

УДК 538.9

РАССЕЯНИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКЕ

© 2022 г. Н. Н. Конобеева¹, *, М. Б. Белоненко¹

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

*E-mail: yana_nn@volsu.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 15.08.2022 г.

Принята к публикации 22.08.2022 г.

Изучены особенности взаимодействия электромагнитного поля со средой с нелинейностью 3–5–7 порядков без приближения медленно меняющихся амплитуд и фаз. Проанализирована эволюция предельно коротких оптических импульсов при их рассеянии на углеродной нанотрубке, помещенной в диэлектрическую среду. Показано, что наличие в среде одной углеродной нанотрубки приводит к сжатию импульса, что важно с практической точки зрения, например, для обнаружения нанотрубок и их типов, а также примесей на них.

DOI: 10.31857/S0367676522120195

ВВЕДЕНИЕ

Углеродные нанотрубки (УНТ) представляют собой квазиодномерные макромолекулы углерода [1] и вызывают повышенный интерес исследователей в связи с их уникальными свойствами, открывающими широкие перспективы для создания элементной базы новых устройств в различных прикладных областях. Непараболичность закона дисперсии электронов нанотрубок определяет ярко выраженную нелинейность отклика нанотрубок на воздействие электромагнитных полей умеренной интенсивности [2]. Это обстоятельство позволяет наблюдать ряд уникальных физических явлений в средах с УНТ в потенциально легко достижимых экспериментальных условиях, включая солитоны.

С другой стороны, важной задачей современных исследователей солитонов [3, 4] является обобщение существующих моделей с целью их приближения к реальным физическим задачам. Это можно сделать с учетом нелинейности разных видов, причем не только третьего, но и более высоких порядков [5, 6]. Нелинейность этого типа можно обнаружить в совершенно разных средах, например, в воздухе, оптическом стекле и т.д.

Распространение и самолокализация многомерных нелинейно-оптических структур [7] представляют большой интерес как для фундаментальной, так и для прикладной науки. Наиболее распространенным является случай учета кубической нелинейности [8, 9]. В работе [10] авторы анализируют устойчивость трехмерных диссипативных со-

литонов с собственной завихренностью S в среде 3–5 степени в комплексном уравнении Гинзбурга–Ландау. Показано, что необходимым условием устойчивости всех вихревых солитонов (кроме $S = 0$) является наличие ненулевой диффузии в поперечной плоскости. Получены условия устойчивости одномерных вихревых решений в среде с нелинейностью 3–5–7 порядков [11]. Существование и устойчивость солитонов брэгговской решетки в среде с нелинейностью 3–5 порядков показано в работе [12]. Введение нелинейности позволяет предотвратить пространственно-временной коллапс предельно коротких импульсов с аномальной дисперсией в плоском волноводе с чисто керровской нелинейностью [13].

В данной работе исследуется распространение двумерного предельно короткого оптического импульса (ПКОИ) в нелинейной среде 3–5–7 порядков с учетом рассеяния на УНТ. Отметим, что порядок нелинейности относится именно к диэлектрической матрице, в которую помещена УНТ. Важным вопросом в данной работе является изучение влияния концентрации углеродных нанотрубок в среде. А именно, есть ли эффекты при учете только одной нанотрубки.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Волновой вектор электромагнитного поля импульса направлен перпендикулярно оси УНТ

(вдоль оси OY), само поле вдоль оси нанотрубки (ось OZ).

Запишем уравнение Максвелла для электромагнитного поля в следующем виде:

$$\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad (1)$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды, c – скорость света.

Поляризация \vec{P} состоит из двух компонент (линейной и нелинейной):

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}. \quad (2)$$

При этом линейная часть учтена в диэлектрической проницаемости.

Для нелинейной части выбрана модель в виде конкурирующих нелинейностей 3, 5 и 7 порядков:

$$\vec{P}_{NL} = \alpha |\vec{E}|^2 \vec{E} - \beta |\vec{E}|^4 \vec{E} + \gamma |\vec{E}|^6 \vec{E} \quad (3)$$

здесь α, β, γ – соответствующие коэффициенты при нелинейных слагаемых. В декартовой системе координат векторы \vec{E} и \vec{P} имеют вид: $\vec{E} = (0, 0, E(x, y, t))$ и $\vec{P} = (0, 0, P(x, y, t))$.

Авторами неоднократно исследовалось распространение предельно короткого импульса в среде, содержащей массив углеродных нанотрубок [14, 15]. Уравнение (1) для компоненты электрического поля, направленной вдоль оси УНТ (с учетом $\vec{E} = c^{-1} \partial \vec{A} / \partial t$) имеет вид:

$$\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right) + \alpha \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^3 - \beta \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^5 + \gamma \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^7 = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{4\pi e n_0 f_k}{c} \sin \left(\frac{k a e A}{c} \right), \quad (4)$$

$$f_k = \sum_s a_{sk} \int_{BZ} dp \cos(pk) \frac{\exp(-\epsilon_s(p)/k_B T)}{\exp(-\epsilon_s(p)/k_B T) + 1},$$

$$a_{sk} = \int_{BZ} dp \cos(pk) \epsilon_s(p),$$

где e – заряд электрона, $\epsilon_s(p)$ – закон дисперсии УНТ, p – компонента квазиимпульса электрона проводимости вдоль оси нанотрубки, s – число атомов по периметру УНТ, a_{sk} – коэффициенты в разложении закона дисперсии электронов в ряд Фурье. Интегрирование ведется по первой зоне Бриллюэна. В этом случае выражение для плотности электрического тока имеет вид правой части уравнения (4). Отметим, что в сумме по k мы учитываем первые 10 слагаемых в виду убывания коэффициентов f_k [16].

Отметим, что приведенная модель учитывает, что в среде находится массив УНТ. В случае же

одной трубки, необходимо умножить правую часть уравнения (4) на:

$$\frac{1}{\pi g_x g_y} \exp \left(- \left(\frac{x - x_{cnt}}{g_x} \right)^2 \right) \exp \left(- \left(\frac{y - y_{cnt}}{g_y} \right)^2 \right), \quad (5)$$

где $(x_{cnt}, y_{cnt}) = (15 \text{ отн. ед.}, 27 \text{ отн. ед.})$ – координаты нанотрубки в среде, g_x, g_y – дисперсия нормального распределения вдоль обоих направлений. Данная формула описывает падение нелинейности в присутствии УНТ. В сглаженной форме заменена на функцию Гаусса. Отметим, что при дисперсии, стремящейся к нулю, выражение (5) переходит в дельта-функцию.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Уравнение (5) решалось численно [17]. Начальное условие выбиралось в гауссовом виде:

$$A(x, y, 0) = Q \exp \left(- \left(\frac{x - x_0}{\gamma_x} \right)^2 \right) \exp \left(- \left(\frac{y - y_0}{\gamma_y} \right)^2 \right),$$

$$\frac{dA(x, y, 0)}{dt} = 2Qu \frac{y - y_0}{\gamma_y^2} \times \exp \left(- \left(\frac{x - x_0}{\gamma_x} \right)^2 \right) \exp \left(- \left(\frac{y - y_0}{\gamma_y} \right)^2 \right) \quad (6)$$

здесь Q – начальная амплитуда импульса, γ_x, γ_y определяют ширину импульса, (x_0, y_0) – начальное смещение центра импульса.

Ниже приводятся рисунки с эволюцией импульса в среде, содержащей массив УНТ (рис. 1), и одну УНТ (рис. 2).

Из рисунков видно, что при рассеянии на одной углеродной нанотрубке наблюдается увеличение скорости импульса. Также можно отметить, что при распространении предельно короткого импульса в среде с массивом УНТ, он распадается на несколько, отличающихся по амплитуде, причем большая часть энергии сосредоточена в основном импульсе. В случае одной УНТ этот распад происходит медленнее. “Хвост”, образующийся за основным импульсом, как в случае с массивом УНТ, не появляется. Это способствует локализации энергии импульса в продольном направлении.

На рис. 3 показано изменение ширины импульса со временем. Рисунок 3а иллюстрирует, что при распространении импульса в нелинейной среде с неоднородностью в виде одной углеродной нанотрубки, дисперсия в направлении распространения импульса меньше, чем в среде, содержащий массив УНТ. В тоже время за счет рассеяния на нанотрубке поперечная ширина импульса больше (рис. 3б).

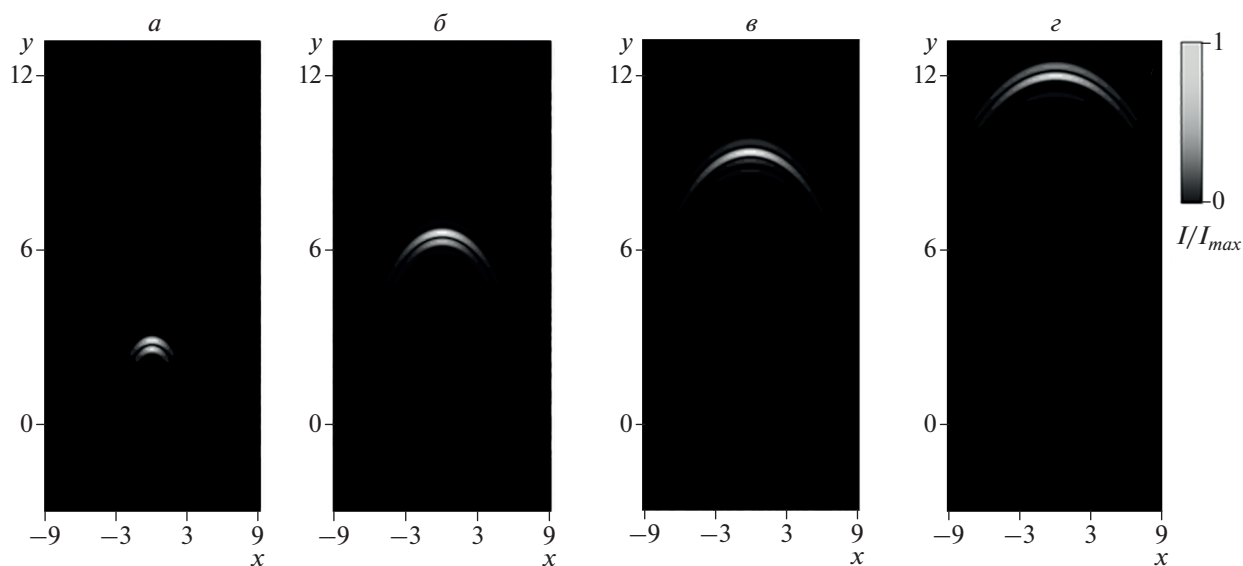


Рис. 1. Эволюция импульса в случае массива УНТ: $t = 3$ (а), 7 (б), 10 (в), 13 (г). Единица по времени соответствует $2 \cdot 10^{-14}$ с, единица по координате $-2 \cdot 10^{-5}$ м. I_{max} – максимальное значение интенсивности в начальный момент времени.

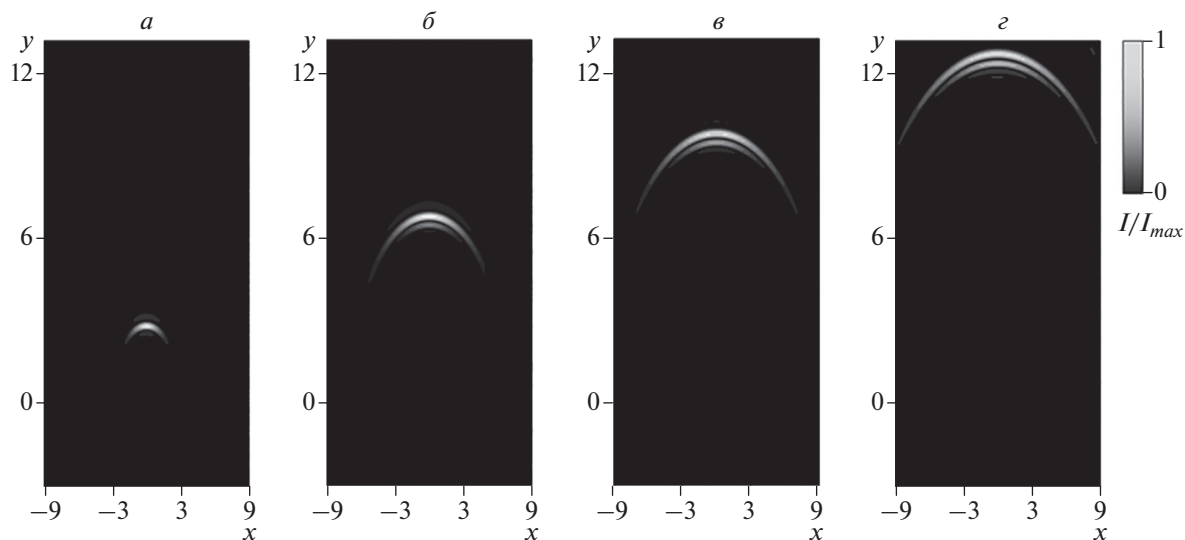


Рис. 2. Эволюция импульса в случае одной УНТ: $t = 3$ (а), 7 (б), 10 (в), 13 (г). Единица по времени соответствует $2 \cdot 10^{-14}$ с, единица по координате $-2 \cdot 10^{-5}$ м. I_{max} – максимальное значение интенсивности в начальный момент времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработана модель распространения ПКОИ в нелинейной среде 3–5–7 порядков, содержащей углеродные нанотрубки. Установлено, что при рассеянии на одной нанотрубке “хвост” за импульсом не образуется, в от-

личие от случая с массивом УНТ. Можно управлять скоростью и шириной импульса за счет концентрации углеродных нанотрубок в среде.

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования Российской Федерации за поддержку численного моделирования и

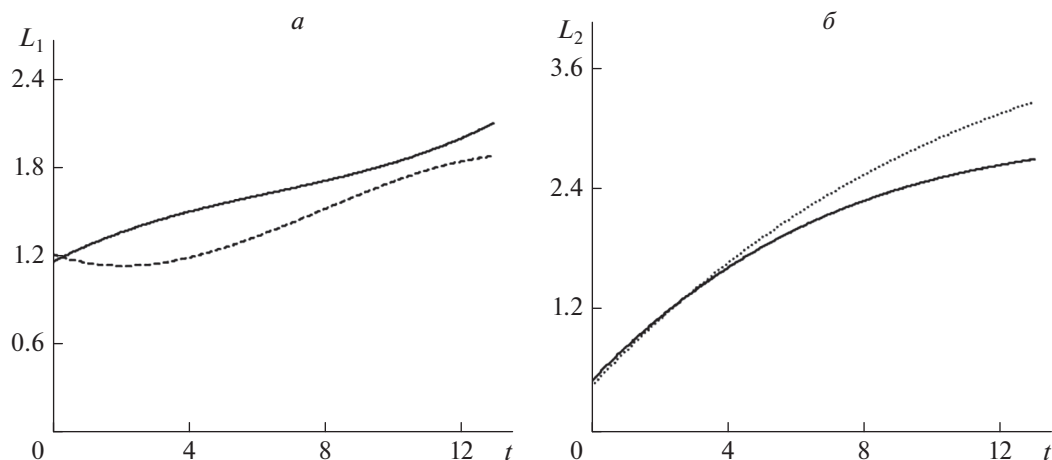


Рис. 3. Зависимость продольной (L_1) (а) и поперечной (L_2) (б) ширины импульса от времени. Сплошная линия соответствует массиву УНТ, пунктирная – одной нанотрубке. Единица по времени соответствует $2 \cdot 10^{-14}$ с, единица по ширине – $2 \cdot 10^{-5}$ м.

параллельных вычислений в рамках темы государственного задания (проект № 0633-2020-0003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Iijima S.* // Nature. 1991. V. 354. P. 56.
2. *Yamashita S.* // APL Photonics. 2019. V. 4. Art. No. 034301.
3. *Silberberg Y.* // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 1282.
4. *Kanashov A.A., Rubenchik A.M.* // Physics D. 1981. V. 4. P. 122.
5. *Bagnato V.S., Frantzeskakis D.J., Kevrekidis P.G. et al.* // Rom. Rep. Phys. 2015. V. 67. P. 5.
6. *Farina A., Saut K.-C.* Stationary and time dependent Gross-Pitaevskii equations. Providence: American Mathematical Society, 2008. 180 p.
7. *Mihalache D.* // Rom. Rep. Phys. 2017. V. 69. P. 403.
8. *Cao X.D., Agrawal G.P., McKinstrie C.J.* // Phys. Rev. A. 1994. V. 49. P. 4085.
9. *Brтка M., Gammal A., Malomed B.A.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. Art. No. 053610.
10. *Mihalache D., Mazilu D., Lederer F. et al.* // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. Art. No. 045803.
11. *Reyna A.S., Malomed B.A., de Araújo C.B.* // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. Art. No. 033810.
12. *Atai J., Malomed B.A.* // Phys. Lett. A. 2001. V. 284. P. 247.
13. *Fibich G., Ilan B.* // Opt. Lett. 2004. V. 29. No. 8. P. 887.
14. *Конобеева Н.Н., Белоненко М.Б.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 12. С. 1706; *Konobeeva N.N., Belonenko M.B.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. P. 1359.
15. *Konobeeva N.N., Fedorov E.G., Rosanov N.N. et al.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. Art. No. 203103.
16. *Belonenko M.B., Demushkina E.V., Lebedev N.G.* // J. Russ. Laser Res. 2006. V. 27. P. 457.
17. *LeVeque R.J.* Finite difference methods for ordinary and partial differential equations: steady-state and time-dependent problems. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics, 2007. 356 p.

Scattering of an extremely short pulse on a carbon nanotube

N. N. Konobeeva^{a, *}, M. B. Belonenko^a

^a *Volgograd State University, Volgograd, 400062 Russia*

**e-mail: yana_nn@volsu.ru*

We studied the interaction of an electromagnetic field with a medium with a nonlinearity of 3–5–7 orders, without the approximation of slowly changing amplitudes and phases. The evolution of extremely short optical pulses during their scattering by a carbon nanotube placed in a dielectric medium is analyzed. It is shown that the presence of one carbon nanotube in the medium leads to pulse compression, which is important from a practical point of view, for example, for detecting nanotubes and their types, as well as impurities on them.