

РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ СЛОЕВ

Нелинейные свойства планарных резонаторных структур на основе тонких слоев оптических сред в последнее время привлекают интерес многих исследователей. Внимание, уделяемое изучению тонкопленочных структур такого рода, объясняется прежде всего практическими соображениями. Существует постоянная потребность в оптимизации приемов управления лазерным излучением и компактные устройства на основе планарных резонансных слоев считаются перспективными для создания элементной базы оптоэлектроники. С другой стороны, именно для таких систем относительно легче анализировать физику динамических процессов нелинейного взаимодействия среды с высокочастотным полем. Планарные пленочные структуры представляют пример простейшей физической модели, допускающей возможность последовательного учета границ при рассмотрении роли граничного резонансного слоя, разделяющего линейные среды. При этом важен учет активного характера реакции этого слоя, которому, несмотря на его относительно малую толщину, присуща нелинейная связь между полем прошедшей волны и оптическими свойствами среды. Эта связь может приводить к таким важным физическим явлениям как оптическая бистабильность и гистерезисные скачки в пропускании, вызывающие девиации временных параметров прошедших импульсов. Интересно, что гистерезисные свойства могут проявляться даже в случае единственного слоя (так называемая безрезонаторная или беззеркальная бистабильность) [1-11]. Предсказаны и наблюдались самопульсации в прошедшем или отраженном активными слоями излучении при квазинепрерывном воздействии света [12-15]. Возможно образование солитонов в режиме сверхкоротких (меньших времен релаксации в среде) длительностей лазерного поля; при определенных условиях динамика таких систем может проявлять свойства динамического хаоса [12, 16, 17].

Ряд предсказанных нетривиальных свойств динамики световых волн, взаимодействующих с тонким резонансным слоем, связывают с высокой чувствительностью оптических свойств пленок к изменению фазовых характеристик излучения. Именно поэтому интересна постановка задачи о специфике резонансных спектров поглощения в зависимости от характера уширения спектральных линий. В работе проведена оценка условий проявления гистерезисных свойств пропускания малоразмерных тонких слоев для случаев однородного и неоднородного уширения, а также для когерентного режима взаимодействия. В последнем случае влиянием механизмов уширения можно пренебречь (взаимодействие происходит за особо короткий промежуток времени). При этом оказывается существенным так называемое автомодуляционное уширение линии, связанное с действием эффекта Штарка [18]. В особой мере этот эффект присущ средам, для активных частиц которых характерно присутствие переходов, близких к резонансному и разрешенных в электродипольном приближении [19]. В этих средах при относительно невысоких значениях мощности излучения в области оптического резонанса регистрируется нелинейная рефракция. Фаза излучения внутри слоя непосредственно зависит от энергетического состояния среды, т.е. от разности населенностей уровней. В работе проанализирована роль этой фазовой нелинейности при однородном и неоднородном уширении. Сочетание эффекта насыщения поглощения и эффекта автомодуляционного смещения фазы световых волн из-за эффекта Штарка в ансамбле активных атомов,

очевидно, способно определить своеобразие нелинейных кривых резонансного пропускания слоя. В литературе фазовые эффекты в тонких резонансных слоях рассмотрены, в основном, в связи с учетом только диполь-дипольного взаимодействия и соответствующей поправки для локального поля (см., например, [2,3]).

Основные уравнения

Полагаем, что на планарную структуру, заключающую в себе слой 2-уровневых атомов, нормально (в направлении Ox) падает плоская световая волна с амплитудой напряженности электрического поля E_p , относительно медленно меняющейся на промежутках времени порядка светового периода

$T = 2\pi/\omega$: $E(x=0, t) = E_i(t) \cdot e^{i\omega t}$. Несущая частота волны ω выбрана близкой к частоте оптического резонанса ω_o : $|\Delta\omega| = |\omega - \omega_o| \sim 2/T_2$, здесь $1/T_2$ — параметр,

определяющий однородную ширину линии поглощения в слое. Внешние слои структуры предполагаются оптически линейными, а слой с активным поглощением находится внутри резонатора, и его длина l сравнима с длиной волны света ($l \approx \lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$).

Высокочастотная резонансная поляризованность в слое определяется аналогично полю:

$$P(t) = \sigma(t)e^{i\omega t} = \frac{\mu}{\epsilon_o} N \rho(t)e^{i\omega t}, \quad (1)$$

где μ — модуль матричного элемента дипольного момента 2-уровневых атомов, N — число активных атомов в единице объема, σ — относительно медленная амплитуда поляризованности, ρ — ее вероятность, рассчитываемая с использованием квантовомеханической матрицы плотности.

Задача о резонансном взаимодействии световой волны частоты ω с мало-размерным слоем рассматривается в приближении среднего поля. Это приближение дает возможность рассматривать поле внутри резонатора в виде

$E(x, t) = E(t)e^{i\omega t}$. В качестве основной принимается полуклассическая система так называемых укороченных уравнений для относительно медленных амплитуд $E(t)$, $\rho(t)$ и разности населенностей $n(t)$ уровней:

$$\frac{dE}{dt} = 2\pi\omega \frac{\mu N}{\epsilon_o} \rho + E_i + i \left(\omega - \omega_r + \frac{i}{\tau_r} \right) E, \quad (2)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \left(\frac{1}{T_2} + i\Delta\omega \right) \rho = -\frac{\mu}{\hbar} n E_i, \quad (3)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_o - n}{T_1} - \frac{\mu}{\hbar} (\rho^* E + \rho E^*). \quad (4)$$

При записи (2) – (4) считается, что волна с амплитудой $E(t)$ и частотой ω , возбуждаемая внешним полем, действует на атомы слоя и от нее зависит резонансный отклик среды. Частота моды резонатора ω_r может быть отлична от ω , считается, однако, что их различие невелико — $|\omega - \omega_r| \tau_r < 1$. Параметры

$\tau_r = \eta/\gamma c$, T_1 , T_2 определяют соответственно время жизни фотона в резонаторе, время релаксации населенности уровней основного перехода и время релаксации резонансной поляризованности, γ – определяет потери на излучение через отражающие грани структуры, η – показатель преломления активного слоя.

В монографии [19] подробно изложены представления обобщенной 2-уровневой схемы, позволяющей в рамках аналога системы (2) – (4) относительно просто учитывать вклад в резонансную поляризованность переходов, соседних с основным (резонансным). В качестве важной характеристики поляризующего влияния полей квазирезонансных переходов выступает в этом случае дефект поляризуемости $\Delta\alpha$ – различие поляризуемостей активных атомов на уровнях основного перехода. Этой величиной определено фазовое смещение из-за нелинейной рефракции, учитываемое в (2). С влиянием переходов, соседних с резонансным, связана возможность квадратичного штарковского эффекта: штарковское смещение резонансных уровней в представлении обобщенной двухуровневой схемы описывается добавкой к фазовому сдвигу. Эта добавка, пропорциональная $\Delta\alpha \cdot E^*E/2$, вводится в уравнение (3). Кроме того, как показано в [2], относительно небольшая длина активного слоя в резонаторе должна означать значимость учета локальной поправки Лоренца, которая учитывает изменение поля, действующего на активные атомы, за счет поляризации. В таком случае говорят о необходимости учета так называемого диполь-дипольного взаимодействия. В этом представлении напряженность действующего поля, определяющая вероятность поляризованности ρ и входящая в уравнения (3), (4) для резонансного отклика среды, связана также непосредственно с величиной поляризованности:

$E = E + \frac{4\pi}{3\epsilon_0} \mu N \rho$. Модификация уравнений (2) – (4) тогда приводит к такой системе:

$$\frac{dE}{dt} = 2\pi\omega N \left[\frac{\mu}{\epsilon_0} \rho + i\Delta\alpha(n - n_0) \cdot E \right] + E_i + i \left(\omega - \omega_r + \frac{i}{\tau_r} \right) E, \quad (5)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{\mu}{\hbar} n E + i \left(\Delta\omega + \frac{\Delta\alpha}{2\hbar} \epsilon_0 E^* E \right) \rho, \quad (6)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0 - n}{T_1} - \frac{\mu}{\hbar} (\rho^* E + \rho E^*). \quad (7)$$

В случае учета поправки Лоренца проводится разделение между напряженностью поля E действующего на атомы среды, и напряженностью поля E в резонаторе. Лазерное излучение с частотой $\omega \approx \omega_0$, проходящее сквозь микрорезонатор, содержащий слой с насыщаемым поглощением, при взаимодействии со средой также испытывает автомодуляционное смещение. Фазовый сдвиг поля из-за резонансной нелинейной рефракции, учитываемый в (5), инициируется перераспределением частиц по уровням с различной поляризуемостью и зависит от резонансной вариации $n - n_0$.

Когерентное взаимодействие

Автомодуляционное смещение спектра светового поля внутри слоя определяет ряд особенностей реакции резонатора со средой на внешнее излучение. Рассмотрим вначале случай, когда релаксационные процессы, определяющие

однородное уширение отклика среды слоя, медленны по отношению к характерному времени изменения амплитуды поля $E(t)$, например, по отношению к длительности импульса. Поляризованность среды и напряженность проходящего поля в этом случае изменяются согласованно, этот режим взаимодействия получил название когерентного. Фазовая релаксация при этом несущественна, поэтому ширину линии поглощения считают крайне малой. Формально полагают, что $T_2 \rightarrow \infty$, тогда, очевидно, упрощается уравнение (6). При этом также пренебрегается спонтанным изменением разности населенностей в уравнении (7) $(n_o - n)/T_1 \approx 0$. Система уравнений (5) - (7) преобразовывается к виду:

$$\begin{aligned} \tau_r \frac{dE}{dt} &= \rho - i\beta_o(n - n_o) \cdot E + E_i - [1 - i(\omega - \omega_r)\tau_r]E, \\ \tau_R \frac{d\rho}{dt} &= -nE + i \left(\Delta\omega\tau_R + \frac{\beta_o}{2} E^* E \right) \cdot \rho, \\ \frac{dn}{dt} &= -\frac{1}{\tau_R} (\rho^* E + \rho E^*), \quad E(t) = E(t) + \zeta\rho(t), \quad \frac{\pi \cdot c}{3\omega_o l}. \end{aligned} \quad (8)$$

При записи (8) напряженности внешнего, проходящего и действующего полей удобно нормировать таким образом: $E(t) \rightarrow \frac{\epsilon_o}{2\pi\mu N \cdot \omega_o \tau_r} E(t)$, т.е. величины

полей в (8) не имеют размерности. Временная константа $\tau_R = \frac{\epsilon_o \hbar}{2\pi\mu^2 N \cdot \omega_o \tau_r}$ носит название времени сверхизлучения; коэффициент $\beta_o = 2\pi\omega_o \Delta\alpha N \tau_r$, пропорциональный величине дефекта поляризуемости $\Delta\alpha$, принимает смысл параметра нелинейности.

Частотные составляющие нелинейного отклика среды, как следует из (8), оказываются связанными простым соотношением:

$$|\rho(E, \Delta\omega)|^2 + n^2(E, \Delta\omega) = 1, \quad (9)$$

известным как закон сохранения вектора Блоха [19].

По аналогии с [2, 4] возможность бистабильной связи внешнего и действующего в слое поля может быть установлена при расчете соотношения стационарной интенсивности падающего поля $E_i(t) = E_o$ и поля E_s , установившегося внутри слоя. Достижение квазиравновесного поля E_s в условиях когерентного взаимодействия возможно, например, при нормальном падении на слой импульса прямоугольной формы с амплитудой E_o и длительностью τ_r , значительно превышающей время сверхизлучения τ_R . По соотношению интенсивностей этих полей можно судить об особенностях зависимости поглощения в слое от мощности резонансного поля. Из материальных уравнений системы (8) и соотношения (9) следует, что в среде слоя в ходе действия такого импульса достигаются равновесные значения поляризации и разности населенностей:

$$\rho_s = \pm \frac{i \cdot E_s}{\sqrt{(\Delta + \beta_o |E_s|^2 / 2)^2 + |E_s|^2}}, \quad n_s = \mp \frac{\Delta + \beta_o |E_s|^2 / 2}{\sqrt{(\Delta + \beta_o |E_s|^2 / 2)^2 + |E_s|^2}},$$

где $\Delta = \Delta\omega\tau_R$ – нормированная отстройка частоты.

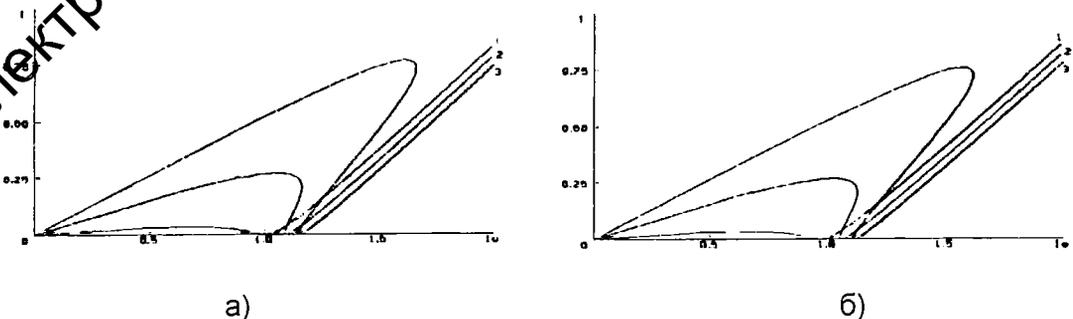
Следуя уравнению для полей в системе (8), можно установить, что стационарные значения нормированных интенсивностей внешнего ($I_0 = E_0^2$), действующего ($Z = E_s^* E_s$) и проходящего ($I = E_s^* E_s$) сквозь поглощающую плёнку полей при этом связаны таким образом (для $n_0 = 1$):

$$I_0 = I \left[1 + (\omega - \omega_r)^2 \tau_r^2 \right] + Z \left\{ \frac{1}{\sqrt{Z + (\Delta + \beta_0 Z/2)^2}} - \beta_0 \left[\frac{\Delta + \beta_0 Z/2}{\sqrt{Z + (\Delta + \beta_0 Z/2)^2}} - 1 \right] \right\}^2, \quad (10)$$

$$I = Z \left[1 - \frac{\xi}{\sqrt{Z + (\Delta + \beta_0 Z/2)^2}} \right]^2$$

Уравнения (10) связывают интенсивность прошедшего импульса в момент его окончания с интенсивностью падающего на слой импульса прямоугольной формы. В отличие от соотношений, рассмотренных в [4–7], при записи (10) проведена перенормировка величины действующего поля с учетом поправки Лоренца непосредственно в уравнениях Блоха. Интенсивности I и I_0 характеризуют собой френелевские компоненты мощности падающего и проходящего слой светового поля. Коэффициенты отражения на зеркалах резонатора (границах слоя) предполагаются относительно малыми, поэтому в рассматриваемом режиме и впоследствии отсутствие резонансных свойств у слоя означает, что $I \approx I_0$. Автомодуляционный дрейф частоты поля и штарковский сдвиг резонансных уровней приводят к эффективному взаимному фазовому смещению поля и отклика среды слоя. Следствием этого оказывается изменение физической ситуации в граничном слое и особенности характеристик его реакции на внешнее излучение.

Расчет зависимости $I(I_0)$ удобно проводить параметрически, т.е. изменяя величину Z как неотрицательный линейно нарастающий параметр. Спектральная зависимость интенсивности $I(\Delta)$ рассчитывается на основе (10) как решение алгебраического уравнения относительно Z при фиксированном I_0 . Характерные результаты расчетов приведены на рис. 1.



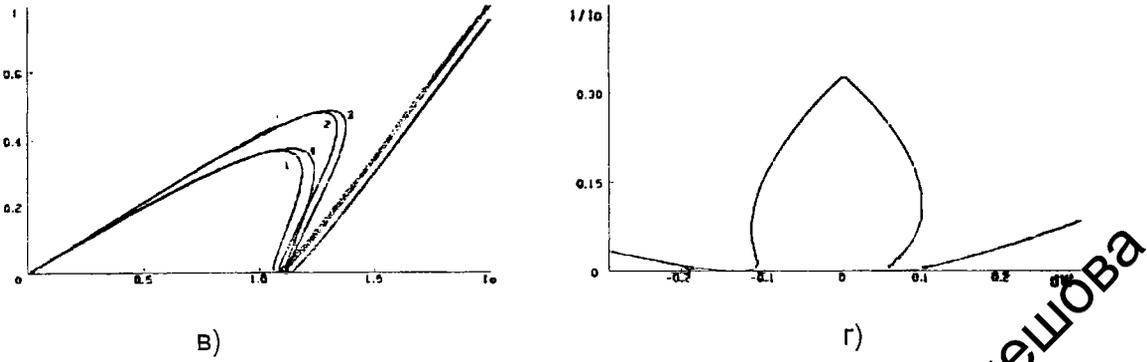


Рис.1. Зависимость интенсивности излучения в нелинейном слое от интенсивности внешнего поля I_0 (а-в) и частотной отстройки $\Delta = (\omega - \omega_0)T_2$ (з).

$\beta_0 = 0.06$ (а-в), 0.05 (з), $\Delta = -0.1$ (а), 0.1 (б), $\zeta = 0.4$ (кривая 1), 0.8 (2), 1.2 (3) (а,б), $\zeta = 1.0$, $\Delta = -0.15$ (1), -0.1 (2), 0.1 (3), 0.15 (4) (в), $\zeta = 0.7$, $I_0 = 1.1$ (з), $\omega = \omega_r$.

Заметно, что при определенной толщине пленки и величине I_0 фазовые эффекты, связанные с диполь-дипольным взаимодействием и штарковским смещением, способны привести к тому, что слой полностью отражает падающее излучение (рис. 1, а,б). На нелинейной зависимости $I(I_0)$ этому соответствует наличие локального минимума примерно для $I_0 \geq 1.0$. Дальнейшему нарастанию I_0 должно соответствовать обычное насыщение характеристики пропускания I/I_0 . Отметим, однако, что при определенных величинах β_0 и $\omega_0 l/c$ существование обратной связи между процессами, определяющими в (5) – (7) соответственно фазовое смещение поля излучения и сдвиг резонансных уровней, влечет собой в некоторой области параметров (примерно для $1 < I_0 < I_{кр}$) неоднозначность зависимости I от I_0 (рис.1,в). В этом случае говорят о бистабильности нелинейной характеристики. В зависимости от знака изменения падающей на слой интенсивности в области бистабильности возможны два режима пропускания с различными значениями прозрачности. Для больших величин I_0 ($I_0 > I_{кр}$) нелинейный сдвиг частоты перехода при этом полностью компенсирует автомодуляционное частотное смещение светового поля в среде в ходе перераспределения частиц по уровням, и связь I с I_0 вновь становится однозначной. Реально такая особенность этой характеристики взаимодействия поля с веществом нелинейного слоя должна проявиться в том, что при увеличении интенсивности импульсов пропускание слоя в области бистабильности может снизиться скачком. Снижение интенсивности от достигнутого уровня приводит к тому, что пропускание снова испытывает скачок, достигая некоторого максимального уровня и после этого переключения на другую ветвь зависимости пропускание продолжает далее уменьшаться. Аналогичной гистерезисной особенностью обладают и спектральные зависимости пропускания (рис.1,г) – по обе стороны от ω_0 асимметрично расположены области бистабильности.

Таким образом, при определенном уровне различия поляризуемостей $\Delta\alpha$ нелинейная зависимость пропускания тонкого слоя в когерентном режиме способна приобретать гистерезисный характер. Размеры зон бистабильности определяются по различию точек поворота резонансных характеристик на шкалах зависимости от I_0 или $\Delta\omega$. Общей причиной существования гистерезиса является

то обстоятельство, что факторы, определяющие насыщение поглощения и фазовые эффекты во взаимодействии резонансного поля со средой, различаются инерционностью по отношению к изменению мощности действующего на атомы поля.

3. Некогерентное взаимодействие

В том случае, когда характерные времена взаимодействий светового поля с ансамблем атомов, образующих тонкий слой среды в резонаторе, достаточно велики, например, длительность импульса τ_i сравнима или превышает времена релаксации T_1 и T_2 , динамика излучения существенно определяется релаксационными процессами. Фазовый разброс дипольных осцилляторов, создаваемый за счет релаксационной динамики уровней перехода и проявляющийся в однородном и неоднородном уширении отклика среды, приводит к некогерентности высокочастотных колебаний поля и поляризации. При этом учет релаксационных членов в системе (2) – (4) оказывается принципиальным. Ограничимся также случаем, когда влияние на активную частицу полей окружающих резонансных диполей относительно невелико (величину поправки Лоренца в соотношении для эффективного поля считаем пренебрежимо малой).

Будем исходить из прежней схемы физической ситуации – эволюция нестационарного поля E в относительно тонком резонансном слое, разделяющем линейные среды, происходит при нормальном падении на слой светового импульса. Предполагается, что длительность τ_i импульса с амплитудой $E_i(t)$ существенно больше времени фазовой релаксации T_2 .

Формальное решение уравнения (6) для поляризационной составляющей при допущении о том, что $\tau_i \gg T_2$, можно записать в виде:

$$\rho(t, \Delta\omega) = nE \cdot T_2 \left/ \left[1 + \left(\Delta\omega + \frac{\Delta\alpha}{2\hbar} \varepsilon_0 |E|^2 \right) \cdot T_2 \right] \right. \quad (11)$$

Рассматривая некогерентный режим взаимодействия удобно нормировать интенсивность поля в пленке $X(t) \sim |E(t)|^2$ по уровню плотности мощности насыщения, т.е. считать, что $X(t) = \mu^2 |E(t)|^2 T_1 T_2 / \hbar^2$, соответственно иначе нормиру-

ется параметр нелинейности – $\beta = \frac{\Delta\alpha\hbar}{\mu^2 T_2} \varepsilon_0$, а также отстройка частоты – $\Delta = \Delta\omega T_2$.

Из системы (5) – (7) тогда получим:

$$X = Y \cdot \left\{ (1+A)^2 + [\Delta \cdot (A + \tau_r / T_2) + \beta \cdot \kappa (n_0 - n) + (\omega_0 - \omega_r) \tau_r]^2 \right\}^{-1}, \quad (12)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{T_1} (n_0 - n - AX/\kappa), \quad A = \frac{\kappa \cdot n}{1 + (\Delta + \beta \cdot XT_2 / 2T_1)^2}, \quad Y(t) = \frac{\mu^2 T_1 T_2}{\hbar^2} E_i^2(t). \quad (13)$$

Уравнения (12), (13) характеризуют изменение формы входного импульса с зависимостью интенсивности $Y(t)$ при прохождении излучения сквозь микрорезонатор, заполненный средой с однородно уширенным контуром поглощения. Спектральный контур поглощения описывается выражением для A . Изменение импульса зависит от сочетания значений мощности импульса с параметрами среды слоя – уровнем ненасыщенного поглощения $\kappa = T_2 / \tau_R$, отстройкой частоты резонанса поглощения от несущей частоты импульса и частоты резонатора. Реакция среды отражена в уравнении для населенности $n(t)$ (13), т.е. в уравнении баланса частиц по уровням основного перехода. Система (12), (13) поэтому характеризует балансное приближение при решении рассматриваемой задачи.

Стационарное приближение. Интересные с практической стороны свойства пропускания слоя резонансных атомов могут быть вскрыты при рассмотрении нелинейной характеристики пропускания – зависимости пропускания поля с относительно постоянной во времени амплитудой от величины этой амплитуды. Задача о связи этих характеристик в стационарном режиме может быть решена при предположении о том, что длительность τ_i импульса прямоугольной формы $Y(t) = Y_0$ существенно больше времени продольной релаксации T_1 . Определяется равновесное значение n_s из уравнения для населенности (13), учитывается также, что для равновесных значений ρ_s, n_s [11]: $\rho_s^* \rho_s + n_s^2 = n_s n_0$. В результате – $A_s = \kappa \cdot n_0 / [1 + X_s + (\Delta + \beta \cdot X_s T_2 / 2T_1)^2]$. Тогда, следуя уравнению (12), соотношение для равновесных значений X_s и Y_0 запишется таким образом:

$$Y_0 = X_s \left\{ \left[1 + \frac{\kappa n_0}{1 + (\Delta + \Delta_S)^2 + X_s} \right]^2 + \left[\left(\frac{\Delta}{T_2} + \omega_0 - \omega_r \right) \tau_r + \kappa n_0 \frac{\Delta + \Delta_S - \beta X_s}{1 + (\Delta + \Delta_S)^2 + X_s} \right]^2 \right\} \quad (14)$$

где $\Delta_S = \beta X_s T_2 / 2T_1$ – штарковская компонента фазового смещения.

Физически выражение (14) можно рассматривать как уравнение, описывающее нелинейные свойства тонкого слоя среды в резонаторе в приближении среднего поля для условий, когда поглощение и положение его резонанса на шкале частот зависят от интенсивности проходящего поля. В данном случае это соотношение выражает расчётный аналог нелинейной характеристики пропускания такой системы. Аналогичное соотношение, но без учета следствий эффекта Штарка, формулируется в [20].

Неоднородное уширение спектральной линии. Частотная зависимость квазистационарных компонент недиагонального элемента матрицы плотности, определяемая формулой (1), соответствует однородному уширению спектральной линии поглощения. Резонансный профиль линии соответствует так называемой лоренцевой форме. Поляризованность ансамбля атомов, образующих слой, пропорциональна $\rho(t)$ из выражения (11) в произведении на число активных атомов N в единице объема. Ее частотные характеристики совпадают с частотными характеристиками отдельных атомов и, следовательно, будут определяться просто суммой однородного ряда вкладов отдельных атомов. Каждый из атомов имеет одну и ту же частоту перехода $\omega_{12} = \omega_0$ и ширину линии $2/T_2$.

Однородно уширенный контур поглощения возникает в том случае, если уширение обусловлено релаксационными процессами, действующими одинаково на все атомы, имеющие одинаковую частоту перехода. Если ширина линии совокупности атомов увеличивается вследствие того, что каждый атом или молекула имеют разные частоты ω'_{12} , то говорят о неоднородном уширении линии [22]. Смещение резонансных частот отдельных атомных диполей возможно из-за несовершенства кристаллов или неоднородности магнитного поля, определяющего частоту перехода в спиновых системах. При неоднородном уширении отдельные атомы характеризуются однородно уширенными линиями, значительно более узкими, чем полные спектральные линии всей совокупности атомов.

Такие узкие линии, из которых каждая соответствует отдельной группе атомов, имеющих одинаковую частоту перехода ω'_{12} , называют спиновыми пакетами. Выражение (1) для медленной амплитуды поляризованности σ , используемое в (5), в этом случае получается интегрированием ряда перекрывающихся распределений от каждого спинового пакета:

$$\sigma(t) = N \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\mu}{\epsilon_0} \rho + i\Delta\alpha(n - n_0) \cdot E \right] \cdot \Gamma(\omega'_{12} - \omega_0) d\omega'_{12}. \quad (15)$$

Предполагается, таким образом, что разброс частот переходов ω'_{12} имеет статистическое распределение, описываемое гауссовой функцией $\Gamma(\omega'_{12} - \omega_0)$. Характеристическая частота, определяющая полуширину резонансной кривой, выражается величиной, обратной T^* – временной константе неоднородного уширения. Интегрирование в (15) удобно проводить по разности частот $\omega'_{12} - \omega_0$, соответствующих точкам по обе стороны центрального максимума ω_0 . Используем далее стационарное приближение (5) с учетом (15). Аналогично тому, как формулировалось (14), можно получить соотношение для нормированных равновесных интенсивностей падающего и действующего в пленке полей Y_0 и X_s (нормировка совпадает с использованной в выражении (14)) в виде:

$$Y_0 = X_s \cdot \left\{ \left[1 + \frac{\chi n_0}{\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + (\Delta + \Delta' + \Delta_s)^2 + X_s} e^{-(\Delta T^*/T_2)^2} d\Delta' \right]^2 + \left[\left(\frac{\Delta}{T_2} + \omega_0 - \omega_r \right) \tau_r + \frac{\chi n_0}{\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta' - \beta X_s}{1 + (\Delta + \Delta' + \Delta_s)^2 + X_s} e^{-(\Delta T^*/T_2)^2} d\Delta' \right]^2 \right\}. \quad (16)$$

В выражении (16) ξ – нормирующий множитель, рассчитываемый из тех соображений, чтобы площадь под спектральной кривой при отсутствии возбуждения была равна единице:

$$\frac{1}{\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \Delta'^2} e^{-(\Delta T^*/T_2)^2} d\Delta' = 1, \quad \Delta' = (\omega'_{12} - \omega_0) T_2.$$

Соотношение (16) дает возможность построить нелинейные характеристики пропускания пленки резонансно поглощающей среды в зависимости от отношения частоты внешнего излучения с центром неоднородно уширенной линии поглощения. Резонансная зависимость $X_s(\Delta)$ рассчитывается на основе (16) решением соотношения как трансцендентного уравнения для X_s . На рис. 2 приведены характерные примеры расчета.

Сравнение кривых, определяемых для идентичных условий внешнего возбуждения микрорезонатора позволяет сделать вывод о том, что заметное изменение хода кривых, соответствующее бистабильности, в случае неоднородного уширения при насыщении поглощения начинает проявляться при больших Y_0 (рис.2, а). Это определено спецификой уширения – насыщение поглощения значительно лишь в спиновых пакетах, по частоте близких к ω_0 . Различие в положении точек перегиба на шкале Y_0 при неоднородном уширении сильнее зависит от автомодуляционного смещения центра линии. Вообще, бистабильность резонансных кривых на частотной шкале возможна в случае неоднородного уширения только в условиях фазовой самомодуляции, при $\beta = 0$ эти зависимости не

обнаруживают гистерезисных свойств (рис. 2, г). Сравнение показывает, что при этом уширении проявление гистерезисных свойств пропускания принимает более оптимальный характер – области бистабильности на шкалах Y_0 и Δ имеют значительно бóльшие размеры (рис.2, а-в).

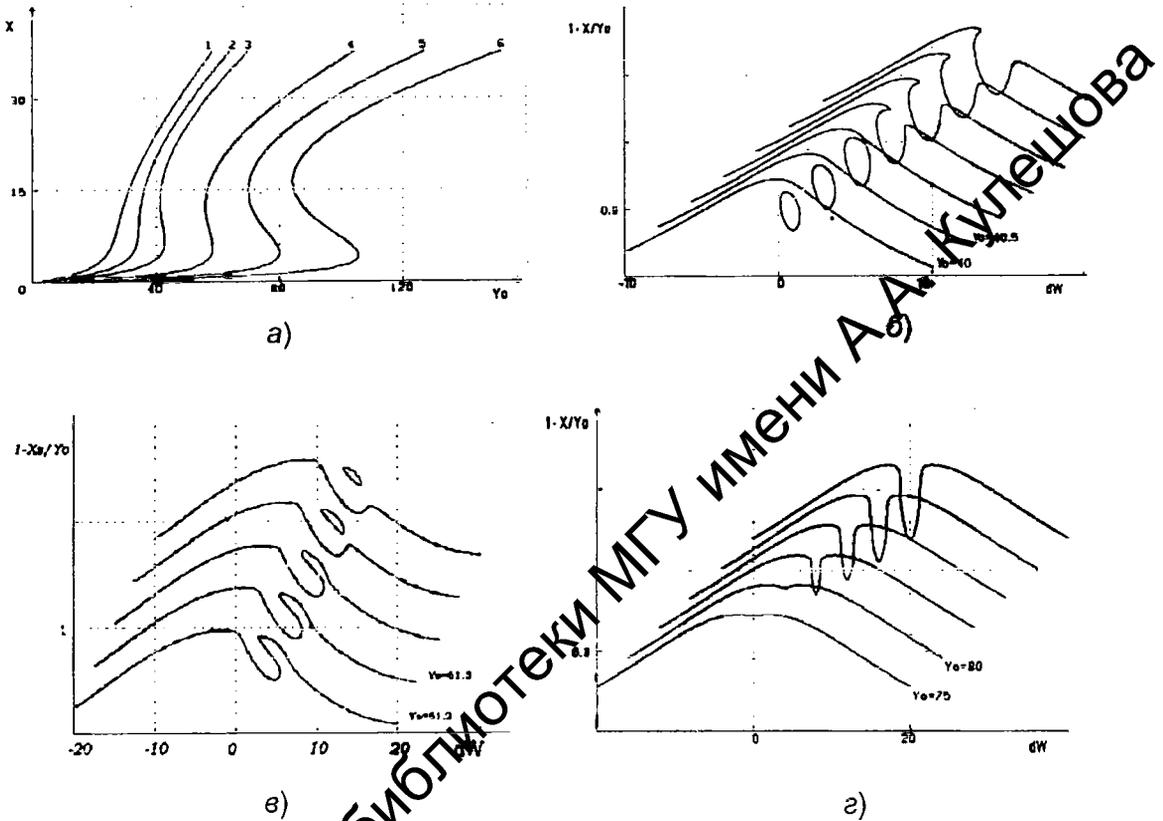


Рис.2. Зависимость интенсивности излучения в нелинейном слое от интенсивности внешнего поля Y_0 (а) и частотной отстройки Δ (б-г). Кривые (1-3, а) и кривые (б) рассчитывались на основе соотношения (14), кривые (4-6, а) и кривые (в), (г) – на основе соотношения (16).

$\beta = 0.05$ (а, б), 0.07 (в), 0 (г), $\Delta = 2.5$, $\kappa n_0 = 9$ (кривые 1,4), 11 (2,5), 13 (3,6) (а), 0.1 (б), $\kappa n_0 = 11$ (б-г), $Y_0 = 40.0-43.0$ (б), $61.2-62.4$ (в), $75-100$ (г), $T_2/T_2^* = 3$, $\omega = \omega_r$.

Таким образом, нетривиальный характер кинетики переходных процессов способен привести к смещению границ существования бистабильных решений для интенсивности поля. Эта закономерность действия лазерного излучения на оптические планарные структуры из резонансных материалов свидетельствует о возможности гистерезиса в пропускании.

Возникший в последнее время особый интерес к изучению размерно-ограниченных активных структур на основе полупроводников, специфике их свойств при взаимодействии с излучением импульсных лазеров, в частности, также в области экситонного резонанса [10], не случаен. С применением тонких полупроводниковых пленок в лазерных устройствах связывают перспективу новых решений в технологии и архитектуре интегральных схем [22]. Предполагается, что использование таких генерирующих структур возможно в качестве передающих информацию оптических элементов, стыкующихся с кремниевыми подлож-

ками микросхем. Излагаемые выше результаты могут быть полезны для оценки применимости в этих целях тонких слоев резонансно поляризуемых сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рупасов В.И., Юдсон В.И.* // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9. – С. 2179-2186.
2. *Ben-Aryeh Ya., Bowden C.M.* // Optics Comms. – 1986. – V. 59. – N 3. – P. 224-228.
3. *Бенедикт М.Г., Зайцев А.И., Малышев В.А., Трифонов Е.Д.* // Оптика и спектроскопия. – 1989. – Т. 66. – С. 726-728; там же, 1990. – Т. 68. – С. 812-817.
4. *Grenshaw M.E., Bowden C.M.* // Phys. Review Letts. – 1992. – V. 69. – N 24. – P. 3475-3478
5. *Юревич В.А., Чернов С.М.* // Письма в ЖТФ. – 1993. – Т. 19. – Вып. 9. – С. 40-44
6. *Захаров С.М., Манькин Э.А.* // ЖЭТФ. – 1994. – Т. 105. – С. 1053-106.
7. *Юревич В.А.* // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21. – С. 959-961.
8. *Bowden C.M., Agrawal G.P.* // Phys. Review. – 1995. – V. 51, – N 5. – P. 4132-4139.
9. *Ванагас Э., Маймистов А.* // Оптика и спектроскопия. – 1998. – Т. 84. – С. 301-306.
10. *Хаджи П.И., Фёдоров Л.Е.* // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 29. – С. 61-65.
11. *Юревич В.А.* // Журнал прикладной спектроскопии. – 1999. – Т. 66. – С. 661-665; там же, 2000. – Т. 67. – С. 669-673.
12. *Lugiato L.A.* // In: Progress in Optics (Amsterdam). – 1984. – V. XXI. – С. 69-81.
13. *Башаров А.М.* // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94. – С. 12-18.
14. *Лойко Н.А., Логвин Ю.А., Самсон А.М.* // Квантовая электроника. – 1995. – Т. 22. – С. 389-392.
15. *Бабушкин И.В., Логвин Ю.А., Лойко Н.А.* // ЖЭТФ. – 2000. – Т. 117. – С. 149-161.
16. *Редько В.П., Хомченко А.В., Юревич В.А.* // Доклады НАН Беларуси. – 2003. – Т. 47. – № 1. – С. 57-61.
17. *Haelterman M., Mandel P.* // Opt. Letters. – 1990. – V. 15. – P. 1412-1415.
18. *Юревич В.А.* // Оптика и спектроскопия. – 1989. – Т. 66. – С. 1403-1406.
19. *Апанасевич П.А.* Основы теории взаимодействия света с веществом. – Минск, 1977. – 496 с.
20. *Ораевский А.Н.* // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 29. – С. 137-140.
21. *Пантел Р., Путхоф Г.* Основы квантовой электроники. – М., 1972. – 384 с.
22. *Захаров С.М.* и др. // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 28. – С. 189-206.