

## ЧАСТОТНАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ НЕЛИНЕЙНОЙ ПРОПУСКАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ СИСТЕМЫ ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК

Е.В.Глазунова, В.А.Юревич

Могилёвский государственный университет продовольствия

Эффект оптического гистерезиса может регистрироваться при отражении или пропускании света оптическим устройством (например, резонатором, заполненным нелинейной средой [1]) и заключается в существовании двух значений его прозрачности для одного и того же уровня мощности зондирующего извне излучения, но при условии разных режимов изменения мощности (её нарастания или уменьшения вблизи критических точек). В качестве общей причины эффекта выступает разница во временах релаксации линейной и нелинейных компонент поляризованности, индуцируемой световым полем в резонансных средах. Известно также, что свойство оптического гистерезиса характерно для пропускания квазимонохроматического излучения особо тонкими пленками, образуемыми резонансно поглощающими средами. Ниже анализируется возможность частотной бистабильности пропускания планарной системы резонансных пленок. В работе [2] было показано, что удобными для наблюдения гистерезиса оказываются пленки, для которых, кроме резонансной абсорбции, типична нелинейная рефракция на частоте зондирующего светового поля. Обусловленная ею фазочувствительность слоя значительно смещает зону параметров пленок, в которой возможно бистабильное поведение их оптических свойств. Это способно, в целом, оптимизировать условия его проявления. Плотность активных центров в таких пленках, однако, должна быть довольно высокой (примерно соответствовать величине  $10^{16} \dots 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ). В пленочных структурах, составляемых из ряда пленок с разными параметрами релаксации и нелинейной рефракции, требуемые для проявления бистабильности значения поверхностной концентрации активных атомов должны снижаться.

Расчет нелинейного пропускания тонкой пленки может быть проведен в приближении особо тонкого слоя на основе нелинейного алгебраического соотношения [2] для равновесных значений интенсивностей действующего в пленке (установившегося) и внешнего квазинепрерывного поля ( $X$  и  $Y$ ):

$$Y = X \left\{ \left[ 1 + \frac{\kappa}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + X} \right]^2 + \kappa^2 \left[ \frac{\Delta\omega T_2 - \beta X}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + X} \right]^2 \right\}. \quad (1)$$

Здесь интенсивности нормированы по уровню насыщающей мощности,  $\kappa$  - показатель ненасыщенного поглощения,  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$  - отстройка частоты внешнего поля  $\omega$  от центра спектральной линии  $\omega_0$ ,  $1/T_2$  - полуширина линии,  $\beta$  - параметр резонансной нелинейной рефракции. Рассматривается случай нормального падения на поверхность пленки плоской световой волны с высокой плотностью энергии, характерной для лазерных полей.

В настоящем сообщении приведен алгоритм расчета спектра пропускания системы, образуемой рядом планарных тонких слоев. Структуры из тонких активных полупроводниковых пленок обладают модуляционными свойствами, их пропускание зависит от интенсивности светового поля. Методика расчета их нелинейных свойств должна представлять интерес для целей определения возможности использования резонансных структур в качестве просветляющихся зеркал.

Расчетное построение нелинейной характеристики пропускания тонкого слоя резонансных атомов на основе (1) удобно проводить, задавая значения  $X$  и, соответственно, вычисляя величину  $Y$ . В противном случае - при поиске  $X$  в зависимости от  $Y$  - следовало бы находить решения сложного алгебраического уравнения. Использование  $X$  как параметра при расчете  $X(Y, \Delta\omega)$  имеет еще одно преимущество. Оно состоит в том, что, основываясь на подобном «обратном» просчете характеристики, можно проще строить зависимость пропускания от  $Y$  для многослойных планарных структур. Пленки, образующие структуру, различаются значениями поглощения, положением резонанса на частотной шкале, характерны также различные величины насыщающей мощности или сечения активного поглощения, определяемых отношением  $\mu^2/\hbar$  для разных сред (здесь  $\mu$  - матричный элемент дипольного момента перехода). Результаты расчета нелинейного пропускания системы пленок из трех слоев приведены в [3].

В случае расчета частотной зависимости пропускания  $m$  слоев следует начинать также с определения величины  $X_{m-1}$  по величине  $X_m$  в последнем из слоев (используя (1), как при нахождении  $Y$  по значению  $X$  в случае одного слоя). При построении спектра величина  $Y$ , однако,

фиксируется – спектральная зависимость рассчитывается при определенном уровне насыщения поглощения (соответствующем тому, при котором может проявляться бистабильность).

Далее процедура расчёта состоит в последовательном нахождении по величине  $X_k$  значения  $X_{k-1}$  в  $k-1$ -ом слое согласно приводимой ниже модификации соотношения (1):

$$X_{k-1} = X_k \left\{ 1 + \frac{\kappa_k}{1 + ((\Delta\omega_k + \Delta\omega)T_{2k})^2 + \sigma_k X_{sk}} \right\}^2 + \kappa_k^2 \left[ \frac{(\Delta\omega_k + \Delta\omega)T_{2k} - \beta_k X_k}{1 + ((\Delta\omega_k + \Delta\omega)T_{2k})^2 + \sigma_k X_{sk}} \right]^2, \quad (2)$$

где индексы  $k$  указывают на значения параметров и объектов расчёта, соответствующие  $k$ -тому слою,  $\sigma_k$  – отношение сечений перехода в  $k$ -том и 1-ом слое,  $\Delta\omega_k$  – различие центральных частот линий поглощения в  $k$ -том и 1-ом слое. Учитывается, таким образом, возможность различия в ширине и положении линий, а также параметрах нелинейности абсорбции и рефракции в каждой из плёнок. Для последней из плёнок ( $k=1$ ), следуя (1), записывают основное соотношение для величины нормированной мощности падающего поля:

$$Y = X_1 \left\{ \left[ 1 + \frac{\kappa_1}{1 + (\Delta\omega T_{21})^2 + X_1} \right]^2 + \kappa_1^2 \left[ \frac{\Delta\omega T_{21} - \beta_1 X_1}{1 + (\Delta\omega T_{21})^2 + X_1} \right]^2 \right\}. \quad (3)$$

Алгоритм определения хода кривых  $X_m(Y, \Delta\omega)$  основан на разрешении рекуррентных соотношений типа (2), (3) как нелинейного уравнения относительно  $X_m$ . В этих расчетах предполагается, однако, пренебрежение отражённым полем. При избранном допущении крайне малой толщины слоёв в структуре интерференционного гашения волн происходить не может, т.е. эффект резонатора отсутствует. Отражённая от границы слоя волна вместе с проходящей волной определяет действующее на активные частицы поле.

Расчетный поиск зон бистабильности на спектральной шкале пропускания структуры из нескольких резонансных плёнок дал возможность сформулировать следующие выводы. Бистабильные особенности пропускания структур оказываются характерными прежде всего для системы из трех плёнок. Средний из слоев должен иметь относительно небольшое поглощение, боковые обладают более высокой нелинейной абсорбцией – сравнительно больше величина ненасыщенного поглощения в пленке, меньше величина интенсивности насыщения (выше значение параметра

исходили из допущения, что обобщенная 2-уровневая модель, на основе которой записаны (1)–(3), применима для слоев на основе используемых в оптике полупроводников ( $\kappa \sim 0.1 \dots 1.5$ ,  $T_{21} \sim 10^{-12} \text{с}$ ,  $\omega_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{рад/с}$ ,  $\beta \sim 0.05 \dots 0.2$ , интенсивность насыщения примерно  $10^5 \text{Вт/см}^2$ ). Изображены сложные резонансные кривые пропускания  $T(\Delta\omega T_{21}) = X_3/Y$ , форма которых зависит также от степени насыщения. Рис. 1 демонстрирует появление и изменение гистерезисных свойств на резонансной спек-

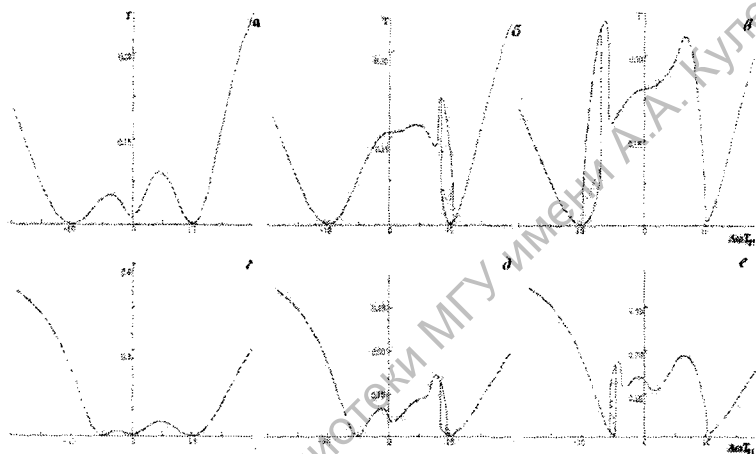


Рис.2. Спектральная зависимость пропускания системы тонких резонансных пленок при несимметричных параметрах «боковых» слоев:  $Y = 0.2(a, г)$ ,  $43(б)$ ,  $67(в)$ ,  $36(д)$ ,  $54(е)$ ;  $\kappa_1 = 1.5$ ,  $\kappa_2 = 0.25$ ,  $\kappa_3 = 0.9$ ,  $T_{21} = 2 \cdot 10^{-12} \text{с}$ ,  $T_{22} = 1 \cdot 10^{-12} \text{с}$ ,  $T_{23} = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{с}$ ;  $\Delta\omega_1 T_{21} = -10.0$ ,  $\Delta\omega_3 T_{21} = 10.0(a - в)$ ;  $\kappa_1 = \kappa_3 = 1.25$ ,  $\kappa_2 = 0.5$ ,  $T_{21} = 1 \cdot 10^{-12} \text{с}$ ,  $T_{22} = 2 \cdot 10^{-12} \text{с}$ ,  $T_{23} = 3 \cdot 10^{-12} \text{с}$ ,  $\Delta\omega_1 T_{21} = -5.0$ ,  $\Delta\omega_3 T_{21} = 10.0(г - е)$ ,  $\beta_1 = -0.1$ ,  $\beta_2 = 0.05$ ,  $\beta_3 = 0.1$ ,  $\sigma_1 = \sigma_3 = 2.0$ .

тральной кривой в зависимости от падающей интенсивности  $Y$ . Очевидно наличие оптимального в этом отношении значения входной мощности светового поля. Рис. 1, г демонстрирует форму отвечающей этому значению кривой пропускания  $T(\Delta\omega T_{21})$ . Участки с бистабильным ходом зависимости присутствуют на обоих «боковых» резонансах. Гистерезисные свойства могут быть присущи структурам, «боковые» пленки которых различаются по спектральным и релаксационным свойствам (рис.2); в этом случае, однако, расчёты не обнаруживают гистерезисных свойств

пропускания одновременно на двух резонансах. Основными условиями существования бистабильности является различие в положении резонансов по отношению к «центральному» и автомодуляционное встречное смещение резонансов при насыщении.

Отметим также, что гистерезисное поведение пропускания тонкоплёночной структуры, обусловленное взаимным влиянием резонансов, возможно при относительно меньших (и значительно меньших – более, чем на порядок) значениях ненасыщенного поглощения в каждом из слоёв, чем в случае единственного слоя с нелинейной абсорбцией. Интенсивность излучения, при которой возможны бистабильные свойства пропускания, снижается, однако, несущественно.

1. *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. 517 с.
2. *Юревич В.А.* // ЖПС. 2000. Т. 67, №5. С.669–673.
3. *Глазунова Е.В., Юревич В.А.* // Оптика неоднородных структур: Материалы Междунар. конф. Могилев: МГУ им. А.Кулешова, 2007. С.130–133.
4. *Юревич В.А.* // ЖПС. 1999. Т. 66, №5. С.661–665.