

Влияние поперечного электрического поля на продольную вольт-амперную характеристику графеновой сверхрешетки

© С.В. Крючков⁺, Е.И. Кухарь⁺

⁺ Волгоградский государственный социально-педагогический университет
(лаборатория физики низкоразмерных систем),
400066 Волгоград, Россия

* Волгоградский государственный технический университет,
400005 Волгоград, Россия

E-mail: eikuhar@yandex.ru

(Получена 19 мая 2015 г. Принята к печати 8 июня 2015 г.)

Вычислена плотность тока, возникающего вдоль оси графеновой сверхрешетки в присутствии переменного и постоянного электрических полей. Предполагается, что вектор напряженности постоянного поля имеет как поперечную, так и продольную по отношению к оси сверхрешетки составляющие. Показано, что постоянная составляющая плотности тока испытывает осцилляции с изменением амплитуды переменного электрического поля. Продольная вольт-амперная характеристика графеновой сверхрешетки содержит участок отрицательной дифференциальной проводимости. С ростом поперечной составляющей напряженности электрического поля максимум продольной вольт-амперной характеристики сдвигается в сторону больших значений продольной составляющей постоянного поля.

1. Введение

Развитие экспериментальных методов изучения электрических и оптических свойств графеновых структур привело к тому, что такие структуры приобретают все больший интерес в области физики электронных систем с пониженной размерностью [1–5]. Нелинейные кинетические эффекты и необычные электронные свойства графена обуславливаются особенностями его зонной структуры [6,7]. На основе этого материала уже разработаны образцы полевых транзисторов и ряда других электронных приборов [8–15].

В [16] исследован нелинейный электромагнитный (ЭМ) отклик графеновых структур. Квазиклассическая теория нелинейного ЭМ отклика графена развита в [16–18], где обсуждались возможности применения предсказанных эффектов для генерации ЭМ волн терагерцового (ТГц) диапазона. В [19–25] для генерации и усиления ТГц излучения предлагалось использование материалов со сверхрешеткой (СР). Брэгговские отражения от границ мини-зоны СР в сильном электрическом поле являются причиной существования в вольт-амперной характеристике (ВАХ) СР участка отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Наличие этого участка делает структуры с СР привлекательными для исследователей в связи с созданием на их основе так называемых ТГц блоховских генераторов [20,21]. Вышесказанное объясняет возрастающий интерес к исследованиям электрических и оптических свойств графеновых СР (ГСР) [26–28].

Электронный спектр ГСР изучен в [29–35] теоретически, а в [5,36,37] ГСР получены в лабораторных условиях. В [29] показано, что низкоэнергетические электроны в ГСР ведут себя как безмассовые частицы с анизотропным законом дисперсии. Неаддитивность электронного спектра ГСР, проявляющаяся во взаим-

ном влиянии движений электрона вдоль ортогональных направлений [6,31,38,39], приводит к тому, что электрическое поле, приложенное поперек оси ГСР, способно модифицировать продольную (по отношению к оси ГСР) ВАХ этого материала [38]. С другой стороны, в [39] показано, что проводимость ГСР в направлении, перпендикулярном ее оси, также является функцией напряженности электрического поля, приложенного вдоль этой оси.

Анализ влияния неаддитивности энергетического спектра на ВАХ ГСР, проведенный в [31,38,39], предполагал относительную малость поперечного (по отношению к оси ГСР) электрического поля. Однако представляет интерес исследовать продольную ВАХ ГСР в условиях сильного поперечного поля. Далее показано, что, во-первых, изменение поперечной компоненты напряженности электрического поля позволяет регулировать критическое значение продольной компоненты, т.е. то значение, при котором начинается участок ОДП в ВАХ ГСР. Во-вторых, в сильном поперечном поле продольная проводимость ГСР оказывается такой, как если бы электрон обладал ненулевой эффективной массой.

2. Вычисление плотности тока, возникающего вдоль оси графеновой сверхрешетки в присутствии переменного и постоянного электрических полей

Рассмотрим ГСР, сформированную на графеновом листе с дополнительным СР-потенциалом, расположенную в плоскости x_0 . Как и в [29], считаем, что СР-потенциал представляет собой чередующиеся с периодом d прямоугольные барьеры высотой V_0 . В низкоэнергетическом приближении (энергия носителя заряда значи-

тельно меньше V_0) электронный спектр ГСР может быть выражен явно [29] ($\hbar = 1$):

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sqrt{u_F^2 p_x^2 + \Delta^2 \sin^2 \frac{p_y d}{2}}, \quad (1)$$

где y — ось ГСР, $u_F = v_F \sin \eta / \eta$ — скорость Ферми вдоль оси x , $\eta = V_0 d / 4v_F$ — безразмерная мощность барьеров СР-потенциала [29], d — период ГСР, $\Delta = 2v_F / d$, v_F — скорость Ферми в графене в отсутствие СР-потенциала. Пусть ГСР расположена в электрическом поле, потенциал которого равен ($c = 1$)

$$\mathbf{A}(t) = - \left\{ E_x t, E_y t + \frac{E_0}{\omega} \sin \omega t \right\}, \quad (2)$$

где $\mathbf{E} = \{E_x, E_y\}$ — вектор напряженности постоянной компоненты электрического поля, E_0 и ω — амплитуда и частота синусоидальной составляющей напряженности электрического поля соответственно.

Интерес к изучению отклика систем со СР на электрическое поле, описываемое потенциалом вида (2), связан с проблемой ТГц генератора [19–25]. Потенциал (2) рассматривался в [19], где вычислен ток, возникающий в полупроводниковой СР с аддитивным спектром под действием электрического поля, имеющего синусоидальную и постоянную компоненты. Однако в силу того, что поперечная компонента постоянного поля не влияла на продольную ВАХ СР, в [19] зависимость тока, возникающего вдоль оси СР, от угла между этой осью и вектором \mathbf{E} не исследовалась и вектор \mathbf{E} считался ориентированным строго вдоль оси СР ($E_x = 0$). Отклик ГСР на электрическое поле с потенциалом (2) изучен в [39], где в силу неаддитивности спектра ГСР наличие поперечной составляющей постоянного поля имело существенное значение. Однако в [39] результаты получены в линейном приближении по напряженности поперечного поля, что справедливо для относительно слабых поперечных полей. Далее рассмотрены произвольные (в том числе сильные) поперечные поля. В частности, показана возможность модификации продольной ВАХ ГСР путем изменения составляющей E_x .

Вычислим плотность тока, возникающую вдоль оси y в рассматриваемой структуре под действием указанных выше полей. В приближении постоянного времени релаксации τ соответствующая компонента плотности тока равна [19,23–25,31]

$$j_y(t) = -n_0 e \sum_{\mathbf{p}} f_0(\mathbf{p}) \times \int_0^\infty V_y [\mathbf{p} + e(\mathbf{A}(t) - \mathbf{A}(t - \tau \xi))] e^{-\xi} d\xi, \quad (3)$$

где $V_y = \partial \varepsilon / \partial p_y$ — скорость носителей заряда вдоль оси y , $f_0(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения, n_0 — поверхностная концентрация свободных носителей заряда. Введем следующие обозначения: $\Omega_B = eE_y d$ —

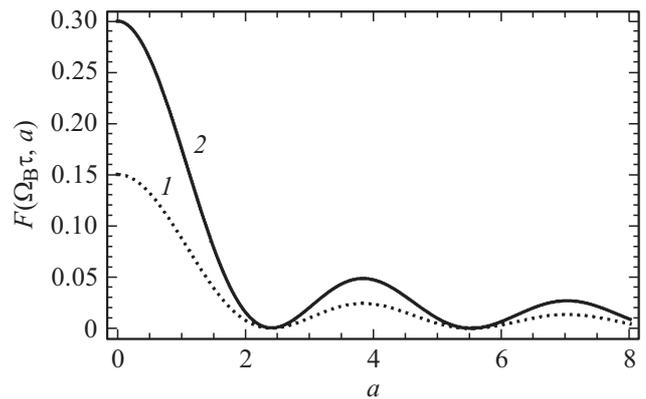


Рис. 1. Функция $F(\Omega_B \tau, a)$: $\omega \tau = 10$; $\Omega_B \tau = 0.05$ (1), 0.1 (2).

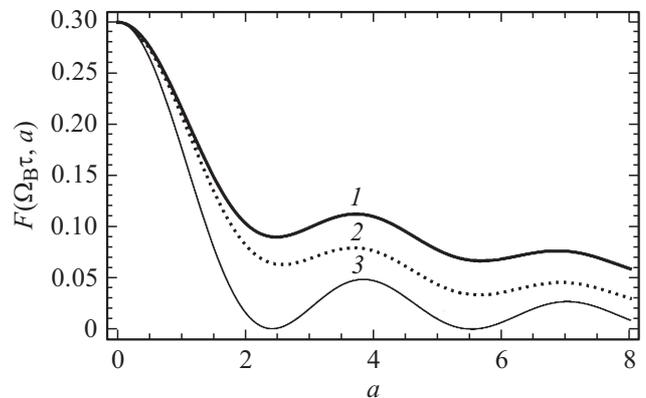


Рис. 2. Функция $F(\Omega_B \tau, a)$: $\Omega_B \tau = 0.1$; $\omega \tau = 0.2$ (1), 0.5 (2), 10 (3).

блеховская частота, $b = E_x / E_1$, $E_1 = \Delta / e u_F \tau$, θ — температура электронного газа, выраженная в энергетических единицах, $j_0 = n_0 e \Delta d$. Считаем здесь, что выполняются следующие условия: $\theta \ll \Delta$, $\Omega_B \tau \ll b$. Тогда вместо (3) получаем

$$j_y(t) = \frac{j_0}{b} \int_0^\infty \sin \left\{ \Omega_B \tau \xi + \frac{e E_0 d}{\omega} \times [\sin \omega t - \sin(\omega t - \omega \tau \xi)] \right\} \frac{e^{-\xi} d\xi}{\xi}. \quad (4)$$

После некоторых преобразований получим для постоянной составляющей плотности тока следующее выражение:

$$j_y = \frac{j_0}{b} \sum_k J_k^2(a) \int_0^\infty \frac{e^{-\xi} \sin[(\Omega_B - k\omega)\tau \xi] d\xi}{\xi}, \quad (5)$$

где $a = eE_0 d / \omega$, $J_k(\xi)$ — функция Бесселя целого порядка. Используя соотношение

$$\int_0^\infty \frac{e^{-\xi} \sin(q\xi) d\xi}{\xi} = \arctg(q),$$

перепишем (5):

$$j_y = \frac{j_0 \Delta}{u_F \tau e E_x} F(\Omega_B \tau, a). \quad (6)$$

Здесь введена следующая функция:

$$F(\Omega_B \tau, a) = J_0^2(a) \operatorname{arctg}(\Omega_B \tau) + \sum_{k=1}^{\infty} J_k^2(a) \left\{ \operatorname{arctg}[(\Omega_B - k\omega)\tau] + \operatorname{arctg}[(\Omega_B + k\omega)\tau] \right\}. \quad (7)$$

Функция (7), построенная для различных значений параметров $\Omega_B \tau$ и $\omega \tau$, показана на рис. 1 и 2.

Если $\Omega_B \tau \ll 1$, то вместо (6) получаем

$$j_y = n_0 \Delta^2 d^2 \left| \frac{e}{u_F E_x} \right| \left\{ J_0^2(a) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_k^2(a)}{1 + k^2 \omega^2 \tau^2} \right\} E_y. \quad (8)$$

Выражение перед E_y в (8) дает проводимость вдоль оси ГСР:

$$\sigma_{yy} = n_0 \Delta^2 d^2 \left| \frac{e}{u_F E_x} \right| \left\{ J_0^2(a) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_k^2(a)}{1 + k^2 \omega^2 \tau^2} \right\}. \quad (9)$$

В высокочастотном электрическом поле ($\omega \tau \gg 1$ и $\omega \gg \Omega_B$) вместо (6) имеем

$$j_y = \frac{j_0 \Delta}{u_F \tau e E_x} J_0^2(a) \operatorname{arctg}(\Omega_B \tau). \quad (10)$$

3. Статическая вольт-амперная характеристика графеновой сверхрешетки

В отсутствие переменного электрического поля ($E_0 = 0$) формула (3) дает

$$j_y = j_0 \int_0^{\infty} \frac{\sin(\Omega_B \tau \xi) e^{-\xi} d\xi}{\sqrt{b^2 \xi^2 + \sin^2(\Omega_B \tau \xi/2)}}. \quad (11)$$

Зависимости плотности тока вдоль оси ГСР j_y от продольной компоненты напряженности электрического поля показаны на рис. 3 для различных значений поперечной компоненты электрического поля, $E_2 \equiv (e d \tau)^{-1}$. Из рис. 3 видно наличие в ВАХ ГСР участка ОДП, характерного для структур с конечной зоной проводимости [19–21,23]. Однако для полупроводниковых СР с аддитивным спектром продольная ВАХ не зависит от поперечной компоненты электрического поля E_x . В ГСР с увеличением поперечной компоненты E_x максимум ВАХ сдвигается в область больших значений E_y . На рис. 4 показана зависимость критического значения компоненты E_y^{cr} (т.е. значения E_y , соответствующего максимуму ВАХ ГСР) от компоненты E_x . Как видно, неаддитивность спектра ГСР дает возможность управления положением начала участка ОДП путем изменения поперечной составляющей напряженности электрического поля.

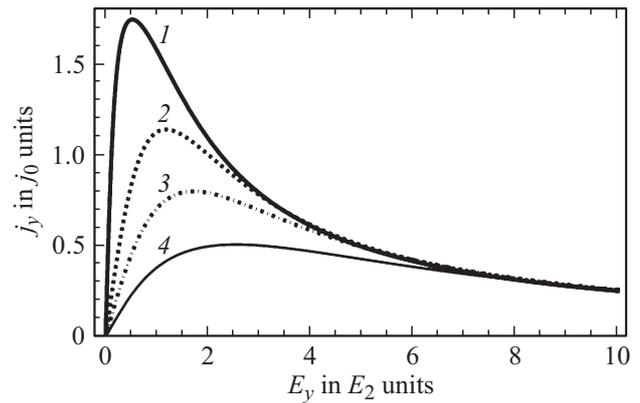


Рис. 3. Продольная ВАХ ГСР: $E_x/E_1 = 0.1$ (1), 0.5 (2), 1 (3), 2 (4).

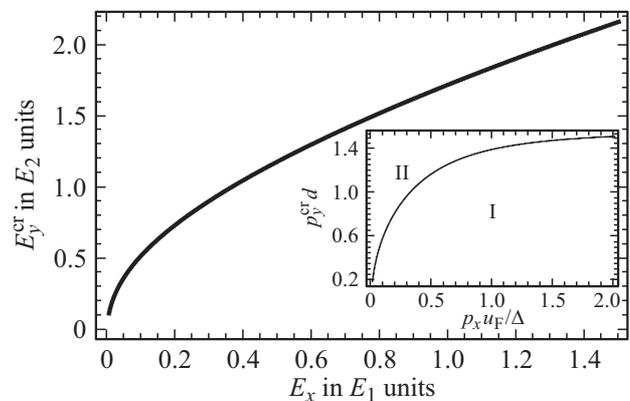


Рис. 4. Зависимость критического значения продольной компоненты E_y^{cr} от поперечной компоненты E_x . На вставке: I — область положительных эффективных масс, II — область отрицательных эффективных масс.

Описанный результат находится в согласии с рассуждениями [21,23], где рассматривались СР с мини-зонами, для которых характерен ангармонизм блоховских осцилляций. Как отмечалось в [21,23], одной из причин ОДП является наличие в мини-зоне областей отрицательной эффективной массы $m_{yy} = (\partial^2 \epsilon / \partial p_y^2)^{-1}$, причем уменьшение области отрицательных значений m_{yy} в мини-зоне приводит к увеличению критических полей, при которых возникает ОДП.

На вставке рис. 4 показана зависимость критического значения квазиимпульса электрона p_y^{cr} , соответствующего смене знака эффективной массы в мини-зоне, от поперечного квазиимпульса p_x . Существование такой зависимости — следствие неаддитивности электронного спектра ГСР. Увеличение компоненты E_x напряженности электрического поля приводит к увеличению импульса, приобретаемого электроном вдоль оси x за время между столкновениями ($p_x \sim e E_x \tau$). Как следствие поднимается граница мини-зоны, соответствующая смене знака величины m_{yy} , уменьшая тем самым область отрицательных эффективных масс (рис. 4, вставка). В связи с

этим критическое значение напряженности продольного поля E_y^{cr} растет. В случае слабых полей E_x область отрицательных значений m_{yy} занимает значительную часть мини-зоны и ОДП возникает даже в случае малых значений E_y (рис. 4).

Рассмотрим некоторые предельные случаи, для которых формула (11) дает аналитические результаты. В ситуации, когда $E_x/E_1 \ll \Omega_B \tau$, вместо (11) получаем

$$j_y = \frac{8j_0}{4 + \Omega_B^2 \tau^2} \operatorname{cth} \left(\frac{\pi}{\Omega_B \tau} \right). \quad (12)$$

Из (12) следует, что для предельно сильных продольных полей ($\Omega_B \tau \gg 1$) плотность тока вдоль оси ГСР обратно пропорциональна E_y :

$$j_y \propto \frac{n_0 \Delta}{E_y \tau}.$$

Для сильных поперечных полей ($E_x/E_1 \gg \Omega_B \tau$) имеем

$$j_y = \frac{n_0 \Delta^2 d}{u_F \tau E_x} \operatorname{arctg}(\Omega_B \tau). \quad (13)$$

В случае $\Omega_B \tau \ll 1$ из (11) следует

$$j_y = \frac{2j_0 \Omega_B \tau}{\sqrt{4b^2 + \Omega_B^2 \tau^2}}. \quad (14)$$

Если одновременно $\Omega_B \tau \ll 1$ и $\Omega_B \tau \ll E_x/E_1$, то, как видно из (13) или (14), справедливо следующее:

$$j_y = n_0 \Delta^2 d^2 \left| \frac{e}{u_F E_x} \right| E_y. \quad (15)$$

Формулы (13) и (15) можно получить также, положив соответственно в (6) и (8) $a = 0$. Из (15) определяем проводимость вдоль оси ГСР: $\sigma_{yy} = e^2 n_0 \tau / m_{\text{eff}}$, где $m_{\text{eff}} = \tau |e u_F E_x| / \Delta^2 d^2$. Таким образом, в сильном поперечном поле ($E_x/E_1 \gg \Omega_B \tau$) проводимость ГСР вдоль оси y оказывается такой, как если бы носители тока обладали ненулевой эффективной массой m_{eff} .

4. Заключение

Исследована продольная ВАХ ГСР в присутствии переменного и поперечного постоянного электрических полей. Получены следующие результаты. Во-первых, плотность тока вдоль оси ГСР j_y испытывает осцилляции с изменением амплитуды переменного электрического поля. Во-вторых, в случае больших значений E_x проводимость ГСР вдоль оси y оказывается такой, как если бы электроны двигались с ненулевой эффективной массой. В-третьих, в продольной ВАХ ГСР имеется участок ОДП, причем $j_y \propto 1/E_y$ для больших значений E_y . Однако в отличие от СР с аддитивным спектром [21,23] критическое значение напряженности электрического поля, направленного вдоль оси ГСР, увеличивается с

ростом напряженности поля, направленного поперек оси ГСР.

Последний результат дает возможность использовать ГСР для проектировки блоховского генератора. Известно, что препятствием для создания таких генераторов является развитие низкочастотной доменной неустойчивости в СР, подавляющей генерацию ТГц колебаний. В [21,23] указано, что одним из способов преодоления этой трудности является управление положением участка ОДП структуры со СР. Согласно [21,23], сдвиг ОДП в статической ВАХ в сторону сильных полей позволил бы уменьшить роль низкочастотной доменной неустойчивости в условиях генерации ТГц излучения. Возможность управления критическим значением продольной компоненты напряженности электрического поля E_y^{cr} в ВАХ ГСР путем изменения поперечной компоненты E_x позволяет надеяться, что использование данного материала преодолет указанную трудность. При этом ГСР имеют следующие преимущества перед СР с моделями мини-зон [21,23]. Во-первых, ГСР уже получены в лабораториях [5,36,37]. Во-вторых, зонная структура ГСР достаточно хорошо изучена [29–35]. В-третьих, как показано выше, поперечное электрическое поле модифицирует продольную ВАХ ГСР, что дает возможность управлять положением участка ОДП, не вмешиваясь во внутреннее строение материала.

Отметим, что в настоящей работе аналитические результаты, найденные как для слабых ($E_x/E_1 \ll \Omega_B \tau$), так и для сильных ($E_x/E_1 \gg \Omega_B \tau$) поперечных полей, получены с использованием явного выражения для электронного спектра ГСР (1). Данное выражение справедливо, если энергия электронов значительно меньше высоты барьеров СР-потенциала V_0 [29]. Последнее условие накладывает ограничение на величину E_x . Так, для значений параметров материала [18,29] $v_F = 10^8$ см/с, $\tau = 10^{-12}$ с, $V_0 = 0.7$ эВ, $u_F \sim 0.1 v_F$ верхняя граница для поперечных полей составляет $7 \cdot 10^4$ В/см.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания № 2014/411 (код проекта: 522).

Список литературы

- [1] E.V. Kurganova, S. Wiedmann, A.J.M. Giesbers, R.V. Gorbachev, K.S. Novoselov, M.I. Katsnelson, T. Tudorovskiy, J.C. Maan, U. Zeitler. Phys. Rev. B, **87**, 085 447 (2013).
- [2] Y. Kim, J.M. Poumirol, A. Lombardo, N.G. Kalugin, T. Georgiou, Y.J. Kim, K.S. Novoselov, A.C. Ferrari, J. Kono, O. Kashuba, V.I. Fal'ko, D. Smirnov. Phys. Rev. Lett., **110**, 227 402 (2013).
- [3] M. Titov, R.V. Gorbachev, B.N. Narozhny, T. Tudorovskiy, M. Schütt, P.M. Ostrovsky, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin, M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov, A.K. Geim, L.A. Ponomarenko. Phys. Rev. Lett., **111**, 166 601 (2013).

- [4] G.L. Yu, R.V. Gorbachev, J.S. Tu, A.V. Kretinin, Y. Cao, R. Jalil, F. Withers, L.A. Ponomarenko, B.A. Piot, M. Potemski, D.C. Elias, X. Chen, K. Watanabe, T. Taniguchi, I.V. Grigorieva, K.S. Novoselov, V.I. Fal'ko, A.K. Geim, A. Mishchenko. *Nat. Phys.*, **10**, 525 (2014).
- [5] R.V. Gorbachev, J.C.W. Song, G.L. Yu, A.V. Kretinin, F. Withers, Y. Cao, A. Mishchenko, I.V. Grigorieva, K.S. Novoselov, L.S. Levitov, A.K. Geim. *Science*, **346**, 448 (2014).
- [6] S.A. Mikhailov. *Phys. Rev. B*, **79**, 241 309(R) (2009).
- [7] D.S.L. Abergel, V. Apalkov, J. Berashevich, K. Ziegler, T. Chakraborty. *Adv. Phys.*, **59**, 261 (2010).
- [8] Y.Q. Wu, P.D. Ye, M.A. Capano, Y. Xuan, Y. Sui, M. Qi, J.A. Cooper, T. Shen, D. Pandey, G. Prakash, R. Reifengerger. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 092 102 (2008).
- [9] L. Liao, X. Duan. *Mater. Sci. Eng. R*, **70**, 354 (2010).
- [10] Z. Sun, T. Hasan, A.C. Ferrari. *Physica E*, **44**, 1082 (2012).
- [11] L. Liao, X. Duan. *Mater. Today*, **15** (7–8), 328 (2012).
- [12] Д.А. Сви́нцов, В.В. Вьюрков, В.Ф. Лукичев, А.А. Орликовский, А. Буренков, Р. Охснер. *ФТП*, **47** (2), 244 (2013).
- [13] S.A. Mikhailov. *Phys. Rev. B*, **87**, 115 405 (2013).
- [14] Q. Wilmart, S. Berrada, D. Torrin, V.H. Nguyen, G. Feve, J.-M. Berroir, P. Dollfus, B. Placais. *2D Materials*, **1**, 011 006 (2014).
- [15] H. Terrones, M. Terrones. *2D Materials*, **1**, 011 003 (2014).
- [16] S.A. Mikhailov, K. Ziegler. *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 384 204 (2008).
- [17] S.A. Mikhailov. *Physica E*, **40**, 2626 (2008).
- [18] Л.А. Фальковский. *УФН*, **178** (9), 923 (2008).
- [19] K. Unterrainer, B.J. Keay, M.C. Wanke, S.J. Allen, D. Leonard, G. Medeiros-Ribeiro, U. Bhattacharya, M.G.W. Rodwell. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2973 (1996).
- [20] А.А. Андронов, И.М. Нефедов, А.В. Соснин. *ФТП*, **37** (3), 378 (2003).
- [21] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова. *ФТТ*, **45** (3), 529 (2003).
- [22] В.Ф. Елесин, Ю.В. Копаев. *УФН*, **173** (7), 776 (2003).
- [23] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова. *ФТП*, **39** (1), 162 (2005).
- [24] T. Hyart, A.V. Shorokhov, K.N. Alekseev. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 220 404 (2007).
- [25] А.В. Шорохов, М.А. Пятаев, Н.Н. Хвастунов, Т. Хъярт, Ф.В. Кусмарцев, К.Н. Алексеев. *Письма ЖЭТФ*, **100** (12), 870 (2014).
- [26] V. Krueckl, K. Richter. *Phys. Rev. B*, **85**, 115 433 (2012).
- [27] H. Cheng, C. Li, T. Ma, L.-G. Wang, Y. Song, H.-Q. Lin. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 072 103 (2014).
- [28] S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar'. *Superlat. Microstruct.*, **83**, 322 (2015).
- [29] M. Barbier, P. Vasilopoulos, F. M. Peeters. *Phys. Rev. B*, **81**, 075 438 (2010).
- [30] D. Bolmatov, C.-Y. Mou. *ЖЭТФ*, **139** (1), 119 (2011).
- [31] Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В.Крючков. *ФТП*, **46** (1), 113 (2012).
- [32] S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar'. *Physica E*, **46**, 25 (2012).
- [33] J.C.W. Song, A.V. Shytov, L.S. Levitov. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 266 801 (2013).
- [34] П.В. Ратников, А.П. Силин. *Письма ЖЭТФ*, **100** (5), 349 (2014).
- [35] J.A. Briones-Torres, J. Madrigal-Melchor, J.C. Martinez-Orozco, I. Rodriguez-Vargas. *Superlat. Microstruct.*, **73**, 98 (2014).
- [36] J.C. Meyer, C.O. Girit, M.F. Crommte, A. Zettl. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 123 110 (2008).
- [37] A.L. Vazquez de Parga, F. Calleja, B. Borca, M.C.G. Passeggi, J.J. Hinarejos, F. Guinea, R. Miranda. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 056 807 (2008).
- [38] С.В. Крючков, Е.И. Кухарь. *ФТП*, **46** (5), 684 (2012).
- [39] S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar', O.S. Nikitina. *Superlat. Microstruct.*, **60**, 524 (2013).

Редактор Л.В. Шаронова

Transversal electric field effect on the longitudinal current–voltage characteristic of graphene superlattice

S.V. Kryuchkov^{+,*}, E.I. Kukhar' ⁺

⁺ Volgograd State Socio-Pedagogical University (Physical Laboratory of Low-Dimensional Systems), 400066 Volgograd, Russia

^{*} Volgograd State Technical University, 400005 Volgograd, Russia

Abstract Current density arisen through the graphene superlattice axis in the presence of *ac* and *dc* electric fields has been calculated. The vector of intensity of *dc* electric field is supposed to have both transversal and longitudinal components with respect to the superlattice axis. The constant term of the current density has been shown to demonstrate the oscillations as amplitude of *ac* electric field changes. The longitudinal current–voltage characteristic of graphene superlattice contains the region of negative differential conductivity. The maximum of the longitudinal current–voltage characteristic shifts to higher values of the longitudinal component of the constant field as the transversal component of the electric field increases.