

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СПЕКТРЫ ПРОПУСКАНИЯ СЛОЯ АКТИВНЫХ АТОМОВ
ПРИ НЕОДНОРОДНОМ УШИРЕНИИ

Е. В. Глазунова, В. А. Юревич *

УДК 535.32:621.373

Учреждение образования "Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова", Беларусь,
212022, Могилев, ул. Космонавтов, 1; e-mail: mogu@tut.by

(Поступила 1 октября 2004)

Проведена оценка условий проявления бистабильности в резонансных кривых пропускания слоя активных атомов с неоднородным уширением. Показано, что гистерезис в частотной зависимости пропускания такого слоя возможен только в условиях штарковского смещения уровней резонансного перехода.

Ключевые слова: частотная оптическая бистабильность, автомодуляционное уширение спектральной линии.

An estimation of bistability effect conditions in transmission resonant curves of layer of active atoms with inhomogeneous broadening is carried out. It is shown that the hysteresis in frequency transmission dependence for such layers is possible only under condition of Stark drift of resonant transition levels.

Keywords: frequency optical bistability, light field spectrum linewidth broadening.

Введение. Исследование процессов формирования резонансного контура поглощения слоя активных атомов может представлять интерес при выяснении условий наблюдения бистабильных свойств пропускания [1—4]. Свойство бистабильности или гистерезиса в оптических системах, возбуждаемых лазерным излучением, хорошо наблюдается при изменении амплитуды возбуждения [5]. Изучение условий частотной бистабильности оптических систем, включая планарные структуры пониженной размерности, интересно для применения при создании современных устройств передачи, хранения и обработки информации.

Постановка задачи и описание подхода. Нами проведен расчет резонансных кривых среды с нелинейным поглощением, представляемой ансамблем активных атомов. Основная задача — определение роли неоднородного уширения (гауссовой формы разброса основных частот ω_0 активных частиц по отношению к центру линии Ω) в формировании спектральной зависимости поглощения при высоком уровне насыщения. При этом также принципиален учет штарковского смещения уровней основного перехода в интенсивном световом поле.

Рассматривался случай, когда на заполняющий резонатор слой активной среды падает монохроматический сигнал. Внешний сигнал соответствует нормальной по отношению к поверхности слоя плоской световой волне с несущей частотой ω и амплитудой $E_i(t)$, относительно медленно меняющейся за время, сравнимое с периодом $2\pi/\omega$. Взаимодействие световой волны со средой слоя может быть описано на основе полуклассического подхода, представляемого моделью Максвелла—Блоха (Maxwell—Bloch), позволяющей исследовать динамическое поведение резонаторных систем в условиях воздействия оптических полей. Подобная система уравнений в записи, представленной в [3], использована для формулировки приведенного ниже соотношения. В настоящей работе выражение для поляризационного отклика среды модифицировано, во-первых, с учетом обобщенной 2-уровневой схемы (аналогично, например, [6]). Ее применение позволяет в известном приближении [7] рассмотреть роль обусловленного штарковским эффектом автомодуляционного уширения линии. Во-вторых, в традиционной форме учитывалось неоднородное уширение, при котором отдельные атомы характеризуются однородно уширенными линиями, более узки-

TRANSMISSION SPECTRA OF LAYER OF ACTIVE ATOMS WITH INHOMOGENIOUS BROADENING

E. V. Glasunova and V. A. Yurevich * (A. A. Kulshov Mogilev State University, 1 Kosmonavtov Str., Mogilev, 212022, Belarus; e-mail: mogu@tut.by)

ми, чем полные спектральные линии всей совокупности атомов. Такие узкие линии, каждая из которых соответствует отдельной группе атомов, имеющих одинаковую частоту перехода ω_0 , называют спиновыми пакетами. Используемое выражение для поляризованности ансамбля атомов, составляющих слой (как, например, в [2]), представлялось в виде интеграла ряда перекрывающихся распределений от каждого спинового пакета.

Расчеты. В предположении некогерентного взаимодействия и в приближении среднего поля можно сформулировать следующее дисперсионное соотношение для нормированных интенсивностей (X, X_0) квазистационарного поля E в слое и поля внешнего сигнала (предполагается также непрерывность сигнала $E_s(t) = E_0$):

$$X_0 = X \left\{ \left[1 + \mathcal{K} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(\omega'_0 - \Omega) d(\omega'_0 - \Omega)}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 \tau_2^2 + X} \right]^2 + \left[(\omega_r - \Omega) \tau_r - \mathcal{K} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(\omega'_0 - \omega) \tau_2 - \beta X}{1 + (\omega'_0 - \omega)^2 \tau_2^2 + X} g(\omega'_0 - \Omega) d(\omega'_0 - \Omega) \right]^2 \right\}. \quad (1)$$

где ω_r — частота моды резонатора; τ_r — время жизни фотона в резонаторе; \mathcal{K} — показатель ненасыщенного поглощения (усиления) в слое; β — фактор автомодуляционного смещения линии поглощения; $g(\omega_0 - \Omega)$ — функция гауссова распределения спиновых пакетов с дисперсией, обратной τ_2^2 ; $1/\tau_2$ и $1/\tau_2^*$ — параметры однородной и неоднородной ширины спектрального контура соответственно.

Интенсивности полей нормированы по уровню мощности насыщения светового поля в слое:

$$X = \frac{\mu^2}{\hbar^2} \tau_1 \tau_2 E^2, \quad X_0 = \frac{\mu^2}{\hbar^2} \tau_1 \tau_2 \gamma E_0^2, \quad \text{где } \mu \text{ — матричный элемент дипольного момента атомов; } \tau_1 \text{ — время}$$

релаксации населенности уровней; γ — величина френелевского пропускания слоя. Выражение (1) следует рассматривать как уравнение, описывающее нелинейные свойства планарных оптических систем для условий, когда поглощение и его резонансная частота могут зависеть от интенсивности поля излучения. Аналогичные соотношения, но для $\beta = 0$ и только при однородном уширении рассматривались, например, в [1, 3].

Расчет нелинейных характеристик поглощения, определяемых зависимостью $X(X_0)$, при фиксированной отстройке ω по отношению к Ω на основе соотношения (1) относительно прост, если задавать величину X как неотрицательный линейно нарастающий параметр и вычислять значение X_0 . Типичные зависимости приведены на рис. 1, а. Сравнение кривых, рассчитанных для идентичных условий внешнего возбуждения резонатора, позволяет сделать такие выводы. Заметное изменение хода кривых, соответствующее бистабильности, при насыщении поглощения для неоднородного уширения начинает проявляться при больших X_0 по отношению к случаю, когда отклик среды характеризуется однородным уширением. Это определено спецификой уширения: влияние насыщения на уровень поглощения по мере увеличения интенсивности значительно нарастает в спиновых пакетах, близких по частоте к Ω . Ширина области гистерезиса (разность положений точек поворота бистабильных кривых на шкале X_0) сравнительно более велика при неоднородном уширении. Ширина этой области в зависимости от отстройки частоты излучения ω по отношению к центру линии Ω характеризуется максимумом, причем соответствующая максимуму отстройка по знаку соответствует направлению автомодуляционного смещения частоты перехода.

На основе соотношения (1) можно рассчитать резонансные кривые зависимости интенсивности $X(\Delta)$, где $\Delta = (\omega - \Omega) \tau_2$ — нормированная величина частотной отстройки, при фиксированном уровне возбуждения X_0 . Соотношение в таком случае следует решать как нелинейное уравнение относительно X . На рис. 1, б—г показаны характерные результаты вычисления нормированных спектральных кривых для случая сильного насыщения (приведена центральная часть кривых, содержащая интересные особенности). Известно, что при отсутствии шарковского эффекта для однородно уширенных кривых в окрестности центральной частоты линии характерна область резкого снижения поглощения [4], положение зон бистабильности на частотной шкале Δ по отношению к ней симметрично. Нелинейное шарковское смещение приводит к асимметрии кривых. На рис. 1 видно, что гистерезисный ход кривых спектра поглощения пленок при неоднородном уширении проявляется только в случае существования автомодуляционного смещения основной частоты перехода (рис. 1, б и в). Перекрывание симметричных резонансных кривых, соответствующих распределению спиновых пакетов с функцией $g(\omega_0 - \Omega)$, для случая $\beta = 0$ (рис. 1, г) приводит к “смазыванию” характерных для однородно уширенных линий бистабильных изгибов на краях центральных “провалов”. Результаты многократных расчетов, подобных приведенным, указывают на то, что скачок

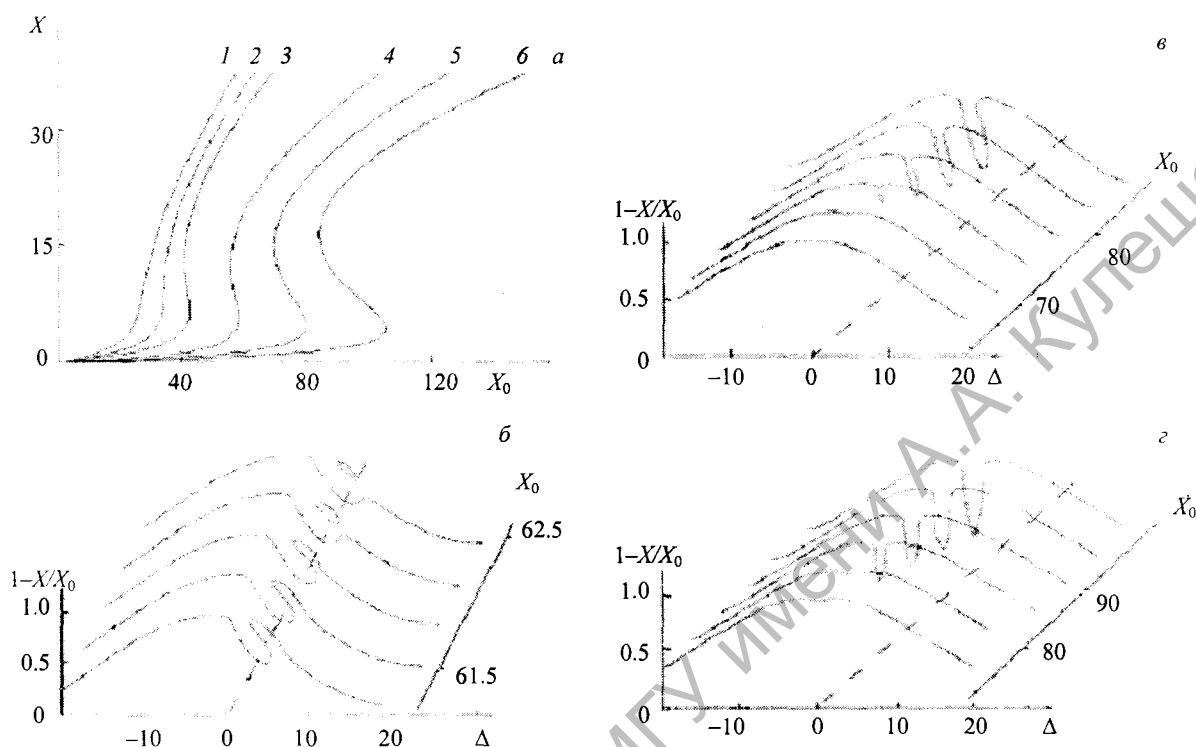


Рис. 1. Зависимость интенсивности светового поля, установившегося в слое, от интенсивности падающей волны (а) и нормированные резонансные кривые для разного уровня насыщения поглощения (б–г): а — $\chi = 9$ (1, 4), 11 (2, 5), 13 (3, 6), $\Delta = 2.5$, $\beta = 0.1$ (1–3 — случай однородного уширения, 4–6 — неоднородного при $\tau_2/\tau_2^* = 3$); б–г — $\chi = 11$ (в, г) и 12 (б); $\beta = 0$ (г), 0.05 (в) и 0.10 (б), $\omega_r = \Omega$, $\tau_2/\tau_2^* = 3$

пропускания при гистерезисном переключении резонансной кривой может достигать 50 %, что существенно превышает подобное изменение поглощения в случае, если среда характеризуется только однородным уширением. Отметим также, что с ростом насыщения гистерезисное переключение частотной кривой, начиная с определенных X_0 , не реализуется (рис. 1, в), хотя на нелинейной зависимости $X(X_0)$ бистабильный S-образный изгиб при соответствующем фиксированном значении Δ существует.

Заключение. Зависимости $X(X_0)$ и $X(\Delta)$, установленные расчетом, указывают на примерное сочетание параметров внешнего светового поля и среды, при которых в условиях неоднородного уширения могут проявляться гистерезисные свойства пропускания излучения слоем активных атомов. Величина отношения времен фазовой релаксации τ_2/τ_2^* , а также значение параметра нелинейности β близки к соответствующим характеристикам сред люминесцентных кристаллов. Приведенное соотношение (1) может быть также использовано при изучении свойств излучения, проходящего сквозь особо тонкие (субмикронные) планарные слои резонансных сред с высокой плотностью активных центров (тогда следует принимать $\omega_r - \Omega \equiv 0$).

Расчетный анализ резонансных кривых $X(\Delta)$ на основе соотношения (1) позволяет сделать вывод о том, что оптический гистерезис в пропускании резонансного светового поля слоем активных атомов с неоднородным уширением возможен только в условиях вызванного штарковским эффектом автомодуляционного уширения линии.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф03-188).

[1] С.М.Захаров, Э.А.Манькин. ЖЭТФ, 105 (1994) 1053—1062

[2] С.М.Захаров. ЖЭТФ, 108 (1995) 829—841

[3] А.Н.Ораевский. Квант. электрон., 29 (1999) 847—848

[4] В.А.Юревич. Журн. прикл. спектр., 67 (2000) 667—671

[5] Х.Гиббс. Оптическая бистабильность: Управление светом с помощью света, Москва, Мир (1988)

[6] В.А.Юревич. Журн. прикл. спектр., 66 (1999) 661—665

[7] П.А.Апанасевич. Основы теории взаимодействия света с веществом, Минск, Наука і тэхніка (1977)