

УДК 535.87 + 621.373

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТРАЖАЕМОГО ТОНКИМ СЛОЕМ ИНВЕРСНОЙ СРЕДЫ

В. А. ЮРЕВИЧ

доктор физико-математических наук, профессор

Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова

В приближении сверхтонкого слоя резонансных атомов на основе численного моделирования и качественного анализа устойчивости равновесных состояний кинетической модели, образованной оптическими уравнениями Максвелла – Блоха, предсказывается возможность амплитудной автомодуляции излучения при отражении планарной приповерхностной пленкой инвертированной плотной резонансной среды. В качестве модельных параметров использованы материальные характеристики полупроводниковых квантоворазмерных структур в спектральной области экситонного резонанса.

Ключевые слова: плотная резонансная среда, оптический гистерезис, диполь-дипольное взаимодействие, генерация при отражении, регулярные пульсации излучения.

Введение

В ходе решения ряда прикладных задач оптики для разработки лазерных и интегрально-оптических устройств возникает необходимость анализировать проблемы поведения световых волн на границе раздела сред, содержащей тонкий слой материала с относительно сильной нелинейной реакцией на излучение в диапазоне частот, близких к одному из оптических резонансов. Весьма актуальными являются также вопросы нелинейного взаимодействия электромагнитных волн с приповерхностным активным слоем, которое приводит к таким нелинейным явлениям как обращение волнового фронта, гистерезисное поведение коэффициента отражения или пропускания оптической системы в зависимости от интенсивности падающего света и др. [1–3]. В фундаментальном плане планарные структуры с особо тонкими пленками на основе вещества с резонансным нелинейным откликом представляют собой пример простейшей физической системы, допускающей модельное рассмотрение при изучении разнообразного круга физических явлений, таких как оптическая бистабильность, самопульсации света, солитонный режим прохождения ультракоротких импульсов света, генерация когерентного излучения, возникновение динамического хаоса [4–9]. С другой стороны, значителен и практический интерес к подобным структурам, обусловленный возможностями их применения в элементной базе оптоэлектроники.

К проблеме усиления света при отражении инвертированным слоем или тонкой приповерхностной пленкой с инверсией заселенности исследователи обращались в разное время [10–12]. При теоретическом анализе ситуации рассматривалась задача о полном отражении света однородной полубесконечной усиливающей средой, что трактовалось как обобщение граничной задачи о полном отражении света на границе раздела двух сред на случай усиливающей отражающей среды. Предсказывалось, что при полном отражении от инвертированной среды отраженный световой поток может усиливаться. В настоящее время интенсивно разрабатываются искусственные электромагнитные композитные среды с оптическими свойствами, отсутствующими у составляющих их

исходных природных материалов. Эти заранее неочевидные оптические или, в более широком частотном диапазоне, электромагнитные свойства обусловлены субволновым размером элементарного дипольного рассеивателя при их плотной упаковке в среде и резонансным характером рассеяния внешнего электромагнитного излучения. Плотная упаковка резонансных рассеивателей делает невозможным непосредственное использование математических подходов, развитых для расчетов эффектов многократного рассеяния классических волновых полей. Тем более что в классическом подходе рассматриваются, в основном, линейные задачи.

Между тем задача об усилении света с одновременным преобразованием его временной структуры при его отражении усиливающей средой может быть решена применением представления о приповерхностном слое с резонансной поляризацией. В случае особо тонкого слоя в отраженном и действующем внутри слоя на инвертированный ансамбль атомных диполей излучению значительны составляющие, обусловленные так называемыми сверхизлучательными компонентами [13–15]. Ими образованы дополнительные к величинам нерезонансного показателя преломления и френелева коэффициента отражения динамические резонансные добавки, зависящие от интенсивности и способные модулировать действующее световое поле. Их вклад в нелинейность отклика среды, проявляющуюся на частоте резонанса, особенно значителен в активно изучаемых в последнее время полупроводниковых структурах с квантоворазмерными эффектами [16; 17]. Именно их относят к упоминаемым выше композитным материалам с высокой плотностью активных центров. В экситонной области спектра вероятность вынужденных переходов и резонансной реакции на когерентное световое поле там особо велика [17; 18] – настолько, что эти материалы обычно приводят как пример плотных резонансных сред со свойством нелинейного частотного дрейфа резонансной спектральной линии, обусловленного взаимным влиянием ближних полей диполей [14; 17]. Вызванная этим смещением фазовая нелинейность резонансного отклика может быть фактором самопроизвольной временной модуляции отраженного тонкой поверхностной пленкой плотной резонансной среды первоначально непрерывного излучения [19; 20].

В настоящей работе анализируются светодинамические следствия обусловленного влиянием ближних полей на поляризуемость активных центров уширения спектральной линии усиления для резонансного отражения инвертированного тонкого слоя плотной оптической среды. Решение задачи преобразования временной структуры отраженного светового поля представляет важность для разработки компактных модулирующих или генерирующих когерентное излучение устройств.

Исходные уравнения

Рассматривается планарная пленка толщиной l , значительно меньшей длины волны света $\lambda = 2\pi c/\omega$, находящаяся на поверхности линейной оптической среды. На пленку извне нормально падает плоская световая волна с несущей частотой ω , в пределах ширины спектральной линии поглощения (усиления) близкой к частоте оптического резонанса ω_0 . Материал граничной пленки является активным, обладающим свойством резонансной поляризации на частотах, близких к ω_0 , – обычно принято говорить о тонком слое резонансных атомов [1; 2], более того – вещество пленки представляет собой плотную резонансную среду, то есть материал с относительно высокой плотностью активных центров и их способностью влиять друг на друга собственными электрическими полями. Отклик двухуровневой среды особо тонкого слоя на действие падающего поля с напряженностью E_i проявляется в обоих составляющих светового поля – в прошедшей (E) и отраженной (E_r). В выражениях связи напряженностей падающей извне, прошедшей (то есть, действующей на активные центры в среде слоя) и отраженной волн содержатся

дополнительные к френелевым динамические резонансные компоненты. Эти компоненты прямо пропорциональны скорости поверхностной поляризации среды – их именуют сверхизлучательными [15]. Выражения для связи полей световых волн и поляризованности записываются с учетом обычно применяемого приближения сверхтонкого слоя резонансных атомов ($l \ll \lambda$) [13] в форме алгебраических соотношений, вытекающих из электродинамических условий для уравнений Максвелла. Существенно, что комплексная амплитуда поля внутри слоя тогда рассматривается как продольно-однородная переменная. Схема расчета образует систему нелинейных дифференциальных уравнений, поскольку согласованная с соотношениями для световых полей динамика материальных составляющих отклика – комплексной амплитуды поляризованности и разности населенностей – анализируется в рамках уравнений, которые получаются, следуя работам [13; 14], в рамках формализма квантовомеханической матрицы плотности активных центров, представляемых двухуровневыми диполями.

В приведенной ниже и используемой далее для расчетов модификации схемы расчета квазистационарные напряженности плосковолновых полей E , E_i и E_r в нормированном времени $\tau = t/T_2$ масштабируются как безразмерные переменные (например, $e = \mu T_2 E / \hbar$):

$$\begin{aligned} e(\tau) &= e_i(\tau) + \kappa \rho, \quad e_r(\tau) = -r e_i(\tau) + \kappa \rho, \quad \Delta\omega = (\omega - \omega_0) T_2, \\ \frac{d\rho}{d\tau} &= n e - \left[1 - i \left(\Delta\omega - \frac{\mu^2 N}{3\varepsilon_0 \hbar} T_2 n \right) \right] \rho, \quad \frac{dn}{d\tau} = \frac{1-n}{\tau_{12}} - \frac{1}{2} (\rho^* e + \rho e^*), \quad |\rho| \leq 1, \quad -1 \leq n \leq 1. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь

ρ и n – вероятностные переменные резонансной поляризованности и инверсии заселенности;

$\Delta\omega$ – нормированная по ширине спектральной линии ($1/T_2$) линейная отстройка частоты; $\kappa = \mu N l \omega T_2 / \varepsilon_0 \hbar (\eta + 1) c$ – показатель усиления инверсного слоя, максимальный при данном уровне накачки;

μ – средний дипольный момент, характеризующий вероятность резонансного перехода; N , η , и r – концентрация активных центров в единице объема, нерезонансный показатель преломления и амплитудный коэффициент отражения слоя;

ε_0 , \hbar и c – диэлектрическая постоянная, постоянная Планка и скорость света;

$\tau_{12} = T_1/T_2$ – отношение времен продольной (T_1) и поперечной (T_2) релаксации.

Система (1) в приближении однородного поля характеризует энергообмен входного поля и квантовой системы образующих приповерхностный слой частиц среды с учетом конечности времени фазовой (поперечной) релаксации резонансной поляризованности. Также учтено влияние накачки, стимулирующей инверсию и обратимость разности населенностей. Особо характерен учет присущего плотным резонансным средам диполь-дипольного взаимодействия, выражаемой локальной лорентцовой поправкой к полю, действующему на дипольные активные центры. Частотная отстройка в уравнении для поляризованности выражается суммой дефекта частоты $\omega - \omega_0$ и лорентцовой поправки с коэффициентом $\mu^2 N / 3\varepsilon_0 \hbar$, величина которой может изменяться по мере насыщения инверсной заселенности. Зависящая по этой причине от интенсивности поля излучения нелинейная отстройка резонанса как нарушение резонансного условия усиления неизбежно становится фактором обратной связи в схеме генерации в среде инверсного тонкого слоя и способна обусловить определенные динамические особенности процесса.

В рамках изучения динамики излучения и порождаемого им отклика среды на основе анализа поведения системы (1) решается задача преобразования временной структуры отраженного светового поля при взаимодействии с тонким приповерхностным слоем.

Свойства стационарных решений

Отметим далее, что при постоянном уровне возбуждения среды слоя внешним полем ($e_A(\tau) = e_0$) система (1) автономна. Ее стационарными решениями, определяемыми сингулярными пределами составляющих дифференциальных уравнений, характеризуются равновесные состояния динамической модели. Имеются в виду нетривиальные стационарные решения (1), нелинейно зависящие от амплитуды e_0 . Определяя устойчивость равновесных этих состояний, можно дать оценку возможности осцилляторного поведения отраженного поля в той физической ситуации, когда внешний сигнал представляет собой прямоугольный выброс поля. Предполагается также, что время воздействия такого светового импульса с амплитудой $e_A(\tau) = e_0$ может быть сравнимым или превышать времена релаксации T_1 и T_2 .

Следуя сказанному, стационарные решения (1) ρ_s, n_s , соответствующие определенному уровню непрерывного возбуждения e_0 , могут быть выражены из алгебраических выражений:

$$\rho_s = \frac{\kappa n_s - 1 + i(\Delta\omega - \kappa n_s)}{(\kappa n_s - 1)^2 + (\Delta\omega - \kappa n_s)^2} n_s e_0, \quad \frac{1 - n_s}{\tau_{12}} n_s = |\rho_s|^2. \quad (2)$$

При записи соотношений (2) и в дальнейшем представлялось удобным использовать в выражении для нелинейной отстройки резонанса нормировочный коэффициент γ , в основном определяемый соотношением длины волны и толщины пленки. Возникающие при наличии возбуждения равновесные состояния ρ_s, n_s , количественно характеризующиеся, следуя расчету выражений (2), существуют наряду с точкой тривиального положения равновесия, то есть с точкой в фазовом пространстве системы (1) с координатами $|\rho_s| = 0, n_s = 0$.

Соотношения (2) представляют систему нелинейных алгебраических уравнений относительно $R_s = \text{Re } \rho_s, S_s = \text{Im } \rho_s$ и n_s . Зависимость этих величин от коэффициентов и параметров системы (1) относительно просто вычисляется применением параметрического расчета. Следует иметь в виду, что ρ и n – вероятностные переменные. При расчете зависимостей одну из таких переменных, например, n_s , удобно задать как линейно нарастающую в пределах (0; 1) величину.

Расчеты проведены для известного из литературы [5; 17; 18] набора параметров, соответствующего используемым в оптике и лазерной физике полупроводниковым кванторазмерным структурам, возбуждаемым излучением в спектральной области экситонного резонанса. Масштаб явлений и коэффициенты (1) определялись значениями параметров из диапазона: $\mu \sim (6 \dots 8) \cdot 10^{-29}$ Кл·м, $Nl \sim (1 \dots 5) \cdot 10^{16}$ м², $T_1 \approx 1 \cdot 10^{-9}$ с, $T_2 \approx 1 \cdot 10^{-12}$ с; интенсивность внешнего излучения могла достигать величины примерно $2.5 \cdot 10^5$ Вт/м² на длинах волн из диапазона $\lambda \sim (1.25 \dots 1.3) \cdot 10^{-6}$ м, величина линейной отстройки $\Delta\omega$ была в пределах ширины линии.

На рисунке 1 приведены кривые, которыми для разных параметров системы (1) характеризуется изменение величин R_s, S_s, n_s в зависимости от уровня возбуждения – нормированной интенсивности внешнего поля, выражаемой значением e_0^2 . Отмечается особо нелинейный характер этих зависимостей – в определенном диапазоне изменения e_0^2 отмечается неоднозначность функций $R_s(e_0^2), S_s(e_0^2)$ и $n_s(e_0^2)$. В этом случае говорят о бистабильности состояний – значениям e_0^2 из этого диапазона отвечают три значения функций, из них два соответствуют реализуемым равновесным состояниям модели, то есть при одном и том же уровне возбуждения возможно существование двух различных наборов стационарных значений переменных. Бистабильность представляет крайнее проявление нелинейной связи переменных и параметров, когда нелинейность обусловлена несколькими физическими механизмами, которые способны в зависимости от соотношения параметров в той или иной мере влиять один на другого. Именно в области их

компенсации должна проявляться бистабильность. В рассматриваемом случае изменение усиления происходит за счет его насыщения полем вынужденного излучения и зависящей от разности населенностей отстройкой резонанса.

Иными словами, подобный гистерезисный характер связи характеристик состояния с параметрами возбуждения предполагает возможность резкого переключения состояний в точках поворота кривых. Динамическая модель в этом случае внутренне неустойчива с возможностью развития автоколебаний при постоянном уровне возбуждения. Вариантами расчета на рисунке 1 демонстрируется критичность ширины петли гистерезиса (расстояния между точками поворота) по отношению к максимально достижимому уровню усиления κ , соответственно, при высоких уровнях усиления следствия неустойчивости ожидаются более масштабными – вплоть до образования автоколебаний переменных.

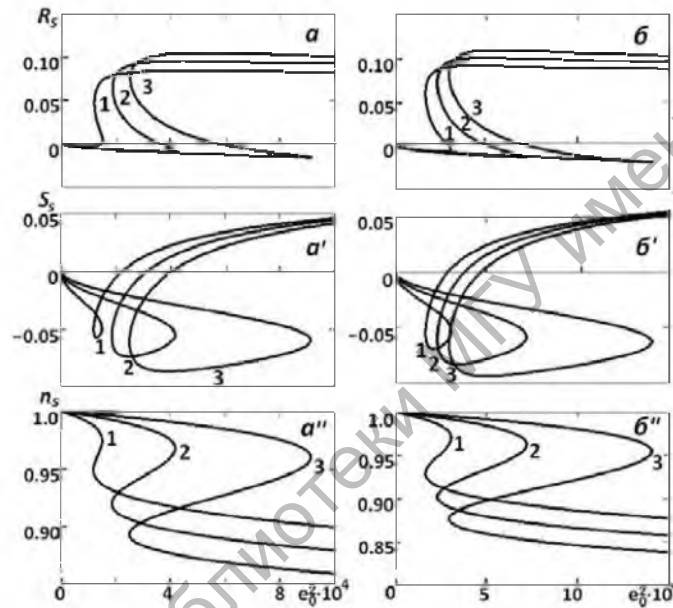


Рис. 1 – Бистабильные зависимости стационарных решений системы (1) от параметра нормированной интенсивности внешнего излучения;

a – $\kappa = 1.02$ (кривая 1), 1.05 (2), 1.08 (3), $\gamma = 1.58$;
 b – $\kappa = 1.04$ (1), 1.07 (2), 1.10 (3), $\gamma = 2.04$; $\Delta\omega = 1.5$

Оценка динамической устойчивости равновесных состояний модели

Качественное изучение устойчивости решений (1) вблизи равновесных состояний (2) дает возможность оценить характер его стабильности, определить область неустойчивости решений, указать зону параметров, в которой процесс перехода к положению равновесия принимает форму осцилляций. Процедура линеаризации системы (1) сводится к замене переменных, используя их представление в виде: $\text{Re } \rho = R_s + \Delta R(\tau)$, $\text{Im } \rho = S_s + \Delta S(\tau)$, $n = n_s + \Delta n(\tau)$ при предположении относительно малых компонент $\Delta R(\tau)$, $\Delta S(\tau)$, $\Delta n(\tau)$. При формулировке линеаризованного аналога (1) пренебрегают высшими степенями малых компонент или их произведениями, записывая следующую систему:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} \Delta R &= (\kappa n_s - 1) \Delta R - (\Delta\omega - \kappa n_s) \Delta S + [e_0 + \kappa (R_s + \gamma S_s)] \Delta n, \\ \frac{d}{d\tau} \Delta S &= (\Delta\omega - \kappa n_s) \Delta R + (\kappa n_s - 1) \Delta S + \kappa (S_s - \gamma R_s) \Delta n, \\ \frac{d}{d\tau} \Delta n &= -(e_0 + 2\kappa R_s) \Delta R - 2\kappa S_s \Delta S - \frac{\Delta n}{\tau_{12}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Характеристический полином системы (3) относительно величины σ обычно записывается в виде детерминанта:

$$\begin{vmatrix} \sigma + 1 - \kappa n_s & \Delta\omega - \kappa n_s & e_0 + \kappa (R_s + \gamma S_s) \\ -(\Delta\omega - \kappa n_s) & \sigma + 1 - \kappa n_s & \kappa (S_s - \gamma R_s) \\ e_0 + 2\kappa R_s & 2\kappa S_s & \sigma + 1/\tau_{12} \end{vmatrix} = 0. \quad (4)$$

Коэффициент σ в показателе решений $\exp(\sigma\tau)$ системы (3) из малой окрестности равновесных величин (2) может выражаться действительной или комплексной величиной. В последнем случае решения будут иметь не просто экспоненциальный, но и осциллирующий характер. Образованное на основе полинома характеристическое уравнение (4) относительно коэффициента σ представляет алгебраическое кубическое уравнение. Особыми с точки зрения корреляции динамического поведения модели (1) и возможной реальной временной развертки отраженного излучения представляются решения (1), которые соответствуют особой области ее коэффициентов. В этой области характеристическое уравнение (4), формулируемое на основе линеаризованного аналога (3), может иметь один действительный и два комплексных корня (σ_1 и $\sigma_{2,3}$):

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \varsigma_- - \varsigma_+ - \frac{1}{3\tau_{12}} - \frac{2}{3}(1 - \kappa n_s), \quad \varsigma_{\pm} = \sqrt[3]{g \pm \sqrt{D}}, \\ \sigma_{2,3} &= -\frac{1}{3\tau_{12}} - \frac{2}{3}(1 - \kappa n_s) + \frac{1}{2}(\varsigma_+ + \varsigma_-) \pm i \frac{\sqrt{3}}{2}(\varsigma_+ - \varsigma_-), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$D = g^2 + p^3, \quad g = b^3/27 - b(q - \kappa m + \Delta_s^2)/6 + \Delta[b\Delta_s - \kappa(e_0 S_s - \gamma m)]/2, \quad p = [3(q - \kappa m + \Delta_s^2) - b^2]/9, \\ b = \kappa n_s - 1 + 1/\tau_{12}, \quad m = e_0 R_s + 2\kappa |R_s|^2, \quad q = e_0(e_0 + 2\kappa R_s + \kappa \gamma S_s), \quad \Delta_s = \Delta\omega - \kappa n_s.$$

Незатухающие со временем периодические изменения переменных отклика $R(\tau)$, $S(\tau)$ и, соответственно, нормированной интенсивности отраженного светового поля I , возможны при таких сочетаниях значений коэффициентов (1), при которых действительная часть корней $\sigma_{2,3}$ (3) положительна. Нестабильность равновесных состояний (2) тогда принимает тип неустойчивого фокуса, точки решений, движущиеся по кривым в фазовом пространстве системы (1), описывая “развертывающиеся” циклические траектории, покидают окрестность точек (2). В то же время из-за неизбежного насыщения усиления (инверсной заселенности n) излучением мощность генерации должна стабилизироваться. Кривые локализуются в замкнутом пространстве, их проекции на координатные плоскости в фазовом пространстве с течением времени образуют предельные циклы. Во временном аспекте эта динамика переменных (1) будет соответствовать их автоколебаниям, возникающих самопроизвольно (при постоянном уровне стимулирующих факторов – накачки и амплитуды напряженности возбуждающего поля e_0) – только для определенных сочетаний значений материальных параметров инвертированного слоя и характеристик возбуждения – интенсивности e_0^2 и отстройки частоты $\Delta\omega$. Условия существования комплексных корней уравнения (4) при положительных значениях их действительной части, следуя выражениям (5), формулируются такими соотношениями:

$$\zeta_+ + \zeta_- > \frac{2}{3\tau_{12}} + \frac{4}{3}(1 - \kappa n_s), \quad D > 0; \quad (6)$$

второе требование в (6) – положительная величина дискриминанта – собственно и выражает условие существования комплексных корней уравнения (4) в виде $\sigma_{2,3}$ (5).

Варианты расчета типичной зависимости действительной и мнимой частей σ , соответствующих затуханию (разгоранию) и частоте осцилляторных решений (3) от уровня нормированной интенсивности внешнего поля e_0^2 , представлены на рисунке 2. Можно отметить область неустойчивости по этому параметру. Действительно, разгорание малых осцилляций, соответствующих выходу фазовых кривых из окрестности особых точек, должно происходить при значениях e_0^2 , располагающихся на соответствующей шкале до пересечения с горизонтальной осью спадающих зависимостей $\text{Re } \sigma(e_0^2)$ (кривая 1 рис. 2, а) или до “правых точек” поворота бистабильных кривых (кривые 2–5 рис. 2, а). Положение этих точек на шкале e_0^2 отмечено вертикальными пунктирными линиями, “переход” к устойчивости равновесного состояния при нарастании e_0^2 должен происходить резким скачком (“кинком”).

Судя по ходу кривых, область неустойчивости на шкале e_0^2 расширяется с увеличением параметра максимального усиления κ – зависимости рассчитаны для его нарастающих значений. Затухание с ростом возбуждения должно снижаться, снижаться должна и выражаемая величинами $\text{Im } \sigma$ частота колебаний переменных (рис. 2, б), но при значениях возбуждения e_0^2 выше граничных в области неустойчивости осцилляторные решения не существуют, поэтому исчезает и возможность возникновения и развития регулярных осциллирующих режимов автоколебательного типа в отраженном излучении.

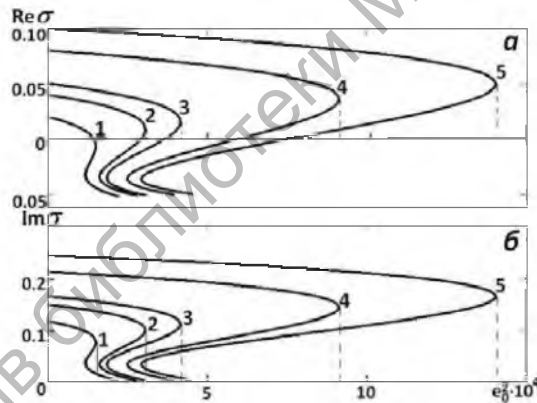


Рис. 2 – Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей комплексных корней характеристического уравнения от параметра нормированной интенсивности внешнего излучения;

$\kappa = 1.02$ (кривая 1), 1.04 (2), 1.05 (3), 1.08 (4), 1.10 (5); $\gamma = 1.58$; $\Delta\omega = 1.5$

Результаты моделирования процесса отражения

Данные качественного анализа указывают область параметров и начальных условий для переменных, в которой можно искать решения (1), описывающие самоподдерживающиеся пульсации интенсивности отраженного светового поля. Поэтому далее в рамках численного решения (1) было целесообразно проанализировать динамику реакции тонкого слоя на стационарное внешнее оптическое поле. Интегрирование системы (1) проводилось для начальных условий, очевидно соответствующих инвертированному состоянию среды слоя: для разности населенностей –

$n(\tau=0) = n_0$ (величина n_0 для данного уровня амплитуды возбуждающего поля e_0 выбирается по расчетам, иллюстрированным зависимостями $n_s(e_0^2)$ на рисунках 1, a'' , b''), для поляризованности $\rho(\tau=0) = 0$ (предполагалось, что поляризующее влияние внешнего излучения первоначально отсутствует). Рассчитывалась временная зависимость безразмерной плотности поля отраженного излучения $e_r^2(\tau)$.

На рисунках 3 и 4 приведены примеры временных разверток типичных решений (1) для переменной $e_r^2(t)$, выраженной в относительных единицах на пикосекундной шкале времени для общего случая ненулевого дефекта частоты, которым обусловлена линейная фазовая модуляция. Одновременно учитывается фактор ближних полей, вызывающий нелинейную модуляцию фазы ($\gamma \neq 0$). Значения e_0 и соответствующие им величины n_0 , в основном, взяты из диапазона значений в области неустойчивости равновесных состояний; в иллюстрированных на рисунке 3 вариантах решений (1) в качестве “опорной” расчетной кривой, которой определена область неустойчивости решений, избрана линия 3 на рисунке 2. На фрагментах рисунка 3 целесообразным оказалось наряду с иллюстрацией временной картины интенсивности (рис. 3, $a - d$) привести фазовые портреты окрестности равновесного состояния системы (рис. 3, $a' - d'$) в плоскости переменных (n, e_r^2) .

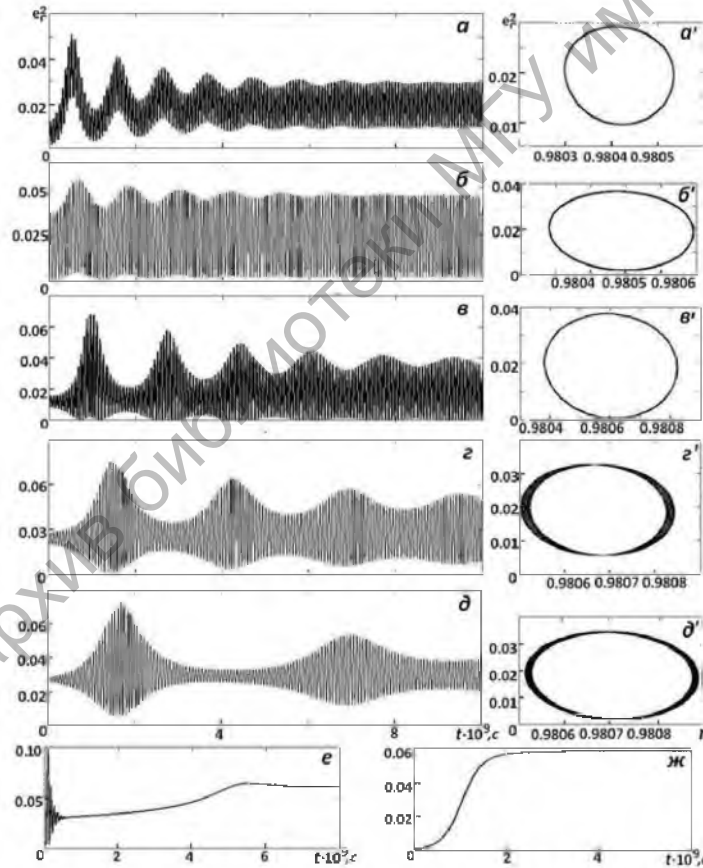


Рис. 3 – Зависимости нормированной интенсивности отраженного излучения от времени ($a - ж$) и фазовые кривые ($a' - d'$) соответствующих решений системы уравнений (1) на плоскости (n, e_r^2) ;

$$e_0^2 = 2 \cdot 10^{-4} (a, a'), 2.5 \cdot 10^{-4} (b, b'), 3 \cdot 10^{-4} (c, c'), 3.5 \cdot 10^{-4} (d, d'), 4 \cdot 10^{-4} (e), 1 \cdot 10^{-4} (ж); \kappa = 1.05; \gamma = 1.58; \Delta\omega = 1.5$$

Варианты рисунка 3, $a - e$, $a' - d'$ различаются значениями уровня возбуждения в порядке их нарастания в пределах области бистабильности равновесных состояний. В общем случае решения (1) описывают осцилляторный режим перехода к равновесному состоянию (рис. 3, $a - d$). Выделяются, прежде всего, переходные относительно низкочастотные колебания с наносекундным периодом следования, обычно именуемые релаксационными, которые в кинетических процессах объясняются различием вероятностей переходов в каналах накачки и генерации. В данном случае из-за наложения более высокочастотных колебаний переходные пульсации имеют сложную форму, и их затухание приводит к “выходу” лазерной колебательной системы на установившийся режим излучения. На этом этапе развития процесса в условиях нелинейных колебаний фазовой отстройки поля и поляризованности, вызванных смещением резонанса в условиях влияния ближних полей диполей, продолжают существовать и принимают регулярный характер осцилляции интенсивности, частота которых зависит от уровня возбуждающего поля, огибающая регулярных осцилляций в остальное время действия возбуждающего излучения и накачки должна стремиться к постоянному уровню (рис. 3, $a - d$ и рис. 4). Колебательная система из-за потери когерентности осцилляций поля и поляризованности, таким образом, переходит к неустойчивому равновесному состоянию, в котором совершаются автоколебания переменных, то есть к некоторому особому квазистационарному (нелинейно модулированному) состоянию. Фазовые портреты решений представлены кривыми, выходящими на предельные циклы (рис. 3, $a' - d'$).

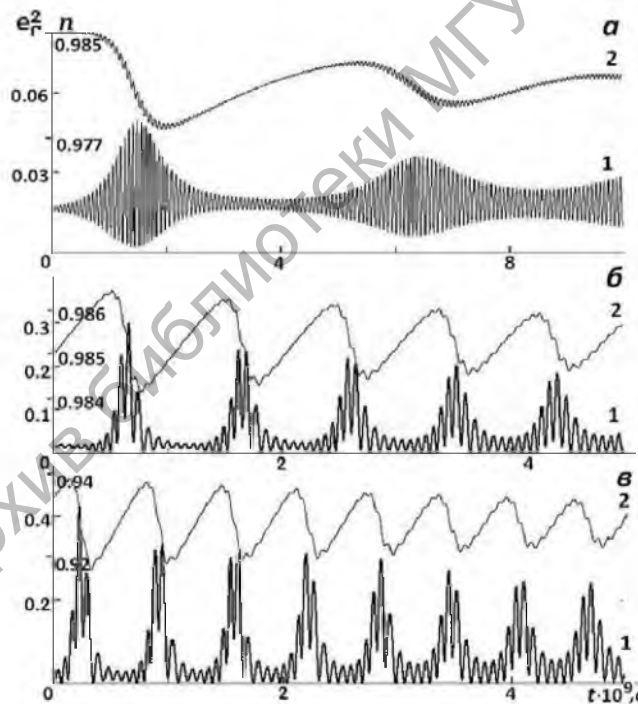


Рис. 4 – Зависимости нормированной интенсивности отраженного излучения (кривые 1) и инверсной заселенности (2) от времени; $\kappa = 1.02$ (а), 1.05 (б), 1.08 (в); $e_0^2 = 3.6 \cdot 10^{-4}$; $\gamma = 1.58$; $\Delta\omega = 1.5$

Формирование регулярного режима с осцилляциями в пикосекундном диапазоне происходит, однако, не во всей области неустойчивости на шкале e_0^2 , а только в зоне

бистабильности равновесных состояний, при относительно невысоком уровне возбуждения переход к равновесному состоянию носит чисто релаксирующий характер (рис. 3, *ж*). За пределами зоны неустойчивости сценарий развертки представляет ряд коротких релаксационных всплесков интенсивности в качестве переходного режима и, затем, относительно быстрый переход к стационарному уровню излучения (рис. 3, *е*). Физически достижение режима автоколебаний (регулярных пульсаций) при резонансном отражении означает возможность преобразования светового сигнала с постоянной огибающей интенсивности в модулированный во времени сигнал, причем параметры модуляции управляются изменением световой мощности.

Отметим следующие особенности процесса резонансного отражения. Судя по иллюстрациям с фазовыми портретами решений (рис. 3, $a' - d'$) и с развертками решений для $n(t)$ (рис. 4, кривые 2), нелинейные высокочастотные пульсации со стационарной огибающей, представляющие после переходного этапа модуляцию отраженного сигнала, происходят за счет относительно слабых автоколебаний инверсии $n(t)$. Это может соответствовать классическому случаю свободной генерации с учетом нелинейных эффектов, вызывающих неустойчивость и раскачку нетривиального равновесного состояния лазерной системы [21]. Нарастание уровня усиления (увеличение параметра κ) или уровня внешнего модулируемого поля ϵ_0 приводит к повышению частоты модуляции, что подтверждается и качественной оценкой (расчетом соотношений (5)). Переходный к установлению неустойчивого равновесия режим, однако, с увеличением параметра κ должен быть более продолжительным (рис. 4).

Заключение

Проведенное моделирование и аналитическая оценка кинетики вынужденного излучения в приближении особо тонкого слоя инверсной среды позволили характеризовать динамическое явление амплитудной автомодуляции света, отражаемого приповерхностным слоем плотной резонансной среды. Этот эффект может быть использован при реализации новых лазерных устройств. Такие устройства должны обладать определенными преимуществами перед существующими. Действительно, в явлении усиления света при отражении взаимодействие света с усиливающей средой происходит в основном в тонком слое вблизи границы раздела сред, при этом проникновение излучения в усиливающую среду невелико. Это снижает технические требования к оптическим свойствам усиливающих сред, их однородности, прозрачности и т. д. Некоторые из возможных устройств, в которых используется явление усиления света при отражении, уже реализованы, но для приповерхностных инвертированных слоев с высокой концентрацией активных центров стимулирующие самопроизвольную модуляцию нелинейные процессы до сих пор детально не изучались.

В диапазоне ИК частот до сих пор отмечается отсутствие электрооптических материалов, позволяющих применять стандартные методы модуляции добротности импульсных лазеров и сокращения длительности импульсов. Поэтому в настоящее время исследование лазерной генерации интенсивно развивается применительно к технологиям формирования регулярной последовательности коротких и сверхкоротких импульсов с управляемыми временными параметрами именно в этой спектральной области. Результаты приведенных в статье расчетов динамики излучения с учетом фазовой автомодуляции будут полезными для разработки методов получения серий коротких световых импульсов с относительно невысокой средней интенсивностью.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Reflection and transmission of ultrashort light pulses through a thin resonant medium: Local-field effects / M. Benedict [et al.] // Phys. Rev. A. – 1991. – Vol. 43, N 7. – P. 3845–3853.

2. *Crenshaw, M. E.* Ultrafast intrinsic optical switching in a dense medium of two-level atoms / M. E. Crenshaw, M. Scalora, C. M. Bowden // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 68, N 7. – P. 911–914.
3. Hysteresis behavior in light reflection from a dense resonant medium with intrinsic optical bistability / A. A. Afanas'ev [et al.] // J. Opt. Soc. Amer. B. – 1998. – Vol. 15, N 3. – P. 1160–1167.
4. *Башаров, А. М.* Тонкая пленка двухуровневых атомов – простая модель оптической бистабильности и самопульсаций / А. М. Башаров // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94. – С. 12–18.
5. *Malyshev, V.* Spatial effects in nonlinear resonant reflection from the boundary of a dense semi-infinite two-level medium: normal incidence / V. Malyshev, E. C. Jarque // J. Opt. Soc. Amer. B. – 1997. – Vol. 14, N 5. – P. 1167–1178.
6. *Захаров, С. М.* Взаимодействие УКИ света с тонкопленочными резонаторными структурами / С. М. Захаров // ЖЭТФ. – 1998. – Т. 114. – С. 1578–1594.
7. *Новицкий, Д. В.* Оптические свойства фотонного кристалла со слоями плотных резонансных сред : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.05 / Д. В. Новицкий. – Минск : Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, 2010. – 104 с.
8. *Тимошенко, Е. В.* Отражение излучения поверхностным слоем среды с неоднородным уширением резонанса поглощения / Е. В. Тимошенко, В. А. Юревич, Ю. В. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2012. – № 1(10). – С. 31–35.
9. *Юревич, Ю. В.* Расщепление сверхкороткого импульса при резонансном отражении от тонкой пленки / Ю. В. Юревич, В. А. Юревич, Е. В. Тимошенко // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – № 2(23). – С. 29–32.
10. *Бойко, Б. Б.* Усиление электромагнитных волн при отражении от сред с отрицательным поглощением / Б. Б. Бойко, Н. С. Петров, И. З. Джиладари // В кн.: Квантовая электроника и лазерная спектроскопия. – Минск : Навука і тэхніка, 1974. – С. 449–468.
11. *Бойко, Б. Б.* Лазер с усилением излучения при отражении от инверсной среды / Б. Б. Бойко, Н. Н. Уварова // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8, № 11. – С. 2506–2507.
12. *Петров, Н. С.* Лазерная генерация тонких инверсных слоев / Н. С. Петров, А. Б. Зимин // Журн. прикл. спектр. – 2010. – Т. 77, № 1. – С. 69–73.
13. *Юдсон, В. И.* Нелинейная резонансная оптика тонких пленок: метод обратной задачи / В. И. Юдсон, В. И. Рупасов // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 93. – С. 494–501.
14. Local-field effects in a dense ensemble of resonant atoms: Model of a generalized two-level system / A. A. Afanas'ev [et al.] // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol. 60, N 2. – P. 1523–1529.
15. *Гадомский, О. Н.* Эхо-спектроскопия поверхности / О. Н. Гадомский, Р. А. Власов. – Минск : Навука і тэхніка, 1990. – 216 с.
16. Оптическое усиление в структурах с квантовыми точками / П. Г. Елисеев [и др.] // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 8. – С. 664–668.
17. *Kaplan, A. E.* Nanoscale stratification of optical excitation in self-interacting one-dimensional arrays / A. E. Kaplan, S. N. Volkov // Phys. Rev. – 2009. – Vol. A79. – P. 053834-1–053834-16.
18. Rabi oscillations in the excitonic ground-state transition of InGaAs quantum dots / P. Borri [et al.] // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66, N 8. – P. 081306–(1-4).
19. Пичковая структура когерентного излучения оптически плотных сред / А. М. Башаров [и др.] // ЖЭТФ. – 2006. – Т. 129. – С. 229–501.
20. *Юревич, Ю. В.* Модуляция оптического излучения при отражении тонкой пленкой плотной резонансной среды / Ю. В. Юревич, В. А. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – № 3(24). – С. 38–45.
21. *Glasunova, E. V.* Intensity self-pulsations in injection laser with thin-film nonlinear-refractive element / E. V. Glasunova, V. A. Yurevich // Advanced Lasers and Systems: Proc. SPIE. – 2006. – Vol. 6054. – P. 6054-C-1–C-8.

Поступила в редакцию 11.12.2018 г.

Контакты: va_yurevich@mail.ru (Юревич Владимир Антонович)

Yurevich V. DYNAMICS OF RADIATION REFLECTED BY THIN INVERSE LAYER.

In approach of a superthin layer of resonant atoms on the basis of numerical modeling and the qualitative analysis of equilibrium states stability of the kinetic model formed by the optical equations of Maxwell – Bloch the possibility of light amplitude self-modulation at reflection by a planar subsurface film of the inverted dense resonant medium is predicted. As model parameters material characteristics of semiconductor quantum-dimensional structures in exciton resonance spectral range are used.

Keywords: dense resonant medium, optical hysteresis, dipole-dipolar interaction, lasing at reflection, lasing regular pulsations.