

АВТОМОДУЛЯЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО СКВОЗЬ ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ РЕЗОНАТОР

Е.В.Глазунова¹, Е.В.Глазунов², В.А.Юревич¹

¹Могилёвский государственный университет, ул.Космонавтов, 1,
212022 Могилёв, Беларусь, msu@msu.unibel.by

²Институт прикладной оптики Национальной АН Беларуси, Могилёв

Введение. Нелинейная оптика тонкопленочных структур привлекает к себе внимание в связи с возможностью их использования в системах и устройствах обработки информации. Ряд закономерностей, свойственных этим физическим объектам, анализировался для режима воздействия ультракоротких световых импульсов [1-3]. При этом использовано приближение особо тонкого слоя с толщиной, существенно меньшей длины волны излучения [4], позволяющее существенно упростить математическую задачу анализа динамики светового поля в пленках, представляемыми ансамблями активных атомов.

Постановка задачи. В работе [5] аналогичный подход с применением приближения тонкого слоя использовался для расчетной интерпретации реально наблюдавшегося эффекта самоиндуцированной временной неустойчивости в квазинепрерывном излучении, резонансно воздействующем на планарную систему из нелинейных слоев. Механизм происхождения регулярных структур в излучении, прошедшем систему, как предполагалось, имел балансный характер. Фазовая автомодуляция поля в резонансной среде изменяла эффективность вынужденного поглощения, периодически ослабляя его в одном слое и интенсифицируя в другом. Аналитическая модель эффекта, основанная на уравнениях Максвелла-Блоха, поэтому модифицировалась в рамках обобщенной 2-уровневой схемы взаимодействия, позволяющей учесть нелинейность рефракции в среде, обусловленную светоиндуцированной модификацией системы энергетических уровней поверхностных состояний внутри запрещенной зоны материала тонких пленок [6]. В настоящей работе проводится существенное уточнение расчета – в реальной модели один из активных слоев, обычно представляющий собой подложку для осаждаемой на него второй пленки, по толщине превышал длину волны и, следовательно, мог оказаться резонатором. Соответственно в расчетах одна из пленок представляла собой резонатор, заполненный активной средой. Такая система может характеризоваться дополнительной критичностью по отношению к частоте излучения. Границы зоны параметров, в которой ожидается возникновение эффекта автомодуляционной неустойчивости светового поля, должны тогда измениться, результаты оценки этого смещения приведены ниже.

Рассмотрена 2-слойная тонкопленочная структура, окруженная диэлектрическими средами с проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Со стороны среды с проницаемостью ϵ_1 на пленки нормально падает плоская световая волна частоты ω , первая из пленок имеет бóльшую толщину. Длительность импульса поля световой волны предполагалась значительно превышающей оптический период и времена поперечной релаксации активных частиц в пленках. Ставилась задача определения условий возникновения автомодуляционных изменений во временной структуре излучения. Существенным при этом являлся учет резонансной нелинейности показателя преломления в обоих слоях, а также отражения на границах раздела и реакции сред на резонансное излучение при его прохождении сквозь пленки. Первая из них является резонатором, который в нашей модели рассматривается в приближении среднего поля. Нелинейное пропускание слоя, образующего резонатор, оказывается критичным не только к отстройке частоты внешнего поля от центра линии поглощения, но также зависит от различия этой частоты от частоты резонаторной моды [7].

Расчетная модель. Динамика системы, как и в [5], описывается кинетическими уравнениями для разностей заселенности резонансных уровней в обеих пленках – n_1 и n_2 :

$$\begin{aligned} \dot{n}_1 &= \frac{1}{\tau_{11}} [n_{01} - n_1(1 + G_1 Y_1)] \quad \dot{n}_2 = \frac{1}{\tau_{12}} [n_{02} - n_2(1 + \sigma G_2 Y_2)] \\ \gamma_j &= \nu_j / \left\{ \left(1 + \kappa_j G_j n_j \right)^2 + \left[\kappa_j \Delta_j G_j n_j - \beta_j (n_{0j} - n_j) + \Delta\omega \tau_{ij} \right]^2 \right\} \quad (j = 1, 2), \\ Y_1 &= \gamma_1 \left[2 - \gamma_2 - 2\sqrt{\gamma_2(1 - \gamma_2)/\nu_2} \cdot (1 + \kappa_2 G_2 n_2) \right] \cdot Y_i \quad , \quad Y_2 = \gamma_1 \gamma_2 Y_i \quad , \quad (1) \end{aligned}$$

где параметры с индексами 1 и 2 описывают первый и второй слой. Здесь Y_1 и Y_2 – нормированные по уровню насыщающей мощности интенсивности поля в пленках, $Y_i(t)$ – интенсивность внешнего поля, n_{01} и n_{02} – начальные значения разностей заселённости, κ_1 и κ_2 – параметры ненасыщенного поглощения, Δ_1 и Δ_2 – нормированные отстройки частоты ω от центров линий, соответственно $G_1 = 1/(1 + \Delta_1^2)$ и $G_2 = 1/(1 + \Delta_2^2)$ – величины факторов, β_1 и β_2 – параметры рефракционной нелинейности. Величинами γ_1 и γ_2 определено эффективное пропускание пленок, изменяющееся из-за насыщения; ν_1 и ν_2 – параметры френелевского пропускания пленок, σ – отношение сечений переходов на резонансных частотах в обоих слоях, $\Delta\omega$ – частотная отстройка внешнего поля по отношению к моде резонатора, τ_{1r} – время релаксации излучения в резонаторе ($\tau_{2r} = 0$). Поле, действующее в среде резонатора, является суперпозицией полей излучения, прошедшего через первую границу и отраженного вторым слоем, с учетом самоиндуцированного фазового сдвига. Отметим, что из-за различия времён продольной релаксации τ_{11} и τ_{12} , а также се-

чений перехода, пропускание γ_1 и γ_2 с разной характерной инерционностью и обратимостью зависит от насыщающих интенсивностей действующих в пленках полей Y_1 и Y_2 .

Система (1) допускает возможность качественного изучения устойчивости ее равновесных состояний n_{1s}, n_{2s} при условии, что на структуру падает квазинепрерывное поле с интенсивностью $Y_i = Y_o$. Формально выражения для этих состояний определяются сингулярными пределами уравнений (1):

$$n_{1s} = n_{01}/(1 + G_1 Y_1) \quad , \quad n_{2s} = n_{02}/(1 + \sigma G_2 Y_2) \quad (2)$$

где Y_{1s}, Y_{2s} – стационарные интенсивности, и представляют собой систему нелинейных алгебраических уравнений относительно стационарных значений n_{1s}, n_{2s} .

Качественный анализ и расчетное моделирование. Линеаризация (1) в окрестности решений (2) позволяет сформулировать характеристический полином $\Phi(\eta) = \eta^2 - 2\alpha \cdot \eta + \mu$. Устойчивость состояния равновесия (1) определяется корнями $\eta_{1,2}$ полинома $\Phi(\eta)$, значения которых выражаются через его коэффициенты:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[1 + \sigma \cdot A_2 \gamma_{2s} Y_o + \frac{1}{\tau} (1 + A_1 \gamma_{1s} Y_o) \right] \quad , \quad \tau = \frac{\tau_{11}}{\tau_{12}} \quad ,$$

$$\mu = \frac{1}{\tau} \left[(1 + A_1 \gamma_{1s} Y_o)(1 + \sigma \cdot A_2 \gamma_{2s} Y_o) + 4\sigma \kappa_1 \kappa_2 \gamma_{1s} \gamma_{2s} n_{1s} n_{2s} G_1 G_2 B \cdot Y_o^2 \right] \quad ,$$

$$A_1 = G_1 (1 - 2\kappa_1 \gamma_{1s} n_{1s} C_1) \left[2 - \gamma_{2s} - 2\sqrt{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})/\nu_2} (1 + \kappa_2 n_{2s} G_2) \right] \quad , \quad A_2 = G_2 (1 - 2\kappa_2 \gamma_{2s} n_{2s} C_2) \gamma_{1s} \quad ,$$

$$B = \frac{C_1 C_2}{\nu_{2s}} \left[1 + (1 + G_2 \kappa_2 \gamma_{2s} n_{2s}) \frac{1 - 2\gamma_{2s}}{\sqrt{\nu_{2s} \gamma_{2s} (1 - \gamma_{2s})}} \right] \gamma_{2s}^2 \gamma_{1s}^2 - G_2 \gamma_{1s}^2 \sqrt{\frac{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})}{\nu_{2s}}} \quad ,$$

$$C_j = \sigma G_j (1 + \kappa_j n_{2s} G_j) + \kappa_j \tau (G_j \Delta_j + \beta_j) \cdot [\kappa_j n_{js} G_j \Delta_j - \beta_j (n_{0j} - n_{js}) + \Delta \omega \tau_{ij}] \quad (j = 1, 2) \quad (3)$$

где

$$\gamma_{js} = \nu_j \left[\left(1 + \frac{\kappa_j G_j}{1 + \sigma_j G_j Y_{js}} \right)^2 + \left(G_j \frac{\Delta_j \kappa_j - \beta_j Y_{js}}{1 + \sigma_j G_j Y_{js}} + \Delta \omega \tau_{ij} \right)^2 \right]^{-1} \quad (\sigma_1 = 1, \quad \sigma_2 = \sigma) \quad ,$$

$$Y_{1s} = \frac{Y_{2s}}{\sigma} \left[2 - \gamma_{2s} - 2\sqrt{\frac{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})}{\nu_2}} \left(1 + \frac{\kappa_2 G_2}{1 + \sigma G_2 Y_{2s}} \right) \right] \quad .$$

Существование пары комплексно-сопряженных корней с положительной действительной частью указывает на возможность неустойчивости, соответствующей гармоническим решениям линеаризованной системы с частотой $\Omega = \sqrt{\mu - \alpha^2}$. Фазовые траектории решений исходной нелинейной системы в этом случае в качестве аттрактора способны иметь предельный цикл и описывать некоторую периодическую зависимость $Y_2(t)$.

Область возможных осцилляторных решений (1) может быть определена с использованием (2), (3) при задании Y_{2s} как неотрицательного линейно нарастающего параметра и рассчитанных значениях изменения коэффициента затухания α , дискриминанта $D = \alpha^2 - \mu$ и Y_0 как функций Y_{2s} при фиксированных значениях остальных коэффициентов (1). Решениям этого типа, существующим при условиях $D < 0$ и $\alpha < 0$ должно соответствовать формирование регулярной автомодуляционной составляющей в интенсивности отраженного (проходящего) излучения. Анализ расчетных кривых, подобных изображенным на рис.1, позволяет сделать вывод о том, что для существования такого режима взаимодействия необходимо значительное различие релаксационных констант τ_{11}, τ_{12} , характеризующих обратимость пропускания пленок с насыщаемым поглощением при снижении мощности возбуждения. Режим может возникать в определенном диапазоне внешней интенсивности Y_0 , который зависит от величины отстройки $\Delta\omega$. Эффект особо критичен по отношению к значениям σ и параметрам нелинейности β_1, β_2 , при этом данная зависимость проявления носит пороговый характер. Последнее свидетельствует, в частности, о том, что описываемая неустойчивость поля существенно связана со свойством индуцированных светом изменений рефракции в нелинейных средах пленочной структуры.

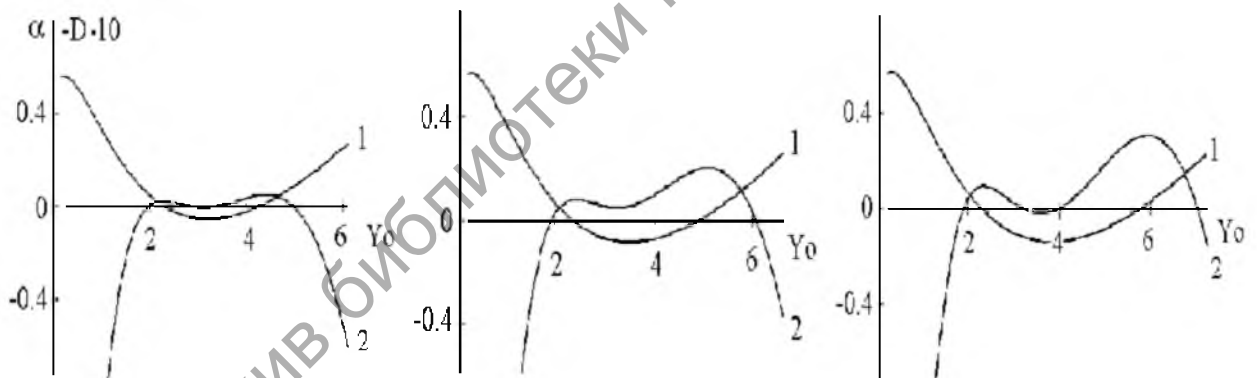


Рис.1. Зависимость коэффициента затухания (кривая 1) и дискриминанта (2) характеристического уравнения от интенсивности поля возбуждения: $\Delta\omega\tau_{1r} = 0.1$ (а), 0.33 (б), 0.5 (в), $G_1\kappa_1 = 0.08$, $G_2\kappa_2 = 0.03$, $\Delta_1 = -1.0$, $\Delta_2 = 1.4$, $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$, $\sigma = 4.0$, $\tau = 100$.

Устойчивость периодического решения для интенсивности $Y_2(t)$ и его характер исследованы путем численного интегрирования исходной системы уравнений (1) методом Рунге-Кутты. Вид рассчитанных периодических зависимостей $Y_2(t)$ представлен на рис. 2, а-д. Модуляционной составляющей Y_2 присущ относительно невысокий контраст, в целом, определенным образом связанный с величиной частоты модуляции. Переходу к устойчивой регулярной структуре в интенсивности предшествует этап «разгорания» - несколько всплесков с нарастающим периодом и амплитудой колебаний.

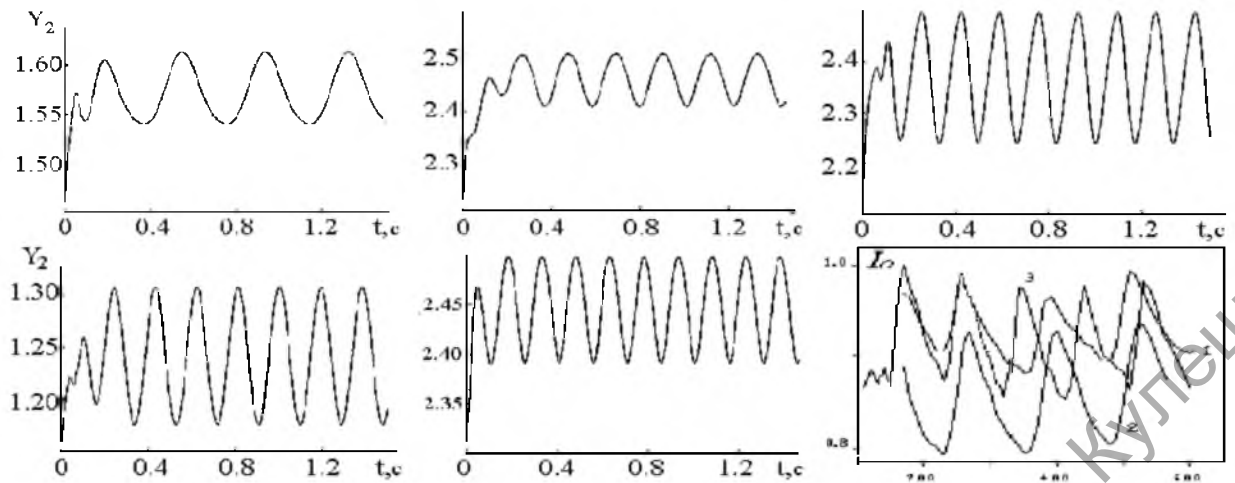


Рис.2. Временная зависимость интенсивности поля Y_2 во второй пленке при $Y_0 = 2.6$ (а), 4.0 (б, в), 2.4 (г), 4.8 (д), $\Delta\omega\tau_{1r} = 0.1$ (а,б), 0.33 (в), 0.5 (д,е), $G_1\kappa_1 = 0.08$, $G_2\kappa_2 = 0.03$, $\Delta_1 = -1.0$, $\Delta_2 = 1.4$, $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$, $\sigma = 4.0$, $\tau = 100$, $\tau_{12} = 10^{-4}$ с и экспериментально измеренная интенсивность излучения $I_{отр}$, отраженного планарной структурой (е) при мощности возбуждения, примерно соответствующей $Y_0 = 1.4$ (кривая 1), 1.5 (2), 2.0 (3),

Подобные развёртки интенсивности отраженного излучения I , регистрируемого в схеме призмного возбуждения излучением *He-Ne* лазера волноводной моды 2-слойной тонкопленочной структуры, измеренные при различных значениях Y_0 , приведены на рис. 2, е. Исследуемая структура представляла собой две тонкие пленки, изготовленные последовательным осаждением линейных оптических материалов на основание призмы связи (подробнее об условиях и схеме экспериментальных измерений см. в [5]). В качестве диэлектрической среды с ϵ_1 использовалась пленка толщиной 0.71 мкм, осажденная высокочастотным распылением кварцевого стекла, а проводящая пленка с ϵ_2 толщиной 0.5 мкм получена ВЧ распылением керамической мишени из смеси SnO_2 и Sb_2O_5 . Результаты проведенной расчетной оценки показали, что в пределах сделанных допущений резонаторные свойства одного из слоев не должны приводить к значительному изменению зоны параметров, в которой возможен эффект самоиндуцированной неустойчивости в квазинепрерывном световом поле, зондирующем планарную систему из нелинейных плёнок.

Литература

1. А.М.Башаров, ЖЭТФ **94**, 12 (1988)
2. Н.А.Лойко, Ю.А.Логвин, А.М.Самсон, Квант. электрон. **22**, 389 (1995)
3. И.В.Бабушкин, Ю.А.Логвин, Н.А.Лойко, ЖЭТФ **117**, 149 (2000)
4. В.И.Рупасов, В.И.Юдсон, Квант. электрон. **9**, 2179 (1982)
5. В.П.Редько, А.В.Хомченко, В.А.Юревич, Доклады НАН Беларуси **47**, 57 (2003)
6. A.V.Khomchenko, Opt. Commun. **201**, 363 (2002)
7. А.Н.Ораевский, Квант. электрон. **29**, 137 (1999)