

Новые идеи и гипотезы

УДК 537.311.3

Сканирующая туннельная спектроскопия взаимодействующих структур sp^2 нанюглерода

Ф. И. Далидчик, Е. М. Балашов, М.В. Гришин, С. А. Ковалевский, Н. Н. Колченко

ФЕДОР ИВАНОВИЧ ДАЛИДЧИК — доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией Института химической физики им. Н.Н. Семенова РАН (ИХФ РАН). Область научных интересов: гетерогенная химия, сканирующая туннельная микроскопия.

ЕВГЕНИЙ МИХАЙЛОВИЧ БАЛАШОВ — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ИХФ РАН. Область научных интересов: оптическая и туннельная спектроскопия, физика нанотрубок.

МАКСИМ ВЯЧЕСЛАВОВИЧ ГРИШИН — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ИХФ РАН. Область научных интересов: сканирующая туннельная микроскопия.

СЕРГЕЙ АЛЕКСЕЕВИЧ КОВАЛЕВСКИЙ — доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник ИХФ РАН. Область научных интересов: гетерогенная химия, сканирующая туннельная микроскопия.

НИКОЛАЙ НИКОЛАЕВИЧ КОЛЧЕНКО — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ИХФ РАН. Область научных интересов: строение и свойства наночастиц.

119991 Москва, ул. Косыгина, д. 4, ИХФ РАН, тел. (095)939-72-59, E-mail dalidchk@chph.ras.ru

Введение

Физические и химические свойства наночастиц и наносистем уникальны, что порождает множество идей их применения в самых различных областях науки, техники и медицины. Свойства низкоразмерных наночастиц, в особенности низкоразмерного (sp^2) нанюглерода уникальны вдвойне. Свойства фуллеренов, нанотрубок и несовершенного графита, т.е. графита, содержащего структурные дефекты (вакансии, складки, вращательно смещенные слои), определяются влиянием на электронное строение этих систем размерных, размерностных и электронно-конфигурационных факторов.

Влияние размерных факторов на электронное строение наночастиц общеизвестно. Оно обычно сводится к поверхностным эффектам и квантованию энергии электрона в системах, размеры которых соизмеримы с длиной волны фермиевских электронов. Влияние размерностных эффектов, зависящих от размерностей фазовых пространств, обычно связывают с типом спектра (дискретным или непрерывным) и поведением плотности электронных состояний вблизи границ энергетических зон. В случае одномерных зон плотности электронных состояний имеют на границах расходимости (особенности Ван-Хова [1]), которые при спектроскопических измерениях (оптических [2] или туннельных [3–5]) проявляются сериями выраженных пиков. Ниже будет продемонстрировано сильное влияние на спектры нанюглерода и другой особенности низкоразмерных систем — неустойчиво-

сти их спектров относительно слабых возмущений, в роли которых выступает слабое обменное взаимодействие, связывающее атомы углерода в различных графеновых сетках. (Напомним, что обменные интегралы J для атомов углерода, входящих в одну графеновую сетку, на порядок превышают значение обменных интегралов g для атомов, принадлежащих соседним слоям графита: $J = 2,9$ эВ, $g = 0,27$ эВ [6]). Влияние на электронное строение углеродных материалов электронно-конфигурационного фактора связано с вырождением энергетических зон в К-точках зоны Бриллюэна графенового листа.

Совместное влияние на электронное строение низкоразмерного нанюглерода размерных, размерностных и электронно-конфигурационных факторов порождает множество спектроскопических эффектов (эффектов перестройки под воздействием различных возмущений). Физические механизмы этих эффектов можно понять, используя достаточно простые аналитические модели электронного строения несовершенных и взаимодействующих низкоразмерных наноструктур. Визуализировать эти эффекты удастся методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии СТМ-СТС.

Модели электронного строения несовершенных и взаимодействующих низкоразмерных наноструктур

Возможность смены типа проводимости углеродных нанотрубок (УНТ) при минимальных вариациях атомно-структурных параметров была предсказана теоретически [7, 8] и экспериментально обнаружена

методами СТМ-СТС [3, 4]. Именно это свойство УНТ вызвало наибольший интерес и стимулировало интенсивные исследования нанотрубок. Существенно, что сильная зависимость электронного строения УНТ (в наиболее интересной области энергий, т.е. на уровне Ферми) суть следствие совместного влияния двух факторов — размерного (пространственного квантования электронных состояний в направлениях, перпендикулярных оси) и электронно-конфигурационного фактора [9]. Этим и объясняется тот факт, что эта особенность могла быть правильно предсказана в рамках простейшего метода квантовой химии — в приближении Хюккеля, достаточного для учета влияния двух основных фундаментальных, т.е. не связанных с расчетной схемой факторов. Неустойчивость спектров 1D- и 2D-кристаллов есть следствие пониженной размерности импульсного пространства, определяющей энергетическую зависимость электронной плотности вблизи зонных границ. Для описания эффектов перестройки спектров несовершенных и взаимодействующих низкоразмерных наноструктур, которые обусловлены влиянием трех указанных выше факторов, удобнее всего воспользоваться приближением сильной связи. Такой подход достаточен для предсказания и объяснения ряда эффектов, которые недавно наблюдались для скрещенных УНТ [10, 11], УНТ, взаимодействующих с поверхностью графита [5, 12, 13], для графеновых листов [14], поверхностных складок [15], муаровых сверхрешеток [15, 16].

Для всех этих систем прямыми измерениями методами СТС установлены качественно важные особенности электронного строения, такие как увеличение электронной плотности на уровне Ферми одиночной вакансии [17, 18], образование дискретных уровней стационарных и квазистационарных состояний в спектрах двух скрещенных УНТ [10] и [11], образование квазиодномерных зон электронных состояний, локализованных на линии соприкосновения УНТ с поверхностью графита [12], появление в спектрах графита с вращательно-смещенными слоями «псевдощелей» с пониженной плотностью [15, 16] и др.

Особенности электронного строения несовершенных и слабо взаимодействующих низкоразмерных углеродных наноструктур можно описать в рамках приближения Хюккеля для системы, состоящей из двух правильных одинаковых 2D-решеток со сверхрешеткой точечных возмущений, с учетом локальных обменных связей. Спектры таких систем определяются дисперсионным уравнением (1):

$$I = g \sum_m \sum_b [\varepsilon - \varepsilon_m(Q + b)]^{-1} \quad (1)$$

где ε — искомые значения энергии, зависящие от квазиимпульса Q , b — вектор обратной решетки для упорядоченной совокупности обменных связей; $\varepsilon_m(k)$ — m -ая энергетическая зона неискаженной 2D-решетки; g — обменный интеграл, учитывающий связи, локализованные в узлах сверхрешетки.

Предельные переходы по структурным (базисные векторы 2D-решеток) и энергетическим параметрам [параметрам энергетических зон $\varepsilon_m(k)$] приводят к уравнениям, моделирующим спектры вращательно смещенных графеновых листов, ансамблей упорядоченно расположенных УНТ; одиночной УНТ, взаимо-

действующей с поверхностью графита, скрещенных и соприкасающихся УНТ; УНТ с точечными дефектами (единичными и образующими сверхрешетку); одиночных точечных дефектов (в том числе вакансий) и др.

Вывод уравнения (1) и анализ многочисленных частных и предельных случаев представляет самостоятельный интерес и будет опубликован отдельно. Мы ограничимся лишь сводкой некоторых результатов, которые следуют из уравнения (1) и позволяют интерпретировать результаты работ [5, 10–18], в которых методами СТМ-СТС были обнаружены эффекты сильной перестройки электронных спектров несовершенных и взаимодействующих наночастиц и наноструктур низкоразмерного (sp^2) углерода.

1. Создание одиночной вакансии в 1D- или 2D-решетке с пересекающимися симметричными зонами $[\varepsilon_1(k) = -\varepsilon_2(k)]$ всегда сопровождается формированием дискретных уровней с нулевой (относительно точки пересечения) энергией.

2. Включение одиночной обменной связи между линейными цепочками с квадратичными (около зонных границ) законами дисперсии всегда приводит к отщеплению в спектре от зон дискретных уровней стационарных или квазистационарных состояний, локализованных вблизи узла с обменной связью. Энергии отщепленных уровней зависят от параметра обменной связи g квадратично.

3. Включение одиночной обменной связи между двумя 2D-решетками с параболическими законами дисперсии отщепляет дискретные уровни, энергии которых зависят от параметра связи по экспоненциальному закону.

4. Создание периодической цепочки обменных связей (сверхрешетки) в случае 1D-систем приводит к расщеплению энергетических зон на совокупность подзон; в центре и на краях зоны Бриллюэна открываются энергетические щели $\Delta\varepsilon = 2g$.

5. Создание сверхрешеток точечных обменных связей в системе двух одинаковых 2D-решеток приводит к формированию в энергетических спектрах «псевдощелей» — участков с пониженной плотностью состояний.

Эксперимент

Приведем здесь результаты наших экспериментов, в которых методами СТМ-СТС были изучены эффекты перестройки электронных спектров в несовершенных и слабо взаимодействующих наноструктурах низкоразмерного углерода. Измерения проводились на пиролитическом графите при комнатной температуре в условиях сверхвысокого вакуума (давление остаточных газов $P < 10^{-9}$ торр) с применением сканирующего туннельного микроскопа «Omicron». Топографические изображения исследуемых поверхностей были получены в двух режимах — при постоянном токе и при постоянном расстоянии между поверхностью и острием (характерные значения туннельных токов и напряжений 1–5 нА и 0,1–2,5 В соответственно). Спектроскопические зависимости были получены посредством численного дифференцирования измеренных J – V -кривых.

На поверхностях исследуемых образцов, которые готовили методом скола в вакууме, были участки,

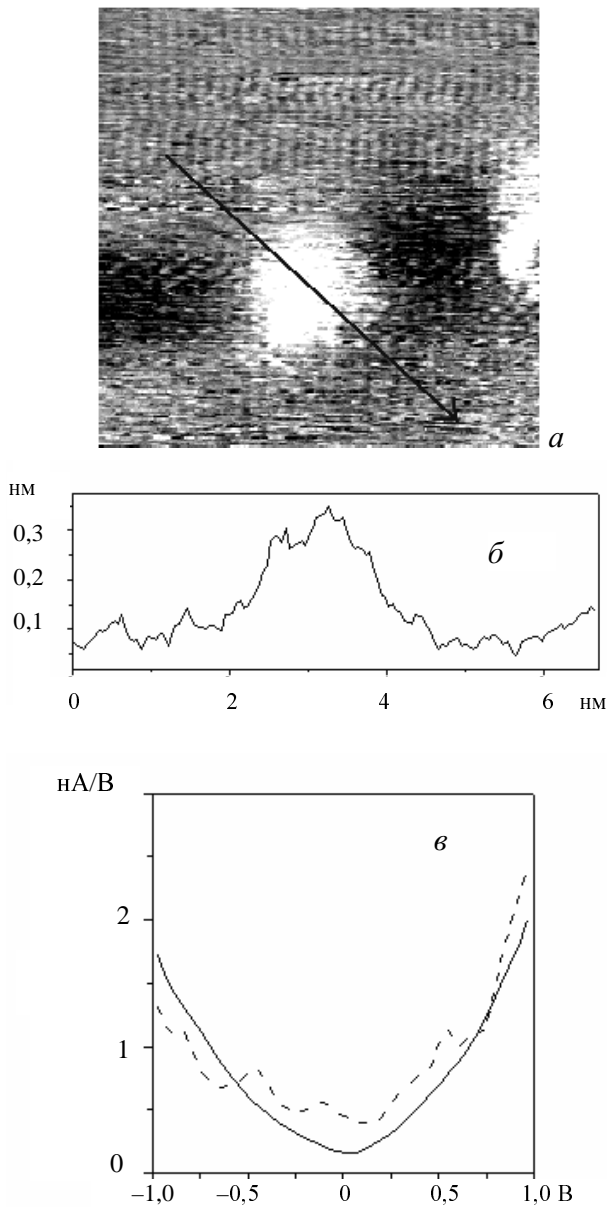


Рис. 1. Топографическое изображение ($I = 1,9$ нА, $V = -1$ В) одиночной вакансии на поверхности графита (а), профиль топографического изображения вдоль линии, отмеченной на а (б) и спектроскопические зависимости, измеренные над вакансией (пунктир) и на участке совершенного графита (сплошная линия) (в). Размеры кадра 75×75 нм

которые содержали достаточно большое количество биографических дефектов. Среди них дефекты и структуры различных размерностей — «нульмерные» (одиночные точечные дефекты), «квазиодномерные» (единичные и ассоциированные УНТ) и «двумерные» (муаровые сверхрешетки, возникающие при вращательном смещении поверхностных слоев графита на малые углы порядка нескольких градусов [15, 16, 20, 21]).

Пример топографического изображения нульмерного дефекта с выраженной металлической проводимостью приведен на рис. 1. (В нижней части рисунка в качестве реперной приведена спектроскопическая

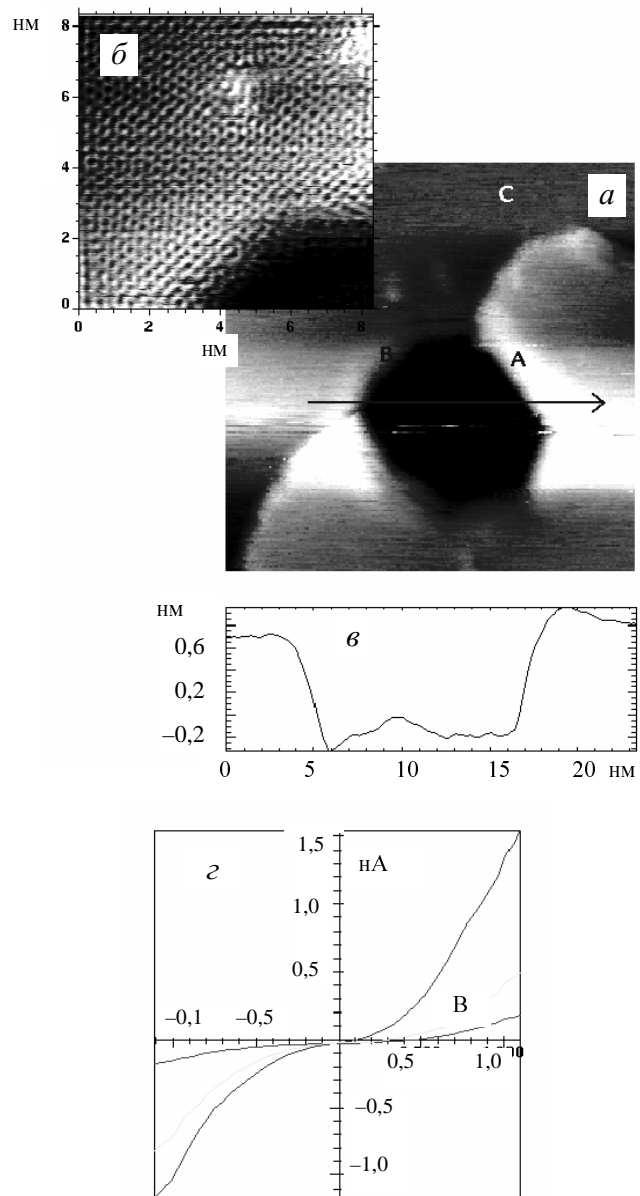


Рис. 2. Топографическое изображение ($I = 1,9$ нА, $V = -1$ В) многоатомной вакансии (а), изображение верхнего края многоатомной вакансии (атомное разрешение) (б), профиль топографического изображения вдоль линии ВА, отмеченной на а, (в) и совокупность I - V -кривых, измеренных на различных участках границы дефекта (г)

зависимость, измеренная на достаточно большом расстоянии от дефекта.) Аналогичное изображение и идентичная спектроскопическая зависимость были получены в работе [22], в которой точечные дефекты — одноатомные поверхностные вакансии — создавали методом ионной бомбардировки. Повышенная проводимость вблизи уровня Ферми объясняется формированием локализованного на вакансии состояния. Размер топографического изображения этого дефекта позволяет оценить область локализации электрона, захваченного одиночной одноатомной вакансией на поверхности графита (порядка 2 нм).

Пример топографического изображения многоатомной вакансии с размерами порядка 20 нм, приведен на рис. 2. Отметим, что такое же изображение

наномасштабного поверхностного дефекта, образовавшегося после окисления графита, облученного ускоренными ионами аргона, опубликовано в работе [23]. Спектроскопические измерения в работе [23] не проводились. Полученные нами результаты, приведенные в нижней части рис. 2, указывают на интересный эффект — значительную металлизацию отдельных участков границы дефекта. Существенно, что при обходе контура дефекта участки с повышенной проводимостью чередуются с участками, на которых спектроскопические кривые близки к полуметаллическим. При этом смена типа проводимости наблюдается, когда меняется ориентация границы дефекта (см. участки *C* и *D* на рис. 3) и происходит смена типа границы (zigzag или armchair). Согласно выводам авторов работы [24] электронный спектр zigzag-границ имеет на уровне Ферми бездисперсную зону, отсутствующую у armchair-границ.

Типичные результаты топографических и спектроскопических измерений для одиночных УНТ, которые были найдены на атомно-ровных террасах, приведены на рис. 4. Одиночные УНТ с видимыми диаметрами от 2 до 5 нм имели протяженность до 1 мкм. Топографические изображения некоторых УНТ, полученные с атомным разрешением, позволили определить

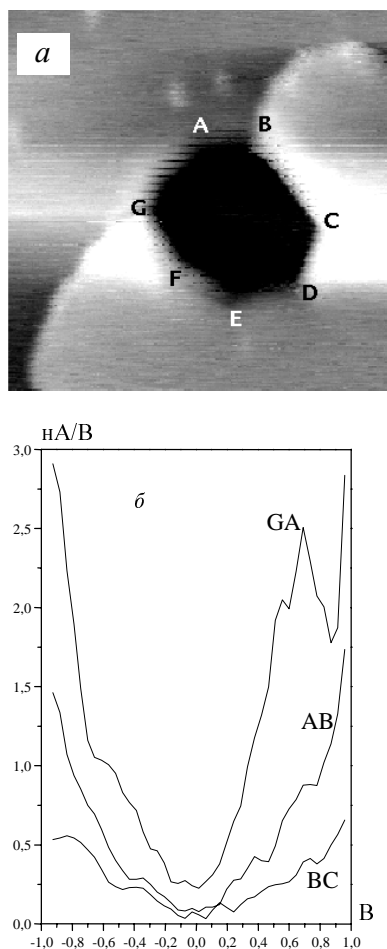


Рис. 3. Топографическое изображение (*a*) и спектроскопические зависимости для различных участков границы многоатомной вакансии (*б*).

Приведенные зависимости усреднены по соответствующим участкам границы

взаимное расположение атомов углерода на УНТ и на графите. (Цепочки этих атомов на линии соприкосновения совпадали.) Спектроскопические измерения (рис. 4*б*) демонстрируют эффекты, обусловленные особенностью электронного строения УНТ и их взаимодействием с поверхностью. Эти эффекты проявляются группами асимметричных резонансных максимумов (особенности Ван-Хова), которые отстоят друг от друга на $\delta U = 0,2$ В, и значительным уширением максимумов, превышающим тепловое. Такое уширение можно интерпретировать как результат гибридизации электронных состояний, локализованных на трубке и графите. Смещение максимума фоновой кривой в сторону отрицательных значений напряжения, которое имело место для всех измеренных нами зависимостей (dI/dU)— U ($U_{\min} = -0,1$ В), указывает на перераспределение электронов между поверхностью и УНТ. Значения $U_{\min} < 0$ соответствуют переходам электронов с графита на УНТ, что позволяет установить значение нижней границы работы выхода электронов из УНТ. Она равна работе выхода для графита — 4,5 эВ. (Высказывалось мнение, см., например, [25], что для УНТ работа выхода имеет аномально малую величину, порядка 1 эВ. Полученные нами результаты исключают эту возможность.)

Примеры топографических изображений ассоциатов УНТ, имевших вид правильных сверхрешеток, приведены на рис. 5. Число УНТ, входящих в ассоциаты, варьировалось от двух до девяти. Изображения ансамблей параллельных УНТ, осажденных на графит, можно найти также в работах [26, 27]. Их авторы, однако, не заметили основной особенности топографических изображений таких наноструктур — зависимости яркости изображений различных трубок, входящих в ассоциат, от напряжения сканирования U . Результаты наших экспериментов, выполненных для различных ассоциатов, приводят к выводу, что в диа-

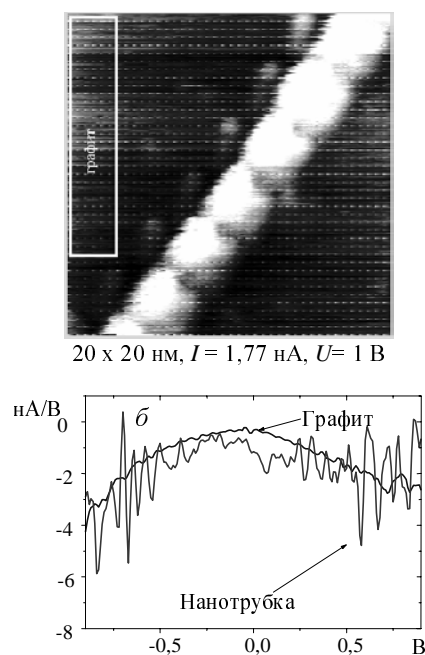


Рис. 4. Топографическое изображение одиночной УНТ (*a*) и проводимости, измеренные для графита и УНТ (*б*) (результаты усреднены по отмеченным областям)

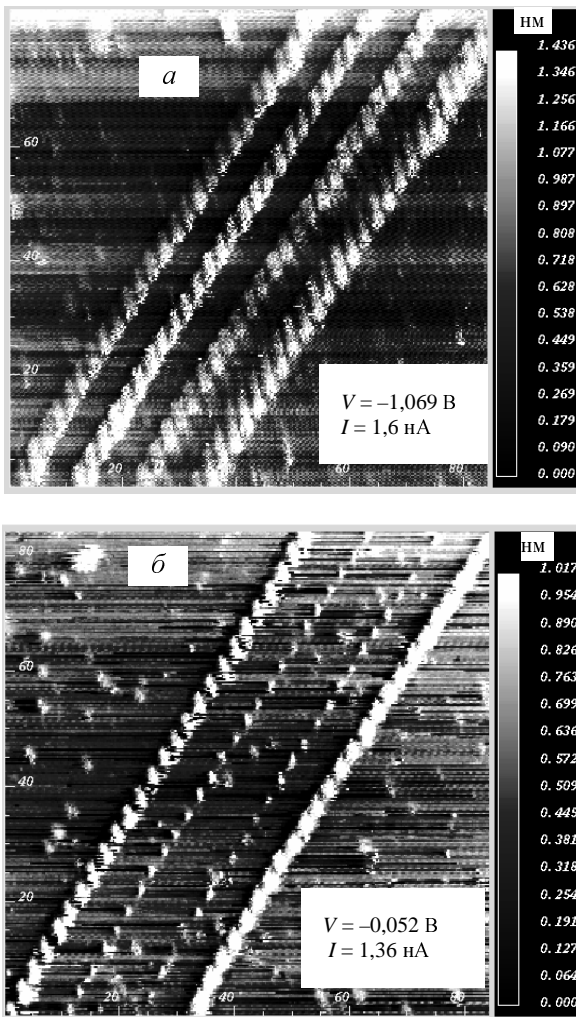


Рис. 5. Топографические изображения ассоциата УНТ, полученные при различных напряжениях сканирования

пазоне от +1 В до -1 В изображения различных УНТ, образующих на поверхности графита упорядоченные 2D-структуры, меняются различным образом. При некоторых напряжениях, различных для разных трубок, изображения отдельных УНТ исчезают. Дальнейшие изменения напряжения восстанавливают изображения «исчезнувших» трубок, но при этом невидимыми становятся некоторые другие. Такое поведение изображений УНТ мы наблюдали при изменении U порядка 1 В, однако в некоторых случаях соответствующий интервал изменений был в несколько раз меньше (около 0,3 В).

Этот эффект, впервые обнаруженный в нашей работе [5], отчетливо указывает на значительные изменения электронного строения взаимодействующих УНТ, входящих в правильный ассоциат. Эффект можно понять, если учесть, что в ансамбле параллельно расположенных и взаимодействующих УНТ все электронные состояния коллективизируются. По отношению к различным УНТ электронные волновые функции приобретают вид стоячих волн. Распределение электронов по трубкам зависит от энергетических уровней, соответствующих этим волнам. Спектр уровней и соответственно напряжения, при которых пучности приходится на ту или иную трубку, определяют-

ся обменными взаимодействиями. Для УНТ, взаимодействующих с графитом, обменная связь может осуществляться либо через вакуум (тогда обменный интеграл $g \approx 0,3$ эВ и соответственно смена яркости изображения различных трубок будет наблюдаться при изменении напряжения сканирования $\Delta U \approx 0,3$ В), либо через графит и через вакуум одновременно (суммарный параметр обменной связи будет в этом случае больше и смена яркости изображений трубок будет наблюдаться при больших изменениях напряжения).

Класс квазидвумерных поверхностных углеродных наноструктур, для которых мы обнаружили эффекты «сильной» перестройки электронных спектров под воздействием слабых обменных связей, представлен участками поверхности с муарами (гексагональные решетки с гигантскими периодами L порядка нескольких нанометров и аномально большими корригированностями, до 10–15 Å) (рис. 6, муар с периодом 8,5 нм. В наших экспериментах наблюдались также муары с периодом 3,5 нм.) По современным представлениям муарам соответствуют наномасштабные участки поверхности, образующие сверхрешетки (СР), занятые преимущественно А- и В-атомами углерода [20, 21]. Такие СР формируются при небольшом вращательном смещении поверхностных слоев графита на углы $\theta = 2\arcsin(2a/L)$. Участки поверхности, содер-

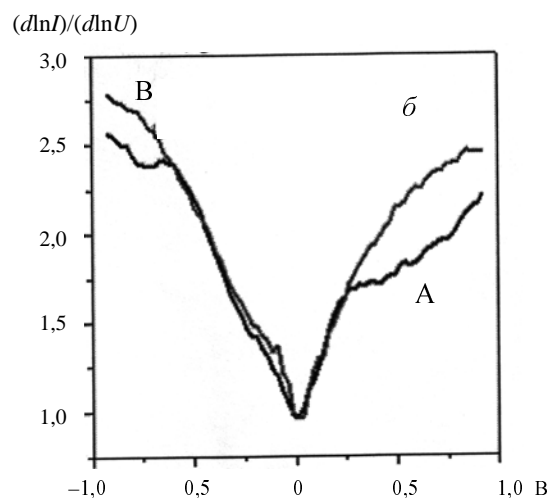
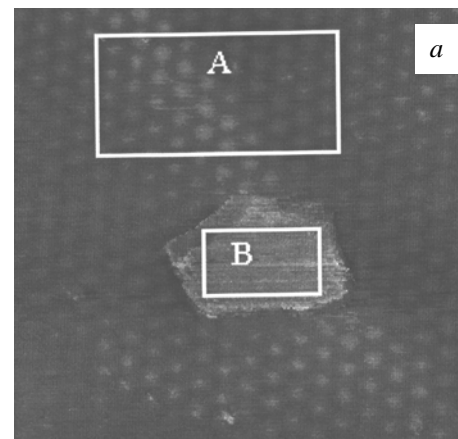
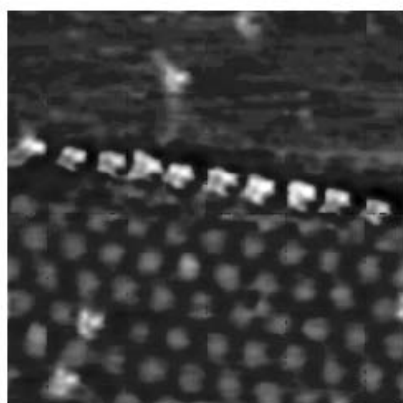
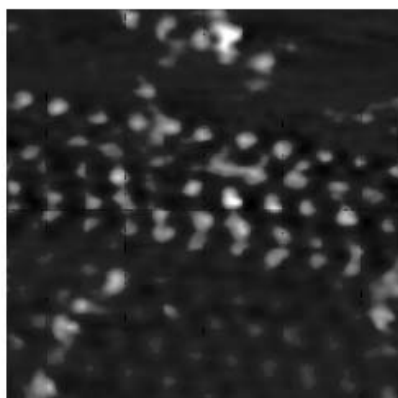


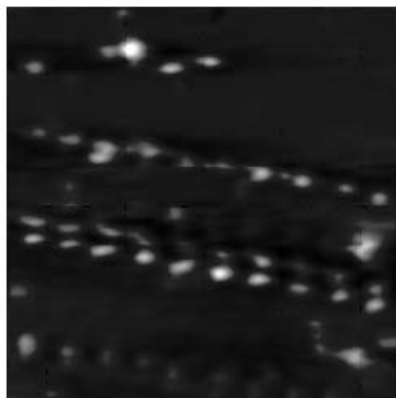
Рис. 6. Топографическое изображение муаровой сверхрешетки (а) и спектроскопические зависимости (б), измеренные на муаре (А) и на острове (В) (размеры кадра 140×140 нм, $I = 2,59$ нА, $U = -1$ В)



$U = -1$ В



$U = -0,38$ В



$U = 0,07$ В

Рис. 7. Топографическое изображение границы муара (37×37 нм, $I = 2,28$ нА), полученное при различных напряжениях

жавшие муары, обычно имели четкие границы и простирались на макроскопические расстояния (до тысяч нанометров). Во многих случаях границы были обозначены упорядоченными цепочками ярко светящихся пятен, выступавших над фоном на 8–15 Å (рис. 7). Периоды этих граничных структур всегда совпадали с периодами СР. Перепады уровней фона по разные стороны от границы либо отсутствовали, либо были в пределах нескольких расстояний между соседними слоями графита. В отдельных случаях СР просматривались через несколько графеновых слоев. Все перечисленные выше результаты совпадают с ранее опубликованными (см., например, работы [20, 21].)

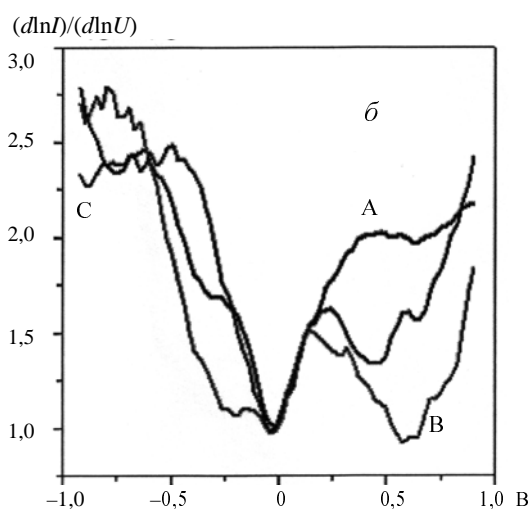
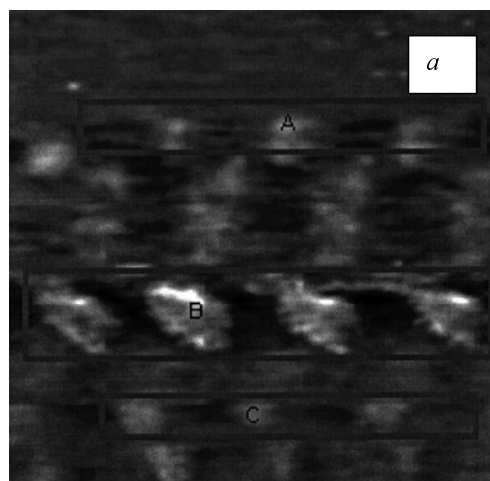


Рис. 8. Топографическое изображение границы муара (15×15 нм, $I = 2,28$ нА, $U = -1,04$ В) (а) и спектроскопические зависимости, измеренные на различных выделенных участках границы (б)

Принципиально новыми результатами наших экспериментов являются: обнаружение «псевдощелей» (провалов) в электронных спектрах участков муаров, удаленных от границ (рис. 8); обнаружение зависимости изображений границ муаров от напряжения сканирования (число видимых граничных цепочек и яркость их изображений меняется с напряжением (см. рис. 7) и обнаружение эффекта сильной перестройки электронных спектров СР около границ (см. рис. 8). Вблизи границ существование псевдощелей в электронных спектрах вращательно-смещенных графеновых листов проявляется особенно четко (см. кривую В рис. 8). Значительная перестройка электронного строения графита при вращательном смещении поверхностных слоев — еще одно проявление неустойчивости электронных спектров низкоразмерных систем. Поясним механизм появления щелей (для 1D-структур) и псевдощелей (для 2D-структур). Учтем, что создание в одномерном кристалле сверхрешеток всегда приводит к расщеплению исходной энергетической зоны на совокупность подзон, число которых $\beta = L/a$ (L — период СР; a — период неискаженного 1D-кристалла). При этом в центре и на краях зоны Бриллюэна открываются энергетические щели (зоны

запрещенных состояний) с ширинами $\Delta \approx 2\nu$, где ν — параметр, определяющий мощность взаимодействия в узлах СР. (Для соседних слоев графита $\nu = g \approx 0,3$ эВ). В случае четных значений β энергетические щели открываются на уровне Ферми, т.е. все электрофизические свойства металлического квазиодномерного кристалла при создании 1D-сверхрешеток с периодами $L = 2n$, $n = 1, 2, \dots$ и т.д. становятся полупроводниковыми (на масштабе энергий $\Delta E \approx 2\nu$). Вблизи границ образовавшихся подзон плотности электронных состояний имеют корневые расходимости (особенности Ван-Хова). Такая перестройка электронных спектров и типа проводимости при создании СР возможна, например, в системе двух соприкасающихся УНТ. (Пару соприкасающихся труб, имеющих линейную СР слабых обменных связей, можно представить как результат сворачивания в противоположных направлениях двух полосок, вырезанных из двух графеновых слоев, вращательно смещенных на угол θ .)

Чтобы понять причины перестройки электронных спектров на муаровых структурах (см. рис. 6), достаточно учесть, что создание СР также приводит к ситуации вырождения электронных состояний и образованию запрещенных состояний. Однако в этом случае линии разрывов не являются изоэнергетическими — открывающиеся щели частично перекрываются зонами разрешенных состояний, поэтому в спектрах 2D-кристаллов, имеющих СР, могут существовать лишь псевдощели, т.е. минимум плотности состояний. Параметры псевдощелей (их положение и форма) определяются энергетическими спектрами неискаженных структур, геометрией СР и параметром возмущения ν . Для графита со сверхрешетками типа А- и В-атомов роль возмущения играет обменная связь графеновых слоев, и ширины псевдощелей в этом случае имеют значения $\sim 0,6$ эВ. Спектроскопические зависимости, приведенные на рис. 8, хорошо согласуются с этой оценкой.

* * *

Сделаем выводы из приведенных результатов.

1. Методический вывод, существенный для интерпретации топографических изображений несовершенных и слабозадействующих наноструктур низкоразмерного (sp^2) углерода, состоит в необходимости учета сильных электронных эффектов, которые могут значительно искажать изображения атомно-структурных дефектов и имитировать крупномасштабные неоднородности в расположении углеродных атомов. Надежный тест, позволяющий дискриминировать атомные и электронные эффекты, — сравнение топографических изображений, полученных при разных напряжениях сканирования.

2. Вывод, существенный для физики наноструктур sp^2 -углерода, состоит в том, что в силу неустойчивости спектров низкоразмерных систем и вырождения π -зон графенового листа спектры таких структур претерпевают качественные изменения уже при минимальных возмущениях. «Включение» слабых обменных связей между атомами углерода, принадлежащими различным графеновым слоям, приводит к формированию дискретных уровней (для 1D-структур), 1D-зон (для 2D-структур с линейными возмущениями), щелей (для 1D-структур) и псевдощелей (для 2D-структур).

3. Динамика элементарных актов гетерогенных процессов (адсорбции, десорбции, поверхностной миграции, различных химических превращений) существенно зависит от электронного строения поверхности. Пространственные и энергетические неоднородности электронных подсистем несовершенных и взаимодействующих наноструктур sp^2 -углерода могут существенно влиять на химические свойства, определяя их эффективность в процессах очистки жидких и газовых смесей, горения и окисления углей, коррозии углеродсодержащих покрытий и т.п.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 02-03-33367 и № 03-03-32628) и Президиума РАН (программа «Фундаментальные проблемы физики и химии наноразмерных систем и материалов»).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kummel C. Квантовая теория твердого тела. М.: Наука, 1967.
2. Jost O., Gorbunov A.A., and Pompl W. Appl. Phys. Lett., 1999, v. 75, p. 2217.
3. Willder J., Veneva L.C., Rinzler A. Nature (London), 1998, v. 391, p. 59.
4. Veneva L.C., Meunter V., Lambin Ph., and Dekker C. Phys. Rev., 2000, v. B61, p. 2991.
5. Гришин М.В., Далидчик Ф.И., Ковалевский С.А. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2001, № 7, с. 103.
6. Ивановский А.Л. Квантовая химия в материаловедении. Нанотубулярные формы вещества. Екатеринбург: Российская Академия наук. Изд-е Уральского отделения института химии твердого тела, 1999.
7. Hamada N., Sawada S., Oshiyama A. Phys. Rev. Lett., 1992, v. 68, p. 1579.
8. Saito R., Fujita M., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S. Ibid., 1992, v. B46, p. 1804.
9. Odom T., Huang J.L., Kim Ph, Lieber M. J. Phys. Chem. B, 2000, v. 104, p. 2794.
10. Janssen J. W., Lemay S. G., Kouwenhoven L. P., Dekker C. Phys. Rev., 2002, v. B65, p. 115423.
11. Kim J., Kim J.-R., Lee J.-O. e. a. J. Phys. Rev. Lett., 2003, v. 90, № 16, p. 166403.
12. Czerw R., Foley B., Tekleab D. e. a. Phys. Rev., 2002, v. B66, p. 033408.
13. Paulson S., Helser A., Nardeli M.B. Science, 2000, v. 290, p. 1742.
14. Wakabayashi K. Phys. Rev., 2001, v. B64, p. 125428.
15. Dalidchick F.I, Grishin M.V., Kovalevskii S.A. Phys. Low Dim. Struct., 2001, v. 3/4, p. 45.
16. Гришин М.В., Далидчик Ф.И., Ковалевский С.А., Ковытин А.В. Химическая физика, 2004, т. 23, № 6, с. 83.
17. Hahn J.R., Kang H. Phys. Rev., 1996, v. B53, p. R1725.
18. Hjort M, Statstrom S. Ibid., 2000, v. B61, p. 14089.
19. Каллуэй Дж. Теория энергетической зонной структуры. М.: Мир, 1969.
20. Xhie J., Sattler K., Ge M., Ven Kateswaran N. Phys. Rev., 1993, v. B47, № 23, p. 15835.
21. Kobayashi K. Ibid., 1995, v. B53, p. 11091.
22. Hahn J. R., Kang H. Ibid., 1999, v. B60, p. 6007.
23. Lee S. M., Lee Y. H., Hwang Y. G. e. a. Phys. Rev. Lett., 1999, v. 82, p. 217.
24. Nakada K., Fujita M. Phys. Rev., 1996, v. B54, p. 17954.
25. Гуляев Ю., Чернозатонский А. Микроэлектроника, 1997, № 26, с. 84.
26. Clauss W. Applied Physics, 1999, v. A69, p. 275.
27. Biro L.P., Lambin Ph., Nagy J.B. J. Applied Physics, 1998, v.73, p. 3680.