

## Эффекты слабой локализации в квазиодномерной электронной системе над жидким гелием

Ю. З. Ковдря<sup>1)</sup>, В. А. Николаенко, С. П. Гладченко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина, НАН Украины, 61164 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 23 марта 2001 г.

Измерялось магнитосопротивление  $\rho_{xx}$  квазиодномерной электронной системы над жидким гелием в области газового рассеяния (область температур 1.3–2.0 К). Показано, что с увеличением магнитного поля магнитосопротивление вначале уменьшается, а затем, пройдя минимум, начинает возрастать по закону  $\rho_{xx} \sim B^2$ . Сделано предположение о том, что обнаруженное в опытах отрицательное магнитосопротивление обусловлено эффектами слабой локализации. Результаты эксперимента качественно согласуются с теоретической моделью, описывающей процессы слабой локализации в одномерных невырожденных электронных системах.

PACS: 67.40.Jg, 73.20.-r

Эффекты локализации в низкоразмерных разупорядоченных электронных системах в настоящее время достаточно широко изучаются как экспериментально, так и теоретически [1]. Различают два режима локализации: сильную и слабую. Сильная локализация возникает, когда длина пробега носителей  $l_0$ , обусловленная упругим рассеянием, мала и имеет место условие  $kl_0 \sim 1$  ( $k$  – волновой вектор электрона). В режиме слабой локализации реализуется условие  $kl_0 > 1$ . Слабая локализация возникает вследствие интерференции волновой функции электрона при многократном его рассеянии примесями и другими квазичастицами, что приводит к заметным поправкам в кинетических коэффициентах, в частности, к уменьшению проводимости. Процессы неупругого рассеяния и магнитное поле разрушают слабую локализацию. В работе [2] было показано, что в магнитном поле проводимость носителей вследствие подавления локализации возрастает, этот эффект отрицательного магнитосопротивления является одним из наиболее характерных признаков слабой локализации.

До последнего времени основное внимание уделялось изучению эффектов слабой локализации в вырожденных электронных системах – в металлах и полупроводниках. Между тем большой интерес представляет изучение этих эффектов в невырожденном электронном газе, примером которого являются электроны, локализованные на поверхности некоторых криогенных жидкостей и кристаллов, – поверхностные электроны (ПЭ). В невырожденных системах можно путем изменения температуры контро-

лируемым образом менять волновой вектор электронов  $k_T$  и соответственно величину  $k_T l_0$ , определяющую в существенной степени процессы локализации. Наряду с изменением  $k_T$  в слое ПЭ имеется возможность в одном эксперименте менять плотность электронов  $n_0$  и величину  $l_0$ , что может иметь важное значение для исследования тонких эффектов локализации.

Эффекты слабой локализации в двумерной (2D) системе электронов над твердым водородом при рассеянии носителей шероховатостями поверхности и атомами гелия изучались соответственно в [3, 4] и над поверхностью жидкого гелия при рассеянии атомами гелия в паре – в [5]. В этих работах измерялась магнитопроводимость электронного слоя  $\sigma_{xx}$ ; было установлено, что уменьшение  $\sigma_{xx}$  вследствие эффектов слабой локализации составляет несколько процентов.

Наиболее ярко эффекты слабой локализации проявляются в квазиодномерных (Q1D) и одномерных (1D) электронных системах. До настоящего времени электронный перенос в Q1D и 1D системах в условиях слабой локализации изучался в различного рода наноструктурах: в металлических пленках и полупроводниках [6], в углеродных нанотрубках [7] и других системах. В настоящей работе исследовались эффекты слабой локализации в Q1D электронной системе над жидким гелием в области газового рассеяния.

Для реализации Q1D электронной системы использовалась профилированная диэлектрическая подложка, покрытая жидким гелием [8, 9]. При этом на поверхности жидкости образуется система параллельных жидких каналов с некоторым радиусом кривизны  $r$ . При наличии прижимающего электричес-

<sup>1)</sup>e-mail: kovdrya@ilt.kharkov.ua

кого поля  $E_{\perp}$  электроны, находящиеся над поверхностью жидкости, попадают на дно жидких каналов, образуя 1D или Q1D системы.

Энергетический спектр электронов в 1D системе имеет вид [8]

$$\epsilon = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{eE_{\perp}}{mr}}, \quad (1)$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка,  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $k_x$  – волновой вектор электрона вдоль канала,  $n = 1, 2, 3 \dots$

В работах [10, 11] изучалась подвижность электронов в такой системе и было обнаружено, что в случае, когда подложка была загрязнена посторонними примесями или на ее поверхности накапливался заряд, то при  $T < 0.8$  К наблюдалась локализация носителей, приводившая к существенному уменьшению эффективной подвижности. Однако эксперименты проводились в нулевом магнитном поле и поэтому было трудно разделить процессы сильной и слабой локализации. В данной работе измерялось магнитосопротивление в Q1D электронной системе над жидким гелием при относительно высоких температурах, в области газового рассеяния, где величина  $l_0$  мала и эффекты локализации должны проявиться более ярко. Эксперименты проводились в области температур 1.3–2.0 К в прижимающем электрическом поле 450 В/см, на частоте 100 кГц.

Экспериментальная ячейка и способ определения проводимости каналов описаны в [11]. В ячейке находилось 150 каналов радиусом кривизны  $r = 3.6 \cdot 10^{-3}$  см со средним расстоянием между ними 0.1 мм. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности диэлектрической подложки. В опытах измерялись действительная и мнимая части кондактанса ячейки в магнитном поле  $B$  до 2.5 Тл, что позволяло определять магнитосопротивление каналов.

Полученные данные представлены на рис.1, где приведены значения магнитосопротивления  $\rho_{xx}(B)$ , отнесенного к сопротивлению каналов в нулевом магнитном поле  $\rho_0$ , при различных значениях магнитного поля  $B$ . Видно, что величина  $\rho_{xx}/\rho_0$  вначале уменьшается с ростом магнитного поля, а затем, пройдя через минимум, начинает возрастать приблизительно как  $\rho_{xx} \sim B^2$ . Отметим хорошую стабильность и повторяемость данных, относящихся к температурам 1.3 и 1.63 К, в то же время при  $T = 2.0$  К, несмотря на предосторожности, иногда имели место неконтролируемые изменения плотности электронов в жидких каналах. Этим объясняется некоторое раз-

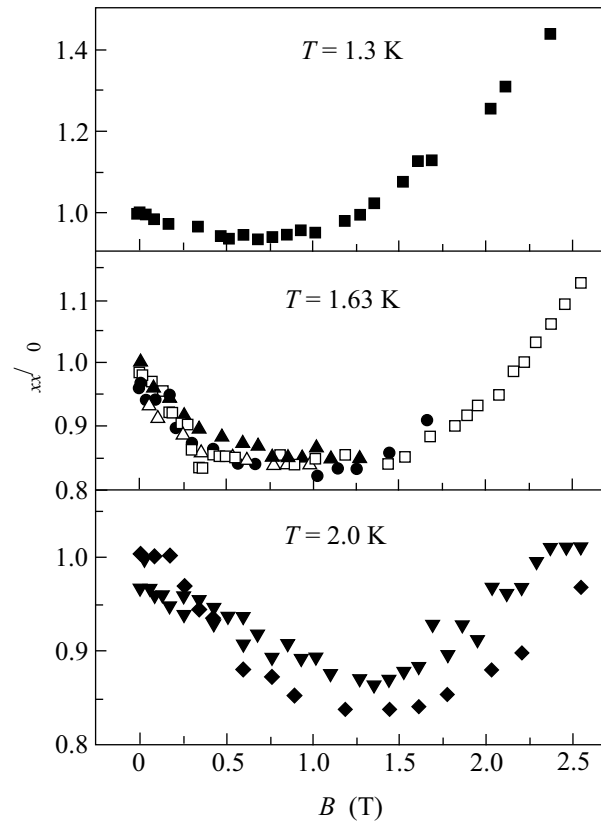


Рис.1. Зависимость от магнитного поля сопротивления каналов, отнесенная к сопротивлению в нулевом магнитном поле. Разными значками указаны данные, относящиеся к разным экспериментам

личие между экспериментальными данными, полученными в разных опытах для  $T = 2$  К.

Мы предполагаем, что наблюдающееся в опытах отрицательное магнитосопротивление в малых магнитных полях обусловлено эффектами слабой локализации носителей в Q1D электронной системе. Как уже было сказано, магнитное поле подавляет локализацию, это ведет к уменьшению  $\rho_{xx}$ . При дальнейшем увеличении магнитного поля  $\rho_{xx}$  начинает возрастать вследствие уменьшения эффективного времени релаксации в связи с переходом к квантовому режиму переноса.

Полученные данные позволяют определить величину отрицательного магнитосопротивления  $\Delta\rho_{xx}$ , обусловленного эффектами локализации. Для определения  $\Delta\rho_{xx}$  необходимо знать зависимость  $\rho_{xx}(B)$ , которая имела бы место в случае отсутствия локализации. Анализ имеющихся в литературе данных о  $\sigma_{xx}$  для ПЭ над жидким гелием [12] показывает, что подвижность электронов  $\mu$  над жидким гелием не зависит от  $B$  до значений  $\mu B \sim 8$  при  $T = 1.3$  К и

Характеристики проводящих каналов

$T, \text{K}$	$\tau_0,$ $10^{-11} \text{c}$	$l_0,$ $10^{-5} \text{cm}$	$k_T l_0$	$y_n,$ $10^{-5} \text{cm}$	$L_\varphi^{(2)},$ $10^{-5} \text{cm}$	$\rho_0^0/\rho_0^l$	$\Delta\sigma/n_0,$ $10^{-3} \text{cm}^3/\text{c}$
1.3	10.3	3.6	10.9	2.64	4.64	0.83	4.44
1.63	2.51	0.97	3.29	2.96	2.0	0.75	1.59
2.0	0.91	0.42	1.58	3.3	1.06	0.86	0.35

значений  $\mu B \sim 2-3$  при  $T = 2.0 \text{ K}$ . Мы предполагаем, что для изучаемой Q1D системы подвижность  $\mu$  не зависит от  $B$  примерно до тех же значений  $\mu B$ . Экстраполируя найденную в опытах зависимость  $\rho_{xx}(B)$  для магнитных полей  $B > 1-1.5 \text{ Tл}$  в область малых значений  $B$ , где подвижность ПЭ не зависит от  $B$ , можно определить величину  $\rho_0^0/\rho_0^l$  для  $B = 0$  ( $\rho_0^0$  и  $\rho_0^l$  – сопротивления канала соответственно при отсутствии и наличии локализации) и соответственно величины  $\Delta\rho_{xx}$  и  $\Delta\sigma_{xx}$ . Из таблицы, где приведены значения  $\rho_0^0/\rho_0^l$ , видно, что влияние локализации на проводимость системы составляет  $\sim 20\%$ , это намного больше аналогичной величины, полученной для 2D невырожденных систем [3–5].

При анализе полученных результатов следует прежде всего иметь в виду, что исследуемая система не является строго 1D. Для использовавшегося в работе прижимающего электрического поля разница в энергии между ближайшими энергетическими уровнями в спектре (1) составляет  $\Delta\epsilon = 0.13 \text{ K}$ , и, следовательно, электроны занимают при исследуемой температуре не только основной, но и более высоко лежащие уровни с номерами  $n \approx kT/\Delta\epsilon$  ( $k$  – постоянная Больцмана). В таблице приведены значения длин пробегов  $l_0$  и средней “ширины” проводящего канала при  $B = 0$ , представляющей длину локализации  $y_n$  электронов, находящихся на  $n$ -м уровне. К сожалению, в экспериментах не удавалось измерить концентрацию электронов в каналах  $n_0$  и соответственно определить подвижность носителей  $\mu_0$ . Однако учитывая, что  $\Delta\epsilon \ll kT$ , можно предполагать, что величина  $\mu_0$  в исследуемой системе близка к аналогичной величине для 2D слоя электронов. Для подсчета величин  $n_0$  и  $\mu_0$  использовались данные о подвижности электронов над жидким гелием, полученные в [13]. Как видно из таблицы, при  $T = 1.6-2 \text{ K}$  величина  $y_n > l_0$ , а при  $T = 1.3 \text{ K}$  указанные величины приближенно совпадают. Таким образом, действительно, по своим кинетическим характеристикам исследуемая система близка к 2D.

Используя данные о  $\rho_0$ , полученные в опыте, и данные о  $\mu_0$  из [13], можно было определить уменьшение проводимости вследствие эффектов слабой ло-

кализации, отнесенное к единичному заряду  $\Delta\sigma/n_0$ . Найденная таким образом величина  $\Delta\sigma/n_0$  приведена в таблице, а зависимость  $\Delta\sigma/n_0$  от плотности атомов гелия в паре  $n_g$  представлена на рис. 2 сплошной линией. Видно, что  $\Delta\sigma/n_0$  возрастает с уменьшением  $n_g$ .

Характерная длина, на которой нарушается когерентность электронных состояний в 2D системе, определяется выражением

$$L_\varphi^{(2)} = \sqrt{\frac{1}{2} l_0 l_{in}}, \quad l_{in} = v_T \tau_\phi, \quad (2)$$

где  $l_{in}$  – длина свободного пробега, обусловленная неупругими процессами,  $v_T$  – тепловая скорость электрона,  $\tau_\phi$  – время, в течение которого разрушается когерентность волновой функции локализованного состояния. В работе [14] было показано, что при рассеянии электронов атомами гелия

$$\tau_\phi = (6\tau_0\tau_\lambda^2)^{1/3}, \quad \tau_\lambda = \left(\frac{M}{m}\right)^{1/2} \frac{\hbar}{2kT}, \quad (3)$$

где  $\tau_0$  – время релаксации, обусловленное упругими процессами,  $M$  – масса атома  $^4\text{He}$ . В таблице приведены значения  $L_\varphi^{(2)}$ , подсчитанные с помощью (2), (3). Как видно, при относительно высоких температурах  $L_\varphi^{(2)} < y_n$ , а при  $T = 1.3 \text{ K}$ , наоборот,  $L_\varphi^{(2)} > y_n$ . Таким образом, по-видимому, можно утверждать, что изучаемая система относительно эффектов локализации занимает промежуточное положение между 1D и 2D системами.

Влияние слабой локализации на магнитопроводимость  $\sigma_{xx}$  невырожденного электронного газа теоретически исследовалось в [14]. Соответствующее выражение для  $\sigma_{xx}$  было аналогично полученному в [2] и может быть представлено в виде

$$\sigma_{xx} = \frac{2e^2}{md} \int_{E_c}^{\infty} \frac{dE}{1 + \mu^2 B^2} \left(-\frac{\partial f}{\partial E}\right) \left[\nu_d E \tau_0 - \frac{md}{2\pi} J_d\right]. \quad (4)$$

Здесь  $E$  – энергия,  $f$  – функция распределения,  $\nu_d$  – плотность состояний,  $E_c$  – граничная энергия, ниже которой локализованные электроны не дают вклада

в проводимость,  $d$  – размерность системы. Величина  $J_d$  зависит от размерности системы и для 2D электронного газа определяется выражением

$$J_2 = \frac{\hbar}{4\pi} \left[ \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\hbar m}{4eBE\tau_0^2} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\hbar m}{4eBE\tau_0\tau_\phi} \right) \right], \quad (5)$$

где  $\psi$  – дигамма-функция.

При  $B = 0$  выражение (5) сводится к

$$J_2 = \frac{1}{4\pi} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau_0},$$

при этом уменьшение проводимости  $\Delta\sigma_2$  2D электронной системы в нулевом магнитном поле за счет эффектов слабой локализации определяется выражением [14]

$$\Delta\sigma_2 = -\frac{n_0 e^2 \hbar}{2\pi m k T} \ln \frac{\tau_\phi}{\tau_0}. \quad (6)$$

При выводе (6) предполагалось, что  $E_c \approx 0$ , что справедливо для рассеяния электронов атомами гелия в паре, когда плотность атомов гелия  $n_g$  невелика. Величина  $\Delta\sigma_2/n_0$ , подсчитанная с использованием (3) и (6), представлена на рис.2 (штрих-пунктирной линией). Из рис.2 видно, что при  $T = 2$  К экспериментальные и расчетные значения приблизительно совпадают,

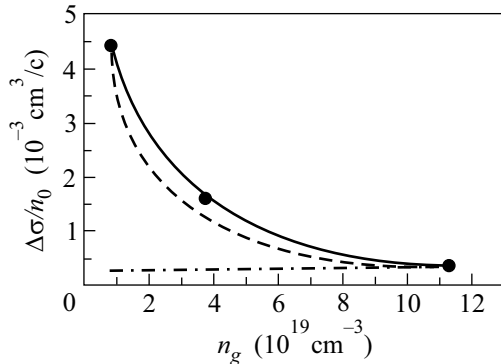


Рис.2. Зависимость величины  $\Delta\sigma/n_0$  от плотности атомов гелия в паре. Сплошная линия – экспериментальные данные; штрих-пунктирная линия – расчет [14] для 2D системы; пунктирная линия – расчет с использованием (7) при  $\tau_\phi/\tau_0 = 1.44$

однако при понижении температуры наблюдается существенное различие между данными эксперимента и расчетом. Таким образом, анализ данных в рамках теории, развитой для 2D электронного газа, не дает согласия с экспериментом. Отметим, что значение для  $\tau_\phi$ , следующее из (3), больше экспериментального значения, полученного в [5], использование экспериментального значения  $\tau_\phi$  еще больше уменьшает расчетную величину  $\Delta\sigma_2/n_0$ .

Используя (4), можно получить выражение, описывающее уменьшение проводимости 1D электронного невырожденного газа  $\Delta\sigma_1$  за счет эффектов локализации. При этом предполагалось, что для  $d = 1$  величина  $J_1 = a \cdot (L_\varphi^{(1)} - l_0)$  [1], где  $L_\varphi^{(1)}$  – длина, на которой теряется когерентность волновой функции в 1D системе,  $a$  – постоянная. Соответствующее выражение для  $\Delta\sigma_1$  имеет вид

$$\Delta\sigma_1 = \left( \frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{n_0 e^2}{m} \tau_0 \left( \left( \frac{\tau_\phi}{\tau_0} \right)^{1/2} - 1 \right). \quad (7)$$

При выводе (7) предполагалось, что  $a = 1$ ,  $L_\varphi = v_T(\tau_\phi\tau_0)^{1/2}$ . Выражение (7) неплохо описывает экспериментальные данные, если принять, что  $\tau_\phi/\tau_0 = 1.44$  (пунктирная линия на рис.2). Такое согласие расчетных и экспериментальных данных, по-видимому, означает, что исследуемая система по своим характеристикам относительно процессов локализации при  $T < 2$  К близка к 1D.

Интересно отметить, что полученные в опытах значения  $\tau_\phi/\tau_0$  меньше аналогичной величины, полученной в [5]. По-видимому, в рассматриваемой Q1D системе появляются дополнительные механизмы разрушения когерентности волновой функции, например, связанные с межуровневыми переходами.

Как известно, магнитное поле разрушает локализацию, когда магнитная длина  $\lambda_H \approx l_0$ . Это условие, однако, по-видимому, не применимо к исследуемой системе. Как было установлено в [15], в магнитном поле энергетический спектр (1) 1D электронной системы меняется: частота  $\omega_0$  заменяется частотой  $\Omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}$  ( $\omega_c$  – циклотронная частота), а масса электрона заменяется эффективной массой  $m^* = m(\Omega/\omega_0)^2$ . Интересной особенностью является то, что в отличие от 2D электронной системы, где электрон локализуется магнитным полем на длине порядка  $\lambda_H$ , в исследуемой системе в силу того, что в спектре (1) в магнитном поле  $k_x \neq 0$  [15], для электрона по-прежнему остается возможность движения вдоль канала. Можно предположить, что в этом случае эффекты локализации, возникающие за счет взаимодействия электронов с рассеивателями, подавляются существенно большими магнитными полями и что локализация исчезает, когда при увеличении магнитного поля величина  $\tau_\phi/\tau_0 \rightarrow 1$ . К сожалению, теории, описывающей эффекты слабой локализации в Q1D электронной системе над жидким гелием, в настоящее время нет.

Таким образом, в настоящей работе наблюдались эффекты слабой локализации в Q1D невырожденной электронной системе над жидким гелием. Показано, что относительное изменение магнитосопротивления

вследствие локализации составляет  $\sim 20\%$ , что намного больше аналогичной величины для 2D невырожденного электронного газа. Проведенный в работе расчет уменьшения магнитопроводимости за счет процессов слабой локализации в 1D невырожденных электронных системах, качественно согласуется с результатами эксперимента.

1. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
2. B. L. Altshuller, D. Khmel'nitskii, A. L. Larkin, and P. A. Lee, *Phys. Rev.* **B22**, 5142 (1980).
3. P. W. Adams and M. A. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 451 (1988).
4. P. W. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3333 (1990).
5. I. Karakurt, D. Herman, H. Mathur, and A. J. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1072 (2000).
6. M. A. Kastner, R. F. Kwasnick, J. C. Licini, and D. J. Bishop, *Phys. Rev.* **B36**, 8015 (1987).
7. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. Hiura et al., *Nature* **382**, 54 (1996).
8. Ю. З. Ковдря, Ю. П. Монарха, *ФНТ* **12**, 1011 (1986).
9. Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 1278 (1992).
10. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, S. P. Gladchenko, and S. S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 1109 (1998).
11. С. П. Гладченко, В. А. Николаенко, Ю. З. Ковдря, С. С. Соколов, *ФНТ* **27**, 2 (2001).
12. Yu. Z. Kovdrya, V. A. Nikolaenko, O. I. Kirichek et al., *Low Temp. Phys.* **91**, 371 (1993); A. O. Stone, P. Fozooni, M. J. Lea, and M. Abdul-Gader, *J. Phys. Condens. Matter* **1**, 2743 (1989).
13. Y. Yye, *J. Low Temp. Phys.* **40**, 441 (1980).
14. M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **B36**, 5663 (1987).
15. S. S. Sokolov and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 2640 (1995).