

## Магнитоперенос в квазиодномерной электронной системе над сверхтекучим гелием

В. А. Николаенко, Ю. З. Ковдря, С. П. Гладченко

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

Статья поступила в редакцию 10 апреля 2002 г., после переработки 5 июня 2002 г.

Экспериментально исследован магнитоперенос в невырожденной квазиодномерной электронной системе над сверхтекучим гелием. Измерения проведены в перпендикулярных магнитных полях  $B \leq 2,6$  Тл в температурном интервале 0,48–2,05 К при ширине проводящих каналов 100–400 нм. Как в области рассеяния носителей на атомах гелия в паре ( $T > 0,9$  К), так и в области рассеяния электронов на риплонах ( $T < 0,9$  К) продольная компонента магнитосопротивления  $\rho_{xx}$  проводящих каналов преимущественно увеличивается с ростом  $B$ . Экспериментальные данные в области рассеяния носителей на атомах гелия в паре согласуются с классическим законом Друде, а в квантовом режиме переноса при  $\omega_c \tau > 1$  ( $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\tau$  — время релаксации электронной системы) качественно описываются теорией самосогласованного борновского приближения для  $2D$  электронной системы над гелием. Предполагается, что количественные различия экспериментальных и теоретических данных связаны с различием специфик исследуемой и теоретически анализируемой систем. Экспериментальные значения подвижностей электронов при низких температурах и малых магнитных полях совпадают с теоретическим расчетом, выполненным для квазиодномерной системы. Отрицательное магнитосопротивление проводящих каналов, которое наблюдали в области как газового, так и риплонного рассеяния носителей, объясняется слабой локализацией носителей в исследуемой электронной системе.

Експериментально досліджено магнітоперенос у невиродженій квазіодновимірній електронній системі над надплинним гелієм. Вимірювання проведено у перпендикулярних магнітних полях  $B \leq 2,6$  Тл у температурному інтервалі 0,48–2,05 К при ширині провідних каналів 100–400 нм. Як в області розсіяння носіїв на атомах гелію в парі ( $T > 0,9$  К), так і в області розсіяння електронів на риплонах ( $T < 0,9$  К) поздовжня компонента магнітоопору  $\rho_{xx}$  провідних каналів переважно зростає з ростом  $B$ . Експериментальні дані в області розсіяння носіїв на атомах гелію в парі узгоджуються з класичним законом Друде, а в квантовому режимі переносу при  $\omega_c \tau > 1$  ( $\omega_c$  — циклотронна частота,  $\tau$  — час релаксації електронної системи) якісно описуються теорією самоузгодженого борнівського надблизнення для  $2D$  електронної системи над гелієм. Припускається, що кількісні відміни експериментальних та теоретичних даних зв'язані з різницею специфік досліджуємої та теоретично аналізуємої систем. Експериментальні значення рухливості електронів при низьких температурах та малих магнітних полях співпадають з теоретичним розрахунком, зробленим для квазіодновимірної системи. Негативний магнітоопір провідних каналів, який спостерігали в області як газового, так і риплонного розсіяння носіїв, пояснюється слабкою локалізацією носіїв у дослідженій системі.

PACS: 67.40.Jg, 73.20.Dx, 73.20.Fz

### Введение

Поверхностные электроны (ПЭ) над сверхтекучим гелием являются уникальной классической

низкоразмерной системой благодаря предельной чистоте подложки, высокой однородности электронного слоя и слабому взаимодействию носителей с поверхностью жидкого гелия. Подвижность

электронов в такой системе может достигать рекордно больших значений и ограничивается взаимодействиями носителей с атомами гелия в паре при  $T > 0,9$  К (газовая область рассеяния) и с колебаниями поверхности жидкого гелия — риплонами при  $T < 0,9$  К (риплонная область рассеяния). Из-за относительно небольшой предельно допустимой концентрации электронов над жидким гелием, ограниченной развитием электрогидродинамической неустойчивости заряженной поверхности, ПЭ представляют собой газ частиц, расстояние между которыми существенно больше длины волны де Бройля.

Магнитоперенос в двумерной электронной системе (2D) над сверхтекучим гелием исследован достаточно хорошо как теоретически, так и экспериментально [1–4] в газовой и риплонной областях рассеяния носителей. Как известно, перенос заряда в перпендикулярном магнитном поле  $B$  и в нулевом магнитном поле существенно различается из-за появления дискретных уровней энергии (уровни Ландау). Установлено, что при  $\omega_c \tau < 1$  ( $\omega_c = eB/m$  — циклотронная частота,  $e$  и  $m$  — заряд и масса свободного электрона,  $\tau$  — время релаксации электронов на упругих рассеивателях) наблюдается классический характер магнитопереноса, выраженный законом Друде, а в обратном пределе,  $\omega_c \tau > 1$ , происходит переход к квантовому режиму переноса с более сложной зависимостью характеристик переноса от магнитного поля. В этих условиях магнитосопротивление  $\rho_{xx}$  (соответственно, и магнитопроводимость  $\sigma_{xx}$ ) 2D электронной системы обусловлено взаимодействием носителей на уровнях Ландау, ширина которых определяется процессами рассеяния электронов на различных неоднородностях. Было показано, что в риплонной области рассеяния наблюдается аномальное поведение продольного магнитосопротивления, которое выражается в том, что с понижением температуры величина  $\rho_{xx}$  сначала возрастает, а затем уменьшается. Это поведение описывается в рамках теоретической модели [5], которая учитывает преимущественное рассеяние электронов риплонами с характерными длинами волн, совпадающими с магнитной длиной.

Наряду с широко известными квазиодномерными (Q1D) и одномерными (1D) системами на основе тонких металлических проволочек, полупроводниковых гетероструктур, органических проводников и др. значительный интерес представляют аналогичные системы на поверхностных электронах над сверхтекучим гелием. Реализовать Q1D электронную систему над гелием можно ли-

нейной модуляцией свойств подложки в одном из направлений ее поверхности. Поскольку взаимодействия ПЭ с различными рассеивателями в двумерной системе над жидким гелием хорошо изучены, в данной электронной системе могут быть выделены эффекты, связанные с понижением размерности, в частности, с переходом от двумерной системы к одномерной.

Вариант квазиодномерной электронной системы с использованием поверхностных электронов над жидким гелием был предложен в [6] и реализован в [7]. Квазиодномерная электронная система получалась при локализации электронов в «желобках» искривленной поверхности жидкого гелия, затекающего под действием капиллярных сил в канавки профилированной диэлектрической подложки. Поперечный размер электронных проводящих каналов над гелием можно легко варьировать в широких пределах изменением высоты поверхности подложки над уровнем гелия или величины напряженности прижимающего электрического поля  $E_{\perp}$ , направленного перпендикулярно подложке.

Одной из особенностей одномерных проводящих систем является то, что в них существенны процессы, связанные с локализацией носителей, в частности процессы слабой локализации, влияющие на перенос заряда. Слабая локализация обусловлена взаимодействием поверхностных электронов с неоднородностями, приводящим к интерференционным процессам электронных волновых пакетов. Слабая локализация характеризуется условием  $k_T l_0 > 1$  (здесь  $k_T$  — волновой вектор электрона,  $l_0$  — длина свободного пробега носителей между упругими рассеивателями) и может быть разрушена неупругим рассеянием электронов на различных рассеивателях либо магнитным полем вследствие сокращения области локализации волновой функции электрона и уменьшения  $l_0$ . К достоинствам Q1D-системы с использованием невырожденного электронного газа, которым являются ПЭ над жидким гелием, следует отнести возможность варьирования в широких пределах тепловой скорости электронов  $V_T$  и длины свободного пробега электронов путем изменения температуры или концентрации рассеивателей, а следовательно, и величины  $k_T l_0$ . Исследование локализационных процессов в Q1D-системе на поверхностных электронах над жидким гелием представляет существенный интерес.

Предварительные измерения магнитосопротивления в Q1D электронной системе над сверхтекучим гелием были проведены в [8,9]. Настоящая работа является продолжением цикла работ

по экспериментальному исследованию магнито-переноса в квазиодномерной электронной системе над сверхтекучим гелием. Исследования проведены в магнитных полях до 2,6 Тл как в газовой, так и в риплонной области рассеяния при  $T = 0,48\text{--}2,05$  К. Размер проводящих каналов в зависимости от условий и задач эксперимента варьировался в пределах 100–400 нм.

### Экспериментальные данные и их обсуждение

Квазиодномерную электронную систему над жидким гелием получали с использованием профилированной подложки с малым значением диэлектрической постоянной. Структура подложки и методика измерения магнитосопротивления аналогичны описанным в [10]. Подложка состояла из 150-ти нейлоновых нитей диаметром 100 мкм, расположенных в ряд на стеклянной пластине размерами 24,5×19,1×1,2 мм и размещалась над системой прямоугольных измерительных электродов.

Качество проводящих каналов квазиодномерной электронной системы на ПЭ над гелием непосредственно зависит как от качества подложки, так и от процесса приготовления электронной проводящей системы. Источником электронов служила миниатюрная вольфрамовая нить накаливания диаметром 5 мкм, имевшая незначительную мощность тепловыделения. Для исключения случайного заряжения подложки или участков подложки, покрытых тонкой гелиевой пленкой, нить включалась в режиме слабого накала на короткое время при  $T \simeq 1,3$  К. Напряженность прижимающего электрического поля при этом составляла малую величину ( $\simeq 0,1$  В/см), и тем самым проникновение электронов непосредственно на подложку исключалось. Затем электрическое поле увеличивали до больших значений. Обнаружено, что от опыта к опыту качество подложки ухудшалось. Максимальное значение подвижности  $\mu$  в  $Q1D$ -каналах при низких температурах в нулевом магнитном поле составляет  $210 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  [8,11]. Однако в настоящей работе использовали подложку несколько худшего качества, для которой максимальное значение подвижности в нулевом магнитном поле составляло  $160 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Ряд экспериментов проводили на подложке, имевшей при низких температурах подвижность  $\simeq 90 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Различие экспериментальных и теоретических значений подвижности связано с некоторой случайной модуляцией потенциала вдоль каналов из-за неоднородностей на поверхности нейлоновых нитей, составляющих подложку.

Эксперименты проводили в системе прямоугольных измерительных электродов на частоте 100 кГц. Измеряли изменения амплитуды  $0^\circ$ - и  $90^\circ$ -й компонент электрического сигнала, прошедшего через ячейку при заряджении ее электронами. Ведущее электрическое поле было направлено вдоль проводящих каналов. Полученные данные позволяли определить действительную и мнимую части проводимости ячейки с электронами, а по ним — величину  $\rho_{xx}$  и эффективную подвижность электронов (процедура расчета аналогична приведенной в [10]). Погрешность определения величин  $\rho_{xx}$  и  $\mu$  составляла около 30%. Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 1–4. На рис. 1 и 4 приведены экспериментальные данные, полученные на подложке, где величина  $\mu_0$  достигала значений  $160 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . На рис. 2 и 3 — с использованием подложки, имевшей максимальную подвижность в нулевом магнитном поле  $\simeq 90 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ .

На рис. 1 приведены температурные зависимости величины  $(\mu\rho_{xx})^{-1}$  в магнитных полях 0; 0,68; 1,36 и 2,05 Тл, полученные для прижимающего электрического поля  $E_{\perp} = 460$  В/см. Видно, что в области температур  $T > 0,9$  К наблюдается практически экспоненциальная зависимость величины  $(\mu\rho_{xx})^{-1}$  от  $T$ , что указывает на преобладающее влияние атомов гелия в паре в процессах рассеяния носителей. При  $T \leq 0,9$  К зависимость величины  $(\mu\rho_{xx})^{-1}$  от  $T$  более плавная. В этой области температур преобладает взаимодействие электронов с риплонами.

Средняя длина локализации электрона на первом энергетическом уровне в перпендикулярном каналу направлении  $y_0 = (\hbar/m\omega_0)^{1/2}$  [6]. Эффективная ширина проводящих каналов определяется как  $y_n = y_0(kT/\hbar\omega_0)^{1/2}$  ( $k$  — постоянная Больцмана и  $\hbar\omega_0 = \hbar(eE_{\perp}/mR)$  — расстояние между соседними уровнями в энергетическом спектре электронной системы). В исследуемом интервале температур эта величина составляет 200–400 нм для прижимающего электрического поля  $E_{\perp} = 460$  В/см и высоты подложки над уровнем гелия 8 мм. В нулевом магнитном поле  $\hbar\omega_0 = 0,13$  К. Линейная плотность электронов в канале была  $\sim 10^5 \text{ м}^{-1}$ . Соответственно энергия кулоновского межэлектронного взаимодействия при этом — несколько кельвин. В данных экспериментальных условиях минимальная длина свободного пробега носителей в газовой области при 2 К имеет величину  $l_0 < 10^{-7}$  м, что меньше ширины проводящей полоски. С понижением  $T$  величина  $l_0$  возрастает и в риплонной области рассеяния  $l_0 > y_n$ . При наличии магнитного поля

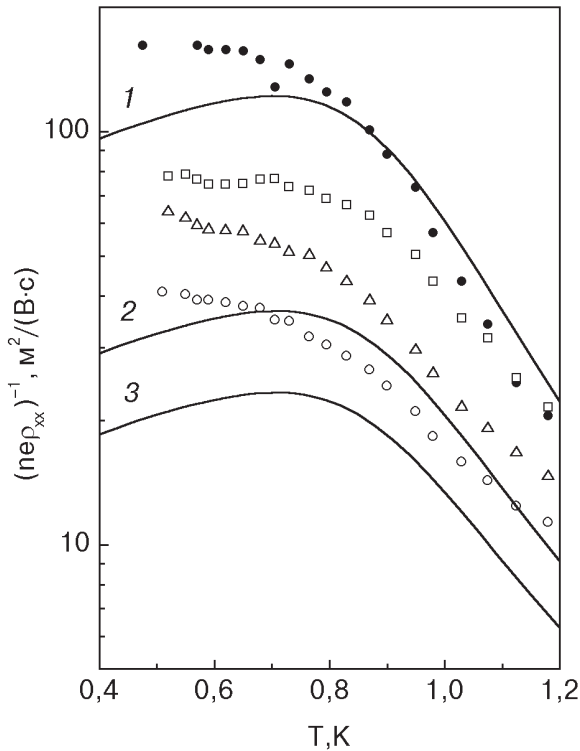


Рис. 1. Температурная зависимость величины  $(\rho_{xx})^{-1}$  для квазиодномерной электронной системы над гелием в магнитных полях  $B$ , Тл: 0 (●); 0,68 (□); 1,36 (△); 2,05 (○). Расстояние между электронами в канале  $5 \cdot 10^{-4}$  см. Линиями обозначены данные теоретического расчета этой величины для  $2D$ -системы, выполненного в соответствии с [12] для  $B$ , Тл: 0,8 (1); 1,5 (2); 1,9 (3).

магнитная длина  $l_m < y_n$  начиная со значений поля  $\sim 10^{-2}$  Тл.

Таким образом, изучаемая электронная система при достаточно низких температурах и малых магнитных полях в риплонной области рассеяния близка к квазиодномерной, а в газовой области рассеяния носителей, по-видимому, по свойствам близка к  $2D$ -системе, с той лишь разницей, что электроны в проводящем канале находятся в узкой параболической формы потенциальной яме, формирующей канал. Следует также отметить, что вдоль проводящих каналов происходят некоторые вариации потенциала, приводящие к уменьшению подвижности в нулевом магнитном поле.

На рис. 1 сплошными линиями показаны результаты теоретического расчета величины  $(\rho_{xx})^{-1}$  для двумерной электронной системы в магнитных полях, близких к использованным в экспериментах\* [12]. В рамках этой теории учитывалось только рассеяние электронов атомами

гелия в паре и риплонами, а также многоэлектронные эффекты, которые приводят к дополнительному уширению уровней Ландау. Следует отметить, что в опытах не наблюдается уменьшение величины  $(\rho_{xx})^{-1}$  в риплонной области с понижением температуры, как предсказывает теория для двумерной системы. Наблюдаются и количественные различия теоретически рассчитанных и экспериментально полученных величин. Данные теоретического расчета величины  $(\rho_{xx})^{-1}$  для  $B = 0,8$  Тл превышают экспериментальные, а для  $B = 1,5$  и  $1,9$  Тл оказываются ниже экспериментальных. Таким образом, экспериментально полученная зависимость  $\rho_{xx}$  от  $B$  оказывается более слабой, чем предсказывает теория. Отличие в поведении величин  $(\rho_{xx})^{-1}$ , найденных экспериментально, от рассчитанных теоретически для  $2D$ -системы может быть обусловлено тем, что в исследуемых квазиодномерных проводящих каналах электроны локализованы в перпендикулярном канале направлении и наблюдаются некоторые вариации потенциала вдоль каналов.

В классическом пределе процессы переноса электронов в магнитном поле в  $2D$  электронной системе над жидким гелием хорошо описываются моделью Друде. Компоненты тензоров сопротивления и проводимости могут быть представлены в виде

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B)^2}, \quad \sigma_{xy} = \mu B \sigma_{xx}, \quad (1)$$

$$\rho_{xx} = \rho_0, \quad \rho_{xy} = \frac{B}{n_e e}, \quad (2)$$

где  $\sigma_0 = I/\rho_0 = ne\mu$ .

Полученные экспериментально  $\rho_{xx}$  позволили определить величину  $\sigma_{xx}$  из выражения

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}. \quad (3)$$

Такие расчеты могут быть проведены, если величина силы Лоренца  $IB/n_2 y_n$  ( $I$  — электрический ток вдоль проводящих каналов,  $n_2$  — эффективная двумерная концентрация электронов) меньше эффективной силы, обусловленной наличием потенциальной энергии частицы, находящейся в канале. Оценки показывают, что в области магнитных полей больших  $0,2$  Тл эти условия выполняются.

\* Авторы выражают благодарность Ю. П. Монархе за представленные данные теоретического расчета.

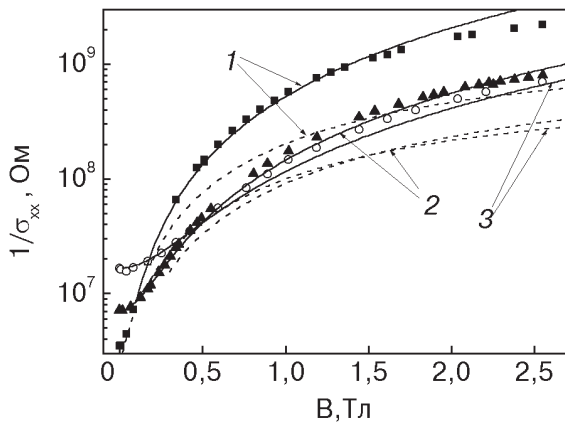


Рис. 2. Зависимость величины  $1/\sigma_{xx}$  проводящих каналов от  $B$  в газовой области рассеяния электронов при  $T$ , К: 1,3 (■); 1,63 (▲) и 2,05 (○). Цифрами обозначены теоретические зависимости, относящиеся к соответствующим  $T$ , К: 1,3 (1); 1,63 (2); 2,05 (3). Сплошные линии – расчет по модели Друде, штриховые линии – расчет в соответствии с выражением (4). Экспериментальные значения подвижностей электронов в нулевом магнитном поле составляют 11; 4,0 и 2,0  $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  для температур 1,3; 1,63 и 2,05 К соответственно. Концентрация электронов в каналах  $2,2 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-2}$ .

На рис. 2 представлены зависимости рассчитанной с использованием (3) величины  $\sigma_{xx}^{-1}$  от магнитного поля  $B$  в газовой области рассеяния носителей для разных температур.

Свойства электронного транспорта в квантовом пределе для короткодействующих рассеивателей, к которым относятся, в частности, и атомы гелия в паре, определяются процессами рассеяния носителей на уровнях Ландау, которые, в свою очередь, вызывают их уширение. Магнитопроводимость  $\sigma_{xx}$  в двумерной электронной системе в условиях квантового переноса была рассмотрена в рамках самосогласованного борновского приближении [13]. В работе [14] развита теория квантового магнитопереноса в газовой области рассеяния электронов, которая применима в широкой области магнитных полей. В соответствии с этой теорией выражение для  $\sigma_{xx}$  имеет вид

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 n}{m} \frac{v_{\text{eff}}}{\omega_c^2 + v_{\text{eff}}^2},$$

$$v_{\text{eff}} = \frac{2\text{ch}(\hbar\omega_c/2kT)}{\pi I_1(\Gamma/kT)} \left[ \text{ch}\left(\frac{\Gamma}{kT}\right) - \frac{kT}{\Gamma} \text{sh}\left(\frac{\Gamma}{kT}\right) \right]. \quad (4)$$

Здесь  $v_{\text{eff}}$  — эффективная частота столкновений электронов с атомами гелия в паре в магнитном

поле в предположении полуэллиптической формы для функции распределения плотности состояний уровней Ландау,  $\Gamma$  — эффективная полуширина уровня Ландау,  $I_1$  — модифицированная функция Бесселя первого порядка.

На рис. 2 для сравнения приведены данные теоретического расчета по модели Друде и с использованием выражения (4). При расчете предполагалось, что эффективная полуширина уровня Ландау определяется выражением  $\Gamma = \sqrt{\Gamma_0^2 + \Gamma_s^2}$ , где  $\Gamma_0$  — полуширина уровня Ландау, обусловленная взаимодействием носителей с атомами гелия в паре, и  $\Gamma_s$  — уширение уровня Ландау за счет неоднородностей подложки. Для расчета величины  $\Gamma$  использовали значения подвижности в нулевом магнитном поле, которые при температурах 1,3; 1,63 и 2,05 К составляют соответственно 11; 4,1 и 2,0  $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Предполагалось, что величины  $\tau$ , определяющие подвижность электронов, имеют вид  $1/\tau = 1/\tau_g + 1/\tau_s$ , где  $\tau_g$  и  $\tau_s$  — времена релаксации, обусловленные соответственно взаимодействием с атомами гелия в паре и случайным потенциалом из-за неоднородностей подложки. На рисунке видно, что экспериментальные значения  $\sigma_{xx}^{-1}$  хорошо согласуются с данными, рассчитанными по модели Друде (см. (1)–(3)). Это свидетельствует о применимости выражений (1)–(3) к настоящим условиям. Видно также, что экспериментальные значения  $\sigma_{xx}^{-1}$  количественно расходятся с данными, полученными в рамках работы [14], причем расхождение увеличивается с понижением температуры. Это различие, по-видимому, вызвано спецификой данной исследуемой системы, в которой носители находятся в параболической формы потенциальной яме с узкими проводящими каналами, а также возможным влиянием на магнитоперенос случайных вариаций потенциала вдоль каналов.

На рис. 3 показана зависимость сопротивления проводящих каналов в магнитном поле  $\rho_{xx}$  от величины магнитного поля при  $T = 0,6$  К. Видно, что в риплонной области рассеяния носителей в диапазоне магнитных полей от 0 до 2,6 Тл преимущественно наблюдается зависимость  $\rho_{xx} \propto B$ .

Теоретическое рассмотрение переноса носителей в квазиодномерной электронной системе над жидким гелием в магнитном поле, параллельном прижимающему электрическому полю, проведено в [15] в рамках больцмановского кинетического уравнения с учетом распределения электронов по энергетическим уровням одномерной системы. В расчете также учитывались и электрон-электронные взаимодействия. На вставке к рис. 3 приведена зависимость от магнитного поля  $B$  отношения

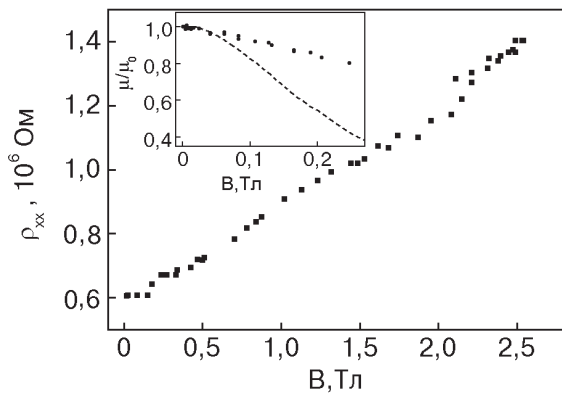


Рис. 3. Зависимость величины продольной компоненты магнитосопротивления для квазиодномерной электронной системы  $\rho_{xx}$  от  $B$  в риплонной области рассеяния при  $T = 0,6$  К ( $\mu_0 = 90 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ). На вставке — полевая зависимость отношения подвижности электронов в магнитном поле к подвижности в отсутствие поля,  $\mu/\mu_0$ , полученных из эксперимента (●), штриховая линия — результаты теоретического расчета в соответствии с [15].

подвижности электронов в магнитном поле  $\mu$  к подвижности в отсутствие поля  $\mu_0$ . Видно, что в пределе малых магнитных полей, в области применимости теории ( $B \leq 0,03$  Тл), данные эксперимента согласуются с теоретическим расчетом.

Влияние магнитного поля на величину  $\rho_{xx}/\rho_0$  в газовой области рассеяния носителей при температуре 1,2 К и в риплонной области при  $T = 0,6$  К показано на рис. 4. Данные получены для отно-

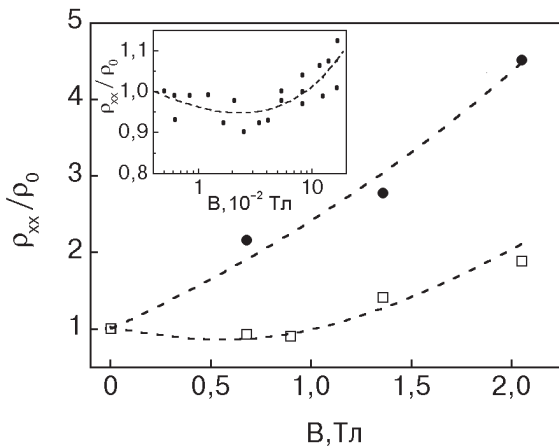


Рис. 4. Зависимость приведенной величины магнитосопротивления  $\rho_{xx}/\rho_0$  в квазиодномерной электронной системе от магнитного поля при  $T$ , К: 1,2 (□) и 0,6 (●). Данные получены на свежеприготовленной подложке. На вставке — зависимость  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$  для малых значений магнитных полей при  $T = 0,6$  К; штриховые линии — результат машинной обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов.

сительно чистой подложки ( $\mu = 160 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  при  $T = 0,5$  К). При  $T = 1,2$  К с увеличением  $B$  до значения  $\approx 0,6$  Тл величина  $\rho_{xx}/\rho_0$  уменьшается до значения  $\approx 0,9$ , затем  $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B^2$ . В относительно больших полях величина  $\rho_{xx}/\rho_0 \propto B$ . Отрицательное магнитосопротивление при этой температуре вызвано проявлением слабой локализации электронов на атомах гелия в паре. Как было сказано выше, слабая локализация обусловлена интерференцией электронной волновой функции при наличии случайно распределенных центров упругого рассеяния. Слабая локализация приводит к поправкам в кинетических коэффициентах, в частности к уменьшению проводимости [16]. Подавление слабой локализации магнитным полем ведет к возрастанию проводимости. Таким образом, отрицательное магнитосопротивление может служить индикатором появления слабой локализации носителей. Дальнейшее повышение величины  $\rho_{xx}/\rho_0$  с ростом магнитного поля  $B > 0,6$  Тл, наблюдавшееся в экспериментах, связано с переходом от классического к квантовому режиму переноса заряда. Экспериментально эффект слабой локализации для  $Q1D$  электронной системы над жидким гелием в области температур от 1,3 К и выше изучался в [17]. Следует отметить, что влияние слабой локализации также может приводить к увеличению различий между экспериментальными и теоретически рассчитанными данными [14] (см. рис. 1 и 2).

В риплонной области рассеяния при  $T = 0,6$  К проявляется преимущественно квантовый режим переноса, и в относительно больших полях в экспериментах наблюдается монотонный рост  $\rho_{xx}/\rho_0$  с увеличением  $B$ , причем, как отмечалось выше, эта зависимость менее крутая, чем для  $2D$  электронной системы. В настоящей работе проведены подробные исследования зависимости  $\rho_{xx}$  от магнитного поля в области магнитных полей до 0,2 Тл при относительно больших прижимающих электрических полях (до  $\approx 2 \text{ кВ}/\text{см}$ ) для усиления взаимодействия электронов с риплонной системой. Соответствующее значение подвижности при этом составляло  $\approx 60 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Ширина каналов при данном  $E$  равна 100 нм. Полученные результаты представлены на вставке к рис. 4, на которой приведены зависимости  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$ . Измерения проводили на пределе чувствительности измерительной системы, поэтому наблюдался разброс полученных значений. Штриховая линия — результат машинной обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов. Видно, что на зависимости  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$  в относительно малых магнитных полях наблю-

дается слабо выраженное отрицательное магнитосопротивление, минимальное значение которого составляет около 0,95 от величины  $\rho_0$  при  $B \simeq 0,02$  Тл. Этот эффект, по-видимому, также связан со слабой локализацией носителей при низких температурах и может быть обусловлен риплонами или неоднородностями подложки. Экспериментальные исследования этого эффекта будут продолжены.

### Заключение

В работе проведены экспериментальные исследования переноса носителей в квазиодномерной электронной системе над сверхтекучим гелием в магнитном поле до 2,6 Тл как в газовой, так и в риплонной области рассеяния носителей. Ширина проводящих каналов составляла 100–400 нм. Показано, что величина продольной компоненты магнитосопротивления преимущественно увеличивается с ростом напряженности магнитного поля и влияние поля тем больше, чем выше его величина и ниже температура. Экспериментальные данные по магнитосопротивлению в риплонной области, где в условиях эксперимента электронная система близка к квазиодномерной, хорошо согласуются с теорией при небольших магнитных полях [15]. В газовой области при классическом режиме переноса заряда экспериментальные значения сопротивления в магнитном поле  $\rho_{xx}$  хорошо описываются моделью Друде для 2D-системы, причем до достаточно больших значений магнитных полей (тем больших, чем выше температура). В ультраквантовом режиме теория магнитопереноса для 2D-системы [14] описывает полученные данные только качественно. Количественное различие экспериментальных значений сопротивления в магнитном поле по сравнению с теоретически рассчитанной аналогичной величиной для 2D-системы, по-видимому, обусловлено наличием потенциальной ямы перпендикулярно каналу, в котором движутся носители, и случайными вариациями потенциала вдоль каналов.

Отрицательное магнитосопротивление в области газового рассеяния при  $T = 1,2$  К связано с проявлением слабой локализации электронов на атомах гелия в паре. Обнаружено слабо выраженное отрицательное магнитосопротивление в риплонной области. Предполагается, что оно также связано со слабой локализацией электронов при низких температурах как следствие рассеяния электронов риплонами либо неоднородностями твердой подложки.

Авторы выражают благодарность Ю. П. Монархе за проявленный интерес к работе. Работа

частично поддержана грантом INTAS Network program 99–1643.

1. В. Н. Григорьев, О. И. Киричек, Ю. З. Ковдря, Ю. П. Монарха, *ФНТ* **16**, 394 (1990).
2. R. W. van der Heijden, H. M. Gijssman, and F. M. Peeters, *J. Phys.* **C21**, L1165 (1988).
3. A. O. Stone, P. Fozooni, M. J. Lea, and M. Abdul-Gader, *J. Phys. Cond. Matter* **1**, 2743 (1989).
4. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, О. И. Киричек, С. С. Соколов, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **19**, 458 (1993).
5. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **17**, 146 (1991).
6. Ю. З. Ковдря, Ю. П. Монарха, *ФНТ* **12**, 571 (1986).
7. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 894 (1992).
8. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, S. P. Gladchenko, and S. S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 1109 (1999).
9. V. A. Nikolaenko and Yu. Z. Kovdrya, *Physica* **B284–288**, 170 (2000).
10. С. П. Гладченко, В. А. Николаенко, Ю. З. Ковдря, С. С. Соколов, *ФНТ* **27**, 3 (2001).
11. S. S. Sokolov, Guo-Qiang Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 5977 (1995).
12. Yu. P. Monarkha, Shin-Ichiro Ito, K. Shirahama, and K. Kono, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2445 (1997).
13. T. Ando, Y. Matsumoto, and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **39**, 279 (1975).
14. P. J. M. Peters, P. Scheuzger, M. J. Lea, Yu. P. Monarkha, P. K. H. Sommerfeld, and R. W. van der Heijden, *Phys. Rev.* **B16**, 570 (1994).
15. S. S. Sokolov, Guo-Qiang Hai, and N. Studart, *ФНТ* **23**, 487 (1997).
16. B. L. Altshuler, D. E. Khmel'nitskii, A. J. Larkin, and P. A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
17. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, С. П. Гладченко, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 526 (2001).

### Magnetotransport in a quasi-one-dimensional electron system over superfluid helium

V. A. Nikolaenko, Yu. Z. Kovdrya,  
and S. P. Gladchenko

Magnetotransport in a nondegenerate quasi-one-dimensional electron system (Q1D) over superfluid helium is investigated experimentally. The experiments were carried out at perpendicular magnetic fields,  $B \leq 2.6$  T, in a temperature interval 0.48–2.05 K. The width of the conducting channels was from 100 to 400 nm. The longitudinal magnetoresistance  $\rho_{xx}$  of the conducting channels mainly grows with increasing  $B$  for both the electron–gas atom scattering ( $T > 0.9$  K) and the elec-

tron-rippon scattering ( $T < 0.9\text{K}$ ). The experimental data obtained for the electron-gas scattering region are in good agreement with the classical Drude law. The data obtained for relatively high  $B$  and low  $T$  at  $\omega_c\tau > 1$  (here  $\omega_c$  is the cyclotron frequency and  $\tau$  is the relaxation time of the electron system) agree qualitatively with the self-consistent Born approximation theory for a 2D electron system over helium. It is supposed that the quantitative discrepancies in the experimental and theoretical data are connected with different peculiar

features of the investigated and analyzed electron systems. The experimental data on electron mobility at low temperatures and small magnetic fields coincide with the theoretical calculation made for the Q1D system. The negative magnetoresistance of the channels observed both in the electron-gas scattering and electron-rippon scattering regions is supposed to be due to weak localization of carriers in the investigated electron system.