

03;07

О возможности „туннелирования“ энергии фемтосекундного лазерного импульса в области запрещенных частот одномерного фотонного кристалла

© В.А. Трофимов, Е.Б. Терешин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, ВМК
E-mail: vatro@cs.msu.su, tereshin@cs.msu.su

В окончательной редакции 14 сентября 2006 г.

На основе компьютерного моделирования продемонстрирована возможность прохождения световой энергии через запрещенные зоны одномерного линейного фотонного кристалла (ФК) в случае флуктуаций длины отдельных слоев. Для их слабых флуктуаций ($\pm 5\%$) имеет место прохождение части световой энергии в толщу ФК. При сильных флуктуациях длины слоев ($\pm 20\%$) часть световой энергии может пройти через ФК.

PACS: 42.25.Dd, 42.55.Tv

Как известно, взаимодействие фемтосекундных импульсов с фотонными кристаллами (ФК) [1–5] представляет большой практический интерес, в частности для задач передачи информации в волоконно-оптических системах связи. Одним из уникальных свойств ФК является существование как запрещенных зон, интервалов частот, при которых световой импульс достаточной длительности полностью отражается от ФК, так и области частот, для которых ФК практически прозрачен. Однако изготовление тонкослойных структур является сложной технологической задачей, так как длины слоев ФК не превышают нескольких микрометров, а могут составлять всего несколько сотен нанометров. Поэтому наличие погрешностей в его структуре практически неизбежно в процессе изготовления ФК. В связи с этим в литературе интенсивно исследуется влияние разупорядоченности структуры ФК на его пропускающие характеристики [6–8]. При этом в [9] анализировалось влияние флуктуаций длины слоев одномерных ФК на локализацию (андерсоновскую и нелинейную) энергии светового импульса с частотой, принадлежащей области прозрачности ФК. В настоящем же

сообщении рассмотрена возможность прохождения (туннелирования) фемтосекундного импульса, если его частота принадлежит области запрещенной зоны линейного ФК с нерегулярной длиной слоев.

Распространение светового импульса в линейном одномерном ФК, как известно, описывается следующим волновым уравнением:

$$\frac{\partial^2 E(z', t')}{\partial z'^2} - \frac{n^2(z')}{c^2} \frac{\partial^2 E(z', t')}{\partial t'^2} = 0, \quad 0 < t' < L_{t'}, \quad 0 < z' < L_{z'}, \quad (1)$$

где $E(z', t')$ — напряженность электрического поля; z' — координата, вдоль которой распространяется световой импульс; $L_{z'}$ — длина среды; t' — время; $n(z')$ — показатель преломления среды; c — скорость света в вакууме. Из (1) относительно медленно изменяющейся во времени комплексной амплитуды $A(z', t')$ в предположении линейной связи между волновым числом k и частотой света ω получим следующее уравнение Шредингера, записанное ниже в безразмерных переменных [10]:

$$\varepsilon(z) \frac{\partial A}{\partial t} + iD \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + i\beta\varepsilon(z)A = 0. \quad (2)$$

В (2) введены следующие традиционно применяемые для данного класса задач параметры:

$$z = \frac{z'}{\lambda_0}, \quad d_1 = \frac{d'_1}{\lambda_0}, \quad d_2 = \frac{d'_2}{\lambda_0}, \quad L = \frac{L_{z'}}{\lambda_0},$$

$$t = \frac{ct'}{\lambda_0}, \quad D = -\frac{1}{4\pi\Omega}, \quad \beta = -\pi\Omega, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_{str}}.$$

Здесь $\omega_{str} = 2\pi c/\lambda_0$ — частота периодической структуры, $\lambda_0 = d'_1\sqrt{\varepsilon_1} + d'_2\sqrt{\varepsilon_2}$, а d'_1, d'_2 — длины слоев. ФК начинается со слоя с ε_1 , затем идет слой с диэлектрической проницаемостью ε_2 . Заканчивается ФК также слоем с диэлектрической проницаемостью ε_1 , что соответствует часто используемой в экспериментах его конструкции.

В области $0 \leq z \leq L_0$ до ФК световой импульс задается в среде с единичной диэлектрической проницаемостью. После ФК идет подложка с диэлектрической проницаемостью ε_3 . Необходимо подчеркнуть, что единичное значение диэлектрической проницаемости в области до ФК соответствует одной из двух ситуаций: либо в качестве слоя используется воздух, либо остальные диэлектрические проницаемости

измеряются в единицах диэлектрической проницаемости данной области. Таким образом, $\varepsilon(z)$ — кусочно-постоянная функция и определяет диэлектрическую проницаемость среды (в нашем случае области до ФК, ФК и подложки).

Флуктуации длины слоев осуществим добавлением погрешностей в d_1 и d_2 по правилу

$$d_1^m = d_1(1 + P(2\xi - 1)), \quad d_2^n = d_2(1 + P(2\xi - 1)),$$

$$m = \overline{1, N_{str} + 1}; \quad n = \overline{1, N_{str}}, \quad (3)$$

где $\xi \in (0; 1)$ — случайная величина (в компьютерном эксперименте псевдослучайная), различная для каждого m -го и n -го слоя ФК. N_{str} — количество пар слоев. Параметр P определяет амплитуду погрешности.

При компьютерном моделировании рассматривается отрезок времени, в течение которого световой импульс не успевает дойти до границ области по пространственной координате z . Поэтому начальные и граничные условия для уравнения (2) имеют вид

$$A|_{t=0} = A_0(z)e^{i2\pi\Omega z} \exp\left(-\frac{4(z - L_c)^2}{a^2}\right), \quad A|_{z=0, L_c} = 0, \quad (4)$$

где L_c — положение его центра, $a = a'/\lambda_0$ — продольный размер импульса. Он однозначно соответствует длительности импульса.

Компьютерное моделирование проводилось с использованием консервативной разностной схемы, построенной в [11], для следующих неизменных параметров: $d_1 = 0.2$, $d_2 = 0.6$, $\varepsilon_1 = (2.3)^2$, $\varepsilon_2 = 1$, $\varepsilon_3 = (1.3)^2$, $L_c = 65$, $N_{str} = 25$, $L_0 = 80$. Область частот светового импульса, для которой в случае идеального ФК и длинного светового импульса имеет место полное отражение, представлена на рис. 1 интервалом $\Omega \in (1.82; 1.95)$. На рисунке хорошо видно, что с уменьшением длительности падающего импульса коэффициент отражения уменьшается и часть световой энергии проходит через кристалл (см. также [12]).

Физический механизм как „туннелирования“, так и локализации световой энергии в линейном ФК обусловлен двумя причинами. Во-первых, при внесении флуктуаций в размер слоев кристаллов изменяется локальное значение ω_{str} соседних слоев. Из-за отсутствия периодичности часть световой энергии будет проходить через эти слои

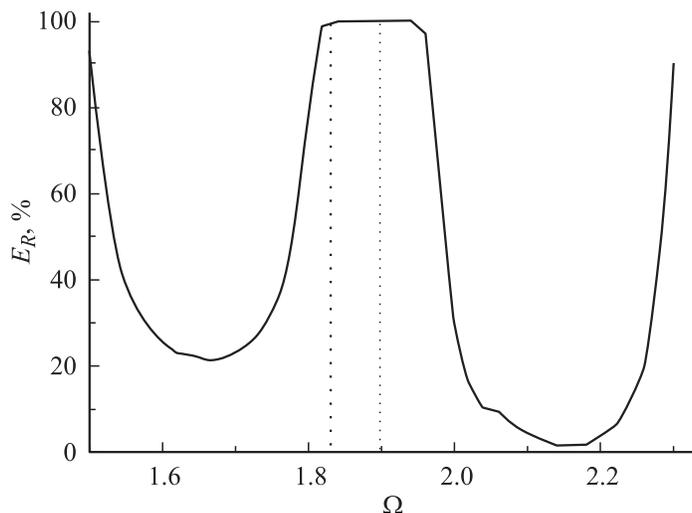


Рис. 1. Доля отраженной энергии E_R (в процентном соотношении) светового импульса длительностью $a = 40$ (сплошная кривая), 10 (пунктирная) от ФК в зависимости от частоты воздействующего излучения Ω .

в глубь кристалла. Если же дальнейшие слои имеют локальное значение ω_{str} вблизи зоны прозрачности, то световая энергия достигнет другой границы кристалла.

Во-вторых (и это, на наш взгляд, более важно), световой импульс, попадая внутрь кристалла, сначала разбивается по пространству на субимпульсы, длительность которых может быть значительно меньше по сравнению с первоначальной падающего импульса. Для иллюстрации этого на рис. 2 представлено распределение интенсивности вблизи и в начале разупорядоченного ФК (сечение $z = 80$ соответствует его началу) в моменты времени $t = 7.5, 15$, а также отраженного импульса в момент времени $t = 70$ при $\Omega = 1.9$ и начальной ширине импульса $a = 30$. Штриховая кривая соответствует импульсу, распространяющемуся направо и начинающему взаимодействовать с ФК. Видно, что часть импульса вблизи сечения $z = 80$ начинает разбиваться по мере вхождения в первые слои кристалла. Затем, отражаясь от них, импульс достигает максимальной пиковой интенсивности и минимальной ширины по координате z (сплошная кривая). Его длительность по половине

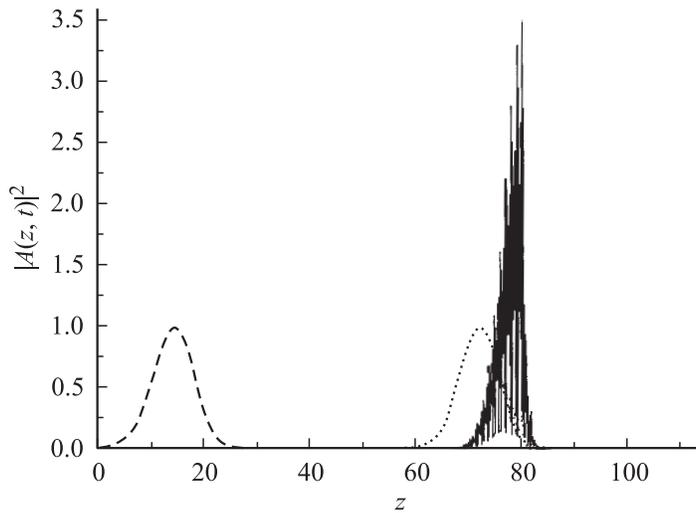


Рис. 2. Распределение интенсивности светового импульса в 3 испытании с начальной длительностью $a = 30$ в моменты времени $t = 7.5$ (штриховая кривая), 15 (сплошная), 80 (пунктирная) при взаимодействии с разупорядоченным ФК с параметром $P = 0.1$.

высоты интенсивности практически в 2 раза меньше ширины падающего на ФК импульса. Данное пространственное распределение включает в себя как волну, распространяющуюся в ФК, так и отраженную от него, которая со временем отразится от кристалла (на рис. 2 ей соответствует пунктирная кривая). Так как пространственная длительность импульса уменьшилась и для коротких импульсов отсутствуют как полная прозрачность, так и полное отражение от ФК (см. также рис. 1), то часть энергии сформировавшегося субимпульса может, в частности, распространяться в ФК, даже если его частота лежит в области непрозрачности для случая „длинного“ импульса. При этом дальнейшая его эволюция определяется как дифракцией света, так и структурой кристалла. Из-за дифракции субимпульс может увеличить свой продольный размер, вследствие чего он будет испытывать полное отражение внутри ФК и энергия локализуется. Если же в результате взаимодействия субимпульса с ФК он и дальше будет разбиваться по пространству на части из-за многократного отражения от слоев

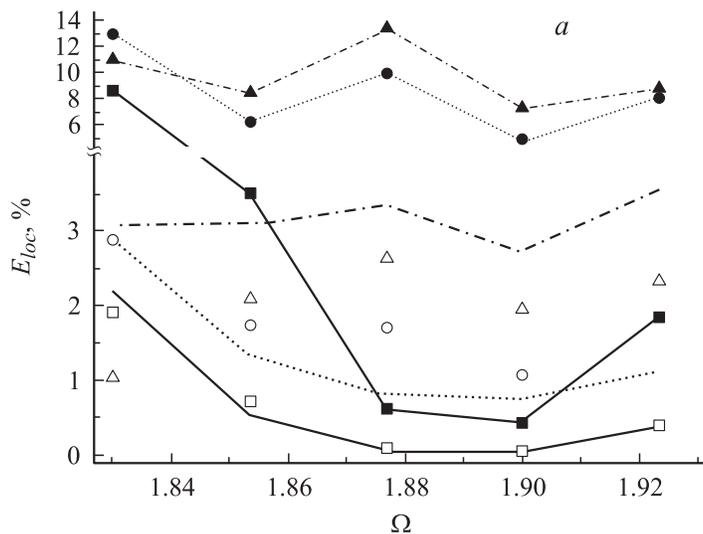


Рис. 3. Среднее значение (линии без значков), средноквадратичное отклонение (полые значки) и максимальное значение (линии с закрашенными значками) доли локализованной внутри ФК световой энергии E_{loc} (a) и прошедший через ФК E_T (b) в момент времени $t = 150$ по серии из 50 испытаний при введенной в параметры d_1 и d_2 погрешности $P = 0.05$ (сплошная, полые квадратики и сплошная с черными квадратами), 0.1 (штриховая, полые кружки и штриховая с черными кружками), 0.2 (штрихпунктир, полые треугольники и штрихпунктир с черными треугольниками) в зависимости от частоты начального импульса Ω длительностью $a = 30$.

кристалла, приобретая различные фазовые набегии вследствие разупорядоченности слоев, то полная непрозрачность ФК не реализуется и часть световой энергии проходит (туннелирует) через ФК. Однако для реализации как прохождения, так и локализации световой энергии в линейном ФК необходимо, чтобы оптический импульс попал внутрь кристалла. Для этого необходимы флуктуации длины слоев, чтобы изменялась локальная частота структуры вблизи границы падения светового импульса и часть светового импульса проникла в ФК.

Для иллюстрации эффектов локализации и „туннелирования“ световой энергии в разупорядоченном ФК представлены средние значения

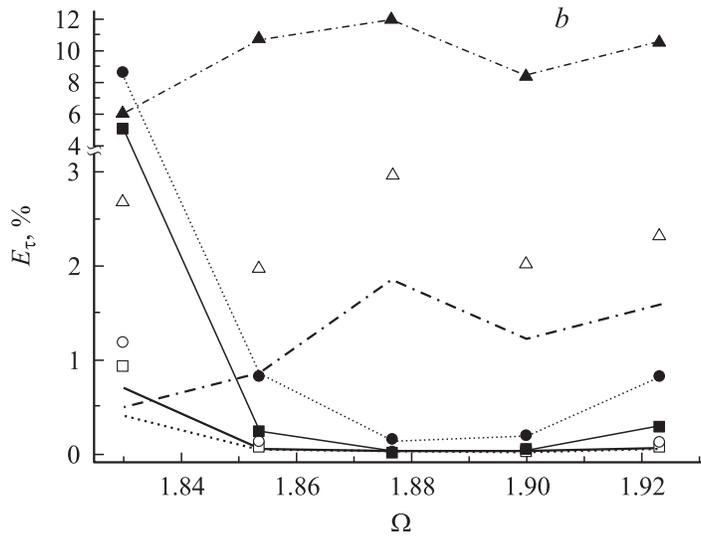


Рис. 3 (продолжение).

доли локализованной (рис. 3, *a*) и прошедшей (рис. 3, *b*) через ФК световой энергии в серии из 50 компьютерных экспериментов для различных значений вводимых в структуру ФК погрешностей P и в зависимости от частоты начального импульса. Как видим, для значений $P = 0.05$ и 0.1 (соответственно сплошная и пунктирная кривые рис. 3) среднее значение локализованной и прошедшей через ФК световой энергии уменьшается при приближении частоты начального импульса к середине запрещенной зоны ($\Omega = 1.89$). Это объясняется тем, что основная часть воздействующего импульса отражается от первых слоев ФК, флуктуации длины которых не превышают 10% и локальное значение Ω для них остается в области зоны непрозрачности для падающего импульса. Однако для сильных флуктуаций длины, достигающих 20% и соответственно $P = 0.2$ (штрихпунктирная кривая на рис. 3), изменение локального значения Ω в разупорядоченном ФК достаточно для проявления эффектов локализации и „туннелирования“ световой энергии в ФК. На рис. 3 видно, что среднее значение доли локализованной в этом случае световой энергии не опускается ниже 2.7%, при этом доля прошедшей через разупорядоченный ФК

световой энергии возрастает до 1.96% при частоте воздействующего импульса из середины запрещенной зоны.

Следует подчеркнуть, что эффект локализации световой энергии в разупорядоченном ФК (рис. 3, *a*) при сильных флуктуациях длин слоев ФК ($P = 0.2$) проявляется во многих испытаниях. В подтверждение этого утверждения на рис. 3 полыми значками представлены среднеквадратичные отклонения соответствующих характеристик. Для случая $P = 0.2$ (полые треугольные значки рис. 3, *a*) среднеквадратичное отклонение меньше, чем среднее значение доли локализованной световой энергии в ФК, следовательно, в большинстве испытаний имеет место локализация световой энергии.

Далее рассмотрим зависимость в серии из 50 испытаний максимальной доли локализованной и прошедшей через ФК световой энергии от частоты начального импульса, показанной на рис. 3 линиями с закрашенными значками. Так, при слабых флуктуациях ($P = 0.05$, сплошные кривые с черными квадратиками) максимальное значение как доли локализованной, так и прошедшей через ФК световой энергии по всем испытаниям уменьшается с приближением частоты начального импульса к середине запрещенной зоны и при $\Omega = 1.9$ не превышает 1%. Однако при увеличении флуктуаций длин слоев ФК до 10% ($P = 0.1$, пунктирная кривая с черными кружками) возможны реализации, при которых имеет место сильная (до 10% энергии начального импульса) локализация световой энергии в разупорядоченном ФК, в том числе и для частот из середины запрещенной зоны ФК. Из рис. 3, *b* видно, что при $P = 0.1$ прохождение значительной части световой энергии через ФК возможно лишь вблизи границы запрещенной зоны ($\Omega = 1.83$) и в одной из реализаций превышает 8%. Заметим, что представленная на рисунке ситуация, соответствующая локализации, может реализоваться только при наличии локальной запрещенной зоны как вблизи начала ФК, так и в его толще. При этом сформировавшийся на начальном этапе взаимодействия субимпульс проходит внутрь ФК и затем из-за дифракции увеличивает свою длительность по пространству. Как результат, этот субимпульс будет практически полностью отражаться от некоторых слоев с локальными запрещенными зонами, расположенных внутри кристалла.

При дальнейшем увеличении флуктуаций длин слоев ФК ($P = 0.2$, штрихпунктирная кривая с черными треугольниками) имеют место реализации, в которых доля локализованной в разупорядоченном ФК

световой энергии (рис. 3, а) достигает 14% для частот воздействующего импульса, даже близких к середине запрещенной зоны ФК. При этих же условиях реализуется и существенное прохождение световой энергии через ФК, которое достигает 12% от энергии начального импульса.

Таким образом, в настоящей работе показано, что при частоте излучения, близкой к границе запрещенной зоны, даже при слабых флуктуациях ($\pm 5\%$) длин слоев ФК могут иметь место как локализация части световой энергии внутри ФК, так и ее прохождение через ФК. В случае оптической частоты, соответствующей середине запрещенной зоны ФК, флуктуации размеров его слоев до 10% качественно не влияют на непрозрачность ФК. Однако возможна локализация световой энергии в его толще. Тем не менее при сильных флуктуациях ($\pm 20\%$) длин слоев имеет место как прохождение света через ФК, так и его локализация.

Заметим, что в случае нелинейного кристалла расчеты демонстрируют более широкие возможности реализации этих эффектов. При уменьшении же числа слоев периодической структуры они также будут более ярко выраженными. На практике обнаружить в физическом эксперименте описанные эффекты при неизменном ФК можно с уменьшением длительности воздействующего импульса. Наиболее благоприятные условия их реализации будут соответствовать импульсам, длительность которых сравнима с продольным размером ФК, имеющим небольшое число пар слоев (~ 10). Эти же эффекты можно использовать и для контроля качества изготовления ФК.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-01-507, 04-02-16866).

Список литературы

- [1] *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton, New York, 1995. 152 p.
- [2] *Yanik M.F., Fan S.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 083901.
- [3] *Scalora M., Dawling F.P., Bowden C.M., Blomer M.J.* // Phys. Rev. Letters. 1994. V. 73. N 10. P. 1368–1371.
- [4] *Slusher R.E., Eggleton B.J.* Nonlinear Photonic Crystal. Springer, 2003. 380 p.
- [5] *Sigalas M.M., Soukoulis C.M., Chan C.-T., Turner D.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. N 13. P. 8340–8348.

- [6] *Калитиевский М.А., Николаев В.В., Абрам Р.А.* // ФТТ. 2005. Т. 47. № 10. С. 1871–1881.
- [7] *Kaliteevski M.A., Beggs D.M., Brand S., Abram R.A., Nikolaev V.V.* // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. N 3. P. 033106.
- [8] *Yannopoulos V., Modinos A., Stefanou N.* // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. N 19. P. 193205.
- [9] *Trofimov V.A., Tereshin E.B.* // Nonlinear Optics Applications / Ed. M.A. Karpierz, A.D. Boardman, G.I. Stegeman. Proc. of SPIE. 2005. V. 5949. P. 59490L.
- [10] *Трофимов В.А.* // ЖВМиМФ. 2001. Т. 41. № 9. С. 1429–1433.
- [11] *Трофимов В.А., Терешин Е.Б., Федотов М.В.* // ЖВМиМФ. 2003. Т. 43. № 10. С. 1550–1555.
- [12] *Трофимов В.А., Терешин Е.Б., Федотов М.В.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. В. 5. С. 66–70.