

Возможное образование автолокализованного состояния квазиодномерных поверхностных электронов в плотном гелиевом паре

В.А. Николаенко, А.В. Смородин, 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 3 июня 2010 г.

Проведены экспериментальные исследования подвижности поверхностных электронов в квазиодномерных проводящих каналах над жидким гелием при температурах 1,5–3 К. Установлено, что при $T > 2$ К подвижность сильно уменьшается относительно значений, соответствующих кинетическому режиму проводимости электронов. Такое поведение подвижности может быть объяснено образованием автолокализованного состояния электрона в плотном гелиевом паре, что сопровождается образованием вокруг электрона макроскопической области с неоднородным распределением плотности газа. Теоретические оценки температуры образования автолокализованного состояния, основанные на анализе условий появления минимума свободной энергии системы, дают значения, близкие к результатам эксперимента.

Проведено експериментальні дослідження рухливості поверхневих електронів у квазиодновимірних провідних каналах над рідким гелієм при температурах 1,5–3 К. Встановлено, що при $T > 2$ К рухливість сильно зменшується щодо значень, що відповідають кінетичному режиму провідності електронів. Таке поведіння рухливості може бути пояснено утворенням автолокалізованого стану електрона в щільному гелієвому парі, що супроводжується утворенням навколо електрона макроскопічної області з неоднорідним розподілом щільності газу. Теоретичні оцінки температури утворення автолокалізованого стану, що засновані на аналізі умов появи мінімуму вільної енергії системи, дають значення, які близькі до результатів експерименту.

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 электрических свойствах поверхностей, поверхностей раздела тонких пленок и низкоразмерных структур.

Ключевые слова: поверхностные электроны в гелии, подвижность поверхностных электронов, автолокализованное состояние электрона.

Введение

Одним из интересных направлений физики поверхностных электронов (ПЭ) над жидким гелием является поиск поляронных состояний в этой низкоразмерной системе зарядов. Важной особенностью электронного полярона над гелием является то, что, в отличие от обычных делокализованных состояний ПЭ, когда связь электрона с поверхностью гелия является слабой, а движение вдоль нее практически свободно (волновая функция — плоская волна), образование полярона обусловлено сильным взаимодействием с гелием, а волновая функция близка к гауссиану. При этом ПЭ оказы-

вается локализованным не только в направлении, нормальном поверхности раздела пар–жидкость, но и в плоскости этой границы. Следует отметить, что в последние годы интерес к полностью локализованным состояниям ПЭ значительно повысился в связи с обсуждаемой возможностью создания кубита для квантовых вычислений на основе ПЭ, работающего при температурах $\sim 10^{-4}$ – 10^{-3} К [1].

Имеется две области температур, когда связь ПЭ с гелием может оказаться сильной. При этом речь идет о разных типах взаимодействия электрона с окружающей средой. В случае риплонного полярона авто-

локализованное состояние возникает в результате взаимодействия ПЭ с поверхностью жидкого гелия и сопровождается возникновением деформации поверхности гелия и образованием ее макроскопического прогиба, так называемой лунки. Согласно оценкам, образования полярона следует ожидать при достаточно низких температурах $T < 0,1$ К. Хотя теоретически поляронные риплонные состояния ПЭ изучаются довольно давно не только в двумерной (2D) [2–7], но и квазиодномерной (Q1D) системах ПЭ [8] и предложены методы их регистрации, основанные на измерении подвижности электронов и частот спектроскопических переходов между дискретными энергетическими уровнями электрона в поляронном состоянии, до сих пор экспериментальные попытки регистрации перехода ПЭ в такое состояние не дали однозначных результатов [9–11].

В то же время имеется другая температурная область $T \geq 2$ К, в которой взаимодействие электрона с гелием не является слабым. Однако здесь доминирует взаимодействие с атомами He в паровой фазе, плотность которой экспоненциально возрастает с повышением температуры. Достаточно давно установлено, что сильное взаимодействие электронов с окружающим плотным гелиевым паром приводит к образованию поляронного состояния, в котором электрон «расталивает» окружающие гелиевые атомы и локализуется в области локального разрежения паровой фазы, что сопровождается резким падением подвижности электронов [12]. Такой эффект был обнаружен экспериментально при $T_{cr}^{(3D)} \approx 3$ К в экспериментальной ячейке, полностью заполненной парами гелия. По аналогии со случаем отрицательного иона в жидком гелии, который представляет пузырек (bubble), содержащий электрон, поляронное состояние в плотном гелиевом газе можно назвать баблоном. После того как были начаты активные экспериментальные исследования свойств ПЭ, баблоны в газовой фазе были обнаружены [13], а их свойства теоретически описаны [14,15] в случае двумерной системы электронов над жидким гелием (две степени свободы поступательного движения в плоскости границы жидкость–пар). При этом экспериментальные данные [13] дают основания для вывода, что характерная температура отклонения подвижности ПЭ от кривой, соответствующей кинетическому режиму проводимости, удовлетворяет неравенству $T_{cr}^{(2D)} < T_{cr}^{(3D)}$.

В недавней работе авторов настоящей статьи [16] сильное уменьшение подвижности ПЭ при температуре выше 2 К наблюдалось для зарядов в квазиодномерных проводящих каналах, возникающих на поверхности гелия, в которых электроны имеют лишь одну степень свободы поступательного движения — вдоль канала. Отклонение подвижности ПЭ от значений, соответствующих кинетическому режиму, по нашему мнению, указывало на возможность возникновения баблона в квазиодномерной системе ПЭ. При этом ха-

рактерная температура $T_{cr}^{(1D)}$ для такого отклонения оказалась ниже, чем $T_{cr}^{(2D)}$. В то же время ряд вопросов остался недостаточно проясненным. Так, не была исследована зависимость наблюдаемого эффекта от прижимающего электрического поля, нормального поверхности гелия. Такое поле может влиять на условия образования автолокализованного состояния, воздействуя как на параметры волновой функции ПЭ, так и на условия его локализации поперек проводящего канала. Кроме того, не было изучено, как изменяются подвижность ПЭ и $T_{cr}^{(1D)}$ при постепенном переходе от квазиодномерной к двумерной системе ПЭ. Наблюдение постепенного перехода $T_{cr}^{(1D)}$ в $T_{cr}^{(2D)}$ при увеличении радиуса кривизны жидкого гелия в проводящем канале явилось бы важным аргументом в пользу того, что речь идет об автолокализованном состоянии ПЭ, поскольку существование баблона в двумерной системе ПЭ считается установленным надежно.

Для изучения указанных вопросов в настоящей работе проведено экспериментальное исследование подвижности квазиодномерных ПЭ в широкой области параметров системы: при температуре $1,5 \text{ К} < T < 3,3 \text{ К}$ и в области прижимающих полей $200 \text{ В/см} < E_{\perp} < 2000 \text{ В/см}$. Радиус кривизны жидкости в проводящем канале изменялся от $R = 4,5 \cdot 10^{-3}$ см, когда «квазиодномерность» системы достаточно хорошо выражена, до $R = 1,22 \cdot 10^{-2}$ см, когда свойства системы должны мало отличаться от свойств ПЭ над плоской поверхностью гелия. Проведено сравнение результатов эксперимента с теоретическим рассмотрением, основанном на определении условий появления минимума в свободной энергии баблона.

Постановка эксперимента

Методика измерений проводимости ПЭ и конструкция экспериментальной ячейки, показанная на рис. 1, аналогичны применявшимся в работах [16,17]. Использо-

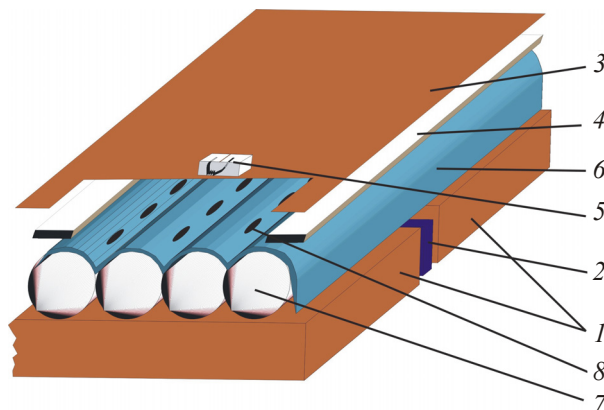


Рис. 1. Схема измерительной ячейки: измерительный электрод (1); заземленный электрод (2); сплошной электрод (3); охранный кольцо (4); нить накаливания (5); жидкий гелий (6); световоды (7); поверхностные электроны (8).

зовалась стандартная соммер-таннеровская методика измерения проводимости [13]. Измерительная ячейка представляла собой горизонтально расположенный плоский конденсатор. Его нижняя пластина 1 (измерительный электрод) состояла из двух прямоугольных электродов 5×9 мм, разделенных заземленным электродом 2 размером 1×9 мм. Верхний сплошной электрод 3 использовался для создания прижимающего электрического поля. Расстояние между верхней и нижней пластинами составляло 0,7 мм. Такое расстояние позволяло создавать достаточно большие прижимающие поля при относительно небольшом прижимающем потенциале на верхней пластине. Для формирования прямоугольного профиля электронного пятна непосредственно на подложке размещали прямоугольное охранное кольцо 4. Источником электронов служила зажигаемая на короткое время вольфрамовая нить накаливания 5 диаметром ~ 5 мкм, расположенная над отверстием в верхней пластине. Поверхность гелия 6 заряжали при температуре $T = 1,4 - 1,7$ К, когда имелись наилучшие условия для термализации зарядов при их столкновениях с атомами гелия в паровой фазе.

Проводящие каналы с электронами возникают в заполненных гелием промежутках между стеклянными световодами 7. Электроны 8, «сдвинутые» к центру канала ($y = 0$) под действием прижимающего электрического поля E_{\perp} вдоль оси z , приобретают потенциальную энергию $U(y) = m\omega_0^2 y^2 / 2$, где $\omega_0 = (eE_{\perp} / mR)^{1/2}$, e и m — заряд и масса электрона. Такой вид потенциальной энергии позволяет описывать движение ПЭ вдоль оси y в рамках осцилляторного приближения. Вдоль оси x электроны движутся свободно. Способ создания Q1D системы ПЭ в настоящей работе соответствует методу, предложенному теоретически в [18] и впервые реализованному в [19], а для одиночного проводящего канала — в [20]. Заметим, что величина радиуса кривизны R жидкости может регулироваться при изменении расстояния между уровнем гелия в ячейке и вершинами световодов.

Серьезной проблемой является то, что перед каждым циклом экспериментов необходимо принимать специальные меры по подготовке подложки. К сожалению, материал для профилированной подложки довольно быстро деградирует при пребывании на воздухе или при термоциклированиях. Поэтому при подготовке подложки, помимо механической чистки и ультразвуковой чистки в петролейном эфире, спирте или ацетоне (в зависимости от материала подложки), необходимо было проводить отжиг до ~ 400 К и более в атмосфере инертного газа или вакууме без последующего контакта подложки с атмосферой. Из-за этого отжиг осуществлялся в вакуумируемой камере с ячейкой, содержащей подложку. Высокие температуры отрицательно воздействуют на характеристики полупроводниковых термо-

метров или термометров на углеродной основе, находящихся в камере — температурная характеристика термометров при этом может несколько меняться после ряда экспериментов. Это требует трудоемкой корректировки термометрии. В настоящих экспериментах были применены три типа термометров сопротивления.

При проведении измерений на одну из пластин нижнего электрода подавался переменный потенциал $V_0 \exp(i\omega t)$, создававший ведущее электрическое поле, действовавшее на слой ПЭ. Измерительный сигнал снимали со второй пластины. Измерения проводили на частоте $\omega / (2\pi) = 20$ кГц при амплитуде переменного потенциала ведущего поля $V_0 = 20$ мВ с помощью синхронного усилителя типа Lock-in-amplifier. Величина шумового сигнала на входе измерительной системы не более 30 нВ при постоянной времени измерения 1 с, что позволяет измерять величину проводимости до $\sim 10^{-11}$ См. Проводимость вычисляли по измеренным 0-градусной и 90-градусной компонентам сигнала, прошедшего через ячейку с электронами [17].

Результаты эксперимента

Типичные экспериментально измеренные температурные зависимости подвижности ПЭ приведены на рис. 2, где помещены кривые 1–3, полученные при трех значениях радиуса кривизны гелия в проводящих каналах: $R = 4,5 \cdot 10^{-3}$ см (1), $6,2 \cdot 10^{-3}$ см (2) и $1,22 \cdot 10^{-2}$ см (3). Все кривые сняты для прижимающего электрического поля 900 В/см. Для $E_{\perp} = 900$ В/см и $R = 5 \cdot 10^{-3}$ см величина энергетической щели между дискретными

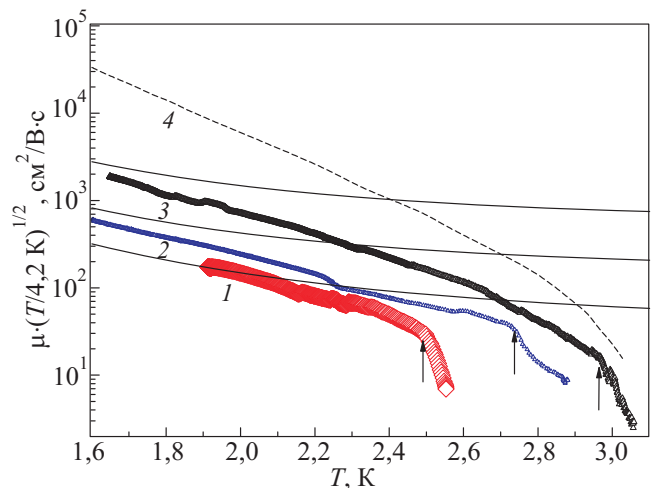


Рис. 2. Подвижность квазиодномерной системы поверхностных электронов в зависимости от температуры для $E_{\perp} = 900$ В/см и различных радиусов кривизны гелия в проводящем канале R , см: $4,5 \cdot 10^{-3}$ (1), $6,2 \cdot 10^{-3}$ (2) и $1,22 \cdot 10^{-2}$ (3). Стрелками указаны характерные температуры, при которых резко уменьшается подвижность. Кривая 4 — подвижность двумерной системы ПЭ [13]. Сплошные линии — теоретические расчеты согласно [21].

энергетическими уровнями для движения электрона поперек проводящего канала составляет $\hbar\omega_0 \approx 0,14$ К, будучи намного меньше температуры измерений. В этих условиях необходимо учитывать, что заселен не только основной, но и возбужденные уровни. В этом смысле система близка по своим свойствам к двумерной. В то же время теоретический расчет [21] показал, что и в этих условиях квантованный характер движения ПЭ поперек канала приводит к значениям подвижности Q1D ПЭ, отличающимся от подвижности двумерных ПЭ в кинетическом режиме рассеяния как на риплонах, так и атомах гелиевого пара. Теоретические кривые для подвижности, рассчитанные по выражениям, полученным в [21], приведены на рисунке сплошными линиями.

Аналогичные зависимости были получены и при ряде других значений прижимающего поля, причем кривые $\mu(T)$ при указанных и близких к указанным радиусах кривизны практически не отличались (в пределах точности измерений) от кривых 1–3 для $E_{\perp} = 900$ В/см.

Следует подчеркнуть, что экспериментальная процедура позволяет определять значения проводимости системы $\sigma = ne\mu$ (e — заряд электрона). Для вычисления подвижности μ необходимо знание плотности носителей n в проводящем канале. Задача определения этой величины является достаточно сложной в исследуемой системе проводящих каналов с Q1D ПЭ [17]. В настоящей работе плотность электронов определялась так, как это было сделано в [22,23], где измеренные экспериментальные значения проводимости ПЭ сопоставлялись с теоретическими расчетами для электронной подвижности μ при температуре $T > 1$ К [21], когда реализуется кинетический режим переноса заряда в гелиевом газе. Для графиков на рис. 2 величина n составляла $\sim 5 \cdot 10^4$ см $^{-3}$, будучи близкой к значениям n в работах [17,22,23].

Как видно на рисунке, с увеличением радиуса кривизны наблюдается рост значений подвижности, а соответствующая зависимость $\mu(T)$ приближается к кривой $\mu^{(2D)}(T)$ для двумерной системы ПЭ [13]. К сожалению, в работе [13] не приведены данные о прижимающем поле и концентрации электронов.

Общей чертой кривых 1–3 на рис. 2 является постепенное отклонение зависимостей $\mu(T)$ от «кинетических» значений (сплошные линии) по мере повышения температуры при $T > 2$ К. Такое отклонение сменяется резким падением, когда температура становится $T > T_{cr}^{(1D)} > 2,5$ К (1); 2,7 К (2) и 2,95 К (3). Причем с ростом радиуса кривизны жидкости в проводящем канале и приближения системы по своим свойствам к двумерной прослеживается некоторая тенденция к увеличению $T_{cr}^{(1D)}$.

Таким образом, проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что при повышении температуры и росте плотности гелиевого пара при приближении к температуре $T_{cr}^{(1D)}$ подвижность ПЭ в Q1D проводя-

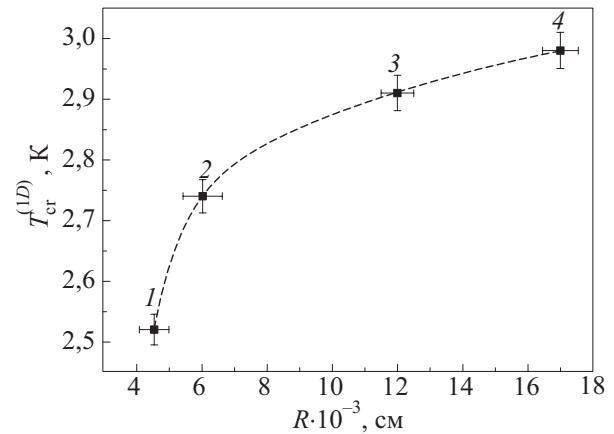


Рис. 3. Зависимость температуры $T_{cr}^{(1D)}$ от радиуса кривизны жидкого гелия в проводящих каналах. Точки 1–3 соответствуют температурам, указанным стрелками на рис. 2, точка 4 соответствует зависимости, не показанной на рис. 2 для $R = 1,78 \cdot 10^{-2}$ см. Прижимающее электрическое поле $E_{\perp} = 900$ В/см.

щих каналах над жидким гелием сильно уменьшается по сравнению со значениями, соответствующими кинетическому режиму транспорта ПЭ. При этом величина $T_{cr}^{(1D)}$ мало зависит от величины прижимающего поля. На рис. 3 зависимость $T_{cr}^{(1D)}$ от R построена для того же $E_{\perp} = 900$ В/см, для которого приведены кривые на рис. 2. Видно, что T_{cr} слабо возрастает с увеличением R .

Как отмечалось во Введении, падение подвижности в трехмерной и двумерной системах ПЭ над гелием связывают с образованием автолокализованного состояния электрона — баблона, что приводит к специфической температурной зависимости подвижности, сильно отличающейся от «кинетической» и определяющейся гидродинамическим движением баблона в плотной среде [14]. Поэтому аналогичное поведение подвижности в настоящих экспериментах можно объяснить образованием баблона в квазиодномерной системе ПЭ. Для интерпретации полученных результатов в следующем разделе работы проведена теоретическая оценка T_{cr} в двумерной и квазиодномерной системах ПЭ, исходя из анализа свободной энергии гелиевого газа, содержащего электроны с квантованным характером движения в одном или двух пространственных направлениях.

Свободная энергия системы

Чтобы определить условия образования электронного баблона в гелиевом газе, рассмотрим свободную энергию гелиевого пара, содержащего баблон. При этом пар аппроксимируем идеальным газом. Если ограничиться начальной стадией формирования баблона, соответствующее выражение запишем в виде [24]:

$$F = \int dz d^2 \mathbf{r} \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \varphi(z, \mathbf{r}) \Delta \varphi(z, \mathbf{r}) + U_{\text{pot}}(z) |\varphi(z, \mathbf{r})|^2 + \frac{m\omega_0^2 y^2}{2} |\varphi(z, \mathbf{r})|^2 - n_g T \ln [n_g f(T)] \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \exp \left(-\frac{\beta^3 |\varphi(z, \mathbf{r})|^2}{T} \right) \right] + n_g T \ln [n_g f(T)] \right\}, \quad (1)$$

где $\varphi(z, \mathbf{r})$ — волновая функция электрона (\mathbf{r} — двумерный радиус вектор в плоскости границы жидкость-пар, жидкий гелий занимает полупространство $z < 0$);

$$U_{\text{pot}}(z) = -\frac{\Lambda_0}{z} + eE_{\perp} z; \quad \Lambda_0 = \frac{e^2}{4} \left(\frac{\varepsilon_{\text{He}} - 1}{\varepsilon_{\text{He}} + 1} \right);$$

$\varepsilon_{\text{He}} \approx 1,055$ — диэлектрическая постоянная гелия при $T \approx 3$ К, n_g — объемная концентрация атомов в гелиевом паре,

$$f(T) = \frac{1}{e} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{MT} \right)^{3/2},$$

M — масса гелиевого атома [25], e — основание натуральных логарифмов. Параметр β характеризует взаимодействие электрона и атома гелия, $\beta^3 = 2\pi\hbar^2 a_0 / m$, где $a_0 \approx 0,62 \cdot 10^{-8}$ см — длина рассеяния и m — масса электрона. Третий член в (1) появляется в случае локализации электрона в квазиодномерном проводящем канале на поверхности жидкости.

Образование баблona возможно, если реализуется минимум свободной энергии (1). Для выяснения условий такой реализации проведем вычисления F по (1), используя соответствующие выражения для пробной функции $\varphi(z, \mathbf{r})$.

В случае двумерной системы ПЭ (движение в плоскости границы раздела жидкой и паровой фазы симметрично в направлениях x и y , $\omega_0 = 0$) выбираем

$$\varphi(z, \mathbf{r}) = \chi(z) \times \frac{1}{\sqrt{\pi}A} \exp \left(-\frac{r^2}{2A^2} \right); \\ \chi(z) = 2b^{3/2} z \exp(-bz); \quad (2) \\ \mathbf{r} = \{x, y\}.$$

Функция $\varphi(z, \mathbf{r})$ ортонормированна и зависит от двух параметров локализации, b и A , причем z -зависящая ее часть выбрана в том же виде, что для свободного электрона (баблona нет). В последнем случае вместо b волновая функция $\chi(z)$ зависит от γ , причем в предельном случае нулевого прижимающего поля $\gamma = \gamma_0 = m\Lambda_0 / \hbar^2$, а при $E_{\perp} \neq 0$ значение γ определяется с помощью вариационной процедуры. Выражение для $\varphi(z, \mathbf{r})$, аналогичное (2), использовалось в работах

[14,24], причем в [14] рассматривалась ситуация, когда имеется магнитное поле, параллельное E_{\perp} .

Подставляя (2) в (1), получаем

$$F^{(2D)} = \frac{\hbar^2}{2mA^2} + \Delta(b) + n_g \beta^3 \left| \ln [n_g f(T)] \right| \left[1 - \Phi \left(\frac{\beta^3 b}{\pi T A^2} \right) \right], \quad (3)$$

где

$$\Delta(b) = \frac{\hbar^2 b^2}{2m} - \Lambda_0 b + \frac{3eE_{\perp}}{2b},$$

$$\Phi(x) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (2n+2)!}{(n+1)!(n+1)^{2n+4}} x^n.$$

Параметры b и A , реализующие минимум $F^{(2D)}$, найдены при решении уравнений

$$\frac{\partial F^{(2D)}(T)}{\partial b} = \frac{\partial F^{(2D)}(T)}{\partial A} = 0. \quad (4)$$

Аналитическое решение системы уравнений (4) возможно, если ограничиться двумя членами ряда в последнем члене в (3) [24]. Однако оценки показывают, что для реалистических значений $b \sim 10^{-6}$ см $^{-1}$, $A \sim 10^{-7}$ см $^{-1}$ аргумент функции $\Phi(x)$ порядка единицы, и указанное приближение является недостаточным. Поэтому уравнения (4) анализировали численными методами. При этом оказывается, что уравнения имеют корни лишь для $T \geq T_{\text{cr}}$, в противоположном предделе корни отсутствуют. Температуру T_{cr} можно трактовать как минимальную температуру, при которой существование электронного баблona в плотном гелиевом паре становится возможным. Значение T_{cr} весьма слабо зависит от прижимающего электрического поля и изменяется от $T_{\text{cr}} \approx 3,094$ К при $E_{\perp} = 0$ до $T_{\text{cr}} \approx 3,004$ К при $E_{\perp} = 2000$ В/см. Значения A в том же интервале E_{\perp} изменяются от $A \approx 2,73 \cdot 10^{-7}$ см до $A \approx 3,09 \cdot 10^{-7}$ см и b от $3,30 \cdot 10^6$ см $^{-1}$ до $3,25 \cdot 10^6$ см $^{-1}$. Величина A уменьшается с ростом температуры при $T > T_{\text{cr}}$. Однако для детального анализа поведения этой величины необходимо учитывать вклад в свободную энергию системы от градиентного члена $F_{\nabla} = (\hbar^2 / 2Mn_g) |\nabla n(\mathbf{r}, z)|^2$, который, вообще говоря, следует добавить под знаком интеграла в правой части (1) и который дает существенный вклад в распределение плотности гелиевого пара вблизи электрона на стадии роста баблona [24]. Этот вклад, будучи пренебрежимо малым на начальной стадии возникновения автолокализованного состояния в меру $M \gg m$ и поэтому не включенный в (1), играет ту же роль, что энергия деформированной поверхности гелия, пропорциональная коэффициенту поверхностного натяжения, в случае риплонного полярона.

Интересно, что характерный масштаб b^{-1} убывания волновой функции в направлении z относительно

среднего положения электрона $\langle z \rangle = (3/2)b^{-1}$ имеет тот же порядок, что и масштаб A локализации в плоскости раздела жидкость–пар.

Отметим также, что значения b заметно отличаются (больше примерно в два раза) от тех, которыми характеризуют «свободный» ПЭ, практически не взаимодействующий ни с гелиевыми атомами в паре, ни с риплонами — квантованными капиллярными волнами гелия. Этот факт не выглядит удивительным, так как мы приписали баблону волновую функцию (2), имеющую зависимость от z ту же, что у свободного электрона, несмотря на существенное изменение условий локализации ПЭ при образовании баблона по сравнению со случаем свободного движения ПЭ вдоль границы раздела жидкость–пар. Поэтому последний член в (3), характеризующий сильное взаимодействие электрона и гелиевых атомов и зависящий от b , существенно сказывается на величине этого параметра, тогда как в случае свободного ПЭ, когда взаимодействие с атомами гелия является слабым, параметр γ , входящий вместо b в выражение для $\chi(z)$, определяется минимизацией уравнения $F^{(2D)} = \Delta(\gamma)$.

Найденные значения T_{cr} близки к температуре, при которой в [12] отмечалось отклонение температурной зависимости подвижности ПЭ от предсказаний кинетической теории транспорта ПЭ, обусловленного рассеянием свободных ПЭ на атомах гелиевого пара. К сожалению, как мы уже отмечали выше, в работе [13] не обсуждается влияние прижимающего электрического поля и концентрации зарядов на проводимость ПЭ.

При рассмотрении квазиодномерной системы ПЭ, когда $\omega_0 \neq 0$, пробную волновую функцию выберем в виде

$$\begin{aligned} \varphi(z, x, y) = \chi(z) \times \frac{1}{\pi^{1/4} A_x^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2A_x^2}\right) \times \\ \times \frac{1}{\pi^{1/4} A_y^{1/2}} \exp\left(-\frac{y^2}{2A_y^2}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя (5) в (1), получаем

$$\begin{aligned} F^{(1D)} = \frac{\hbar^2}{4mA_x^2} + \frac{\hbar^2}{4mA_y^2} + \Delta(b) + \frac{m\omega_0^2 A_y^2}{4} + \\ + n_g \beta^3 \left[\ln \left[n_g f(T) \right] \right] \left[1 - \Phi \left(\frac{\beta^3 b}{\pi T A_x A_y} \right) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В рассматриваемом случае для определения условий минимума свободной энергии необходимо решать систему трех уравнений:

$$\frac{\partial F^{(1D)}(T)}{\partial b} = \frac{\partial F^{(1D)}(T)}{\partial A_x} = \frac{\partial F^{(1D)}(T)}{\partial A_y} = 0. \quad (7)$$

Легко показать, что эти уравнения дают следующую связь между параметрами локализации A_x и A_y :

$$A_x = A_y / \sqrt{1 - A_y^4 / y_0^4}, \quad \text{где } y_0^2 = \hbar / (m\omega_0).$$

Отсюда следует, что $A_y < y_0$. Поскольку характерный масштаб y_0 составляет 10^{-6} см, можно сделать вывод, что для начальных стадий формирования баблона, когда параметры локализации имеют порядок 10^{-7} см, различие между A_x и A_y ничтожно, проявляясь лишь в меру $A_y^4 / y_0^4 \ll 1$. Поэтому следует ожидать, что, поскольку степень асимметрии баблона в направлениях x и y оказывается пренебрежимо малой, T_{cr} для квазиодномерной системы практически та же, что и в 2D. Численное решение уравнений (7) подтверждает этот вывод. Так, например, для $E_{\perp} = 1500$ В/см, по мере уменьшения радиуса кривизны жидкости в проводящем канале от $R = \infty$ (2D система, $\omega_0 = 0$) до $R = 10^{-4}$ см $T_{cr}^{(1D)}$ оказывается меньше $T_{cr}^{(2D)}$ лишь в пятом–четвертом знаке после запятой. Столь же ничтожным оказывается отличие A_x , A_y и b от соответствующих значений в 2D. При увеличении прижимающего поля величина T_{cr} уменьшается, будучи незначительно ниже, чем T_{cr} в 2D. Так, при $E_{\perp} = 1500$ В/см $T_{cr}^{(1D)} \approx 3,0265$ К ($T_{cr}^{(2D)} \approx 3,0267$ К), а для $E_{\perp} = 3000$ В/см $T_{cr}^{(1D)} \approx 2,9584$ К ($T_{cr}^{(2D)} \approx 2,9591$ К). Эти оценки сделаны для значения радиуса кривизны $R = 5 \cdot 10^{-4}$ см, что меньше радиусов кривизны в экспериментах настоящей работы, для которых отличие $T_{cr}^{(1D)}$ от $T_{cr}^{(2D)}$ еще меньше.

Таким образом, из проведенного анализа следует, что температура T_{cr} , при которой появляется минимум свободной энергии баблона, содержащего электрон, не уменьшается сколь-нибудь заметно при переходе от двумерной к квазиодномерной системе ПЭ. В то же время экспериментальные данные по подвижности ПЭ в системе проводящих квазиодномерных каналов над гелием демонстрируют отклонение от кинетического режима проводимости электронной системы при температурах, ниже примерно на полградуса, чем в двумерном случае (см. рис. 2). Такое отличие может быть связано с рядом обстоятельств, не учтенных в проведенном анализе. Во-первых, как уже отмечалось, при записи (1) мы пренебрегли градиентным вкладом в свободную энергию гелиевого газа. Этот вклад должен быть разным в 2D и Q1D, что может привести к увеличению различия между $T_{cr}^{(2D)}$ и $T_{cr}^{(Q1D)}$. Во-вторых, на проводимости электронов могут сказываться эффекты слабой локализации [26–30], которые по-разному должны проявиться в 2D и Q1D. Следует отметить, что отклонение подвижности ПЭ от кинетического режима следует связывать не только с образованием баблона (появляется минимум на свободной энергии системы), но и с тем, что длина волны де Бройля ПЭ становится

сравнимой со средним расстоянием между атомами гелия в паре при температуре порядка $2\text{ К} < T_{\text{ср}}$. При этом нарушаются условия для реализации кинетического режима переноса зарядов и отклонение подвижности ПЭ от «кинетических» значений может проявиться при $T < T_{\text{ср}}$ и в 2D, и Q1D.

Невзирая на высказанные оговорки, можно сказать, что теоретические оценки $T_{\text{ср}}$ образования бэблона согласно условию минимума свободной энергии дают тот уровень температур, при которых наблюдается заметное отклонение проводимости ПЭ от «кинетических» значений. Данное обстоятельство является аргументом в пользу того, что автолокализованное состояние ПЭ в плотном гелиевом газе действительно образуется как в двумерной, так и квазиодномерной системах ПЭ. Для более ясного понимания проблемы требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. В частности, представляется интересным изучить влияние магнитного поля, которое сказывается на магнитопроводимости Q1D системы ПЭ иным образом, чем в 2D системе из-за различия в их энергетических спектрах [31,32]. С точки зрения теоретической желательнее более тщательно учесть неоднородность распределения плотности гелиевого пара в области бэблона (включить градиентный вклад F_{∇}), что позволило бы проанализировать энергию бэблона и поведение его параметров локализации не только на начальной стадии, когда данной энергией можно пренебречь, но и когда автолокализованное состояние полностью сформировано.

Заключение

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование подвижности поверхностных электронов над гелием в проводящих каналах, созданных благодаря искривлению формы жидкости капиллярными силами в промежутках между цилиндрическими стеклянными световодами. Температуры $T > 1,5\text{ К}$, при которых проведены исследования, соответствуют рассеянию электронов атомами гелия в паровой фазе. Основным результатом работы является наблюдение сильного отклонения подвижности вниз по сравнению со значениями, соответствующими кинетическому режиму переноса зарядов. Данный эффект может быть объяснен формированием автолокализованного состояния (бэблон), состоящего из электрона, окруженного областью с неоднородным распределением плотности гелиевого пара. Характерный радиус локализации электрона составляет $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ см. Оценка температур перехода, найденная из анализа условий возникновения минимума в свободной энергии системы ($\sim 3\text{ К}$), близка к температурам, при которых подвижность ПЭ начинает заметно отклоняться от «кинетических» значений и мало зависит от величины прижимающего электрического поля и

радиуса кривизны жидкого гелия в проводящих каналах. Наблюдается постепенное возрастание температуры образования бэблона при увеличении радиуса кривизны и переходе к двумерной системе ПЭ.

Авторы благодарны Ю.П. Монарха и В.Е. Сивокно за стимулирующие дискуссии и обсуждение результатов работы. Работа поддержана грантом УНТЦ, проект 3718.

1. M.I. Dykman, P.M. Platzman, and P. Seddighrad, *Phys. Rev.* **B67**, 155402 (2003); Yu.P. Monarkha, S.S. Sokolov, A.V. Smorodin, and N. Studart, *Fiz. Nizk. Temp.* **36**, 711 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 565 (2010)].
2. V. Shikin and Yu. Monarkha, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **65**, 741 (1973).
3. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **1**, 526 (1975) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **1**, 258 (1975)].
4. L.M. Sander, *Phys. Rev.* **B11**, 4350 (1975).
5. G.E. Marques and N. Studart, *Phys. Rev.* **B39**, 4133 (1989).
6. G. Farias and F. Peeters, *Phys. Rev.* **B55**, 3763 (1997).
7. Yu.P. Monarkha and K. Kono, *Phys. Rev.* **B21**, 212507 (2002).
8. S.S. Sokolov, A.C.A. Ramos, and N. Studart, *J. Phys.: Condens. Matter* **12**, 7341 (2000).
9. O. Tress, Yu.P. Monarkha, F.C. Penning, H. Bluysen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2511 (1996).
10. N.A. Rubin and A. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2004 (1999).
11. O. Tress, Yu.P. Monarkha, F.C. Penning, H. Bluysen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2005 (1999).
12. J. Levin and T. Sanders, *Phys. Rev.* **154**, 138 (1967).
13. W.I. Sommer and D.J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1345 (1971).
14. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **1**, 1322 (1975) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **1**, 634 (1975)].
15. В.Б. Шикин, *УФН* **121**, 457 (1977).
16. А.В. Смородин, В.А. Николаенко, С.С. Соколов, *ФНТ* **35**, 978 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 766 (2009)].
17. С.П. Гладченко, В.А. Николаенко, Ю.З. Ковдря, С.С. Соколов, *ФНТ* **27**, 3 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 1 (2001)].
18. Ю.З. Ковдря, Ю.П. Монарха, *ФНТ* **12**, 1011 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 571 (1986)].
19. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, *ФНТ* **18**, 1278 (1992) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **18**, 894 (1992)].
20. О.И. Киричек, Ю.П. Монарха, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **19**, 458 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 323 (1993)].
21. S.S. Sokolov, G.-Q. Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 5977 (1995).
22. S.P. Gladchenko, V.A. Nikolaenko, and Yu.Z. Kovdrya, *J. Low Temp. Phys.* **138**, 427 (2000).
23. Yu.Z. Kovdrya, V.A. Nikolaenko, S.P. Gladchenko, and S.S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 1109 (1998).
24. V. Shikin, *J. Low Temp. Phys.* **139**, 503 (2005).
25. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Statistical Physics*, Nauka, Moscow (1995).

26. P.W. Adams and M.A. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2106 (1987).
27. P.W. Adams and M.A. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 451 (1988).
28. P.W. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3333 (1990).
29. Ю.З. Ковдря, В.А. Николаенко, С.П. Гладченко, *Письма ЖЭТФ* **73**, 526 (2001) [*JETP Lett.* **73**, 465 (2001)].
30. I. Karakurt, D. Herman, H. Mathur, and A.J. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1072 (2000).
31. S.S. Sokolov and N. Studart, *Phys. Rev.* **B51**, 2640 (1995).
32. Yu.P. Monarkha, S.S. Sokolov, G.-Q. Hai, and N. Studart, *Phys. Rev.* **B69**, 104525 (2004).

Possible formation of autolocalized state
of quasi-one-dimensional surface electrons in dense
helium vapor

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

The experimental study of surface electron mobility in quasi-one-dimensional conducting channels over liquid helium is carried out in a temperature range of 1.5–3 K. It is found that the mobility decreases strongly, at $T > 2$ K, as compared to that in the kinetic regime of electron conductivity. This behavior can be attributed to the formation of an autolocalized electron state in dense helium vapor that is accompanied by the appearance of macroscopic regions with nonuniform distribution of vapor density. Theoretical estimation of the temperature of autolocalized state formation based on the analysis of conditions for the occurrence of a free energy minimum in the system, gives the values close to the experimental ones.

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: surface electrons in helium, surface electron mobility, autolocalized state of electron.