

УДК 621.378

РАСЩЕПЛЕНИЕ СВЕРХКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ОТРАЖЕНИИ ОТ ТОНКОЙ ПЛЁНКИ

Ю.В. Юревич, В.А. Юревич, Е.В. Тимощенко

Могилёвский государственный университет им. А.А. Кулешова, Могилев, Беларусь

SUPERSHORT PULSE SPLITTING UNDER RESONANT REFLECTION FROM A THIN FILM

Yu.V. Yurevich, V.A. Yurevich, E.V. Timoschenko

A.A. Kuleshov Mogilev State University, Mogilev, Belarus

Моделируется нелинейный динамический эффект – расщепление короткого светового импульса, отражаемого тонким слоем плотной резонансной среды. Эффект возникает как результат когерентного взаимодействия, развивающегося в условиях динамичной фазовой перестройки поля лазерного импульса и поляризованности среды тонкого слоя. Решающим фактором развития процесса расщепления является эффект фазового смещения, обусловленный влиянием ближних дипольных взаимодействий на контур линии поглощения.

Ключевые слова: резонансное отражение импульсов, тонкие оптические плёнки, диполь-дипольное взаимодействие.

The nonlinear dynamic effect – splitting of the supershort optical pulse reflected by a dense resonant medium thin layer is simulated. The effect arises as a result of the coherent interaction, developing in a dynamic phase adjustment of the laser pulse field and the polarization of the medium of a thin layer. The decisive factor in the development of the splitting process is the effect of the phase shift due to the influence of neighbor dipole interactions on the absorption line.

Keywords: pulse resonant reflection, thin optical films, dipole-dipolar interaction.

Введение

Волны высокочастотного электромагнитного поля способны эффективно взаимодействовать с тонкими в масштабе длины волны плёнками активных сред [1]–[4]. Для характеристик отражения при этом типично наличие нелинейных компонентов, дополнительных к френелевским, например, – в значении эффективного коэффициента отражения слоя. Их возникновение обусловлено вкладом в диэлектрическую проницаемость составляющих поверхностной резонансной поляризованности [5], их нередко называют сверхизлучательными. В условиях плотных резонансных сред (оптических материалов с относительно высокой плотностью активных центров) нелинейность усиливается за счёт взаимного влияния ближних полей элементарных излучателей [6], [7]. В число плотных резонансных сред включают изучаемые ныне квантоворазмерные полупроводниковые структуры [7], [8]. Субмикронные и наноразмерные планарные системы таких слоёв обладают выраженным нелинейным откликом в экситонной области спектра и перспективны для использования в качестве элементов в устройствах управления когерентными потоками излучения.

В настоящей работе исследованы особенности отражения коротких оптических импульсов тонкими планарными плёнками плотных резонансных сред. В связи со сложностью подобных граничных задач, изучаемых для крайне нестационарных

режимов взаимодействия, использованы приёмы компьютерного моделирования, которые позволяют оценить характер и степень изменения формы отражённого светового поля. Взаимодействие поля с веществом плёнки рассматривается в приближении особо тонкого слоя, когда в качестве уравнений связи полей (падающего, отражённого и действующего на элементарные излучатели, образующие плёнку) возможно применение электродинамических условий для полей на границе раздела. Наряду с учётом типичной для плотных резонансных сред нелинейности, обусловленной диполь-дипольным взаимодействием, использование осцилляторной квантовомеханической модели динамической реакции среды на импульсное излучение характеризует оригинальность поставленной задачи и результатов её решения.

1 Основные уравнения

Рассматривается планарная резонансная плёнка толщиной l , значительно меньшей длины волны света $\lambda = 2\pi c/\omega$, находящаяся на границе раздела двух линейных оптических сред. Плотность активных центров в плёнке предполагается относительно высокой. Расстояние между резонансными частицами при этом считается достаточным, чтобы избежать перекрытия их электронных орбиталей, тогда можно не выходить за рамки традиционного описания взаимодействия поля со средой [8]. В случае нормального падения плосковолнового поля на плёнку с

нерезонансным показателем преломления η соотношения для полей с учётом поверхностной поляризованности выражаются в виде:

$$\begin{aligned} E &= \frac{2}{\eta+1} E_i + \frac{\mu N l}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \frac{d\rho}{dt}, \\ E_r &= -\frac{\eta-1}{\eta+1} E_i + \frac{\mu N l}{\varepsilon_0 (\eta+1) c} \frac{d\rho}{dt}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь $E(t)$ – напряжённость прошедшего в среду поля, $E_i(t)$ и $E_r(t)$ – напряжённости внешнего импульсного поля и отражённого плёнкой поля соответственно, μ – средний дипольный момент активных центров, N – их концентрация (учтено, что макроскопическая объёмная резонансная поляризованность связана с вероятностной величиной ρ так: $P(t) = \mu N \rho(t)$). Далее будут использоваться нормированные переменные напряжённости:

$$\begin{aligned} e(t) &= \frac{\mu}{\hbar \omega} E(t), \\ e_r(t) &= \frac{2\mu}{\hbar \omega (\eta+1)} E_r(t). \end{aligned}$$

Условия связи полей (1.1) дополнены осцилляторными уравнениями квантовомеханической матрицы плотности для вероятностных переменных поляризованности ρ и разности заселённости n уровней резонансного перехода. Для рассматриваемой в дальнейшем ситуации с воздействием поля на активные центры в слое учитывается конечность времен T_1 и T_2 релаксации отклика среды слоя, при этом время релаксации разности заселённости T_1 может значительно превышать время необратимой фазовой релаксации T_2 . Также предполагается, что динамика лорентцовой поправки, которой в приближении среднего поля учитывается вклад ближних полей диполей в поляризуемость, определяется изменением резонансной составляющей поляризованности. Система уравнений, используемых при моделировании отражения импульсного поля, будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \rho}{d\tau^2} + \frac{2}{\tau_2} \frac{d\rho}{d\tau} + \rho (1+2\gamma n) &= -2ne, \\ \frac{dn}{d\tau} + \frac{n-n_0}{\tau_1} &= -2 \frac{d\rho}{d\tau} (e+\gamma\rho), \\ e(\tau) &= e_i + \frac{\kappa}{\tau_2} \frac{d\rho}{d\tau}, \\ e_r(\tau) &= -\frac{\eta-1}{2} e_i + \frac{\kappa}{\tau_2} \frac{d\rho}{d\tau}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь ω_0 – среднее значение собственной частоты элементарных осцилляторов. В случае резонансного взаимодействия учитывается, что несущая частота поля импульса ω близка к ω_0 (в пределах частотной ширины резонанса, оцениваемой величиной $2/T_2$). В системе (1.2) нормированы время и параметры релаксации – $\tau = \omega_0 t$,

$\tau_{1,2} = \omega_0 T_{1,2}$, а также определена величина показателя резонансного поглощения плёнки $\kappa = \mu^2 \omega N l T_2 / \varepsilon_0 (\eta+1) \hbar c$ и вводится нормированный коэффициент в лорентцовой поправке для локального поля: $\gamma = \mu^2 N / 3 \varepsilon_0 \hbar \omega_0$.

2 Результаты моделирования

В рамках численного решения разностного аналога системы (1.2) моделировалась реакция тонкого слоя на внешний сигнал с несущей нормированной частотой

$\Omega = 1 + \Delta$ ($\Delta = (\omega_0 - \omega) / \omega_0$), представленный зависимостью

$$e_i(\tau) = e'_i(\tau) \exp(i\Omega\tau).$$

Его амплитуда задавалась в виде гиперболического секанса:

$$e'_i(\tau) = \frac{2e_0 / \Delta\tau}{\exp(\tau / \Delta\tau) + \exp(-\tau / \Delta\tau)},$$

т.е. сигнал представлял собой оптический импульс фемтосекундной длительности, определяемой значением $\Delta\tau$. Естественно было считать, что при отсутствии зондирующего извне поля (в начальный момент времени) ансамбль активных центров, образующих плёнку, находится в основном состоянии, т.е. $n(\tau=0) = 1.0$, а резонансная поляризованность отсутствует –

$$\rho(\tau=0) = 0 \text{ и } \frac{d\rho}{d\tau}(\tau=0) = 0.$$

Решалась известная задача Коши, то есть для этих условий при численном интегрировании уравнений (1.2), определялась зависимость $\rho(\tau)$, а также $e(\tau)$. Напряжённость поля $e_r(\tau)$ выражалась на основе полученной зависимости, следуя соотношениям для поля в системе (1.2).

На рисунке 2.1 представлены результаты расчёта нормированной (безразмерной) напряжённости поля излучения в отражённом импульсе. Характер трансформации импульсов отслеживается для нарастающего ряда значений показателя ненасыщенного поглощения κ и значений напряжённости приложенного поля $e_0 / \Delta\tau$ (здесь же на рисунке 2.1, а представлена форма зондирующего импульса), временную шкалу было удобно выбрать в пикосекундах. При выборе параметров моделирования, которые использовались для определения коэффициентов системы (1.2), исходили, как правило, из тех оценок, которые известны, например, из работы [7], где рассмотрены структуры на основе *InGaAs/GaAs* или *GaInNAsSb*, нелинейно реагирующие на излучение в экситонной области спектра. Применение квантовой резонансной модели взаимодействия при анализе динамики когерентных оптических явлений в используемых в лазерной физике полупроводниках детально обосновано, например, в [9]. Масштаб моделируемого явления по уровню средней напряжённости e_0

соответствовал резонансному отражению импульса с пиковой интенсивностью порядка 10^8 Вт/см² субмикронной плёнкой толщины l , не превышающей $\sim 10^{-7}$ м; плотность активных центров N предполагалась в пределах $1 \dots 4 \cdot 10^{24}$ м⁻³, частота резонанса ω_0 избрана примерно равной $1.45 \cdot 10^{15}$ рад/с.

Расчёты, результаты которых в качестве примера приведены на вариантах рисунка, позволили установить следующее. При невысоком ненасыщенном поглощении κ (в случае, если принять, что $\gamma = 0$) деформация импульса не особо выражена, асимметрия отражённого сигнала и возникновение «провала» вблизи пиковой области импульса проявляется по мере роста поглощения примерно так, как демонстрируется на рисунок 2.1, б. Но затем подобного рода раздвоение утрачивает контраст (и эта особенность способна вообще исчезнуть) при дальнейшем увеличении κ .

Существенное изменение форма отражённого импульса испытывает в случае отстройки несущей частоты от центра линии поглощения ω_0 и при влиянии эффекта локального поля

(рисунок 2.1, в-з). Импульс «раскалывается» на две асимметричные части с высоким контрастом (рисунок 2.1, в, з, ж, з). Эффект расщепления тогда оптимален, его контраст может быть особенно заметным на временной развёртке интенсивности сигнала. Соотношением амплитуд частей отражённых импульсов можно управлять, варьируя соотношения между параметрами входного импульса и плёнки. Нарастание входной амплитуды e_0 ведёт к усложнению картины деформации (рисунок 2.1, е-з) – напряжённость в пике второго из возникших импульсов относительно возрастает и на его заднем фронте формируется третий выброс. Дальнейшее увеличение входной амплитуды, однако, приводит к снижению контраста модуляции.

Заключение

Причину рассмотренной сильной деформации отраженных тонким слоем плотной резонансной среды световых сигналов следует объяснить особенностями нелинейной динамики фазового соотношения светового поля и резонансной поляризации в условиях нутационных колебаний разности заселённости.

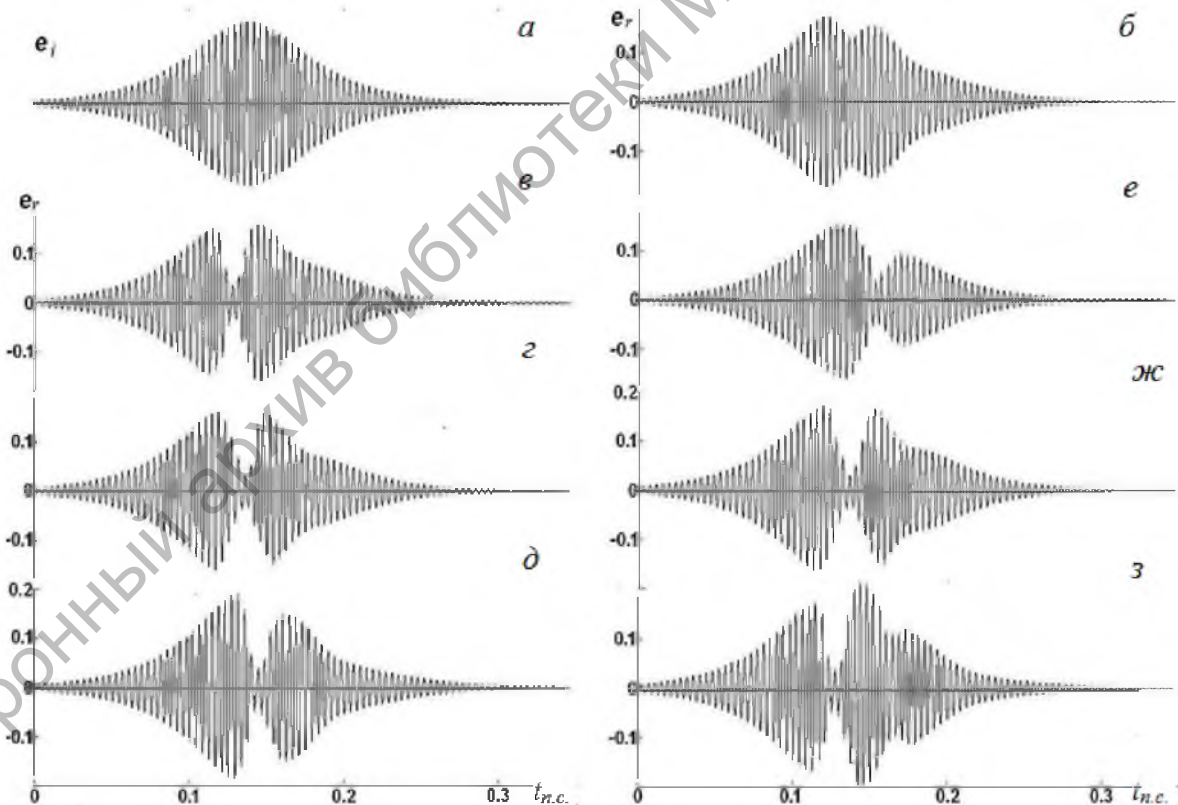


Рисунок 2.1 – Форма отражённых граничным нелинейным слоем импульсов: входной импульс с амплитудой огибающей $e_0/\Delta\tau = 0.25$ (а-д), $\kappa = 1.4$ (б, е-з), 1.1 (в), 1.2 (з), 1.5 (д), $e_0/\Delta\tau = 0.2$ (е), 0.27 (ж), 0.3 (з), $\gamma = 0$ (б), 0.3 (в-з), $\Delta = 0$ (б), 0.05 (в-з); $\eta = 3.6$, $T_1 = 1.0 \cdot 10^{-9}$ с, $T_2 = 5.0 \cdot 10^{-13}$ с, $\lambda = 1.3 \cdot 10^{-6}$ м

Нутационная динамика типична для когерентного взаимодействия поля и среды, когда длительность импульсов сравнима или меньше времени фазовой релаксации среды T_2 , и способна проявиться в отражённом тонким активным слоем излучении [4]. Нелинейный эффект затягивания частоты поля, первоначально отстроенного от резонанса в пределах спектральной ширины линии к её центру, давно известен в литературе. В ходе взаимодействия световое поле сигнала по частоте настраивается на резонанс, поглощение в центре линии максимально и при высокой мощности входного поля для него характерно насыщение. Перестройка фазы поляризованности следует за динамично смещающейся из-за эффекта ближних полей диполей резонансной частотой, это смещение определяется изменением разности заселённости. Оба процесса – перестройка частоты поля и дрейф резонансной частоты линии характеризуются различными временами релаксации. Из-за динамичных отклонений от условий резонансного поглощения во временной области, соответствующей пиковой части импульса, вместо насыщения и снижения поглощения возможно его резкое нарастание, в итоге отражённый импульс способен разделиться на две части.

Основным результатом работы является предсказание возможности расщепления короткого оптического импульса, отражаемого тонким слоем плотной резонансной среды. Явление характерно для режима когерентного взаимодействия света с веществом и возникает как следствие нутационных колебаний разности населённостей, развивающихся в условиях влияния ближних дипольных взаимодействий на контур линии поглощения. Эффект сильной деформации светового сигнала при резонансном отражении можно использовать для профилирования сверхкоротких световых импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович, Б.Я. Влияние возбуждения поверхностной электромагнитной волны на временную форму отражённого лазерного импульса / Б.Я. Зельдович, А.Н. Чудинов, А.А. Шульгинов

// Письма в ЖТФ. – 1992. – Т. 18, вып. 22. – С. 61–65.

2. Бакунов, М.И. Расщепление электромагнитного импульса при резонансном отражении от плазменной плёнки / М.И. Бакунов, Н.С. Гурбатов // ЖТФ. – 1997. – Т. 68. – № 6. – С. 65–71.

3. Злодеев, И.В. Трансформация гауссова импульса при отражении от резонансной тонкоплёночной структуры / И.В. Злодеев, Ю.Ф. Наседкина, Д.И. Семенов // Опт. и спектр. – 2012. – Т. 113, № 2. – С. 234–241.

4. Тимощенко, Е.В. Сверхизлучательная трансформация световых импульсов при отражении граничным нелинейным слоем / Е.В. Тимощенко, В.А. Юревич // Доклады НАН Беларуси. – 2010. – Т. 54, № 6. – С. 56–61.

5. Гадамский, О.Н. Эхо-спектроскопия поверхности / О.Н. Гадамский, Р.А. Власов // Мн.: Наука і тэхніка, 1990. – 216 с.

6. Malyshev, V. Spatial effects in nonlinear resonant reflection from the boundary of a dense semi-infinite two-level medium: normal incidence / V. Malyshev, E. C. Jarque // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – Vol. 14, № 5. – P. 1167–1172.

7. Htoon, H. Quantum coherence phenomena in semiconductor quantum dots: quantum interference, decoherence and Rabi oscillation / H. Htoon, C.K. Shih, T. Takagahara // Chaos, Solitons and Fractals. – 2003. – Vol. 16, № 3. – P. 439–448.

8. Каплан, А.Е. Поведение локальных полей в нанорешётках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, «магические» числа и оптическая бистабильность / А.Е. Каплан, С.Н. Волков // УФН. – 2009. – Т. 179, № 5. – С. 539–547.

9. Meier, T. Coherent Semiconductor Optics: From Basic Concepts to Nanostructure Applications / T. Meier, P. Thomas, S.W. Koch. – Springer, 2007. – 312 p.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (Проект Ф14М – 146).

Поступила в редакцию 28.11.14.