

РЕЗОНАНСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ТОНКОГО СЛОЯ ПЛОТНОЙ АКТИВНОЙ СРЕДЫ С РЕЛАКСАЦИЕЙ ТИПА АП-КОНВЕРСИЯ

Е. В. Тимошенко, В. А. Юревич

(Учреждение образования «Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова»,
кафедра программного обеспечения информационных технологий)

В рамках полуклассической модели резонансного взаимодействия света с веществом проанализированы гистерезисные свойства нелинейной зависимости отражения света тонким слоем среды с высокой плотностью резонансных активных центров.

Необходимость разработки компактных устройств управления светом вызвала интерес к исследованию оптических тонкослойных систем, получивших название двумерных суперкристаллов [1, 2] (в частности, с квантоворазмерными эффектами в их структуре). В этих средах, сведенных в регулярную структуру и обладающих относительно высокой плотностью элементарных излучателей, нелинейный отклик на когерентное излучение особо выражен в ближнем ИК диапазоне спектра.

В настоящей работе ставилась задача изучения явления резонансного отражения нелинейного планарного квазикристалла для условий сложной энергетической структуры активных центров – существования переходов, близких к основному, при возможности ап-конверсии. В энергетическом канале ап-конверсии возможен обуславливающий особую нелинейность уход частиц из возбужденного состояния на более высокие уровни с последующим излучательным или безызлучательным переходом [3].

Задача об отражении решена в применении к физической модели наноразмерного суперкристалла, способного активно (с насыщением поглощения) реагировать на световое поле и отражать его на частотах в области оптического резонанса. В основе расчета – приведенная далее оригинальная модификация нелинейной системы дифференциальных уравнений, нормированной аналогично схеме, использованной в работе [4]. Системой описывается динамика энергообмена действующего поля e' с планарным тонким слоем квазикристалла в присутствии ап-конверсии:

$$\begin{aligned} e'(\tau) &= t_0 e_i + \kappa \left[\sqrt{\tau_1/\tau_2} \rho - i\beta(1-n)e'(\tau) \right] (1-i\gamma), \\ e(\tau) &= -r_0 e_i + \kappa \left[\sqrt{\tau_1/\tau_2} \rho - i\beta(1-n)e'(\tau) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

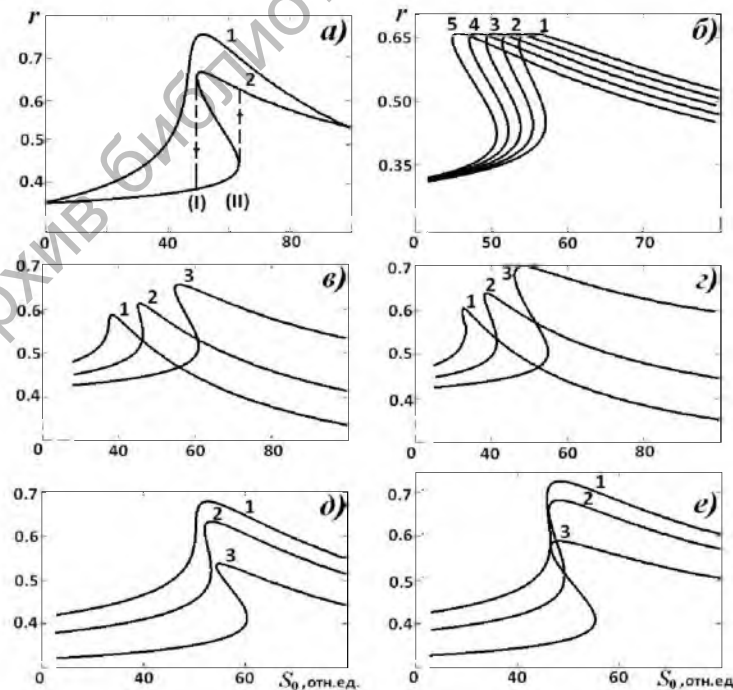
$$\frac{d\rho}{d\tau} = \sqrt{\tau_2/\tau_1} n e' - (1-i\Delta)\rho, \quad \frac{\tau_1}{\tau_2} \frac{dn}{d\tau} = 1-n - \frac{\sqrt{\tau_2/\tau_1}}{2} (\rho^* e' + \rho e'^*) - \sigma(1-n)^2.$$

Здесь ρ и n – материальные переменные резонансной поляризованности и разности заселенности, $e(\tau)$ – напряженность отраженного поля, которая определяется сверхизлучательным компонентом отражения (резонансной поляризацией среды слоя) и нормирована по уровню напряженности, соответствующей мощности насыщения резонансного перехода. t_0 и r_0 – френелевы коэффициенты пропускания и отражения слоя. Ап-конверсия в схеме расчета (1) учтена традиционно (например, аналогично работе [3]) – баланс мощности поля и населенности зависит от квадрата ее резонансной вариации $(1-n)$ с нормированным временем релаксации σ^{-1} . Остальные параметры модели (1) ($\beta, \gamma, \kappa, D, \tau_1$ и τ_2) характеризованы в работе [4].

Представляется несложным по аналогии с [4] получить выражения, связывающие стационарные значения переменных ρ_s и n_s с нормированной величиной мощности возбуждения $S' = e_i^2$ (при исключении переменной ρ_s). Тогда для постоянного уровня возбуждения $e_i(\tau) = e_0$ формулируются соотношения, позволяющие аналитический расчет нелинейной зависимости энергетического коэффициента отражения $r(S_0 = e_0^2)$:

$$\begin{aligned} r &= \left\{ r_0 + \kappa \left[n_s + \kappa \left((n_s - B\Delta)^2 + B^2 \right) \right] t_0 / D \right\}^2 + \kappa^2 \left\{ A + \kappa \gamma \left[(n_s - B\Delta)^2 + B^2 \right] \right\} t_0^2 / D^2, \\ D &= 1 + \Delta^2 + 2\kappa(n_s + \gamma A) + \kappa^2(1 + \gamma^2) \left[(n_s - B\Delta)^2 + B^2 \right], \\ S_0 &= \frac{1-n_s}{t_0^2 n_s} [1 - \sigma(1-n_s)] D, \quad A = n_s \Delta - B(1 + \Delta^2), \quad B = \beta(1-n_s). \end{aligned} \quad (2)$$

Расчет нелинейного коэффициента отражения, следуя схеме (2), далее осуществлен для параметров, в основном перекрывающихся с реальными, известными, например, из [1, 2]. Значения насыщающей мощности могут быть порядка $10^4 \dots 10^5$ Вт/см² в диапазоне длин волн $\sim (1.25 \dots 1.30) \cdot 10^{-6}$ м. В рассматриваемом случае вычисления удобно проводить параметрически, полагая равновесную величину разности населенности n_s неотрицательным нарастающим в пределах (0, 1) аргументом. На вариантах а) - е) рисунка приведены характерные результаты расчета нелинейной зависимости $r(S_0)$.



Зависимость отражения от нормированной мощности возбуждения

$\kappa = 1.0$ (кривая 1), 1.5 (2), $\sigma = 0.2$ (а); $\kappa = 1.4$, $\sigma = 0$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3), 0.2 (4), 0.25 (5), (б); $\kappa = 1.2$ (1), 1.3 (2), 1.6 (3), $\Delta = -1.0$, $\sigma = 0$ (в), 0.2 (е), $\kappa = 1.6$, $\Delta = -2.0$ (1), -1.5 (2), -0.75 (3), $\sigma = 0$ (д), 0.25 (е); $\beta = 0.08$, $\gamma = 2.04$

Установлено, что характеристика $r(S_0)$ способна принимать форму асимметричной резонансной кривой (рис., а, линия 1). Нарастание нелинейности приводит к более выраженной асимметрии $r(S_0)$, ее осо-

бой деформации (рис., а, линия 2), типичной для оптической бистабильности. Гистерезис, следуя бистабильной особенности зависимости отражения от уровня мощности, должен проявляться при циклическом изменении S_0 . Особая практическая значимость такого рода эффекта - в возможности значительных изменений реакции оптического устройства на когерентное световое излучение при относительно слабых вариациях его мощности.

Этим свойством материального отклика слоя порождаются резкие, гистерезисного типа, переключения в отражении, направления которых по мере нарастания S_0 отмечены стрелками на пунктирных линиях в точках (I) и (II) изгиба зависимости (рис., а, кривая 2). Далее иллюстрированы типичные бистабильные кривые зависимости $r(S_0)$ – демонстрируется эволюция гистерезисного изгиба с изменением параметра ап-конверсии (рис., б), возникновение и развитие бистабильности (изменения расстояния между точками поворота I и II) по мере вариаций параметра резонансной нелинейности поглощения κ (рис., в, г) и отстройки резонанса Δ (рис., д, е).

Особо отмечается, что влияние обусловленной ап-конверсией нелинейности отклика квазикристалла, должно выразиться в снижении порога гистерезиса на шкале зависимости этого свойства от параметров κ и Δ , которые могут варьироваться в условиях эксперимента.

Литература

1. Long-range orientation and atomic attachment of nanocrystals in 2D honeycomb superlattices / M. P. Boneschanscher [et al.] // Science. – 2014. – V. 344. – P. 1377–1386.
2. Self-Organization of Colloidal PbS Quantum Dots into Highly Ordered Superlattices / A. V. Baranov [et al.] // Langmuir. – 2015. – V. 31. – P. 506–519.
3. Kim, J. W. Influence of energy-transfer-upconversion on threshold pump power in quasi-three-level solid-state lasers / J. W. Kim, J. I. Mackenzie, W. A. Clarkson // Opt. Express. – 2009. – V. 17, № 14. – P. 11935–11943.
4. Тимошенко, Е.В. Расчёт эффективности бистабильного тонкоплёночного отражателя / Е.В. Тимошенко, Ю.В. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2019. – № 3 (40). – С. 44–49.