

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 51-72

Е.С. СИМ, М.Г. КИСТЕНЕВА, Т.А. ЖУРИН, С.М. ШАНДАРОВ

АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ КРИСТАЛЛА СИЛИКАТА ВИСМУТА ПРИ ВРЕМЕННОЙ МОДУЛЯЦИИ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ДЛИНЕ ВОЛНЫ*

Представлены результаты моделирования временных зависимостей коэффициента пропускания в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при гармонической модуляции возбуждающего излучения по длине волны. Рассмотрена возможность оценки спектрального положения гауссовых кривых, описывающих вероятности внутрицентровых переходов, как одного из типов вкладов в примесное поглощение кристаллов силленитов. Показано, что амплитуда второй фурье-гармоники в разложении временной зависимости коэффициента пропускания исследуемого образца максимальна вблизи центральных длин волн для внутрицентровых переходов.

Ключевые слова: оптическое пропускание, силикат висмута, λ -модуляционная спектроскопия, численное моделирование.

Введение

Наличие дефектных центров различной природы в широкозонных кристаллах обеспечивает реализацию в них фотоиндуцированных явлений, широко используемых в спектроскопии и в устройствах оптической записи и обработки информации, таких, как примесная фотопроводимость, фотохромный и фоторефрактивный эффекты [1–9]. Изменения спектров оптического поглощения в фотохромных кристаллах могут быть связаны как с фотопереносом заряда между дефектными центрами, так и с оптическими и термооптическими фазовыми переходами [2]. В centrosymmetric щелочно-галоидных и щелочно-земельно-галоидных кристаллах с центрами окраски, обратимо изменяющих спектр поглощения под действием света, могут формироваться объемные фотохромные голограммы, имеющие преимущественно амплитудную составляющую, что ограничивает достигаемую для них дифракционную эффективность, не превышающую нескольких процентов [2]. Фоторефрактивные эффекты, которые реализуются в неcentrosymmetric кристаллах, где основной вклад в фотоиндуцированные возмущения показателя преломления обусловлены линейным электрооптическим эффектом, обычно связываются только с пространственным перераспределением зарядов по дефектным центрам вследствие фотопереноса [4, 5, 8, 9].

Хорошими фоторефрактивными свойствами, позволяющими формировать в образцах на их основе объемные динамические фазовые голограммы высокого качества, обладают кислородно-октаэдрические сегнетоэлектрики BaTiO_3 , $\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$, $\text{Ba}_{1-x}\text{Ca}_x\text{TiO}_3$, LiNbO_3 , LiTaO_3 , KNbO_3 , $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3$, $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$, $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$; кристаллы класса силленитов $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ ($M = \text{Si, Ge, Ti}$) [4, 5, 8, 9] и высокоомные полупроводниковые кристаллы InP:Fe , GaAs:Cr и CdTe:In [4, 9]. При этом формирование фоторефрактивных фазовых голограмм лазерным излучением из видимой области спектра в кристаллах BaTiO_3 , $\text{Ba}_{1-x}\text{Ca}_x\text{TiO}_3$, KNbO_3 , $\text{KTa}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_3\text{:Fe}$, $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ [5, 8, 9] и в ближнем ИК-диапазоне в GaAs:Cr [10] сопровождается фотохромными изменениями оптического поглощения, обеспечивающими для них дополнительную амплитудную составляющую. Привлекательными средами для реализации устройств и приборов видимого диапазона на основе фоторефрактивных эффектов являются кубические гиротропные кристаллы силленитов, характеризующихся сравнительно быстрым нелинейным откликом и стойкостью к воздействию внешних факторов, таких, как температура, влажность, вибрации и др. Среди них предпочтение обычно отдается кристаллам $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, вследствие их доступности и возможности использования образцов с высокой оптической однородностью при значительных поперечных размерах ($30 \times 30 \text{ мм}^2$ и более) [11].

При использовании кристаллов со структурой силленита в качестве светочувствительной среды, в частности в устройствах динамической голографии [4, 9, 11], необходимо принимать во внимание наличие у них фотохромных свойств, связанных с дефектными центрами, энергетиче-

* Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках базовой части госзадания на 2017–2019 гг. (№ 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (проект № 16-29-14046-офи_м).

ские уровни которых локализованы в запрещенной зоне. Эти центры, играющие роль доноров и ловушек для электронов и дырок, обуславливают перераспределение носителей заряда под действием различных внешних воздействий, таких, как температурный отжиг, однородная или неоднородная по пространству оптическая засветка [3, 8, 12]. Кроме того, в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ обнаружен вклад в оптическое поглощение, зависящий от длины волны излучения, используемой для их предварительной экспозиции, и исчезающий при отжиге в воздушной атмосфере при температурах 230–375 °С, обусловленный внутрицентровыми переходами [13]. В результате термо- или фотоиндуцированных изменений зарядовых состояний дефектных центров наблюдается изменение оптического поглощения, которое может оказывать значительное влияние на характеристики устройств, использующих кристаллы силленитов.

Определение параметров дефектных центров в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ традиционными методами оптической спектроскопии затруднено тем, что их оптические спектры характеризуются широкими перекрывающимися полосами поглощения. Одним из возможных подходов к идентификации дефектных центров, вносящих вклад в примесное оптическое поглощение, является метод модуляционной (дифференциальной) спектроскопии [14, 15], успешно применяемый к таким материалам, как ZnS [15], GaN [16] и др., не проявляющих фотохромных и фоторефрактивных свойств. Он основан на анализе временного спектра отклика среды на малые гармонические возмущения параметров входного сигнала, таких, как длина волны (λ -модуляция), позволяя тем самым выявлять тонкую структуру полос, обусловленных электронными переходами между энергетическими состояниями дефектных центров в широкозонных материалах. В работе [17] экспериментальные исследования методом λ -модуляционной спектроскопии кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, легированных Fe, позволили определить положения примесных уровней и энергетические параметры ионов Fe^{3+} в диапазоне 1.5–3.2 эВ.

Как показано в работе [18], экспериментальные данные по спектральным зависимостям примесного оптического поглощения в кристаллах силленитов $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$ в диапазоне 486–1000 нм могут быть описаны в рамках модели, принимающей во внимание вклады в него как процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров, так и внутрицентровых переходов. Близость параметров внутрицентровых переходов для этих кристаллов позволила авторам [18] предположить, что они имеют общую природу и происходят между уровнями структурных дефектов, связанными с ионами висмута, к которым, как к возможным центрам люминесценции в стеклах и монокристаллах, проявляется значительный интерес [19].

Целью настоящей работы является анализ применимости метода λ -модуляции для идентификации процессов, определяющих поглощение света в кристаллах силленитов, по оптическому пропусканию плоскопараллельных образцов. Численный анализ спектральных зависимостей фурье-компонент во временном разложении коэффициента пропускания проводился с использованием модели оптического поглощения [18] для кристалла силиката висмута (BSO), при гармонической модуляции зондирующего излучения по длине волны. Показано, что для внутрицентровых переходов в диапазоне 640–1000 нм, где вклад в поглощение фотовозбуждения электронов с глубоких донорных центров относительно невелик, спектральное положение соответствующих пиков может быть найдено по максимумам на спектральных зависимостях амплитуды второй временной гармоники λ -модулированного коэффициента пропускания исследуемого образца.

Методика численного анализа коэффициента пропускания при λ -модуляции

Спектральную зависимость примесного показателя поглощения в кристаллах силленитов $k(\omega)$ в работе [18] предложено описывать суммой вкладов в него процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров $k_{dd}(\omega)$, внутрицентровых переходов $k_{ic}(\omega)$ и краевого поглощения, подчиняющегося правилу Урбаха:

$$k(\omega) = k_{dd}(\omega) + k_{ic}(\omega) + k_0 \exp\left[-\frac{\sigma_0(\hbar\omega_0 - \hbar\omega)}{k_B T}\right]; \quad (1)$$

где

$$k_{dd}(\omega) = \int_0^{\hbar\omega} B(E_i) \frac{\sqrt{\hbar\omega/E_i - 1}}{(\hbar\omega/E_i)^3} \frac{1}{1 + \exp[(E_F - E_i)/k_B T]} dE_i; \quad (2)$$

$$k_{ic}(\omega) = \sum_m k_m^{ic} \exp \left[-\frac{(E_m^{ic} - \hbar\omega)^2}{(\Delta E_m^{ic})^2} \right]. \quad (3)$$

Здесь k_0 , σ_0 и $\hbar\omega_0$ – параметры, характеризующие краевое поглощение; k_B – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; E_F – расстояние между уровнем Ферми и дном зоны проводимости. Коэффициент $B(E_i) = \sum_n B_n(E_i)$ учитывает фотовозбуждение электронов со всех глубоких донорных центров, а параметр $B_n(E_i) = S_n N_n(E_i)$ определяет приходящийся на единичный энергетический интервал вклад в показатель поглощения такого центра n -типа, характеризующегося сечением ионизации S_n и распределением концентрации $N_n(E_i)$ по энергии ионизации E_i . Вклад внутрицентровых переходов в поглощение предполагается равным суперпозиции компонент гауссовой формы со спектральной полушириной ΔE_m^{ic} и с амплитудой k_m^{ic} при энергии кванта равной E_m^{ic} .

При аппроксимации наблюдаемых экспериментально спектральных зависимостей показателя поглощения авторами [18] использовалось высказанное ранее в работе [12] предположение о нормальном законе распределения по энергии для концентраций $N_n(E_i)$ ловушечных центров n -типа:

$$B(E_i, t) = \sum_n b_n(t) \exp \left[-\frac{(E_n - E_i)^2}{\Delta E_n^2} \right], \quad (4)$$

где функция $b_n(t)$ описывает временную зависимость заполнения такого центра электронами вследствие термо- и фотоиндуцированных эффектов и релаксации к метастабильным состояниям; E_n – энергия, соответствующая максимуму нормального распределения и ΔE_n – его полуширина.

Было показано, что воздействие на кристалл BSO лазерного излучения с длинами волн $\lambda = 532$ и 655 нм, а также его отжиг в воздушной атмосфере при температурах 200 – 370 °C приводят к обратимым изменениям в спектре оптического поглощения. При этом в [18] были зафиксированы спектры с максимальными и минимальными показателями поглощения в данном кристалле в диапазоне $\lambda = 486$ – 1000 нм, которые аппроксимировались с использованием модели, определяемой соотношениями (1) – (4).

Для численного моделирования временных зависимостей коэффициента пропускания кристалла в режиме λ -модуляции целесообразно использование результатов аппроксимации дискретного набора экспериментальных данных гладкой кривой, позволяющей определить показатель оптического поглощения $k(\lambda)$ на любой длине волны с требуемой точностью. Соотношения (1) – (4) и полученные авторами [18] параметры модели делают возможным такое моделирование для кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Al}$. Ограничимся далее численным моделированием коэффициента пропускания для образца BSO с толщиной $d = 8.0$ мм для случая максимального поглощения, при котором существенным является вклад в поглощение внутрицентровых переходов.

Как отмечалось в [18], краевое поглощение, подчиняющееся правилу Урбаха, не дает заметного вклада в суммарный показатель поглощения в исследуемой спектральной области 486 – 1000 нм. Поэтому мы полагали в формуле (1), что $k_0 = 0$. Используемые при моделировании параметры, описывающие вклад в поглощение для переходов электронов в зону проводимости с глубоких доноров в соответствии с формулами (2) и (4), приведены в табл. 1, а для внутрицентровых переходов, определяемых соотношением (3), – в табл. 2.

Таблица 1

Параметры модели, описывающей вклад переходов электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров в примесное оптическое поглощение в кристалле BSO [18]

n	1	2	3	4	5
E_n , эВ	1.170	1.602	1.946	2.166	2.700
ΔE_n , эВ	0.202	0.170	0.142	0.246	0.280
b_n , $\text{см}^{-1}\cdot\text{эВ}^{-1}$	0.730	0.940	0.135	3.34	367.0

Таблица 2

**Параметры модели, описывающей вклад внутрицентровых переходов
в примесное оптическое поглощение в кристалле BSO [18]**

m	1	2	3	4	5
E_m^{ic} , эВ	1.510	1.635	1.765	2.156	2.414
ΔE_m^{ic} , эВ	0.082	0.074	0.101	0.319	0.155
k_m^{ic} , см ⁻¹	0.082	0.090	0.107	0.161	0.062

Длина волны возбуждающего светового излучения принималась зависящей от времени по гармоническому закону

$$\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right), \quad (5)$$

с периодом $T = 1/f$ и амплитудой модуляции $\Delta\lambda$ вблизи центральной длины волны λ_0 . При наличии временной λ -модуляции известное соотношение [20] позволяет представить временную зависимость коэффициента пропускания плоскопараллельного образца в следующем виде:

$$T_\lambda(t) = \frac{[1 - R(t)]^2 \exp[-k(t)d]}{1 - R^2(t) \exp[-2k(t)d]}, \quad (6)$$

где индекс λ указывает на наличие λ -модуляции; $R(t)$ – френелевский коэффициент отражения от граней образца при нормальном падении светового пучка и $k(t)$ – его показатель поглощения, вычисляемый по формулам (1) – (4) на длинах волн, задаваемых законом (5). Для вычисления функции $R(t)$ использовалась формула Зельмейера для спектральной зависимости показателя преломления $n(\lambda)$ для кристалла BSO из работы [21] и применялось соотношение (5).

В результате численного моделирования на основе соотношений (1) – (6) были рассчитаны временные зависимости коэффициента пропускания $T_\lambda(t_i)$ для центральной длины волны λ_0 , изменяющейся в спектральном диапазоне от 450 до 1000 нм, при значениях глубины модуляции $\Delta\lambda = 1, 5, 10$ и 20 нм, с шагом $\Delta t = t_{i+1} - t_i = T/400$. Далее эти зависимости аппроксимировались разложением в ряд Фурье, содержащим постоянную составляющую $A_0(\lambda_0)$ и четыре гармоники частоты модуляции $f_p = p/T$ ($p = 1, 2, 3, 4$) с амплитудами $A_p(\lambda_0)$, с использованием метода наименьших квадратов.

Результаты численного моделирования

Проведенная аппроксимация временных зависимостей коэффициента пропускания $T_\lambda(t_i)$ в кристалле силиката висмута при λ -модуляции позволила вычислить спектральные зависимости его постоянной составляющей A_0 и амплитуд четырех фурье-гармоник A_p от центральной длины волны λ_0 . Эти зависимости для $A_0(\lambda_0)$, $A_1(\lambda_0)$ и $A_2(\lambda_0)$, амплитуды которых достаточны для экспериментального измерения, представлены на рис. 1, а для амплитуды модуляции $\Delta\lambda = 10$ нм. Кривая 1 на данном рисунке описывает зависимость постоянной составляющей коэффициента пропускания $A_0(\lambda_0)$ исследуемого образца BSO и соответствует его спектру пропускания в отсутствие λ -модуляции, при $\Delta\lambda = 0$. Она является достаточно гладкой, а присутствующие на ней плавные отклонения от монотонного характера не позволяют идентифицировать структурные особенности, обусловленные вкладами центров различного типа, описываемых соотношениями (1) – (4). Кривая 2 соответствует, с использованием множителя 5, спектральной зависимости для амплитуды первой гармоники пропускания образца $5A_1(\lambda_0)$. Эта амплитуда может быть измерена экспериментально, например с использованием метода синхронного детектирования основной гармоники частоты модуляции по интенсивности, для прошедшего через образец λ -модулированного светового пучка [14, 15, 22]. Однако анализ зависимости 2 (рис. 1, а) показывает, что наблюдаемые на первой гармонике экстремумы не удается сопоставить со спектральными макси-

мумами, характеризующими используемые в численных расчетах энергетические параметры как глубоких доноров (табл. 1), так и дефектов, описывающих внутрицентровые переходы (табл. 2).

Спектральное поведение амплитуды второй гармоники коэффициента пропускания BSO, которая также может быть выделена методом синхронного детектирования и измерена экспериментально, отображается на рис. 1, *a* как $100A_2(\lambda_0)$ кривой 3, с использованием множителя 100. На данной зависимости можно выделить пять максимумов при $\lambda_0 = 507, 616, 696, 756$ и 826 нм.

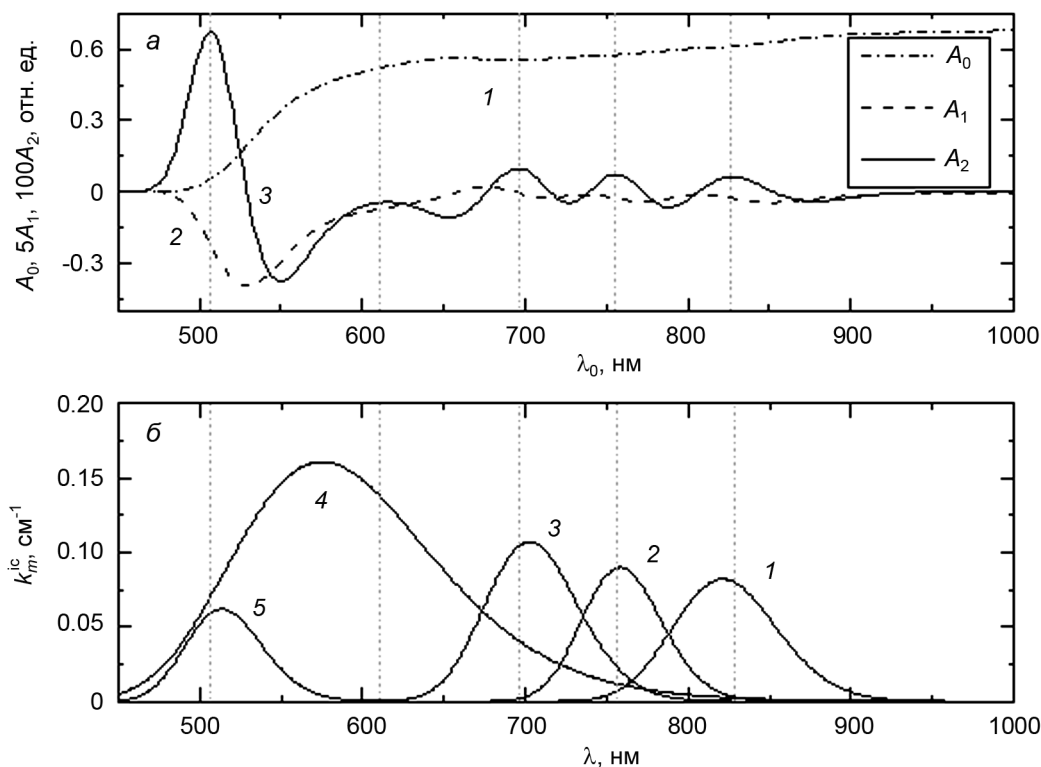


Рис. 1. Спектральные зависимости: *a* – для амплитуд временных гармоник оптического пропускания образца BSO $A_0(\lambda_0)$ (кр. 1), $A_1(\lambda_0)$ (кр. 2) и $A_2(\lambda_0)$ (кр. 3) при λ -модуляции с амплитудой $\Delta\lambda = 10$ нм и *b* – для гауссовых компонент, дающих аддитивный вклад в показатель поглощения $k_m^{ic}(\lambda)$ (кр. 1–5)

Четыре из них являются близкими по спектральному положению к максимумам гауссовых компонент, определяющих в рассматриваемой модели вклад внутрицентровых переходов в поглощение при приведенных в табл. 2 энергиях кванта $E_m^{ic} = 1.510, 1.635, 1.765$ и 2.414 эВ ($\lambda_m^{ic} = 821, 758, 702$ и 514 нм соответственно). Спектральная полуширина этих переходов, выраженная в нанометрах, может быть найдена как $\Delta\lambda_m^{ic} = 44.6, 34.3, 40.2$ и 33.0 нм. Все пять аддитивных составляющих данного вклада, задаваемые формулой (3) и параметрами модели, приведенными в табл. 2, показаны на рис. 1, *b*. Вертикальные точечные линии на рис. 1, отражающие положение максимумов на зависимости $A_2(\lambda_0)$, позволяют оценить возможность выделения вклада отдельных внутрицентровых переходов в суммарное примесное поглощение в кристалле BSO методом λ -модуляции. Из рис. 1 следует, что максимум на кривой $A_2(\lambda_0)$ при $\lambda_0 = 616$ нм имеет значительный сдвиг, составляющий около 40 нм, относительно наиболее близкой к нему гауссовой компоненты с $m = 4$. Это связано, в первую очередь, со значительным вкладом в примесное поглощение в спектральной области 486–640 нм процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров, определяемым показателем поглощения $k_{Dd}(\lambda)$ (см. формулы (1), (2) и (4)) и с его сильной зависимостью от длины волны. Расчеты показывают, например, что на длине волны 532 нм этот вклад составляет 1.18 см^{-1} , в то время как внутрицентровые переходы увеличивают здесь оптическое поглощение всего на 0.17 см^{-1} . Второй причиной является значительная спектральная полуширина гауссовой кривой с $m = 4$, имеющая значение

$\Delta E_4^{ic} = 0.319$ эВ ($\Delta\lambda_4^{ic} = 84.3$ нм), существенно превышающее соответствующие величины для остальных внутрицентровых переходов, принимаемых во внимание при численном моделировании.

Для экспериментальной реализации метода λ -модуляции оптического пропускания значительный интерес представляет оптимальный выбор её амплитуды $\Delta\lambda$. Результаты численного моделирования спектральной зависимости амплитуды второй гармоники во временном спектре пропускания исследуемого образца BSO для значений $\Delta\lambda = 5, 10$ и 20 нм представлены на рис. 2.

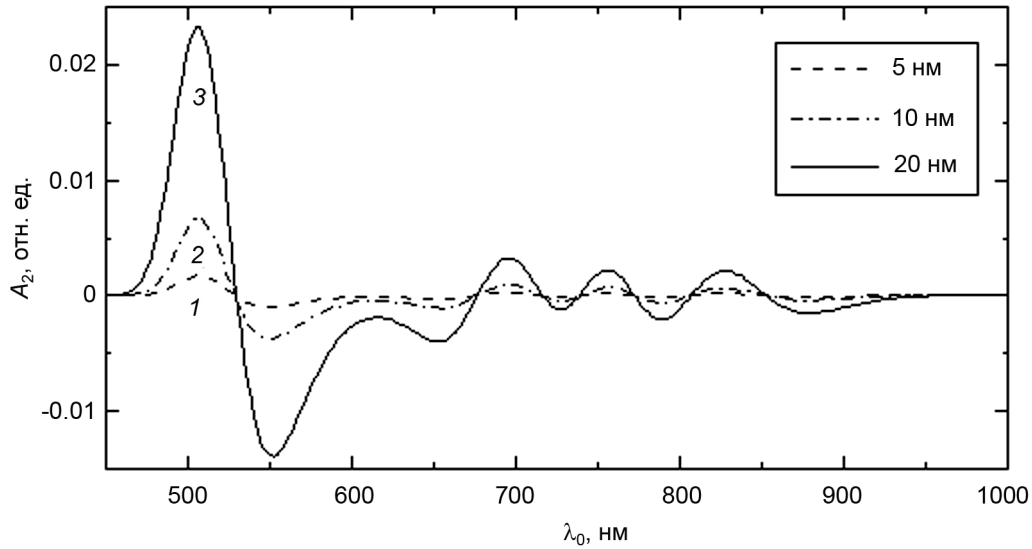


Рис. 2. Спектральные зависимости амплитуды $A_2(\lambda_0)$ второй временной гармоники оптического пропускания при λ -модуляции с амплитудами $\Delta\lambda$, нм: 5 (кр. 1), 10 (кр. 2) и 20 (кр. 3) для образца BSO

Из приведенных на данном рисунке результатов численного анализа следует, что увеличение амплитуды модуляции до значения $\Delta\lambda = 20$ нм не приводит к заметному смещению положения максимумов на зависимости $A_2(\lambda_0)$, обеспечивая значительное возрастание амплитуды второй гармоники. Например, при $\Delta\lambda = 5$ нм максимум амплитуды второй гармоники, по положению которого можно оценить центральную частоту для гауссовой компоненты с $m = 5$ (центральную длину волны равную 514 нм), имеет место при $\lambda_0 = 506.8$ нм, а увеличение амплитуды модуляции до значения $\Delta\lambda = 20$ нм сдвигает его всего на 0.6 нм в сторону укорочения λ_0 , при росте амплитуды информационного сигнала примерно в 13 раз. Из результатов моделирования также следует, что уменьшение амплитуды модуляции до значения $\Delta\lambda = 1$ нм не обеспечивает уровня сигнала $A_2(\lambda_0)$ на частоте второй гармоники, приемлемого для его экспериментального измерения. В частности, на длине волны $\lambda_0 = 506.7$ нм, где амплитуда второй гармоники достигает максимума, она имеет значение $A_2 \approx 7 \cdot 10^{-5}$.

Заключение

Таким образом, на примере плоскопараллельного монокристаллического образца $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с толщиной $d = 8.0$ мм проведен численный анализ применимости метода λ -модуляции для идентификации процессов, определяющих поглощение света в кристаллах силленитов в рамках предложенной в работе [18] модели, в спектральном диапазоне 486–1000 нм. Спектральные зависимости фурье-компонент во временном разложении коэффициента пропускания исследуемого образца $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ рассчитывались в предположении гармонической модуляции зондирующего излучения по длине волны с частотой f_1 . Показано, что при амплитудах модуляции $\Delta\lambda = 5, 10$ и 20 нм спектральное положение максимумов для амплитуды второй гармоники с частотой $f_2 = 2f_1$ в выходном сигнале, пропорциональном оптическому пропусканию, является близким к таковому для гауссо-

вых составляющих, описывающих внутрицентровые переходы с полушириной, удовлетворяющей неравенству $\Delta\lambda_m^{ic} \leq 44.6$ нм.

Рассмотренный подход, основанный на численном моделировании методики λ -модуляции оптического пропускания, позволяет рассмотреть условия, при которых возможна идентификация внутрицентровых переходов и в других кристаллах класса силленитов, в том числе легированных различными примесями. Экспериментальная реализация данного метода λ -модуляции может быть использована для подтверждения выводов работ [13, 18, 23] о наличии вклада в примесное поглощение в кристаллах класса силленитов, связанного с внутрицентровыми переходами между уровнями возможных центров люминесценции. Она применима для спектрального диапазона 640–1000 нм, где вклад в поглощение фотовозбуждения электронов с глубоких доноров в зону проводимости, описываемый показателем $k_{ad}(\lambda)$, относительно невелик.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рывкин С.М. Фотозлектрические явления в полупроводниках. – М.: Физматгиз, 1963. – 496 с.
2. Шварц К.К., Готлиб В.И., Кристаксон Я.Ж. Оптические регистрирующие среды. – Рига: Зинатне, 1976. – 184 с.
3. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. – Новосибирск: Наука, 1990. – 160 с.
4. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – СПб.: Наука, 1992. – 320 с.
5. Buse K. // Appl. Phys. B: Lasers and Optics. – 1997. – V. 64. – P. 273–291, 391–407.
6. Каргин Ю.Ф., Бурков В.И., Марьин А.А., Егорышева А.В. Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{M}_x\text{O}_{20+x}$ со структурой силленита. Синтез, строение, свойства. – М.: Изд-во ИОНХ РАН, 2004. – 316 с.
7. Sokolov I. and Bryushinin M. Space-and-Time Current Spectroscopy of Wide-Bandgap Semiconductors. Non-Steady-State PhotoEMF. – Saarbrücken: AV Akademikerverlag, 2016. – 129 p.
8. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. – Томск: Томск. гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2007. – 242 с.
9. Marinova V., Huei Lin S., Chung Liu R., et al. // Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering. – John Wiley & Sons, Inc., 2016. – P. 1–20.
10. Shcherbin K., Odoulov S., Litvinov R., et al. // J. Opt. Soc. Am. B. – 1996. – V. 13. – No. 1. – P. 2268–2277.
11. Georges M.P., Scauftaire V.S., and Lemaire P.C. // Appl. Phys. B: Lasers and Optics. – 2001. – V. 72. – P. 761–765.
12. Толстик А.Л., Матусевич А.Ю., Кистенева М.Г. и др. // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – № 11. – С. 1027–1032.
13. Kisteneva M.G., Akrestina A.S., Shandarov S.M., et al. // J. Hologr. Speckle. – 2009. – V. 5. – P. 280–285.
14. Кардона М. Модуляционная спектроскопия. – М.: Мир, 1972. – 414 с.
15. Георгобиани А.Н. // Соросовский образовательный журнал. – 2001. – № 6. – С. 75–81.
16. Makhniy V.P., Slyoto, M.M., Gorley V.V., et al. // Appl. Surf. Sci. – 2006. – V. 253. – No 1. – P. 246–248.
17. Petkova P., Kostova B., Marinova V., and Tacheva J. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. – 2010. – V. 15. – P. 012070.
18. Кистенева М.Г., Худякова Е.С., Шандаров С.М. и др. // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – № 7. – С. 685–690.
19. Дианов Е.М. // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40. – № 4. – С. 283–285.
20. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. – М.: Наука, 1977. – 368 с.
21. Бабонас Г. Оптические свойства силленитов. Электронная структура и оптические спектры полупроводников. – Вильнюс: Мокслас, 1987. – Вып. 6. – С. 41–124.
22. Bhattacharyya J., Ghosh S., and Arora B.M. // Rev. Sci. Instrum. – 2005. – V. 76. – P. 083903.
23. Shandarov S.M., Dyu V.G., Kisteneva M.G., et al. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. – 2017. – V. 169. – P.012005.

Поступила в редакцию 22.08.18,
после доработки – 16.12.18.

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Сим Елена Сергеевна, аспирантка, инженер, e-mail: lenoliya.rambler.ru;

Кистенева Марина Григорьевна, к.ф.-м.н., доцент, e-mail: m-kisteneva@mail.ru;

Журин Тимофей Алексеевич, магистрант, e-mail: timoxazh1@gmail.com;

Шандаров Станислав Михайлович, д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой, e-mail: stanislavshandarov@gmail.com.