

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В
ОТРАЖЕНИИ СУПЕРКРИСТАЛЛОВ ПРИ УСЛОВИИ
НЕЛИНЕЙНОЙ ОТСТРОЙКИ РЕЗОНАНСА**

Е. В. Тимошенко

(Учреждение образования «Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова»,
кафедра физики и компьютерных технологий)

Ю. В. Юевич

(Учреждение образования «Белорусский государственный университет пищевых
и химических технологий», кафедра автоматизации технологических процессов и производств)

Установлена возможность самопроизвольной (без добавления дополнительных элементов в оптическую схему) модуляции когерентного излучения, отражаемого нелинейным суперкристаллом.

Активные центры, образующие структуру интенсивно исследуемых в настоящее время суперкристаллов (СК), имеют размеры до нескольких нанометров, обладая при этом дискретными свойствами энерге-

тического спектра. Квантовые переходы с излучением или поглощением, совершаемые в квазирегулярных массивах из подобных элементарных излучателей (квантовых точек – КТ), в экситонной области спектра характеризуются гигантскими силами осциллятора. При условии их плотной упаковки параметры двухуровневой дипольной системы, которой описываются массивы КТ, становятся функциями атомных переменных. Например, вследствие влияния полей соседних диполей параметр отстройки $\Delta\omega$ частоты поля ω от резонанса двухуровневого активного центра ω_{12} оказывается функцией разности населенностей между возбужденным и основным уровнями. Учет самосогласованного поля в оптически плотном ансамбле диполей приводит к перенормировке частоты Раби $\Omega = \mu E/\hbar$ (E – напряженность светового поля, μ – матричный момент дипольного перехода), в результате чего она становится функцией индуцированной внешним полем поляризованности [1]. Перенормировка частоты W (или действующего поля E) приводит к появлению слагаемого, пропорционального произведению вероятностей населенности и поляризованности, в отстройке резонанса в уравнениях Блоха для резонансной поляризации среды. Нелинейная добавка такого рода обуславливает качественные изменения в протекании уже известных физических явлений. Среди них следует отметить сверхбыстрое оптическое переключение [1], появление фазовой модуляции в импульсах самоиндуцированной прозрачности [2] и возникновение осцилляторных режимов в отражении непрерывного излучения от СК [3].

В настоящей работе обсуждается модель динамики резонансного отражения, развивающейся в СК в условиях нелинейности частотной отстройки $\Delta\omega$. Перенормировка выражения $\Delta\omega$ соответствует обобщенной двухуровневой схеме оптического отклика КТ и учету ближних полей дипольных частиц. Кинетическая модель представляет согласованную с граничными соотношениями для световых полей модификацию оптических уравнений Блоха в случае нормального падения светового потока E_i извне:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{d\tau} &= \frac{n}{D} [\kappa\rho + (1 - \beta\kappa\gamma\delta n) e_i \cos \varphi - \beta\kappa\delta n e_i \sin \varphi] - \rho, \\ \frac{d\varphi}{d\tau} &= (\omega - \omega_{12}) \tau_2 + \frac{n}{D\rho} [\kappa G\rho - (1 - \beta\kappa\gamma\delta n) e_i \sin \varphi - \beta\kappa\delta n e_i \cos \varphi], \\ \frac{dn}{d\tau} &= \frac{\delta n}{\tau_1} - \frac{\rho}{D} [\kappa\rho + (1 - \beta\kappa\gamma\delta n) e_i \cos \varphi - \beta\kappa\delta n e_i \sin \varphi], \\ D &= 1 - \beta\kappa\delta n(\gamma + G), \quad G = \gamma - \beta\kappa(1 + \gamma^2)\delta n, \quad \delta n = 1 - n. \end{aligned} \quad (1)$$

В уравнениях для вероятностных переменных оптического отклика (1): ρ – резонансная поляризованность (в комплексном представлении $\rho = \rho \exp(i\varphi)$), n – разность населённости, κ – ненасыщенный показатель резонансного поглощения, β – коэффициент резонансной нелинейности рефракции, пропорциональный разности поляризуемостей КТ в возбужденном и основном состояниях, γ – нормирующий коэффициент в локальной поправке Лоренца. Время и параметр продольной скорости τ – нормирующий коэффициент в локальной поправке Лоренца. Время и параметр продольной скорости τ_1 нормированы по величине τ_2 – времени фазовой релаксации активных центров. Второе уравнение в системе (1) описывает изменение фазы поляризации и наряду с линейной отстройкой от резонанса включает нелинейный компонент, обусловленный сдвигом частоты резонанса, который зависит от соотношения числа КТ, находящихся на основном и возбужденном уровнях.

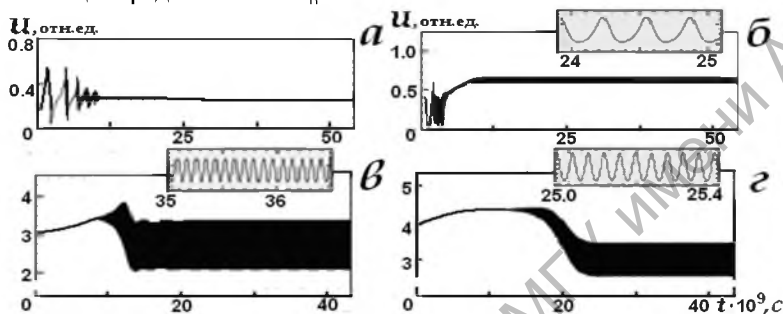
Важным фактором, определяющим особенность реакции СК на излучение, является наличие дополнительных к нерезонансному отражению n нелинейных составляющих в условиях связи полей, обычно применимых в приближении особо тонкого слоя. Нормированное инициирующее поле $e_i = \mu E_i(\tau)\tau_2/\hbar$ связано с отраженным $e = \mu E\tau_2/\hbar$ следующим выражением:

$$e = -re_i + \kappa \left\{ \rho \cos \varphi - \frac{\beta\kappa}{D} \delta n [\beta\delta n e_i - \rho(G \cos \varphi + \sin \varphi)] \right\}, \quad (2)$$

Нелинейные компоненты отражения в соотношении (2) описывают послесвечение поверхности СК в течение времени фазовой памяти, то есть интервала времени, в течение которого дипольный ансамбль сохраняет преимущественную ориентацию в направлении инициирующего поля. Первый из компонентов, обычно называемый сверхизлучательным, пропорционален резонансной поляризованности, вторым (зависимым от резонансной вариации населённости δn с коэффициентом β) характеризуется динамический вклад поглощения в квазирезонансных переходах. Эффективность последнего усилена в условиях отстройки частоты резонанса, происходящей из-за влияния ближних полей диполей. Динамика фазовой памяти ансамбля дипольных частиц тогда определена энергетическим состоянием среды и способна стимулировать квазипериодические или осцилляторные переходные процессы в отраженном излучении.

Моделирование динамики реакции квазидвумерного СК на стационарное инициирующее поле $e_i(\tau) = e_0$ производилось в рамках численного решения системы (1), (2). Интегрирование проводилось для началь-

ных условий, соответствующих отсутствию поляризирующего влияния поля e_i и основному состоянию среды ($n(\tau = 0) = 1$), Рассчитывалась временная зависимость безразмерной плотности поля отражённого излучения $U = e^2(\tau)$. Фрагменты приведенного ниже рисунка на наносекундной шкале изображают характерные зависимости $U(t)$ для нарастающего ряда значений ϵ_n .



$\epsilon_0 = 0.4$ (а), 0.7 (б), 1.8 (в), 2 (г), $\kappa=2$, $\gamma = 1.17$, $\Delta\omega = 1.0$, $\beta = 0.1$, $\tau_s = 1.0 \cdot 10^{-12}$ с
Зависимости нормированной плотности отраженного излучения от времени
(на фрагментах б-г – в большем разрешении)

При относительно небольшом уровне возбуждения (рис., а) сценарий развертки представляет ряд коротких релаксирующих всплесков мощности в качестве переходного режима, и затем относительно быстрый переход к стационарному уровню излучения. На «нестабильных» развертках при повышении мощности инициирующего поля (рис., б-г) проиллюстрирован переход первоначально непрерывного излучения в регулярный режим с высокочастотными колебаниями отражаемого СК светового поля. Развитие самоподдерживающихся осцилляций объясняется колебаниями фазовой отстройки поляризованности и поля, вызванных нелинейным смещением резонанса, которым обусловлен гистерезисный характер отклика СК и связанная с ним внутренняя неустойчивость динамической системы СК.

Литература

1. Nonlinear optical dynamics of a 2D semiconductor quantum dot supercrystal : Emerging multistability, self-oscillations and chaos / V. A. Malyshev [et al.] // J. of Phys.: Conf. Series. – 2019. – Vol. 1220 (012006).
2. Timoshchenko, E. V. On solving the problem of quasi-two-dimensional supercrystal nonlinear resonance response / E. V. Timoshchenko, V. A. Yurevich // Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki, 2021, vol. 163, no. 1, pp. 21–30. doi:10.26907/2541-7746.2021.1.21-30.
3. Маковецкий, И. И. Автоколебания интенсивности при резонансном отражении света инвертированным тонким слоем / И. И. Маковецкий, Е. В. Тимошенко, Ю. В. Юревич // Вестник Белорусско-Российского университета. – 2019. – № 4(65). – С. 65–74.