

РЕЗОНАНСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ π -ИМПУЛЬСОВ ТОНКОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ПЛЕНКОЙ

Введение. В связи с разработкой систем эффективного управления лазерным излучением, а также созданием элементной базы оптоэлектроники, возникает чисто практический интерес к изучению отклика тонких слоев сред с активной абсорбцией на световые импульсы. Реакцию пленки нелинейной среды на световое поле рассматривают в модели особо тонкого слоя резонансных атомов (толщина слоя значительно меньше длины волны приложенного поля) [1,2]. Изучение этой модели может включать задачу об отражении ультракороткого импульса света от поверхности раздела линейных сред, содержащей подобный граничный слой [3-5]. Механизмы нелинейности реакции среды, наряду с насыщением поглощения такими импульсами, обуславливают проявление эффектов фазового смещения. Взаимозависимость этих эффектов может обусловить существование обратной связи в среде пленки, это явление интересно тем, что реализуется без дополнительных отражателей. Среда с граничным нелинейным слоем должна характеризоваться резонансным отражением, критичным к амплитуде и частоте зондирующего светового поля.

В литературе фазовые эффекты рассмотрены, в основном, как следствие взаимного влияния дипольных атомов. Эффект диполь-дипольного взаимодействия анализировался в рамках учета локального поля Лоренца. Известно, что фазовая модуляция излучения может быть обусловлена влиянием квазирезонансных компонент поляризуемости на диэлектрическую проницаемость, в этой ситуации оказывается важным также учет штарковского смещения резонансных уровней [6]. В настоящей работе анализируется влияние этих трех факторов фазового смещения на динамику отражения тонкой активной пленкой короткого светового импульса.

Основные уравнения. Полагаем, что на слой резонансно поляризуемых атомов, толщина которого l намного меньше длины волны света ($l \ll \lambda = 2\pi c/\omega$), нормально падает плоская световая волна частоты ω с амплитудой E_0 , относительно медленно меняющейся на промежутках времени, сравнимых с периодом светового колебания. Взаимодействие поля лазерного излучения с веществом границы, разделяющей оптические среды диэлектрической проницаемости ϵ_1 и ϵ_2 , описывается аналогично [7] модифицированной системой уравнений Максвелла – Блоха для квазистационарных нормированных комплексных амплитуд поля проходящей и отраженной волн (e и e_r) и вероятностных переменных поляризованности p и разности заселенности уровней основного перехода n , отнесенных к одному атому:

$$e'(\tau) = \frac{2}{1+\eta} e_i(\tau) - \frac{1-i\delta}{1+\eta} [p - i\beta(n-n_0) e'(\tau)], \quad e_r = e - e_i,$$

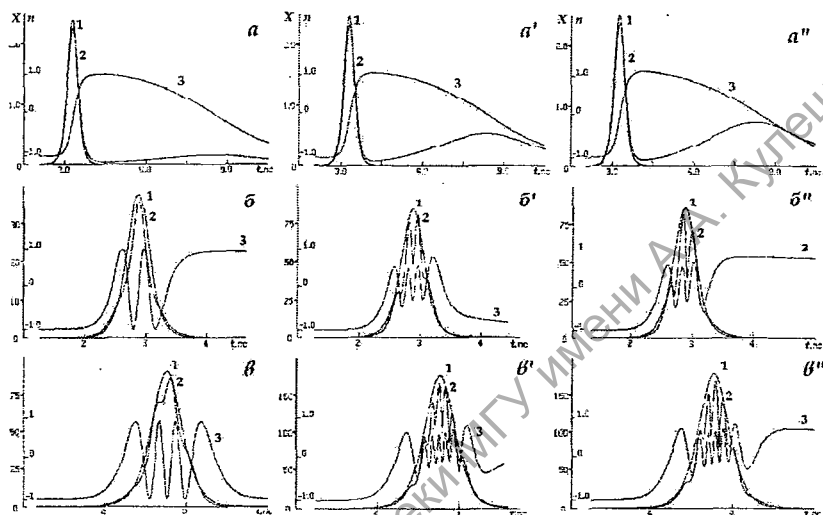
$$\frac{dp}{d\tau} + i \left(\Delta\omega + \frac{\beta}{2} |e'|^2 \right) p = ne', \quad \frac{dn}{d\tau} = -\frac{1}{2} (p^* e' + p e''),$$

Здесь e' – действующее в местах нахождения резонансных атомов поле с учетом локальной добавки, определяемой объемной поляризованностью ($\delta = c/3\alpha$ – нормированный лоренцевский коэффициент), β – параметр резонансной нелинейной рефракции, пропорциональный $\Delta\alpha$ – дефекту поляризуемости (разности поляризуемостей в основном и возбужденном состоянии атома), $\Delta\omega = (\omega - \omega_0)\tau_R$ – отстройка несущей частоты импульса поля от резонансной частоты перехода ω_0 , нормированная по времени сверхизлучения τ_R , n_0 – начальное значение разности заселенности, по времени сверхизлучения нормирована и переменная времени в системе. Уравнения связи амплитуд полей в системе записаны на основе используемых при решении уравнений Максвелла граничных условий для полей e , e_r и e_i на границе раздела сред. Учет переходных процессов в среде граничного слоя приводит к тому, что в отражении присутствует дополнительная компонента, обусловленная нелинейной поверхностной поляризацией. Члены, пропорциональные поляризованности, учитывают компоненту нелинейного отклика граничного слоя, связанную со сверхизлучением активных атомов слоя [4].

Автомодуляционные изменения отраженных импульсов. В задаче моделирования переходных процессов в сильно нестационарных условиях импульсного воздействия напряженность поля $e_i(t)$ зондирующего резонансную пленку светового импульса субпикосекундной длительности задавалась в виде гиперболического секанса. Амплитуды импульсов соответствовали случаю рассматриваемых в теории когерентного взаимодействия так называемых импульсов. Величина полярного угла вектора Блоха, рассчитываемая как $\theta_0 = \frac{\mu}{\hbar} \int_0^\infty E_i(t) dt$ и выражающая, как говорят, нормированную «площадь импульса поля», для входных импульсов была сравнима или превышала значение π (здесь μ – величина дипольного момента резонансного перехода). Результаты моделирования приведены ниже на рисунках, где представлено изменение нормированной интенсивности $X \sim |e_r(\tau)|^2$ в отраженных импульсах в зависимости от их пиковой мощности. Целесообразно представлялось форму отраженных импульсов (кривые 2) привести на фоне нормированных по их пиковым значениям зависимостей, изображающих падающий π -импульс (кривые 1).

Для относительно небольших значений полярного угла θ_0 трансформация прошедших или отраженных импульсов незначительна. p -импульс инвертирует разность заселенности уровней основного перехода, поэтому на заднем фронте отраженных импульсов появляется относительно небольшой всплеск интенсивности (рис., $a-a''$). Из-за нелинейной рефракции резонансное отражение слоя

возрастает, поэтому в случаях a' , a'' амплитуда вторичного импульса больше. В случаях b' , b'' , v' , v'' , когда существенны фазовые эффекты, импульсы приобретают высокочастотную модуляцию, которая обусловлена бистабильностью состояний модели [7].



Зависимость интенсивности падающего и отраженного поля в относительных единицах (кривые 1,2), разности заселенности (кривые 3) от времени:

$\theta_0/\pi = 1.0$ ($a-a''$), 5.0 ($b-b'$), 8.0 ($v-v''$), $\delta = 0$ ($a'-a''$) 0.4 ($a''-a'$),
 $\beta = 0$ ($a-v$), 0.1 ($a'-v'$), $\eta = 1.54$ (масштаб времени – пикосекундный)

Литература.

1. Башаров А.М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 12-18.
2. Гадомский О.Н., Власов Р.А. Эхо-спектроскопия поверхности. – Минск, 1990. – 246 с.
3. Benedict M., Malyshev V.A., Trifonov E.D. // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. P. 3845-3853.
4. Малышев В.А., Конехеро Харке Э. // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 4. С. 630-634.
5. Захаров С.М. // ЖЭТФ. 2002. Т.118. С. 2234-2247.
6. Afanas'ev A.A., Aranasevich P.A. et al. // Phys. Rev.A. 1999. V. 60. № 2. P. 1523-1529.
7. Тимошенко Е.В., Юревич В.А. // Доклады Национальной АН Беларуси. 2010. Т. 54. № 6. С. 56-61.