

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Кристаллы $BaGa_2GeS_6$ и $BaGa_2GeSe_6$ для нелинейно-оптического преобразования частоты

С.Г.Гречин, П.П.Николаев, А.А.Ионин, И.О.Киняевский, Ю.М.Андреев

Представлены результаты анализа функциональных возможностей новых кристаллов $BaGa_2GeS_6$ (BGGS) и $BaGa_2GeSe_6$ (BGGSe), используемых для решения различных задач нелинейно-оптического преобразования частоты в диапазоне их прозрачности. Определены длины волн, при которых могут быть получены максимальные эффективности преобразования, и диапазон перестройки при генерации разностных частот. Показано, что существуют комбинации длин волн, для которых коэффициент эффективной нелинейности незначительно изменяется в большом диапазоне частотных расстройек.

Ключевые слова: нелинейные кристаллы, $BaGa_2GeS_6$, $BaGa_2GeSe_6$, преобразование частоты.

Одним из ограничений, сдерживающих создание мощных лазеров среднего ИК диапазона с использованием преобразования частоты, является невысокий порог оптического разрушения нелинейных кристаллов. Для моноимпульсного излучения наносекундной длительности в диапазоне длин волн 5–10 мкм порог разрушения большинства кристаллов составляет 50–200 МВт/см² [1]. Коэффициент потерь также ограничивает среднюю мощность излучения из-за теплового самовоздействия в кристалле. Все это стимулирует синтез новых нелинейных сред. Только с начала этого века синтезировано более 200 новых кристаллов для среднего ИК диапазона. Одна из последних разработок – кристаллы серии бариевых галогенидов $BaGa_2MQ_6$ (M = Si, Ge; Q = S, Se) [2, 3]. Кристаллы $BaGa_2SiS_6$ (BGSS) и $BaGa_2SiSe_6$ (BGSSe) оказались химически неустойчивыми, и все работы были сконцентрированы на выращивании и исследовании сульфида $BaGa_2GeS_6$ (BGGS) и селенида $BaGa_2GeSe_6$ (BGGSe).

В настоящее время еще не измерены точно все линейные и нелинейные параметры этих кристаллов. Однако даже имеющиеся данные позволяют оценить функциональные возможности кристаллов BGGS и BGGSe, используемых для решения всех задач нелинейно-оптического преобразования частоты: генерации суммарных и разностных частот и параметрической генерации. Эти вопросы рассматриваются в настоящей работе.

Уже первые исследования показали перспективность кристаллов BGGS и BGGSe. Они имеют большой диапазон прозрачности – от видимой до средней ИК области и большие значения коэффициентов тензора нелинейной вос-

приимчивости d_{ij} . Бóльшая, чем у кристаллов $AgGaS_2$ (AGS) и $AgGaSe_2$ (AGSe), ширина запрещенной зоны позволяет предположить, что порог разрушения кристаллов BGGS и BGGSe будет более высоким.

Вопросам синтеза кристаллов и исследования их параметров посвящены работы [2–6]. По данным работы [2] кристалл BGGS прозрачен в диапазоне 0.380–13.7 мкм. Диапазоны прозрачности, определенные в [4], составляют 0.41–11.8 мкм для BGGS и 0.58–12 мкм для BGGSe. Однако в этих работах не приводятся данные об анизотропии коэффициентов поглощения, которые следуют из дисперсионных зависимостей коэффициентов пропускания [4].

В работе [7] представлены результаты измерений порогов разрушения кристаллов BGGS и BGGSe. Использовался моноимпульсный Nd:YLF-лазер, генерирующий на длине волны 1.053 мкм импульсы длительностью 5–17 нс. По результатам измерений пороги поверхностного разрушения обоих кристаллов близки и составляют 200–300 МВт/см² при частоте следования импульсов 0.1–1.0 кГц. При увеличении частоты от 100 Гц до 1 кГц порог разрушения уменьшается в среднем на 10%–20%.

Первые измерения коэффициентов уравнений Селлмейера для двух положительных кристаллов были проведены в работе [4]. Выражения для этих коэффициентов имеют следующий вид:

$$n_o = 5.1047 + \frac{0.1480}{\lambda^2 - 0.0562} - 0.00253\lambda^2, \quad (1)$$

$$n_e = 5.3488 + \frac{0.1674}{\lambda^2 - 0.0536} - 0.00265\lambda^2 \quad (2)$$

для кристалла BGGS и

$$n_o = 6.1746 + \frac{0.2679}{\lambda^2 - 0.1174} - 0.00116\lambda^2, \quad (3)$$

$$n_e = 6.6022 + \frac{0.3030}{\lambda^2 - 0.1324} - 0.00121\lambda^2 \quad (4)$$

для кристалла BGGSe. Здесь и далее n_o и n_e – главные значения показателей преломления, а λ – длина волны излучения в микрометрах. Более точные выражения для кри-

С.Г.Гречин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: S.G.Grechin@mail.ru
П.П.Николаев. ООО «Неофотоника», Россия, 192019 С.-Петербург, просп. Обуховской обороны, 21А

А.А.Ионин, И.О.Киняевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Ю.М.Андреев. Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 10/3

сталла BGGSe в диапазоне 0.78–10.591 мкм были получены в работе [5] с использованием двухрезонансной модели:

$$n_o = 7.39367 + \frac{0.27086}{\lambda^2 - 0.06961} + \frac{1513.10}{\lambda^2 - 1237.35}, \quad (5)$$

$$n_e = 8.11658 + \frac{0.30287}{\lambda^2 - 0.13199} + \frac{2197.51}{\lambda^2 - 1408.89}. \quad (6)$$

В дальнейшем для расчетов углов синхронизма для кристалла BGGSe используются выражения (5) и (6).

Кристаллы BGGs и BGGSe относятся к тригональной системе с точечной группой симметрии 3. Тензор нелинейной восприимчивости с двухиндексным обозначением элементов имеет для нее следующий вид:

$$d_{ij} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & 0 & 0 & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & 0 & d_{24} & 0 & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Выражения для коэффициентов эффективной нелинейности положительных кристаллов этой точечной группы при выполнении условия симметрии Клейнмана представлены в виде

$$d_{\text{eff}} = \cos^2\theta(d_{11}\sin 3\varphi + d_{22}\cos 3\varphi) \quad (8)$$

для еео-типа взаимодействия и

$$d_{\text{eff}} = \cos\theta(d_{11}\cos 3\varphi - d_{22}\sin 3\varphi) + d_{15}\sin\theta \quad (9)$$

для еоо=еоо-типа взаимодействия. Здесь φ – азимутальный угол, отсчитываемый от оси x в плоскости xy ; θ – полярный угол (угол между осью z и направлением фазового синхронизма).

В настоящее время нет достоверных экспериментальных данных о значениях коэффициентов тензора нелинейной восприимчивости. Первые измерения этих коэффициентов были основаны на сравнении интенсивностей излучений вторых гармоник, полученных с использованием кристаллов BGGs и BGGSe и с использованием кристаллов AGS и AGSe. Они представлены в работе [2]. Измерения проводились порошковым методом для частиц размером 80–100 мкм. Интенсивности излучения второй гармоники лазера с длиной волны $\lambda = 2.09$ мкм для сульфидов BGGs и AGS и селенидов BGGSe и AGSe оказались близкими.

В работе [3] выполнялись аналогичные измерения с использованием предложенного в [8] правила. По результатам измерений было получено, что коэффициенты нелинейности при генерации второй гармоники (ГВГ) излучения с $\lambda = 2.05$ мкм в кристаллах BGGs и BGGSe соответственно в ~ 2.1 раза и в ~ 3.5 раза больше, чем в кристаллах AGS. Из этих данных авторы определили, что коэффициенты эффективной нелинейности равны 26.3 пм/В для BGGs и 43.7 пм/В для BGGSe.

В работе [4] была предпринята попытка определения коэффициентов тензора d_{ij} по результатам измерения эффективности ГВГ излучения CO₂-лазера ($\lambda = 10.6$ мкм) в однородном кристалле BGGSe. Был получен коэффициент $d_{11} = 66 \pm 15$ пм/В. С использованием этой величины в [4] найден коэффициент эффективной нелинейности для первого типа взаимодействия $d_{\text{eff}} = 47.5$ пм/В. Для второ-

го типа взаимодействия авторы приводят $d_{\text{eff}} = 14.4$ пм/В. Однако используемые в [4] методика измерения и обработка результатов содержат ошибки, поэтому полученные значения являются завышенными. В работе [9], уточнив методику обработки результатов в [4], авторы приводят коэффициент $d_{11} = 49 \pm 15$ пм/В и коэффициент эффективной нелинейности для ГВГ излучения CO-лазера $d_{\text{eff}} = 42 \pm 14$ пм/В. Тем не менее полученных данных недостаточно для вычисления d_{eff} для произвольных длин волн.

В работе [2] представлены результаты расчета коэффициентов тензора нелинейной восприимчивости d_{ij} для кристаллов BaGa₂MQ₆ (M = Si, Ge; Q = S, Se) с использованием плоско-волнового метода псевдопотенциала [8]. Результаты расчетов [2] для кристаллов BGGs и BGGSe приведены в табл.1. С помощью этих данных не могут быть получены указанные в [3] значения коэффициентов эффективной нелинейности. Однако на этом этапе для расчетов d_{eff} будут использоваться данные табл.1. Уточнение значений d_{ij} изменит количественно представленные ниже результаты, но в целом, качественно, не должно изменить их.

Табл.1. Значения коэффициентов тензора d_{ij} .

Кристалл	d_{ij} (пм/В)			
	d_{11}	d_{15}	d_{22}	d_{33}
BGGs	5.6	9.4	10.5	-12.0
BGGSe	13.0	24.7	-27.4	-23.0

Распределения коэффициентов эффективной нелинейности кристаллов BGGs и BGGSe для двух типов взаимодействия показаны на рис.1. Необходимо отметить, что в работе [1] приведены данные только для одного кристалла точечной группы 3 – кристалла Nd:LaBGeO₅. Характерной особенностью распределений на рис.1 для еео-типа взаимодействия является следующее. Хотя аргумент гармонических функций в (8) равен 3φ , значения азимутального угла φ_{max} , при которых d_{eff} максимально, из-за различия модулей коэффициентов d_{11} и d_{22} не равны $m \times 30^\circ$ ($m = 0, 1, 2, \dots$). Угол φ_{max} нетрудно определить из условия $dd_{\text{eff}}/d\varphi = 0$. В результате получаем

$$\varphi_{\text{max}} = \frac{1}{3} \arctan\left(\frac{d_{11}}{d_{22}}\right).$$

Эта особенность также проявляется и на распределениях для еоо=еоо-типа взаимодействия (рис.1,б,в).

Из рис.1 следует, что для еео-типа взаимодействия не может быть реализован не критичный по углу синхронизм. Для еоо=еоо-типа он возможен, но при значительно меньшем коэффициенте эффективной нелинейности, который может быть получен при оптимальном значении угла θ .

Определение функциональных возможностей кристаллов, используемых для всех задач преобразования частоты, базируется на предложенном в [10, 11] методе анализа для одноосных и двухосных кристаллов, основанном на представлении параметра $FOM_2 = d_{\text{eff}}^2/(n_1 n_2 n_3)$ в виде зависимости от длин волн λ_1 и λ_2 – $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$. Здесь n_i – показатели преломления для взаимодействующих волн: $n_1(\lambda_1)$, $n_2(\lambda_2)$, $n_3(\lambda_3)$; $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$. Величина этого параметра определяется максимальным значением d_{eff} на кривой фазового синхронизма при изменении углов φ и θ . Именно

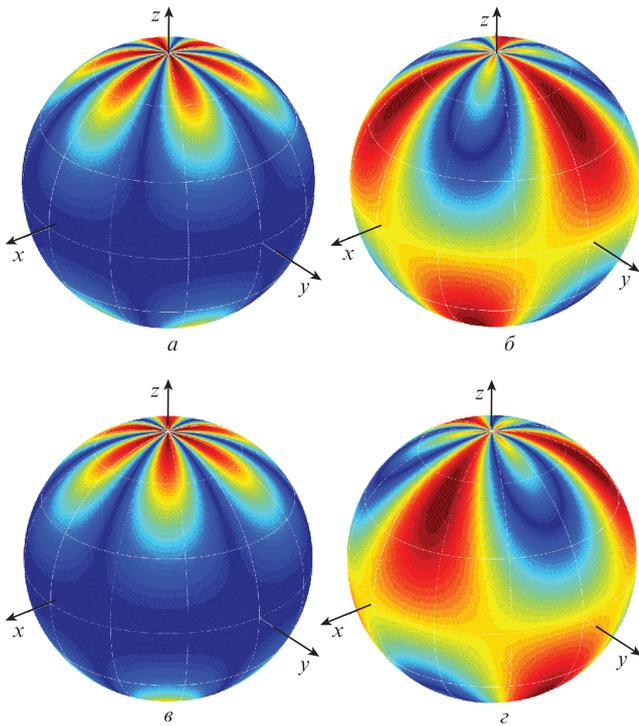


Рис.1. Распределения коэффициентов эффективной нелинейности кристаллов BGGs (а, б) и BGGSe (в, г) для еео- (а, в) и еоо=еоо-типов взаимодействия (б, г). Цветные варианты рис.1–3 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

такой срез кристалла выбирается на практике для получения максимальной эффективности преобразования. Данный метод показал положительные результаты при исследовании свойств кристалла КТР и его изоморфов [12], а также кристалла РИТ [13].

Зависимости $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ для всех типов взаимодействия в кристаллах BGGs и BGGSe представлены на рис.2. Сплошные кривые соответствуют $\lambda_3 = (1/\lambda_1 + 1/\lambda_2)^{-1}$. Вертикальными и горизонтальными штрих-пунктирными линиями показаны границы применимости уравнения Селлмейера, определенные в работе [5]. Подробное описание результатов, которые могут быть получены из приведенных распределений $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$, дано в [10, 11].

Из рис.2 видно, что коэффициент эффективной нелинейности максимален для кристалла BGGSe. Для типов взаимодействия оео и еоо значение $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ может достигать $100 \text{ пм}^2/\text{В}^2$. Для еео-типа взаимодействия это значение почти в два раза меньше. Для кристалла BGGs все значения $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ в пять-шесть раз меньше, чем для BGGSe. Нижняя граница всех распределений $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ соответствует не критичному по углу синхронизму ($\theta = 90^\circ$). Как отмечалось выше, для еео-типа взаимодействия в обоих кристаллах такой синхронизм не может быть получен.

Для рассматриваемых кристаллов различные процессы преобразования частоты возможны в большей части диапазона прозрачности. Характер распределений d_{eff} (рис.1) показывает, что для оео- и еоо-типов взаимодействия область длин волн, в пределах которой имеет место максимальная эффективность преобразования, шире, чем для еео-типа взаимодействия. Известно, что в пределах диапазона прозрачности кристалла условия фазового синхронизма выполняются первоначально для первого типа взаимодействия. Этот диапазон определяет минимальную и максимальную длины волн основного лазерного излу-

чения, с которыми возможна генерация второй гармоники. Из рис.2 для еео-типа взаимодействия следует, что минимальная длина волны основного излучения при ГВГ для кристалла BGGs составляет 1.7 мкм, а для BGGSe – 1.8 мкм. Процесс ГВГ в кристаллах BGGs и BGGSe можно реализовать для длин волн, не превышающих 12 мкм.

При ГВГ для оео-типа взаимодействия в кристалле BGGs высокая эффективность преобразования может быть получена в диапазоне 6–7 мкм, а в BGGSe – в диапазоне 3–12 мкм. Максимально эффективное преобразование в BGGSe возможно с длинами волн $\lambda_1 = \lambda_2$ в диапазоне 8–11 мкм. Наиболее эффективный процесс генерации третьей гармоники (ГТГ) реализуется для кристалла BGGs в диапазоне 6–8 мкм, а для BGGSe – в диапазоне 4–12 мкм.

Для еоо-типа взаимодействия высокая эффективность преобразования при ГВГ в BGGs может быть получена в диапазоне 3–6 мкм, а для кристалла BGGSe – в диапазоне 3–12 мкм. В кристалле BGGs процесс ГТГ невозможен, а в кристалле BGGSe он возможен в диапазоне 4–12 мкм.

С использованием излучения на $\lambda_3 = 1.0$ мкм в рассматриваемых кристаллах может быть реализована генерация разностных частот (ГРЧ). В этом случае как при еео-, так и при оео-типе взаимодействия возможно формирование излучения в широком диапазоне длин волн: 3.0–12 мкм. При еео- и оео-типах взаимодействия фазосинхронные свойства кристаллов позволяют получать излучение при накачке на длине волны 1.0 мкм. Однако в диапазоне $\lambda_1 = 2\text{--}7$ мкм величина d_{eff} очень мала. Диапазон перестройки излучения в обоих кристаллах может составлять от 6–7 мкм до 12 мкм. Поэтому полный диапазон перестройки достаточно большой, а рабочий – ограниченный. Диапазоны перестройки для всех типов взаимодействия и $\lambda_3 = 1.0, 1.5$ и 2.0 мкм приведены в табл.2.

Для оео- и еоо-типов взаимодействия в кристаллах BGGs и BGGSe существуют большие спектральные области, в которых значения $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ практически не изменяются. Это сильно отличает их от одноосных кри-

Табл.2. Диапазоны перестройки длины волны излучения λ_1 в режиме ГРЧ.

Кристалл	Тип	λ_3 (мкм)	Диапазон	λ_1 (мкм)
BGGs	еео	1.0	полный	2–12
	еео	1.0	рабочий	6–12
	еео	1.5	рабочий	3–12
	еео	2.0	рабочий	4–12
	оео	1.0	рабочий	2.5–12
	оео	1.5	рабочий	3–12
	оео	2.0	рабочий	4.2–12
	еоо	1.0	–	–
	еоо	1.5	рабочий	3–5
	еоо	2.0	рабочий	4–7
BGGSe	еео	1.0	полный	2–12
	еео	1.0	рабочий	7–12
	еео	1.5	рабочий	3–12
	еео	2.0	рабочий	4–12
	оео	1.0	рабочий	2.5–12
	оео	1.5	рабочий	3–12
	оео	2.0	рабочий	4.2–12
	еоо	1.0	–	–
	еоо	1.5	рабочий	3–12
	еоо	2.0	рабочий	4.3–12

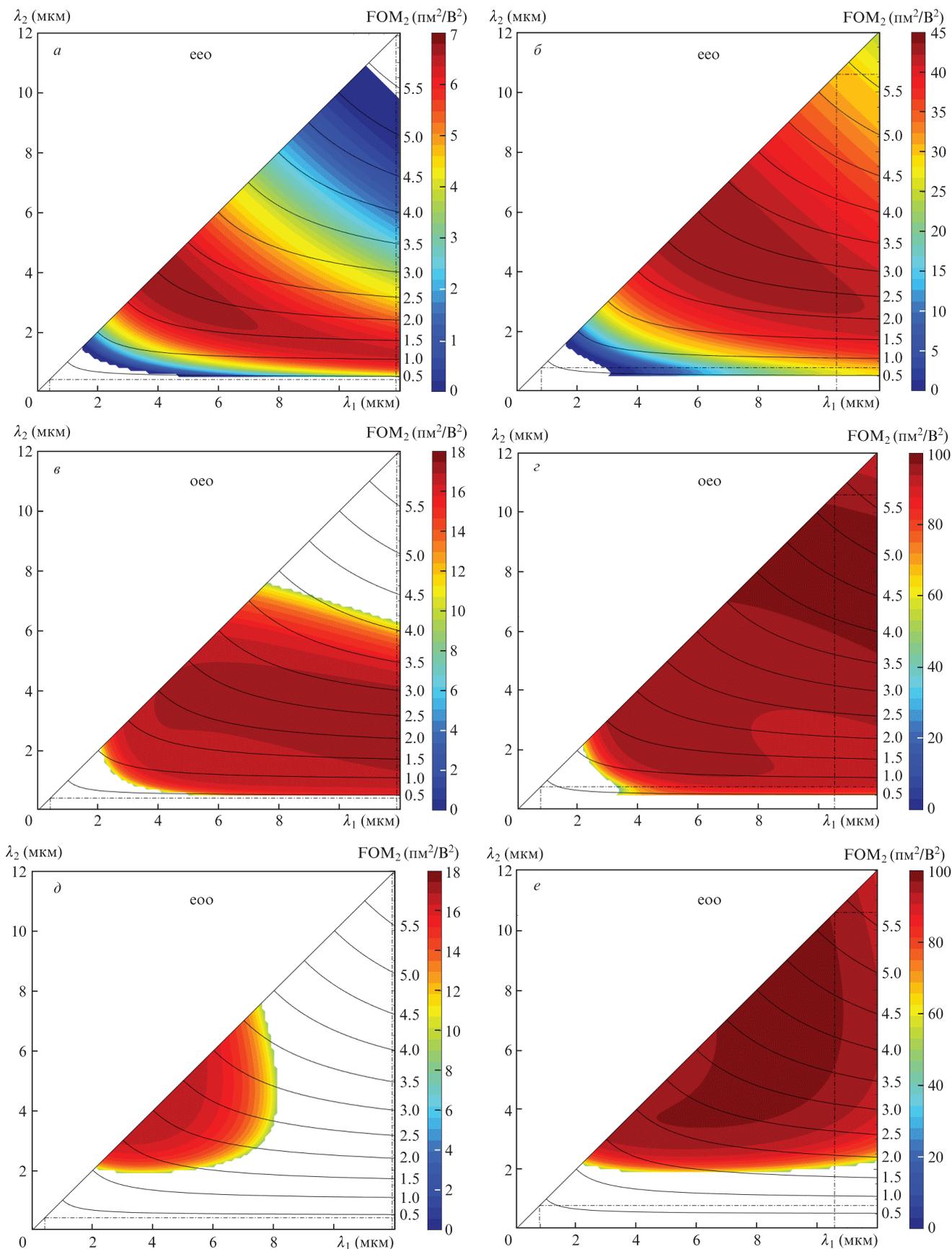


Рис.2. Распределения $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ для кристаллов BGGs (а, в, д) и BGGSe (б, г, е) и типов взаимодействия eeo (а, б), oeo (в, г) и eoo (д, е).

сталлов других точечных групп [10]. Распределения $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ на рис.2 – это фактически распределения величин d_{eff} . Из выражений (8), (9) следует, что имеется пря-

мая связь между углом синхронизма θ и коэффициентом d_{eff} . Таким образом, мы получаем, что в достаточно большой области распределения $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ значение угла

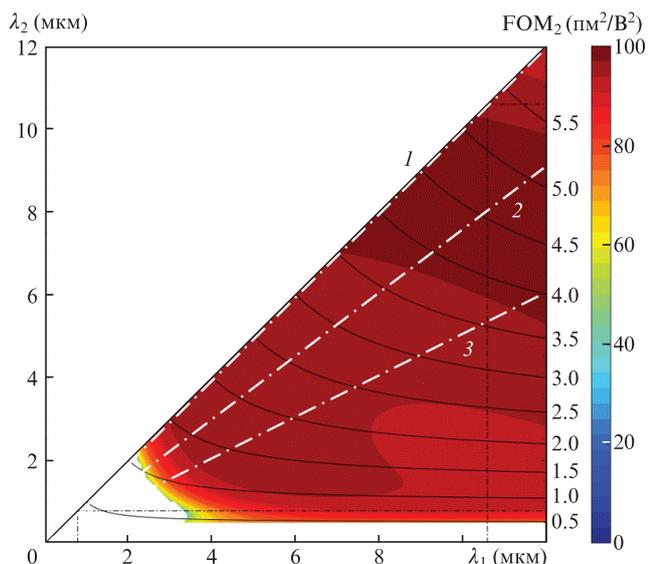


Рис.3. Распределение $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ для оео-типа взаимодействия в кристалле BGGSe при $\lambda_1 = \lambda_2$ (1), $\lambda_2 = 0.75\lambda_1$ (2) и $\lambda_2 = 0.5\lambda_1$ (3).

синхронизма не изменяется. Это соответствует режиму некритичного по частоте синхронизма (НКЧС).

На рис.3 представлено распределение $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ для оео-типа взаимодействия в кристалле BGGSe. Там же прямыми линиями показаны направления, соответствующие заданным соотношениям длин волн λ_1 и λ_2 : $\lambda_1 = \lambda_2$ (ГВГ), $\lambda_2 = 0.75\lambda_1$ (генерация суммарной частоты, ГСЧ) и $\lambda_2 = 0.5\lambda_1$ (ГТГ). Для этих трех случаев на рис.4 приведены зависимости от λ_1 угла синхронизма и $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$.

Зависимости углов синхронизма от λ_1 (рис.4,а) в целом аналогичны тем, которые имеют место для одноосных кристаллов [10]. Минимальные значения θ_{phm} для кристалла BGGSe достигаются при $\lambda_1 = 5.5$ мкм (кривая 1), 6.5 мкм (кривая 2) и 7.8 мкм (кривая 3). Они соответствуют режиму НКЧС. Однако зависимости $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ от λ_1 (рис.4,б) качественно отличаются от зависимостей, приведенных на рис.4,а. В широком диапазоне длин волн они почти не меняются. Связано это с характером распределения FOM_2 в зависимости от углов φ и θ (рис.1,б). В достаточно большом диапазоне изменения угла θ_{phm} (рис.4,а) значение FOM_2 (рис.4,б) изменяется очень медленно. Так, уменьшение на 5% от максимального значения FOM_2 на рис.4,б происходит в диапазонах 3.0–12 мкм (кривая 1), 3.75–12 мкм (кривая 2) и 5.3–12 мкм (кривая 3). В этих диапазонах реализуется режим НКЧС. Совпадение областей с медленными изменениями величины FOM_2 и угла синхронизма при НКЧС приводит к формированию подобного вида распределения с большой спектральной шириной.

При преобразовании частоты импульсного фемтосекундного излучения высокие интенсивности излучения позволяют использовать кристаллы длиной не более 1 мм. В этом случае угловая ширина синхронизма для большинства кристаллов составляет не менее 20° даже при критичном по углу синхронизме. Обычно зависимость FOM_2 , например от λ_1 , имеет вид, аналогичный зависимости от λ_1 угла синхронизма. Наблюдаются ярко выраженный экстремум и достаточно быстрое уменьшение величины FOM_2 при частотной расстройке. Результаты для кристалла BGGSe (рис.4,б) показывают, что существуют условия для равного по эффективности преобразования всех

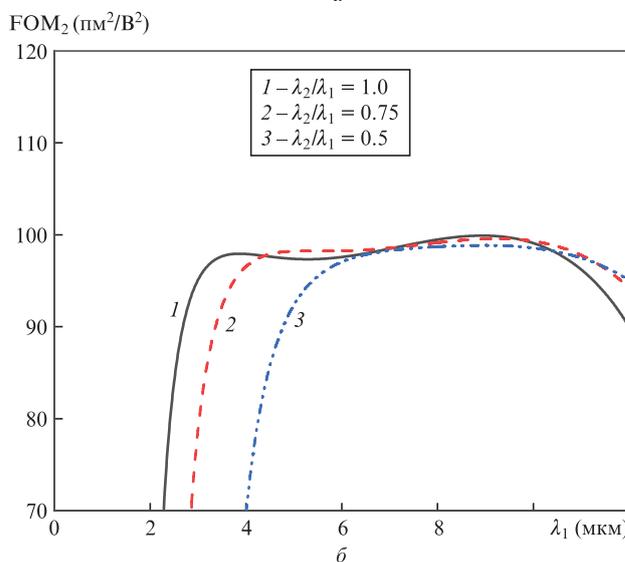
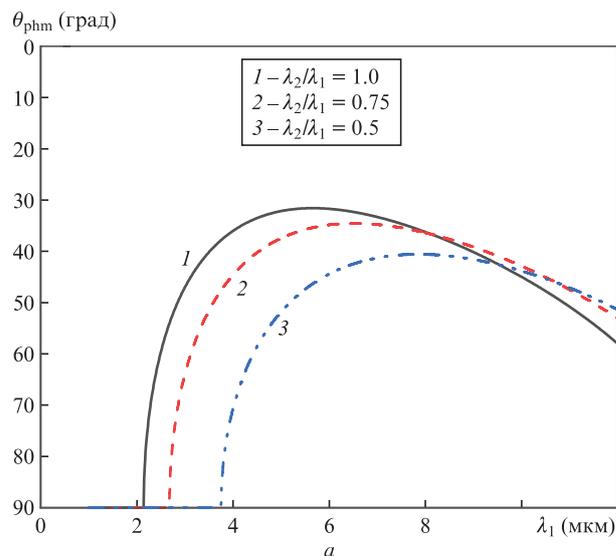


Рис.4. Зависимости угла синхронизма (а) и $FOM_2(\lambda_1, \lambda_2)$ (б) от λ_1 для кристалла BGGSe при $\lambda_1 = \lambda_2$ (1, ГВГ), $\lambda_2 = 0.75\lambda_1$ (2, ГСЧ) и $\lambda_2 = 0.5\lambda_1$ (3, ГТГ).

частотных компонент. Это справедливо для различных нелинейно-оптических преобразователей частоты с перестройкой по длине волны и для параметрических генераторов света. Детальный анализ перспектив реализации режима НКЧС на различных длинах волн будет выполнен при получении более точных данных о параметрах кристаллов.

Распределения на рис.2 соответствуют однородным кристаллам BGS и BGGSe. Их различие показывает, что для смешанных кристаллов $BaGa_2GeS_xSe_{6-x}$ возможны заметные изменения распределений.

В работе представлены предварительные результаты анализа функциональных возможностей новых нелинейных кристаллов BGS и BGGSe. Показана возможность преобразования частоты в диапазоне от видимой до средней ИК области. Определен возможный диапазон перестройки по длине волны в режиме ГРЧ. Установлено, что при некоторых комбинациях длин волн можно получить слабо изменяющийся коэффициент эффективной нелинейности. Это дает возможность эффективного преобразования частоты излучения как с большим диапазоном перестройки по длине волны, так и с большой шириной спектра.

Несмотря на отсутствие точных данных о параметрах исследованных нелинейных кристаллов, проведенный анализ показывает перспективность их использования для создания оптических параметрических генераторов с накачкой лазерами ближнего ИК диапазона, а также для генерации второй и третьей гармоник излучения лазеров среднего ИК диапазона.

Работа выполнена в рамках государственной бюджетной программы № АААА-А17-117013050036-3.

1. Nikogosyan D.N. *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey* (New York: Springer, 2005).
2. Lin X., Guo Y., Ye N., Zhai N. *J. Solid State Chem.*, **195**, 172 (2012).
3. Yin W., Feng K., He R., Mei D., Lin Z., Yao J., Wu Y. *Dalton Trans.*, **41**, 5653 (2012).
4. Badikov V.V., Badikov D.V., Laptev V.B., Mitin K.V., Shevyrdyaeva G.S., Shchebetova N.I., Petrov V. *Opt. Mater. Express*, **6**, 2933 (2016).
5. Kato K., Miyata K., Badikov V.V., Petrov V. *Appl. Opt.*, **57**, 7440 (2018).
6. Kurtz S.K., Perry T.T. *Appl. Phys.*, **39**, 3798 (1968).
7. Kostyukova N.Y., Boyko A.A., Erushin E.Y., Kostyukov A.I., Badikov V.V., Badikov D.V., Kolker D.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **36**, 2260 (2019).
8. Payne M.C., Teter M.P., Allan D.C., Arias T.A., Joannopoulos J.D. *Rev. Mod. Phys.*, **64**, 1045 (1992).
9. Badikov D.V., Badikov V.V., Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Mitin K.V., Mokrousova D.V., Mojaeva V.A. *Opt. Quantum Electron.*, **50**, 243 (2018).
10. Андреев Ю.М., Арапов Ю.Д., Гречин С.Г., Косьянов И.В., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **46**, 33 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 33 (2016)].
11. Андреев Ю.М., Арапов Ю.Д., Гречин С.Г., Косьянов И.В., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **46**, 995 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 995 (2016)].
12. Gagarskiy S., Grechin S., Druzhinin P., Kato K., Kochiev D., Nikolaev P., Umemura N. *Crystals*, **8**, 386 (2018).
13. Grechin S.G., Nikolaev P.P., Andreev Yu.M. *Laser Phys.*, **29**, 105101 (2019).