

03

Разностная генерация THz излучения на основе параметрического трехволнового взаимодействия в кристаллах CdTe и ZnTe

© Ю.С. Дадоев^{1,2,3}, И.О. Золотовский¹, И.С. Паняев¹, Д.Г. Санников^{1,¶}

¹ Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия

² Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина,
Донецк, Украина

³ Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,
173003 Великий Новгород, Россия

¶ e-mail: sannikov-dg@yandex.ru

Поступила в редакцию 21.12.2017 г.

Теоретически рассмотрена разностная генерация терагерцового (THz) излучения в коллинеарной одно-кристалльной схеме с распределенной обратной связью, реализуемой за счет встречного параметрического взаимодействия оптических волн в периодически неоднородной среде с квадратичной нелинейностью. На примере кристаллов ZnTe и CdTe в приближении неистощимой оптической накачки, осуществляемой на длинах волн $\lambda = 0.77$ и $1.06 \mu\text{m}$ соответственно, показана возможность получения параметрической генерации с эффективностью оптико-THz конверсии выше 10^{-3} (при чрезвычайно узкой линии генерации менее 4 GHz для ZnTe и менее 9 GHz для CdTe на частоте 1 THz). Полученные результаты могут быть использованы для построения узкополосных лазеров THz диапазона мощностью (в квазинепрерывном режиме генерации) порядка 10^5 W/cm^2 .

DOI: 10.21883/OS.2018.05.45952.302-17

Введение

Генерация разностной частоты (ГРЧ) в дальнем ИК и терагерцовом (THz) диапазонах (с длиной волны 0.1–3.0 mm) при использовании параметрических генераторов света обеспечивает возможность получения достаточно узкополосного и перестраиваемого в широких пределах источника излучения [1,2]. Согласно соотношению Мэнли–Роу, в случае ГРЧ ω_1 с помощью двух входных частот ω_2 (сигнал) и ω_3 (накачка) усиливается не только холостая волна ω_1 , но и сигнальная волна ω_2 [3]. Кристалл для ГРЧ должен иметь низкое поглощение в оптической и THz областях, большой коэффициент нелинейности на длине волны накачки, достаточные размеры и высокий порог оптического разрушения [4]. Кроме того, важна и длина когерентности, которая в случаях оптического выпрямления и ГРЧ определяется (при наличии дисперсии в оптической области) выражением

$$I_c = \pi/\Delta k = \frac{c}{2\nu_1 |n_{\text{ef}}(\lambda_{\text{opt}}) - n_1(\omega_1)|},$$

где $n_{\text{ef}}(\lambda_{\text{opt}}) = n_{\text{opt}} - \lambda_{\text{opt}} \left. \frac{dn_{\text{opt}}(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda_{\text{opt}}}$ — эффективный показатель преломления для оптических волн, n_1 — показатель преломления THz волны, c — скорость света, Δk — разность волновых чисел взаимодействующих волн, ν_1 — частота генерации THz излучения. Обычно длина когерентности в THz области составляет порядка нескольких миллиметров [5].

Для ГРЧ в THz области проблемой является выполнение условия фазового синхронизма [6], при котором скомпенсирован набег фазы, возникающий из-за разницы фазовых скоростей, вызванной материальной дисперсией. Одним из современных способов решения этой проблемы является использование периодической поляризации или полинга (periodic poling), т. е. создание с помощью сильных электрических полей кристаллов с периодической доменной структурой, обеспечивающих выполнение условия так называемого квазифазового синхронизма (quasi-phase-matching, QPM) [7–9]. Однако круг материалов, пригодных для периодической поляризации, ограничен: это сегнетоэлектрические кристаллы титанил-фосфата калия (KTiOPO₄, КТР), ниобата и танталата лития, получившие названия РРКТР, РРЛТ и РПЛН соответственно [10].

Для реализации фазового синхронизма в экспериментах с ГРЧ используются полупроводниковые кристаллы с двулучепреломлением, такие как ZnGeP₂ и GaSe, из-за их экзотических нелинейных оптических свойств в THz области [11,12]. Вместе с тем, в работе [13] теоретически исследован фазовый синхронизм для перестраиваемой (с помощью оптического генератора света на основе кристалла КТР) генерации когерентной THz волны в полупроводниках CdTe и GaP.

Известно [14–16], что кубические кристаллы теллурида цинка ZnTe и теллурида кадмия CdTe являются одними из наиболее эффективных материалов для генерации THz излучения путем оптического выпрямления и ГРЧ [17]. Оба кристалла обладают значительной квадратичной нелинейностью и относятся к точечной

группе симметрии $\bar{4}3m$ (по Герману-Могену) или T_d (по Шёнфлису). Эти кристаллы имеют кристаллическую структуру типа цинковой обманки, не обладают центром инверсии и не являются двулучепреломляющими в THz области [18]. Кристалл ZnTe является одним из наиболее эффективных материалов для получения ГРЧ THz диапазона с помощью титан-сапфирового лазера ($\lambda \sim 800$ nm) [5,15,16,19], тогда как CdTe наиболее подходит для генерации и детектирования THz волн на длине волны порядка 1000 nm [20].

В настоящей работе теоретически рассматривается генерация THz излучения в однокристалльной схеме за счет встречного коллинеарного параметрического взаимодействия оптических волн в периодически неоднородных средах. Периодическая неоднородность может быть реализована с помощью брегговской решетки, нанесенной на поверхность кристалла (ZnTe или CdTe, ориентированные вдоль оптической оси $\langle 110 \rangle$) [17]. Реализация коллинеарной однокристалльной схемы со встречной волной [21] имеет ряд важных преимуществ: возможность получения обратной связи с высокой добротностью и даже генерацией, возможность использования структуры с субмиллиметровой решеткой, эффективного взаимодействия (усиления THz волны) на длине волновода в несколько миллиметров (на длине в несколько миллиметров умещаются десятки и даже сотни периодов, что обеспечивает эффективность параметрического взаимодействия), технологическая возможность „разведения“ оптического и THz излучений. Определены условия наиболее эффективной передачи энергии от оптических волн генерируемой волне THz диапазона и продемонстрирована возможность реализации узкополосной линии параметрической генерации THz частот.

Геометрия задачи и основные соотношения

Параметрическое взаимодействие волн будем описывать в приближении плоских (квазимонохроматических) волн и заданных полей волн накачки. В этом приближении можно пренебречь такими ограничивающими факторами, как дифракция, анизотропия (снос), запаздывание групповых скоростей, дисперсионное расплывание [22]. Отметим, что квазимонохроматический подход вполне оправдан при описании импульсов излучения с длительностью $\tau > 10^{-9}$ s [6].

Пусть волны распространяются вдоль оси z , слева на вход кристалла падает оптическая сигнальная волна 2, а справа — оптическая волна накачки 3 с одинаковой по всему кристаллу амплитудой (условие неистощимой накачки $|A_3(z)| \approx A_3 = \text{const}$) (рис. 1).

На поверхность кристалла нанесена брегговская решетка с шагом Λ , что обеспечивает условие фазового синхронизма $\Delta k = k_3 + k_1 - k_2 - 2\pi/\Lambda \cong 0$. Следуя [23], уравнения связи для холостой (THz) и сигнальной

(оптической) волн запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= \frac{\alpha_1}{2} A_1 + \frac{ig}{2} A_2^* \exp(-i\Delta kz), \\ \frac{dA_2^*}{dz} &= -\frac{\alpha_2^*}{2} A_2^* + \frac{ig}{2} A_1 \exp(i\Delta kz). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь нормированные амплитуды $A_1(z)$ и $A_2(z)$ связаны с амплитудой электрического поля $A_j(z) = \sqrt{n_j/\omega_j} E_j(z)$ ($j = 1, 2$), $\alpha_{1,2}$ — уровни поглощения для холостой и сигнальной волн (см^{-1}), $g = \kappa A_3$ — коэффициент усиления. Параметр связи имеет размерность $[\text{V}^{-1}\text{s}^{-1/2}]$ и определяется выражением [23]

$$\kappa = \frac{d}{c} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3}}, \quad (2)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Решения уравнений (1) в общем случае ($\Delta k \neq 0$, $\alpha_{1,2} \neq 0$) можно представить в виде [24]

$$\begin{aligned} A_2^*(z) &= A_0 \exp\left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2 + 2i\Delta k}{4} z\right) \\ &\times \frac{2d \cos[d(L-z)] + i\delta \sin[d(L-z)]}{2d \cos dL + i\delta \sin dL}, \\ A_1(z) &= A_1 \exp\left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2 - 2i\Delta k}{4} z\right) \\ &\times \frac{(-ig) \sin[d(L-z)]}{2d \cos dL + i\delta \sin dL}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены амплитуда $A_0 = A_2^*(0)$, комплексная величина „отстройки“ $\delta = \Delta k - i(\alpha_1 + \alpha_2)/2$ и параметр „периодичности“ $d = \sqrt{\delta^2 + g^2}/2$. На левой границе кристалла амплитуда холостой THz волны

$$A_1(0) = A_0 \frac{ig \sin dL}{2d \cos dL + i\delta \sin dL}, \quad (4)$$

а амплитуда сигнальной оптической волны на правой границе

$$\begin{aligned} A_2^*(z) &= A_0 \exp\left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2 + 2i\Delta k}{4} L\right) \\ &\times \frac{2d}{2d \cos dL + i\delta \sin dL}. \end{aligned} \quad (5)$$

В условиях фазового синхронизма ($\Delta k = 0$) и в отсутствие потерь

$$\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow 0 \quad (6)$$

режим генерации реализуется при выполнении простого равенства: $gL = \pi$. При этом, в частности, за счет неизбежных флуктуаций происходит генерация как холостой, так и сигнальной волн 1 и 2 [23].

Потери можно компенсировать за счет дополнительного усиления оптической сигнальной волны A_2 , реализовать которое возможно разными способами. В частности, при достаточно высоком значении коэффициента

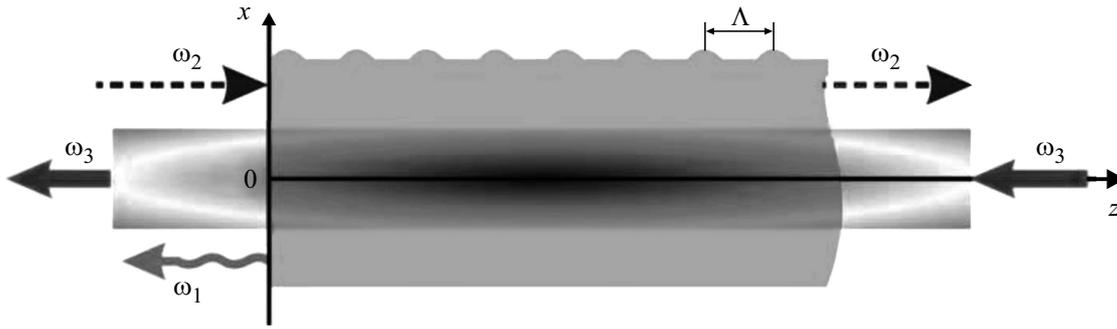


Рис. 1. Геометрия структуры. ω_1 , ω_2 , ω_3 — частоты холостой, сигнальной волн и волны накачки; Λ — шаг брегговской решетки, нанесенной на поверхность кристалла.

кубической (керровской) нелинейности дополнительное усиление может осуществляться за счет вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) с усилением низкочастотной компоненты [25,26]. Так, с учетом рамановского усиления условие (6) может быть переписано как $\alpha_1 + \alpha_2 - g_R |A_3|^2 \cong 0$, где g_R — коэффициент рамановского усиления. Кроме того, для усиления оптической сигнальной волны могут быть использованы узкополосные бриллюэновские усилители с большим (свыше 1 cm^{-1}) инкрементом усиления. Важно отметить, что в силу большой нелинейности рассматриваемого параметрического генератора для устойчивости волновых пакетов (прежде всего для предотвращения модуляционной неустойчивости) важно выполнение условия $\partial^2 k_3 / \partial \omega^2 > 0$, т.е. оптическая волна накачки должна „находиться“ в области нормальной дисперсии групповых скоростей. В противном случае при мощной оптической накачке в сильно нелинейной среде единый волновой пакет неизбежно распадется (произойдет неконтролируемое уширение спектров волновых пакетов, вызванное фазовой само- и кроссмодуляциями) [27].

Численный анализ и обсуждение

Для численного анализа условий генерации THz волны выбраны кристаллы ZnTe и CdTe с ориентацией $\langle 110 \rangle$, значения параметров которых приводятся в табл. 1. Выбор материалов обусловлен их сравнительно малым поглощением в THz области, связанным с наличием фоновых резонансов. Возможность широкодиапазонной перестройки длины волны излучения титан-сапфирового (Ti-Al₂O₃) лазера дает возможность спектрально-селективного возбуждения большого числа атомов и молекул в спектральной области основного излучения лазера (700–1100 nm), включая обеспечение разности длин волн $\lambda_2 - \lambda_1 \approx 0.1 \mu\text{m}$ для сигнала и накачки. В качестве параметров излучения использованы длина волны $\lambda_3 = 0.77 \mu\text{m}$ для ZnTe и $\lambda_3 = 1.06 \mu\text{m}$ для CdTe.

Таблица 1. Оптические параметры кристаллов

Кристалл	ZnTe	CdTe
Длина волны накачки $\lambda_3, \mu\text{m}$	0.77	1.06
Длина волны сигнала $\lambda_2, \mu\text{m}$	0.78	1.07
Показатель преломления $n_3(\lambda_3)$	2.87 [28]	2.818 [28]
Потери $\alpha_2 \approx \alpha_3, \text{cm}^{-1}$	2 [19,28,29]	1 [30]
Нелинейный коэффициент 2-го порядка $d_{14}, \text{pm/V}$	69 [15]	109 [31]
Порог разрушения кристалла I_{thr} , $\lambda = 1.06 \mu\text{m W/cm}^2$	10 ⁹ [32]	

Интенсивности определяются соотношением

$$I_j = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_j}{\mu_0 \mu_j}} |E_j|^2, \quad (8)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, ϵ_j и μ_j — диэлектрическая и магнитная проницаемости сред холостой и сигнальной волн ($j = 1, 2$). Материальные параметры для ZnTe и CdTe приведены в [15,33]. Отметим, что интенсивность волны накачки I_3 в наших расчетах не превышает пороговой интенсивности разрушения кристалла 1 GW/cm^2 .

На рис. 2 представлены частотные зависимости показателя преломления и потерь, а также полученные с их помощью выходные интенсивности холостой и сигнальной волн для ZnTe [a, c] и CdTe [b, d]. Сплошные линии на рис. 2, a и 2, b соответствуют интерполяции экспериментальных зависимостей, взятых из работы [33] (кружки и треугольники). Согласно ранней работе [18], пики кривых поглощения в обоих кристаллах соответствуют частотам двухфонных процессов с участием продольных (LO, LA) и поперечных (TO, TA) оптических и акустических фоновых резонансов. На вставках также показан рассчитанный коэффициент усиления в THz области для обоих кристаллов.

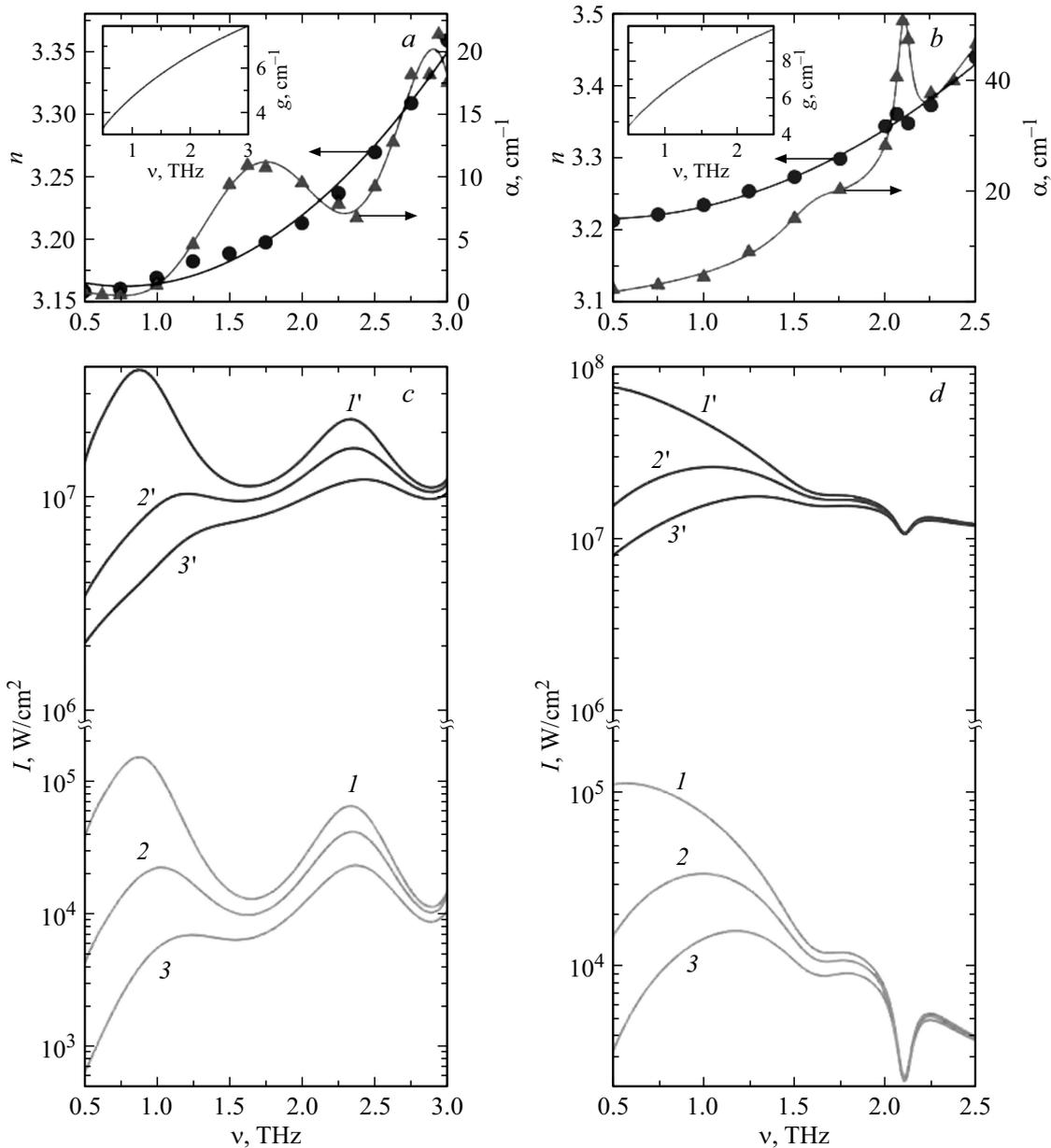


Рис. 2. Показатель преломления и поглощение для ZnTe (a) и CdTe (b) при температуре $T = 295$ К (согласно экспериментальной работе [33]), а также выходные интенсивности для холостой ($I_1(0)$) и сигнальной ($I_2(L)$) волн в кристаллах ZnTe (c) и CdTe (d). $\Delta k = 0, 3, 5 \text{ cm}^{-1}$ (кривые 1, 2, 3 — $I_1(0)$, 1', 2', 3' — $I_2(L)$); входные интенсивности $I_3 = 0.95 \text{ GW/cm}^2$, $I_2(0) = 9.55 \text{ MW/cm}^2$.

Как следует из рис. 2, для случая фазового синхронизма ($\Delta k = 0$) наблюдаются наиболее высокие выходные интенсивности $I_1(0)$ и $I_2(L)$, которые меняются в пределах одного порядка. Нарушение фазового синхронизма приводит к заметному уменьшению выходной мощности как сигнальной оптической, так и холостой THz волны (кривые 3 и 3'). Пикам поглощения на рис. 2, a и 2, b отвечают провалы интенсивностей сигнальной и холостой волн вблизи частот 1.6 и 2.8 THz (для ZnTe, c) и 2.1 THz (для CdTe, d). С ростом фазовой отстройки диапазон колебаний интенсивности сигналов на выходе, т. е. $\Delta I_1(0)$ и $\Delta I_2(L)$, заметно меняется. Для холостой волны в

случае ZnTe наблюдается резкое уменьшение колебаний интенсивности: $\Delta I_1(0) = (14, 3.6, 1.94) \cdot 10^4 \text{ W/cm}^2$ для $\Delta k = 0, 3, 5 \text{ cm}^{-1}$ соответственно. Аналогичная картина имеет место для кристалла CdTe: фазовая отстройка приводит к уменьшению $\Delta I_1(0)$ примерно от 10^5 до $1.3 \cdot 10^4 \text{ W/cm}^2$. В целом фазовое рассогласование, превышающее 5 cm^{-1} , ведет к уменьшению интенсивности выходного сигнала более чем на порядок в области до 1 THz.

Кривые $I_2(L)$ и $I_1(0)$ для CdTe на высоких THz частотах практически сливаются вследствие высокого поглощения, несмотря на его частичную компенсацию

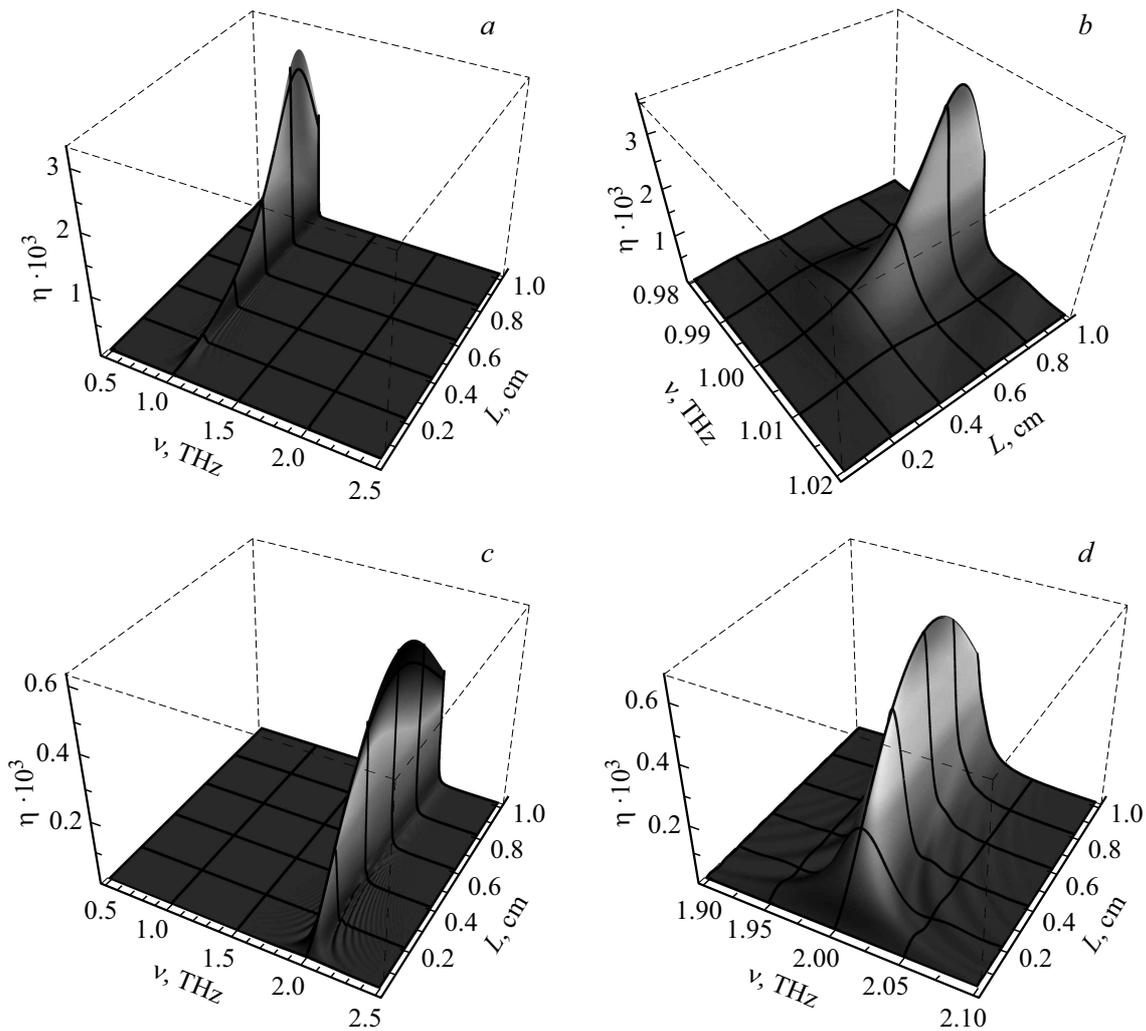


Рис. 3. Эффективность THz оптического преобразования для ZnTe ($T = 295$ K) на частотах $\nu_0 = 1$ THz (во всем THz диапазоне (a) и в окрестности частоты ν_0 (b)) и 2.0 THz (c и d соответственно). Отношение входных интенсивностей волны накачки и сигнальной волны $I_3/I_2(0) = 3$.

Таблица 2. Параметры кристаллов и генерируемого THz излучения

Кристалл	ZnTe		CdTe	
	1.0	2.0	1.0	2.0
ν_0 , THz	1.0	2.0	1.0	2.0
$\Lambda_{\text{rez}}[\Delta k(\nu_0) = 0]$, μm	17	14.4	39	27
$L_{0\text{max}}$, mm	6.7	4.8	5.0	3.6
L_{max} , mm	8.6	6.6	5.9	3.0
$\Delta\nu$, GHz	3.4	10.6	8.4	35.4
η , %	0.35	0.068	0.11	0.017
$g(\nu_0)$, cm^{-1}	4.7	6.6	6.3	8.8
$\alpha_1(\nu_0)$, cm^{-1}	1.4	9.5	5.2	29
$I_1(\nu_0, L_{\text{max}})$, $\text{W}/\mu\text{m}^2$	2.4	0.012	0.058	0.0023

растущим коэффициентом усиления g , достигающим приблизительно 8 и 10 cm^{-1} для ZnTe и CdTe соответственно (см. вставки на рис. 2).

Полученные с помощью экспериментальных данных [33] (при $T = 295$ K) эффективности оптико-THz преобразования $\eta = I_1(0)/[I_3(0) + I_2(L)]$ в зависимости от частоты ν и длины кристалла L представлены на рис. 3 (для ZnTe) и на рис. 4 (для CdTe). Для удобства в табл. 2 приводятся параметры кристаллов и характеристики THz излучения, рассчитанные для двух „резонансных“ частот, соответствующих пикам генерации THz волны. При этом период решетки Брэгга Λ_{rez} (табл. 2) определен таким образом, что фазовый синхронизм $\Delta k = 0$ достигается на „резонансной“ частоте ν_0 . На рис. 3, a, 3, b и рис. 4, b, 4, a частота $\nu_0 = 1$ THz, а на рис. 3, c, 3, d и рис. 4, c, 4, d $\nu_0 = 2$ THz. Отстройка от частоты ν_0 приводит к нарушению условия фазового синхронизма ($\Delta k \neq 0$) и заметному ослаблению THz генерации. В случае теллурида цинка максимальное значение интенсивности холостой волны на выходе $I_1(0)$ достигает $2.4 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ на „резонансной“ частоте 1 THz при длине кристалла

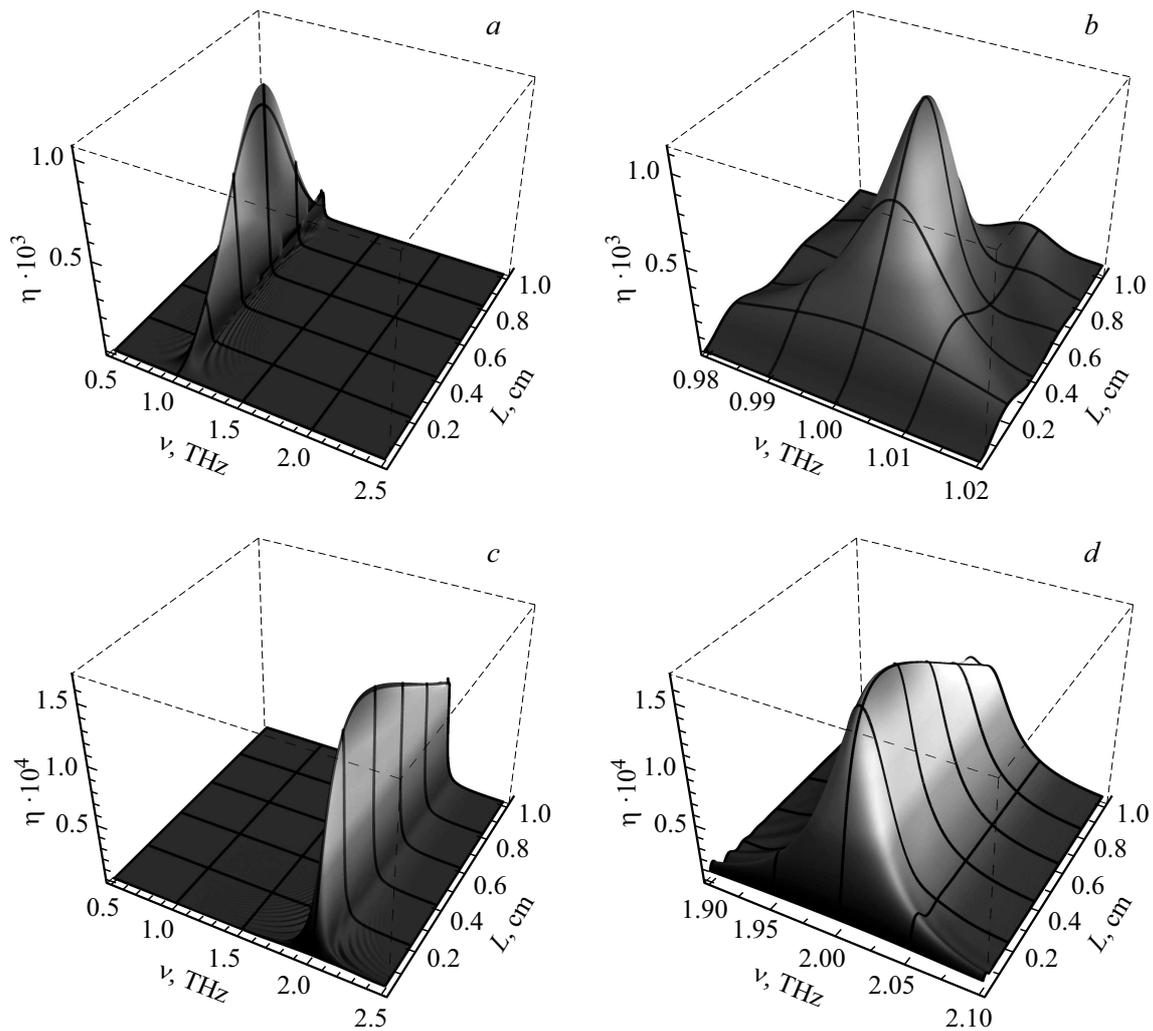


Рис. 4. Эффективность конверсии $\eta(\nu, L)$ оптической мощности в THz излучение от частоты и длины кристалла CdTe. Входные интенсивности для волны накачки и сигнальной волн $I_3/I_2(0) = 3$ на частотах $\nu_0 = 1$ (a, b) и 2 THz (c, d) (во всем THz диапазоне (a, c) и в окрестности частоты ν_0 (b, d) и 2.0 THz (c и d соответственно)).

$L_{\max} = 8.6$ mm. При смещении в высокочастотную THz область ($\nu_0 = 2$ THz) с ростом поглощения максимальное значение $I_1(0)$ уменьшается до 0.012 W/ μm^2 , а эффективность оптико-THz преобразования при этом снижается более чем в 5 раз. При этом интенсивность $I_2(L)$ может достигать или даже превышать величину лазерного порога разрушения для кристаллов (I_{thr} порядка 1 GW/ cm^2), поэтому во избежание перегрева кристалла в реальном эксперименте требуется охлаждение.

Аналогичная ситуация наблюдается и для теллурида кадмия, однако, несмотря на то, что коэффициент усиления в кристалле CdTe выше, чем в ZnTe, в среднем на 2 см^{-1} , разница между поглощением и усилением в низкочастотной области ($\nu_0 = 1$ THz) в случае CdTe меньше, чем в случае ZnTe. На частоте $\nu_0 = 2$ THz для CdTe поглощение превосходит усиление более чем в три раза, тогда как для ZnTe — в 1.5 раза. В результате этого вблизи пика поглощения на частоте 2.1 THz для

CdTe (рис. 2, b) интенсивность холостой волны I_1 и, следовательно, эффективность оптико-THz конверсии снижается почти в 6 раз по сравнению с частотой 1 THz: с $\eta \cong 1.1 \cdot 10^{-3}$ на частоте 1 THz до $\eta \cong 1.7 \cdot 10^{-4}$ при $\nu_0 = 2$ THz (рис. 4, b и 4, d).

Как следует из рис. 4, максимальное значение оптико-THz преобразования достигается при длине структуры $L \approx 0.59$ cm для „резонансной“ частоты 1 THz (a, b) и $L \approx 0.35$ cm для частоты $\nu_0 = 2$ THz (b, d), что не соответствует оценочным значениям резонансной длины прозрачного кристалла [23]. Построенные 3D-зависимости указывают на отклонение оцененной таким образом длины в сторону больших значений. Таким образом, из-за влияния поглощения и усиления указанную длину целесообразно использовать лишь для грубой оценки положения максимума эффективности THz генерации.

Из-за поглощения происходит уширение пика генерации как для ZnTe, так и для CdTe. Ширина линии

генерации (на полувысоте) для кристалла теллурида цинка на частоте 1 THz и длине $L_{\max} = 8.6 \text{ mm}$ равна $\Delta\nu \approx 0.0034 \text{ THz}$, в то время как на частоте 2 THz и $L_{\max} = 5.9 \text{ mm}$ она составляет $\Delta\nu \approx 0.011 \text{ THz}$. Аналогичные параметры для кристалла теллурида кадмия примерно в 3 раза выше. Также обстоит дело и с эффективностью генерации, которая для ZnTe почти втрое выше, чем для CdTe.

Эффективность THz оптического преобразования для фотосмесителей и устройств бегущей волны не превышает 10^{-5} [34–36]. Полученные показатели лучше приведенных, например, в работе [37], где для кристалла CdSe показана возможность получения уровней сигнальной волны порядка 295 W/cm^2 на длине волны $313 \mu\text{m}$ в присутствии волны накачки и холостой волны на длинах волн 1.064 и $1.068 \mu\text{m}$ соответственно, а также получена эффективность преобразования $6.2 \cdot 10^{-3}\%$. Очевидно также, что в рассмотренных случаях кристаллов ZnTe и CdTe потенциально достижимая ширина линии THz излучения заметно уже, чем в кристалле GaP, на основе которого создан импульсный THz генератор, перестраиваемый в диапазоне 1–4 THz, с шириной линии 12 GHz и мощностью излучения в импульсе около 15 mW [1].

Выводы

В результате проведенного анализа найдены условия и параметры режимов эффективной генерации THz излучения в полупроводниковых кристаллах ZnTe и CdTe при коллинеарном распространении взаимодействующих волн. Преимуществом предлагаемой схемы является наличие решетки, позволяющей отказаться от использования перестраиваемого параметрического генератора света. Настройка разностной частоты генерируемого THz излучения может осуществляться путем изменения шага решетки и (или) длины нелинейно-оптического кристалла. Отметим, что в эксперименте для получения максимального сигнала THz волны может использоваться и неколлинеарная геометрия взаимодействия волн [38] либо вращение кристалла в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волн. Кроме того, потери сигнальной волны могут быть сведены к нулю за счет усиления при рамановском (комбинационном) рассеянии или путем использования узкополосных бриллюэновских усилителей. Предложенная схема параметрического генератора может быть использована для построения модели компактного лазера THz диапазона мощностью (в квазинепрерывном режиме генерации) порядка 10^5 W/cm^2 .

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проекта № 14.Z50.31.0015, Госконтракта № 3.7614.2017/П220 (Ю.С.Д.), государственного задания на НИР № 3.8154.2017/БЧ (Д.Г.С., И.С.П.), проекта РФФИ № 16-42-02012 (И.С.П., И.О.З.).

Список литературы

- [1] Алешкин В.Я., Антонов А.А., Гапонов С.В., Дубинов А.А., Красильник З.Ф., Кудрявцев К.Е., Стиваков А.Г., Яблонский А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. № 12. С. 8–10.
- [2] Dolasinski B., Powers P.E., Haus J.W., Cooney A. // Opt. Express. 2015. V. 23. N 3. P. 3669–3680.
- [3] Zernike F., Midwinter J.E. Applied Nonlinear Optics. N. Y.: John Wiley & Sons, 1973. 199 p.
- [4] Nonlinear Infrared Generation / Ed. by Shen Y.-R. N.Y.: Springer-Verlag, 1977. 279 p.
- [5] Nahata A., Welington A.S. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. N 16. P. 2321–2323.
- [6] Абрамов А.С., Золотовский И.О., Минвалиев Р.Н., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 2014. Т. 117. № 1. С. 100–105.
- [7] Armstrong J.A., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P.S. // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 6. P. 1918–1939.
- [8] Vodopyanov K.L., Levi O., Kuo P.S., Pinguet T.J., Harris J.S., Fejer M.M., Ge B., Becouarn L., Lallier E. Optical Parametric Oscillation in Quasi-phase-matched GaAs. 2004. V. 29. N 16. P. 1912–1914.
- [9] Yu N.E., Kang C., Yoo H.K., Jung C., Lee Y.L., Kee C., Ko D., Lee J. Journal of the Korean Physical Society. 2007. V. 51. N 2. P. 493–497.
- [10] Springer Handbook of Lasers and Optics / Ed. by Trager F. N.Y.: Springer Science+Business Media, 2007. 1331 p.
- [11] Shi W., Ding Y.J., Fernelius N., Vodopyanov K.L. // Opt. Lett. 2003. V. 28. N 2. P. 136.
- [12] Shi W., Ding Y. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. N 5. P. 848–850.
- [13] Sun B., Sun B., Yao J.Q., Zhang B.G., Zhang T.L., Wang P. // Optoelectron. Lett. 2007. V. 3. N 2. P. 152–156.
- [14] Yi M., Lee K.H., Maeng I., Son J.H., Averitt R.D., Ahn J. // Jpn. J. Appl. Phys. 2008. V. 47. N 1. P. 202–204.
- [15] Орлов С.Н., Поливанов Ю.Н. // Квант. электрон. 2007. Т. 37. № 1. С. 36–42.
- [16] Han P.Y., Zhang X.C. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. N 21. P. 3049–3051.
- [17] Rice A., Jin Y., Ma X.F., Zhang X.-C., Bliss D., Larkin J., Alexander M. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. N 11. P. 1324–1326.
- [18] Schall M., Helm H., Keiding S.R. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 1999. V. 20. N 4. P. 595–604.
- [19] Гайворонский В.Я., Назаров М.М., Сапожников Д.А., Шепелявый Е.В., Шкельнюк С.А., Шкуринов А.П., Шувалов А.В. // Квант. электрон. 2005. Т. 35. № 5. С. 407–414.
- [20] Xie X., Xu J., Zhang X.-C. // Opt. Lett. 2006. V. 31. N 7. P. 978.
- [21] Kiessling J., Breunig I., Schunemann P.G., Buse K., Vodopyanov K.L. // New J. Phys. 2013. V. 15. P. 1–11.
- [22] Гурзядян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике (справочник). М.: Радио и связь, 1991. 160 с.
- [23] Яриш А. Квантовая электроника. М.: Советское радио, 1980. 488 с.
- [24] Золотовский И.О., Коробко Д.А., Минвалиев Р.Н., Остапючкин В.А. // Опт. и спектр. 2014. Т. 117. № 5. С. 847–857.
- [25] Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.

- [26] Сухоруков А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М.: Наука, 1998. 232 с.
- [27] Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. 4th ed. Boston: Academic Press, 2007. 552 p.
- [28] Marple D.T.F. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 3. P. 539–542.
- [29] Handbook of Optical Constants of Solids II / Ed. by Palik E.D. San Diego: Academic Press, 1991. 1096 p.
- [30] Handbook of Optical Constants of Solids I / Ed. by Palik E.D. London: Academic Press, 1985. 792 p.
- [31] Shoji I., Kitamoto A., Kondo T., Ito R. // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. N 9. P. 2268–2294.
- [32] Soileau M.J., Williams W.E., Stryland E.W., Woodall M. // Appl. Opt. 1982. V. 21. N 22. P. 4059–4062.
- [33] Schall M., Walther M., Uhd Jepsen P. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. N 9. P. 94301.
- [34] Pliński E. // Bull. Polish Acad. Sci. Tech. Sci. 2010. V. 58. N 4. P. 463–470.
- [35] Preu S., Dhler G.H., Malzer S., Wang L.J., Gossard A.C. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. N 6. P. 0613001.
- [36] Terahertz Optoelectronics / Ed. by Sakai K. Berlin: Springer Verlag, 2005. 388 p.
- [37] Ding Y.J., Zotova I.B. // Opt. Quant. Electron. 2000. V. 32. N 4–5. P. 531–552.
- [38] Suizu K., Kawase K. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. 2008. V. 14. N 2. P. 295–306.