

УДК 621.373.826

Ю.М. АНДРЕЕВ*, **, Е.А. ВАЙТУЛЕВИЧ**, В.В. ЗУЕВ*, Т.И. ИЗААК**, Г.В. ЛАНСКИЙ*, **, С.Н. ОРЛОВ***,
Ю.Н. ПОЛИВАНОВ***, В.А. СВЕТИЧНЫЙ**, А.В. ШАЙДУКО*, **

УГЛЫ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛАХ GaSe И GaSe_{0,866}S_{0,134}¹

Впервые измерены углы фазового синхронизма для генерации второй гармоники по I и II типам трехволновых взаимодействий в кристаллах GaSe и GaSe_{0,866}S_{0,134} в коротковолновом диапазоне длин волн возбуждающего излучения 2,385–3,797 мкм. Проведено сравнение экспериментально полученных прецизионных данных с рассчитанными на основе известных дисперсионных уравнений.

Ключевые слова: нелинейно-оптические материалы, генерация второй гармоники, фазовый синхронизм, селенид галлия, легированный серой селенид галлия.

Введение

Кристалл GaSe, впервые предложенный в 1972 г. [1] в качестве нового эффективного нелинейно-оптического кристалла для ближнего и среднего ИК-диапазонов, в настоящее время входит в группу наиболее эффективных материалов для нелинейно-оптического преобразования частоты и в дальний ИК (терагерцовый) диапазон спектра. В частности, методом ГРЧ при смешении в кристалле GaSe излучения наносекундных Nd:YAG-лазера и параметрического генератора света (ПГС) на основе кристалла ВВО осуществлена эффективная генерация перестраиваемого по длине волны излучения в экстремально широком диапазоне 2,7–38,4 и 58,2–3540 мкм [2]. В работе [3] сообщается о получении на кристалле GaSe толщиной 30 мкм терагерцовых импульсов длительностью в 1,3 периода колебаний с напряженностью электрического поля порядка 10^6 В/см² при возбуждении импульсами титан-сапфирового лазера с длительностью 25 фс. Однако слоистая структура и низкая твердость кристалла GaSe ограничивают возможности изготовления рабочих элементов и прямого определения дисперсионных свойств, необходимых для расчета углов фазового синхронизма (ФС), и их практическое использование. В научной литературе продолжается обсуждение вопроса о применимости известных дисперсионных формул и предлагаются их новые варианты, что обуславливает необходимость проведения прецизионных экспериментальных исследований и анализа накопившегося материала.

Актуальность такого рода исследований возросла в связи с внедрением в практику нелинейной кристаллооптики модифицированных путем легкого и высокого легирования кристаллов GaSe. Легко и высоко легированные кристаллы (кристаллы твердых растворов) сохраняют основные физические свойства исходных кристаллов GaSe, ответственные за протекание процессов параметрического преобразования частоты, но характеризуются существенно улучшенными оптическими и механическими свойствами. В частности, кристаллы твердых растворов GaSe_{1-x}S_x, x – отношение смешения, характеризуются кратно более высокой твердостью, уменьшенным числом точечных дефектов и дефектов спайности слоев роста, а также большей шириной запрещенной зоны по отношению к кристаллам GaSe, что обуславливает меньший уровень двухфотонного поглощения излучения широко используемых на практике Nd:YAG и Ti:Sapphire лазеров. Первые экспериментальные исследования по применению кристаллов твердых растворов GaSe_{1-x}S_x в нелинейной оптике были опубликованы в 1982 г. [4]. В этой работе реализована генерация разностных частот в диапазоне 7–12,5 мкм на кристалле GaS_{0,2}Se_{0,8}, измерены показатели преломления для кристаллов с $x = 0, 0,2, 0,4, 0,8$ и $1,0$ и получены дисперсионные уравнения для диапазона 0,63–20 мкм. В работе [5] измерены углы ФС для ГВГ при возбуждении излучением с длинами волн 2,79 мкм (Er:YSGG-лазер) и 9,58/10,6 мкм (CO₂-лазер) в кристаллах твердых растворов с $x = 0,04–0,412$. Наиболее детальные исследования физических, в том числе дисперсионных,

¹ Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект № 10-02-01452-а, совместного проекта фундаментальных исследований НАН Беларуси и СО РАН, № 10 от 2010 г., и проекта 30.3.2 программы 30.3 Президиума СО РАН.

свойств проведены для кристалла твердого раствора $\text{GaSe}_{0,6}\text{S}_{0,4}$ в работе [6], где показана перспективность его использования для нелинейно-оптического преобразования излучения в диапазоне 5–14 мкм при использовании Nd:YAG-лазера в качестве лазера накачки.

В данной работе впервые проведены прецизионные сравнительные измерения углов фазового синхронизма для ГВГ в кристаллах GaSe и кристалле твердого раствора $\text{GaSe}_{0,866}\text{S}_{0,134}$ в коротковолновом диапазоне длин волн накачки 2,385–3,797 мкм по $e = o+o$ и $e = o+e$ типам взаимодействия с целью определения наиболее достоверных дисперсионных уравнений из числа известных.

Анализ данных по дисперсии показателей преломления

В настоящее время наиболее широко используются данные по дисперсии показателей преломления кристалла GaSe в ИК- и ТГц-областях спектра, приведенные в [7]. В этой работе за основу взято дисперсионное уравнение, полученное для диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\perp}(\nu)$ по интерференции в тонких пленках в области максимальной прозрачности и по отражению в области значительного поглощения [8], вида

$$\varepsilon_{\perp}(\nu) = a\nu^6 + b\nu^4 + c\nu^2 + \varepsilon_{\perp\infty} + \frac{(\nu_{\text{LO}}^2 - \nu_{\text{TO}}^2)\varepsilon_{\perp\infty}}{\nu_{\text{TO}}^2 - \nu^2 - i\Gamma\nu}, \quad (1)$$

где $\nu_{\text{LO}} = 254,7 \text{ см}^{-1}$; $\nu_{\text{TO}} = 213,5 \text{ см}^{-1}$; $\Gamma = 3 \text{ см}^{-1}$; $\varepsilon_{\perp\infty} = 7,443$; $a = 6,105 \cdot 10^{-27} \text{ см}^6$; $b = 1,8564 \cdot 10^{-18} \text{ см}^4$; $c = 4,0499 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$ и $\varepsilon_{\perp 0} = 10,59$, а измерения проведены в диапазоне 0,45–330 мкм с погрешностью $\sim 10^{-3}$. В работе [7] формула (1) представлена в виде

$$n_o^2(\lambda) = A_o + \frac{B_o}{\lambda^2} + \frac{C_o}{\lambda^4} + \frac{D_o}{\lambda^6} + \frac{E_o \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - F_o} \quad (2a)$$

где λ – длина волны в мкм; коэффициенты $A_o = 7,443$, $B_o = 0,4050$, $C_o = 0,0186$, $D_o = 0,0061$, $E_o = 3,1485$ и $F_o = 2194$. Формула (2a) описывает дисперсию обыкновенного показателя преломления $n_o(\lambda)$ как в ИК-, так и в ТГц-областях спектра в предположении равенства коэффициента затухания фононов Γ нулю.

Из-за наличия проблемы прямого измерения дисперсии необыкновенного показателя преломления $n_e(\lambda)$ GaSe авторы работы [7] использовали для ее определения известные и полученные экспериментальные данные по углам ФС при исследовании процессов трехволнового смешения: ГВГ, ГСЧ, ГРЧ и генерации параметрической сверхлюминесценции, называемой также генерацией бегущей волны. На основании компилированных данных и использования формулы (2a) для $n_o(\lambda)$ в [7] был проведен расчет зависимости $n_e(\lambda)$ в диапазоне 0,65–18 мкм. При этом значения коэффициентов A и F были взяты из работы [9], использованы значения $\varepsilon_{\infty}(E||c) = 5,76$ и $\nu_{\text{TO}}(E||c) = 237 \text{ см}^{-1}$. В результате аппроксимации для $n_e(\lambda)$ была получена следующая формула:

$$n_e^2(\lambda) = A_e + \frac{B_e}{\lambda^2} + \frac{C_e}{\lambda^4} + \frac{D_e}{\lambda^6} + \frac{E_e \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - F_e}. \quad (2b)$$

Заметим, что в [9] приводится также и значение частоты продольного оптического фонона $\nu_{\text{LO}}(E||c) = 245 \text{ см}^{-1}$, что позволяет рассчитать силу осциллятора, $f = [(\nu_{\text{LO}}^2 / \nu_{\text{TO}}^2 - 1)\varepsilon_{\infty}] = 0,42057$, величина которой отличается от соответствующей константы $E_e = 1,855$ в выражении (2a) почти в 4,5 раза. Это приводит, в частности, к завышенному значению показателя преломления $n_e(\lambda)$ в ТГц-диапазоне спектра по сравнению данными, полученными в работе [9].

Следует отметить, что в формулах (1), (2) в явном виде учитывается вклад дипольно-активных фононов, параметры которых были измерены по спектрам ИК-отражения в работах [8, 9] (см. также [10]), что позволяет использовать эти формулы для описания дисперсии показателей преломления не только в рекомендованном авторами работы [7] диапазоне 0,65–18 мкм, но и в ТГц-диапазоне спектра. Действительно, в ряде экспериментов предложенные формулы для $n_o(\lambda)$ и $n_e(\lambda)$ успешно использованы для предсказания кривых ФС при генерации разностных частот как в ИК-, так и ТГц-диапазонах.

В работе [11] при экспериментальном исследовании генерации разностной частоты в кристалле GaSe при взаимодействии типа I в диапазоне 2,4–28 мкм было обнаружено отклонение из-

меренных углов ФС на величину $0,7-3,3^\circ$ (при погрешности измерения угла $\pm 0,2^\circ$ и длины волны ± 10 нм) от расчетных значений по формулам работы [7] в области длин волн более 18 мкм. При этом отклонение увеличивалось с увеличением длины волны. Это послужило основанием для модификации дисперсионных формул (переопределения коэффициентов), предложенных в [7]. Переопределенные коэффициенты приведены в табл. 1 и 2. Отметим, что какого-либо обоснования метода определения дисперсионных зависимостей для о- и е-волн по генерации разностной частоты излучений Nd:YAG-лазера и перестраиваемого ПГС в области 1,1–1,8 мкм только по взаимодействию $e = o+o$ типа в работе [11] не приведено.

В последующей работе [12], выполненной с участием некоторых авторов работы [11], представлены результаты определения $n_o(\lambda)$ в диапазоне 0,2–100 ТГц (3–1500 мкм) с использованием ИК-фурье-спектроскопии и терагерцовой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDS). В результате аппроксимации полученных результатов предложена новая формула для $n_o(\lambda)$, в которой, по сравнению с выражениями (1) и (2), добавлен небольшой вклад, обусловленный ранее наблюдаемым в ИК- и КР-спектрах межслоевым дипольно-активным колебанием с параметрами $\nu_t = 19,53$ см⁻¹ и $\Gamma_t = 0,5667$ см⁻¹. Таким образом, модифицированная формула приобрела следующий вид:

$$n_o^2(\lambda) = A_o + \frac{B_o}{\lambda^2} + \frac{C_o}{\lambda^4} + \frac{D_o}{\lambda^6} + \frac{E_o \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - F_o} + \frac{G_o \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - H_o}. \quad (3)$$

Соответствующие константы приведены в табл. 1, из которой видно, что учет дополнительного небольшого вклада, обусловленного межслоевым колебанием, незначительно повлиял на силу осциллятора «основного» фонона (величину постоянной E_o) и на значение ϵ_∞ (т.е. коэффициента A_o), а остальные коэффициенты остались такими же, как и в [7], но не в [11].

Используя дисперсионную формулу (3) для $n_o(\nu)$ и экспериментальные кривые по дисперсии углов ФС в ИК-диапазоне из предшествующей работы [11], а также экспериментальные результаты других авторов по ГРЧ в ТГц-диапазоне, авторы [12] получили коэффициенты дисперсионной формулы для $n_e(\nu)$ вида (2b). Из табл. 2 видно, что полученное уравнение для $n_e(\lambda)$ отличается от приведенного в [7] только силой осциллятора оптических фононов (значением коэффициента E_e) и значением ϵ_∞ (коэффициента A_e). Заметим, что сила осциллятора, равная 0,4206, с высокой точностью совпадает с величиной 0,42057, рассчитанной нами (см. комментарий после формулы (2)) из ИК данных работы [9].

Таблица 1

Значения констант уравнений Сельмейера видов (2) и (3) для обыкновенного показателя преломления $n_o(\lambda)$ кристалла GaSe

A	B	C	D	E	F	G	H	Ссылка
7,443	0,4050	0,0186	0,0061	3,1485	2194	–	–	[7]
7,38539	0,42611	–0,00797	0,02291	0,885 58	873,471	–	–	[13]
6,8517	0,4558	0,0143	0,0043	3,6187	2210,7	–	–	[11]
7,37	0,405	0,0186	0,0061	3,1436	2193,8	0,017	262177,5577	[12]

Таблица 2

Значения констант уравнения Сельмейера вида (2) для необыкновенного показателя преломления $n_e(\lambda)$ кристалла GaSe

A	B	C	D	E	F	Ссылка
5,760	0,3879	–0,2288	0,1223	1,855	1780	[7]
5,77169	0,31285	–0,03784	0,0573	2216,135	2 049 967	[13]
5,187	0,4634	–0,232	0,1083	1,8105	1801,65	[11]
5,76	0,3879	–0,2288	0,1223	0,4206	1780,3	[12]

В работе [13] представлены результаты прямого измерения как $n_o(\lambda)$, так и $n_e(\lambda)$ методом призмы (минимального отклонения) в области 0,7–1,4 и 2,4–5 мкм с погрешностью $\pm 0,003$, что удалось реализовать благодаря разработанной методике изготовления призмы механическим спо-

собом из кристалла GaSe. Полученные данные аппроксимированы, в частности, и выражениями вида (2). Соответствующие коэффициенты приведены в табл. 1 и 2.

Обстоятельный анализ и сравнение измеренных углов ФС для различных нелинейно-оптических процессов с результатами расчетов на основании дисперсионных формул, предложенных в [7], а также новых формул, предложенных авторами, представлен в работе [14]. Из [14] следует, что наибольшее отклонение расчетов с использованием формул из [7] наблюдается для углов ФС, измеренных в [15] по генерации разностных частот в ИК-диапазоне при смешении излучения от двух перестраиваемых по частоте титан-сапфировых лазеров. Новые формулы Селмейера для диапазона 0,9–14 мкм, предложенные в [14], имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 7,4437 + \frac{0,3757}{\lambda^2 - 0,1260} - 0,00154\lambda^2, \\ n_e^2(\lambda) &= 5,7608 + \frac{0,2908}{\lambda^2 - 0,1628} - 0,00131\lambda^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Наконец, в работе [16] для GaSe предлагаются формулы для более широкого диапазона 0,8–1620 мкм:

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 10,6409 + \frac{0,3788}{\lambda^2 - 0,1232} + \frac{7090,7}{\lambda^2 - 2216,3}, \\ n_e^2(\lambda) &= 5,7608 + \frac{0,2908}{\lambda^2 - 0,1628} + \frac{4927,5}{\lambda^2 - 1990,1}, \end{aligned} \quad (5)$$

которые совместно с формулами (0,633–10,591 мкм) для кристалла GaS

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 7,12996 + \frac{0,26073}{\lambda^2 - 0,04627} + \frac{127,335}{\lambda^2 - 258,431}, \\ n_e^2(\lambda) &= 5,530813 + \frac{0,20852}{\lambda^2 - 0,05251} + \frac{101,479}{\lambda^2 - 302,223} \end{aligned} \quad (6)$$

позволяют рассчитывать показатели преломления и для смешанных кристаллов $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$ при использовании следующего уравнения:

$$n^2(\text{GaS}_x\text{Se}_{1-x}) = x \cdot n^2(\text{GaS}) + (1-x)n^2(\text{GaSe}). \quad (7)$$

Измерение углов фазового синхронизма

Экспериментальное измерение углов ФС проведено с использованием однорезонаторного ПГС на кристалле LiNbO_3 с накачкой излучением Nd:ИАГ-лазера ($\lambda_p = 1,0642$ мкм) с модулированной добротностью собственного изготовления. Область перестройки длины волны составляла 1,45–4 мкм при энергии в импульсе 1–2 мДж. Длина волны излучения ПГС измерялась в процессе эксперимента с помощью измерителя длин волн IRL-005 (Cluster LTD, Россия) после предварительного преобразования сигнальной волны в коротковолновую ($\lambda_{\text{уп}}$) область с помощью генерации суммарной частоты излучений накачки (λ_p) и сигнальной волны (λ_s) в кристалле КТР. Длины волн излучения ПГС определялись из соотношения $1/\lambda_{\text{уп}} = 1/\lambda_p + 1/\lambda_s$, откуда $\lambda_s = \lambda_{\text{уп}}\lambda_p/(\lambda_p - \lambda_{\text{уп}})$, а длина волны холостой ветви излучения $\lambda_i = \lambda_{\text{уп}}\lambda_p/(\lambda_{\text{уп}} + \lambda_p)$. Точность измерения преобразованной сигнальной волны составляла $\pm 0,003$ нм, а спектральное разрешение – 3 см^{-1} .

Исследуемый кристалл устанавливался на компьютерно управляемом угловом позиционирующем устройстве (ThorLabs Nanopositioning Motorized Rotation stage PRM1-Z7) с точностью углового позиционирования $1''$ воспроизводимостью не хуже $100''$ ($0,03^\circ$). Угол ФС θ определялся по внешнему углу (углу падения на кристалл z -среза) из-за проблемы изготовления поверхности оптического качества иного среза. Погрешность измерения угла ФС в основном определялась погрешностью выставления рабочей поверхности кристалла по нормали к падающему ИК-излучению и составляла ± 1 мрад ($0,06^\circ$). Погрешность определения положения максимума угловой кривой ФС не выше, чем $1/20$ от угловой ширины ФС. Результирующая погрешность измерения угла ФС не превышает $\pm 0,1^\circ$. Отметим также, что нестабильность (изменение) длины волны

возбуждающего излучения (холостой волны ПГС) за время записи углового спектра не превышала $\pm 0,001$ мкм.

Эксперименты по измерению углов ФС для ГВГ проводились с использованием излучения холостой волны, перестраиваемой в диапазоне 2,2–4 мкм. При этом ПГС настраивался на режим с небольшой, $\sim 0,5^\circ$, неколлинеарностью взаимодействующих волн для удобства выделения холостой волны, излучение которой направлялось на исследуемый кристалл, установленный на вращающемся позиционирующем устройстве.

Угол ФС при фиксированной длине волны возбуждающего излучения измерялся по угловой зависимости энергии ВГ от угла падения возбуждающего излучения. ВГ регистрировалась с помощью пироприемника МГ-30, сигнал с которого после усреднения (Boxcar Averager, Mod. 162, Princeton Applied Research) и оцифровки поступал на персональный компьютер. Примеры угловых зависимостей, полученных для взаимодействий $e = o+o$ и $e = o+e$ в кристалле GaSe толщиной 6,5 мм при $\lambda = 3,5266$ мкм, приведены на рис. 1.

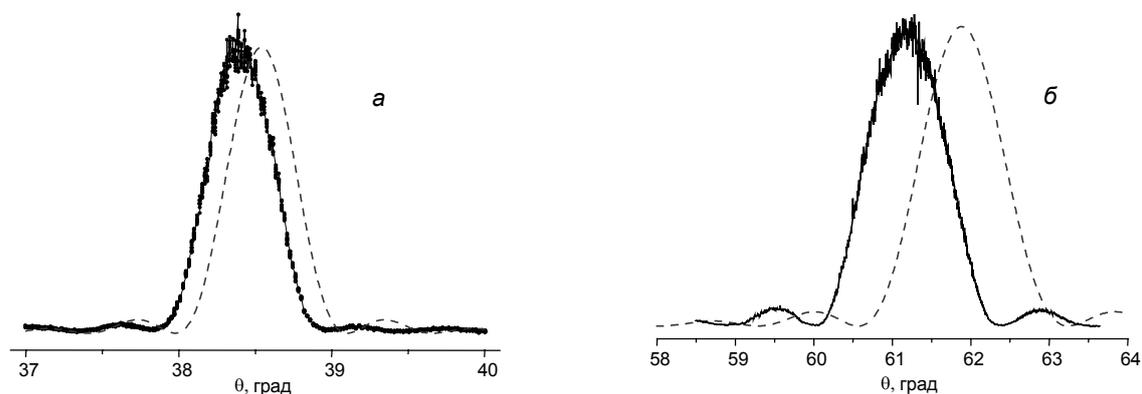


Рис. 1. Нормированные угловые зависимости мощности второй гармоники, генерируемой в кристалле GaSe при возбуждении излучением с длиной волны $\lambda = 3,5266$ мкм при взаимодействиях типа $e = o+o$ (а) и $e = o+e$ (б). Сплошные кривые – экспериментальные данные, штриховые – результаты расчета при использовании дисперсионных формул из работы [7]

Следует отметить, что в экспериментах по ГВГ ось вращения кристалла устанавливалась перпендикулярно к направлению распространения и под 45° к направлению поляризации возбуждающего излучения. Это давало возможность регистрировать ГВГ как при взаимодействии $e = o+o$ типа, так и при взаимодействии $e = o+e$ типа при одном сканировании угла без изменения начального положения кристалла в держателе. В этом случае повышается точность измерения разности углов ФС для двух типов взаимодействия (при заданной длине волны), так как при этом «выпадает» наибольшая ошибка измерения, связанная с выставлением нормали к кристаллу. Относительные интенсивности пиков, отвечающих разным типам взаимодействия, предварительно подбирались вращением кристалла вокруг нормали, т.е. изменением угла φ (так как $d_{ef} = \cos\theta_{int}\sin 3\varphi$ для взаимодействия $e = o+o$ и $d_{ef} = \cos^2\theta_{int}\cos 3\varphi$ для взаимодействия $e = o+e$ типа, где θ_{int} и φ – внутренние углы распространения излучения накачки). Отметим также, что в описываемых экспериментах возбуждающее излучение падает на кристалл под сравнительно большим углом по отношению к нормали. Это приводит к тому, что при взаимодействии $e = o+e$ типа волновые вектора возбуждающих o - и e -волн будут направлены в кристалле не коллинеарно (этого не происходит, если кристалл вырезан под углом ФС и возбуждающие волны падают на кристалл в направлении близком к нормали кристалла), что учитывалось нами при расчете углов ФС для взаимодействия $e = o+e$ типа.

В эксперименте для сравнения использовались два образца кристалла GaSe: образец толщиной 6,5 мм, выращенный в Бакинском госуниверситете (Азербайджан) в 1970-х годах, и 3,5-мм образец, выращенный в Томском госуниверситете (Россия) в 2007 г., а также образец толщиной 16,5 мм кристалла твердого раствора $\text{GaSe}_{0,866}\text{S}_{0,134}$ томского производства.

Результаты эксперимента и сравнение с расчетными данными

На рис. 2 приведено сравнение экспериментально полученных и расчетных зависимостей углов ФС для ГВГ при взаимодействиях $e = o+o$ и $e = o+e$ в кристаллах GaSe и $\text{GaSe}_{0,866}\text{S}_{0,134}$. Здесь

для кристалла GaSe представлены кривые, рассчитанные с использованием дисперсионных уравнений (2) с соответствующими коэффициентами, предложенными в работе [7] (см. также табл. 1 и 2), поскольку они, как будет показано ниже, наиболее близки к результатам наших измерений. Из рисунка видно, что кривые, рассчитанные для кристалла твердого раствора $\text{GaSe}_{0,866}\text{S}_{0,134}$ с использованием формул (5), (6) и (7), заметно хуже согласуются с экспериментальными данными по сравнению с кривыми, рассчитанными по формулам (2), (6) и (7). Детальное сравнение приведено на рис. 3.

Следует отметить, что единственное измерение в данном диапазоне длин волн на кристалле твердого раствора практически такого же состава ($\text{GaSe}_{0,867}\text{S}_{0,133}$) было проведено в [5] для взаимодействия $e = o+o$ типа на длине волны 2,79 мкм. Полученная величина угла ФС $\theta = 47,74^\circ$ практически в точности совпадает с нашим экспериментальным результатом $\theta = 47,68^\circ$ при $\lambda = 2,7896$ мкм.

На рис. 4 представлены результаты сравнения экспериментально измеренных углов ФС для ГВГ в кристалле GaSe для двух типов взаимодействия с рассчитанными по дисперсионным формулам для показателей преломления, предлагаемым авторами работ [7, 11–14, 16]. Видно, что наилучшее совпадение эксперимента в рассматриваемом диапазоне спектра наблюдается с расчетами, выполненными с использованием дисперсионных формул, предложенных в работе [7] (кривые 1 на рис. 3). В этом случае для взаимодействия $e = o+o$ типа среднее квадратичное отклонение

$\sigma = \sqrt{\frac{1}{m} \sum_j (\theta_{\text{exp}}(\lambda_j) - \theta_{\text{cal}}(\lambda_j))^2}$ составляет $\sigma = 0,155^\circ$. В случае взаимодействия $e = o+e$ типа все

экспериментально измеренные углы ФС оказались несколько меньше рассчитанных с использованием данных работы [7], поэтому здесь более целесообразно привести среднее отклонение экспе-

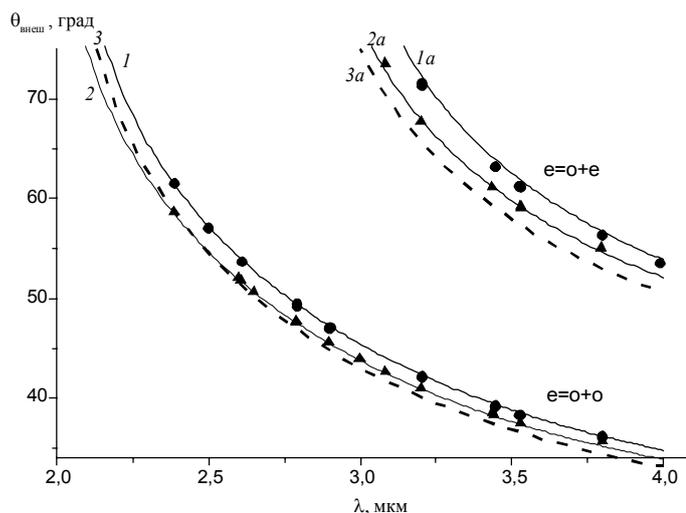


Рис. 2. Дисперсия угла ФС для ГВГ при взаимодействиях $e = o+o$ и $e = o+e$ типов в кристалле GaSe (кружки – эксперимент, кр. 1 и 1a – расчет по формулам (2), предложенным в работе [7]) и в кристалле $\text{GaSe}_{0,866}\text{S}_{0,134}$ (треугольники – эксперимент, кр. 2 и 2a – расчет с использованием формул (5), (6) и (7), а кр. 3 и 3a – с использованием формул (2), (6) и (7))

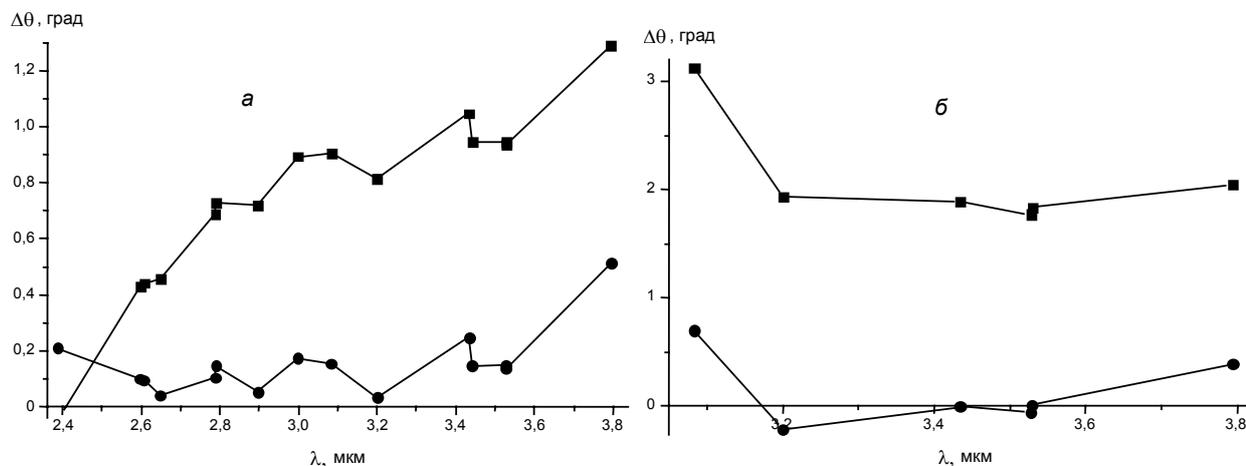


Рис. 3. Разность $\Delta\theta(\lambda_j) = \theta_{\text{exp}}(\lambda_j) - \theta_{\text{cal}}(\lambda_j)$ между экспериментально измеренными значениями углов ФС и рассчитанными с использованием формул (5), (6) и (7) (квадраты) и (2), (6) и (7) (кружки) для кристалла $\text{GaSe}_{0,866}\text{S}_{0,134}$ для взаимодействий $e = o+o$ (a) и $e = o+e$ (б) типов

риментальных точек от расчетных $\bar{\Delta\theta} = -0,585$. Следует отметить, что лишь немного худшее совпадение при взаимодействии $e = o+e$ наблюдается и при расчете с использованием данных работы [14], однако в этом случае измеренные углы оказались больше расчетных, так что $\bar{\Delta\theta} = -0,883$.

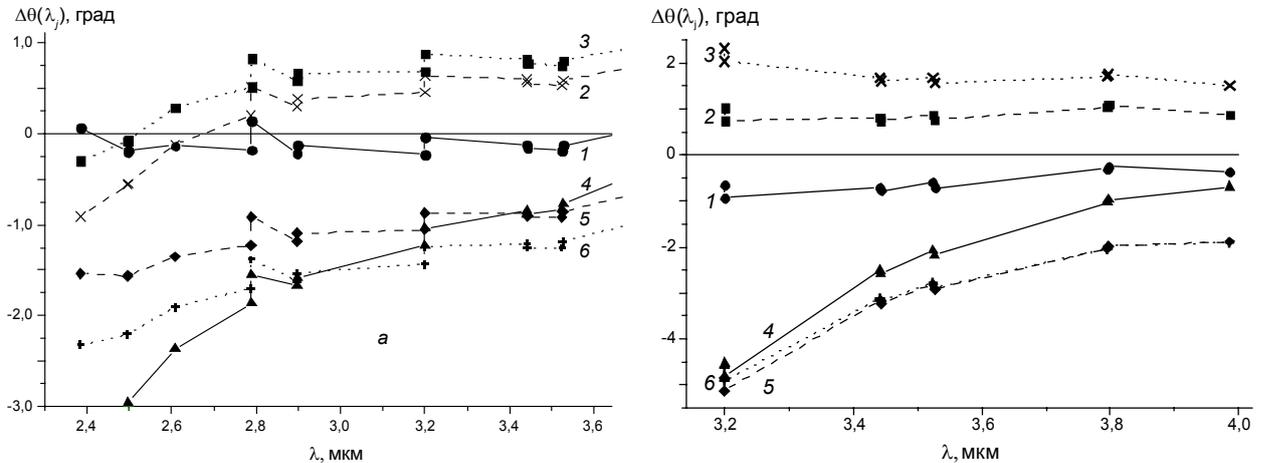


Рис. 4. Разность $\Delta\theta(\lambda_j) = \theta_{\text{exp}}(\lambda_j) - \theta_{\text{cal}}(\lambda_j)$ между величинами углов ФС для ГВГ в кристалле GaSe при взаимодействии $e = o+o$ (a) и $e = o+e$ (б) типов, измеренных нами при различных длинах волн λ_j и рассчитанных $\theta_{\text{cal}}(\lambda_j)$ на основе дисперсионных формул, предложенных в различных работах: кр. 1 – расчет по данным работы [7], кр. 2 – [14], кр. 3 – [16], кр. 4 – [13], кр. 5 – [11] и кр. 6 – [12]

Отметим также, что измерения углов ФС проводилось, как указывалось выше, на двух кристаллах GaSe разных изготовителей, выращенных через более чем 30-летний интервал времени. Эксперименты показали, что различия углов ФС, измеренных на этих кристаллах, практически лежат в пределах точности измерения.

Заключение

Впервые проведены прецизионные, с погрешностью не более $\pm 0,1^\circ$, измерения углов фазового синхронизма для генерации второй гармоники для двух $e = o+o$ и $e = o+e$ типов взаимодействия в чистом кристалле GaSe и кристалле твердого раствора $\text{GaSe}_{0,866}\text{S}_{0,134}$ при возбуждении излучением параметрического генератора света, перестраиваемого в коротковолновом диапазоне длин волн 2,4–3,8 мкм. Сравнение экспериментально полученных данных с рассчитанными на основе дисперсионных формул, предлагаемых для GaSe в разных публикациях [7, 11–14, 16], показало, что наилучшее совпадение полученных экспериментальных данных в рассматриваемом диапазоне спектра наблюдается с расчетными данными, полученными с использованием дисперсионных формул, предложенных в работе [7]. Экспериментальные данные для кристалла твердого раствора $\text{GaSe}_{0,866}\text{S}_{0,134}$ наиболее точно описываются при использовании формул (2), (6) и (7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдуллаев Г.Б., Кулевский Л.А., Прохоров А.М. и др. // Письма ЖЭТФ. – 1972. – Т. 16. – С. 130–132.
2. Shi W. and Ding Y.J. // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84. – No. 10. – P. 1635–1637.
3. Reimann K., Smith R.P., Weiner A.M., et al. // Opt. Lett. – 2003. – V. 28. – No. 6. – P. 471–473.
4. Аллахвердиев К.Р., Гулиев Р.И., Салаев Е.Ю., Смирнов В.В. // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9. – С. 1483.
5. Zhang H.Z., Kang Z.H., Jiang Y., et al. // Opt. Express. – 2008. – V. 16. – No. 13. – P. 9951–9957.
6. Petrov V., Panyutin V.L., Tyazhev A., et al. // Laser Phys. – 2011. – V. 21. – P. 774–781.
7. Vodopyanov K.L. and Kulevskii L.A. // Opt. Commun. – 1995. – V. 118. – P. 375–378.
8. Piccioli N., Le Toullec R., Mejatty M., and Balkanski M. // Appl. Opt. – 1977. – V. 16. – No. 5. – P. 1236–1238.
9. Le Toullec R., Piccioli N., Mejatty M., and Balkanski M. // Nuovo Cimento. – 1977. – V. 38B. – P. 159.
10. Palik E.D. Handbook of optical constants of solids. – N.Y.: Academic Press, 1998. – P. 473–487.

11. Chang C.-S., Zhang J.-Y., and Pan C.-L. // Opt. Express. – 2006. – V. 14. – No. 26. – P. 10636–10644.
12. Chen C.-W., Tang T.-T., Lin S.-H., et al. // J. Opt. Soc. Am. B. – 2009. – V. 26. – P. 58.
13. Allakhverdiev K.R., Baykara T., Kulibekov-Gulubayov A., et al. // J. Appl. Phys. – 2005. – V. 98. – P. 093515–093520.
14. Takaoka E. and Kato K. // Jpn. J. Appl. Phys. – 1999. – V. 38. – P. 2755–2759.
15. Eckhoff E.C., Putnam R.S., Wang S., et al. // Appl. Phys. B. – 1996. – V. 63. – P. 437–441.
16. Kato K. and Umemura N. // Opt. Lett. – 2011. – V. 36. – No. 5. – P. 746–747.

*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,
г.Томск, Россия

Поступила в редакцию 08.09.11.

**Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

**Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова

Национального исследовательского Томского государственного университета,

г. Томск, Россия

E-mail: yuandreev@imces.ru

Андреев Юрий Михайлович, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр.;

Вайтулевич Елена Анатольевна, к.х.н., доцент, ст. науч. сотр.;

Зуев Владимир Владимирович, чл.-кор. РАН, д.ф.-м.н., зам. директора;

Изаак Татьяна Ивановна, к.х.н., доцент, ст. науч. сотр.;

Ланский Григорий Владимирович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;

Орлов Сергей Николаевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;

Поливанов Юрий Николаевич, д.ф.-м.н., профессор, ведущ. науч. сотр.;

Светличный Валерий Анатольевич, к.ф.-м.н., доцент, ст. науч. сотр.;

Шайдуко Анна Валерьевна, науч. сотр.