

## Проводимость квазиодномерной электронной системы над жидким гелием при наличии неоднородного потенциала

А.В. Смородин, В.А. Николаенко, С.С. Соколов

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: smorodin@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 14 марта 2008 г.

Проведены экспериментальные исследования проводимости поверхностных электронов в каналах, заполненных жидким гелием на поверхности профилированной подложки. Установлено, что характер зависимости проводимости от прижимающего электрического поля, нормального поверхности гелия, сильно зависит от качества подложки. При ухудшении этого качества на полевой зависимости проводимости появляются характерные аномалии (провалы) при определенных значениях прижимающего потенциала. Положение аномалий не зависит от температуры, амплитуды и частоты возбуждающего потенциала. Предложены модели для качественного объяснения наблюдавшихся зависимостей. Исследована также температурная зависимость проводимости при больших концентрациях заряда на подложке.

Проведено експериментальні дослідження провідності поверхневих електронів у каналах, які заповнені рідким гелієм на поверхні профільованої підкладки. Встановлено, що характер залежності провідності від електричного поля, що притискає, нормального поверхні гелію, сильно залежить від якості підкладки. При погіршенні цієї якості на польовій залежності провідності з'являються характерні аномалії (провали) при певних значеннях потенціалу, що притискає. Положення аномалій не залежить від температури, амплітуди й частоти збуджуючого потенціалу. Запропоновано моделі для якісного пояснення залежностей, що спостерігалися. Досліджено також температурну залежність провідності при великих концентраціях заряду на підкладці.

PACS: **73.20.-r** Электронные состояния на поверхностях и границах раздела сред;  
**73.90+f** Другие темы в электронной структуре и электрических свойствах поверхностей, поверхностей раздела, тонких пленок и низкоразмерных структур.

Ключевые слова: поверхностные электроны, профилированная подложка, аномалии проводимости, низкоразмерные структуры.

### Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованиям низкоразмерных систем на границе раздела конденсированных сред. Особенно интересными являются двумерные (2D), квазиодномерные (Q1D) и нульмерные заряженные системы, в которых специфический характер кулоновского взаимодействия зарядов, локализованных в одном, двух или всех трех пространственных направлениях, приводит к необычным кинетическим и коллективным свойствам. Указанные системы в последние годы изучаются теоретически и экспериментально в нанотрубках, квантовых точках и

квантовых проволоках, в низкоразмерных проводящих молекулярных структурах. Особое место занимают исследования свойств двумерных и квазиодномерных систем поверхностных электронов (ПЭ) над жидким гелием [1]. Поверхностные электроны обладают рядом свойств, выгодно отличающих их от других систем зарядов пониженной пространственной размерности, реализуемых, например, в полупроводниковых структурах. Прежде всего, следует отметить, что характерный масштаб локализации ПЭ в направлении, нормальном поверхности гелия, является мезоскопическим, порядка  $\langle z \rangle \sim 10^{-6}$  см. Отметим также однородность гелиевой подложки, где единственно возможная примесь

является изотопической. Благодаря этому механизмы рассеяния ПЭ при их движении в плоскости границы жидкость–пар определяются их взаимодействием с атомами гелия в паровой фазе при температуре  $T > 1$  К и с риплонами — квантованными капиллярными волнами — при более низких температурах. Поверхностная плотность зарядов  $n_s$  над объемной жидкостью не превышает  $10^9$  см<sup>-2</sup>, будучи ограниченной из-за возникновения электрогидродинамической неустойчивости поверхности гелия [2]. Как следствие, при  $T > 10^{-2}$  К можно пренебречь эффектами квантового вырождения (характерные энергии Ферми на порядок меньше). Таким образом, ПЭ можно рассматривать как своеобразное «классическое» дополнение к низкоразмерным системам электронов в полупроводниках, где имеется заметно более высокая  $n_s$  и носители заряда являются вырожденными не только при гелиевых, но и при заметно более высоких температурах.

Энергетический спектр ПЭ хорошо известен и является водородоподобным в отсутствие внешних электрических и магнитных полей [1,2]. Если имеется электрическое прижимающее поле  $E_{\perp}$ , перпендикулярное слою ПЭ, уравнение Шредингера не имеет аналитического решения. Однако энергии поверхностных состояний  $\Delta_l$  в этом случае могут быть установлены с использованием вариационного метода [3].

Перечисленные выше свойства ПЭ характерны как для 2D систем (свободное движение в плоскости границы жидкость – пар), так и Q1D систем ПЭ. Однако Q1D системы, созданные в проводящих каналах на поверхности гелия, характеризуются дополнительной дискретностью движения в направлении поперек канала, тогда как вдоль оси канала движение остается свободным. Среди нескольких предложенных методов создания Q1D проводящих каналов над гелием практическое значение приобрел способ, предложенный Ковдрей и Монарха [4] и реализованный экспериментально [5,6]. Способ основан на искривлении формы поверхности жидкости под действием капиллярных сил, действующих в специальном образом профилированной подложке (рис. 1). Под действием капиллярных сил на поверхность подложки натекает пленка сверхтекучего гелия, образуя «желобки» с радиусом кривизны  $R$ , зависящим от расстояния от ванны гелия  $H$  как  $R = \alpha/(\rho g H)$ , где  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения гелия и  $\rho$  — его плотность. Типичные значения радиуса кривизны  $R$  составляют  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  см. Под действием прижимающего электрического поля электроны «стекают» к центру канала, их потенциальная энергия при малых отклонениях от центра равна  $U(y) = m\omega_0^2 y^2/2$ , приобретая зависимость от характерной частоты  $\omega_0^2 = eE_{\perp}/(mR)$ , где  $m$  — масса электрона. Координата  $y$  ориентирована поперек канала, его ось — вдоль  $x$ , а направлением, перпендикулярным поверхности гелия,

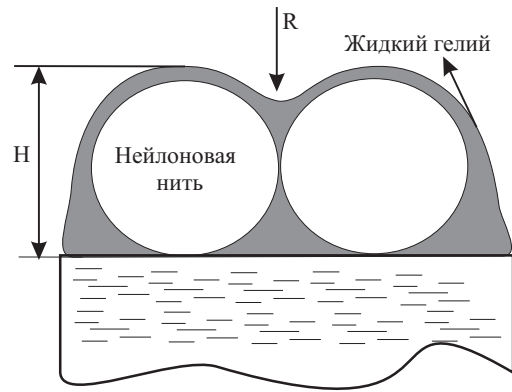


Рис. 1. Образование «желобка» сверхтекучего гелия между двумя близко расположенными цилиндрическими нитями.

является  $z$ . Таким образом, энергетический спектр и волновая функция ПЭ оказываются [4]

$$E_{k_x, n, l} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \hbar\omega_0 \left( n + \frac{1}{2} \right) + \Delta_l; \quad n = 0, 1, 2, \dots; \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (1a)$$

$$\Psi_{k_x, n, l} = \frac{1}{\sqrt{L}} \exp(ik_x x) \varphi_n(y) f_l(z). \quad (1b)$$

Здесь  $k_x$  — волновое число, характеризующее движение электрона вдоль оси канала,  $L$  — линейный продольный размер канала. Функции  $\varphi_n(y)$  являются функциями Эрмита, а  $\Delta_l$  и  $f_l(z)$  имеют тот же смысл, что в 2D системах ПЭ над плоской поверхностью гелия, так как среднее расстояние ПЭ от поверхности жидкости удовлетворяет неравенству  $\langle z \rangle \ll R \sim (10^{-3} - 10^{-4})$  см.

Интересно оценить эффективную полуширину проводящего канала над идеальной подложкой в ситуации, соответствующей рис. 1. Согласно работе [6], эта величина  $a = 2\sqrt{e R n_l / E_{\perp}}$ , где  $n_l$  — линейная плотность электронов. Приведенное выражение справедливо, если выполняется условие  $2a < R$ . Для  $E_{\perp} = 1000$  В/см,  $R = 10^{-4}$  см и  $n_l = 10^4$  см<sup>-1</sup> имеем  $a \approx 2,5 \cdot 10^{-5}$  см. Эта величина не столь уж сильно отличается от характерного масштаба локализации электрона при движении поперек канала. Действительно, для квантовомеханического состояния, описываемого (1), масштаб локализации при тех же значениях параметров составляет  $\sqrt{\langle y_n^2 \rangle} \sim 10^{-6}$  см для  $n = 0$  и растет с увеличением  $n$  как  $n^{1/2}$ , достигая значений  $\sim 10^{-5}$  см для  $n = 100$  [7]. Таким образом, неравенство  $a, \sqrt{\langle y_n^2 \rangle} \ll R$  выполняется с хорошей точностью.

При изучении проводимости ПЭ в Q1D канале следует учитывать два важных обстоятельства. Во-первых, глубина жидкости в центре канала, где в основном локализируются заряды, оказывается порядка или

больше  $R$ . Это означает, что влиянием конечности толщины слоя гелия под электронами (пленочные эффекты) на электрон-риплонное взаимодействие можно пренебречь. Во-вторых, величина  $\hbar\omega_0$ , входящая в спектр (1а), оказывается порядка  $10^{-1}$  К для приведенных значений  $R$  и  $E_{\perp} < 3$  кВ/см. Таким образом, необходимо учитывать, что заселены не только основной  $n = 0$ , но и возбужденные уровни с  $n \geq 1$ . В результате теоретический расчет подвижности  $\mu$  ПЭ сильно усложняется, и для получения зависимости  $\mu$  от температуры и прижимающего поля необходимы сложные численные расчеты [7,8].

При экспериментальных исследованиях проводимости ПЭ используется ряд идентичных каналов, что существенно повышает соотношение сигнал/шум измерительного сигнала. Исследования привели к неожиданному результату [9]. Оказалось, что измеряемые значения подвижности очень сильно зависят от качества подложки. Если для каналов на свежеприготовленной подложке наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных данных и теоретического расчета, то по мере ухудшения качества подложки после ряда термоциклирований такое согласие становится все хуже и хуже. При этом в экспериментально установленной температурной или полевой зависимостях подвижности проявляются особенности. Так, авторами работ [10,11] при исследовании температурной зависимости подвижности был сделан вывод о возникновении слабой локализации носителей на атомах гелия в паре [10] и риплонах [11] благодаря неоднородности каналов, возникающей по мере изменения качества материала подложки.

В работах [12,13] сообщалось о наблюдении аномалии в проводимости Q1D электронной системы при сканировании прижимающего поля. Эти аномалии — резкие провалы в проводимости ПЭ при определенных значениях  $E_{\perp}$  — наблюдались при температурах, соответствующих как электрон-газовому, так и электрон-риплонному рассеяниям. Такие аномалии не были видны при проведении экспериментов с электронами над свежеприготовленными подложками, однако появлялись и становились все более выраженными после ряда экспериментов с той же подложкой. Для объяснения наблюдавшихся эффектов авторами работ [12,13] было высказано предположение о дроблении проводящего канала под действием неоднородного потенциала, действующего вдоль канала и пропорционального прижимающему электрическому полю. По мнению авторов, такой потенциал мог быть связан как с неоднородностью стенок проводящего канала, усиливающейся от эксперимента к эксперименту, так и неоднородностью (фрагментированностью) измерительного электрода. Вместе с тем ограниченность экспериментального материала и неясность проис-

хождения неоднородного потенциала не позволили сделать более определенных заключений о природе наблюдавшихся аномалий.

Целью настоящей работы является подробное исследование особенностей электронного транспорта в Q1D системе ПЭ в проводящих каналах над жидким  $^4\text{He}$  в зависимости от прижимающего поля при разных температурах. Анализируется влияние различных условий, при которых наблюдаются аномалии проводимости. Изучено также поведение проводимости в зависимости от температуры при различных значениях  $E_{\perp}$ . Исследуется влияние поверхностной плотности зарядов на проводимость ПЭ вдоль каналов.

### Постановка эксперимента

Методика измерений проводимости ПЭ и конструкция экспериментальной ячейки, показанная на рис. 2, аналогичны применявшимся в работах [9,12,13]. Использована стандартная соммер-таннеровская методика измерения [14]. Измерительная ячейка представляет собой горизонтально расположенный плоский конденсатор. Его нижняя пластина 1 (измерительная система) состояла из двух прямоугольных измерительных электродов размером  $5 \times 9$  мм, разделенных заземленным электродом 2 размером  $1 \times 9$  мм, необходимым для уменьшения взаимного влияния электродов и повышения чувствительности устройства. Верхний сплошной электрод 3 был предназначен для создания прижимающего электрического поля. Расстояние между верхней и нижней пластинами составляло 0,9 мм. Такое расстояние позволяло создавать большие прижимающие поля при относительно небольшом прижимающем потенциале на верхней пластине. Зазоры между сегментами нижнего электрода ячейки не превышали 10 мкм, что существенно меньше расстояния между электродом и поверхностью гелия, которое порядка толщины нейлоновых нитей. Это способствовало однородности поля  $E_{\perp}$  на поверхности гелия. Источником электронов служила вольфрамовая нить накаливания 4 диаметром  $\sim 5$  мкм, расположенная над отверстием в верхней пластине. Как и в наших предыдущих работах, зарядение поверхности гелия осуществлялось при температуре  $T = 1,4 - 1,5$  К, когда имеются наилучшие условия для термализации зарядов при их столкновениях с атомами гелия в паровой фазе. Поверхностная плотность заряда изменялась в пределах  $10^4 - 10^9$  см $^{-2}$  (о методах оценки концентрации ПЭ см. [15]).

Нами применялись два типа профилированной подложки. В одном из них использовали плотно намотанные в ряд параллельные нейлоновые нити 5 диаметром 90 мкм, расположенные на стеклянной пластине размером  $11 \times 9 \times 0,24$  мм. В другом нейлоновые нити диамет-

ром 240 мкм располагались непосредственно на нижней пластине (именно эта ситуация показана на рис. 2). Для формирования прямоугольного профиля электронного пятна на подложке размещали прямоугольное охранное кольцо 6.

На один из измерительных электродов подавался переменный потенциал  $V_0 \exp(i\omega t)$ , создававший ведущее электрическое поле, действовавшее на слой ПЭ. Измерительный сигнал снимался со второго электрода. Измерения проводились на частоте  $\omega/(2\pi) = 20$  кГц при амплитуде переменного потенциала ведущего поля  $V_0$  до 30 мВ. С помощью синхронного усилителя типа lock-in-amplifier проводилось измерение ортогональных (0-градусной ( $\Delta V_0$ ) и 90-градусной ( $\Delta V_{90}$ )) компонент измерительного сигнала. Для вычисления действительной и мнимой частей проводимости ПЭ из измеренных значений  $\Delta V_0$  и  $\Delta V_{90}$  применялась модель длинной линии [16]. Погрешность полученных результатов составляла  $\sim 15\%$ .

### Результаты и обсуждение

После того как сверхтекучий гелий формировал жидкие желобки между нитями (см. рис. 1, 2), заряженные электронами, определялась проводимость каналов

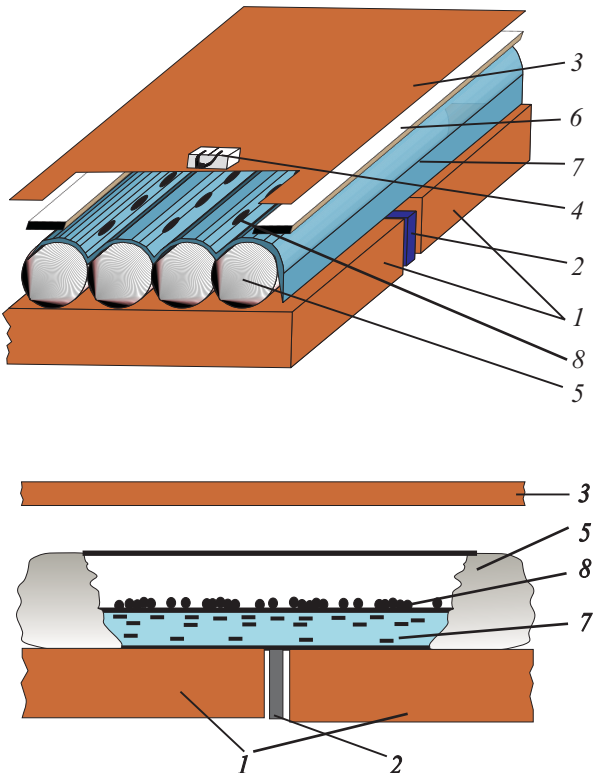


Рис. 2. Конструкция экспериментальной ячейки: 1 — измерительные электроды; 2 — заземленный электрод; 3 — сплошной электрод; 4 — нить накаливания; 5 — нейлоновые нити; 6 — охранное кольцо; 7 — жидкий гелий; 8 — поверхностные электроны.

с ПЭ. Измерения проводили в диапазоне температур 0,45–2,3 К, что перекрывает области как электрон-риплонного, так и электрон-газового механизмов рассеяния электрона, включая температуры, превышающие температуру сверхтекучего перехода  $T_\lambda$ .

Зависимости  $\sigma(T)$  очень сильно зависят от состояния подложки (см. рис. 3). Так, для свежеприготовленной подложки такие зависимости (кривая 2) не имеют каких-либо аномалий и очень близки к теоретическим результатам (кривая 1). Если же провести измерения для той же подложки, но через несколько дней, экспериментальные зависимости начинают сильно отличаться от теоретических (кривые 3 и 4). Такое поведение проводимости ранее было объяснено в работе [9] в предположении о локализации электронов на возникающих в ходе термоциклирования неоднородностях нейлоновых нитей. В пользу такого предположения свидетельствует экспоненциальный рост проводимости при низких температурах, типичный для термоактивационного механизма проводимости. Естественно было ожидать, что качество подложки должно сказываться и на зависимостях  $\sigma(E_\perp)$ , поскольку прижимающее электрическое поле должно оказывать сильное влияние как на локализованные заряды, так и на электроны, переносящие электрический ток в проводящем канале.

В настоящей работе измерена проводимость ПЭ в каналах в зависимости от прижимающего поля для различных температур. Измерения проводимости при сканировании прижимающего поля проводились в условиях, когда поверхностная концентрация ПЭ была существенно ненасыщенной, т.е. электрическое прижимающее поле лишь частично скомпенсировано

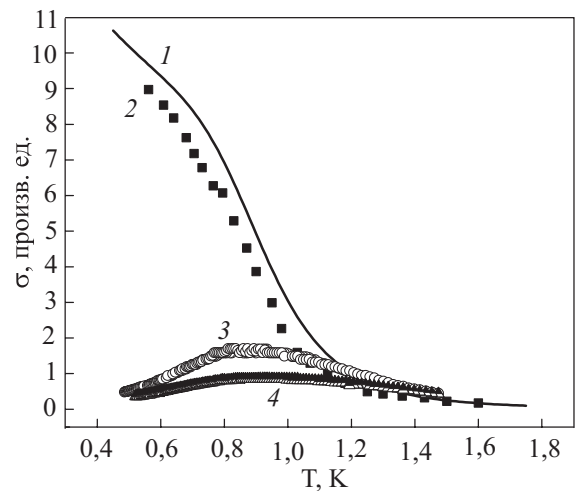


Рис. 3. Проводимость каналов с ПЭ для различных состояний подложки. Кривая 1 — теоретический расчет [7], 2 — экспериментальные данные для свежеприготовленной подложки ( $n_s = 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ ), 3 — данные для подложки ухудшенного качества ( $n_s = 1,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ ), 4 — то же, но при  $n_s = 3,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , соответствующей экранированию внешнего прижимающего поля.

полем зарядов (условие насыщения выполняется, если  $E_{\perp} \simeq 2\pi en_s$ ).

Зависимости  $\sigma(E_{\perp})$ , снятые для свежеприготовленных подложек, не демонстрируют каких-либо аномалий. Однако ситуация становится качественно иной, когда качество подложки ухудшается. При этом на зависимостях  $\sigma(E_{\perp})$  наблюдаются «провалы» (dip-effect, дип-эффект) при некоторых значениях прижимающего поля (или потенциала). Типичные зависимости проводимости, снятые при сканировании прижимающего потенциала  $V_{\perp}$ , приведены на рис. 4, где показаны экспериментальные данные, снятые в разных экспериментах для различных диаметров нейлоновой нити. Обе зависимости сняты при температуре 1,54 К, что соответствует области электрон-газового рассеяния. Гистерезис при сканировании потенциала не наблюдался. Видно, что экспериментальные зависимости очень похожи, хотя и получены при весьма разных условиях. Это дает основания сделать вывод, что наблюдаемый эффект является достаточно общим для данного вещества подложки и, по-видимому, связан с изменениями структуры нейлоновых нитей.

Пример зависимостей  $\sigma(V_{\perp})$ , снятых в ходе одного эксперимента, при нескольких температурах (включая температуру выше  $\lambda$ -перехода), соответствующих газовому рассеянию, приведен на рис. 5. Видно, что значения проводимости уменьшаются при повышении температуры, что коррелирует с увеличением интенсивности рассеяния ПЭ на атомах гелия. Однако величина прижимающего потенциала, при котором имеется аномальное понижение проводимости (дип-эффект), от температуры не зависит.

Зависимости проводимости, приведенные на рис. 4 и 5, сняты при температурах выше 1 К, аналогичные зависимости наблюдаются и при температурах ниже 1 К,

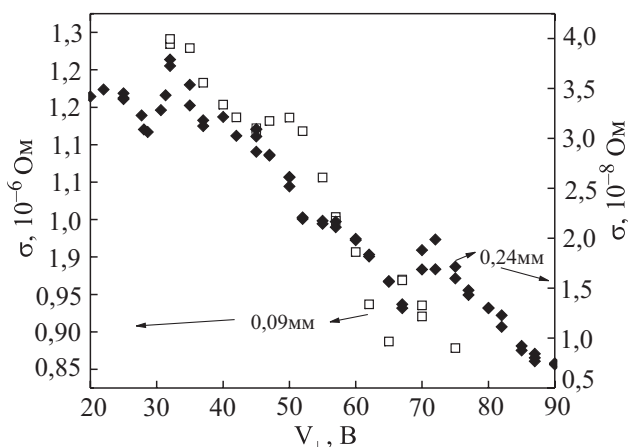


Рис. 4. Проводимость ПЭ как функция прижимающего потенциала, снятая в двух различных экспериментах, выполненных для различных диаметров нейлоновой нити, 0,09 мм ( $\square$ , левая шкала), 0,24 мм ( $\blacklozenge$ , правая шкала). Квадраты —  $n_s = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ ; ромбы —  $n_s = 6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ .

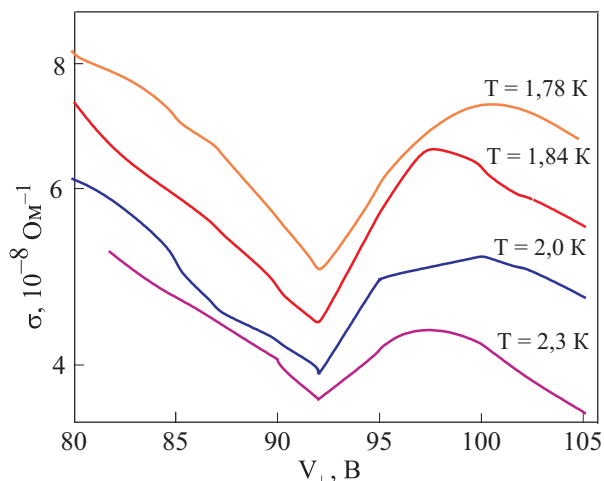


Рис. 5. Зависимость проводимости ПЭ от прижимающего потенциала при различных температурах для  $n_s = 2,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ .

соответствующих электрон-риплонному рассеянию. Следует отметить, что хотя значение прижимающего потенциала, соответствующее провалу проводимости, могло изменяться от эксперимента к эксперименту, в ходе конкретного эксперимента его положение не сдвигалось при изменении температуры. Данное обстоятельство иллюстрирует рис. 6, где приведены зависимости  $\sigma(E_{\perp})$ , снятые при  $T = 1,4 \text{ К}$  (область электрон-газового рассеяния) и  $T = 0,6 \text{ К}$  (электрон-риплонное рассеяние). Этот факт свидетельствует в пользу того, что аномалии проводимости не связаны с рассеянием ПЭ на риплонах или атомах газа. Заметим, что величина прижимающего поля, при котором имеется аномалия проводимости ПЭ, не зависит от частоты и амплитуды ведущего поля, изменявшихся в экспериментах приблизительно на порядок.

Если предположить, что наблюдаемые аномалии связаны с дополнительным потенциалом, действующим на электроны, вовлеченные в процесс переноса заряда, то этот потенциал может быть, в принципе, обусловлен неоднородностями либо измерительных электродов, либо подложки под жидким гелием. В работе авторов [12] применялся нижний электрод, состоящий из большого количества фрагментов. Фрагментированность электрода вела к неоднородности как прижимающего, так и ведущего поля. В настоящей работе применен электрод, состоящий из двух сплошных частей. Тот факт, что замена электрода не привела к сколько-нибудь заметному изменению зависимостей  $\sigma(E_{\perp})$ , говорит о том, что причину наблюдаемого дип-эффекта следует искать в структуре подложки. Поскольку характерный размер локализации электронов и поперечный размер проводящего канала оказываются заметно меньше ширины желобков, заполненных гелием, то подвижные электроны, определяющие проводимость ПЭ, сосредоточены в основ-

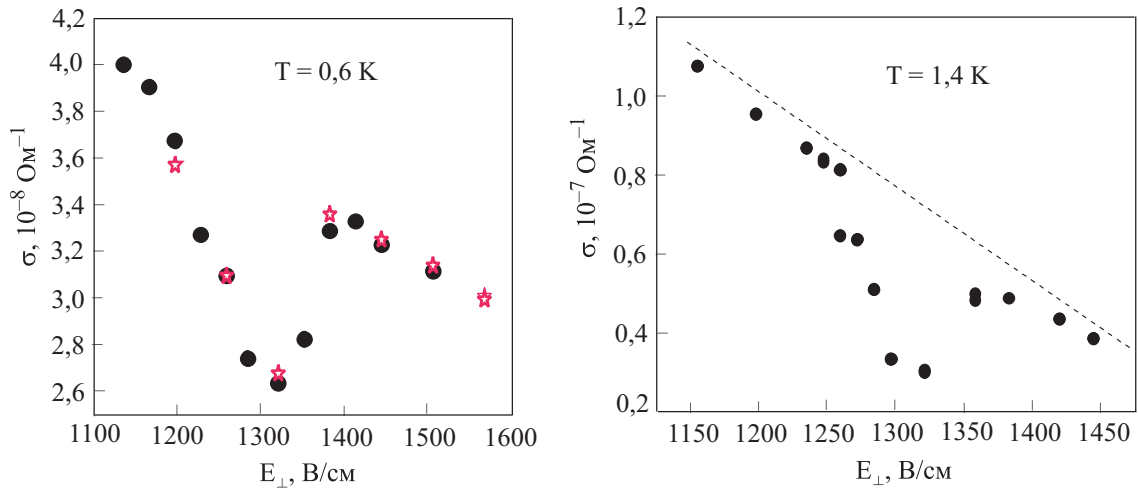


Рис. 6. Проводимость ПЭ в каналах, заполненных жидким гелием, как функция прижимающего поля для различных температур. Концентрация  $n_s = 1,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ .

ном в центре канала, где глубина жидкости порядка радиуса кривизны и влиянием рельефа подложки в центре канала на проводящие свойства ПЭ можно пренебречь. Таким образом, наиболее вероятным представляется, что наблюдаемые аномалии проводимости связаны с неоднородностями нейлоновых нитей, образующих стенки желобка, заполненного гелием. Для проверки данного предположения были проведены эксперименты, в которых путем напуска дополнительного гелиевого газа в экспериментальную ячейку изменялся уровень жидкости и радиус кривизны гелия в желобках между нитями. На рис. 7 приведены зависимости  $\sigma(V_{\perp})$ , снятые для разных  $R$ , обратно пропорциональных  $H$ . При достаточно малых радиусах кривизны (рис. 7,а) имеется провал в проводимости (показан стрелкой), сопровождаемый значительными шумами, с которыми связаны кажущиеся дополнительные особенности на кривой  $\sigma(V_{\perp})$ . В ходе сканирования прижимающего потенциала положение провала (дипа) оставалось неизменным, тогда как «шумовые» особенности изменяли как амплитуду, так и положение. При еще меньших значениях  $R$  аномалию проводимости на фоне шумов наблюдать не удавалось. При увеличении радиуса кривизны аномалия становилась более выраженной и сдвигалась в сторону больших  $V_{\perp}$ , а влияние шумов уменьшалось (рис. 7,б). Интересно, что на кривой  $\sigma(V_{\perp})$  появляется дополнительная особенность в проводимости. При дальнейшем росте  $R$ , по мере того как поверхность гелия становится все более плоской и свойства ПЭ должны стремиться к свойствам двумерных систем ПЭ, аномалия проводимости исчезает (рис. 7,в). Таким образом, ослабление дип-эффекта с ростом  $R$  свидетельствует в пользу того, что аномалии проводимости, наблюдаемые в настоящей работе, связаны с изменениями структуры проводящих Q1D каналов и возникновением дополнительного потенциала по мере изменения

качества материала подложки. График на рис. 7,г показывает, как влияет изменение концентрации на амплитуду и положение дипов. Кривая  $\sigma(V_{\perp})$  снята при том же радиусе кривизны, что и на рис. 7,б, однако при большей концентрации ПЭ. Видно, что аномалии проводимости сместились в сторону больших значений  $V_{\perp}$ , хотя расстояние  $\Delta V_{\perp}$  между ними осталось прежним.

Дополнительный потенциал, действующий на ПЭ со стороны нейлоновых нитей, может быть, в принципе, обусловлен поляризационным взаимодействием с веществом нитей. Поскольку ПЭ в основном локализованы в центре канала, характерное расстояние электрона в проводящем канале от нити оказывается порядка полуширины желобка, заполненного гелием, и составляет  $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$  см. Поэтому существенное влияние поляризационного взаимодействия на энергию электрона следует ожидать, если размеры неоднородностей нейлоновой нити (выступы или впадины) имеют тот же порядок. Однако оптические исследования нитей, регулярно проводившиеся в промежутках между экспериментами, не выявили неоднородностей на их поверхности в видимом диапазоне света с длиной волны порядка  $10^{-5}$  см. Поэтому верхняя граница для характерного размера неоднородностей оказывается, по всей видимости, на порядок меньше. В этих условиях влияние поляризационного взаимодействия представляется маловероятным, а дополнительный потенциал, влияющий на проводимость ПЭ в канале, скорее всего, связан с локализацией зарядов на неоднородностях и дефектах стенок нейлоновых нитей. В этой связи интересно отметить, что существует формальное сходство между дип-эффектом на зависимости проводимости от прижимающего потенциала, наблюдаемым в настоящей работе, и дип-эффектом в проводимости 2D ПЭ как функции толщины пленки сверхтекучего гелия, покрывающей твердую подложку.

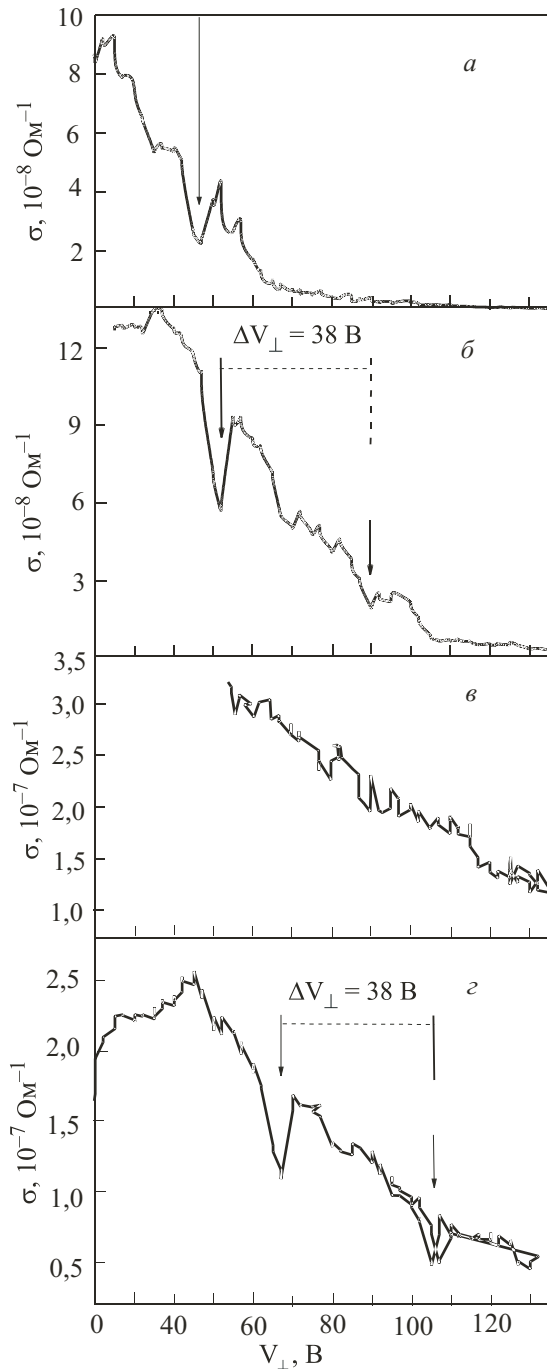


Рис. 7. Проводимость ПЭ при разных значениях радиуса кривизны гелия  $R$ , см:  $2,85 \cdot 10^{-3}$  (а);  $3,7 \cdot 10^{-3}$  (б);  $6,4 \cdot 10^{-3}$  (в) ( $n_s = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ ) и  $3,7 \cdot 10^{-3}$  ( $n_s = 4,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ ) (г).

ку [17]. Дип-эффект над пленкой был объяснен как следствие перелокализации электронов на шероховатостях подложки при определенных соотношениях между характерным размером шероховатости и толщиной слоя гелия над ней [18]. Не исключено, что в нашем случае прижимающее электрическое поле влияет на электроны, локализованные на пленке гелия, покрывающей нейлоновые нити вне проводящего канала. Электроны, локализованные на неоднородностях нитей, под действием прижимающего поля могут «сдвигаться» в проводящий канал или быть захваченными другими неоднородностями. Будучи заряженными частицами, такие электроны оказывают сильное влияние на проводимость электронов в центре канала. Поскольку распределение неоднородностей вдоль нитей и их структура изменяются после термоциклирования от эксперимента к эксперименту, неудивительно, что дип-эффект наблюдается при последующих экспериментах при новом значении  $E_{\perp}$ .

Появление дип-эффекта в проводимости ПЭ в канале может быть качественно объяснено тем, что при определенном значении прижимающего потенциала (или поля) возникает разрыв проводящего канала. Если такой разрыв происходит в нескольких местах, где имеется сходный дополнительный потенциал, связанный с неоднородностями нейлоновых нитей, то канал разделяется на электронные кластеры, соединенные узкими «мостиками», характерный размер которых может быть порядка длины волны де-Бройля электрона, которая меньше  $10^{-5}$  см при  $T = 1$  К, т.е. порядка ширины проводящего канала. Перенос заряда через такие «мостики» затруднен и может осуществляться путем квантового туннелирования. При небольшом числе электронов, участвующих в таком процессе, следует ожидать дробового эффекта, характеризующегося повышенным шумом («shot noise»), который в самом деле наблюдался при значениях прижимающего поля, отвечающих появлению дип-эффекта. Разрыв канала и образование электронных кластеров приводят к падению проводимости, что может объяснить появление дип-эффекта для некоторых  $E_{\perp}$ . После образования сужений канала проводимость осуществляется в изолированных кластерах. Таким образом, в рамках данной модели находит объяснение падение проводимости в дип-эффекте как результат разрыва единого проводящего канала. При этом, однако, остается неясным, почему при дальнейшем изменении  $E_{\perp}$  проводимость возвращается к тем значениям, которые должны были бы наблюдаться в отсутствие дип-эффекта (участки кривых  $\sigma(E_{\perp})$  вне области провала проводимости, экстраполированные на область провала). Чтобы это происходило, необходимо, чтобы проводимость электронов, разделенных на отдельные кластеры, давала тот же вклад в измерительный сигнал, что проводимость сплошного «шнура» электронов. Кроме того, чтобы объяснить отсутствие гистерезиса на кривых  $\sigma(E_{\perp})$  приходится допустить, что процесс дробления канала полностью обратим и воссоздание единого проводящего канала из отдельных кластеров происходит при тех же значениях  $E_{\perp}$ , что и дробление. Тем не менее можно надеяться, что предложенная модель хотя бы отчасти соответствует наблюдаемым эффектам.

Не исключено, что наблюдавшиеся особенности проводимости могут быть связаны с изменением состояния проводящих электронов в канале. Так, в работе Чаплика [19] предсказывается, что при определенных значениях параметров Q1D системы (в нашем случае прижимающего поля) энергетически предпочтительным оказывается переход от линейного распределения электронов в виде цепочки к зигзагообразному расположению. При этом может оказаться, что «размах» зигзага таков, что электроны оказываются расположенными вблизи краев жидкого желобка, где слой гелия тонок и ПЭ локализируются под действием сильного потенциала сил изображения, действующего со стороны подложки. Таким образом, число свободных электронов сильно падает, что может объяснить резкое падение проводимости при определенном значении прижимающего электрического поля. При дальнейшем увеличении  $E_{\perp}$  электроны под действием поля могут делокализоваться, вновь сдвинуться к центру канала, что должно сопровождаться возрастанием проводимости при восстановлении их линейного расположения. Таким образом, используя модель [19], можно качественно объяснить не только уменьшение, но и возрастание проводимости при изменении прижимающего поля или потенциала.\*

В другой серии экспериментов зависимость  $\sigma(V_{\perp})$  снималась для насыщенной концентрации электронов. При этом проводили пошаговое увеличение поля, сопровождаемое импульсным включением источника электронов. Процедура повторялась до тех пор, пока проводимость не переставала изменяться от прижимающего потенциала, что соответствовало условию насыщения концентрации (рис. 8). Измерения проводили при нескольких температурах. Практическое отсутствие проводимости вплоть до некоторого критического значения  $(V_{\perp})_{cr}$  можно объяснить тем, что электроны, вводимые на поверхность гелия, вначале локализируются в основном на пленке гелия и не дают вклада в проводимость каналов. Лишь при выполнении условия  $V_{\perp} > (V_{\perp})_{cr}$  электроны заполняют проводящие каналы между нейлоновыми нитями, в центре которых глубина гелия может считаться бесконечной. Этому переходному режиму соответствуют линейные участки возрастания проводимости. По измеренному значению  $(V_{\perp})_{cr}$ , соответствующему резкому возрастанию проводимости до «насыщенного» значения, можно оценить минимальное значение концентрации ПЭ  $(n_s)_{min} \simeq (E_{\perp})_{cr} / (2\pi e)$ , начиная с которой ПЭ заполняют проводящие каналы. «Насыщение» также может быть достигнуто, если зарядить поверхность гелия произвольным большим зарядом, а затем понижать прижимающий потенциал до порога насыщения,

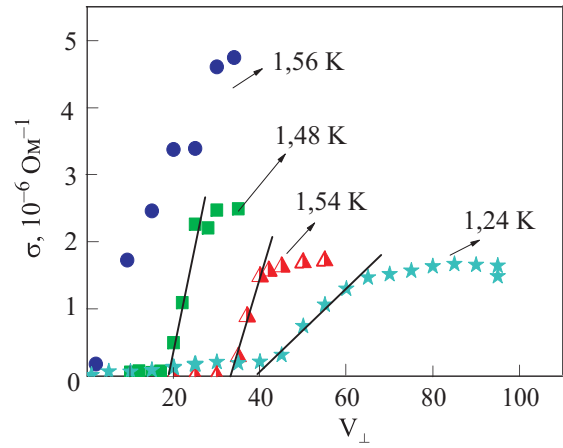


Рис. 8. Зависимость проводимости ПЭ от прижимающего потенциала в случае насыщенной концентрации зарядов и при разном количестве зарядов, локализованных на подложке.

когда имеется резкое падение проводимости до исчезающе малых значений. Важной особенностью зависимостей проводимости от прижимающего потенциала, снятых при его сканировании и при насыщенной концентрации ПЭ, является отсутствие аномалий проводимости типа дип-эффекта, которые наблюдались, когда условие насыщенности концентрации не выполнялось. Поскольку концентрации зарядов в случае насыщения концентрации ПЭ были заметно больше тех, которые имелись в предыдущей серии измерений, можно предположить, что с увеличением плотности ПЭ их распределение становится все более равномерным по поверхности подложки, что характерно для двумерных систем ПЭ. В таких

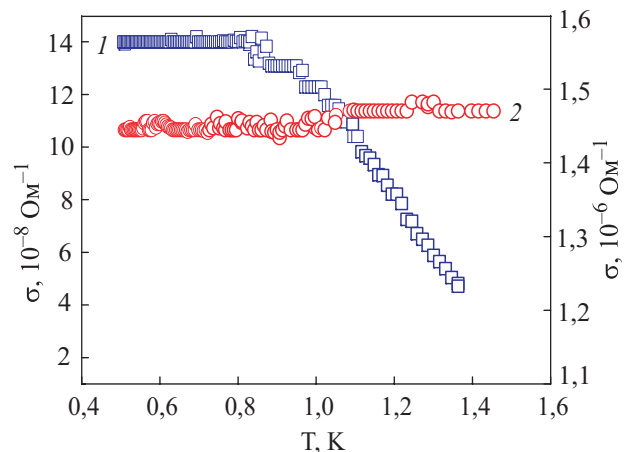


Рис. 9. Температурная зависимость проводимости для насыщенной концентрации ПЭ в канале, снятая при различных концентрациях зарядов на подложке. Концентрация ПЭ вдоль канала  $n_s \simeq 5,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  (кривая 1, левая шкала) и  $n_s \simeq 9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$  (кривая 2, правая шкала).

\* На возможность такого объяснения обратил наше внимание Ю. П. Монарха.



системах дип-эффект над объемным гелием не наблюдается. Напомним, что электроны, определяющие проводимость проводящих каналов, расположены над объемной жидкостью.

В настоящей работе в условиях насыщенной концентрации ПЭ также проводились исследования температурной зависимости проводимости. Типичные зависимости приведены на рис. 9 (см. также кривую 4 на рис. 3). Они сняты для прижимающего потенциала  $V_{\perp} > (V_{\perp})_{\text{сг}}$ . Видно, что в зависимости от концентрации электронов температурная зависимость проводимости может качественно изменяться. Кривая 1 отличается от кривой 2 значением концентрации заряда, локализованного на подложке (для кривой 2 концентрация примерно в два раза больше). Если для кривой 1 при температуре  $T > 1$  К, соответствующей области газового рассеяния, наблюдается рост проводимости с понижением температуры (хотя и не столь сильный, как предсказывает теория), то при дальнейшем понижении температуры проводимость от нее перестает зависеть. Это полностью противоречит теоретическим расчетам проводимости в области электрон-риплонного рассеяния. Для кривой 2 независимость проводимости от температуры сохраняется во всем температурном интервале. Заметим, что кривая 4 на рис. 3, снятая при  $n_s \simeq 3,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , является немонотонной. Изменение температурной зависимости проводимости при больших концентрациях ПЭ свидетельствует об изменении механизма проводимости по сравнению с ПЭ в идеальных каналах. С чем связано такое поведение проводимости в настоящее время неясно. Можно предположить, что проявляется туннельный механизм проводимости для кривой 2, не зависящий от температуры. В то же время для кривой 4 рис. 3, как уже отмечалось, для  $T < 1$  К, по всей видимости, имеется термоактивационный механизм проводимости.

### Заключение

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование проводимости Q1D системы поверхностных электронов, локализованных в проводящих каналах на поверхности жидкого гелия. Установлено, что изменение качества подложки со временем приводит к появлению специфических особенностей в проводимости. Исследования зависимости проводимости от прижимающего электрического потенциала показали, что на соответствующей кривой появляется провал (дип-эффект), который может быть объяснен действием неупорядоченного потенциала вдоль проводящего канала, который может быть связан с перераспределением статических электронов, локализованных на пленке гелия, окружающей проводящий канал, под действием прижимающего поля. Данные результаты

получены для ненасыщенных концентраций ПЭ, тогда как для насыщенных концентраций дип-эффект не наблюдается. Исследования будут продолжены на других подложках с целью выяснения сути наблюдаемых аномалий проводимости и развития модельных представлений об их природе.

Авторы признательны Ю.П. Монарха и В.Е. Сивонко за многочисленные дискуссии и полезные обсуждения результатов работы.

Работа поддержана проектом УНТЦ № 3718.

1. Y. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Berlin Springer (2004).
2. В.Б. Шикин, Ю.П. Монарха, *Двумерные заряженные системы в гелии*, Наука, Москва (1989).
3. S.S. Sokolov, *Fiz. Nizk. Temp.* **30**, 271 (2004).
4. Ю.З. Ковдря, Ю.П. Монарха, *ФНТ* **12**, 571 (1986).
5. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 1278 (1992).
6. О.И. Киричек, Ю.П. Монарха, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **19**, 458 (1993).
7. S.S. Sokolov, G.-Q. Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 5977 (1995).
8. Yu.P. Monarkha, S.S. Sokolov, G.-Q. Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B69**, 104525 (2004).
9. С.П. Гладченко, В.А. Николаенко, Ю.З. Ковдря, С.С. Соколов, *ФНТ* **27**, 3 (2001).
10. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, С.П. Гладченко, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 526 (2001).
11. V.A. Nikolaenko, Yu.Z. Kovdrya, and S.P. Gladchenko, *J. Low Temp. Phys.* **138**, 439 (2005).
12. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, А.В. Смородин, *ФНТ* **33**, 1166 (2007).
13. Yu.Z. Kovdrya, V.A. Nikolaenko, A.V. Smorodin, and S.S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 242 (2008).
14. W.T. Sommer and D.J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1345 (1976).
15. Ю.З. Ковдря, *ФНТ* **29**, 107 (2003).
16. R. Mehrotra and A.J. Dahm, *J. Low Temp. Phys.* **67**, 115 (1987).
17. E. Andrei, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1449 (1984).
18. Yu.P. Monarkha, U. Albrecht, K. Kono, and P. Leiderer, *Phys. Rev.* **B47**, 13812 (1993).
19. А.В. Чаплик, *Письма ЖЭТФ* **31**, 275 (1980).

### Conductivity of quasi-one-dimensional electron system over liquid helium in the presence of nonuniform potential

A.V. Smorodin, V.A. Nikolaenko, and S.S. Sokolov

The surface electron conductivity in channels filled by liquid helium covering a profiled substrate is measured. It is found that the behavior of the conductivity dependence on holding electric field normal to helium surface, depend strongly on the substrate quality. With deteriorating the quality, the field dependence of conductivity exhibits

the specific anomalies (dips) for some values of holding potential. The anomaly positions do not depend on temperature, amplitude, and frequency of exciting potential. Models are proposed for qualitative explanation of the dependences observed. The temperature dependence of conductivity is studied at high charge concentrations on the substrate.

PACS: **73.20.-r** Electron states at surfaces and interfaces;

**73.90+f** Other topics in electronic structure and electrical properties of surfaces, interfaces, thin films, and low-dimensional structures.

Keywords: surface electrons, profiled substrate, conductivity anomalies, low-dimensional structures.