УДК 535.23; 621.378.825 DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2021_4_49_57

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕРХКОРОТКОГО ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА НИЗКОРАЗМЕРНЫМ СУПЕРКРИСТАЛЛОМ

В.А. Юревич

Белорусский государственный университет пищевых и химических технологий, Могилёв

SUPERSHOT OPTICAL PULSE NONLINEAR REFLECTION BY LOW-DIMENSIONAL SUPER-CRYSTAL

V.A. Yurevich

Belarussian State University of Food and Chemical Technologies, Mogilev

Аннотация. Исследована динамика энергообмена низкоразмерной планарной решётки, образованной квантовыми точками, с резонансным световым полем зондирующего извне импульса. В приближении однородного поля решена задача описания коллективного эффекта сверхизлучения в рассматриваемом квазидвумерном суперкристалле (СК). Принципиальным в расчёте реакции СК является учёт диполь-дипольного взаимодействия активных центров в присутствии поглощения в квазирезонансных переходах – типичных для полупроводниковых СК механизмов нелинейности, вызывающих автомодуляционное смещение резонансной частоты поглощения (усиления).

Ключевые слова: *суперкристаллы квантовых точек*, *диполь-дипольное взаимодействие*, *оптические коллективные эффекты*, *формализм вектора Блоха*.

Для цитирования: *Юревич*, *В.А.* Нелинейное отражение сверхкороткого оптического импульса низкоразмерным суперкристаллом / В.А. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2021. – № 4 (49). – С. 57–63. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2021_4_49_57

Abstract. The dynamics of energy exchange of a low-dimensional planar lattice formed by quantum dots with a resonant light field of a pulse probing from the outside has been investigated. In the average field approximation, the problem of describing the collective effect of superradiance in the considered quasi-two-dimensional super-crystal (SC) is solved. In the estimation of SC response to a resonant field, the dipole-dipole interaction is taken into account, which also occurs under conditions of absorption in quasi-resonant transitions. Both mechanisms of phase nonlinearity are typical for semiconductor SC and cause a self-modulation shift of the resonance frequency of the absorption (gain) spectral line.

Keywords: *super-crystals of quantum dots*, *dipole-dipole interaction*, *optical collective effects*, *Bloch vector formalism.*

For citation: *Yurevich*, *V.A.* Supershot optical pulse nonlinear reflection by low-dimensional super-crystal / V.A. Yurevich // Problems of Physics, Mathematics and Technics. – 2021. – № 4 (49). – P. 57–63. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2021_4_49_57 (in Russian)

Введение

Одно из развиваемых в последнее время направлений современной оптики и радиофизики – разработка новых типов искусственных сред, которые названы метаматериалами, поскольку обладают физическими свойствами, отсутствующими у составляющих их исходных природных материалов [1], [2]. К объектам этого рода относят и особым образом составленные квазидвумерные структуры, именуемые метаповерхностями [2], [3] и образованные излучающими или активно реагирующими на излучение элементами – метаатомами, то есть образованиями, превышающими обычный размер атома. Допуская более или менее простую модельную форму (например, элементарного диполя), эти активные центры при размере до нескольких нанометров обладают дискретными свойствами энергетического спектра. При условии их плотной упаковки в среде низкоразмерный слой приобретает выраженную способность нелинейного резонансного рассеяния внешнего электромагнитного излучения. Установлено, что планарные структуры такого формата из регулярно расположенных дипольных центров (в частности, квантовых точек) представляют собой один из примеров подобных объектов, а именно квазидвумерных суперкристаллов [4], [5], с эффективной возможностью контроля их оптических свойств при изменении формы и химического состава образующих элементов, а также геометрии их структуры. Упорядоченным ансамблем квантовых точек можно представить внутреннюю структуру многих квазикристаллов, среди которых дихалькогениды переходных металлов (например, $MoSe_2$, WSe_2) [6], суперкристаллы полупроводниковых квантовых точек [7], [8], фосфорены [9] и органические полимеры [10].

© *Юревич В.А.*, 2021

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Определённое преимущество квазидвумерных суперкристаллов (СК) во многом выражено тем, что в подавляющем большинстве их материалы – полупроводники, энергетическая структура которых может легко управляться внешним воздействием, что делает их в высшей степени перспективными в применении в устройствах нанофотоники. Квантовые переходы с поглощением или излучением, совершаемые в этих ансамблях в экситонной области спектра, характеризуются гигантскими силами осциллятора, что приводит к результативному проявлению нелинейных оптических эффектов при умеренных уровнях интенсивности действующего в среде когерентного излучения. В силу существования дополнительных степеней свободы в схеме резонансного взаимодействия с когерентным излучением (например, возбуждения соседних с основным переходов и взаимодействия квантовых точек) СК, обладая наноразмерной толщиной, характеризуются уникальными оптическими свойствами. Суперкристалл, например, способен нелинейно, с проявлением гистерезиса, отразить световое поле в определённом спектральном диапазоне [11], т. е. является критичным к частоте и интенсивности внешнего сигнала эффективным зеркалом нанометровой толщины. Поэтому изучение закономерностей нелинейной динамики материального отклика образованных квантовыми точками СК при резонансном отражении представляется актуальным и целесообразным с практической позиции.

1 Постановка задачи и основные уравнения

В настоящей работе поставлена задача анализа баланса мощности излучения и структуры из активных центров, образующих слой СК, при условии, что характерная длительность внешних оптических сигналов значительно меньше времени действия релаксационных механизмов в среде. Взаимодействие структуры и светового поля тогда когерентно (то есть, оказываются согласованными осцилляции резонансной поляризованности ансамбля активных центров и порождаемого им волнового поля), и среди обусловленных этой корреляцией коллективных эффектов особо выделяют световую индукцию и сверхизлучение [12]. В ходе световой индукции оптический сигнал способен существенно трансформироваться из-за оптической нутации. В явлении сверхизлучения, как и при световой индукции, существенным образом проявляется самопроизвольная фазовая корреляция (согласование фаз) первоначально независимых активных центров. Появление фазовой корреляции объясняют двумя факторами – взаимодействием диполей через излучаемое ими электромагнитное поле и нелинейностью осцилляторных движений электронов внутри активных центров.

Влиянием диполь-дипольного взаимодействия и реакцией на поле переходов, близких к основному, по мере резонансных вариаций населённости определяется 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. В настоящих расчётах учтено влияние на обмен энергией поля и среды именно этих стимулирующих внутреннюю неустойчивость системы факторов динамики нелинейного отклика квазидвумерного суперкристалла в когерентном режиме взаимодействия.

Квантоворазмерные структуры обладают свойствами материалов, образуемых активными центрами, для характеристики реакции которых на электромагнитное поле излучения используют дипольную модель. Поэтому к их расчётному анализу применимы представления двухуровневой схемы взаимодействия вещества с резонансным световым полем. Обобщение двухуровневой схемы в рассматриваемой далее задаче состоит в учете влияния на поляризуемость поглощения в квазирезонансных переходах. Обычно это выражено допущением различия (дефекта) поляризуемостей дипольных частиц α_1 и α_2 в основном и возбуждённом состоянии [13]. При перераспределении частиц по уровням перехода в ходе вынужденного излучения тогда возможны нелинейные резонансные вариации преломления, что также существенно в полупроводниковых экситонных средах.

В расчётах также рассмотрено поляризующее влияние на диэлектрическую восприимчивость вещества ближних полей диполей в рамках представления действующего поля, учитывающего локальную поправку Лоренца. При оценке динамических следствий диполь-дипольного взаимодействия принято пренебрегать относительно статичным нерезонансным вкладом в локальное поле. Амплитуда напряжённости действующего на активные центры поля тогда представляется с учётом локальной поправки Лоренца, включающей только динамическую составляющую поляризованности. Такого рода поправка описывает малоинерционное смещение спектральной линии, «следящее» за изменением разности населённостей и типичное именно для сред с относительно высокой плотностью активных центров [14].

Оптическое плосковолновое поле, инициируемое полем, нормально падающим извне на поверхность слоя суперкристалла, естественно, предполагается однородным в направлении его толщины l. Поле, действующее на активные центры, и вероятность поляризации (резонансной поляризованности ρ) представляются в виде

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

квази-гармонических волн с несущей частотой ω, близкой к частоте основного перехода ω_0, и относительно медленными (слабо изменяющимися за период светового колебания) комплексными амплитудами $E(t)$ и $i\rho(t)$, то есть $E(t) = E(t)\exp(i\omega t)$, $\rho(t) = i\rho(t)\exp(i\omega t)$. Кроме поляризованности $\rho(t)$ в квантовомеханическом описании отклика слоя используется вещественная переменная вероятности разности населённостей уровней основного перехода $n(t)$.

Задача об энергообмене среды суперкристалла и светового поля в процессе СИ может быть решена в допущении сверхтонкого граничного слоя [15], в сущности, для резонансно поглощающей планарной плёнки, также и отражающей с поверхности. При этом вместо волновых уравнений допускается применение граничных электродинамических условий, используемых в уравнениях Максвелла и записанных для действующего на атомы и отражённого слоем плосковолновых полей. Ниже соотношения для связи полей приведены с учётом локальной поправки Лоренца и представления динамического компонента макроскопической поверхностной поляризованности Pl в обобщённой двухуровневой схеме:

$$E = \mathrm{t}_0 E_i + \frac{\omega l}{\varepsilon_0 c} P\left(i+\gamma\right),$$

$$E_r = -\mathrm{r}_0 E_i + i\frac{\omega l}{\varepsilon_0 c} P, \qquad (1.1)$$

$$P = N\left[i\mu\rho + 2\pi\Delta\alpha\varepsilon_0\left(n_0 - n\right)E\right],$$

где E_i и E_r – амплитуды напряжённости внешнего и отражённого полей, t_0 и r_0 – френелевы коэффициенты пропускания и отражения поверхности квазикристалла, μ – средний дипольный момент активных центров, N – их объёмная концентрация в слое, $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ – дефект поляризуемости, n_0 – начальное значение разности населённостей, $\gamma = c / 3\omega l$ – нормирующий коэффициент в составляющей, которая определена учётом локального поля.

Соотношения для условий (1.1) содержат дополнительные компоненты, учитывающие резонансную поляризацию в граничном слое, которые именуют сверхизлучательными, этими компонентами выражена связь действующего поля и резонансного отклика среды. Нелинейные составляющие в отражённых и прошедших волнах в отличие от нерезонансных френелевых компонент описывают послесвечение поверхности квазикристалла в течение времени фазовой памяти [16]. Ещё в работе [15] отмечалось, что их существование может привести к нетривиальному эффекту полного отражения особо короткого импульса, зондирующего приповерхностный слой среды с резонансной поляризованностью при определённой концентрации активных центров.

Квантовомеханические уравнения движения для отклика среды квазикристалла, которыми должны быть дополнены соотношения (1.1), в этом случае могут быть сведены к так называемым оптическим уравнениям Блоха [12]. Вывод аналогов этих материальных уравнений для условия однородного уширения спектральной линии поглощения достаточно обоснован в литературе. Применим далее их модификацию для вещественных переменных напряжённости поля в случае точного резонанса ($\omega = \omega_0$), предложенную, например, в [17]. Масштабирование переменных напряжённостей поля, проведенное таким образом: $\mathrm{e}_i = \mu E_i / \hbar$, $\mathrm{e} = \mu\,\mathrm{Re}E / \hbar$, с учётом представления (1.1), позволяет такую предварительную запись рассматриваемой далее системы уравнений Максвелла – Блоха:

$$\mathrm{e} = \frac{\left[1-\beta\gamma(n_0-n)\right]\mathrm{t}_0\mathrm{e}_i(t) - \rho/\tau_\mathrm{R}}{\left[1-\beta\gamma(n_0-n)\right]^2 + \beta^2(n_0-n)^2},$$
$$\frac{d\rho}{dt} = n\mathrm{e}, \quad \frac{dn}{dt} = -\rho\mathrm{e}. \qquad (1.2)$$

Введены нормирующие коэффициенты

$$\beta = 2\pi\Delta\alpha\omega Nl / c \text{ и } \tau_\mathrm{R} = \varepsilon_0\hbar c / \mu^2\omega Nl$$

(τ_R известен как время сверхизлучения [18]). При записи (1.2) сразу учитывается, что поле E, входящее в материальные уравнения, отличается от среднего макроскопического поля E_t в местах нахождения активных центров на величину локальной поправки. Релаксационными процессами, приводящими к распаду поляризации и означающими возможность спонтанных переходов, в приближении когерентного взаимодействия в (1.2) пренебрегается. Однако в соотношениях (1.2) учтено 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 способно принимать обратимый характер из-за зависимости от резонансной вариации разности населённости, возникающей из-за насыщения поглощения в основном переходе.

2 Решение задачи о отражении для координат вектора Блоха

Балансом энергии зондирующего извне импульса и материального отклика вещества слоя обеспечен уровень отражения и поглощения импульса. Динамика дополнительных компонентов, присутствующих в соотношениях (1.1) для связи полей и материальных переменных среды СК, вскрывает особую нелинейность этих процессов. Показана, в частности, роль нелинейных фазовых эффектов в проявлении гистерезисных свойств отражения и поглощения в случае непрерывного возбуждения [19] при ограниченном влиянии релаксационных механизмов распада поляризации.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Рассмотрим далее случай импульсного возбуждения суперкристалла. Можно допустить, что в начальный момент $n(t = 0) = n_0 = 1$, то есть ансамбль активных центров, образующих СК, находится в основном состоянии при том, что корреляции в ансамбле отсутствуют – $\rho(t = 0) = 0$. В литературе, посвящённой теоретическому анализу коллективных эффектов, признано удобным использовать формализм вектора Блоха. Переменные уравнений, подобных системе (1.2), но рассчитываемых в распределённых схемах взаимодействия, тогда рассматриваются в виде координат (составляющих) так называемого вектора Блоха: $X = \mathrm{Re}\rho$, $Y = \mathrm{Im}\rho$, $Z = n$. Известно, что в этом случае из материальных уравнений системы (1.2) следует интеграл вида: $\rho^2 + n^2 = 1$, именуемый как закон сохранения вектора Блоха [18]. Решение (1.2) для действительных материальных переменных допускает полуаналитическое представление при любой зависимости действующего поля $\mathrm{e}(t)$ [18]:

$$\rho(t) = \sin\Theta,\ n(t) = \cos\Theta,\ \Theta(t) = \int_{-\infty}^{t} \mathrm{e}(t)\,dt. \quad (2.1)$$

Величина полярного угла вектора Блоха $\Theta(t)$ выражается «площадью» импульса нормированной амплитуды напряжённости действующего поля и описывает поворот материальных переменных за время действия импульса. В представлении (2.1) с однородным полем в слое квазикристалла поворот совершается в плоскости (ρ, n).

Используя первое соотношение системы (1.2) и полуаналитические соотношения (2.1) для ρ и n, записываем уравнение для $\Theta(t)$:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\left[1-\beta\gamma(1-\cos\Theta)\right]\mathrm{t}_0\mathrm{e}_i(t) - \sin\Theta/\tau_\mathrm{R}}{\left[1-\beta\gamma(1-\cos\Theta)\right]^2 + \beta^2(1-\cos\Theta)^2}. \quad (2.2)$$

Решением этого уравнения определяются нормированные напряжённости среднего макроскопического поля в среде квазикристалла e_t и отражённого поля e_r:

$$\mathrm{e}_t = \frac{\mathrm{t}_0\mathrm{e}_i(t) - \sin\Theta/\left(\tau_\mathrm{R}\left(1-\beta\gamma(1-\cos\Theta)\right)\right)}{1+\left(\beta(1-\cos\Theta)/\left(1-\beta\gamma(1-\cos\Theta)\right)\right)^2}, \quad (2.3)$$

$$\mathrm{e}_r = \mathrm{e}_i - \mathrm{e}_t.$$

Уравнение (2.2) можно рассматривать как формулировку «теоремы площадей» МакКола и Хана [20] применительно к случаю низкоразмерного суперкристалла из квантовых точек. Нелинейное смещение резонанса поглощения, специфичное для подобных сред с повышенной плотностью активных центров, способно снизить результативность проявления рассмотренного авторами [20] и позднее интенсивно исследуемого коллективного эффекта самоиндуцированной прозрачности.

Количественная оценка отражения и изменения формы оптических сигналов, взаимодействующих со слоем квазикристалла, проводилась на основе численного интегрирования (2.2) относительно $\Theta(t)$ для заданного поля $\mathrm{e}_i(t)$, действующего извне (зондирующего) импульса. Временна́я зависимость напряженности для него определялась функцией $\mathrm{e}_i(t) = \mathrm{e}_m\,\mathrm{sech}\,[(t - t_0)/\tau_\mathrm{R}]$. Выбор этой функции для входного сигнала не случаен – форма $\mathrm{e}_i(t)$ при $\mathrm{e}_m = 1/\tau_\mathrm{R}$ соответствует решению (2.2) для $\mathrm{e}(t)$ в задаче о сверхизлучении в квазикристаллах без учёта фазовой нелинейности, то есть для $\beta = 0$ и при отсутствии инициирующего поля ($\mathrm{e}_i(t) = 0$).

В выборе параметров, определяющих величины коэффициентов (2.2) для полупроводниковых квантоворазмерных структур, в основном, ориентировались по данным, известным, например, из работ [21], [22]. Примерный масштаб явлений соответствовал пиковой интенсивности светового поля импульсов порядка $(1 \ldots 5)\cdot 10^7$ Вт/см^2, концентрации активных центров $N \sim (2 \ldots 8)\cdot 10^{18}$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 расчётом (2.2), (2.3) определялись зависимости нормированной интенсивности излучения $S(t) = (\tau_\mathrm{R}\mathrm{e}_t)^2$ и $S_r(t) = (\tau_\mathrm{R}\mathrm{e}_r)^2$. На рисунках 2.1 *б–г*, *а′–г′* иллюстрированы характерные временные развёртки интенсивности отражённого и действующего в слое СК светового поля и показана зависимость этих развёрток от пикового значения мощности зондирующего импульса $S_{im} = \tau_\mathrm{R}^2\mathrm{e}_i^2(t = t_0)$. В трёх вариантах, приводимых на рисунках 2.1, *б–в* входные импульсы с формой, для примера изображённой на рисунке 2.1, *а*, различались только нарастающим значением параметра S_{im} (в пояснениях указанным в относительных единицах), величины S и S_r на зависимостях нормированы также по этому параметру.

Многократные расчёты, примеры которых демонстрирует рисунок 2.1, позволили заключить следующее. Отсутствие нелинейности, типичной для СК, не приводит к качественному изменению в развёртке импульса. Отражённый импульс, естественно, снижается по пиковой мощности и, не изменяясь по длительности, приобретает некоторую асимметрию (рисунок 2.1, *а′*), то же изменение характерно для действующего в среде поля. «Включение» нелинейности, вызывающей перестройку резонанса поглощения в слое СК, должно приводить к снижению длительности отражённого импульса (рисунок 2.1, *б*) и стимуляции явления световой индукции в действующем внутри СК поле (рисунок 2.1, *б′*). Выраженная световая индукция в виде серии контрастных затухающих пульсаций свойственна протяжённым средам [18]. В особо тонком активном слое СК из-за сильного затухания оптического поля и наличия фазовой модуляции световая индукция представлена сдвоенным импульсом. Сравнение развёрток, изображённых на рисунках 2.1, *б′–в′*, показывает, что положение

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

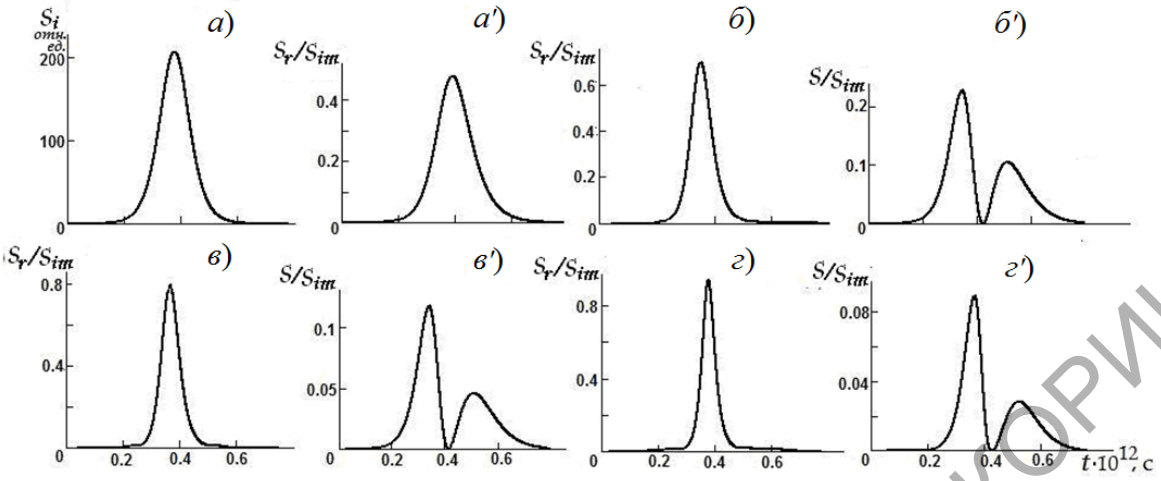

Рисунок 2.1 – Зависимости нормированной интенсивности светового поля инициирующего (*а*), отражённого (*а′*, *б – г*), действующего на активные центры СК (*б′– г′*) импульсов: S_{im} = 200 (*а*, *а′*, *б*, *б′*), 300 (*в*, *в′*), 500 (*г*, *г′*), β = 0 (*а*, *а′*), 0,05 (*б – г, б′– г′*), t_0 = 0,434, γ = 2,34, $\tau_R = 5\cdot10^{-13}$с

образующих «сдвоенную» структуру импульсов действующего поля на временной шкале примерно соответствует фронтам входного импульса. В «пиковой» части импульса из-за фазовой отстройки резонансное поглощение снижается, поэтому отражённый импульс формируется с незначительной асимметрией фронтов, но как более короткий по длительности (рисунок 2.1, *б – в*). Влияние фазовой перестройки, величина которой определяется резонансной вариацией населённости, приводит, в сущности, к «обрезанию» фронтов результирующего отражённого импульса. Отмечается также, что тенденция к подобному существенному сужению импульса усиливается с увеличением мощности входного импульса, при этом значительно возрастает и оцениваемый в динамике эффективный коэффициент отражения СК.

Таким образом, решение задачи для координат вектора Блоха (2.1), приводящее к относительно простой схеме расчёта полей (2.2), (2.3), даёт возможность моделировать нестационарный процесс резонансного отражения света низкоразмерным СК с учётом типичной для этих объектов нелинейности отклика. Результатами моделирования предсказываются следствия её проявления.

3 Решение задачи о сверхизлучении в СК

Использование соотношения (2.2) даёт возможность приближённого аналитического расчёта временнóй развёртки импульса сверхизлучения (СИ) с учётом автомодуляционной 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 [18]. 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 квантоворазмерными эффектами используются как инверсные среды; в виде планарных слоёв эти материалы применяются в качестве активных поверхностных плёнок, способных модулировать резонансное излучение. В полупроводниковых средах СИ развивается как коллективная спонтанная рекомбинация [22]. 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 (2.2):

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{1}{\tau_R}\frac{\sin\Theta}{\left[1+\beta\gamma(1-\cos\Theta)\right]^2+\beta^2(1-\cos\Theta)^2}. \quad (3.1)$$

При записи (3.1) учтено, что инициирующее извне поле в задаче о СИ считается отсутствующим. Переменной *n*, и в этом случае выражаемой из решений (2.1), то есть тригонометрической функцией полярного угла Θ(*t*), описывается инверсия. В реальной схеме возбуждения СИ действует накачка и обычно считается [12], [18], что к «стартовому» моменту развития СИ инверсия должна достигать максимального значения.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Уже указывалось, что в отсутствие резонансной нелинейности решение (3.1) для полярного угла вектора Блоха описывает функцию излучаемого поля в виде гиперболического секанса. В рассматриваемом более общем случае взаимодействия уравнение (3.1) приводится к виду:

$$\frac{d\Theta}{dt}=\frac{1}{\tau_R}\left\{\frac{1}{\sin\Theta}+2\beta\left[\gamma+\beta\left(1+\gamma^2\right)\right]\mathrm{tg}\,\Theta/2-\right.$$
$$\left.-\beta^2\left(1+\gamma^2\right)\sin\Theta\right\}^{-1}.$$

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

$$\exp\left[(t-t_0)/\tau_R\right]=\mathrm{tg}\,\Theta/2\left[1+\mathrm{tg}^2\,\Theta/2\right]^{-2\beta\left[\gamma+\beta\left(1+\gamma^2\right)\right]}\times$$
$$\times\exp\left[\beta^2\left(1+\gamma^2\right)\frac{1-\mathrm{tg}^2\,\Theta/2}{1+\mathrm{tg}^2\,\Theta/2}\right]. \qquad (3.2)$$

В предположении сравнительно малого коэффициента резонансной нелинейности ($\beta << 1$) оба нелинейных степенных сомножителя в соотношении (3.2) по величинам могут быть признаны относительно близкими к единице. Тогда с применением аппромаксимационных формул выражение (3.2) сводится к линейному уравнению относительно $\mathrm{tg}\Theta/2$. В результате его решения получаем, что функция поля может быть выражена такой зависимостью:

$$\mathrm{e}(t)=\frac{1}{\tau_R}\frac{1+\Delta+F/D}{\mathrm{ch}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]+\Delta\left(1+\Delta/2\right)G},$$
$$G=\exp\left[(t-t_0)/\tau_R\right], \qquad (3.3)$$
$$\Delta=\left\{mG\,\mathrm{ch}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]+k\,\mathrm{sh}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]\right\}/D,$$
$$D=\left(1-2mG^2\right)\mathrm{ch}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]+$$
$$+k\,\mathrm{sh}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]-2\left(k+mG^2\right)G,$$
$$F=m\left\{2\,\mathrm{ch}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]+\mathrm{sh}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]\right\}G+$$
$$+k\,\mathrm{ch}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]-\Delta\left\{\left(k-4mG^2\right)\mathrm{ch}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]+\right.$$
$$\left.+\left(1-2mG^2\right)\mathrm{sh}\left[(t-t_0)/\tau_R\right]-2\left(k+3mG^2\right)G\right\},$$
$$m=2\beta\left[\gamma+\beta\left(1+\gamma^2\right)\right],\ k=\beta^2\left(1+\gamma^2\right).$$

На рисунках 3.1, *а*, *в* для сравнения приведены импульсные профили интенсивности СИ с учётом и без учёта вызванной нелинейностью фазовой автомодуляции, которые рассчитаны на основе выражений (3.3).

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, выступает в рассматриваемом случае фактором отрицательной обратной связи – эффективное усиление снижается. Этот фактор, не определяя критических следствий для формирования импульсов СИ, способен, однако, в зависимости от характеристик нелинейности, привести к снижению их пиковой мощности и резкой асимметрии фронтов. Развёртки импульсов на рисунках 3.1, *б* и 3.1, *г* демонстрируют эту тенденцию для ряда значений параметра резонансной нелинейности рефракции β и времени сверхизлучения τ_R

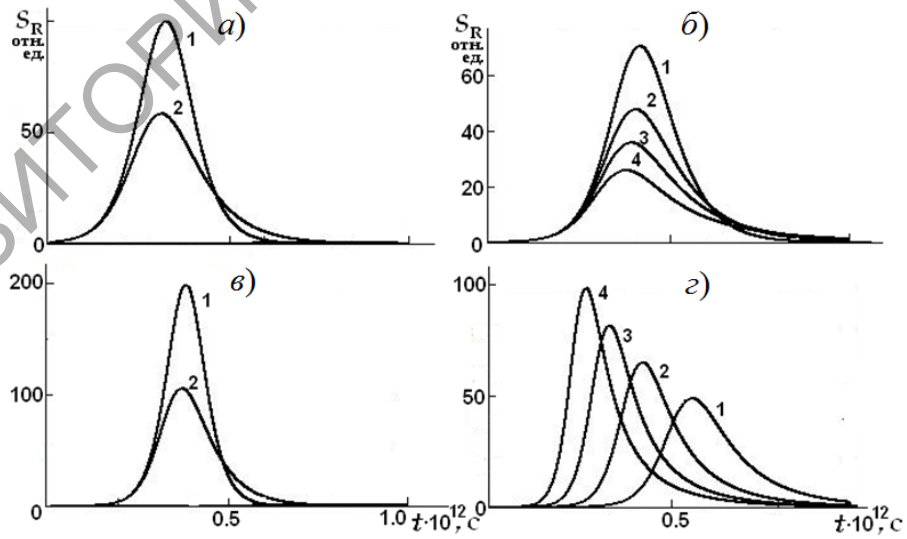

Рисунок 3.1 – Зависимости нормированной интенсивности сверхизлучения:
$\beta = 0$ (кривая 1, *а*, кривая 1, *в*), 0,025 (2) (*а*), 0,02 (1), 0,03 (2), 0,04 (3), 0,05 (4), $\tau_R = 4\cdot10^{-13}$с (*а*, *б*);
$\beta = 0{,}03$ (2, *в*, *г*), $\tau_R = 8\cdot10^{-13}$с (1), $6\cdot10^{-13}$с (2), $5\cdot10^{-13}$с (3), $4\cdot10^{-13}$с (4) (*г*), $\gamma = 1{,}17$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

(последняя характеристика здесь варьировалась в зависимости от концентрации активных центров *N*).

Заключение

Планарные нанометрические слои квазикристалла с относительно большой концентрацией активных центров, в сущности, представляя собой метаповерхности, способные эффективно изменять фазу зондирующего извне 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 расчётные оценки временно́го хода процессов энергообмена поля и среды СК при отражении или формирования импульсов СИ с учётом типичных для резонансного отклика нелинейностей могут быть использованы при разработке методик получения и профилирования оптических импульсов в субпикосекундном диапазоне длительностей в современных устройствах нанофотоники.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Soukoulis*, *C.M*. Optical Metamaterials – More Bulky and Less Lossy / C.M. Soukoulis, M. Wegener // Science. – 2010. – Vol. 330. – P. 1633–1634.

2. *Метаматериалы и метаповерхности* / И.В. Семченко [и др.] // Наука и инновации. – 2020. – № 8 (210). – С. 23–27.

3. *Ремнев, М.А*. Метаповерхности новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом / М.А. Ремнев, В.В. Климов // УФН. – 2018. – Т. 188, вып. 2. – С. 169–205.

4. *Low-Dimensional Semiconductor Superlattices Formed by Geometric Control over Nanocrystal Attachment* / W.H. Evers [et al.] // Nano Letters. – 2013. – Vol. 13, № 6. – P. 2317–2323.

5. *Nonlinear optical dynamics of a* 2D *semiconductor quantum dot super-crystal*: *Emerging multistability*, *self-oscillations and chaos* / V.A. Malyshev [et al.] // Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – Vol. 1220. – P. 012006–1-4.

6. *Large Excitonic Reflectivity of Monolayer* $MoSe_2$ *Encapsulated in Hexagonal Boron Nitride* / G. Scuri [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2018. – Vol. 120. – P. 037402-7.

7. *Long-range orientation and atomic attachment of nanocrystals in* 2D *honeycomb superlattices* / M.P. Boneschanscher [et al.] // Science. – 2014. – Vol. 344. – P. 1377–1380.

8. *Mak*, *K.F*. Photonics and optoelectronics of 2D semiconductor transition metal dichalcogenides / K.F. Mak, J. Shan // Nature Photonics. – 2016. – Vol. 10. – P. 216–226.

9. *Black phosphorus field-effect transistors* / L. Li [et al.] // Nature Nanotechnology. – 2014. – Vol. 9. – P. 372.

10. *A two-dimensional conjugated aromatic polymer via* C–C *coupling reaction* / W. Liu [et al.] // Nature Chemistry. – 2017. – Vol. 9. – P. 563.

11. *Realization of an Electrically Tunable Narrow-Bandwidth Atomically Thin Mirror Using Monolayer* $MoSe_2$ / P. Back [et al.] // Phys. Rev. Letts. – 2018. – Vol. 120. – P. 037401.

12. *Андреев*, *В.А.* Кооперативные эффекты в оптике: Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы / А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский. – Москва: Наука, 1988. – 288 с.

13. *Апанасевич*, *П.А*. Основы теории взаимодействия света с веществом / П.А. Апанасевич. – Минск: Навука і тэхніка, 1977. – 496 с.

14. *Гадомский*, *О.Н*. Эффект ближнего поля в сверхтонкой плёнке резонансных атомов / О.Н. Гадомский, С.В. Сухов // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 6. – С. 529–534.

15. *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.

16. *Гадомский*, *О.Н*. Эхо-спектроскопия поверхности / О.Н. Гадомский, Р.А. Власов. – Минск: Навука і тэхніка, 1990. – 216 с.

17. *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, № 4. – P. 453–464.

18. *Allen*, *L*. Optical Resonance and Two-level Atoms / L. Allen, J.H. Eberly. – New-York: Wiley, 1975. – 256 p.

19. *Timoshchenko*, *E.V*. Resonance reflection of light by a thin layer of a dense nonlinear medium / E.V. Timoshchenko, V.A. Yurevich, Yu.V. Yurevich // Technical Physics. – 2013. – Vol. 58. – P. 251–254.

20. *McCall*, *S.L.* Self-Induced Transparency / S.L. McCall, E.L. Hahn // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 183, № 2. – P. 457–485.

21. *Optical Stark effect in a quantum dot*: *Ultrafast control of single exciton polarizations* / T. Unold [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92, № 15. – P. 157401–1-4.

22. *Формирование сверхизлучения в наногетероструктурах с квантовыми точками* / А.В. Савельев [и др.] // ФТП. – 2008. – Т. 42, вып. 6. – С. 730–735.

Поступила в редакцию 12.07.2021.

Информация об авторах

Юревич Владимир Антонович – д.ф.-м.н., доцент

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ