

12,18

Отрицательная дифференциальная проводимость в биграфене, управляемая внешним напряжением в присутствии магнитного поля

© М.Б. Белоненко¹, Н.Г. Лебедев², Н.Н. Янюшкина²¹ Волгоградский институт бизнеса,
Волгоград, Россия² Волгоградский государственный университет,
Волгоград, Россия

E-mail: yana_nn@inbox.ru

(Поступила в Редакцию 12 ноября 2010 г.
В окончательной редакции 11 января 2011 г.)

Использован метод „среднего электрона“ для расчета вольт-амперной характеристики бислоя графена в случае приложенных сильных электрических и магнитных полей. В рамках приближения времени релаксации показано, что в биграфене в присутствии постоянного магнитного поля, приложенного в направлении, перпендикулярном слоям биграфена, возможны состояния с отрицательной дифференциальной проводимостью. Кроме того, для достаточно широкого диапазона значений межслоевого напряжения в такой системе может осуществляться генерация терагерцевых импульсов.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг. (проект № НК-16(3)).

1. Введение

В последнее время особое внимание исследователей привлекает новый углеродный материал — графен, представляющий собой структуру, состоящую из одного слоя атомов углерода и имеющую плоскую гексагональную упаковку. Большая подвижность электронов в графене и его уникальные электрофизические характеристики открывают пути к созданию новой углеродной базы современной микроэлектроники [1–4].

В настоящей работе сосредоточено внимание на двойном графеновом слое — биграфене [5], имеющем управляемую щель в электронном спектре согласно эффекту электрического поля [6–7]. Недавние эксперименты показывают, что электронная щель и химический потенциал могут варьироваться независимо друг от друга и зонная структура может достаточно хорошо описываться моделью сильной связи, скорректированной зарядовыми эффектами [8]. Электронная щель в таких системах наблюдалась средствами фотоэмиссии [9] в эпитаксиальных пленках графена на поверхностях кристалла карбида кремния SiC [10].

Отметим, что электрон-электронными взаимодействиями в однослойном графене обычно пренебрегают, поскольку они не играют заметной роли в транспортных измерениях при слабых магнитных полях, например в измерениях квантового эффекта Холла [2]. Однако при больших магнитных полях кинетическая энергия электронов становится заметной и кулоновское взаимодействие оказывается важным [11,12]. Теория прогнозирует существенный вклад кулоновского взаимодействия и в случае слабых магнитных полей. Электрон-электронным взаимодействием определяются также минимальная проводимость и коллективные возбуждения в кристал-

ле [13]. В отличие от упомянутых выше работ, где изучалось влияние электрон-электронного взаимодействия на электронные свойства биграфена и было показано, что система ведет себя как Ферми-жидкость, в настоящей работе исследовались транспортные свойства биграфена.

Необходимо также отметить, что возможна ситуация, когда, управляя спектром носителей заряда, к примеру приложенным магнитным полем, можно управлять важными характеристиками электронной подсистемы, в том числе и проводимостью. С физической точки зрения, причина этого состоит в явлении, аналогичном эффекту Холла, — в отклонении электронов, которые двигаются под действием электромагнитного импульса, внешним магнитным полем. Заметим, что в последнее время данная тематика вызывает повышенный интерес исследователей [14].

Кроме того, возможность абсолютной отрицательной проводимости графена показана в работе [15]. На основании метода „среднего“ [16–18] электрона в случае низких температур рассчитаны вольт-амперные (ВАХ) и гаусс-амперные характеристики для графена с хаббардовским взаимодействием электронов в зависимости от частоты внешнего переменного поля и величины магнитного поля. Согласно методу „среднего“ электрона, уравнение Больцмана для функции распределения решается методом характеристик. Полученное решение после интегрирования по частям эквивалентно решению уравнения движения для электрона. После чего проводится усреднение решения с равновесной функцией распределения. На вольт-амперных характеристиках выявлен участок с абсолютной отрицательной проводимостью.

В связи с этим возникает необходимость исследования отклика двуслойного графена с учетом внешнего постоянного магнитного поля на приложенное внешнее

переменное электрическое поле в условиях, когда его амплитуда не мала и теория линейного отклика не применима. Суммируя изложенное выше, можно сделать вывод, что исследование отклика биграфена в магнитном поле представляется достаточно важной и актуальной задачей, решение которой может способствовать обнаружению новых интересных эффектов в этой структуре.

2. Модель и основные уравнения

Рассмотрим отклик слоя биграфена на внешнее электрическое поле, приложенное вдоль оси x , в геометрии, когда магнитное поле перпендикулярно слоям биграфена (рис. 1).

Биграфен состоит из двух графеновых плоскостей с гексагональной структурой. Система рассматривается в модели сильной связи для π -электронов в приближении ближайших соседей с внутрислоистым интегралом перескока γ (≈ 2.7 eV) и межслоистым интегралом перескока t_0 (~ 0.3 eV). Между двумя слоями графена прикладывается электростатический потенциал U . Зонная структура биграфена, полученная с помощью приближения сильной связи [8], позволяет записать закон дисперсии в виде

$$E_p^{\pm}(U) = \pm \sqrt{\varepsilon_p^2 + t_0^2/2 + U^4/4 \pm \sqrt{t_0^4/4 + (t_0^2 + U^2)\varepsilon_p^2}}, \quad (1)$$

где ε_p — закон дисперсии одного слоя графена, который задается формулой [19]

$$\varepsilon_p = \pm \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(ap_y/\sqrt{3}) + 4 \cos^2(ap_y/\sqrt{3})}, \quad (2)$$

где $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142$ nm — расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ —

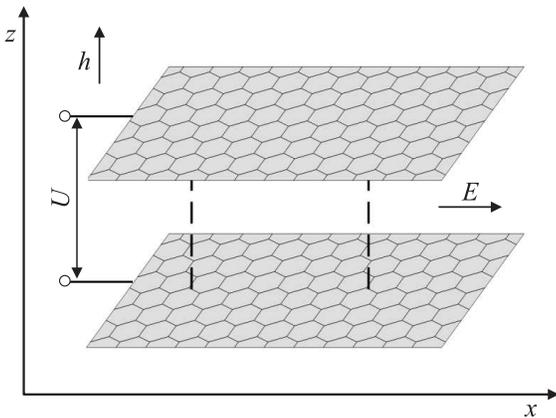


Рис. 1. Двойной графеновый слой в скрещенных электрическом и магнитном полях.

двумерный квазиимпульс. Разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне. Отметим, что электронный спектр (1) описывает дисперсию вида „Сомбре-ро“ [14], в англоязычной литературе закон дисперсии такого вида называется „Mexican-hat“.

Для определения тока воспользуемся полуклассическим приближением [20] с законом дисперсии (2), взятым из квантово-механической модели. Эволюцию ансамбля частиц будем описывать классическим кинетическим уравнением Больцмана [21] в приближении времени релаксации

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left(-\frac{q}{c} \frac{\partial A_x}{\partial t} + qh\nu_y \right) \frac{\partial f}{\partial p_x} + \left(-\frac{q}{c} \frac{\partial A_y}{\partial t} - qh\nu_x \right) \frac{\partial f}{\partial p_y} = \frac{F_0 - f}{\tau}, \quad (3)$$

где h — приложенное к образцу магнитное поле, параллельное оси z ; для электрического поля выбрана кулоновская калибровка $\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \partial \mathbf{A} / \partial t$, причем вектор-потенциал имеет компоненты $\mathbf{A} = (A_x, 0, 0)$, а $\nu_x = \partial E / \partial p_x$, $\nu_y = \partial E / \partial p_y$, F_0 — равновесная функция распределения Ферми,

$$F_0 = \frac{1}{1 + \exp(E(p)/k_b T)}.$$

Здесь T — температура, k_b — постоянная Больцмана.

Время релаксации τ можно оценить согласно [22], примерно как 10^{-12} s. Запишем выражение для компоненты плотности тока $j_\alpha(z, t)$ ($\alpha = x, y$)

$$j_\alpha = q \int dp_\nu a_\nu f. \quad (4)$$

Воспользуемся далее методом „среднего электрона“ [17,23], в котором можно выразить ток через решение классических уравнений движения для электрона в заданных полях $A_x = A_0 \cos(\omega t)$:

$$\frac{dp_x}{dt} = qA_0 \cos(\omega t) - qh\nu_y,$$

$$\frac{dp_y}{dt} = qh\nu_x, \quad (5)$$

с начальными условиями $p_x|_{t=0} = p_{x0}$; $p_y|_{t=0} = p_{y0}$. В рассматриваемом для простоты случае низких (нулевых) температур этот метод дает выражение

$$j_\alpha = q \int e^{-t/\tau} \nu_\alpha(p_x, p_y) dt, \quad (6)$$

где p_x, p_y — решения уравнения (5) с некоторыми начальными условиями, а за единицу времени взято время релаксации τ . Здесь низкие температуры понимаются в смысле выполнения условия $k_B T \ll \gamma$, что позволяет избавиться от усреднения в методе „среднего электрона“ по начальным импульсам. Отметим, что в случае высо-

ких температур в формуле (6) необходимо использовать решения уравнений (5) с произвольными начальными условиями, а потом произвести усреднение с равновесной функцией распределения, в которой роль импульсов будут играть начальные условия для p_x, p_y .

В классическом варианте метода „среднего“ электрона в качестве начальных условий выбирались $p_{x0} = p_{y0} = 0$, что было связано с тем, что наименьшие значения энергии $\varepsilon(p)$ в задачах, рассматриваемых в [17,23], соответствовали центру зоны Бриллюэна. В нашем случае необходимо рассмотреть решения уравнений (5) с начальными условиями, соответствующими минимуму $\mathbf{E}(\mathbf{p})$, что даст необходимость решать уравнения (5) для четырех начальных условий: $ap_x = 0, ap_x = \pi, ap_y = \pi/3, ap_y = 2\pi/3$, а затем сложить все получившиеся значения для тока. Поскольку рассматривается случай предельно низких температур и в методе „среднего“ электрона необходимо учитывать только начальные условия, соответствующие минимуму энергии $\mathbf{E}(\mathbf{p})$, можно не рассматривать вклад в энергию степени свободы, связанной со спиновыми уровнями электронов в магнитном поле $\pm \hbar h/2$. Так как выбирается состояние с наименьшей энергией, данная добавка не дает вклада и в скорости v_x, v_y .

В общем случае для закона дисперсии, задаваемого рядом (2), получить решение затруднительно во всем диапазоне переменного электрического и постоянного магнитного полей. Для косинусоидального закона дисперсии и для параболического закона дисперсии известны, например, решения, приведенные в работах [17,23]. Поскольку в данном случае получить такое решение представляется затруднительным, было проведено дальнейшее численное исследование уравнений (5).

3. Результаты численного моделирования

Исследуемые уравнения решались численно с начальными условиями $ap_x = 0, ap_x = \pi, ap_y = \pi/3, ap_y = 2\pi/3$, как описано выше.

Так, вольт-амперная характеристика для потенциала между слоями биграфена $U = 4.0 \text{ V}$ и разных частот (в единицах $1/\tau$) внешнего электрического поля представлена на рис. 2. Из приведенной зависимости видно, что помимо обычного участка с отрицательной дифференциальной проводимостью, который свойствен всем веществам с периодическим законом дисперсии, имеет место горизонтальный участок на вольт-амперной характеристике, т.е. наблюдается эффект стабилизации тока. Увеличение участка с дифференциальным отрицательным сопротивлением с ростом частоты можно связать с периодическим характером закона дисперсии электронов (2).

Также можно оценить критическое значение угла наклона ВАХ к оси OX , при котором выполняется условие для усиления терагерцевых сигналов в изучаемой

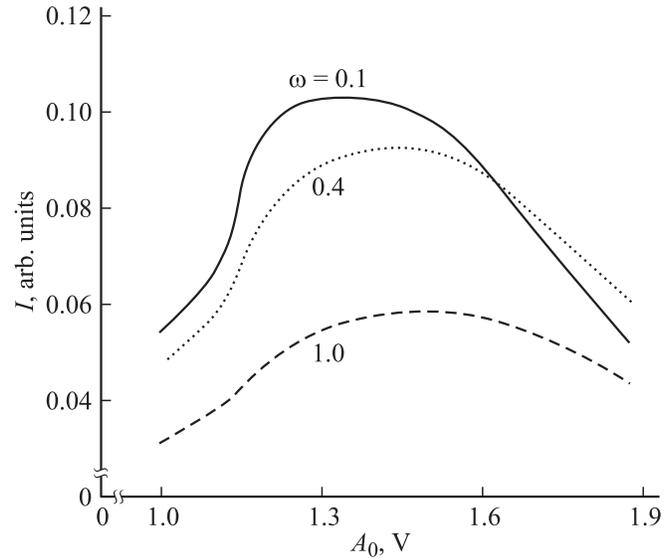


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики биграфена для различных частот электрического поля (в единицах $1/\tau$). По оси абсцисс отложена амплитуда переменного электрического поля, по оси ординат — ток.

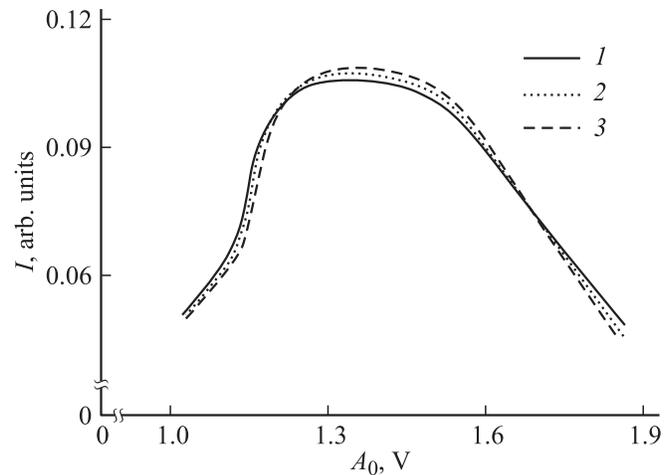


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики биграфена для частоты электрического поля $\omega = 0.1$ (в единицах $1/\tau$) и величин приложенного напряжения между слоями $U = 4$ (1), 5 (2) и 8 V (3). Величины по осям те же, что на рис. 2.

системе, а также установить его связь с частотой переменного электрического поля. Данное условие, согласно работе [24], можно записать в следующем виде:

$$R_N + R_C + R_A < 0, \quad (7)$$

где R_N — отрицательное дифференциальное сопротивление, R_C — сопротивление контакта, R_A — излучательное сопротивление антенны. Выбираем $R_C = 12.9 \text{ k}\Omega$, $R_A = 80 \Omega$ [24]. Тогда для условия на угол наклона ВАХ

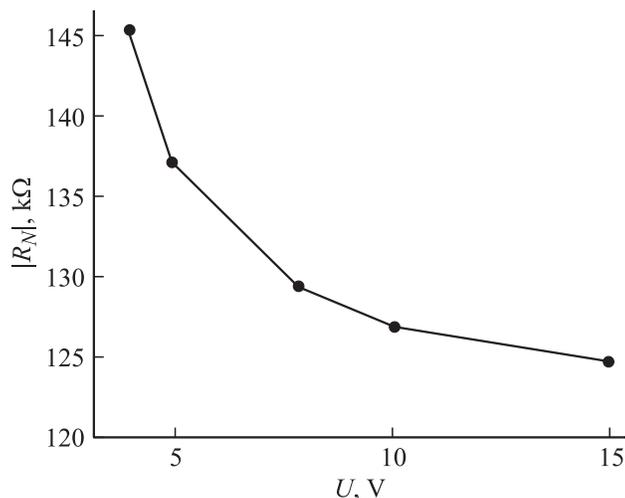


Рис. 4. Зависимость отрицательного дифференциального сопротивления от напряжения U .

к оси OX имеем

$$R_{cr} = R_C + R_A = 12.98 \text{ к}\Omega,$$

$$|R_c| = |1/\operatorname{tg} \varphi| > R_{cr} \rightarrow \operatorname{tg} \varphi < 1.3,$$

где R_{cr} — критическое сопротивление, φ — угол наклона к оси абсцисс (рис. 2).

Для всех значений частот ($\omega = 0.1, 0.4$ и 1.0) данное условие существования отрицательного дифференциального сопротивления выполняется, что показывает пригодность рассматриваемой системы для усиления терагерцевых сигналов в широкой частотной области. Для дальнейших исследований выбрано $\omega = 0.1$.

Вольт-амперная характеристика для частоты электрического поля $\omega = 0.1$ (в единицах $1/\tau$) и разных величин приложенного напряжения между слоями U представлена на рис. 3. Как видно из приведенной зависимости, величина тока зависит от напряжения между слоями биграфена. Следовательно, управляя напряжением U , можно достигать необходимых значений дифференциального сопротивления.

Значение сопротивления R_N можно оценить из рис. 3. Для значений напряжения между слоями биграфена $U = 4, 5$ и 8 В получаются следующие величины отрицательного дифференциального сопротивления: $R_N = -145.18, -136.95$ и $-129.17 \text{ к}\Omega$ соответственно.

Зависимость дифференциального отрицательного сопротивления от прикладываемого к слоям биграфена напряжения приведена на рис. 4. Согласно приведенной зависимости, чем больше потенциал между слоями биграфена, тем меньше значение дифференциального отрицательного сопротивления. Это можно объяснить изменением закона дисперсии электронов при изменении напряжения между слоями биграфена.

Результаты, полученные в ходе настоящего исследования, подтверждаются результатами работы [15], где

также обнаружен участок с отрицательной дифференциальной проводимостью. Следует отметить, что отрицательная проводимость проявляется в средах с ограниченным периодическим законом дисперсии, каковыми и являются биграфен и графен.

Таким образом, используя метод „среднего“ электрона, удастся исследовать проводимость и вольт-амперные характеристики биграфена в магнитном поле.

4. Заключение

Сформулируем основные выводы настоящей работы.

1) Предложен метод вычисления вольт-амперной характеристики для биграфена в случае приложенных сильных электрических и магнитных полей.

2) В биграфене в присутствии постоянного магнитного поля, приложенного в направлении, перпендикулярном слоям биграфена, возможны состояния с отрицательной дифференциальной проводимостью.

3) Проводимость биграфена в присутствии магнитного поля сильно зависит от частоты внешнего электрического поля, а также от напряжения между слоями биграфена.

4) Для достаточно широкого диапазона значений напряжения U в такой системе может осуществляться генерация терагерцевых импульсов, что представляет собой огромный интерес для практических приложений.

Список литературы

- [1] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov. *Science* **306**, 666 (2004).
- [2] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov. *Nature* **438**, 197 (2005).
- [3] Y. Zhang, J.W. Tan, H.L. Stormer, P. Kim. *Nature* **438**, 201 (2005).
- [4] S. Stankovich, D.A. Dikin, G.H.B. Dommett, K.M. Kohlhaas, E.J. Zimney, E.A. Stach, R.D. Piner, S.B.T. Nguyen, R.S. Ruoff. *Nature* **442**, 282 (2006).
- [5] J. Feng, L. Qi, J.Yu. Huang, J. Li. *Phys. Rev. B* **80**, 165 407 (2009).
- [6] E. Mc Cann, V.I. Fal'ko. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 086 805 (2006).
- [7] E. Mc Cann. *Phys. Rev. B* **74**, 161 403(R) (2006).
- [8] F. Guinea, A.H. Castro Neto, N.M.R. Peres. *Phys. Rev. B* **73**, 245 426 (2006).
- [9] E.V. Castro, K.S. Novoselov, S.V. Morozov, N.M.R. Peres, J.M.B. Lopes dos Santos, J. Nilson, F. Guinea, A.K. Geim, A.H. Castro Neto. *Cond-mat/0611342*.
- [10] T. Ohta, A. Bostwick, T. Seyller, K. Horn, E. Rotenberg. *Science* **312**, 951 (2006).
- [11] C. Berger, Z.M. Song, T.B. Li, X.B. Li, A.Y. Ogbazghi, R. Feng, Z.T. Dai, A.N. Marchenkov, E.H. Conrad, P.N. First, W.A. de Heer. *J. Phys. Chem. B* **108**, 19912 (2004).
- [12] K. Nomura, A.H. Mac Donald. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 256 602 (2006).
- [13] I.F. Herbut. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 146 401 (2006).

- [14] T. Stauber, N.M.R. Peres, F. Guinea, A.H. Castro Neto. *Phys. Rev. B* **75**, 115 425 (2007).
- [15] М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Н.Н. Янюшкина, М.М. Шакирзянов. *ФТТ* **52**, 1819 (2010).
- [16] В.М. Поляновский. *ФТП* **14**, 1215 (1980).
- [17] Э.М. Эпштейн. *Изв. вузов. Радиофизика* **22**, 373 (1979).
- [18] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников*. Наука, М. (1990). 865 с.
- [19] P.R. Wallace. *Phys. Rev.* **71**, 622 (1947).
- [20] Yu.A. Izyumov, B.M. Letfulov, E.V. Shipitsyn, K.A. Chao. *Int. J. Mod. Phys.* **21**, 3479 (1992).
- [21] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Физическая кинетика*. Физматлит, М. (1979). 528 с.
- [22] S.A. Maksimenko, G.Ya. Slepyan. *Nanoelectromagnetics of low-dimensional structure*. In: *Handbook of nanotechnology. Nanometer structure: theory, modeling, and simulation*/ Ed.A. Lakhtakia. SPIE press, Bellingham (2004). 145 p.
- [23] G.M. Shmelev, E.M. Epshtein, M.B. Belonenko. *arXiv: 0905.3457v2* (2009).
- [24] D. Dragoman, M. Dragoman. *Physica E* **24**, 282 (2004).