

УДК 535.178

## МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ТОНКОЙ ПЛЕНКОЙ ПЛОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЫ

Ю.В. Юревич<sup>1</sup>, В.А. Юревич<sup>2</sup><sup>1</sup>Могилёвский государственный университет им. А.А. Кулешова, Могилев, Беларусь<sup>2</sup>Могилёвский государственный университет продовольствия, Могилев, Беларусь

## MODULATION OF OPTICAL RADIATION IN CASE OF THIN FILM REFLECTION OF DENSE RESONANT MEDIUM

Yu.V. Yurevich<sup>1</sup>, V.A. Yurevich<sup>2</sup><sup>1</sup>A.A. Kuleshov Mogilev State University, Mogilev, Belarus<sup>2</sup>Mogilev State University of Food Technologies, Mogilev, Belarus

Теоретически установлена возможность временной модуляции квазинепрерывного излучения в ходе резонансного отражения тонким активным слоем для условий относительной слабости релаксационных процессов. Резонансное преобразование светового поля при отражении в режиме когерентного взаимодействия можно использовать для формирования оптических сигналов в сверхбыстрых процессах взаимодействия излучения.

**Ключевые слова:** резонансное отражение, тонкие оптические плёнки, плотная резонансная среда, диполь-дипольное взаимодействие.

The possibility of temporal modulation of quasi-continuous radiation in the reflection of thin film of dense resonant medium is theoretically defined for the relative weakness of the relaxation processes. Resonant conversion of the light field in the reflection mode coherent interaction can be used to form the optical signals in ultrafast interaction processes of light radiation with thin layers.

**Keywords:** resonant reflection, thin optical films, dense resonant medium, dipole-dipolar interaction.

### Введение

Известно, что в нестационарном энергообмене когерентного излучения с плотной резонансной средой способен сильно проявляться фазовый эффект, обусловленный диполь-дипольным взаимодействием. Влияние ближних полей диполей на положение центра и контур резонансной линии поглощения зарегистрированы в экспериментах [1], [2]. Кроме спектроскопических, предсказаны и наблюдались некоторые другие нелинейные оптические эффекты, инициированные этим фактором. В частности, оказались возможными оптическая бистабильность в пропускании сред с резонансным поглощением, называемая внутренней [3], [4], самоиндуцированная неустойчивость, приводящая к развитию автоколебаний в прошедшем излучении, и солитонное распространение ультракоротких импульсов в подобных материалах [5], [6].

Развитие лазерно-оптических технологий в направлении миниатюризации оптических элементов ведёт к необходимости применения и изучения физических свойств материалов с большой концентрацией активных центров (атомов, молекул, ионов, экситонов и т. д.), то есть именно плотных резонансных сред. Особые перспективы открываются с связи с применением тонких слоев плотных сред на основе полупроводниковых наноструктур, образованных квантовыми

точками [7]–[9]. Элементы наноструктур обладают большими дипольными моментами, связанными с экситонными переходами: их величина в структурах на основе, например, *GaInNAsSb* или *InGaAs/GaAs*, способна достигать значения до  $1...3 \cdot 10^{-28} \text{ Кл} \cdot \text{м}$  [7]. Применение квантовой резонансной модели взаимодействия при анализе динамики когерентных оптических явлений в используемых в лазерной физике полупроводниках детально обосновано, например, в [10].

Особенность активных граничных плёнок состоит в том, что при резонансном воздействии света в отраженных пучках существенна дополнительная к френелевскому отражению (преломлению) составляющая, которая обусловлена резонансной поверхностной поляризацией [11]. Влияние этого компонента (его называют сверхизлучательным) на отражательную способность тонкого слоя ещё более значительно в условиях больших дипольных моментов экситонных частиц – возникает особый нелинейный вклад в эффективную частотную отстройку поля и резонансной поляризованности. В случае, если вещество граничной тонкой плёнки представляет собой плотную резонансную среду, влияние нелинейной фазовой модуляции на динамику эффективного отражения оптической среды способно стимулироваться диполь-дипольным взаимодействием в структуре активного слоя.

В этой связи представляет интерес характеристика динамики осцилляторных режимов отражения оптического излучения, действующего на граничные слои, образованные плотными резонансными средами на планарной поверхности линейного оптического вещества. В настоящей работе анализируется динамическая устойчивость материальных переменных, определяющих в указанных условиях воздействия нестационарный резонансный отклик тонких плёнок. Изучение закономерностей возникновения временных осцилляций в отражённом световом поле даёт возможность оценки динамических светомодуляционных свойств тонких активных плёнок из материалов, обычно используемых в оптике и лазерной физике.

### 1 Основные уравнения

При формулировке основных уравнений, описывающих нелинейное взаимодействие световых импульсов с подобными объектами, будем придерживаться приближения особо тонкого слоя резонансных атомов [12]. Граничная планарная плёнка с толщиной  $l$  значительно меньшей длины волны света  $\lambda = 2\pi c/\omega$  находится на поверхности линейной оптической среды. Для определенности обычно ограничиваются подробным рассмотрением лишь ТЕ-волн, поэтому в задаче взаимодействия поля зондирующего светового излучения несущей частоты  $\omega$  с ансамблем частиц, образующим активный поверхностный слой, применимо плосковолновое приближение. Отличие анализируемой граничной задачи от задачи распространения света в протяжённой резонансной среде состоит в использовании вместо уравнений Максвелла соответствующих электродинамических условий, связывающих комплексные напряженности полей и поляризованность в среде поверхностного слоя. Из граничных условий вытекают соотношения между квазистационарными амплитудами внешнего, прошедшего и отражённого электрического поля ( $E_i$ ,  $E$  и  $E_r$ ) и амплитудой вероятности поляризованности  $\rho$ . В случае нормального падения плоской волны из газовой среды на плёнку с нерезонансным показателем преломления  $\eta$  соотношения запишутся так:

$$\begin{aligned} E &= \frac{2}{\eta+1} E_i - \frac{\mu N l \omega}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \rho, \\ E_r &= -\frac{\eta-1}{\eta+1} E_i - \frac{\mu N l \omega}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \rho. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь  $\mu$  – средний дипольный момент активных центров,  $N$  – их концентрация; учтено, что амплитуда макроскопической объёмной резонансной поляризованности связана с вероятностной величиной  $\rho$  так:  $P(t) = \mu N \rho(t)$ . Согласование системы «быстропеременное электромагнитное поле – среда», в которой поле действующей

внутри слоя волны зависит от резонансных свойств элементарных диполей и, в свою очередь, определяет их динамику в условиях одноквантового резонанса, требует уравнений для отклика среды на поле. Условия связи полей (1.1) должны быть дополнены квантовомеханическими уравнениями для квазистационарных переменных поляризованности  $\rho$  и разности населённостей  $n$  уровней резонансного перехода. Переменная светового поля в этой схеме для случая плотной резонансной среды должна выражать действующее поле  $E'$ , то есть содержать усреднённую составляющую, которой учитывается ближние поля диполей. Как показано в [13], эффективная динамика лорентцовой составляющей действующего поля  $E'$  также должна определяться, в основном, резонансной поляризованностью, то есть, в приближении среднего поля:  $E'(t) = E(t) + i\mu N \rho(t) / 3\varepsilon_0$ . В итоге согласования формулируется модификация уравнений Максвелла – Блоха, далее используемая для анализа динамики энергообмена поля внешнего излучения с активными центрами в тонком слое плотной резонансной среды:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{\mu}{\hbar} n \left[ \frac{2}{\eta+1} E_i - \frac{\mu N l \omega}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \rho \right] - \\ &\quad - i \left( \omega_0 - \omega - \frac{\mu^2 N}{3\varepsilon_0 \hbar} n \right) \rho - \frac{\rho}{T_2}, \\ \frac{dn}{dt} &= -\frac{\mu}{\hbar} \left[ \frac{2}{\eta+1} E_i \operatorname{Re} \rho - \frac{\mu N l \omega}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} |\rho|^2 \right], \\ E_r &= -r_0 E_i - \frac{\mu N l \omega}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \rho. \end{aligned} \quad (1.2)$$

где  $\omega_0$  – среднее значение собственной частоты атомного осциллятора,  $r_0 = (\eta - 1) / (\eta + 1)$  – френелевский амплитудный коэффициент отражения,  $T_2$  – время необратимой фазовой релаксации, релаксационный член в материальном уравнении для поляризованности существенен при некогерентном взаимодействии. Частотная отстройка в этом уравнении 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 поглощения.

Представляется удобным перейти далее к безразмерным переменным и параметрам:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{t}{T_2}, \quad e(\tau) = \frac{\mu}{\hbar} T_2 E(\tau), \\ \Delta\omega &= (\omega - \omega_0) T_2; \end{aligned} \quad (1.3)$$

$\kappa = \frac{\mu^2 N l \omega}{\varepsilon_0 \hbar c (\eta+1)} T_2$  – показатель резонансного поглощения,  $\gamma = \frac{(\eta+1)\lambda}{6\pi l}$  – нормирующий коэффициент при лорентцовой поправке. В соответствии

с процедурой масштабирования (1.3) система (1.2) в переменных  $R = \text{Re}p$ ,  $S = \text{Im}p$  и  $n$  принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{dR}{d\tau} &= nt_0 e_i - \kappa n R - (\Delta\omega + \gamma \kappa n) S - R, \\ \frac{dS}{d\tau} &= (\Delta\omega + \gamma \kappa n) R - \kappa n S - S, \\ \frac{dn}{d\tau} &= -t_0 e_i R + \kappa (R^2 + S^2), \\ e_r^2 &= (r_0 e_i + \kappa R)^2 + \kappa^2 S^2, \\ t_0 &= \frac{2}{\eta + 1}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Динамика отражения согласно уравнениям (1.4) должна определяться осцилляциями поляризованности в условиях её релаксации. Существенным может быть влияние фазовой модуляции, эффективной в условиях отстройки частоты внешнего сигнала, и вариации фазового соотношения, вызванной влиянием ближних полей элементарных диполей в структуре тонкой резонансной плёнки.

### 2 Равновесные состояния модели

В этом разделе дана характеристика устойчивости материальных переменных системы (1.4) для случая стационарного внешнего оптического поля в условиях когерентного взаимодействия. Определяя устойчивость равновесных состояний динамической модели (1.4), можно дать оценку возможности осцилляторного поведения отражённого поля в случае, если внешний сигнал представляет прямоугольный выброс поля. Предполагается, таким образом, что время воздействия такого светового импульса с амплитудой  $e_i(t) = e_0$  мало по сравнению с временем фазовой релаксации. В системах (1.2) или (1.4) влияние релаксационного члена тогда незначительно. В этом случае динамическая задача упрощается – переменные системы (1.4) связаны соотношением для закона сохранения вектора Блоха:

$$R^2 + S^2 + n^2 = 1. \quad (2.1)$$

Для точного резонанса ( $\omega = \omega_0$ ) в пренебрежении диполь-дипольным взаимодействием решение системы, подобной (1.4), в задаче о сверхизлучении Дикке, получается аналитически [14]. Тогда при действии квазистационарного поля с напряжённостью выше определённого значения предсказываются нутационные осцилляции материальных переменных, а интенсивность проходящего среду поля должна испытывать регулярные колебания с частотой Раби, то есть с частотой, пропорциональной  $\mu E / \hbar$ . Переходные нутационные осцилляции  $p$  и  $n$  знакопеременны и развиваются в окрестности точки тривиального положения равновесия, то есть точки в фазовом

пространстве с координатами  $|\rho_s| = 0$ ,  $n_s = 0$ . Механизм возникновения пульсаций известен: действующее излучение накачивает (инвертирует) ансамбль активных частиц в структуре среды, за время сверхизлучения  $\tau_R = (\eta + 1)\epsilon_0 \hbar c / \mu^2 N \omega$  происходит сброс инверсии и высвечивание поглощённой энергии. В случае точного резонанса колебания поля и поляризованности когерентны. Переходный процесс в течение всего времени действия инициирующего внешнего поля нестационарен и носит характер автоколебаний.

В общем и более реальном случае существования дефекта резонанса ( $\omega \neq \omega_0$ ) и нелинейного смещения частоты, определяемого вариацией населённости (при  $\gamma \neq 0$ ), в схеме взаимодействия возникает амплитудно-фазовая связь. Модификация системы Максвелла – Блоха (1.4) поэтому характеризуется особыми равновесными значениями переменных  $R_s$ ,  $S_s$ ,  $n_s$ , которые определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} R_s &= \frac{\kappa n_s^2 t_0 e_0}{\kappa^2 n_s^2 + (\Delta\omega + \kappa \gamma n_s)^2}, \\ S_s &= \frac{n_s (\Delta\omega + \kappa \gamma n_s) t_0 e_0}{\kappa^2 n_s^2 + (\Delta\omega + \kappa \gamma n_s)^2}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$n_s^2 t_0^2 e_0^2 = (1 - n_s^2) [\kappa^2 n_s^2 + (\Delta\omega + \kappa \gamma n_s)^2]. \quad (2.3)$$

Соотношение (2.3) следует из закона сохранения вектора Блоха (2.1) с учетом выражений (2.2) и означает, что равновесные значения разности населённости, а, следовательно, и поляризованности (2.2), могут неоднозначно определяться величиной плотности входного излучения. На рисунке 2.1 (а, б) в разных вариантах проиллюстрирована полученная параметрическим расчётом (2.2), (2.3) зависимость разности населённостей от нормированной величины плотности излучения.

Кривые 1–3 различаются значениями ненасыщенного поглощения в предположении, что вариации резонансного поглощения в слое определяются изменением концентрации активных центров  $N$ . При выборе параметров моделирования, которые использовались для определения коэффициентов системы (1.4) в данном разделе и далее, при численном моделировании нестационарных процессов, исходили, как правило, из тех оценок, которые известны, например, из работы [7], где рассмотрены структуры на основе *InGaAs*, нелинейно реагирующие на излучение в экситонной области спектра. Масштаб явления по уровню средней напряжённости  $e_0$  соответствовал резонансному отражению прямоугольного импульса с интенсивностью не выше  $2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> планарной плёнкой толщины  $l$ , не превышающей  $\sim 10^{-7}$  м; плотность активных центров  $N$  предполагалась в пределах  $1 \dots 4 \cdot 10^{24}$  м<sup>-3</sup>, частота резонанса  $\omega_0$  избрана примерно равной  $1.45 \cdot 10^{15}$  рад/с.

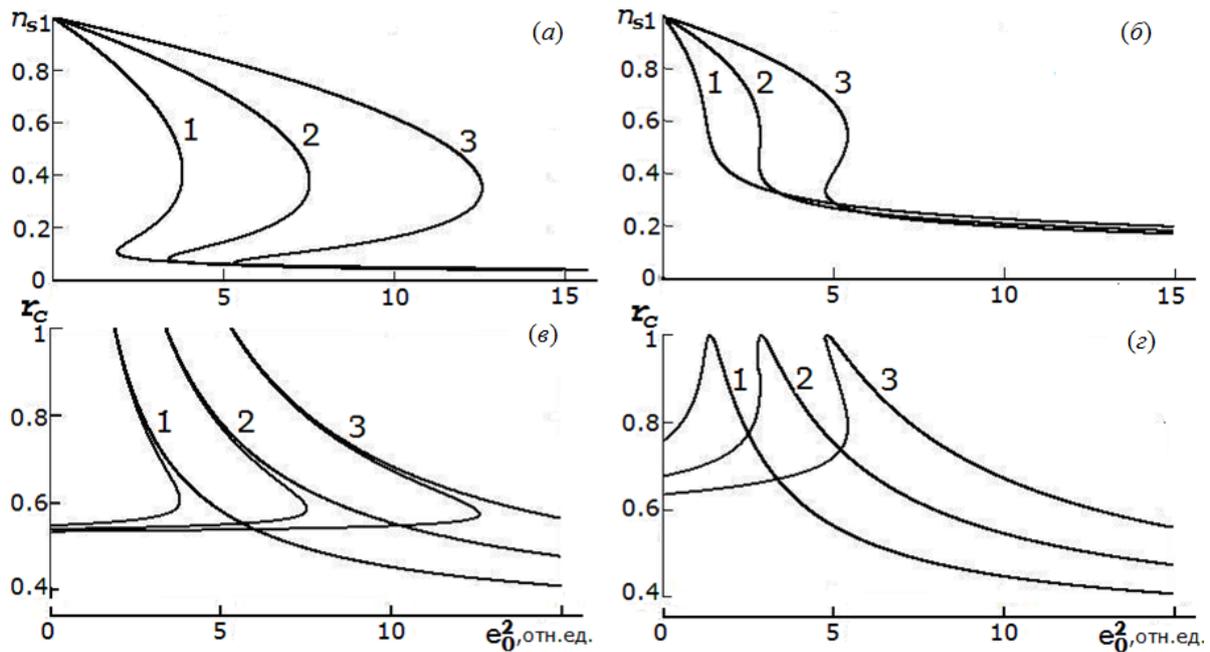


Рисунок 2.1 – Нелинейная зависимость разности населённостей от плотности внешнего излучения (а, б) и эффективного коэффициента отражения слоя (в, г):  $\kappa = 0.6$  (кривая 1),  $0.8$  (2),  $1.0$  (3),  $\Delta\omega = -0.1$  (а, в),  $-0.5$  (б, г);  $\gamma = 1.58$ ,  $\eta = 3.6$ ,  $T_2 = 5.0 \cdot 10^{-12}$  с,  $\lambda = 1.3 \cdot 10^{-6}$  м

Неоднозначность зависимости  $n_s(e_0^2)$ , как известно, означает бистабильность – одному и тому же значению плотности входного излучения соответствуют два равновесных значения материальных переменных. При изменении плотности  $e_0^2$  среда обычно плавно переходит к новому равновесному состоянию. С наличием же бистабильного свойства отклика в точках поворота кривых такой переход совершается скачком. При циклическом изменении плотности излучения стационарный отклик среды демонстрирует гистерезис. Проявление гистерезиса происходит при отрицательных значениях дефекта  $\Delta\omega$ . В этом случае при изменении населённости система способна достичь эффективного резонанса – частотная отстройка в (1.2) или (1.4) становится нулевой. Ширина гистерезиса (расстояние между точками поворота кривых) зависит от значений уровня резонансного поглощения  $\kappa$  и особо критична к величине дефекта резонанса – это следует из сравнения кривых на рисунках 2.1 (а) и 2.1 (б). Эту критичность отклика системы по отношению к резонансу интересно отметить на гистерезисных зависимостях эффективного стационарного отражения  $r_c = e_r^2 / e_0^2$  (рисунок 2.1 (в, г)), рассчитываемого для когерентного режима также на основе (2.2), (2.3):

$$r_c = \frac{\kappa^2 n_s^2 + r_0^2 (\Delta\omega + \kappa n_s)^2}{\kappa^2 n_s^2 + (\Delta\omega + \kappa n_s)^2}.$$

Зависимости  $r_c(e_0^2)$  представлены сильно деформированными резонансными кривыми. Нулевая частотная отстройка в этом режиме означает, что тонкий слой при определённых значениях входной интенсивности может полностью отразить сигнал. На подобную особенность когерентного отражения указано ещё в работе [12], где не рассматривалась фазовая модуляция. Важно, что тогда при циклическом изменении интенсивности внешнего импульсного поля из-за гистерезиса оказывается возможным резкое переключение отражения, которое способно эффективно деформировать импульс.

Качественное изучение устойчивости решений (1.4) вблизи равновесных состояний (2.2), (2.3) дает возможность оценить характер его стабильности, указать зону параметров, в которой процесс перехода к положению равновесия принимает форму осцилляций. Линеаризация системы (1.4) в окрестности точек равновесия позволяет сформулировать характеристический полином относительно  $\beta$  – коэффициента в показателе экспоненциального решения  $\exp(\beta\tau)$  линеаризованного аналога системы. Решение характеристического уравнения записывается в виде:

$$\beta = -\kappa n_s \pm \frac{i}{n_s} \sqrt{(\Delta\omega + \kappa n_s)(\Delta\omega + \kappa n_s^3)}. \quad (2.4)$$

Рисунок 2.2 демонстрирует полученную параметрическим расчётом нелинейную зависимость коэффициента  $\beta$ . Для поглощающих сред точки равновесия могут представлять собой

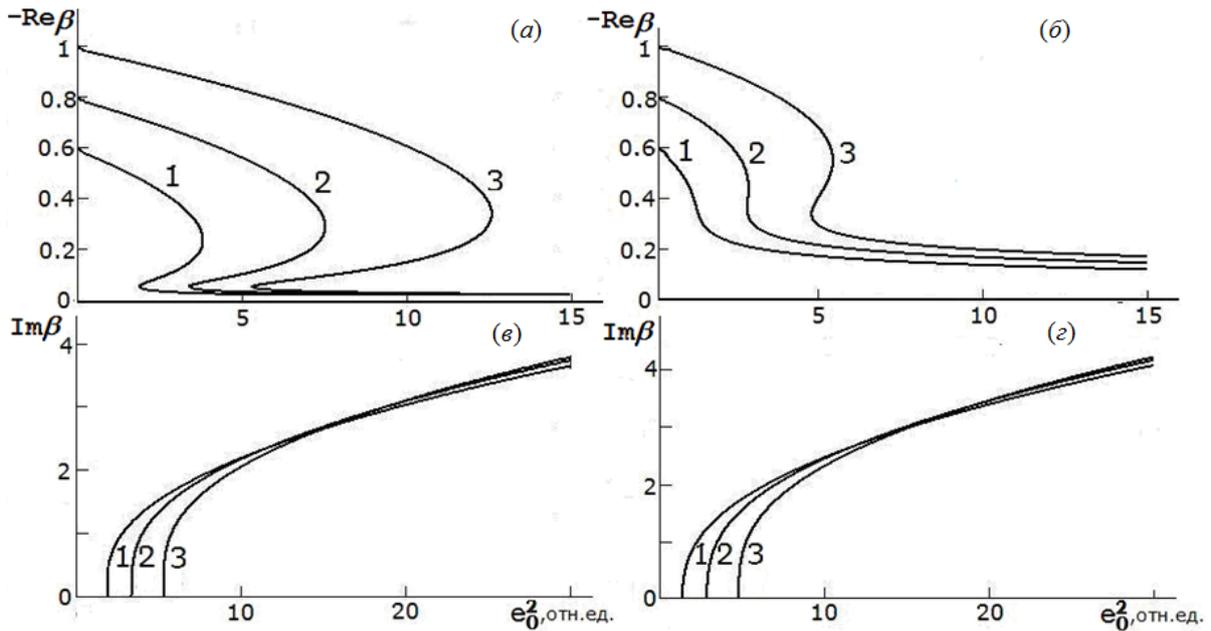


Рисунок 2.2 – Нелинейная зависимость действительной (а, б) и мнимой части (в, г) корней характеристического уравнения:  $\kappa = 0.6$  (кривая 1),  $0.8$  (2),  $1.0$  (3),  $\Delta\omega = -0.1$  (а, в),  $-0.5$  (б, г);  $\gamma = 1.58$ ,  $\eta = 3.6$ ,  $T_2 = 5.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ ,  $\lambda = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$

устойчивый узел или устойчивый фокус. В последнем случае при относительно малых значениях  $n_s$  должно быть выраженным осцилляторное поведение решений. Это заметно из сравнения поведения кривых  $n_s(e_0^2)$  рисунка 2.1 с кривыми  $\text{Re}\beta(e_0^2)$  и  $\text{Im}\beta(e_0^2)$  рисунка 2.2 – устойчивостью осцилляторного типа обладают точки, которые образуют нижнюю ветвь нелинейных кривых  $n_s(e_0^2)$ . Для них характерны ненулевая мнимая часть (рисунок 2.2 (в, г)), выражающая частоту осцилляций, и снижающееся с нарастанием мощности возбуждения затухание (рисунок 2.2 (а, б)). Для развития осцилляторных режимов перехода к равновесному состоянию необходимо достижение определённой плотности излучения – на шкале нелинейной зависимости кривые  $\text{Im}\beta$  обладают пороговой особенностью (рисунок 2.2 (в, г)). В случае бистабильности пороговая плотность соответствует плотности  $e_0^2$  в «левой» точке поворота гистерезисной кривой. Переход к осцилляторному режиму совершается скачком, частота осцилляций по мере нарастания уровня возбуждения должна увеличиваться.

Отметим далее, что, судя по результату расчёта  $n_s(e_0^2)$ , для небольших величин дефекта частоты  $\Delta\omega$  (см., например, рисунок 2.1 (а), где в зоне бистабильности –  $n_s \ll 1$ ) стационарные значения  $n_s$ , для которых возможен осцилляторный режим, в нижней ветви бистабильной кривой относительно малы. Решение уравнения (2.3) для  $n_s$  и, соответственно, выражение для

коэффициента  $\beta$  тогда определяется довольно просто:

$$n_s = \frac{|\Delta|}{\sqrt{t_0^2 e_0^2 - \kappa^2 - \kappa\gamma}}, \quad (2.5)$$

$$\beta = -\kappa n_s \pm i\sqrt{t_0^2 e_0^2 - \kappa^2 - \kappa\gamma} \sqrt{t_0^2 e_0^2 - \kappa^2}.$$

Из (2.5) следует, что затухание переходных осцилляций должно возрастать с увеличением резонансной отстройки частоты излучения, а частота осцилляций при относительно малых величинах дефекта  $\Delta\omega$  от этого параметра не зависит. На нелинейной шкале пороговым условием возникновения переходных осцилляций, очевидно, будет требование

$$e_0^2 > \frac{\kappa^2(1+\gamma^2)}{t_0^2}.$$

Незатухающими нутационные осцилляции должны быть только при условии точного резонанса.

### 3 Результаты моделирования процесса отражения

Далее в рамках численного решения (1.4) изучена динамика реакции тонкого слоя на стационарное внешнее оптическое поле. При качественном анализе модели (1.4) можно было вместо уравнения для населённости использовать соотношение (2.1), чтобы сформулировать выражение (2.3). В численном моделировании процесса отражения закон сохранения вектора Блоха непосредственно использоваться не будет, поскольку колебания разности населённостей при когерентном взаимодействии знакопеременны, а

ввод соотношения (2.1) в систему (1.4) не даст возможности этого не учесть. Интегрирование системы (1.4) проводилось для начальных условий, очевидно соответствующих невозбужденному состоянию слоя: для разности населенностей  $n(\tau=0) = 1$  (поглощение не насыщено), для составляющих поляризованности  $R(\tau=0) = 0, S(\tau=0) = 0$  (поляризующее влияние внешнего излучения первоначально отсутствует). Рассчитывалась временная зависимость безразмерной плотности поля отраженного излучения  $e_r^2(\tau)$ .

На рисунках 3.1 и 3.2 было целесообразно привести типичные решения (1.4) для переменной  $e_r^2(t)$ , выраженной в относительных единицах на пикосекундной шкале времени, для общего случая ненулевого дефекта частоты, обуславливающего линейную фазовую модуляцию. Одновременно учитывается фактор ближних полей, вызывающий нелинейную модуляцию фазы, и в вариантах рисунка 3.1 отслеживается его динамическая роль на основе сравнения с решениями для случаев «формального» резонанса ( $\Delta\omega = 0, \gamma \neq 0$ ) и «полного» резонанса ( $\Delta\omega = 0, \gamma = 0$ ).

В общем случае решения (1.4) описывают осцилляторный режим перехода к равновесному состоянию (рисунок 3.1 (a, z)). Релаксация к стационарному значению плотности отраженного поля, определяемому уровнем возбуждения  $e_0^2$ , объясняется потерей когерентности осцилляций поля и поляризованности из-за отстройки частоты и вызванной им линейной фазовой модуляции. Решения для обоих резонансов соответствуют сценарию колебаний  $e_r^2(t)$  без затухания (рисунок 3.1 (б, в, д, e)). В случае «формального»

резонанса частота пульсаций  $e_r^2(t)$ , порожденных нутационными осцилляциями материальных переменных, снижается (рисунок 3.1 (б, д)) по отношению к случаю «полного» резонанса (рисунок 3.1 (в, e)); форма пульсаций усложняется. Эти изменения стимулируются действием дополнительного фактора «раскачки» колебаний, обусловленного действием ближних полей диполей и способного периодически изменять фазовое соотношение поля и поляризованности.

Отметим, что особенности зависимости характера решений нелинейной системы (1.4) от параметров дефекта частоты и уровня поглощения качественно описываются соотношениями (2.3)–(2.5), формулируемыми для линеаризованного аналога модели. Это подтверждается и вариантами расчёта развёрток  $e_r^2(t)$ , приведенных на рисунке 3.2.

Рисунок 3.2 демонстрирует зависимость переходной динамики отраженного излучения от уровня возбуждения. Здесь же приведены фазовые портреты соответствующих решений (1.4) (рисунок 3.2 (a'–z')). Для относительно слабого возбуждения характерен аperiodичный режим выхода на стационарный режим (рисунок 3.2 (a, d)). В области бистабильности возможен резкий переход к осцилляторному сценарию переходной динамики – фазовая кривая способна «захватить» окрестность точки равновесия с меньшим значением  $n_s$  и относительно слабым затуханием. Наиболее явно это выражено на вариантах рисунка 3.2 (б, e) (при уровне возбуждения, соответствующем вариантам рисунка 3.2 (a, d), этого не происходит).

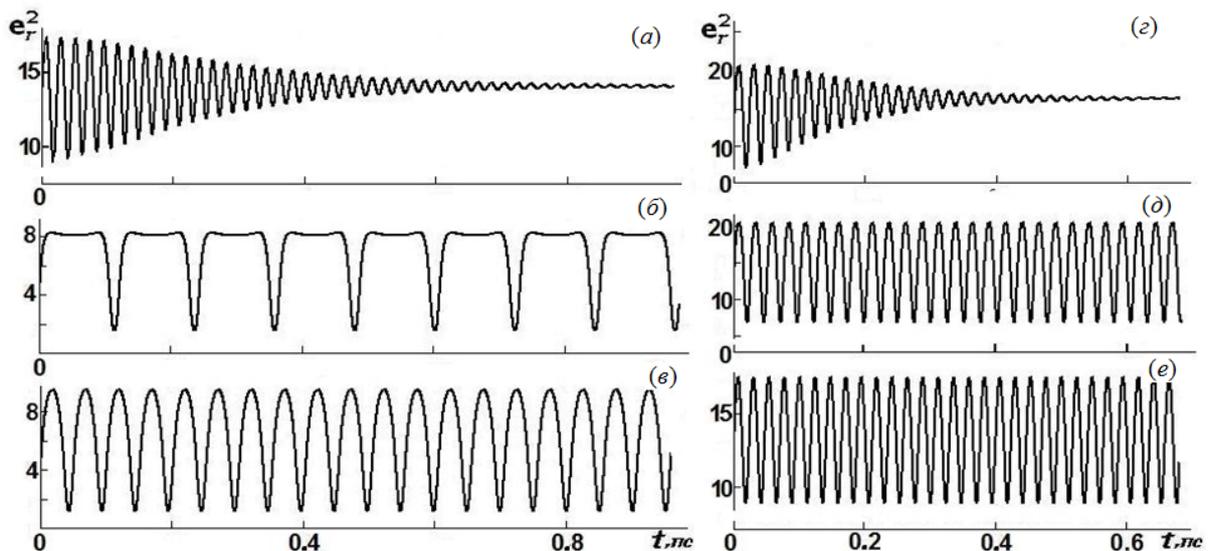


Рисунок 3.1 – Временная структура плотности отраженного поля,  $\kappa = 0.6$  (a–в),  $1.0$  (z–e),

$$e_0^2 = 40 \text{ (a, z-e)}, 13.5 \text{ (б, в)}, \Delta\omega = -0.3 \text{ (a, z)}, 0 \text{ (б, в, д, e)};$$

$$\gamma = 1.58 \text{ (a, б, z, д)}, 0 \text{ (в, e)}, T_2 = 5.0 \cdot 10^{-13} \text{ c}, \lambda = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

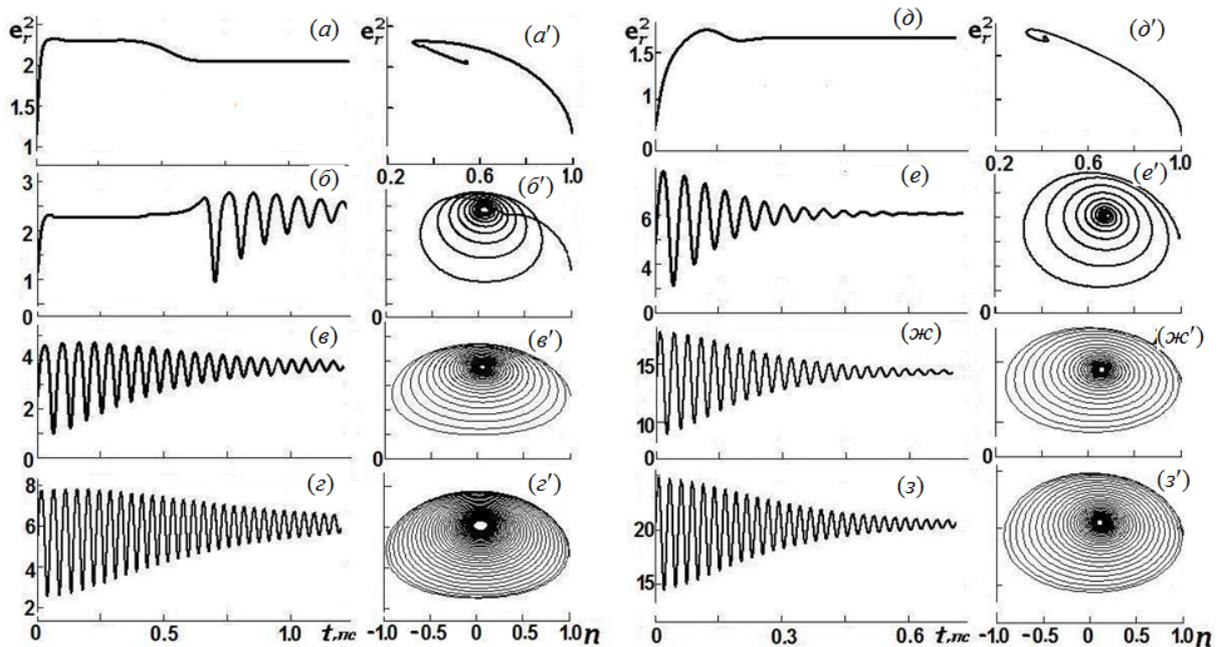


Рисунок 3.2 – Временная картина отражённого излучения (а–з) и соответствующие фазовые кривые системы (1.4) (а'–з'):  $\kappa = 0.6$ ,  $\Delta\omega = -0.1$  (а–г),  $-0.5$  (д–е),  $e_0^2 = 3.55$  (а),  $3.56$  (б),  $7.5$  (в),  $15$  (г, е),  $1.9$  (д),  $40$  (ж),  $60$  (з),  $T_2 = 5.0 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ ,  $\lambda = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$

Аналогичный «захват» фазовых траекторий в окрестности особых точек с «меньшей» степенью устойчивости типичен для остальных вариантов расчёта (рисунок 3.2 (в, г, ж, з)). Отметим, что пульсации  $e_r^2$  объясняются именно нутационным фактором – колебания населенности, затухая к равновесному значению  $n_s > 0$ , знакопеременны (рисунок 3.2 (б'–г', е'–з')), то есть происходит накачка среды и высвечивание возбужденных центров. С ростом уровня возбуждения, как показывают и оценки значений мнимой части  $\beta$  на основе (2.5), частота пульсаций  $e_r^2$  нарастает, время их релаксации из-за потери когерентности с увеличением отстройки  $\Delta\omega$  снижается. Сравнение вариантов рисунка 3.2 (соответственно, б'–г' и е'–з') показывает, что при меньшем уровне поглощения контраст картины осцилляций выше. Динамические закономерности переходных процессов резонансного отражения в случае незначительной отстройки от резонанса поглощения можно, таким образом, эффективно использовать для модуляции излучения.

### Заключение

Анализ динамики отражения резонансного излучения поверхностной активной плёнкой выполнен в работе в рамках приближения особо тонкого слоя, использованного для уравнений Максвелла – Блоха. Учёт диполь-дипольного взаимодействия, типичного для плотных резонансных сред, при этом даёт возможность рассмотреть

следствия линейной и нелинейной фазовой модуляции излучения. Для модельных параметров, соответствующих квантоворазмерным полупроводниковым структурам, качественный анализ и численное моделирование предложенной схемы расчёта вскрывают нелинейные осцилляторные особенности переходных динамических процессов в системе «квазистационарное поле излучения – резонансная плёнка». Характеристики осцилляций, в том числе амплитуда, частота и контраст, определяются мощностью отражаемого излучения, его спектральной близостью к резонансу поглощения, уровнем резонансного поглощения.

Основным результатом работы является установление возможности временной модуляции первоначально квазинепрерывного излучения в ходе резонансного отражения тонким активным слоем для условий относительной слабости релаксационных процессов. Резонансное преобразование светового поля при отражении в режиме когерентного взаимодействия можно использовать для формирования оптических сигналов в сверхбыстрых процессах взаимодействия излучения с тонкими активными плёнками, а также для целей диагностики оптических свойств структур пониженной размерности.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Linear and Nonlinear Optical Measurements of the Lorentz Local Field* / J.J. Maki [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67, № 8. – P. 972–975.

2. *Excitation dependence of resonance line self-broadening at different atomic densities* / H. Li [et al.] // *Journal of Phys. B: Atomic, Mol. and Opt. Phys.* – 2009. – Vol. 42. – P. 065203–9.
  3. *Boyd, R.W.* Local field effects in enhancing the nonlinear susceptibility of optical materials / R.W. Boyd, J.J. Maki, J.E. Sipeb // *Nonlinear Optics: Fundamentals, Materials and Devices.* – 1992. – P. 63–76.
  4. *Афанасьев, А.А.* Влияние ближних диполь-дипольных взаимодействий на действительную часть восприимчивости плотной резонансной среды / А.А. Афанасьев, С.Ю. Михневич // *ЖПС.* – 2002. – Т. 69, № 3. – С. 343–346.
  5. *Мальшев, В.А.* Оптическое переключение и автоосцилляции отражения, вызванные локальным полем / В.А. Мальшев, Э.К. Харке // *Опт. и спектр.* – 1997. – Т. 82, № 4. – С. 630–634.
  6. *Афанасьев, А.А.* Оптические солитоны в плотных резонансных средах / А.А. Афанасьев, Р.А. Власов, А.Г. Черствый // *ЖЭТФ.* – 2000. – Т. 117, № 3. – С. 489–495.
  7. *Panzarini, G.* Self-induced transparency in semiconductor quantum dots / G. Panzarini, U. Hohenester, E. Molinari // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol. 65, № 16. – P. 165322-1–6.
  8. *Каплан, А.Е.* Поведение локальных полей в нанорешётках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, «магические» числа и оптическая бистабильность / А.Е. Каплан, С.Н. Волков // *УФН.* – 2009. – Т. 179, № 5. – С. 539–547.
  9. *Damping of exciton rabi rotations by acoustic phonons in optically excited InGaAs/GaAs quantum dots* / A.J. Ramsay [et al.] // *Phys. Rev. Letts.* – 2010. – Vol. 104. – P. 01740-2–6.
  10. *Haug, H.* Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors / H. Haug, S.W. Koch // Singapore: World Scientific, 1994. – 492 p.
  11. *Гадомский, О.Н.* Эхо-спектроскопия поверхности / О.Н. Гадомский, Р.А. Власов // Мн.: Наука і тэхніка, 1990. – 216 с.
  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. *Захаров, С.М.* Нелинейное взаимодействие света с тонким слоем поверхностных резонансных атомов / С.М. Захаров, Э.А. Манькин // *ЖЭТФ.* – 1994. – Т. 106. – С. 1053–1065.
  14. *Allen, L.* Optical Resonance and Two-level Atoms / L. Allen, J.H. Eberly. – New-York: Wiley, 1975. – 256 p.
- Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект Ф14М – 146).*
- Поступила в редакцию 21.01.15.*