

УДК 537.311.1:538.975

## ИНЖЕКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ОРИЕНТИРОВАННОГО КАРБИНА

Ю. Е. Праздников, А. Д. Божко<sup>1</sup>, Н. Д. Новиков<sup>1</sup>

*В экспериментах с пленками ориентированного карбина, лежащими на слое  $SiO_2$ , был обнаружен аномальный ток через  $SiO_2$ . Выполнены эксперименты, показавшие отсутствие поверхностной утечки, а также эксперименты по контролю качества  $SiO_2$ . Температурная зависимость тока через диэлектрик подтверждает модель термической активации и имеет низкое значение энергии активации. Наблюдалось сильное влияние поля, направленного поперек цепочек, на ток через диэлектрик. Построена модель механизма уменьшения контактных барьеров, основанная на предположении перескока носителей поперек цепочек в электрическом поле. Показано возникновение поперечно-цепочечного поля в карбине за счет квазиодномерности.*

Карбин (или линейно-цепочечный углерод) является наиболее интригующей и наименее исследованной аллотропной *sp*-гибридизованной формой углерода [1 – 7]. Появление методики роста пленок ориентированного карбина из импульсной углеродной плазмы с использованием стимуляции поверхности роста ионами инертного газа усилило интерес к карбину [8 – 10]. Эти пленки (до толщины 1000 Å) представляют собой двумерно-упорядоченный (гексагонально) набор параллельных линейных углеродных

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1-2, Москва 119992, Россия.

цепочек, нормально ориентированных к поверхности подложки, и могут быть представлены как квазиодномерная среда [11]. Расстояние между цепочками – 5 Å. Проводимость вдоль цепочек высокая, несмотря на димеризацию химических связей (полииновый тип связей, имеющий формулу  $(-C \equiv C-)_i$ , где  $i$  – целое). Аналогичное строение имеют сопряженные полимеры, высокая проводимость которых объясняется транспортом заряда вдоль цепей посредством зарядово-топологических солитонов. Термодинамическая стабильность димеризованных углеродных цепей, имеющих количество атомов, определяемое спектром “магических” длин, связана с наличием солитонов. Солитоны проявляются как нарушение порядка чередования связей в полииновых цепочках, имеющих  $m$  углеродных атомов, в соответствии с формулой “магических” длин:  $m = (7 + 4n)$ ,  $n$  – целое [14]. До настоящего момента экспериментальное исследование свойств солитонов проводилось в основном с использованием сопряженных полимеров. Трансполиацетилен является наиболее исследованным объектом, где солитонный механизм проводимости является основным при комнатной температуре. Однако механизм межсолитонного перескока электронов до конца не прояснен, несмотря на множество теоретических и экспериментальных работ, из-за беспорядочного переплетения цепочек. Карбин, выращиваемый методом [8 – 10], представляет собой высокоупорядоченную систему, в которой может быть осуществлен чисто межцепочечный механизм проводимости.

Карбин выращивался методом [8 – 10] на специальных образцах со стимуляцией поверхности пучком ионов аргона с энергией 400 эВ. Раман-спектроскопия этих пленок показала устойчивый во времени пик в области  $2100 \text{ см}^{-1}$ , который традиционно приписывают *sp*-углероду [2]. Также проверялась прозрачность пленок в сканирующем туннельном микроскопе, т.е. в микроскопе была видна поверхность подложки, а не пленки. Этот факт интерпретировался авторами [11] как доказательство того, что пленка карбина состоит из непересекающихся высокопроводящих цепочек.

Образцы представляли собой микроструктуры на базовой подложке. Базовой подложкой являлась кремниевая пластина *n*-типа с 0.1 мкм слоем оксида кремния, осажденного методом CVD. Сопротивление пластины – 5 Ом/см, пластина использовалась как проводящая подложка. В экспериментах использовалось два типа контактных микроструктур.

Схематическое изображение образца с микроструктурой первого типа и пленкой карбина приведено на рис. 1а и 1б (правая половина). Микроструктура была создана с использованием стандартной микроэлектронной технологии и фотолитографического

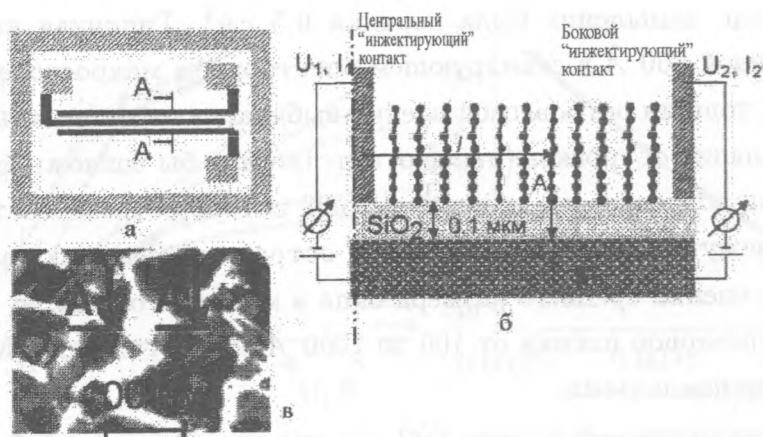


Рис. 1. Образцы и схема эксперимента. а)  $TiN$  контактная микроструктура первого типа (черные и заштрихованные области). Вид сверху. б) Полуразрез А-А рис. 1а и схема измерений. Точкой А обозначено положение энергетического барьера, через который предположительно происходит инжекция носителей заряда в  $SiO_2$ ; стрелками показан их путь. в) Островковая пленка  $Al$ , использовавшаяся в экспериментах в качестве контакта второго типа. Вид сверху. Темные области –  $Al$ .

оборудования ASML Stepper PAS-5500. Три контакта, окруженных прямоугольным контуром, были вытравлены в  $0.4 \text{ мкм}$  слое  $TiN$ . Были проверены изолирующие свойства слоя  $SiO_2$  перед выращиванием на нем карбина. Для этой цели к контактам прикладывали напряжение  $\pm 100 \text{ В}$  относительно кремниевой подложки (напряженность поля в  $SiO_2$  составляла  $10^7 \text{ В/см}$ ). Ток через диэлектрик не превышал  $10^{-11} \text{ А}$ , что подтвердило его диэлектрические качества. В образцах с пленкой карбина центральный контакт использовался для измерения тока через диэлектрик, а боковые контакты – для создания поля поперек цепочек. Все эксперименты с образцами первого типа проводились при одинаковом потенциале боковых контактов для симметричного распределения тока для возможности простого моделирования системы. Ток с центрального контакта на боковые оказался меньше, чем  $10^{-12} \text{ А}$  для всех экспериментальных диапазонов  $U$  (до  $20 \text{ В}$ ) и толщин карбина ( $20 - 750 \text{ \AA}$ ).

Островковая пленка металла использовалась как контактная микроструктура второго типа. Для того, чтобы получить наименьшее расстояние между контактами, было решено использовать островковую пленку металла в качестве «контактов». Расстоянием между контактами в этом случае является промежуток без металла. Островковая пленка  $Al$  напылялась на поверхность диэлектрика методом термического испарения

в вакууме; площадь напыления была порядка  $0.5 \text{ см}^2$ . Типичная картина островковой пленки толщиной  $500 \text{ \AA}$  в сканирующем электронном микроскопе представлена на рис. 1в. Диапазон толщин островковой пленки выбирался от минимальной, при которой начинается перколяция островков (иначе отсутствовала бы возможность проводимости между контактами-островками), до почти полной потери островковости (сужения межконтактного промежутка до нуля). Из картин островковых пленок различных толщин была произведена оценка среднего размера окна в металле: от  $100$  до  $10 \text{ \AA}$  при изменении толщины островковой пленки от  $100$  до  $1000 \text{ \AA}$  соответственно. Мы предполагали островки эквипотенциальными.

Качество диэлектрической пленки  $\text{SiO}_2$ , после того как на ней был выращен карбин, проверялось следующим образом. Методом ионного травления была удалена пленка карбина. После этого на поверхность диэлектрика напылялась сплошная пленка  $\text{Al}$  площадью порядка  $0.5 \text{ см}^2$ . Ток через  $\text{SiO}_2$  толщиной  $0.1 \text{ мкм}$ , при напряжении  $\pm 100 \text{ В}$  относительно кремниевой подложки не превышал  $10^{-9} \text{ А}$ , что подтвердило изолирующие качества диэлектрика.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) и температурная зависимость тока через диэлектрик в образцах первого типа измерялись с использованием центрального контакта как источника инжектируемых носителей. Потенциал боковых контактов поддерживался таким же, как и центрального для исключения эффекта поля, направленного поперек цепочек (за исключением эксперимента по исследованию самого эффекта поля). Температурная зависимость измерялась при приложенном напряжении  $1 \text{ В}$ . S-образная ВАХ (рис. 5) измерялась с использованием последовательного сопротивления  $1 \text{ МОм}$ .

*Результаты.* 1) В экспериментах с образцами первого и второго типов был обнаружен ток в цепочке контакт – кремниевая подложка. Было показано, что этим током является ток через слой диэлектрика, так как ток боковой утечки по карбину или по поверхности  $\text{SiO}_2$  отсутствовал. Чтобы доказать отсутствие поверхностной утечки по углеродной пленке или по поверхности оксида кремния, внешний замкнутый прямоугольный  $\text{TiN}$  контур, окружающий контакты первого типа, находился при потенциале кремниевой подложки и отводил поверхностную компоненту тока. Стационарное значение тока из контура на подложку оказалось не более  $10^{-12} \text{ А}$  при напряжении  $\pm 100 \text{ В}$ , что на несколько порядков меньше исследуемых токов через диэлектрик. Все измерения тока через диэлектрик из центрального контакта  $I_1$  были выполнены с контролем тока из боковых контактов на подложку  $I_2$ ; ток утечки с центрального контакта на боковые мал, так как выполнялось неравенство:  $\frac{dI_2}{dU_1} \ll \frac{dI_1}{dU_1}$ , где  $U_1$  – потенциал центрального



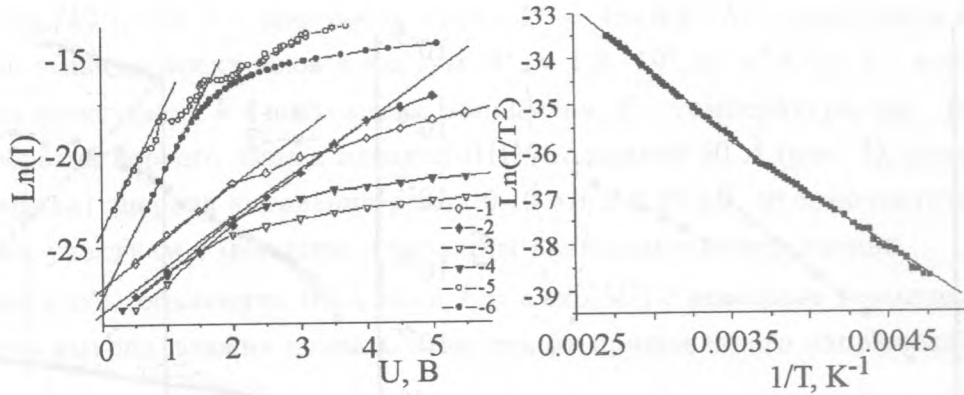


Рис. 2. ВАХ объемного тока в слое  $SiO_2$  ( $I$  – в Амперах). Знак потенциала на металлическом электроде: “-” – значки черного цвета (предполагается инжекция электронов), “+” – значки белого цвета (предполагается инжекция дырок). 1, 2 – Образец первого типа с пленкой ЛЦУ толщиной 20 Å. 3, 4 – Образец первого типа с пленкой ЛЦУ толщиной 750 Å. 5, 6 – Образец второго типа с островковой пленкой Al толщиной  $\sim 400$  Å и пленкой ЛЦУ толщиной 125 Å.

Рис. 3. Зависимость тока с центрального контакта на подложку от температуры в образце первого типа с 60 Å пленкой карбина. Потенциал центрального и боковых контактов относительно подложки +1 В.

контакта. Типичные ВАХ с хорошо спрямленными начальными участками представлены на рис. 2. Заметим, что на рисунке представлены характеристики образцов второго типа с толщиной островковой пленки 400 Å.

2) Наблюдалась сильная температурная зависимость тока через  $SiO_2$  (рис. 3).

3) Обнаружена возможность управлять током через  $SiO_2$  посредством изменения потенциала боковых контактов (рис. 4).

4) Эксперименты с образцами второго типа показали, что при уменьшении расстояния между контактами-островками (увеличении толщины островковой пленки до 800 Å) ток падал на несколько порядков (ср. рис. 2 и рис. 5). Это падение тока обнаружено для положительного потенциала на контакте, в то время как для отрицательного не наблюдалось.

Поскольку в отсутствие цепочек ЛЦУ ток через  $SiO_2$  в наших образцах не наблюдался, мы можем сделать вывод о том, что ток через диэлектрик есть ток носителей, инжектированных в него с углеродных цепочек. Таким образом, карбин играет важнейшую роль в исследуемом механизме инжекции.

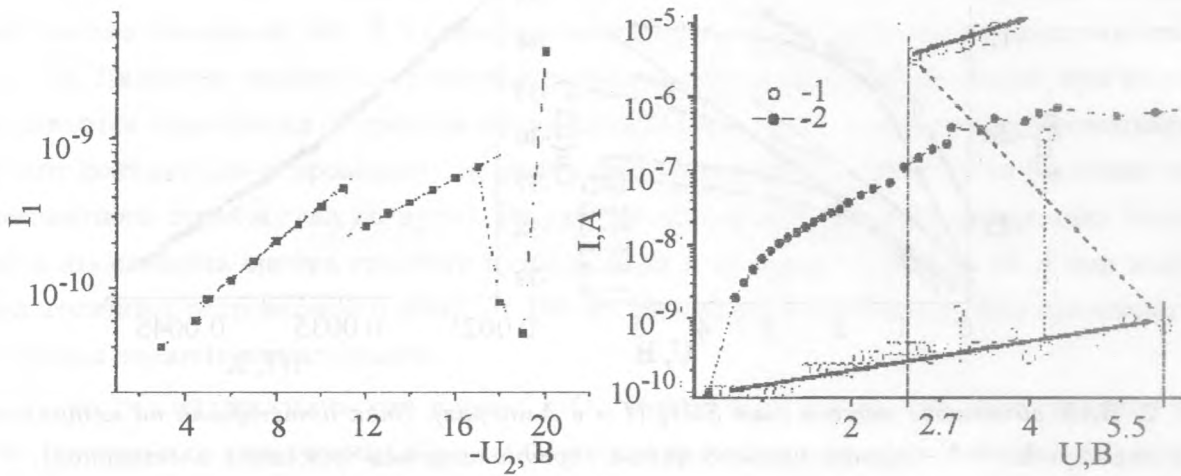


Рис. 4. Зависимость тока с центрального контакта (образец первого типа) через  $SiO_2$  от потенциала  $U_2$ , приложенного к боковым контактам. Толщина пленки карбина –  $30 \text{ \AA}$ , потенциал центрального контакта поддерживался постоянным  $U_1 = +10 \text{ В}$ .

Рис. 5. Вольт-амперные характеристики тока через слои  $SiO_2$  в образцах второго типа с уменьшенным средним расстоянием между островками, толщиной пленки карбина  $125 \text{ \AA}$ . Толщина островковой пленки  $Al \sim 800 \text{ \AA}$ . 1) положительный потенциал приложен к островковой пленке (S-образная характеристика), 2) отрицательный потенциал приложен к контактам-островкам.

На рис. 2 представлены начальные участки ВАХ образцов первого и второго типов в полулогарифмических координатах. Из рисунка четко видны спрямленные начальные участки ВАХ (при  $U < 2 \text{ В}$ ), соответствующие экспоненциальной зависимости между током и напряжением. ВАХ вида  $I = a \exp(bU)$  является нетипичной ВАХ и наблюдается в случае прямого включения  $p-n$  перехода или эффекта Пула-Френкеля для случая нейтральных ловушек в прямоугольной потенциальной яме. По аналогии с этими двумя случаями полученная ВАХ может быть объяснена термической активацией. Активационный характер ВАХ подтверждается сильной температурной зависимостью. Типичная зависимость  $\ln \left( \frac{I}{T^2} \right)$  от  $1/T$  представлена на рис. 3 для образца с пленкой  $60 \text{ \AA}$ . Экспериментальный график разбивается на два хорошо спрямляющихся отрезка с различным наклоном.

Спрямление в полулогарифмических координатах подтверждает активационный механизм тока, описывающегося уравнением Ричардсона-Дешмена [15]  $j =$

$A^*tT^2 \exp(-\phi_B/kT)$ , где  $j$  – плотность тока,  $A^* = 4\pi emk^2/h^3$  – константа Ричардсона (в случае эмиссии электронов в вакуум  $A^* = 1.2 \cdot 10^6 \text{ A}/(\text{m}^2\text{K}^2)$ ),  $t$  – коэффициент прохождения электронов,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $\phi_B$  – работа выхода. Для образца первого типа с пленкой ЛЦУ толщиной  $60 \text{ \AA}$  (рис. 3), расчетная (из наклона графика) энергия активации равна  $0.19 \text{ эВ}$  и  $0.23 \text{ эВ}$ , что соответствует двум спрямленным участкам с меньшим и большим наклоном соответственно.

Для того, чтобы объяснить ВАХ вида  $I = a \exp(bU)$  с помощью термической активации, работа выхода должна линейно зависеть от приложенного напряжения

$$\phi_B = \Delta\phi_c - enU, \quad (1)$$

где  $n$  – безразмерный коэффициент управления,  $\Delta\phi_c$  – высота эффективного энергетического барьера, через который происходит инжекция. Таким образом, ВАХ будет описываться формулой:

$$I = SA^*tT^2 \exp\left(\frac{enU - \Delta\phi_c}{kT}\right), \quad (2)$$

где  $S$  – сечение тока инжекции. При условии  $U = 0$ :

$$\Delta\phi_c = kT \ln\left(\frac{SA^*tT^2}{I_0}\right). \quad (3)$$

Для оценки эффективного барьера  $\Delta\phi_c$ ,  $I_0$  можно получить экстраполяцией тока экспонентой. Множитель  $SA^*t$  можно оценить из рис. 3 линейной экстраполяцией зависимости  $\ln\left(\frac{I}{T^2}\right)$  от  $1/T$  в точку 0. Для образцов первого типа с  $20 \text{ \AA}$  пленкой карбина:  $SA^*t \approx 5.8 \cdot 10^{-12} \text{ (A/K}^2)$ . Отсюда, используя (3) и найденное из рис. 2 значение  $I_0$ , мы получили следующие оценки  $\Delta\phi_c$ :  $\sim 0.32 \text{ эВ}$  и  $\sim 0.37 \text{ эВ}$  для дырок и электронов соответственно.

Фактические высоты потенциальных барьеров на пути носителей из типичных металлов (уровень Ферми на  $3\text{--}5 \text{ эВ}$  ниже уровня вакуума) в  $\text{SiO}_2$  достаточно велики.  $\text{SiO}_2$  имеет широкую запрещенную зону со следующими параметрами:  $-0.9 \text{ эВ}$  – дно зоны проводимости и  $-9.9 \text{ эВ}$  – потолок валентной зоны, поэтому контактный барьер металл –  $\text{SiO}_2$  не менее  $2 \text{ эВ}$  – для электронов и  $4 \text{ эВ}$  – для дырок. Такие высокие барьеры не соответствуют небольшим наблюдаемым значениям работы выхода и эффективного барьера ( $< 0.4 \text{ эВ}$ ). Это несоответствие могло бы объясниться термостимулированным

туннелированием через контактный барьер, имеющий острую форму благодаря усилению поля вблизи острия углеродной цепочки [16]. Однако в этом случае сложно объяснить отсутствие порога (по меньшей мере, начиная с  $0.1 \text{ В}$ ) на ВАХ тока инжекции электронов и дырок. Мы предполагаем, что результирующий энергетический барьер уменьшается в карбине. Подобный эффект также наблюдался на контакте карбин – вакуум, где работа выхода оценена аномально низко как  $0.4 \text{ эВ}$  [17]. Другие углеродные материалы, содержащие *sp*-фазу углерода, такие как аморфный алмаз или углеродные нанокластеры, обладают подобными свойствами. Упомянутое выше значение  $0.4 \text{ эВ}$  меньше, чем работа выхода из аморфного алмаза ( $1\text{--}2 \text{ эВ}$  [18]), температурно-зависимый характер ВАХ тока эмиссии из которого все еще не имеет удовлетворительного объяснения. В работе [19] предполагается, что работа выхода из аморфных пленок углерода уменьшается из-за перескока электронов по локализованным состояниям в областях, куда проникает приложенное электрическое поле. Объяснение аномальной эмиссионной способности углеродных нанокластеров [20] основано на предположении о “встроенном” поле, вызванном захваченным на ловушки зарядом, облегчающим туннельную эмиссию. Необходимо отметить, что в карбине электрическое поле может существовать только в направлении поперек высокопроводящих цепочек из-за их поляризации [9]. Поэтому, для корректного исследования полевого эффекта от внутреннего поля в карбине, напряжение должно прикладываться между центральным контактом и боковыми.

Зависимость тока инжекции от потенциала боковых контактов (рис. 4, полулогарифмические координаты) показывает связь между полем поперек цепочек и высотой эффективного энергетического барьера. График состоит из двух спрямленных частей, соответствующих экспоненциальному типу ВАХ, что означает линейную связь высоты эффективного барьера и поля, направленного поперек цепочек. Поле вблизи контакта нелинейно уменьшается с увеличением расстояния от него, уменьшая коэффициент управления (наклон  $b$  спрямленных частей). Таким образом, присутствие двух различных наклонов на рис. 4 ( $b_1 = 0.123$  и  $b_2 = 0.079$ ) может быть объяснено различным геометрическим положением эффективного энергетического барьера (на рис. 1б показано сечение; точка А может располагаться на различном расстоянии  $l$  от контакта). Интересно отметить, что на рис. 4 большему значению  $b$  соответствует меньшее значение “нулевого” тока, это означает уменьшение эффективного барьера с увеличением расстояния, проходимого носителями поперек цепочек.

Эксперименты с образцами второго типа (островковая пленка  $Al$   $800 \text{ \AA}$  и  $400 \text{ \AA}$ , рис. 5 и 2) показали падение тока с уменьшением “окоп”, что соответствует повыше-



нию эффективного барьера с увеличением толщины островковой пленки. Начальная часть ВАХ тока инжекции дырок (до излома при  $U = 5.5 \text{ В}$ ) показывает уменьшенный более чем на четыре порядка ток. Это подтверждает существование минимального расстояния  $l$  поперек цепочек, где контактный барьер эффективно понижается. S-образный тип ВАХ объясняется особенностью измерения: ток был ограничен последовательно включенным постоянным резистором, на котором вначале падало  $\approx 0 \text{ В}$ , а после “пробоя”  $5.5 - 2.7 = 2.8 \text{ В}$ . Из рис. 5 видно, что в области, где дырочный ток “подавлен”, ВАХ тока инжекции электронов не претерпевает изменений. Это свидетельствует о том, что расстояние  $l$ , проходимое носителями поперек цепочек до инжекции в диэлектрик, имеет меньшее значение для электронов, чем для дырок, в соответствии с фактом большего барьера для дырок, чем для электронов.

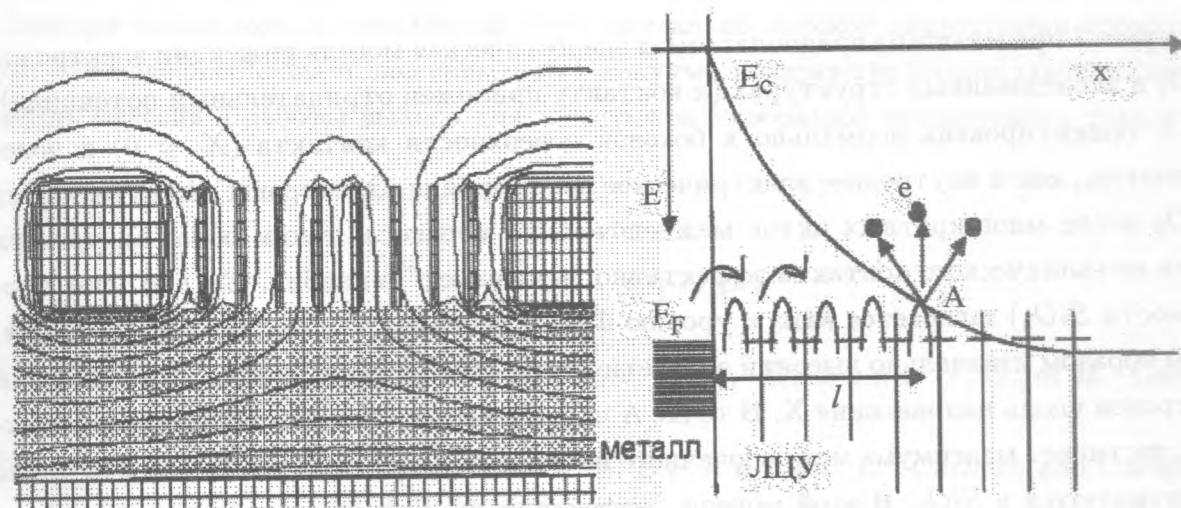


Рис. 6. Сечение трехмерного распределения поля в рассматриваемых системах. Линиями показаны сечения эквипотенциальных поверхностей.

Рис. 7. Энергетическая диаграмма понижения контактного энергетического барьера в изучаемых системах для случая инжекции электронов в  $\text{SiO}_2$ . Дно зоны проводимости  $E_c$  загибается вниз за счет поперечно-цепочечного электрического поля (направление  $X$ ).

Трехмерное распределение поля в системах исследуемого типа, вычисленное с помощью компьютерного метода (Boundary Element Method), показано в сечении на рис. 6. В этом методе все объекты, кроме пленки  $\text{SiO}_2$ , предполагались проводящими и имеющими заданный потенциал. Углеродные цепочки были представлены тонкими цилиндрами, контакты – параллелепипедами. Распределение потенциала выбиралось из следующего

соображения: контакты имеют одинаковый потенциал; потенциал цепочек варьировался от потенциала контактов к потенциалу подложки с постоянным шагом. Причина, по которой выбрана именно такая модель, состоит в том, что падение потенциала между контактами и первой цепочкой, а также между цепочками, ограничено перераспределением заряда на цепочках за счет перескока электронов. Мы приняли, что для наших образцов при достаточном напряжении (несколько вольт) падение потенциала между соседними цепочками будет ограничено величиной межцепочечного барьера. Рис. 6 демонстрирует, что эквипотенциальные линии “втягиваются” в межцепочечное пространство (это есть возникновение поля поперек цепочек). Для более корректного моделирования мы должны знать следующие параметры: плотность энергетических состояний цепочки, высоту межцепочечного барьера, а также емкость цепочки для учета эффекта кулоновской блокады.

На рис. 7 представлена предполагаемая энергетическая модель инжекции электронов в  $SiO_2$  в исследованных структурах (к контакту приложен отрицательный потенциал). Ось  $X$  ориентирована нормально к боковой поверхности контакта ( $X = 0$ ) и поперек цепочек, как и внутреннее электрическое поле карбина. Электроны инжектируются в  $SiO_2$  после многократных актов межцепочечного переноса; таким образом, уровень Ферми металлического контакта эффективно “проникает” в карбин.  $E_c$  (дно зоны проводимости  $SiO_2$ ) загибается вниз к уровню Ферми контакта за счет внутреннего поля, таким образом изначально высокий энергетический барьер уменьшается при движении электронов вдоль направления  $X$ . В точке А на расстоянии  $l$  от металлического контакта  $E_c$  достигает максимума межцепочечного потенциала – вблизи этой точки электроны инжектируются в  $SiO_2$ . В этой модели “эффективный” барьер соответствует величине последнего межцепочечного барьера, и может линейно понижаться внешним полем, направленным поперек цепочек. В случае положительного потенциала, приложенного к контакту, надо учесть, что поперечно-цепочечное поле загибает потолок валентной зоны  $E_v$  вверх к уровню Ферми контакта. Дырки инжектируются в диэлектрик вблизи точки, где  $E_v$  достигает уровня нижнего незанятого состояния цепочки карбина. В этом случае “эффективный” барьер также будет определяться величиной последнего межцепочечного барьера, с той лишь разницей, что электроны будут его преодолевать в обратном направлении, чем в случае инжекции электронов. Механизм эмиссии электронов из подобных образцов в вакуум [17] аналогичен механизму инжекции электронов в описанном случае: электроны достигают уровня вакуума, который изогнут вниз к уровню Ферми металлического контакта. Следует отметить, что в предложенной мо-

дели эффективный барьер не зависит от начальной и конечной энергии носителей в контакте и диэлектрике соответственно. Согласно полученным результатам, энергетические состояния карбина перекрывают весь спектр от  $-9.9$  до  $-0.9$  эВ с щелью между ними не более  $0.4$  эВ. Вопрос о происхождении состояний, через которые осуществляется прыжковый перенос (являются ли они солитонами?), а также детали возникновения внутреннего поля карбина, требуют дальнейшего изучения.

Мы изготовили специальные структуры, основа которых – ориентированный карбин в металлическом колодце на слое диэлектрика. Показано, что подобные структуры способны инжектировать заряд обоих знаков в слой диэлектрика с небольшим эффективным контактным барьером. Предложенная модель понижения контактного энергетического барьера основана на прыжковом переносе электронов (дырок) поперек цепочек в электрическом поле, возникающем из-за аномально высокой анизотропии проводимости. Эта модель объясняет эксперименты в вакууме, показавшие низкие значения порога начала эмиссии и работы выхода для электронов из образцов исследуемого типа.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kudryavtsev Y. P., Evsyukov S. E., Babaev V. G., et al. Carbon, **30**, 213 (1992).
- [2] Heimann R. B., Evsyukov S. E., Kavan L. Carbyne and Carbynoid Structures, Kluwer, Dordrecht (1999).
- [3] Baeyer A. Ber. Dtsch. Chem. Ges., **18**, 674 (1885); **18**, 2269 (1885).
- [4] Sladkov A. M., Kasatochkin V. I., Korshak V. V., et al. Inventor's Certification, No. 107 (December 7, 1971), Priority date November 4, 1960.
- [5] Goresy E. A. and Donnay G. Science, **161**, 363 (1968).
- [6] Kudryavtsev Y. P., Evsyukov S., Guseva M., et al. Chemistry and Physics of Carbon, Marcel Dekker, New York, **25**, 5 (1997).
- [7] Casari C. S., Li Bassi A., Ravagnan L., et al. Phys. Rev. B, **69**, 075422 (2004).
- [8] Kudryavtsev Y. P., Evsyukov S. E., Babaev V. G., et al. Carbon, **30**(2), 213 (1992).
- [9] Patent US 6,355 350 B1, Tetracarbon (2002).
- [10] Patent US 6,454 797 B2, Tetracarbon (2002).

- [11] Бабаев В. Г., Гусева М. Б., Савченко Н. Ф. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **3**, 16 (2004).
- [12] Kivelson S. Phys. Rev. B, Cond. Mater., **25**, 3798 (1982).
- [13] Heimann R. B. Diamond Relat. Mater., **3**, 1151 (1994).
- [14] Heath J. R., Zhang Q., O'Brien S. C., et al. J. Am. Ceram. Soc., **109**, 359 (1987).
- [15] Simmons J. G. J. Phys. Chem. Solids, **32**, 1987 (1971); **32**, 2581 (1971).
- [16] Modinos A. Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy, Plenum Press, New York (1984), pp. 13-24.
- [17] Праздников Ю. Е., Божко А. Д., Гусева М. Б., Новиков Н. Д. Вестник МГУ, **5**, 37 (2004).
- [18] Kan MingChi, Huang JowLay, Sung James C., et al. Carbon, **41**, 2839 (2003).
- [19] Obraztsov A. N., Volkov A. P., Zakhidov Al. A., et al. Appl. Surf. Sci., **215**, 214 (2003).
- [20] Fursey G. N., Novikov D. V., Dyuzhev G. A., et al. Appl. Surf. Sci., **215**, 135 (2003).

Поступила в редакцию 20 сентября 2004 г.