного сечения волновода кристаллом (рис.5). Однако в случае небольшой диэлектрической проницаемости и частичного заполнения потери в металлических стенках сопоставимы с потерями в стенках незаполненного металлического волновода. Более того, в случае тонкого кристалла с низкой диэлектрической проницаемостью затухание может быть слабее, чем в незаполненном волноводе. В частично заполненном волноводе это явление имеет место из-за

уменьшения частоты среза, что более очевидно, когда волновод полностью заполнен кристаллом. В случае высокой диэлектрической проницаемости кристалла наблюдаются более высокие потери в стенках волновода, что больше обусловлено степенью заполнения кристаллом, чем отношением a/λ , т.е. зависимостью от частоты. Во всех кристаллах минимальное затухание наблюдается для определенной полосы частот.

Таким образом, оптическое выпрямление в органических кристаллах (DAST, DSTMS OH1, [18,19]), и в кристалле LiNbO_3 является наиболее перспективным методом генерации чрезвычайно сильного ТГц поля [15]. Полученные результаты важны для быстро развивающейся области высоко-эффективных ТГц-источников [20,21] с перспективными приложениями в различных областях при взаимодействии ГГц и ТГц волн с веществом [22] и для значительного уменьшения диэлектрических потерь являющейся главной причиной затухания в волноводах интегрированных на подложке (SIW) [23].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по контракту № 14.583.21.0069, RFMEFI58317X0069.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W. Schlosse, H.G. Unger.** *Advances in Microwaves*, New York, Academic Press, 1966.
2. **G. Gallot, S.P. Jamison, R.W. McGowan, D. Grischkowsky.** *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 851 (2000).
3. **А.С. Никогосян.** *Квантовая электроника*, **15**, 969 (1988).
4. **Е.М. Laziev, А.С. Nikoghosyan.** *SPIE, Mode-Locked Lasers and Ultrafast Phenomena*, **1842**, 113, (1991).
5. **А.С. Nikoghosyan, R.M. Martirosyan, А.А. Hakhoumian, J.M. Chamberlain, R.A. Dudley, N.N. Zinov'ev.** *Electromagnetic waves and Electronic Systems*, **11(4)**, 47 (2006).
6. **Ф. Цернике, Дж. Мидвинтер.** *Прикладная нелинейная оптика*. Москва, «Мир», 1976.
7. **R.L. Sutherland.** *Handbook of Nonlinear Optics*, New York, Marcel Dekker, Inc., pp. 87–88, (1996).
8. **J. Hebling, K.-L. Yeh, M.C. Hoffmann, B. Bartal, K.A. Nelson.** *J. Opt. Soc. Am. B*, **25(7)**, B6 (2008).
9. **A. Schneider, M. Stillhart, P. Günter.** *Opt. Express*, **14**, 5376 (2006).
10. **M. Walther, K. Jensby, S. R. Keiding, H. Takahashi, H. Ito.** *Opt. Lett.* **25**, 911 (2000).
11. **M. Schall, H. Helm, S. R. Keiding.** *Int. J. Infrared Millim. Waves*, **20**, 595 (1999).
12. **M. Schall, M. Walther, P.U. Jepsen.** *Phys. Rev. B*, **64**, 094301 (2001).
13. **L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, A. Péter, K. Polgár.** *J. Appl. Phys.*, **97**, 123505 (2005).
14. **Ю.В. Егоров.** *Частично заполненные прямоугольные волноводы*. Изд-во «Советское Радио», 1967.
15. **X. Wu, K. Ravi, W.R. Huang, C. Zhou, P. Zalden, et al.,** arXiv:1601.06921, 2016.
16. **S.-W. Huang, E. Granados, W.R. Huang, K.-H. Hong, L.E. Zapata, F.X. Kärtner.** *Optics Letters*, **38**, 796 (2013).

17. **A.S. Nikoghosyan, H.P. Roeser, R.M. Martirosyan, et al.**, 38th Int. Conf. IRMMW-THz. Th P3-04, 2013.
18. **B. Monozslai, C. Vicario, M. Jazbinsek, et al.**, <https://arxiv.org/pdf/1310.3721>, 2013.
19. **C. Vicario, M. Jazbinsek, A.V. Ovchinnikov, O.V. Chefonov, S.I. Ashitkov, M.B. Agranat, C.P. Hauri.** Optics Express, **23**, 4573 (2015).
20. **M.C. Hoffmann, J.A. Fulop,** J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 083001 (2011).
21. **B.J. Kang, S.-H. Lee, W.T. Kim, S.-C. Lee, et al.**, Adv. Funct. Mater., **28**, 1707195 (2018).
22. **A.S. Nikoghosyan, H. Ting, J. Shen, R.M. Martirosyan, M.Yu. Tunyan, A.V. Papikyan, A.A. Papikyan,** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **51**, 256 (2016).
23. **N. Ranjkesh, M. Shahabadi,** Electronics Letters, **42(21)**, 1230 (2006).

EFFECT OF ABSORPTION ON THE EFFICIENCY OF TERAHERTZ RADIATION
GENERATION IN THE METAL WAVEGUIDE PARTIALLY FILLED WITH
NONLINEAR CRYSTAL LiNbO₃, DAST OR ZnTe

A.S. NIKOGOSYAN, R.M. MARTIROSYAN, A.A. HAKHOUMIAN,
A.H. MAKARYAN, V.R. TADEVOSYAN, G.N. GOLTSMAN, S.V. ANTIPOV

The effect of terahertz (THz) radiation absorption on the efficiency of generation of coherent THz radiation in a system “nonlinear-optical crystal partially filling the cross section of a rectangular metal waveguide” has been investigated. The efficiency of the nonlinear frequency conversion of optical laser radiation to the THz range depends on the loss in the system and the fulfillment of the phase-matching (FM) condition in a nonlinear crystal. The method of partially filling of a metal waveguide with a nonlinear optical crystal is used to ensure phase matching. Phase matching is achieved by numerical determination of the thickness of the nonlinear crystal, i.e. the degree of partial filling of the waveguide. The attenuation of THz radiation caused by losses both in the metal walls of the waveguide and in the crystal was studied, taking into account the dimension of the cross section of the waveguide, the degree of partial filling, and the dielectric constant of the crystal. It is shown that partial filling of the waveguide with a nonlinear crystal leads to an increase in the efficiency of generation of THz radiation by an order of magnitude, due to a decrease in absorption.