

## СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ПЛАНАРНЫМ СУПЕРКРИСТАЛЛОМ

Юревич В.А., Тимошенко Е.В.

Белорусский государственный университет пищевых и химических технологий  
г. Могилёв, Беларусь

К суперкристаллам (СК) относят искусственные среды, матрица которых включает структуры из активных центров, расположенных регулярно и с предельно высокой плотностью. Элементарные квантовые излучатели (КИ) в матрице при размере до нескольких нанометров обладают дискретными свойствами энергетического спектра, определяя нелинейные оптические свойства СК как метаматериалов или – в низкоразмерном варианте – метаповерхностей [1]. Поэтому крайне компактные оптические модулирующие устройства на основе СК находят применение в современной нанофотонике.

В работе, положенной в основу настоящего сообщения, ставилась задача изучить трансформацию спектров оптических импульсов субпикосекундной длительности при резонансном отражении СК в условиях когерентного взаимодействия и близости несущей частоты светового поля  $\omega$  к частоте оптического резонанса  $\omega_0$ . Как и в [2], для соответствующих расчётов используем модифицированную в приближении сверхтонкого резонансного слоя толщины  $l$  квантовомеханическую систему уравнений Блоха, решаемую совместно с условиями Максвелла для связи полей на границе раздела СК:

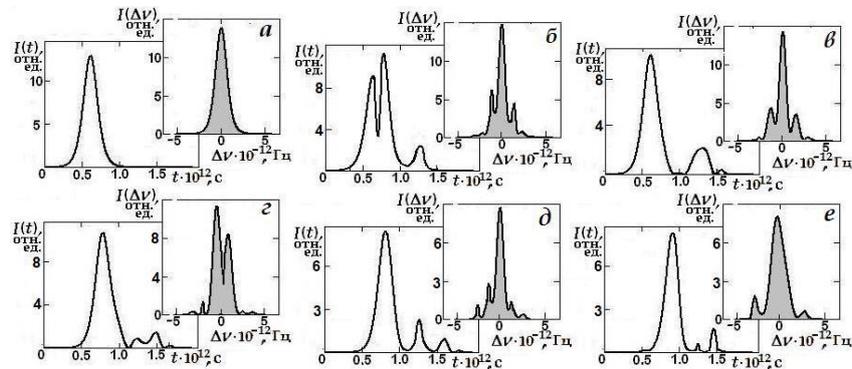
$$\begin{aligned} e(t)[1 - \beta(\gamma + i)n] &= e_i(t) - (1 - i\gamma)\rho/\tau_R, \quad e_r(t) = -re_i(t) - \rho/\tau_R + i\beta ne(t), \\ \frac{d\rho}{dt} &= (n + 1)e - i(\omega - \omega_0)\rho, \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{1}{2}(\rho e^* + \rho^* e), \\ e(t) &= \frac{\varepsilon_0 c}{\mu \omega_0 N l} E(t), \quad \tau_R = \frac{\varepsilon_0 \hbar c}{\mu^2 \omega_0 N l}, \quad \beta = \frac{2\pi}{c} \Delta\alpha \omega_0 N l, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $e$ ,  $e_i$  и  $e_r$  – нормированные квазистационарные амплитуды действующего на КИ, входного и отраженного световых полей,  $\rho$  – комплексная амплитуда вероятности резонансной поляризованности,  $n$  – резонансная вариация вероятности разности населённости уровней основного перехода,  $\tau_R$  – время сверхизлучения,  $\beta$  – параметр резонансной нелинейности рефракции,  $\gamma$  – нормирующий множитель в локальной поправке Лоренца,  $r$  – коэффициент нерезонансного отражения,  $N$  – объемная концентрация КИ,  $\mu$  – дипольный момент КИ,  $\Delta\alpha$  – разность поляризуемостей КИ на уровнях перехода.

В отличие от известных аналогов двухуровневой схемы взаимодействия в системе (1) учтены эффекты нелинейного сдвига частоты резонанса и автомодуляционного уширения светового поля из-за различия поляризуемостей в ходе нутационных колебаний разности населённостей. В рамках численного интегрирования неавтономной системы (1) (для заданного распределения  $e_i(t)$ ) наряду с расчетом электромагнитного поля отраженного импульса  $e_r(t)$  определялась развертка отражаемого поля на шкале отстройки частоты  $\Delta\nu$ . Спектральное разложение комплексного поля сверхкороткого оптического импульса рассчитывалось по стандартной процедуре фурье-анализа:

$$e_r(\Delta\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e_r(t) \exp(-i\Delta\omega t) dt, \quad \Delta\omega = 2\pi(\nu - \nu_0). \quad (2)$$

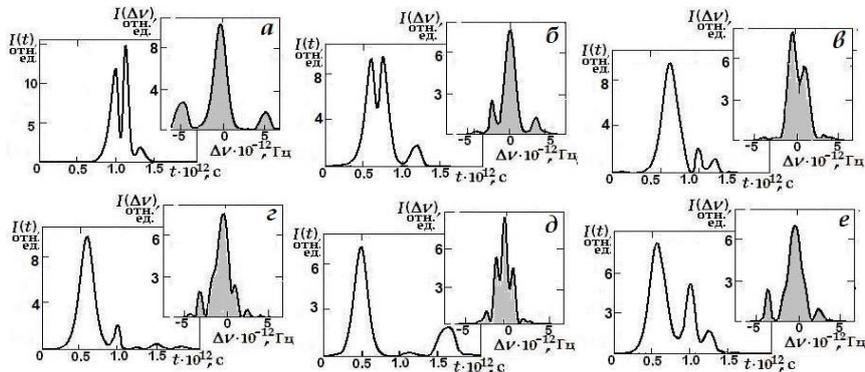
Результаты моделирования временной и спектральной картин поля, основанные на расчете (1), (2), проводились для параметров полупроводниковых СК, примеры расчета приводятся на рисунках 1, 2. На рисунке 1, *a* указаны форма и спектр возбуждающего импульса, на остальных приведены зависимости  $I(t) = |e_r(t)|^2$  и  $I(\Delta\nu) = |e_r(\Delta\nu)|^2$ .



*a* – входной импульс (справа – спектр),  $(\omega - \omega_0) \cdot 10^{-12}$  рад·с<sup>-1</sup> = 1.0 (*б*), 0.7 (*в*), 0.5 (*г*), 0.25 (*д*), 0 (*е*);  $\tau_R = 1.25 \cdot 10^{-13}$  с,  $\beta = 0.07$ ,  $r = 0.57$ ,  $\gamma = 3.0$ ,  $\omega_0 = 1.5 \cdot 10^{15}$  рад·с<sup>-1</sup>

**Рисунок – Временная и спектральная зависимости нормированной интенсивности отраженного импульса**

На фрагментах рисунков 1, *б* – *е* и 2 заметна модуляция импульса и возникновение «боковых» спектральных компонентов (вплоть до расщепления спектра). Рисунок 1 характеризует явную критичность разверток интенсивности отраженного поля к величине линейной отстройки  $\omega - \omega_0$  несущей частоты возбуждающего импульса  $e_i(t)$ .



$l = 0.1$  (*a*),  $0.125$  (*б*),  $0.2$  (*в*),  $0.25$  (*г*),  $0.33$  (*д*),  $0.5$  мкм (*е*);  $\omega_0 - \omega = 1 \cdot 10^{-12}$  рад·с<sup>-1</sup>,  $r = 0.57$ ,  $\gamma = 3.0$ ,  $\omega_0 = 1.5 \cdot 10^{15}$  рад·с<sup>-1</sup>,  $N = 2.0 \cdot 10^{18}$  м<sup>-3</sup>,  $\Delta\alpha = 1.0 \cdot 10^{-17}$  м<sup>3</sup>

**Рисунок 2 – Временная и спектральная развертки интенсивности отраженных импульсов в зависимости от толщины образца планарного СК**

На фрагментах рисунка 2 иллюстрирована зависимость распределения интенсивности во временной и спектральной развертке отраженного поля от толщины образца низкоразмерного СК (изменения показателя резонансного поглощения). Данные спектрального анализа можно использовать для диагностики параметров СК.

**Список использованных источников**

1. Метаматериалы и метаповерхности / И.В.Семченко и др. // Наука и инновации. – 2020. – №8 (210). – С.23-27.
2. Yurevich, V.A. Resonant reflection by active thin layer / V.A. Yurevich, Yu.V. Yurevich, E.V. Timoshchenko // Журн. прикл. спектр. – 2016. – Т. 83, вып.6 – 16. – С.307-308.