

Особенности транспорта квазиодномерных поверхностных электронов в плотном газообразном гелии

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 15 мая 2009 г.

Приведены результаты экспериментального исследования подвижности поверхностных электронов в жидком гелии, локализованных в квазиодномерных проводящих каналах над профилированной подложкой. Подвижность электронов измерялась в области температур, соответствующей рассеянию частиц на атомах гелия в паровой фазе. Показано, что при повышении температуры монотонное уменьшение подвижности, пропорциональное изменению концентрации гелиевого пара, сменяется резким падением, которое авторы связывают с возможным образованием поверхностного аниона — поляронного электронного образования в плотном гелиевом паре. Полученные результаты сопоставлены с результатами по подвижности двумерных и трехмерных систем электронов в гелиевом паре.

Наведено результати експериментального дослідження рухливості поверхневих електронів у рідкому гелії, що локалізовані у квазіодновимірних провідних каналах над профільованою підкладкою. Рухливість електронів вимірялася в області температур, яка відповідає розсіюванню частинок на атомах гелію в паровій фазі. Показано, що при підвищенні температури монотонне зменшення рухливості, яке пропорційне зміні концентрації гелієвого пару, змінюється різким падінням, яке автори зв'язують із можливим формуванням поверхневого аніона — поляронного електронного утворення в щільному гелієвому парі. Отримані результати зіставлено з результатами по рухливості двовимірних і тривимірних систем електронів у гелієвому парі.

PACS: **73.20.-r** Электронные состояния на поверхностях и границах раздела;
73.25.+i Поверхностная проводимость и явления переноса;
73.90.+f Другие темы в электронной структуре и электрические свойства поверхностей, поверхностей раздела, тонких пленок и низкоразмерных структур.

Ключевые слова: жидкий гелий, поверхностный электрон, проводимость низкоразмерных систем.

Исследование транспортных свойств является традиционным способом изучения систем поверхностных электронов (ПЭ) над жидким гелием. Наибольший интерес при этом вызывает область температур $T \leq 1$ К, когда при своем движении вдоль границы раздела жидкость–пар электроны в основном рассеиваются на квантованных капиллярных волнах сверхтекучего гелия (риплонгах). Такой интерес обусловлен прежде всего спецификой электрон-риплонного рассеяния [1]. Достаточно указать, что релаксация импульса и энергии ПЭ осуществляется благодаря различным процессам (однориплонным с участием длинноволновых возбуждений [2] и процессам излучения двух корот-

коволновых риплонов соответственно [3]). Далее, в области риплонного рассеяния в системе ПЭ возможен как одноэлектронный, так и многоэлектронный перенос заряда [4]. Наконец, в случае дальнейшего уменьшения пространственной размерности и создания квазиодномерной (Q1D) системы поверхностных электронов [5] теоретически предсказывается немонотонная температурная зависимость подвижности ПЭ вдоль проводящего канала [6].

Область температур $T > 1$ К обычно привлекает меньшее внимание исследователей. В этой области влияние риплонов на подвижность ПЭ становится пренебрежимо малым на фоне рассеяния электронов

на атомах гелия в паровой фазе над свободной поверхностью гелия. Такое рассеяние относительно просто описывается теоретически контактным потенциалом, а температурная зависимость электронной подвижности определяется экспоненциально изменяющейся с температурой объемной концентрацией гелиевого пара $n_g(T)$. При этом специфика двумерного характера движения ПЭ не очень выражена. Так, для двумерной (2D) системы ПЭ над свободной поверхностью гелия подвижность, вычисленная в кинетическом приближении, определяемом рассеянием на атомах пара, описывается выражением [7]

$$\mu_g^{(2D)} = \frac{2}{3\pi^2} \frac{e}{n_g a_0^2 \hbar \gamma}, \quad (1)$$

где $a_0 = 0,62 \cdot 10^{-8}$ см — длина рассеяния, а γ — параметр локализации волновой функции ПЭ в направлении, нормальном поверхности гелия, зависящий от прижимающего электрического поля в этом направлении (e — заряд электрона). В то же время выражение для трехмерной (3D) подвижности электрона в пространстве, заполненном гелиевым паром, имеет вид

$$\mu_g^{(3D)} = \frac{1}{3\pi} \frac{e}{n_g a_0^2 \sqrt{2\pi m T}}. \quad (2)$$

Здесь m — масса свободного электрона. Из сравнения (1) и (2) видно, что функции $\mu_g^{(3D)}$ и $\mu_g^{(2D)}$ очень похожи, хотя температурная зависимость (2) оказывается более сильной, чем (1), благодаря множителю $\sqrt{2\pi m T}$ в знаменателе (2). Впрочем влияние этого множителя крайне мало на фоне n_g и вплоть до температур $T \sim 2,5-3,0$ К $\mu_g^{(3D)} > \mu_g^{(2D)}$.

Аналогичное выражение для подвижности $\mu_g^{(1D)}$ Q1D ПЭ в режиме газового рассеяния и в осцилляторном приближении (с характерной частотой ω_0) для потенциала, «удерживающего» ПЭ поперек проводящего канала, оказывается очень громоздким в случае, когда необходимо учитывать заселенность всех дискретных уровней энергии для движения в этом направлении [6]. Теоретическая температурная зависимость $\mu_g^{(1D)}(T)$ практически не отличается от $\mu_g^{(2D)}(T)$ и $\mu_g^{(3D)}(T)$, но соответствующие кривые расположены заметно ниже, чем $\mu_g^{(2D)}(T)$.

Отметим, что имеется прекрасное согласие экспериментальных данных с теоретическими зависимостями (1) и (2) при температурах ненамного выше, чем 1 К. Однако ситуация резко изменяется при дальнейшем повышении температуры и n_g : экспериментально измеренные $\mu_g^{(2D)}$ и $\mu_g^{(3D)}$ начинают отклоняться в сторону уменьшения от «кинетических» теоретических значений при n_g , соответствующих 2 и 3 К [8–10]. В принципе, уменьшение подвижности по сравнению с предсказаниями кинетической теории можно свя-

зать с тем фактом, что как раз в данной температурной области дебройлевская длина волны электрона становится сравнимой со средним расстоянием между атомами гелия в паре ($\sim n_g^{-1/3}$) и даже начинает превышать это расстояние. При этом должен происходить постепенный переход от кинетического к гидродинамическому режиму подвижности. Однако подвижности $\mu_g^{(2D)}$ и $\mu_g^{(3D)}$ не плавно, а резко падают на три–четыре порядка в узком интервале температуры и, соответственно, концентраций n_g . Столь необычное поведение подвижности связывают с возникновением поляронного образования — аниона в плотном газообразном гелии [11–13]. Такое образование представляет собой пузырек радиусом $R \simeq 20$ Å, содержащий электрон, с эффективной массой порядка нескольких сотен масс атома гелия. Электрон при этом оказывается локализованным не только в направлении, перпендикулярном поверхности гелия, но и в плоскости межфазной границы жидкость–пар. Параметры, описывающие анион, могут быть получены при минимизации свободной энергии системы. В то же время, как показано в [14–16], где исследовался магнитотранспорт ПЭ в плотном гелиевом газе над подложкой из твердого водорода, свой вклад в отклонение проводимости ПЭ от кинетической зависимости вносят эффекты слабой локализации электронов на атомах гелия в паровой фазе. В частности, это приводит к экспоненциальному уменьшению числа мобильных электронов как раз в той области температур, в которой наблюдается сильное отклонение проводимости от «кинетических» значений [15]. О наблюдении слабой локализации в 2D и Q1D системах ПЭ сообщалось также в работах [17,18].

Как следует из [8–10], условия образования аниона (температура и концентрация гелиевого пара) заметно отличаются в 3D и 2D. В этой связи вызывает интерес экспериментальное исследование подвижности ПЭ, локализованных в Q1D проводящих каналах. Можно ожидать, что уменьшение подвижности таких ПЭ по сравнению с 2D приведет к изменению температуры и n_g , при которых происходит образование аниона. Цель настоящей работы — экспериментальное исследование подвижности Q1D системы ПЭ в температурном интервале 1,4–2,6 К и изучение возможного влияния на подвижность эффектов локализации ПЭ в плотном гелиевом паре.

Измерения проводили при частоте измерительного сигнала 20 кГц по методике Соммера–Таннера [8], использующей емкостную связь измерительных электродов с электронной системой. Схема экспериментальной ячейки приведено на рис. 1. Более подробно измерительная ячейка и процедура измерений описаны в [19]. Подложка, на которой находился гелий, представляла собой систему параллельно располо-

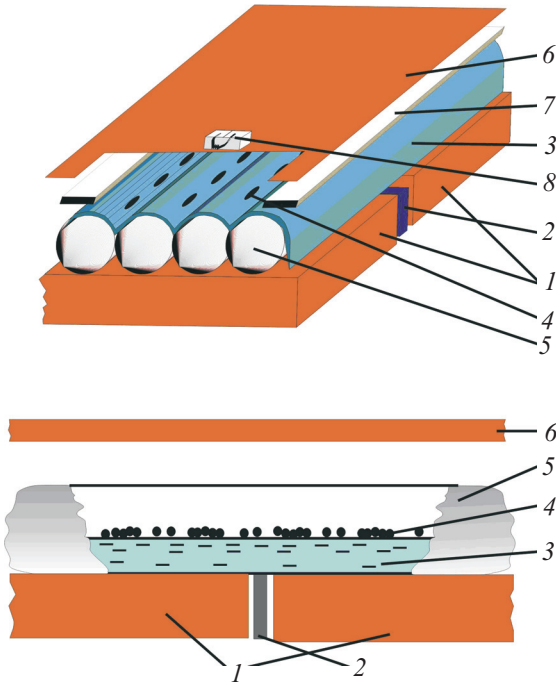


Рис. 1. Схема измерительной ячейки. 1 — электроды; 2 — заземленный электрод; 3 — жидкий гелий; 4 — поверхностные электроны; 5 — нейлоновая нить; 6 — прижимающий электрод; 7 — охранный электрод.

женных стеклянных нитей (световодов) диаметром 125 мкм над прямоугольными измерительными электродами размерами 10×75 мм, разделенными заземленной полоской шириной 1 мм с целью увеличения соотношения сигнал/шум и повышения чувствительности измерительной системы.

Квазиодномерная система ПЭ возникала по причинам, подробно рассмотренным в работе [5]. Благодаря действию капиллярных сил в пространстве между световодами появлялись каналы, заполненные гелием. Радиус кривизны жидкости в канале составлял $R \simeq 4 \cdot 10^{-3}$ см. ПЭ вводились в ячейку с использованием нити накаливания из вольфрама и локализовались в центре таких каналов под действием прижимающего электрического поля E_{\perp} . Характерная частота ω_0 при этом $\omega_0 = (eE_{\perp}/mR)^{1/2}$. Средняя поверхностная плотность электронов в ячейке определялась из условия экранирования электрического поля над слоем поверхностных электронов [19] и составляла $\sim 10^8$ см $^{-2}$. Эксперименты проводили при $E_{\perp} = 490$ В/см ($\omega_0 \simeq 1,4 \cdot 10^{10}$ Гц, $\hbar\omega_0 \simeq 0,13$ К). Проводимость ПЭ определяли по измеренным с помощью синхронного усилителя (look-in-amplifier) значениям 0- и 90-градусной компонент измерительного сигнала, прошедшего через ячейку с электронами. Подвижность ПЭ определяли с использованием значения поверхностной плотности электронов, установленного

перед снятием температурной зависимости проводимости.

Основным результатом измерений (рис. 2) оказался тот факт, что если при повышении температуры выше 1 К подвижность ПЭ монотонно уменьшается с температурой по экспоненциальному закону, соответствующему кинетическому режиму, то при $T_{cr} \simeq 2,44$ К она резко падает примерно на 2 порядка (кривая *a* на рис. 2). При понижении температуры подвижность возвращается к «кинетическим» значениям, причем экспериментальные точки ложатся на соответствующую кривую *b* гораздо более плавно и ниже в интервале температур $1,8 \text{ К} < T < 2,44 \text{ К}$.

Причины такого поведения проводимости неясны. По-видимому, происходит скачкообразное уменьшение концентрации носителей в проводящих каналах при $T \simeq T_{cr}$, что не позволяет надежно оценить значение подвижности на участке резкого падения. При понижении температуры проводимость определяется меньшими концентрациями ПЭ и соответствующие данные для подвижности, приведенные на рис. 2, ложатся на плавную кривую.

Возникает вопрос о величине концентрации ПЭ для кривой *b*, снятой при понижении температуры, так как измерения происходили непрерывно, без фиксирования температуры при достижении ее максимального значения. Это не давало возможности провести процедуру определения концентрации, как это имело место перед началом измерений. Поэтому при вычислении подвижности для точек кривой *b* использовалось некоторое оценочное значение концентрации

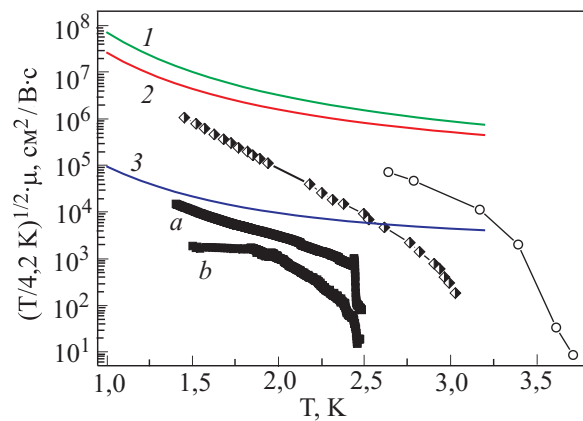


Рис. 2. Подвижность ПЭ над жидким гелием в области электрон-газового рассеяния. Кривые 1–3 — теоретический расчет в кинетическом приближении для 3D, 2D и Q1D систем ПЭ соответственно. Светлые кружки — экспериментальные данные [9] для 3D, ромбики — для 2D [8]; темные квадраты — данные настоящей работы для Q1D. Кривая *a* снята при повышении температуры, кривая *b* при ее понижении (точки смещены на порядок вниз для наглядности).

n_{est} , при котором имеется решение системы уравнений, связывающей проводимость ПЭ с компонентами измеряемого сигнала. При этом учитывалось, что величина подвижности не должна измениться по сравнению с точками кривой a для $T < T_{\text{cr}}$. Соответствующее значение n_{est} составляет $\simeq 4,9 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ и действительно оказывается ниже исходной концентрации $1,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ перед началом повышения температуры. Для того чтобы различие экспериментальных данных, снятых при повышении и понижении температуры, было наглядным, кривая b на рис. 2 смещена на порядок вниз относительно кривой a .

Отметим, что при прохождении λ -точки каких-либо регулярных и воспроизводимых аномалий проводимости не наблюдалось, хотя в некоторых экспериментах имели место небольшие ее скачки вверх как при повышении, так и понижении температуры. Следует также сказать, что $T_{\text{cr}} \simeq 2,44 \text{ К}$, при которой наблюдается резкое падение подвижности, меньше температуры T_{cr} , при которой наблюдается подобный эффект в 2D (2,8 К) и 3D (3,0 К) системах ПЭ. Тенденция уменьшения T_{cr} с понижением размерности системы ПЭ дает основания предполагать, что падение проводимости ПЭ, наблюдаемое в настоящей работе, обусловлено локализационными явлениями и возможным образованием аниона в Q1D системе электронов над жидким гелием. К сожалению, в настоящее время, в отличие от 2D системы ПЭ, отсутствует оценка вклада слабой локализации в изменение подвижности ПЭ в плотном гелиевом газе. Следует также отметить, что квазиодномерность системы ПЭ в настоящем эксперименте не слишком выражена. В самом деле, величина энергетической щели $\hbar\omega_0 \simeq 0,13 \text{ К}$ между дискретными уровнями энергии для движения поперек проводящего канала заметно меньше температуры. Это означает, что заселены все дискретные уровни и, казалось бы, свойства системы должны быть достаточно близки к свойствам 2D системы ПЭ. К сожалению, геометрия экспериментальной ячейки не дает возможности провести в одном эксперименте измерения подвижности ПЭ вдоль и поперек проводящих каналов, подобно тому, как это было сделано в [20] в ячейке круговой геометрии с четырехсекторным измерительным электродом. Измерения проводимости ПЭ в различных направлениях в этой работе и обнаруженная анизотропия проводимости послужили прямым доказательством существования квазиодномерного переноса заряда вдоль системы проводящих каналов над гелием, созданных с помощью дифракционной решетки. Следует, однако, подчеркнуть, что при температуре ниже T_{cr} подвижность, рассчитанная в настоящей работе из измеренных значений проводимости, близка к теоретической зависимости Q1D ПЭ, вычисленной в [6] для области электрон-газового рассея-

ния. Заметим, что вычисления в [6] проводили с учетом заселенности всей совокупности дискретных уровней. Близость экспериментальных и теоретических зависимостей, по нашему мнению, свидетельствует в пользу квазиодномерного характера движения ПЭ в проводящих каналах.

Таким образом, в настоящей работе зафиксировано резкое падение проводимости поверхностных электронов в квазиодномерных проводящих каналах на поверхности жидкого гелия при температуре $T_{\text{cr}} \simeq 2,44 \text{ К}$. Такое поведение проводимости может быть объяснено локализационными эффектами, ведущими к образованию поверхностного аниона — поляронного состояния электрона в плотном гелиевом газе. Значение T_{cr} в исследованной квазиодномерной системе ПЭ ниже, чем аналогичная температура для двумерной системы ПЭ и тем более для трехмерной системы электронов в газовой фазе гелия. При $T < T_{\text{cr}}$ подвижность Q1D ПЭ близка к теоретической зависимости, вычисленной в кинетическом режиме. Для детального выяснения природы эффектов, наблюдаемых в настоящей работе, необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

Авторы благодарны Ю.П. Монархе за обсуждение результатов работы и высказанные замечания.

Работа частично поддержана УНТЦ (проект 3718).

1. Y. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer, Berlin (2004).
2. V.B. Shikin and Yu.P. Monarkha, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 193 (1974).
3. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **4**, 1093 (1978) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **4**, 515 (1978)].
4. В.А. Бунтарь, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, Ю.П. Монарха, С.С. Соколов, *ФНТ* **13**, 789 (1987) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **13**, 451 (1987)].
5. Ю.З. Ковдря, Ю.П. Монарха, *ФНТ* **12**, 1011 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **4**, 571 (1986)].
6. S.S. Sokolov, G.-Q. Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 5977 (1995).
7. M. Saitoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **42**, 201 (1977).
8. W.T. Sommer and D.J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1345 (1971).
9. J.L. Levin and T.M. Sanders, *Phys. Rev.* **154**, 138 (1967).
10. K.W. Schwarz, *Phys. Rev.* **B21**, 5125 (1980).
11. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **1**, 1322 (1975) [*Sov. J. Low Phys.* **1**, 634 (1975)].
12. В.Б. Шикин, *УФН* **121**, 457 (1977).
13. V.B. Shikin, *J. Low Temp. Phys.* **139**, 503 (2005).
14. P.W. Adams and M.A. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2106 (1987).
15. P.W. Adams and M.A. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 451 (1988).
16. P.W. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3333 (1990).
17. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, С.П. Гладченко, *Письма ЖЭТФ* **73**, 526 (2001) [*JETP Letters* **73**, 465 (2001)].

18. I. Karakurt, D. Herman, H. Mathur, and A.J. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1072 (2000).
19. А.В. Смородин, В.А. Николаенко, С.С. Соколов, *ФНТ* **34**, 751 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 593 (2008)].
20. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 1278 (1992) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **18**, 894 (1992)].

The features of transport of
quasi-one-dimensional surface electrons
in dense gaseous helium

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

The experimental data on mobility of surface electrons over liquid helium, localized in quasi-one-dimensional conducting channels over the profiled substrate are considered. The mobility is measured in the temperature range of electron scattering by helium atoms in a vapor phase. It is shown

that as the temperature is increase, the monotonous decrease of mobility, proportional to helium vapor concentration, changes to an abrupt one which is attributed by the authors to a possible formation of a surface anion–electron polaron state in dense helium gas. The results obtained are compared with those on mobility of two- and three-dimensional electron systems in helium vapor.

PACS: **73.20.-r** Electron states at surfaces and interfaces;
73.25.+i Surface conductivity and carrier phenomena;
73.90.+f Other topics in electronic structure and electrical properties of surfaces, interfaces, thin films, and low-dimensional structures.

Keywords: liquid helium, surface electron, conductivity of low-dimensional systems.