

PACS numbers: 67.25.bh, 67.25.dp, 67.80.-s, 73.20.-r, 73.25.+i, 73.90.+f

## **Автолокализация поверхностных электронов над структурированной подложкой, покрытой гелием**

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

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина  
НАН Украины,  
просп. Ленина, 47,  
61103 Харьков, Украина*

Экспериментально исследована проводимость поверхностных электронов над плёнкой жидкого гелия, которая покрывает структурированную подложку из кремния, содержащую регулярную систему микропор, в температурном интервале  $T = 1,5-2,7$  К. Установлено, что в области  $T \geq 2,5$  К проводимость резко падает, что можно объяснить образованием автолокализованного поляронного состояния электрона над гелиевой плёнкой. Для проверки предположения о возникновении поляронного состояния поверхностного электрона в плотном паре гелия выполнен теоретический расчёт свободной энергии полярона, минимум которой появляется при повышении температуры до некоторого критического значения. А зависимость от прижимающего поля находится в качественном согласии с экспериментальными данными по температуре резкого падения проводимости. Расчёт предсказывает зависимость критической температуры от параметров потенциала, действующего в плоскости поверхности гелия и связанного с искажением формы поверхности гелия из-за структуры подложки. Это способствует появлению локализованного заряда над плёнкой гелия. Результаты сравниваются с данными по автолокализации квазиодномерных электронов в паровой фазе над гелием.

Експериментально досліджено провідність поверхневих електронів над плівкою рідкого гелію, яка покриває структуровану підкладку з кремнію, що містить регулярну систему мікропор, у температурному інтервалі  $T = 1,5-2,7$  К. Встановлено, що в області  $T \geq 2,5$  К провідність різко спадає, що можна пояснити утворенням автолокалізованого поляронного стану електрона над гелієвою плівкою. Для перевірки припущення про виникнення поляронного стану поверхневого електрона в парі гелію з великою густиною виконано теоретичний розрахунок вільної енергії полярона, мінімум якої з'являється при підвищенні температури до деякого критичного значення, залежність якого від притискного поля перебуває в якісній згоді з експериментальними даними щодо температури різкого

падіння провідності. Розрахунок прогнозує залежність критичної температури від параметрів потенціалу, що діє в площині поверхні гелію й пов'язаного зі спотворенням форми поверхні гелію через структуру підкладки, що сприяє появі локалізованого заряду над плівкою гелію. Результати порівнюються з даними стосовно автолокалізації квазиодновимірних електронів у паровій фазі над гелієм.

The conductivity of surface electrons over liquid-helium film covering the structured silicon substrate containing a regular system of micropores is investigated experimentally within the temperature range  $T = 1.5\text{--}2.7$  K. As found, the conductivity decreases sharply at  $T \geq 2.5$  K that can be explained by the formation of autolocalized polaron state of electron over the helium film. To check the hypothesis on the formation of the polaron state of surface electron in dense helium vapour, a theoretical calculation of free energy of the polaron is performed. As shown, the free energy minimum occurs when the temperature rises to a critical value corresponding to the formation of polaron and close to the temperature of the sharp decrease of conductivity observed experimentally. The calculation predicts the dependence of the critical temperature on the parameters of the effective potential acting within the plane of the surface of helium and associated with a distortion of the helium surface due to the structure of the substrate, which contributes to the appearance of localized charge on the helium film. The data of this investigation are compared with previously obtained results on autolocalization of surface electrons in quasi-1D-system.

**Ключевые слова:** поверхностные электроны, полярон, гелиевый пар, структурированная подложка.

*(Получено 19 ноября 2013 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Современный научно-технический прогресс существенно определяется достижениями наноэлектроники [1]. При размерах составляющих элементов порядка длины волны де Бройля  $\lambda_e$ , квантовые эффекты в структурах, следующие из решений уравнений Шредингера, играют определяющую роль [2]. Структура в этих условиях становится резонатором, а спектр носителей дискретным. В приборах используются принципиально новые физические и нанотехнологические идеи на нанометровом, молекулярном и атомарном уровне [1–3]. Проектирование при этом ведётся методами «зонной инженерии» и «инженерии волновых функций». Основные типы квантово-размерных структур (КРС): низкоразмерные полупроводниковые наноструктуры —  $2D$ ,  $1D$ ,  $0D$ ; магнитные наноструктуры (НС); сверхрешётки; многослойные структуры из нанометровых плёнок или слоёв квантовых точек; фуллереноподобные структуры. Физические эффекты, используемые в наноэлектронике: размерное

квантование, туннелирование и кулоновская блокада зарядов, интерференция электронных волн, вигнеровская кристаллизация, целочисленный и дробный квантовый Холл-эффект, суперпозиция и запутанность квантовых состояний и др.

Удовлетворяющая всем признакам КРС является система поверхностных электронов (ПЭ) над подложками, покрытыми гелием [4–6]. Модулированием свойств подложки легко менять размерность и основные характеристики системы. Она служит как самостоятельным объектом исследования и моделью твердотельных зарядовых систем, так и уникальным инструментом исследования окружающих её сред и взаимодействия заряда с ними [7, 8]. Например, в изучении эффектов фононного и фотонного увлечения зарядов, в анализе спиновой анизотропии сверхтекучего изотопа  $^3\text{He}$  и поверхностных состояний Майорановских фермионов. В последнее время рассмотрены возможности создания квантовых компьютеров с использованием заряда или спина ПЭ в качестве квантовых битов [9, 10]. Взаимодействие электронов с окружающей нейтральной средой является нетривиальным и привлекает большое внимание физиков различных направлений, включая физику плазмы и высоких энергий. Здесь широко используются ПЭ в гелии или его газовой фазе.

В обычных условиях поверхностные электроны над жидким гелием, обладая дискретным энергетическим спектром  $\Delta_l$  ( $l = 1, 2, 3, \dots$ ) для движения в направлении, нормальном поверхности раздела жидкий гелий–пар, движутся свободно вдоль этой поверхности. Энергетический спектр имеет вид

$$E_{l,k} = \Delta_l + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{k}$  — двумерный волновой вектор,  $m$  — масса свободного электрона. Возможность представления энергетического спектра в виде (1) обусловлена тем, что возмущающие взаимодействия электронов с атомами пара гелия или капиллярными волнами на поверхности жидкости (электрон-риплонное взаимодействие) являются очень малыми в области температур 0,1–2,0 К, где обычно выполняются экспериментальные исследования свойств ПЭ. Хотя указанные взаимодействия принципиально важны в проблеме переноса электронов вдоль поверхности гелия, при определении энергетического спектра ими можно пренебречь.

Ситуация резко изменяется, если речь идёт об очень низких ( $T < 0,1$  К) или относительно высоких ( $T > 2,0$  К) температурах. В обоих случаях оказывается возможным образование автолокализованного поляронного состояния ПЭ, в котором энергия движения вдоль поверхности жидкости, соответствующая второму слагаемому в (1), становится дискретной. Возникает объект с полностью

дискретным набором квантовых чисел — своеобразный аналог квантовой точки, но, в отличие от обычной квантовой точки, обладающий конечной, хотя и очень низкой, подвижностью. Особенностью такого поляронного состояния является то, что при его возникновении окружающая среда поляризуется и деформируется на мезоскопических расстояниях от электрона. В этом случае взаимодействие электронов с гелием следует считать уже не пренебрежимо малым, как при записи (1), а, напротив, сильным, и этот факт необходимо учитывать как в волновом уравнении для электрона, так и в уравнении механического равновесия полярона.

Природа «низкотемпературного» и «высокотемпературного» поляронных состояний существенно различна. Для  $T < 0,1$  К структура полярона определяется электрон-риплонным взаимодействием, которое является преобладающим для области температур ниже 0,8 К [4–6, 11–15]. В этом случае поляронный эффект проявляется в возникновении деформации поверхности гелия (лунки), которая медленно спадает при удалении от электрона, простираясь на расстояния  $\sim 10^{-6}$ – $10^{-5}$  см. Столь большой размер деформации приводит, несмотря на ничтожную глубину лунки  $\leq 10^{-8}$  см, к эффективной массе «риплонного» полярона порядка  $10^2$ – $10^3$  масс атома He и к его подвижности, определяемой гидродинамическим сопротивлением жидкости. К настоящему времени бесспорных экспериментальных доказательств существования риплонного полярона не получено.

Возможность существования поляронного состояния ПЭ при температурах выше 2 К обусловлена взаимодействием электрона с атомами гелия в газовой фазе над поверхностью жидкости [16–19]. Это взаимодействие усиливается с повышением  $T$ , в меру экспоненциального роста плотности атомов гелия в паре:

$$n_g = n_0 \exp\left(-\frac{E_0}{T}\right), \quad (2)$$

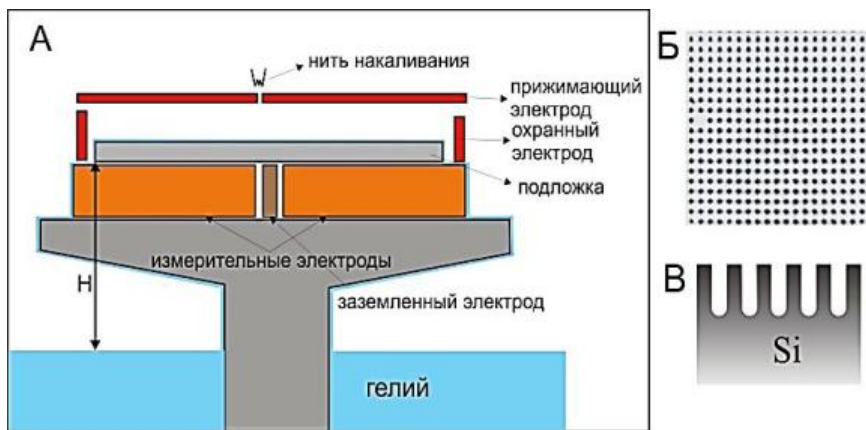
где  $n_0 = 5,95 \cdot 10^{21}$  см $^{-3}$  и энергия парообразования  $E_0 = 8,466$  К.

Интересной особенностью поляронных состояний электрона в плотном гелиевом паре является то, что внешние факторы, способствующие локализации заряда, смягчают условия образования полярона и приводят к уменьшению температуры (и, соответственно, плотности окружающего пара), выше которой образование полярона становится энергетически выгодным. Так, само наличие в экспериментальной ячейке поверхности раздела жидкий гелий–пар приводит к уменьшению характерной температуры формирования полярона в двумерной системе ПЭ по сравнению с электронами в ячейке, полностью заполненной парами гелия [17, 18]. В недавних работах авторов [20, 21] показано, что такая температура ещё более уменьшается в случае квазиодномерной системы ПЭ в проводящих

каналах над гелием, создаваемых при искривлении поверхности жидкости вследствие капиллярных эффектов.

Вывод о возможности возникновения электронного полярона ранее был сделан при наблюдении резкого падения проводимости электронов с повышением температуры по сравнению с температурной зависимостью, соответствующей кинетическому режиму переноса заряда. Этот вывод подкрепляется теоретическим анализом поведения свободной энергии полярона в гелиевом газе. Оказывается, что минимум свободной энергии такой системы появляется при повышении температуры и концентрации гелиевого пара до  $T = T_{cr}$  и отсутствует при меньшей температуре. Поэтому температуру  $T_{cr}$  можно трактовать как температуру образования полярона, причём для систем электронов разной размерности температура  $T_{cr}$  уменьшается с уменьшением размерности  $T_{cr}^{(Q1D)} < T_{cr}^{(2D)} < T_{cr}^{(3D)}$ , при одном и том же значении прижимающего электрического поля, нормального поверхности гелия. Значения температур  $T_{cr}$  оказываются близкими к температурам, для которых в экспериментах наблюдается резкое падение проводимости.

В последние годы всё больший интерес вызывает перенос ПЭ над специально профилированными или структурированными подложками, создающими вариации потенциала, где электрон может становиться полностью локализованным не только в направлении, перпендикулярном поверхности раздела жидкого и парообразного гелия, но и в плоскости поверхности раздела. Так, в работе [22] была исследована проводимость ПЭ над гелием, покрывающим структурированную подложку из кремния, которая содержит цилиндрические микропоры, расположенные регулярно и образующие квадратную решётку (рис. 1). Глубина микропор составляла порядка 80



**Рис. 1.** Измерительная ячейка (А) и структурированная кремниевая подложка: вид сверху (Б) и её поперечное сечение (В).

микрон, а их диаметр — 2 микрона с расстоянием между центрами пор в 4 микрона. При гелиевых температурах подложка переходит из полупроводникового в диэлектрическое состояние.

Эффекты, связанные с локализацией электрона над микропорами, проявляются в проводимости при достаточно больших радиусах кривизны жидкости в поре и, как отмечалось в [22], могут быть связаны с изменением концентрации носителей с температурой.

Максимальная температура была меньше 2 К, т.е. не достигала значений, для которых можно ожидать формирования поляронного состояния. Поэтому представлялось интересным исследовать проводимость ПЭ для более высокой температуры, когда формирование такого состояния становится возможным, причём привлекательной выглядит возможность изучить, как на возникновении полярона сказываются конечная толщина слоя гелия и наличие структуры у подложки. Предварительные данные анализировались в [23].

Здесь приведены исследования в рамках работ [21–23] по проводимости ПЭ над гелием, покрывающим профилированную и структурированную подложку, в области температур выше 2 К и изучение влияния подложки на температуру, при которой формируется полярон. Во втором разделе статьи описывается методика и процедура эксперимента. В третьем разделе приведён электростатический расчёт ранее исследованной подложки из цилиндрических нитей, для построения квазиодномерной электронной системы ( $Q1D$ ) над искривлённой поверхностью гелия в зазорах между нитями. Приведена типичная температурная зависимость перехода в поляронное состояние ПЭ в такой системе. Далее (четвёртый раздел) приводятся наблюдаемые экспериментальные температурные зависимости проводимости. В пятой части работы выполняется теоретический анализ условий возникновения поляронного состояния с учётом вклада от эффективного потенциала структурированной подложки в свободную энергию электрона. Выполняется сопоставление результатов теоретического рассмотрения с экспериментальными данными. В заключении подводятся итоги работы.

## 2. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Методика выполнения эксперимента и измерения проводимости аналогична той, что была применена в [20–24]. Структурированная подложка из кремния помещалась в зазоре между пластинами плоского конденсатора (рис. 1).

Нижняя пластина конденсатора представляла собой измерительную систему, состоящую из двух электродов, разделённых узким заземлённым электродом. Возбуждающее переменное напряжение подавалось на один из двух электродов. Измерительный ток снимался со второго в соответствии с Соммер–Таннеровской методикой

измерений [17], основанной на том, что система ПЭ над подложкой связана ёмкостным бесконтактным способом с измерительными электродами. С помощью двухфазного синхронного анализатора сигналов в ходе эксперимента измерялись 0- и 90-градусные компоненты сигнала частотой 20 кГц и амплитудой 15 мВ. Проводимость ПЭ определялась по измерениям активной части кондактанса измерительной ячейки [24]. Верхний электрод конденсатора является сплошным, с его помощью создаётся прижимающее электрическое поле  $E_{\perp}$ , действующее на электроны. Электроны вводились в измерительную ячейку при включении вольфрамовой нити накаливания, расположенной над отверстием в верхней пластине конденсатора. Наилучшие условия для необходимой термализации зарядов электронов эмитированных от нити накаливания к подложке имеют место при  $T = 1,4-1,5$  К. Поэтому заряджение поверхности выполнялось при этих температурах. В результате создавался слой электронов над подложкой с гелиевым покрытием, в котором поверхностная плотность заряда, соответствующая компенсации внешнего  $E_{\perp}$ , изменялась в пределах  $n_s^{(0)} \sim 10^5-10^9$  см $^{-2}$ . Методика определения  $n_s^{(0)}$  аналогична той, что использовалась ранее в [22]. Заметим, что измерения проводимости ПЭ в настоящей работе выполнялись при поверхностной плотности зарядов  $n_s$ , которая была меньше «равновесного» значения  $n_s^{(0)}$ . В настоящей работе измерения выполнялись при  $n_s \approx 10^7$  см $^{-2}$ , то есть в условиях, когда поверхностная плотность заряда имеет тот же порядок, что и поверхностная концентрация цилиндрических полостей в подложке  $6 \cdot 10^6$  см $^{-2}$ .

Ячейка располагалась на высоте  $H$  от жидкого гелия (рис. 1), который затекал на подложку благодаря капиллярным силам, формируя плёнку. Толщина плёнки определялась как  $d = k_{\gamma} / H^{\frac{2}{3}}$  [25], где  $k_{\gamma} = 2,88 \cdot 10^{-6}$  см $^{4/3}$  — константа, определяемая потенциалом Ван-дер-Ваальса. Радиус кривизны жидкости в поре определяется соотношением  $R = 2\alpha / (\rho g H)$  (здесь  $\alpha$  и  $\rho$  — коэффициент поверхностного натяжения и плотность жидкого гелия соответственно;  $g$  — ускорение силы тяжести).

### 3. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ Q1D СИСТЕМЫ

Результаты по автолокализации электронов в Q1D-системе приведены здесь для сравнения из работ [20, 21].

Электростатическая модель системы для потенциала задаётся уравнением Лапласа в цилиндрических координатах  $\Delta\varphi = 0$ , с координатой  $z$  вдоль оси цилиндра. Первая и вторая частные производные потенциала по  $z$  равны 0, и после подстановки Фурье ( $\varphi = M(r)N(\alpha)$ ) решается уравнение 
$$\frac{r}{M} = \frac{d}{dr} \left( r \frac{dM}{dr} \right) + \frac{1}{N} \frac{d^2 N}{d\alpha^2} = 0.$$

При равенстве нормальных составляющих индукции вне (индекс  $e$ ) и внутри (индекс  $i$ ) цилиндра  $\varepsilon_i \left( \frac{\partial \varphi_i}{\partial r} \right)_{r=a} = \varepsilon_e \left( \frac{\partial \varphi_e}{\partial r} \right)_{r=a}$ , решение имеет следующий вид:

$$\varphi_i = -E_{\perp} \left[ \left( \frac{2\varepsilon_e}{\varepsilon_i + \varepsilon_e} \right) r \right] \cos \alpha + \varphi_0 \text{ и } \varphi_e = E_{\perp} \left[ \left( \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{\varepsilon_i - \varepsilon_0} \right) \frac{a^2}{r} - r \right] \cos \alpha + \varphi_0.$$

Результаты по автолокализации электронов сравниваются с аналогичными данными в условиях квазиодномерности [20, 21]. Здесь в качестве подложки использован ряд световодов (рис. 2) с проницаемостью  $\varepsilon$  и радиусом  $a$  над искривлённой поверхностью гелия, между которыми в присутствии однородного электрического поля формируются полосы из ПЭ. Стрелка прогиба жидкости от расстояния  $H$  между поверхностями подложки и гелия под ней —  $\delta H = (2a)^2 (\rho g H + n_s^2 e^2 / 2\varepsilon_0) / 8\alpha$  с потенциалом  $\delta \varphi = e E_{\perp} \delta H$ . По

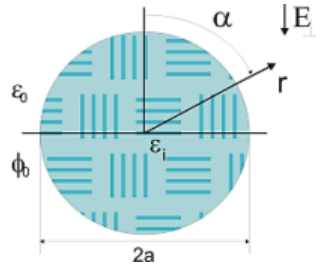


Рис. 2. Поперечное сечение световода в координатной системе.

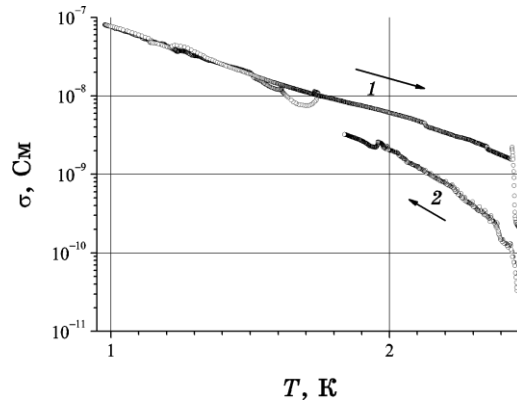


Рис. 3. Типичная температурная зависимость проводимости ПЭ в Q1D-системе.



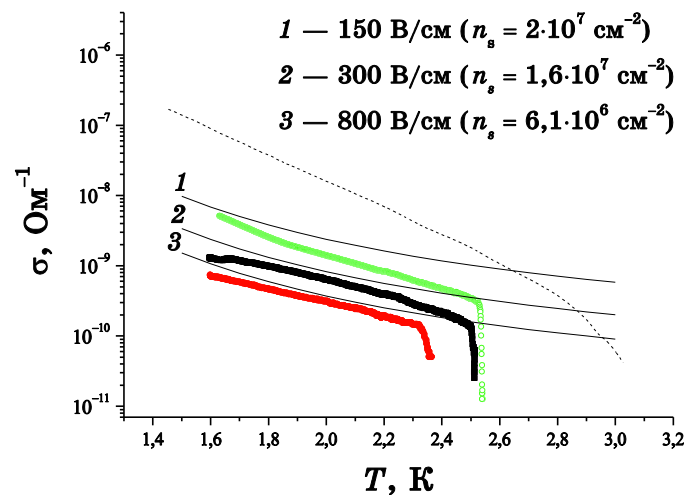
оценкам при  $H = 10^{-2}$  м и  $a = 10^{-5}$  м потенциальная яма в поле  $10^5$  В/м будет до  $10^4$  К. Типичная зависимость проводимости  $Q1D$ -системы при автолокализации ПЭ имеет вид, представленный на рис. 3.

Отметим, исходя из выражения для внешнего потенциала, что в случае плоской поверхности, покрывающей ряд диэлектрических нитей, видна значительная потенциальная яма над верхушками нитей. Это может быть использовано в моделях построения  $1D$ -систем над атомарно-гладкой плоской поверхностью подложки.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Типичные зависимости проводимости ПЭ от температуры для случая структурированной подложки из [23] показаны на рис. 4 для трёх значений  $E_{\perp}$  и для значений толщины слоя гелия над подложкой  $d = 250\text{--}290$  Å (значения электронных плотностей и полей — в поле рисунка).

Отклонение проводимости вниз от «кинетической» зависимости  $\sigma(T)$  видно на всех зависимостях, причём с увеличением прижимающего поля значение  $T_{cr}$  уменьшается. Сплошными линиями нанесены теоретические кривые, для которых подвижность ПЭ  $\mu(T)$  рассчитывалась в условиях их рассеяния атомами гелия в газовой фазе [13, 18]. Проводимость ПЭ определялась как  $\sigma(T) = n_s e \mu(T)$  ( $e$  — за-



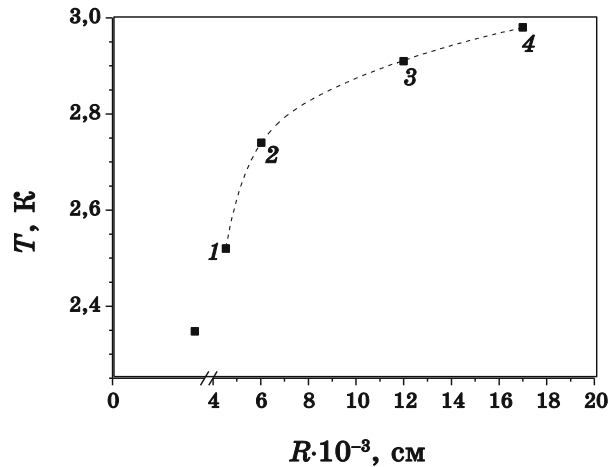
**Рис. 4.** Проводимость поверхностных электронов над гелием, покрывающим структурированную подложку при трёх значениях прижимающего электрического поля. Сплошные линии — теоретический расчёт для кинетического режима проводимости, пунктирная линия — экспериментальные данные работы [17].

ряд электрона). При этом значения  $n_s$  на рис. 2 выбирались таким образом, чтобы дать наилучшее согласие экспериментально определённых значений проводимости в области кинетического переноса заряда с зависимостями, определёнными по приведённой формуле на основании теоретически рассчитанных  $\mu(T)$ . Такая методика оценки плотности зарядов, вовлечённых в процесс переноса, является, по-видимому, единственно надёжной в настоящих экспериментах, где, как уже выше отмечалось, измерения выполнялись в условиях, когда поле слоя зарядов не компенсировалось внешним прижимающим полем.

Отметим удовлетворительное согласие теоретических и экспериментально определённых значений  $\sigma(T)$  при  $T \leq 2$  К. Следует заметить, что в ходе экспериментов не обнаружено каких-либо особенностей в температурной зависимости проводимости при температуре  $\lambda$ -перехода ( $T \approx 2,17$  К). При приближении к  $\lambda$ -точке скорость изменения температуры уменьшали примерно в два раза, чтобы избежать возмущений концентрации ПЭ и резкого увеличения амплитуды колебаний поверхности жидкости.

Пунктирной линией также приведена зависимость  $\sigma(T)$  для объёмного гелия ( $d \rightarrow \infty$ ) при  $n_s = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$  [25]. На основании подобной зависимости, демонстрирующей резкое уменьшение подвижности электронов, в [17] был сделан вывод о возникновении поляронного состояния в двумерном слое поверхностных электронов.

Сводные данные по зависимости момента образования автолокализованного состояния ПЭ от размерности приведены на рис. 5 для



**Рис. 5.** Зависимость температуры перехода ПЭ в автолокализованное состояние от размерности системы и от радиуса кривизны жидкости в каналах Q1D-системы (сопоставление данных выполнено по материалам [20, 21, 23]).

2D- (точка 4), Q1D- (точки 1–3) и Q0D- (нижняя точка) систем.

#### 4. РАСЧЁТ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ НАД СЛОЕМ ГЕЛИЯ НА СТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКЕ

Для анализа условий образования электронного полярона в присутствии структурированной подложки рассмотрена свободная энергия идеального гелиевого пара, содержащего полярон. При температурной зависимости плотности пара (2) соответствующее выражение для свободной энергии запишется в виде, аналогичном рассмотренному в [21]:

$$F = \int d^2\mathbf{r}dz \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \varphi(\mathbf{r}, z) \Delta \varphi(\mathbf{r}, z) + U_{\text{pot}}(\mathbf{r}, z) \varphi(\mathbf{r}, z) + E_0 n(\mathbf{r}, z) |\varphi(\mathbf{r}, z)|^2 + \frac{\hbar^2}{2Mn_g} |\nabla n(\mathbf{r}, z)|^2 + n(\mathbf{r}, z) T \ln [n(\mathbf{r}, z) f(T)] \right\}. \quad (3)$$

Здесь  $\varphi(\mathbf{r}, z)$  — волновая функция электрона ( $\mathbf{r}$  — двумерный радиус-вектор в плоскости поверхности жидкости);  $n(\mathbf{r}, z)$  — зависящая от координат концентрация атомов He в паре, содержащем электронный полярон, а  $n_g$  — её равновесное значение;  $E_0 = 2\pi\hbar^2 a_0 / m$ ;

$a_0 = 0,62 \cdot 10^{-8}$  см;  $M$  — масса атома He;  $f(T) = \frac{1}{e} \left( \frac{2\pi\hbar^2}{MT} \right)^{3/2}$  — эффек-

тивный объём для атомов гелия в паре, где  $e = 2,7182$  — основание натуральных логарифмов. Энергию  $U_{\text{pot}}(\mathbf{r}, z)$  в (3) запишем в виде:

$$U_{\text{pot}}(\mathbf{r}, z) = -\frac{\Lambda_0}{z} - \frac{\Lambda_1}{z+d} + eE_{\perp}z + \frac{m\omega_{\text{pol}}^2 r^2}{2}. \quad (4)$$

Первый член в (4) описывает потенциальную энергию электрона, обусловленную его поляризационным взаимодействием с гелием, второй член — поляризационное взаимодействие с веществом подложки, третье слагаемое — действие прижимающего поля  $E_{\perp}$ , и последнее слагаемое задаёт параболическую потенциальную яму для локализованного на гелиевой плёнке электрона. При этом

$$\Lambda_0 = \frac{e^2}{4} \left( \frac{\varepsilon_{\text{He}} - 1}{\varepsilon_{\text{He}} + 1} \right), \quad \Lambda_1 = \frac{e^2 \varepsilon_{\text{He}} (\varepsilon_d - \varepsilon_{\text{He}})}{(\varepsilon_{\text{He}} + 1)^2 (\varepsilon_d + \varepsilon_{\text{He}})};$$

$\varepsilon_{\text{He}}$  и  $\varepsilon_d$  — диэлектрические постоянные жидкого гелия и вещества подложки соответственно ( $\varepsilon_{\text{He}} = 1,056$  и  $\varepsilon_d \simeq 3,5$  при  $T \simeq 2-3$  К).

В том случае, когда электрон находится в области прогиба поверхности жидкости в микропоре с радиусом кривизны жидкости  $R$  (см. рис. 7 из [22]), он приобретает потенциальную энергию  $U(r) = m\omega_0^2 r^2 / 2$  с характерной частотой  $\omega_0 = (eE_\perp / mR)^{1/2}$ . Это способствует локализации заряда в плоскости границы раздела жидкость–пар и должно сказываться на температуре возникновения поляронного состояния. В то же время проводимость ПЭ определяется электронами, движущимися вдоль поверхности жидкости свободно, испытывая при этом не только рассеяние на атомах гелия в паровой фазе, но и подвергающихся влиянию дополнительного потенциала из-за наличия прогибов жидкости в районе пор и малоподвижных электронов, захваченных в таких порах. Кроме того, необходимо учитывать, что характерный масштаб шероховатостей поверхности подложки ( $\cong 100 \text{ \AA}$ ) близок к толщине слоя гелия. Это создаёт условия для возникновения случайного потенциала, который может приводить к неконтролируемой локализации части электронов на таких шероховатостях. Это в свою очередь должно создавать дополнительный кулоновский потенциал, влияющий на движение ПЭ вдоль поверхности гелия и на условия образования полярона. Корректный учёт перечисленных факторов на процесс формирования поляронного состояния затруднителен. Поэтому для качественного анализа в настоящей работе в (4) добавлено последнее слагаемое — эффективный потенциал, формально совпадающий с  $U(r)$ , но зависящий не от частоты  $\omega_0$ , а от  $\omega_{\text{pol}}$ , играющей роль параметра, с помощью которого можно оценить эффективность рассматриваемой модели полярона. Величину  $\omega_{\text{pol}}$  следует оценивать на основании экспериментальных данных и теоретических оценок характерной температуры формирования полярона.

При анализе (3) пробную волновую функцию электрона выберем в виде

$$\varphi(z, \mathbf{r}) = \chi(z) \frac{1}{\sqrt{\pi A}} \exp\left(-\frac{r^2}{2A^2}\right), \quad \chi(z) = 2b^{3/2} z \exp(-bz); \quad \mathbf{r} = \{x, y\}. \quad (5)$$

При этом  $\chi(0) = 0$  на поверхности гелия в соответствии с приближением  $V_0 \rightarrow \infty$ , где  $V_0$  — потенциальный барьер на поверхности, препятствующий проникновению электрона в жидкость.

Подстановка (5) в (3) приводит к следующему выражению для  $F$ :

$$F = \frac{\hbar^2}{2mA^2} + \frac{m\omega_{\text{pol}}^2 A^2}{2} + \Delta(b) + \\ + E_T \left[ \ln [n_g f(T)] \right] \left[ 1 - \Phi \left( \frac{E_0 b}{\pi T A^2} \right) \right] + \int d^2 \mathbf{r} dz n_g \ln [n_g f(T)], \quad (6)$$

где  $E_T = n_g E_0$ ,

$$\Delta(b) = \frac{\hbar^2 b^2}{2m} - \Lambda_0 b - \Lambda_1 b \zeta(bd) + \frac{3eE_{\perp}}{2b},$$

$$\zeta(x) = 1 - 2x + 4x^2 \exp(2x) \text{Ei}(-2x),$$

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

и  $\text{Ei}(x)$  — интегральная показательная функция. Наличие второго слагаемого в (6) связано с вкладом последнего члена в (4), а появление третьего слагаемого в  $\Delta(b)$  обусловлено тем, что, как отмечалось выше, толщина слоя гелия в экспериментах составляла порядка 250 Å, и вклад плёночных эффектов в (6), пропорциональный  $\Lambda_1$ , является существенным. В пределе  $d = \infty$  (6) переходит в выражения, ранее полученные в [21]. При выводе (6) из (3) использовалась следующая связь между концентрацией атомов и электронной волновой функцией:

$$n(\mathbf{r}, z) = n_g \exp\left(-\frac{E_0 |\varphi(\mathbf{r}, z)|^2}{T}\right),$$

справедливая в пренебрежении первым слагаемым во второй строке (3) в свободной энергии. Такое приближение оправдано на начальной стадии формирования полярона.

Вариационные параметры  $A$  и  $b$  определялись из уравнений

$$\partial F / \partial A = \partial F / \partial b = 0, \quad (7)$$

которые решались с использованием численных методов.

Как и в случаях поляронного состояния двумерных (2D) ПЭ над плоской поверхностью объёмного гелия ( $d \rightarrow \infty$ ) или в квазиодномерных проводящих каналах с поверхностными электронами, численный анализ показывает, что решение (7) существует лишь в области температур  $T > T_{cr}$ . Здесь температуру  $T_{cr}$  можно трактовать как температуру, начиная с которой образование полярона в плотном гелиевом паре становится энергетически выгодным. При этом оказывается, что  $T_{cr}$  в рассматриваемой системе оказывается меньше, чем для 2D-ПЭ, для которых  $T_{cr}^{(2D)}$  составляет примерно 3 К и очень мало зависит от прижимающего поля. Отличие  $T_{cr}$  в рассматриваемом случае от  $T_{cr}^{(2D)}$  следует связать с двумя факторами. Во-первых, на величине  $T_{cr}$  должны сказываться плёночные эффекты (конечность  $d$ ), соответствующие третьему члену в энергии  $\Delta(b)$ , входящей в (6). Во-вторых, на  $T_{cr}$  может влиять эффективный потенциал в (4), пропорциональный  $\omega_{\text{pol}}^2$  и приводящий ко второму слагаемому в (6). Этот потенциал отсутствует для 2D-ПЭ над плоской поверхностью гелия.

**ТАБЛИЦА.** Температура  $T_{cr}$  для нескольких значений прижимающих электрических полей, частоты  $\omega_{pol}$  и разных толщин гелиевой плёнки, покрывающей структурированную подложку.

$\omega_{pol}$ , Гц	$T_{cr}$ , К					
	$d$ , см	$E_{\perp} = 150$ В/см	$d$ , см	$E_{\perp} = 300$ В/см	$d$ , см	$E_{\perp} = 800$ В/см
0	$\infty$	3,0880	$\infty$	3,0787	$\infty$	3,0580
0	$2,9 \cdot 10^{-6}$	3,0735	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0634	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0412
$10^{12}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$	3,0670	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0568	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0333
$1,5 \cdot 10^{12}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$	3,0586	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0478	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0225

Влияние указанных факторов на температуру  $T_{cr}$  иллюстрируется табл.

Видно, что для толщин плёнки гелия  $d = (2,5-2,9) \cdot 10^{-6}$  см значение  $T_{cr}$  при  $\omega_{pol} = 0$  понижается по сравнению с «объёмным» значением ( $d \rightarrow \infty$ ), когда плёночные эффекты отсутствуют. Данное обстоятельство обусловлено тем, что действие сил изображения со стороны твёрдой подложки на электрон эквивалентно действию дополнительного прижимающего поля. Увеличение последнего способствует локализации электрона в направлении  $z$  и, тем самым, содействует образованию полярона. Следует отметить уменьшение  $T_{cr}$  при увеличении прижимающего поля, что качественно согласуется с экспериментальными кривыми на рис. 2. Заметим, что вариационные параметры  $A$  и  $b$ , соответствующие  $T = T_{cr}$  для внешних параметров из таблицы также изменяются незначительно и составляют  $A = 29 \pm 1,5 \text{ \AA}$ ,  $b = (3,2 \pm 0,1) \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ .

В то же время при фиксированных  $d$  и  $E_{\perp}$  влияние  $\omega_{pol}$  на температуру  $T_{cr}$  сказывается лишь при  $\omega_{pol} \geq (5-7) \cdot 10^{11}$  Гц и практически незаметно при меньших частотах. Как и следовало ожидать, в области  $\omega_{pol} \geq 10^{12}$  увеличение  $\omega_{pol}$  приводит к уменьшению  $T_{cr}$  при заданных  $d$  и  $E_{\perp}$ . Следует подчеркнуть, что такие значения  $\omega_{pol}$  сильно отличаются от частоты  $\omega_0 = (eE_{\perp}/mR)^{1/2}$  для потенциала, локализуемого электрон в прогибе на поверхности жидкости с радиусом кривизны  $R$ . Действительно, согласно оценкам типичная величина радиуса кривизны составляла  $R \approx 3 \cdot 10^{-3}$  см в настоящих экспериментах, что приводит к  $\omega_0 \approx 2,1 \cdot 10^{10}$  Гц  $\ll \omega_{pol}$ . Таким образом, сам факт прогиба поверхности жидкости в районе микропор и возникновение локализуемого потенциала  $U(r)$  в этом прогибе представляется недостаточным для сколько-нибудь заметного уменьшения  $T_{cr}$  и говорит о преобладающем вкладе в  $\omega_{pol}$  других факторов. Например, влияние малоподвижных электронов, «захваченных» в прогибы в условиях, когда поверхностная плотность ПЭ имеет тот же порядок, что и концентрация микропор (как в настоящем эксперименте).

Таким образом, выполненный анализ свободной энергии полярона с использованием простой модели (3)–(6) качественно согласуется с экспериментально обнаруженной тенденцией понижения температуры резкого падения проводимости ПЭ. Это связывается с формированием поляронного состояния в плотном гелиевом газе, при усилении факторов, способствующих локализации электронов (в данном случае плёночные эффекты и потенциал, локализующий электроны в плоскости их слоя). Вместе с тем нельзя не отметить, что влияние указанных факторов на  $T_{cr}$  проявляется лишь во втором–третьем знаке после запятой, а сама  $T_{cr}$  превышает 3 К. Между тем, экспериментальные зависимости проводимости от температуры для свободных ПЭ над объёмным гелием и в настоящем эксперименте для зарядов над плёнкой гелия, покрывающей профилированную подложку, свидетельствуют, что резкий «загиб» вниз кривой  $\sigma(T)$  относительно значений, соответствующих кинетическому режиму проводимости, происходит при температурах примерно на 0,5 К более низких. При этом зависимость температуры, при которой происходит загиб, от прижимающего поля сильнее, чем это следует из теоретического расчёта. Кроме того, отклонение проводимости от «кинетической» кривой начинается при температурах, более низких, чем  $T_{cr}$ . Таким образом, хотя выполненное теоретическое рассмотрение приводит к качественному согласию с экспериментальными данными, количественное различие довольно заметно. С одной стороны, это, по-видимому, связано с упрощённостью модели (3)–(6) (пренебрежение градиентным вкладом в свободную энергию, учитывающим неоднородность распределения концентрации пара вблизи электрона, произвольность введения потенциала  $m\omega_{pol}^2 r^2 / 2$  в (4)). С другой стороны, отклонение проводимости от кинетического режима может быть связано с тем, что дебройлевская длина волны электрона при температурах выше 2 К становится сравнимой со средним межатомным расстоянием в паре. Тем не менее, невзирая на сделанные оговорки, следует признать, что значения  $T_{cr}$  в модели (3)–(6) достаточно близки к экспериментально наблюдаемым значениям температуры, когда проводимость электронов резко падает, как это и должно быть при образовании полярона. Данное обстоятельство, а также понижение  $T_{cr}$  при уменьшении  $d$  и возрастании  $E_{\perp}$  свидетельствуют о том, что модель (3)–(6) качественно соответствует результатам эксперимента.

Расчёт свободной энергии при автолокализации электронов в  $Q1D$ -системе, выполненный в [21], продемонстрировал качественное согласие расчётных и экспериментальных данных.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено экспериментальное исследование проводимо-

сти поверхностных электронов над жидким гелием, покрывающим структурированную подложку из кремния, содержащую регулярную систему цилиндрических микропор. Измерения выполнены при температурах выше 2 К, что позволило обнаружить поляронное состояние поверхностных электронов, возникновение которого обусловлено сильным взаимодействием электрона с окружающей средой — плотным гелиевым газом. При этом впервые возникновение полярона поверхностных электронов обнаружено над плёнкой гелия толщиной порядка  $2,6 \cdot 10^{-6}$  см. Результаты данных экспериментов сопоставляются с ранее полученными экспериментальными и расчётными данными по автолокализации электронов в квазиодномерной системе. Вывод о появлении электронного полярона над слоями гелия в присутствии структурированной диэлектрической подложки подкрепляется как сходством наблюдаемого изменения проводимости ПЭ с температурой (резкое падение) в настоящей работе и в экспериментах по обнаружению полярона над объёмным гелием, а также в системе квазиодномерных проводящих каналов над гелием, так и анализом свободной энергии поверхностного электрона в гелиевом газе. Установлено, что минимум свободной энергии появляется с повышением температуры до некоторой  $T_{cr}$ . Зависимость её от прижимающего электрического поля и дополнительного потенциала в плоскости границы пар-жидкий гелий, связанного со структурированностью подложки и возможным наличием некоторого электрического заряда на ней, качественно согласуется с поведением  $T_{cr}$ , обнаруженным в данном эксперименте и в ранее проведённых экспериментах с ПЭ в  $Q1D$ -системе. Следует отметить, что количественное различие экспериментальных данных с теоретическим расчётом свидетельствует о необходимости разработки более строгой теории формирования электронного полярона в плотном паре гелия и определения его подвижности в условиях перехода от кинетического к гидродинамическому режиму проводимости.

Авторы выражают благодарность Л. А. Карачевцевой и О. А. Литвиненко за предоставленный образец кремниевой структурированной подложки.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ж. И. Алфёров, *Физика и техника полупроводников*, **32**, № 1: 3 (1998).
2. И. А. Обухов, *Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах* (Москва-Киев-Минск-Севастополь: Вебер: 2005).
3. *Атомная структура полупроводниковых систем* (ред. А. Л. Асеев) (Новосибирск: Изд. СО РАН: 2006).
4. Y. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids* (Berlin: Springer: 2004).



5. V. B. Shikin and Yu. P. Monarkha, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **65**: 741 (1973).
6. Ю. П. Монарха, *ФНТ*, **1**: 526 (1975); idem, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, **1**: 258 (1975).
7. Ю. З. Ковдря, Ю. П. Монарха, *ФНТ*, **12**: 571 (1986); Ю. З. Ковдря, В. А. Николаенко, *ФНТ*, **18**: 1278 (1992).
8. Ю. З. Ковдря, *ФНТ*, **29**: 107 (2003).
9. P. M. Platzman and M. I. Dykman, *Science*, **284**: 1967 (1999).
10. S. Lyon, *Phys. Rev. A*, **74**: 052338 (2006).
11. L. M. Sander, *Phys. Rev. B*, **11**: 4350 (1975).
12. G. E. Marques and N. Studart, *Phys. Rev. B*, **39**: 4133 (1989).
13. G. Farias and F. Peeters, *Phys. Rev. B*, **55**: 3763 (1997).
14. Yu. P. Monarkha and K. Kono, *Phys. Rev. B*, **21**: 212507 (2002).
15. S. S. Sokolov, A. C. A. Ramos, and N. Studart, *J. Phys.: Condensed Matter*, **12**: 7341 (2000).
16. J. Levin and T. Sanders, *Phys. Rev.*, **154**: 138 (1967).
17. W. I. Sommer and D. J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.*, **27**: 1345 (1971).
18. Ю. П. Монарха, *ФНТ*, **1**: 1322 (1975); idem, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, **1**: 634 (1975).
19. В. Б. Шикин, *УФН*, **121**: 457 (1977).
20. А. В. Смородин, В. А. Николаенко, С. С. Соколов, *ФНТ*, **35**: 978 (2009); idem, *Low Temp. Phys.*, **35**: 766 (2009).
21. В. А. Николаенко, А. В. Смородин, С. С. Соколов, *ФНТ*, **37**: 119 (2011); idem, *Low Temp. Phys.*, **37**: 95 (2011).
22. А. В. Смородин, В. А. Николаенко, С. С. Соколов, Л. А. Карачевцева, О. А. Литвиненко, *ФНТ*, **38**: 1158 (2012); idem, *Low Temp. Phys.* **38**: 915 (2012).
23. А. В. Смородин, В. А. Николаенко, С. С. Соколов, *ФНТ*, **39**: 1096 (2013).
24. С. П. Гладченко, В. А. Николаенко, Ю. З. Ковдря, С. С. Соколов, *ФНТ*, **27**: 3 (2001); idem, *Low Temp. Phys.* **27**: 1 (2001).
25. E. Y. Andrei, *Phys. Rev. Lett.*, **52**: 1449 (1984).

## REFERENCES

1. Zh. I. Alfeyorov, *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*, **32**, No. 1: 3 (1998) (in Russian).
2. I. A. Obukhov, *Modelirovanie Perenosa Zaryada v Mezoskopicheskikh Strukturakh* (Moscow–Kiev–Minsk–Sebastopol’: Veber: 2005) (in Russian).
3. *Atomnaya Struktura Poluprovodnikovykh Sistem* (Ed. A. L. Aseev) (Novosibirsk: Izd. SO RAN: 2006) (in Russian).
4. Y. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids* (Berlin: Springer: 2004).
5. V. B. Shikin and Yu. P. Monarkha, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **65**: 741 (1973).
6. Yu. P. Monarkha, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **1**: 526 (1975) (in Russian); idem, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, **1**: 258 (1975).
7. Yu. Z. Kovdrya and Yu. P. Monarkha, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **12**: 571 (1986) (in Russian); Yu. Z. Kovdrya and V. A. Nikolaenko, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **18**: 1278 (1992) (in Russian).
8. Yu. Z. Kovdrya, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **29**: 107 (2003) (in Russian).
9. P. M. Platzman and M. I. Dykman, *Science*, **284**: 1967 (1999).

10. S. Lyon, *Phys. Rev. A*, **74**: 052338 (2006).
11. L. M. Sander, *Phys. Rev. B*, **11**: 4350 (1975).
12. G. E. Marques and N. Studart, *Phys. Rev. B*, **39**: 4133 (1989).
13. G. Farias and F. Peeters, *Phys. Rev. B*, **55**: 3763 (1997).
14. Yu. P. Monarkha and K. Kono, *Phys. Rev. B*, **21**: 212507 (2002).
15. S. S. Sokolov, A. C. A. Ramos, and N. Studart, *J. Phys.: Condensed Matter*, **12**: 7341 (2000).
16. J. Levin and T. Sanders, *Phys. Rev.*, **154**: 138 (1967).
17. W. I. Sommer and D. J. Tanner, *Phys. Rev. Lett.*, **27**: 1345 (1971).
18. Yu. P. Monarkha, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **1**: 1322 (1975) (in Russian);  
idem, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, **1**: 634 (1975).
19. V. B. Shikin, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **121**: 457 (1977) (in Russian).
20. A. V. Smorodin, V. A. Nikolaenko, and S. S. Sokolov, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **35**: 978 (2009) (in Russian); idem, *Low Temp. Phys.*, **35**: 766 (2009).
21. V. A. Nikolaenko, A. V. Smorodin, and S. S. Sokolov, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **37**: 119 (2011) (in Russian); idem, *Low Temp. Phys.*, **37**: 95 (2011).
22. A. V. Smorodin, V. A. Nikolaenko, S. S. Sokolov, L. A. Karachevtseva, and O. A. Litvinenko, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **38**: 1158 (2012) (in Russian);  
idem, *Low Temp. Phys.* **38**: 915 (2012).
23. A. V. Smorodin, V. A. Nikolaenko, and S. S. Sokolov, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **39**: 1096 (2013) (in Russian).
24. S. P. Gladchenko, V. A. Nikolaenko, Yu. Z. Kovdrya, and S. S. Sokolov, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **27**: 3 (2001) (in Russian); idem, *Low Temp. Phys.*, **27**: 1 (2001).
25. E. Y. Andrei, *Phys. Rev. Lett.*, **52**: 1449 (1984).