Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 8, с. 476 – 482

Туннельная интерферометрия и измерение толщины ультратонких металлических пленок Pb(111)[1)]

С. С. Уставщиков[+], *А. В. Путилов*[+], *А. Ю. Аладышкин*[+*2)]

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия*

[*]*Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 5 сентября 2017 г.

После переработки 18 сентября 2017 г.

Методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии изучены спектры дифференциальной туннельной проводимости для ультратонких пленок свинца, выращенных на монокристаллах кремния Si(111)7×7, с толщиной от 9 до 50 монослоев свинца. Для таких систем характерно существование локальных максимумов туннельной проводимости, причем положение максимумов дифференциальной проводимости определяется спектром размерно–квантованных состояний электронов в металлическом слое и, следовательно, локальной толщиной слоя. Показано, что особенности микроструктуры подложек, такие как ступени моноатомной высоты, дефекты структуры и инородные включения, покрытые слоем свинца, могут быть визуализированы методом модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии.

DOI: 10.7868/S0370274X17200024

Введение. Основной тенденцией развития современной твердотельной электроники является стремление к уменьшению размеров логических элементов, сенсоров и соединяющих их проводников [1]. Следствием перехода от макро- к наномасштабам является рост влияния квантовых размерных эффектов, эффектов дискретности электрического заряда и структурного беспорядка на транспортные свойства наноэлектронных устройств [2].

В этой работе мы обсудим вопрос о диагностике качества осаждаемых металлических слоев и присутствия в них инородных включений на примере ультратонких Pb-пленок, которые являются удобным объектом для исследования квантовых размерных эффектов в пленках нормальных и сверхпроводящих металлов [3–9], особенностей роста металлических наноостровков [9–11], вихревых состояний в сверхпроводящих наноструктурах [12, 13] и электронных свойств гибридных структур сверхпроводник–нормальный металл [14]. Основными методами исследования электронных состояний в Pb-пленках являются низкотемпературная сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) и спектроскопия [3–14], транспортные измерения [15, 16], а также фотоэмиссионные исследования [16–21].

Для ультратонких Pb пленок и островков методами туннельной спектроскопии было обнаружено существование пиков дифференциальной туннельной проводимости [3, 5–9, 13] для некоторых значений потенциала образца U_n. Была установлена корреляция между спектром значений U_n и локальной толщиной Pb-слоя, и такая взаимосвязь была интерпретирована в терминах резонансного туннелирования электронов через уровни размерного квантования в квазидвумерном электронном газе. Положение уровней размерного квантования для электронов в одномерной потенциальной яме определяется правилом квантования Бора–Зоммерфельда [4]:

$$\varphi_1 + \varphi_2 + 2k_{\perp,n} D = 2\pi n, \qquad (1)$$

где φ_1, φ_2 – набеги фазы волны при отражении от границы металл–вакуум и металл–подложка; $k_{\perp,n}$ – спектр разрешенных значений поперечного по отношению к интерфейсам волнового числа, D – толщина слоя, n – целочисленный индекс, равный числу узлов стоячей электронной волны.

В работах [4, 18–20] были предприняты усилия по извлечению фаз $\varphi_{1,2}$ на основе данных по туннельной и фотоэмиссионной спектроскопии. В работе [4] была продемонстрирована возможность визуализации структуры атомов нижнего интерфейса под

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

[2)]e-mail: aladyshkin@ipmras.ru

слоем металла методом СТМ, что обусловлено зависимостью набега фазы φ_2 от координаты. Также размерно-квантованные состояния и вызванные ими особенности туннельной проводимости или оптических свойств были обнаружены в пленках Ag и Cu [19, 22] и островках In [17, 23].

Локальная туннельная спектроскопия [3, 5–9, 13], выполненная для ограниченного числа точек, не позволяет надежно установить границы областей с постоянной толщиной Pb-слоя. Насколько известно авторам данной работы, применение *сканирующей* модуляционной спектроскопической методики, заключающейся в одновременном получении топографического изображения и карты плотности состояний на заданной энергии, для ультратонких Pb-пленок в литературе не обсуждалось.

В данной работе мы исследовали возможность определения толщины Pb-пленок и визуализации особенностей микроструктуры подложки (ступени моноатомной высоты, инородные включения) под Pb-слоем методом низкотемпературной модуляционной сканирующей туннельной спектроскопии (СТС).

Экспериментальная процедура. Подготовка поверхности подложек, термическое осаждение Pb и исследование электрофизических свойств Pb-наноструктур были проведены на сверхвысоковакуумном измерительном комплексе UHV LT SPM Omicron Nanotechnology. Рельеф сформированных структур был исследован методом СТМ при температуре 78 К в режиме удержания заданного туннельного тока I при постоянном потенциале U образца относительно зонда туннельного микроскопа. В качестве зонда были использованы травленые вольфрамовые иглы с острием, очищенным электронной бомбардировкой в сверхвысоком вакууме. Качество приготовленных игл проверялось сканированием поверхностей Si(111)7×7 и Au(111). Электронные свойства Pb-наноструктур были исследованы методом СТС, заключавшемся в измерении локальных вольт-амперных ($I - U$) характеристик туннельного контакта игла–образец или серии таких характеристик при фиксированном положении иглы. Кроме этого методом модуляционной туннельной спектроскопии были получены карты локальной дифференциальной проводимости dI/dU как функции координат для заданного среднего напряжения путем выделения переменной компоненты I на частоте модуляции потенциала зонда $f_0 = 11.111$ кГц синхронным детектором Stanford Research SR 830.

Термическое осаждение Pb выполнялось в два этапа. Сначала на предварительно подготовленную поверхность Si(111)7×7 с помощью электронно-лучевого испарителя EFM3 напыляли свинец (производитель Alfa Aesar, чистота 99.99 %) из Mo-тигеля при давлении $2 \cdot 10^{-10}$ мбар со скоростью порядка 0.01 нм/мин при комнатной температуре в течение 6 мин. Такая процедура обеспечивала формирование аморфного смачивающего Pb-слоя без островков, что было подтверждено последующим СТМ-анализом. Затем для получения двумерных Pb-островков на смачивающий слой осаждали свинец при давлении $6 \cdot 10^{-10}$ мбар со скоростью порядка 0.5 нм/мин при комнатной температуре в течение 4 мин, что соответствует средней толщине осажденного слоя, равной шести монослоям свинца.

Результаты и обсуждение. На рис. 1a представлено типичное топографическое изображение участка поверхности Pb/Si(111)7×7, выровненное по области с наименьшей высотой. Хорошо известно [3, 5–7], что рост Pb-наноструктур происходит по сценарию Странски–Крастанова, в результате чего возникают ультратонкие двумерные островки с характерными латеральными размерами от нескольких десятков до сотен нанометров. Профили A–B и C–D, показанные на рис. 1c, указывают на квантованное изменение высоты, поэтому минимальное изменение высоты террас следует отождествить с толщиной монослоя (monolayer, ML) атомов свинца: $d_{\mathrm{ML}} = 0.28 \pm 0.01$ нм. Оценка d_{ML} для полученных нами пленок с хорошей точностью совпадает с расстоянием между атомными плоскостями для монокристаллического свинца в направлении (111): $d_0 = a/\sqrt{3} = 0.285$ нм, где $a = 0.495$ нм – постоянная решетки. Поскольку все высоты на рис. 1a–c отсчитываются от уровня аморфного смачивающего слоя [3], фактическая толщина пленки D равна сумме d_w, определяемой толщиной смачивающего слоя и конечным радиусом локализации волновых функцию вне слоя, и номинальной толщины d островков на смачивающем слое. Можно пересчитать весь спектр высот на рис. 1a в количество монослоев $N = d/d_{\mathrm{ML}}$ и предложить схематическое представление (см. рис. 1b).

На рис. 1d–h представлены зависимости dI/dU от U, полученные для системы Pb/Si(111)7×7 в различных точках. Было обнаружено, что туннельные спектры в различных точках участка поверхности с одинаковой толщиной оказываются идентичными (см. рис. 1d, e). Результаты исследования топографии и локальных туннельных спектров для системы Pb/HOPG приведены в Дополнительном материале. Важной особенностью полученных спектров является наличие практически эквидистантных пиков проводимости, причем положение пиков зависит

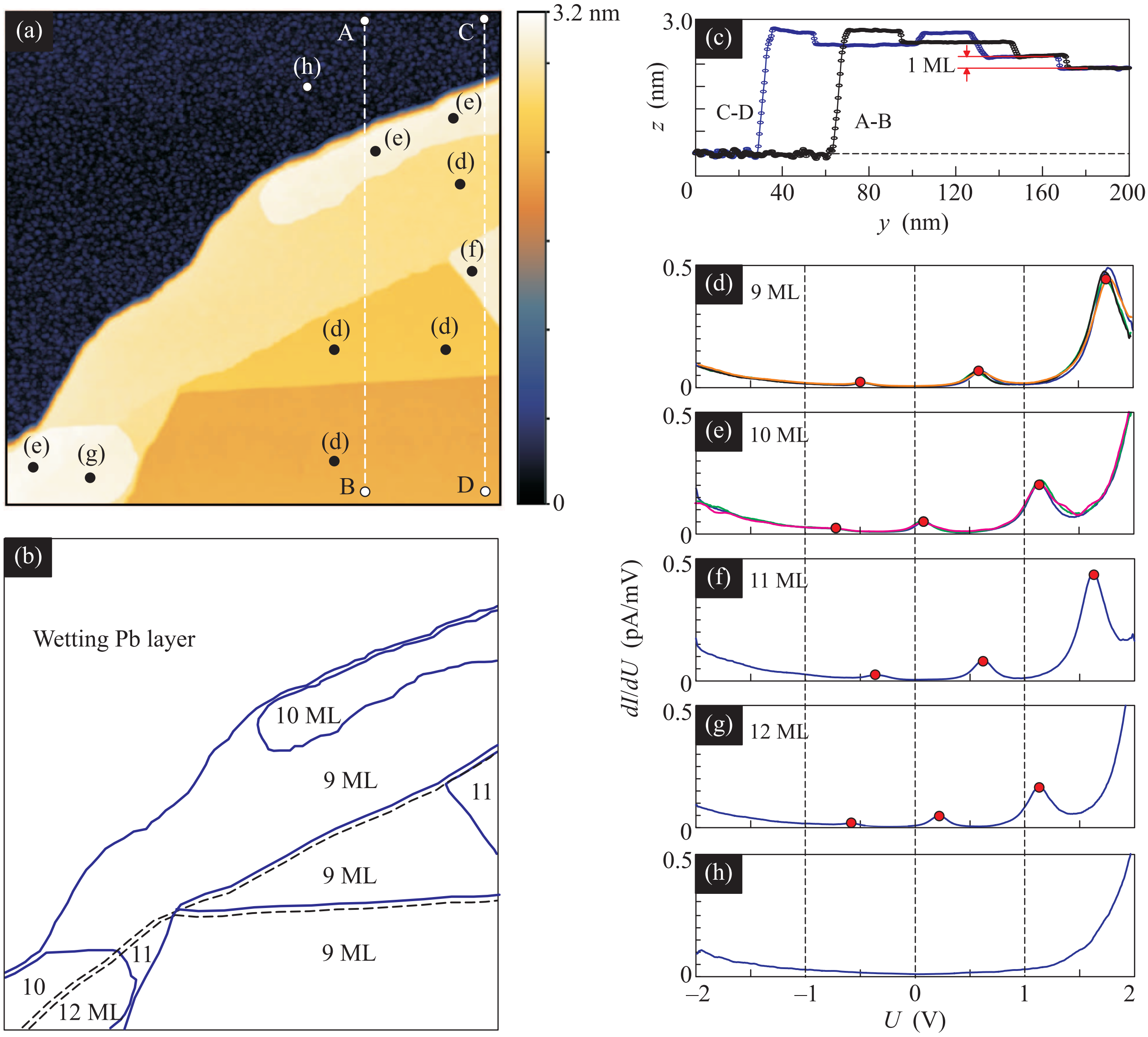

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – СТМ-изображение участка поверхности Pb/Si(111)7×7 размером 230×230 нм, полученное при $U = +2.00$ В и $I = 50$ пА. (b) – Схематическое представление структуры исследованного участка поверхности, сплошные толстые линии указывают границы террас на внешнем интерфейсе Pb-пленки, пунктирными линиями показаны ступеньки моноатомной высоты в подложке Si(111), цифры указывают номинальную толщину, отсчитываемую от уровня смачивающего слоя и выраженную в единицах $d_{\rm ML}$. (c) – Профили поверхности вдоль линий A–B и C–D. (d)–(h) – Зависимости dI/dU от U в нескольких точках поверхности, отмеченных на рис. 1a, с различной толщиной Pb-слоя: 9 ML (d), 10 ML (e), 11 ML (f), 12 ML (g) и в пределах смачивающего слоя (h); измерения проведены при начальном условии при $U = +2.00$ В и $I = 200$ пА

от локальной толщины слоя [3, 5–7]. Такие пики проводимости отсутствуют для локальных туннельных измерений в пределах смачивающего Pb-слоя в интервале ± 2 В.

По результатам измерений на нескольких Pb-островках на Si(111)7×7 с толщиной от 2.5 нм (9 ML) до 14.3 нм (50 ML) была построена диаграмма $E_n - N$, показывающая положение максимумов проводимости как функцию номинальной толщины Pb-слоя, выраженной в единицах $d_{\rm ML}$ (рис. 2a). Можно оценить интервал между двумя разрешенными квазистационарными состояниями $\Delta E = E_n - E_{n-1}$ вблизи уровня Ферми $E_{\rm F}$. Легко видеть, что зависимость ΔE^{-1} от N с хорошей точность может быть аппроксимирована линейной функцией: $\Delta E^{-1} \simeq A \cdot (N + 3)$, где величина $A \simeq 0.0753$ эВ$^{-1}$ была определена аппроксимацией методом наименьших квадратов, следовательно, $d_w \simeq 3 d_{\rm ML}$ [3]. Для смачивающего слоя

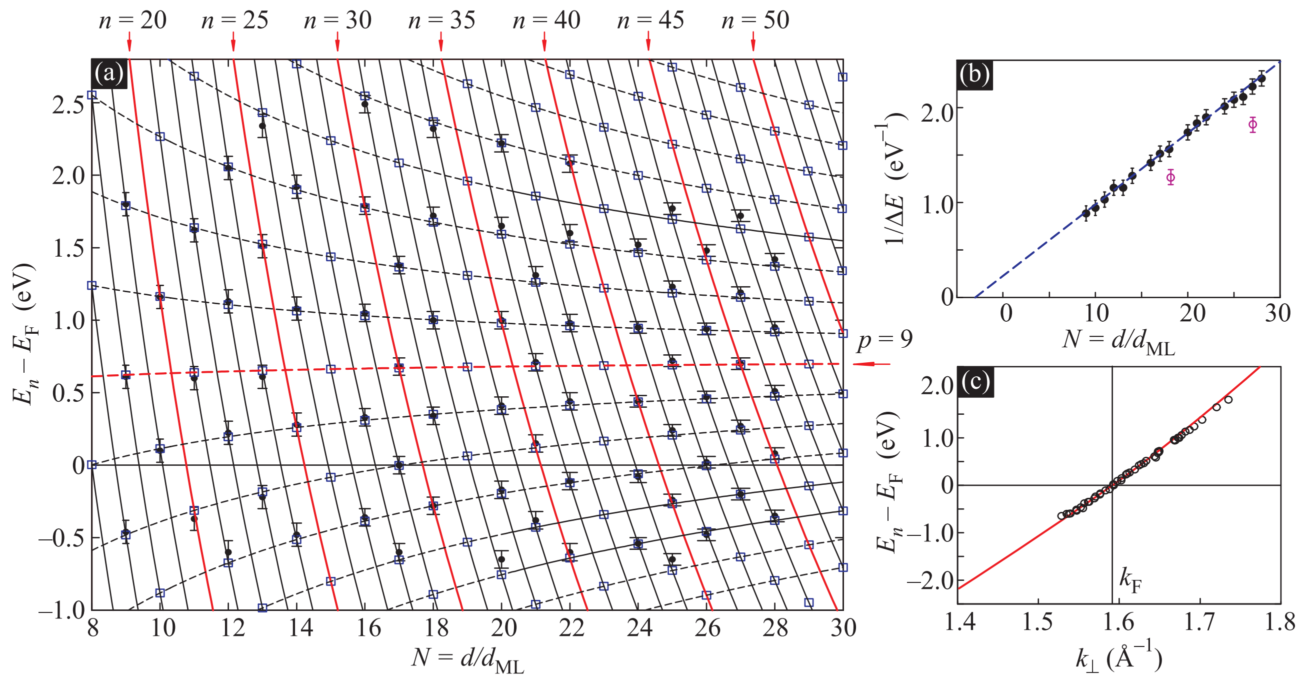

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость положения максимумов E_n туннельной проводимости от номинальной толщины слоя $N = d/d_{\mathrm{ML}}$ для системы Pb/Si(111)7×7. Символами □ отмечены ожидаемые положения уровней размерного квантования в модели (2) с учетом $D = d_{\mathrm{ML}}(N+3) + 0.02$ нм [5], сплошные тонкие и толстые линии соответствуют постоянным значениям главного квантового числа n, пунктирные линии – целочисленным значениями параметра $p = 2n - 3N$. (b) – Зависимость $\Delta E = E_n - E_{n-1}$ (для энергий вблизи уровня Ферми) от N для Pb/Si(111)7×7 (•) и Pb/HOPG (○) (см. Доп.материалы). Линейная экстраполяция зависимости $1/\Delta E$ от толщины слоя позволяет оценить толщину смачивающего слоя для системы Pb/Si(111)7×7: $d_w \approx 3d_{\mathrm{ML}}$. (c) – Спектр $E_n(k_{\perp,n})$, восстановленный по результатам измерений, представленных на рис. 2a; $k_{\mathrm{F}} \approx 1.593$ Å^{-1} в схеме расширенных зон. Сплошная линия соответствует спектру $E(k)$ объемного Pb в направлении (111) [24]

интервал между уровнями размерного квантования должен составлять $\Delta E \simeq (3A)^{-1} \simeq 4.5$ эВ, что и объясняет отсутствие выраженных пиков туннельной проводимости в рассматриваемом интервале напряжений. Предварительные данные, полученные для системы Pb/HOPG (см. Дополнительные материалы), указывают на то, что параметры v_{F} и d_w могут зависеть от материала подложки и поэтому построенная диаграмма $E_n - N$ (см. рис. 2a) не имеет универсального характера и чувствительна к материалу подложки.

Для интерпретации полученных данных можно рассмотреть простейшую модель локализации частицы с эффективной массой m^* в одномерной потенциальной яме шириной D с бесконечно высокими стенками. В этом случае $\varphi_{1,2} = 0$ и решениями (1) являются состояния с $k_{\perp,n} = \pi n/D$, тогда

$$E_n = E_0 + \frac{\hbar^2 k_{\perp,n}^2}{2m^*} \simeq E_{\mathrm{F}} + \hbar v_{\mathrm{F}}\left(\frac{\pi n}{D} - k_{\mathrm{F}}\right), \qquad (2)$$

где $E_0 = E_{\mathrm{F}} - \hbar^2 k_{\mathrm{F}}^2/2m^*$ – дно зоны проводимости, k_{F}, $v_{\mathrm{F}} = \hbar k_{\mathrm{F}}/m^*$ – волновой вектор и квазиклассическая скорость на уровне Ферми соответственно. Поскольку $D \simeq d_{\mathrm{ML}}(N+3)$, получаем $\Delta E = \pi\hbar v_{\mathrm{F}}/D$ и $d(\Delta E^{-1})/dN = d_{\mathrm{ML}}/(\pi\hbar v_{\mathrm{F}})$, что позволяет определить фермиевскую скорость для электронов в пленке Pb(111): $v_{\mathrm{F}} = d_{\mathrm{ML}}/(\pi\hbar A) = 1.83 \cdot 10^8$ см/с. Полученное значение согласуется с данными других работ [3, 5].

Для каждого n соотношение (2) предсказывает гиперболическую зависимость энергии от N, если трактовать число монослоев как непрерывный параметр (сплошные тонкие и толстые линии на рис. 2a). Следует отметить, что один из пиков проводимости для пленок $N = 17$ и $N = 26$ наблюдаются при нулевом смещении и, следовательно, разрешенные значения $k_\perp$ должны быть близки k_{F}. Пересчитывая число возможных гиперболических линий между резонансными состояниями на уровне Ферми для $N = 17$ и $N = 26$, находим, что главные квантовые числа этих состояний отличаются на 13. Обозначая номер квантового состояния, соответствующего пику при нулевом смещении для $N = 17$, как n_0, получаем простое уравнение: $n_0/(17+3) \simeq$

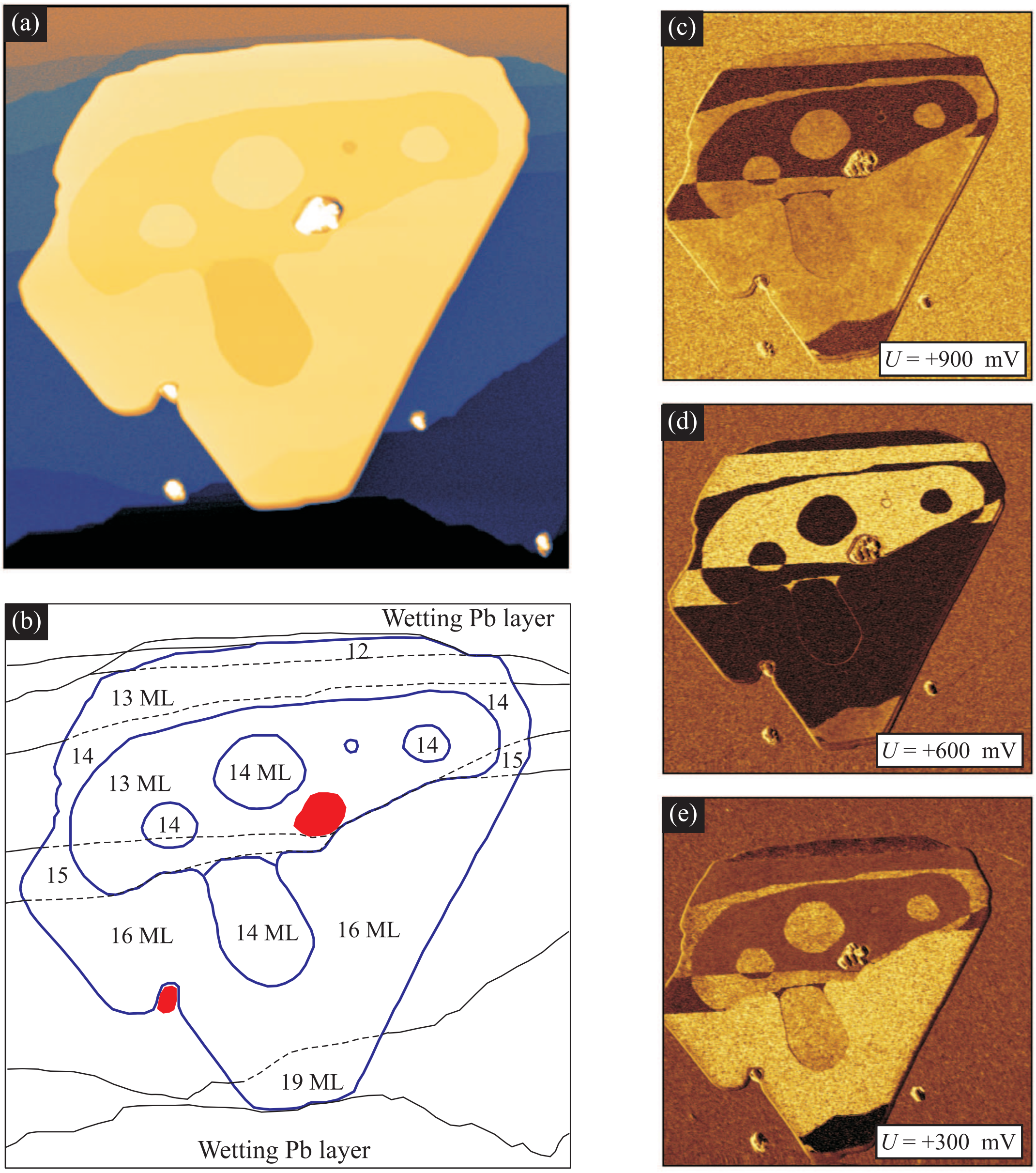

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – СТМ-изображение участка поверхности Pb/Si(111)7×7 размером 690×690 нм, полученное при $U = +0.40$ В и $I = 300$ пА. (b) – Схематическое представление структуры исследованного участка поверхности, тонкими сплошными и пунктирными линиями показаны ступеньки моноатомной высоты в подложке Si(111), цифры указывают номинальныую толщину Pb в единицах d_{ML}. (c)–(e) – Карты дифференциальной проводимости dI/dU (средний туннельный ток $I = 300$ пА, амплитуда модуляции потенциала иглы 50 мВ, частота 11.111 кГц) при различных смещениях: +0.90 В (c), +0.60 В (d) и +0.30 В (e); более яркие (темные) области на рисунках соответствуют большей (меньшей) туннельной проводимости

$\simeq (n_0 + 13)/(26 + 3)$, откуда $n_0 = 29$. Индексация всех остальных пиков может быть выполнена автоматически (см. рис. 2a). Представляемый способ нумерации пиков дает значения, совпадающие с данными других работ [5]. Зная главное квантовое число n для каждого пика проводимости, можно оценить $k_{\text{F}} = \pi n_0/[d_{\text{ML}}(17 + 3)] \simeq 15.93\,\text{нм}^{-1}$ в схеме расширенных зон и $m^* = \hbar k_{\text{F}}/v_{\text{F}} \simeq 1.01 m_0$, где $m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса свободного электрона. Кроме этого легко трансформировать диаграмму $E_n - N$ в зависимость $E_n(k_{\perp,n})$ (см. рис. 2c). Как и следовало ожидать, при $E \simeq E_{\text{F}}$ зависимость E_n от $k_{\perp,n}$ близка к линейной зависимости, что согласуется с экспериментальными данными и результатами расчетов для объемного Pb [6, 24].

Можно оценить фермиевскую длину волны $\lambda_{\mathrm{F}} = 2\pi/k_{\mathrm{F}} = 0.394$ нм и заключить, что отношение $\lambda_{\mathrm{F}}/d_{\mathrm{ML}}$ близко к 4/3 [5]. Следовательно, для электронных состояний вблизи E_{F} справедливо утверждение: энергия состояния с индексом n (т.е. число полуволн) для пленки толщиной N монослоев должна быть близка к энергии состояния с индексом $n+3$ для пленки толщиной $N+2$ монослоев. Используя (2), запишем энергию состояний для целочисленного индекса $p = 2n - 3N$:

$$E_p \simeq E_{\mathrm{F}} + \hbar v_{\mathrm{F}} \left(\frac{3}{2} \frac{\pi}{d_{\mathrm{ML}}} \frac{(N+p/3)}{(N+3)} - k_{\mathrm{F}} \right). \qquad (3)$$

Зависимости E_p от N для различных значений p показаны на рис. 2a. Отметим, что в нашей модели энергия состояний с $p = 9$ не зависит от толщины:

$$E_{p=9} - E_{\mathrm{F}} = \frac{\hbar^2 k_{\mathrm{F}}}{m^*} \left(\frac{3}{2} \frac{\pi}{d_{\mathrm{ML}}} - k_{\mathrm{F}} \right) \simeq 0.7\,\text{эВ}. \qquad (4)$$

Положение наблюдаемых для пленок с нечетными N пиков проводимости, лежащих в интервале от 0.6 эВ до 0.7 эВ, хорошо согласуется с оценкой (4). Слабый наклон зависимости $E_{p=9}$ от N, наблюдаемый экспериментально, указывает на то, что величина d_w, определяемая толщиной смачивающего слоя и конечным радиусом локализации волновых функций вне Pb-пленки, не равна точно $3d_{\mathrm{ML}}$ и соотношение $\lambda_{\mathrm{F}}/d_{\mathrm{ML}} = 4/3$ справедливо лишь приближенно.

На рис. 3 представлены результаты исследования топографии и локальной дифференциальной проводимости Pb-наноостровков с использованием методики модуляционной СТС. Сравнивая топографическое изображение (рис. 3a) и карты локальной плотности состояний на различных энергиях (рис. 3d–f), легко заметить, что участки с одинаковой толщиной Pb-слоя соответствуют участкам одинаковой интенсивности на картах дифференциальной проводимости. Этот факт позволяет идентифицировать террасы Pb-островков с одинаковой толщиной в даже том случае, когда островок располагается на сложной системе моноатомных ступеней подложки или когда выбранная область сканирования не полностью захватывает островок с окружающим его смачивающим слоем (рис. 3 и 4). Например, согласно диаграмме, представленной на рис. 2a, сканирование при $U \simeq +0.6$ В позволяет выявить террасы с нечетным числом монослоев относительно уровня смачивающего слоя, поскольку именно для таких террас один из пиков проводимости лежит вблизи +0.6 В (см. рис. 3d). Очевидно, что одной карты дифференциальной проводимости недостаточно для восстановления толщин всех областей, но несколько карт, снятые на разных смещениях, существенно упрощают проблему расшифровки топографического изображения (см. Дополнительные материалы). Следует отметить, что метод модуляционной СТС позволяет выявлять скрытые детали изображения (например, ступени в подложке и дефекты), полностью закрытые слоем металла и поэтому невидимые на топографическом изображении. Например, на рис. 4b под Pb-островком с атомарно гладкой поверхностью был обнаружен скрытый кластер инородного вещества.

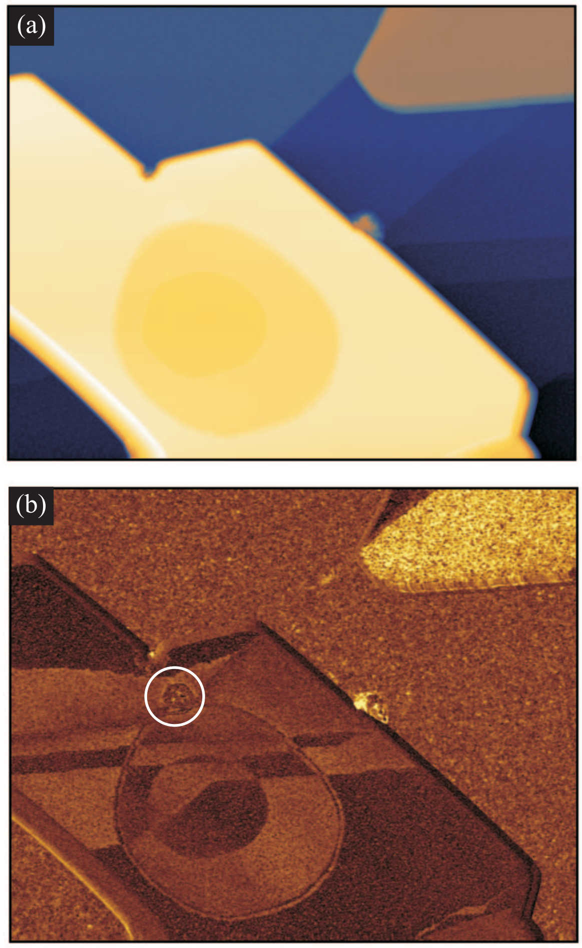

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – СТМ-изображение участка поверхности Pb/Si(111)7×7 размером 450×350 нм, полученное при $U = +0.30$ В и I=200 пА. (b) – Карта дифференциальной проводимости ($U = +0.30$ В, $I = 200$ пА, амплитуда модуляции 50 мВ). Кружком отмечено инородное включение, которое не проявляется в топографии, но становится заметным при сканировании в модуляционном режиме

Заключение. Методами низкотемпературной СТМ и модуляционной СТС экспериментально изучены Pb-наноостровки, выращенные на поверхности Si(111)7×7. Показано, что спектры локальной дифференциальной туннельной проводимости характеризуются наличием хорошо определенных пиков проводимости, причем энергия соответствующих квазистационарных состояний зависит от толщины Pb-слоя в точке расположения СТМ-зонда. Предложен метод индексации пиков проводимости, основанный на однозначном определении квантовых чисел для состояний на уровне Ферми. В рамках простейшей модели частицы в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками вычислена резонансная энергия пика проводимости, которая практически не зависит от толщины пленки, а также указана связь энергии этого пика с микроскопическими параметрами пленки (d_{ML}, k_{F} и m^*). Показано, что при азотных температурах модуляционная СТС позволяет визуализировать скрытые дефекты под слоем металла с толщиной до 15 нм с субнанометровым пространственным разрешением. В частности, обнаружены моноатомные ступени подложки, а также инородные включения под слоем металла, которые не проявляются в топографическом изображении.

Авторы признательны В.С. Столярову и С.И. Божко за ценные замечания и помощь в работе. В работе использовано оборудование Центра коллективного пользования "Физика и технология микро- и наноструктур" ИФМ РАН. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (С. С. У. и А. Ю. А., гранты 15-42-02416 и 16-02-00727) и Российского научного фонда (А. В. П., проект 15-12-10020).

1. G. E. Moore, Electronics **38**, 114 (1965).
2. D.K. Ferry and S.M. Goodnick, *Transport in nanostructures*, Cambridge University Press, 2^{nd} ed. (2009), 670 p.
3. I. B. Altfeder, K. A. Matveev, and D. M. Chen, Phys. Rev. Lett. **78**, 2815 (1997).
4. I. B. Altfeder, V. Naranayanamurti, and D.M. Chen, Phys. Rev. Lett. **88**, 206801 (2002).
5. W.B. Su, S.H. Chang, W.B. Jian, C.S. Chang, L. J. Chen, and T. T. Tsong, Phys. Rev. Lett. **86**, 5116 (2001).
6. I-Po Hong, C. Brun, F. Patthey, I. Yu. Sklyadneva, X. Zubizarreta, R. Heid, V. M. Silkin, P. M. Echenique, K. P. Bohnen, E. V. Chulkov, and W.-D. Schneider, Phys. Rev. B **80**, 081409 (2009).
7. D. Eom, S. Qin, M. Y. Chou, and C. K. Shih, Phys. Rev. Lett. **96**, 027005 (2006).
8. K. Wang, X. Zhang, M. M. T. Loy, T.-C. Chiang, and X. Xiao, Phys. Rev. Lett. **102**, 076801 (2009).
9. C. C. Hsu, W. H. Lin, Y. S. Ou, W. B. Su, C. S. Chang, C. I. Wu, and T. T. Tsong, Surf. Sci. **604**, 1 (2010).
10. D. A. Fokin, S. I. Bozhko, V. Dubost, F. Debontridder, A. M. Ionov, T. Cren, and D. Roditchev, Phys. Stat. Sol. (c) **7**, 165 (2010).
11. C.-S. Jiang, S.-C. Li, H.-B. Yu, D. Eom, X.-D. Wang, Ph. Ebert, J.-F. Jia, Q.-K. Xue, and C.-K. Shih, Phys. Rev. Lett. **92**, 106104 (2004).
12. T. Cren, D. Fokin, F. Debontridder, V. Dubost, and D. Roditchev, Phys. Rev. Lett. **102**, 127005 (2009).
13. S. A. Moore, J. Fedor, and M. Iavarone, Supercond. Sci. Technol. **28**, 045003 (2015).
14. V. Cherkez, J. C. Cuevas, C. Brun, T. Cren, G. Menard, F. Debontridder, V. S. Stolyarov, and D. Roditchev, Phys. Rev. X **4**, 011033 (2014).
15. M. Jalochowski and E. Bauer, Phys. Rev. B **38**, 5272 (1988).
16. N. Miyata, K. Horikoshi, T. Hirahara, S. Hasegawa, C. M. Wei, and I. Matsuda, Phys. Rev. B **78**, 245405 (2008).
17. J.H. Dil, J.W. Kim, Th. Kampen, K. Horn, andA. R. H. F. Ettema, Phys. Rev. B **73**, 161308 (2006).
18. A. Mans, J.H. Dil, A.R.H.F. Ettema, and H. H. Weitering, Phys. Rev. B **66**, 195410 (2002).
19. M. Milun, P. Pervan, and D. P. Woodruff, Rep. Prog. Phys. **65**, 99 (2002).
20. D. A. Ricci, Y. Liu, T. Miller, and T.-C. Chiang, Phys. Rev. B **79**, 195433 (2009).
21. B. Slomski, F. Meier, J. Osterwalder, and J. H. Dil, Phys. Rev. B **83**, 035409 (2011).
22. T.-C. Chiang, Surf. Sci. Rep. **39**, 181 (2000).
23. I. B. Altfeder, X. Liang, T. Yamada, D. M. Chen, and V. Narayanamurti, Phys. Rev. Lett. **92**, 226404 (2004).
24. D. A. Papaconstantopoulos, *Handbook of the Band Structure of Elemental Solids. From Z=1 to Z=112.* Springer, 2^{nd} ed., (2015), 655 p.