

УДК 535.44:621.373

Е. В. Тимошенко

РЕЗОНАНСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ИМПУЛЬСА МЕТАПОВЕРХНОСТЬЮ ИЗ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В РЕЖИМЕ КОГЕРЕНТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Объект исследования, указанный во введении, представлен нелинейной динамикой резонансного взаимодействия планарного квазикристалла, образованного активными центрами в виде квантовых точек со световым полем когерентного излучения. Целью исследования являются закономерности энергообмена светового поля сверхкоротких импульсов со средой низкоразмерного слоя квазикристалла при условии относительно высокой плотности образующих его дипольных активных центров. Указанный объект представляет собой квазидвумерный суперкристалл или метаповерхность, способную эффективно изменить фазу действующего резонансного оптического поля. В основной части формулирована модель взаимодействия, представленная дифференциальными уравнениями и основанная на модификации известных подходов и схем, которые используются для анализа нелинейных динамических процессов, применительно к рассматриваемой физической ситуации. Моделирование процессов нелинейного отражения и когерентного оптического эффекта сверхизлучения проведено методами численного интегрирования уравнений и расчетом выражений для их приближенных аналитических решений для параметров используемых в оптике и лазерной физике полупроводниковых экситонных активных материалов. Установлено, что нелинейные механизмы материального отклика, типичные для резонансного взаимодействия таких сред с полем когерентного излучения и вызывающие малоинерционное смещение и нелинейное уширение спектральной линии поглощения, способны приводить к существенному сокращению длительности импульсов, отражаемых квазидвумерными суперкристаллами. Показано, что действие этих механизмов обуславливает снижение пиковой мощности и значительную асимметрию фронтов импульсов сверхизлучения, формируемых в среде суперкристалла. Полученные результаты перспективны для использования при разработке компактных пассивных элементов, модулирующих оптические поля импульсов, или излучающих устройств нанофотоники.

Ключевые слова: суперкристаллы квантовых точек, диполь-дипольное взаимодействие, оптические коллективные эффекты, нелинейное смещение резонанса поглощения, формализм вектора Блоха.

Введение. Разработка и изучение свойств новых типов искусственных сред, получивших название метаматериалов, представляет одно из современных направлений оптики и радиофизики. Особой закономерностью, присущей отклику этих сред на когерентное электромагнитное излучение, является их способность изменять фазу действующего излучения [1; 2]. Этой способности свойственна нелинейная дисперсия, которая состоит в выраженной зависимости фазового изменения излучения от интенсивности и фазового соотношения действующего поля и отклика среды. Таким образом реализуется так называемая амплитудно-фазовая связь, развивающаяся только за счет нелинейности взаимодействия поля с веществом. К объектам, обладающим такими оптическими свойствами, относят также особым образом составленные квазидвумерные структуры, которые еще называют метаповерхностями [2; 3]. Образующие их активные центры (метаатомы) имеют размеры до нескольких нанометров, при этом обладая дискретными свойствами энергетического спектра. Квантовые переходы с поглощением или излучением, совершаемые в ансамблях подобных элементов в экситонной области спектра, характеризуются гигантскими силами осциллятора. При условии их плотной и регулярной упаковки в структуре матрицы материала это способно привести к результативному проявлению нелинейных оптических эффектов при умеренных уровнях интенсивности действующего в среде когерентного излучения. Важным с позиции технологических применений представляется то, что значительную нелинейную реакцию на когерентное излучение проявляют именно планарные объекты предельно малой толщины, получившие название квазидвумерных суперкристаллов (СК). Суперкристалл, например, способен нелинейно, с проявлением гистерезиса отразить световое поле в определенном спектральном диапазоне [4], т.е. такой объект является критичным

Тимошенко Елена Валерьевна, канд. физ.-мат. наук, доц., зав. каф. физики и компьютерных технологий МГУ им. А. А. Кулешова (Беларусь).

Адрес для корреспонденции: ул. Космонавтов, 1, 212022, г. Могилёв, Беларусь; e-mail: timoshchenko@msu.by

к частоте и интенсивности внешнего сигнала эффективным зеркалом нанометровой толщины. Не менее важно то, что структуры из регулярно расположенных дипольных центров (в частности, квантовых точек) позволяют контролировать их оптические свойства при изменении формы и химического состава образующих элементов, а также геометрию их структуры. Упорядоченным ансамблем квантовых точек можно представить внутреннюю структуру многих квазикристаллов, среди которых дихалькогениды переходных металлов (например, MoSe_2 , WSe_2) [4; 5], суперкристаллы полупроводниковых квантовых точек [6; 7] или органические полимеры [8]. Определенное преимущество двумерных СК во многом выражено тем, что в подавляющем большинстве материалы, их составляющие, являются полупроводниками, энергетическая структура которых может легко управляться внешним воздействием. Это делает их в высшей степени перспективными для применения в устройствах нанофотоники. Поэтому изучение закономерностей нелинейной динамики материального отклика образованных квантовыми точками СК представляется актуальным и целесообразным.

Основные уравнения. В настоящей работе поставлена задача изучения эволюции баланса излучения и энергии структуры активных центров, образующих слой СК, при условии, что характерная длительность оптических сигналов значительно меньше времени действия релаксационных механизмов в среде. При этом условии взаимодействие среды и светового поля когерентно, т.е. оказываются согласованными осцилляции резонансной поляризации ансамбля активных центров и действующего в нем волнового поля. Среди обусловленных этой корреляцией коллективных эффектов особо выделяют световую индукцию и сверхизлучение [9]. В ходе световой индукции оптический сигнал способен существенно трансформироваться из-за оптической нутации. В явлении сверхизлучения (СИ), как и при световой индукции, существенным образом проявляется самопроизвольная фазовая корреляция изначально независимых активных центров. Появление фазового согласования объясняют двумя факторами – взаимодействием диполей через излучаемое ими световое поле и нелинейностью осцилляторных движений электронов внутри активных центров.

Влиянием ближних полей элементарных излучателей и реакций на поле переходов, близких к основному, по мере резонансного изменения населенности определяются смещение центра спектральной линии усиления и автомодуляционный дрейф частоты высвечиваемого поля. Этими особенностями, присущими резонансному взаимодействию ввиду относительно плотной упаковки активных центров в структуре суперкристалла и высоких значений дипольных моментов, может определяться самодефазировка ансамбля элементарных излучателей в ходе формирования поля. Квантоворазмерные структуры обладают свойствами тех материалов, для которых в характеристике реакции на действующее поле применима дипольная модель элементарного излучателя – квантовой точки. Обобщение дипольной двухуровневой схемы состоит в учете влияния на диэлектрическую проницаемость активного поглощения в квазирезонансных переходах. При допущении различия (дефекта) поляризуемостей дипольных частиц α_1 и α_2 в основном и возбужденном состояниях перераспределение частиц по уровням основного перехода в ходе поглощения приводит к нелинейным вариациям преломления [10], что также существенно в полупроводниковых экситонных средах.

В расчетах также рассмотрено типичное для сред с относительно высокой плотностью активных центров поляризующее влияние на диэлектрическую восприимчивость вещества ближних полей диполей. Выражение для напряженности действующего на активные центры поля $E(t)$ тогда содержит локальную поправку Лоренца. В рассматриваемой задаче в результате включения такого рода поправки можно описать смещение спектральной линии, пропорциональное резонансной вариации разности населенностей [11].

Оптическое плосковолновое поле с несущей частотой ω в слое СК, естественно, предполагается однородным в направлении его толщины l . Задача об энергообмене светового поля и среды СК в процессе его реакции на когерентное излучение может быть решена в допущении сверхтонкого приповерхностного слоя с резонансной поляризацией [12]. При этом вместо волновых уравнений допускается применение граничных электродинамических

условий, используемых в уравнениях Максвелла для действующего на атомы и отраженного слоем плосковолновых полей. Ниже эти условия приведены с учетом локального поля Лоренца и представления динамического компонента макроскопической поверхностной поляризованности P_l в обобщенной двухуровневой схеме:

$$\begin{aligned} E &= t_0 E_i + \frac{\omega l}{\varepsilon_0 c} P(i + \gamma), \\ E_r &= -r_0 E_i + i \frac{\omega l}{\varepsilon_0 c} P, \quad P = N(i\mu\rho - 2\pi\Delta\alpha\varepsilon_0 nE), \end{aligned} \quad (1)$$

где E_i и E_r – амплитуды напряженности внешнего и отраженного полей, t_0 и r_0 – френелевы коэффициенты пропускания и отражения поверхности квазикристалла, μ – средний дипольный момент активных центров, N – их объемная концентрация в слое, $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ – дефект поляризуемости, n_0 – начальное значение разности населенностей, $\gamma = c/3\omega l$ – нормирующий коэффициент в составляющей, которая определена учетом локального поля. Кроме вероятности резонансной поляризованности $\rho(t)$ в квантовомеханическом описании отклика слоя, для которого записаны условия (1), используется вещественная переменная вероятности разности населенностей уровней основного перехода $n(t)$.

Соотношения для условий (1) содержат нелинейные компоненты, которые называют сверхизлучательными. Они носят фазовый характер и именно наличием этих компонентов характеризуются бистабильные свойства отражения тонкого слоя суперкристалла, приобретающего качество метаповерхности. В работе [12] отмечалось, что существование нелинейных компонентов может привести к нетривиальному эффекту полного отражения особо короткого импульса, зондирующего приповерхностный резонансно поляризованный слой среды. Следует, однако, отметить, что такой эффект возможен только при определенной высокой плотности активных центров в образце вещества [13].

Квантовомеханические уравнения движения для отклика среды квазикристалла, которыми должны быть дополнены соотношения (1), в этом случае могут быть сведены к так называемым оптическим уравнениям Блоха [9]. Вывод аналогов этих материальных уравнений для условия однородного уширения спектральной линии поглощения достаточно обоснован в современной научной литературе. Применим далее их модификацию в случае точного резонанса, т.е. совпадения несущей частоты ω и центральной частоты спектральной линии поглощения ω_0 , предложенную, например, в [14]. При учете (1) нетрудно получить такую предварительную запись рассматриваемой далее системы уравнений Максвелла–Блоха:

$$e = \frac{(1 + \beta\gamma n)e_i(t) - \kappa\rho}{(1 + \beta\gamma n)^2 + \beta^2 n^2}, \quad T_2 \frac{d\rho}{dt} = n e - \rho, \quad T_2 \frac{dn}{dt} = -\rho e. \quad (2)$$

Масштабирование переменных напряженности поля в системе (1) проведено таким образом: $e_i = \mu T_2 E_i / \hbar$, $e = \mu T_2 \text{Re} E / \hbar$, где T_2 – время фазовой релаксации, а параметром $2/T_2$ определяется однородная ширина спектральной линии поглощения. Введены нормирующие коэффициенты $\beta = 2\pi\Delta\alpha\omega N l / c$ и $\tau_R = \varepsilon_0 \hbar c / \mu^2 \omega N l$. Величину $\kappa = T_2 / \tau_R$, определяемую параметром τ_R и имеющую физический смысл ненасыщенного показателя поглощения слоя СК, нередко называют параметром резонансной нелинейности. Сам же параметр τ_R носит название времени сверхизлучения [9] и характеризуется промежутком времени, в течение которого в ансамбле из N дипольных центров устанавливается фазовая корреляция за счет переизлученного поля. При записи (2) сразу учитывается, что поле E , входящее в материальные уравнения, отличается от среднего макроскопического поля E_i в местах нахождения активных центров на величину локальной поправки. Релаксационными процессами, означающими возможность спонтанных переходов, в (2) пренебрегается. Однако в записи соотношений (2) учтена релаксация, приводящая к распаду поляризации за характерное время T_2 , и нелинейное смещение частоты резонанса, означающее дефазировку ансамбля образующих квазикристалл диполей. Частотный дрейф развивается как следствие взаимного влияния ближних полей активных центров и насыщаемого поглощения в переходах, близких к основному. В принципе, это

автомодуляционное смещение частоты резонанса способно принимать обратимый характер из-за зависимости от разности населенности.

Решение задачи об отражении для координат вектора Блоха. Балансом энергии зондирующего извне импульса и материального отклика вещества слоя определены коэффициент отражения и показатель резонансного поглощения импульса. Динамика дополнительных компонентов, присутствующих в соотношениях (1) для связи полей и материальных переменных среды квазикристалла, вскрывает особую нелинейность этих процессов. Показана, в частности, определяющая роль фазовых эффектов в проявлении гистерезисных свойств отражения и поглощения в случае непрерывного возбуждения [13] при ограниченном влиянии релаксационных механизмов распада поляризации.

Рассмотрим ниже случай импульсного возбуждения суперкристалла. Можно допустить, что в начальный момент $n(t=0) = n_0 = 1$, т.е. ансамбль активных центров, образующих СК, находится в основном состоянии, притом что корреляции в ансамбле отсутствуют – $\rho(t=0) = 0$. В литературе, посвященной теоретическому анализу коллективных эффектов, признано удобным использовать формализм вектора Блоха. Однако для этого следует пренебрегать влиянием фазовой релаксации в динамике суммарного дипольного момента ансамбля активных центров. Переменные уравнений, подобных системе (2), но рассчитываемых в распределенных схемах взаимодействия, тогда рассматриваются в виде координат так называемого вектора Блоха: $X = \text{Re}\rho$, $Y = \text{Im}\rho$, $Z = n$. Известно, что в этом случае из материальных уравнений системы (2) следует интеграл вида $|\rho|^2 + n^2 = 1$, известный как закон сохранения полярного угла вектора Блоха [9]. Решение (1.2) для действительных материальных переменных допускает полуаналитическое представление при любой зависимости действующего поля $e(t)$ [9]:

$$r(t) = \sin \Theta, \quad n(t) = \cos \Theta, \quad \Theta(t) = \frac{1}{T_2} \int_{-\infty}^t e(t) dt. \quad (3)$$

Величина полярного угла вектора Блоха $\Theta(t)$ выражается «площадью» импульса нормированной амплитуды напряженности действующего поля и описывает поворот материальных переменных за время действия импульса. В представлении (3) с однородным полем в слое квазикристалла поворот совершается в плоскости (ρ, n) .

Используя первое соотношение системы (2) и полуаналитические соотношения (3) для ρ и n , записываем уравнение для $\Theta(t)$:

$$T_2 \frac{d\Theta}{dt} = \frac{(1 + \beta\gamma \cos \Theta) e_i(t) - \kappa \sin \Theta}{(1 + \beta\gamma \cos \Theta)^2 + \beta^2 \cos^2 \Theta}. \quad (4)$$

Решением этого уравнения определяются нормированные напряженности среднего макроскопического поля в среде квазикристалла e_i и отраженного поля e_r :

$$e_i = \frac{e_i(t) - \kappa \sin \Theta / (1 + \beta\gamma \cos \Theta)}{1 + [\beta \cos \Theta / (1 + \beta\gamma \cos \Theta)]^2}, \quad e_r = e_i - e_i. \quad (5)$$

Уравнение (4) можно рассматривать как формулировку «теоремы площадей» МакКола и Хана [15], модифицированную для случая наноразмерного квазикристалла квантовых точек. Нелинейное смещение резонанса поглощения, присущее материалам с повышенной плотностью активных центров, способно существенно осложнить развитие предсказанного в этой работе и многократно наблюдаемого позднее коллективного эффекта самоиндуцированной прозрачности.

Количественная оценка отражения и изменения формы оптических сигналов, взаимодействующих со слоем квазикристалла, проводилась на основе численного интегрирования (4) относительно $\Theta(t)$ для заданного поля $e_i(t)$ внешнего зондирующего импульса. Временная зависимость напряженности для него определялась функцией $e_i(t) = e_m \text{sech} [(t - t_0) / \tau_R]$. Выбор этой функции для входного сигнала представляется целесообразным в связи с тем, что такая форма $e_i(t)$ при $e_m = 1/\tau_R$ соответствует решению (4) для $e(t)$ в задаче о сверхизлучении в квазикристаллах без учета фазовой нелинейности, т.е. для $\beta = 0$ и при отсутствии иницирующего поля, когда $e_i(t) = 0$.

В выборе параметров, определяющих величины коэффициентов (4) для полупроводниковых квантоворазмерных структур, в основном ориентировались по известным данным, например,

из работ [16; 17]. Примерный масштаб явлений соответствовал пиковой интенсивности светового поля импульсов порядка $(1 \dots 5) \cdot 10^7$ Вт/см², концентрации активных центров $N \sim (2 \dots 8) \cdot 10^{18}$ см⁻³, среднему элементарному дипольному моменту $\mu \sim 3.3 \cdot 10^{-28}$ Кл·м, длине волны оптического поля $\sim 1.3 \cdot 10^{-6}$ м. Непосредственно численным расчетом (4), (5) определялись зависимости нормированной плотности мощности излучения $U(t) = e_i^2$ и $U_r(t) = e_r^2$. На рисунках 1б–г приведены иллюстрации характерных временных разверток мощности отраженного и действующего в слое СК светового поля и показана зависимость этих разверток от пикового значения мощности входного импульса $U_{im} = e_i^2(t = t_0)$. В трех иллюстрируемых вариантах (рисунок 1б–г) входные импульсы с формой, для примера приведенной на рисунке 1а (кривая 2), различались только нарастающим значением пиковой мощности импульса U_{im} .

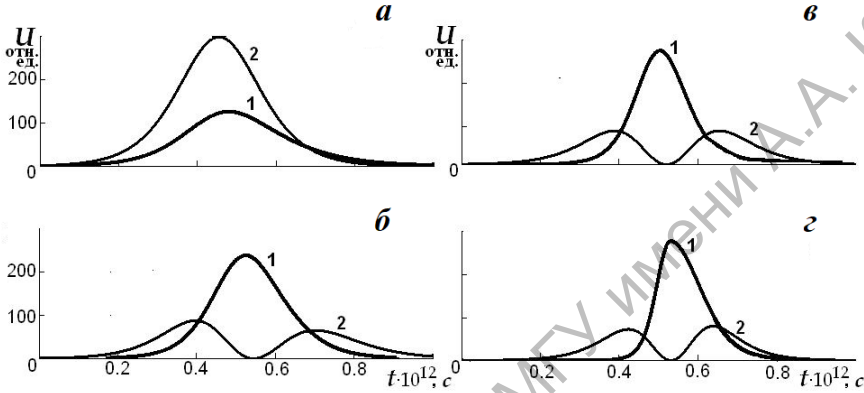


Рисунок 1 – Зависимости нормированной плотности мощности светового поля внешнего зондирующего (кривая 1а), отраженного (кривая 2а; кривые 1б–в), действующего на активные центры СК (кривые 2б–в) импульсов: $U_{im} = 200$ (а, б), 320 (в), 500 (г), $\beta = 0$ (а), 0.05 (б–г), $t_0 = 0.434$, $\gamma = 3.17$, $\tau_R = 5 \cdot 10^{-13}$ с

Результаты моделирования, примеры которых демонстрирует рисунок 1, позволили сделать следующие выводы. Отсутствие нелинейности, типичной для СК, не приводит к качественному изменению в развертке импульса: отраженный импульс, естественно, снижается по пиковой мощности и, не изменяясь по длительности, приобретает некоторую асимметрию (рисунок 1а, кривая 2), то же изменение характерно для действующего в среде поля. Нелинейная перестройка резонанса поглощения в слое СК, должна приводить к снижению длительности отраженного импульса (рисунок 1б, кривая 1) и стимуляции явления световой индукции в действующем внутри СК поле (рисунок 1б, кривая 2). Выраженная световая индукция в виде серии контрастных затухающих пульсаций, вообще, свойственна протяженным средам [9]. В особо тонком активном слое СК из-за сильного затухания оптического поля и наличия фазовой модуляции световая индукция представлена сдвоенным импульсом (рисунки 1б–г, кривые 2). Сравнение разверток, изображенных на рисунках 1б–г, показывает, что положение образующих сдвоенную структуру импульсов действующего поля на временной шкале примерно соответствует фронтам внешнего импульса. В пиковой части импульса из-за фазовой отстройки резонансное поглощение снижается, поэтому отраженный импульс формируется с нарастающей асимметрией фронтов и как более короткий по длительности (рисунки 1б–г, кривые 1). Влияние фазовой перестройки, величина которой определяется вариацией населенности, приводит, в сущности, к «обрезанию» фронтов отраженного импульса. Отмечается также, что тенденция к подобному существенному сужению импульса усиливается с увеличением мощности входного импульса, при этом значительно возрастает и оцениваемый по соотношению пиковых мощностей входного и отраженного сигнала эффективный динамический коэффициент отражения СК.

Таким образом, решение задачи для координат вектора Блоха (2), приводящее к относительно простой схеме расчета полей (4), (5), дает возможность моделировать

нестационарный процесс резонансного отражения света низкоразмерным суперкристаллом с учетом типичной для этих объектов нелинейности отклика. Расчет позволяет осуществить предсказание ее нетривиальных следствий, таких как возможность снижения длительности отраженного сигнала и увеличение динамического коэффициента отражения.

Эволюция сверхизлучения в СК. Использование соотношения (4) дает возможность приближенного аналитического расчета временной развертки импульса сверхизлучения с учетом отстройки резонанса, обусловленной взаимным влиянием ближних полей элементарных дипольных излучателей. Эффект СИ представляет результат их фазовой корреляции с характерным временем τ_R из-за взаимодействия диполей через излучаемое ими электромагнитное поле [9]. Среда при этом максимально инвертирована, и процесс вынужденного излучения развивается в условиях сброса инверсии. Предполагается, что релаксационные механизмы дефазировки диполей, стимулированные взаимодействием активных диполей со структурными элементами матрицы материала, как и во всех коллективных эффектах, проявляются слабо. Полупроводниковые структуры с кванторазмерными эффектами используются как инверсные среды; в виде планарных слоев эти материалы применяются в качестве активных поверхностных пленок, способных модулировать резонансное излучение. Поэтому и представляет интерес рассмотреть задачу о ходе СИ в низкоразмерном планарном суперкристалле квантовых точек.

В полупроводниковых средах СИ развивается как коллективная спонтанная рекомбинация [17]. В процессе формирования импульса СИ фазы отдельных экситонов, представляемых диполями, спонтанно синхронизируются, в результате чего в пределах суперкристалла формируется коллективный диполь с относительно малым временем излучательной рекомбинации.

Анализ динамических следствий происходящей в процессе СИ самопроизвольной дефазировки активных центров в условиях влияния ближних полей и наличия квазирезонансной поляризованности возможен на основе модификации уравнения (4):

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{1}{\tau_R} \frac{\sin \Theta}{(1 + \beta\gamma \cos \Theta)^2 + \beta^2 \cos^2 \Theta}. \quad (6)$$

При записи (6) учтено, что инициирующее извне поле в задаче о СИ считается отсутствующим. Переменная n описывает инверсию, временная зависимость которой представляет собой тригонометрическую функцию полярного угла $\Theta(t)$ и выражается из решений (3). Считается, что к стартовому моменту развития СИ инверсия должна достигать максимального значения.

Уже указывалось, что в отсутствие резонансной нелинейности ($\beta = 0$) решение (6) для полярного угла вектора Блоха описывает функцию излучаемого поля в виде гиперболического секанса. В рассматриваемом более общем случае взаимодействия уравнение (6) приводится к виду

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{1}{\tau_R} \left(\frac{1+k}{\sin \Theta} + 2\beta\gamma \operatorname{tg} \Theta - k \sin \Theta \right)^{-1}, \quad k = \beta^2 (1 + \gamma^2). \quad (7)$$

Несложно показать, что интеграл уравнения (7), который неявно выражает функцию полярного угла вектора Блоха $\Theta(t)$, представляется следующим соотношением, включающим нелинейные (степенные или экспоненциальные) компоненты:

$$\exp \left[\frac{t-t_0}{\tau_R (1+k+2\beta\gamma)} \right] = \operatorname{tg} \Theta/2 \left(1 + \operatorname{tg}^2 \Theta/2 \right)^{-a} \exp \left(b \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \Theta/2}{1 + \operatorname{tg}^2 \Theta/2} \right), \quad (8)$$

$$a = \frac{2\beta\gamma}{1+k+2\beta\gamma}, \quad b = \frac{k}{1+k+2\beta\gamma},$$

где t_0 – константа интегрирования. В предположении сравнительно малого коэффициента резонансной нелинейности ($\beta \ll 1$) оба нелинейных множителя в соотношении (8) можно считать относительно близкими к единице. Приближенное решение (8) относительно $\operatorname{tg} \Theta/2$ удобно искать в виде представления, включающего относительно малый компонент Δ в показателе экспоненты:

$$\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} = \exp \left[\frac{t-t_0}{\tau_R (1+k+2\beta\gamma)} + \Delta \right].$$

Естественно, имеется в виду, что при $\beta=0$ этим решением описывается временная зависимость полярного угла Θ для импульса СИ в отсутствие нелинейности, компонент Δ тогда равен нулю. Подстановка этого выражения $\text{tg}\Theta/2$ в уравнение (8) после применения аппроксимационных формул сводит задачу определения $\text{tg}\Theta/2$ к решению линейного уравнения. В результате получаем, что функция действующего на активные центры поля может быть выражена так:

$$e(t) = \frac{1}{\tau_R (1+k+2\beta\gamma)} \frac{1+\Delta+G/D}{\text{ch}(G)+\Delta(1+\Delta/2)\exp(G)}, \quad (9)$$

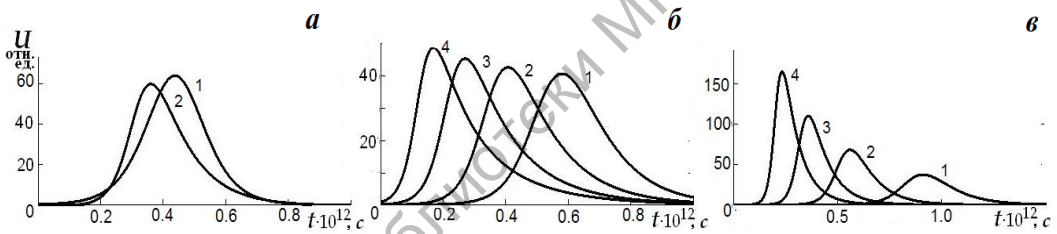
где с учетом принятых обозначений

$$F = \frac{t-t_0}{\tau_R (1+k+2\beta\gamma)}, \quad \Delta = [a \exp(F) \text{ch}(F) + b \text{sh}(F)]/D, \\ D = [1 - 2a \exp(2F)] \text{ch}(F) + b \text{sh}(F) - 2[b + a \exp(2F)] \exp(F), \\ G = a[2 \text{ch}(F) + \text{sh}(F)] \exp(F) + b \text{ch}(F) - \\ - \Delta \{ [b - 4a \exp(2F)] \text{ch}(F) + [1 - 2a \exp(2F)] \text{sh}(F) - 2[b + 3a \exp(2F)] \exp(F) \}.$$

На основе (9) непосредственно рассчитывалась нормированная величина плотности мощности макроскопического светового поля СИ внутри суперкристалла:

$$U(t) = [(1 + \beta\gamma \cos \Theta) e(t)]^2.$$

На фрагментах а–в рисунка 2 для сравнения приведены импульсные профили нормированной плотности мощности СИ $U(t)$ с учетом и без учета фазовой автомодуляции, рассчитанные в соответствии с (9).



Пояснения: фрагмент а: $\beta=0$ (кривая 1), 0.04 (2); $\tau_R = 4 \cdot 10^{-13}$ с (а, б); фрагмент б: $\beta=0.025$ (1), 0.032 (2), 0.04 (3), 0.05 (4); фрагмент в: $\beta=0.03$, $\tau_R = 8 \cdot 10^{-13}$ с (1), $6 \cdot 10^{-13}$ с (2), $5 \cdot 10^{-13}$ с (3), $4 \cdot 10^{-13}$ с (4); $\gamma=2.34$.

Рисунок 2 – Зависимости нормированной плотности мощности светового поля СИ

Отметим, что пиковая интенсивность импульсов светового поля, излучаемых в условиях действия нелинейных механизмов смещения резонанса, должна снижаться. Это напрямую связано с тем, что сброс инверсии, происходящий при распаде сфазированного состояния ансамбля диполей и, собственно, определяющий динамику СИ, представляет присущее вынужденному излучению резонансное свойство. Отстройка резонанса, зависящая от темпа сброса инверсии, и, следовательно, от интенсивности излучаемого поля, выступает в рассматриваемом случае фактором отрицательной обратной связи: эффективное усиление снижается и такого рода снижение различается на переднем и заднем фронтах выброса СИ. Однако этот фактор, не определяя критических следствий для формирования импульсов СИ, способен в зависимости от характеристик нелинейности привести к некоторому снижению их пиковой мощности и резкой асимметрии фронтов. Развертки импульсов на рисунках 2б и 2в демонстрируют эту тенденцию для ряда значений параметра резонансной нелинейности рефракции β и времени τ_R . Время сверхизлучения здесь варьировалось в зависимости от концентрации активных центров N .

Закключение. Планарные нанометрические слои квазикристалла с относительно большой концентрацией активных центров, в сущности, представляя собой метаповерхности, способны эффективно изменить фазу внешнего зондирующего излучения, перспективны для использования в качестве модулирующих (или усиливающих) элементов в компактных оптических устройствах. Определено, что особенности резонансного отражения в условиях

проявлений специфической нелинейности отклика СК и когерентных оптических эффектов могут обусловить существенное сокращение длительности действующего импульса. Проведенные оригинальные расчетные оценки временного хода процессов энергообмена поля и среды СК при отражении или формирования импульсов СИ с учетом нелинейностей, типичных для резонансного отклика суперкристалла квантовых точек, могут быть использованы при разработке методик получения и профилирования оптических импульсов в субпикосекундном диапазоне длительностей в современных устройствах нанофотоники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alù, A. Prime time / A. Alù // *Nature Materials*. – 2016. – Vol. 15, No. 11. – P. 1229–1231.
2. Семченко, И. В. Метаматериалы и метаповерхности / И. В. Семченко [и др.] // *Наука и инновации*. – 2020. – № 8 (210). – С. 23–27.
3. Krasnok, A. Nonlinear metasurfaces: a paradigm shift in nonlinear optics / A. Krasnok, M. Tymchenko, A. Alù // *Materials Today*. – 2018. – Vol. 21, No. 1. – P. 8–21.
4. Scuri, G. Large Excitonic Reflectivity of Monolayer MoSe₂ Encapsulated in Hexagonal Boron Nitride / G. Scuri [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2018. – Vol. 120, issue 3. – P. 037402.
5. Back, P. Realization of an Electrically Tunable Narrow-Bandwidth Atomically Thin Mirror Using Monolayer MoSe₂ / P. Back [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2018. – Vol. 120, issue 3. – P. 037401.
6. Mak, K. F. Photonics and optoelectronics of 2D semiconductor transition metal dichalcogenides / K. F. Mak, J. Shan // *Nature Photonics*. – 2016. – Vol. 10, issue 4. – P. 216–226.
7. Evers, W. H. Low-Dimensional Semiconductor Superlattices Formed by Geometric Control over Nanocrystal Attachment / W. H. Evers [et al.] // *Nano Letters*. – 2013. – Vol. 13, issue 6. – P. 2317–2323.
8. Liu, Wei. A two-dimensional conjugated aromatic polymer via C–C coupling reaction / Liu Wei [et al.] // *Nature Chemistry*. – 2017. – Vol. 9, issue 6. – P. 563–570.
9. Аллен, Л. Оптический резонанс и двухуровневые атомы / Л. Аллен, Дж. Эберли. – М.: Мир, 1978. – 224 с.
10. Бутылкин, В. С. Резонансные взаимодействия света с веществом / В. С. Бутылкин [и др.]. – М.: Наука, 1977. – 352 с.
11. Ryzhov, I. V. Nonlinear optical response of a two-dimensional quantum-dot supercrystal: Emerging multistability, periodic and aperiodic self-oscillations, chaos, and transient chaos / I. V. Ryzhov [et al.] // *Physical Review A*. – 2019. – Vol. 100, issue 3. – P. 033820.
12. Рупасов, В. И. О граничных задачах в нелинейной оптике резонансных сред / В. И. Рупасов, В. И. Юдсон // *Квантовая электроника*. – 1982. – Т. 9, № 11. – С. 2179–2186.
13. Тимошенко, Е. В. Сверхизлучательная трансформация световых импульсов при отражении граничным нелинейным слоем / Е. В. Тимошенко, В. А. Юревич // *Доклады НАН Беларуси*. – 2010. – Т. 54, № 6. – С. 56–61.
14. Macomber, J. D. Laws of optics at high irradiance. I. Steady-state theory of a saturable slab / J. D. Macomber, W. H. Thomason // *J. Opt. Soc. Amer.* – 1977. – Vol. 67, issue 4. – P. 453–464.
15. McCall, S. L. Self-Induced Transparency / S. L. McCall, E. L. Hahn // *Physical Review*. – 1969. – Vol. 183, issue 2. – P. 457–485.
16. Von Lehmen, A. Optical Stark effect on excitons in GaAs quantum wells / A. von Lehmen [et al.] // *Optics Letters*. – 1998. – Vol. 11, issue 10. – P. 609–615.
17. Савельев, А. В. Формирование сверхизлучения в наногетероструктурах с квантовыми точками / А. В. Савельев [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. – 2008. – Т. 42, вып. 6. – С. 730–735.

Поступила в редакцию 10.09.2021.

“Vesnik of Yanka Kupala State University of Grodno. Series 2. Mathematics. Physics. Informatics, Computer Technology and Control”
Vol. 12, No. 1, 2022, pp. 67–75
© Yanka Kupala State University of Grodno, 2022

Resonant reflection of a pulse by a metasurface of quantum dots in coherent interaction mode

E. V. Timoshchenko

Mogilev State A. Kuleshov University (Belarus)

Kosmonavtov St., 1, 212022, Mogilev, Belarus; e-mail: timoshenko@msu.by

Abstract. The object of research, defined in the introduction, is represented by the non-linear dynamics of the resonant interaction of a planar quasicrystal formed by active centers in the form of quantum dots with a light field of coherent radiation. The stated aim of the study is the energy exchange laws of the ultrashort pulse light field with the medium of a low-dimensional quasicrystal layer under the condition of a relatively

high density of the dipole active centers forming it. The specified object is a quasi-two-dimensional supercrystal or so-called metasurface capable of effectively changing the phase of the acting resonant optical field. In the main part, an interaction model is formulated, represented by differential equations and based on a modification of known approaches and schemes that are used to analyze non-linear dynamic processes in relation to the physical situation under consideration. The modelling of the processes of non-linear reflection and the coherent optical effect of superradiance was carried out by the methods of numerical integration of equations and the calculation of expressions for their approximate analytical solutions for the parameters of semiconductor exciton active materials used in optics and laser physics. It is found that non-linear mechanisms of the material response, typical of the resonant interaction of such media with a field of coherent radiation and causing a fast-response shift and non-linear broadening of the absorption spectral line, can lead to a significant reduction in the duration of pulses reflected by quasi-two-dimensional supercrystals. It is shown that the action of these mechanisms causes a decrease in the peak power and a significant asymmetry of the fronts of superradiance pulses formed in the supercrystal medium. The results obtained are promising for application in the working out of compact passive elements modulating the optical pulse fields or emitting devices designed for the needs of nanophotonics.

Keywords: supercrystals of quantum dots, dipole-dipole interaction, optical collective effects, non-linear shift of absorption resonance, Bloch vector formalism.

References

1. Alù, A. Prime time. *Nature Mater*, 2016, vol. 15, No. 11, pp. 1229-1231.
2. Semchenko I. V. [et al.]. Metamaterials and metasurfaces [*Metamaterialy i metapoverkhnosti*]. *Science and innovation*, 2020, No. 8 (210), pp. 23-27.
3. Krasnok A., Tymchenko M., Alù A. Nonlinear metasurfaces: a paradigm shift in nonlinear optics. *Materials Today*, 2018, vol. 21, No. 1, pp. 8-21.
4. Scuri G. [et al.]. Large Excitonic Reflectivity of Monolayer MoSe₂ Encapsulated in Hexagonal Boron Nitride. *Physical Review Letters*, 2018, vol. 120, issue 3, p. 037402.
5. Back P. [et al.]. Realization of an Electrically Tunable Narrow-Bandwidth Atomically Thin Mirror Using Monolayer MoSe₂. *Physical Review Letters*, 2018, vol. 120, issue 3, p. 037401.
6. Mak K. F., Shan J. Photonics and optoelectronics of 2D semiconductor transition metal dichalcogenides. *Nature Photonics*, 2016, vol. 10, issue 4, pp. 216-226.
7. Evers W. H. [et al.]. Low-Dimensional Semiconductor Superlattices Formed by Geometric Control over Nanocrystal Attachment. *Nano Letters*, 2013, vol. 13, issue 6, pp. 2317-2323.
8. Liu Wei [et al.]. A two-dimensional conjugated aromatic polymer via C-C coupling reaction. *Nature Chemistry*, 2017, vol. 9, issue 6, pp. 563-570.
9. Allen L., Eberli Dzh. Optical resonance and two-level atoms [*Opticheskii rezonans i dvukhurovnevye atomy*]. Moscow, 1978, 224 p.
10. Butylkin V. S. [et al.]. Resonant interactions of light with matter [*Rezonansnye vzaimodeistviia sveta s veshchestvom*]. Moscow, 1977, 352 p.
11. Ryzhov I. V. [et al.]. Nonlinear optical response of a two-dimensional quantum-dot supercrystal: Emerging multistability, periodic and aperiodic self-oscillations, chaos, and transient chaos. *Physical Review A*, 2019, vol. 100, issue 3, p. 033820.
12. Rupasov V. I., Yudson V. I. On boundary value problems in nonlinear optics of resonant media [*O granichnykh zadachakh v nelineinoy optike rezonansnykh sred*]. *Quantum electronics*, 1982, vol. 9, No. 11, pp. 2179-2186.
13. Timoshchenko E. V., Yurevich V. A. Superradiative transformation of optical pulses at reflection by a boundary line layer [*Sverkhizluchatel'naia transformatsiia svetovykh impul'sov pri otrazhenii granichnym nelineinym sloem*]. *Doklady of the national academy of sciences of Belarus*, 2010, vol. 54, No. 6, pp. 56-61.
14. Macomber J. D., Thomason W. H. Laws of optics at high irradiance. I. Steady-state theory of a saturable slab. *Journal of the Optical Society of America*, 1977, vol. 67, issue 4, pp. 453-464.
15. McCall S. L., Hahn E. L. Self-Induced Transparency. *Physical Review*, 1969, vol. 183, issue 2, pp. 457-485.
16. A. Von Lehmen [et al.]. Optical Stark effect on excitons in GaAs quantum wells. *Optics Letters*, 1998, vol. 11, issue 10, pp. 609-615.
17. Saveliev A. V. [et al.]. Generating of superradiation in quantum dot nanoheterostructures [*Formirovanie sverkhizlucheniia v nanogeterostrukturakh s kvantovymi tochkami*]. *Semiconductor Physics and Technology*, 2008, vol. 42, issue 6, pp. 730-735.

