

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР ПО РЕЛАКСАЦИОННОЙ ДИНАМИКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Изучение нелинейных свойств распространения света в тонкопленочных структурах представляет интерес в связи с возможностью их применения в устройствах передачи и обработки информации. При взаимодействии интенсивных электромагнитных полей с резонансными средами проявляются такие физические явления, как оптическая бистабильность или самопульсации интенсивности отраженного и прошедшего излучения. Эти эффекты можно применять для целей создания компактных устройств управления света светом [1]. Представляется возможным также использование эффектов подобного рода для диагностики нелинейных оптических свойств тонких слоев сред, образующих планарную структуру, для определения параметров активного поглощения оптического излучения в таких системах.

Ранее сообщалось об эффекте самоиндуцированной временной неустойчивости светового поля, проявляющейся при отражении излучения от 2-слойной тонкопленочной структуры [2]. Это нелинейное светодинамическое явление реально наблюдалось и состоит в возникновении регулярных структур во временной развертке излучения, резонансно воздействующего на планарную систему из нелинейных слоев. Механизм происхождения неустойчивости (периодической картины) в излучении, прошедшем систему, как было предположено, имел балансный характер. Фазовая самомодуляция поля в резонансной среде изменяла эффективность вынужденного поглощения, периодически ослабляя его в одном слое и интенсифицируя в другом.

Расчетная модель автомодуляционного эффекта. Аналитическая модель явления, основанная на уравнениях Максвелла-Блоха, модифицировалась в рамках обобщенной 2-уровневой схемы взаимодействия, позволяющей учесть нелинейность рефракции в среде, которая обусловлена светоиндуцированной модификацией системы энергетических уровней поверхностных состояний внутри запрещенной зоны материала тонких пленок. Было проведено также существенное уточнение модели, позволяющее учесть то обстоятельство, что 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, заполненным активной средой [3]. Такая система может характеризоваться дополнительной критичностью по отношению к частоте излучения. Её нелинейная динамика описывается кинетическими уравнениями для разностей заселенности резонансных уровней в обеих пленках - n_1 и n_2 :

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

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, $Y_j(t)$ - интенсивность внешнего поля, нормально падающего на 2-слойную систему, 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 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 резонансных переходов в обоих слоях, $\Delta\omega$ - частотная отстройка внешнего поля по отношению к моде резонатора, τ_{1j} - время релаксации излучения в резонаторе ($\tau_{2j} = 0$). Поле, действующее в среде резонатора, представляет суперпозицию 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 сечений 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 .

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 связанный с величиной частоты модуляции. Переходу к устойчивой регулярной структуре в интенсивности предшествует этап «разгорания» – несколько всплесков с нарастающим периодом и амплитудой колебаний.

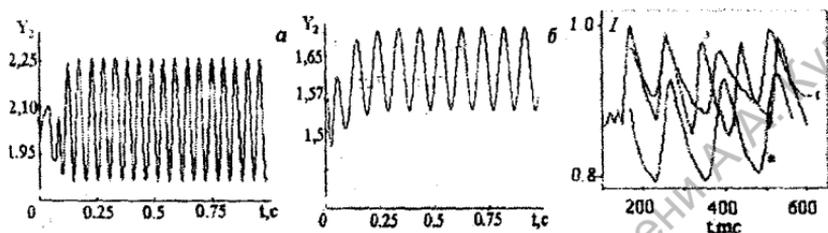


Рис. 1. Временная зависимость интенсивности поля Y_2 (во второй пленке) при $Y_0 = 1.5$ (а), 5.0 (б), $\Delta\omega\tau_{1r} = 0.2$ (а, б), $G_1\kappa_1 = 0.05$, $G_2\kappa_2 = 0.034$ (а, б), $\sigma = 6$ (а, б), 8 (в), 10 (з); $\tau = 50$ (а), 100 (б) $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$, $\tau_{12} = 10^{-4}$ с; (в) – экспериментальная развертка интенсивности I

Количественная оценка параметров пленочной структуры. Подобные приведенным на рис. 1, а, б развертки интенсивности отраженного излучения I , регистрируемого в схеме призмного возбуждения излучением He-Ne лазера волноводной моды 2-слойной тонкопленочной структуры при различных значениях Y_0 , наблюдались экспериментально (рис. 1 в). Исследованная структура представляла собой две тонкие пленки, изготовленные последовательным осаждением линейных оптических материалов на основание призмы связи. В качестве диэлектрической среды с проницаемостью 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 .

Ставилась задача оценки величины скоростных параметров реакции среды пленок на квазирезонансное излучение по параметрам, представляющим эффект самоиндуцированной неустойчивости излучения. При этом, однако, следует предположить, что известен ряд характеристик, определяющих активную абсорбцию в средах активной структуры. Параметры эффекта – установившаяся величина нелинейного пропускания тонкопленочной структуры T (определяемая равновесными состояниями n_{1s} , n_{2s} при условии, что на пленки падает квазинепрерывное поле с ин-

тенсивностью $Y_1(t) = Y_0$, а также частота модуляции Ω пульсирующей интенсивности $Y_2(t)$ — в расчетном плане могут оценены на основе качественного анализа модели (1). Заметно (см. рис. 1 в), что при изменениях эффекта значения частоты автомодуляционной составляющей интенсивности отраженного поля могут регистрироваться с хорошим разрешением. Система (1) допускает возможность изучения устойчивости ее стационарных решений n_{1s} , n_{2s} , неявно определяемых выражениями:

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

где Y_{1s} , Y_{2s} — равновесные значения интенсивности светового поля.

Линеаризация (1) в окрестности решений n_{1s} , n_{2s} позволяет сформулировать характеристический полином $\Phi(\lambda) = \lambda^2 - 2\alpha\lambda + \mu$, корни которого и определяют устойчивость состояния равновесия (1). Существование пары комплексно-сопряженных корней $\lambda_{1,2}$ с положительной действительной частью $\text{Re}(\lambda) = \alpha$ 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 эти решения для $Y_2(t)$ представляются некоторой периодической зависимостью.

Критичность возникновения эффекта самоиндуцированной неустойчивости и его характеристик по отношению к параметрам излучения и материала тонкопленочной структуры дает возможность приближенной оценки значений ряда характеристик вещества пленок на основе анализа данных практического измерения величин пропускания $T = Y_2/Y_0$ и частоты модуляции Ω . Значения нелинейного пропускания тонкопленочной структуры, очевидно, должны проявлять чувствительность по отношению к величинам сечения перехода (параметра резонансной нелинейной абсорбции) в среде пленки. Аналитические выражения для значений коэффициентов α и μ характеристического полинома $\Phi(\lambda)$ в зависимости от уровня возбуждения Y_0 и коэффициентов модели (1), соответствующих параметрам тонкопленочной структуры, приведены в [3].

Расчет установившихся значений интенсивности Y_2 , на основе значений коэффициентов α и μ дает возможность построения характеристических кривых, связывающих при определенном уровне возбуждения Y_0 пропускание системы пленок T с величиной

относительного параметра нелинейности σ . На рис. 2 приведены характерные результаты подобных расчетов для разных значений толщины первой из пленок при условиях одинакового коэффициента ненасыщенного поглощения (рис. 2 а) и одинакового показателя такого поглощения (см. рис. 2 б).

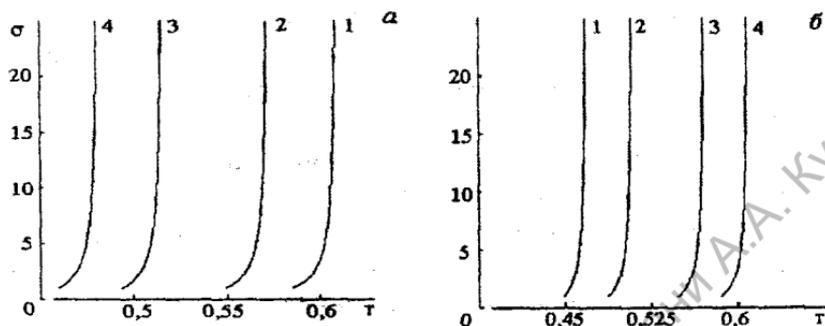


Рис. 2. Характеристические кривые, определяющие связь пропускания 2-слойной системы с величиной относительного сечения перехода: $G_{1k1} = 0.08$ (кривая 1), 0.12 (2), 0.2 (3), 0.25 (4), $\Delta\omega\tau_{lr} = 0.1$ (1), 0.16 (2), 0.25 (3), 0.32 (4) (а); $G_{1k1} = 0.25$ (1), 0.2 (2), 0.12 (3), 0.08 (4), $\Delta\omega\tau_{lr} = 0.1$ (б); $Y_0 = 5.0$, $G_{2k2} = 0.034$, $\Delta_1 = -1.0$, $\Delta_2 = 1.4$, $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$.

Заметно, что с большей точностью могут быть определены относительно небольшие величины σ . При известном значении параметра нелинейной абсорбции в одной из пленок, таким образом, может быть оценена его величина во второй пленке.

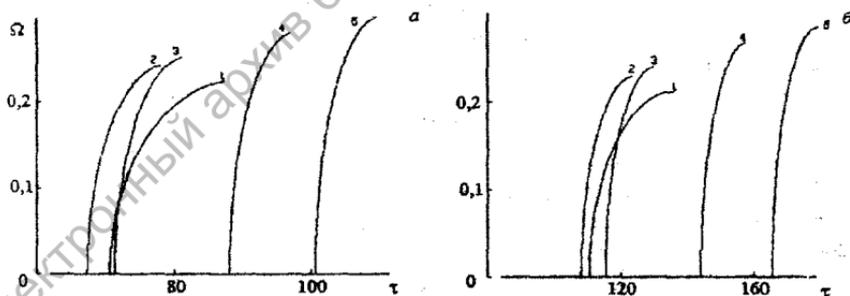


Рис. 3. Характеристические кривые, определяющие связь относительного времени релаксации разности заселённости τ с частотой модуляции интенсивности: $\sigma = 2$ (кривая 1), 4 (2), 5 (3), 8 (4), 10 (5) (а, б), $Y_0 = 4.0$, $G_{1k1} = 0.06$, $G_{2k2} = 0.034$, $\Delta_1 = -1.0$, $\Delta_2 = 1.4$ (а); $Y_0 = 3.0$, $G_{1k1} = 0.12$, $G_{2k2} = 0.04$, $\Delta_1 = -0.5$, $\Delta_2 = 1.0$ (б), $\beta_1 = 0.13$, $\beta_2 = 0.23$

Относительный параметр характерных времен релаксации $\tau = \tau_{11}/\tau_{12}$ характеризует динамические свойства сред активных пленок, их способность восстанавливать баланс заселённости уровней основного перехода при изменении уровня возбуждения.

Соотношения для α и μ из [3] дают также возможность оценки значений относительного скоростного параметра τ по величине частоты автомодуляционной составляющей интенсивности излучения, прошедшего сквозь пленочную структуру. На рис. 3 приведены зависимости, связывающие частоту Ω автомодуляционных колебаний интенсивности с параметром релаксации τ .

Следует отметить, что расчетные кривые для различных значений σ характеризуют также область возможного наблюдения эффекта на шкале τ . При данном сочетании параметров конечные точки кривых (1)–(5) на плоскости (τ, Ω) указывают на размер зоны неустойчивости решений (1) при данном значении уровня возбуждения, определяемого Y_0 . Вообще, возникновение автомодуляционного эффекта представляется особо критичным к значению τ , т. е. к величине, определяющей отношение времен обратимости нелинейного поглощения в обеих пленках. Практически кривые рис. 3 дают возможность оценки времени релаксации заселенности в канале резонансного перехода в среде одной из пленок при известном значении скоростного параметра в другой пленке и измеренной величине частоты модулированной составляющей интенсивности прошедшего или отраженного лазерного поля.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского РФФИ (проект Ф03–188).

Литература

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. 517 с.
2. Редько В. П., Хомченко А. В., Юревич В. А. Автомодуляция лазерного излучения, отраженного от двухслойной резонансной среды // Доклады НАН Беларуси. 2003. Т. 47, № 1. С. 57–61.
3. Глазунова Е. В., Глазунов Е. В., Юревич В. А. Автомодуляция излучения, прошедшего сквозь тонкопленочный резонатор // Современные проблемы физики: Материалы I Республиканской школы-семинара молодых учёных. Мн.: ИФ НАН Беларуси, 2004. С. 194–198.