

УДК 535.3

## МНОГОФОТОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКОГО ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА

© 2024 г. Ю. В. Двужилова<sup>1</sup>, И. С. Двужиллов<sup>1</sup>, \*М. Б. Белоненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Волгоградский государственный университет”, Волгоград, Россия

\*E-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

Поступила в редакцию 29.08.2023 г.

После доработки 15.09.2023 г.

Принята к публикации 29.09.2023 г.

Рассмотрена теоретическая модель взаимодействия одномерного предельно короткого оптического импульса с нелинейной средой полупроводниковых углеродных нанотрубок, которая имеет пространственную модуляцию показателя преломления в направлении распространения импульса (одномерный фотонный кристалл). Показаны результаты зависимости скорости одно- и двухфотонной ионизации от интенсивности коротковолнового импульса. Расчеты выполнены с учетом влияния дополнительных внешних электрического и магнитного полей на скорость фотоионизации.

DOI: 10.31857/S0367676524010148, EDN: SABIFU

### ВВЕДЕНИЕ

Фотонный кристалл (ФК) можно определить как электромагнитную среду, в которой показатель преломления имеет периодическую структуру на шкале длины, сравнимой с желаемой рабочей длиной волны. Эти материалы были названы ФК из-за сходства поведения фотонов в нем и электронов в твердых телах [1–3]. Период модуляции показателя преломления в ФК прямо пропорционален длине волны оптического импульса, т.е. можно считать, что происходит сложение внутренних мод излучения и сильное отражение на узлах решетки. Прямые и встречные волны рассматриваются независимо друг от друга, а решетка кристалла обеспечивает их взаимодействие между собой, таким образом, можно использовать теорию связанных мод при условии малости нелинейного изменения показателя преломления [4]. Для построения ФК были выбраны полупроводниковые углеродные нанотрубки (УНТ) [5–7]. Такой выбор обусловлен тем, что их закон дисперсии непараболический, и они обеспечивают идеальную нелинейность, необходимую для устойчивого распространения предельно короткого импульса (ПКИ) [8, 9].

Многофотонная ионизация среды происходит при одновременном поглощении некоторого количества фотонов, что имеет место при высокой интенсивности поля. При сохранении энергии оптического импульса с течением времени в малой области пространства и увеличении его пиковой интенсивности вероятность фотоионизации возрастает [10]. В работах [11–14] было показано, что ПКИ способен устойчиво

распространяться в нелинейной среде УНТ, обладающей пространственно переменным показателем преломления. Таким образом, можно ожидать, что в таких условиях вероятность ионизации коротковолновым оптическим полем существует.

### ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Геометрия задачи предполагает, что ПКИ распространяется вдоль оси ОХ, вдоль этой же оси происходит модуляция показателя преломления. Ось нанотрубок, возникающий в среде ток, напряженность электрического поля импульса и дополнительные внешние электрическое и магнитное поля направлены перпендикулярно оси ОХ.

При построении модели взаимодействия одномерного ФК из УНТ с коротковолновым оптическим импульсом были учтены различные приближения.

Используется приближение сплошной среды (такое приближение можно считать справедливым, поскольку пространственный размер области локализации оптического импульса на несколько порядков меньше расстояний между УНТ).

Длина, на которой меняется показатель преломления ФК, также много больше пространственного размера области локализации импульса.

Скорость многофотонной ионизации масштабируется как  $I^K$ , где  $K$  – количество поглощенных при ионизации фотонов,  $I$  – интенсивность ПКИ [10].

Интенсивность электрического поля выражена в относительных единицах и пропорциональна квадрату напряженности электрического поля импульса. В свою очередь напряженность электрического поля ПКИ связана с его вектор-потенциалом калибровкой Кулона:  $\vec{E} = -\text{grad} \vec{A} - \dot{\vec{A}}$ . Таким образом, для описания динамики скорости многофотонной ионизации приведем волновое уравнение на вектор-потенциал электрического поля одномерного ПКИ:

$$\vec{A}_{xx} = \frac{n^2(x)}{c^2} \vec{A}_{tt} - \frac{4\pi}{c} \vec{j},$$

$$n(x) = 1 + \alpha \cos(2\pi x / \chi), \quad (1)$$

здесь  $\vec{A} = (0, 0, A_z(x, t))$  – вектор-потенциал электрического поля ПКИ;  $n(x)$  – пространственно-переменный показатель преломления среды УНТ, т.е. фотонный кристалл;  $c$  – скорость света в среде УНТ;  $\vec{j} = (0, 0, j_z(x, t))$  – плотность тока. Появление тока обусловлено взаимодействием электрического поля импульса и электронов в зоне проводимости УНТ. Вывод выражения для плотности тока в среде нанотрубок подробно описан, например, в [11] и имеет вид:

$$j_z = \frac{q}{\pi} \sum_s \int v(p_z) f \cdot dp_z,$$

$$v(p_z) = \frac{\partial \epsilon_s(p)}{\partial p}. \quad (2)$$

Здесь  $q$  – заряд;  $f$  – функция распределения Ферми  $f = f(\epsilon_s(\vec{p}))$ , функция от  $\epsilon_s(\vec{p})$ ;  $\epsilon_s(\vec{p})$  – закон дисперсии  $\pi$ -электронов в полупроводниковых УНТ [6, 15];  $p_z$  – квазиимпульс.

Начальные условия на вектор-потенциал соответствуют гауссовому профилю импульса для

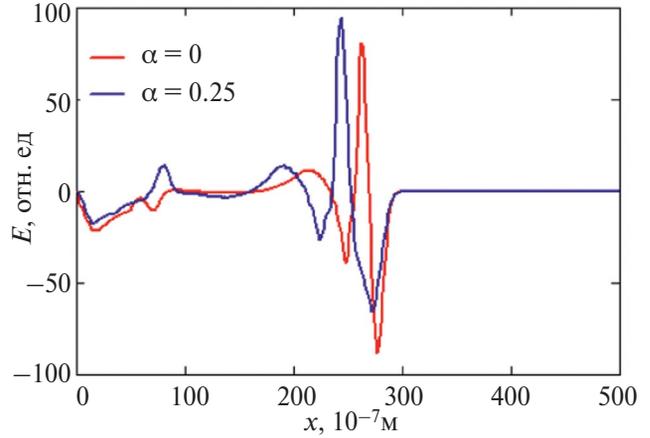


Рис. 1. Зависимость напряженности электрического поля ПКИ от координаты в фиксированный момент времени 10 пс при распространении в среде УНТ: в отсутствие ФК (красная линия), в присутствии ФК (синяя линия).

одного колебания электрического поля и имеют вид:

$$A(x)|_{t=0} = A_0 \exp\left\{-\frac{x^2}{\gamma_x^2}\right\},$$

$$\frac{dA(x)}{dt}\bigg|_{t=0} = A_0 \frac{2v_0 x}{\gamma_x^2} \exp\left\{-\frac{x^2}{\gamma_x^2}\right\}. \quad (3)$$

Здесь  $A_0$  – амплитуда импульса,  $\gamma_x$  – ширина импульса,  $v_0$  – скорость входа импульса в нелинейную среду УНТ.

Параметры модуляции показателя преломления ФК задавались следующим образом: период

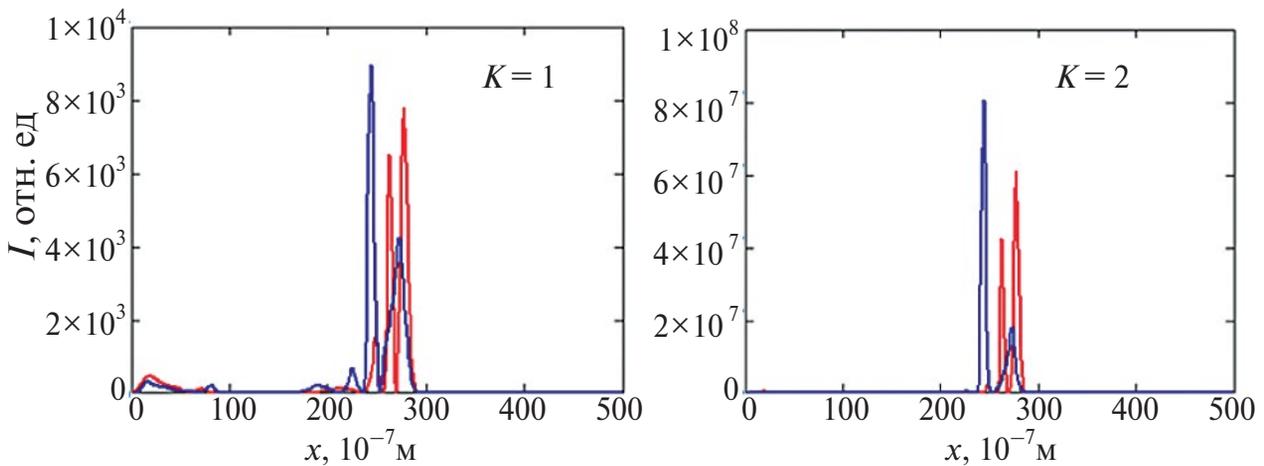
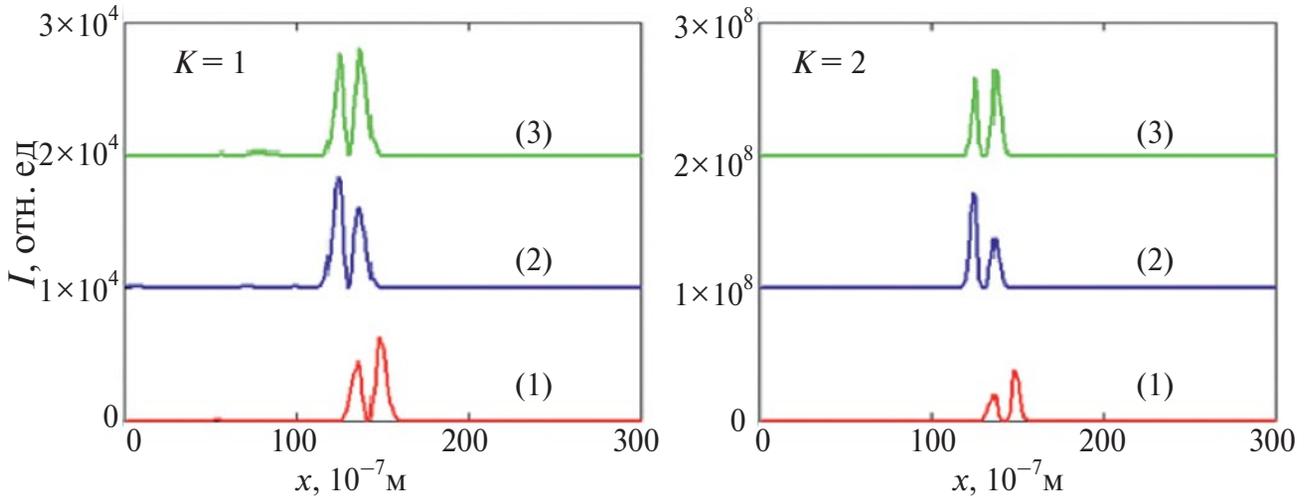


Рис. 2. Зависимость интенсивности ПКИ при однофотонной (слева) и двухфотонной (справа) ионизации в однородной среде УНТ без модуляции показателя преломления (красная линия) и с ней (синяя линия).



**Рис. 3.** Зависимость интенсивности ПКИ при однофотонной (слева) и двухфотонной (справа) ионизации (1) – без ФК, (2) – в присутствии ФК при действии внешнего электрического поля, (3) – в присутствии ФК в отсутствие внешнего электрического поля.

модуляции показателя преломления  $\chi = 2.5$  мкм, глубина модуляции показателя преломления  $\alpha = 0.25$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Присутствие периодической модуляции показателя преломления приводит к изменению формы и интенсивности импульса. Это происходит благодаря интерференции встречных волн, которые испытывают частичное “отражение”. Наличие интерференции также оказывает влияние на групповую скорость волнового пакета импульса, уменьшая ее, что продемонстрировано на рис. 1 [11].

Результаты для скорости многофотонной ионизации в одномерном ФК на основе УНТ при распространении в нем ПКИ показаны на рис. 2.

Из представленного рис. 2 видно, что наличие среды с пространственно переменным показателем преломления (ФК) существенно повышает вероятность многофотонной ионизации и ее скорость при условии устойчивого распространения ПКИ в ней. Следует отметить, что пиковая интенсивность импульса и скорость фотоионизации возрастает при его взаимодействии с ФК, это в свою очередь связано с присутствием интерференции на узлах решетки, т.е. импульс замедляется, но его интенсивность растет. Сдвиг линий также связан с интерференцией импульса на узлах решетки и его замедлением.

Скорость многофотонной ионизации в случае дополнительного приложения внешнего электрического поля показана на рис. 3.

В данном случае действие внешнего электрического поля, приложенного вдоль оси нанотрубки, не

меняет существенно пиковую интенсивность ПКИ и, следовательно, скорость фотоионизации (рис. 3).

Случай приложения внешнего магнитного поля интересен тем, что меняет величину волнового вектора вдоль оси УНТ, дисперсионное соотношение в таком случае имеет вид [6, 7]:

$$\begin{aligned} \epsilon_s(k_x, k_y, \vec{H}) = \\ = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{3ak_z}{2}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right)}, \\ k_x = \frac{2\pi}{\sqrt{3}am} \left( s + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $a = 1.4 \text{ \AA}$  – постоянная решетки,  $k_z$  – волновой вектор вдоль оси трубки,  $\Phi$  – магнитный поток через поперечное сечение трубки ( $\Phi_0 = \hbar c/e$ ),  $s = 1, 2, \dots, m$ ,  $m$  – количество гексагонов по периметру УНТ. Знак “ $\pm$ ” описывает зону проводимости и валентную зону энергетического спектра.

Скорость многофотонной ионизации в случае дополнительного приложения внешнего магнитного поля показана на рис. 4.

Из представленного рис. 4 видно, что присутствие внешнего постоянного магнитного поля оказывает влияние на скорость многофотонной ионизации, увеличивая ее.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании результатов, полученных в рамках данного исследования, можно сделать несколько выводов: во-первых, наличие пространственной

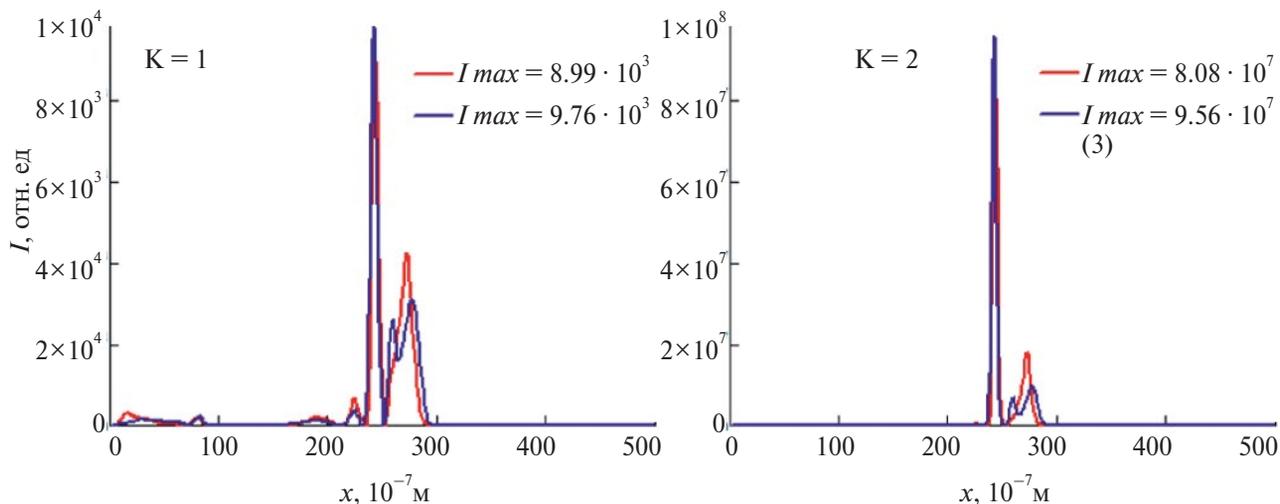


Рис. 4. Зависимость интенсивности ПКИ при однофотонной (слева) и двухфотонной (справа) ионизации в ФК из УНТ без учета внешнего магнитного поля (красная линия) и с учетом внешнего магнитного поля (синяя линия).

модуляции показателя преломления в среде УНТ увеличивает вероятность и скорость многофотонной ионизации в ней, по сравнению со случаем однородной среды при устойчивом распространении одномерного коротковолнового оптического импульса; во-вторых, дополнительное влияние магнитного поля, приложенного параллельно оси УНТ, в ФК немного увеличивает скорость многофотонной ионизации.

Результаты, представленные выше, могут быть полезны для практического применения в области фемтосекундной спектроскопии, а также в различных отраслях фотоники и нанoeлектроники.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема “FZUU-2023-0001”).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Yablonovitch E.* // Phys. Rev. Let. 1987. V. 58. No. 20. P. 2059.
2. *John S.* // Phys. Rev. Let. 1987. V. 58. No 23. P. 2486.
3. *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.*, Photonic crystals. Oxford: Princeton University Press, 1995. 305 p.
4. *Crosignani B., Cutolo A., di Porto P.* // J. Opt. Soc. Amer. B. 1982. V. 72. P. 515.
5. *Елецкий А.В.* // УФН 1997. Т. 167. № 8. С. 945; *Eletsii A.V.* // Phys. Usp. 1997. V. 167. No. 8. P. 899.
6. *Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Eklund P.C.* Science of fullerenes and carbon nanotubes. San Diego: Academic Press, 1996. 965 p.
7. *Харрис П.*, Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века. М.: Техносфера, 2003. 336 с.
8. *Belonenko M.B., Demushkina E.V., Lebedev N.G.* // J. Russ. Laser Res. 2006. V. 27. No 5. P. 457.
9. *Белоненко М.Б., Демушкина Е.В., Лебедев Н.Г.* // ФТТ. 2008. Т. 50. № 2. С. 368; *Belonenko M.B., Demushkina E.V., Lebedev N.G.* // Phys. Solid State. 2008. V. 50. No. 2. P. 383.
10. *Couairona A., Mysyrowicz A.* // Phys. Reports. 2007. V. 441. P. 47.
11. *Белоненко М.Б., Невзорова Ю.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 12. С. 1626; *Belonenko M.B., Nevzorova J.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. No. 12. P. 1333.
12. *Zhukov A.V., Bouffanais R., Belonenko M.B. et al.* // EPJ D. 2015. V. 69. No. 5. P. 129.
13. *Zhukov A.V., Bouffanais R., Belonenko M.B. et al.* // Appl. Phys. B. 2017. V. 123. No. 7. P. 196.
14. *Dvuzhilova Y.V., Dvuzhilov I.S., Belonenko M.B.* // J. Nano. Electronic Phys. 2021. V. 13. No 1. P. 1.
15. *Tans S.J., Devoret M.H., Dai H. et al.* // Nature. 1997. V. 386. P. 474.

## **Multiphoton ionization in a photonic crystal based on carbon nanotubes under the action of a few cycle optical pulse**

**Yu. V. Dvuzhilova<sup>a</sup>, I. S. Dvuzhilov<sup>a, \*</sup>, M. B. Belonenko<sup>a</sup>**

*<sup>a</sup>Volgograd State University, Volgograd, 400062 Russia*

*\*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru*

We considered a theoretical model of the interaction of a one-dimensional few cycles optical pulse with a nonlinear medium of semiconductor carbon nanotubes, which has a spatial modulation of the refractive index in the direction of pulse propagation (a one-dimensional photonic crystal). The results of the dependence of the rate of one- and two-photon ionization on the intensity of the short-wavelength pulse are shown. The effect of additional external electric and magnetic fields on the photoionization rate is considered.