

## Влияние высокочастотного электромагнитного излучения на распространение уединенных электромагнитных волн в графеновой сверхрешетке

С. В. Крючков<sup>1,2\*</sup> Е. И. Кухарь<sup>1†</sup><sup>1</sup>Волгоградский государственный социально-педагогический университет, Лаборатория физики низкоразмерных систем  
Россия, 400066, Волгоград, пр-т им. В.И. Ленина, д. 27<sup>2</sup>Волгоградский государственный технический университет Россия,  
400005, Волгоград, пр-т им. В.И. Ленина, д. 28

Найден квазиэнергетический спектр для графеновой сверхрешетки в условиях высокочастотного электромагнитного излучения. Показано, что при определенных условиях уравнение д'Аламбера принимает вид уравнения double sine-Gordon. Получены решения, соответствующие уединенным электромагнитным волнам. Форма и площадь этих волн зависят от амплитуды высокочастотного поля.

PACS: 72.20.Ht, 72.80.Vp, 73.21.Cd, 73.50.Fq, 78.67.Wj. УДК: 537.87.

Ключевые слова: графен, сверхрешетка, электромагнитная волна, солитон.

Известно, что структуры со сверхрешеточным (СР) потенциалом являются подходящими средами для формирования электромагнитных (ЭМ) солитонов [1]. Низкое значение длительности ЭМ импульса по сравнению со временем релаксации является одним из условий наблюдения солитонов. Высокая подвижность носителей заряда в графене [2] позволяет надеяться, что ЭМ солитоны будут обнаружены в СР на основе графена (ГСР). Электронный спектр ГСР исследован в [3–6].

Высокочастотное (ВЧ) излучение может привести к стабилизации формы уединенных ЭМ волн [7]. Влияние ВЧ излучения на электронные состояния в графене изучены в [8–10].

Пусть ЭМ волна с амплитудой электрического поля  $E_0^{\text{HF}}$  и с частотой  $\omega$  падает на ГСР, расположенную в плоскости  $xy$  ( $Oy$  — ось ГСР). В плоскости ГСР векторный потенциал волны имеет вид ( $c = 1$ ):

$$\mathbf{A}^{\text{HF}} = \left( 0, -\frac{E_0^{\text{HF}}}{\omega} \sin \omega t, 0 \right). \quad (1)$$

Для определения квазиэнергии электрона ГСР в переменном поле (1) используем явное выражение электронного спектра ГСР [9, 10]. Линеаризованное уравнение Шредингера (аналог уравнения Дирака для графена) имеет вид ( $\hbar = 1$ ):

$$i\partial_t \psi = \left[ v_F \sigma_x \hat{p}_x + \sqrt{2} \Delta_1 \sigma_y \sin(\hat{\pi}_y d/2) + \sigma_z \Delta \right] \psi, \quad (2)$$

где  $v_F$  — скорость на поверхности Ферми,  $\vec{\sigma}$  — матрицы Паули,  $d$  — период ГСР,  $\hat{\pi}_y = \hat{p}_y + eA_y^{\text{HF}}$ ,  $(\hat{p}_x, \hat{p}_y)$  — операторы импульса, параметры  $\Delta$  и  $\Delta_1$  задаются в процессе изготовления ГСР. Отметим, что, используя (2) при  $E_0^{\text{HF}} = 0$ , можно получить результат [9, 10].

Спинор  $\psi$  удовлетворяет теореме Флоке:  $\psi(t) = u(t) \exp(-i\varepsilon t)$ . Здесь компоненты  $u(t)$  — периодические с периодом  $2\pi/\omega$  функции,  $\varepsilon$  — квазиэнергия. После подстановки  $\psi(t)$  в (2) и усреднения по периоду ВЧ поля, получим квазиэнергию:

$$\varepsilon = \sqrt{\Delta^2 + p_x^2 v_F^2 + \Delta_1^2 (1 + Q_\gamma(a) - D(a) \cos p_y d - \gamma G(a) \cos 2p_y d)}, \quad (3)$$

где обозначено  $a = edE_0^{\text{HF}}/\omega$ ,  $\gamma = (\Delta_1/\omega)^2$ ,

$$D(a) = J_0(a) + \frac{a^2}{8} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(k+1)^2} \left[ J_k\left(\frac{a}{2}\right) + J_{k+2}\left(\frac{a}{2}\right) \right]^2, \quad (4)$$

$$G(a) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} J_k^2(a)}{k^2}, \quad (5)$$

$$Q_\gamma(a) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k+1)^2} \left( \gamma J_{k+1}^2(a) - \frac{a^2}{8} \left[ J_k\left(\frac{a}{2}\right) + J_{k+2}\left(\frac{a}{2}\right) \right]^2 \right), \quad (6)$$

$J_n(x)$  — функция Бесселя целого порядка.

Пусть в ГСР распространяется ЭМ волна, поле которой описывается потенциалом  $\mathbf{A} = (0, A, 0)$ . Можно показать, что если выполняются следующие условия:  $n_0 v_F^2/\Delta \ll \theta \ll \Delta$ ,  $\Delta_1 \ll \Delta$  ( $n_0$  — концентрация свободных носителей заряда,  $\theta$  — температура), то потенциал  $A$  удовлетворяет уравнению:

$$\partial_t^2 \varphi - \partial_x^2 \varphi + \omega_{\text{pl}}^2 (D(a) \sin \varphi + 2\gamma G(a) \sin 2\varphi) = 0, \quad (7)$$

где  $\varphi = edA$ ,  $\omega_{\text{pl}}$  — плазменная частота в ГСР. Ниже представлены решения (7), соответствующие уединенным ЭМ волнам.

\*E-mail: svkruchkov@yandex.ru

†E-mail: eikuhar@yandex.ru

Тип уединенной ЭМ волны зависит от значения параметра  $h = D(a)/4\gamma G(a)$  (рис. 1), что отличает ГСР от полупроводниковой СР.

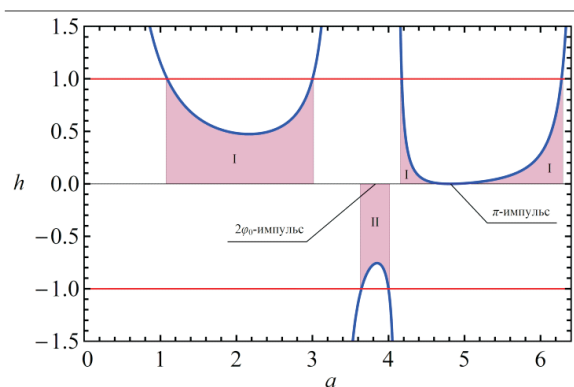


Рис. 1: Зависимость параметра  $h$  от амплитуды ВЧ поля

Если  $|h| > 1$ , то в ГСР распространяется  $2\pi$  — импульс (рис. 2а):

$$\varphi = \pi + 2 \operatorname{arctg} \left[ \frac{\operatorname{sh} \left( \xi \sqrt{(1 + \lambda) D(a)} \right)}{\sqrt{1 + \lambda}} \right], \quad (8)$$

где  $\lambda = 1/h$ ,  $\xi = (x - vt)/L$ ,  $v$  — скорость импульса,  $L$  — ширина импульса. Если  $0 < h < 1$  (область I на рис. 1), то в ГСР возможны два типа уединенных волн:  $2\pi$  — импульс (рис. 2б):

$$\varphi = \pi - 2 \operatorname{arctg} \left[ \frac{\sqrt{1 - h} \operatorname{ch} \left( 2\xi \sqrt{\gamma G(a) (1 + h)} \right)}{\sqrt{1 + h}} - \frac{\operatorname{sh} \left( 2\xi \sqrt{\gamma G(a) (1 + h)} \right)}{\sqrt{1 + h}} \right], \quad (9)$$

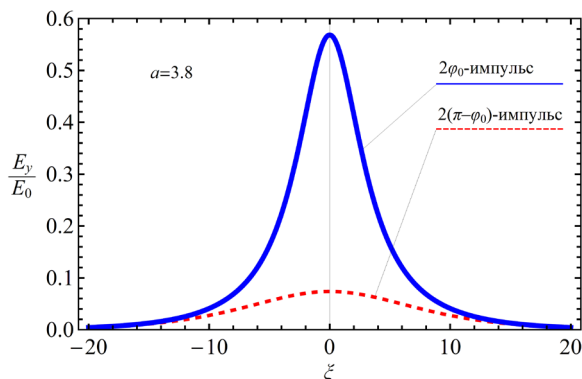


Рис. 3: Форма  $2\varphi_0$ -импульса и  $2(\pi - \varphi_0)$ -импульса

и  $0\pi$  — импульс (рис. 2в):

$$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \left[ \frac{\sqrt{1 + h} \operatorname{ch} \left( 2\xi \sqrt{\gamma G(a) (1 - h)} \right)}{\sqrt{1 - h}} - \frac{\operatorname{sh} \left( 2\xi \sqrt{\gamma G(a) (1 - h)} \right)}{\sqrt{1 - h}} \right]. \quad (10)$$

Если  $h = 0$ , то в ГСР формируется  $\pi$  — импульс (рис. 2г).

В случае  $-1 < h < 0$  (область II на рис. 1) возможны ЭМ импульсы, площади которых зависят от амплитуды ВЧ поля (рис. 3):

$$\varphi = -2 \operatorname{arctg} \left[ \sqrt{\frac{1 - |h|}{1 + |h|}} \operatorname{cth} \left( \xi \sqrt{\gamma |G(a)| (1 - h^2)} \right) \right], \quad (11)$$

$$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \left[ \sqrt{\frac{1 - |h|}{1 + |h|}} \operatorname{th} \left( \xi \sqrt{\gamma |G(a)| (1 - h^2)} \right) \right]. \quad (12)$$

Площади импульсов (11) и (12) равны соответственно  $2\varphi_0$  и  $2(\pi - \varphi_0)$ , где  $\varphi_0 = \arccos|h|$ . Зависимость площади импульсов (11) и (12) от параметра  $a$  показана на рис. 4.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 р\_поволжье\_a, и выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания №2014/411 (код проекта: 522).

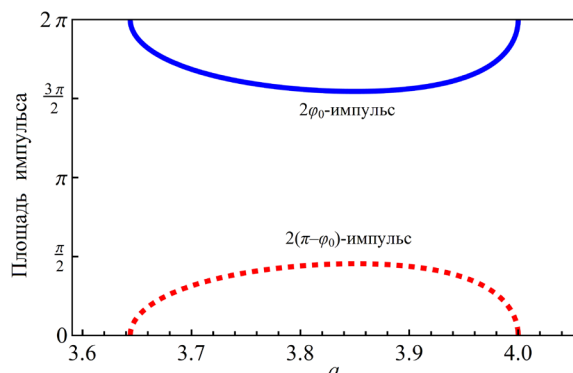


Рис. 4: Зависимость площади уединенных ЭМ волн от амплитуды ВЧ поля

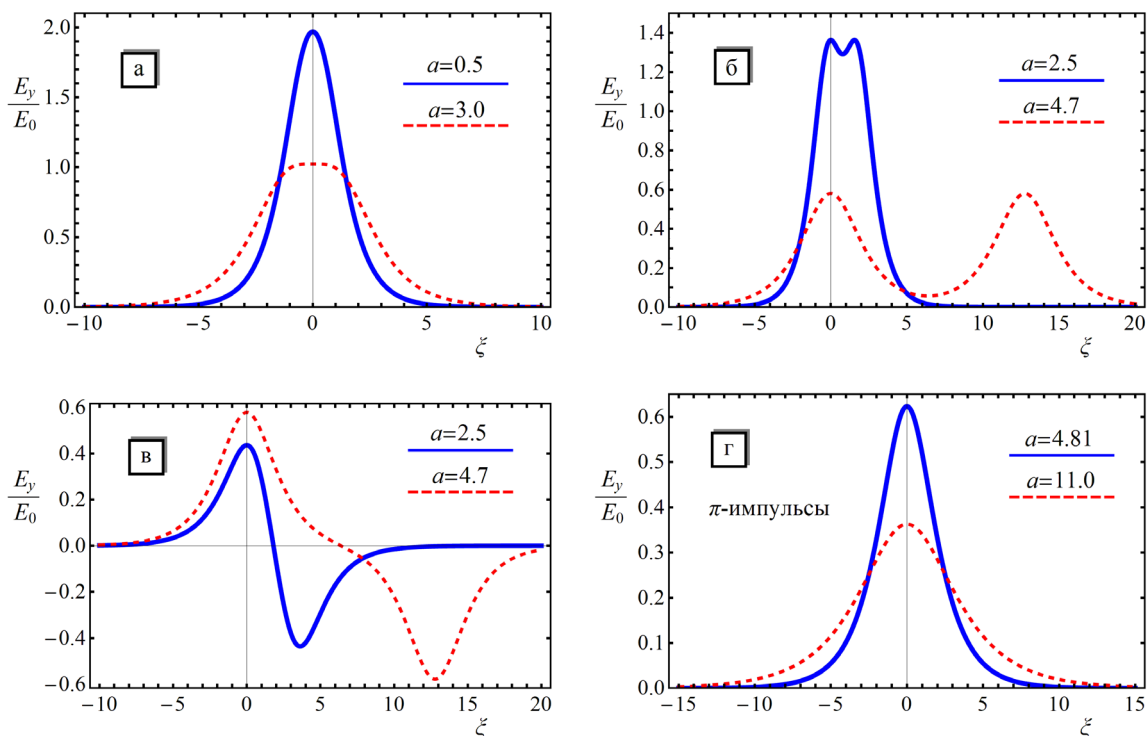


Рис. 2: Форма уединенных ЭМ волн

- [1] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками (М.: Наука, 1989).
- [2] Nair R.R., Blake P., Grigorenko A.N., Novoselov K.S., Booth T.J., Stauber T., Peres N.M.R., Geim A.K. Science. **320**. P. 1308. (2008).
- [3] Ратников П.В. Письма в ЖЭТФ. **90**, №6. С. 515. (2009).
- [4] Barbier M., Vasilopoulos P., Peeters F.M. Phys. Rev. B. **81**. P. 075438. (2010).
- [5] Kryuchkov S.V., Kukhar E.I. Physica E. **46**. P. 25. (2012).
- [6] Killi M., Wu S., Paramakanti A. Int. J. Mod Phys B. **26**. P. 1242007. (2012).
- [7] Басс Ф.Г., Крючков С.В., Шаповалов А.И. ФТП. **29**, В. 1. С. 19. (1995).
- [8] Calvo H.L., Pastawski H.M., Roche S., Foa Torres L.E.F. Appl. Phys. Lett. **98**. P. 232103. (2011).
- [9] Kryuchkov S.V., Kukhar E.I., Nikitina O.S. Kryuchkov S.V., Kukhar E.I., Zav'yalov D.V. Laser Physics. **23**. P. 065902. (2013).
- [10] Kryuchkov S.V., Kukhar E.I., Nikitina O.S. Physics of wave phenomena. **22**. P. 25. (2014).

## Influence of high-frequency electromagnetic radiation on propagation of solitary electromagnetic waves in graphene superlattice

S. V. Kryuchkov<sup>1,2,a</sup>, E. I. Kukhar<sup>1,b</sup>

<sup>1</sup>Volgograd State Socio-Pedagogical University, Physical Laboratory of Low-Dimensional Systems. Volgograd 400066, Russia

<sup>2</sup>Volgograd State Technical University. Volgograd 400005, Russia

E-mail: <sup>a</sup>sokryuchkov@yandex.ru, <sup>b</sup>eikukhar@yandex.ru

The quasienergy spectrum of graphene superlattice under high-frequency electromagnetic radiation was found. The d'Alembert equation was shown to take the form of double sine-Gordon equation under the certain conditions. The solutions corresponding to the solitary electromagnetic waves were derived. The shapes and areas of these waves depend on the amplitude of the high-frequency field.

PACS: 72.20.Ht, 72.80.Vp, 73.21.Cd, 73.50.Fq, 78.67.Wj.

Keywords: graphene, superlattice, electromagnetic wave, soliton.

**Сведения об авторах**

1. Крючков Сергей Викторович — докт. физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой общей физики; тел.: (8442) 94-94-65, e-mail: svkruchkov@yandex.ru.
2. Кухарь Егор Иванович — канд. физ.-мат. наук, доцент, доцент; тел.: (8442) 94-94-65, e-mail: eikuhar@yandex.ru.