

Спектральное распределение эффективности генерации разностных частот терагерцового диапазона при коллинеарном распространении взаимодействующих волн в полупроводниковых кристаллах

С.Н.Орлов, Ю.Н.Поливанов

Рассчитаны кривые дисперсионного синхронизма и спектральные распределения эффективности генерации разностных частот в терагерцовом диапазоне для полупроводниковых кристаллов со структурой цинковой обманки (ZnTe, CdTe, GaP, GaAs) при коллинеарном распространении взаимодействующих волн. Проведен анализ влияния длины волны возбуждающего излучения, длины нелинейно-оптического кристалла и поглощения кристалла в терагерцовом диапазоне на спектральное распределение эффективности генерации разностных частот.

Ключевые слова: генерация разностных частот, терагерцовое излучение, дисперсионный синхронизм, поляритоны.

1. Введение

В последнее время значительно активизировались исследования, направленные на создание перестраиваемых по частоте источников излучения терагерцового диапазона на основе нелинейно-оптического возбуждения фоновых поляритонов нижней дисперсионной ветви в нецентросимметричных кристаллах (обзор ранних работ по этому направлению представлен в [1]). Это обусловлено, в основном, новыми потенциальными возможностями использования такого излучения для решения широкого круга задач в области трехмерной томографии, химии и биологии (включая диагностику раковых образований), для обнаружения взрывчатых веществ и т. д. (см., напр., [2]). Необходимо отметить, что в настоящее время, наряду с традиционными схемами нелинейно-оптической генерации терагерцового излучения, в которых для возбуждения обычно применяются узкополосные лазеры [1–7], особенно активно исследуются различные процессы возбуждения с использованием фемтосекундных импульсов, спектральные ширины которых превышают частоту терагерцового излучения (см., напр., [2, 8–12]).

Известно, что условие фазового синхронизма, необходимое для эффективного нелинейно-оптического возбуждения поляритонов нижней дисперсионной ветви в поле двух волн накачки (бигармонической накачки), может быть выполнено не только в оптически анизотропных, но и в оптически изотропных кристаллах как при неколлинеарном, так и при коллинеарном распространении взаимодействующих волн. В последнем случае условие синхронизма может изменяться за счет перестройки частот бигармонической накачки (дисперсионный синхронизм [13, 14]). В связи с этим при рассмотрении процессов нелинейно-оптической генерации терагерцового излу-

чения определенное внимание уделяется и оптически изотропным нецентросимметричным полупроводниковым кристаллам, которые зачастую имеют более высокие по сравнению с диэлектрическими кристаллами квадратичные нелинейные восприимчивости. При этом, однако, спектральное распределение эффективности генерации разностных частот в низкочастотной области спектра при коллинеарном распространении взаимодействующих волн в оптически изотропных кристаллах существенно отличается от распределения в случае реализации фазового синхронизма за счет неколлинеарности или изменения направления распространения волн в анизотропных кристаллах.

Настоящая работа посвящена анализу спектрального распределения эффективности генерации разностных частот терагерцового диапазона при коллинеарном распространении взаимодействующих волн для некоторых конкретных, представляющих практический интерес кубических нецентросимметричных двухатомных полупроводниковых кристаллов со структурой цинковой обманки, относящихся к точечной группе симметрии $43m$ и имеющих одно трехкратно вырожденное оптическое колебание решетки. Простота структуры позволяет при расчете спектрального распределения в явном виде учесть дисперсию поляритонов и дисперсию квадратичной нелинейной восприимчивости в области решеточного резонанса этих кристаллов.

2. Дисперсионный синхронизм

Фазовый синхронизм для рассматриваемого трехволнового параметрического процесса взаимодействия ($\omega = \omega_p - \omega_s$) определяется из условия

$$k_p(\omega_p) - k_s(\omega_s) = k'(\omega). \quad (1)$$

Здесь ω_p , ω_s , ω , k_p , k_s , k' – частоты и волновые векторы высокочастотной накачки, низкочастотной накачки и терагерцового излучения соответственно. Для удобства проведения анализа условий синхронизма будем исхо-

С.Н.Орлов, Ю.Н.Поливанов. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: orlov@kapella.gpi.ru, polivano@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 29 мая 2006 г., после доработки – 13 июля 2006 г.

дить из поляритонного представления волн терагерцового излучения, считая, что они являются поляритонами нижней дисперсионной ветви и возбуждаются лазерным излучением с частотами ω_p и ω_s , расположенными в области прозрачности кристалла. Поскольку поляритоны нижней дисперсионной ветви имеют заметное поглощение, то волновой вектор поляритонов k – комплексная величина, т. е. $k(\omega) = k'(\omega) + ik''(\omega)$.

Дисперсия поляритонов в однополосном приближении может быть представлена в виде

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma}. \quad (2)$$

Здесь ω_0 и Γ – частота и затухание поперечных оптических фононов; $\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость кристалла на частоте ω ; $\varepsilon_0 = \varepsilon(0) \equiv n^2(0)$; $\varepsilon_\infty = \varepsilon(\omega \gg \omega_0)$. В интересующей нас области сравнительно слабого поглощения поляритонов, т. е. при $k'(\omega) \gg \alpha(\omega) \equiv 2k''(\omega)$, из (2) можно получить следующие приближенные соотношения:

$$k'(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \frac{\omega}{c} \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon(\omega)} \approx \frac{\omega}{c} \left[\varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right]^{1/2} \\ = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_0 \omega_0^2 - \varepsilon_\infty \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

$$\alpha(\omega) = 2k''(\omega) = 2 \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} \sqrt{\varepsilon(\omega)} \approx \frac{\omega}{c} \frac{\operatorname{Im} \varepsilon(\omega)}{n(\omega)} \\ = \frac{\omega}{c n(\omega)} \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \omega \Gamma, \quad (4)$$

где $n(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ – показатель преломления и коэффициент поглощения поляритонной волны на частоте ω .

Для наглядности последующего анализа введем разностный волновой вектор $q(\omega_p, \omega) = k_p(\omega_p) - k_s(\omega_p - \omega)$, выражение для модуля которого при коллинеарном взаимодействии и учете только линейного члена в разложении k_s по $\omega \ll \omega_p$ можно представить в виде

$$q(\omega_p, \omega) \equiv k_p(\omega_p) - k_s(\omega_p - \omega) \\ = \frac{\omega_p n(\omega_p) - (\omega_p - \omega)n(\omega_p - \omega)}{c} \\ \approx \frac{\omega}{c} \left[n(\omega_p) + \omega_p \frac{\partial n}{\partial \omega} \Big|_{\omega_p} \right] = \frac{\omega}{V_g(\omega_p)} \equiv \frac{\omega}{c} n_g(\omega_p), \quad (5)$$

где

$$n_g(\omega_p) = n(\omega_p) + \omega_p \frac{\partial n}{\partial \omega} \Big|_{\omega_p}$$

– эффективный показатель преломления, определяющий групповую скорость волны $V_g(\omega_p) = c/n_g(\omega_p)$ на частоте возбуждающего излучения накачки ω_p . Выражение (5) справедливо при слабой дисперсии среды в области частот накачки.

В этом приближении условие синхронизма принимает вид

$$\frac{\omega}{V_g(\omega_p)} = k(\omega), \quad (6)$$

или

$$V_g(\omega_p) = \frac{c}{n(\omega)}, \quad \text{т. е. } n_g(\omega_p) = n(\omega),$$

что означает равенство групповой скорости $V_g(\omega_p)$ на частоте возбуждающей волны и фазовой скорости $c/n(\omega)$ поляритонов. Заметим, что аналогичные соотношения использовались и ранее при анализе спектров комбинационного рассеяния (КР) света на поляритонах, а также при расчете условий синхронизма для генерации излучения на разностной частоте в ИК диапазоне (см., напр., [13, 14]).

Весьма наглядным является графическое определение частот, удовлетворяющих условию фазового синхронизма. На рис. 1 в качестве примера показаны типичный вид дисперсии поляритонов нижней ветви $k(\omega)$ и зависимости $q(\lambda_p, \omega) = \omega/V_g(\omega_p)$ при трех различных длинах волн накачки $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$. Точки пересечения штриховых прямых с кривой дисперсии определяют частоты поляритонов, для которых выполняется условие синхронизма при заданной длине волны возбуждающего излучения в случае коллинеарного распространения взаимодействующих волн.

Прямая 2 на рис. 1 совпадает с асимптотой дисперсионной кривой $k(\omega)$ при $\omega \rightarrow 0$. Такое совпадение реализуется при некоторой критической длине волны накачки $\lambda_p = \lambda_{cr}$, определяемой условием $V_g(\lambda_{cr}) = c/n(0)$, или

$$n_g(\lambda_{cr}) = n(0) \equiv \sqrt{\varepsilon_0}. \quad (7)$$

Если длина волны накачки лежит в видимой или ближней ИК области, то это условие может быть выполнено только в полупроводниковых кристаллах, обладающих, в отличие от диэлектриков, значительной дисперсией показателя преломления в этой области. Прямая 1 соответствует длине волны накачки $\lambda_p > \lambda_{cr}$, для которой условие синхронизма выполняется только при $\omega = 0$. Заметим, что при $\lambda_p \geq \lambda_{cr}$, т. е. при $n_g(\lambda_p) \leq n(0)$, нижняя поляритонная ветвь может полностью наблюдаться в спектрах КР света под малыми углами [13], следовательно условие синхронизма для возбуждения поляритонов за счет генерации разностных частот может быть реализовано только при неколлинеарном распространении

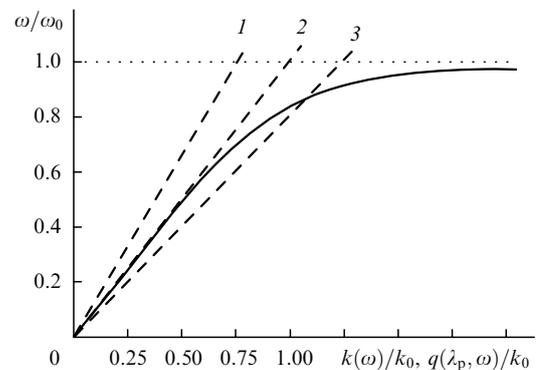


Рис. 1. Типичный вид дисперсии поляритонов нижней ветви $k(\omega)$ (сплошная кривая) и функции $q(\lambda_p, \omega)$ (штриховые прямые), соответствующие длинам волн возбуждающего излучения $\lambda_p > \lambda_{cr}$ (1), $\lambda_p = \lambda_{cr}$ (2) и $\lambda_p < \lambda_{cr}$ (3) ($k_0 = \omega_0 \sqrt{\varepsilon_\infty}/c$).

Табл.1. Параметры кристаллов, необходимые для описания дисперсии поляритонов и квадратичной нелинейной восприимчивости.

Кристалл	E_g (эВ)	ν_0 (см ⁻¹)	f_0 (ТГц)	ν_L (см ⁻¹)	f_L (ТГц)	ϵ_0	ϵ_∞	Литература	λ_{cr} (мкм)	C	ν_{min} (см ⁻¹)	f_{min} (ТГц)
GaP	2.34	367	11.00	403	12.11	11.15	9.20	[4]	1.001	-0.48 [14]	265	7.95
CdTe	1.61	143.7	4.31	170	5.10	10.27	7.32	[15]	1.044	-0.10 [16]	136	4.09
ZnTe	2.39	177.5	5.32	207	6.25	9.92	7.18	[15]	0.847	-0.07 [17]	170.7	5.10
GaAs	1.52	269	8.06	292	8.75	12.63	10.72	[18]	1.537	-0.49 [18]	192	5.76

Примечания: $f_{0,L}(\nu_{0,L})$ – частоты поперечных и продольных фононов соответственно; $f_{min} = \omega_{min}/2\pi$; $\nu_{min} = \omega_{min}/(2\pi c)$.

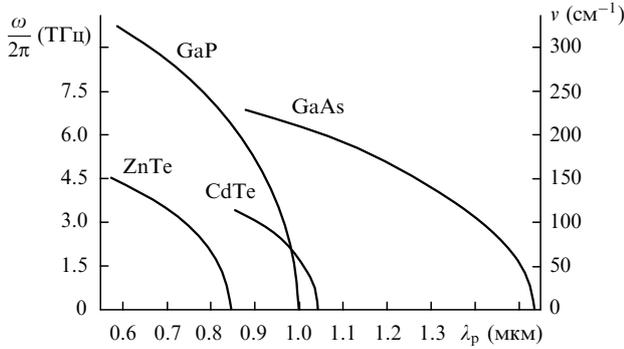


Рис.2. Кривые дисперсионного синхронизма при генерации разностных частот в терагерцовом диапазоне, рассчитанные для различных кристаллов при коллинеарном распространении взаимодействующих волн.

взаимодействующих волн. При этом небольшое изменение угла между возбуждающими пучками приводит к значительному изменению направления волнового вектора терагерцового излучения, поскольку $k_p, k_s \gg k$, что может создавать некоторые проблемы при выводе терагерцового излучения из кристалла [3].

При $\lambda_p < \lambda_{cr}$ условие синхронизма выполняется одновременно как при $\omega = 0$, так и при $\omega \neq 0$ (прямая 3 на рис.1). Это приводит к более сложной картине спектрального распределения эффективности генерации разностных частот по сравнению с распределениями при реализации синхронизма в неколлинеарной схеме или за счет изменения направления распространения взаимодействующих волн в анизотропных кристаллах, когда условие синхронизма выполняется только при $\omega \neq 0$.

Из (6) видно, что частота поляритонов, для которых выполняется условие синхронизма, зависит от длины волны возбуждающего излучения (в работе [14] такая зависимость была названа дисперсионным синхронизмом). Кривые дисперсионного синхронизма, рассчитанные нами по формулам (1), (2) (не ограничиваясь линейным разложением (5)) для рассматриваемых кристаллов приведены на рис.2. Параметры кристаллов, необходимые для расчетов дисперсии поляритонов даны в табл.1. Частоты продольных оптических фононов ω_L связаны с параметрами, входящими в выражение (2), соотношением $\omega_L^2/\omega_0^2 = \epsilon_0/\epsilon_\infty$. Данные по показателям преломления в оптическом диапазоне брались из работы [19].

3. Спектральное распределение эффективности генерации разностных частот

Эффективность $\eta(\omega)$ генерации излучения на разностной частоте $\omega = \omega_p - \omega_s$ в поле двух монохроматических волн накачки в приближении плоских волн и без учета источника накачки может быть описана следующим выражением [20]:

$$\eta(\omega) \equiv \frac{P_{\text{THz}}}{P_s} = \frac{2\omega^2}{\epsilon_{\text{vac}} c^3} \frac{|d(\omega)|^2}{n(\omega_p)n(\omega_s)n(\omega)} I_p \times \frac{\exp[-\alpha(\omega)L] - 2 \exp[-\alpha(\omega)L/2] \cos[\Delta k(\omega_p, \omega)L] + 1}{\Delta k^2(\omega_p, \omega) + [\alpha(\omega)/2]^2}, \quad (8)$$

где I_p и P_s – интенсивность и мощность накачки на соответствующих частотах на входной грани нелинейного кристалла; P_{THz} – мощность терагерцового излучения на выходной грани кристалла; ϵ_{vac} – диэлектрическая проницаемость вакуума; $d(\omega)$ – эффективный нелинейный коэффициент; L – длина нелинейного кристалла;

$$\Delta k(\omega_p, \omega) = k_p(\omega_p) - k_s(\omega_p - \omega) - k(\omega). \quad (9)$$

Частотная зависимость $d(\omega)$ для кристаллов с одним фоновым резонансом в интересующем нас случае может быть представлена в виде [21]

$$d(\omega) = d_e + \frac{d_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} = d_e \left(1 + \frac{C\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} \right) \approx d_e \left(1 + \frac{C\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) = \frac{d(0)}{1+C} \left(1 + \frac{C\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \quad (10)$$

где $C = d_0/d_e$ – постоянная Фауста – Генри [21], равная отношению решеточного (d_0) вклада в квадратичную нелинейную восприимчивость к электронному (d_e); d_e можно приближенно отождествить с нелинейной константой, ответственной за генерацию второй оптической гармоники в области прозрачности кристалла. Из (10) видно, что нелинейный коэффициент $d(\omega)$ обращается в нуль на частоте

$$\omega_{min} = \omega_0(1+C)^{1/2}, \quad (11)$$

что обусловлено взаимной компенсацией (деструктивной интерференцией) электронного и решеточного вкладов в нелинейную восприимчивость. Этот эффект аналогичен прохождению через нуль диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ на частотах продольных оптических фононов. Постоянная Фауста – Генри может быть как положительной, так и отрицательной величиной. Обычно она определяется из измерений отношения эффективностей спонтанного КР света на продольных и поперечных оптических фононах [13, 21, 22] или, что более надежно, непосредственно из зависимостей интенсивности КР света на поляритонах от их частоты (например, из измерений частоты ω_{min} , при которой наблюдается провал в интенсивности КР) [13]. Интересно, что для двухатомных полупроводниковых кристаллов с симметрией $\bar{4}3m$ постоянная C является, как показали эксперименты, отрицательной величиной, изменяющейся от кристалла к кри-

сталлу в интервале примерно от -0.1 до -0.55 , т. е. ω_{\min} попадает в область нижней дисперсионной ветви поляритонов. Постоянные Фауста–Генри и рассчитанные по формуле (11) значения ω_{\min} приведены в табл.1.

Следует отметить, что формулы (3) и (10), определяющие дисперсию поляритонов и дисперсию нелинейной восприимчивости, неплохо описывают экспериментальные данные, полученные для рассматриваемых кристаллов. Однако частотная зависимость поглощения поляритонов $\alpha(\omega)$, рассчитанная по формуле (4), очень часто заметно отличается от измеренной. Это обусловлено проявлением эффектов ангармонизма, которые не учитываются в модели, используемой при выводе формулы (4). Эффекты ангармонизма проявляются в ИК спектрах и спектрах КР в виде дополнительных, обычно достаточно широких полос (резонансов), отвечающих критическим точкам Ван Хофа в распределении плотности двухфононных состояний [23]. В области пересечения дисперсионных ветвей поляритонов с ИК полосами двухфононных состояний между ними возникает взаимодействие (поляритонный ферми-резонанс [13, 24]), которое приводит к возмущению закона дисперсии поляритонов и увеличению их затухания за счет дополнительного резонансного распада поляритонов на пары фононов. В большинстве случаев возмущение дисперсионных ветвей поляритонов, обусловленное ферми-резонансом, оказывается достаточно слабым (если в фононном спектре второго порядка не образуются связанные состояния двух фононов (бифононов)), тогда как поглощение поляритонов в этой области значительно изменяется (поглощение может отличаться от рассчитанного в квазигармоническом приближении в несколько раз, а в некоторых случаях – даже больше чем на порядок). В связи с этим при анализе $\eta(\omega)$ мы использовали вместо соотношения (4) экспериментальные данные по поглощению поляритонов в терагерцовом диапазоне частот.

Выделяя множители, зависящие от частоты ω терагерцового излучения, и полагая $n(\omega_s) \approx n(\omega_p)$, выражение (8) с учетом (3) и (10) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \eta(\omega) &\equiv \frac{P_{\text{THz}}}{P_s} = \frac{2I_p}{\varepsilon_{\text{vac}} c^3} \frac{|d(0)|^2}{n^2(\omega_p)n(0)} \omega^2 D(\omega) F_x(\omega_p, \omega) \\ &= \frac{2I_p}{\varepsilon_{\text{vac}} c^3} \frac{|d(0)|^2}{n^2(\omega_p)n(0)} T_x(\omega_p, \omega), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$T_x(\omega_p, \omega) = \omega^2 D(\omega) F_x(\omega_p, \omega); \quad (13)$$

$$\begin{aligned} D(\omega) &= \left[\frac{d(\omega)}{d(0)} \right]^2 \frac{n(0)}{n(\omega)} \\ &= \frac{\omega_L}{\omega_0} \left[\frac{(1+C)\omega_0^2 - \omega^2}{(1+C)(\omega_0^2 - \omega^2)} \right]^2 \left(\frac{\omega_0^2 - \omega}{\omega_L^2 - \omega^2} \right)^{1/2}; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} F_x(\omega_p, \omega) &= \\ &= \frac{\exp[-\alpha(\omega)L] - 2 \exp[-\alpha(\omega)L/2] \cos[\Delta k(\omega_p, \omega)L] + 1}{\Delta k^2(\omega_p, \omega) + [\alpha(\omega)/2]^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

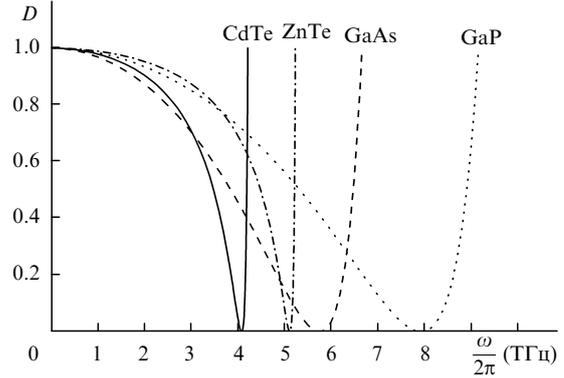


Рис.3. Зависимости функции $D(\omega)$, описываемой выражением (14), для различных кристаллов.

Таким образом, частотная зависимость эффективности генерации разностных частот описывается функцией $T_x(\omega_p, \omega)$, определяемой произведением трех сомножителей. Сомножитель ω^2 отражает частотную зависимость эффективности преобразования нелинейной поляризации в излучение, $D(\omega)$ определяется дисперсией квадратичной нелинейной восприимчивости (10) и дисперсией показателя преломления кристалла (3) в низкочастотной области спектра. Зависимости $D(\omega)$, рассчитанные для рассматриваемых кристаллов, приведены на рис.3. Функция $F_x(\omega_p, \omega)$ описывает спектральную кривую фазового синхронизма и при слабом поглощении поляритонной волны ($\alpha(\omega)L \ll 1$) имеет вид

$$F_x(\omega_p, \omega) = F_0(\omega_p, \omega) = L^2 \text{sinc}^2 \left[\frac{\Delta k(\omega_p, \omega)L}{2} \right], \quad (16)$$

а в пределе сильного поглощения ($\alpha(\omega)L \gg 1$) – вид

$$F_x(\omega_p, \omega) = F_\infty(\omega_p, \omega) = \frac{1}{\Delta k^2(\omega_p, \omega) + [\alpha(\omega)/2]^2}. \quad (17)$$

Рассмотрим физическую картину формирования спектрального распределения эффективности генерации терагерцового излучения на примере кристалла CdTe. На рис.4 приведены результаты расчета спектральных кривых синхронизма $F_0(\lambda_p, \omega)$, результирующих спектральных распределений $T_0(\lambda_p, \omega)$, рассчитанных без учета затухания и нормированных в максимуме на единицу, а также нормированных результирующих спектральных распределений $T_x(\lambda_p, \omega)$, рассчитанных с учетом экспериментально полученных в работе [15] данных по поглощению кристалла в терагерцовом диапазоне. Расчеты проводились для трех длин волн накачки: $\lambda_p = \lambda_{\text{cr}} = 1.044$ мкм, $\lambda_p = 1.025$ и 1.0 мкм, и для трех длин нелинейного кристалла: $L = 1, 0.5$ и 0.25 см.

При $\lambda_p = \lambda_{\text{cr}} = 1.044$ мкм функция $F_0(\lambda_p, \omega)$ (рис.4, штриховые кривые) имеет один главный максимум на нулевой частоте со сравнительно большой спектральной шириной (т. к. в этом случае функция $q(\lambda_p, \omega)$ совпадает с асимптотой дисперсионной кривой поляритонов при $\omega \rightarrow 0$ (рис.1)), которая увеличивается с уменьшением длины кристалла. Огибающая $T_0(\lambda_p, \omega)$ в основном определяется произведением $\omega^2 F_0(\lambda_p, \omega)$, т. к. $D(\omega)$ очень слабо зависит от частоты в рассматриваемой области (рис.3). Наличие множителя ω^2 приводит к тому, что главный максимум функции $T_0(\lambda_p, \omega)$ (в отличие от функции $F_0(\lambda_p, \omega)$) возникает на отличной от нуля частоте, кото-

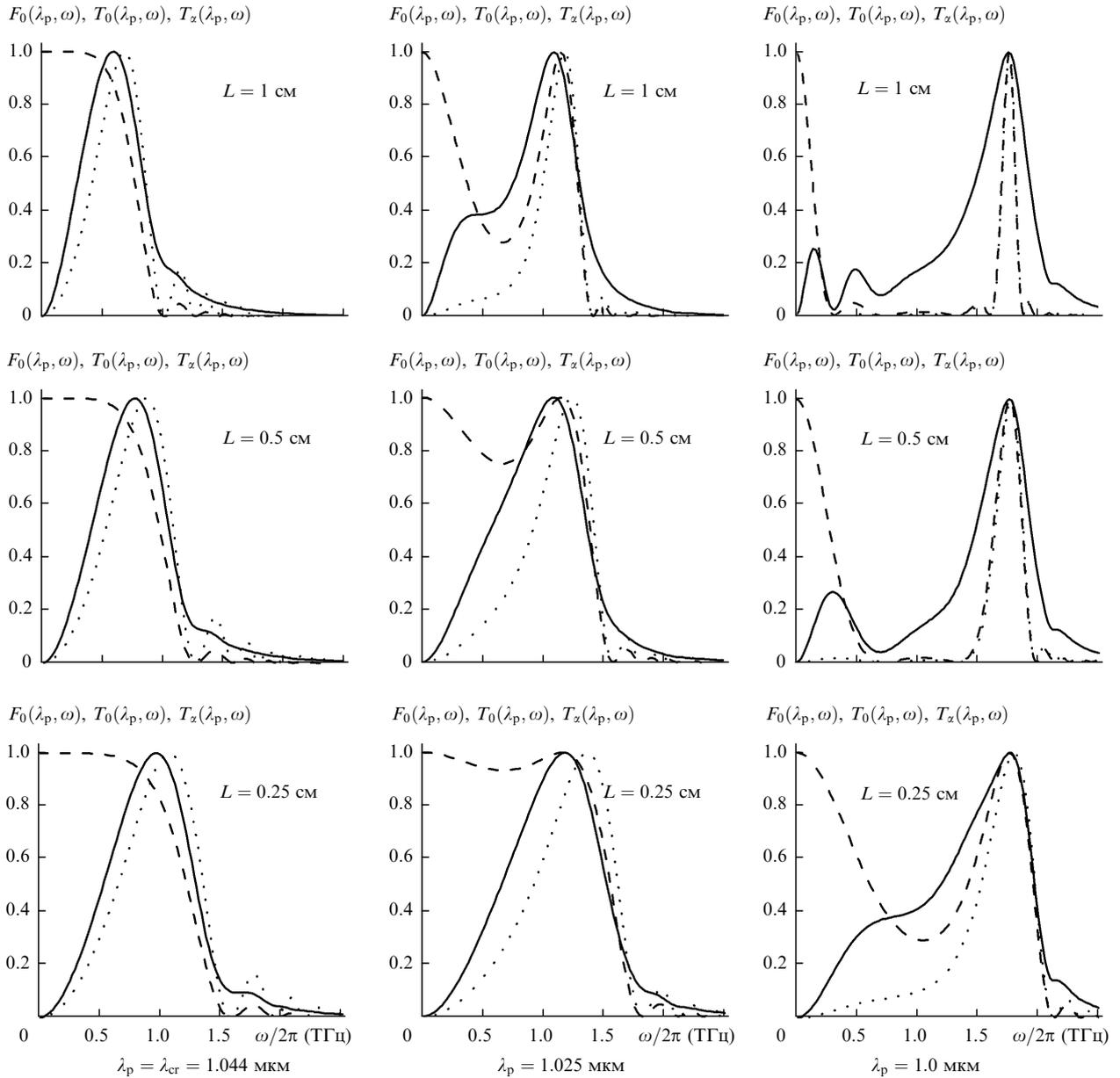


Рис.4. Функции $F_0(\lambda_p, \omega)$ (штриховые кривые), а также нормированные в максимуме на единицу функции $T_0(\lambda_p, \omega)$ (пунктирные кривые) и $T_z(\lambda_p, \omega)$ (сплошные кривые), рассчитанные для кристалла CdTe при различных его длинах L и длинах волн накачки λ_p .

рая смещается в высокочастотную область с уменьшением длины кристалла (вслед за уширением главного максимума функции $F_0(\lambda_p, \omega)$). Наличие ω^2 вызывает также увеличение побочных максимумов функции $F_0(\lambda_p, \omega)$. Учет поглощения (сплошные кривые) приводит в данном случае к небольшому уширению и низкочастотному сдвигу результирующего спектрального распределения $T_z(\lambda_p, \omega)$ и к сглаживанию побочных максимумов.

При $\lambda_p = 1.025$ мкм условие синхронизма выполняется как на нулевой частоте, так и на частоте, равной примерно 1.1 ТГц. Наличие двух максимумов является отличительной особенностью коллинеарного взаимодействия в кубических кристаллах и оказывает существенное влияние на спектральное распределение эффективности генерации терагерцового излучения в низкочастотной области спектра. При большой длине кристалла ($L = 1$ см) главные максимумы функции $F_0(\lambda_p, \omega)$ разделены достаточно глубоким провалом, который уменьшается по мере уменьшения длины кристалла (штриховые кривые).

Это приводит к асимметрии и уширению результирующих контуров (пунктирные кривые), что наиболее сильно проявляется при учете поглощения в длинном кристалле (сплошные кривые) и обусловлено сильным поглощением терагерцового излучения в окрестности максимума. Например, $\alpha \approx 1$ см⁻¹ при $\omega = 1$ ТГц и $\alpha \approx 10$ см⁻¹ при $\omega = 1.5$ ТГц, поэтому высокочастотный край контура практически не «поднимается» с увеличением длины кристалла, а низкочастотный нарастает почти пропорционально L^2 .

При меньшей длине волны накачки ($\lambda_p = 1.0$ мкм) в спектральных кривых синхронизма (штриховые кривые) наблюдается большой сдвиг второго главного максимума (в соответствии с кривыми дисперсионного синхронизма, приведенными на рис.2) и между главными максимумами имеются побочные, которые проявляются при большой длине кристалла. Кроме того, из сравнения пунктирных и сплошных кривых видно, что главный максимум, рассчитанный без учета затухания, значительно уже

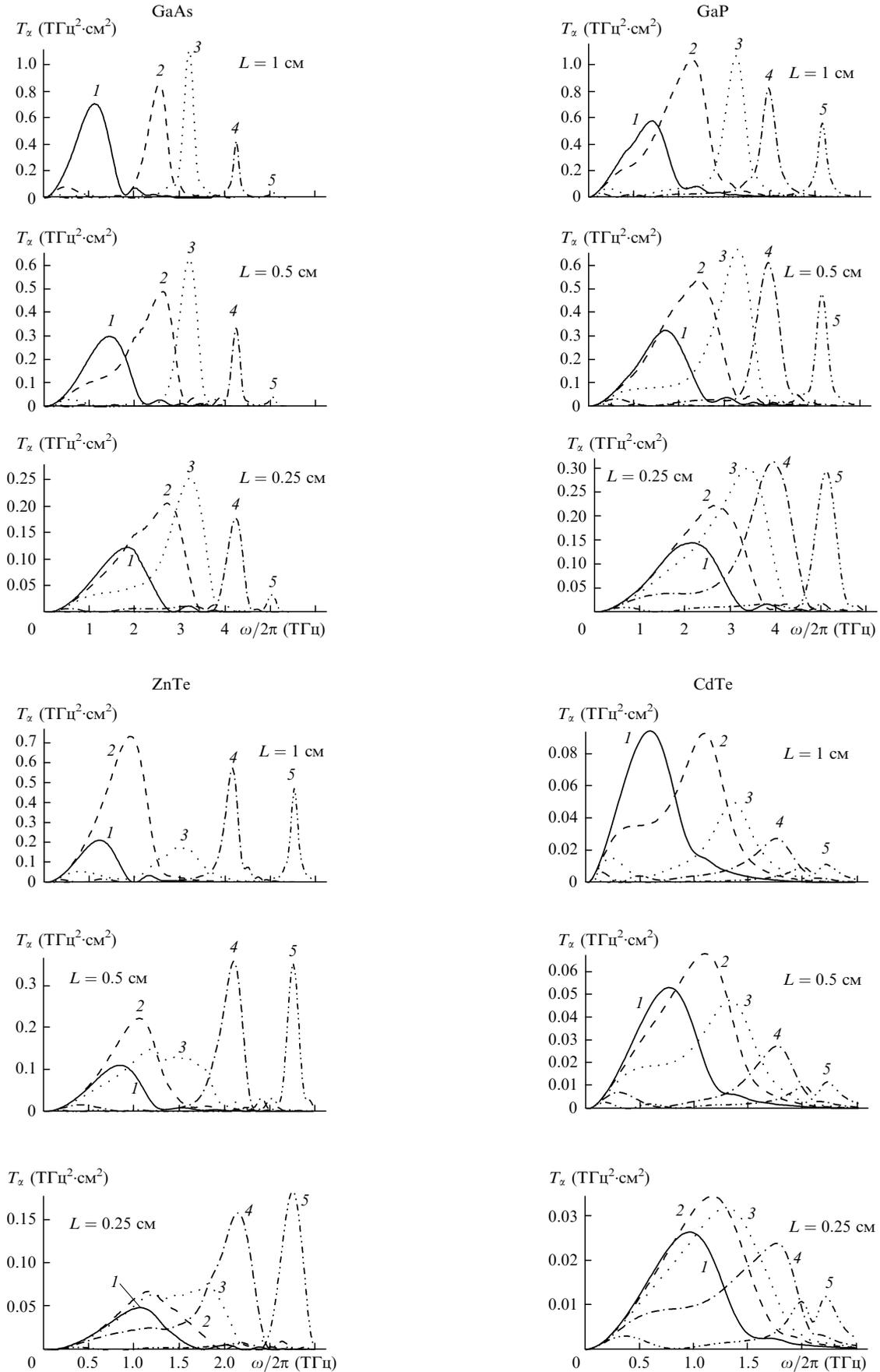


Рис.5. Спектральные распределения эффективности генерации разностных частот терагерцового диапазона $T_x(\lambda_p, \omega)$, описываемые выражением (13) и рассчитанные для четырех кристаллов при различных их длинах L и длинах волн накачки $\lambda_p = 1.5373$ (1), 1.45 (2), 1.4 (3), 1.3 (4) и 1.2 мкм (5) для GaAs; $\lambda_p = 1.001$ (1), 0.98 (2), 0.96 (3), 0.94 (4) и 0.9 мкм (5) для GaP; $\lambda_p = 0.8467$ (1), 0.83 (2), 0.81 (3), 0.79 (4) и 0.75 мкм (5) для ZnTe; $\lambda_p = 1.044$ (1), 1.025 (2), 1.015 (3), 1.0 (4) и 0.977 мкм (5) для CdTe.

Табл.2. Параметры кристаллов, необходимые для расчета эффективности генерации терагерцового излучения.

Кристалл	r (пм/В)	$n(\lambda_{cr})$	$d(0)$ (пм/В)	$FOM = \frac{n^6(\lambda_{cr})r^2}{16n(0)}$ (пм ² /В ²)
GaP	1.0	3.12	24	17
CdTe	4.5	2.79	68	186
ZnTe	4.3	2.83	69	189
GaAs	1.5	3.38	49	71

полученного при учете затухания, что обусловлено влиянием поглощения на спектральную ширину синхронизма: спектральная ширина перестает зависеть от длины кристалла и определяется поглощением ($F_0(\lambda_p, \omega) \rightarrow F_\infty(\lambda_p, \omega)$).

Таким образом, спектры, приведенные на рис.4, отражают физическую картину формирования спектрального распределения эффективности генерации терагерцового излучения и его зависимости от длины волны возбуждающего излучения, поглощения и длины нелинейно-оптического кристалла. Видно, что спектральным распределением можно управлять за счет изменения не только длины волны возбуждающего излучения, но и длины кристалла.

В целом общая картина качественно сохраняется и для других кристаллов. Результаты расчета спектрального распределения $T_x(\lambda_p, \omega)$ в зависимости от λ_p и L с учетом поглощения для рассматриваемых кристаллов приведены на рис.5. Здесь функция $T_x(\lambda_p, \omega)$ дана в абсолютных единицах, имеющих размерность ТГц²·см², что позволяет сопоставлять частотные факторы для различных кристаллов. При расчете использовались экспериментально полученные данные по поглощению кристаллов в терагерцовом диапазоне, взятые из работы [15] для кристаллов CdTe и ZnTe и из [25] для GaP и GaAs.

Для удобства практического использования расчетов при проведении сравнения и оптимизации условий генерации терагерцового излучения в различных кристаллах формулу (12) можно представить в виде

$$\eta(\omega) = 3.3 \times 10^{-13} FOM I_p T_x(\lambda_p, \omega), \quad (18)$$

где I_p выражается в Вт/см², $T_x(\lambda_p, \omega)$ – в ТГц²·см² и FOM – в пм²/В². Здесь FOM (figure of merit) представляет собой не зависящий от частоты коэффициент качества нелинейного кристалла для генерации терагерцового излучения (возбуждения поляритонов нижней дисперсионной ветви):

$$FOM = \frac{|d(0)|^2}{n^2(\omega_{cr})n(0)}. \quad (19)$$

При определении $d(0)$ наиболее разумно использовать экспериментально полученные значения константы r линейного электрооптического эффекта (для «зажатого» кристалла), которая связана с $d(0)$ следующим соотношением [22]:

$$d(0) = -\frac{n^4(\omega_{cr})r}{4}. \quad (20)$$

Найденные таким образом значения FOM приведены в табл.2. Константы r брались из работы [19]. Функции

$T_x(\lambda_p, \omega)$ для рассматриваемых кристаллов представлены на рис.5.

4. Заключение

Таким образом, в результате проведенного анализа выявлены общие закономерности формирования спектрального распределения эффективности генерации терагерцового излучения в полупроводниковых кристаллах со структурой цинковой обманки, где перестройка разностной частоты при коллинеарном распространении взаимодействующих волн осуществляется изменением длины волны накачки (за счет дисперсионного синхронизма). При такой схеме распространения на спектральных кривых синхронизма появляются два главных максимума, что приводит к значительному уширению, асимметрии и появлению дополнительной структуры в низкочастотной области результирующего спектрального распределения эффективности генерации терагерцового излучения. При этом показано, что спектральным распределением можно управлять за счет изменения не только длины волны накачки, но и длины нелинейно-оптического кристалла.

1. Shen Y.R. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 207 (1978).
2. Mittleman D. (Ed.) *Sensing with Terahertz Radiation* (Springer Series in Optical Sciences, vol. 85; Berlin: Springer, 2003); *Dig. of 2004 Joint XXIX Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and XII Int. Conf. on Terahertz Electronics* (Karskuhe, Germany, University of Karlsruhe, 2004).
3. Kawase K., Shikata J., Ito H. *J. Phys. D*, **35**, R1 (2002).
4. Tanabe T., Suto K., Nishizawa J., Saito K., Kimura T. *J. Phys. D*, **36**, 953 (2003).
5. Shi W., Ding Y.J., Fernelius N., Vodopyanov K. *Opt. Lett.*, **27**, 1454 (2002).
6. Shi W., Ding Y.J. *Opt. Lett.*, **30**, 1030 (2005).
7. Tochitsky S.Ya., Ralph J.E., Sung C., Joshi C. *J. Appl. Phys.*, **98**, 026101 (2005).
8. Xu L., Zhang A.G., Auston D.H. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 784 (1992).
9. Nahata A., Weling A.S., Heinz T.F. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2321 (1996).
10. Ahn J., Efimov A.V., Averitt R.D., Taylor A.J. *Opt. Express*, **11**, 2486 (2000).
11. Wahlstrand J.K., Merlin R. *Phys. Rev. B*, **68**, 054301 (2003).
12. Hebling J., Stepanov A.G., Almasi G., Bartal B., Kuhl L. *Appl. Phys. B*, **78**, 593 (2004).
13. Поливанов Ю.Н. *УФН*, **126**, 185 (1978).
14. DeMartini F. *Phys. Rev. B*, **4**, 4546 (1971).
15. Schall M., Walther M., Jepsen P.U. *Phys. Rev. B*, **64**, 094301 (2001).
16. Bairamov B.H., Toropov V.V., Agrinskaya N.V., Samedov E.A., Imer G., Monecke J. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **146**, K161 (1988).
17. Leitenstorfer A., Hunsche S., Shah J., Nuss M.C., Knox W.H. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1516 (1999).
18. Nippus M., Claus R. *Zs. Naturf.*, **32a**, 731 (1977).
19. *Таблицы физических величин*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
20. Yang K.H., Morris J.R., Richards P.L., Shen Y.R. *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 669 (1973).
21. Faust W.L., Henry C.H. *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 1265 (1966).
22. Johnston W.D. Jr, Kaminov I.P. *Phys. Rev.*, **188**, 1209 (1969).
23. Пуле А., Матье Ж.П. *Коллективные спектры и симметрия кристаллов* (М.: Мир, 1973).
24. Агранович В.М., Лалов И.Й. *УФН*, **146**, 267 (1985).
25. Palik E.D. *Handbook of Optica Constants of Solids* (New York: Acad. Press, 1998, vol. III).