

УДК 535.33:621.375

Е.В. ТИМОЩЕНКО (Глазунова), В.А. ЮРЕВИЧ

ТРАНСФОРМАЦИЯ КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ТОНКИМ НЕЛИНЕЙНЫМ СЛОЕМ

Короткие световые импульсы, отражаемые нелинейным граничным слоем при наличии поверхностной резонансной и квазирезонансной поляризованности, должны приобретать четкую автомодуляционную субструктуру интенсивности. Природа высокочастотной самомодуляции отраженных сигналов – в сверхизлучательных свойствах отражения, проявляющихся в условиях бистабильности равновесных состояний колебательной системы “тонкая пленка активных атомов – резонансное излучение”.

Введение

Тонкопленочные системы на основе используемых в оптике и лазерной физике нелинейных материалов получили широкое распространение в устройствах передачи и обработки информации, что обусловлено их миниатюрностью и большими возможностями по управлению светом. Поляризованность таких систем при воздействии светового электрического

поля на образующие пленочные слои в значительной степени может характеризоваться резонансной нелинейностью [1; 2]. Даже при наличии единственной планарной пленки, среда которой обладает механизмом обратной связи, в условиях нелинейности взаимодействия можно ожидать возникновения нетривиальных режимов поведения, таких как бистабильность [3; 4], самопульсации [4; 5], а также формирование поперечных статических и движущихся пространственных структур [6; 7].

Реакцию пленки нелинейной среды на световое поле рассматривают в модели особо тонкого слоя резонансных атомов [3-10] (толщина слоя значительно меньше длины волны приложенного поля). Изучение этой модели включает, с одной стороны, задачу распространения нелинейных поверхностных волн, с другой – задачу об отражении ультракороткого импульса света от поверхности раздела линейных сред, содержащей подобный граничный слой [5; 8; 9]. В связи с необходимостью эффективного управления лазерным излучением, а также созданием элементной базы оптоэлектроники возникает чисто практический интерес к изучению отклика пленочных структур на световые импульсы. Тогда с учетом насыщения поглощения такими импульсами механизмы нелинейности взаимодействия оказываются особо эффективными, обуславливая этим проявление эффектов фазового смещения.

В литературе фазовые эффекты в основном рассмотрены как следствие взаимного влияния дипольных атомов. Эффект диполь-дипольного взаимодействия анализировался в рамках учета локального поля Лоренца [8; 9]. Известно, что фазовая модуляция излучения может быть обусловлена влиянием квазирезонансных компонент поляризуемости на диэлектрическую проницаемость [11]. В этой ситуации оказывается важным также учет штарковского смещения резонансных уровней. В настоящей работе анализируется влияние обоих этих факторов нелинейности на динамику отражения тонкой активной пленкой короткого светового импульса. Задача об отражении импульса рассматривается в пределе ультракоротких длительностей, намного меньших характерных времен необратимой релаксации резонансной поляризованности, что соответствует когерентному режиму взаимодействия поля импульса со средой пленки.

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 модифицированной системой уравнений Максвелла-Блоха [10] для квазистационарных нормированных комплексных амплитуд поля проходящей и отраженной волн (E и E_r) и вероятностных переменных резонансного отклика среды (от-

несенных к одному атому – поляризованности p и разности заселенности уровней основного перехода n):

$$E(t) = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_i(t) - \frac{\omega N}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})c} \left[\frac{\mu}{\varepsilon_0} p - i2\pi\Delta\alpha(n - n_0)E(t) \right], \quad E_r = E - E_i, \quad (1)$$

$$p + i \left(\omega - \omega_0 + \frac{\Delta\alpha}{\hbar} \pi \varepsilon_0 |E|^2 \right) p = \frac{\mu}{\hbar} nE, \quad \dot{n} = -\frac{\mu}{2\hbar} (p^*E + pE^*).$$

Здесь μ – средний дипольный момент активных атомов, N – их поверхностная плотность, $\Delta\alpha$ – дефект поляризуемости (разность поляризуемостей в основном и возбужденном состоянии атома), ω_0 – резонансная частота перехода, n_0 – начальное значение разности заселенности. Уравнения связи полей в (1) 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 наряду с френелевским отражением коротких световых импульсов в отражении (преломлении) присутствует дополнительная компонента, обусловленная нелинейной поверхностной поляризацией. Динамика поля $E(t)$ в слое непосредственно определена двумя материальными компонентами: резонансной поляризованностью p и квазирезонансной составляющей поляризации $p_1 = 2\pi\varepsilon_0\Delta\alpha N(n - n_0)E$. Члены, пропорциональные поляризованности p и p_1 , означают учет компоненты нелинейного отклика граничного слоя, связанной со сверхизлучением ансамбля активных атомов, включенных в его среду [12]. С влиянием переходов, соседних с резонансным, связана возможность квадратичного штарковского эффекта: штарковское смещение резонансных уровней в представлении обобщенной двухуровневой схемы [11] описывается фазовым сдвигом резонансной поляризации, пропорциональным $\Delta\alpha |E|^2 / \hbar$.

В расчетах на основе (1) удобно использовать нормированные переменные и коэффициенты $e(t) = \frac{\varepsilon_0 c}{\mu \omega N} \sqrt{\varepsilon_1} E(t)$, $\beta = \frac{2\pi \omega N}{c \sqrt{\varepsilon_1}} \Delta\alpha$. Также удобно ввести параметр $\tau_R = \frac{\varepsilon_0 c}{\mu^2 \omega N} \hbar \sqrt{\varepsilon_1}$, который обычно именуется временем сверхизлучения [3; 8; 12]. В дальнейшем по этому параметру пронормируем время t и отстройку несущей частоты ω от частоты резонанса: $\tau = t/\tau_R$, $\Delta = (\omega - \omega_0)\tau_R$. При соответствующей нормировке полей внешнего и отраженного сигнала систему (1) тогда представим в виде

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

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

где η – относительный показатель преломления сред, разделенных активным слоем.

Бистабильность равновесного состояния расчетной модели

Равновесные значения переменных p и n могут быть установлены при расчете соотношения стационарных напряженностей (или интенсивностей) падающего поля e_0 ($e_i(t) = e_0$) 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_0 и длительностью τ_1 , значительно превышающей время сверхизлучения τ_R . Связь интенсивностей этих полей дает возможность судить об особенностях зависимости поглощения в слое от мощности резонансного поля. Из материальных уравнений системы (2) следует, что в среде слоя в ходе действия такого импульса достигаются такие равновесные значения поляризованности и разности заселенности:

$$p_s = \pm \frac{i e_s}{\sqrt{(\Delta + \beta |e_s|^2/2)^2 + |e_s|^2}}, \quad n_s = \mp \frac{\Delta + \beta |e_s|^2/2}{\sqrt{(\Delta + \beta |e_s|^2/2)^2 + |e_s|^2}},$$

удовлетворяющие закону сохранения вектора Блоха [11; 12]: $|p|^2 + n^2 = 1$.

Следуя выражениям электродинамических условий для напряженности полей в (2), можно установить, что для $n_0 = -1$ равновесное значение нормированной интенсивности $X_s = |e_s|^2$ поля, прошедшего сквозь тонкую пленку, связано с интенсивностью зондирующего поля $Y_0 = |e_0|^2$ таким соотношением:

$$\frac{4}{(1+\eta)^2} Y_0 = X_s \left\{ 1 + \frac{1}{(1+\eta)^2} \left[\frac{1 + \beta(\Delta + \beta X_s/2)}{\sqrt{(\Delta + \beta X_s/2)^2 + X_s}} - \beta \right]^2 \right\}. \quad (3)$$

На основе решений уравнения (3) относительно X_s может быть выражена нелинейная пропускательная способность тонкого слоя резонансных атомов. В расчетах нелинейной характеристики $X_s(Y_0)$ оказывается удобным использовать значение X_s в качестве параметра – неотрицательного и линейно нарастающего. На рисунке 1 приведены результаты расчета тех участков типичных зависимостей $X_s(Y_0)$, где проявляются особые свойства пропускания.

Вывод о том, что в условиях когерентного взаимодействия импульс достаточно малой интенсивности не способен инвертировать ансамбль 2-уровневых атомов, образующих тонкий слой, и должен им полностью отражаться, в литературе известен (см., например [1]). Эта закономерность явно выражена на рисунке 1,а, например, зависимостью $X_s(Y_0)$ для $\beta = 0$ (линия 1) – прямая линия, устанавливающая в этом случае линейную связь интенсивностей падающего и прошедшего пленку полей, берет начало от некоторой критической границы значений входной интенсивности. Эта критическая граница интенсивности внешнего сигнала Y_0 зависит от показателя η . Заметно далее, что существование квазирезонансной поляризуемости ($\beta \neq 0$) заметно меняет ситуацию. При определенных β существование обратной связи

между процессами, определяющими в (1) соответственно фазовое смещение поля излучения и сдвиг резонансных уровней, влечет за собой в некоторой области параметров неоднозначность зависимости X_s от Y_0 (кривые 2-4 рис. 1, а). Для больших величин Y_0 (нелинейное смещение частоты перехода при этом полностью компенсирует автомодуляционное частотное смещение светового поля в среде в ходе перераспределения частиц по уровням) связь X_s с Y_0 вновь становится однозначной. Реально такая особенность этой характеристики взаимодействия поля с веществом нелинейной пленки должна проявиться в том, что при увеличении интенсивности импульсов пропускание слоя вблизи критической границы может измениться скачком. Снижение интенсивности от достигнутого уровня приводит к тому, что возвращение к минимальному уровню пропускания произойдет также скачком, но уже при меньшей величине интенсивности, которое ниже значения, соответствующего критической границе. В этом случае говорят о гистерезисном характере зависимости. Бистабильность нелинейной пропускательной способности должна наблюдаться и в условиях определенной отстройки несущей частоты падающего сигнала от резонанса (рис. 1, б). Тогда бистабильный ход зависимости выражен более характерным для гистерезисного свойства связи физических величин S-образным изгибом (кривые 3, 4 на рис. 1, б).

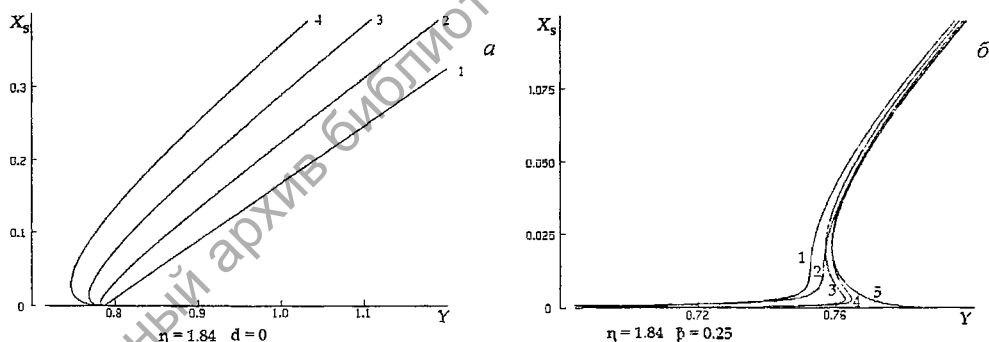


Рис. 1. Зависимость равновесной интенсивности проходящей волны от интенсивности падающей волны для различных значений β (а) и Δ (б):

$\beta = 0$ (1), 0.1 (2), 0.2 (3), 0.3 (4), $\Delta = 0$ (а); $\Delta = 0.010$ (1), -0.010 (2), 0.005 (3), -0.005 (4), 0 (5), $\beta = 0.25$ (б), $\eta = 1.84$

Таким образом, при определенном уровне различия поляризуемостей $\Delta\alpha$ нелинейная зависимость пропускания тонкого слоя в когерентном режиме способна приобретать гистерезисный характер. Гистерезис в этом случае возможен без дополнительных отражающих поверхностей, только за счет наличия обратной связи между различными проявлениями нелинейности отклика среды пленки. Размеры области гистерезиса, определяемой по различию X_s и Y_0 в точках поворота нелинейной характеристики, зависят от соотношения β и η . Для динамики излуче-

ния бистабильность представляет довольно значимую особенность нелинейного отклика граничного слоя. Известно, например, из [1; 3-6], что гистерезисом во взаимосвязи равновесных состояний колебательной системы могут быть обусловлены ее самоиндуцированная неустойчивость и самопульсации переменных.

Автомодуляционные изменения отраженных и прошедших импульсов

В задаче расчета поведения отклика резонансных пленок в сильно нестационарных условиях импульсного воздействия напряженность поля $e_i(t)$ зондирующего светового импульса субпикосекундной длительности задавалась в виде гиперболического секанса. Амплитуды импульсов соответствовали случаю рассматриваемых в теории когерентного взаимодействия так называемых π -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 . Примеры расчетного моделирования на основе системы (2), наиболее характерные для большого числа вариантов трансформации импульсов, приведены ниже на рисунках.

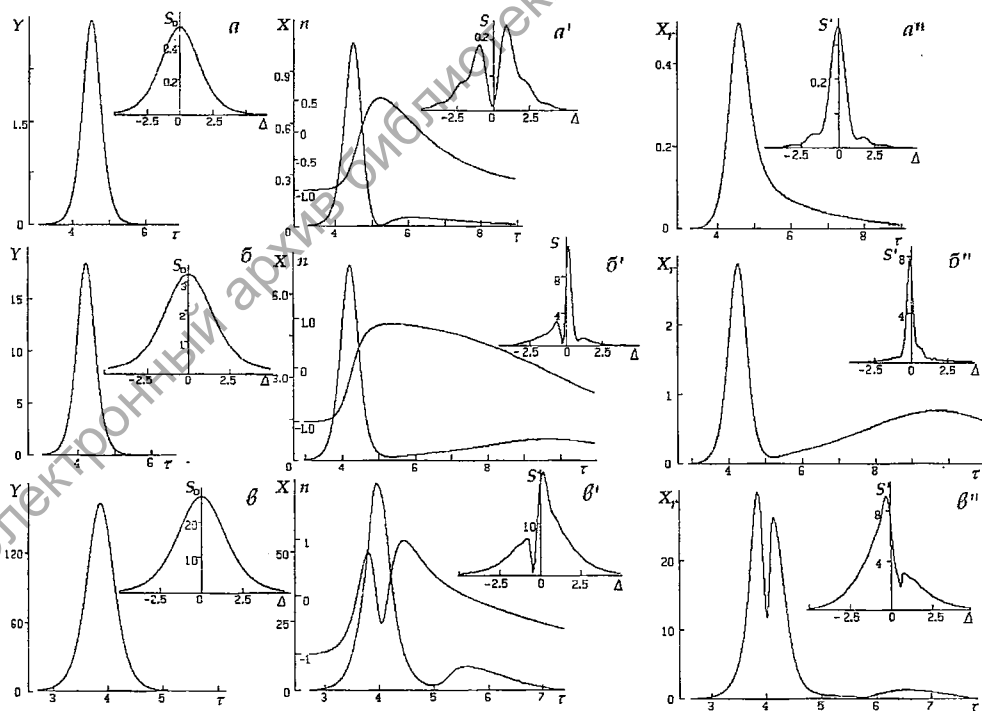


Рис. 2. Интенсивность и спектральная развертка интенсивности входного (a - θ), прошедшего (a' - θ') и отраженного (a'' - θ'') импульсов: $\theta_0/\pi = 0.4$ (a - a''), 1 (b - b''), 3 (θ - θ''), $\Delta = 0$, $\eta = 1.84$

Рисунок 2 демонстрирует изменение формы и спектра прошедших и отраженных импульсов в зависимости от их пиковой мощности (на рис. 2, *a*, *б*, *в* приведены форма $Y(\tau) = |e_i(\tau)|^2$ и спектр $S_0(\Delta)$ входного импульса). Частотное распределение интенсивности импульса $S(\Delta) = |e(\Delta)|^2$, как и в [8; 12; 13], рассчитывалось на основе известного соотношения для фурье-спектра $e(\Delta) = (1/2\pi)^{1/2} \int e(\tau)\exp(-\Delta\tau)d\tau$.

Трансформация действующих на пленку импульсов носит в основном сверхизлучательную природу, т.е. обусловлена нутационными колебаниями разности заселенности и поляризованности. Импульс может инвертировать разность заселенности уровней основного перехода (см. кривые зависимости $n(\tau)$ на рис.2, *a'*, *б'*, *в'*), поэтому на заднем фронте прошедших импульсов появляется незначительный всплеск интенсивности. Сверхизлучательный характер изменений проявляется и в расщеплении фурье-спектра прошедших импульсов (рис.2, *a''*, *б''*, *в''*). В отличие от фурье-спектров, анализируемых в [12], компоненты спектральных разверток асимметричны, что характерно для сред с квазирезонансной поляризованностью [13]. Фурье-спектры отраженных импульсов представляют собой обращение спектров прошедших импульсов (рис. 2, *a''*, *б''*, *в''*). Отраженным импульсам также присуща асимметрия фронтов или возникновение всплесков в зависимости интенсивности, кроме того, появилось некоторое увеличение длительности импульсов. Следствием последнего является сужение спектров. Обратим внимание на то, что сверхизлучательные всплески на заднем фронте прошедших импульсов должны наблюдаться и при $\theta_0 < \pi$, что также является следствием фазовой модуляции излучения в условиях поляризующего влияния квазирезонансных переходов на диэлектрическую проницаемость [13].

Отметим далее, что с ростом пиковой интенсивности входного импульса (соответственно, с увеличением полярного угла вектора Блоха θ_0) должна возникать несколько иного рода деформация отраженного сигнала (рис.2, *в'*). Отраженный импульс приобретает, в сущности, высокочастотную модуляцию. Ее динамику и связь с нутационными колебаниями разности заселенности более детально демонстрируют результаты моделирования на рисунке 3.

Для удобства сравнения трансформированный импульс в масштабе собственной интенсивности изображен на фоне нормированного по пиковой мощности входного сигнала (кривые 1). Уже отмечено, что фазовые эффекты, вызванные квазирезонансной поляризованностью, способны увеличить частоту нутации (в [13] эта особенность предсказывалась для условий когерентного усиления импульсов в протяженных средах). Нутационная частота возрастает и при воздействии резонансного поля сверхкоротких импульсов на тонкий слой с активной абсорбцией. Зависимости на рисунках 3, *a* и 3, *г* отвечают традиционно анализируемому случаю только резонансной поляризации ($\beta=0$), на рисунках 3, *б* и 3, *д* импульсы трансформированы еще и в условиях квазирезонансной поляриза-

ции. Модуляция интенсивности импульса может возникать только в случае наличия квазирезонансных переходов, для прошедшего пленку излучения она гораздо менее контрастна. По результатам на рисунках 3,б, 3,в, 3,д и 3,е можно судить о том, что модуляционные выбросы на профиле импульсов (кривые 2) повторяют динамику нутационных колебаний разности заселенности (кривые 3). Следовательно, модуляция также имеет сверхизлучательную природу (в случае сверхизлучения осцилляции интенсивности пропорциональны квадрату заселенности [11]). Само возникновение автомодуляционной составляющей интенсивности, однако, связано с реализующейся в случае квазирезонансной поляризованности бистабильностью равновесных состояний колебательной системы “тонкая пленка активных атомов – резонансное излучение”.

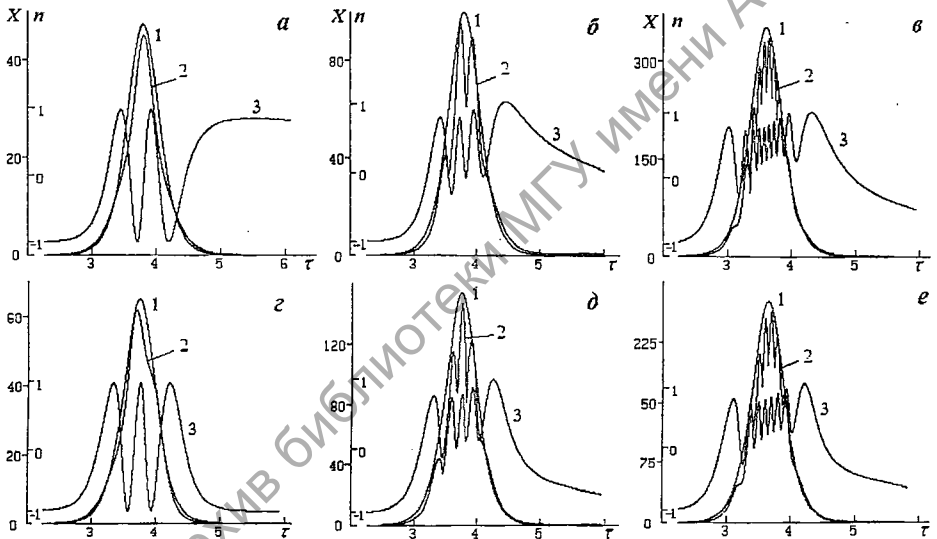


Рис. 3. Динамика интенсивности входного (кривые 1) и отраженного (2) сигнала, разности заселенности в граничном слое (3):

$$\theta_0/\pi = 5 \text{ (a, б), } 9 \text{ (в), } 6 \text{ (г, д), } 8 \text{ (е), } \beta = 0 \text{ (a, г), } 0.25 \text{ (б, в, д, е), } \Delta = 0$$

Масштаб анализируемых закономерностей в трансформации резонансных сигналов примерно соответствовал параметрам сред люминесцентных кристаллов [1]. При выборе этих параметров, в частности, ориентировались на данные, использованные в статье [14]. Время сверхизлучения τ_R примерно было равным 10^{-12} с, поэтому на рисунках временная шкала для интенсивности импульсов и разности заселенности может представляться как пикосекундная.

Заключение

В пределе ультракоротких длительностей, значительно меньших характерных времен необратимой релаксации поляризации, при анализе отражения импульсного сигнала граничным слоем с нелинейной поверхностью

ной поляризованностью необходим последовательный учет фазовой автомодуляции. Бистабильность и обусловленная ею самоиндуцированная неустойчивость колебательной модели “тонкая пленка активных атомов – резонансное излучение” способны обусловить высокочастотную модуляцию отраженного сигнала. Особенности модуляции связаны с закономерностями сверхизлучения в условиях влияния квазирезонансной поляризованности. Результаты исследования могут быть полезны при разработке методов диагностики нелинейных свойств субмикронных планарных слоев.

Е.В.Тимошенко (Глазунова) признательна Белорусскому РФФИ за поддержку работы (Проект № Ф06М – 231).

ЛИТЕРАТУРА

1. Нелинейность показателя преломления лазерных твердотельных диэлектрических сред / А.Н.Азаренков [и др.] // Квант. электрон. – 1993. – Т. 20. – № 3. – С. 737-757.
2. **Garmire, E.** Resonant optical nonlinearities in semiconductors / E. Garmire // IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron. – 2000. – Vol. 6. – No 6. – P. 1094-1110.
3. **Башаров, А.М.** Тонкая пленка двухуровневых атомов – простая модель оптической бистабильности и самопульсаций / А.М. Башаров // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94. – Вып. 9. – С. 12-18.
4. **Oraevsky, A.N.** A theory of resonant bistability in a thin layer optical element / A.N. Oraevsky, D.J. Jones, D.K. Bandy // Opt. Commun. – 1994. – Vol. 111. – P. 163-172.
5. **Захаров, С.М.** Нелинейная резонансная оптика тонких пленок / С.М. Захаров // ЖЭТФ. – 2002. – Т. 118. – С. 2234-2247.
6. Triadic hopf-static structures in two-dimensional optical pattern formation / A.A. Afanas'ev [et al.] // Phys. Rev. E. – 1996. – Vol. 54. – P. R4548-R4551.
7. **Logvin, Yu.A.** Resonant hopf triads in a delayed optical pattern forming system / Yu.A. Logvin, N.A. Loiko // Phys. Rev. E. – 1997. – Vol. 56. – P. 3803-3808.
8. **Benedict, M.** Reflection and transmission of ultrashort light pulses through a thin resonant medium: Local-field effects / M. Benedict, V.A. Malyshev, E.D. Trifonov // Phys. Rev. A. – 1991. – Vol. 43. – No.7. – P. 3845-3853.
9. **Захаров, С.М.** Взаимодействие УКИ света с тонкопленочными резонаторными структурами / С.М. Захаров // ЖЭТФ. – 1995. – Т. 108. – С. 829-841.
10. **Юревич, В.А.** Бистабильность пропускания тонкого слоя вещества с квазирезонансными компонентами поляризуемости / В.А. Юревич // Журн. прикл. спектр. – 1999. – Т. 66. – № 5. – С. 661-665.
11. **Ананасевич, П.А.** Основы теории взаимодействия света с веществом. – Минск, 1977. – 496 с.
12. **Benedict, M.** Coherent reflection as superradiation from the boundary of a resonant medium / M. Benedict, E.D. Trifonov // Phys. Rev. A. – 1988. – Vol. 38. – No 6. – P. 2854-2862.
13. **Юревич, В.А.** Особенности когерентного усиления коротких оптических импульсов в средах с нерезонансной поляризуемостью / В.А. Юревич // Квант. электрон. – 1990. – Т. 17. – № 7. – С. 951-953.
14. Динамика сверхизлучающих сред в резонаторе / А.М. Башаров [и др.] // Квант. электрон. – 2009. – Т. 39. – № 3. – С. 251-255.