



DOI: <http://dx.doi.org/10.15688/jvolsu1.2015.5.7>

УДК 544.225.22

ББК 22.37

ЭФФЕКТ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ ГРАФЕНОВЫХ НАНОЛЕНТ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Геннадий Сергеевич Иванченко

Кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры информационных систем и компьютерного моделирования,
Волгоградский государственный университет
genaivanchenko@yandex.ru, infomod@volsu.ru
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Денис Владимирович Колесников

Аспирант кафедры теоретической физики и волновых процессов,
Волгоградский государственный университет
denkolesnikof@yandex.ru, tf@volsu.ru
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Юлия Владимировна Невзорова

Ассистент кафедры судебной экспертизы и физического материаловедения,
Волгоградский государственный университет
nevzorova@volsu.ru, sefm@volsu.ru
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Аннотация. Рассмотрена задача о влиянии внешнего электрического поля на продольную проводимость двухслойных графеновых нанолент «zig-zag»-типа. Для моделирования электронной структуры исследуемого объекта использовалась модель Хюккеля-Хаббарда в рамках метода вторичного квантования. Обнаружены эффекты периодического изменения проводимости, а также ее резкого падения под влиянием тангенциальной и нормальной компонент электрического поля соответственно.

Ключевые слова: графен, углеродные нанотрубки, наноленты, проводимость, физика твердого тела.

Введение

Графен в определенном смысле является ключевой квазидвумерной системой, с точки зрения классификации дающей начало весьма разнообразным структурам: трехмерному графиту, квазиодномерным нанотрубкам и квазинульмерным фуллеренам.

Носители заряда в графене в низкоэнергетическом приближении относительно уровня Ферми описываются уравнением Дирака, а не привычным в твердотельной физике уравнением Шредингера, что обусловлено симметрией кристаллической решетки графена. Электронные подзоны, образованные симметричной и антисимметричной комбинацией волновых функций на разных подрешетках, пересекаются на краю зоны Бриллюэна, что приводит к конусообразному энергетическому спектру вблизи «дираковских» точек. Как следствие, квазичастицы в графене, подобно безмассовым релятивистским частицам, имеют линейный закон дисперсии $E = \hbar k v_F$, где роль скорости света играет скорость Ферми $v_F \approx c/300$. В связи с тем что кристаллическая решетка графена обладает симметрией, квазичастицы в графене описываются двухкомпонентной волновой функцией аналогично описанию в квантовой электродинамике. Конический вид закона дисперсии в графене является результатом пересечения подзон, обусловленного разными подрешетками. В результате электроны с энергией E , движущиеся в положительном направлении, принадлежат той же ветви спектра, что и дырки с энергией $-E$, движущиеся в противоположном направлении [6; 7].

Зонная структура графена была исследована и наиболее прямым способом – с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением, позволяющей установить распределение электронов в импульсно-энергетическом пространстве [10]. Такое исследование показало, что хотя дисперсия вблизи дираковских точек и является приблизительно линейной, но она может искажаться из-за различных взаимодействий. При сильном допировании графена вследствие электрон-электронного, электрон-фононного и электрон-плазмонного взаимодействий, а также под влиянием внешних электрических и магнитных полей в дисперсионной зависимости при энергиях порядка 1 эВ появляются изломы [11].

1. Зонная структура двухслойной графеновой наноленты во внешнем поперечном электрическом поле

В элементарной ячейке графена содержится два атома углерода. Они принадлежат подрешеткам A и B . Атомы разных подрешеток не переводятся друг в друга с помощью трансляций (рис. 1 а). При рассмотрении двухслойного графена выбирается геометрическое расположение слоев, соответствующее $ABAB$ -упаковке (рис. 1 б).

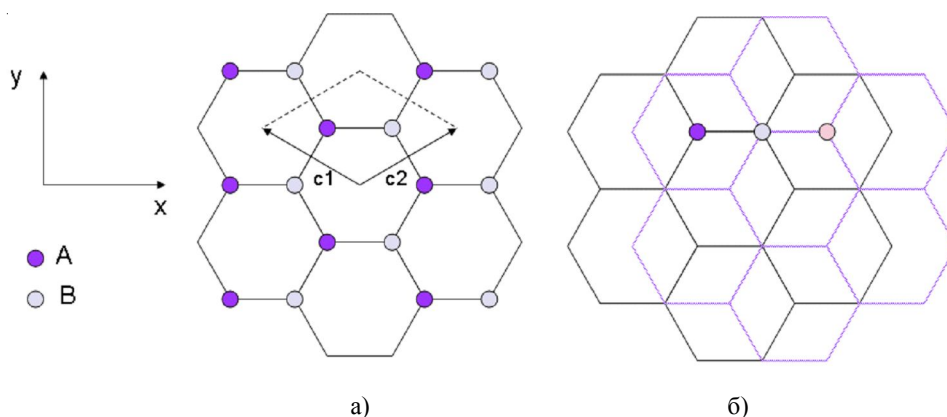


Рис. 1:

а) элементарная ячейка графена; б) структура биграфена ($ABAB$ -упаковка)

Рассмотрим биграфеновую ленту «zig-zag»-типа конечной ширины, помещенную во внешнее постоянное тангенциальное электрическое поле, направленное поперек ленты (см. рис. 2).

В связи с этим на проекцию волнового вектора на ось X накладываются граничные условия. В итоге проекция волнового вектора принимает дискретный набор значений:

$$\frac{2\pi}{a_0(3N-1)} \leq k_x \leq \frac{2\pi}{3a_0}, k_x = \frac{2\pi n}{a_0(3N-1)}, \quad (1)$$

где $n = 1 \div (N-1)$, N определяет ширину графеновой наноленты. Для расчетов использовались значения $N = 5, 10, 15$ гексагонов.

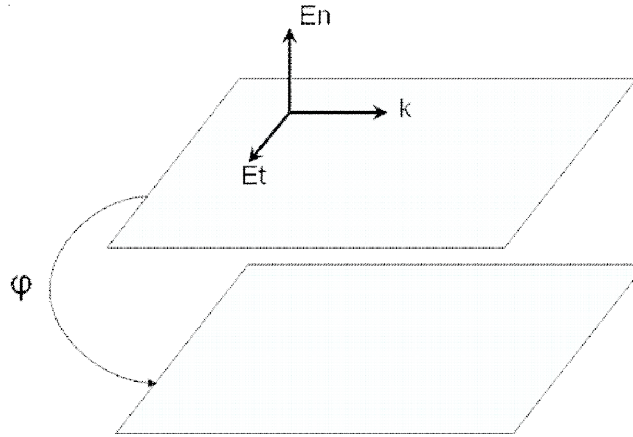


Рис. 2. Модель биграфеновой ленты во внешнем постоянном электрическом поле:

E_n, E_t – нормальная и тангенциальная компоненты электрического поля; ϕ – разность потенциалов

Для расчета π -электронного спектра углеродной структуры используется метод МО ЛКАО [1]. Секулярное уравнение для нахождения закона дисперсии p -электронов записывается в приближении Хюккеля [8] и учитывает электронные переходы в бислое графена между ближайшими атомами углерода. Положение уровня Ферми совпадает с энергией p -орбитали в свободном атоме углерода. Недиagonальные матричные элементы записываются в приближении ближайших соседей.

Величина резонансного интеграла γ_0 , определяющего динамику электронов на π -орбиталях соседних атомов углерода в одном слое графена, рассчитана в рамках полуэмпирического метода квантовой химии MNDO [8] и составила примерно 1,4 эВ. Аналогичные расчеты для резонансных параметров γ_1 и γ_2 для атомов, находящихся на разных слоях графена, привели к значениям $2,49 \cdot 10^{-3}$ эВ и $5,56 \cdot 10^{-4}$ эВ для несмещенных атомов и для смещенных на длину связи соответственно.

В результате решения дисперсионного уравнения получен электронный спектр двойной графеновой ленты (см. рис. 3), из которого следует, что учет электронных переходов между слоями приводит к расщеплению энергетических уровней по сравнению с зонной структурой монослоя графена. Это расщепление незначительно и его величина порядка резонансных интегралов.

В присутствии внешнего электрического поля с напряженностью $\mathbf{E} = (0, E_t, 0)$ гамильтониан идеального газа π -электронов, с учетом калибровки Лоренца $\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$, в общем виде записывается следующим образом:

$$H = \sum_{ps} \varepsilon_s \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t) \right) a_{ps}^+ a_{ps} \quad (2)$$

где a_{ps}^+, a_{ps} – операторы рождения, уничтожения электронов с квазиимпульсом p и спином s ; $\mathbf{A}(t) = c \cdot t \cdot \mathbf{E}$ – вектор-потенциал электрического поля, который при заданной напряженности электрического поля \mathbf{E} находится из калибровки и направлен поперек графеновых лент; $\varepsilon_s(\mathbf{p})$ – закон дисперсии электронов.

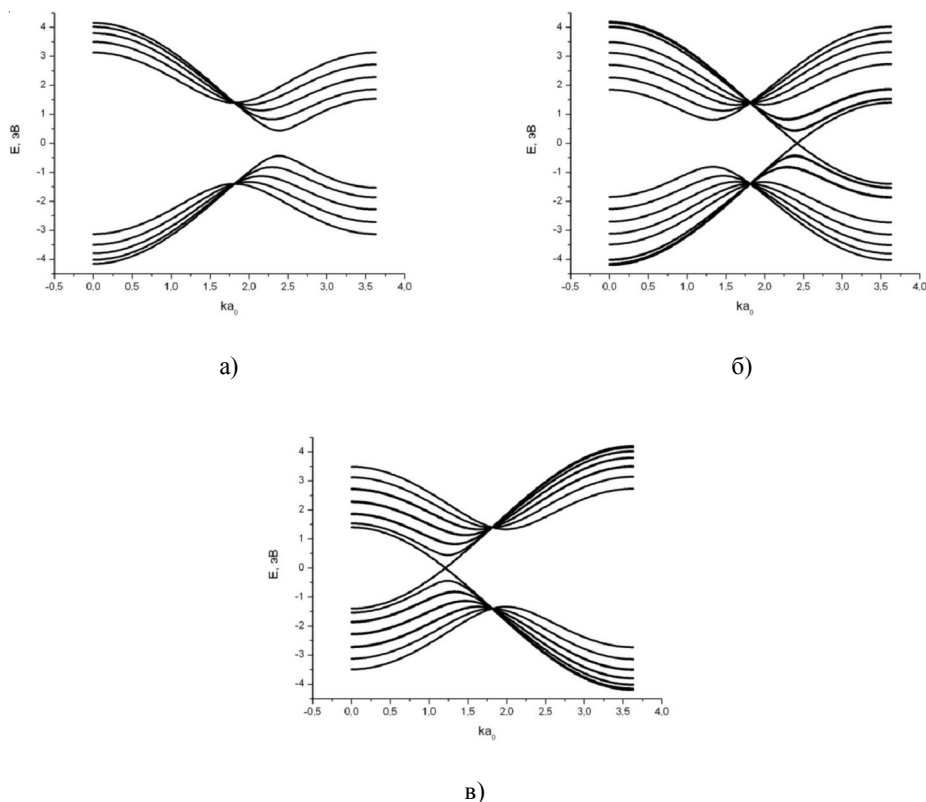


Рис. 3. Дисперсионные кривые двухслойной графеновой наноленты шириной $N = 5$ гексагонов с учетом приложенной тангенциальной компоненты внешнего электрического поля:

а) $E_t = 0$ В/мкМ; б) $E_t = 29,2$ В/мкМ; в) $E_t = 87,4$ В/мкМ

Появление внешнего электрического поля приводит к изменению импульса электронов, который можно найти в квазиклассическом приближении с помощью решения уравнения динамики [4]:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} + \frac{\mathbf{p}}{\tau_0} = q\mathbf{E}, \tag{3}$$

где τ_0 – феноменологическое время рассеяния электрона на решетке; $q = -e$ – заряд электрона.

Решение уравнения нетрудно получить методом разделения переменных:

$$\mathbf{p} = (\mathbf{p}_0 - q\mathbf{E}\tau_0)e^{-t/\tau_0} + q\mathbf{E}\tau_0. \tag{4}$$

Из формулы (4) следует, что величина дрейфовой скорости электронов в полупроводниках определяется следующим выражением [4]:

$$v_d = \frac{q\mathbf{E}\tau_0}{m^*} \sim 10^7 \text{ см/с}, \tag{5}$$

где m^* – эффективная масса электрона в щелевом графене.

Тогда время, за которое электрон пересекает графеновую ленту шириной $d = 1$ нм, составляет:

$$t = \frac{d}{v_d} \sim 10^{-14} \text{ с}. \tag{6}$$

Таким образом, для относительно узких графеновых лент дрейфовое время сравнимо со временем релаксации. Поэтому, используя приближение постоянного времени релаксации ($\tau \approx 10^{-13}$ с), можно ввести калибровку импульса в виде:

$$p_\tau \rightarrow p_\tau + eE\tau. \quad (7)$$

Влияние тангенциального поля на зонную структуру двухслойной углеродной наноленты «zig-zag»-типа, рассчитанной из секулярного уравнения, показано на рисунке 3. С увеличением тангенциального электрического поля происходит изменение поперечного квазиимпульса электронов, что приводит к смещению разрешенных значений волнового вектора в зоне Бриллюэна и их периодическому прохождению через специальные точки зоны K и K' (рис. 4). Изменение зонной структуры отражается на ширине запрещенной зоны, которая варьируется полем в пределах от 0 до 1 эВ. Амплитуда и период изменения ширины запрещенной зоны зависит от геометрических параметров ленты.

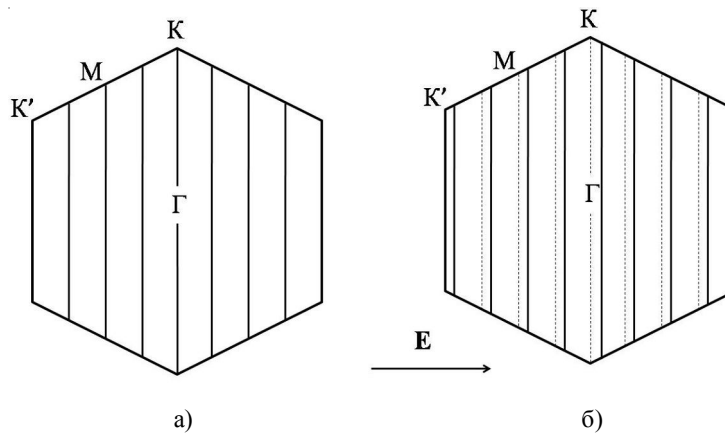


Рис. 4. Разрешенные значения k векторов в зоне Бриллюэна для графеновой наноленты: а) в отсутствии внешнего электрического поля; б) во внешнем электрическом поле E

Таким образом, в рамках модельного приближения постоянного времени релаксации в двухслойных графеновых лентах наблюдается переход «металл – диэлектрик», создающий «транзисторный эффект»: открытие и закрытие запрещенной щели под воздействием внешнего поперечного электрического поля. Подобное поведение зонной структуры отразится на проводящих свойствах графена, что показано ниже.

2. Проводящие свойства двухслойной графеновой ленты

В рамках описанной выше модели двухслойной графеновой ленты во внешнем поле (см. рис. 2) гамильтониан электронной подсистемы в рамках двухзонной модели Хаббарда в терминах метода вторичного квантования имеет известный вид [3]:

$$H = -\sum_{j\Delta\sigma} t_\Delta^a (a_{j\sigma}^+ a_{j+\Delta\sigma} + a_{j+\Delta\sigma}^+ a_{j\sigma}) - \mu^a \sum_{j\Delta\sigma} a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} + U \sum_j a_{j\sigma}^+ a_{j\sigma} a_{j-\sigma}^+ a_{j-\sigma} - \\ - \sum_{j\Delta\sigma} t_\Delta^c (c_{j\sigma}^+ c_{j+\Delta\sigma} + c_{j+\Delta\sigma}^+ c_{j\sigma}) - (\mu^c + e\phi) \sum_{j\Delta\sigma} c_{j\sigma}^+ c_{j\sigma} + U \sum_j c_{j\sigma}^+ c_{j\sigma} c_{j-\sigma}^+ c_{j-\sigma} - \\ - \sum_{j\xi\sigma} t_\xi^{ac} (a_{j\sigma}^+ c_{j+\xi\sigma} + c_{j+\xi\sigma}^+ a_{j\sigma}), \quad (8)$$

где ϕ – приложенная между слоями разность потенциалов; t_Δ – интеграл перескока электрона; μ – химический потенциал; U – энергия кулоновского взаимодействия электронов на одном узле; $a_{j\sigma}^+, a_{j\sigma}, c_{j\sigma}^+, c_{j\sigma}$ – Ферми-операторы рождения и уничтожения электрона со спином σ в узлах решетки A (один слой графена) и C (другой слой графена) соответственно.

Внешнее электрическое поле относительно плоскости графена может быть представлено в виде суммы его нормальной (E_n) и тангенциальной (E_τ) компонент (см. рис. 2). Нормальная компонента электрического поля приводит к перенормировке химического потенциала одного из слоев биграфена на величину $e\phi$. Влияние тангенциальной компоненты поля на проводимость образца учитывается через изменение зонной структуры объекта, как было предложено выше. При расчете проводимости использовались следующие значения параметров: $U = 10$ эВ; $E_n = 0 \div 0,3$ В/мкм; $E_\tau = 0 \div 100$ В/мкм.

Тензор удельной проводимости в терминах функций Грина определяется формулой Кубо и имеет общий вид [5]:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{i\pi V}{k_B T} \langle\langle j_\alpha | j_\beta \rangle\rangle, \tag{9}$$

где $\langle\langle j_\alpha | j_\beta \rangle\rangle$ – запаздывающая функция Грина для плотностей токов.

Задача расчета тензора проводимости двухслойных графеновых лент сводится к решению уравнений движения на двухчастичные функции Грина в представлении Гейзенберга [9]. Выражение для удельной проводимости двухслойной наноленты имеет вид, аналогичный для двухслойных углеродных нанотрубок [2]:

$$\sigma = \frac{i\pi}{k_B T} \frac{e^2}{V} \sum_{\kappa, \sigma} \left[(v^a(\mathbf{k}))^2 F_1 + (v^c(\mathbf{k}))^2 F_2 + 2v^a(\mathbf{k})v^c(\mathbf{k}) \left(\frac{F_1 + F_2}{2} + \frac{E_1 n^{ac}}{\varepsilon^{ac}(\mathbf{k})} \frac{ch\left(\frac{E_1}{k_B T}\right) + 1}{sh\left(\frac{E_1}{k_B T}\right)} \right) \right], \tag{10}$$

где V – объем системы; n^{ac} – населенности на разных слоях графена; F_1, F_2 – Фурье-образы двухчастичных функций Грина; $\varepsilon^{ac}(k)$ – дисперсионные соотношения для переходов между слоями; $v(\mathbf{k})$ – групповая скорость электрона; E_1 – полюс функций Грина.

Расчеты показали, что включение нормальной составляющей напряженности электрического поля приводит к резкому падению проводимости ленты в области низких температур (см. рис. 5). Увеличение амплитуды тангенциальной компоненты поля приводит к небольшому росту проводимости во всем температурном диапазоне. Однако в области низких температур (менее 50 К) этот рост более значителен, что приводит к локальному минимуму в температурной зависимости. Дальнейшее увеличение тангенциальной компоненты поля возвращает систему в исходное состояние.

Влияние нормальной компоненты электрического поля выражается в сдвиге уровня Ферми в зону проводимости, в результате чего увеличивается степень вырождения электронных состояний, следовательно, уменьшается число свободных носителей заряда в зоне проводимости, что приводит к уменьшению проводимости.

Периодическое изменение проводимости под влиянием тангенциальной компоненты поля (см. рис. 6) объясняется изменениями в зонной структуре объекта. С увеличением поля меняется ширина запрещенной зоны по периодическому закону. При нулевой ширине запрещенной зоны наблюдаются максимальные значения проводимости. Период колебаний составляет приблизительно $E_\tau = 46$ В/мкм, а амплитуда порядка $\sigma_0 = 0,094253$ См/м (проводимость для ширины $N = 1$ гексагон, при температуре 300 К). Таким образом, наблюдается «эффект переключения», проявляющийся в периодическом изменении проводимости с ростом величины напряженности внешнего электрического поля. Обычно этот эффект объясняется структурными переходами в полупроводниках. Но в данном случае он наблюдается на переходе типа «металл – диэлектрик», индуцированном тангенциальной компонентой внешнего электрического поля.

Меняя величину тангенциальной компоненты электрического поля, можно управлять проводящими свойствами материала, что может быть использовано при создании новых элементов для микро- и наноэлектроники. Например, эффект переключения электропроводности двухслойного графена при низких температурах под влиянием внешнего поперечного электрического поля дает возможность использовать его как основу для создания транзистора.

С увеличением ширины ленты влияние электрических полей на проводящие свойства ослабевает, и температурная зависимость проводимости стремится к виду, характерному для графита.

Заключение

Предложена квазиклассическая модель в приближении постоянного времени релаксации для учета влияния скрещенных внешних электрических полей на зонную структуру и проводящие свойства двухслойных графеновых нанолент. Показано, что нормальная компонента электрического поля приводит к резкому падению электропроводности в области низких температур (менее 100 К). Увеличение напряженности тангенциальной компоненты электрического поля приводит к периодическому изменению проводимости, что объясняется изменениями в зонной структуре объекта. Выявленная закономерность дает возможность создания элементов микро- и наноэлектроники с переменными электронными характеристиками. Предсказанный эффект может быть использован для создания транзистора на основе двухслойного графена.

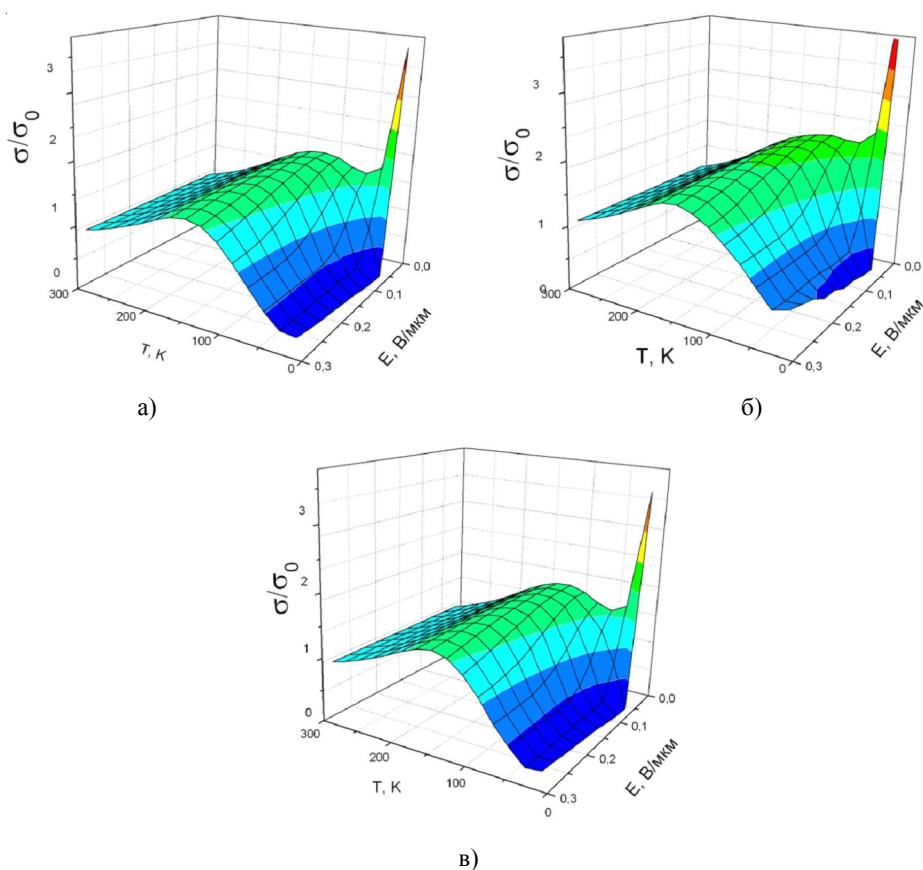


Рис. 5. Зависимость удельной проводимости двухслойной графеновой наноленты шириной $N = 5$ гексагонов от температуры и нормальной компоненты напряженности электрического поля при значениях тангенциальной компоненты:

а) $E_\tau = 0$ В/мкм; б) $E_\tau = 55,2$ В/мкм; в) $E_\tau = 101,2$ В/мкм

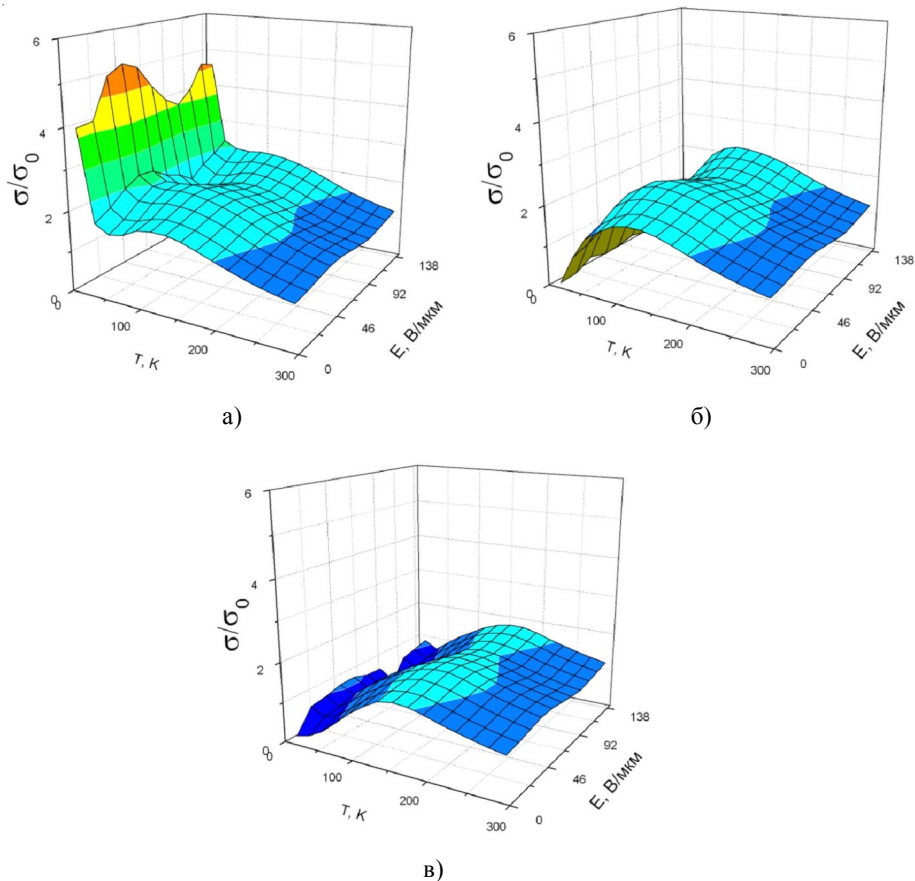


Рис. 6. Зависимость удельной проводимости двухслойной графеновой наноленты шириной $N = 5$ гексагонов от температуры и тангенциальной компоненты напряженности электрического поля при значениях нормальной компоненты:

а) $E_n = 0$ В/мкм; б) $E_n = 0,03$ В/мкм; в) $E_n = 0,3$ В/мкм

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дьячков, П. Н. Электронные свойства и применение нанотрубок / П. Н. Дьячков. – М. : БИНОМ, Лаборатория знаний, 2010. – 488 с.
2. Иванченко, Г. С. Проводимость двухслойных углеродных нанотрубок в рамках модели Хаббарда / Г. С. Иванченко, Н. Г. Лебедев // ФТТ. – 2007. – Т. 49, вып. 1. – С. 183–189.
3. Изюмов, Ю. А. Теория сильно коррелированных систем. Метод производящего функционала / Ю. А. Изюмов, И. И. Чашин, Д. С. Алексеев. – М. ; Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2006. – 384 с.
4. Кардона, Ю. П. Основы физики полупроводников / Ю. П. Кардона. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 560 с.
5. Квасников, И. А. Термодинамика и статистическая физика. Т. 4 : Квантовая статистика / И. А. Квасников. – М. : КомКнига, 2005. – 352 с.
6. Лозовик, Ю. Е. Коллективные электронные явления в графене / Ю. Е. Лозовик, С. П. Меркулова, А. А. Соколик // УФН. – 2008. – Т. 178, № 7. – С. 758–776.
7. Морозов, С. В. Электронный транспорт в графене / С. В. Морозов, К. С. Новоселов, А. К. Гейм // УФН. – 2008. – Т. 178, № 7. – С. 776–780.
8. Степанов, Н. Ф. Квантовая механика и квантовая химия / Н. Ф. Степанов. – М. : Мир, 2001. – 519 с.
9. Тябликов, С. В. Методы квантовой теории магнетизма / С. В. Тябликов. – М. : Наука, 1975. – 528 с.
10. Blake, P. Making graphene visible / P. Blake [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2007. – № 91, 063124. – DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2768624>.

11. Wu, X. Weak Antilocalization in Epitaxial Graphene: Evidence for Chiral Electrons / X. Wu [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2007. – № 98, 136801. – DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.136801>.

REFERENCES

1. Dyachkov P.N. *Elektronnyye svoystva i primeneniye nanotrubok* [Electron Properties and Applications of Nanotubes]. Moscow, BINOM Publ.; Laboratoriya znaniy Publ., 2010. 488 p.
2. Ivanchenko G.S., Lebedev N.G. Provodimost dvukhsloynnykh uglevodnykh nanotrubok v ramkakh modeli Khabbarda [Electrical Conductivity of Double-Walled Carbon Nanotubes in the Framework of the Hubbard Model]. *FTT* [Physics of the Solid State], 2007, vol. 49, no. 1, pp. 183-189.
3. Izyumov Yu.A., Chashchin I.I., Alekseev D.S. *Teoriya silno korrelirovannykh sistem. Metod proizvodnyashchego funktsionala* [Theory of Strongly Correlated Systems. The Method of Generating Functional]. Moscow, Izhevsk, NITs "Regulyarnaya i khaoticheskaya dinamika" Publ., 2006. 384 p.
4. Kardona Yu.P. *Osnovy fiziki poluprovodnikov* [Basics of Semiconductor Physics]. Moscow, FIZMATLIT Publ., 2002. 560 p.
5. Kvasnikov I.A. *Termodinamika i statisticheskaya fizika. T. 4: Kvantovaya statistika* [Thermodynamics and Statistical Physics. Vol. 4: Quantum Statistics]. Moscow, KomKniga Publ., 2005. 352 p.
6. Lozovik Yu.E., Merkulova S.P., Sokolik A.A.. Kollektivnyye elektronnyye yavleniya v grafene [Collective Electron Phenomena in Graphene]. *UFN* [Advances in Physical Sciences], 2008, vol. 178, no. 7, pp. 758-776.
7. Morozov S.V., Novoselov K.S., Geim A.K. Elektronnyy transport v grafene [Electron Transport in Graphene]. *UFN* [Advances in Physical Sciences], 2008, vol. 178, no. 7, pp. 776-780.
8. Stepanov N.F. *Kvantovaya mekhanika i kvantovaya khimiya* [Quantum Mechanics and Quantum Chemistry]. Moscow, Mir Publ., 2001. 519 p.
9. Tyablikov S.V. *Metody kvantovoy teorii magnetizma* [Methods of Quantum Magnetism Theory]. Moscow, Nauka Publ., 1975. 528 p.
10. Blake P., et al. Making graphene visible. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, no. 91, 063124, DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2768624>.
11. Wu X., et al. Weak Antilocalization in Epitaxial Graphene: Evidence for Chiral Electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, no. 98, 136801, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.136801>.

THE SWITCH EFFECT OF CONDUCTIVITY OF GRAPHENE NANORIBBONS IN AN EXTERNAL ELECTRIC FIELD

Gennadiy Sergeevich Ivanchenko

Candidate of Physical and Mathematical Sciences,
Associate Professor, Department of Informational Systems and Computer Modeling,
Volgograd State University
genaivanchenko@yandex.ru, infomod@volsu.ru
Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Denis Vladimirovich Kolesnikov

Postgraduate Student, Department of Theoretical Physics and Wave Processes,
Volgograd State University
denkolesnikov@yandex.ru, tf@volsu.ru
Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Yuliya Vladimirovna Nevzorova

Assistant, Department of Forensic Examination and Materials Science,
Volgograd State University
nevzorova@volsu.ru, sefm@volsu.ru
Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Abstract. The charge carriers in graphene in the low-energy approximation with respect to the Fermi level are described by the Dirac equation, rather than the usual in solid-state physics Schrodinger equation, because of symmetry of the crystal lattice of graphene. Electronic subzones formed by symmetric and antisymmetric combination of wave functions on different sublattices intersect at the edge of the Brillouin zone, which leads to a cone-shaped energy spectrum near the “dirac” points.

Influence of tangential fields on the band structure of a two-layer carbon “zig-zag” nanoribbons, calculated from the secular equation. With the increase of tangential electric field changes the transverse electron quasi-momentum, which leads to a shift of the allowed values of the wave vector in the Brillouin zone and their periodic passage through special points K and K' . The change of the band structure is reflected on the forbidden band width which varies within a field from 0 to 1 eV. The amplitude and period of the change band gap depends on the geometry of the ribbon. Thus, within the approximation of constant relaxation time model in bilayer graphene ribbons a transition “metal-insulator” is observed, that creates “switch effect”: the opening and closing of the band gap by the external transverse electric field.

Calculations have shown that the inclusion of the normal component of the electric field leads to a sharp drop in ribbon conductivity at low temperatures. Increase of the amplitude of the field tangential component leads to a small increase in conductivity over the entire temperature range. However, at low temperatures (below 50 K), this increase is more pronounced, leading to a local minimum in the temperature dependence. Further increase of the tangential component of the field returns the system to its original state.

By changing the value of the tangential component of the electric field can control the conductive properties of the material that can be used when creating new elements for micro- and nanoelectronics. For example, the effect of switching the electrical conductivity of bilayer graphene at low temperatures under the influence of an external transverse electric field allows to use it as a basis for the creation of the transistor. Identified pattern allows you to create elements of micro- and nanoelectronics with variable electronic characteristics. The predicted effect can be used to create a transistor based on bilayer graphene.

Key words: graphene, carbon nanotubes, nanoribbons, conductivity, solid state physics.