

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КУБИЧЕСКИХ НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В. С. Горелик, Г. М. Катыва

В данной работе исследованы условия генерации параметрического излучения на поляритонах в кубических нецентросимметричных кристаллах. Проведено теоретическое обоснование возможности такой генерации. Рассчитаны частоты поляритонного излучения для кристаллов GaP, ZnSe, ZnTe и GaAs. Проведено сравнение полученных значений частот генерации с результатами экспериментов по комбинационному рассеянию света на поляритонах. Представлена принципиальная схема работы генератора терагерцового излучения с использованием кристалла GaP и импульсного лазера с большой пиковой мощностью при малой энергии импульсов лазерной накачки. Выполнен анализ сдвига частоты лазерной генерации в зависимости от геометрии рассеяния. Получен коэффициент преобразования возбуждающего излучения в терагерцовый диапазон.

Ключевые слова: комбинационное рассеяние, поляритоны, кубический кристалл, показатель преломления, генератор, терагерцовое излучение, лазер.

Введение. Использование лазеров в технике оптического эксперимента привело к расширению исследований свойств элементарных возбуждений (фононов, поляритонов, магнонов) в кристаллах. При этом одним из основных методов является спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) света [1]. В настоящее время с использованием лазерных источников выполняются исследования спектров КР на поляритонах в нецентросимметричных кристаллах различных типов.

Исследование КР света на поляритонах дает информацию о важных характеристиках диэлектрических кристаллов: закон дисперсии диэлектрической проницаемости [2,

3] и магнитной восприимчивости [4] в широком спектральном диапазоне, включающем область решеточных резонансов. Кроме этого, исследование КР света на поляритонах представляет интерес для создания перестраиваемых по частоте источников когерентного излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазонов, в частности, источников терагерцового излучения [5–10] на основе вынужденного КР света или в результате генерации разностных частот в поляритонной области спектра, т.е. параметрического рассеяния света.

Впервые КР света на поляритонах наблюдалось в 1965 г. Генри и Хопфилдом [11] в кубическом нецентросимметричном кристалле GaP. К настоящему времени экспериментальное исследование КР света на поляритонах проведено для ряда нецентросимметричных кристаллов с кубической решёткой [12–15], а также для центросимметричных кубических кристаллов (титаната стронция – SrTiO₃ [16] и танталата калия – KTaO₃ [16]), в которых нарушение центра инверсии инициировалось внешним электрическим полем. Кроме того, поляритонные эффекты наблюдались в одноосных [17] и двуосных [18, 19] нецентросимметричных кристаллах.

В данной работе ставилась задача исследования условий генерации поляритонов в кубических нецентросимметричных кристаллах при коллинеарной геометрии КР. Предполагалось выполнить расчёты частот поляритонов при возбуждении КР различными лазерными источниками света в кристаллах при коллинеарной геометрии в кубических нецентросимметричных кристаллах: GaP, ZnSe, ZnTe и GaAs.

Анализ законов дисперсии поляритонов, распространяющихся в однородной и изотропной диэлектрической среде. Уравнения Максвелла для однородной диэлектрической среды можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; & \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0; & \operatorname{div} \vec{B} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Соответствующие материальные соотношения имеют вид:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}; \quad \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}. \quad (2)$$

Применив операцию ротора к уравнению (1) с учётом материальных соотношений и поперечности электромагнитной волны, получаем:

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} = -\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \vec{E}; \quad (3a)$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{\varepsilon\mu}{c_0^2}\right)\vec{E} = 0. \quad (3б)$$

Здесь c_0 – скорость света в вакууме, а $\varepsilon(\omega)$, $\mu(\omega)$ – соответствующие значения диэлектрической и магнитной проницаемости материальной среды, зависящие от частоты ω электромагнитной волны. Из (3б) для плоских монохроматических волн $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)$ получаем соотношение, задающее в неявном виде закон дисперсии $\omega(k)$ для поляритонной волны:

$$\omega^2 = \frac{c_0^2 k^2}{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)}. \quad (4)$$

Из уравнений Максвелла (1) для плоских монохроматических волн получаем:

$$[\vec{k}\vec{E}] = \omega\mu_0\mu\vec{H}; \quad (5)$$

$$[\vec{E}\vec{H}] = \frac{E^2}{\omega\mu_0\mu}\vec{k}. \quad (6)$$

Остановимся на анализе свойств немагнитных сред, для которых имеет место $\mu = 1$. Дисперсию диэлектрической проницаемости зададим в виде известного соотношения Куросавы [1] для изотропной диэлектрической среды с одним резонансом:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{\varepsilon_\infty(\omega_L^2 - \omega^2)}{(\omega_T^2 - \omega^2)}. \quad (7)$$

Здесь константа $\varepsilon_\infty = n_\infty^2$ характеризует показатель преломления среды на высоких частотах, далёких от резонанса, а ω_L^2 , ω_T^2 – квадраты частот нуля и полюса диэлектрической функции (7). Подстановка (7) в общее соотношение (4) приводит к следующим уравнениям для вектора k :

$$k^2 = \frac{\varepsilon_\infty\omega^2(\omega_L^2 - \omega^2)}{(\omega_T^2 - \omega^2)c_0^2}. \quad (8)$$

После преобразований получаем биквадратное уравнение относительно ω :

$$\omega^4 - \left(\omega_L^2 \frac{(kc_0)^2}{\varepsilon_\infty}\right)\omega^2 + \frac{(k\omega_T c_0)^2}{\varepsilon_\infty} = 0. \quad (9)$$

Запишем формулы для корней уравнения (9) в виде зависимости частоты ν в см^{-1} ($\nu = \frac{\omega}{2\pi c_0}$) от волнового вектора k :

$$\nu_\pm^2 = \frac{1}{2} \left(\nu_L^2 + \frac{k^2}{4\pi^2\varepsilon_\infty} \right) \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{(4\nu_T k\pi)^2}{\varepsilon_\infty \left((2\pi\nu_L)^2 + \frac{k^2}{\varepsilon_\infty} \right)^2}} \right). \quad (10)$$

С другой стороны, учитывая законы сохранения импульса и энергии в элементарном процессе КР на поляритонах, для коллинеарной геометрии рассеяния получаем:

$$\begin{cases} \omega = \omega_0 - \omega_1 \\ k = k_0 - k_1. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь ω , ω_0 , ω_1 – частоты поляритонного, возбуждающего и рассеянного излучений соответственно, а k , k_0 , k_1 – соответствующие волновые вектора. Учитывая (4), получаем:

$$\vec{k}_i^2 = \frac{\omega_i^2 n_i^2}{c_0^2}, \quad \text{где } i = 0, 1. \quad (12)$$

Здесь $n = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ – показатель преломления для частоты поляритона в кристалле, а n_0 и n_1 – показатели преломления для частот возбуждающего и рассеянного излучений соответственно. С учётом (8) и (11) приходим к соотношению для частоты ω поляритона при коллинеарной геометрии рассеяния:

$$\frac{\varepsilon_\infty \omega^2 (\omega_L^2 - \omega^2)}{(\omega_T^2 - \omega^2)} = (n_0 \omega_0 - n_1 \omega_1)^2. \quad (13)$$

Переходя от частот ω к частотам ν в см^{-1} , получаем:

$$\frac{\varepsilon_\infty \nu^2 (\nu_L^2 - \nu^2)}{(\nu_T^2 - \nu^2)} = (n_0 \nu_0 - n_1 \nu_1)^2.$$

При КР света обычно выполняется условие $\omega_0, \omega_1 \gg \omega$. Если частоты ω_0, ω_1 попадают в область прозрачности кристалла, то $n_1(\nu_0 - \nu)$ можно [4] разложить в ряд по ν и ограничиться учетом только линейных по ν членов. В этом случае для кубических кристаллов выражение (12) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_\infty \nu^2 (\nu_L^2 - \nu^2)}{(\nu_T^2 - \nu^2)} &= (n_0(\nu_0)\nu_0 - n_1(\nu_0 - \nu) \cdot (\nu_0 - \nu))^2 = \\ &= \left(n_0(\nu_0)\nu_0 - \left(n_0(\nu_0) + \nu \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right) (\nu_0 - \nu) \right)^2. \end{aligned}$$

Таким образом, для частоты поляритона ν получаем соотношение:

$$\frac{\varepsilon_\infty \nu^2 (\nu_L^2 - \nu^2)}{(\nu_T^2 - \nu^2)} = \nu^2 \left(n_0 + \nu_0 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right)^2. \quad (14)$$

Учитывая (4) и (8), представим левую часть уравнения (14) в виде $\nu(k) = \frac{|k_0 - k_1|}{2\pi} = \frac{k}{2\pi \left(n_0 + \nu_0 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right)}$. В результате преобразований уравнения (14) для частоты ν поляритона при коллинеарной геометрии рассеяния получаем:

$$\nu = \sqrt{\frac{\left(n_0 + \nu_0 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right)^2 \nu_T^2 - \varepsilon_\infty \nu_L^2}{\left(n_0 + \nu_0 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right)^2 - \varepsilon_\infty}}. \quad (15)$$

Остановимся на оценках частот поляритонов при коллинеарной геометрии рассеяния для четырёх кубических кристаллов (GaP, GaAs, ZnSe и ZnTe).

В случае фосфида использовались следующие значения [5, 6] частот продольных и поперечных оптических фононов: $\nu_L = 403.0 \text{ см}^{-1}$, $\nu_T = 366.7 \text{ см}^{-1}$. В качестве источника возбуждающего излучения рассмотрим гелий-неоновый лазер. При этом длина волны накачки $\lambda_0 = 0.6328 \text{ мкм}$, а соответствующий показатель преломления в фосфиде галлия равен $n_0 = 3.315$. Кроме того, имеет место: $\nu_0 = 15803 \text{ см}^{-1}$, $\left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \approx 0.422 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $\varepsilon_\infty = 9.6$. Таким образом, из (15) получаем: $\nu \approx 302.4 \text{ см}^{-1}$.

Полученная частота для данного кристалла хорошо согласуется с экспериментальными значениями [1, 5]: $\nu_{\text{exp}} \approx 305.0 \text{ см}^{-1}$.

В случае селенида цинка использовались следующие значения [6, 7] частот продольных и поперечных оптических фононов: $\nu_T = 204 \text{ см}^{-1}$, $\nu_L = 251 \text{ см}^{-1}$. В качестве источника возбуждающего излучения рассмотрим YAG:Nd³⁺-лазер с удвоенной частотой. При этом длина волны накачки $\lambda_0 = 0.532 \text{ мкм}$, а соответствующий показатель преломления в фосфиде галлия равен $n_0 = 2.6797$. Кроме того, имеет место: $\varepsilon_\infty = 5.9$, $\nu_0 = 18797 \text{ см}^{-1}$, $\left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \approx 0.383 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Соответственно, из (15) получаем: $\nu \approx 139 \text{ см}^{-1}$.

В случае теллурида цинка использовались следующие значения [7, 8] частот продольных и поперечных оптических фононов: $\nu_T = 193.1 \text{ см}^{-1}$, $\nu_L = 209.2 \text{ см}^{-1}$. В качестве источника возбуждающего излучения рассмотрим гелий-неоновый лазер. При этом длина волны накачки $\lambda_0 = 0.6328 \text{ мкм}$, а соответствующий показатель преломления в фосфиде галлия равен $n_0 = 2.9625$. Кроме того, имеет место: $\varepsilon_\infty = 7.28$, $\nu_0 = 15803 \text{ см}^{-1}$, $\left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \approx 0.434 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Таким образом, из (15) получаем: $\nu \approx 171.7 \text{ см}^{-1}$.

В случае GaAs использовались следующие значения [7, 8] частот продольных и поперечных оптических фононов: $\nu_T = 269 \text{ см}^{-1}$, $\nu_L = 292 \text{ см}^{-1}$. В качестве источника возбуждающего излучения рассмотрим YAG:Nd³⁺-лазер. При этом длина волны накачки $\lambda_0 = 1.062 \text{ мкм}$, а соответствующий показатель преломления в фосфиде галлия равен $n_0 = 3.4851$. Кроме того, имеет место: $\varepsilon_\infty = 10.65$, $\nu_0 = 9434 \text{ см}^{-1}$, $\left(\frac{\partial n}{\partial \nu}\right)_{\nu=\nu_0} \approx 0.264 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Таким образом, из (15) получаем: $\nu \approx 175 \text{ см}^{-1}$.

Получившиеся результаты занесены в таблицу 1.

Т а б л и ц а 1

Частоты поляритонов ν для различных кубических нецентросимметричных кристаллов при коллинеарной геометрии рассеяния. В первой графе приведён тип кристалла, во второй – частота возбуждающего излучения, в третьей – показатель преломления на частоте возбуждающего излучения, в четвёртой – частота генерируемого поляритонного излучения

Кристалл	$\nu_0, \text{ см}^{-1}$	n_0	$\nu, \text{ см}^{-1}$
GaP	15803	3.315	302.4
ZnSe	18797	2.6797	139
ZnTe	15803	2.9625	171.7
GaAs	9434	3.4851	175

Значения функции (нижняя ветвь кривой дисперсии поляритонов) $F(\nu) = 2\pi \times \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty \nu^2 (\nu_L^2 - \nu^2)}{(\nu_T^2 - \nu^2)}}$ и функции $k(\nu)$, обратной функции $\nu(k) = \frac{|k_0 - k_1|}{2\pi}$ в рассматриваемых кристаллах в зависимости от частоты $\nu, \text{ см}^{-1}$ представлены в табл. 2, 3.

Рис.1((а)-(г)) иллюстрирует вид поляритонных кривых в обсуждаемых кристаллах. Точка А соответствует частоте генерации при коллинеарной геометрии рассеяния света на поляритонах.

Генерация монохроматического излучения в терагерцовой области частот в рассмотренных кристаллах может быть осуществлена по схеме, представленной на рис. 2.

Т а б л и ц а 2

Значения функции нижней ветви кривой дисперсии поляртонов

$F(\nu) = 2\pi \times \sqrt{\frac{\varepsilon_{\infty}\nu^2(\nu_L^2 - \nu^2)}{(\nu_T^2 - \nu^2)}}$ и функции $k(\nu)$, обратной функции $\nu(k) = \frac{|k_0 - k|}{2\pi}$ в кристалле GaP и ZnSe в зависимости от частоты ν . Шаг для значений ν – 10 см⁻¹.

Выделена расчётная частота генерируемого поляртона

ν , см ⁻¹	$F(\nu)$, см ⁻¹	$k(\nu)$, см ⁻¹	ν , см ⁻¹	$F(\nu)$, см ⁻¹	$k(\nu)$, см ⁻¹
10	213.90	250.19	10	187.76	213.60
20	427.99	500.37	20	376.15	427.21
30	642.21	750.56	30	565.41	640.81
40	856.65	1000.75	40	756.17	854.41
50	1071.48	1250.94	50	949.01	1068.02
60	1286.72	1501.13	60	1144.64	1281.62
70	1502.49	1751.32	70	1343.89	1495.23
80	1718.93	2001.51	80	1547.87	1708.83
90	1936.12	2251.70	90	1757.967	1922.44
100	2154.22	2501.89	100	1976.03	2136.04
150	3264.23	3752.83	110	2204.61	2349.65
200	4432.08	5003.78	120	2447.35	2563.25
250	5734.36	6254.73	130	2709.65	2776.86
260	6027.00	6504.92	139	2969.32	2969.11
270	6337.70	6755.11	140	2999.95	2990.46
280	6672.29	7005.30	150	3332.19	3204.07
290	7039.43	7255.49	160	3731.56	3417.67
302	7562.09	7566.48	170	4248.76	3631.28
310	7933.66	7755.86	180	5005.81	3844.88
320	8521.80	8006.05	190	6403.70	4058.49
330	9293.66	8256.25	200	11515.65	4272.09

Т а б л и ц а 3

Значения функции нижней ветви кривой дисперсии поляритонов $F(\nu) = 2\pi \times \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty \nu^2 (\nu_L^2 - \nu^2)}{(\nu_T^2 - \nu^2)}}$ и функции $k(\nu)$, обратной функции $\nu(k) = \frac{|k_0 - k|}{2\pi}$ в кристалле $ZnTe$ и $GaAs$ в зависимости от частоты ν . Шаг для значений $\nu - 10 \text{ см}^{-1}$. Выделена расчётная частота генерируемого поляритона

$\nu, \text{см}^{-1}$	$F(\nu), \text{см}^{-1}$	$k(\nu), \text{см}^{-1}$	$\nu, \text{см}^{-1}$	$F(\nu), \text{см}^{-1}$	$k(\nu), \text{см}^{-1}$
10	183.61	229.23	10	222.58	234.62
20	367.60	458.47	20	445.44	469.25
30	551.99	687.70	30	668.56	703.87
40	737.09	916.93	40	892.10	938.49
50	923.17	1146.16	50	1116.25	1173.12
60	1110.65	1375.39	60	1341.17	1407.74
70	1299.95	1604.62	70	1567.09	1642.36
80	1491.67	1833.86	80	1794.25	1876.99
90	1686.57	2063.09	90	2022.91	2111.61
100	1885.78	2292.33	100	2253.41	2346.24
110	2090.88	2521.56	110	2486.16	2580.86
120	2304.29	2750.79	120	2721.67	2815.49
130	2529.85	2980.02	130	2960.58	3050.11
139	2748.6	3186.33	139	3179.18	3261.27
140	2774.14	3209.26	140	3203.71	3284.73
150	3049.42	3438.49	150	3452.15	3519.36
160	3381.55	3667.72	160	3707.35	3753.98
170	3836.65	3896.95	170	3971.32	3988.60
171.7	3937.33	3935.92	175	4107.45	4105.92
180	4653.15	4126.18	180	4246.94	4223.23
190	8182.91	4355.42	190	4538.42	4457.85

При этом параллельный пучок лазерного излучения направляется на нецентросимметричный кубический кристалл. Плоскопараллельная кремниевая пластина 5 служит в качестве зеркала дополнительного резонатора, повышающего эффективность лазерной генерации в терагерцовом диапазоне. Генерируемое терагерцовое излучение фокусируется кремниевой линзой 4 на детекторе 6. Отметим, что переход от режима спонтанного комбинационного рассеяния на поляритонах к режиму генерации терагерцового

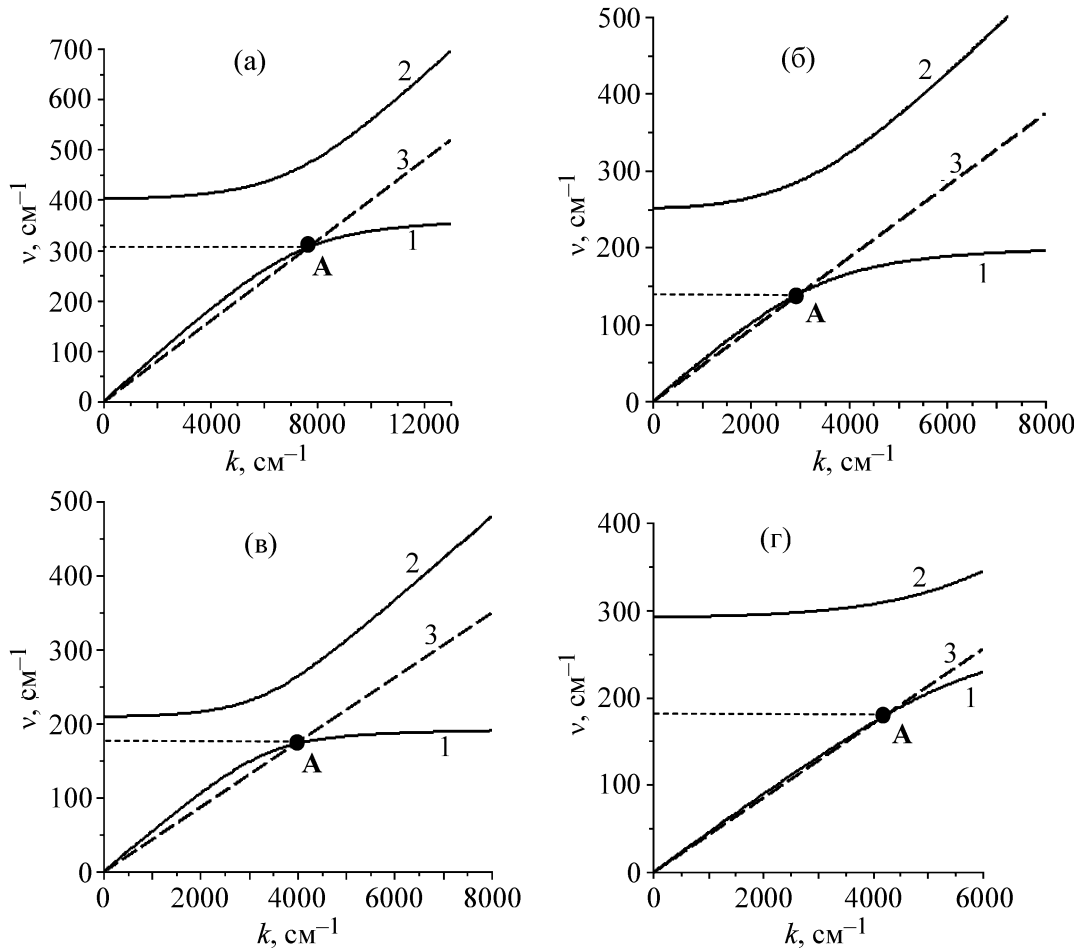


Рис. 1: Дисперсионные ветви поляритонов (кривые 1 и 2) и линейная зависимость $\nu(k) = \frac{|k_0 - k_1|}{2\pi}$ (кривая 3) в кристаллах а – GaP, частота возбуждающего излучения $\nu_0 = 15803 \text{ см}^{-1}$, б – ZnSe, $\nu = 18797 \text{ см}^{-1}$; в – ZnTe, $\nu_0 = 15803 \text{ см}^{-1}$; г – GaAs, $\nu_0 = 9434 \text{ см}^{-1}$. Значение частоты в точке пересечения кривых 1 и 3 (точка А) находится по формуле (15).

излучения может быть осуществлён лишь при использовании в качестве возбуждающего излучения лазера 1, работающего в импульсном или импульсно-периодическом режиме, с большой пиковой мощностью излучения: $P > 10^8 - 10^9 \text{ Вт}$ [20, 21]. При этом процессы комбинационного рассеяния на поляритонах приобретают вынужденный характер. Отметим также, что для реализации режима вынужденного комбинационного рассеяния предпочтительным является использование ультракоротких импульсов генерации при сравнительно невысокой энергии в импульсе, что обеспечивает неразрушающий характер воздействия интенсивного лазерного излучения на конденсированные

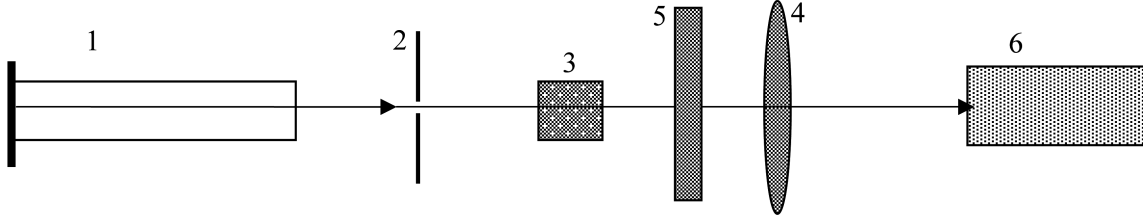


Рис. 2: Схема генератора терагерцового излучения. 1 – лазер, 2 – диафрагма, 3 – кристалл GaP, 4 – кремниевая линза, 5 – плоскопараллельная кремниевая пластина, 6 – приёмник терагерцового излучения.

среды [20–22].

Приведём оценку сдвига частоты генерации в терагерцовом диапазоне за счёт расходимости лазерного излучения. Перепишем уравнение (11) для волнового вектора поляритона k :

$$\vec{k}^2 = \vec{k}_0^2 + \vec{k}_1^2 - 2\vec{k}_0\vec{k}_1 \cos \varphi,$$

где φ – угол между волновыми векторами возбуждающего k_0 и рассеянного k_1 излучений.

Учитывая (12) и (13), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_\infty \nu^2 (\nu_L^2 - \nu^2)}{(\nu_T^2 - \nu^2)} &= \nu_0^2 n_0^2 + \nu_1^2 n_1^2 - 2\nu_0 \nu_1 \cos \varphi = (\nu_0 n_0 - \nu_1 n_1)^2 + 4\nu_0 n_0 \nu_1 n_1 \sin^2 \frac{\varphi}{2} = \\ &= \left(n_0 \nu_0 - \left(n_0 + \nu \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right) (\nu_0 - \nu) \right)^2 + 4\nu_0 n_0 (\nu_0 - \nu) \left(n_0 - \nu \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right) \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \end{aligned}$$

Отсюда с учётом линейных по ν слагаемых имеет место:

$$\begin{aligned} &\nu^4 \left(\left(n_0 + \nu_0 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right)^2 + 4\nu_0 n_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} - \varepsilon_\infty \right) - \\ &\quad - 4\nu^3 n_0 \nu_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \left(n_0 + \nu_0 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right) + \\ &+ \nu^2 \left(\nu_L^2 \varepsilon_\infty + \left(2 \sin \frac{\varphi}{2} \nu_0 n_0 \right)^2 - \nu_T^2 \left(\left(n_0 + \nu_0 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right)^2 + 4\nu_0 n_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right) \right) + \\ &\quad + 4\nu \nu_0 n_0 \nu_T^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \left(n_0 + \nu_0 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)_{\nu=\nu_0} \right) - \left(2 \sin \frac{\varphi}{2} \nu_T \nu_0 n_0 \right)^2 = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Подставляя в (16) численные значения постоянных (частоты продольных и поперечных оптических фононов, показатель преломления, частоту возбуждающего излучения и $\left(\frac{\partial n}{\partial \nu}\right)_{\nu=\nu_0}$) и задавая φ , можно рассчитать сдвиг частоты поляритона в зависимости от угла φ . Например, при $\Delta\varphi = 0.1^\circ$ получаем $\frac{\Delta\nu}{\nu} \leq 0.007$ для GaP ($\nu_{\text{pol}} \approx 304 \text{ см}^{-1}$). С учётом значений частот возбуждающего и поляритонного излучений коэффициент преобразования лазерного излучения в терагерцовый диапазон в предлагаемой схеме для GaP составляет не более: $\eta = \frac{\nu}{\nu_0} \approx 0.02$.

Заключение. Таким образом, в данной работе получена формула для расчета частоты терагерцового излучения, генерируемого при коллинеарной геометрии КР света на поляритонах в кубических нецентросимметричных кристаллах. Рассчитаны значения частот терагерцового излучения для кристаллов: GaP, ZnSe, ZnTe и GaAs. Установлен характер изменения частоты терагерцового излучения с частотой возбуждающего излучения. Получено согласие рассчитанных частот терагерцового излучения с данными по спонтанному КР на поляритонах в кристаллах фосфида галлия. Предложена принципиальная схема для реализации генерации терагерцового излучения в режиме вынужденного комбинационного рассеяния на поляритонах при коллинеарной геометрии рассеяния.

Работа выполнена при поддержке РФФИ; гранты № 11-02-00164, 12-02-00491, 12-02-90422, 12-02-90021, 13-02-90420, 13-02-00449, 11-02-01269.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] О. С. Литвинов, В. С. Горелик, *Электромагнитные волны и оптика* (Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006).
- [2] М. Борн, Х. Кунь, *Динамическая теория кристаллических решёток* (Москва, Издательство иностранной литературы, 1958).
- [3] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter and C. Fattinger, J. Opt. Soc. Am. В **7**, 2006 (1990).
- [4] Ю. Н. Поливанов, *Успехи физических наук* **126**(10), 185 (1978).
- [5] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, and K. Tanaka, Appl. Phys. Lett. **98**, 091106 (2011).
- [6] А. А. Блистанов, В. С. Бондаренко, Н. В. Переломова и др., *Акустические кристаллы*, под редакцией М.П. Шаскольской (Москва, Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1982).

- [7] А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др., *Физические величины: Справочник*, под. ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова (Москва, Энергоатомиздат, 1991).
- [8] А. С. Сонин, А. С. Василевская, *Электрооптические кристаллы* (Москва, Атомиздат, 1971).
- [9] J. Hebling, G. Almasi, I. Z. Kozma, J. Kulh, *Opt. Express* **10**, 1116 (2002).
- [10] A. G. Stepanov, S. Henin, Y. Petit, et al., *Appl. Phys. B* **101**, 11 (2010).
- [11] C. H. Henry, J. J. Hopfield, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 964 (1965).
- [12] S. Ushioda, J. D. McMullen, *Sol. State Comm.* **11**, 299 (1972).
- [13] A. D'Andres, B. Fornari, G. Mattel, et al., *Phys. Stat. Sol. Ser. b*, **54**, K131 (1972).
- [14] A. V. Bobrov, M. Krauzman, *J. Raman. Spectr.* **1**, 365 (1973).
- [15] Г. Г. Митин, В. С. Горелик, Л. А. Кулевский и др., *ЖЭТФ* **68**, 1757 (1975).
- [16] J. F. Scott, P. A. Fleury, J. M. Worlock, *Phys. Rev.* **177**, 1288 (1969).
- [17] S. P. Porto, S. B. Tell, T. C. Damen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 450 (1966).
- [18] В. Ф. Китаева, Л. А. Кулевский, Ю. Н. Поливанов, С. Н. Полуэктов. *Письма ЖЭТФ* **16**(1), 23 (1972).
- [19] Г. М. Георгиев, А. Г. Михайловский, А. Н. Пенин, В. Н. Чумаш, *ФТТ* **16**, 2907 (1974).
- [20] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, and N. V. Tcherniega, *J. Russ. Laser Res.* **29**, 551 (2008).
- [21] V. S. Gorelik, A. D. Kudryavtseva, N. V. Tcherniega, et al., *J. Russ. Laser Res.* **34**, 50 (2013).
- [22] О. В. Мисочко, *УФН* **183**(9), 917 (2013).

Поступила в редакцию 20 ноября 2013 г.