

УДК 532.37

## УСТОЙЧИВОСТЬ ОСЦИЛЛЯТОРНЫХ РЕШЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА – БЛОХА В ЗАДАЧЕ О СВЕТОМОДУЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВАХ ТОНКИХ ПЛЕНОК РЕЗОНАНСНЫХ СРЕД

**Авторы:** Тимощенко Елена Валерьевна, кандидат физико-математических наук, доцент;  
Юревич Юрий Владимирович, аспирант

**Контактная информация:** тел.: 0222 251737, (029) 8422988 (МТС); эл. почта: va\_yurevich@mail.ru.

**Описание:** В рамках полуклассического подхода к изучению взаимодействия света с веществом проведен анализ динамики нелинейного отклика тонкого граничного слоя плотной резонансной среды на поле когерентного излучения. Установлена возможность проявления релаксационной колебательной структуры в первоначально непрерывном излучении, отраженном тонким слоем. Для модельных параметров квантоворазмерных полупроводниковых систем формулируются условия возникновения светодинамического эффекта.

**Description:** Within the framework of the semiclassical approach to the study of the interaction of light with media the computing estimation of the thin film nonlinear response dynamics on the case of dense resonant medium is made. The possibility of arising of the transient vibrational temporal structure in the initially continuous lasing field reflected from a thin layer. For the model parameters of semiconductor quantum-size structures are formulated conditions for the light dynamic effects occurrence.

**Область применения разработки:** Теоретическая физика. Промышленность. Образование.

**Планируемое внедрение разработки:** По задаче внедрения предполагается сотрудничество с научными группами из ОАО «Пеленг», СП «Solar» и «Lotis Tii», из НИС ГУВПО «Белорусско-Российский университет», а также с лабораторией физики и техники полупроводников и систем преобразования световых полей ИФ НАН Беларуси, НИЛ факультета радиофизики и инфотехнологий БГУ.

**Основные преимущества разработки:** Результаты проведенных расчетов содержат доказательство возможности нелинейных релаксационных осцилляций в когерентном излучении, отраженном тонким слоем плотной резонансной среды. Используются методы компьютерного моделирования и качественного исследования систем кинетических уравнений. Расчетное изучение действенности одного из светодинамических нелинейных фазовых эффектов – диполь-дипольного взаимодействия – проведен в рамках выполнения Проекта № Ф14М – 46 по договору с БРФФИ.

В нестационарном энергообмене 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 зарегистрировано в экспериментах [1]. 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 [2, 3], самоиндуцированная неустойчивость, приводящая к развитию автоколебаний в прошедшем излучении, и солитонное распространение коротких импульсов в подобных материалах [4].

Развитие лазерно-оптических технологий в направлении миниатюризации оптических элементов ведет 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 в связи с применением тонких слоев плотных сред на основе полупроводниковых наноструктур, образованных квантовыми точками. Элементы наноструктур обладают большими дипольными моментами, связанными с экситонными переходами: их величина в структурах на основе, например,  $GaNAsSb$  или  $InGaAs/GaAs$ , способна достигать значения до  $1 \dots 3 \cdot 10^{-28}$  Кл·м [5]. Применение квантовой резонансной модели взаимодействия при анализе динамики когерентных оптических явлений в используемых в лазерной физике полупроводниках детально обосновано, например, в [6]. Особенность активных граничных пленок состоит в том, что при резонансном воздействии света в отраженных пучках существенна дополнительная к френелевскому отражению (преломлению) составляющая, которая обусловлена резонансной поверхностной поляризацией [7]. Влияние этого компонента (его называют сверхизлучательным) на отражательную способность тонкого слоя еще более значительно в условиях больших дипольных моментов экситонных частиц – возникает особый нелинейный вклад в эффективную частотную отстройку поля и резонансной поляризованности.

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 пленок. Изучение закономерностей возникновения временных осцилляций в отраженном световом поле дает возможность оценки динамических светомодуляционных свойств тонких активных пленок из материалов, обычно используемых в оптике и лазерной физике.

### Основная часть

## 1 Основные уравнения

Для изучения устойчивости квазиравновесных состояний основной модели двухуровневой резонансной схемы взаимодействия поля излучения и среды граничного активного слоя сформулирована расчетная схема, которая аналогична системе уравнений Максвелла-Блоха. Слой, содержащий активные центры, считается пленкой плотной резонансной среды с показателем преломления  $n$ ; его толщина  $l$  значительно меньше длины волны действующего поля  $\lambda = 2\pi c/\omega$ . Исходная система, аналогичная использованной, например, в работе [4], преобразована в рамках приближения особо тонкого слоя резонансных атомов [7] и записывается для вероятностей поляризованности  $\rho(t)$  и разности заселенности  $n(t)$ , изменяющихся под действием светового поля напряженности  $E(t)$  действующего

щей плоской волны ( $e_i$  и  $e_r$  – нормированные квазистационарные амплитуды внешнего и отраженного полей):

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= nT_0 e_i - \left( \frac{1}{\tau_2} + \sigma n \right) \rho - i(\omega_0 - \omega - \sigma \gamma n) \rho, \\ \frac{dn}{dt} &= \frac{1-n}{\tau_1} - T_0 e_i \operatorname{Re} \rho + \sigma |\rho|^2. \quad e_r = -R_0 e_i - \sigma \rho. \end{aligned} \quad (1)$$

Масштабирование амплитуд поля и используемых в системе (1) материальных коэффициентов основывалось на замене переменных  $e_{i,r} = \mu E_{i,r} / \hbar$  и введении следующих параметров: показателя ненасыщенного поглощения слоя на частоте резонанса  $\omega_0$ ,  $\sigma \tau_2 = \mu^2 N l \omega \tau_2 / \epsilon_0 \hbar c (\eta + 1)$  и нормированного коэффициента при локальной лорентцовой поправке  $\gamma = (\eta + 1) \lambda / 6 \pi l$ . Здесь:  $\mu$  – модуль среднего дипольного момента активных центров,  $N$  – их концентрация,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  – времена продольной и необратимой фазовой релаксации,  $R_0 = (\eta - 1) / (\eta + 1)$  и  $T_0 = 2\eta / (\eta + 1)$  – френелевские величины отражения и пропускания пленки. Частотная отстройка в уравнении для поляризованности выражается суммой дефекта частоты  $\omega - \omega_0$  и лорентцовой поправки с коэффициентом  $\gamma$ . Динамика отражения согласно уравнениям (1) должна определяться осцилляциями поляризованности в условиях ее релаксации. Влияние на эту динамику фазовой модуляции, эффективной в условиях отстройки частоты внешнего сигнала, и вариаций фазового соотношения, вызванной влиянием ближних полей элементарных диполей в структуре тонкой резонансной пленки, может быть существенным.

## 2 Качественный и численный анализ модели

В предположении, что входное поле стационарно, т. е.  $e_i(t) = e_0$ , нетрудно получить выражения для равновесных состояний системы (1):

$$\begin{aligned} \rho_s &= \frac{n_s \tau_2 e_0 T_0}{(1 + \sigma \tau_2 n_s)^2 + (\Delta + \sigma \tau_2 \gamma n_s)^2} [1 + \sigma \tau_2 n_s + i(\Delta + \sigma \tau_2 \gamma n_s)], \\ \frac{1 - n_s}{n_s} &= \frac{S T_0^2}{(1 + \sigma \tau_2 n_s)^2 + (\Delta + \sigma \tau_2 \gamma n_s)^2}, \quad \Delta = (\omega - \omega_0) \tau_2, \end{aligned} \quad (2),$$

где  $S = \tau_1 \tau_2 e_0^2$  – нормированная по уровню мощности насыщения интенсивность. Второе выражение в соотношениях (2) указывает, что равновесные состояния системы (1) должны характеризоваться бистабильностью. В области параметров, соответствующих бистабильным состояниям, в первоначально непрерывном излучении могут развиваться самопульсации.

Линеаризация системы (1) в окрестности равновесных состояний, определяемых из выражений (2), приводит к формулировке характеристического уравнения относительно  $\kappa$  (показателя степени в экспоненциальных решениях линеаризованного аналога системы (1)):

$$\begin{aligned} (\kappa + \tau_2 / \tau_1) (\kappa + 1 + \sigma \tau_2 n_s)^2 + \frac{1 + \Delta^2 - \sigma \tau_2 (1 + \gamma \Delta)}{(1 + \sigma \tau_2 n_s)^2 + (\Delta + \sigma \tau_2 \gamma n_s)^2} S T_0^2 (\kappa + 1 + \sigma \tau_2 n_s) + \\ (\Delta + \sigma \tau_2 \gamma n_s)^2 (\kappa + \tau_2 / \tau_1) - \frac{\sigma \tau_2 (\Delta + \gamma) (\Delta + \sigma \tau_2 \gamma n_s)}{(1 + \sigma \tau_2 n_s)^2 + (\Delta + \sigma \tau_2 \gamma n_s)^2} S T_0^2 = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

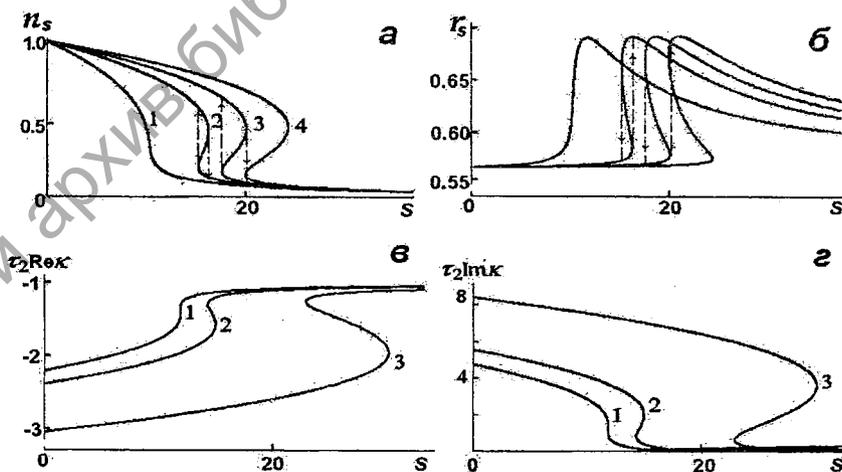
Это – уравнение третьей степени, мнимой частью его корни обладают при условиях, если

$$\tau_2 / \tau_1 \ll 1; \quad [1 + \Delta^2 - \sigma \tau_2 (1 + \gamma \Delta)] (1 + \sigma \tau_2 n_s) < \sigma \tau_2 (\Delta + \gamma) (\Delta + \sigma \tau_2 \gamma n_s).$$

Этими условиями определяется возможность существования гармонических решений уравнений (1), кривые из произвольных точек в фазовом пространстве системы (1) устремляются к особым точкам по траекториям, соответствующими ситуации со сложным фокусом. Положение этих точек в фазовом пространстве описывается выражениями (2). Отметим, что равновесные состояния модели (1) устойчивы (действительная часть  $k$  всегда отрицательна, с нарастанием  $S$  приближаясь к  $-1$ ), но скорости перехода к стационарному состоянию при разном уровне возбуждения различны и зависят от соотношения материальных параметров слоя. Поэтому такой переход с осцилляторной временной структурой (назовем ее релаксационной) способен занимать существенный промежуток времени и может быть зарегистрирован в эксперименте. По данным измерения параметров этой модуляционной структуры в отраженном излучении – периода и скорости релаксации – можно оценивать характеристики тонких пленок.

Уравнения (2), (3) удобно рассчитать параметрически – известно, что вероятность разности заселенности по мере насыщения (нарастания интенсивности  $S$ ) способна снижаться, изменяясь в пределах от 1 до 0. Поэтому при определении зависимостей населенности и значений комплексных корней уравнения (3) от интенсивности  $S$  переменная  $n$  полагалась в этих пределах линейно нарастающим неотрицательным параметром и производилось вычисление соответствующих величин. Параметры расчетной схемы (2), (3) перекрывались с областью спектроскопических величин, присущих квантоворазмерным полупроводниковым структурам. Примерные характеристики которых взяты из работы [5], где рассмотрены структуры на основе  $InGaAs$ , нелинейно реагирующие на излучение в экситонной области спектра.

На рисунке 1 приведены характерные результаты расчетов. Кривые 1 – 4 (рис. 1, а) и 1 – 3 (рис. 1, в, г) различаются значениями поглощения  $\sigma_2$  в предположении, что вариации резонансного поглощения в слое определяются изменением концентрации  $N$ ; зависимости, изображенные кривыми 1 – 4 на рисунке 1, б, различны по линейной отстройке  $\Delta$ . При определенных значениях материальных параметров нелинейные зависимости неоднозначны.



**Рис.** Нелинейная зависимость разности населенностей (а), эффективного коэффициента отражения слоя (б), действительной (в) и мнимой (г) части  $k$  от плотности внешнего излучения (на отдельных кривых указаны направления гистерезисных скачков):  
 $\sigma_2 = 0.6$  (кривая 1), 1.0 (2), 1.2 (3), 1.5 (4)  $\Delta = -0.3$  (а),  $\sigma_2 = 1.2$ ,  $\Delta = 0.1$ (2),  $-0.1$ (2),  $-0.3$ (3),  $-0.5$ (4) (б);  $\sigma_2 = 0.7$ (1), 1.0(2), 1.5(3),  $\Delta = -0.5$ (в,г);  $\gamma = 1.58$ ,  $\eta = 3.6$ ,  $\tau_1 = 5.0 \cdot 10^{-9}$  с,  $\tau_2 = 5.0 \cdot 10^{-12}$  с,  $\lambda = 1.3 \cdot 10^{-6}$  м

Неоднозначность в зависимости  $n_s(S)$ , как известно, означает бистабильность – одному и тому же значению мощности входного излучения соответствуют два равновес-

ных значения материальных переменных. При изменении интенсивности  $S$  среда обычно плавно переходит к новому равновесному состоянию (кривые 1). С наличием же бистабильного свойства отклика в точках поворота кривых такой переход совершается скачком (кривые 2 – 4 рис. 1, а, б). При циклическом изменении  $S$  стационарный отклик среды демонстрирует гистерезис. Проявление гистерезиса происходит при отрицательных значениях дефекта  $\Delta\omega$ . В этом случае при изменении населенности система способна достичь эффективного резонанса – частотная отстройка в (2) или (3) становится нулевой. Ширина гистерезиса (расстояние между точками поворота кривых) зависит от значений от уровня резонансного поглощения  $\sigma\tau_2$  и особо критична к величине дефекта резонанса  $\Delta$ . Эту особенность резонансного отклика интересно отметить на гистерезисных зависимостях эффективного стационарного отражения  $r_s = e_r^2/e_0^2$  (рис.1, б), рассчитываемого также на основе (2), (3):

$$r_s = R_0 + \frac{2\sigma\tau_2 n_s}{(\eta+1)} \frac{1 + (1+n_s)(\Delta + \sigma\gamma\tau_2 n_s) + \sigma\tau_2 n_s}{[1 + (\Delta + \sigma\gamma\tau_2 n_s)^2 + \sigma n_s]^2 + \sigma^2 \tau_2^2 n_s^2 (\Delta + \gamma n_s)^2}.$$

Изменение действительной и мнимой частей экспоненциального показателя с увеличением  $S$  также нелинейно (рис. 1, в, з) и в области бистабильности  $n_s(S)$  может характеризоваться резким скачком. С ростом уровня возбуждения время перехода к установившемуся режиму должно возрастать (рис. 1, в), снижается частота осцилляций (рис. 1, з).

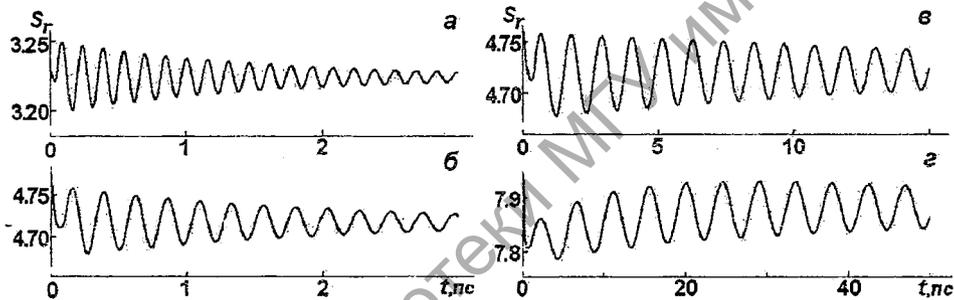


Рис. 2. Временная зависимость нормированной интенсивности отраженного поля  $S_r = \tau_1 \tau_2 e^{r^2}$ :  $S_0 = 5$  (а), 10.0 (б), 11 (в), 16 (з);  $\sigma\tau_2 = 1.5$ ,  $\Delta = -0.5$ ,  $\gamma = 1.58$ ,  $\eta = 3.6$ ,  $\tau_1 = 5.0 \cdot 10^{-9}$  с,  $\tau_2 = 5.0 \cdot 10^{-12}$  с,  $\lambda = 1.3 \cdot 10^{-6}$  м

Результаты качественного анализа подтверждены данными численного интегрирования системы (1). Решение проводилось методом Рунге-Кутты для начальных условий, соответствующих отражению светового сигнала с нормированной стационарной интенсивностью  $S_0 = T_0 \tau_1 \tau_2 e_0^2$  тонким слоем среды в невозбужденном состоянии (то есть  $\rho(t=0) = 0$ ,  $n(t=0) = 1$ ). Масштаб явления по уровню средней напряженности  $e_0$  соответствовал резонансному отражению прямоугольного импульса с интенсивностью не выше  $5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> планарной пленкой толщины  $l$ , не превышающей  $\sim 10^{-7}$  м; концентрация активных центров  $N$  предполагалась в пределах  $1 \dots 5 \cdot 10^{24}$  м<sup>-3</sup>, частота резонанса  $\omega_0$  избрана примерно равной  $1.45 \cdot 10^{15}$  рад/с. Характерные временные развертки переходного процесса изображены на рисунке 2 и наглядно выражают зависимость осцилляторной картины излучения от входных параметров поля.

#### Заключение

Основным результатом работы является установление возможности временной модуляции первоначально квазинепрерывного излучения в ходе резонансного отражения тонким активным слоем. Резонансное преобразование светового поля при отражении в импульсном режиме взаимодействия можно использовать для формирования оптических сигналов, а также для целей диагностики оптических свойств структур пониженной размерности.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Linear and Nonlinear Optical Measurements of the Lorentz Local Field / J.J. Maki [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol.67, No 8. – P. 972–975.
2. 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.
3. Малышев, В.А. Оптическое переключение и автоосцилляции отражения, вызванные локальным полем / В.А. Малышев, Э.К. Харке // Опт. и спектр. – 1997. – Т. 82. – С. 630–634.
4. 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.
5. Panzarini, G. Self-induced transparency in semiconductor quantum dots / G. Panzarini, U. Hohenester, E. Molinari // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65, No 16. – P. 165322-1–6.
6. Haug, H. Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors / H. Haug, S.W. Koch // Singapore: World Scientific, 1994. – 492 p.
7. Гадамский, О.Н. Эхо-спектроскопия поверхности / О.Н. Гадамский, Р.А. Власов // Минск: Наука і техника, 1990. – 216 с.