

Рис. 5. Положение острых линий в спектре излучения природных КТ в двойных КЯ GaAs/AlAs (3 нм/4 нм) в зависимости от магнитного поля, направленного параллельно (B_{\parallel}) и перпендикулярно (B_{\perp}) плоскости КЯ ($V_g = 0, 1$ В)

Полученная картина находится в соответствии с представлением GaAs-ямы в виде неупорядоченной совокупности КТ произвольного размера. Расщепление между острыми линиями содержит информацию о протяженности потенциального минимума.

Анализ показывает, что размер флуктуации ширины КЯ в плоскости $x-y$ варьируется в широком диапазоне. Флуктуации потенциала разрушают перекрытие между дельтообразными вкладами в плотность состояний от различных КТ и ведут к неоднородному уширению плотности состояний.

Поскольку исследуемые природные КТ имеют сильное квантование в z -направлении и слабое в плоскости $x-y$, отклики межзонных переходов на магнитное поле в плоскости КЯ (B_{\parallel}) и нормальное к ней (B_{\perp}) должны быть различными. Положение острых линий в зависимости от B_{\perp} и B_{\parallel} показано на рис. 5. Так как смена направления поля относительно плоскости КЯ требовала перестановки образца, полученные данные отвечают разным КТ на поверхности КЯ. Диаметр пятна возбуждения в эксперименте составлял около 10 мкм, поэтому в спектре присутствовали линии из нескольких потенциальных минимумов.

Из рис. 5 видно, что B_{\parallel} слабо влияет на положение острых линий, в то время как B_{\perp} приводит к заметному сдвигу линий, их расщеплению и антипересечению. Сложность картины частично связана с тем, что в ней содержатся вклады от нескольких потенциальных минимумов. Тем не менее зависимости положений нижних четырех линий (соответствующих, по-видимому, одному потенциальному минимуму) качественно согласуются с теоретическими расчетами зависимости экситонных термов в КТ от магнитного поля [3].

Спектроскопия полупроводниковых структур с высоким пространственным разрешением позволяет исследовать свойства экситонов в природных КТ, причем для этого не требуется трудоемкое изготовление КТ, как в случае искусственных КТ.

Недавно острые линии фотолюминесценции, соответствующие 0D-состояниям, были обнаружены при исследовании одиночных КЯ [7, 8]. В отличие от двойных КЯ, в которых используется возможность резонансного инжектирования долгоживущих носителей, в одиночных КЯ для обнаружения 0D-состояний требуется более высокое пространственное разрешение. В работе [8], наряду с экситонами, исследовались биэкситоны в природных КТ.

Авторы благодарны Г. Абштрайтеру, А. Форхелу, Г. Вайману, А. Цреннеру, М. Байеру, А.А. Дремину, И.Е. Ицкевичу и А. Шмидту, в сотрудничестве с которыми была выполнена настоящая работа, а также В.Б. Тимофееву за полезные дискуссии. Авторы весьма признательны Российскому фонду "Наноструктуры" и Фонду Фолькс-Вагена за финансовую поддержку.

Список литературы

1. Bayer M, Reinecke T L, Schmidt A et al., in *Proc. 22th Int. Conf. Semic. Phys.* (Vancouver, Canada, 1994)
2. Shinada M, Sugano S *J. Phys. Soc. Jpn* **21** 1936 (1966)
3. Halonen V, Chakraborty T, Pietilainen P *Phys. Rev. B* **45** 5980 (1992)
4. Dzyubenko A B, Sivachenko A Yu, in *Proc. 3th Int. Conf. Opt. Exc. Conf. Syst.* (Montpellier, France, 1993)
5. Zrenner A, Butov L V, Hagn M et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3382 (1994)
6. Brunner K et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3216 (1992)
7. Hess H F, Betzig E, Harris T D et al. *Science* **264** 1740 (1994)
8. Brunner K et al. [in press]

PACS numbers: 73.40.V

Новые явления в металлических мезоструктурах

В.Т. Петрашов

Введение. В последние годы возникла новая область мезоскопии: исследование "гибридных" металлических мезоскопических структур из материалов с существенно различающимися электронными и магнитными свойствами. В таких структурах сохраняется когерентность электронов при движении между слоями и начинают работать квантовые механизмы влияния внутренних и внешних границ на электронный транспорт. Это напоминает влияние зеркал в оптических интерферометрах.

Особый интерес представляют гибридные структуры, имеющие границы, от которых электроны отражаются с

контролируемым и управляемым фазовым сдвигом. Примером таких структур являются структуры, состоящие из нормальных (N) и сверхпроводящих (S) слоев [1–12]. При отражении электронов от N/S-границы фаза электрона изменяется детерминированным образом и не происходит нарушение когерентности. Отраженный нормальный электрон рождает куперовскую пару в S-слое и превращается в дырку, повторяющую путь данного электрона в обратном направлении — в N-слой ("андреевское" отражение [13]).

Существует фундаментальное соотношение между "микроскопическими" фазами отраженных от N/S-границы нормальных квазичастиц и макроскопической фазой ϕ сверхпроводящего конденсата. Отраженная дырка приобретает дополнительный фазовый сдвиг, равный фазе ϕ сверхпроводника. Дырка при отражении превращается, соответственно, в электрон, фаза которого сдвинута на $-\phi$.

Если интерферирующие квазичастицы отражаются от разных сверхпроводников или от разных точек одного сверхпроводника, имеющих фазы ϕ_1 и ϕ_2 , то результат интерференции, а следовательно, и квантовые поправки к проводимости будут зависеть от разности фаз $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$. Исследования подобных фазочувствительных эффектов, помимо чисто научного интереса, имеют и практическое значение: возникает перспектива создания электронных приборов на основе фазового управления проводимостью.

Ниже дается краткий обзор исследований мезоскопических N/S-структур. Основное внимание будет сосредоточено на экспериментальных результатах, поскольку законченной теории наблюдаемых явлений в настоящее время нет.

Техника экспериментов. Максимальный размер мезоскопических структур не должен превышать длину сбоя фазы электронов проводимости $L\phi = (D\tau_\phi)^{1/2}$, где τ_ϕ^{-1} — сумма частот процессов рассеяния, сбивающих фазу электронов проводимости, D — коэффициент диффузии электронов.

Поскольку значения $L\phi$ в неупорядоченных тонкопленочных образцах лежат в пределах 100–1000 нм, для изготовления металлических интерферометров с зеркалами из различных материалов необходимо проведение многослойной субмикронной литографии с точностью совмещения различных слоев на субмикронном уровне. Примеры гибридных мезоскопических структур показаны на рис. 1. Они представляют собой нормальные тонкопленочные структуры, на которые сверху нанесены сверхпроводящие островки с контролируемой геометрией.

Нормальные части структур изготавливались из неупорядоченных пленок серебра, висмута и никеля. Транспортная длина пробега в таких пленках была около 10 нм, что соответствует коэффициенту диффузии $D \approx 10$ см²/с. Проводники имели поперечные сечения 100×50 нм. В качестве сверхпроводников использовались алюминий, олово, свинец и ниобий. Измерения проводились при температурах 0,02–4,2 К, частотах 30–300 Гц и магнитных полях до 10 кГс.

Аномальный эффект близости и "диэлектризация" мезоскопических N/S-структур. Согласно "классической" теории (см., например, [14]) тонкий слой нормального металла, граничащего со сверхпроводником, в результате сверхпроводящей корреляции должен стать сверх-

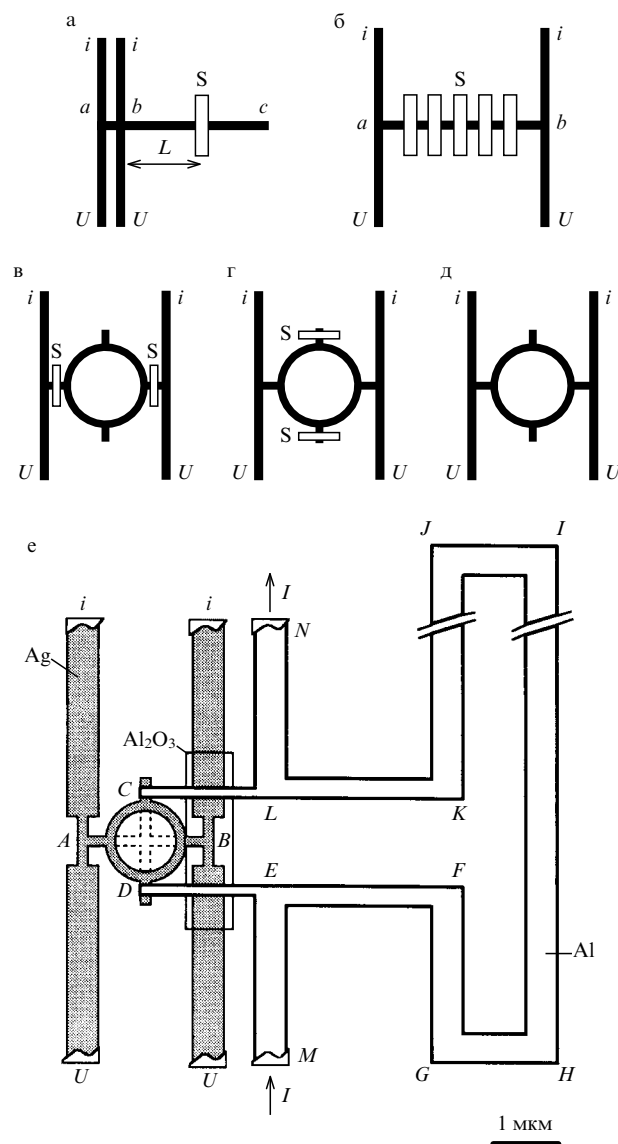


Рис. 1. Примеры гибридных мезоскопических структур: темные области — нормальные проводники сечением 100×50 нм, светлые области — сверхпроводники, $i-i$ и $U-U$ — токовые и потенциальные электроды соответственно. Диаметр колец 1 мкм

проводящим ("эффект близости"). Как было показано в [4], в мезоскопических системах при образовании сверхпроводящих областей нормальные участки могут переходить в состояния как с повышенной, так и с пониженной проводимостью.

Исследовались серебряные структуры, имевшие H-образную часть и отростки bc длиной 1,2 мкм (рис. 1а), на которые наносились алюминиевые полоски S на различных расстояниях L от точки b . Четырехконтактным методом измерялось сопротивление участка ab длиной 0,2–0,3 мкм. Измерения проводились одновременно на структурах, расположенных на одной подложке и изготовленных одновременно.

Оказалось, что разные структуры различаются не только эффектом, но даже знаком. При понижении температуры в ряде образцов резко *возрастало* сопротивление R_{ab} вблизи перехода алюминиевой пленки в сверхпроводящее состояние. Такое поведение не описывается теорией обычного эффекта близости, которая, как отмечалось выше, предсказывает падение сопротивле-

ния нормального проводника, находящегося в контакте со сверхпроводником.

При увеличении тока и магнитного поля на вольт-амперных характеристиках и кривых магнитосопротивления структур также наблюдались переходы в состояния с пониженным или повышенным сопротивлением. Знаки и модули эффектов поля, тока и температуры совпадали.

Помимо существования переходов в состояния с повышенным сопротивлением, еще одной неожиданностью явилось сильное влияние сверхпроводника на расстояниях, более чем на порядок превышающих длину когерентности нормального металла. При этом изменение константы $G = 1/R$ (где R — полное сопротивление) превышало $\Delta G = \pm 10^3 e^2/h$, что указывало на нарушение правила универсальности $\Delta G = \pm 1$ в исследованных структурах.

Дальнейшие эксперименты [5] показали, что аномальный дальнедействующий эффект близости существует даже в мезоскопических ферромагнитных структурах и, таким образом, не может быть связан с обычной сверхпроводящей корреляцией, которая нарушается в ферромагнетиках на расстояниях, близких к межатомным.

Законченной теории аномального эффекта близости нет. Существуют численные расчеты [15], указывающие на возможность переходов в состояния с повышенным сопротивлением мезоскопических систем со сверхпроводящими островками.

Еще один тип исследованных структур изображен на рис. 16. На узкую полосу из нормального металла наносились перпендикулярные ей полосы из сверхпроводника S на достаточно близком расстоянии. При переходе свинцовых полосок в сверхпроводящее состояние сопротивление участка ab образца *возрастало*.

Отмечалось существование двух областей магнитных полей, где происходят наиболее резкие изменения сопротивления: область относительно сильных полей вблизи критического поля сверхпроводника B_c и область слабых полей $B \ll B_c$. Магнитосопротивление в этих областях по-разному зависело от температуры.

В полях $B \approx B_c$ полное изменение сопротивления практически не зависело от температуры. В слабых же полях изменение сопротивления было чувствительно как к температуре, так и к технологии приготовления образцов. Это говорит о том, что механизмы возникновения магнитосопротивления в сильном и слабом магнитных полях различны и обусловлены, возможно, разными электронными группами [11].

"Гигантские" осцилляции Ааронова–Бома и удвоение частоты осцилляций. Зависящее от температуры магнитосопротивление в слабых полях может быть связано с усиленным за счет андреевского отражения вкладом слаболокализованных электронов. Вследствие андреевского отражения часть нормальных электронов не может уходить на "бесконечность" через токоподводы и локализована в нормальной части.

При этом N/S-граница не препятствует прохождению электрического тока и, таким образом, реализуются свободные граничные условия для диффузионного уравнения, описывающего квантовую интерференционную поправку к проводимости [16]. Происходит своего рода "когерентный захват" электронов проводимости в нормальной области.

Одним из следствий "когерентного захвата" электронов должно быть значительное увеличение амплитуды осцилляций Ааронова–Бома в нормальных кольцах, заключенных между сверхпроводящими "зеркалами", поскольку они имеют ту же природу, что и слаболокализационное магнитосопротивление.

Эффект усиления осцилляций был обнаружен экспериментально в работе [2], где исследовались кольца со сверхпроводящими полосками, нанесенными на токоподводы (рис. 1в).

Усиление эффекта Ааронова–Бома может быть обусловлено и причинами, не связанными с "захватом" электронов между зеркалами. Если в нормальных областях вблизи сверхпроводников возможны когерентные явления, аналогичные наблюдавшимся в сверхпроводниках вблизи сверхпроводящего перехода, то возможно возникновение осцилляций с тем же периодом и амплитудой, превышающей обычную [17].

Для определения вкладов указанных механизмов были проведены эксперименты [3] на трех типах серебряных колец, геометрия которых показана на рис. 1в–1д. В случае (в) сверхпроводящие зеркала были расположены на токоподводах, как и в экспериментах [2], о которых говорилось выше ("продольные" или L-зеркала). В случае (г) сверхпроводящие зеркала располагались на серебряных отрезках, перпендикулярных линиям тока, на приблизительно тех же расстояниях от колец, что и в случае (в) ("поперечные" или Т-зеркала).

В обоих случаях влияние сверхпроводников на проводимость колец по механизму обычного эффекта близости должно было быть одним и тем же, однако в Т-геометрии электроны могли беспрепятственно уходить из колец через токоподводы и захват отсутствовал. Для сравнения измерения проводились на кольцах без сверхпроводящих зеркал (рис. 1д).

Было обнаружено резкое отличие транспортных свойств трех структур. В слабых магнитных полях амплитуда осцилляций магнитосопротивления с периодом, соответствующим кванту $\Phi_0 = h/2e$, в кольцах с L-зеркалами на два порядка превышала амплитуду осцилляций магнитосопротивления в кольцах без зеркал. В спектре осцилляций в кольцах с Т-зеркалами, помимо усиленной $h/2e$ -компоненты, при достаточно низких температурах возникала компонента с периодом $h/4e$.

Возникновение удвоенной частоты осцилляций было качественно объяснено вкладом в слабую локализацию квазичастиц, движущихся во встречных направлениях по замкнутому (самопересекающемуся) диффузионным траекториям, включающим андреевские отражения от *разных* сверхпроводников. Такие траектории были впервые рассмотрены в [18]. При возникновении разности фаз $\Delta\phi$ между сверхпроводниками встречные электронные волны приобретают разность фаз $\delta\phi = 2\Delta\phi$ [18].

В магнитном поле полная разность фаз между указанными волнами складывается из фазы Ааронова–Бома, равной $2\pi\Phi/\Phi_0$, и фазы от андреевских отражений, также равной в данном случае $\Delta\phi = 2\pi\Phi/\Phi_0$ (где Φ — магнитный поток через электронную траекторию) [14]. В результате сложения фазовых сдвигов период осцилляций магнитосопротивления оказывается равным $\Phi_0/2 = hc/4e$.

В принципе, удвоение частоты осцилляций должно наблюдаться и в L-геометрии, однако для этого необ-

ходимо выполнение условия адиабатичности, или, иными словами, должен отсутствовать эффект запаздывания: за время диффузии электрона между сверхпроводниками изменение разности фаз между ними должно быть достаточно малым. В L-геометрии при пропускании измерительного тока возникает разность потенциалов U между сверхпроводниками и согласно джозефсоновскому соотношению разность фаз изменяется во времени: $\Delta\phi(t) = 2eUt/h$.

При достаточно сильном токе условие адиабатичности нарушается, что и объясняет отсутствие периода, соответствующего $h/4e$. Уменьшая измерительный ток в L-геометрии, можно перейти в адиабатический режим и наблюдать возникновение $h/4e$ -компоненты в спектре осцилляций магнитосопротивления. Такой переход наблюдался в [6].

Эффекты запаздывания и, как следствие, исчезновение $h/4e$ -компоненты могут наблюдаться и в T-геометрии, где к возникновению конечной разности потенциалов между зеркалами может приводить то, что сопротивления дуг, соответствующих четверти окружности кольца, на практике не равны друг другу [7].

Усиление $hc/2e$ -компоненты осцилляций как в L-, так и в T-геометрии ставит под сомнение существенность вклада вследствие "захвата" квазичастиц между зеркалами. Тем не менее результаты работы [8] показывают, что ограничение возможности выхода электронов из кольца через токоподводы приводит к значительному увеличению амплитуды осцилляций.

Для демонстрации этого эффекта были исследованы серебряные кольца с нормальными висмутовыми токоподводами. В этом случае граница кольцо–токоподвод является полупрозрачным зеркалом для электронов вследствие большой разницы размеров поверхностей Ферми висмута и серебра.

Мезоскопические интерферометры с фазовым управлением. Для управления разностью фаз между T-зеркалами и, следовательно, проводимостью мезоскопической структуры можно предложить несколько способов.

Если T-зеркала подсоеди́нить к разным точкам сверхпроводящей проволоки, по которой протекает сверхпроводящий ток, то должна возникнуть разность фаз, пропорциональная градиенту фазы в сверхпроводнике, который, в свою очередь, пропорционален сверхтоку. В такой системе должны наблюдаться периодические осцилляции сопротивления при изменении сверхтока, являющиеся прямым результатом передачи макроскопической фазы сверхпроводящего конденсата нормальным квазичастицам. Это явление было обнаружено в работах [9, 10].

Геометрия эксперимента показана на рис. 1е. Она подобна T-геометрии (рис. 1г) с той разницей, что T-зеркала на рис. 1е соединены с алюминиевой проволокой MEFGHIJKLN. Проводилось сравнение с результатами измерения проводимости на структуре, где вместо кольца был помещен односвязный проводник в форме креста (показан штриховой линией на рис. 1е).

На рис. 2 представлена зависимость сопротивления участка AB нормальной крестообразной структуры от сверхпроводящего тока в алюминиевой проволоке при температуре 0,02 К. Видна периодическая зависимость нормального сопротивления от сверхтока. Аналогичные осцилляции наблюдались и в кольцевых нормальных структурах, соединенных со сверхпроводником.

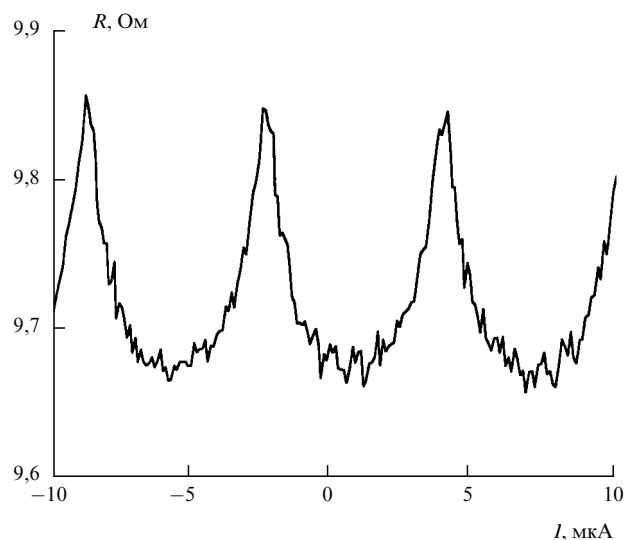


Рис. 2. Зависимость сопротивления участка AB нормальной (серебряной) части крестообразной структуры (рис. 1е) от сверхпроводящего тока через алюминиевую проволоку MEFGHIJKLN при $T = 0,02$ К [10]

Осцилляции можно объяснить изменением вклада в проводимость интерферирующих электронов, связанной с передачей фазы сверхпроводящего конденсата нормальным электронам при андреевском отражении. В отсутствие магнитного поля при пропускании сверхтока I возникает сдвиг фазы между электронами, отраженными от N/S-границ в точках C и D, равный

$$\Delta\varphi_{CD} = 2\pi \frac{L_{\text{eff}}}{\Phi_0} I.$$

Здесь L_{eff} — эффективная индуктивность участка сверхпроводящей проволоки между точками E и L.

В магнитном поле, приложенном перпендикулярно подложке, также наблюдаются осцилляции. Пример таких осцилляций для нормальной структуры в форме кольца представлен на рис. 3. Высокая частота соответствует кванту потока Φ_0 через площадь, ограниченную

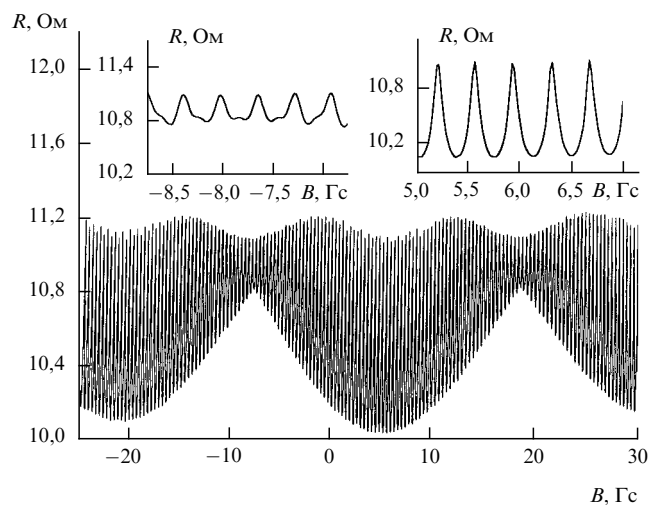


Рис. 3. Зависимость сопротивления участка AB нормальной части кольцевой структуры (рис. 1е) от магнитного поля, приложенного перпендикулярно подложке, при $T = 0,02$ К [10]

средней линией сверхпроводящей петли. Верхняя и нижняя огибающие связаны с квантами потока $\Phi_0/2$ и Φ_0 через нормальное кольцо.

Хотя причину осцилляций можно считать установленной, детальный механизма их возникновения в настоящее время не выяснен. Нет адекватного объяснения формы линии, периода и фазы осцилляций, особенностей картины осцилляций в магнитном поле (рис. 3). Построение количественной теории может превратить описанные выше измерения в уникальный метод исследования.

Список литературы

1. Петрашов В Т, Антонов В Н *Письма в ЖЭТФ* **54** 245 (1991)
2. Petrashov V T, Antonov V N, Persson M *Physica Scripta* **42** 136 (1992)
3. Petrashov V T, Antonov V N, Delsing P, Claeson T *Phys. Rev. Lett.* **70** 347 (1993)
4. Петрашов В Т, Антонов В Н, Максимов С В, Шайхайдоров Р Ш *Письма в ЖЭТФ* **58** 48 (1993)
5. Петрашов В Т, Антонов В Н, Максимов С В, Шайхайдоров Р Ш *Письма в ЖЭТФ* **59** 523 (1994)
6. Антонов В Н, Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук (Черноголовка: ИПТМ РАН, 1994)
7. Petrashov V T, Antonov V N, Delsing P, Claeson T *Physica B* **194–196** 1105 (1994)
8. Petrashov V T, Antonov V N, Maksimov S, Shaikhaidarov R, in *Int. Conf. on the Physics and Technology of Metallic Nanostructures: Metallic Nano-Electronics* (Chernogolovka, 12–15 September, 1994)
9. Petrashov V T, Antonov V N, Delsing P, Claeson T, Submitted to *Phys. Rev. Lett.* (1994)
10. Petrashov V T, Antonov V N, Delsing P, Claeson T *JETP Lett.* **61** 589 (1994)
11. Петрашов В Т *Микроэлектроника* **23** 3 (1994)
12. de Vegvar P G N, Fulton T A, Mallison W H, Miller R E *Phys. Rev. Lett.* **73** 1416 (1994)
13. Андреев А Ф *ЖЭТФ* **46** 1823 (1964)
14. Абрикосов А А *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987)
15. Hui V C, Lambert C J *Europhys. Lett.* **23** 203 (1993); Lambert C J, Robinson S J *Physica B* **194–196** 1641 (1994)
16. Альтшулер Б Л, Аронов А Г, Зюзин А Ю *ЖЭТФ* **86** 709 (1984)
17. Ларкин А И *Письма в ЖЭТФ* **31** 239 (1980)
18. Спивак Б З, Хмельницкий Д Е *Письма в ЖЭТФ* **35** 334 (1982)

PACS numbers: 07.80

Влияние локализованных состояний и межчастичных взаимодействий на диагностику наноструктур методами СТМ/СТС и АСМ

Н.С. Маслова, Ю.Н. Моисеев,
В.И. Панов, С.В. Савинов

Создание сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) привело к развитию новых методов диагностики наноструктур и исследования физических процессов на поверхности и границах раздела твердого тела. Эти методы, получившие в последнее время обобщенное название "наноскопия", включают в себя СТМ/СТС, АСМ, оптическую микроскопию ближнего поля, емкостную и магнитную силовую микроскопию.

Однако лишь методы СТМ/СТС и АСМ позволяют получать атомное пространственное разрешение, дают

возможность исследовать широкий класс физических свойств и процессов в наноструктурах и, в основном, используются для модификации топологических и электронных свойств приповерхностных слоев твердотельных и молекулярных структур.

Вместе с тем, несмотря на значительное количество экспериментов, проведенных этими методами, остается невыясненным ряд вопросов о влиянии индивидуальных локализованных состояний и межчастичных взаимодействий на туннельные процессы в контактах нанометровых размеров и результаты, получаемые методами СТМ/СТС и АСМ.

По этой причине ниже преимущественно представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований, в которых проявляется влияние локализованных состояний и межчастичных взаимодействий на туннелирование и адекватное описание эффектов, наблюдаемых в СТМ/СТС- и АСМ-экспериментах.

Существенное влияние локализованных состояний на туннельные процессы в наноструктурах и низкоразмерных системах вызвано следующими причинами:

1) уменьшение ширины туннельного барьера до размеров межатомных расстояний приводит к сильной перестройке первоначального электронного спектра вследствие эффектов гибридизации;

2) характерный радиус локализации и размер туннельного перехода имеют один порядок величины, поэтому характер туннелирования может определяться свойствами локализованного состояния;

3) в низкоразмерных электронных системах энергетические уровни связанных локализованных состояний могут смещаться в область запрещенной зоны даже в том случае, если первоначальные примесные уровни энергии находятся ниже границы энергетического спектра валентной зоны;

4) конечное время релаксации неравновесных электронов приводит к существенному изменению временных характеристик туннельного тока, особенно в присутствии локализованных состояний.

Экспериментальные исследования проводились методами СТМ/СТС и АСМ. В туннельных структурах нанометровых размеров, образуемых острием СТМ и поверхностью различных упорядоченных мономолекулярных слоев, обнаружены периодические, соответствующие волне зарядовой плотности (ВЗП) структуры, соизмеримые и несоизмеримые с периодом молекулярных решеток (рис. 1).

Периодические структуры, отвечающие ВЗП, проявляются в СТМ-изображении при энергии $eV_t \ll \Delta$ (где Δ — ширина энергетической щели, отвечающая ВЗП, $\Delta > kT$), что указывает на присутствие в щели каналов, туннелирования, соответствующих уровням связанных локализованных состояний.

Возникновение таких уровней внутри энергетической щели за счет эффектов гибридизации проявляется в резком (на два-три порядка) увеличении туннельной проводимости при уменьшении расстояния между острием СТМ и поверхностью на $\Delta z \approx 0,1$ нм, наличии участков с отрицательной проводимостью на ВАХ $I_t(V_t)$ туннельного тока (рис. 2) и возникновении осцилляций туннельного тока I_t при изменении расстояния Δz между электродами (рис. 3).

Следует отметить, что осцилляции в плотности состояний и резкое возрастание туннельной проводимости