

# Сверхрешетка на основе графена на полосчатой подложке

П. В. Ратников<sup>1)</sup>

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 августа 2009 г.

Рассматривается сверхрешетка на основе графена, образующаяся за счет периодической модуляции запрещенной зоны. Такая модуляция возможна в графене, осажденном на полосчатую подложку из диоксида кремния и гексагонального нитрида бора. Обсуждаются преимущества и некоторые возможные проблемы в рассматриваемой сверхрешетке. Предложена модель, описывающая такую сверхрешетку, в рамках которой с помощью метода матрицы переноса получено дисперсионное соотношение, позволяющее определить зависимость энергии носителей от импульса.

PACS: 71.15.Rf, 73.21.Cd, 73.61.Wp

**1. Введение.** В последнее время возрос интерес к сверхрешеткам (СР) на основе графена. С использованием метода молекулярной динамики проводились расчеты СР на основе графена с периодически расположенными рядами вакансий [1]. Были выполнены расчеты в рамках теории функционала плотности одноатомных по толщине СР, образованных “линиями” пар адсорбированных атомов водорода на графене [2].

Исследовался графен со складками – “рипплами” (rippled graphene), который можно рассматривать как СР с одномерным периодическим потенциалом “рипплов” [3–5]. Аналитически исследовались СР, полученные при приложении к графену периодического электростатического потенциала [6–9] или периодически расположенных магнитных барьеров [10–13].

Однако для СР на основе графена с периодическим электростатическим потенциалом не был учтен тот факт, что в случае бесщелевого полупроводника (графен) приложение электростатического потенциала приводит к рождению электронно-дырочных пар и перераспределению зарядов: электроны “перетекут” из области, где потолок валентной зоны лежит выше уровня Ферми, в область, где дно зоны проводимости лежит ниже уровня Ферми. СР по сути станет структурой, представляющей собой чередующиеся положительно заряженные области, где прикладывается электростатический потенциал, смещающий дираковские точки вверх по энергии, и отрицательно заряженные области. Возникнет сильный электростатический потенциал индуцированных зарядов, который существенно исказит исходный ступенчатый электростатический потенциал, а значит, и электронную структуру СР, рассчитанную без уче-

та электростатического потенциала индуцированных зарядов.

Чтобы избежать рождения электронно-дырочных пар, мы предлагаем рассматривать СР, возникающую за счет периодической модуляции запрещенной зоны.

Ранее предлагалась СР, являющаяся периодической планарной гетероструктурой из нанополосок графена, между которыми вставлены нанополоски гексагонального нитрида бора (h-BN) [14]. Проводились численные расчеты зонной структуры такой СР. Однако, по нашему мнению, сделать такую СР очень сложно даже с учетом достижений современной литографии, поскольку неизбежно возникли бы проблемы с контролем периодичности в процессе травления нанополосок в графеном листе и “вставкой” нанополосок h-BN. Во-вторых, h-BN является изолятором с энергетической щелью 5.97 эВ, что существенно препятствует туннелированию носителей между нанополосками графена. Такая гетероструктура, скорее, представляет собой набор квантовых ям, в котором волновые функции носителей из соседних квантовых ям почти не перекрываются.

В данной статье предлагается СР, образованная графеновым листом, нанесенным на полосчатую подложку. Полосчатая подложка делается из периодически чередующихся полосок SiO<sub>2</sub> (или любого другого материала, не влияющего на зонную структуру графена) и h-BN, как показано на рис.1. Слои h-BN расположены так, чтобы его гексагональная кристаллическая решетка находилась под гексагональной кристаллической решеткой графена. За счет такого расположения в областях графенового листа над слоями h-BN открывается энергетическая щель в зонной структуре графена, равная 53 мэВ [15, 16] (графен с энергетической

<sup>1)</sup>e-mail: ratnikov@lpi.ru

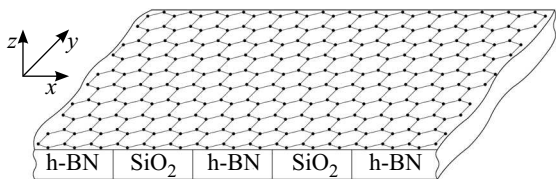


Рис.1. Рассматриваемая система – лист графена на полочатой подложке из периодически чередующихся полосок SiO<sub>2</sub> и h-BN

щелью будем называть щелевой модификацией графена).

Предполагается, что все контакты между областями разной запрещенной зоны являются контактами I рода (дираковские точки графена по энергии попадают в запрещенные зоны щелевой модификации графена). Такая СР является СР I типа (классификацию СР можно посмотреть, например, в обзоре [17]).

Существуют также и другие щелевые модификации графена. Оказывается, что в графене, эпитаксиально выращенном на подложке SiC, энергетическая щель ненулевая [18] и, согласно экспериментам с использованием фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением, она равна 0.26 эВ [19]. Недавно синтезирована гидрированием еще одна модификация графена – графан [20], в которой, согласно расчетам, прямая энергетическая щель в точке Г равна 5.4 эВ [21]. Однако делать вставки эпитаксиально выращенного графена между нанополосками бесщелевого графена не легче, чем делать вставки h-BN. У графана слишком большая энергетическая щель. Эти щелевые модификации графена, по нашему мнению, не годятся для изготовления СР.

Главным преимуществом предлагаемой СР является простота изготовления и контроля за ее периодичностью. Следует отметить, что в СР могут возникнуть некоторые проблемы. Рассогласование между постоянными решетки h-BN и графена составляет около 2% [16]. Если в одном периоде СР укладывается порядка 100 гексагональных ячеек графена, то может возникнуть нарушение образования энергетической щели в щелевой модификации графена в областях графенового листа над h-BN за счет неточного расположения атомов углерода над атомами бора или азота. Поскольку контакты между графеном и его щелевой модификацией не являются гетероконтактами (контактами между веществами с различным химическим составом), края квантовых ям могут оказаться недостаточно резкими, чтобы их можно было рассматривать как прямоугольные квантовые ямы. Вместо резкого края, может быть переходный слой с изменяющейся в пространстве запрещенной зоной.

Наконец, сама подложка может оказаться напряженной. Возникающее периодическое поле напряжений подложки также может оказать влияние на зонную структуру предлагаемой СР, но мы считаем последний эффект крайне незначительным.

**2. Модель, описывающая СР.** Направим ось  $x$  перпендикулярно границам раздела полосок h-BN и SiO<sub>2</sub>, а ось  $y$  – параллельно им (рис.1). СР описывается уравнением Дирака:

$$(v_F \sigma \hat{p} + \Delta \sigma_z + V) \Psi(x, y) = E \Psi(x, y), \quad (1)$$

где  $v_F \approx 10^8$  см/с – скорость Ферми;  $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y)$  и  $\sigma_z$  – матрицы Паули;  $\hat{p} = -i \nabla$  – оператор импульса (используется система единиц с  $\hbar = 1$ ). Полуширина запрещенной зоны периодически модулирована:

$$\Delta = \begin{cases} 0, & d(n-1) < x < -d_{II} + dn, \\ \Delta_0, & -d_{II} + dn < x < dn, \end{cases}$$

где  $n$  – целое число, нумерующее сверхъядчейки СР;  $d_I$  и  $d_{II}$  – ширины полосок SiO<sub>2</sub> и h-BN, соответственно, а  $d = d_I + d_{II}$  – период СР (размер сверхъядчейки по оси  $x$ ). Мы вводим также периодический скалярный потенциал  $V$ , который может возникнуть за счет несовпадения положения по энергии середины запрещенной зоны щелевой модификации графена

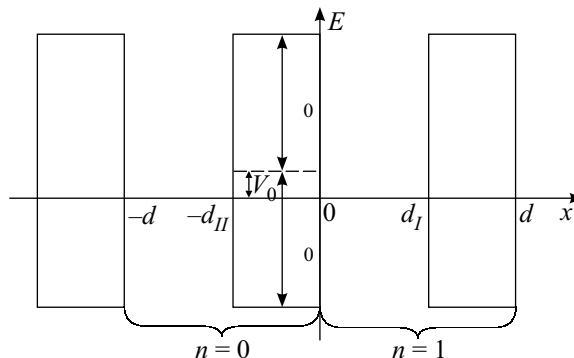


Рис.2. Одномерный периодический потенциал Кронига-Пенни СР, показанной на рис.1: периодически чередующиеся щелевая модификация графена на h-BN с энергетической щелью  $2\Delta_0 = 53$  мэВ и бесщелевой графен на SiO<sub>2</sub>

и положения конусных точек зоны Бриллюэна бесщелевого графена (рис.2):

$$V = \begin{cases} 0, & d(n-1) < x < -d_{II} + dn, \\ V_0, & -d_{II} + dn < x < dn. \end{cases}$$

Для того, чтобы СР была I типа, необходимо выполнение неравенства  $|V_0| \leq \Delta_0$ . Решение уравнения (1) для 1-й сверхъядчейки имеет вид

$$\Psi(x, y) = \psi_1(x) e^{ik_y y}, \quad 0 < x < d.$$

Для  $n$ -й сверхъчейки, учитывая периодичность СР, можно записать:

$$\psi_n(x) = \psi_1(x + (n-1)d).$$

В области квантовой ямы ( $0 < x < d_I$ ) решение уравнения (1) есть плоская волна:

$$\psi_n^{(1)}(x) = N_{k_1} \begin{pmatrix} a_n^{(1)} \\ b_n^{(1)} \end{pmatrix} e^{ik_1 x} + N_{k_1} \begin{pmatrix} c_n^{(1)} \\ d_n^{(1)} \end{pmatrix} e^{-ik_1 x}, \quad (2)$$

где  $N_{k_1}$  – нормировочный множитель. Подставляя (2) в (1), получаем соотношение между нижними и верхними компонентами спиноров:

$$b_n^{(1)} = \lambda_+ a_n^{(1)}, \quad d_n^{(1)} = -\lambda_- c_n^{(1)}, \quad \lambda_{\pm} = \frac{v_F(k_1 \pm ik_y)}{E}.$$

Находим связь  $E$  с  $k_1$  и  $k_y$ :

$$E = \pm v_F \sqrt{k_1^2 + k_y^2}.$$

Выражение (2) удобно переписать в более компактной форме [7]:

$$\psi_n^{(1)}(x) = \Omega_{k_1}(x) \begin{pmatrix} a_n^{(1)} \\ c_n^{(1)} \end{pmatrix},$$

$$\Omega_{k_1}(x) = N_{k_1} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \lambda_+ & -\lambda_- \end{pmatrix} e^{ik_1 x \sigma_z}. \quad (3)$$

В случае выполнения неравенства

$$\Delta_0^2 + v_F^2 k_y^2 - (E - V_0)^2 \geq 0 \quad (4)$$

решение уравнения (1) в области барьера ( $d_I < x < d$ ) имеет вид

$$\psi_n^{(2)}(x) = \Omega_{k_2}(x) \begin{pmatrix} a_n^{(2)} \\ c_n^{(2)} \end{pmatrix},$$

$$\Omega_{k_2}(x) = N_{k_2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -\tilde{\lambda}_- & \tilde{\lambda}_+ \end{pmatrix} e^{k_2 x \sigma_z}, \quad (5)$$

где введены обозначения

$$\tilde{\lambda}_{\pm} = \frac{iv_F(k_2 \pm k_y)}{E + \Delta_0 - V_0}, \quad k_2 = \frac{1}{v_F} \sqrt{\Delta_0^2 + v_F^2 k_y^2 - (E - V_0)^2}.$$

Решение уравнения (1) в области барьера в случае выполнения неравенства

$$\Delta_0^2 + v_F^2 k_y^2 - (E - V_0)^2 < 0 \quad (6)$$

является осциллирующим, что соответствует замене в приведенном выше решении  $k_2 \rightarrow ik_2$ .

В дальнейшем мы также рассмотрим вопрос о возможности существования таммовских минизон, образованных локализованными состояниями у границ раздела графена и его щелевой модификации. При этом  $k_1 \rightarrow i\kappa_1$ , а  $k_2$  вещественно. Необходимым условием существования таммовских состояний является выполнение неравенства

$$|k_y| \geq |\kappa_1|,$$

чтобы энергия  $E = \pm v_F \sqrt{k_y^2 - \kappa_1^2}$  оставалась вещественной величиной.

**3. Вывод дисперсионного соотношения.** Для вывода дисперсионного соотношения мы воспользуемся методом матрицы переноса ( $T$ -матрицы).  $T$ -матрица связывает значения компонент спинора для  $n$ -й сверхъчейки с компонентами спинора того же типа решения для  $(n+1)$ -й сверхъчейки, например, для решения в области квантовой ямы:

$$\begin{pmatrix} a_{n+1}^{(1)} \\ c_{n+1}^{(1)} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} a_n^{(1)} \\ c_n^{(1)} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Чтобы найти  $T$ -матрицу, запишем условия непрерывности решения уравнения Дирака, описывающего рассматриваемую СР:

$$\psi_n^{(1)}(d_I - 0) = \psi_n^{(2)}(d_I + 0),$$

$$\psi_n^{(2)}(d - 0) = \psi_{n+1}^{(1)}(+0).$$

Отсюда получаем равенства:

$$\begin{pmatrix} a_n^{(2)} \\ c_n^{(2)} \end{pmatrix} = \Omega_{k_2}^{-1}(d_I) \Omega_{k_1}(d_I) \begin{pmatrix} a_n^{(1)} \\ c_n^{(1)} \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} a_{n+1}^{(1)} \\ c_{n+1}^{(1)} \end{pmatrix} = \Omega_{k_1}^{-1}(0) \Omega_{k_2}(d) \begin{pmatrix} a_n^{(2)} \\ c_n^{(2)} \end{pmatrix}.$$

Согласно определению  $T$ -матрицы (7), из последних двух равенств следует соотношение<sup>2)</sup>

$$T = \Omega_{k_1}^{-1}(0) \Omega_{k_2}(d) \Omega_{k_2}^{-1}(d_I) \Omega_{k_1}(d_I). \quad (8)$$

<sup>2)</sup> Отметим, что в определении  $T$ -матрицы возможен произвол, связанный с циклической перестановкой сомножителей  $\Omega$ -матриц, что, конечно, не меняет дисперсионное соотношение (10). В этом можно убедиться, сравнив формулу (8) настоящей статьи с формулой (23) статьи [7].

Подставляя выражения (3) и (5) с соответствующими аргументами в формулу (8), получаем для компонент  $T$ -матрицы:

$$\begin{aligned} T_{11} &= \alpha e^{ik_1 d_I} \left[ (\lambda_- + \tilde{\lambda}_+) (\lambda_+ + \tilde{\lambda}_-) e^{-k_2 d_{II}} - \right. \\ &\quad \left. - (\lambda_- - \tilde{\lambda}_-) (\lambda_+ - \tilde{\lambda}_+) e^{k_2 d_{II}} \right], \\ T_{12} &= 2\alpha e^{-ik_1 d_I} (\lambda_- + \tilde{\lambda}_+) (\lambda_- - \tilde{\lambda}_-) \operatorname{sh}(k_2 d_{II}), \\ T_{21} &= T_{12}^*, \quad T_{22} = T_{11}^*, \end{aligned} \quad (9)$$

где введено обозначение

$$\alpha = \frac{1}{(\lambda_+ + \lambda_-)(\tilde{\lambda}_+ + \tilde{\lambda}_-)}.$$

Последние два соотношения в (9) являются общими свойствами  $T$ -матрицы.

Кратко напомним, как получается дисперсионное соотношение с использованием  $T$ -матрицы.

Пусть  $N = L/d$  – число сверхъячеек во всей СР,  $L$  – длина СР вдоль направления приложения периодического потенциала (оси  $x$ ). Циклические граничные условия Борна-Кармана для СР имеют вид

$$\psi_N^{(1,2)}(x) = \psi_1^{(1,2)}(x).$$

В то же время,

$$\psi_N^{(1,2)}(x) = T^N \psi_1^{(1,2)}(x),$$

откуда получаем  $T^N = \mathcal{I}$ , где  $\mathcal{I}$  – единичная матрица  $2 \times 2$ .

Удобно перейти к диагональной форме  $T$ -матрицы с помощью матрицы перехода  $S$ :

$$T_d = STS^{-1} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix},$$

где  $\lambda_{1,2}$  – собственные числа  $T$ -матрицы, причем  $\lambda_2 = \lambda_1^*$ . Из соотношения  $T_d^N = \mathcal{I}$  следует

$$\lambda_1 = \exp(2\pi i n/N), \quad -N < n \leq N$$

(всего  $2N$  значений, включая  $n = 0$ , а удвоение связано с наличием двух треугольных подрешеток гексагональной решетки графена).

Используя свойство следа  $\operatorname{Tr} T = \operatorname{Tr} T_d$  и введя  $k_x = 2\pi n/L$  ( $-2\pi/d < k_x \leq 2\pi/d$ ), получаем дисперсионное соотношение

$$\operatorname{Tr} T = 2 \cos(k_x d). \quad (10)$$

Учитывая последнее соотношение в (9), соотношение (10) также можно записать в виде

$$\operatorname{Re} T_{11} = \cos(k_x d).$$

Дисперсионное соотношение (10) в случае выполнения неравенства (4) приводит к уравнению

$$\begin{aligned} \frac{v_F^2 k_2^2 - v_F^2 k_1^2 + V_0^2 - \Delta_0^2}{2v_F^2 k_1 k_2} \operatorname{sh}(k_2 d_{II}) \sin(k_1 d_I) + \\ + \operatorname{ch}(k_2 d_{II}) \cos(k_1 d_I) = \cos(k_x d). \end{aligned} \quad (11)$$

Из (11) видно, что предельный переход к однозонному приближению получается следующими двумя способами: либо  $V_0 = \Delta_0$  (квантовая яма только для электронов), либо  $V_0 = -\Delta_0$  (квантовая яма только для дырок). Результат предельного перехода совпадает с известным нерелятивистским дисперсионным соотношением (см., например, монографию [22]), хотя выражения для  $k_1$ ,  $k_2$  и  $E$  другие.

При выполнении неравенства (6) в уравнении (11) следует сделать замену  $k_2 \rightarrow i\kappa_2$ :

$$\begin{aligned} \frac{-v_F^2 \kappa_2^2 - v_F^2 k_1^2 + V_0^2 - \Delta_0^2}{2v_F^2 k_1 \kappa_2} \sin(\kappa_2 d_{II}) \sin(k_1 d_I) + \\ + \cos(\kappa_2 d_{II}) \cos(k_1 d_I) = \cos(k_x d). \end{aligned} \quad (12)$$

Для *таммовских* минизон следует сделать замену  $k_1 \rightarrow i\kappa_1$  в уравнении (11):

$$\begin{aligned} \frac{v_F^2 k_2^2 + v_F^2 \kappa_1^2 + V_0^2 - \Delta_0^2}{2v_F^2 \kappa_1 k_2} \operatorname{sh}(k_2 d_{II}) \operatorname{sh}(\kappa_1 d_I) + \\ + \operatorname{ch}(k_2 d_{II}) \operatorname{ch}(\kappa_1 d_I) = \cos(k_x d). \end{aligned} \quad (13)$$

Уравнение (13) имеет решение только в случае выполнения неравенства

$$v_F^2 k_2^2 + v_F^2 \kappa_1^2 + V_0^2 - \Delta_0^2 < 0.$$

Однако это неравенство никогда не выполняется, поэтому *таммовские* минизоны в рассматриваемой СР отсутствуют.

**4. Результаты численного расчета.** Проведены численные расчеты зависимости энергии от  $k_x$  для двух значений  $k_y = 0$  и  $k_y = 0.1 \text{ нм}^{-1}$  при  $V_0 = 0$  (рис.3). При этом энергия носителей считается достаточно малой,  $|E| \lesssim 1 \text{ эВ}$ , поскольку при больших значениях энергии дираковский закон дисперсии носителей и вместе с ним уравнение Дирака (1) перестают быть справедливыми.

Электронные минизоны отделены от дырочных минизон энергетической щелью, которая увеличивается с увеличением  $|k_y|$ . Для  $d_I = d_{II}$  при  $k_y = 0$  она равна  $E_g \simeq 10\text{--}30 \text{ мэВ}$ , когда  $d = 10\text{--}100 \text{ нм}$ . При этом решение уравнения (11) переходит в решение уравнения (12). Энергетическая щель может значительно увеличиваться при возрастании  $d_{II}$  по отношению к  $d_I$ :  $E_g \gtrsim 100 \text{ мэВ}$ , то есть в несколько раз больше, чем  $2\Delta_0$ .

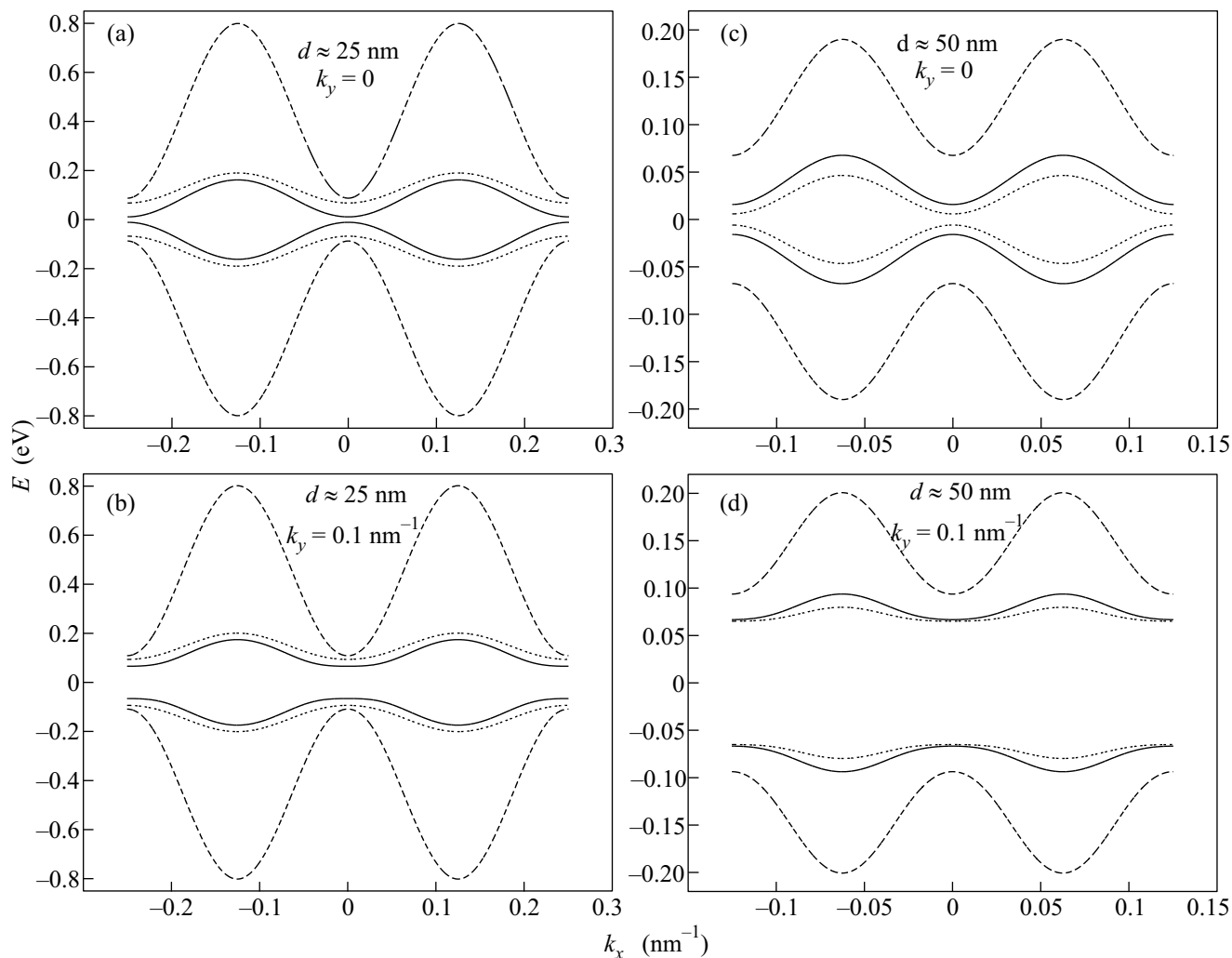


Рис. 3. Результаты численного расчета энергии в зависимости от  $k_x$  для двух значений  $k_y$  и двух значений периода СР  $d$ : сплошные линии – дисперсионные кривые для СР с  $d_I = d_{II}$ ; штриховые линии – дисперсионные кривые для СР с  $d_I = 2d_{II}$ ; пунктир – дисперсионные кривые для СР с  $d_I = 2d_{II}$

Ширина минизон уменьшается при увеличении периода СР  $d$ . Также исследовалась зависимость ширины минизон от  $V_0$ . При  $V_0 > 0$  ширина электронных минизон увеличивается, а ширина дырочных минизон уменьшается. При  $V_0 < 0$  эффект обратный.

**5. Возможные приложения СР.** Рассмотренную СР можно использовать в качестве полевого транзистора, где подложка выполняет функцию затвора (gate). При толщине подложки  $\sim 10$  нм отношение тока, пропускаемого по СР, и тока, пропускаемого через затвор, может составлять  $\sim 10^6$ , как для полевого транзистора на основе нанополоски графена [23]. Главным преимуществом рассматриваемой СР является отсутствие влияния рассеяния носителей на краях нанополоски на их подвижность. Подвижность носителей в бесщелевом гра-

фене достигает  $\mu_0 = 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/Вс [24, 25]. Однако в полевом транзисторе на основе нанополоски графена шириной  $w \sim 3$  нм подвижность носителей на три порядка меньше, чем  $\mu_0$ . Причиной столь резкого ее уменьшения, возможно, является рассеяние носителей на краях нанополоски графена. Средняя длина свободного пробега между двумя актами рассеяния носителей на краю нанополоски графена  $\lambda_{\text{edge}} \propto w/P$ , где  $P$  – вероятность рассеяния назад [23]. Для достаточно хороших краев  $P \ll 1$ . В нашей СР проблемы рассеяния на краях нет, поэтому можно надеяться, что подвижность носителей в СР будет  $\sim \mu_0$ , если не будет проблем с периодичностью потенциала. Вместе с этим можно достичь достаточно большого значения  $E_g$ , позволяющего работать полевому транзистору при комнатной температуре.

Если нанести пленку Au на нижнюю сторону подложки и оптически накачивать графен, то СР можно использовать в качестве терагерцового лазера, аналогично терагерцовому лазеру на основе бесщелевого графена [26]. При этом излучение терагерцового диапазона будет выходить из областей SiO<sub>2</sub> подложки.

**6. Заключение.** Предложена модель, описывающая СР на основе графена на полосчатой подложке. Выведено дисперсионное соотношение, которое при предельном переходе к однозонному приближению аналогично известному нерелятивистскому дисперсионному соотношению. Проведены численные расчеты пары ближайших электронной и дырочной минизон, с использованием полученного дисперсионного соотношения. Указаны возможные приложения СР в качестве транзистора или терагерцового лазера.

Автор благодарит А.П. Силина за ценные советы и плодотворное обсуждение результатов работы. Эта работа поддержана Фондом “Династия”, Учебно-Научным Комплексом ФИАН и Целевой Программой Президиума РАН поддержки молодых ученых.

1. Л. А. Чернозатонский, П. Б. Сорокин, Е. Э. Белова и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 141 (2006).
2. Л. А. Чернозатонский, П. Б. Сорокин, Е. Э. Белова и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 84 (2007).
3. A. Isacsson, L. M. Jonsson, J. M. Kinaret, and M. Jonson, Phys. Rev. B **77**, 035423 (2008).
4. F. Guinea, M. I. Katsnelson, and M. A. H. Vozmediano, Phys. Rev. B **77**, 075422 (2008).
5. T. O. Wehling, A. V. Balatsky, M. I. Katsnelson, and A. I. Lichtenstein, Europhys. Lett. **84**, 17003 (2008).
6. C. Bai and X. Zhang, Phys. Rev. B **76**, 075430 (2007).
7. M. Barbier, F. M. Peeters, P. Vasilopoulos, and J. M. Pereira, Phys. Rev. B **77**, 115446 (2008).
8. C.-H. Park, L. Yang, Y.-W. Son et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 126804 (2008).
9. C.-H. Park, Y.-W. Son, L. Yang et al., Nano Lett. **8**, 2920 (2008).
10. M. R. Masir, P. Vasilopoulos, A. Matulis, and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **77**, 235443 (2008).
11. M. R. Masir, P. Vasilopoulos, and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **79**, 035409 (2009).
12. L. Dell’Anna and A. De Martino, Phys. Rev. B **79**, 045420 (2009).
13. S. Ghosh and M. Sharma, J. Phys. Condens. Matter **21**, 292204 (2009).
14. H. Sevinçli, M. Topsakal, and S. Ciraci, Phys. Rev. B **78**, 245402 (2008).
15. S. Y. Zhou, G.-H. Gweon, A. V. Fedorov et al., Nature Mater **6**, 770 (2007).
16. G. Giovannetti, P. A. Khomyakov, G. Brocks et al., Phys. Rev. B **76**, 073103 (2007).
17. А. П. Силин, УФН **147**, 485 (1985).
18. A. Mattausch and O. Pankratov, Phys. Rev. Lett. **99**, 076802 (2007).
19. <http://www.lbl.gov/Science-Articles/Archive/sabl/2007/Nov/gap.html>.
20. D. C. Elias, R. R. Nair, T. M. G. Mohiuddin et al., Science **323**, 610 (2009).
21. S. Lebègue, M. Klintonberg, O. Eriksson, and M. I. Katsnelson, Phys. Rev. B **79**, 245117 (2009).
22. М. Херман, Полупроводниковые сверхрешетки, М.: “Мир”, 1989. (M. A. Herman, Semiconductor Superlattices, Academy-Verlag, Berlin, 1986.)
23. X. Wang, Y. Ouyang, X. Li et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 206803 (2008).
24. X. Du, I. Skachko, A. Barker, and E. Y. Andrei, Nat. Nanotech. **3**, 491 (2008).
25. S. V. Morozov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 016602 (2008).
26. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, and V. Ryzhii, Письма в ЖЭТФ **89**, 70 (2009).