

УДК 537.868:535

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ИНВЕРСИИ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ НА ДИНАМИКУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЗОНАНСНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

© 2013 г. Л. В. Фролова, Б. И. Манцызов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

E-mails: lidiya.frolova@gmail.com

Поступила в редакцию 22.01.2013 г.

В рамках полуклассического приближения с помощью двухволновых уравнений Максвелла–Блоха аналитически и численно исследовано нелинейное взаимодействие когерентного интенсивного оптического излучения с непрерывным резонансным фотонным кристаллом при различных начальных возбуждениях резонансных атомов. Показано, что в изначально невозбужденном резонансном фотонном кристалле с произвольной функцией концентрации резонансных атомов возможно распространение брэгговского солитона самоиндуцированной прозрачности. В случае начальной нулевой инверсии, когда число атомов, находящихся в возбужденном состоянии, равно числу атомов, находящихся в стационарном состоянии, происходит подавление брэгговского отражения.

DOI: 10.7868/S0030403413090080

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно проводятся исследования нелинейных оптических явлений, возникающих при когерентном взаимодействии интенсивного лазерного излучения с фотонными кристаллами с нелинейностью резонансного типа, например обусловленной примесными резонансными двухуровневыми атомами, микрорезонаторами и др. Если области резонансного взаимодействия расположены с периодом порядка оптической длины волн и, таким образом, формируют фотонные запрещенные зоны, то такие структуры принято называть резонансными фотонными кристаллами (РФК) [1]. В РФК предсказан целый ряд новых нелинейных эффектов — распространение брэгговских солитонов в линейно запрещенной фотонной зоне [1–6], пленение в структуре возмущенных брэгговских солитонов и “бризеров” [7, 8], солитонное сжатие и управление формой импульсов [1, 9], оптическая бистабильность [6].

Большая часть этих результатов была получена при исследовании дискретной модели РФК [1], или резонансной брэгговской решетки, в которой резонансные атомы локализованы в периодически расположенных тонких слоях, разделенных линейной диэлектрической средой. Использование в этой модели нелинейной решетки δ -функций позволило получить простые аналитические решения ряда сложных нелинейных динамических задач, однако для анализа экспериментальных данных требуется использование более реалистичной модели. Такой моделью является не-

прерывный РФК, т.е. структура с непрерывным периодическим распределением концентрации резонансных атомов. Оптические явления в таких средах пока являются малоизученными. Рассматривался лишь частный случай непрерывного РФК с модуляцией концентрации резонансных атомов по гармоническому закону [10]. Было теоретически показано, что в структуре возможно распространение брэгговских солитонов самоиндуцированной прозрачности (БС СИП). Хорошо известно, что в однородной резонансной среде показатель преломления становится равным показателю преломления самой линейной матрицы в случае, если значение инверсии в начальный момент времени равно нулю [11]. Это означает, что резонансные атомы не влияют на распространение импульса — как если бы они отсутствовали в среде. В непрерывном РФК этот эффект должен привести к подавлению брэгговского отражения, так как причиной возникновения брэгговского отражения в этом случае является периодичность концентрации резонансных атомов.

В настоящей работе в рамках полуклассического приближения рассматривается взаимодействие когерентного интенсивного оптического излучения с непрерывным РФК с достаточно произвольным распределением концентрации резонансных атомов. Посредством аналитического решения системы двухволновых уравнений Максвелла–Блоха (МБ) показано существование БС СИП в общем случае непрерывного РФК, в котором распределение концентрации произвольно. Исследован процесс формирования и взаимодействия импульсов в непрерывном РФК,

показано, что начальная инверсия резонансных атомов может оказывать существенное влияние на динамику распространения интенсивных импульсов в непрерывных резонансных кристаллах. Показано, что в случае нулевой начальной инверсии в непрерывном РФК происходит “квазилинейное” подавление брэгговского отражения.

БРЭГГОВСКИЕ СОЛИТОНЫ И КВАЗИЛИНЕЙНОЕ ПОДАВЛЕНИЕ БРЭГГОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ В НЕПРЕРЫВНОМ РФК

В случае одномерного произвольного периодического распределения резонансных атомов в однородной линейной диэлектрической среде матрице с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \text{const}$ взаимодействие оптического излучения с резонансной средой в двухволновом приближении при точном выполнении условия Брэгга описывается системой двухволновых уравнений МБ для непрерывного РФК [1, 10]:

$$\pm \Omega_{\xi}^{(\pm)}(\xi, \tau) + \Omega_{\tau}^{(\pm)}(\xi, \tau) = \left\langle P(\xi, \tau) \tilde{\rho}(\xi) e^{\mp ik' \xi} \right\rangle_{\lambda'}, \quad (1)$$

$$P_{\tau}(\xi, \tau) = n(\xi, \tau) [\Omega^{(+)}(\xi, \tau) e^{ik' \xi} + \Omega^{(-)}(\xi, \tau) e^{-ik' \xi}], \quad (2)$$

$$n_{\tau}(\xi, \tau) = -\text{Re} \left\{ P^{*}(\xi, \tau) [\Omega^{(+)}(\xi, \tau) e^{ik' \xi} + \Omega^{(-)}(\xi, \tau) e^{-ik' \xi}] \right\}, \quad (3)$$

где $\Omega^{(\pm)} \equiv (\tau_c \mu / \hbar) E_0^{\pm}$, E_0^{\pm} – комплексные амплитуды электрического поля падающей (+) и дифрагированной (–) волн, μ – матричный элемент дипольного момента перехода, P – безразмерная характеристика среднего дипольного момента атома, n – инверсия атомов, $\rho(\xi) = \rho_0 \tilde{\rho}(\xi)$ – концентрация резонансных атомов, $\tilde{\rho}(\xi)$ – безразмерная периодическая функция, $\tau_c = (\hbar \epsilon / 2\pi \mu^2 \rho_0 \omega)^{1/2}$ – кооперативное время, ω – частота излучения, совпадающая с резонансной частотой, $\xi = x / (\tau_c c)$, $\tau = t / \tau_c$ – безразмерные координаты пространства и времени соответственно, $k' = 2\pi / \lambda'$, $\lambda' = \lambda / (\tau_c c)$; c и λ – скорость света и длина волны в линейной диэлектрической матрице, угловые скобки обозначают усреднение по пространственной области λ' ; нижние индексы ξ, τ обозначают соответствующие частные производные, звездочка обозначает комплексное сопряжение.

Решая аналитически систему уравнений МБ (1)–(3) для непрерывной периодической функции концентрации резонансных атомов $\tilde{\rho}(\xi)$ в случае изначально невозбужденной среды $n(\xi; \tau = 0) = -1$, получаем следующее решение:

$$\Omega^{(\pm)} = \Omega_0^{(\pm)} \text{sech}(\varphi),$$

$$P^{+} = \frac{C}{v \tau_p} [C_1(1-v)\Omega_0^{(+)} + C_0(1+v)\Omega_0^{(-)}] \text{sech}(\varphi) \text{th}(\varphi),$$

$$P^{-} = -\frac{C}{v \tau_p} [C_0(1-v)\Omega_0^{(+)} + C_1(1+v)\Omega_0^{(-)}] \text{sech}(\varphi) \text{th}(\varphi), \quad (4)$$

$$n = C \frac{C_0 v - \sqrt{C_0^2 - C_1^2(1-v^2)}}{v \tau_p^2} [1 - 2 \text{sech}^2(\varphi)],$$

где $\varphi = (\xi - v\tau) / v\tau_p$, $C = 1 / (C_0^2 - C_1^2)$; величины $P^{\pm}(\xi, \tau) = \left\langle P(\xi, \tau) e^{\pm ik' \xi} \right\rangle_{\lambda'}$ имеют смысл средних дипольных моментов атомов, возникающих в качестве отклика на левую и правую брэгговские волны соответственно,

$$C_1 = C_{-1} = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \tilde{\rho}(\xi) \cos(H\xi) d\xi, \quad C_0 = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \tilde{\rho}(\xi) d\xi,$$

$$\tau_p = \sqrt{(C/v) [\sqrt{C_0^2 - C_1^2(1-v^2)} - C_0 v]}$$

– длительность импульса, нормированная на τ_c , v – скорость импульса, нормированная на скорость света в линейной матрице, d – период структуры, $H = 2\pi/d$ – модуль вектора обратной решетки. Для амплитуд прямой (+) и обратной (–) волн выполняются следующие соотношения:

$$\Omega_0^{(+)} = \frac{2}{\tau_p} \sqrt{\frac{C_0(1-v) + C_1 \alpha(v+1)}{C_0(1-v - \alpha^2(1+v)) + 2C_1 \alpha v}},$$

$$\Omega_0^{(-)} = \alpha \Omega_0^{(+)},$$

$$\alpha = \left[-C_0 + \sqrt{C_0^2 - C_1^2(1-v^2)} \right] / C_1(1+v).$$

Несмотря на то, что длина волны излучения точно соответствует условию Брэгга, решение (4) представляет собой стационарную нелинейную уединенную волну, сохраняющую амплитуду, профиль и скорость при распространении в линейно запрещенной фотонной зоне среды. Таким образом, полученные решения представляют собой БС СИП в непрерывном РФК с произвольной функцией концентрации резонансных атомов. При образовании БС на границе среды происходит нелинейное подавление брэгговского отражения.

Далее покажем, что меняя начальную инверсию резонансных атомов, можно управлять параметрами импульса в непрерывном РФК. Проведем численное интегрирование системы уравнений МБ (1)–(3) для двух случаев – изначально невозбужденной среды с инверсией $n(\xi; \tau = 0) = -1$ и нулевой начальной инверсии $n(\xi; \tau = 0) = 0$.

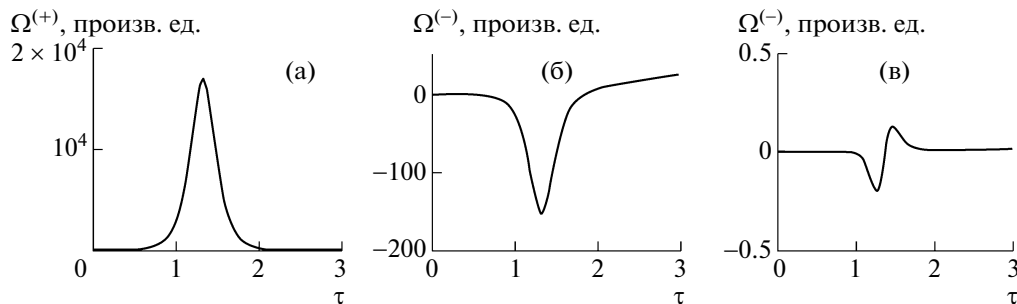


Рис. 1. Зависимости от времени τ амплитуд волн на входной границе структуры $\xi = 0$: а – прямая волна $\Omega^{(+)}(\xi = 0; \tau)$ (произв. ед.), б – отраженная волна $\Omega^{(-)}(\xi = 0; \tau)$ в случае $n(\xi; \tau = 0) = -1$, в – отраженная волна $\Omega^{(-)}(\xi = 0; \tau)$ в случае $n(\xi; \tau = 0) = 0$.

В первом случае выбирались следующие начальные и граничные условия:

$$\Omega^{(\pm)}(\xi; \tau = 0) = 0,$$

$$n(\xi; \tau = 0) = -1, \quad P_1(\xi; \tau = 0) = P_2(\xi; \tau = 0) = 0,$$

$$\Omega^{(+)}(\xi = 0; \tau) = \Omega_0^{(+)} \operatorname{sech}(\varphi), \quad \Omega^{(-)}(\xi = L; \tau) = 0,$$

где $P_1 = \operatorname{Re} P$, $P_2 = \operatorname{Im} P$. Для второго случая полагали $n(\xi; \tau = 0) = 0$, $P_2(\xi; \tau = 0) = 1$. Амплитуды и длительности входных импульсов выбирались таким образом, чтобы площадь импульса в среде равнялась 2π . Функция концентрации резонансных атомов в структуре выбиралась в виде

$$\tilde{\rho}(\xi) = [1 + \cos(2k'\xi)]/2.$$

Результаты численного интегрирования представлены на рис. 1. На рис. 1а показана зависимость амплитуды прямой волны от времени на входной границе РФК для двух случаев: нулевой начальной инверсии и изначально невозбужденной среды. Также показана зависимость амплитуды обратной волны для случаев $n(\xi; \tau = 0) = -1$ (рис. 1б) и $n(\xi; \tau = 0) = 0$ (рис. 1в). Динамика прямой и обратной волн в первом случае соответствует БС СИП, движущемуся со скоростью $v = 0.94$. Во втором случае амплитуда обратной волны $\Omega^{(-)}(\xi = 0; \tau)$ ничтожно мала по сравнению с амплитудой соответствующей прямой волны $\Omega^{(+)}(\xi = 0; \tau)$, а также по сравнению с амплитудой обратной волны, образующейся в случае изначально невозбужденных атомов $n(\xi; \tau = 0) = -1$, что свидетельствует о “квазилинейном” подавлении полного брэгговского отражения на границе структуры. Как следствие, импульс в резонансной периодической структуре не замедляется подобно БС, а распространяется так же, как импульсы в линейной однородной среде – со скоростью, равной скорости света в линейной матрице.

Распространяющийся в структуре импульс состоит из поля $\Omega^{(+)}$ прямой волны, движущейся со

скоростью, близкой к скорости света в среде матрицы, и возбуждения среды. Обратная волна $\Omega^{(-)}$ в структуре отсутствует. Таким образом, при заданных начальных условиях брэгговское отражение подавляется и обмен энергией происходит только между прямой волной и атомами структуры. Возникновение этого эффекта обусловлено качественным отличием пространственной структуры функции дипольного момента и инверсии атомов в этом случае от случая изначально невозбужденной среды (рис. 2). Действительно, из уравнения (2) видно, что при $n(\xi; \tau = 0) = -1$ скорость изменения дипольного момента P_τ велика, и поэтому поле $\Omega^{(+)}$ “навязывает” дипольному моменту атомов $P(\xi, \tau)$ свою фазу $k'\xi$, что в свою очередь определяет медленность изменения инверсии атомов $n(\xi, \tau)$ в уравнении (3). В случае начальных условий $n(\xi; \tau = 0) = 0$, наоборот, поле $\Omega^{(+)}$ “навязывает” свою фазу $k'\xi$ инверсии $n(\xi, \tau)$, а $P(\xi, \tau)$ в этом случае осциллирует в пространстве с удвоенной частотой как $\exp(2ik'\xi)$. В результате пространственное усреднение быстро осциллирующих функций в правых частях уравнений (1) приводит к нулевой резонансной поляризации среды. Далее покажем, что полученные численные результаты хорошо согласуются с аналитическим решением уравнений Блоха (2) и (3).

Система уравнений МБ (1)–(3) в случае нулевой начальной инверсии имеет автомодельное аналитическое решение:

$$\begin{aligned} \Omega^{(+)}(\xi, \tau) &= \Omega^+(\varphi), \\ \Omega^{(-)}(\xi, \tau) &= 0, \\ P_1(\xi, \tau) &= (1/2) \sin(2k'\xi) [\cos \theta(\xi, \tau) - 1], \\ P_2(\xi, \tau) &= \sin^2(k'\xi) \cos \theta(\xi, \tau) + \cos^2(k'\xi), \\ n(\xi, \tau) &= -\sin(k'\xi) \sin \theta(\xi, \tau), \end{aligned} \quad (5)$$

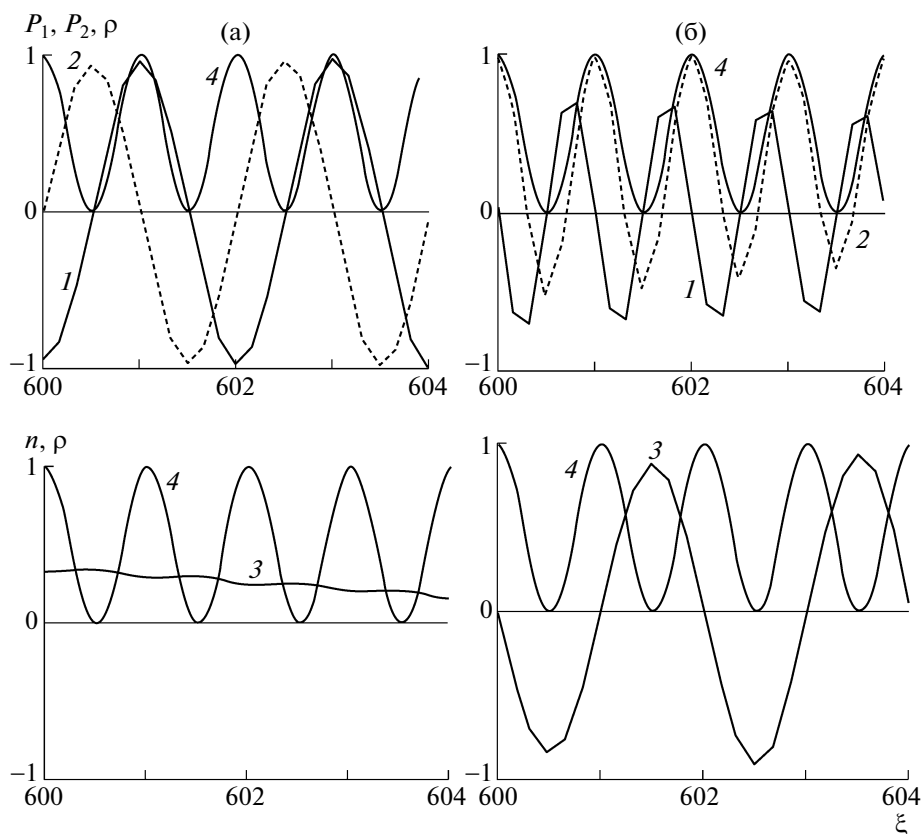


Рис. 2. Пространственные зависимости величин $P_1(\xi)$ (1), $P_2(\xi)$ (2), $n(\xi)$ (3) и функции концентрации резонансных атомов $\bar{\rho}(\xi)$ (4) внутри распространяющегося импульса в некоторый момент времени при условии: а – $n(\xi; \tau = 0) = -1$, б – $n(\xi; \tau = 0) = 0$. Координата ξ нормирована на период структуры d .

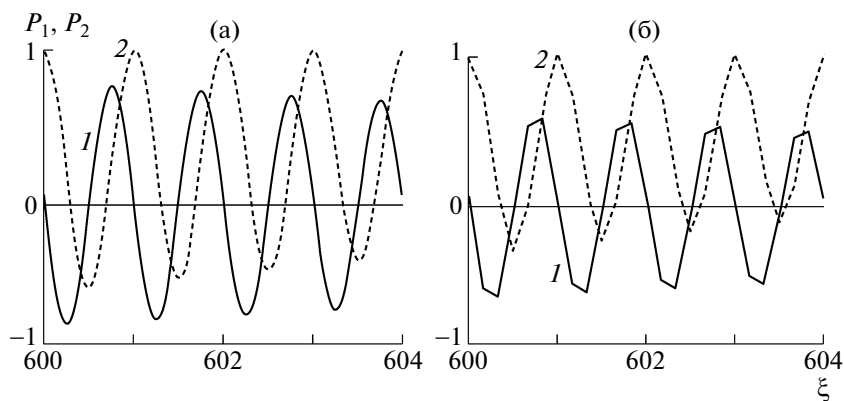


Рис. 3. Пространственные зависимости $P_1(\xi)$ (1) и $P_2(\xi)$ (2) при условии $n(\xi; \tau = 0) = 0$: а – аналитическое решение (5), б – численное решение. Координата ξ нормирована на период структуры d .

где

$$\theta(\xi, \tau) = \int_{-\infty}^{\tau} \Omega^{(+)}(\xi, \tau') d\tau'$$

– площадь импульса. В случае $\theta = 2\pi$ состояние возбужденных атомов после прохождения им-

пульса не изменяется, поскольку вектор Блоха (P_1, P_2, n) вращается импульсом на угол 2π и возвращается в прежнее положение: $P_1 = 0, P_2 = 1, n = 0$. Таким образом, в среде распространяется “квазилинейный” 2π -импульс. Действительно, поскольку нелинейная поляризация среды отсут-

стает, импульс фактически распространяется в линейной однородной среде матрицы, однако вектор Блоха каждого отдельного атома при этом вращается на значительный угол. В отличие от нелинейного БС форма такого импульса не определяется нелинейным волновым уравнением и может быть любой, а площадь должна быть равна 2π . Полученное аналитическое решение (5) хорошо согласуется с численным (рис. 3).

Аналогичный эффект в случае $n(\xi, \tau = 0) = 0$ наблюдается также при некогерентной начальной накачке, когда резонансные атомы имеют в начальный момент случайные фазы дипольного момента. Импульс в этом случае также распространяется со скоростью, равной скорости света в линейной матрице, не испытывая брэгговского отражения от структуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что развитая в настоящей работе теория взаимодействия интенсивного когерентного излучения с непрерывным РФК с произвольной концентрацией резонансных атомов позволяет обобщить ряд нелинейных эффектов, полученных ранее для дискретного РФК и однородной резонансной среды, на широкий класс структур. Исследовано влияние начальной инверсии резонансных атомов на параметры распространения импульса. Если атомы изначально не возбуждены, то излучение распространяется в виде БС СИП, в то время как при условии нулевой начальной инверсии брэгговское отражение

для линейного 2π -импульса полностью подавляется и обратная волна отсутствует. Возможность управлять параметрами импульса при помощи изменения начальных условий его распространения представляет значительный прикладной интерес.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 13-02-00300).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Манцызов Б.И. Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов. М.: Физматлит, 2009. 208 с.
2. Kurizki G., Kozhokin A.E., Opatrny T., Malomed B. // Progress in Optics / Ed. by Wolf E. 2001. V. 42. P. 93.
3. Akozbeq N., John S. // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. № 2. P. 3876.
4. Маймистов А.И., Поликарпов В.В. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 9. С. 835.
5. Kazantseva E.V., Maimistov A.I. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 033812.
6. Vlasov R.A., Lemeza A.M. // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. P. 023828.
7. Wanneng Xiao // Phys. Rev. E. 2007. V. 75. P. 066610.
8. Mantsyzov B.I., Silnikov R.A. // JOSA. B. 2002. V. 19. № 9. P. 2203.
9. Zhao J., Li J., Shao H., Wu J., Zhou J., Wong K. // JOSA. B. 2006. V. 23. № 9. P. 1981.
10. Манцызов Б.И., Петров Е.В., Федотов М.В. // Известия РАН. Сер. физическая. 2006. Т. 70. № 1. С. 144.
11. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы М.: Мир, 1978. 150 с.