

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО СКВОЗЬ ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ РЕЗОНАТОР

Введение. Нелинейная оптика тонкопленочных структур привлекает к себе внимание в связи с возможностью их использования в системах и устройствах обработки информации. Для соответствующего расчетного моделирования использовано приближение особо тонкого слоя с толщиной, существенно меньшей длины волны излучения [1], позволяющее существенно упростить математическую задачу анализа динамики светового поля в пленках, представляемыми ансамблями активных атомов.

Постановка задачи. В работе [2] 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 слоев с нелинейной абсорбцией. 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 [3]. 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. Поэтому одна из пленок представлялась резонатором относительно небольшой длины, заполненным активной средой.

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 большую 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. 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 резонатора [4].

Расчетная модель. Динамика системы, как и в [2], описывается кинетическими уравнениями для разностей заселенности резонансных уровней в обеих пленках — n_1 и n_2 :

$$\dot{n}_1 = \frac{1}{\tau_{11}} [n_{01} - n_1(1 + G_1 Y_1)] \quad \dot{n}_2 = \frac{1}{\tau_{12}} [n_{02} - n_2(1 + \sigma G_2 Y_2)]$$

$$\gamma_j = \nu_j / \left\{ \left(1 + \kappa_j G_j n_j \right)^2 + \left[\kappa_j \Delta_j G_j n_j - \beta_j (n_{0j} - n_j) + \Delta\omega \tau_j \right]^2 \right\}, \quad (j=1,2),$$

$$Y_1 = \gamma_1 \left[2 - \gamma_2 - 2\sqrt{\gamma_2(1 - \gamma_2)}/\nu_2 (1 + \kappa_2 G_2 n_2) \right] Y, \quad Y_2 = \gamma_1 \gamma_2 Y, \quad (1)$$

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, $Y(t)$ — интенсивность внешнего поля, n_{01} и n_{02} — начальные значения разностей заселенности, 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 форм-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_{11} — время релаксации излучения в резонаторе ($\tau_{2r} = 0$).

Система (1) допускает возможность качественного изучения устойчивости ее равновесных состояний n_{1s} , n_{2s} при условии, что на структуру падает квазинепрерывное поле с интенсивностью. Формально выра-

жения для этих состояний определяются сингулярными пределами уравнений (1):

$$n_{1s} = n_{01}/(1+G_1Y_1) , \quad n_{2s} = n_{02}/(1+\sigma G_2Y_2) . \quad (2)$$

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

Расчетное моделирование и условие неустойчивости. 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:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[1 + \sigma \cdot A_2 \gamma_{2s} Y_{0s} + \frac{1}{\tau} (1 + A_1 \gamma_{1s} Y_{0s}) \right] , \quad \tau = \frac{1}{\tau_{12}}$$

$$\mu = \frac{1}{\tau} \left[(1 + A_1 \gamma_{1s} Y_{0s})(1 + \sigma \cdot A_2 \gamma_{2s} Y_{0s}) + 4\sigma \kappa_1 \kappa_2 \gamma_{1s} \gamma_{2s} n_{1s} n_{2s} G_1 G_2 B \cdot Y_0^2 \right] ,$$

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

$$B = \frac{C_1 C_2}{\nu_2} \left[1 + (1 + G_2 \kappa_2 \gamma_{2s} n_{2s}) \frac{1 - 2\gamma_{2s}}{G_2 \gamma_{2s} (1 - \gamma_{2s})} \right] \gamma_{2s}^2 - G_2 \sqrt{\frac{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})}{\nu_2}} ,$$

$$C_j = \sigma_j G_j (1 + \kappa_j n_{js} G_j) + \kappa_j \tau (G_j \Delta - \beta_j) [\kappa_j n_{js} G_j \Delta - \beta_j (n_{0j} - n_{js}) + \Delta \omega \tau_j] \quad (j=1,2), \quad (3)$$

где

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

$$Y_{1s} = \frac{Y_{2s}}{\gamma_{2s}} \left[2 - \gamma_{2s} - 2 \sqrt{\frac{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})}{\nu_2}} \left(1 + \frac{\kappa_2 G_2}{1 + \sigma G_2 Y_{2s}} \right) \right] \quad (4)$$

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 качестве аттрактора могут иметь предельный цикл и описывать некоторую периодическую зависимость $Y_{1s}(t)$.

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. 1, а,б. Модуляционной составляющей Y_2 присущ относительно невысокий контраст, определенным образом, в целом, связанный с величиной частоты модуляции. Переходу к устойчивой регулярной структуре в интенсивности предшествует этап "разгорания" – несколько всплесков с нарастающим периодом и амплитудой колебаний.

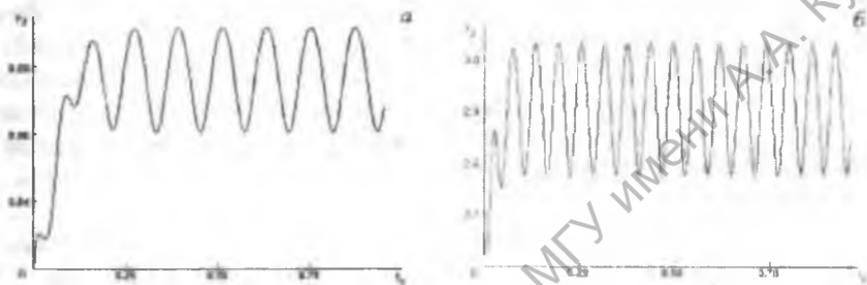


Рис.1. Временная зависимость интенсивности поля Y_2 во второй пленке при $Y_0 = 1.5$ (а), 5.0 (б), $\Delta\omega\tau_1 = 0.2$, $G_1\kappa_1 = 0.05$, $G_2\kappa_2 = 0.034$ (а,б), $\sigma = 6$ (а,б), $\tau = 80$ (а), 100 (б), $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$, $\tau_{12} = 10^{-4}$ с.

Область возможных осцилляторных решений (1) может быть определена с использованием (2) – (4) 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

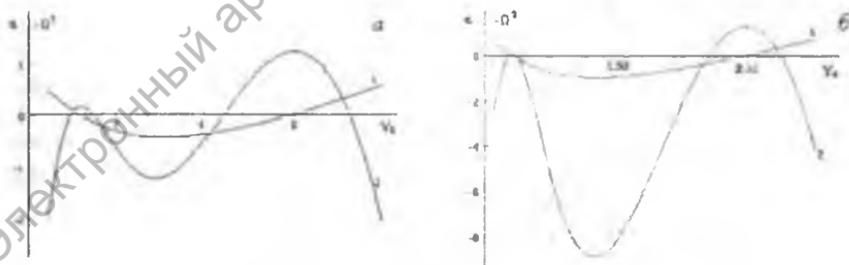


Рис.2. Зависимость коэффициента затухания (кривая 1) и дискриминанта (2) характеристического уравнения от интенсивности поля возбуждения:

$G_1\kappa_1 = 0.06$, $G_2\kappa_2 = 0.034$, $\sigma = 5.0$, $\tau = 100$, $\Delta_1 = -1.0$, $\Delta_2 = 1.4$ (а); $G_1\kappa_1 = 0.12$, $G_2\kappa_2 = 0.04$, $\sigma = 10$, $\tau = 180$, $\Delta_1 = -0.5$, $\Delta_2 = 1.0$ (б) $\Delta\omega\tau_1 = 0.2$, $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$.

Y_{2s} при фиксированных значениях остальных коэффициентов (1). Решениям этого типа, существующим при условиях $D < 0$ и $\alpha \leq 0$ должно соответствовать формирование регулярной автомодуляционной составляющей в интенсивности отраженного (проходящего) излучения.

Анализ расчетных кривых, подобных изображенным на рис.2, 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 ($\tau = \tau_{11}/\tau_{12} \gg 1$). 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.

Подобные приведенным на рис. 1 развертки интенсивности отраженного излучения I , наблюдаемого в схеме призмного возбуждения световым полем *He-Ne* лазера волноводной моды 2-слойной пленочной структуры пониженной размерности при разных значениях входной мощности лазерного излучения I_0 , регистрировались экспериментально [2].

Литература

1. Рупасов В.И., Юдсон В.И. Квантовая электроника. – №9 (2179). – 1982
2. Редько В.П., Хомченко А.В., Юревич В.А. Доклады Национальной АН Беларуси. – №47 (57). – 2003.
3. Khomchenko A.V. Optics Commun. – 201. (363). – 2002.
4. Ораевский А.Н. Квантовая электроника. – 29 (137). – 1999.